

DIPLOMARBEIT

Studien zur Bestimmung der WW- und $t\bar{t}$ -Untergründe in der Suche nach dem Higgs-Boson im Prozess $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ im ATLAS-Experiment

Paul Günther



Fakultät für Mathematik und Physik
Albert-Ludwigs-Universität Freiburg

Studien zur Bestimmung der WW- und $t\bar{t}$ -Untergründe in der Suche nach dem Higgs-Boson im Prozess $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ im ATLAS-Experiment

DIPLOMARBEIT

vorgelegt von
Paul Günther

Prof. Dr. Karl Jakobs

Fakultät für Mathematik und Physik der
ALBERT-LUDWIGS-UNIVERSITÄT
Freiburg im Breisgau

20. Dezember 2012

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Einführung	3
2.1	Das Standardmodell	3
2.1.1	Das Teilchenspektrum	3
2.1.2	Die Wechselwirkungen	3
2.2	Das Higgs-Feld	7
2.2.1	Massive Eichbosonen	7
2.2.2	Massenterme in der Elektroschwachen Wechselwirkung	9
2.2.3	Fermionenmassen	10
2.2.4	Das Higgs-Boson	10
2.3	Phänomenologie von Proton-Proton Kollisionen	11
2.3.1	Die Vorhersage von Messgrößen aus Lagrangedichten	11
2.3.2	Allgemeine Streuprozesse	11
3	Die Eigenschaften des Higgs-Bosons	15
3.1	Standardmodell Vorhersagen	15
3.2	Die Higgs-Boson Produktion	15
3.3	Zerfälle des Higgs-Bosons	15
3.4	Die $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ Zerfallssignatur	18
4	Detektor und Rekonstruktion	19
4.1	Der Große Hadronenbeschleuniger	19
4.2	Das ATLAS Experiment	19
4.2.1	Der innere Detektor	21
4.2.2	Das Kalorimeter	22
4.2.3	Das Myon-Spektrometer	23
4.2.4	Der Trigger	24
4.3	Rekonstruktion	25
4.3.1	Die Rekonstruktion von Elektronen	25
4.3.2	Die Rekonstruktion von Myonen	26
4.3.3	Die Rekonstruktion von Jets	26
4.3.4	Die Rekonstruktion von b-Jets	27
4.3.5	Die Rekonstruktion von fehlender transversale Energie	27
5	Verwendete Daten und Monte-Carlo Generatoren	29
5.1	Daten	29
5.2	Monte-Carlo	30
5.3	Skalierungs- und Normierungsfaktoren	31

6 Die Suche nach dem Higgs-Boson im $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ Zerfall	33
6.1 Die Untergründe	34
6.1.1 Der WW-Untergrund	34
6.1.2 Der Top-Untergrund	34
6.1.3 Der W+Jets-Untergrund	36
6.1.4 Der Z+Jets-Untergrund	37
6.1.5 Der $W\gamma/WZ/ZZ$ -Untergrund	37
6.2 Objektdefinitionen	38
6.2.1 Elektronen	38
6.2.2 Myonen	39
6.2.3 Jets	39
6.2.4 b-Jets	39
6.2.5 Fehlende transversale Energie	40
6.3 Blinding	40
6.4 Die allgemeine Selektion	41
6.5 Die Untergrundabschätzungen	43
6.5.1 Die W+Jets-Untergrundabschätzung	44
6.5.2 Validierungsregion für Untergründe mit gleich geladenen Leptonen . .	45
6.5.3 Die Z/γ^* +Jets-Kontrollregion	45
6.5.4 Die Top-Kontrollregion	46
6.5.5 Die WW-Kontrollregion	47
6.6 Die Systematischen Unsicherheiten	48
6.6.1 Theoretische systematische Unsicherheiten	49
6.6.2 Experimentelle systematische Unsicherheiten	50
6.6.3 Extrapolations Unsicherheiten	51
6.6.4 Auswertung der systematischen Unsicherheiten	51
6.7 Die Bestimmung der Ausschlussgrenze	52
6.8 Die Ergebnisse der Analyse	53
6.9 Vergleich zu anderen Higgs-Boson Analysen	57
6.10 Zusammenfassung	60
7 Die WW-0-Jet-Kontrollregion	61
7.1 Vorgehen	61
7.2 Analyse	63
7.3 Diskussion der Ergebnisse	66
7.4 Zusammenfassung	67
8 Die WW-1-Jet-Kontrollregion	71
8.1 Vorgehen	71
8.2 Analyse	72
8.2.1 Variablen zur Trennung der WW- und Top-Prozesse	72
8.2.2 Die Multivariate Analysemethode Methode Boosted Decision Tree . .	75
8.2.3 Anwendung des BDT	77
8.3 Diskussion der Ergebnisse	81
8.4 Zusammenfassung	82
9 Zusammenfassung	83
Literaturverzeichnis	85

Bei der Suche nach einer Theorie, die das Verhalten der kleinsten Bauteile der Materie beschreibt, wurden das Standardmodell [1–3] der Teilchenphysik entwickelt. Es beschreibt die drei, für die Elementarteilchen relevanten, Kräfte. Dies beinhaltet die elektromagnetische-, die schwache- und die starke Wechselwirkung. Bei der schwachen Wechselwirkung entsteht jedoch das Problem, das für eine lokal eichinvariante Theorie die Masse der Austauscheteilchen, W^\pm und Z^0 , nicht beschrieben werden können. Weiterhin sind keine Massenterme für Fermionen erlaubt. Dieses Problem der Masse lässt sich lösen, wenn man das sogenannte Higgs-Feld [4–6] einführt. Mit der Existenz des Higgs-Feldes ist auch die Existenz des Higgs-Bosons verbunden, welches lange Zeit nicht beobachtet wurde. Nach über 40 Jahren Suche zeigten sich Ende 2011 am Teilchenbeschleuniger LHC am CERN die ersten Hinweise auf die Existenz eines neuen Bosons, welches möglicherweise des Higgs-Bosons ist [7]. Nach Aufzeichnungen weiterer Daten im Jahr 2012 konnte die Existenz eines neuen, elektrisch neutralen Bosons demonstriert werden [8]. Dieses neue Boson hat die Masse $m = 126.0 \pm 0.4(\text{stat}) \pm 0.4(\text{syst})$ GeV und zeigt mit dem Standardmodell-Higgs-Boson verträgliche Eigenschaften. Um zu bestätigen oder zu widerlegen, dass es sich dabei um das Standardmodell-Higgs-Boson handelt, müssen Messungen der Eigenschaften des Bosons durchgeführt werden.

In dieser Arbeit wird der, zur Entdeckung des neuen Boson beitragende, $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ Zerfallskanal des Higgs-Bosons genauer vorgestellt. Der $H \rightarrow WW^{(*)}$ Zerfall des Higgs-Bosons ist deshalb interessant, weil es über einen weiten Massenbereich der dominante Zerfall ist. Der $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ Zerfall hat jedoch nur eine beschränkte Massenauflösung, da nur die transversale Impulskomponente der Neutrinos bestimmt werden kann. In dieser Arbeit wird die Analyse beschrieben, in der die Zerfallssignatur des Higgs-Bosons selektiert wird und die Untergründe dazu abgeschätzt und unterdrückt werden. Zusätzlich werden die systematischen Unsicherheiten diskutiert. Des Weiteren werden statistische Methoden vorgestellt, mit Hilfe deren auf die Existenz eines Signals geschlossen werden kann.

Für die hier vorgestellte Analyse des $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ Kanals werden Daten aus dem Jahr 2012, die einer integrierten Luminosität von $\int L dt = 13 \text{ fb}^{-1}$ mit der Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8$ TeV, untersucht. Bei der Selektion werden die Ereignisse in den 0-Jet- und 1-Jet-Kanal aufgeteilt, da die Untergrundzusammensetzung der beiden Kanäle unterschiedlich ist. In beiden Zerfallskanälen ist die Produktion von zwei W-Bosonen ein wichtiger Untergrund. Der Schwerpunkt dieser Arbeit beschäftigt sich mit einer genaueren Abschätzung dieses Untergrunds.

In dem 0-Jet-Kanal stellt der WW-Untergrund den wichtigsten Untergrund, auf Grund seines großen relativen Beitrags, im Vergleich zum Higgs-Boson-Zerfall, dar. Außerdem liefert er den größten Beitrag des gesamten Untergrunds. Die Beschreibung der Daten durch die Monte-Carlo-Simulation wird deshalb für diesen Untergrund in seiner Kontrollregion überprüft. Zusätzlich zur Normierung dieses Untergrundes auf eine Kontrollregion, wird das Verhältnis der transversalen Massen-Verteilung, in der WW-Kontrollregion des 0-Jet-Kanals, zwischen Daten und Monte-Carlo betrachtet. Eine gute Beschreibung dieser Verteilung ist wichtig, da sie in die Berechnung der Ausschlussgrenzen mit einght.

Für den 1-Jet-Kanal sind die WW- und Top-Untergründe die zwei wichtigsten. Der WW-

Untergrund wird in einer Kontrollregion normiert. Diese Kontrollregion beinhaltet jedoch auch große Beiträge des Top-Untergrunds. Der Top-Untergrund wird zwar in einer eigenen Kontrollregion normiert, für eine bessere Abschätzung des WW-Untergrunds wird jedoch versucht, die Reinheit des WW-Beitrags zu erhöhen. Zielsetzung ist es, bei der Abschätzung des WW-Untergrundes unabhängig von anderen Untergründen und damit auch von deren Unsicherheiten zu werden.

Hierfür wird eine multivariate Analyse entwickelt, die auf der Methode des sogenannten Boosted Decision Tree beruht. Mit Hilfe dieser Methode sollen in der Kontrollregion des 1-Jet-Kanals die WW- von den Top-Ereignissen getrennt werden. Neben einer reineren WW-Kontrollregion wird eine höhere Sensitivität auf das Higgs-Boson erwartet.

Um die Notwendigkeit eines Higgs-Bosons deutlich zu machen, wird zunächst das physikalische Modell, das die Teilchenphysik beschreibt, genauer betrachtet. Dabei soll es sich jedoch nur um eine kurze Einführung, basierend auf den Refs. [9–11], handeln.

Anschließend wird auf die Phänomenologie an Hadronenbeschleunigern eingegangen. Diese beschreibt wie aus den theoretischen Grundlagen Vorhersagen für Experimente getroffen werden können.

2.1 Das Standardmodell

Das *Standardmodell* (SM) ist eine mathematische Konstruktion, mit der die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen beschrieben werden. Es beschreibt drei von vier bekannten elementaren Wechselwirkungen. Die Gravitation kann vom SM nicht beschrieben werden, da von ihr keine Quantenfeldtheorien existiert. Der Einfluss der Gravitation in der Elementarteilchenphysik ist jedoch um viele Größenordnungen kleiner als der der anderen drei Kräfte und kann vernachlässigt werden.

2.1.1 Das Teilchenspektrum

Die Elementarteilchen lassen sich in zwei Überkategorien einteilen, die Materieteilchen und die Austauschteilchen. Die Materieteilchen sind die Bausteine von Atomen, die Austauschteilchen die Übermittler von Kräften. In Tabelle 2.1 sind alle diese Teilchen zusammengefasst.

Zu den Materieteilchen gehören die Leptonen und die Quarks. Sowohl Leptonen, als auch Quarks sind Spin $\frac{1}{2}$ Fermionen. Alle Fermionen des SM unterliegen der schwachen Wechselwirkung. Die elektrisch geladenen unter ihnen sind auch elektromagnetisch wechselwirkend. Allein die Quarks unterliegen zusätzlich der starken Wechselwirkung.

Die Austauschteilchen, auch Eichbosonen genannt, haben einen ganzzahligen Spin und lassen sich den jeweiligen Kräften zuordnen, die sie übertragen. Die elektromagnetische Wechselwirkung wird von Photonen übertragen, die starke- von Gluonen und die schwache Wechselwirkung von W- und Z-Bosonen. Während die Photonen und Gluonen masselos sind, haben die W- und Z-Bosonen eine Ruhemasse.

2.1.2 Die Wechselwirkungen

Grundsätzlich sind Teilchenreaktionen Mehrteilchenprozesse. Da die Wechselwirkungen der Teilchen untereinander, im Sinne der Störungsrechnung, klein sind, werden sie formell als freie Teilchen betrachtet. Die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen werden über Eichfelder eingeführt und werden in diesem Formalismus, unter Verwendung der Störungsrechnung, als Interaktionen von freien Teilchen betrachtet.

Teilchenart	Spin	Ladung	Generation		
			I	II	III
Leptonen	$\frac{1}{2}$	-1	e	μ	τ
		0	ν_e	ν_μ	ν_τ
Quarks	$\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}$	u	c	t
		$-\frac{1}{3}$	d	s	b
Eichbosonen	1	0	γ		
		0	$g_i (i = 1, \dots, 8)$		
		± 1	W^\pm		
		0	Z^0		

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der Teilchen des Standardmodells. Oben: Fermionen sortiert nach elektrischer Ladung und Generation, Unten: Eichbosonen

Die elektromagnetische Wechselwirkung

Die Quantenelektrodynamik (QED) beschreibt die elektromagnetische Wechselwirkung über den Austausch von virtuellen Photonen zwischen geladenen Teilchen auf Elementarteilchenebene. Der dabei verwendete Lagrangeformalismus der Quantenfeldtheorie beschreibt keine Teilchen sondern Quantenfelder, wobei Anregungen dieser Felder mit Teilchen assoziiert werden. Im Rahmen dieser Theorie wird die lokale Eichinvarianz der Quantenfelder postuliert. Betrachten wir zunächst den folgenden Lagrangeterm für ein freies Dirac-Feld¹

$$\mathcal{L} = i\hbar c \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - mc^2 \bar{\psi} \psi. \quad (2.1)$$

Dieser Lagrangeterm ist zwar invariant unter einer globalen Phasentransformation $\psi \rightarrow e^{i\theta} \psi$, aber nicht invariant unter einer lokalen Eichtransformation der Form $\psi \rightarrow e^{i\theta(x)} \psi$. Führt man eine lokale Eichtransformation durch so ergibt sich der Ausdruck

$$\mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L} - \hbar c (\partial_\mu \theta) \bar{\psi} \gamma^\mu \psi. \quad (2.2)$$

Um den Lagrangeterm lokal eichinvariant zu machen, wird ein Wechselwirkungsterm mit einem Vektorfeld A eingebaut. Das neue Feld A_μ verhält sich unter einer lokalen Eichtransformation wie folgt: $A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial_\mu \lambda$. Mit $\lambda(x) = -\frac{\hbar c}{q} \theta(x)$ erhält man die Gleichung

$$\mathcal{L} = [i\hbar c \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - mc^2 \bar{\psi} \psi] - (q \bar{\psi} \gamma^\mu \psi) A_\mu. \quad (2.3)$$

Der Ausdruck q steht für die Ladung des Fermions. Dieser neue Lagrangeterm ist nun lokal eichinvariant. Da der neu eingeführte Term nur ein Wechselwirkungsterm mit dem Feld A_μ ist, muss noch der Ausdruck für das freie Feld A_μ hinzugefügt werden, welches durch den folgenden, sogenannte Proca-Lagrangeterm² beschrieben wird

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{16\pi} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}. \quad (2.4)$$

Dabei ist $F^{\mu\nu} = (\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu)$ invariant unter einer lokalen Phasentransformation. Als Ergebnis bekommt man den folgenden Ausdruck

$$\mathcal{L}_{QED} = [i\hbar c \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - mc^2 \bar{\psi} \psi] - \left[\frac{1}{16\pi} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \right] - (q \bar{\psi} \gamma^\mu \psi) A_\mu. \quad (2.5)$$

¹Spin $\frac{1}{2}$ Fermion

²Beschreibt massenlose Spin 1 Boson.

Dabei stellt A_μ das elektromagnetische Viererpotenzial dar. Über das Noether-Theorem lässt sich die Forderung nach lokaler Eichinvarianz mit der Forderung nach Ladungserhaltung verknüpfen. Auf diese Weise lässt sich die QED als Wechselwirkung der Teilchen mit einem masselosen Photonfeld beschreiben.

Formell lässt sich die Wechselwirkung mit dem Photonfeld auch als kovariante Ableitung ausdrücken, indem man den Ableitungsoperator $\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + i\frac{q}{\hbar c}A_\mu$ benutzt.

Die starke Wechselwirkung

Analog zur elektromagnetischen Wechselwirkung koppelt die *starke Wechselwirkung*, die von der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben wird, ebenfalls an eine Ladung, die sogenannte *Farbladung*. Anders als die elektrische Ladung, existieren bei der Farbladung drei Möglichkeiten die als rot, grün und blau (r, g, b) bezeichnet werden. Die einzelnen Farbzustände werden in einem Vektor zusammengefasst und man erhält $\bar{\psi} = (\bar{\psi}_r, \bar{\psi}_g, \bar{\psi}_b)$. Damit lässt sich der Lagrangeterm wie in Gleichung 2.1 schreiben.

Analog zur QED, werden in der QCD lokale Drehungen im Farbraum beschrieben ($SU(3)$ Symmetrie) $\psi \rightarrow U\psi = e^{i\alpha_a(x)T_a}\psi$. Der U Operator wird von einer unitären Matrix dargestellt, die über die T_a Matrizen parametrisiert wird. Das sind acht spurlose 3×3 Matrizen mit der Kommutatorrelation $[T_a, T_b] = if_{abc}T_c$. Dabei sind f_{abc} die reellen Strukturkonstanten dieser Gruppe. Die acht Matrizen entsprechen den acht Möglichkeiten einer Drehung in diesem Farbraum. Da diese Matrizen nicht alle miteinander kommutieren, reicht es nicht acht Gluonfelder einzuführen, um die lokale Eichinvarianz zu erhalten. Ihre Wechselwirkungen untereinander müssen berücksichtigt werden. Damit transformiert sich das Feldes G_μ folgendermaßen

$$G_\mu^a \rightarrow G_\mu^a - \frac{1}{g}\partial_\mu\alpha_a - f_{abc}\alpha_b G_\mu^c, \quad (2.6)$$

mit den Gruppen-Parametern α_a und α_b . Der somit resultierende Lagrangeterm ist

$$\mathcal{L}_{QCD} = [i\hbar c\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - mc^2\bar{\psi}\psi] - \frac{1}{16\pi}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - (g\bar{\psi}\gamma^\mu T_a\psi) G_\mu^a. \quad (2.7)$$

Wobei jetzt $F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - gf_{abc}T_\mu^b T_\nu^c$ gilt, und g für die Farbladung steht. Der Hauptunterschied zur QED ist, dass es nicht nur ein Photonfeld gibt, sondern acht Gluon-Felder, die nicht kommutieren. Die mit den Gluon-Feldern assoziierten Gluonen tragen selbst eine Farbladung und können dadurch miteinander wechselwirken. Antiquarks tragen nicht nur die negative elektrische Ladung des entsprechenden Teilchens, sondern auch die Antifarbladung. Gluonen tragen eine Farbe und eine Antifarbe, zum Beispiel $b\bar{r}$.

Die Stärke der Kopplung, an eine Ladung, wird über eine Kopplungsstärke α parametrisiert. Für große Entfernungen, bzw. kleine Energien, steigt die starke Kopplungskonstante α_s an. Aus diesem Grund können nur farbneutrale freie Teilchen existieren, weil sonst die potenzielle Energie so groß wird, dass neue Teilchen entstehen, welche die Farbladung wieder neutralisieren. Diese Eigenschaft wird als asymptotische Freiheit bezeichnet. Die zwei Möglichkeiten für bisher beobachtete farbneutrale Systeme sind Mesonen, bestehend aus einem Quark-Antiquark Paar (z.B. $q_r\bar{q}_r$), oder Baryonen die, sich aus drei Quarks oder Antiquarks zusammensetzen (z.B. $q_r q_g q_b$).

Die schwache Wechselwirkung

Wie in Refs. [1–3] beschrieben, lässt sich die elektromagnetische- und schwache Wechselwirkung zur *elektroschwachen* Wechselwirkung vereinheitlichen. Daraus resultiert eine $U(1) \times SU(2)$ Eichsymmetrie.

Die elektroschwache Wechselwirkung koppelt, im Gegensatz zu den anderen Wechselwirkungen, an chirale Zustände $\psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\psi$ und $\psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)\psi$. Da die Chiralität für massebehaftete Teilchen keine Erhaltungsgröße, ist besitzen physikalische Teilchen immer beide Komponenten und lassen sich als $\psi = \psi_L + \psi_R$ schreiben. Die schwache Wechselwirkung koppelt an linkshändige Fermionendoublets³ und rechtshändige Antifermionendoublets der Form

$$\chi_L = -\frac{1}{2}(1 - \gamma^5) \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

und an rechtshändige Fermionen-Singulets⁴, bzw. linkshändige Antifermionen-Singulets

$$\chi_R = -\frac{1}{2}(1 + \gamma^5)(e). \quad (2.9)$$

Bisher sind keine rechtshändigen Neutrinos beobachtet worden, damit existieren sie nicht im SM.

Quarks werden ebenfalls in Doublets zusammengefasst $\bar{\psi} = \begin{pmatrix} u & d' \end{pmatrix}$ wobei d' den schwachen Eigenzustand des d-Quarks beschreibt. Dieser enthält auch Beimischungen der s- und b-Quarks⁵. Dadurch ist es möglich dass Quarks der 3. Generation, über die schwache Wechselwirkung in Quarks der zweiten und dann der ersten Generation zerfallen. Diese Doublets werden wegen ihrer mathematischen Analogie zum Spin als Isospindoublets bezeichnet. Die Behandlung der anderen Generationen und Teilchen erfolgt analog.

Der folgende Lagrangeausdruck für die Dirac-Gleichung bestehend aus den chiralen Zuständen χ_L und ψ_R

$$\mathcal{L} = \bar{\chi}_L(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\chi_L + \bar{\psi}_R(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi_R. \quad (2.10)$$

Die schwache Wechselwirkung wird durch vier Vektorbosonfelder übertragen, drei Felder W_μ^a und ein Feld B_μ und lässt sich als $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Symmetrie schreiben. Unter einer lokalen Eichtransformation verhält sie sich folgendermaßen:

$$\begin{aligned} \chi_L &\rightarrow \chi'_L = e^{i\alpha(x) \cdot T + i\beta(x)Y} \chi_L \\ \psi_R &\rightarrow \psi'_R = e^{i\beta(x)Y} \psi_R. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Dies ergibt die folgenden zwei Wechselwirkungsterme

$$\begin{aligned} &-ig\bar{\chi}_L\gamma_\mu \mathbf{T} \cdot \mathbf{W}^\mu \psi_L \\ &-ig'\bar{\psi}\gamma_\mu \frac{Y}{2} \psi B^\mu \end{aligned} \quad (2.12)$$

Die Generatoren \mathbf{T}^a der $SU(2)$ Gruppe sind:

$$T^a = \frac{1}{2}\tau^a, \tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

³ $SU_L(2)$, wird aufgrund der Ähnlichkeit zum Spin auch als schwacher Isospin bezeichnet

⁴ $U_Y(1)$

⁵Parametrisiert wird diese Beimischung über die CKM-Matrix

Für die Hyperladung Y gilt $\frac{Y}{2} = Q - I_3$, mit der elektrischen Ladung Q und der dritten Isospinkomponente I_3 .

Die vier Felder der *Elektroschwachen* Wechselwirkung W^1 , W^2 , W^3 und B ergeben die folgenden physikalischen Teilchen:

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \\ A_\mu &= B_\mu \cos \theta_W + W_\mu^3 \sin \theta_W \\ Z_\mu &= -B \sin \theta_W + W^3 \cos \theta_W . \end{aligned}$$

Die W^\pm Bosonen koppeln nur an die linkshändigen Fermionendoublets χ_L . Die γ/Z^0 Bosonen sind zwei orthogonale Mischungen aus den Feldern W_μ^3 und B_μ und koppeln an ψ_R und χ_L . Zusätzlich zeigt sich, dass die schwache- und elektromagnetische Kopplungskonstante über den *schwachen Mischungswinkel* θ_W zusammenhängen $g_w \sin \theta_w = g' \cos \theta_w = g_e$.

Als resultierende Lagrangedichte der elektroschwachen Wechselwirkung ergibt sich:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\chi}_L \gamma^\mu [i\partial_\mu - g\frac{1}{2}\tau \cdot W_\mu - g'(-\frac{1}{2})B_\mu] \chi_L \\ & + \bar{e}_R \gamma^\mu [i\partial_\mu - g'(-1)B_\mu] e_R - \frac{1}{4}W_{\mu\nu} \cdot W^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} \cdot B^{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Diese ist lokal eichinvariant unter den geforderten Transformationen, jedoch nur für masselose Felder. Massenterme der Form $\frac{1}{2}M^2 B_\mu B^\mu$ verletzen die Eichinvarianz. Da die Eichbosonen (W^\pm, Z^0) massiv sind, muss ein Mechanismus gefunden werden, um die lokale Eichinvarianz zu erhalten und gleichzeitig Massenterme zu generieren. Die Unterscheidung zwischen rechts- und linkshändigen Teilchen führt auch zur Eichinvarianzverletzung durch Massenterme der Fermionen $-m\bar{\psi}\psi = -m_e(\bar{e}_R e_L + \bar{e}_L e_R)$. Somit wird ein neuer Mechanismus benötigt, um die lokale Eichinvarianz der Fermionen und Eichbosonen zu gewährleisten. Dies ist mit der Einführung des sogenannten Higgs-Felds möglich, wie im folgenden Kapitel 2.2 beschrieben ist.

2.2 Das Higgs-Feld

Vereinheitlicht man die elektromagnetische- und die schwache Wechselwirkung zur elektroschwachen Wechselwirkung, so ergibt sich die Notwendigkeit eines neuen, bisher unbekanntes physikalischen Feldes, das den massiven Eichbosonen Masse verleihen kann und dabei die Lagrangedichten eichinvariant lässt. Eine Möglichkeit ist das in Refs. [4–6] beschriebene Higgs-Feld. Dabei handelt es sich zunächst um ein theoretisches Konstrukt, welches bestimmte Vorhersagen liefert, sowie die Existenz eines freien Higgs-Bosons. Die Kopplungsstärke dieses Feldes an die anderen Felder ist proportional zu ihrer Masse. Ob das Higgs-Feld den Fermionen und Bosonen ihre Masse verleiht, kann somit überprüft werden, weshalb dies die Motivation für die Suche nach dem Higgs-Boson ist.

2.2.1 Massive Eichbosonen

Eine Möglichkeit Eichfeldern Masse zu verleihen, ist die Einführung eines skalaren Feldes ϕ , das von dem folgenden Lagrangeterm beschrieben wird

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi) - V(\phi) = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi) + \frac{1}{2}\mu^2 \phi^2 - \frac{1}{4}\lambda^2 \phi^4. \quad (2.15)$$

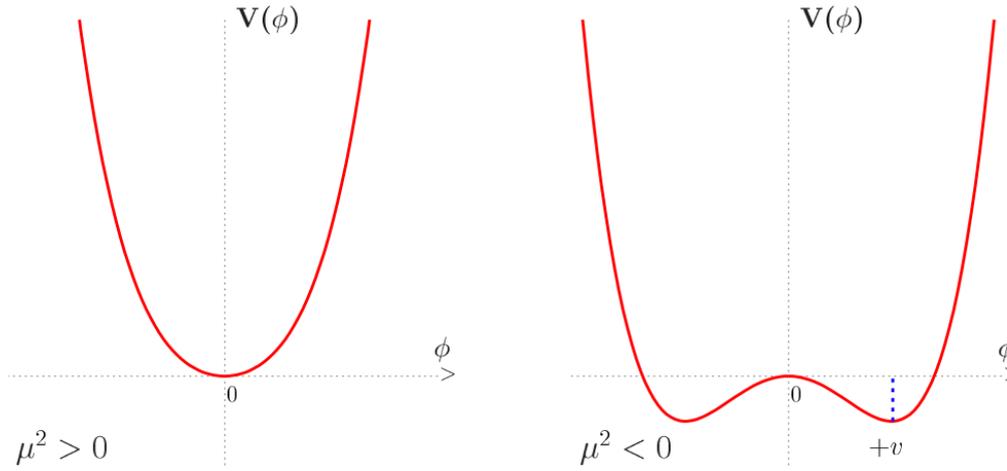


Abbildung 2.1: Higgs-Potenzial $V(\phi) = \mu^2\phi^2 + \lambda\phi^4$ mit $\lambda > 0$ und $\mu^2 > 0$ links, $\mu^2 < 0$ rechts, mit den Minima $v = \pm\frac{\mu}{\lambda}$ (aus Ref. [12]).

Wählt man die Konstanten $\mu^2 < 0$ und $\lambda > 0$, dann hat das Potenzial $V(\phi)$ die in Abb. 2.1 (rechts) dargestellte Form. Der erste Term des Potenzials ist eine Art Massenterm und der Zweite eine Selbstwechselwirkung. Bei dieser Wahl der Parameter μ^2 und λ liegt allerdings das Minimum des Potenzials nicht bei $\phi = 0$. Mit der üblichen Störungsrechnung werden die Felder um das Minimum, den Vakuumzustand, beschrieben und bei diesem Feld ist das Minimum bei $\phi = \pm\frac{\mu}{\lambda}$. Betrachtet man den Lagrangeterm nun im Minimum durch eine Benutzung einer neuen Feldvariable $\eta = \phi \pm \frac{\mu}{\lambda}$, erhält man den Lagrangeterm

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)(\partial^\mu\eta) - \mu^2\eta^2 \pm \mu\lambda\eta^3 - \frac{1}{4}\lambda^2\eta^4 + \frac{1}{4}\left(\frac{\mu^2}{\lambda}\right)^2. \quad (2.16)$$

Mit dem zweiten Term als Massenterm mit der Masse $m^2 = 2 \cdot \mu^2$, dem dritten und vierten Term als Selbstwechselwirkung und dem fünften Term eine Konstante, die für den Lagrangeformalismus keine physikalische Bedeutung hat.

Als nächstes wird ein komplexes skalares Feld der Form $\phi = \phi_1 + i\phi_2$ eingeführt, wobei ϕ_1 und ϕ_2 reelle Felder sind, so dass $\phi^*\phi = \phi_1^2 + \phi_2^2$ gilt. Man bekommt den zu 2.15 ähnlichen Ausdruck

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi)^*(\partial^\mu\phi) + \frac{1}{2}\mu^2(\phi^*\phi) - \frac{1}{4}\lambda^2(\phi^*\phi)^2. \quad (2.17)$$

Nun wird dieses Feld lokal eichinvariant gemacht. Hierfür wird ein masseloses Feld A_μ und die kovariante Ableitung $\mathcal{D}_\mu : \partial_\mu \rightarrow \partial_\mu + i\frac{q}{\hbar c}A_\mu$ eingeführt. Dies ergibt die folgende Lagrangedichte

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \left[\left(\partial_\mu - \frac{iq}{\hbar c}A_\mu \right) \phi^* \right] \left[\left(\partial_\mu + \frac{iq}{\hbar c}A_\mu \right) \phi \right] + \frac{1}{2}\mu^2(\phi^*\phi) - \frac{1}{4}\lambda^2(\phi^*\phi)^2 - \frac{1}{16\pi}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}. \quad (2.18)$$

Wie im vorherigen reellen Beispiel gilt hier $\phi_{1min}^2 + \phi_{2min}^2 = \frac{\mu^2}{\lambda^2}$. Man wählt $\phi_{1min} = \mu/\lambda$ und $\phi_{2min} = 0$ und führt wieder analog die folgende Ersetzung durch $\eta = \phi_1 - \mu/\lambda$, $\xi = \phi_2$. Dabei ergeben sich in der Gleichung masselose Goldstone-Bosonen ξ . Um die ungewollten Goldstone-Bosonen zu beseitigen, wechselt man zu $\phi \rightarrow \phi' = (\cos\theta + i\sin\theta)(\phi_1 + i\phi_2)$ und $\theta = -\tan^{-1}(\phi_2/\phi_1)$ und erhält damit:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \left[\frac{1}{2} (\partial_\mu \eta) (\partial^\mu \eta) - \mu^2 \eta^2 \right] + \left[-\frac{1}{16\pi} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{1}{2} \left(\frac{g}{\hbar c} \frac{\mu}{\lambda} \right)^2 A_\mu A^\mu \right] \\ & + \left\{ \left(\frac{g}{\hbar c} \right)^2 \eta (A_\mu A^\mu) + \frac{1}{2} \left(\frac{g}{\hbar c} \right)^2 \eta^2 (A_\mu A^\mu) - \lambda \mu \eta^3 - \frac{1}{4} \lambda^2 \eta^2 \right\} + \left(\frac{\mu^2}{\lambda} \right)^2. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Auf diese Weise bekommt man ein massives skalares Feld und einen zusätzlichen Freiheitsgrad der die Existenz eines neuen Teilchens, des Higgs-Bosons, ermöglicht, welches lokal eichinvariant ist und außerdem ein massives Feld A_μ ermöglicht. Dabei bezeichnet man als *spontane Symmetriebrechung* die umparametrisierung des symmetrischen Ausdruck 2.17, so dass $\phi(0) = 0$ gilt. Dadurch ist es möglich die Störungsrechnung anzuwenden und die physikalischen Eigenschaften werden anschaulich sichtbar. Das auftauchende Goldstone-Boson, welches sich aus der kontinuierlichen Symmetrie bezüglich einer Drehung des anfängliches Feldes $\phi = \phi_1 + i\phi_2$ ergibt, geht in die transversale Mode des nun massiven Feldes A_μ über.

Mit diesem Mechanismus ließe sich nun eine QED mit massiven Photonen beschreiben. Als Nächstes muss dieses Prinzip auf die elektroschwache Wechselwirkung übertragen werden, um den W^\pm - und Z^0 -Bosonen Masse zu verleihen.

2.2.2 Massenterme in der Elektroschwachen Wechselwirkung

Nun soll der Higgs-Mechanismus so formuliert werden, dass er den massiven W^\pm, Z^0 Bosonen Masse verleiht, das Photon aber masselos lässt. Hierfür werden vier reelle Higgs-Felder in einem $SU(2) \times U(1)$ eichinvarianten Dublett zur Gleichung 2.14, der Lagrangedichte für elektroschwache Wechselwirkung ohne Massen, hinzugefügt

$$\mathcal{L} = \left| \left(i\partial_\mu - g\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \phi \right|^2 - V(\phi). \quad (2.20)$$

Dabei hat das Dublett eine Hyperladung von $Y = 1$ und die Form

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

Jede Brechung der Symmetrie führt zu einem Vakuumerwartungswert ungleich Null. Bleibt die Symmetrie unter einer Untergruppe von Eichtransformationen ungebrochen, so erhält das zugehörige Boson keine Masse. Als Vakuumerwartungswert wird $\phi_1 = \phi_2 = \phi_3 = 0, \phi_4^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} \equiv v$ gewählt so, dass $\phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$ gilt. So wird das Higgs-Feld durch die Symmetriebrechung zu

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

Es bleibt ein skalares Higgs-Feld übrig, während die anderen drei Higgs-Felder in Goldstone-Bosonen übergehen, beziehungsweise in Freiheitsgrade für die transversale Polarisierung der drei masselosen Felder, die durch das Higgs-Feld Masse bekommen.

Das Higgs-Dublett hat die Quantenzahlen $I_3 = -\frac{1}{2}$ und $Y = 1$, so brechen die beiden Eichtransformationen $SU(2)_L$ und $U(1)_Y$ die Symmetrie. Da ϕ_0 jedoch elektrisch neutral ist, bleibt die $U(1)_{em}$ Symmetrie, mit dem Generator $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$, ungebrochen so, dass $Q\phi_0 = 0$ gilt. Damit bleibt das Photon masselos, während die anderen drei Felder Masse erhalten.

Da die Masse der Eichbosonen mit dem Vakuumerwartungswert des Higgs-Feldes zusammenhängt, lässt sich aus Gleichung 2.20 und dem Vakuumerwartungswert die Masse der Bosonen bestimmen

$$\left| \left(-ig\frac{\boldsymbol{\tau}}{2} \cdot \mathbf{W}_\mu - ig'\frac{B_\mu}{2} \right) \phi \right|^2 = \left(\frac{1}{2}vg \right)^2 W_\mu^+ W^{+\mu} + \frac{1}{8}v^2 (W_\mu^3, B_\mu) \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix}. \quad (2.23)$$

Dies führt zu den Massen $M_W = \frac{1}{2}vg$ und $M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}$ mit $\frac{M_W}{M_Z} = \cos\theta_W$. Das sind Vorhersagen des Standardmodells, die überprüft werden können. Da diese bereits experimentell bestätigt wurden, liefern diese einen indirekten Hinweis auf die Existenz des Higgs-Feldes.

2.2.3 Fermionenmassen

Das Higgs-Dublett, das den Eichbosonen ihre Masse verleiht, ist auch in der Lage den Fermionen Masse zu verleihen. Betrachtet man zunächst als Beispiel das Elektron, so wird die folgende Kopplung zwischen Higgs-Feld und Elektron eingeführt.

$$\mathcal{L} = -G_e \left[(\bar{\nu}_e, \bar{e})_L \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} e_R + \bar{e}_R (\phi^-, \bar{\phi}^0) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \right] \quad (2.24)$$

Analog zu dem Bosonfall wird auch hier die Symmetrie spontan gebrochen und in die folgende Form geeicht,

$$\phi = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}. \quad (2.25)$$

Eingesetzt in den Lagrangian 2.24 wird er zu

$$\mathcal{L} = -\frac{G_e}{\sqrt{2}}v(\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) - \frac{G_e}{\sqrt{2}}(\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L)h = -m_e \bar{e}e - \frac{m_e}{v} \bar{e}eh, \quad (2.26)$$

mit der willkürlichen Kopplungskonstante G_e . Diese wird so gewählt, dass $m_e = \frac{G_e v}{\sqrt{2}}$ gilt. Somit ergibt sich die Masse des Elektrons als ein Parameter des Standardmodells, der von der Kopplung des Elektrons an das Higgs-Feld abhängt. Für die anderen Teilchen kann analog vorgegangen werden.

Für die Up-artigen Quarks muss ein anderes Higgs-Dublett, z.B. ψ^\dagger , benutzt werden um ihnen Masse zu verleihen. Das Vorgehen ist danach wie bei dem gezeigten Fall.

2.2.4 Das Higgs-Boson

Durch die vier eingeführten Higgs-Felder erhalten drei Eichbosonen und die Fermionen Massen, während ein Freiheitsgrad für das freie Higgs-Feld bleibt, was zu einem Higgs-Boson führt. Die Masse lässt sich aus dem Higgs-Potenzial $V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 + \dots$ mit einem Koeffizientenvergleich ermitteln und ist somit $m_h = 2v^2 \lambda$. Der Parameter v lässt sich aus der Kopplungsstärke an die massiven Eichbosonen bestimmen. Als unbekannte Größe bleibt somit λ . Damit ist die Masse des Higgs-Bosons zunächst unbekannt. Die Eigenschaften des Higgs-Bosons für eine Masse m_H lassen sich jedoch vorhersagen und werden im Detail in Kapitel 3 behandelt.

2.3 Phänomenologie von Proton-Proton Kollisionen

Bisher wurden nur die physikalischen Grundlagen der Elementarteilchenphysik besprochen, nun sollen daraus physikalisch messbare Größen gewonnen werden. Hierfür werden aus den Lagrangedichten Übergangsmatrixelemente bestimmt, mit denen Wirkungsquerschnitte berechnet werden können. Unter Berücksichtigung der inneren Struktur der Protonen kann aus dem Wirkungsquerschnitt und der Luminosität die Anzahl der Teilchen, die in einem bestimmten Phasenraum produziert werden, berechnet werden.

2.3.1 Die Vorhersage von Messgrößen aus Lagrangedichten

Mit Hilfe der hergeleiteten Lagrangedichten \mathcal{L} lassen sich die Matrixelemente \mathcal{M} für die Übergangsamplituden zwischen zwei Zuständen berechnen. Aus diesen Übergangsamplituden werden Wirkungsquerschnitte σ , mit folgender Formel, berechnet

$$\sigma_{ab} = \int \frac{|\mathcal{M}|^2}{F} dQ. \quad (2.27)$$

Dabei beschreibt F die Teilchenflussdichte und dQ das Phasenraumvolumen. Der Wirkungsquerschnitt beschreibt die Wahrscheinlichkeit einer Teilchenreaktion von einem Zustand a in einen Zustand b überzugehen. Zusätzlich benötigt man die Luminosität. Diese beschreibt den Teilchenfluss. Für den LHC ist sie wie folgt in Ref. [13] definiert,

$$L = \frac{N_b^2 n_b f_{rev}}{4\pi \varepsilon_n \beta^*} F. \quad (2.28)$$

Wobei N_b der Anzahl der Teilchen pro Bunch⁶, n_b der Anzahl der Bunches, f_{rev} die Umlauffrequenz, ε_n die normierte transversale Strahlemittanz, β^* die Betafunktion am Wechselwirkungspunkt und F dem geometrischen Reduktionsfaktor durch den Kreuzungswinkel der beiden Strahlen, darstellen.

Das Produkt $N = L \cdot \sigma$ ist die Anzahl der Ereignisse, die man dann von dem entsprechenden Prozess bei gegebener Luminosität erwartet. Ebenso lässt sich die Anzahl der erwarteten Teilchen in einem bestimmten Phasenraumvolumen dQ betrachten.

$$\frac{dN}{dQ} = L \cdot \frac{d\sigma}{dQ} \quad (2.29)$$

Der gesamte Wirkungsquerschnitt setzt sich aus der Summe aller Prozesse $\sigma_{tot} = \sum_i^N \sigma_i$ zusammen. Für ein Phasenraumvolumen dQ bedeutet das, dass über alle Prozesse summiert werden muss, um die erwartete Teilchenzahl N zu erhalten.

2.3.2 Allgemeine Streuprozesse

Die Störungsrechnung beschreibt Teilchenreaktionen der Form $a + b \rightarrow c + d$. Bei Protonen handelt es sich um zusammengesetzte Systeme, die aus vielen Teilchen bestehen. Diese werden von Partonverteilungsfunktionen (PDF) beschrieben. Die PDFs der Form $f_i(x, Q^2)$ beschreiben die Verteilungen der Quarks und Gluonen des Typs i , in einem Hadron bei der Energieskala Q^2 , abhängig vom Impulsbruchteil x . Die Verteilungsfunktionen sind bei zwei unterschiedlichen Energieskalen Q^2 , sind in in Abb. 2.2 zu sehen.

