

**Suche nach den neutralen Higgs-Bosonen
des MSSM im Endzustand
 $h/A/H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$
mit dem ATLAS-Detektor**

Diplomarbeit

Physikalisches Institut

Fakultät für Mathematik und Physik

Albert-Ludwigs-Universität Freiburg

vorgelegt von
Christian Schillo

Dezember 2011

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst sowie Ergebnisse und Zitate anderer kenntlich gemacht habe.

.....
(Ort)

(Datum)

.....
(Unterschrift)

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.1.1	Quantenelektrodynamik	4
2.1.2	Elektroschwache Wechselwirkung	5
2.1.3	Higgs-Mechanismus	7
2.1.4	Einschränkung der Masse des Higgs-Bosons	9
2.1.5	Quantenchromodynamik	10
2.1.6	Zusammenfassung des Standardmodells	13
2.2	Erweiterungen des Standardmodells	13
2.2.1	Supersymmetrie	15
2.2.2	Minimales Supersymmetrisches Standardmodell	15
2.2.3	Higgs-Sektor des MSSM	15
2.3	Theoretische Grundlagen der Ereignissimulation	19
2.3.1	Hadron-Hadron-Kollision	19
2.3.2	Ereignisgeneratoren	20
3	Das Experiment	23
3.1	Der Large Hadron Collider	23
3.2	Das ATLAS-Experiment	24
3.2.1	Grundlegende Größen	25
3.2.2	Spurdetektor	26
3.2.3	Kalorimeter	28
3.2.4	Myonspektrometer	30
3.2.5	Triggersystem	32
3.3	Datennahme	33
4	Signal- und Untergrundprozesse	35
4.1	Signal	35
4.2	Untergrundprozesse	41
5	Ereignisrekonstruktion	49
5.1	Elektronen	49
5.2	Myonen	52
5.3	Fehlende transversale Energie	53
6	Ereignisselektion	57
6.1	Vorselektion	57
6.1.1	Trigger	57
6.1.2	Leptonselektion	59

6.1.3	Leptonisolation	61
6.1.4	<i>Pile-Up</i> -Bedingungen	63
6.1.5	<i>Event Cleaning</i>	66
6.2	Topologische Selektion	67
6.3	Zusammenfassung der Ereignisselektion	73
6.4	Massenrekonstruktion	75
7	Datenbasierte Untergrundabschätzung	83
7.1	Abschätzung des $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrunds	83
7.2	Abschätzung des QCD-Multijetuntergrunds	89
8	Korrekturfaktoren und systematische Unsicherheiten	97
8.1	Detektorsimulation und Energieskalen	97
8.1.1	Skalierungsfaktoren für Leptonen	97
8.1.2	Leptonimpulsauflösung und Elektron-Energieskala	100
8.1.3	Jet-Energieskala	101
8.1.4	Fehlende transversale Energie	102
8.1.5	Zusammenfassung der Unsicherheiten aufgrund der Nachweiswahrscheinlichkeiten und den Energieskalen	102
8.2	Unsicherheiten der datenbasierten Untergrundabschätzung	109
8.2.1	Systematische Unsicherheit der <i>Embedding-Methode</i>	109
8.2.2	Systematische Unsicherheit der <i>ABCD-Methode</i>	112
8.3	Unsicherheiten der Theorie	112
8.3.1	Akzeptanz von Signal und Untergrund	112
8.3.2	Normierung der Simulation	113
8.4	Zusammenfassung aller systematischen Unsicherheiten	115
9	Ausschlussgrenzen für die Produktion neutraler Higgs-Bosonen des MSSM	119
9.1	Likelihood-Funktion	120
9.2	Modellunabhängige Ausschlussgrenze	120
9.3	Ausschlussgrenze im Parameterraum des MSSM	121
10	Zusammenfassung	125
Anhang		i
A	Statistische Methoden	i
A.1	Hypothesentest	i
A.2	Profile-Likelihood	ii
A.3	Wahl der Teststatistik	ii
Entdeckung		iii
Ausschlussgrenzen		iv
B	Korrektur- und Skalierungsfaktoren	vii
Literaturverzeichnis		xxi

Kapitel 1

Einleitung

Die Teilchenphysik beschäftigt sich mit den elementaren Bausteinen der Materie und deren Wechselwirkungen. Die rasche Entwicklung der Teilchenphysik zu Beginn der zweiten Hälfte des 20. Jahrhunderts mündete schließlich in den 1960er Jahren in der Formulierung des Standardmodells der Teilchenphysik. Die Vorhersagen des Standardmodells konnten in einer großen Anzahl von Experimenten mit hoher Genauigkeit bestätigt werden. Das Standardmodell beruht auf dem Konzept der lokalen Eichsymmetrie, in denen Massenterme für die Elementarteilchen zunächst nicht vorgesehen sind. Allerdings zeigt die Natur, dass die Massen der Elementarteilchen eine sehr große Bandbreite von nahezu masselosen Neutrinos bis hin zu der hohen Masse des Top-Quarks von $m_t = 172,9 \text{ GeV}^1$ [1] abdecken. Die Lösung dieses Problems liefert der *Englert-Brout-Higgs-Guralnik-Hagen-Kibble-Mechanismus*, der die omnipräsente Anwesenheit eines skalaren Higgs-Feldes voraussagt, dessen Grundzustand durch spontane Symmetriebrechung der Eichinvarianz die Massenterme für die Teilchen des Standardmodells erzeugt. Die Folge dieser in den 1960er Jahren entwickelten Idee ist die Existenz eines neutralen Higgs-Bosons. Die Suche nach diesem Higgs-Teilchen ist eine der Hauptaufgaben der heutigen Teilchenphysik.

Das Standardmodell wirft trotz seiner weitreichenden Aussagekraft offene Fragen auf wie zum Beispiel das Problem der Dunklen Materie oder der Vereinigung der Kräfte, welche im Rahmen dieser Theorie nicht erklärt werden können. Zusätzliche Symmetrien, die das Standardmodell erweitern würden, könnten die Antwort auf diese Fragen sein. Eine mögliche Erweiterung ist die Theorie der Supersymmetrie. Sie beschreibt die Symmetrie zwischen Fermionen mit halbzahligem Spin und Bosonen mit ganzzahligem Spin. Das *Minimale Supersymmetrische Standardmodell* (MSSM) beinhaltet dabei mehr als doppelt so viele Teilchen wie das Standardmodell, wobei sogar fünf Higgs-Bosonen vorausgesagt werden: drei neutrale (h , A und H) und zwei geladene Higgs-Bosonen (H^\pm).