⁶Die Protonen am LHC laufen nicht in einem kontinuierlichen Strahl, sondern in einzelnen Paketen

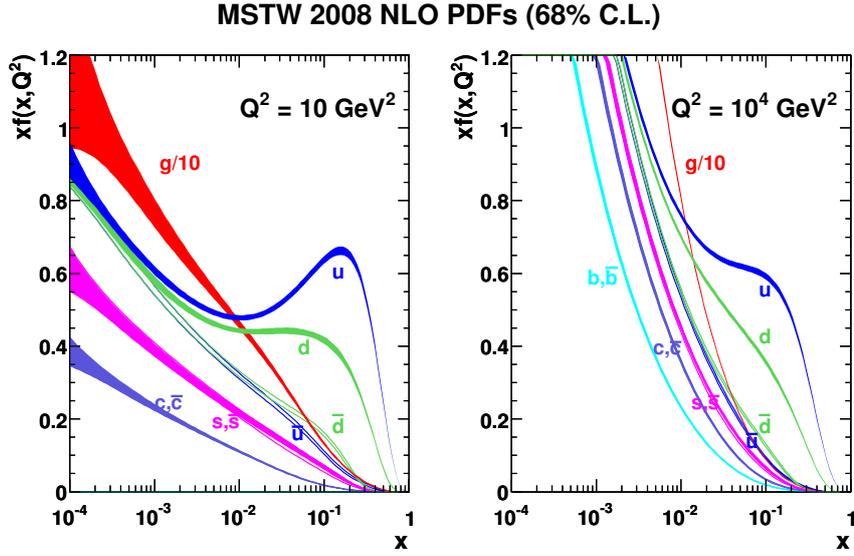


Abbildung 2.2: Partonverteilungsfunktionen des Protons für verschiedene Energieskalen Q^2 , abhängig vom Impulsbruchteil x (aus Ref. [14]).

Reaktionen zwischen zwei Protonen werden in der in Abb. 2.3 dargestellten Weise berechnet und schematisch dargestellt. Dies entspricht dem Ausdruck

$$\sigma_{AB} = \sum_{a,b=q,g} \hat{\sigma}_{ab} \otimes f_{a/A}(x_1, Q^2) \otimes f_{b/B}(x_2, Q^2), \quad (2.30)$$

wobei $\hat{\sigma}_{ab}$ für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion von Parton a und b aus Proton A und B steht. Die Ausdrücke $f_{a/A}(x_1, Q^2)$ und $f_{b/B}(x_2, Q^2)$ stehen für die Partonverteilungsfunktionen der Beiden Protonen. Dabei wird der Wirkungsquerschnitt $\hat{\sigma}_{ab}$ mit den Verteilungsfunktionen $f_{a/A}(x_1, Q^2)$ und $f_{b/B}(x_2, Q^2)$ gefaltet und über alle Quark und Gluonen Kombinationen summiert.

Damit können die Wirkungsquerschnitte für alle am LHC erwarteten Prozesse berechnet werden. Diese sind abhängig von der Schwerpunktenenergie \sqrt{s} und nach den wichtigsten Prozessen aufgespalten in Abb.2.4 dargestellt.

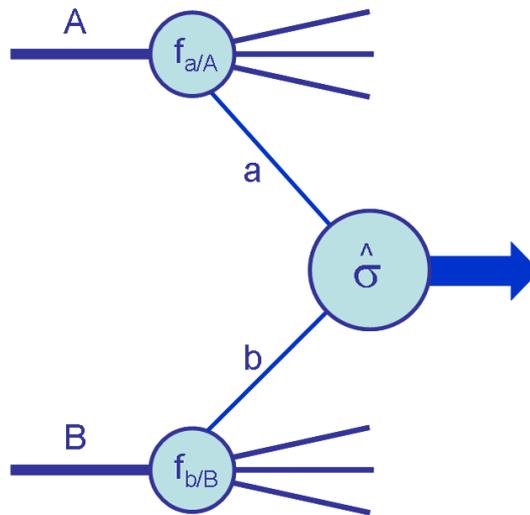


Abbildung 2.3: Streuprozess zwischen zwei Hadronen, A und B. Dabei streut Parton a aus A an Parton b aus B (Aus Ref. [15]).

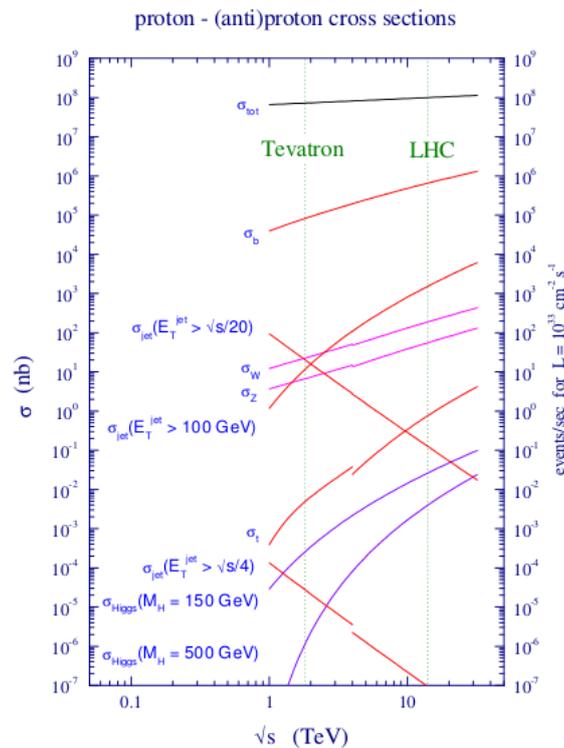


Abbildung 2.4: Die totalen Wirkungsquerschnitte für unterschiedliche Prozesse an Proton-Antiproton- (linker teil der Kurve) und Proton-Proton-Beschleunigern, in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie. Die Wirkungsquerschnitte für die Produktion neuer Teilchen, wie z.B. des Higgs-Bosons ist um viele Größenordnungen kleiner, als die für inelastische Proton-Proton Streuungen (Aus Ref. [15]).

3 Die Eigenschaften des Higgs-Bosons

Das Standardmodell sagt keine Masse für das Higgs-Boson voraus, aber alle Eigenschaften für eins mit einer gegebenen Masse m_H . Durch theoretische Berechnungen von Quantenkorrekturen lässt sich jedoch der Massenbereich einschränken. Als Erstes wird in diesem Kapitel diese Einschränkung betrachtet, anschließend werden die Produktions- und Zerfallsprozesse diskutiert. Die Strategie bei der Suche nach dem Higgs-Boson ist, es für den kompletten erlaubten Massenbereich auszuschließen.

3.1 Standardmodell Vorhersagen

Für die Massenvorhersage des Higgs-Bosons wird eine Kombination von Strahlungskorrekturen höherer Ordnung mit den Präzisionsmessungen der elektroschwachen Wechselwirkung und der Top-Quark Masse verwendet. Werden alle diese Ergebnisse zusammengefasst, erhält man als wahrscheinlichsten Wert für die Masse $m_H = 114^{+69}_{-45}$ GeV. Die χ^2 -Verteilung, der Massenbestimmung aus den Quantenkorrekturen höherer ist in Abb. 3.1(a) dargestellt. Ein Teil dieses Massebereiches wurde bereits von den LEP-Experimenten ausgeschlossen [12].

Weiterhin sagen die Berechnungen voraus, dass bei zu kleinen Massen das Higgs-Potenzial *trivial* wird. Bei hohen Massen kann das Potenzial instabil werden, so dass es kein Minimum mehr gibt. Beide Effekte sind energieabhängig. Diese Einschränkungen sind in Abb. 3.1(b) dargestellt.

3.2 Die Higgs-Boson Produktion

Das Higgs-Boson koppelt proportional zur Masse an die Bosonen und Fermionen. Somit sind die wichtigsten Produktionsprozesse, diejenigen in denen die schweren Top-Quarks oder W^\pm, Z^0 Bosonen vorkommen. Der totale Produktionswirkungsquerschnitt ist in Abb. 3.2(a), für zwei verschiedene Schwerpunktsenergien, dargestellt. Abb. 3.2(b) zeigt die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Subprozesse. Die Feynmangraphen dazu sind in Abb. 3.3 zu sehen. Der Prozess führender Ordnung ist die *Gluon-Gluon-Fusion* (ggF, Abb. 3.3(a)). Dabei erzeugen zwei Gluonen einen Top-Quark Schleife, die ein Higgs-Boson abstrahlt. Der Prozess, mit dem zweithöchsten Beitrag, ist die Vektor-Boson-Fusion (VBF, Abb. 3.3(b)). Hierbei wird, von einem zwischen zwei Quarks ausgetauschtem Boson, ein Higgs-Boson abgestrahlt. Eine weitere Möglichkeit ist, dass ein W- oder Z-Boson ein Higgs-Boson abstrahlt (WH/ZH, Abb. 3.3(c)). Ein weiterer Produktionsprozess des Higgs-Bosons in Verbindung mit zwei Top-Quarks (ttH, Abb. 3.3(d)).

3.3 Zerfälle des Higgs-Bosons

So wie das Higgs-Boson mit großer Wahrscheinlichkeit von schweren Teilchen produziert wird, zerfällt es vorzugsweise in schwere Teilchen. Das masseabhängige Verzweigungsverhältnis in die unterschiedlichen Endzustände ist in Abb. 3.4 dargestellt. Der $H \rightarrow WW$ Zerfall ist über

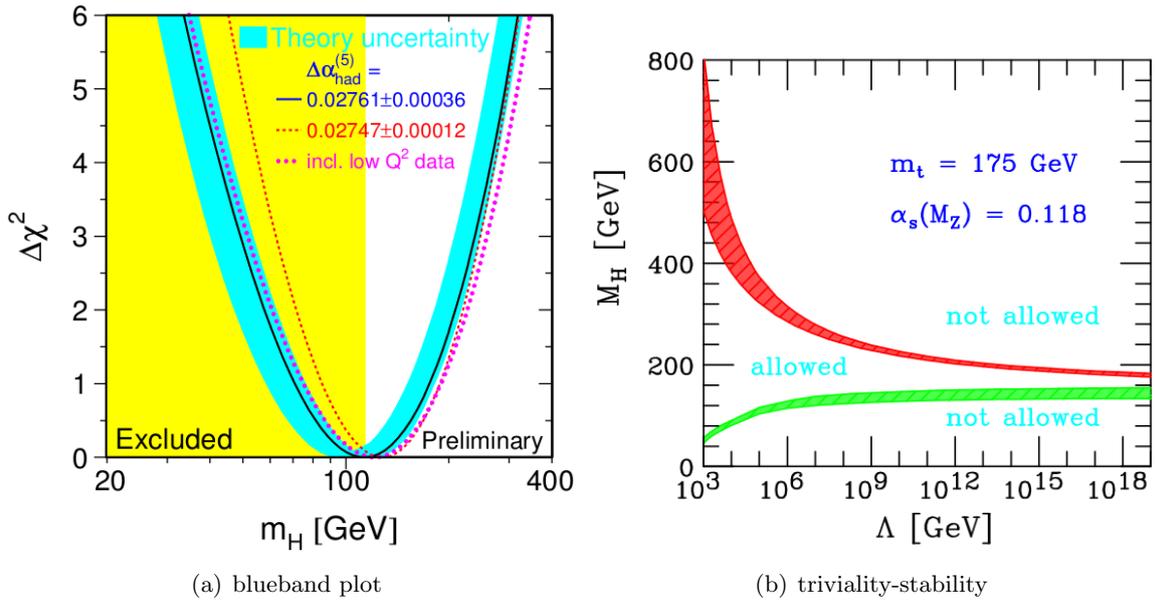


Abbildung 3.1: (a) Experimentelle Vorhersage für die Masse des Higgs-Bosons, basierend auf elektroschwachen Präzisionsmessungen. Der wahrscheinlichste Wert $m_H = 114$ GeV. Der gelbe Bereich ist bereits experimentell ausgeschlossen. In Grafik (b) vom Standardmodell erlaubte Higgs-Boson Masse in Abhängigkeit von der Energieskala. Das rote Band zeigt den Übergang zum durch die Instabilität verbotene Bereich. Das grüne Band zeigt den Übergang zum trivialen Bereich (Ref. [12]).

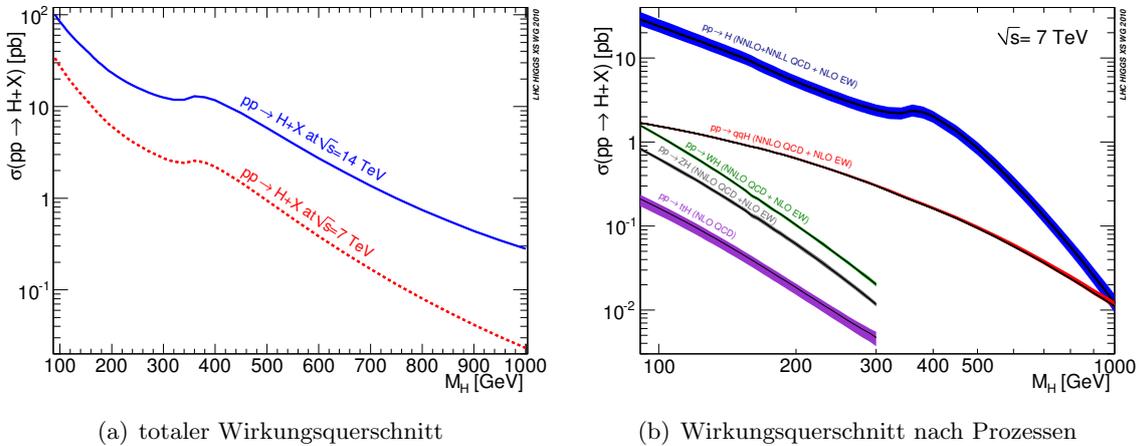


Abbildung 3.2: Totaler Wirkungsquerschnitt für die Produktion des Higgs-Bosons bei den Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} = 7$ TeV und 8 TeV, in Abhängigkeit der Masse m_H in (a). Wirkungsquerschnitt aufgespalten in die Unterprozesse ggF, VBF, WH, ZH und ttH bei $\sqrt{s} = 7$ TeV abhängig von m_H in (b) (Ref. [16]).

einen weiten Massenbereich dominant und somit ein wichtiger Kanal für die Suche nach dem Higgs-Boson.

Weiterhin sind auch die Zerfälle $H \rightarrow ZZ$ und insbesondere $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ für die Higgs-Boson-Suche wichtig. Der Zerfall $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ ist außerdem interessant, da durch die Messung der vier Leptonen das Higgs-Boson System vollständig bestimmt werden kann. Für kleine Higgs-Boson Massen ($\sim 100 - 130$ GeV) ist auch $H \rightarrow \gamma\gamma$ wichtig. Das Verzweigungsverhältnis hierfür ist zwar klein, doch durch das gute Signal-zu-Untergrund-Verhältnis

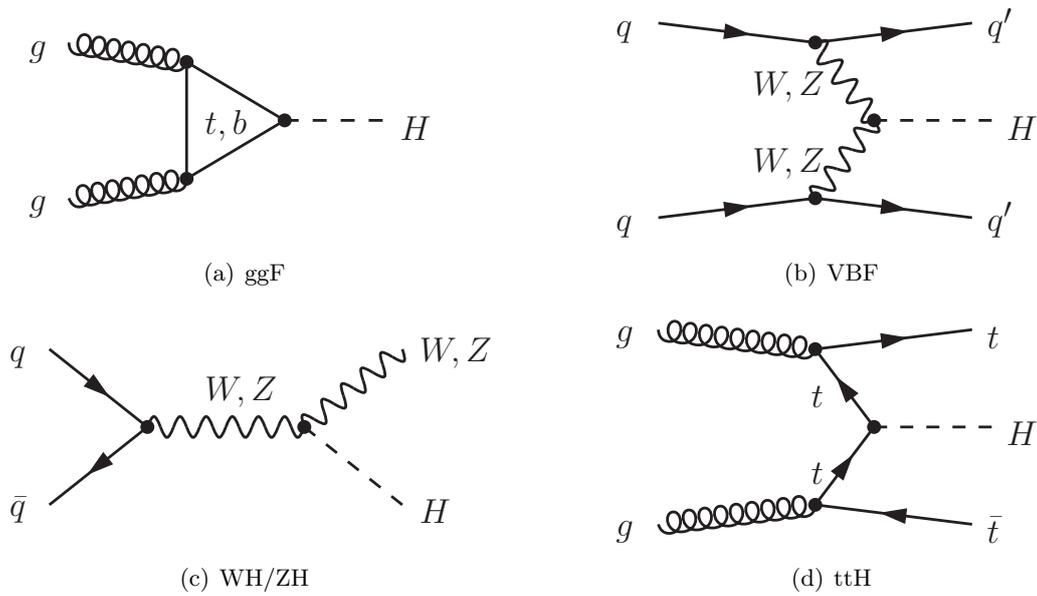


Abbildung 3.3: Feynmangraphen für die Produktionsprozesse des Higgs-Bosons: Gluon-Gluon Fusion (a), Vektor-Boson Fusion (b), Higgs-Strahlung (c) und assoziierte Produktion mit zwei Top-Quarks (d).

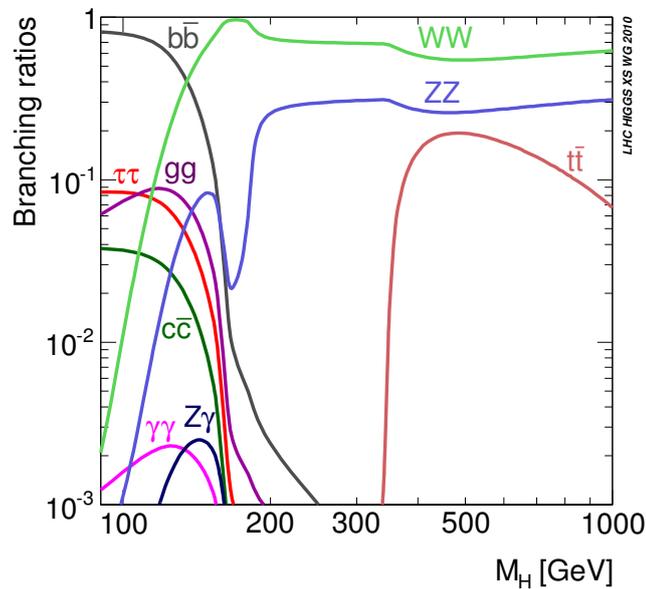


Abbildung 3.4: Massenabhängige Verzweungsverhältnisse des Higgs-Zerfalls in die unterschiedlichen Endzustände. Der Zerfall in zwei W-Bosonen dominiert über einen weiten Massenbereich, mit einem Maximum bei der doppelten W-Boson Masse (Aus Ref. [16]).

hat es eine hohe Sensitivität.

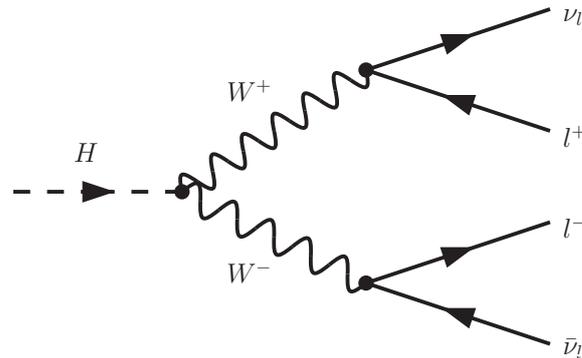


Abbildung 3.5: Feynmangraph für den $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ Zerfall, mit zwei unterschiedlich geladenen Leptonen im Endzustand und fehlender transversaler Energie von zwei Neutrinos. Aufgrund der Spin 0 Natur des Higgs-Bosons fliegen die zwei Leptonen in die gleiche Richtung.

3.4 Die $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ Zerfallssignatur

Wie bereits erwähnt, dominiert der Higgs-Boson Zerfall in zwei W -Bosonen über einen weiten Massenbereich des Higgs-Bosons und ist somit interessant für die Entdeckung. Dabei ist der $W \rightarrow l\nu$ Zerfall zwar nicht der häufigste Zerfall, lässt sich aber in einem Hadronenbeschleuniger besser vom Untergrund trennen, als der häufigere $W \rightarrow qq$ Zerfall.

Der Feynmangraph des $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ Zerfalls ist in Abb. 3.5 dargestellt. In diesem Zerfallskanal wird nach zwei Leptonen (Elektronen oder Myonen) mit entgegengesetzter Ladung und fehlender transversaler Energie, die von den zwei Neutrinos kommt, gesucht. Da nicht festgestellt werden kann, welchen Anteil von der fehlenden transversalen Energie welches Neutrino trägt, kann die transversale Masse nicht eindeutig bestimmt werden.

Da man von einem Spin 0 Higgs-Boson ausgeht, kombiniert mit der (V-A)-Eigenschaft der schwachen Wechselwirkung, erwartet man, dass die zwei Leptonen in die gleiche Richtung fliegen. Die detaillierte Selektion wird im Kapitel 6 beschrieben, zusammen mit der allgemeinen Analyse in diesem Zerfallskanal. Diese hängt von den erwarteten Untergründen ab, auf die ebenfalls eingegangen wird.

Der LHC¹, auf Deutsch *Großer Hadronenbeschleuniger*, gebaut am Europäischen Forschungszentrum für Elementarteilchenphysik (CERN²) in Genf, erzeugt die hochenergetischen Teilchenkollisionen, die benötigt werden, um das Higgs-Boson und *neue Physik* zu entdecken. Die Kollisionen werden in insgesamt vier Experimenten gemessen und aufgezeichnet. Im Rahmen dieser Arbeit werden die Daten des ATLAS³-Detektors ausgewertet.

Dieses Kapitel soll kurz den LHC und den Aufbau des ATLAS-Detektors beschreiben. Anschließend wird auf die Rekonstruktion der aufgezeichneten Daten eingegangen, bei der aus den im Detektor gemessenen elektrischen Signalen physikalische Objekte rekonstruiert und identifiziert werden so wie ihre Energie und Impuls bestimmt wird.

4.1 Der Große Hadronenbeschleuniger

Der LHC [13] wurde im circa 27 km langen Tunnel des LEP⁴-Beschleunigers gebaut. Mit dem Ziel, das Higgs-Boson und andere *neue Physik* zu entdecken, hat man sich für einen Hadronenbeschleuniger entschieden. Im Gegensatz zu einem Leptonbeschleuniger erreicht ein Hadronenbeschleuniger bei gleichem Durchmesser eine höhere Schwerpunktsenergie. Der Nachteil ist eine höhere Messungenauigkeit, bedingt durch den hohen Untergrund von für die Messung von Higgs-Bosonen irrelevanten QCD Ereignissen. Von dem fehlenden Impuls und fehlender Energie lassen sich nur die transversalen Komponenten messen, da der longitudinale Impuls des Anfangszustandes unbekannt ist.

Der LHC wurde darauf ausgelegt, die vier Experimente ATLAS, CMS, LHCb und Alice mit Proton-Proton Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von bis zu 14 TeV und einer instantanen Luminosität von $10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}$ zu versorgen. Diese Energie ist durch die Magnetfeldstärke von 8.33 T der supraleitenden Magnete limitiert, welche die Protonen auf einer Kreisbahn halten. Zusätzlich dazu gibt es einen Pb-Pb-Kollisionsmodus, bei dem Bleionen kollidiert werden, um das sogenannte Quark-Gluon-Plasma zu untersuchen.

4.2 Das ATLAS Experiment

Der ATLAS-Detektor, wie in Ref. [17] beschrieben, soll das Standardmodell bei höchsten Energien vermessen und nach *neuer Physik* suchen. Für die Konstruktion des Detektors wurde die Sensitivität auf die Entdeckung des Higgs-Bosons optimiert. Da zu dem Zeitpunkt des Baus die Higgsmasse unbekannt war, musste der Detektor auf ein breites Spektrum von Zerfallssignaturen angepasst werden, die das Higgs-Boson abhängig von seiner Masse aufweisen kann. Bei dem ATLAS-Detektor handelt es sich um einen Allzweckdetektor, der möglichst den vollen Raumwinkel von 4π abdecken soll.

¹Large Hadron Collider

²Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

³A Toroidal LHC ApparatuS

⁴Large Electron-Positron Collider

Eine schematische Ansicht des Detektors ist in Abb. 4.1 gezeigt. Aufgrund der zylindrischen Form des Detektors sind die Komponenten in Zentral- und Endkappenbereiche eingeteilt. Wegen der unterschiedlichen Geometrien sind diese unterschiedlich aufgebaut. Der Detektor lässt sich grob in drei Teile unterteilen: den Inneren Detektor (ID), das Kalorimeter und das Myonspektrometer (MS). Die Aufgabe des ID ist die Vertex- und Impulsmessung von Teilchenspuren, im Kalorimeter sollen sämtliche Teilchen gestoppt werden, um ihre totale Energie zu bestimmen und im MS wird aus der Flugbahnkrümmung im Magnetfeld der Impuls von Myonen bestimmt.

Im ID sollen die Teilchenspuren von geladenen Teilchen vermessen werden, ohne zuviel Energie an den Detektor selbst abzugeben. Aus diesem Grund werden dort Siliziumdetektoren verwendet, die eine gute Auflösung bei geringer Energieabgabe ermöglichen. Anschließend sollen die Teilchen für die Energiemessung komplett im Kalorimeter gestoppt werden. Dieses besitzt eine niedrigere räumliche Auflösung als der ID. Das Kalorimeter ist wichtig, um ungeladene Teilchen, die keine Spur im ID hinterlassen, zu vermessen.

Das Kalorimeter wird in einen *elektromagnetischen* (EM) und einen *hadronischen* Bereich eingeteilt. Das EM-Kalorimeter hat eine höhere räumliche und energetische Auflösung als das hadronische Kalorimeter, um eine präzise Elektron- und Photon-Energiemessung durchzuführen. Seine Dicke ist optimiert dafür, diese Teilchen komplett zu stoppen. Die Hadronen werden bereits zum Teil im EM Kalorimeter gemessen, besitzen aber eine höhere Eindringtiefe. Aufgrund der von Elektronen und Photonen verschiedenen Wechselwirkungen und Zerfallsprozesse der Hadronen, unterliegt die gemessene Energie größeren inhärenten Fluktuation. Der nachfolgende Teil des Detektors, das hadronische Kalorimeter, ist anders optimiert und stellt eine schlechtere Energieauflösung zur Verfügung.

Im MS wird die sehr große Eindringtiefe der Myonen gegenüber den anderen Teilchen ausgenutzt. Da fast ausschließlich Myonen⁵ in das MS eindringen, erleichtert das die Teilchenidentifikation und reduziert die Fehlidentifikationen anderer Teilchen. Im MS wird die Flugbahn der Myonen in einem toroidalen Magnetfeld und somit der Impuls bestimmt.

Um den ATLAS-Detektor zu beschreiben, wird ein geeignetes Koordinatensystem gewählt. Dabei handelt es sich um ein rechtshändiges, zylindrisches Koordinatensystem mit dem Ursprung im eventuellen Kollisions- bzw. Wechselwirkungspunkt des Detektors. Die z-Achse zeigt in Strahlrichtung mit positivem z-Wert an der Seite A des Detektors und negativem an der Seite C. Die x-Achse zeigt zum Inneren des LHC-Rings und die y-Achse nach oben. Die zum Strahl transversale x-y Ebene wird durch den Azimutalwinkel ϕ beschrieben, und der Polarwinkel zur z-Achse durch θ . Die Pseudorapidität ist definiert als $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$ und der Abstand ΔR im $\phi - \eta$ Raum als $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$. Größen wie transversaler Impuls p_T , transversale Energie E_T und fehlende transversale Energie E_T^{miss} bezeichnen die jeweilige Projektion auf die x-y Ebene.

Die Messgenauigkeit des ATLAS-Detektors für verschiedene Detektorkomponenten und ihre Abdeckung in η , sind in Tabelle 4.1 dargestellt.

Zusätzlich existieren drei weitere Detektoren, die in einem Abstand von $\pm 17, 140$ und 240 m vom Wechselwirkungspunkt (WW Punkt), der Punkt an dem die zwei Protonstrahlen auf einander treffen, entfernt stehen. Ihre Aufgabe ist es Teilchen mit sehr hoher Pseudorapidität zu vermessen und unter anderem die Luminosität zu bestimmen.

⁵Das Kalorimeter hat eine Dicke von 10 Strahlungslängen. Dabei dringen aufgrund der statistischen Natur der Absorption immer wieder einzelne hochenergetische *Jets* aus dem hadronischen Kalorimeter in das MS vor.

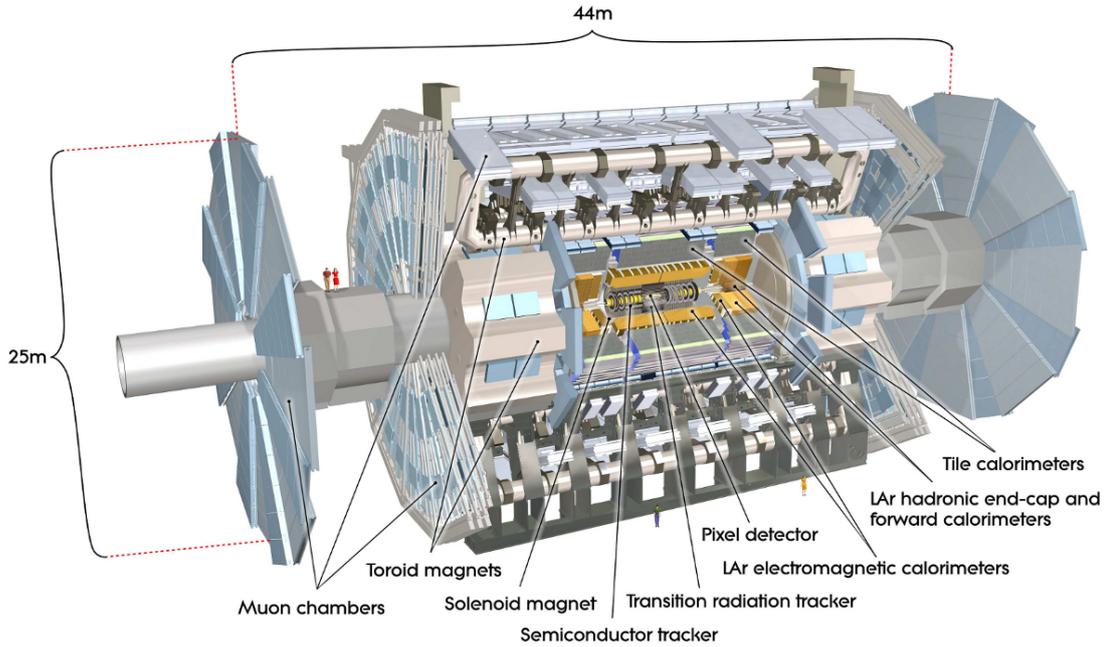


Abbildung 4.1: Schematische Ansicht des ATLAS-Detektors. Zu sehen ist der Innere Detektor mit Pixel-, Streifen (SCT)- und Übergangsstrahlungsdetektor (TRT), das elektromagnetische und hadronische Kalorimeter, sowie das Myonsystem und die Magneten. Die Länge des Detektors beträgt 44 m, bei einem Durchmesser von 25 m und einem Gesamtgewicht von ca. 7000 Tonnen (aus Ref. [17]).

Detektorkomponente	Auflösung	Pseudorapiditätsbereich η	
		Messung	Trigger
Spurmessung	$\frac{\sigma_{pT}}{pT} = 0.05\% pT \oplus 1\%$	± 2.5	
EM Kalorimeter	$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\%$	± 3.2	± 2.5
hadronisches Kalorimeter Zentralbereich und Endkappen	$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$	± 3.2	± 3.2
Vorwärtsbereich	$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%$	$3.1 < \eta < 4.9$	$3.1 < \eta < 4.9$
Myonspektrometer	$\frac{\sigma_{pT}}{pT} = 10\% pT$ bei $pT = 1 TeV$	± 2.7	± 2.4

Tabelle 4.1: Die in verschiedenen subdetektorsystemen des ATLAS-Detektors erreichbaren Auflösungen (aus Ref. [17]).

4.2.1 Der innere Detektor

Um die Spurdichte im Pseudorapiditätsbereich $|\eta| < 2.5$ zu vermessen, wird eine Kombination aus Pixel-, Streifen (SCT⁶)- und Übergangsstrahlungsdetektoren (TRT⁷), verwendet. Eine schematische Ansicht des ATLAS-Detektors befindet sich in Abb. 4.2. Hier werden geladene Teilchen durch ein solenoidales Magnetfeld der Stärke $B = 2$ T abgelenkt, um deren Impuls zu bestimmen. Der Pixel und der SCT-Detektor sind in $R - \phi$ und z segmentiert. Die höchste räumliche Auflösung wird von dem Pixel-Detektor erreicht, hier werden drei Positionsmessungen pro Teilchen zur Verfügung gestellt. Der SCT wird in acht Lagen das entspricht vier

⁶semiconductor Tracker

⁷Transition Radiation Tracker

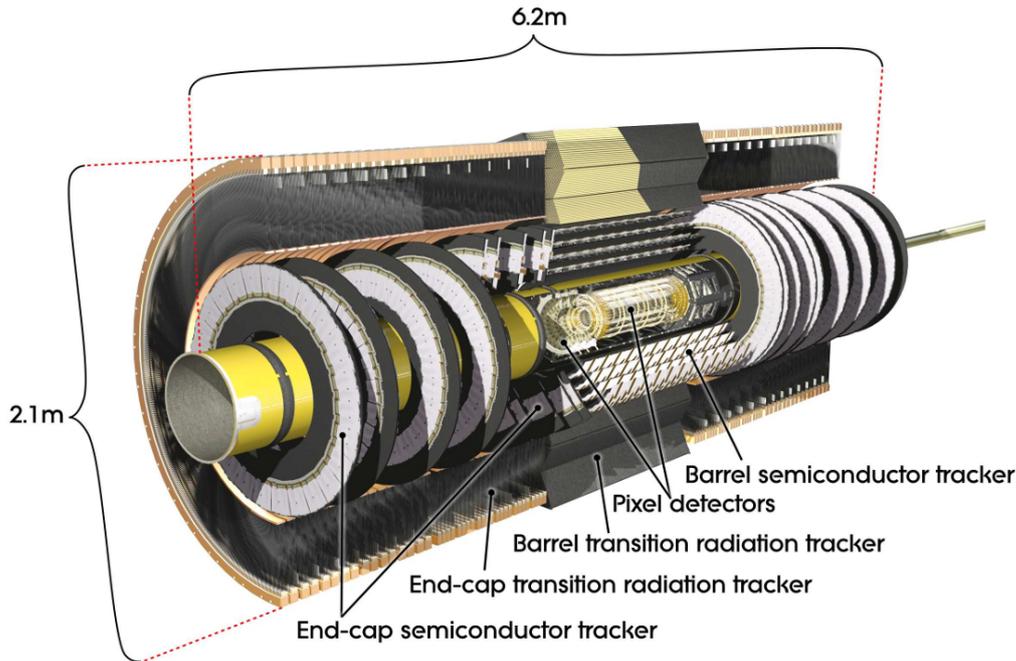


Abbildung 4.2: Schematische Ansicht des Inneren Detektors. Zu sehen ist der Pixel-, Streifen (SCT)- und Übergangsstrahlungsdetektor (TRT). Im Zentralbereich sind die Komponenten zylindrisch angeordnet, in den Endkappen auf Radstrukturen (aus Ref. [17]).

Raumpunkten, von jedem Teilchen durchquert. Im TRT wird die Flugbahn eines Teilchens an ~ 36 Positionen gemessen. Im Gegensatz zu den vorherigen Komponenten werden im TRT nur die R und ϕ Koordinate gemessen.

Die räumliche Auflösung der Komponenten nimmt von innen nach außen ab. Die niedrigste räumliche Auflösung hat somit der TRT. Dies kann durch die hohe Anzahl an Messpunkten und größere Abstände ausgeglichen werden. Mit der Kombination der Spurinformaton bei kleinen und großen Abständen kann eine präzise Spur- und Impulsmessung durchgeführt werden.

4.2.2 Das Kalorimeter

Das Kalorimeter deckt Pseudorapiditätsbereich bis $|\eta| < 4.9$, angepasst an die zu erwartenden Teilchendichten und Energien, ab. Eine schematische Ansicht des Kalorimeters befindet sich in Abb. 4.3. Das elektromagnetische Kalorimeter, mit einer $|\eta|$ Abdeckung bis zu 2.5 wurde angepasst, um präzise Elektron- und Photonmessungen durchzuführen. Das restliche Kalorimeter soll den Anforderungen der Messungen von Jets und fehlender transversaler Energie genügen. Ebenso begrenzt das Kalorimeter mit einer Dicke von zehn hadronischen Wechselwirkungslängen den Durchbruch von hadronischen Schauern ins Myonsystem.

Das EM-Kalorimeter besteht aus einer fassförmigen Komponente im Zentralbereich für $|\eta| < 1.475$ und einem Endkappenkalorimeter ($1.375 < |\eta| < 3.2$). Die hier verwendeten Flüssig-Argon-Detektoren mit Blei-Absorbern und akkordeonförmigen Elektroden ermöglichen eine lückenlose ϕ -Abdeckung. Die Dicke der Bleiabsorber wurde in Abhängigkeit von $|\eta|$ für optimale Energieauflösung angepasst. Bis zu einem $|\eta|$ -Bereich von 2.5 hat das Kalorimeter

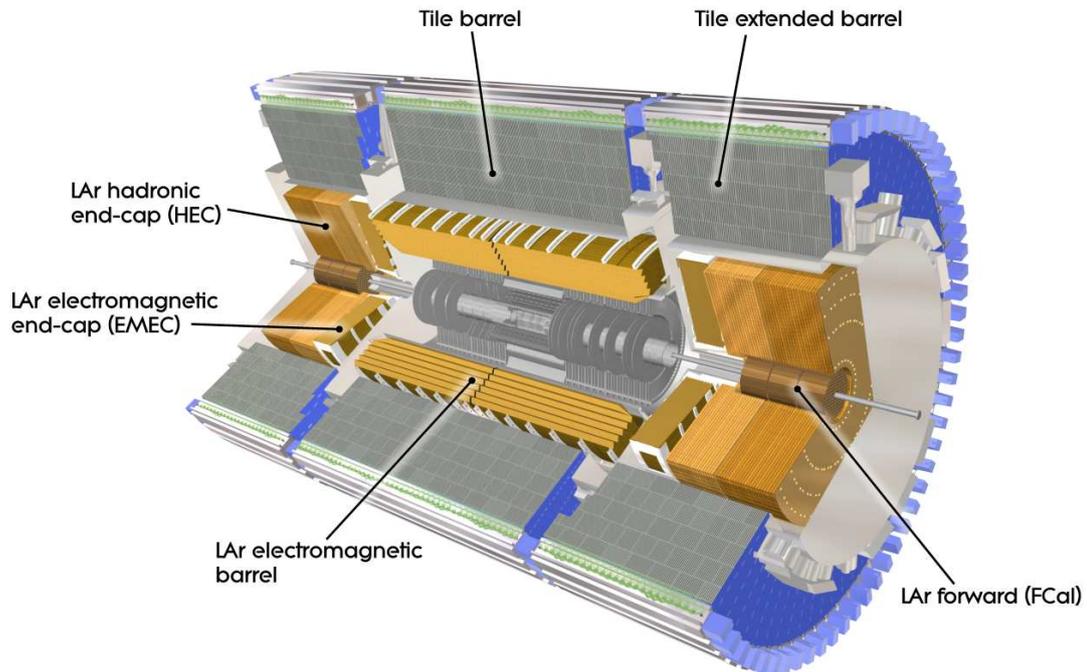


Abbildung 4.3: Schematische Ansicht des Kalorimeters. Im Inneren befindet sich das elektromagnetische Kalorimeter, bestehend aus Flüssig-Argon mit Blei-Absorbern. Es ist von dem hadronischen Kalorimeter mit Stahlabsorbern und Szintillationszählern im Zentralbereich und Flüssig-Argon in den Endkappen umgeben. Das Vorwärtskalorimeter benutzt ebenfalls Flüssig-Argon als sensibles Medium (aus Ref. [17]).

eine Tiefe von drei Segmenten, darüber hinaus eine von zwei Segmenten mit einer größeren Granularität.

Das hadronische Kalorimeter besteht im zentralen Bereich bis $|\eta| < 1.7$ aus Stahlabsorbern mit Szintillator-Kacheln als aktives Material. Die Endkappen des hadronischen Kalorimeters bestehen aus Flüssig-Argon-Detektoren und reichen bis $|\eta| = 3.2$. Sie überschneiden sich ab $|\eta| \approx 3.1$ mit dem Vorwärtskalorimeter (FCal), welches aus drei Schichten besteht. Das FCal ist ebenfalls ein Flüssig-Argon-Detektor mit Kupferabsorbern in der ersten Schicht, optimiert für elektromagnetische Schauer. Die letzten beiden Lagen bestehen aus Wolfram.

4.2.3 Das Myon-Spektrometer

Eine schematische Ansicht des MS ist in Abb. 4.4 dargestellt. Das MS vermisst die Flugbahnkrümmung der Myonen in drei Detektor-Schichten in einem Magnetfeld. Um Mehrfachstreuung zu vermeiden, wurde ein toroidales Luftmagneten-System mit insgesamt acht supraleitenden Magneten gewählt. Es wird der Pseudorapiditätsbereich bis $|\eta| < 2.7$ abgedeckt. Um eine gute Massenauflösung zu erhalten, wird an ca. 12000 Stellen die relative Anordnung der einzelnen MS-Bauteile überwacht. Um die genaue magnetische Feldstärke, die auf die einzelnen Myonen wirkt, zu bestimmen, wird das Magnetfeld mit etwa 1800 Hall-Sensoren überwacht. Ebenso wird der störende Einfluss der Umgebung, z.B. des Kalorimeters oder der metallischen Bauteile, berücksichtigt.

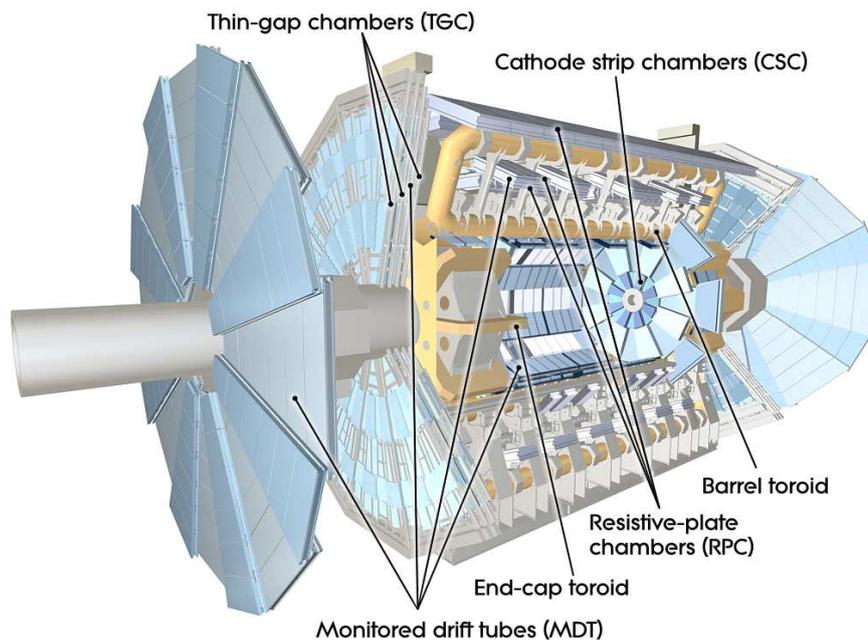


Abbildung 4.4: Schematischer Aufbau des Myonsystems (MS). Zusehen sind die toroidalen Magnetsysteme und die drei Schichten der Myondetektoren (aus Ref. [17]).