Der *Large Hadron Collider* (LHC) am CERN² ermöglicht die Erschließung bisher noch nicht erreichter Energiebereiche der Hochenergiephysik, in denen neue Physik wie die Supersymmetrie vermutet wird. Der Teilchenbeschleuniger LHC wurde konstruiert für Schwerpunktsenergien von bis zu 14 TeV. Er arbeitet somit bei Energien, die derzeit kein anderer Beschleuniger erreichen kann. Er wurde im Jahre 2009 in Betrieb genommen. Eines der Experimente am LHC ist der Vielzweckdetektor ATLAS³, der ein großes Potenzial birgt, Higgs-Boson in naher Zukunft zu entdecken.

¹In dieser Arbeit wird ein Einheitensystem mit $\hbar = c = 1$ verwendet.

²CERN - Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

³ATLAS - A Toroidal LHC Apparatus

Kapitel 1 Einleitung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Suche nach den neutralen Higgs-Bosonen des MSSM im Zerfallsmodus $A/h/H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$. Der Zerfall der neutralen Higgs-Bosonen in Paare von τ -Leptonen ist der vielversprechendste Kanal für die Suche nach Higgs-Bosonen im MSSM. Zudem ist der Zerfall der τ -Leptonen in ein Elektron und ein Myon mit entgegengesetzter elektrischer Ladung und fehlender transversaler Energie aufgrund der vier auftretenden Neutrinos ein sehr klarer Signalprozess, dessen Endzustand im Detektor gut rekonstruiert werden kann. Die Herausforderung für eine Analyse an dem Proton-Proton-Collider LHC ist vor allem die Reduzierung von QCD-Multijetprozessen, deren Produktionswirkungsquerschnitt sehr groß ist. Es wird eine vollständige Analyse des genannten Zerfallskanals inklusive datenbasierter Abschätzungen von Untergrundprozessen sowie die Berechnung von Ausschlussgrenzen auf die Signalrate präsentiert. Die Analyse wird in Bezug auf die zeitliche Datennahme in zwei Unteranalysen geteilt. Die erste Analyse bezieht sich auf die Zeit der frühen Datennahme mit einer integrierten Luminosität von 36 pb^{-1} aus dem Jahre 2010. Die zweite Analyse betrachtet hingegen eine fortgeschrittene Datennahme von $1,06 \text{ fb}^{-1}$ aus dem Jahre 2011.

Kapitel 2 gibt ein Überblick über die theoretischen Grundlagen des Standardmodells inklusive des oben erwähnten Higgs-Mechanismus und der supersymmetrischen Erweiterung MSSM. Eine kurze Einführung in die Konzepte der Simulationsprogramme von Teilchenkollisionen, sogenannte Ereignisgeneratoren, ist ebenfalls in diesem Kapitel enthalten. In Kapitel 3 wird das ATLAS-Experiment vorgestellt gefolgt von einer detaillierten Beschreibung der Signal- und Untergrundprozesse in Kapitel 4. Kapitel 5 enthält die ATLAS-Rekonstruktionsalgorithmen und Identifikationskriterien der physikalischen Observablen. Die finale Selektionsstrategie und deren Optimierung befindet sich in Kapitel 6. Zur Abschätzung von Untergründen existieren neben der reinen Simulation auch datenbasierte Methoden, die in Kapitel 7 vorgestellt werden. Kapitel 8 beinhaltet die Diskussion der systematischen Unsicherheiten bevor in Kapitel 9 das Ergebnis in Form von oberen Ausschlussgrenzen für die Produktion neutraler Higgs-Boson im Parameterraum des MSSM vorgestellt und interpretiert wird. Die Zusammenfassung der Analyse folgt dann im letzten Kapitel 10.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist eine relativistische Quantenfeldtheorie und beschreibt die Physik der Elementarteilchen und ihrer fundamentalen Wechselwirkungen.

Die Elementarteilchen des Standardmodells werden unterteilt in Fermionen und Bosonen. Die Fermionen, siehe Tabelle 2.1, sind punktförmige Teilchen mit Spin $1/2$, die bis jetzt keine Hinweise auf eine vorhandene Substruktur zeigen. Es existieren Leptonen und Quarks, die jeweils in drei Generationen eingeteilt werden können und die unterschiedlichen *Flavor* besitzen. Die Leptonen bestehen aus dem Elektron e , Myon μ und dem τ -Lepton, jeweils negativ ganzzahlig geladen¹, und den zugehörigen ladungsneutralen Neutrinos² ν_e, ν_μ, ν_τ . Quarks werden unterschieden in u, c und t mit der elektrischen Ladung $+2/3$ und d, s und b mit der Ladung $-1/3$. Zu jedem Lepton und jedem Quark existiert ein entsprechendes Antiteilchen mit komplementärer Ladung. Der Unterschied der drei Generationen liegt in der teilweise sehr verschiedenen Masse der Teilchen. Die Materie, die uns umgibt, besteht aus Quarks der ersten Generation sowie aus Elektronen.

Wechselwirkungen zwischen den Teilchen werden durch den Austausch von Eichbosonen mit Spin 1 beschrieben. Das Standardmodell umfasst drei der vier bekannten fundamentalen Wechselwirkungen. Die *elektromagnetische* Kraft wirkt auf geladene Teilchen durch Austausch von Photonen γ . Da Photonen masselos sind, besitzt die elektromagnetische Kraft unendliche Reichweite. Die *schwache* Kraft beschreibt eine Wechselwirkung aller Fermionen mithilfe der Eichbosonen W^\pm und Z . Diese Eichbosonen sind massiv, weshalb die schwache Kraft gemäß dem Yukawa-Potenzial eine kurze endliche Reichweite besitzt. Die *starke* Kraft wirkt auf Quarks durch den Austausch von Gluonen. Die Gluonen koppeln an die Farbladung (rot, grün, blau) der Quarks. Hadronen bestehen entweder aus einem Quark-Antiquark-Paar (Mesonen) oder aus drei Quarks (Baryonen) und sind immer farbneutral. Es existieren keine freien Quarks, da das Potenzial der starken Wechselwirkung mit zunehmendem Abstand zweier Quarks linear ansteigt (*Confinement*). Das ist auch der Grund dafür, dass die Reichweite der Kraft trotz Masselosigkeit der Gluonen sehr kurz ist. Geht der Abstand zweier Quarks dagegen gegen Null, verhalten sich die Quarks wie freie Teilchen, da die starke Kopplungskonstante gering wird (*Asymptotische*

¹Die elektrische Ladung wird im Folgenden in Einheiten der Elementarladung angegeben.

²Im Standardmodell werden Neutrinos als masselos angenommen. Die Beobachtung von Neutrinooszillationen gibt jedoch einen Hinweis darauf, dass Neutrinos eine sehr kleine, von Null verschiedene Masse besitzen müssen [2]. Die Masse der Neutrinos wird im Rahmen dieser Arbeit vernachlässigt.

Leptonen (Spin 1/2)				
Generation	Flavor		Elektrische Ladung [e]	Masse [MeV]
Erste	e	Elektron	-1	0,511
	ν_e	Elektron-Neutrino	0	$< 2 \text{ eV}$
Zweite	μ	Myon	-1	105,66
	ν_μ	Myon-Neutrino	0	$< 0,19 \text{ MeV}$
Dritte	τ	τ -Lepton	-1	1776,99
	ν_τ	τ -Lepton-Neutrino	0	$< 18,2 \text{ MeV}$

Quarks (Spin 1/2)				
Generation	Flavor		Elektrische Ladung [e]	Masse [MeV]
Erste	u	Up	2/3	1,7-3,1
	d	Down	-1/3	4,1-5,7
Zweite	c	Charm	2/3	1290
	s	Strange	-1/3	80-130
Dritte	t	Top	2/3	172900
	b	Bottom	-1/3	4190

Tabelle 2.1: Die Elementarteilchen des Standardmodells: Leptonen und Quarks [1].

Freiheit). Die Wechselwirkungen des Standardmodells sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Die Gravitation als vierte fundamentale Kraft spielt im Mikrokosmos keine Rolle und wird im Standardmodell nicht berücksichtigt. Die weiteren Kapitel bieten eine Einführung in die Grundlage des Standardmodells: die lokalen Eichtheorien. Die dort vorgestellten theoretischen Grundlagen basieren auf [2, 3, 4].

2.1.1 Quantenelektrodynamik

Die Quantenelektrodynamik (QED) ist ein einfaches Beispiel einer lokalen Eichtheorie. In einer lokalen Eichtheorie wird die Invarianz der Lagrange-Dichte \mathcal{L} unter der lokalen Phasentransfor-

Austauschteilchen (Spin 1)					
Wechselwirkung	Vektorboson		Elektrische Ladung [e]	Masse [GeV]	Reichweite [m]
Elektromagnetisch	γ	Photon	0	0	∞
Schwach	W^\pm	geladenes Boson	± 1	80,399	$< 10^{-15}$
	Z	neutrales Boson	0	91,188	$< 10^{-15}$
Stark	g	8 Gluonen	0	0	$\approx 10^{-15}$

Tabelle 2.2: Die Elementarteilchen des Standardmodells: die Eichbosonen der fundamentalen Wechselwirkungen [1].

mation (*Eichtransformation*) des Feldes $\psi(x)$ gefordert

$$\psi \rightarrow e^{i\alpha(x)}\psi. \quad (2.1)$$

Ausgangspunkt für die Lagrange-Dichte der QED ist die Dirac-Lagrange-Dichte

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_f)\psi(x), \quad (2.2)$$

wobei ψ das Fermionfeld und m_f die Masse des Fermions ist. Mit Hilfe des Hamiltonschen Prinzips können aus der Lagrange-Dichte die Bewegungsgleichungen der Fermionfelder (*Dirac-Gleichung*) gewonnen werden

$$(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_f)\psi(x) = 0. \quad (2.3)$$

Die Dirac-Lagrange-Dichte ist jedoch nicht invariant unter lokalen Phasentransformationen. Im Folgenden wird die Transformation der unitären Gruppe $U(1)$ in der Form

$$\psi \rightarrow e^{iQ\chi(x)}\psi \quad (2.4)$$

gewählt, wobei Q der Ladungsoperator ist. Um eine invariante Lagrange-Dichte zu konstruieren, muss die sogenannte *kovariante Ableitung* $\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + iQA_\mu$ und ein Vektorfeld $A_\mu(x)$ eingeführt werden, welches bei der obigen Phasentransformation ebenfalls eichtransformiert wird

$$A_\mu \rightarrow A_\mu - \partial_\mu\chi(x). \quad (2.5)$$

Somit ergibt sich die unter der lokalen Phasentransformation invariante Lagrange-Dichte der QED

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu\mathcal{D}_\mu - m_f)\psi(x) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}, \quad (2.6)$$

wobei $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$. Formal kann die Invarianz also durch Einführung des Eichfeldes $A_\mu(x)$ in Form einer kovarianten Ableitung \mathcal{D}_μ und zusätzlicher kinetischer Terme des Eichfelds (hier $\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$) erreicht werden. Die Fermionen koppeln an das Eichfeld (hier an das elektromagnetische Vektorfeld A_μ gleichbedeutend mit dem Photon) mit der Kopplungsstärke Q (der elektrischen Ladung). Das Photonfeld A_μ muss masselos sein ($m_\gamma = 0$), da ein zusätzlicher Massenterm der Form $\frac{1}{2}m_\gamma^2 A_\mu A^\mu$ für ein massives Vektorfeld die Invarianz unter der lokalen Phasentransformation verletzen würde. Aus der so gewonnenen Lagrange-Dichte kann dann wiederum die Bewegungsgleichung ermittelt werden

$$(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_f)\psi(x) = q\gamma^\mu A_\mu\psi(x). \quad (2.7)$$

Die QED ist eine renormierbare Theorie [5] und ermöglicht somit Präzisionsvorhersagen.