4.2.4 Der Trigger

Aufgrund der sehr kleinen Wirkungsquerschnitte physikalisch relevanter Prozesse im Vergleich mit der inelastischen Proton-Proton-Streuung und QCD-Prozessen⁸ wird eine sehr hohe Luminosität benötigt, um hinreichend viele Signalereignisse zu produzieren. Um die hohe Luminosität zu erreichen liegt die Strahlkreuzungsfrequenz bei 40 MHz 200 Hz liegt. Um den benötigten Reduktionsfaktor zu erreichen, wird ein dreistufiges System von Triggern benutzt, welches die Datenrate schrittweise reduziert. Dabei wird nach charakteristischen Eigenschaften der gesuchten seltenen Prozesse gefiltert.

Die erste Triggerstufe (L1-Trigger) sucht nach Ereignissen mit Myonen, Elektronen, Photonen, Jets und τ -Leptonen mit hoher transversaler Energie, sowie nach Ereignissen mit hoher fehlender transversaler Energie oder großer totaler Energie. Für die Entscheidungen wird eine reduzierte Menge an Detektordaten benutzt. Die zur Verfügung stehende Prozessierungszeit beträgt $2.5 \mu\text{s}$. Bei diesem Prozess werden *Regionen von Interesse* markiert, die von den folgenden Triggerstufen genauer untersucht werden. Insgesamt reduziert der L1-Trigger die Datenmenge auf etwa 75 kHz .

An die zweite Triggerstufe (L2-Trigger) werden die Regionen von Interesse übermittelt. Diese werden unter Verwendung der vollen Detektorinformationen analysiert. Dabei ist das *Triggermenü* des L2-Triggers darauf ausgelegt, die Ereignisrate bei einer Rechenzeit von 40 ms auf 3.5 kHz zu reduzieren. Die letzte Stufe ist der Ereignisfilter, welcher eine detaillierte Ereignisanalyse bei einer Rechenzeit von 4 Sekunden und einer Reduzierung des Datenstroms auf 200 Hz durchführt.

Während der Rechenzeit der Trigger werden die Daten temporär gespeichert. Nach einer positiven Entscheidung des Ereignisfilters werden die Daten des Detektors ausgelesen und auf permanente Datenträger gespeichert und stehen anschließend für die Datenanalyse zur Verfügung.

⁸Prozesse mit Quarks und Gluonen im Endzustand.

Zusätzlich zu den Detektordaten werden auch die Funktionsparameter des Detektors aufgezeichnet, um später eventuelle Probleme bei der Datenaufzeichnung feststellen zu können.

4.3 Rekonstruktion

Nachdem die bei den Kollisionen erzeugten Teilchen im Detektor als elektrische Signale registriert und gespeichert werden, müssen daraus physikalische Objekte für die Datenanalyse rekonstruiert werden. Dieses Unterkapitel soll kurz in die Rekonstruktion der für die Higgs-Boson Suche im $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ Kanal benötigten Objekte einführen. Die dafür relevanten Informationen wurden aus den Refs. [18–20] entnommen. Die hier beschriebenen Rekonstruktionsmethoden sind die, welche auch für die spätere Analyse des $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ Zerfalls benutzt wurden.

4.3.1 Die Rekonstruktion von Elektronen

Die Rekonstruktion und Identifikation wird basierend auf Ref. [21] beschrieben. Im Bereich von $|\eta| < 2.47$ beginnt die Elektronrekonstruktion damit, dass im EM-Kalorimeter deponierte Energie, in sogenannten *Clustern*, der Spur eines geladenen Teilchens aus dem Innendetektor zugeordnet wird. Um den EM-Cluster zu rekonstruieren wird der *sliding-window* Algorithmus aus Ref. [22] angewendet. Die EM-Cluster werden wie folgt aus Zellen des EM-Kalorimeters zusammengesetzt. Es wird ein Fenster der Größe 3×5 Einheiten von 0.025×0.025 in der $\eta \times \phi$ Ebene, entsprechend der Granularität der mittleren EM-Kalorimeterlage, gebildet. Dieses wird so auf die Zellen des Kalorimeters gesetzt, dass die darin deponierte Energie maximal ist. Überschreitet die Energie eines Cluster 2.5 GeV, so gilt dieser als rekonstruiert. Wird zu diesem Cluster eine Spur innerhalb eines $\eta \times \phi$ -Toleranz-Fensters gefunden, so gilt der Elektronkandidat als rekonstruiert. Bei mehreren Spuren wird die mit dem kleinsten Abstand $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ zum Cluster verwendet. Der Cluster wird neu zusammgebaut, unter Verwendung von 3×7 (5×5) $0.025 \eta \times 0.025 \phi$ Kalorimeterzellen im Zentralbereich (Endkappen). Die Energie des Elektronkandidaten wird bestimmt indem vier Verteilungen addiert werden:

1. Die erwartete Energieabgabe durch Ionisation im Material vor dem EM-Kalorimeter.
2. Die im Cluster deponierte Energie.
3. Die geschätzte Energieabgabe außerhalb des Cluster.
4. Die geschätzte Energieabgabe im hadronischen Kalorimeter.

Anschließend wird der Vierervektor des Elektronkandidaten rekonstruiert. Hierbei wird die Energie des Clusters, unter Berücksichtigung der genannten Korrekturen, sowie die Positionskoordinaten η und ϕ der zum Elektronkandidaten assoziierten Spur verwendet. Die Energie wird aus dem neuen Cluster verwendet, η und ϕ aus der Spur, die am besten zum ursprünglichen *Cluster* gepasst hat.

Für die Elektronidentifikation werden Schnitte auf Kalorimeter-, Spur- und daraus kombinierten Variablen angewendet, um zwischen isolierten, nicht isolierten und fehlidentifizierten Elektronen zu unterscheiden. Dafür werden drei Identifikationskategorien mit steigender Untergrundunterdrückungsrate⁹ definiert: *loose*, *medium* und *tight*, welche aufeinander aufbauen. Für die loose Kategorie werden Schnitte auf die Form des Elektronschauers in der

⁹Der Begriff Untergrund bezeichnet in diesem Zusammenhang Objekte die keine Elektronen sind.

mittleren EM-Kalorimeterlage, sowie die Energiedeposition im hadronischen Kalorimeter verwendet. Um die Kriterien für die medium Kategorie zu erfüllen, muss der Elektronkandidat, zusätzlich zu den loose Kriterien, Anforderungen an die Spurqualität, sowie die Signatur in der ersten Schicht des EM Kalorimeters, genügen. Zusätzlich wird die Toleranz auf den Abstand zwischen Cluster und Spur reduziert. Für die tight Selektion kommen E/p , Teilchenidentifikation aus dem TRT und Unterdrückung der Paarbildung.

Für den Pseudorapiditätsbereich $2.5 < |\eta| < 4.9$ gibt es keine Spurinformatoren. Es werden nur Informationen aus dem dafür fein unterteilten Kalorimeter verwendet. Dabei gibt es die Kategorie *forward loose* und *forward tight*.

Als Korrekturfaktor zwischen der gemessenen und tatsächlich abgegebenen Energie im Detektor wird die sogenannte *Energie-Skala* verwendet. Diese wurde z.B. aus Zerfällen von Teilchen mit bekannten Massen, wie so $Z \rightarrow ee$, bestimmt. Die systematische Unsicherheit auf die Energieskala beträgt im Bereich von $|\eta| < 2.47$ 3% und im $2.5 < |\eta| < 4.9$ Bereich 5%.

Die Definitionen loose, medium und tight beziehen sich auf die ursprünglichen im Jahr 2010 benutzten Selektionen für diesen drei Kategorien. Für die Jahre 2011 und 2012 wurden sie für ein höheres Untergrundniveau angepasst und wurden zur Unterscheidung mit *loose++*, *medium++* und *tight++* bezeichnet.

4.3.2 Die Rekonstruktion von Myonen

Wie in Ref. [23] beschrieben, gibt es drei Klassen von Myonen. Bei den *stand alone* (SA) Myonen wird die Myontrajektorie nur aus der Spur im MS rekonstruiert. Der Impaktparameter¹⁰ und die Flugrichtung wird aus der bis zum WW-Punkt extrapolierten Spur bestimmt. Für *combined* (CB) Myonen werden zwei Myonspuren, unabhängig im ID und im MS rekonstruiert und anschließend werden die zwei Spuren, statistisch gewichtet, zu einer Myonspur kombiniert. Für *segment tagged* (ST) Myonen wird eine Spur im ID als Myon identifiziert, wenn diese zu einer Messung in der innersten MS-Schicht passt.

Für die CB-Myonen wird die höchste Reinheit zur Rekonstruktion echter Myonen erwartet, während die ST-Myonen eine höhere Effizienz aufweisen. Für die Kombination der Informationen aus dem ID und MS gibt es zwei Strategien. Die eine ist die statistische Kombination (*staco*) von unabhängigen Messungen im ID und MS, welche abhängig vom Impulsbereich der Myonen unterschiedlich gewichtet werden. Hierbei dominiert für $p_T > 100$ GeV die MS Messung, im Bereich von $p_T < 100$ GeV haben beide etwa gleich große Gewichte und im unteren Impulsbereich hat die ID Messung das höchste Gewicht. Bei der zweiten Möglichkeit handelt es sich um die sogenannte *MuId-Kombination*, bei der die Spurtreffer aus ID und MS zu einer Spur kombiniert werden. Bei der Rekonstruktion eines Myon als CB und ST wird das CB Myon verwendet.

Im Rahmen der in Kapitel 6 beschriebenen Analyse werden nur *staco* Myonen verwendet.

4.3.3 Die Rekonstruktion von Jets

Die Endprodukte aus Teilchenreaktionen mit Quarks oder Gluonen im Endzustand sind Schauer von Hadronen. Diese werden wie in Ref. [24] erklärt, mit dem in Ref. [25] beschriebenen *anti- k_T* Algorithmus, als sogenannte *Jets* rekonstruiert. Der Vorteil dieses Verfahrens ist, dass man ein Objekt erhält, von dem auf den ursprünglichen Vierervektor des Quarks oder Gluons geschlossen werden kann.

¹⁰Der longitudinale- z_0 und transversale Impaktparameter d_0 geben den kürzesten Abstand der Spur eines Objekts zum Primärvertex an.

Der anti- k_T Algorithmus definiert Abstände d_{ij} zwischen zwei Objekten (Teilchen, Pseudojets) i und j . Die zwei Objekte mit dem kleinsten d_{ij} werden zusammengefasst, anschließend wird die Prozedur wiederholt. Ist das nächste zu kombinierende Objekt der Proton-Strahl B , mit dem Abstand d_{iB} , so wird i als Jet definiert und von der Liste entfernt. Anschließend wird das Verfahren wiederholt bis die Liste der zu kombinierenden Objekte leer ist. Die Abstände d_{ij} , d_{iB} sind wie folgt definiert:

$$\begin{aligned} d_{ij} &= \min(k_{ti}^{-2}, k_{tj}^{-2}) \cdot \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2} \\ \Delta_{ij}^2 &= (\phi_i - \phi_j)^2 + (\eta_i - \eta_j)^2 \\ d_{iB} &= k_{ti}^{-2} \end{aligned} \quad (4.1)$$

Dabei ist k_{ti} der transversale Impuls des Objektes i . R regelt den Radius in dem Teilchen zusammengefasst werden. Typische Werte sind $R = 0.4$ und 0.6 .

Wie in Ref. [26] werden zur Jet-Bildung für die Objekte i die topologischen Kalorimeter-Cluster (*topocluster*) verwendet. Diese werden wie in [22] beschrieben rekonstruiert. Hier wird nach Zellen im Kalorimeter gesucht, für die das Verhältnis von Signal zu Rauschen (S/R) ≥ 4 gilt. Zu dieser Ausgangszelle werden alle Nachbarzellen mit $S/R \geq 2$ hinzugefügt. Anschließend werden alle weiteren Nachbarzellen der sich im Cluster befindenden Zellen adiert.

Zusätzlich werden Qualitätsschnitte auf die Jets angewendet, um Jets, die aus kosmischer Strahlung, Detektorrauschen und Strahl-Gas Kollisionen herrühren, zu unterdrücken. Zusätzlich dazu müssen Jets aus *pile-up*-Ereignissen¹¹ und Kollisionen, die nicht aus dem Primärvertex, sondern anderen Wechselwirkungen kommen, entfernt werden.

Um die Energie der Jets zu bestimmen, müssen wie in [24] auf die gemessene Energie Korrekturen angewendet werden, um die tatsächliche Energie zu erhalten.

4.3.4 Die Rekonstruktion von b-Jets

Wie auch andere Quarks im Endzustand bilden b-Quarks Jets. Sie unterscheiden sich jedoch von den anderen Jets, da sie mit den in Ref. [27] beschriebenen Methoden als solche rekonstruiert und identifiziert werden können. Diese Information ist für die Analysen wichtig, bei denen beispielsweise nach Top-Quarks gesucht wird, oder diese als Untergrund ausgeschlossen werden sollen. Die Top-Quarks zerfallen bereits sehr kurze Zeit nach ihrer Entstehung in ein b-Quark und ein W -Boson. Die b-Quarks zerfallen ebenfalls und bilden dabei einen sekundären Vertex. Diese Eigenschaft wird ausgenutzt, um Jets mit einem b-Quark zu identifizieren. Dies geschieht dadurch, dass unter anderem ein Sekundärvertex aus den Teilchenspuren rekonstruiert wird. Hierfür gibt es mehrere unterschiedliche Methoden, diese werden in [28] beschrieben. Das Identifizieren der Jets als b-Jets wird als *b-tagging* bezeichnet. Da für diese Rekonstruktion Spurinformatoren aus dem ID benötigt werden, ist dies nur im geometrischen Akzeptanzbereich von $|\eta| < 2.5$ möglich.

Da die Monte-Carlo Vorhersagen sich aufgrund einer nicht perfekten Detektorsimulation anders als Daten verhalten, werden Skalierungsfaktoren angewendet, um die Anzahl der so markierten Ereignisse auf die Anzahl der gemessenen Daten zu normieren. Die Unsicherheit der Skalierungsfaktoren ist eine der größten systematischen Unsicherheiten der b-Jets.

4.3.5 Die Rekonstruktion von fehlender transversale Energie

Die fehlende transversale Energie (E_T^{miss}) ist wie in Ref. [29] beschrieben, die nicht ausgeglichene Energiedeposition in der transversalen Ebene. E_T^{miss} kann aus nicht detektierten

¹¹Ereignisse die bei einer Strahlkreuzung, neben der harten Streuung, erzeugt werden.

Teilchen, Fehlmessungen und Neutrinos, die keine Energie im Detektor deponieren, resultieren. Die einzigen physikalischen Quellen für E_T^{miss} sind jedoch Neutrinos¹². E_T^{miss} wird in der $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ Analyse verwendet, um die summierte Energie der zwei Neutrinos zu bestimmen und fließt in die Berechnung der transversalen Masse mit ein.

Für die E_T^{miss} -Bestimmung wird die gemessene Energie aus dem Kalorimeter und MS in der x- und y-Ebene addiert. Als Korrektur für nicht im MS gemessene Myonen und niederenergetische Spuren, die nicht im Kalorimeter gemessen werden, werden Informationen aus dem ID verwendet.

Der $E_T^{miss,calo}$ Term wird dadurch bestimmt, dass zunächst alle im Detektor gemessenen Objekte in folgender Reihenfolge rekonstruiert werden: Elektronen, Photonen, hadronisch zerfallende τ -Leptonen, Jets und Myonen. Um Rauschen des Kalorimeters zu unterdrücken, werden nur nach Ref. [22] rekonstruierte Cluster verwendet. Diese Zuordnung ist wichtig um aus der gemessenen Energie auf die tatsächlich hinterlassene Energie schließen zu können, da sich diese in den Kategorien zwischen den Objekten unterscheidet. Nachdem alle Objekte identifiziert worden sind, werden ihre korrigierten Energien addiert. Zellen, die nicht zugeordnet werden konnten, werden als $E_T^{miss,CellOut}$ addiert.

$$\begin{aligned}
E_{x(y)}^{miss,calo} &= E_{x(y)}^{miss,e} + E_{x(y)}^{miss,\gamma} + E_{x(y)}^{miss,\tau} + E_{x(y)}^{miss,jets} + E_{x(y)}^{miss,softjets} \\
&\quad + \left(E_{x(y)}^{miss,calo,\mu} \right) + E_{x(y)}^{miss,CellOut} \\
E_x^{miss} &= - \sum_i E_i \sin \theta_i \cos \phi_i \\
E_y^{miss} &= - \sum_i E_i \sin \theta_i \sin \phi_i
\end{aligned} \tag{4.2}$$

Der $E_T^{miss,\mu}$ Term wird aus der negativen Summe der gemessenen Impulse der Myonen bestimmt.

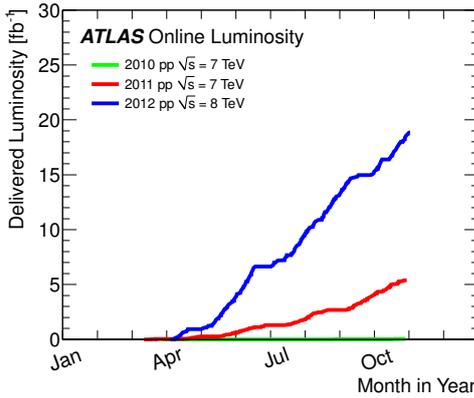
$$E_{x(y)}^{miss,\mu} = - \sum_{\mu} p_{x(y)}^{\mu} \tag{4.3}$$

Fehlidentifizierte Myonen, die aus Durchbrüchen hadronischer Teilchen in das MS entstehen, können zu großen Fehlmessungen des E_T^{miss} führen. Diese werden dadurch reduziert, dass nur CB Myonen verwendet werden. Der $E_{x(y)}^{miss,calo,\mu}$ -Term wird nur für nicht isolierte¹³ Myonen verwendet, da dieser nicht von den anderen Beiträgen getrennt werden kann.

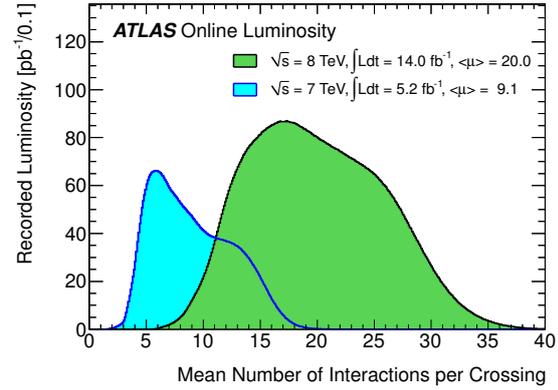
Um die Auflösung von E_T^{miss} zu bestimmen, wurden $Z^0 \rightarrow ll$ und Zerfälle mit zwei Jets untersucht, bei denen $E_T^{miss} = 0$ erwartet wird. Da E_T^{miss} aus einer Summe von E_T Beträgen gebildet wird, parametrisiert man die Auflösung als $\sigma = k\sqrt{\sum E_T}$. Aus den Messungen ergeben sich k Parameter von etwa $0.42 - 0.51 \text{ GeV}^{1/2}$, welche von der Energieauflösung der Objekte im Endzustand abhängen.

¹²Es gibt einige theoretische Modelle, die außer den Neutrinos, weitere Teilchen vorhersagen, die im Detektor keine Energie hinterlassen. Diese sind jedoch noch nicht beobachtet worden.

¹³ $\Delta R < 0.3$ zwischen dem Myon und der nächsten Spur



(a) Integrierte Luminosität



(b) Integrierte Luminosität in Abhängigkeit der Interaktionen pro Kollision

Abbildung 5.1: (a) Grafiken über die aufgenommene Datenmenge in den verschiedenen Jahren. In Abb. (b) ist die aufgenommene Luminosität in Abhängigkeit von der durchschnittlichen Ereignisrate pro Strahlkreuzung für 2011 und 2012 zu sehen. Im Jahr 2012 wurde aufgrund der höheren instantanen Luminosität eine höhere integrierte Luminosität, mit mehr Interaktionen pro Strahlkreuzung als in 2011 aufgenommen (aus Ref. [32]).

an den transversalen Impuls hochgesetzt wurden.

5.2 Monte-Carlo

Als Signalproduktionsprozesse werden für die Analyse die Prozesse ggF, VBF und WH/ZH verwendet. Die Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse sind in Ref. [16] bestimmt worden. Der ttH Prozess wird aufgrund des viel kleineren Beitrags vernachlässigt. Als Zerfallsprozess wurde nur der $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ Prozess berücksichtigt, einschließlich das kleinen $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \tau\tau$ Beitrags, mit leptonisch zerfallenden τ -Leptonen.

Die Signalwirkungsquerschnitte sind aus Ref. [16] verwendet worden. Korrekturen höherer Ordnung (NNLO²) in QCD wurden für den ggF Prozess [33–41], den VBF Prozess [42] und die WH/ZH Prozesse [43,44] durchgeführt. Korrekturen der nächsten Ordnung (NLO) in der elektroschwachen Wechselwirkung (EW) wurden für das ggF- [45,46], das VBF- [47–49] und WH/ZH-Signal [50] durchgeführt. Die Higgs-Boson Zerfallsverzweigungsverhältnisse wurden mit Prophecy4f [51,52] und HDECAY [53] bestimmt.

Es wurden teilweise unterschiedliche Generatoren zur Simulation des harten Streuprozesses (*hard scatter*) und die Hadronisierung, Partonschauer und *underlying event* verwendet. Der harte Streuprozess beschreibt den physikalisch betrachteten Prozess, gemäß der Störungsrechnung. Die Hadronisierung und Partonschauer beschreibt wie die Quarks und Gluonen die messbaren *Jets* bilden. Das underlying event bezieht sich auf aus den Restprotonen entstehenden Teilchen.

Für die ggF und VBF Prozesse wurde der Monte-Carlo Generator POWHEG [54,55] für den harten Streuprozess und PYTHIA(8)³ [56,57] für den Partonschauer, Hadronisierung und *underlying event* verwendet. Der WH/ZH Prozess wurde vollständig mit PYTHIA simuliert.

²Berechnungen führender Ordnung werden nach der englischen Bezeichnung *leading order* mit LO abgekürzt, entsprechend die Nächste zur führenden Ordnung (*next-to-leading-order*) mit NLO und die Nächste zur Nächster zur führenden Ordnung (*next-to-next-to-leading-order*) mit NNLO.

³Die Notation PYTHIA(8) steht für den Fall, dass für die Analyse 2011 PYTHIA verwendet wurde und für

Das Spektrum der transversalen Impulsverteilung des Higgs-Bosons aus dem ggF Prozess wurde auf die NLO+NNLL Vorhersagen von HqT [58] umgewichtet. Diese Berechnungen sind detailliert in Ref. [59, 60], einschließlich der Faktorisierungen zwischen EW und QCD aufgeführt.

Die verwendeten Monte-Carlo Generatoren für die Untergrund- und Signalprozesse sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Immer wenn HERWIG [61] für die Hadronisierung und Partonschauer verwendet wurde, wurde JIMMY [62] für die Simulation des underlying events benutzt. An den Stellen an denen PYTHIA(8) angegeben ist, wird dies für alle Schritte benutzt. Die Monte-Carlo Datensätze für das Jahr 2011 und 2012 unterscheiden sich zum Teil durch die verwendeten Generatoren und aufgrund der höheren Schwerpunktsenergie auch in ihren Wirkungsquerschnitten.

Für die inclusive Produktion von W und Z/ γ^* Bosonen wurde ALPGEN [63]+HERWIG [61] verwendet. Darüberhinaus wurde die als MLM-matching bezeichnete Methode [64] benutzt, um Endzustände mit verschiedenen Partonmultiplizitäten zu behandeln.

Die $t\bar{t}$ Prozesse wurden mit MC@NLO simuliert, unter Verwendung von HERWIG für die Hadronisierung. Der $q\bar{q}/qg \rightarrow WW$ Untergrund wurde für 2011 mit MC@NLO+HERWIG simuliert und für 2012 mit POWHEG+PYTHIA8. Die $gg \rightarrow WW$ Beiträge wurden mit gg2WW [65]+HERWIG modelliert. Für die single-Top Ereignisse wurde in 2011 AcerMC [66]+PYTHIA(8) verwendet, in 2012 wurde für den Wt und s-Kanal Produktionsprozess auf MC@NLO+HERWIG umgestellt, der t-Kanal blieb wie in 2011.

Der $W\gamma$ Prozess wurde für 2011 mit MADGRAPH [67] modelliert. Für 2012 wurde der ($m_{(Z/\gamma^*)} < 7$) GeV Anteil von $W(Z/\gamma^*)$ mit MADGRAPH+PYTHIA simuliert, der ($m_{(Z/\gamma^*)} > 7$) GeV Anteil mit POWHEG+PYTHIA8. Die $W\gamma$ und $W\gamma^*/WZ^{(*)}$ Prozesse sind auf die NLO-Vorhersagen von MCFM [68] normiert.

5.3 Skalierungs- und Normierungsfaktoren

Nach der Erzeugung der Vierervektoren der Monte-Carlo Ereignisse wird mit diesen eine volle Detektorsimulation [69] mit GEANT4 [70] durchgeführt. Um diese anschließend wie *Daten* benutzen zu können, müssen einige Normierungs- und Skalierungskorrekturen durchgeführt werden.

Eine der Korrekturen, die auf das *Monte-Carlo* durchgeführt werden müssen, ist die Korrektur der Triggereffizienz, das sogenannte *Triggermatching* und die Korrektur auf die Rekonstruktion von Leptonen. So wie die *Daten* in den einzelnen *Perioden* unter unterschiedlichen Bedingungen aufgenommen wurden, wurde auch das *Monte-Carlo* entsprechend *periodenweise* erzeugt. Bei diesem Verfahren wird zuerst überprüft ob eines der Leptonen im *Monte-Carlo* Ereignis den Trigger für die zugehörige *Periode* auslöst.

Die *Skalenfaktoren*, welche die Unterschiede in der Detektoreffizienz zwischen *Daten* und *Monte-Carlo* ausgleichen sollen, werden für jedes Lepton, abhängig von η und E_T , durchgeführt. Der zusammengesetzte *Skalenfaktor* für die hier verwendeten Ereignisse mit zwei Leptonen werden mit der folgenden Formel bestimmt.

$$SF_{event} = \frac{[1 - (1 - \epsilon_{MC}^{lead} \times SF^{lead}) \times (1 - \epsilon_{MC}^{sub} \times SF^{sub})]}{[1 - (1 - \epsilon_{MC}^{lead}) \times (1 - \epsilon_{MC}^{lead})]}$$

Prozess	Generator		$\sigma \cdot BR(pb)$	
	2011	2012	2011	2012
ggF	POWHEG + PYTHIA(8)		0.347	0.441
VBF	POWHEG + PYTHIA(8)		0.027	0.035
WH/ZH	PYTHIA(8)		0.020	0.025
$gg \rightarrow WW$	GG2WW+HERWIG		0.14	0.16
$t\bar{t}$	MC@NLO+HERWIG		167	238.1
tqb	AcerMC+PYTHIA		64.2	88
inclusive W	ALPGEN+HERWIG		$32 \cdot 10^3$	$37 \cdot 10^3$
inclusive Z/γ^*	ALPGEN+HERWIG		$15 \cdot 10^3$	$16 \cdot 10^3$
tW/tb	AcerMC+PYTHIA	MC@NLO+HERWIG	20.2	28
$q\bar{q}/g \rightarrow WW$	MC@NLO+HERWIG	POWHEG + PYTHIA8	4.68	5.68
$Z^*Z^* \rightarrow 4l$	SHERPA	POWHEG+PYTHIA8	5.6	0.73
$W\gamma$	MADGRAPH		135.4	
WZ	MC@NLO		18.0	
$W\gamma$		ALPGEN+HERWIG		369
$W(Z/\gamma^*)$				
$(m_{(Z/\gamma^*)} < 7) \text{ GeV}$		MADGRAPH+PYTHIA		14.3
$(m_{(Z/\gamma^*)} > 7) \text{ GeV}$		POWHEG+PYTHIA8		0.825

Tabelle 5.1: Die verwendete Monte-Carlo Generatoren für die Modellierung der Untergründe und Signale (hier für $m_H = 125 \text{ GeV}$) bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ für 2011 und $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ für 2012. Die Umstellungen von PYTHIA auf PYTHIA8 von 2011 auf 2012 ist als "PYTHIA(8)" gekennzeichnet.

Hierbei sind ε_{MC}^{lead} und ε_{MC}^{sub} die Lepton-Triggereffizienzen für das Lepton mit dem höchsten und zweithöchsten transversalen Impuls. SF^{lead} und SF^{sub} sind die entsprechenden Lepton-Skalierungsfaktoren.

Zusätzlich dazu wird eine Luminositätsgewichtung durchgeführt, um die unterschiedlichen Datenmenge der einzelnen *Perioden* zu berücksichtigen.

Das verwendete *pile-up* Modell beinhaltet sowohl multiple Streuprozesse der eigentlichen Kollision (*in time pile-up*), als auch Mehrfachereignisse aus vorhergegangenen Strahlkreuzung (*out of time pile-up*). Die so entstandene Verteilung der mittleren Ereigniszahl im *Monte-Carlo* entspricht nicht ganz der aus den *Daten* und wird entsprechend auf diese korrigiert.

Eine weiterer Korrekturfaktor ist das sogenannte *b-tag event weight*. Dieser korrigiert die Differenz in der Effizienz zwischen den Jets in den *Daten* und *Monte-Carlo* mit ein *b-tag*.

6 Die Suche nach dem Higgs-Boson im $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ Zerfall

Im folgenden Kapitel wird die Analyse beschrieben, mit der die Signal-Signatur, des Higgs-Bosons, selektiert und Untergrund abgeschätzt und unterdrückt wird, wie auch mit der Berechnung der Ausschlussgrenze die Wahrscheinlichkeit für den Ausschluss des Higgs-Bosons bestimmt wird.

Hierbei werden die Analysen der Datensätze aus den Jahren 2011 und 2012 beschrieben. Die Analyse 2012 wurde weitgehend wie 2011, mit einigen Optimierungen und Anpassungen an die anderen Daten-Aufzeichnungskonditionen, durchgeführt. In dieser Arbeit wird die aktuelle Analyse 2012, mit einer integrierten Luminosität von 13 fb^{-1} vorgestellt. Die Analyse 2011 als Vergleich zu den Ergebnissen der Analyse 2012 herangezogen.

Die Analyse 2011 wurde auf dem Massenbereich $110 \text{ GeV} < m_H < 600 \text{ GeV}$ des Higgs-Bosons durchgeführt. Nachdem es im Dezember 2011 erste Hinweise auf ein Higgs-Boson mit der Masse von ca. $m_H = 125 \text{ GeV}$ gab [7], hat man sich in der darauf folgenden Analyse [19] auf diesen unteren Massenbereich konzentriert. Um eine Voreingenommenheit der Analysierenden zu vermeiden wurde in 2012, wie in Unterkapitel 6.3 beschrieben, eine sogenannte *blinde Analyse* durchgeführt.

Die in Ref. [19] beschriebene Analyse stellt mit einer integrierten Luminosität von $\int L dt = 5.7 \text{ fb}^{-1}$ eine Momentaufnahme der $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ Analyse 2012 dar. Die Ergebnisse daraus haben zu der in Ref. [8] beschriebenen Kombination der Ergebnisse von allen Higgs-Boson-Analysen des ATLAS-Experiments und somit zu der Entdeckung eines neuen Bosons im Juli 2012, beigetragen. Die hier beschriebene Analyse [20] baut auf dieser Analyse auf, indem nun mit $\int L dt = 13 \text{ fb}^{-1}$ die Ergebnisse aus Ref. [19] ersetzt und mit weiteren Optimierungen und höherer integrierter Luminosität, verbessert werden. Dabei ändert sich das grundlegende Vorgehen, während davor nach dem Standardmodell-Higgs-Boson gesucht wurde, weiß man nun, dass ein Boson mit einer Masse von ca. 125 GeV existiert, dessen Eigenschaften zunächst mit denen eines Standardmodell-Higgs-Bosons verträglich scheinen. Um zu überprüfen ob es sich bei dem neu entdecktem Boson um das Standardmodell-Higgs-Boson handelt, sollen dessen Eigenschaften genauer überprüft werden. Zu diesem Zweck wird der Wirkungsquerschnitt mit einer höheren Genauigkeit bestimmt und mit den Erwartungen des Standardmodell-Higgs-Boson verglichen. Im Folgenden bezieht sich der Ausdruck *Higgs-Boson* oder *Signal*, wenn nicht anders vermerkt, auf das Standardmodell-Higgs-Boson mit der Masse $m_H = 125 \text{ GeV}$.

Nachdem in Kapitel 3 die Signatur des Higgs-Bosons betrachtet wurde, wird in Unterkapitel 6.1 auf die möglichen Untergründe dazu eingegangen. Unterkapitel 6.2 beschreibt detaillierter wie die Objekte definiert und rekonstruiert werden, die selektiert werden. Unterkapitel 6.3 beschreibt wie die blinde Analyse durchgeführt wurde. Die Selektion der Ereignissen wird in Kapitel 6.4 beschrieben. Anschließend wird die Untergrundabschätzungen in Kapitel 6.5 beschrieben. Die Systematischen Unsicherheiten werden in 6.6 behandelt. Die Bestimmung der Ausschlussgrenze der Resultate wird in Kapitel 6.7 und die Resultate in 6.8 erläutert. Anschließend werden die Ergebnisse mit den aus denen anderen Higgs-Boson Zerfallskanälen des ATLAS-Experiments und die Kombinierten Ereignisse des CMS-Experiments in Kapitel

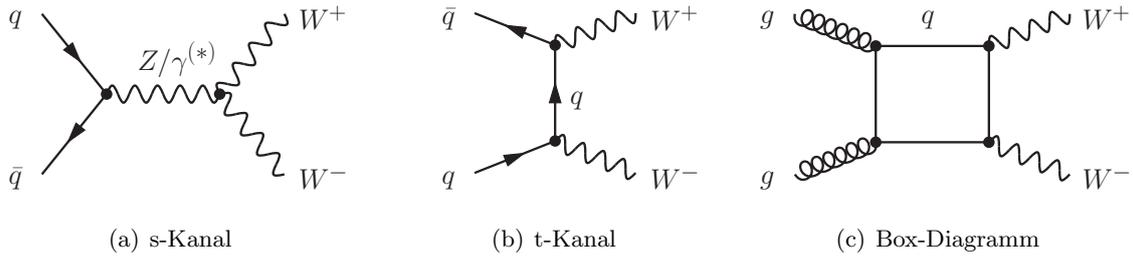


Abbildung 6.1: Die Feynmangraphen für die WW-Untergrund-Produktionsprozesse führender Ordnung. In Abb. (a) ist der s-Kanal Produktionsprozess für $(q\bar{q} \rightarrow WW)$ zu sehen, in (b) der t-Kanal für $(q\bar{q} \rightarrow WW)$ und in (c) der *Box*-Produktionsprozess für $(gg \rightarrow WW)$.

6.9 verglichen und in Kapitel 6.10 wird die Schlussfolgerung aus allen Ergebnissen gezogen.

6.1 Die Untergründe

Bevor auf die Selektion der Signalkandidaten eingegangen wird, die - wie in Kapitel 3 beschrieben - eine Signatur von zwei Leptonen und hoher fehlender Transversaler Energie haben, werden die Untergründe betrachtet, welche die gleiche Signatur besitzen, bzw. bei denen die gleiche Signatur Rekonstruiert wird.

Der Hauptuntergrund ist die Produktion von zwei W-Bosonen, die genauso zerfallen wie die zwei W-Bosonen aus dem $H \rightarrow WW^{(*)}$ Zerfall. Die Untergründe Top ($t\bar{t}$ und Wt), W +Jets, Z +Jets, $ZZ/WZ/W\gamma^{(*)}$ würden sich eigentlich von dem Higgs-Boson Zerfall trennen lassen, da z.B. weitere Objekte mit produziert werden, so wie zusätzliche Quarks, die aufgrund von Fehlidentifizierungen falsch zugeordnet werden.

Die hier gezeigten Abbildungen zeigen die Variablen, die später für die Selektion verwendet werden, um das Verhalten der Untergründe anhand dieser Variablen zu verdeutlichen. Die Schnitte die für diese Abbildungen angewendet wurden, werden in Unterkapitel 6.4 definiert.

6.1.1 Der WW-Untergrund

Der WW-Untergrund, bei dem zwei W-Bosonen aus Quarks ($q\bar{q} \rightarrow WW$) oder Gluonen ($gg \rightarrow WW$) produziert werden, ist der wichtigste Untergrund in der $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ Suche, mit etwa sieben mal so vielen Ereignissen in der Signalregion wie das Higgs-Boson und relativem Anteil am gesamten Untergrund von etwa 70%. Die zwei W-Bosonen im Endzustand besitzen die gleiche Signatur wie das Signal: zwei isolierte Leptonen mit entgegengesetzter Ladung und zwei Neutrinos. Der WW-Untergrund wird als irreduzibel bezeichnet, da sich die Endzustände physikalisch nicht vom Signal unterscheiden lassen. Die wichtigsten Produktionsprozesse für diesen Untergrund sind in Abb. 6.1 dargestellt.

Aufgrund der unterschiedlichen Produktionsprozesse unterscheidet sich dieser Untergrund vom Signal durch topologischen Eigenschaften des Endzustandes. Dies sind zum Beispiel die invariante Masse des Lepton-Lepton-Systems $m_{\ell\ell}$ und der Winkel zwischen den zwei Leptonen $\Delta\phi_{\ell\ell}$. Abb. 6.2 Zeigt die $m_{\ell\ell}$ - und $\Delta\phi_{\ell\ell}$ -Verteilung des 0-Jet-Kanals nach dem $p_T^{\ell\ell}$ -Schnitt.

6.1.2 Der Top-Untergrund

Als *Top*-Untergrund werden alle Untergrundprozesse zusammengefasst, die Top-Quarks im Endzustand enthalten. Dabei handelt es sich um die sogenannten single-Top-Prozesse mit

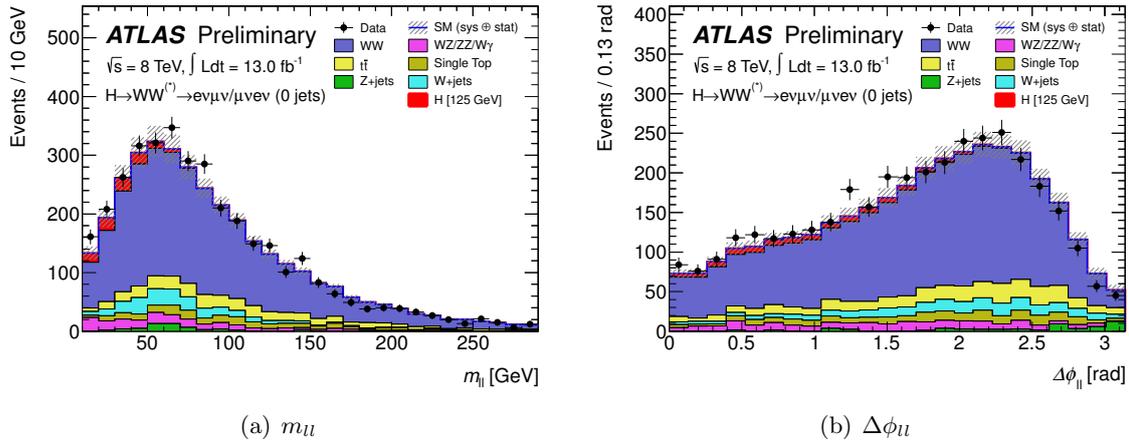


Abbildung 6.2: Kinematische Verteilungen im 0-Jet-Kanal. Die invariante Masse des Lepton-Lepton Systems m_{ll} in (a) und der Öffnungswinkel, in der transversalen Ebene, zwischen den zwei Leptonen $\Delta\phi_{ll}$ in Abb. (b). Beide Histogramme zeigen die Verteilungen nach dem p_T^H -Schnitt. Die Fehlerbalken der Datenpunkte zeigen die statistische Unsicherheit der Daten, die schattierte Fläche statistische und systematische Unsicherheit des erwarteten Untergrunds. Die Abschätzung des Untergrunds ist in Kapitel beschrieben (aus Ref. [20]).

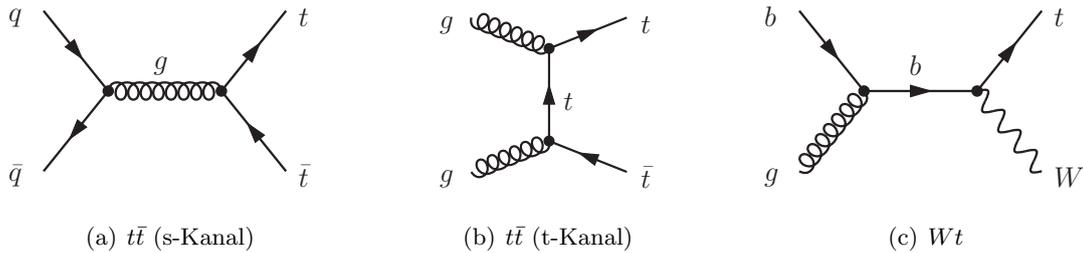


Abbildung 6.3: Feynmangraphen für die Produktionsprozesse des $t\bar{t}$ -Untergrund im s- und t-Kanal in (a) und (b). Der single-Top-Produktionsprozess Wt in (c)

einem Top-Quark und einem Quark oder W-Boson im Endzustand oder die $t\bar{t}$ -Prozesse mit einem Top-Quark-Antiquark Paar. Abb. 6.3 zeigt Produktions-Feynmangraphen führender Ordnung dieses Untergrundes.

Die Top-Quarks zerfallen in 99% aller Fälle in ein W-Boson und ein b-Quark ($t \rightarrow Wb$). Damit erhält man aus zwei Top-Quarks zwei W-Bosonen und zwei b-Quarks ($t\bar{t} \rightarrow W^+W^-b\bar{b}$) und aus dem am meisten beitragendem single-Top-Prozess (Wt) zwei W-Bosonen und ein b-Quark ($Wt \rightarrow W^+W^-b$). Dieser Untergrund unterscheidet sich vom WW-Untergrund dadurch, dass sich zusätzlich zu den zwei W-Bosonen noch mindestens ein b-Quark im Endzustand befindet. Wie bereits erwähnt erzeugen Quarks im Detektor hadronische Schauer, die als Jets rekonstruiert werden. Jets, die b-Quarks enthalten, lassen sich wie in Kapitel 4.3.4 als b-Jets rekonstruieren. Die Möglichkeit b-Jets mit einer hohen Effizienz zu rekonstruieren ermöglicht es diesen Untergrund zu selektieren und zu unterdrücken.

Auch wenn die Effizienz der b-Jet-Identifizierung sehr hoch ist¹, wird nicht jeder b-Jet als solcher identifiziert und nicht jeder hadronische Schauer wird als Jet rekonstruiert. Dadurch gibt es Beiträge vom Top-Untergrund in allen Jetmultiplizitäten. Abb. 6.4(a) Zeigt die Jetab-

¹Für die in diesem Kapitel beschriebene Analyse wurde der Arbeitspunkt bei 80% (85%) Effizienz für das Datenjahr 2011 (2012) gewählt

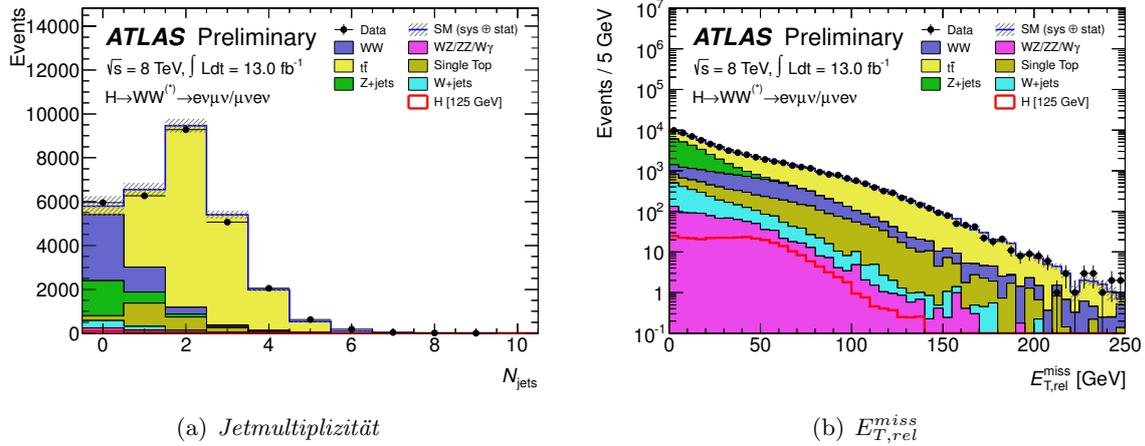


Abbildung 6.4: Die Jetmultiplizität-Verteilung N_{jets} in (a), nach dem $E_{T,rel}^{miss}$ -Schnitt. Abb. (b) zeigt die $E_{T,rel}^{miss}$ -Verteilung nach dem Z-Veto-Schnitt. Die Fehlerbalken der Datenpunkte zeigen die statistische Unsicherheit der Daten, die schattierte Fläche statistische und systematische Unsicherheit des erwarteten Untergrunds. Die Abschätzung des Untergrunds ist in Kapitel beschrieben (aus Ref. [20]).

hängige Untergrundzusammensetzung nach dem $E_{T,rel}^{miss}$ -Schnitt. Dies verdeutlicht die Beiträge des Top-Untergrunds in die einzelnen Jetmultiplizitäten.

6.1.3 Der W+Jets-Untergrund

Der W+Jets-Untergrund bezieht sich auf die Produktionsprozesse, bei denen einzelne W-Bosonen in Verbindung mit Quarks oder Gluonen entstehen. Während bei den Top- und WW-Untergründen zwei *echte* Leptonen im Endzustand auftreten, entsteht bei diesen Prozessen ein isoliertes Lepton aus dem W-Boson Zerfall, während der Jet, der aus einem Quark oder Gluon entsteht, ein Lepton produziert, oder selbst als Lepton fehlidentifiziert wird. Somit wird gleichen Endzustand wie beim $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ Zerfall rekonstruiert, nämlich zwei Leptonen, eins aus dem W-Boson Zerfall ($W \rightarrow l\bar{\nu}$) mit fehlender Transversaler Energie von, dem Neutrino und ein Lepton aus dem Jet. Die Produktions-Feynmangraphen sind in Abb. 6.5 zu sehen.

Um diesen Untergrund zu unterdrücken wird für die Leptonselektion, zusätzlich zum Identifikationskriterium², verlangt, dass die Leptonen isoliert sind. Für die *Isolation* wird gefordert, dass in einem bestimmten ΔR Radius der Energie/Impulsbeitrag, der nicht von dem Lepton selbst kommt, einen bestimmten Anteil nicht überschreitet.

Dieser Untergrund ist sehr störend bei dieser Analyse, da seine kinematischen Verteilungen, denen eines leichten Higgs-Bosons³, sehr ähnlich sind. Die systematische Unsicherheit für diesen Untergrund liegen bei etwa $\pm 50\%$. Auch, wenn die Wahrscheinlichkeit für die Fehlidentifikation eines Leptons relativ gering ist, so ist die absolute Zahl dieser Beiträge relativ groß, da dieser Untergrund einen sehr großen Wirkungsquerschnitt hat.

Es ist auch möglich, dass bei einem Ereignis nicht nur ein Jet, sondern zwei Jets als Leptonen rekonstruiert werden. Wird bei diesem Ereignis auch noch hohe fehlende transversale En-

²tight++ für Elektronen, staco-Myonen

³Mit meinem *leichten* Higgs-Boson ist in diesem Zusammenhang eine Masse von etwa 125 GeV gemeint



Abbildung 6.5: Feynmangraphen für die W+Jets-Produktionsprozess, $(q\bar{q} \rightarrow Wg)$ in (a), $(qg \rightarrow Wq)$ in (b)



Abbildung 6.6: Feynmangraphen für die Z+Jets-Produktionsprozess führender Ordnung in (a) und (b)

ergie rekonstruiert, so kann dies Signalartig aussehen. Diese Art des Untergrundes kann von QCD -Prozessen produziert werden. In dieser Analyse wird der QCD -Untergrund wegen der Ähnlichkeit zum W+Jets-Untergrund über die Untergrundabschätzung zu diesem zugezählt.

6.1.4 Der Z+Jets-Untergrund

Bei dem *Drell-Yan*-Untergrund⁴ und leptonisch zerfallenden Z-Bosonen entstehen zwei Leptonen mit entgegengesetzter Ladung. Es gibt jedoch keine intrinsischen Beiträge zur fehlenden transversalen Energie, da keine Neutrinos entstehen. Damit müsste dieser Prozess eigentlich gut von dem $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ Zerfall trennbar sein. Aufgrund der hohen Anzahl an pile-up-Ereignissen und somit einer schlechten E_T^{miss} -Auflösung, treten Ereignisse dieses Untergrundes mit hohem *fake* E_T^{miss} ⁵ auf. Die Produktionsprozesse sind in Abb. 6.6 dargestellt. Da die Z-Bosonen in zwei Leptonen gleicher Generation zerfallen, gibt es in erster Näherung nur Beiträge in den ee - und $\mu\mu$ -Leptonkanälen. Der Beitrag in dem $e\mu/\mu e$ -Kanal kommt von den $(Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\nu\nu \mu\nu\nu)$ Zerfällen.

6.1.5 Der $W\gamma/WZ/ZZ$ -Untergrund

Die Kollisionen können Endzustände mit zwei Bosonen ($W\gamma/WZ/ZZ$) produzieren, die falls sie nicht korrekt identifiziert werden, gleiche Signatur wie der $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ Zerfall haben können. Der Beitrag ist nicht groß, hat aber ein signalartiges Verhalten.

⁴Virtuelle Z-Bosonen aus $q\bar{q}$ Reaktionen.

⁵Fake E_T^{miss} bezeichnet den Beitrag zur fehlenden transversalen Energie, die aus Fehlmessungen kommt, im Gegensatz zur *echten* fehlender Transversaler Energie, die aus Neutrinos kommt.

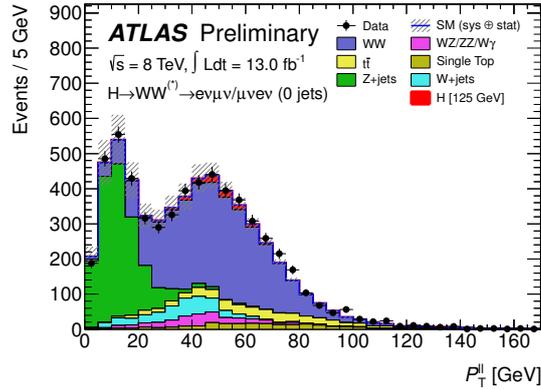


Abbildung 6.7: Die p_T^l -Verteilung nach dem Jet-Veto-Schnitt. Die Fehlerbalken der Datenpunkte zeigen die statistische Unsicherheit der Daten, die schattierte Fläche statistische und systematische Unsicherheit des erwarteten Untergrunds. Die Abschätzung des Untergrunds ist in Kapitel beschrieben (aus Ref. [20]).

6.2 Objektdefinitionen

Im Kapitel 4.3 wurden die allgemeinen Rekonstruktionsmethoden von physikalischen Objekten im ATLAS-Detektor beschrieben. In dieser Analyse werden zusätzliche Anforderungen an die einzelnen Objekte gestellt, die in diesem Unterkapitel genauer beschrieben werden. Die Anforderungen an die Objekte sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

6.2.1 Elektronen

Die Anforderungen für Elektronen sind, dass sie das Identifikationskriterium *tight++* erfüllen und einen transversalen Impuls von mindestens $p_T = 15$ GeV besitzen. Es wird nur der Akzeptanzbereich verwendet, in dem es Spurinformatoren gibt ($|\eta_{cluster}| < 2.47$). Der überlappende Bereich zwischen der Zentralregion und Detektorendkappen ($1.37 < |\eta_{cluster}| < 1.52$) wird nicht verwendet.

In 2012 wurde für die Spur-Cluster-Zuordnung zusätzlich ein Gaußscher-Summen Filter (GSF) angewendet, basierend auf einer nichtlinearen Generalisierung des Kalman-Filter, welcher es ermöglicht Bremsstrahlungsverluste besser zu korrigieren [71].

Zusätzlich zur Identifikation werden Schnitte auf den impact-Parameter und die Isolation angewendet, um Elektronen aus *Jets* zu unterdrücken. Aufgrund der unterschiedlichen Konditionen während der Datenaufzeichnungen wurden für 2011 und 2012 unterschiedliche Anforderungen an die Isolationen gestellt.

In der 2011 Analyse wird ein longitudinaler impact-Parameter z_0 von kleiner als 1 mm verlangt ($|z_0| < 1$ mm) und eine transversale impact-Parameter-Signifikanz $d_0/\sigma(d_0)$ von kleiner als zehn ($|d_0/\sigma(d_0)| < 10$). Das verwendete Isolationskriterium beinhaltet Schnitte auf die Spur- und Kalorimetermessung. Bei der Spur wird verlangt, dass die Beiträge, die nicht vom Elektron stammenden Spuren, in einem $\Delta R = 0.3$ Radius, einen bestimmten relativen Grenzwert nicht überschreiten ($pT_{cone30}/p_T = \sum p_T^{Spur}/p_T < 0.13$). Für die Isolation im Kalorimeter wird, im gleichen Radius, ebenfalls eine relative Obergrenze gefordert ($ET_{conecorr30}/p_T = \sum E_T^{Zellen}/p_T < 0.14$). Die Energie hierbei wird auf die jeweiligen *pile-up*-Konditionen korrigiert.

Für 2012 wird eine transversale impact-Parameter-Signifikanz von kleiner als drei ($|d_0/\sigma(d_0)| < 3$) und für den longitudinalen impact-Parameter wird ($z_0 \sin \theta < 0.4$ mm) verlangt. Die

Spurisololation wird abhängig vom transversalen Impuls definiert: ($pT_{cone30}/p_T < 0.12$) für ($15 \text{ GeV} < p_T < 25 \text{ GeV}$) und ($pT_{cone30}/p_T < 0.16$) für ($p_T > 25 \text{ GeV}$). Für die Kalorimeterisololation wird ($ET_{conecorr30}/p_T < 0.16$) verlangt.

Der longitudinale impact-Parameter Schnitt in 2011 z_0 ändert sich in 2012 zu einem Schnitt auf das Produkt $z_0 \cdot \sin \theta$, um die Tatsache zu berücksichtigen, dass bei größerer Pseudorapidität η die Unsicherheit des Wertes größer wird.

Diese Anforderungen werden an die Daten und Monte-Carlo auf die gleiche Weise gestellt. Die Unterschiede zwischen Daten und Monte-Carlo werden über Skalenfaktoren korrigiert, diese sind jedoch innerhalb eines Prozents mit eins verträglich.

6.2.2 Myonen

Es werden Myonen verwendet, die mit der staco-Methode (statistische Kombination von Spuren im ID und MS) identifiziert wurden, mit einem transversaler Impuls von mindestens $p_T = 15 \text{ GeV}$ im Pseudorapiditätsbereich $|\eta| < 2.4$ für 2011 und $|\eta| < 2.5$ für 2012. Die Trigger-Akzeptanz für Myonen liegt im Pseudorapiditätsbereich $|\eta| < 2.4$. Zusätzlich wird verlangt, dass die Myonen mindestens zwei Spurtreffer im Pixeldetektor hinterlassen, mindestens einen davon in der ersten Schicht, sowie mindestens 6 (5) im SCT für 2012 (2011). Spuren werden in der Analyse in 2011 (2012) verworfen, wenn sie mehr als zwei (drei) Lücken im Pixeldetektor und SCT haben, sowie eine erhöhte Anzahl an Ausreißern im TRT.

Für 2011 sind die impact-Parameter Schnitte ($|z_0| < 1 \text{ mm}$) und ($|d_0/\sigma(d_0)| < 3$). Für die Isolation wird analog zum Elektron ($pT_{cone30}/p_T = \sum p_T^{Spur}/p_T < 0.13$) und ($ET_{conecorr30}/p_T = \sum E_T^{Zellen}/p_T < 0.14$) verlangt.

In 2012 werden folgende Schnitte angewendet: ($|z_0 \cdot \sin \theta| < 1 \text{ mm}$) und ($|d_0/\sigma(d_0)| < 3$). Die Spur- und Kalorimeter-Isolation wird p_T abhängig definiert ($EtCor30/p_T < 0.014p_T - 0.15$ und $EtCor30/p_T < 0.2$) und ($PtCone30/p_T < 0.01 \cdot p_T - 0.105$ und $PtCone30/p_T < 0.15$) Ebenso wie beim Elektron, ändert sich der impact-Parameter-Schnitt auf die Variable z_0 in 2011 zu einem Schnitt auf das Produkt $z_0 \cdot \sin \theta$ in der Analyse 2012.

6.2.3 Jets

Jets werden - wie in Kapitel 4.3 beschrieben - mit Hilfe des anti- k_t -Algorithmus rekonstruiert, mit einem Distanzparameter $R = 0.4$ bei einem Transversalimpulsminimum von $p_T = 25 \text{ GeV}$ im Akzeptanzbereich $|\eta| < 4.5$. Im Übergangsbereich zwischen zwei Kalorimetersystemen $2.75 < |\eta| < 3.25$ wird die Impulsschwelle auf $p_T = 30 \text{ GeV}$ gesetzt. Zusätzlich wird ein Schnitt auf die *Jet vertex fraction* (JVF) von ($|JVF| \geq 0.75$) angewendet, um die vom *pile-up* stammenden *Jets* zu unterdrücken. JVF ist das Verhältnis zwischen der Summe der transversalen Impulse der geladenen Teilchen die zum Jet zugeordnet wurden und der Summe der transversalen Impulse aller geladener Teilchen aus dem selben primären Vertex.

Für 2012 wird die transversale Impulsschwelle auf 25 GeV (30 GeV) für $|\eta| < 2.5$ ($|\eta| > 2.5$) gesetzt, so wie der JVF Schnitt auf $|JVF| \geq 0.5$.

6.2.4 b-Jets

Jets, die aus b-Quarks entstehen, werden mit Hilfe des *b-tagging* identifiziert. Die hier verwendete Methode ist JetfitterCombNN mit einem Arbeitspunkt⁶ von 80 % für die Analyse des Datensatzes aus dem Jahr 2011 und MV1 mit einem Arbeitspunkt von 85 %. Da die b-tag-Algorithmen Spurinformatoren vom ID benötigen um den Primärvertex rekonstruieren zu können, ist dies nur im geometrischen Akzeptanzbereich von $|\eta| < 2.5$ möglich [28].

⁶definiert über die Effizienz bei einem reinen $t\bar{t}$ Monte-Carlo-Datensatz

Objektanforderung	Analyse 2011	Analyse 2012
Elektron		
Identifikationskriterium	tight++	
geometrische Akzeptanz	$ \eta < 2.47$ mit Ausnahme $1.37 < \eta < 1.52$	
transversaler Impuls	$p_T > 15$ GeV	
Rekonstruktions Algorithmus	Standard	Gausscher Summenfilter
transversaler impact-Parameter	$ d_0/\sigma(d_0) < 10$	$ d_0/\sigma(d_0) < 3$
longitudinaler impact-Parameter	$ z_0 < 1$ mm	$ z_0 \cdot \sin \theta < 0.4$ mm
Spurisolations	$\sum p_T^{Spur}/p_T < 0.13$	$\sum p_T^{Spur}/p_T < 0.12$ für $p_T < 25$ GeV $\sum p_T^{Spur}/p_T < 0.16$ für $p_T \geq 25$ GeV
Kalorimeterisolations	$\sum E_T^{Zellen}/p_T < 0.14$	$\sum E_T^{Zellen}/p_T < 0.16$
Myon		
Rekonstruktions Algorithmus	staco combined	
transversaler Impuls	$p_T > 15$ GeV	
geometrische Akzeptanz	$ \eta < 2.4$	$ \eta < 2.5$
transversaler impact-Parameter	$ d_0/\sigma(d_0) < 3$	$ d_0/\sigma(d_0) < 3$
longitudinaler impact-Parameter	$ z_0 < 1$ mm	$ z_0 \cdot \sin \theta < 1$ mm
Spurisolations	$\sum p_T^{Spur}/p_T < 0.13$	$\sum p_T^{Spur}/p_T < 0.15$ und $\sum p_T^{Spur}/p_T < 0.01 \cdot p_T / \text{GeV} - 0.105$
Kalorimeterisolations	$\sum E_T^{Zellen}/p_T < 0.14$	$\sum E_T^{Zellen}/p_T < 0.2$ und $\sum E_T^{Zellen}/p_T < 0.014 \cdot p_T / \text{GeV} - 0.15$
Jet		
Rekonstruktions Algorithmus	anti- k_T	
Distanz Parameter R	0.4	
geometrische Akzeptanz	$ \eta < 4.5$	
transversaler Impuls	$p_T > 25$ GeV $p_T > 30$ GeV für $1.75 < \eta < 3.25$	$p_T > 25$ GeV für $ \eta < 2.5$ $p_T > 30$ GeV für $ \eta > 2.5$
Jet Vertex Fraction	$ JVF > 0.75$	$ JVF > 0.5$
b-Jet		
geometrische Akzeptanz	$ \eta < 2.5$	
b-tag Algorithmus	JetFitterCombNN	MV1
Arbeitspunkt	80%	85 %

Tabelle 6.1: Zusammenfassung der Identifikation Methoden und Parameter so wie zusätzliche Isolationsparameter für die Objekte in der $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ Analyse für die Datensätze 2011 und 2012.

6.2.5 Fehlende transversale Energie

Die unausgeglichene transversale Energieverteilung wird wie in Kapitel 4.3.5 beschrieben rekonstruiert. In dieser Analyse wird die Größe $E_{T,rel}^{miss}$ verwendet, die wie folgt berechnet wird.

$$E_{T,rel}^{miss} = \begin{cases} E_T^{miss} \cdot \sin \Delta\phi_{ll}^{\min} & \Delta\phi_{ll}^{\min} < \frac{\pi}{2} \\ E_T^{miss} & \Delta\phi_{ll}^{\min} > \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (6.1)$$

Die Variable $\Delta\phi_{ll}^{\min}$ bezieht sich auf den minimalen Abstand zwischen den Winkeln, in der transversalen Ebene, der fehlenden transversalen Energie und dem nächsten Objekt (Lepton/*Jet*). Auf diese Weise wird E_T^{miss} reduziert, wenn es kollinear zu Leptonen oder *Jets* verläuft, um Fehlmessungen, die von diesen Objekten herrühren, zu unterdrücken.

6.3 Blinding

Aufgrund der ersten Hinweise auf ein Higgs-Boson der Masse 125 GeV Ende des Jahres 2011, wurde eine sogenannte *blinde Analyse* für die Daten des Jahres 2012 durchgeführt. Zu diesem Zweck wurden die Daten-Ereignisse, welche die letzten Schritte der Selektion passieren, ausgeblendet um eine Beeinflussung der Untersuchenden durch eventuell vorhandene Hinweise auf

die (Nicht-)Anwesenheit eines Signals zu vermeiden. Bei Monte-Carlo wurden diese Schnitte nicht angewendet.

Daten wurden aus der Region entfernt, in der man ein Higgs-Boson der Masse $110 \text{ GeV} < m_H < 140 \text{ GeV}$ erwarten würde. Dies wurde dadurch umgesetzt, dass alle Datenereignisse entfernt wurden, welche die Vorselektion (bis einschließlich des $E_{T,rel}^{miss}$ -Schnitts) wie auch die vier folgenden Schnitte passieren.

- $\Delta\phi_{ll} < 1.8$
- $m_{ll} < 50 \text{ GeV}$
- $82.5 \text{ GeV} < m_T < 140 \text{ GeV}$
- keine b-Jets.

Das Kriterium die Ausblendung der Daten wieder aufzuheben war die gute Übereinstimmung zwischen den Daten und Monte-Carlo in den im Kapitel 6.5 beschriebenen Kontrollregionen. Nachdem die Blendung für die in Ref. [19] beschriebene Analyse für die ICHEP-Konferenz aufgehoben wurde, wurde diese zur Weiteroptimierung wieder eingeführt.

6.4 Die allgemeine Selektion

Dieses Unterkapitel beschreibt die Selektion der Ereignisse für den $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ Zerfall, für die Analysen 2011 und 2012. Die Kriterien für die einzelnen Schnitte sind in Tabelle 6.2 zusammengefasst.

Es werden Ereignisse mit mindestens drei Spuren und $p_T > 400 \text{ MeV}$ ausgewählt, die einen Primärvertex bilden, der mit dem Strahlfokus verträglich ist. Zusätzlich werden Schnitte auf Datenqualitätskriterien angewendet um Nicht-Kollisions Untergründe, wie kosmische Strahlung, strahlbasierte Untergründe und Rauschen des Kalorimeters, zu unterdrücken.

Es muss mindestens einer der single-Lepton-Trigger ausgelöst worden sein. Die Ereignisse müssen genau zwei Leptonen, mit entgegengesetzter Ladung, enthalten. Das sogenannte *leading-Lepton* bezeichnet das Lepton mit dem höchsten transversalem Impuls und entsprechend das *subleading-Lepton* das mit dem zweit höchsten Impuls. Von dem leading-Lepton wird ein Mindestimpuls von $p_T = 25 \text{ GeV}$ und vom subleading-Lepton von $p_T = 15 \text{ GeV}$ verlangt. Aufgrund der unterschiedlichen Untergrundzusammensetzung werden die Datensätze in vier Leptonkategorien zusammengefasst: ee , $e\mu$, μe und $\mu\mu$, wobei das leading-Lepton immer an erster Stelle steht. Für 2011 wurden die Kanäle $e\mu$ und μe zum $e\mu$ zusammengefasst. Für 2012 wurden nur die Kanäle $e\mu$ und μe verwendet, die Kanäle ee und $\mu\mu$ wurden aufgrund der Z+Jets/DY-Kontamination, mit hoher fehlidentifizierter fehlender transversaler Energie, nicht verwendet.

Um den Drell-Yan-Untergrund und die Z/γ^* - oder Υ -Resonanzen in den ee und $\mu\mu$ Kanälen zu unterdrücken, wird eine invariante Masse von mindestens 12 GeV für das Lepton-Lepton-System m_{ll} verlangt, sowie dass es sich um mindestens 15 GeV von der Masse des Z^0 -Bosons unterscheidet. Für die $e\mu$ und μe Kanäle wird $m_{ll} > 10 \text{ GeV}$ gefordert.

Der Drell-Yan- und QCD-Untergrund wird weiter reduziert, indem hohe fehlende transversale Energie verlangt wird. Für die Leptonenkanäle $ee/\mu\mu$ wird $E_{T,rel}^{miss} > 45 \text{ GeV}$ und für $e\mu/\mu e > 25 \text{ GeV}$ verlangt. Die $E_{T,rel}^{miss}$ Verteilung ist in Abb. 6.4(b) dargestellt.

Aufgrund der unterschiedlichen Untergrundzusammensetzungen für verschiedene Jetmultiplizitäten, wie in Abb. 6.4(a) gezeigt, sowie unterschiedliche Beiträgen der Signalproduktionsprozesse wird die Analyse an dieser Stelle in den 0-Jet-, 1-Jet- und 2-Jet-Kanal eingeteilt - mit jeweils: keinen zusätzlichen Jets, einem zusätzlich Jet und zwei oder mehr *Jets*.

Um die Spin-0 Eigenschaft und somit die gleiche Flugrichtung der zwei Leptonen des Higgs-Boson-Zerfalls auszunutzen, wird für den 0-Jet- und 1-Jet-Kanal, der maximale Winkel, zwischen den zwei Leptonen, $\Delta\phi_{ll}$ auf 1.8 Radian, so wie die invariante Masse des Leptonensystems auf $m_{ll} < 50$ GeV, begrenzt. Für den 2-Jet-Kanal wird der m_{ll} -Schnitt von $m_{ll} < 80$ GeV verlangt. Die m_{ll} -Verteilung für den 0-Jet-Kanal ist in Abb. 6.2(a) und die $\Delta\phi_{ll}$ -Verteilung in Abb. 6.2(b), jeweils nach dem p_T^{ll} -Schnitt, dargestellt. Dieser Zusammenhang, die gleiche Flugrichtung der beiden Leptonen, geht für höhere Massen des Higgs-Bosons verloren. Um eine hohe Sensitivität auf einem größeren Massenbereich zu erhalten, wird für die Analyse 2011 in drei Massenzonen eingeteilt. Die eben beschriebenen Schnitte entsprechen dann dem *leichten Massenbereich* $110 \text{ GeV} \leq m_H \leq 200 \text{ GeV}$. Der *mittlere Massenbereich* geht von $200 \text{ GeV} < m_H \leq 300 \text{ GeV}$. Für den *schweren Massenbereich* gilt $m_H > 300 \text{ GeV}$. Für den *mittlere Massenbereich* wird der $\Delta\phi_{ll}$ -Schnitt weggelassen und der m_{ll} -Schnitt wird auf $m_{ll} < 150 \text{ GeV}$, abzüglich des Z^0 -Boson Massenfensters ($|m_{ll} - m_{Z^0}| > 15 \text{ GeV}$) für $ee/\mu\mu$, angehoben. Für den *schweren Massenbereich* wird auch die obere Grenze von $m_{ll} < 150 \text{ GeV}$ weggelassen. In der 2012 Analyse wird nur der *leichte Massenbereich* betrachtet.

Um den Drell-Yan-Untergrund im 0-Jet-Kanal weiter zu unterdrücken, wird auf den transversalen Impuls des Lepton-Lepton-Systems p_T^{ll} , mit $p_T^{ll} > 30$ (45) GeV für $e\mu/\mu e$ ($ee/\mu\mu$), geschnitten. Die p_T^{ll} -Verteilung ist in Abb. 6.7 dargestellt. Zusätzlich wird in 2012 verlangt, dass der Öffnungswinkel zwischen dem Lepton-Lepton-System und E_T^{miss} größer als $\pi/2$ ist, um weitere Drell-Yan-Ereignisse zu unterdrücken.

Der Top-Untergrund wird im 1-Jet-Kanal durch die Forderung, dass keine b-Jets im Ereignis vorhanden sind unterdrückt. Auf den totalen transversalen Impuls ($p_t^{tot} = p_T^{l1} + p_T^{l2} + p_T^j + p_T^{miss}$) wird für 2011 eine Obergrenze von 30 GeV gesetzt, um Ereignisse mit Jets unter der p_T Schwelle zu reduzieren. In der Analyse 2012 wurde dieser Schnitt verworfen. Leptonisch zerfallende τ -Leptonen aus dem $Z \rightarrow \tau\tau$ Prozess werden dadurch unterdrückt, dass auf die rekonstruierte invariante Masse des $\tau\tau$ -Systems $m_{\tau\tau}$ geschnitten wird ($|m_{\tau\tau} - m_Z| < 25 \text{ GeV}$). Die $\tau\tau$ -Masse wird unter der Annahme, dass die τ -Neutrinos eine kollineare Flugrichtung zu den Leptonen besitzen und sie die einzige Quelle für E_T^{miss} sind, rekonstruiert. Nicht alle Lösungen dieses Ansatzes sind physikalisch sinnvoll, deswegen werden nur die physikalisch relevanten Fälle betrachtet.

Die erwarteten Signal-zu-Untergrund-Verhältnisse im 0-Jet und 1-Jet Kanal sind nach dieser Selektion 0.14 und 0.16 für 2012.

Die Schnitte für den in 2011 verwendeten 2-Jet-Kanal sind wie die für den 1-Jet-Kanal, mit der Erweiterung der p_T^{tot} -Definition auf weitere Jets und zusätzlicher Jet-bezogenen Schnitte. Die zwei Jets mit dem höchsten transversalen Impuls müssen in unterschiedlichen Detektor-Hemisphären liegen ($\eta_{j1} \times \eta_{j2} < 0$), sie müssen einen Abstand in der Pseudorapidität $|\Delta\eta_{jj}|$ von mindestens 3.8 haben und eine invariante Masse m_{jj} von mindestens 500 GeV. Zusätzlich darf es keine weiteren Jets, im zentralen Bereich zwischen diesen zwei Jets, geben. Bei dieser Selektion in 2-Jet Kanal wird gezielt der VBF-Produktions-Prozess, entsprechend seiner Topologie, selektiert.

Alle Ereignisse die diese Selektion passieren bilden die sogenannte *Signalregion* des 0-Jet-, 1-Jet- bzw. 2-Jet-Kanals. Die transversale Masse m_T eines Ereigniss wird aus

Selektionskriterium	Anforderung
Vorselektion	
Vertex	$N_{Spuren}^{p_T > 400 \text{ MeV}} \geq 3$
Trigger	single-Lepton-Trigger (e oder μ)
zwei Leptonen	$e\mu$ oder μe , für 2011 auch ee oder $\mu\mu$
transversaler Impuls	25 (15) GeV für leading (subleading) Lepton
Drell-Yan-Veto	$m_{ll} > 10$ (12) GeV für $e\mu/\mu e$ ($ee/\mu\mu$)
Z-Veto	$ m_{ll} - m_Z > 15$ GeV für $ee/\mu\mu$
fehlende transversale Energie	$E_{T,rel}^{miss} > 25$ (45) GeV für $e\mu/\mu e$ ($ee/\mu\mu$)
0-Jet	
Jet-Veto	$N_{Jets} = 0$
p_T^l	$p_T^l < 30$ (45) GeV für $e\mu/\mu e$ ($ee/\mu\mu$)
$\Delta\phi_{E_T^{miss}, p_T^l}$	$\Delta\phi_{E_T^{miss}, p_T^l} > \pi/2$
1-Jet	
Ein Jet	$N_{Jets} = 1$
b-Jet-Veto	$N_{bJets} = 0$
p_T^{tot}	$p_T^{tot} < 30$ GeV für 2011
$Z \rightarrow \tau\tau$ Veto	$ m_{\tau\tau} - m_Z > 25$ GeV
2-Jet (nur 2011)	
mindestens Zwei Jets	$N_{Jets} \geq 2$
b-Jet-Veto	$N_{bJets} = 0$
totales p_T	$p_T^{tot} < 30$ GeV
$Z \rightarrow \tau\tau$ Veto	$ m_{\tau\tau} - m_Z > 25$ GeV
Jets in unterschiedlichen Hemisphären	$\eta_{j1} \times \eta_{j2} < 0$
$\Delta\eta_{jj}$	$ \Delta\eta_{jj} > 3.8$
m_{jj}	$m_{jj} > 500$ GeV
Zentral-Jet-Veto	Zentral-Jet-Veto
topologische Selektion für den 0-Jet-, 1-Jet- und 2-Jet-Kanal	
m_l	$m_{ll} < 50$ (80) GeV für $m_H \leq 200$ GeV in H+0 und H+1 (H+2) $m_{ll} < 150$ GeV für $200 < m_H \leq 300$ GeV
$\Delta\phi_{ll}$	$\Delta\phi_{ll} < 1.8$ für $m_H < 200$ GeV

Tabelle 6.2: Selektion der Signalregionen für die $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ Analyse in den 0-Jet-, 1-Jet- und 2-Jet-Kanälen.

$$m_T = \sqrt{(E_T^{ll} + E_T^{miss})^2 - |p_T^{ll} + E_T^{miss}|^2}$$

berechnet, wobei E_T^{ll} für

$$E_T^{ll} = \sqrt{|p_T^{ll}|^2 + m_{ll}^2}$$

steht. Die m_T -Verteilung dieser Signalregionen wird für die Bestimmung der Ausschlussgrenze verwendet, um den Hypothesentest der Signal- und Untergrund-Hypothese durch zu führen. Zusehen sind die m_T -Verteilungen der 0-Jet- und 1-Jet Signalregion in Abb. 6.12, Aufgespalten nach $e\mu$ und μe .

6.5 Die Untergrundabschätzungen

Die bisher erwähnten Untergründe werden zum Teil aus Monte-Carlo-Vorhersagen verwendet und zum Teil auf Daten normiert oder vollständig aus diesen bestimmt. In diesem Unterkapitel werden die Untergrund-Abschätzungsmethoden der einzelnen Prozesse vorgestellt. Es werden für einige Untergrund-Prozesse sogenannte Kontrollregionen definiert.

Die Kontrollregionen in diesem Kapitel werden in der hier beschriebenen Reihenfolge angewendet, das heißt die Resultate gehen in die jeweils folgende Kontrollregion, als Untergrundabschätzung, mit ein. Als erstes wird der W+Jets-Untergrund vollständig aus Daten abgeschätzt, zusätzlich dazu wird eine Validierungsregion für Ereignisse mit gleich geladenen Leptonen im Endzustand definiert. Anschließend wird eine Kontrollregion für den Z+Jets-, Top- und WW-Untergrund definiert. Für diese drei Untergründe wird die Kontrollregion zur Normierung der erwarteten Ereignisse verwendet, während die anderen Verteilungen aus dem Monte-Carlo verwendet werden. Die restlichen Untergründe werden aus Monte-Carlo bestimmt.

Das Vorgehen bei der Normierung auf eine Kontrollregion ist, in den meisten Fällen, dass eine Region definiert wird, in welcher der zu normierende Untergrund angereichert ist. Anschließend wird die erwartete Anzahl der restlichen Untergründe, unter Verwendung von den jeweiligen Untergrundabschätzungen abgezogen, Monte-Carlo oder datenbasiert, subtrahiert. Aus dem Verhältnis der so gewonnenen Daten zu Untergrund wird der Normierungsfaktor ($NF = \text{Daten} / \text{Untergrund}$) auf diesen Untergrund bestimmt.

Der Vorteil der Kontrollregionen ist, dass sie die theoretischen und experimentellen systematischen Unsicherheiten auf die Untergrundabschätzungen reduzieren. Dabei wird ausgenutzt, dass viele der Unsicherheiten den gleichen Einfluss auf die Kontroll- und Signal-Region haben, und sich dadurch aufheben. Es ergeben sich jedoch neue Unsicherheiten, für W+Jets der sogenannte *fake-Faktor* und für Z+Jets, Top und WW die Unsicherheit auf den Normierungsfaktor, der aus der Extrapolation von der Kontrollregion in die Signalregion entsteht. Auf die systematischen Unsicherheiten wird in Kapitel 6.6 genauer eingegangen.

Die Kontrollregionen und ihre unterschiedlichen Zusammensetzungen werden korreliert für die in Kapitel 6.7 beschriebene Bestimmung der Ausschlussgrenze verwendet. Die hier beschriebenen Methoden sind weitgehend für 2011 und 2012 gleich angewendet worden. Die angegebenen Ergebnisse beziehen sich auf die Analyse 2012.

6.5.1 Die W+Jets-Untergrundabschätzung

Für die W+Jets-Untergrundabschätzung werden Ereignisse mit zwei Leptonen ausgewählt, bei denen ein Lepton die Identifikationskriterien, wie in Abschnitt 6.2 beschrieben, erfüllt. Das zweite Lepton (wird als *anti-identifiziert* bezeichnet) soll gelockerte Identifikationskriterien erfüllen, aber nicht die nominellen. Damit werden hauptsächlich W+Jets-Ereignisse selektiert, bei denen ein W-Boson in ein Lepton und ein Neutrino zerfällt und ein Jet etwas produziert, das als Lepton fehlidentifiziert wird. Dabei kann es sich um ein echtes Elektron oder Myon aus dem Zerfall eines schweren Quarks - oder im Fall von Elektronen eine Fehlidentifizierung der Fragmentation - handeln. Die Reinheit der W+Jets-Ereignisse in diesem Datensatz beträgt 90% für Elektronen und 70% für Myonen.

Um den W+Jets-Untergrund in die Signalregion zu extrapolieren, werden die Ereignisse mit dem so genannten *fake-Faktor* gewichtet. Der fake-Faktor wird aus dem Verhältnis von identifizierten zu anti-identifizierten Leptonen berechnet. Diese werden aus einem Datensatz von Ereignissen mit zwei Jets, nach Abzug der W- und Z-Beiträge, abhängig vom p_T des Jets, berechnet. Von den W-Boson-Kandidaten wird eine transversale Masse $m_T^W = \sqrt{2p_T^l E_T^{miss} \cdot (1 - \cos \Delta\phi)}$ von $m_T^W > 30\text{GeV}$ verlangt. In diesem Ausdruck ist p_T^l der transversale Impuls des Leptons und $\Delta\phi$ der azimutale Winkel zwischen E_T^{miss} und p_T^l . Als Z-Boson-Kandidaten werden Ereignisse mit zwei Leptonen gleicher Generation, entgegengesetzter Ladung und $|m_Z - m_{ll}| < 15\text{GeV}$ verlangt. Die restliche Leptonenkontamination, welche $W\gamma$ und $W\gamma^*/WZ^{(*)}$ enthalten, werden unter Verwendung von Monte-Carlo subtrahiert.

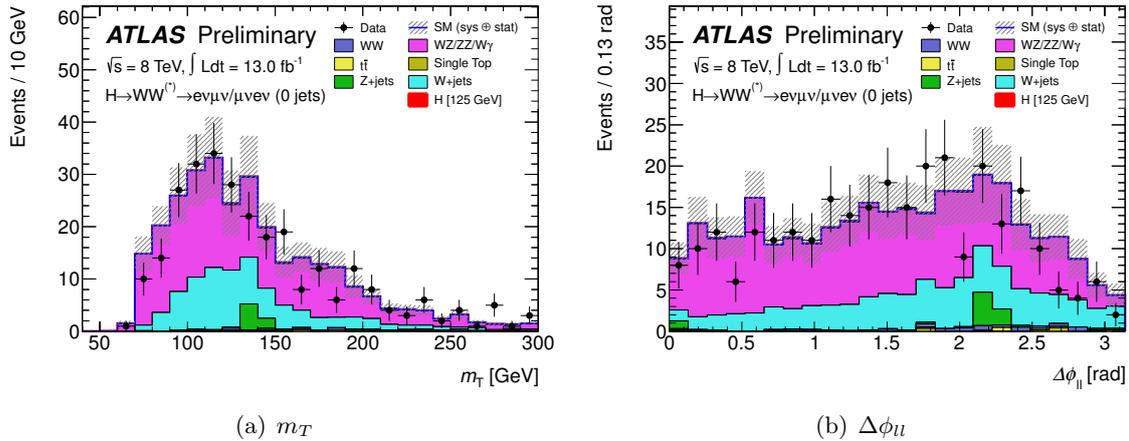


Abbildung 6.8: Die m_T -Verteilung in Abb. (a) und die $\Delta\phi_U$ -Verteilung in (b) in der im Text beschriebener Validierungsregion für Untergründe mit gleich geladenen Leptonen im Endzustand. Die schattierte Fläche zeigt die totale Unsicherheit der Untergrunderwartung an. Der erwartete Untergrund wurde aus Monte-Carlo bestimmt, für W+Jets aus Daten (aus Ref. [20]).

Die Unsicherheit auf den fake-Faktor ist die Hauptunsicherheit auf den W+Jets-Untergrund. Der dominierende Faktor kommt aus der unterschiedlichen Jet-Zusammensetzung zwischen den 2-Jet- und W+Jets-Datensatz. Zusätzlich kommen die Unsicherheiten vom Trigger und der Subtraktion der leptonisch zerfallenden W- und Z-Bosonen hinzu. Die totale Unsicherheit für Elektronen und Myonen beträgt etwa $\pm 50\%$.

6.5.2 Validierungsregion für Untergründe mit gleich geladenen Leptonen

Die Prozesse, welche Endzustände mit zwei gleich geladenen Leptonen produzieren sind: W+Jets, $W\gamma^{(*)}$, $WZ^{(*)}$ und $Z^{(*)}Z^{(*)}$. Insbesondere sind die Untergründe W+Jets und $W\gamma^{(*)}$ wichtig zu kontrollieren, da sie ähnliche kinematische Eigenschaften wie ein leichtes Higgs-Boson besitzen. Die Wirkungsquerschnitte und Schnitt-Effizienzen für diese Prozesse, abgesehen von W+Jets, werden aus Monte-Carlo bestimmt. Für die relativen Beiträge dieser Untergründe in der Signalregion werden 16% für den 0-Jet-Kanal erwartet und 23% für den 1-Jet-Kanal erwartet.

Die geringe Anzahl der Daten und die hohen systematischen Unsicherheiten in dieser Validierungsregion erlauben es nicht einen aussagekräftigen Normierungsfaktor zu bestimmen, zeigen jedoch eine gute Daten/Monte-Carlo-Übereinstimmung. Die m_T - und $\Delta\phi_U$ -Verteilung dieser Validierungsregion ist in Abb. 6.8(a) und 6.8(b), nach dem p_T^l -Schnitt im 1-Jet-Kanal mit zwei gleich geladenen Leptonen, dargestellt.

6.5.3 Die Z/γ^* +Jets-Kontrollregion

Die Z/γ^* +Jets-Kontrollregion wurde nur für die 2011 Analyse verwendet, da Z/γ^* +Jets den größten Einfluss auf die $ee/\mu\mu$ Kanäle haben. Für den $e\mu$ Kanal wurde für 2011 eine Validierungsregion für den 0-Jet-Kanal konstruiert. In 2012 wurde für den $e\mu/\mu e$ 1-Jet-Kanal eine $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ Kontrollregion verwendet.