2.1.2 Elektroschwache Wechselwirkung

Im Jahr 1967 gelang es Glashow, Weinberg und Salam [6, 7, 8] die QED und die schwache Wechselwirkung in Form einer elektroschwachen Eichtheorie zu vereinheitlichen. Die elektroschwache Eichtheorie ist eine chirale Theorie. Das bedeutet, es muss zwischen links- und rechts-chiralen Fermionfeldern unterschieden werden

$$\psi = \psi_L + \psi_R = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\psi + \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)\psi. \quad (2.8)$$

Fermionen			Q	Y	I_3
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	0 -1	-1 -1	+1/2 -1/2
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	+2/3 -1/3	+1/3 +1/3	+1/2 -1/2
e_R	μ_R	τ_R	-1	-2	0
u_R	c_R	t_R	+2/3	+4/3	0
d_R	s_R	b_R	-1/3	-2/3	0

Tabelle 2.3: Die links- und rechts-chiralen Fermionfelder und deren Quantenzahlen: Q ist die elektrische Ladung, Y die Hyperladung und I_3 die schwache Isospin-Einstellung. Die Quarks mit $I_3 = -1/2$ sind nicht die Masseneigenzustände sondern die elektroschwachen, gemischten Eigenzustände, die sich mit der CKM-Matrix berechnen lassen [2].

Die verschiedenen Fermionfelder werden dabei in Multipletts zusammengefasst und durch den schwachen Isospin beschrieben, siehe Tabelle 2.3. Die links-chiralen Fermionen bilden Isospin-Dubletts ψ_L . Sie koppeln an geladene und neutrale Ströme durch Austausch von W^\pm -, Z -Bosonen und Photonen. Neutrinos sind aufgrund ihrer Masselosigkeit nur links-chiral. Die rechts-chiralen Fermionen können in Isospin-Singulett ψ_R eingeordnet werden und koppeln nur an die neutralen Ströme.

Die elektroschwache Eichtheorie basiert auf den Symmetriegruppen $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Die Gruppe $U(1)_Y$ umfasst analog zur QED alle unitären Transformationen der Dimension Eins. Die *Hyperladung* Y ist die Quantenzahl der Gruppe und ist festgelegt durch (*Gell-Mann-Nishijima-Relation*)

$$Q = I_3 + Y/2. \quad (2.9)$$

Die lokale Phasentransformation der $U(1)_Y$ ist für das links-chirale Dublett ψ_L und das rechts-chirale Singulett ψ_R definiert als

$$\psi_L \rightarrow e^{i\frac{g'}{2}Y\chi(x)}\psi_L, \quad (2.10)$$

$$\psi_R \rightarrow e^{i\frac{g'}{2}Y\chi(x)}\psi_R. \quad (2.11)$$

Die lokale Phasentransformation der $SU(2)_L$ wirkt nur auf links-chirale Felder und ist definiert als

$$\psi_L \rightarrow e^{i\frac{g}{2}\boldsymbol{\tau}\boldsymbol{\beta}(x)}\psi_L. \quad (2.12)$$

$$(2.13)$$

$\boldsymbol{\tau}$ ist ein Vektor bestehend aus den Pauli-Matrizen und $\boldsymbol{\beta}(x)$ enthält die drei ortsabhängigen Drehwinkel der Transformation. Die Faktoren g' und g sind die Kopplungskonstanten der Eichgruppen $U(1)_Y$ und $SU(2)_L$. Analog zur QED folgt aus der Forderung der Eichinvarianz unter

den oben genannten Phasentransformationen die Existenz von den zusätzlichen Eichfeldern B_μ und $\mathbf{W}_\mu = (W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3)$. Die kovariante Ableitung, die in die Dirac-Lagrange-Dichte aus Gleichung 2.3 eingesetzt wird, lautet

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + ig\frac{\boldsymbol{\tau}}{2}\mathbf{W}_\mu + i\frac{g'}{2}YB_\mu. \quad (2.14)$$

Die komplette Lagrange-Dichte \mathcal{L}_{EW} ergibt sich dann aus der Summe der einzelnen Lagrange-Dichten von links- und rechts-chiralen Feldern ψ_L und ψ_R für Leptonen und Quarks aller Generationen. Zusätzlich dazu müssen analog zur Lagrange-Dichte der QED (Gleichung 2.6) kinetische Terme $-\frac{1}{4}\mathbf{W}_{\mu\nu}\mathbf{W}^{\mu\nu}$ und $-\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}$ der neuen Felder eingeführt werden mit $\mathbf{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu\mathbf{W}_\nu - \partial_\nu\mathbf{W}_\mu + ig\mathbf{W}_\mu \times \mathbf{W}_\nu$ und $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$. Die Tensoren $\mathbf{W}_{\mu\nu}$ sind aufgrund der Nicht-Vertauschbarkeit der $SU(2)$ -Operatoren komplizierter als im Falle der $U(1)$.

Die bekannten physikalischen Felder der geladenen W -Bosonen sind die Eigenzustände des Ladungsoperators

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2). \quad (2.15)$$

Das Z -Boson, das auch an rechts-chirale Felder koppelt, kann nicht mit dem ausschließlich links-chiral-koppelnden Eichfeld W_μ^3 identifiziert werden. Auch das Feld B_μ kann nicht das Photon beschreiben, da letzteres nicht an ladungsneutrale Neutrinos koppelt. Einen Ausweg bietet die Mischung beider Felder

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_w & \sin\theta_w \\ -\sin\theta_w & \cos\theta_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix}. \quad (2.16)$$

Das Z -Boson entspricht dann dem Vektorfeld Z_μ und das Photon A_μ . Die Kopplungskonstanten ergeben dann $g = e/\sin\theta_w$ und $g' = e/\cos\theta_w$, wobei θ_w der schwache Mischungswinkel ist.

Um die Eichinvarianz und die Renormierbarkeit der Lagrange-Dichte \mathcal{L}_{EW} in $SU(2)_L \times U(1)_Y$ zu garantieren, dürfen keine Massenterme für die verschiedenen Fermion- und Eichbosonfelder eingeführt werden. Als Beispiel sei die Streuung $WW \rightarrow WW$ erwähnt, deren Wirkungsquerschnitt im Fall massiver Eichbosonen aufgrund zusätzlicher Longitudinalkomponenten bei hohen Energien divergieren, womit die Unitarität verletzt werden würde. Die Natur zeigt jedoch, dass Leptonen, Quarks und vor allem die Eichbosonen W^\pm und Z massiv sind. Eine Lösung bietet der in der Einführung erwähnte *Englert-Brout-Higgs-Guralnik-Hagen-Kibble-Mechanismus* [9, 10, 11, 12, 13]. Er wird im Folgenden schlicht mit ‘‘Higgs-Mechanismus’’ bezeichnet.

2.1.3 Higgs-Mechanismus

Im Higgs-Mechanismus wird ein neues Isospin-Dublett von skalaren Feldern eingeführt, das aus einem geladenen (Φ^+) und einem neutralen (Φ^0) komplexen Higgs-Feld

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} \quad (Y = 1) \quad (2.17)$$

besteht. Die Lagrange-Dichte für ein komplexes skalares Feld lautet

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (\partial^\mu\Phi)^\dagger(\partial_\mu\Phi) - V_{Higgs}(\Phi^\dagger, \Phi) \quad (2.18)$$

Kapitel 2 Theoretische Grundlagen

mit dem Higgs-Potenzial $V_{Higgs}(\Phi^\dagger, \Phi) = -\mu^2\Phi^\dagger\Phi + \lambda^2(\Phi^\dagger\Phi)^2$. Für die Erzeugung einer Masse der Vektorbosonen wird die unter $SU(2)_L \times U(1)_Y$ eichinvariante Lagrange-Dichte

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Eich} \\ &= (\mathcal{D}^\mu\Phi)^\dagger(\mathcal{D}^\mu\Phi) + \mu^2\Phi^\dagger\Phi - \lambda^2(\Phi^\dagger\Phi)^2 - \frac{1}{4}\mathbf{W}_{\mu\nu}\mathbf{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}\end{aligned}\quad (2.19)$$

für die Higgs-Felder und die kinetischen Terme der Eichbosonen aufgestellt, wobei \mathcal{D}^μ die kovariante Ableitung der elektroschwachen Eichtheorie für $Y = 1$ ist. Für $\mu^2 > 0$ ist der Vakuumerwartungswert Φ_{min} des Higgs-Feldes von Null verschieden und kann folgendermaßen gewählt werden (*spontane Symmetriebrechung*)

$$\Phi_{min} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}. \quad (2.20)$$

Dabei verschwindet das geladene Higgs-Feld, welches dem Photon eine Masse verleihen würde. Die zwei komplexen Higgs-Felder besitzen ursprünglich vier Freiheitsgrade, wovon durch die geeignete Wahl des Grundzustands letztendlich nur ein von Null verschiedener physikalischer Freiheitsgrad übrig bleibt. Die spontane Symmetriebrechung ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Anregungen $H(x)$ um den Grundzustand

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

werden als Higgs-Boson interpretiert. Die Anregungen der drei restlichen Freiheitsgrade, die einen Vakuumerwartungswert von Null besitzen, werden hier nicht explizit aufgeführt, da sie zu masselosen skalaren Feldern führen würden, sogenannte *Goldstone-Bosonen*, die durch eine unitäre Transformation in die longitudinalen Freiheitsgrade der W^\pm - und Z -Eichbosonen absorbiert werden können. Einsetzen von Gleichung 2.21 in Gleichung 2.19 ergibt die Lagrange-Dichte, die neben den Wechselwirkungstermen zwischen dem Higgs-Boson und den Eichbosonen und den Higgs-Selbstwechselwirkungstermen auch die Massenterme der Vektorbosonen und des Higgs-Bosons enthält

$$m_{Higgs} = \sqrt{2}\mu = v\sqrt{2\lambda}, \quad (2.22)$$

$$M_W = \frac{gv}{2}, \quad (2.23)$$

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos\theta_w}. \quad (2.24)$$

Das Photon besitzt dagegen keinen Massenterm. Der Vakuumerwartungswert kann mithilfe der Relation zur Fermi-Konstante G_F der elektroschwachen Theorie berechnet werden

$$G_F = \frac{\sqrt{2}}{8} \left(\frac{g}{M_W} \right) = (\sqrt{2}v^2)^{-1}. \quad (2.25)$$

Die Messung der Fermi-Konstante ergab $v \approx 246$ GeV.

Um auch den Fermionen eine Masse zu verleihen, müssen neben der elektroschwachen Lagrange-Dichte noch weitere Beiträge \mathcal{L}_{Yukawa} für die Kopplung g_f (*Yukawa-Kopplung*) des Higgs-Bosons an die Fermionen “von Hand” zur elektroschwachen Lagrange-Dichte hinzugefügt werden

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{EW} + \mathcal{L}_{Yukawa}. \quad (2.26)$$

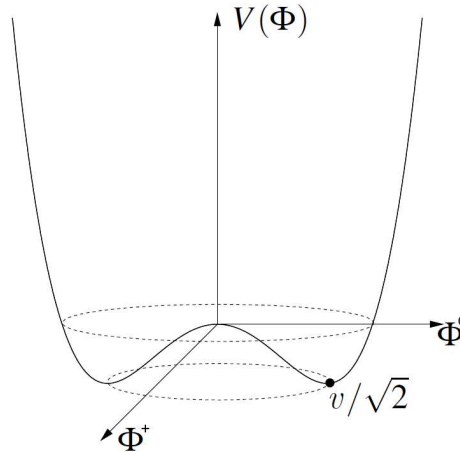


Abbildung 2.1: Darstellung des Higgs-Potenzials für die beiden komplexen Felder Φ^+ und Φ^0 . Die komplexen Felder besitzen vier Freiheitsgrade, wovon durch die geeignete Wahl des Grundzustands alle Freiheitsgrade bis auf den reellen Anteil des neutralen Higgs-Feldes verschwinden.