Aus der Z/γ^* +Jets-Kontrollregion wurde jeweils für die $(ee \oplus \mu\mu) \otimes (0Jet \oplus 1Jet)$ Kanäle der Normierungsfaktor einzeln bestimmt. Es wurden vier Regionen (A,B,C und D) definiert, in

	$12 \text{ GeV} < m_{ll} < 50 \text{ GeV}$	$ m_Z - m_{ll} < 15 \text{ GeV}$
$E_{T,rel}^{miss} > 45 \text{ GeV}$	A	C
$20 \text{ GeV} < E_{T,rel}^{miss} < 45 \text{ GeV}$	B	D

Tabelle 6.3: Definition der A,B,C und D Regionen für die Normierung des $Z/\gamma^* + \text{Jets}$ -Untergrunds. Die restlichen Schnitte sind identisch zur jeweils, im Text beschriebener, Signalregion für den 0-Jet- bzw. 1-Jet-Kanal, jedoch ohne den $\Delta\phi_{ll}$ -Schnitt (aus Ref. [18])

denen die nominelle Selektion durchgeführt wurde, bis auf die $E_{T,rel}^{miss}$ - und m_{ll} -Schnitte. Diese wurden wie in Tabelle 6.3 angegeben ersetzt. Der $\Delta\phi_{ll} < 1.8$ Schnitt wurde weggelassen. Die Region A ist dabei die Signalregion und die Anzahl der Ereignisse hierfür wurde mit folgender Formel berechnet:

$$A_{est} = B_{obs} \times \frac{C_{obs}}{D_{obs}} \quad (6.2)$$

Die Formel wurde auf Daten in diesen Regionen angewendet. Die anderen Untergründe wurden unter Verwendung von Monte-Carlo von den Daten abgezogen. Die Effizienz für den $\Delta\phi_{ll}$ -Schnitt wurde aus Monte-Carlo bestimmt. Die systematische Unsicherheit auf den so bestimmten Wert beträgt $\pm 56 \%$ für den 0-Jet- und $\pm 25 \%$ für den 1-Jet-Kanal.

Für den $e\mu$ -Kanal wurde eine Validierungsregion definiert, in der $Z \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse angereichert wurden. Der so bestimmte Normierungsfaktor ist mit eins verträglich. Wegen statistischer Begrenzung konnte diese Validierung nur für den 0-Jet-Kanal durchgeführt werden.

Für die Datenanalyse 2012 ist der $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ Untergrund im 0-Jet-Kanal fast vernachlässigbar, während er im 1-Jet-Kanal ca. 10% beträgt. Um diesen Beitrag auf Daten zu normieren wurde eine Kontrollregion definiert. Es wurde die nominelle Vorselektion (bis einschließlich $E_{T,rel}^{miss}$ -Schnitt) durchgeführt, mit anschließenden Schnitten $m_{ll} < 80 \text{ GeV}$ und $\Delta\phi_{ll} > 2.8$. Ereignisse ohne Jets wurden für die 0-Jet-Abschätzung verwendet und die mit einem Jet oder mehr für den 1-Jet-Kanal. Die Reinheit der $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ Ereignisse in der so gewonnenen Kontrollregion beträgt 90% im 0-Jet-Kanal und 70% im 1-Jet-Kanal. Die anderen Beiträge wurden unter Verwendung von Monte-Carlo abgezogen. Für W+Jets wurde die Abschätzung aus den Daten verwendet. Die Normierungsfaktoren werden aus dem Verhältnis zwischen Daten - nachdem die anderen Untergründe abgezogen wurden - und der Monte-Carlo-Vorhersage, für $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$, bestimmt. Die resultierenden Werte sind 0.87 ± 0.03 (stat) für den 0-Jet-Kanal und 0.85 ± 0.03 (stat) für den 1-Jet-Kanal.

Als systematische Unsicherheit für den Normierungsfaktor wird die Differenz zu eins verwendet. Die totale Unsicherheit auf diesen Untergrund wird von der statistischen Unsicherheit der Monte-Carlo-Vorhersage dominiert und beträgt $\pm 100\%$ im 0-Jet-Kanal und $\pm 42\%$ im 1-Jet-Kanal.

6.5.4 Die Top-Kontrollregion

Für den Top-Untergrund wird wie in Kapitel 5 beschrieben eine Monte-Carlo Simulation verwendet, zur Normierung werden Kontrollregionen definiert.

Für den 0-Jet-Kanal wird eine Selektion, wie in Kapitel 6.4 beschrieben, vor dem Schnitt auf die Jetmultiplizität durchgeführt. Diese Auswahl ist Top-dominiert und die anderen Untergründe werden unter Verwendung von Monte-Carlo, Mit Ausnahme von W+Jets, hierfür wird die Abschätzung aus Daten verwendet, abgezogen. Der Anteil der Top-Ereignisse ohne

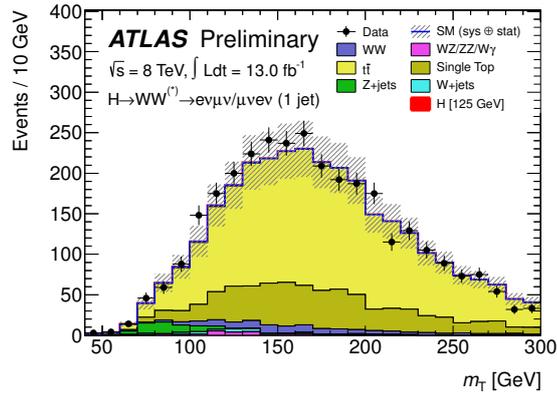


Abbildung 6.9: Die m_T -Verteilung in der Top-Kontrollregion für den 1-Jet-Kanal, vor der Anwendung des Top-Normierungsfaktors. Die schattierte Fläche zeigt die totale Unsicherheit der Untergrunderwartung an. Der vernachlässigbare Signalbeitrag für ein Higgs-Boson der Masse $m_H = 125$ GeV ist rot markiert (aus Ref. [20])

zusätzlichen Jet f_{0-jet}^{MC} wird dadurch korrigiert, dass ein zweite Region definiert wird, in der zusätzlich zur ersten Region ein b-Jet verlangt wird. Aus dieser zweiten Region wird die Wahrscheinlichkeit für ein Ereignis mit einen b-Jet, aber ohne weitere Jets, P_1^{b-tag} bestimmt. Diese Wahrscheinlichkeit wird für Daten und Monte-Carlo bestimmt. Anschließend lässt sich f_{0-jet}^{data} bestimmen indem f_{0-jet}^{MC} mit $(P_1^{b-tag,data})^2 / (P_1^{b-tag,mc})^2$ multipliziert wird. Dabei wird die Stabilität von $f_{0-jet} / (P_1^{b-tag})^2$ unter experimentellen Unsicherheiten ausgenutzt. Die Schnitteffizienzen auf p_T^l , m_{ll} - und $\Delta\phi_{ll}$ -Schnitt werden aus Monte-Carlo bestimmt. Der resultierende Normierungsfaktor hierfür ist 1.05 ± 0.05 (stat), mit einer totalen Unsicherheit von $\pm 14\%$.

Die Kontrollregionen für den 1-Jet- und 2-Jet-Kanal werden durch die Forderung eines b-Jets und Weglassen der $\Delta\phi_{ll}$ - und m_{ll} -Schnitte, bei ansonsten gleicher Selektion wie in Kapitel 6.4 beschrieben, definiert. Diese Regionen sind Top dominiert, mit kleinen Beiträgen aus anderen Untergründen, welche aus Monte-Carlo und W+Jets aus Daten bestimmt werden. Die m_T -Verteilung der Top-Kontrollregion für den 0-Jet-Kanal ist in Abb. 6.9 dargestellt. Für die Analyse 2012 zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo, mit einem Normierungsfaktor von 1.03 ± 0.02 (stat) und einer totalen Unsicherheit (systematisch + statistisch) von 37%.

6.5.5 Die WW-Kontrollregion

Der WW-Untergrund im 0-Jet- und 1-Jet-Kanal, jeweils summiert über die Lepton-Kanäle, wird auf eine Kontrollregion normiert. Bei der WW-Kontrollregion wird der $m_{ll} < 50$ eV-Schnitt durch den $m_{ll} > 80$ GeV-Schnitt ersetzt und der $\Delta\phi_{ll}$ -Schnitt wird weggelassen. Ansonsten bleibt die Selektion gleich. Damit wird ein WW-Untergrund-Anteil von 70% (40%) in der Kontrollregion für den 0-Jet-(1-Jet-)Kanal erwartet. Die anderen Untergründe werden unter Verwendung von Monte-Carlo, bzw. Daten-basierten Abschätzungen, abgezogen. Diese Kontrollregion zeigt signifikante Abweichungen von der Monte-Carlo-Vorhersage. Das äußert sich dadurch, dass im 0-Jet-Kanal mehr Ereignisse als erwartet gemessen werden und im 1-Jet-Kanal weniger als erwartet. Die Ursache davon scheint die Beschreibung der hadronischen Schauer und somit die der Jetmultiplizität im Monte-Carlo zu sein. Die Kontrollregion ist so konstruiert, dass sie solche Normierungseffekte ausgleicht, damit die Analyse

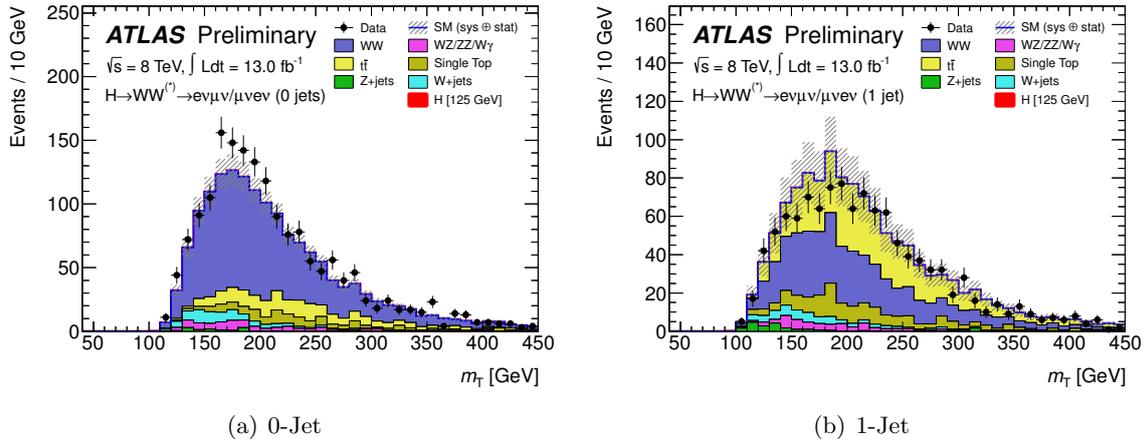


Abbildung 6.10: m_T -Verteilung in der, im Text beschriebenen, WW-Kontrollregion für den 0-Jet-Kanal in Abb. (a) und den 1-Jet-Kanal in (b). Der Top-Untergrund ist auf seine Kontrollregion normiert, der W+Jets-Untergrund wird aus Daten bestimmt. Die schattierte Fläche stellt die totale Unsicherheit der Untergrunderwartung dar. (aus Ref. [20]).

demgegenüber insensitive ist. Abgesehen von der Jetmultiplizität zeigen weiterführende Untersuchungen, dass die Verteilungen von anderen kinematischen Variablen, insbesondere denen von m_T , m_{ll} und $\Delta\phi_{ll}$ gut beschrieben sind und, dass die Kontrollregion ohne Probleme in die Signalregion extrapoliert werden kann.

Die Normierungsfaktoren sind 1.13 ± 0.04 (stat) für den 0-Jet- und 0.84 ± 0.08 (stat) für den 1-Jet-Kanal, mit einer totalen Unsicherheit von $\pm 13\%$ und $\pm 54\%$. Die m_T -Verteilungen für diese Kontrollregionen sind in Abb. 6.10 dargestellt.

Wie bereits erwähnt korrigiert Methode nur die Anzahl der Ereignisse für eine bessere Übereinstimmung mit Daten. Bei der Form der m_T -Verteilung verlässt man sich auf das Monte-Carlo. Diese wird genauer in Kapitel 7 untersucht. Der Anteil der WW-Ereignissen in der Kontrollregion für den 1-Jet-Kanal beträgt 40%, mit einem großen Anteil an Top-Ereignissen. So ist der WW-Normierungsfaktor mit dem für Top anti-korreliert. Eine Untersuchung, ob die Reinheit des WW-Untergrundes erhöht und damit eine genauere Abschätzung erzielt werden kann, wird in Kapitel 8 durchgeführt.

6.6 Die Systematischen Unsicherheiten

Die Unsicherheiten auf die Anzahl der erwarteten Signal- und Untergrundereignisse lässt sich in zwei Kategorien unterteilen: die experimentellen- und theoretischen Unsicherheiten. Zu den experimentellen Unsicherheiten gehören z.B. die Unsicherheiten auf die Jet-Energie-Skala und b-tag-Effizienz. Zu den theoretischen Unsicherheiten gehören Korrekturen höherer Ordnung durch Variation der QCD Skala. Eine Untergruppe davon bilden die Extrapolationsunsicherheiten, die bei der Verwendung von Kontrollregionen entstehen.

Manche dieser Unsicherheiten sind zwischen Signal und Untergrund korreliert, sie werden bestimmt, in dem die entsprechenden Parameter variiert werden und die Anzahl der erwarteten Signal- und Untergrundereignisse neu berechnet wird.

In diesem Kapitel sollen die systematischen Unsicherheiten, die Quellen und Beiträge, betrachtet werden, aufgeteilt nach theoretischen- und experimentellen Unsicherheiten. Es wird ebenfalls beschrieben wie die Unsicherheiten in das Ergebnis der Auswertung einfließen.

6.6.1 Theoretische systematische Unsicherheiten

Die theoretischen Unsicherheiten des Higgs-Boson-Produktionswirkungsquerschnitts beinhalten die Unsicherheit auf die QCD-Renormierungs- und Faktorisierungs-Skalen, auf das PDF-Modell zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts, sowie auf die Akzeptanz des underlying-event und auf das verwendete Partonschauer-Modell [72]. Um die Unsicherheit auf die QCD-Skala und Faktorisierung zu erhalten werden die entsprechenden Werte unabhängig voneinander um den Faktor zwei hoch und runter skaliert. Die QCD-Skalen-Unsicherheiten auf die inklusiven Wirkungsquerschnitte des ggF-Signals mit ≥ 0 Jets, ≥ 1 Jet und ≥ 2 Jets werden als unabhängig von einander betrachtet und betragen für ein Higgs-Boson der Masse $m_H = 125 \text{ GeV} \pm 8\%$, $\pm 20\%$ und $\pm 70\%$. Diese werden in exklusive Unsicherheiten für Endzustände mit den jeweiligen Jetmultiplizitäten, wie in Ref. [72–74] beschrieben, umgerechnet.

Die inklusiven Unsicherheiten sind über die verschiedenen Jetmultiplizitäten verteilt und führen somit zu Korrelationen zwischen den Jet-Kanälen, die aus Migrationen zwischen den Kanälen herrühren. Die quadratische Summe ergibt eine Unsicherheit von $\pm 17\%$ für den 0-Jet-Kanal und $\pm 36\%$ für den 1-Jet-Kanal⁷. Die kleinere Unsicherheit auf den VBF-Prozess reduzieren die totale Unsicherheit auf $\pm 17\%$ und $\pm 30\%$. Die QCD-Unsicherheit beinhaltet eine etwa $\pm 4\%$ Unsicherheit der QCD Skala auf die Akzeptanz, welche korreliert zwischen dem 0-Jet- und 1-Jet-Kanal ist.

Die PDF-Unsicherheiten, sind wie in Ref. [14, 75–77] beschrieben, unter Verwendung von Einhüllenden von unterschiedlichen PDF Sätzen, einzeln angewendet auf Quark-Quark, Quark-Gluon und Gluon-Gluon initiierte Prozesse, ausgewertet worden. Für ein Higgs-Boson der Masse 125 GeV betragen die PDF-Unsicherheiten $\pm 8\%$ für das ggF-Signal. Unsicherheiten auf die Simulation sowie das underlying-Event und Partonschauer-Modell wurden aus Vergleichen zwischen POWHEG+PYTHIA(8) und MC@NLO+HERWIG bestimmt und betragen $\pm 3\%$ und $\pm 10\%$ für die 0-Jet- und 1-Jet-Kanäle und sind zwischen diesen anti-korreliert.

Für Untergründe wie WW und Top, deren Normierungen in die Signalregion aus den Kontrollregionen extrapoliert werden, sind die Unsicherheiten kleiner, es bleiben jedoch Unsicherheiten auf den Extrapolierungsfaktor $\alpha = N_{SR}/N_{CR}$, der aus Simulationen bestimmt wird. Für den WW-Untergrund werden die Extrapolationsfaktoren α_{WW}^{0j} und α_{WW}^{1j} für den 0-Jet- und 1-Jet-Kanal definiert. Die Unsicherheiten darauf werden, wie in [72] beschrieben, ausgewertet. Der Extrapolationsfaktor α ist im Grunde nur eine andere mathematische Formulierung des Normierungsfaktors ($NF = \text{Daten}/\text{Untergrund}$), es lässt sich daran jedoch besser ableiten ob die systematischen Unsicherheiten den gleichen Einfluss auf Signal- als auch Kontrollregion haben. Vier Hauptquellen für die Unsicherheit der Normierung wurden berücksichtigt: die QCD Renormalisierungs- und Faktorisierungsskala, Abhängigkeit von PDFs, Abhängigkeit vom verwendeten Monte-Carlo-Generator und die Abhängigkeit vom underlying-event, sowie Partonschauer-Modell. Die Scalensicherheiten wurden bestimmt, indem die Renormalisierungs- und Faktorisierungs-Skala im MC@NLO Generator um den Faktor zwei hoch und runter gesetzt wurde. Die PDF-Unsicherheiten sind, wie für das Signal, ausgewertet worden. Modellierungsunsicherheiten wurden bestimmt in dem die Extrapolationsparameter für MC@NLO, POWHEG und MCFM für inklusive Jetmultiplizitäten bestimmt wurden. Die Unsicherheiten für das underlying-event und Partonschauer-Modell wurden bestimmt, indem der Extrapolationsparameter für POWHEG+PYTHIA8, POWHEG+PYTHIA6 und POWHEG+HERWIG bestimmt wurde. Beide Parameter α sind positiv korreliert und haben eine Unsicherheit von $\pm 7.2\%$ und $\pm 7.5\%$ für entsprechend den 0-Jet- und

⁷Ausgewertet für eine Higgs-Boson der Masse 125 GeV.

1-Jet-Kanal.

Da in der Berechnung der Ausschlussgrenzen in Kapitel 6.7 die m_T -Verteilung benutzt wird, muss die Unsicherheit ebenfalls für den dominanten WW -Untergrund berücksichtigt werden. Diese wird bestimmt, indem die m_T -Verteilung der vier Generatoren: MCFM, SHERPA, POWHEG und MC@NLO+HERWIG mit einander verglichen werden. Die einhüllende dieser Verteilungen wird mit POWHEG als Mittelwert als relative Unsicherheit verwendet. Die größte Abweichung liegt im unteren m_T Bereich bei $\pm 10\%$.

Die größte theoretische Unsicherheit auf den Top-Untergrund ist die Komponente, die aus Monte-Carlo bestimmt wird. Diese beträgt insgesamt $\pm 10\%$ und beinhaltet die Effekte der QCD Skala, Anfangs- und Endzustands-Strahlungskorrekturen, Generator/Partonschauer-Modelle, die relative Normierung zwischen den single-Top- und $t\bar{t}$ -Prozessen, sowie deren Interferenz, die vernachlässigt wurde, da verschiedene Monte-Carlo Generatoren verwendet werden.

Für den 0-Jet-Kanal wird der Top-Untergrund, ähnlich wie WW , aus Daten abgeschätzt. Die Unsicherheit hier beträgt $\pm 8\%$ und wurde ähnlich wie für den WW -Transferfaktor bestimmt. Die experimentellen Unsicherheiten hierfür sind jedoch größer als die Extrapolationsunsicherheiten.

Die anderen Untergründe mit zwei Bosonen im Endzustand werden vollständig aus Simulationen ermittelt und haben somit eine größere Unsicherheit auf die Normierung. Die Unsicherheiten auf die $W\gamma$ -Untergrundnormierung werden, wie in Ref. [78] beschrieben, für jeden Jet-Kanal einzeln bestimmt und betragen $\pm 11\%$ ($\pm 50\%$) für den 0-Jet-(1-Jet-)Kanal. Für den $W\gamma$ -Untergrund ist das die dominierende Unsicherheit.

Die MADGRAPH-Vorhersage für den $W\gamma^*$ -Untergrund benutzt zusätzlich einen K-Faktor um den Unterschied zu MCFM NLO auszugleichen. Die Jet-Verteilung wurde umgewichtet um den Vorhersagen von SHERPA zu entsprechen. Die Differenz zwischen der MADGRAPH-Verteilung und der umgewichteten wird als Unsicherheit verwendet. Die $W\gamma^*$ -Ereignisse mit $m_{ll} < 3$ GeV wurden entfernt, da ihr Phasenraumintegral nicht konvergierte. Für den fehlenden Wirkungsquerschnittanteil wurde die Normierung umgewichtet.

Für ZZ^* und $WZ^{(*)}$ mit $m_{ll} < 7$ GeV wurden PDF- und QCD-Skala-Unsicherheiten ausgewertet und betragen $\pm 6\%$.

6.6.2 Experimentelle systematische Unsicherheiten

Die experimentellen Unsicherheiten betreffen sowohl das Signal als auch den Untergrund und werden primär auf die Rekonstruktionseffizienz und Energie/Impuls-Skala so wie Auflösung der selektierten Objekte (Leptonen, Jets und E_T^{miss}) bezogen. Den größten Effekt hat die Jet-Energie-Skala und Jet-Energie-Auflösung so wie die b-tag-Effizienz im 1-Jet-Kanal. Dazu kommen die Unsicherheit von $\pm 50\%$ auf den fake-Faktor des W +Jets Untergrunds und $\pm 3.6\%$ auf die integrierte Luminosität [79, 80].

Die Jet-Energie-Skala setzt sich aus mehreren Komponenten zusammen und wird aus einer Kombination von Teststrahlen, Simulationen und In-situ-Messungen bestimmt. Die Unsicherheit für J mit $p_T > 25$ GeV und $|\eta| < 4.5$ variieren abhängig von p_T und η zwischen $\pm 1\%$ und $\pm 13\%$. Der maximale Wert ist aufgrund des höheren pile-up größer als in Ref. [80]. Der Einfluss ist jedoch geringer, aufgrund einer detaillierteren Behandlung der einzelnen Komponenten. Die Jet-Energie-Auflösung beträgt 5% bis 25% mit einer Unsicherheit von $\pm 2\%$ bis $\pm 5\%$, abhängig von p_T und η . Die b-tag-Effizienz hat eine Unsicherheit von $\pm 5\%$ bis $\pm 18\%$, abhängig von p_T . Diese wurde aus einem Datensatz, der rekonstruierten Myonen in Verbindung mit Jets enthält, bestimmt [28].

Die Unsicherheiten auf die Rekonstruktion-, Identifikation-, Trigger-Effizienzen, sowie Energie- und Impuls-Messung von Elektronen und Myonen wurden aus $Z \rightarrow ll$, $J/\psi \rightarrow ll$ und $W \rightarrow l\nu$ ($l = e/\mu$) Messungen bestimmt. Mit Ausnahme der Elektronselektionseffizienz, die abhängig von η und p_T zwischen $\pm 2\%$ und $\pm 5\%$ liegt, sind diese kleiner als $\pm 1\%$.

Die Unsicherheiten auf die Jet- und Lepton- Energie- und -Impuls-Skalen fließen in die Berechnung von E_T^{miss} mit ein, sowie Energiedepositionen, die keinem physikalischen Objekt zugeordnet werden konnten [29]. Der Einfluss dieser Unsicherheit beträgt ca. $\pm 3\%$ auf die Anzahl der erwarteten Untergründereignisse.

Für die Bestimmung der Ausschlussgrenze in Kapitel 6.7 wird die m_T -Verteilung aller Untergründe verwendet um das Signal zu extrahieren. Für diese Verteilung wird für alle Untergründe, mit Ausnahme von W+Jets, das Monte-Carlo verwendet. Unsicherheiten auf die m_T -Verteilung wurden für alle experimentellen Unsicherheiten betrachtet und die wenigsten zeigen eine statistisch signifikante Abweichung von der Vorhersage. Die Unsicherheiten, die zu einer Abweichung der m_T -Verteilung führen, haben kaum einen Einfluss auf das Endresultat, da die Formunsicherheit, die von den Normierungsunsicherheiten der unterschiedlich verteilten einzelnen Untergründe herrühren, dominiert.

6.6.3 Extrapolations Unsicherheiten

Die Unsicherheiten auf die Untergründe, die auf Kontrollregionen normiert sind⁸, lassen sich in vier Kategorien einteilen: statistische Unsicherheiten, experimentelle und theoretische Unsicherheiten für die simulationsbasierte Extrapolation und die Unsicherheiten auf die anderen Untergründe in den Kontrollregionen. Die statistischen Unsicherheiten werden aus der Anzahl der Ereignisse in der Kontrollregion bestimmt. Die Unsicherheiten auf die Extrapolation werden wie oben beschrieben bestimmt. Die Unsicherheiten der anderen Untergründe fließen mit den Korrelationen auf den Normierungsfaktor in die Bestimmung der Ausschlussgrenze mit ein.

6.6.4 Auswertung der systematischen Unsicherheiten

Die finalen systematischen Unsicherheiten werden in der Berechnung der Ausschlussgrenzen über Nuisance-Parameter parametrisiert und bestimmt. Für die Optimierungen während der Analyse werden zusätzlich zu dem nominellen Datensatz sogenannte *Variationen* benutzt, in denen für das Monte-Carlo einzelne fehlerbehaftete Parameter um die Unsicherheit hoch- bzw. runterskaliert wurden, z.B. die Unsicherheit auf die b-tag-Effizienz. Die Unsicherheit für die Anzahl der erwarteten Ereignisse nach einem Schnitt wird dadurch bestimmt, dass die Differenz zwischen dem nominellen Wert und einer Variation als Standardabweichung für die entsprechende Fehlerquelle benutzt wird. Die totale Unsicherheit wird aus der quadratischen Summe der einzelnen Unsicherheiten bestimmt.

Bei dieser Prozedur werden Normierungsunsicherheiten jeweils für die Unterprozesse bestimmt, die zusammengesetzt eine Unsicherheit auf den totalen Untergrund ergeben. Die totale Unsicherheit, für die in einem Histogramm aufgetragene Verteilung beinhaltet eine Formunsicherheit, die sich aus den Normierungsunsicherheiten für die unterschiedlich verteilten Unterprozesse ergibt.

Um die Formunsicherheiten zu bestimmen werden die auf eins normierten nominellen Verteilungen und die der Variationen über einander gelegt und verglichen. Abb. 6.11(a) zeigt

⁸WW im 0-Jet-Kanal, WW und Top im 1-Jet-Kanal

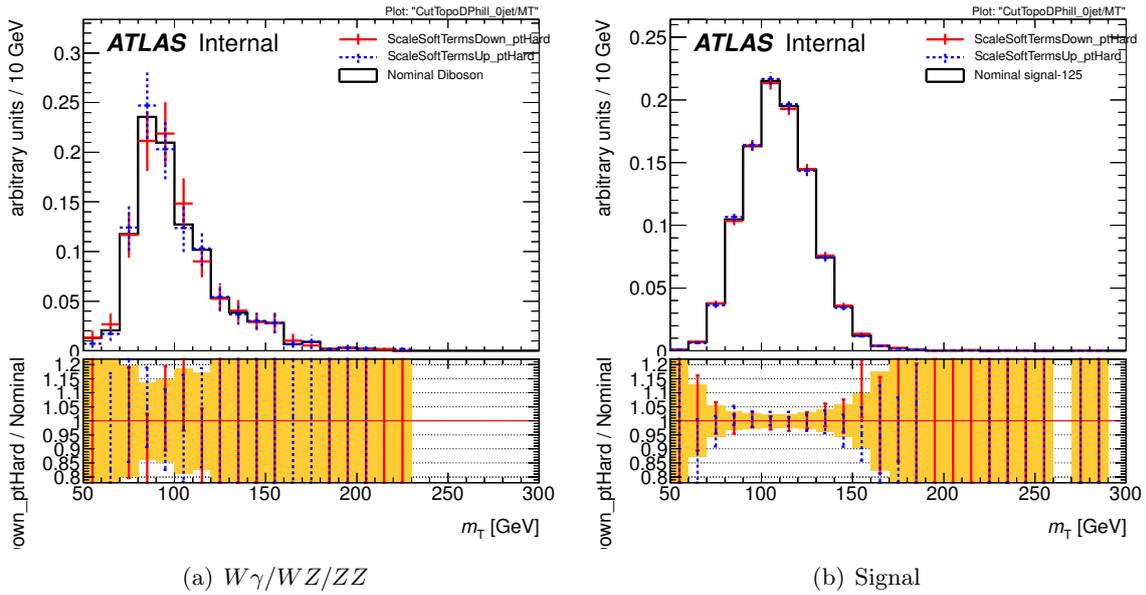


Abbildung 6.11: m_T -Verteilung in der 0-Jet-Signalregion für den nominellen (schwarz) Monte-Carlo Datensatz und die *Variation* der niederenergetischen Beiträge im Kalorimeter nach oben (blau) und unten (rot). Abb. 6.11(a) zeigt die $W\gamma/WZ/ZZ$ Prozesse und Abb. 6.11(b) das Higgs-Boson Signal mit der Masse $m_H = 125$ GeV.

die m_T -Verteilung für die $W\gamma/WZ/ZZ$ -Prozesse und Abb. 6.11(b) für das Higgs-Boson-Signal, mit der Masse $m_H = 125$ GeV, für den nominellen Datensatz so wie die Variation der niederenergetischen Beiträge im Kalorimeter, in der 0-Jet-Signalregion, nach oben und unten. Es sind jeweils Abweichungen von der nominellen Form zu sehen. Es lässt sich jedoch schwer ein statistisch signifikante Abweichung aufgrund der hohen statistischen Unsicherheiten auf die Monte-Carlo Verteilung treffen.

6.7 Die Bestimmung der Ausschlussgrenze

Bei der *Berechnung der Ausschlussgrenzen* wird ein Hypothesen-Test durchgeführt, bei dem versucht wird die Signalthypothese auszuschließen und überprüft wird, ob die Untergrundhypothese mit den Daten verträglich ist. Als Untergrundhypothese wird das Szenario bezeichnet, in dem kein Higgs-Boson existiert und die beobachteten Daten alle nur den Untergrund beschreiben. Hierfür wird mit dem sogenannten p_0 -Wert die Wahrscheinlichkeit angegeben, dass eine Messung, unter der Annahme der Untergrund Hypothese, eine schlechtere Übereinstimmung mit den Daten liefert, als die Beobachtete. Zusätzlich zu dem *beobachteten* p_0 -Wert wird der *erwartete* p_0 -Wert bestimmt. Dies ist der p_0 -Wert den man für ein bestimmtes Signal-Szenario erwarten würde. Bei dem Ausschluss der Signalthypothese wird aus dem Daten-zu-Untergrund-Vergleich eine obere Grenze auf den Wirkungsquerschnitt des Signals gesetzt (CL_s), die ein Signal innerhalb der Unsicherheiten haben können. Da die Vorhersagen von der Masse des Higgs-Bosons abhängen, wird die Prozedur für mehrere Massenpunkte durchgeführt und interpoliert. Der ausgeschlossene Wirkungsquerschnitt wird immer jeweils auf den vorhergesagten Standard-Modell-Wirkungsquerschnitt normiert. so gilt das Higgs-Boson für einen Massenpunkt ausgeschlossen, wenn der beobachtete Wahrscheinlichkeit der Signalthypothese mit 95 prozentiger Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden kann.

Zusätzlich zu den Hypothesentests wird die Signalstärke μ bestimmt. Dabei wird bestimmt

welchem Wirkungsquerschnitt, normiert auf die SM Vorhersage σ_{SM} , ein gegebenenfalls vorhandener Überschuß an Daten gegenüber der Untergrunderwartung entspricht.

In dieser Analyse wird die Bestimmung der Ausschlussgrenze mit einer Likelihood-Funktion $\mathcal{L}(\mu, \theta)$ durchgeführt. Diese setzt sich aus einem Produkt von Poissontermen über verschiedenen m_T Bereiche und Leptonen- so wie Jet-Kanäle zusammen. Der Wirkungsquerschnitt der Higgs-Boson-Produktion wird mit dem Signalstärke Parameter μ gewichtet. Signal- und Untergrund-Vorhersagen, welche von systematischen Unsicherheiten abhängen werden über Nuisance Parameter θ in Gausstermen parametrisiert.

Eine *Teststatistik* wird mit einer *profil-Likelihood*-Funktion konstruiert:

$q_\mu = -2 \ln \left(\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta}_\mu) / \mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta}) \right)$. Die Parameter $\hat{\mu}$ und $\hat{\theta}$ maximieren die Likelihood Funktion und $\hat{\theta}_\mu$ maximieren die Funktion für ein gegebenes μ . Damit kann die Untergrundverträglichkeit (p_0) und Ausschlussgrenze (CL_s) bestimmt werden [81, 82].

6.8 Die Ergebnisse der Analyse

In diesem Unterkapitel sind die Resultate der Auswertung 2012 aufgelistet, mit einer integrierten Luminosität von 13 fb^{-1} und einer Schwerpunktennergie von $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. Die Anzahl der erwarteten Ereignisse nach der Selektion in den Signal- und Kontrollregionen ist in Tabelle 6.4 aufgelistet. In der rechten Spalte ist die Anzahl der beobachteten Ereignisse aufgetragen, in den Spalten links davon die Untergrund- und Signalerwartungen ($m_H = 125 \text{ GeV}$), basierend auf den Monte-Carlo-Vorhersagen, bzw. den Abschätzungen aus den Kontrollregionen. Zusätzlich wird der Schnitt auf das m_T -Massenfenster gezeigt, in dem der Großteil des Higgs-Boson-Signals erwartet wird ($0.75m_H < m_T < m_H$). Die gezeigten Unsicherheiten beinhalten nur die statistische Komponente, mit Ausnahme des Massenschnitts. Dieser beinhalten zusätzlich noch den systematischen Anteil. Im 0-Jet-Kanal ist der WW-Untergrund der dominierende, im 1-Jet-Kanal ist es der WW- und Top-Untergrund. Es ist ein Überschuss an Ereignissen gegenüber der Untergrund Erwartung in allen Signalregionen sichtbar.

Die am meisten beitragenden systematischen Unsicherheiten, die sich bei der Analyse ergeben sind in der Tabelle 6.5 dargestellt, für das Signal ($m_H = 125 \text{ GeV}$) und Gesamtuntergrund für den 0-Jet- und 1-Jet-Kanal. Die Unsicherheiten sind für den zusätzlichen $0.75m_H < m_T < m_H$ Schnitt bestimmt worden und schließen den Einfluss der Kontrollregionen mit ein.

Die m_T -Verteilung für die Signalregion im 0-Jet- und 1-Jet-Kanal ist in Abb. 6.12, aufgespalten in die Leptonenkanäle $e\mu$ und μe , dargestellt. Abb. 6.13 zeigt die über die Leptonen und Jet-Kanäle summierte m_T -verteilung, abzüglich des erwarteten Untergrunds und die Signalform für ein Higgs-Boson der Masse 125 GeV .

Abb. 6.14(a) zeigt den erwarteten p_0 -Wert und Abb. 6.14(b) die Signalstärke im Massenbereich $90 < m_H < 200 \text{ GeV}$. Ein Überschuss an Daten gegenüber der Untergrunderwartung ist durch einen kleinen p_0 -Wert und eine von Null verschiedene Signalstärke μ zu sehen. Aufgrund der begrenzten Massenaufösung dieses Kanals hat die p_0 -Verteilung ein flaches Minimum bei der Masse $m_H = 111 \text{ GeV}$ mit dem Wert $3 \cdot 10^{-3}$ (2.8 Standardabweichungen). Der beobachtete p_0 -Wert für eine Higgs-Boson-Masse von 125 GeV beträgt $4 \cdot 10^{-3}$ (2.6 Standardabweichungen), während der erwartete Wert bei $3 \cdot 10^{-2}$ (1.9 Standardabweichungen) liegt.

Die extrahierte Signalstärke, aus Abb. 6.14(b), für ein Standardmodell-Higgs-Boson der Masse $m_H = 125 \text{ GeV}$ beträgt:

Monte-Carlo Vorhersage und Daten für die Signalregion									
0-Jet-Kanal	Signal	WW	WZ/ZZ/W γ	$t\bar{t}$	$tW/tb/tqb$	Z/ γ^* + Jets	W + Jets	tot. Bkg.	Obs.
Jet Veto	110 \pm 1	3004 \pm 12	242 \pm 8	387 \pm 8	215 \pm 8	1575 \pm 20	340 \pm 5	5762 \pm 28	5960
$\Delta\phi_{ll, E_T^{miss}} > \pi/2$	108 \pm 1	2941 \pm 12	232 \pm 8	361 \pm 8	206 \pm 8	1201 \pm 21	305 \pm 5	5246 \pm 28	5230
$p_T^l > 30$ GeV	99 \pm 1	2442 \pm 11	188 \pm 7	330 \pm 7	193 \pm 8	57 \pm 8	222 \pm 3	3433 \pm 19	3630
$m_{ll} < 50$ GeV	78.7 \pm 0.8	579 \pm 5	69 \pm 4	55 \pm 3	34 \pm 3	11 \pm 4	65 \pm 2	814 \pm 9	947
$\Delta\phi_{ll} < 1.8$	75.6 \pm 0.8	555 \pm 5	68 \pm 4	54 \pm 3	34 \pm 3	8 \pm 4	56 \pm 2	774 \pm 9	917
$0.75m_H < m_T < m_H$	45 \pm 9	242 \pm 32	26 \pm 4	16 \pm 2	11 \pm 2	4 \pm 3	34 \pm 17	334 \pm 28	423
1-Jet-Kanal	Signal	WW	WZ/ZZ/W γ	$t\bar{t}$	$tW/tb/tqb$	Z/ γ^* + Jets	W + Jets	tot. Bkg.	Obs.
ein Jet	59.5 \pm 0.8	1102 \pm 7	71 \pm 5	208 \pm 6	115 \pm 6	13 \pm 4	78 \pm 2	1587 \pm 13	1725
b-Jet Veto	50.4 \pm 0.07	728 \pm 5	128 \pm 5	862 \pm 13	283 \pm 10	429 \pm 8	126 \pm 4	2555 \pm 20	2655
Z \rightarrow $\tau\tau$ Veto	50.1 \pm 0.7	708 \pm 5	122 \pm 5	823 \pm 12	268 \pm 9	368 \pm 8	122 \pm 4	2411 \pm 19	2511
$m_{ll} < 50$ GeV	37.7 \pm 0.6	130 \pm 2	39 \pm 2	142 \pm 5	55 \pm 4	99 \pm 3	30 \pm 2	495 \pm 8	548
$\Delta\phi_{ll} < 1.8$	34.9 \pm 0.6	118 \pm 2	35 \pm 2	134 \pm 5	52 \pm 4	22 \pm 2	24 \pm 1	368 \pm 8	433
$0.75m_H < m_T < m_H$	18 \pm 6	40 \pm 22	10 \pm 2	37 \pm 13	13 \pm 7	2 \pm 1	11 \pm 6	114 \pm 18	141

Monte-Carlo Vorhersage und Daten für die Kontrollregion									
	Signal	WW	WZ/ZZ/W γ	$t\bar{t}$	$tW/tb/tqb$	Z/ γ^* + Jets	W + Jets	tot. Bkg.	Obs.
WW-0-Jet	1.2 \pm 0.2	1102 \pm 7	71 \pm 5	208 \pm 6	115 \pm 6	13 \pm 4	78 \pm 2	1587 \pm 13	1725
WW-1-Jet	1.2 \pm 0.2	466 \pm 4	52 \pm 3	492 \pm 9	152 \pm 7	22 \pm 3	51 \pm 2	1235 \pm 13	1160
Top-1-Jet	7.8 \pm 0.3	117 \pm 2	27 \pm 6	2405 \pm 14	699 \pm 14	55 \pm 2	29 \pm 3	3332 \pm 25	3431

Tabelle 6.4: Die erwartete Anzahl der Ereignisse nach der Selektion, so wie die beobachteten Ereignisse in den verschiedenen Signalregionen (oben) und den Kontrollregionen (unten). Als Signal wird ein Higgs-Boson der Masse 125 GeV verwendet. Der W+Jets Untergrund ist aus Daten abgeschätzt und die Untergründe WW , $t\bar{t}$, $tW/tb/tqb$ und $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ sind in den Signalregionen auf ihre Kontrollregionen Normiert. In den Kontrollregionen wird nur der Top-Normierungsfaktor auf den Top-Untergrund in der WW-Kontrollregion angewendet. Die angegebenen Unsicherheiten beziehen sich auf die statistische Unsicherheit der Monte-Carlo-Datensätze. Ein zusätzlicher Schnitt wird auf die Signalregionen Angewendet, es wird das sogenannte Massenfenster ausgeschnitten in dem der Großteil des Signals erwartet wird ($0.75m_H < m_T < m_H$) zu einer besseren Veranschaulichung, die dort gezeigten Unsicherheiten beinhalten die statistischen und die systematischen Komponenten (aus Ref. [20]).

$$\mu = 1.48_{-0.33}^{+0.35}(\text{stat})_{-0.36}^{+0.41}(\text{syst theo})_{-0.27}^{+0.28}(\text{syst exp}) \pm 0.05(\text{lumi})$$

oder zusammengefasst $\mu = 1.5 \pm 0.6$. Die Signalstärkeparameter μ nimmt für Higgs-Boson-Massen zu, da das Produkt aus Produktionswirkungsquerschnitt und Verzweigungsverhältnis ($\sigma \cdot \mathcal{B}$), für den $H \rightarrow WW^{(*)}$ Zerfall, kleiner wird. Die relativen Unsicherheiten auf die Signalstärke sind in Tabelle 6.6 zusammengefasst. Die dominierende Unsicherheit ist die auf die WW-Untergrundnormierung, aufgrund des hohen relativen Anteils im Vergleich zum Signal. Die Summe der experimentellen Unsicherheiten, welche von der Unsicherheit auf den Leptonentrigger dominiert wird, stellt auch einen großen Anteil dar. Aufgrund der lognormalen Nuisance-Parameter und des nichtlinearen Zusammenhanges zwischen σ_{SM} und μ sind die Unsicherheiten asymmetrisch. Die Unsicherheiten werden im Vergleich zu Tabelle 6.5 durch die anti-korrelierten 0-Jet- und 1-Jet-Kanäle reduziert.