Für die erste Generation der Leptonen ($\psi_L = L_L$ und $\psi_R = e_R$) und der Quarks ($\psi_L = Q_L$ und $\psi_R = u_R, d_R$) ist der Yukawa-Term gegeben durch

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = g_e \bar{L}_L \Phi e_R + g_d \bar{Q}_L \Phi d_R + g_u \bar{Q}_L \tilde{\Phi} u_R + h.c. , \quad (2.27)$$

wobei $\tilde{\Phi} = i\sigma_2 \Phi^*$ das ladungskonjugierte Higgs-Feld ist, welches den Quarks mit $I_3 = +1/2$ eine Masse verleiht. Der Yukawa-Term enthält letztendlich analog dazu die Beiträge aller drei Generationen von Fermionen. Die Yukawa-Kopplung g_f des Fermions an das Higgs-Boson ist dabei proportional zur entsprechenden Masse des Fermions

$$g_f = m_f \frac{\sqrt{2}}{v} . \quad (2.28)$$

Zusammenfassend ergibt sich folgendes Bild: die elektroschwache Symmetriebrechung ist eine Folge der Einführung des skalaren Higgs-Feldes in Form eines komplexen Isospin-Dubletts. Das Higgs-Potenzial besitzt einen von Null verschiedenen Vakuumerwartungswert. Mit Hilfe der spontanen Symmetriebrechung werden die Massen der Fermionen und Eichbosonen durch die Wechselwirkung mit den Higgs-Feld erzeugt. Bei diesem Mechanismus werden drei der vier Freiheitsgrade des Isospin-Dubletts, die Goldstone-Bosonen, in die longitudinalen Freiheitsgrade der Eichbosonen (W^\pm, Z) absorbiert. Übrig bleibt das Higgs-Boson. Die Masse des Higgs-Bosons ist dabei der einzige unbekannte Parameter.

2.1.4 Einschränkung der Masse des Higgs-Bosons

Bis jetzt konnte noch kein Higgs-Boson entdeckt werden. Vom theoretischen Standpunkt aus muss die Masse des Higgs-Bosons kleiner als 850 GeV sein. Dies folgt aus der oben erwähnten Forderung, dass die Unitarität in dem Streuprozess der massiven Eichbosonen $WW \rightarrow WW$ nicht verletzt werden darf [14]. Die theoretischen Grenzen für die Higgs-Boson-Masse im Standardmodell sind in Abbildung 2.2 gezeigt.

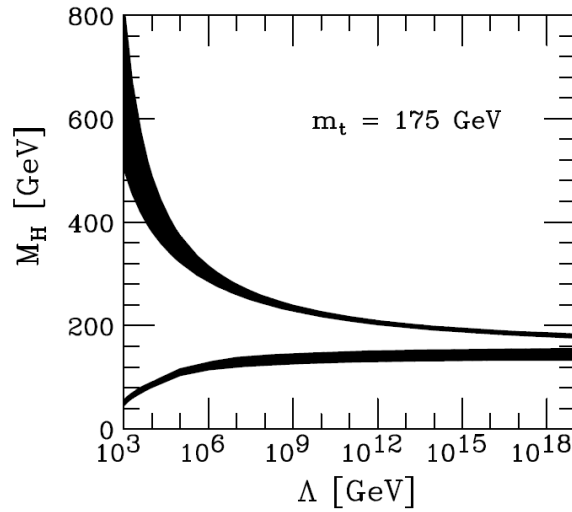


Abbildung 2.2: Der theoretisch erlaubte Bereich für die Higgs-Boson-Masse im Standardmodell befindet sich zwischen den beiden Bändern und ist abhängig von der Skala Λ [20].

Die bisherigen direkten und indirekten Messungen resultieren ebenfalls in Ausschlussgrenzen für Higgs-Boson-Massen. Abbildung 2.3 zeigt die χ^2 -Anpassung mit $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{min}^2$ aller Parameter des Standardmodells an elektroschwache Observablen (zum Beispiel $M_{W,Z}$ und θ_w), die in Präzisionsmessungen bestimmt wurden. Die Anpassung wurde für verschiedene Higgs-Boson-Massen durchgeführt unter der Annahme, dass das Standardmodell die korrekte zugrundeliegende Theorie ist. Das Minimum der Anpassung deutet an, dass kleine Massen im Standardmodell bevorzugt werden. Daraus ergibt sich für ein einseitiges Vertrauensintervall für ein Vertrauensniveau von 95% ($\Delta\chi^2 = 2,7$) eine obere Ausschlussgrenze von 161 GeV [15].

Die direkte Suche nach dem Higgs-Boson durch die Experimente bei LEP ergab eine untere Ausschlussgrenze von 114,4 GeV [16]. Mit Hilfe der Tevatron-Experimente konnten zusätzlich die Bereiche für Higgs-Boson-Massen von 100-108 GeV und 156-177 GeV ausgeschlossen werden [17]. Dem ATLAS-Experiment ist es vor kurzem gelungen, die Ausschlussgrenzen zu verbessern: für ein Vertrauensniveau von 95% wurden Massenbereiche von 146-232 GeV, 256-282 GeV und 296-466 GeV ausgeschlossen, siehe Abbildung 2.4 (oben) [18]. Die Kombination der Messungen bei ATLAS und CMS liefert für das gleiche Vertrauensniveau einen Ausschluss von 141-476 GeV, siehe Abbildung 2.4 (unten) [19]. Information zur Bestimmung von Ausschlussgrenzen befindet sich in Anhang A.

2.1.5 Quantenchromodynamik

Ein weiterer Baustein des Standardmodells ist die Theorie der starken Wechselwirkung zwischen Quarks, die Quantenchromodynamik (QCD) [21, 22]. Quarks besitzen als besondere Eigenschaft eine Farbladung (rot, grün, blau), welche durch die Spinoren

$$\chi_r = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \chi_g = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \chi_b = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (2.29)$$

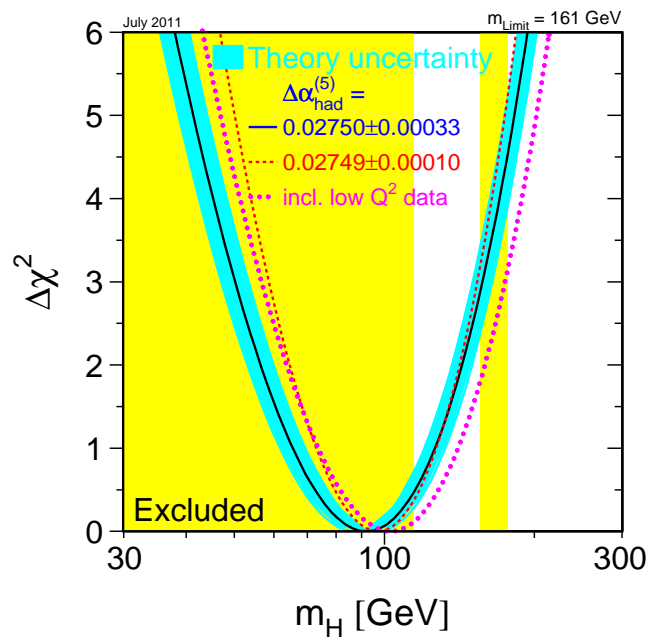


Abbildung 2.3: χ^2 -Anpassung ($\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{\text{min}}^2$) der Standardmodell-Parameter an elektroschwache Präzisionsmessungen in Abhängigkeit von der Masse des Higgs-Bosons (durchgezogene Linie). Das Band gibt die theoretischen Unsicherheiten wieder. Die eingefärbten Bereiche zeigen den Ausschluss durch die direkte Suche nach dem Higgs-Boson bei LEP und am Tevatron [15].