Die erwartete Signalstärke für ein Standardmodell-Higgs-Boson der Masse 125 GeV beträgt

$$\mu^{exp} = 1.0 \pm 0.32(\text{stat})_{-41}^{+43}(\text{syst}) = 1.0_{-52}^{+54}(\text{tot}),$$

der entsprechende Wert für eine integrierte Luminosität von 6 fb^{-1} beträgt

$$\mu^{exp} = 1.0_{-0.48}^{+0.50}(\text{stat})_{-35}^{+40}(\text{syst}) = 1.0_{-60}^{+64}(\text{tot})$$

[20]. Die statistische Unsicherheit hat sich wie erwartet mit einer größeren integrierten Luminosität reduziert, während die systematische Unsicherheit in etwa gleich geblieben ist. In

Quelle (0-Jet-Kanal)	Signal (%)	Untergrund (%)
Inklusive ggF Signal ren./fact. Skala	± 13	-
1-Jet inkl. ggF Signal ren./fact. Skala	± 10	-
PDF Modell (nur Signal)	± 8	-
QCD Skala (Akzeptanz)	± 4	-
Jet Energie Skala und Auflösung	± 4	± 2
W+Jets-fake-Faktor	-	± 5
theoretisches WW-Modell	-	± 5
Quelle (1-Jet-Kanal)	Signal (%)	Untergrund (%)
1-Jet inkl. ggF Signal ren./fact. Skala	± 26	-
2-Jet inkl. ggF Signal ren./fact. Skala	± 15	-
Partonschauer / U.E. Modell (nur Signal)	± 10	-
PDF Modell (nur Signal)	± 7	-
QCD Skala (Akzeptanz)	± 4	± 2
Jet Energie Skala und Auflösung	± 1	± 3
W+Jets-fake-Faktor	-	± 5
theoretisches WW-Modell	-	± 3
<i>b-tag</i> Effizienz	-	± 11

Tabelle 6.5: Die wichtigsten Unsicherheiten für den Untergrund das Signal ($m_H = 125$ GeV) für den 0-Jet-Kanal und 1-Jet-Kanal, mit der zusätzlichen $0.75m_H < m_T < m_H$ Anforderung. Die Werte sind als relativer Fehler zu der erwarteten Anzahl an Ereignissen angegeben, summiert über alle Leptonkanäle. Fehlerquellen die vernachlässigbar oder nicht anwendbar sind, sind als '-' markiert (aus Ref. [20]).

Quelle	Unsicherheit nach oben (%)	Unsicherheit nach unten (%)
statistische Unsicherheit	+ 23	- 22
Signal Erwartung ($\sigma \cdot \mathcal{B}$)	+ 14	- 9
Signal Akzeptanz	+ 9	- 6
WW-Normierung, theoretisch	+ 20	- 20
andere Untergründe, theoretisch	+ 9	- 9
W+Jets <i>fake</i> Rate	+ 11	- 12
Experimentell + Untergrund Subtraktion.	+ 14	- 11
Monte-Carlo Statistik.	+ 8	- 8
totale Unsicherheit	+41	- 38

Tabelle 6.6: Die wichtigsten relativen Beiträge zu der Unsicherheit auf die Signalstärke des Higgs-Bosons mit der Masse $m_H = 125$ GeV. Der Beitrag auf die WW-Normierung ist aufgrund des hohen relativen Anteils so groß (aus Ref. [20]).

beiden Analysen trägt die systematische Unsicherheit einen erheblichen Teil bei. In der aktuellen Analyse ist die statistische Unsicherheit jedoch kleiner als die systematische, was eine Verbesserung der Genauigkeit durch eine noch höhere integrierte Luminosität begrenzt.

Das gemessene Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Verzweigungsverhältnis für das Higgs-Boson beträgt:

$$\sigma(pp \rightarrow H) \cdot \mathcal{B}(H \rightarrow WW)_{m_H=125 \text{ GeV}} = 7.0_{-1.6}^{+1.7}(\text{stat})_{-1.6}^{+1.7}(\text{syst theo}) \pm 1.3(\text{syst exp}) \pm 0.3(\text{lumi}) \text{ pb.}$$

$$\sigma^{SM}(pp \rightarrow H) \cdot \mathcal{B}^{SM}(H \rightarrow WW)_{m_H=125 \text{ GeV}} = 4.77 \pm 0.64(\sigma) \pm 0.20(\mathcal{B}) \text{ pb.}$$

Der dominierende Prozess ist ggF während VBF und WH/ZH etwa 5% beitragen. Die Unsicherheiten wurden, wie in Ref. [83] instruiert, linear addiert.

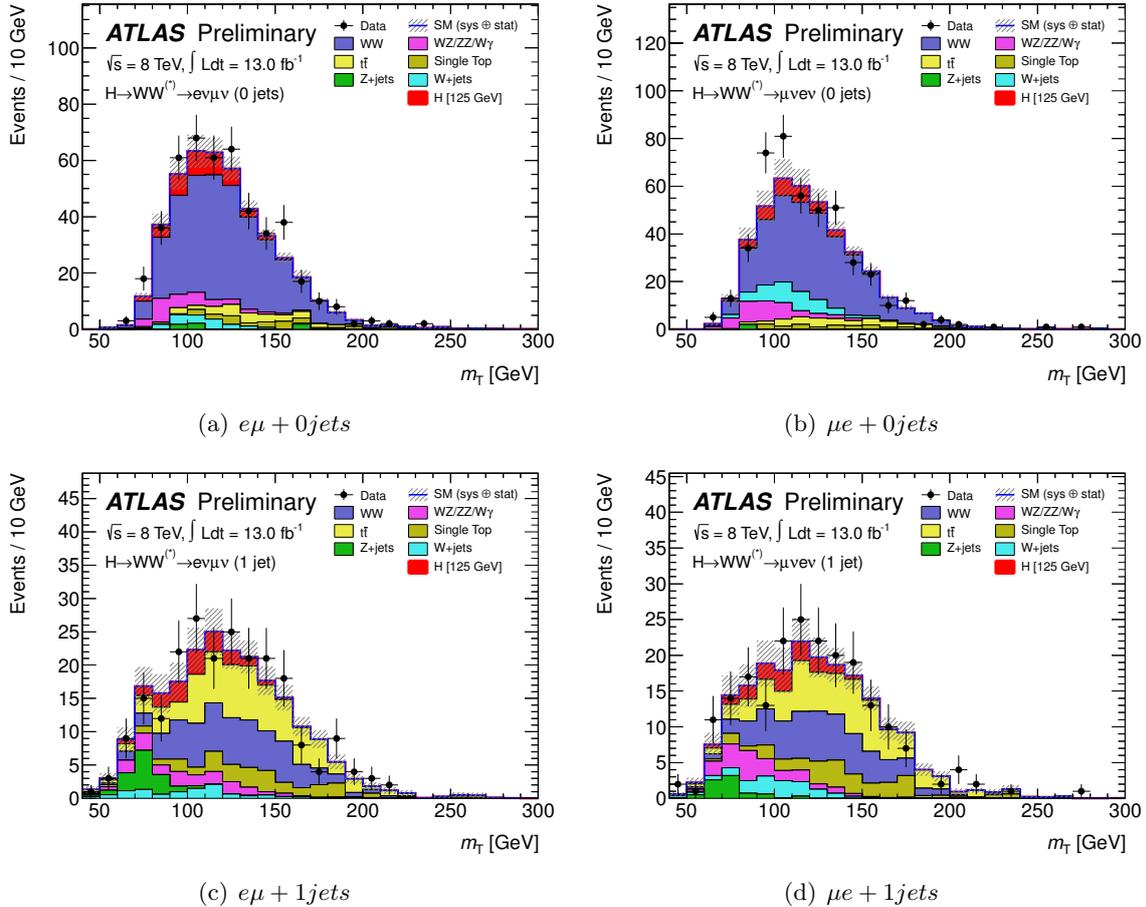


Abbildung 6.12: m_T -Verteilung mit allen Ereignissen, welche die Selektionskriterien erfüllen. Aufgeteilt in Die Kanäle: 0-Jet $e\mu$ (a), 0-Jet μe (b), 1-Jet $e\mu$ (c) und 1-Jet μe (d). Das Signal für das Standardmodell Higgs-Boson der Masse 125 GeV ist auf die Untergrundverteilung aufgesetzt. Der W+Jets Untergrund ist aus Daten abgeschätzt und WW, Top und $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ wie beschrieben in den Kontrollregionen auf Daten normiert. Die schattierte Fläche zeigt die totale Unsicherheit auf die Erwartung an (aus Ref. [20]).

Der gemessene Wirkungsquerschnitt liegt etwas über den Erwartungen für ein Standardmodell-Higgs-Boson, ist aber mit diesem verträglich.

Abb. 6.15(a) zeigt den gemessenen m_H -Abhängigen p_0 -Wert im Vergleich zu dem bei Erwartung eines Higgs-Bosons. Abb. 6.15(b) zeigt die beobachteten Ausschluss-Grenzen. Es wird ein Ausschluss der Signalthypothese für Higgs-Boson mit einer größeren Masse als 127 GeV erwartet, durch den Überschuss an Daten lässt sich jedoch nur der Massenbereich $m_H > 139$ GeV ausschließen.

Im Gegensatz zu der Analyse 2012, zeigt die Analyse 2011 keinen signifikanten Überschuss an Daten gegenüber der Untergrunderwartung [18] und somit keine Anzeichen für ein Higgs-Boson. Damit kann der Massenbereich zwischen 130 GeV und 260 GeV ausgeschlossen werden. Erwartet wird ein Ausschlussbereich von 127 GeV bis 234 GeV. Die Ausschlussgrenze für den gesamten untersuchten Bereich ist in Abb. 6.16 dargestellt. Die beobachtete Signalstärke ist in Abb. 6.17(a), so wie der p_0 -Wert in Abb. 6.17(b) dargestellt. Obwohl keine Anzeichen

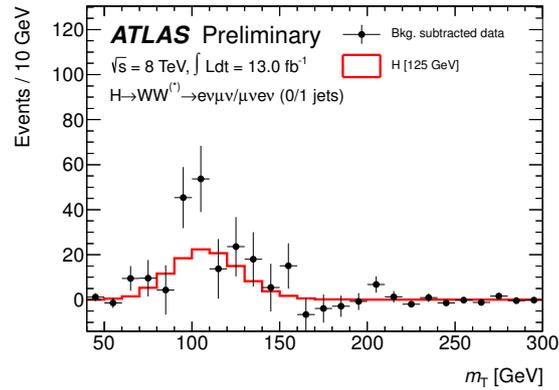


Abbildung 6.13: m_T -Verteilung in Daten, nachdem der Untergrund abgezogen wurde, überlagert mit dem Signal des Higgs-Bosons der Masse 125 GeV. Für die Verteilung wurden die Jet Kanäle 0-Jet1 und 1-Jet so wie die Leptonenkanäle $e\mu$ und μe addiert. Die Fehlerbalken der Daten enthalten die statistische Unsicherheiten der Monte-Carlo (aus Ref. [20]).

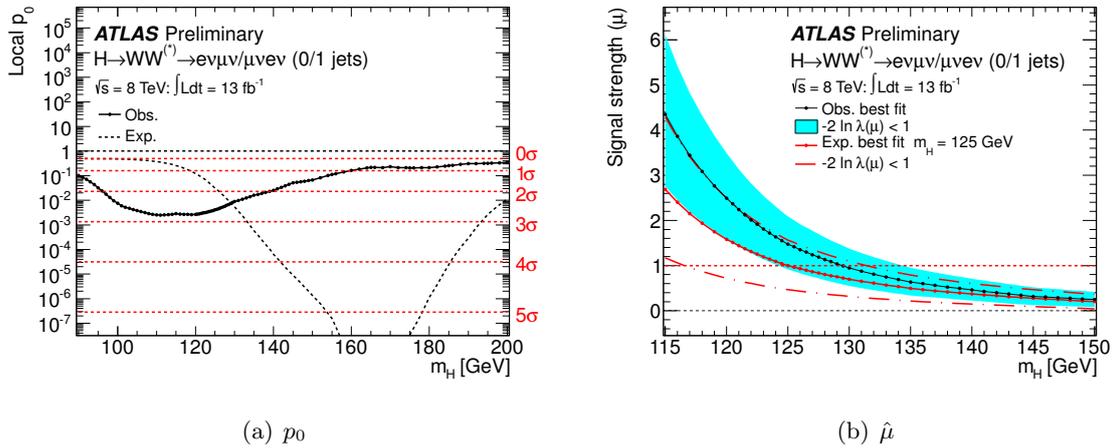


Abbildung 6.14: Ergebnisse der Berechnung der Ausschlussgrenzen für den 0-Jet und 1-Jet Kanal mit 13 fb^{-1} integrierter Luminosität und $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. Abb. (a) zeigt gemessene Wahrscheinlichkeit (durchgezogene Linie) für das *Untergrund* Szenario und die erwartete (gestrichelte Linie) Wahrscheinlichkeit für das *Untergrund* Szenario in Anwesenheit eines Higgs-Bosons, abhängig von der Masse m_H . Abb. (b) Die gemessene (durchgezogene schwarze Linie) und erwartete (gestrichelte schwarze Linie) Signalstärke μ , als Funktion von m_H , in Einheiten des Standardmodell Wirkungsquerschnitts σ_{SM} . Die erwartete Signalstärke für für ein Higgs-Boson der Masse $m_H = 125 \text{ GeV}$ ist zum Vergleich in Rot eingetragen (aus Ref. [20]).

für die Existenz eines Higgs-Bosons zu sehen sind, ist dieses Ergebnis mit der Analyse 2012 innerhalb der Unsicherheiten verträglich.

6.9 Vergleich zu anderen Higgs-Boson Analysen

Die gemessenen Signalstärke Parametern aller Standardmodell-Higgs-Boson Analysen des ATLAS-Detektors sind in Abb. 6.18 dargestellt. Dies beinhaltet die Resultate aus dem $H \rightarrow \gamma\gamma$ und $H \rightarrow ZZ^{(*)}$ Zerfall [8], so wie $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ [84], $H \rightarrow b\bar{b}$ [85] und $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ [20].

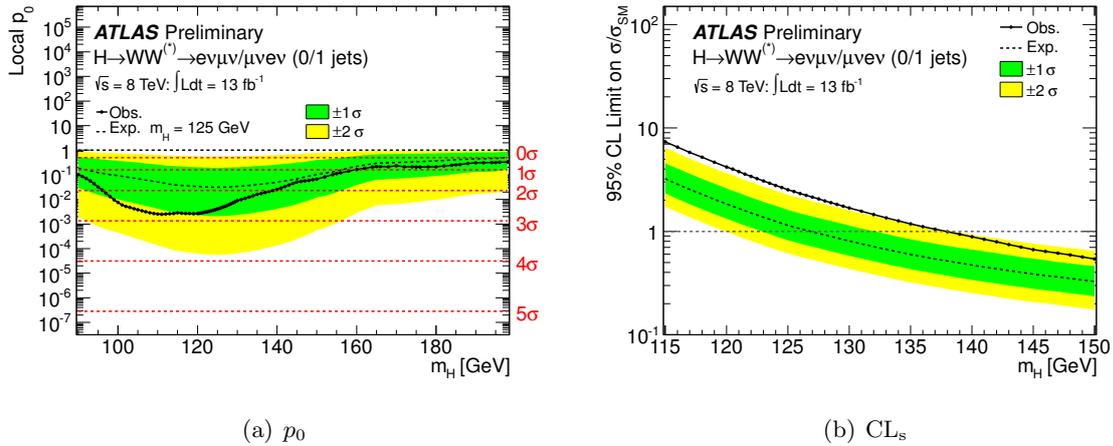


Abbildung 6.15: (a) zeigt die gemessene Wahrscheinlichkeit p_0 (durchgezogene Linie) für das Untergrund-Szenario, und den erwarteten p_0 -Wert (gestrichelte Linie) für das Untergrund-Szenario in Anwesenheit eines Standardmodell-Higgs-Bosons der Masse 125 GeV. (b) Beobachtete- (durchgezogene Linie) und erwartete (gestrichelte Linie) 95% CL Ausschlussobergrenze für ein Higgs-Boson, normiert auf den Standardmodell-Wirkungsquerschnitt, abhängig von der Masse m_H . Das grüne und gelbe Band zeigt die $\pm 1\sigma$ und $\pm 2\sigma$ Unsicherheiten an. Aufgrund des Überschusses an Daten kann der untere Massenbereich nicht ausgeschlossen werden. Die geringe Massenauflösung des $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ Kanals bewirkt eine hohe Korrelation benachbarter Punkte und somit einen verbreiterten Bereich bei niedrigen Massen, der nicht ausgeschlossen werden kann (aus Ref. [20]).

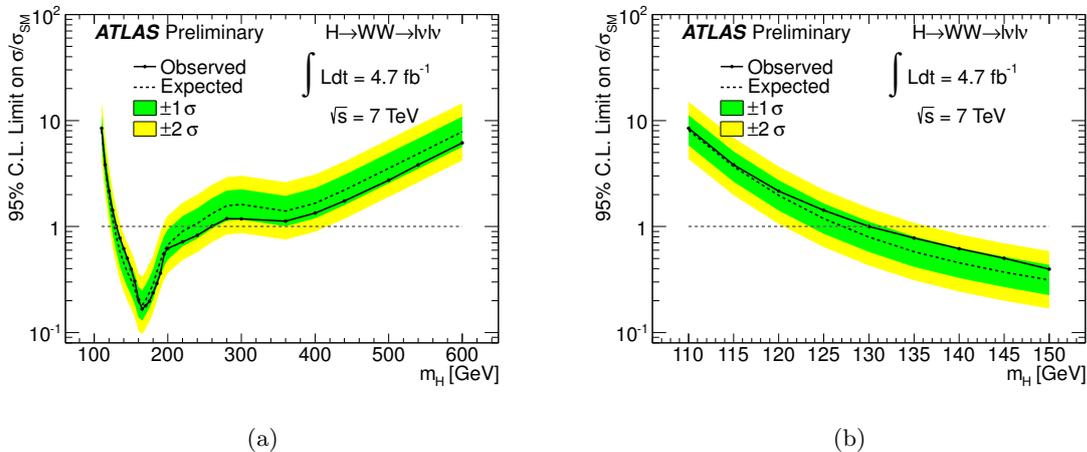


Abbildung 6.16: Erwartete (gestrichelte Linie) und beobachtete (durchgezogene Linie) Obergrenze für den Wirkungsquerschnitt eines Higgs-Bosons in der Analyse 2011, als Funktion der Masse m_H , normiert auf den Standardmodell-Wirkungsquerschnitt. Der gesamte untersuchte Massenbereich in (a) und 110 GeV $< m_H < 150$ GeV Bereich in (b). Das grüne Band zeigt das $\pm 1\sigma$ Unsicherheitsintervall und das gelbe das $\pm 2\sigma$ Intervall an (aus Ref. [18]).

Eine Kombination der Signalstärkeparameter wurde in Ref. [86] durchgeführt⁹ und ergibt den Wert von $\mu = 1.3 \pm 0.3$. Diese Resultate wurden mit der Signatur eines Standardmodell-Higgs-Bosons, der Masse $m_H = 126$ GeV bestimmt, wobei für die Ergebnisse der Kanäle mit einer schlechten Massenauflösung ($H \rightarrow \tau^+\tau^-$, $H \rightarrow b\bar{b}$ und $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$) die

⁹Dabei wurde die Annahme benutzt, dass es sich in allen Zerfallskanälen um das gleiche Boson handelt.

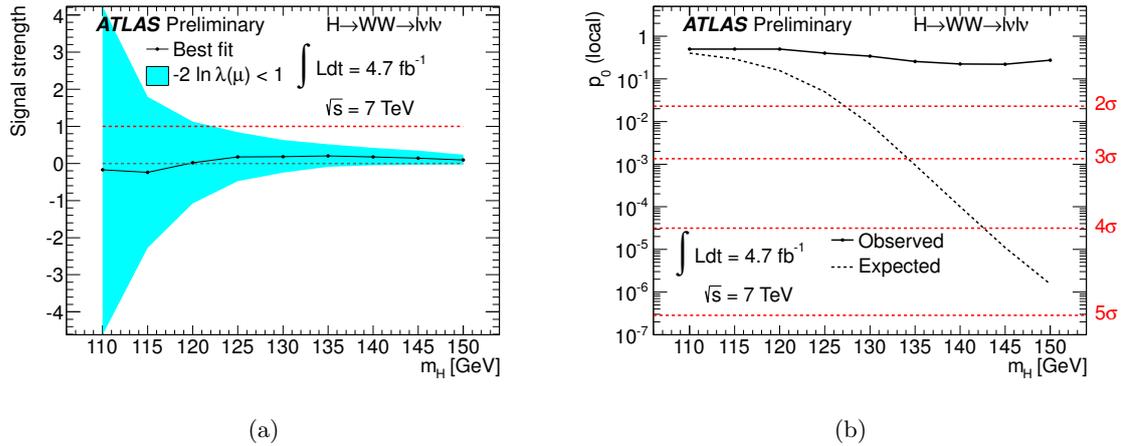


Abbildung 6.17: Der erwartete (gestrichelte Linie) und beobachtete (durchgezogene Linie) Signalstärkeparameter μ (a) im Massenbereich $110 \text{ GeV} < m_H < 150 \text{ GeV}$, so wie der p_0 -Wert (b), als Funktion der Masse m_H , für die Analyse 2011 (aus Ref. [18]).

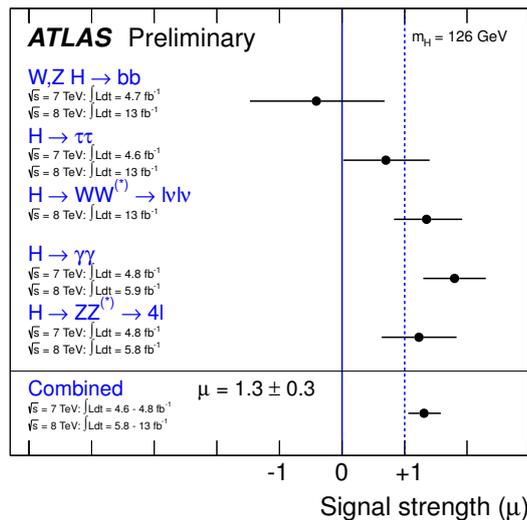


Abbildung 6.18: Die gemessene Signalstärke des neu Entdeckten Bosons in Einheiten des Wirkungsquerschnitts für ein Standardmodell-Higgs-Boson der Masse $m_H = 126$, in dem $H \rightarrow b\bar{b}$, $H \rightarrow \tau^+\tau^-$, $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$, $H \rightarrow \gamma\gamma$ und $H \rightarrow ZZ^{(*)}$ Zerfallskanal des ATLAS-Detektors. Ebenso die kombinierte Signalstärke dieser Messungen, unter der Annahme, dass alle das gleiche Boson beobachten (aus Ref. [86]).

Masse von 125 GeV verwendet wurde. Es ist keine statistisch signifikante Abweichung von der Standardmodell-Vorhersage für die Higgs-Boson Signalstärke gemessen worden.

Eine Kombination der Higgs-Boson Resultate des CMS Experiments ergab die Masse $m = 125.3 \pm 0.4(\text{stat}) \pm 0.5(\text{syst})$ GeV für das neue beobachtete Boson, mit der Signalsärke $\mu = 0.87 \pm 0.23$ [87].

Damit ist die im $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ Kanal beobachtete Signalstärke des Higgs-Bosons statistisch verträglich mit den Messungen der Anderen Higgs-Boson Analysen des LHC.

6.10 Zusammenfassung

Die Analyse des Datensatzes 2012 nach der Existenz des Higgs-Boson, im $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu\mu\nu$ Zerfall, mit einer integrierten Luminosität von $\int L dt = 13.0 \text{ fb}^{-1}$ und einer Schwerpunktenenergie von $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ zeigt einen Überschuss an Daten gegenüber der Untergrunderwartung. Das beobachtete Minimum der p_0 -Verteilung liegt bei 3×10^{-3} , entsprechend 2.8σ Standardabweichungen für die Higgs-Boson-Massenhypothese $m_H = 111 \text{ GeV}$. Für die Masse $m_H = 125 \text{ GeV}$ des kürzlich beobachteten neuen Teilchens [8] beträgt der p_0 -Wert 4×10^{-3} , was 2.6σ Standardabweichungen entspricht. Der gemessene Überschuss lässt sich in die Signalstärke $\mu = 1.5 \pm 0.6$, normiert auf den Wirkungsquerschnitt des Standardmodell-Higgs-Bosons mit einer Masse von 125 GeV umrechnen. Das Produkt aus dem Standardmodell-Higgs-Boson-Produktionswirkungsquerschnitt und dem Verzweigungsverhältnis für den WW -Zerfall entspricht

$$\sigma(pp \rightarrow H)\mathcal{B}(H \rightarrow WW)_{m_H=125 \text{ GeV}} = 7.0^{+1.7}_{-1.6}(\text{stat})^{+1.7}_{-1.6}(\text{syst theo}) \pm 1.3(\text{syst exp}) \pm 0.3(\text{lumi}) \text{ pb.}$$

Diese Resultate zeigen eine Übereinstimmung mit den kürzlich beobachtetem neuen ungeladenen Boson der Masse 126 GeV , sowie dessen Verträglichkeit mit den vorhergesagten Eigenschaften eines 125 GeV schweren Higgs-Bosons.

Wie im Kapitel 6 gezeigt, ist der WW-Untergrund der wichtigste Untergrund bei der Suche nach dem Higgs-Boson im $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ Kanal. Aufgrund des hohen relativen Beitrags des WW-Untergrundes in der Signalregion müssen die Unsicherheiten hierfür klein sein, um eine hohe Signalsensitivität zu erreichen. In der aktuellen Analyse wird der WW-Untergrund, um die systematischen Unsicherheiten zu reduzieren, bereits in einer Kontrollregion normiert. Bei der m_T -Verteilung wird sich auf die Monte-Carlo Vorhersage verlassen. Dieses Kapitel stellt eine Methode vor, mit der die Form der m_T -Verteilung der Monte-Carlo Vorhersage auf statistisch signifikante Abweichungen von den Daten überprüft werden kann. Im Falle einer Abweichung, die nicht durch statistische Unsicherheiten erklärt werden kann, erhält man ein Maß für die Größe der systematischen Unsicherheit.

Die genaue Kenntnis der m_T -Verteilung, bzw. die Unsicherheit darauf, ist für die Bestimmung der Ausschlussgrenze (Kapitel 6.7), die sowohl die Anzahl der Ereignisse als auch die Form der m_T -Verteilung für Untergrund und Signal auswertet, entscheidend. Für die Analyse der Daten aus dem Jahr 2012 wird die Unsicherheit aus dem Vergleich von mehreren Monte-Carlo Generatoren bestimmt (vgl. Kapitel 6.6). Diese Methode ist insofern problematisch, dass die Unterschiede zwischen Monte-Carlo Simulationen und nicht diejenigen zwischen Daten und Monte-Carlo betrachtet werden. Der Vorteil der hier vorgestellten Methode ist, dass genau dieser Vergleich gemacht wird. Zusätzlich wird erwartet, dass die aus dieser Analyse kommenden Unsicherheiten kleiner sind, als die aus dem aktuell verwendeten Ansatz.

Die Ergebnisse aus dieser Analyse gehen nicht in die Analyse der Daten aus dem Jahr 2012 mit ein, sondern werden zur Validierung verwendet.

7.1 Vorgehen

Diese Studie wird aufgrund der höheren integrierten Luminosität mit dem Datensatz der Analyse 2012 durchgeführt. Die Daten aus 2011 werden anschließend als Vergleich herangezogen. Es werden nur die $e\mu$ - und μe -Kanäle, aufgrund hohen des Z+Jets Beitrags¹ in den ee - und $\mu\mu$ -Kanälen, verwendet.

Als Ausgangspunkt für diese Analyse wird die in Kapitel 6.5.5 beschriebene WW-0-Jet-Kontrollregion verwendet. Das heißt es sind die gleichen Schnitte wie in der 0-Jet-Signalregion angewendet worden, bis auf, dass der $\Delta\phi_{ll}$ -Schnitt weggelassen - und der $m_{ll} < 50$ GeV-Schnitt durch $m_{ll} > 80$ GeV - ersetzt wurde. Alle in diesem Kapitel gezeigten Abbildungen zeigen die Verteilungen nach dem die Schnitte der WW-0-Jet-Kontrollregion angewendet worden sind. Die Untergründe werden ebenfalls wie in der im Kapitel 6 beschriebenen Analyse abgeschätzt. Der W+Jets-Untergrund wird vollständig aus Daten bestimmt, der Top-Untergrund wird auf Daten normiert. Für die restlichen Prozesse wird die Vorhersage der Monte-Carlo Simulation verwendet. Da in diesem Kapitel explizit nur der Standardmodell WW-Prozess mit den Daten verglichen wird, bezieht sich die Bezeichnung Untergrund, wenn

¹Bei einer totalen Untergrunderwartung von 1020 für die Summe aus den ee - und $\mu\mu$ -Kanälen in der WW-0-Jet-Kontrollregion, werden 471 ± 4 Ereignisse aus WW erwartet und 331 ± 30 aus Z+Jets.

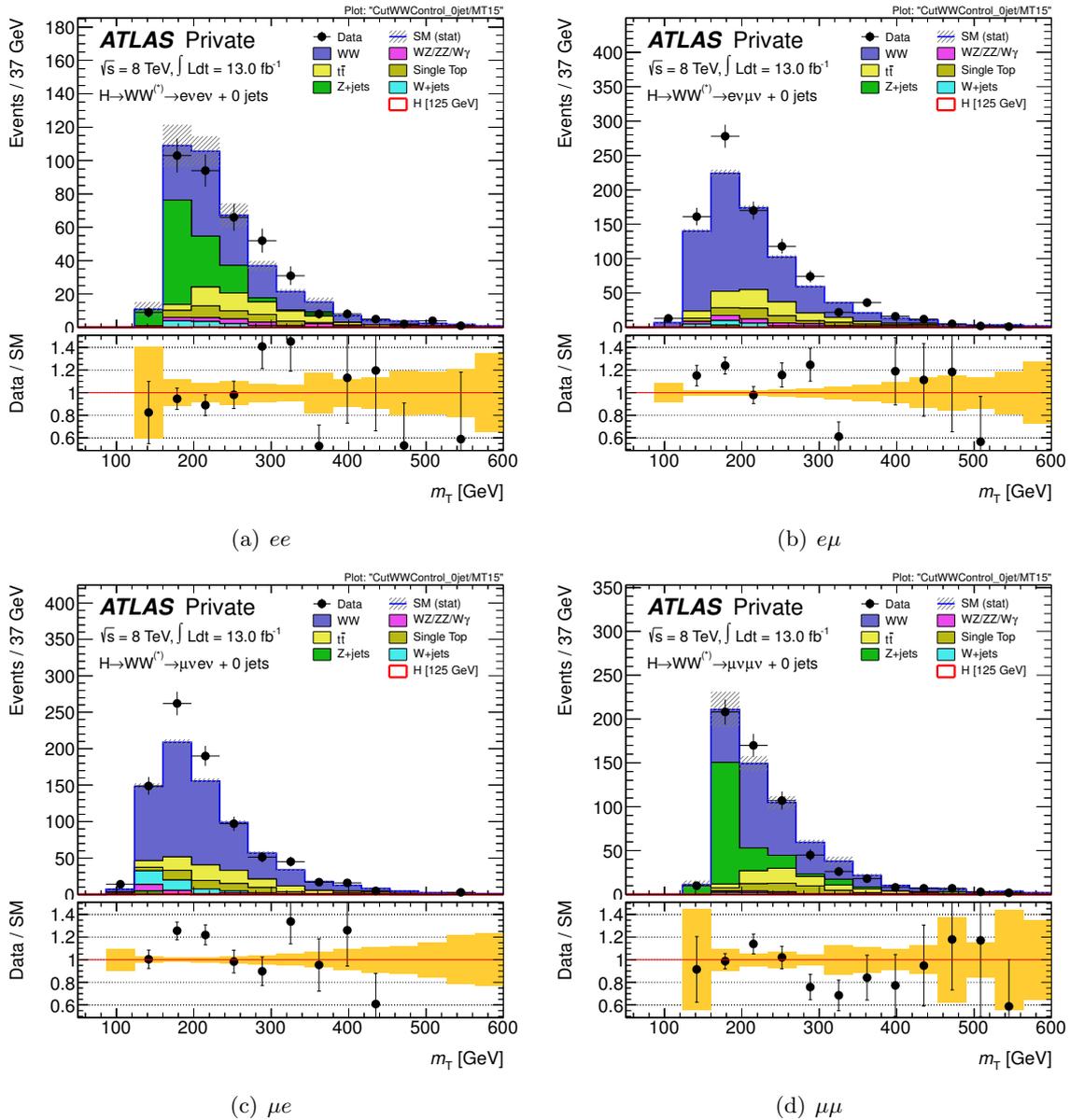


Abbildung 7.1: Die m_T -Verteilung, aufgespalten nach Leptonenkanälen: ee in (a), $e\mu$ in (b), μe in (c) und $\mu\mu$ in (d), nach dem die im Text beschriebenen Untergrundabschätzung und Schnitte der WW-0-Jet-Kontrollregion angewendet wurden. Für die Selektion der ee - und $\mu\mu$ -Ereignisse wurden die zusätzliche Schnitte, wie in 2011: $m_{ll} > 12$ GeV, $|m_Z - m_{ll}| > 15$ GeV und $E_{T,rel}^{miss} > 45$ GeV, angewendet. Die Fehlerbalken der Datenpunkte zeigen die statistischen Unsicherheiten der Daten und die schattierte Fläche die des Monte-Carlo, an.

nicht anders vermerkt, auf die Summe der anderen Prozesse: Top, W+Jets und Z+Jets, $W\gamma/WZ/ZZ$.

Abb. 7.1 zeigt die m_T -Verteilungen, aufgespalten in die einzelnen Leptonenkanäle. Die Analyse wird mit der Summe der $e\mu$ - und μe -Kanäle der m_T -Verteilungen durchgeführt. Ihre Übereinstimmung mit den Daten wird überprüft, nachdem der Untergrund in den einzelnen Histogrammeinteilungen von den Daten subtrahiert wird. Da auf die Anzahl der Ereignisse unabhängig von dieser Analyse normiert wird, betrachtet man das Verhältnis zwischen der Monte-Carlo Vorhersage für den WW-Untergrund und den Daten, nachdem der Untergrund

subtrahiert wurde. An gewonnene Verhältnisdiagramm wird eine Gerade angepasst. Im Falle einer korrekten Beschreibung der Form der Daten-Verteilung durch das Monte-Carlo, erwartet man einen mit null verträglichen Steigungskoeffizienten; bei einer Abweichung hingegen wird in erster Näherung eine von null verschiedene Steigung erwartet. Es wird sich auf die Anpassung einer Geraden beschränkt, da zum einen keine Notwendigkeit für Polynome höherer Ordnung aus den Daten erkennbar ist und zum anderen könnten aufgrund der hohen statistischen Unsicherheit keine signifikanten Parameter höherer Ordnung bestimmt werden.

Um die Auswirkung der experimentellen Unsicherheiten zu berücksichtigen, wird das Monte-Carlo entsprechend modifiziert, zum Beispiel durch Variation der Jet-Energie-Skala, um eine Standardabweichung nach oben und unten. Anschließend wird mit dem neuen Datensatz die Steigung bestimmt.

Als Ergebnis erhält man die Steigung aus dem Verhältnis zwischen Daten und Monte-Carlo, um die das Monte-Carlo gegebenenfalls umgewichtet werden könnte. Die statistische Unsicherheit ergibt sich aus der Unsicherheit auf den Parameter aus der Geradenanpassung. Als systematische Unsicherheit werden die Differenzen zwischen dem nominellen Wert der Geraden-Anpassung und den Ergebnissen aus den einzelnen Variationen verwendet. Als systematische Fehlerquellen wurden folgende sogenannte Variationen berücksichtigt:

- Jet-Energie-Skala
- Jet-Energie-Auflösung
- Top-Untergrund Normierungsfaktor
- Vergleich zwischen MC@NLO und dem POWHEG Monte-Carlo Generator

7.2 Analyse

Abb. 7.2(a) zeigt die summierten m_T -Verteilungen der $e\mu$ - und μe -Kanäle in der WW-0-Jet-Kontrollregion für den Datensatz des Jahres 2012. Abb. 7.2(b) zeigt die gleiche Verteilung, nachdem die Untergründe aus Monte-Carlo und Daten subtrahiert wurden. Nachdem die Untergründe von den Daten subtrahiert wurden, wird das Verhältnis aus Daten / WW-Untergrund bestimmt. Die statistischen Unsicherheiten hierfür werden mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung bestimmt. Die statistischen Unsicherheiten σ für Daten und Monte-Carlo wird aus N erwarteten bzw. gemessenen Ereignissen bestimmt: $\sigma = \sqrt{N}$. In den Fälle, in denen die Anzahl der Ereignisse in Daten gleich null ist, wird die Daten-Unsicherheit aus der Anzahl der erwarteten Ereignisse bestimmt.

Das Verhältnis zwischen Daten und dem WW-Untergrund ist in Abb. 7.3 dargestellt. An die Datenpunkte wurde eine konstante und eine Gerade angepasst. Die Gerade ist mit einem $\chi^2/d.o.f.$ Wert von 1.1 besser mit den Daten verträglich als die Konstante mit 1.6. Als Steigungsparameter der Geraden erhält man $-1.8 \pm 0.7 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{GeV}}$. Die Steigungsparameter, die nach Anwendung der einzelnen systematischen Variationen bestimmt wurden, sind in Abb. 7.6 dargestellt und in Tabelle 7.1 zusammengefasst.

Der Einfluss der Anzahl der Einteilungen in den Histogrammen auf das Ergebnis wurde untersucht, indem die Steigung für alle Variationen mit 10 bis 20 Einteilungen bestimmt wurde und die Ergebnisse in ein Histogramm eingetragen wurden. Abb. 7.4 zeigt diese Häufigkeitsverteilung. Für die nominellen Werte der Steigungsparameter wurden Histogramme mit 15 Einteilungen verwendet. Diese Ergebnisse sind für alle Variationen innerhalb der statistischen Unsicherheiten mit den Mittelwerten der Histogramme verträglich.

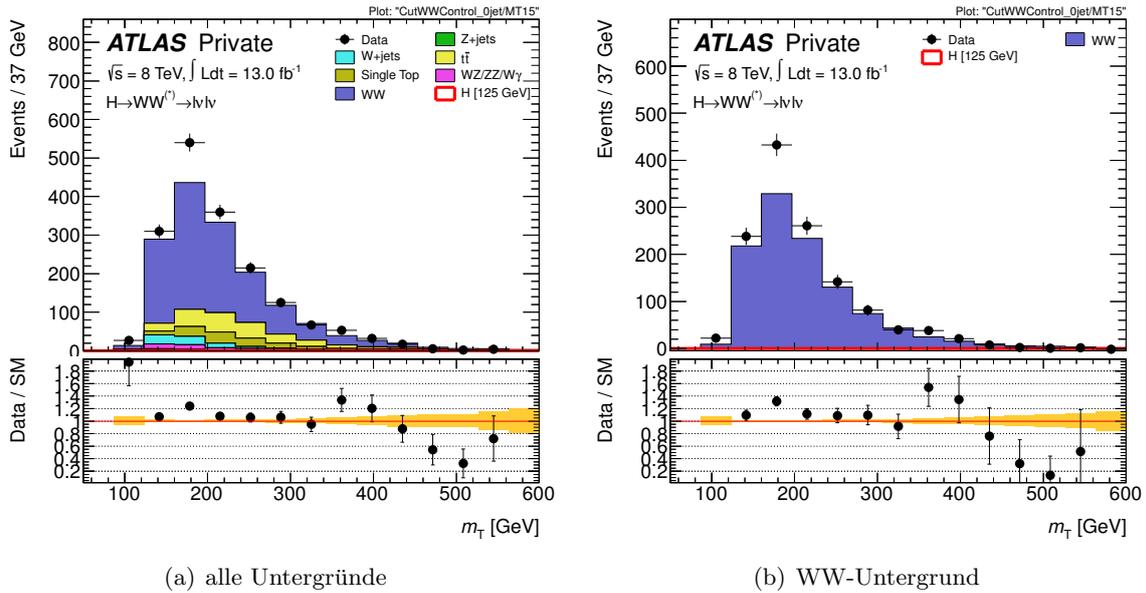


Abbildung 7.2: m_T Verteilung der $e\mu/\mu e$ -Leptonenkanäle in der WW-0-Jet-Kontrollregion. Abb. (a) zeigt die vollständige Untergrundzusammensetzung und Abb. (b) nur den WW-Prozess. Hier wurden die restlichen Untergründe von der Daten-Verteilung subtrahiert. Es wurden die Untergrundabschätzung und die Selektion der im Text beschriebenen WW-0-Jet-Kontrollregion durchgeführt.

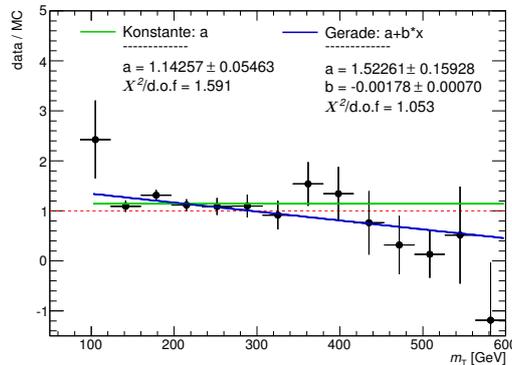


Abbildung 7.3: Resultate der Geradenanpassung, an das Daten / WW-Untergrund Verhältnis, in der WW-0-Jet-Kontrollregion, mit der im Text beschriebenen Selektion. Die Ergebnisse für den Datensatz 2012 dargestellt. Zusätzlich zur Gerade ist als Vergleich eine Konstante angepasst wurden. Die mit jeweils angepassten Parameter, Unsicherheiten und $\chi^2/\text{d.o.f.}$ Werte sind in den Abb. dargestellt.

Als systematische Unsicherheit auf die Jet-Energie-Auflösung (JER) wurde die Differenz zwischen der Steigung der Variation und des nominellen Wertes als symmetrische Unsicherheit von $\pm 0.11 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{GeV}}$ verwendet. Für die Jet-Energie-Skala (JES) erhält man für Variation hoch $-0.04 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{GeV}}$ und runter $-0.17 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{GeV}}$, hier wird der größere Wert als symmetrische Unsicherheit verwendet. Die Unsicherheit durch den Normierungsfaktor auf den Top-Untergrund wird dadurch behandelt, dass dieser um die Unsicherheit hoch und runter skaliert wird und ergibt $-0.06 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{GeV}}$ und $+0.33 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{GeV}}$. Auch hierfür wird der größere Wert als symmetrische Unsicherheit verwendet. Der resultierende Steigungsparameter b , inklusive aller

Variation	Steigungsparameter	$\frac{10^{-3}}{\text{GeV}}$
Nominell	-1.78 ± 0.70	
JER Up	-1.89 ± 0.71	
JES Up	-1.82 ± 0.72	
JES Down	-1.95 ± 0.69	
Top Up	-1.84 ± 0.61	
Top Down	-1.45 ± 0.59	
MC@NLO	-1.88 ± 0.63	

Tabelle 7.1: Tabelle mit den Steigungsparametern, aus dem Daten/WW-Untergrund Verhältnis in der WW-0-Jet-Kontrollregion, für den nominellen Wert und die betrachteten systematischen Variationen. Der Parameter für den Monte-Carlo Generator MC@NLO ist als Vergleich aufgeführt.

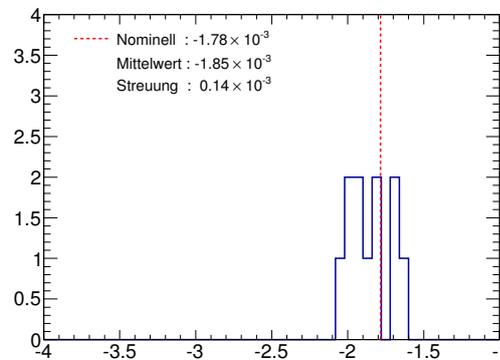


Abbildung 7.4: Die Häufigkeitsverteilung der Steigungsparameter, aus dem Daten/WW-Verhältnis in der WW-0-Jet-Kontrollregion, für unterschiedlich große Intervalleinteilungen. Der m_T Bereich zwischen 50 GeV und 600 GeV wurde in 10 bis 20 Intervalle für die Geradenanpassung eingeteilt. Die Häufigkeitsverteilung zeigt eine mit der statistischen Unsicherheit verträgliche Breite, so wie Verträglichkeit mit dem nominellen Wert der mit 15 Einteilungen erstellt wurde.

Unsicherheiten ist somit

$$b = -1.78 \pm 0.70(\text{stat}) \pm 0.38(\text{syst}) \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{GeV}}.$$

Die Differenz für den Steigungsparameter zwischen dem nominellen Monte-Carlo Generator für den WW-Untergrund (POWHEG) und MC@NLO beträgt $-0.10 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{GeV}}$, wird lediglich als Vergleich betrachtet und fließt nicht in die Berechnung der totalen Unsicherheit mit ein, da es an sich keine Unsicherheit für den WW-Untergrund in dem hier betrachteten Sinne darstellt.

Das Gleiche vorgehen wie für den Datensatz 2012 wurde für den Datensatz 2011 durchgeführt. Die Geradenanpassung hierfür ist in Abb. 7.7 dargestellt. Der Steigungsparameter b für den Datensatz 2011 beträgt $b = 0.05 \pm 1.10(\text{stat}) \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{GeV}}$ und ist mit null verträglich. Dieses Ergebnis lässt sich nicht mit dem aus dem Datensatz 2012 kombinieren, da der verwendete Monte-Carlo Generator MC@NLO war, während es für 2012 POWHEG war. Vergleicht man diesen Wert mit dem der MC@NLO Vorhersage für 2012 ($b = -1.88 \pm 0.63 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{GeV}}$),

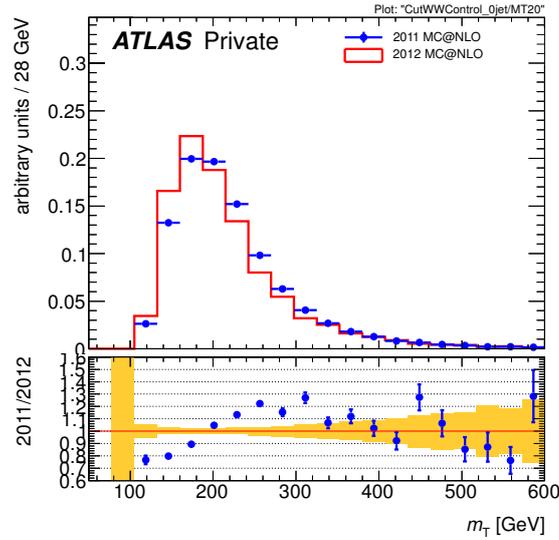


Abbildung 7.5: Die auf eins normierte m_T -Verteilung des WW-Prozesses für 2011 ($\sqrt{s} = 7$ TeV) und 2012 ($\sqrt{s} = 8$ TeV), in der WW-0-Jet-Kontrollregion. Die Vorhersagen wurden in beiden Fällen mit dem MC@NLO Generator gewonnen. Für 2011 ist dies der Standard Monte-Carlo-Generator für diesen Prozess, für 2012 wird standardmäßig POWHEG verwendet.

dann beträgt die Differenz $1.83 \pm 1.27 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{GeV}}$. Damit sind die beiden Parameter innerhalb von 1.44 Standardabweichungen miteinander vereinbar. Es konnte kein 2011-POWHEG zu 2012-POWHEG Vergleich gemacht werden, da für den 2011 Datensatz kein POWHEG-Monte-Carlo zur Verfügung steht. Im 2012 Datensatz liefern die POWHEG- und MC@NLO-Vorhersagen ähnliche Ergebnisse ($-1.78 \pm 70 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{GeV}}$ und $-1.88 \pm 63 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{GeV}}$). Diese gute Übereinstimmung für 2012 legt es nahe, dass die Abweichungen zwischen den Datensätzen der Jahre 2011 und 2012 statistischer Natur sind.

Abb. 7.5 zeigt die auf eins normierte m_T -Verteilung, des WW-Untergrunds, der Monte-Carlo-Generatoren MC@NLO, für 2011 und 2012. Es ist eine deutliche Verschiebung der Maxima sichtbar. Dies ist in erster Linie ein Effekt der höheren Schwerpunktsenergie im Datensatz des Jahres 2012. Dieses Verhalten verdeutlicht warum die Ergebnisse aus den Datensätzen der Jahre 2011 und 2012 nicht ohne weiteres miteinander kombiniert werden können.

7.3 Diskussion der Ergebnisse

Der in der Analyse gewonnene Steigungsparameter $b = -1.78 \pm 0.70(\text{stat}) \pm 0.38(\text{syst}) \cdot 10^{-3}$ zeigt, dass die Form der m_T -Verteilung eine Abweichung zwischen Daten und Monte-Carlo aufweist. Der Steigungsparameter ist ca. 2.5 mal größer als die statistische Unsicherheit und deutet auf einen systematischen Effekt hin. Berücksichtigt man die totale Unsicherheit (stat+syst), so ist die Differenz zu null 2.2σ groß.

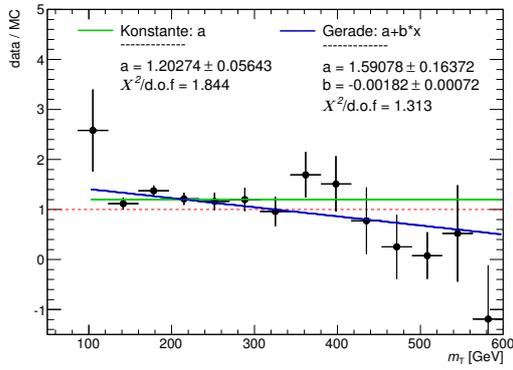
Betrachtet man die Verhältnisse zwischen Daten und WW-Untergrund der m_T -Verteilungen in Abb. 7.6 und 7.3 genauer, stellt man fest, dass die deutlich sichtbare Abweichung erst für große Werte von m_T auftritt. Ab $m_T > 400$ GeV, in dem Bereich, wo man das Signal erwartet ($80 \text{ GeV} < m_T < 140 \text{ GeV}$), treten noch keine deutlichen Abweichungen auf. Geht man jedoch davon aus, dass es sich hierbei um einen Effekt handelt, der erst bei großen Bereichen statistisch signifikant wird, dann muss davon ausgegangen werden, dass es ebenfalls einen Einfluss auf den unteren m_T Bereich hat, der aufgrund der statistischen Limitierung der Daten nicht sichtbar ist.

Die Ergebnisse aus dem Datensatz 2011 wurden mit einem anderen Monte-Carlo Generator und mit einer deutlich kleineren integrierten Luminosität gewonnen. Eine Kombination der Datensätze 2011 und 2012 ist nicht ohne Weiteres möglich. Vergleicht man jedoch die MC@NLO-WW-Vorhersage für 2011 und 2012, so sind diese innerhalb 1.44 Standardabweichungen miteinander verträglich. Da Steigungsparameter, die aus der MC@NLO- und POWHEG-WW-Vorhersage gewonnen wurden, für 2012 miteinander verträglich sind, ist kein abweichendes Verhalten für 2011 von 2012 sichtbar.

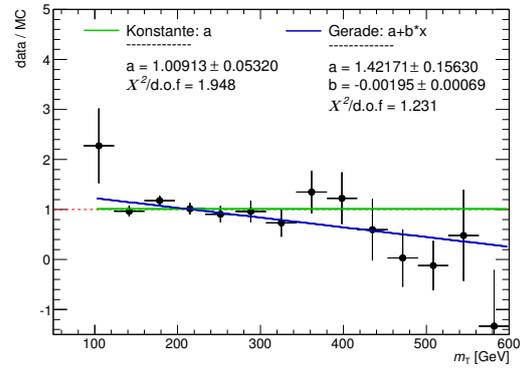
Eine Möglichkeit die beobachtete Unsicherheit in das Endergebnis der Hauptanalyse in Kapitel 6 einfließen zu lassen wäre, dass man die m_T -Verteilung entsprechend der hier gewonnenen Steigungsparameter umgewichtet und die Änderung des Parameters um eine Standardabweichung hoch und runter als zusätzliche Variation, anstelle der aktuellen Methode verwendet, um die Unsicherheiten für die Ausschlussgrenze zu bestimmen.

7.4 Zusammenfassung

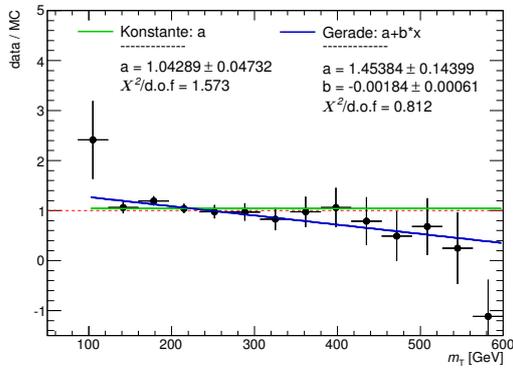
Die Übereinstimmung zwischen der m_T -Verteilung des WW-Untergrundes in Monte-Carlo und Daten wurde überprüft. Als Maß für die Abweichung wurde in erster Näherung die Steigung des Verhältnisses in der Verteilung Daten/Monte-Carlo bestimmt. Der für die Steigung bestimmte Wert ist mit $-1.78 \pm 0.70(\text{stat}) \pm 0.38(\text{syst}) \cdot 10^{-3}$ nicht innerhalb der statistischen Unsicherheiten mit null verträglich und deutet auf einen systematischen Effekt hin, der berücksichtigt werden sollte. Der Steigungsparameter lässt sich auch nicht über die systematische Unsicherheit mit null vereinbaren. Unter Berücksichtigung der totalen Unsicherheiten (stat+syst) ist ein 2.2σ Effekt sichtbar. Eine Möglichkeit diese Effekte für die $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ Analyse zu berücksichtigen wurde ebenfalls vorgestellt.



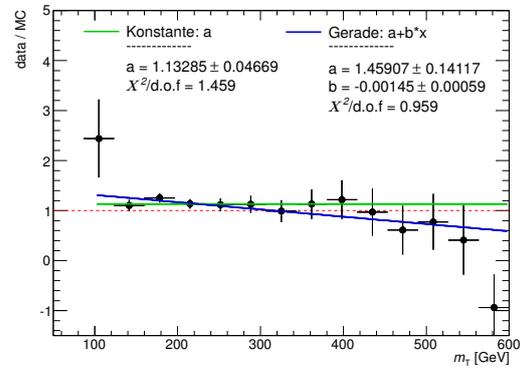
(a) JES up



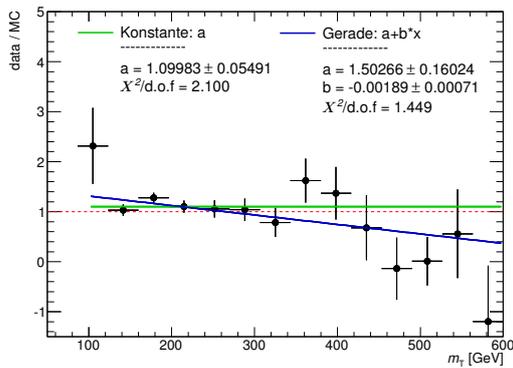
(b) JES down



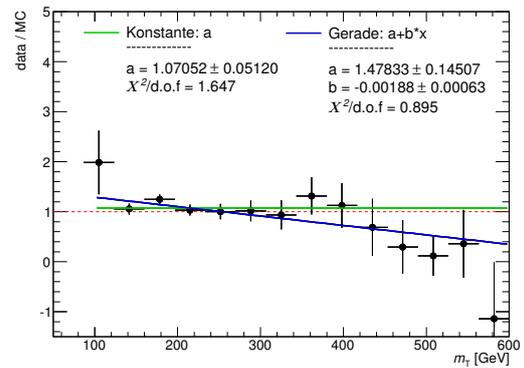
(c) top up



(d) top down



(e) JER up



(f) MC@NLO

Abbildung 7.6: Geraden-Anpassungen für die systematischen Variationen des Untergrundvergleichs Daten / WW-Untergrund in der WW-0-Jet-Kontrollregion. Abb. (a) zeigt die Anpassung für die Variation der Jet Energie-Skala um eine Standardabweichung nach oben und (b) nach unten. Die Ergebnisse in (c) wurden durch Skalieren des Top-Normierungsfaktors um eine Standardabweichung nach oben und (d) entsprechend nach unten erstellt. Der Einfluss der Änderung des Jet-Energie-Auflösungsparameters ist in (e) dargestellt. Die Änderung des WW-Monte-Carlo Generators von POWHEG auf MC@NLO ist in (f) dargestellt.

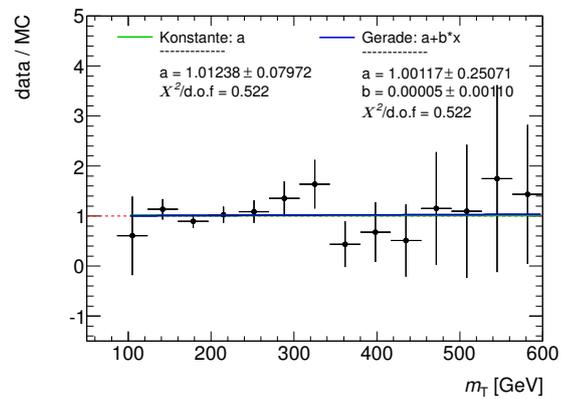


Abbildung 7.7: Resultate der Geradenanpassung, an das Daten / WW-Untergrund Verhältnis, in der WW-0-Jet-Kontrollregion, mit der im Text beschriebenen Selektion. Die Ergebnisse für den Datensatz 2011 dargestellt. Zusätzlich zur Gerade ist als Vergleich eine Konstante angepasst worden. Die mit jeweils angepassten Parameter, Unsicherheiten und $\chi^2/d.o.f.$ Werte sind in den Abb. dargestellt.

Wie im Kapitel 6 gezeigt, ist der WW-Untergrund einer der wichtigsten Untergründe für den $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ Zerfall. Für eine genauere Abschätzung wird dieser in einer Kontrollregion normiert. Bei der WW-Kontrollregion im 1-Jet-Kanal tritt das Problem auf, dass diese große Beimischungen von anderen Untergründen, mit großen Unsicherheiten, enthält. Diese Beiträge vergrößern die Unsicherheit auf den gewonnen Normierungsfaktor und somit auf die Anzahl der erwarteten WW-Ereignisse in der Signalregion. Die m_T -Verteilung der Untergründe in dieser Kontrollregion ist in Abb. 8.1 und die relative Untergrundzusammensetzung in Tabelle 8.1 dargestellt. Der Untergrundzusammensetzung ist zu entnehmen, dass der Top-Untergrund in dieser Kontrollregion den größten Anteil, neben dem WW-Untergrund, hat. Trotz einer Top-Kontrollregion (vgl. Kapitel 6.5.4) mit einer sehr hohen Reinheit, sind die Unsicherheiten auf diesen Untergrund sehr groß¹.

Es wird im Folgenden versucht, eine WW-Kontrollregion mit einer höheren Reinheit zu finden. Dies könnte es erlauben, den WW-Untergrund aufgrund eines geringeren Top-Beitrags genauer zu bestimmen. Diese höhere Genauigkeit sollte sich in einer verbesserten Sensitivität auf das Higgs-Boson zeigen. Eine Verbesserung der Sensitivität bedeutet in diesem Zusammenhang, dass ein besserer Ausschluss des Wirkungsquerschnitts- und Massen-Parameter-raums möglich sein sollte. Außerdem wird auch die Beschreibung der Daten durch das Monte-Carlo des WW-Untergrund überprüft.

Als Erstes wird das Vorgehen, bei dieser Analyse, im Unterkapitel 8.1 beschrieben. Anschließend wird in Unterkapitel 8.2 die Analyse beschrieben. Unterkapitel 8.3 führt die Ergebnisse der Analyse auf und diskutiert diese. Eine abschließende Zusammenfassung befindet sich in Unterkapitel 8.4.

8.1 Vorgehen

Mit dem Ziel die Reinheit in der in Kapitel 6.5.5 beschriebenen WW-Kontrollregion zu erhöhen wird versucht den größten Beitrag der nicht vom WW-Untergrund kommt zu reduzieren. Im diesem Fall ist das der Top-Untergrund, der einen großen Anteil liefert. Die anderen Prozesse sind mit nur kleinen Anteilen vertreten. Deswegen wird sich darauf konzentriert den Top-Beitrag zu reduzieren. Um die Beiträge aus der WW- und Top-Produktion voneinander zu trennen, wird nach Größen gesucht in denen sich diese zwei physikalische Prozesse unterscheiden. Da es sich in der WW-1-Jet-Kontrollregion um einen sehr für das Higgs-Boson spezifische Signatur handelt, haben die selektierten Ereignisse alle ein sehr ähnliches Verhalten. Somit gibt es keine einzelne Variable die WW und Top klar voneinander trennen kann. Es wird daher eine Multivariate Analysemethode (MVA) verwendet, die sogenannte *Boosted Decision Tree*-Methode (*BDT*), welche eine bessere Trennung unter Berücksichtigung aller von Korrelationen zwischen den Variablen ermöglicht. Anschließend soll mit der Auftrennung durch das BDT eine neue, reinere WW-Kontrollregion definiert und damit die erwartete Ausschlussgrenze, für den 1-Jet-Kanal neu bestimmt, werden. Dadurch kann quantifiziert werden wie sich die Sensitivität durch diese Methode ändert.

¹Die relative Unsicherheit auf den Top-Normierungsfaktor im 1-Jet-Kanal beträgt $\pm 30\%$ [18].

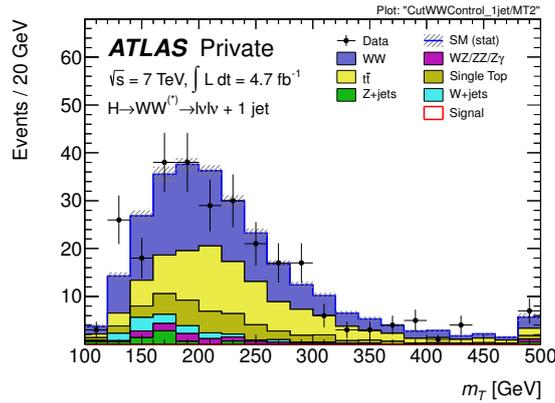


Abbildung 8.1: Die m_T -Verteilung in der, im Text beschriebenen, WW-Kontrollregion im 1-Jet-Kanal. Zur letzten Histogrammeinteilung wurden Ereignisse mit m_T -Werten außerhalb der Skala hinzugefügt. Es sind sowohl die Daten als auch der Untergrund aus dem Datensatz 2011 dargestellt. Die Fehlerbalken der Datenpunkte zeigen die statistische Unsicherheit und die schattierte Fläche die statistische Unsicherheit der Monte-Carlo-Simulation. Der W+Jets-Untergrund wurde aus Daten bestimmt, der Top-Beitrag wurde in der Top-1-Jet-Kontrollregion normiert, die restlichen Untergründe wurden aus der Monte-Carlo-Simulation bestimmt.

WW	$W\gamma/WZ/ZZ$	top	Z+Jets	W+Jets
44.0%	3.4%	45.9%	2.5%	4.0%

Tabelle 8.1: Die relative Zusammensetzung des Untergrunds in der WW-1-Jet-Kontrollregion, für den Datensatz 2011. Zu sehen ist, dass der WW-Untergrund nur ca. 44% ausmacht. Den größten Beitrag aus den anderen Untergründen hat Top mit ca. 46%. Die totale Anzahl der erwarteten Ereignisse beträgt 288 während 270 beobachtet wurden. W+Jets wurde aus Daten bestimmt, Top wurde auf die Top-1-Jet-Kontrollregion normiert, der restlichen Untergründe wurde aus Monte-Carlo bestimmt.

Diese Analyse wird mit dem Datensatz 2011 durchgeführt, welcher einer integrierten Luminosität von $\int L dt = 4.7 \text{ fb}^{-1}$ bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ entspricht. Die Untergrundprozesse werden aus der Monte-Carlo-Simulation bestimmt, außer W+Jets wird aus Daten bestimmt und der Top-Untergrund wird in einer Kontrollregion normiert. Alle Abbildungen in diesem Kapitel zeigen, falls nicht anders vermerkt, die Verteilungen in der WW-1-Jet-Kontrollregion.

8.2 Analyse

8.2.1 Variablen zur Trennung der WW- und Top-Prozesse

Wie bereits erwähnt ist es schwierig Variablen zu finden in denen sich der WW- und Top-Untergrund unterscheidet. Nachdem verschiedene Variablen betrachtet wurden, zeigte die folgende Kombination die besten Resultate, für die Trennung der WW- und Top-Untergründe, mit einem BDT:

- Aplanarität
- Sphärizität
- Thurst

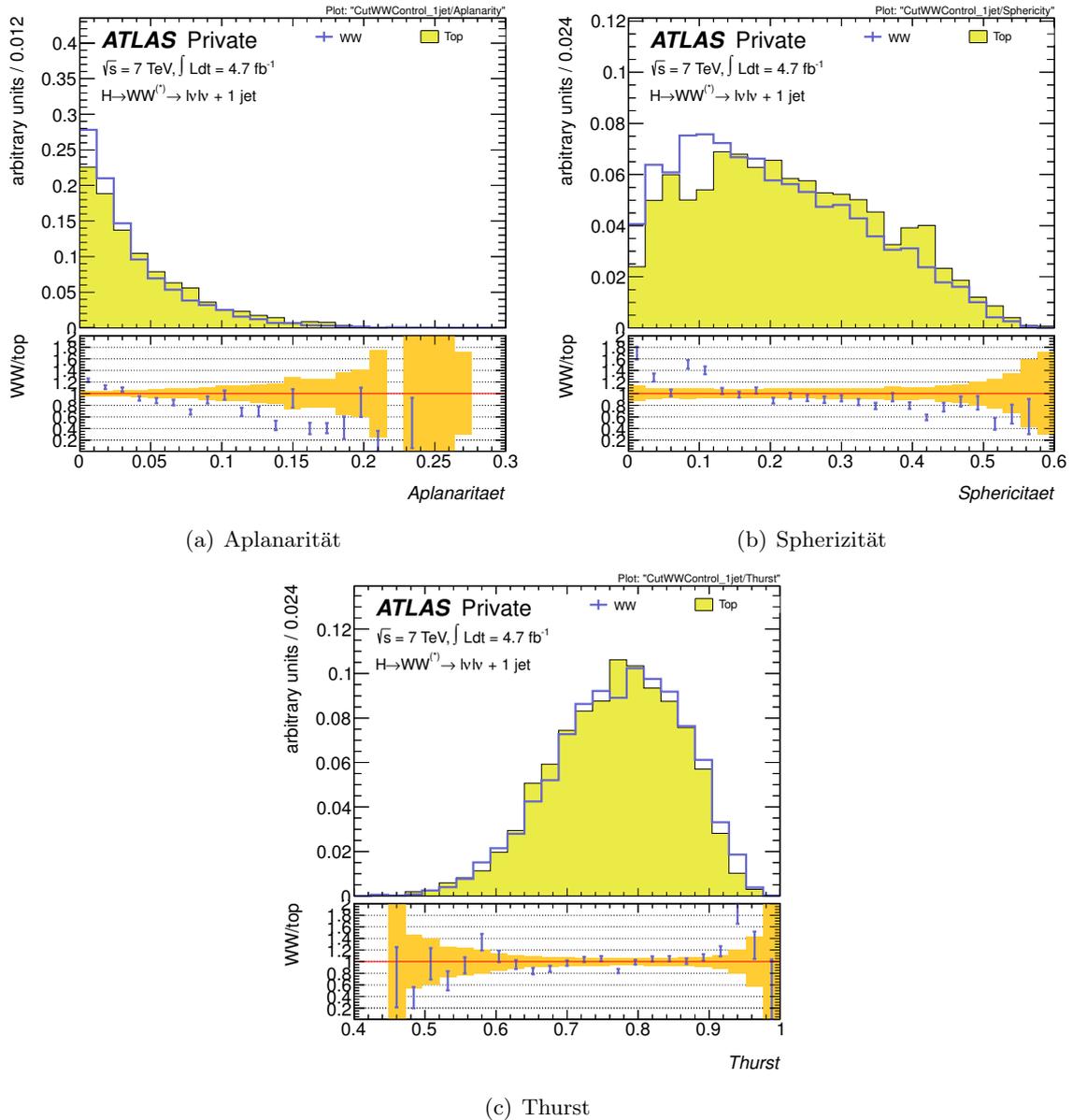


Abbildung 8.2: Eingangsvariablen für die multivariate Analyse. Gezeigt sind die Aplanarität (a), die Sphärität (b), Thurst (c) in der WW-1-Jet-Kontrollregion, jeweils für die WW- und Top-Untergründe. Für alle Verteilungen ist das Verhältniss des WW- zum Top-Untergrund angegeben. Die beiden Prozesse sind auf eins normiert.

- $m(\text{Jet, leading-Lepton})$
- $m(\text{Jet, subleading-Lepton})$
- p_T^{tot}
- p_T^{sum}

Um die Variablen Aplanarität und Sphärität zu bestimmen wird der Impulstensor M von den n untersuchen Objekten berechnet, der wie folgt definiert ist:

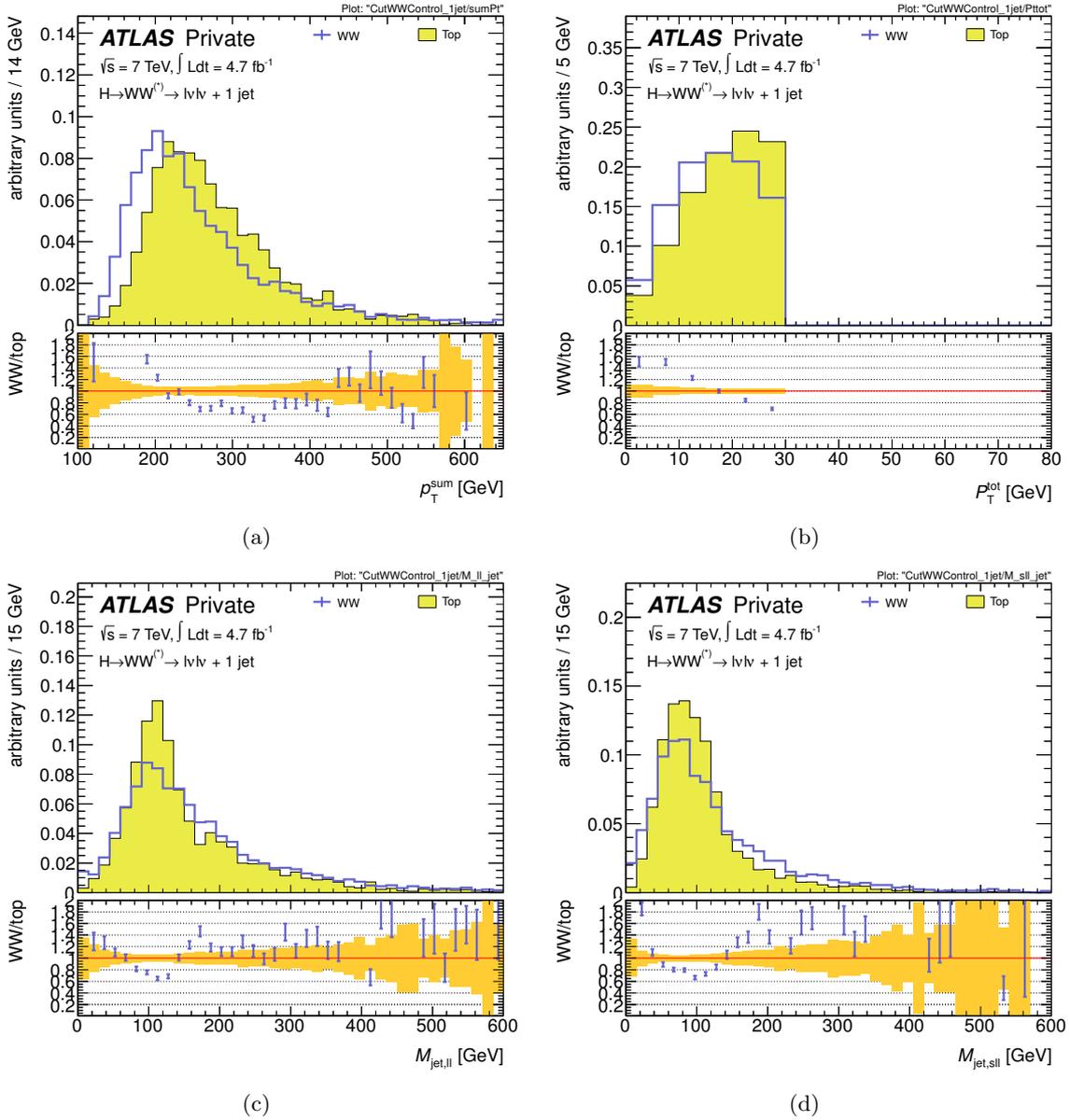


Abbildung 8.3: Eingangsvariablen für die multivariate Analyse. Gezeigt sind die skalare Summe transversalen Impulse p_T^{sum} (a), Betrag der vektoriellen Summe transversalen Impulse p_T^{tot} (b), die invariante Masse des Jet-leading-Lepton-Systems (c) und die des Jet-subleading-Lepton-Systems (d) in der WW-1-Jet-Kontrollregion, jeweils für die WW- und Top-Untergründe. Für alle Verteilungen ist das Verhältniss des WW- zum Top-Untergrund angegeben. Die beiden Prozesse sind auf eins normiert.

$$M = \sum_i^n \begin{pmatrix} p_{xi}^2 & p_{xi}p_{yi} & p_{xi}p_{zi} \\ p_{yi}p_{xi} & p_{yi}^2 & p_{yi}p_{zi} \\ p_{zi}p_{xi} & p_{zi}p_{yi} & p_{zi}^2 \end{pmatrix}.$$

Die Variablen $p_{x/y/z,i}$ Bezeichnen die $x/y/z$ Komponente des Objektes i , wobei die Summation über die beiden Leptonen, den Jet und die fehlende transversale Energie erfolgt. Für die z -Komponente der fehlenden transversalen Energie wird null angenommen, da hier keine weiteren Informationen vorhanden sind. Aus dieser Matrix werden anschließend die Eigenwerte

berechnet, der Größe nach geordnet und normiert, so dass $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$ und $\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1$ gilt. Die Sphärizität wird aus den Eigenwerten λ_i mit der Formel

$$S = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3)$$

berechnet. Der dafür mögliche Wertebereich ist $0 \leq S \leq 1$. Die Aplanarität wird mit

$$A = \frac{3}{2}\lambda_3$$

berechnet und liegt im Wertebereich $0 \leq A \leq 0.5$. Thurst wird mit der Formel

$$T = \max_{\hat{n}} \frac{|\sum_i p_i \cdot \hat{n}|}{\sum_i p_i},$$

mit dem Einheitsvektor \hat{n} , berechnet und der mögliche Wertebereich umfasst $0 \leq T \leq 1$. Die Sphärizität beschreibt wie sphärisch ein Ereignis ist, die Aplanarität ob die Objekte in einer Ebene liegen bzw. homogen verteilt sind und Thurst die Projektion der Impulskomponenten auf den Impulseigenvektor mit der größten Komponente.

Die Variablen $m(\text{Jet}, \text{leading-Lepton})$ und $m(\text{Jet}, \text{subleading-Lepton})$ beschreiben die invariante Masse von dem Jet und dem leading-Lepton bzw. dem subleading-Lepton ($m(p_1, p_2) = \sqrt{(p_1^0 + p_2^0)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2}$). Die Variable p_T^{tot} ist der Betrag aus der vektoriellen Summe und p_T^{sum} ist die skalare Summe der transversalen Impulse der beiden Leptonen, dem Jet und der fehlenden transversalen Energie.

Diese Variablen sind in Abb. 8.2 und 8.3, für die auf eins normierten WW- und Top-Prozesse, dargestellt.

8.2.2 Die Multivariate Analyse Methode Boosted Decision Tree

Die im vorangegangenen Unterkapitel beschriebenen Variablen werden nun mit einer MVA Methode zu einem einzelnen Klassifizierer kombiniert, der eine bessere Trennung zwischen WW- und Top-Untergrund ermöglicht, als mit einer der einzelnen Variable.

Es wird die sogenannte *Boosted Decision Tree* (BDT) Methode (aus Ref. [88]) verwendet. Die Funktionsweise des BDT soll in diesem Unterkapitel beschrieben werden, bevor im nächsten auf die konkrete Anwendung eingegangen wird.

Bei der BDT-Methode handelt es sich um eine Kombination aus *Decision Tree* (engl. für Entscheidungsbaum) und *Boosting*. Dabei werden zuerst viele Decision Trees trainiert um zwischen einem Signal und Untergrund zu unterscheiden. Die einzelnen Decision Trees werden nach dem sie trainiert wurden mit Hilfe des Boosting kombiniert und ihre Ausgabe wird in einen Klassifizierer umgerechnet. Im Folgenden wird dieser Wert als BDT-Variable bezeichnet. In diesem Unterkapitel werden zuerst die Funktionsweise und Training der Decision Trees betrachtet, dann das Boosting und anschließend die Eigenschaften der Kombination zum BDT diskutiert.

Decision Tree

Ein Decision Tree ist ein binärer Klassifizierer mit einer Baumstruktur. Abb. 8.4 zeigt ein Beispiel für solch einen Decision Tree. Es werden wiederholt ja/nein Entscheidungen getroffen, um zwischen Signal und Untergrund zu unterscheiden. Das *Training* bezeichnet den Prozess, bei dem ein Decision Tree erstellt wird. Es werden zwei Datensätze benutzt, ein Signal- und ein Untergrund-Datensatz. Es wird ein Ursprungsknoten gebildet, an dem unter Betrachtung aller Variablen, ein Schnitt auf die Variable mit der signifikantesten Diskriminierung zwischen

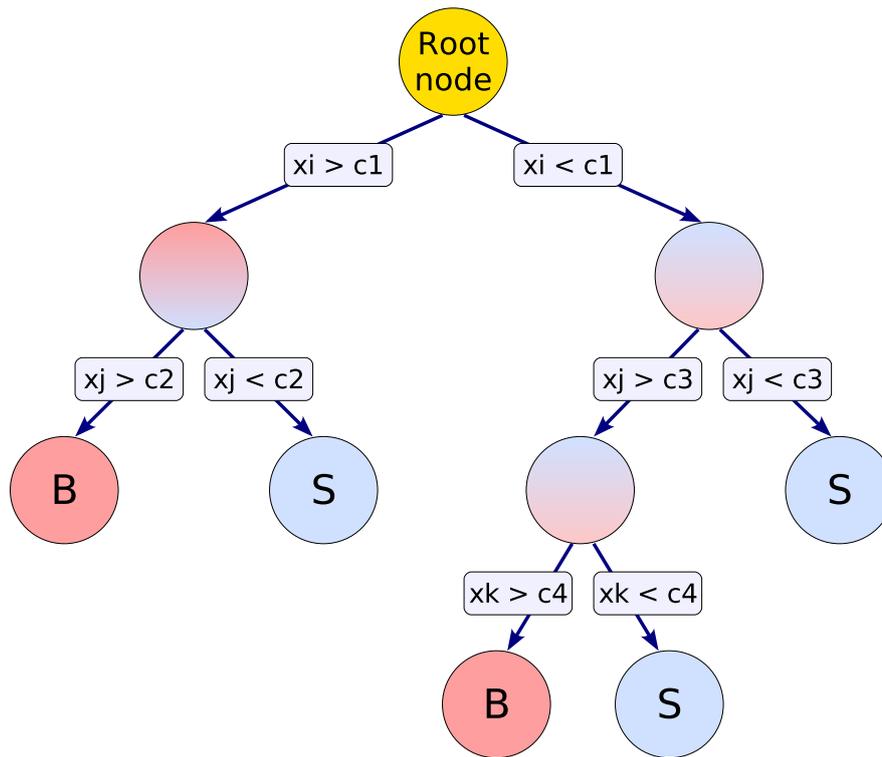


Abbildung 8.4: Schematische Darstellung eines Decision Trees. Ausgehend vom ersten Knotenpunkt werden nacheinander Entscheidungen an den einzelnen Knoten getroffen, welche die Daten in Signal und Untergrund aufspalten sollen. Dabei wird pro Knotenpunkt jeweils nur die Variable betrachtet, welche die beste Trennung ermöglicht. Dabei können auf einzelne Variablen mehrere und auf andere keine Schnitte angewendet werden. In den Endknotenpunkten wird dann entschieden ob es sich um ein Signal- oder Untergrund-Ereignis handelt.

Untergrund und Signal durchgeführt wird. Anschließend werden, basierend auf dem ersten Knoten, iterativ weitere gebildet, bis ein Abbruchkriterium erreicht ist. Als Abbruchkriterium wird in der Regel eine Signifikanz auf die Schnitteffizienz verwendet. Das bedeutet, dass keine Schnitte durchgeführt werden sollen, wenn sie eine vorher definierte Grenze, auf die statistische Signifikanz der selektierten Ereignisse, unterschreiten.

Durch die Entscheidungen des Decision Tree wird der Phasenraum in Untergrund- und Signal-Bereiche eingeteilt. Da es sich bei dem Decision Tree um eine Aneinanderreihung von Schnitten auf die Einzelnen Variablen handelt, können diese als automatisch optimierte schnittbasierte Ereignis-Selektion interpretiert werden. Während bei einer schnittbasierten Selektion nur ein Hyperkubus aus dem Phasenraum als Signalbereich verwendet wird, wird beim Decision Tree der Phasenraum in viele Hyperkuben aufgespalten die Signalartige Ereignisse enthalten.

Ein Nachteil der Decision Trees ist ihre Instabilität unter statistischen Fluktuationen (*over-training*) auf die Trainings-Ereignisse. Zum Beispiel können durch Fluktuationen einzelner Variablen nicht optimale Schnitte ausgewählt werden, durch die die folgende Selektion wiederum nicht optimal ist. Dies geschieht zum Beispiel wenn das Abbruchkriterium so gewählt wurde, dass statistisch nicht signifikanten Schnitte festgelegt werden. Es kann passieren, dass der Decision Tree die Schnitte so ansetzt, dass sie einzelne Ereignisse selektieren. Anschließend ist er dann nicht mehr in der Lage, einen Test-Datensatz korrekt zuzuordnen weil die Schnitte nur genau die Trainings-Ereignisse selektieren.

Boosting

Das Boosting ist ein Mittelungsverfahren bei dem viele ja/nein Entscheidungen, gewichtet nach ihrer Aussagekraft, in einem Klassifizierer zusammengefasst werden. Es wird oft verwendet, um viele *schwache* Klassifizierungsgrößen zu einer aussagekräftigeren zu kombinieren. Die einfachste Methode des Boosting ist das *Adaptive Boost*. Hierbei werden die Eingangsklassifizierer durch Funktionen der Form $h(x) = \pm 1$ beschrieben. Diese werden mit ihrer Klassifizierungsfehlerrate $\alpha = \frac{1-err}{err}$, wobei *err* für die Fehleinschätzungsrate steht, gewichtet und mit der Funktion $y_{Boost}(x) = \frac{1}{N} \cdot \sum_i^N \ln(\alpha_i) \cdot h_i(x)$ und zu einer Ausgangsvariable $y_{Boost}(x)$ summiert (kombiniert). In dieser Analyse wird die *gradient boost* Methode verwendet, welche eine Modifikation der Adaptive Boost Methode darstellt. Sie ist stabiler gegenüber Ausreißern und gegenüber statistischen Fluktuationen.

Kombination von Decision Trees und Boosting

Die Instabilität der Decision Trees gegenüber statistischen Fluktuationen wird dadurch ausgeglichen, dass nicht ein Decision Tree verwendet wird, sondern gleich mehrere, ein sogenannter *Decision Tree Forest*. Für die unterschiedlichen Decision Trees werden dabei bestimmte Trainings-Ereignissen unterschiedlich stark gewichtet. Durch die große Anzahl an verwendeten Decision Trees geht die einfache Interpretation als schnittbasierte Selektion verloren. Es ist aber immer noch möglich, an Hand von einigen wenigen Decision Trees einen groben Überblick über die Trennung zu bekommen.

Die vielen Decision Trees werden anschließend mit dem Boosting zu einem Klassifizierer kombiniert, dieser hat nun eine höhere Aussagekraft als die einzelnen Decision Trees und ist stabiler unter statistischen Fluktuationen. Während ein Decision Tree als Ausgabe -1 für Untergrund und $+1$ für Signal hat, sind beim BDT alle reellen Werte aus dem Intervall $[-1, 1]$ möglich.