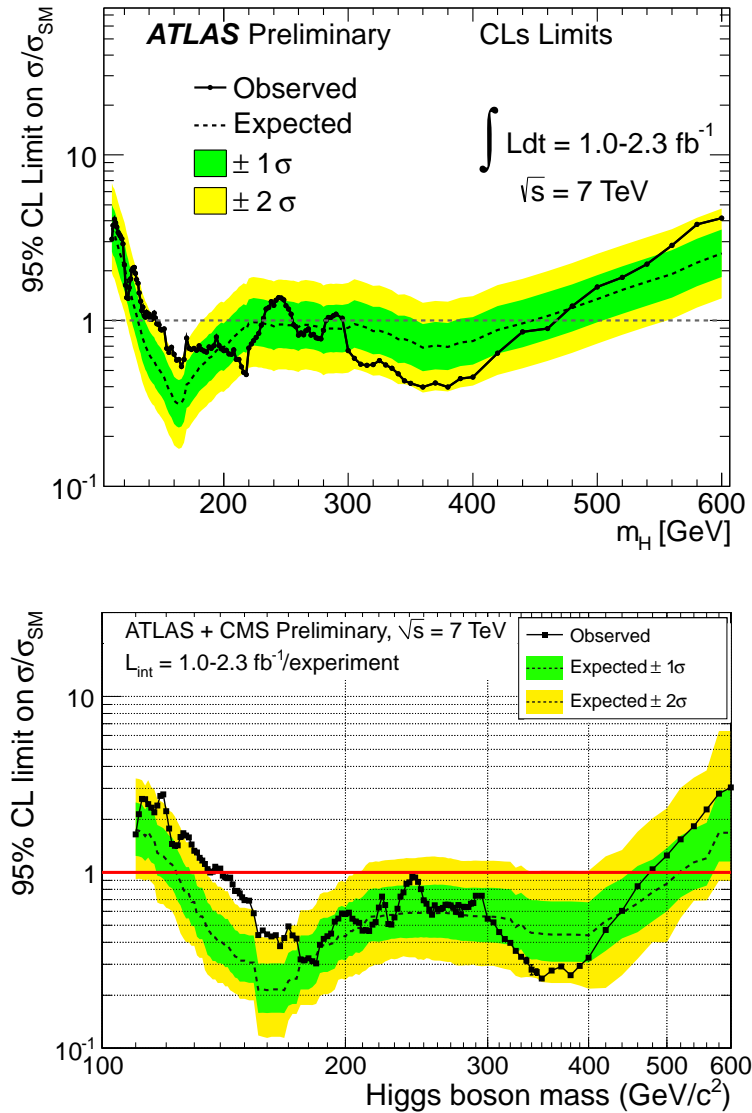


Abbildung 2.4: Die Ausschlussgrenzen (CL_S -Vertrauensintervall zu einem Vertrauensniveau von 95%) für den Wirkungsquerschnitt der Produktion von Higgs-Bosonen im Standardmodell geteilt durch die Erwartung des Standardmodells in Abhängigkeit von der Higgs-Boson-Masse m_H (schwarze durchgezogene Linie), gemessen bei ATLAS (oben) [18] und ATLAS in Kombination mit CMS (unten) [19]. Sobald die Ausschlussgrenze den Wert Eins unterschreitet, kann die entsprechende Masse ausgeschlossen werden. Die gestrichelte Linie stellt den erwarteten Median der oberen Ausschlussgrenze für die Annahme der Nur-Untergrund-Hypothese dar. Das grüne (gelbe) Band entspricht der $\pm 1\sigma$ ($\pm 2\sigma$)-Unsicherheit des Medians.

ausgedrückt wird. Die Gesamtwellenfunktion Ψ ergibt sich dann aus $\Psi = \psi \cdot \chi_{r,g,b}$. In der QCD wird die Invarianz der Lagrange-Dichte unter einer lokalen $SU(3)$ -Phasentransformation

$$\Psi \rightarrow e^{i\frac{g_s}{2} \sum_{i=1}^8 \lambda_i \beta_i(x)} \Psi \quad (2.30)$$

gefordert, die ausschließlich auf die Farbladung der Quarks wirkt³. Eine mögliche Darstellung der Generatoren der $SU(3)$ sind die acht *Gell-Mann-Matrizen* λ_i . Durch Einführung von Feldstärketensoren G_i^μ mithilfe der kovarianten Ableitung

$$\mathcal{D}^\mu = \partial^\mu + i\frac{g_s}{2} \sum_{i=1}^8 \lambda_i G_i^\mu \quad (2.31)$$

ergibt sich die Lagrange-Dichte der QCD für eine bestimmte Quark-Sorte

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\Psi}(i\gamma_\mu \mathcal{D}^\mu - m)\Psi - \frac{1}{4} \sum_{i=1}^8 G_{i,\mu\nu} G_i^{\mu\nu}. \quad (2.32)$$

Die kinetischen Zusatzterme sind definiert als $G_i^{\mu\nu} = \partial^\mu G_i^\nu - \partial^\nu G_i^\mu - g_s f_{jkl} G_k^\mu G_l^\nu$, wobei f_{jkl} die total antisymmetrischen Strukturkonstanten sind. Die Nichtvertauschbarkeit der $SU(3)_C$ hat zur Folge, dass alle Teilchen mit der gleichen Kopplungsstärke g_s an die Eichfelder G_i^μ koppeln⁴. Ähnlich zu den W^\pm -Bosonen der elektroschwachen Theorie, welche den Lepton-Flavor ändern, führen verschiedene Linearkombinationen der Eichfelder G_i^μ zu den eigentlichen Austauscheteilchen, den Gluonen. Es existieren acht Gluonen, wovon sechs farbtragende Gluonen einen Farbaustausch bewirken und zwei farbneutrale Gluonen einen farberhaltenden Übergang vermitteln. Gluonen besitzen aufgrund ihrer Farbladung eine Selbstwechselwirkung. Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung wird im Folgenden wie üblich als α_s bezeichnet.