8.2.3 Anwendung des BDT

Für das Training des BDT werden nur die Prozesse WW und Top, als Signal und Untergrund berücksichtigt. Um eine fehlerhafte Beschreibung der Daten durch das Monte-Carlo, aufgrund eines möglichen Overtraining zu vermeiden, werden die Datensätze in einen Trainings-Datensatz und einen Test-Datensatz aufgeteilt. Diese Trennung geschieht über die Ereignisnummer, dies ist eine Identifizierungsnummer, die den einzelnen Ereignissen bei der Monte-Carlo-Simulation zugewiesen wurde. Die Ereignisse mit einer geraden Ereignisnummer werden als Trainings-Datensatz verwendet, diejenigen mit einer ungeraden als Test-Datensatz. Bei der Klassifizierung werden anschließend alle Untergründe verwendet, bei den WW- und Top-Prozessen nur der Monte-Carlo-Ereignis-Anteil, auf den nicht trainiert wurde, um systematische Unsicherheiten aufgrund eines Overtraining in der Kontrollregion zu vermeiden. Ein systematischer Effekt aus dem Overtraining kann sich dadurch ergeben, dass die Monte-Carlo-Trainings-Ereignisse zwar richtig zugeordnet werden, die Daten-Ereignisse jedoch nicht, was zu einer falschen Beschreibung der Daten durch Monte-Carlo führt. Die Trennung zwischen Test- und Trainings-Ereignissen wird dadurch realisiert, dass in der Kontrollregion zusätzlich ein Schnitt auf die Ereignisnummer gemacht wird, um zu vermeiden, dass dieser Effekt eintritt. Dabei nutzt man die Tatsache aus, dass es sich beim Test-Datensatz um einen unabhängigen Monte-Carlo-Datensatz handelt, der genau so klassifiziert wird wie die Daten. Um eine konstante Anzahl der durch Monte-Carlo vorhergesagten Ereignisse, nach dem Schnitt auf die Ereignisnummer, zu erhalten, werden diese mit zwei multipliziert. Tabelle 8.2

Schnitt	WW	top
alle Ereignisse	127.7 ± 1.7	123.2 ± 2.6
gerade <i>Ereignisnummer</i> $\times 2$	126.5 ± 2.4	125.5 ± 3.7
ungerade <i>Ereignisnummer</i> $\times 2$	128.9 ± 2.4	120.9 ± 3.5

Tabelle 8.2: Anzahl der WW- und Top-Monte-Carlo-Ereignisse in der WW-1-Jet-Kontrollregion ohne Anforderung an die Ereignisnummer und mit der Anforderung, dass die Ereignisnummer gerade oder ungerade sein soll. Die Anzahl der Ereignisse mit geraden/ungeraden Ereignisnummer wurden mit zwei multipliziert. Dies zeigt, dass es, innerhalb der statistischen Unsicherheiten, gleich viele Ereignisse mit einer geraden- so wie ungeraden Ereignisnummer gibt.

zeigt, dass die so gewonnen Zahlen innerhalb der statistischen Unsicherheiten miteinander verträglich sind.

Um die Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse für das Training des BDT zu erhöhen und somit eine größere Menge an Knoten, mit einer höheren Trennungseffizienz, verwenden zu können, wird die Selektion der für das Training verwendeten Ereignisse von der Kontrollregion gelockert. Es werden alle Ereignisse verwendet, welche die Selektionskriterien des 1-Jet-Schnitts erfüllen. Dies wirkt dem Overtraining entgegen, welches relativ schnell eintritt und es fast unmöglich macht, eine effiziente Auftrennung der WW- und Top-Untergründe zu erzielen, wenn die Kontrollregion selbst verwendet wird. Weiterhin erscheinen die Trainingsresultate des BDT stabiler und somit zuverlässiger unter Einstellungsänderungen des BDT zu sein, wenn der Datensatz mit gelockerten Schnitten und somit mit mehr Ereignissen verwendet wird. Bei dieser Analyse wird eine Kontrollregion für alle Leptonen-Kanäle verwendet, da man keine Unterschiede zwischen diesen erwartet und auf die Lepton-Effizienzen unabhängig hiervon korrigiert wird. Dadurch stehen mehr Ereignisse für das Training zur Verfügung.

Für die hier durchgeführte Analyse wird das in Ref. [88] beschriebene MVA Analysepaket verwendet. Die verwendete MVA Methode ist der BDT, mit Standardeinstellungen. Die Anzahl der Trees wurde auf 400 bei maximaler Tiefe von drei Knoten gesetzt. Für jede Variable werden an den Knoten 100 mögliche Schnitte ausprobiert, als Trennungskriterium wird die Minimierung der Fehlklassifikationen gewählt und der Boosting-Methode Gradient Boosting. Abb. 8.5(a) zeigt die Histogramme für die Einordnung der Test- und Trainingsdatensätze für WW und Top, nach dem 1-Jet-Schnitt, normiert auf eins. Als Test gegen Overtraining wird in Abb. 8.5(b) das Verhältnis zwischen den Test- und Trainings-Datensätzen, mit einer größeren Einteilung, dargestellt. Dabei wird eine Konstante erwartet, wenn kein Overtraining stattgefunden hat. In diesem Fall trifft dies nicht ganz zu, die Abweichung von der Konstanten ist aber auch nicht sehr ausgeprägt. Abb. 8.5(c) zeigt die Effizienz der Untergrundunterdrückung als Funktion der Signal-Effizienz. Die Abb. 8.5(a), 8.5(b) und 8.5(c) zeigen die Verteilungen für den Trainings- und Test-Datensatz, für die der 1-Jet-Schnitt angewendet wurde.

Optimierungen der Anzahl der BDT Knoten auf das Overtraining und die Effizienz haben gezeigt, dass in der Regel eine gute Trennung mit einem leichten Overtraining verbunden ist. Dies stellt jedoch kein Problem dar, da der Trainings-Datensatz nicht weiter verwendet wird. Die weiteren Resultate werden mit dem davon unabhängigen Test-Datensatz gewonnen. Die Verteilung der BDT-Variable in der WW-1-Jet-Kontrollregion ist in Abb. 8.5(d) dargestellt.

Eine neue Kontrollregion wird nun dadurch definiert, dass ein Schnitt auf diese Verteilung angewendet wird. Dieser Schnitt soll soweit wie möglich den Top-Untergrund reduzieren, jedoch nicht zu viel WW-Untergrund wegschneiden, um die statistische Unsicherheit nicht zu stark zu erhöhen. Für die Optimierung wird die relative Unsicherheit auf den Normierungsfaktor verwendet. Der Normierungsfaktor wird mit

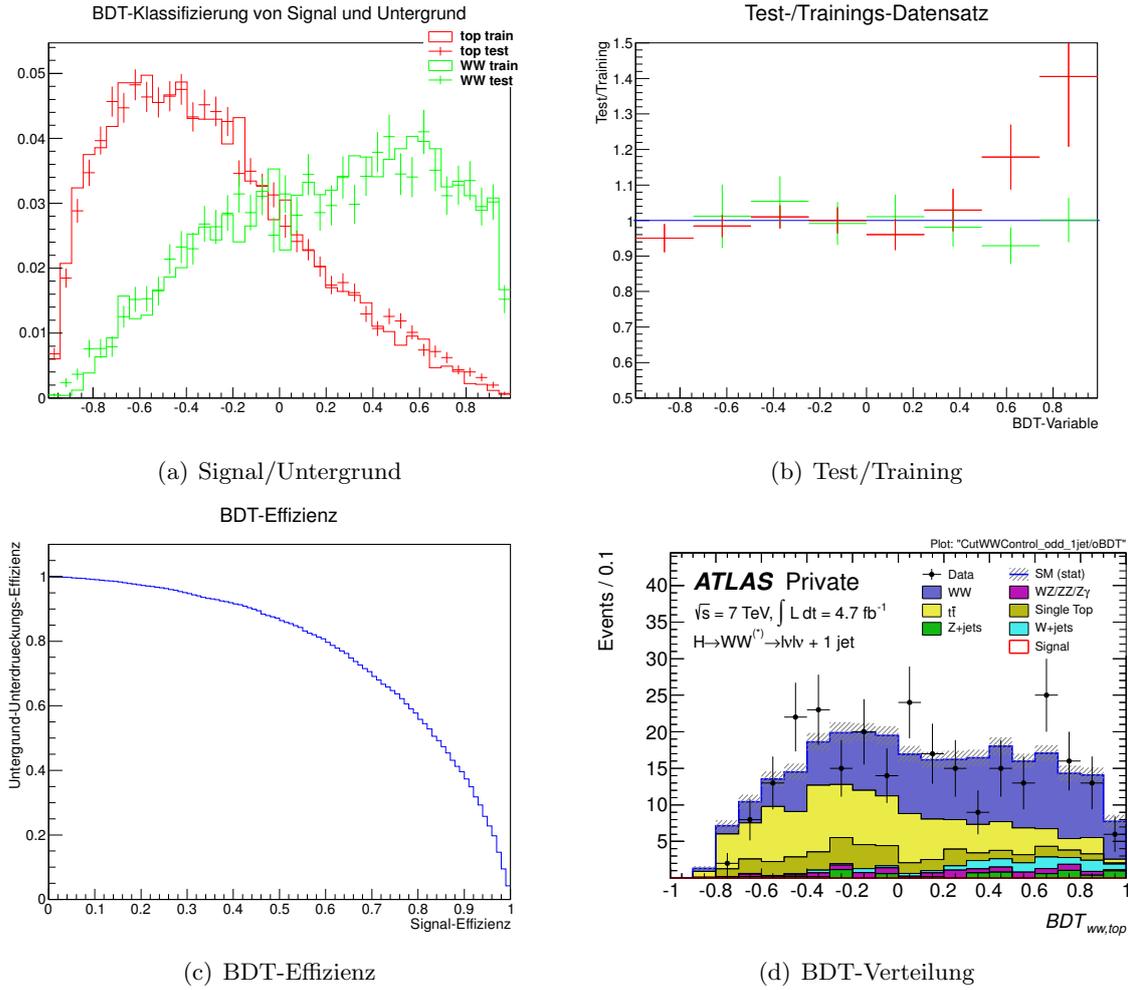
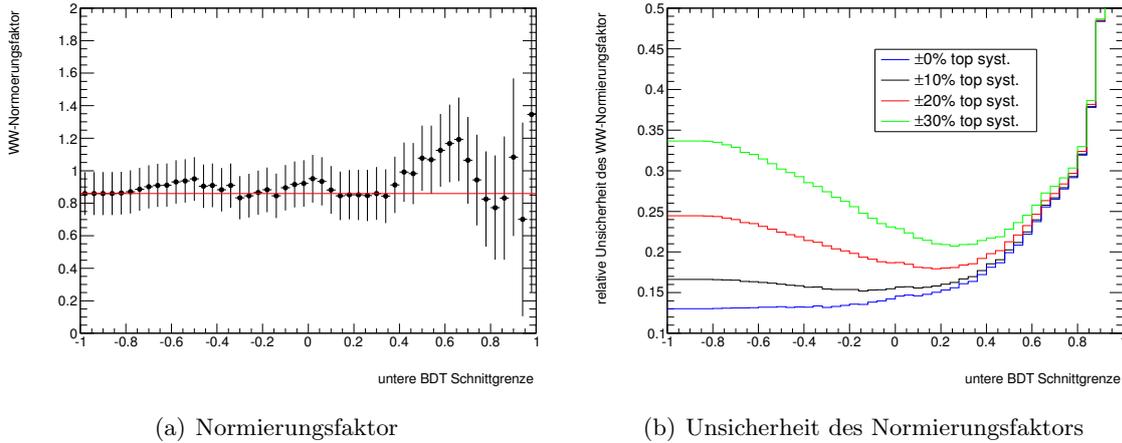


Abbildung 8.5: Die Grafik 8.5(a) zeigt den BDT-Variable für WW und Top, jeweils den Test- und Trainings-Datensatz, auf eins normiert. Das Verhältnis zwischen Test- und Trainings-Datensatz wird in Abb. 8.5(b), mit einer größeren Einteilung, gezeigt. Abb. 8.5(c) zeigt die Untergrund-Unterdrückungs-Effizienz als Funktion der Signal-Effizienz, die mit dieser BDT-Methode möglich ist. Die Abb. 8.5(a), 8.5(b) und 8.5(c) zeigen die Verteilungen nach dem 1-Jet-Schnitt. Abb. 8.5(d) zeigt die BDT-Verteilung in der WW-1-Jet-Kontrollregion.

$$NF = (Daten - top \cdot NF_{top} - Bkg_{sonst})/WW$$

ausgerechnet. Die Ausdrücke Daten, WW, Top und Bkg stehen jeweils für die Anzahl der entsprechenden Ereignisse, wobei die Bezeichnung Bkg für die Untergründe: W+Jets, Z+Jets und $W\gamma/WZ/ZZ$ steht. Der Ausdruck NF_{Top} steht für den Top-Normierungsfaktor, welcher aus der Top-Kontrollregion gewonnen wird. Abb. 8.6(a) zeigt den Normierungsfaktor als Funktion des Schnittwertes auf die BDT-Variable. Der flache Verlauf zeigt, dass abgesehen von statistischen Fluktuationen, der Normierungsfaktor stabil unter einem Schnitt auf diese Variable bleibt und, dass durch die Einführung einer neuen Kontrollregion, durch einen Schnitt auf diese Variable, keine signifikante Änderung der erwarteten Anzahl der WW-Ereignisse in der Signalregion zu erwarten ist.

Die Unsicherheit des Normierungsfaktors wird mit einer Fehlerfortpflanzung auf die Eingangswerte durchgeführt. Für die Daten wird die Unsicherheit mit $\sqrt{N_{Daten}}$ bestimmt, für



(a) Normierungsfaktor

(b) Unsicherheit des Normierungsfaktors

Abbildung 8.6: Der WW-Normierungsfaktor ($NF = (Daten - top \cdot NF_{top} - bkg_{sonst}) / WW$) in (a), in Abhängigkeit von der unteren Schnittgrenze der BDT-Variable. Die Fehlerbalken zeigen die statistische Unsicherheit. Abb. (b) zeigt die statistische Unsicherheit des Normierungsfaktors, für die Fälle, dass der Top-Untergrund mit keinen-, $\pm 10\%$ -, $\pm 20\%$ und $\pm 30\%$ - systematischen Unsicherheiten behaftet ist.

die WW- und Top-Untergründe, sowie die sonstigen Untergründe (Bkg) die statistische Unsicherheit auf die Monte-Carlo-Vorhersage. Um eine Verbesserung der Unsicherheit zu erzielen, muss die systematische Unsicherheit auf den Top-Untergrund berücksichtigt werden. In Ref. [18] wird die Unsicherheit auf die Anzahl der erwarteten Top-Ereignisse im 1-Jet-Kanal als $\pm 30\%$ angegeben. Dabei wurden jedoch nicht die Annahmen und Korrelationen berücksichtigt, die bei der Berechnung der Ausschlussgrenze mit eingehen. Die Unsicherheiten auf den Top-Untergrund, bei der Bestimmung der Ausschlussgrenze liegen im etwa 10% Bereich. Abb. 8.6(b) zeigt die relative Unsicherheit auf den Normierungsfaktor, als Funktion der unteren Grenze auf den BDT-Variable, mit $\pm 0\%$, $\pm 10\%$, $\pm 20\%$ und $\pm 30\%$ systematische Unsicherheit auf den Top-Untergrund. Da von vorher nicht klar ist welche Unsicherheit die Berechnung der Ausschlussgrenze für den Top-Untergrund ergibt, lässt sich kein eindeutiger optimaler Schnitt festlegen. Ein Schnitt bei $BDT = 0$ erscheint als sinnvoller Kompromiss, für den Fall, dass die Unsicherheit klein ist steigt die statistische Unsicherheit nicht zu sehr an und für den Fall, dass die Unsicherheit groß ist wird eine Verbesserung erwartet.

Die neue WW-1-Jet-Kontrollregion wird dadurch definiert, dass auf die bereits bestehende, zusätzlich der Schnitt $BDT > 0$ Angewendet wird. Die m_T -Verteilung für die Kontrollregion ist in Abb. 8.7 dargestellt. Der relative Anteil des WW-Untergrundes beträgt nun 54 %. Der restlichen Anteile sind 32% Top 6% W+Jets, 4% $W\gamma/WZ/ZZ$ und 3% Z+Jets. Der Vergleich der relativen Untergrundzusammensetzung zwischen der neuen und alten WW-Kontrollregion ist in Tabelle 8.3 zusammengefasst. Daraus lässt sich entnehmen, dass der relative Top-Anteil um etwa 14% reduziert - und der relative WW-Anteil um 10% erhöht werden konnte. Der WW-Normierungsfaktor ändert sich von $NF = 0.86 \pm 0.13(\text{stat})$ auf $NF = 0.94 \pm 0.14(\text{stat})$, der erwartete gesamte Untergrund von 279 auf 158 Ereignisse und die Daten von 270 auf 153 Ereignisse.

Abb. 8.8(a) Zeigt die Ausschlussgrenze des 1-Jet-Kanals, welche mit der in Kapitel 6.7 beschriebenen Berechnung der Ausschlussgrenze bestimmt wurde, des Higgs-Bosons abhängig von der Masse m_H mit der ursprünglichen und neuen Kontrollregion. Die Berechnung der Ausschlussgrenze ergab für den Top-Untergrund eine totale Unsicherheit von etwa 6%.

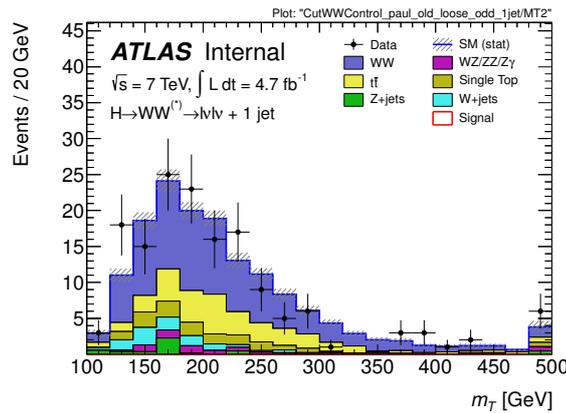


Abbildung 8.7: Die m_T -Verteilung in der neuen Kontrollregion, diese ist wie die im Text beschriebene ursprüngliche im Text beschriebene Kontrollregion definiert, mit einem zusätzlichen Schnitt auf die BDT-Trennungsvariable $BDT > 0$.

Prozess	alte Kontrollregion	neue Kontrollregion
WW	44 %	54 %
Top	46 %	32 %
$W\gamma/WZ/ZZ$	3 %	4 %
Z+Jets	3%	3%
W+Jets	4 %	6 %
erwartete Ereignisse	288	158

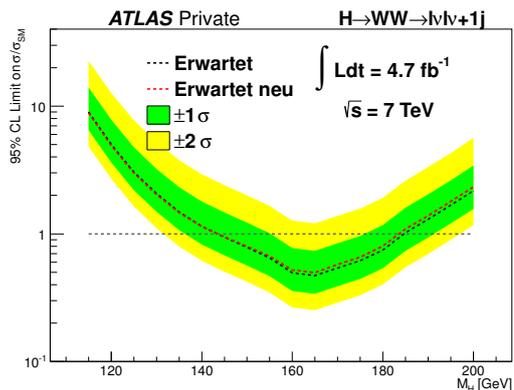
Tabelle 8.3: Die relative Zusammensetzung der Untergründe in der alten, im Text beschriebenen Kontrollregion, im Vergleich dazu die neue Kontrollregion. Diese ist dadurch definiert, dass auf die alte Kontrollregion ein zusätzlicher Schnitt auf die BDT-Trennungsvariable zwischen WW und Top von $BDT > 0$ angewendet wird.

8.3 Diskussion der Ergebnisse

Es wurde in der Analyse der WW-Kontrollregion des 1-Jet-Kanals der $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ Analyse gezeigt, dass es möglich ist die Reinheit des WW-Beitrags von 44 % auf 54% zu erhöhen. Dabei reduziert sich die Anzahl der erwarteten Ereignisse in dieser Kontrollregion von 270 auf 158, bei einer nicht signifikanten Änderung des WW-Normierungsfaktors. Der relative Anteil des Top-Untergrundes sinkt, der Anteile von $W\gamma/WZ/ZZ$, W+Jets und Z+Jets wird größer.

Eine Vergleich der Ausschlussgrenze mit der alten WW-1-Jet-Kontrollregion mit der Ausschlussgrenze unter Verwendung der neuen Kontrollregion zeigt nur eine marginale Verbesserung. Die Berechnung der Ausschlussgrenze bestimmt die Unsicherheit auf den Top-Untergrund, durch die Verwendung einer Kontrollregion, kleiner als vorher angenommen. Damit überwiegen die Verluste an erwarteten Ereignissen in der WW-Kontrollregion, zu Lasten der statistischen Unsicherheit. Insgesamt lässt sich mit dieser Methode keine Verbesserung der erwarteten Ausschlussgrenze erzielen.

In der neuen WW-Kontrollregion die Reinheit des WW-Untergrunds um 10% erhöht und der Beitrag des Top-Untergrunds um 14% gesenkt werden. Die Anteile der anderen Untergründe wurden um etwa 4% größer. Durch die Tatsache, dass sich die erwartete Sensitivität durch die neue Kontrollregion, mit anderer relativer Untergrundzusammensetzung nur leicht ändert, zeigt eine relativ gute Beschreibung der Untergründe durch das Monte-Carlo, sowohl des WW- als auch Top-Untergrunds.



(a)

Abbildung 8.8: Die erwartete Ausschlussgrenzen für den 1-Jet-Kanal, in Abhängigkeit der Massenhypothese m_H des Higgs-Bosons, auf den Higgs-Boson-Wirkungsquerschnitt, in Einheiten des Standardmodell-Wirkungsquerschnitts. Die Ausschlussgrenzen sind unter Verwendung der alte- und neuen Kontrollregion bestimmt worden.

8.4 Zusammenfassung

Die Analyse der WW-1-Jet-Kontrollregion zeigt, dass es möglich ist die Reinheit der WW-Kontrollregion, unter Kombination einiger kinematischer Variablen in einem BDT, zu erhöhen. Die Sensitivität auf das Higgs-Boson lässt sich jedoch nicht ohne weiteres durch einen zusätzlichen Schnitt auf die BDT-Variable verbessern. Weiterhin wurde gezeigt, dass durch eine Schrittweise Reduzierung des Top-Untergrundes in der WW-Kontrollregion der WW-Normierungsfaktor konstant bleibt, was auf eine gute Beschreibung der beiden Untergründe durch das Monte-Carlo zeigt.

In dieser Arbeit wurde die Analyse des Higgs-Boson-Zerfalls im $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ Kanal am ATLAS-Experiment vorgestellt. Der Hauptschwerpunkt der Arbeit lag in der Untersuchung von Methoden zur Bestimmung des wichtigen Untergrunds aus der nicht-resonanten W^+W^- -Produktion. Die Beschreibung des WW-Untergrunds durch das Monte-Carlo wurde in zwei Kontrollregionen mit Daten verglichen. Dabei wurde, über die Anzahl der erwarteten WW-Ereignisse hinaus, die Beschreibung der transversalen Massenverteilung in der WW-0-Jet-Kontrollregion betrachtet. In der WW-1-Jet-Kontrollregion wurde die Reinheit des relativen WW-Anteils erhöht.

Es wurde der Datensatz aus dem Jahr 2012, mit einer integrierten Luminosität von $\int L dt = 13 \text{ fb}^{-1}$ bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ ausgewertet. Es wurden die Untergründe sowie ihre Abschätzungsmethoden vorgestellt. Bei der darauf folgenden Analyse wurde gezeigt, wie die Signal-Ereignisse selektiert und die systematischen Unsicherheiten darauf bestimmt wurden. Die Auswertung der selektierten Ereignisse zeigte in den Daten einen Überschuss gegenüber der Untergrunderwartung. Der beobachtete Überschuss führt zu einer Wahrscheinlichkeit von $4 \cdot 10^{-3}$, dass die beobachteten Ereignisse durch eine Fluktuation des Untergrunds erklärt werden können. Dies entspricht einer 2.6σ Signifikanz von Gaußschen Standardabweichungen. Unter der Annahme, dass der beobachtete Überschuss von dem Standardmodell-Higgs-Boson verursacht wird, entspricht das einer Signalstärke von $\mu = 1.5 \pm 0.6$, normiert auf den Wirkungsquerschnitt der Produktion des Standardmodell-Higgs-Bosons der Masse $m_H = 125 \text{ GeV}$. Dies entspricht einem Produkt aus dem Higgs-Bosons Produktionswirkungsquerschnitt $\sigma(pp \rightarrow H)$ und dem Verzweigungsverhältnis (\mathcal{B}) für den $H \rightarrow WW$ Zerfall von

$$\sigma(pp \rightarrow H)\mathcal{B}(H \rightarrow WW)_{m_H=125 \text{ GeV}} = 7.0_{-1.6}^{+1.7}(\text{stat})_{-1.6}^{+1.7}(\text{syst theo}) \pm 1.3(\text{sys exp}) \pm 0.3(\text{lumi}) \text{ pb.}$$

Dieses Ergebnis ist statistisch mit denen der anderen Higgs-Boson-Analysen des ATLAS- und denen des CMS-Experiments, die in Refs. [86, 87] gezeigt sind, verträglich. Somit zeigt das neue beobachtete Boson, mit der Masse von etwa 125 GeV, mit dem Standardmodell-Higgs-Boson verträgliche Eigenschaften.

In der Analyse des $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ Zerfalls wurde die Notwendigkeit der genauen Kenntnis des WW-Untergrunds gezeigt. Aufgrund der unterschiedlichen Untergrundzusammensetzungen für unterschiedliche Jetmultiplizitäten, wurde die Analyse in den 0-Jet- und 1-Jet-Kanal eingeteilt. In zwei weiterführenden Studien wurde der WW-Untergrund eingehend untersucht und ein Vergleich der Daten mit Monte-Carlo Simulationen durchgeführt. Daten und Monte-Carlo-Simulationen wurden in zwei Kontrollregionen miteinander verglichen.

Im 0-Jet-Kanal ist der WW-Untergrund der wichtigste Untergrund und somit ist seine genaue Kenntnis für die Untergrundvorhersage notwendig. In der WW-0-Jet-Kontrollregion wurde die m_T -Verteilung der Monte-Carlo Vorhersage des WW-Untergrunds mit den Daten verglichen. Die Kenntnis der m_T -Verteilung ist wichtig, da diese in die Berechnung der Ausschlussgrenze mit eingeht. Das Daten-zu-Monte-Carlo-Verhältnis der m_T -Verteilung zeigte

eine von null verschiedene Steigung, mit einer Signifikanz von 2.2σ (Gaußschen Standardabweichungen). Dies deutet auf eine Fehlmodellierung der m_T -Verteilung des WW-Untergrunds durch das Monte-Carlo hin. Eine Möglichkeit diesen Effekt in der Analyse des $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ Zerfalls zu berücksichtigen wurde ebenfalls vorgestellt.

Die WW- und Top-Untergründe sind die wichtigsten Untergründe des 1-Jet-Kanals. Die Analyse der WW-1-Jet-Kontrollregion befasste sich damit, die Reinheit des WW-Untergrunds in der Kontrollregion zu erhöhen, da diese große Beiträge des Top-Untergrunds enthält. Für diese Analyse wurde der Datensatz aus dem Jahr 2011, mit einer integrierten Luminosität von $\int L dt = 4.7 \text{ fb}^{-1}$ und einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ verwendet. Es wurde eine Methode vorgestellt, mit welcher der WW-Anteil in der Kontrollregion von 44% auf 54% erhöht werden konnte. Dafür wurde ein sogenannter Boosted Decision Tree, unter Verwendung von mehreren Variablen trainiert, um gezielt WW-Ereignisse von Top-Ereignissen zu trennen. Trotz dieser Verbesserung der Reinheit ist keine signifikante Verbesserung der erwarteten Ausschlussgrenze möglich.

Literaturverzeichnis

- [1] S. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, Nucl.Phys. **22** (1961) 579.
- [2] A. Salam and J. C. Ward, *Electromagnetic and weak interactions*, Phys.Lett. **13** (1964) 168.
- [3] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys.Rev.Lett. **19** (1967) 1264.
- [4] F. Englert and R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Phys.Rev.Lett. **13** (1964) 321.
- [5] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys.Rev.Lett. **13** (1964) 508.
- [6] G. Guralnik, C. Hagen, and T. Kibble, *Global Conservation Laws and Massless Particles*, Phys.Rev.Lett. **13** (1964) 585.
- [7] ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, *Combined search for the Standard Model Higgs boson using up to 4.9 fb^{-1} of pp collision data at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector at the LHC*, Phys.Lett. **B710** (2012) 49–66, arXiv:1202.1408 [hep-ex].
- [8] ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys.Lett. **B716** (2012) 1–29, arXiv:1207.7214 [hep-ex].
- [9] F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. Wiley, 1984.
- [10] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*. Westview Press, 1995.
- [11] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*. Willey-VCH Verlag, 2. ed., 2008.
- [12] A. Djouadi, *The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. I: The Higgs boson in the standard model*, Phys.Rept. **457** (2008) 1–216, arXiv:hep-ph/0503172 [hep-ph].
- [13] O. Brüning *et al.*, *LHC design report. Vol. I-III*, CERN-2004-003-V-1, CERN-2004-003-V-2, CERN-2004-003-V-3.
- [14] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, and G. Watt, *Parton distributions for the LHC*, Eur. Phys. J. **C63** (2009) 189, arXiv:0901.0002 [hep-ph].
- [15] J. M. Campbell, J. W. Huston, and W. J. Stirling, *Hard Interactions of Quarks and Gluons: A Primer for LHC Physics*, Rept. Prog. Phys. **70** (2007) 89, arXiv:hep-ph/0611148.
- [16] LHC Higgs Cross Section Working Group, S. Dittmaier *et al.*, *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables*, arXiv:1101.0593 [hep-ph].

- [17] ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08003.
- [18] *Search for the Standard Model Higgs boson in the $H \rightarrow WW \rightarrow \nu\nu\nu$ decay mode with 4.7 fb^{-1} of ATLAS data at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$* Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-012, CERN, Geneva, Mar, 2012.
- [19] *Observation of an Excess of Events in the Search for the Standard Model Higgs Boson in the $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \nu\nu\nu$ Channel with the ATLAS Detector* Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-098, CERN, Geneva, Jul, 2012.
- [20] *Update of the $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow e\nu\mu\nu$ Analysis with 13 fb^{-1} of $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ Data Collected with the ATLAS Detector* Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-158, CERN, Geneva, Nov, 2012.
- [21] ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, *Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data*, Eur.Phys.J. **C72** (2012) 1909, arXiv:1110.3174 [hep-ex].
- [22] W. Lampl, S. Laplace, D. Lelas, P. Loch, H. Ma, S. Menke, S. Rajagopalan, D. Rousseau, S. Snyder, and G. Unal, *Calorimeter Clustering Algorithms: Description and Performance* Tech. Rep. ATL-LARG-PUB-2008-002. ATL-COM-LARG-2008-003, CERN, Geneva, Apr, 2008. CDS:1099735.
- [23] *Muon reconstruction efficiency in reprocessed 2010 LHC proton-proton collision data recorded with the ATLAS detector* Tech. Rep. ATLAS-CONF-2011-063, CERN, Geneva, Apr, 2011.
- [24] ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, *Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$* , arXiv:1112.6426 [hep-ex].
- [25] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, *The anti- k_t jet clustering algorithm*, Journal of High Energy Physics **2008** no. 04, (2008) 063.
- [26] *Higgs Boson Searches using the $H \rightarrow WW^* \rightarrow \nu\nu\nu$ Decay Mode with the ATLAS Detector at 7 TeV* Tech. Rep. ATLAS-CONF-2011-005, CERN, Geneva, Feb, 2011.
- [27] G. Piacquadio and C. Weiser, *A new inclusive secondary vertex algorithm for b -jet tagging in ATLAS*, Journal of Physics: Conference Series **119** no. 3, (2008) 032032.
- [28] *Measurement of the b -tag Efficiency in a Sample of Jets Containing Muons with 5 fb^{-1} of Data from the ATLAS Detector* Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-043, CERN, Geneva, Mar, 2012.
- [29] ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, *Performance of Missing Transverse Momentum Reconstruction in Proton-Proton Collisions at 7 TeV with ATLAS*, Eur.Phys.J. **C72** (2012) 1844, arXiv:1108.5602 [hep-ex].
- [30] R. Aben *et al.*, *Selection for the search for the Higgs boson in the $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \nu\nu\nu$ decay mode using 4.7 fb^{-1} of data collected with the ATLAS detector at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$* Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2011-1714, CERN, Geneva, Dec, 2011.
- [31] J. Alison *et al.*, *Supporting note: Higgs to WW to $l\nu l\nu$ analysis with 13 fb^{-1} of data collected with the ATLAS detector at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ in 2012* Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2012-1509, CERN, Geneva, Oct, 2012.

- [32] ATLAS Public Results, *ATLAS Physics Summary Plots*.
- [33] R. V. Harlander and W. B. Kilgore, *Next-to-next-to-leading order Higgs production at hadron colliders*, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 201801, arXiv:hep-ph/0201206 [hep-ph].
- [34] C. Anastasiou and K. Melnikov, *Higgs boson production at hadron colliders in NNLO QCD*, Nucl. Phys. **B646** (2002) 220–256, arXiv:hep-ph/0207004 [hep-ph].
- [35] V. Ravindran, J. Smith, and W. L. van Neerven, *NNLO corrections to the total cross-section for Higgs boson production in hadron hadron collisions*, Nucl. Phys. **B665** (2003) 325–366, arXiv:hep-ph/0302135 [hep-ph].
- [36] C. Anastasiou, R. Boughezal, and F. Petriello, *Mixed QCD-electroweak corrections to Higgs boson production in gluon fusion*, JHEP **0904** (2009) 003, arXiv:0811.3458 [hep-ph].
- [37] D. de Florian and M. Grazzini, *Higgs production through gluon fusion: Updated cross sections at the Tevatron and the LHC*, Phys. Lett. **B674** (2009) 291–294, arXiv:0901.2427 [hep-ph].
- [38] J. Baglio and A. Djouadi, *Higgs production at the LHC*, JHEP **1103** (2011) 055, arXiv:1012.0530 [hep-ph].
- [39] A. Djouadi, M. Spira, and P. Zerwas, *Production of Higgs bosons in proton colliders: QCD corrections*, Phys. Lett. B **264** no. 3–4, (1991) 440 – 446.
- [40] S. Dawson, *Radiative corrections to Higgs boson production*, Nucl. Phys. B **359** no. 2–3, (1991) 283 – 300.
- [41] M. Spira, A. Djouadi, D. Graudenz, and P. Zerwas, *Higgs boson production at the LHC*, Nucl. Phys. **B453** (1995) 17–82, arXiv:hep-ph/9504378 [hep-ph].
- [42] P. Bolzoni, F. Maltoni, S.-O. Moch, and M. Zaro, *Higgs production via vector-boson fusion at NNLO in QCD*, Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 011801, arXiv:1003.4451 [hep-ph].
- [43] O. Brein, A. Djouadi, and R. Harlander, *NNLO QCD corrections to the Higgs-strahlung processes at hadron colliders*, Phys. Lett. **B579** (2004) 149–156, arXiv:hep-ph/0307206 [hep-ph].
- [44] T. Han and S. Willenbrock, *QCD correction to the $pp \rightarrow WH$ and ZH total cross sections*, Phys. Lett. B **273** no. 1–2, (1991) 167 – 172.
- [45] U. Aglietti, R. Bonciani, G. Degrassi, and A. Vicini, *Two loop light fermion contribution to Higgs production and decays*, Phys. Lett. **B595** (2004) 432–441, arXiv:hep-ph/0404071 [hep-ph].
- [46] S. Actis, G. Passarino, C. Sturm, and S. Uccirati, *NLO Electroweak Corrections to Higgs Boson Production at Hadron Colliders*, Phys. Lett. **B670** (2008) 12–17, arXiv:0809.1301 [hep-ph].
- [47] M. Ciccolini, A. Denner, and S. Dittmaier, *Strong and electroweak corrections to the production of Higgs + 2 jets via weak interactions at the LHC*, Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 161803, arXiv:0707.0381 [hep-ph].

- [48] M. Ciccolini, A. Denner, and S. Dittmaier, *Electroweak and QCD corrections to Higgs production via vector-boson fusion at the LHC*, Phys. Rev. **D77** (2008) 013002, arXiv:0710.4749 [hep-ph].
- [49] K. Arnold, M. Bahr, G. Bozzi, F. Campanario, C. Englert, *et al.*, *VBFNLO: A Parton level Monte Carlo for processes with electroweak bosons*, Comput.Phys.Commun. **180** (2009) 1661–1670, arXiv:0811.4559 [hep-ph].
- [50] M. Ciccolini, S. Dittmaier, and M. Kramer, *Electroweak radiative corrections to associated WH and ZH production at hadron colliders*, Phys. Rev. **D68** (2003) 073003, arXiv:hep-ph/0306234 [hep-ph].
- [51] A. Bredenstein, A. Denner, S. Dittmaier, and M. Weber, *Precise predictions for the Higgs-boson decay $H \rightarrow WW/ZZ \rightarrow 4$ leptons*, Phys.Rev. **D74** (2006) 013004, arXiv:hep-ph/0604011 [hep-ph].
- [52] A. Bredenstein, A. Denner, S. Dittmaier, and M. Weber, *Radiative corrections to the semileptonic and hadronic Higgs-boson decays $H \rightarrow W W / Z Z \rightarrow 4$ fermions*, JHEP **0702** (2007) 080, arXiv:hep-ph/0611234 [hep-ph].
- [53] A. Djouadi, J. Kalinowski, and M. Spira, *HDECAY: A Program for Higgs boson decays in the standard model and its supersymmetric extension*, Comput. Phys. Commun. **108** (1998) 56–74, arXiv:hep-ph/9704448 [hep-ph].
- [54] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari, and E. Re, *NLO Higgs boson production via gluon fusion matched with shower in POWHEG*, JHEP **0904** (2009) 002, arXiv:0812.0578 [hep-ph].
- [55] P. Nason and C. Oleari, *NLO Higgs boson production via vector-boson fusion matched with shower in POWHEG*, JHEP **1002** (2010) 037, arXiv:0911.5299 [hep-ph].
- [56] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, JHEP **0605** (2006) 026, arXiv:hep-ph/0603175 [hep-ph].
- [57] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *A Brief Introduction to PYTHIA 8.1*, Comput. Phys. Commun. **178** (2008) 852–867, arXiv:0710.3820 [hep-ph].
- [58] S. Catani, D. de Florian, M. Grazzini, and P. Nason, *Soft gluon resummation for Higgs boson production at hadron colliders*, JHEP **0307** (2003) 028, arXiv:hep-ph/0306211 [hep-ph].
- [59] C. Anastasiou, S. Buehler, F. Herzog, and A. Lazopoulos, *Inclusive Higgs boson cross-section for the LHC at 8 TeV*, JHEP **1204** (2012) 004, arXiv:1202.3638 [hep-ph].
- [60] D. de Florian and M. Grazzini, *Higgs production at the LHC: updated cross sections at $\sqrt{s} = 8$ TeV*, arXiv:1206.4133 [hep-ph].
- [61] G. Corcella, I. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, *et al.*, *HERWIG 6: An Event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes)*, JHEP **0101** (2001) 010, arXiv:hep-ph/0011363 [hep-ph].
- [62] J. Butterworth, J. R. Forshaw, and M. Seymour, *Multiparton interactions in photoproduction at HERA*, Z. Phys. **C72** (1996) 637–646, arXiv:hep-ph/9601371 [hep-ph].

- [63] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau, and A. D. Polosa, *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, JHEP **0307** (2003) 001, [arXiv:hep-ph/0206293](#) [hep-ph].
- [64] J. Alwall, S. Hoche, F. Krauss, N. Lavesson, L. Lonnblad, *et al.*, *Comparative study of various algorithms for the merging of parton showers and matrix elements in hadronic collisions*, Eur.Phys.J. **C53** (2008) 473–500, [arXiv:0706.2569](#) [hep-ph].
- [65] T. Binoth, M. Ciccolini, N. Kauer, and M. Kramer, *Gluon-induced W-boson pair production at the LHC*, JHEP **0612** (2006) 046, [arXiv:hep-ph/0611170](#) [hep-ph].
- [66] B. P. Kersevan and E. Richter-Was, *The Monte Carlo event generator ACERMC version 2.0 with interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.5*, [arXiv:hep-ph/0405247](#) [hep-ph].
- [67] J. Alwall, P. Demin, S. de Visscher, R. Frederix, M. Herquet, *et al.*, *MADGRAPH/MADEVENT v4: The New Web Generation*, JHEP **0709** (2007) 028, [arXiv:0706.2334](#) [hep-ph].
- [68] J. M. Campbell and R. K. Ellis, *An update on vector boson pair production at hadron colliders*, Phys. Rev. **D60** (1999) 113006, [arXiv:hep-ph/9905386](#).
- [69] ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, *The ATLAS Simulation Infrastructure*, Eur. Phys. J. **C70** (2010) 823, [arXiv:1005.4568](#) [physics.ins-det].
- [70] GEANT4 Collaboration, S. Agostinelli *et al.*, *GEANT4: A simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. **A506** (2003) 250.
- [71] *Improved electron reconstruction in ATLAS using the Gaussian Sum Filter-based model for bremsstrahlung* Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-047, CERN, Geneva, May, 2012.
- [72] S. Dittmaier, S. Dittmaier, C. Mariotti, G. Passarino, R. Tanaka, *et al.*, *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 2. Differential Distributions*, [arXiv:1201.3084](#) [hep-ph].
- [73] *Procedure for the LHC Higgs boson search combination in summer 2011* Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2011-011, CERN, Geneva, Aug, 2011.
- [74] T. ATLAS, *Procedure for the LHC Higgs boson search combination in Summer 2011* Tech. Rep. CMS-NOTE-2011-005, CERN, Geneva, Aug, 2011.
- [75] H.-L. Lai *et al.*, *New parton distributions for collider physics*, Phys. Rev. **D82** (2010) 074024, [arXiv:1007.2241](#) [hep-ph].
- [76] M. Botje, J. Butterworth, A. Cooper-Sarkar, A. de Roeck, J. Feltesse, *et al.*, *The PDF4LHC Working Group Interim Recommendations*, [arXiv:1101.0538](#) [hep-ph].
- [77] R. D. Ball *et al.*, *Impact of Heavy Quark Masses on Parton Distributions and LHC Phenomenology*, Nucl. Phys. **B849** (2011) 296, [arXiv:1101.1300](#) [hep-ph].
- [78] I. W. Stewart and F. J. Tackmann, *Theory Uncertainties for Higgs and Other Searches Using Jet Bins*, Phys.Rev. **D85** (2012) 034011, [arXiv:1107.2117](#) [hep-ph].
- [79] ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, *Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV Using the ATLAS Detector at the LHC*, Eur. Phys. J. **C71** (2011) 1630, [arXiv:1101.2185](#) [hep-ex].

- [80] *Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS Detector in 2011* Tech. Rep. ATLAS-CONF-2011-116, CERN, Geneva, Aug, 2011.
- [81] A. L. Read, *Presentation of search results: the CL_s technique*, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics **28** no. 10, (2002) 2693.
- [82] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, and O. Vitells, *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*, arXiv:1007.1727v2 [abs].
- [83] *LHC Higgs Cross Section Working Group*.
- [84] *Search for the Standard Model Higgs boson in $H \rightarrow \tau\tau$ decays in proton-proton collisions with the ATLAS detector* Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-160, CERN, Geneva, Nov, 2012.
- [85] *Search for the Standard Model Higgs boson produced in association with a vector boson and decaying to bottom quarks with the ATLAS detector* Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-161, CERN, Geneva, Nov, 2012.
- [86] *Updated ATLAS results on the signal strength of the Higgs-like boson for decays into WW and heavy fermion final states* Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-162, CERN, Geneva, Nov, 2012.
- [87] CMS Collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys.Lett. **B716** (2012) 30–61, arXiv:1207.7235 [hep-ex].
- [88] A. Hoecker *et al.*, *TMVA: Toolkit for Multivariate Data Analysis*, PoS ACAT:040,2007 (2007) , arXiv:physics/0703039.

Erklärung der Selbstständigkeit

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Freiburg, den

Ort, Datum

Paul Günther