2.1.6 Zusammenfassung des Standardmodells

Das Standardmodell der Teilchenphysik kann mathematisch also durch die Eichgruppen $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ beschrieben werden, welche der starken und der elektroschwachen Kraft entsprechen. Das Higgs-Boson ist dabei das Ergebnis von skalaren komplexen Higgs-Feldern, die durch spontane Symmetriebrechung den Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung Masse verleihen. Zusätzliche Yukawa-Kopplungen generieren die Massen der Leptonen und Quarks. Das Standardmodell enthält 19 freie Parameter: neun Massen der Fermionen (e , μ , τ -Lepton und sechs Quarks), drei Mischungswinkel und eine CP-verletzende Phase der CKM-Matrix, die Kopplungskonstanten der QED und QCD (α_{QED} und α_s), G_F , eine Phase, welche zu einer CP-Verletzung in der QCD führen würde⁵, die Z -Boson-Masse und die Masse des Higgs-Bosons.

2.2 Erweiterungen des Standardmodells

In diesem Abschnitt wird eine supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells motiviert und besprochen. Trotz der sehr genauen Überprüfung und Bestätigung des Standardmodells

³Aus diesem Grund wird die $SU(3)$ der QCD auch $SU(3)_C$ genannt, wobei C für die Farbe (engl.: Color) steht.

⁴Das ist analog zur elektroschwachen Theorie. Auch die $SU(2)_L$ ist nicht-abelsch und die Kopplungsstärke g zwischen Fermionen und beiden W -Bosonen ist gleich.

⁵Die Phase muss nahe an Null sein, da für die starke Wechselwirkung keine Verletzung der CP-Symmetrie beobachtet wurde.

der Teilchenphysik durch Präzisionsmessungen [23] bestehen grundlegende Probleme, die vermuten lassen, dass das Standardmodell nur eine effektive Theorie für die derzeit zugänglichen Energiebereiche ist und durch eine neue Symmetrie erweitert werden muss. Die grundlegenden Probleme sind:

Vereinigung der Eichkopplungen

Die Wahl der Eichgruppen $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ scheint auf den ersten Blick wenig natürlich zu sein. Es wird erwartet, dass eine weitaus fundamentalere Symmetrie, *Grand Unified Theory* (GUT) [24], zugrunde liegt. Das theoretische Verhalten der Kopplungen der Standardmodell-Eichgruppen für hohe Energien zeigt, dass diese nicht gegen einen gemeinsamen Punkt konvergieren, wie man es für eine GUT erwartet hätte.

Dunkle Materie

Messungen haben ergeben [25], dass ca. 25% der Energie im Universum aus nicht-baryonischer und nicht-leuchtender Materie besteht, die sogenannte *Dunkle Materie*, die sich nicht relativistisch verhält. Kandidaten mit solchen Eigenschaften sind WIMPs⁶, die nicht elektromagnetisch wechselwirken dürfen und schwer sein sollten. Das Standardmodell enthält keine solche Kandidaten für *Dunkle Materie*.

Feinabstimmung und Hierarchieproblem

Bei der Berechnung von Strahlungskorrekturen zur Higgs-Boson-Masse, zum Beispiel durch ein Ein-Schleifen-Diagramm eines Fermions, treten Divergenzen auf, die quadratisch im Abschneideparameter der Schleifenintegrale sind, oberhalb dessen die Theorie seine Gültigkeit verliert. Das führt im Bereich großer Energien zu hohen Higgs-Boson-Massen, die dann nicht im Bereich der elektroschwachen Physik liegen können, was eigentlich erwartet wird. Nur durch eine geschickte, jedoch relativ unnatürliche Anpassung der Kompensationsterme in der Renormierung, die sogenannte *Feinabstimmung* [26, 27, 28], können die Divergenzen verhindert werden. Generell stellt sich auch die Frage, wieso der Vakuumerwartungswert des Higgs-Feldes (~ 246 GeV), welcher die einzige Energieskala der elektroschwachen Theorie ist, auf die sich alle Teilchen des Standardmodells beziehen, so weit entfernt von den Energieskalen übergeordneter, vereinheitlichter Theorien (10^{15-16} GeV) ist. Dieses Erklärungsdefizit wird als *Hierarchieproblem* bezeichnet.

Supersymmetrie (SUSY) stellt eine Lösung der oben genannten Probleme dar. SUSY besagt die Existenz von weiteren Teilchen, welche die Eigenschaften der Teilchen des Standardmodells besitzen, deren Spin sich jedoch um $1/2$ unterscheidet. Die Entwicklung der Kopplungskonstanten bis hin zu hohen Energien kann innerhalb der SUSY einen gemeinsamen Treffpunkt aller drei Kopplungen bei $\sim 10^{16}$ GeV [29] ergeben. Die Einführung einer diskreten Symmetrie, der R-Parität, sorgt für die Erhaltung der Baryonen- und Leptonenzahl. Aus der R-Parität folgt dann, dass das leichteste supersymmetrische Teilchen, meist ein sogenanntes Neutralino, absolut stabil ist. Das Neutralino ist elektrisch neutral, wechselwirkt schwach, besitzt Masse und ist somit ein Kandidat für *Dunkle Materie*. Ein weiteres Argument für SUSY ist die Lösung des Problems der *Feinabstimmung*. Die im Abschneideparameter quadratischen Divergenzen der Higgs-Boson-Masse werden durch die Strahlungskorrekturbeiträge der supersymmetrischen Partner aufgehoben. Auch die Gravitation kann in einer supersymmetrischen Theorie eventuell berücksichtigt werden, wird jedoch in der nun folgenden SUSY-Einführung vernachlässigt.

⁶engl.: Weakly Interacting Massive Particles

2.2.1 Supersymmetrie

SUSY [29, 30] verknüpft Bosonen, also Teilchen mit ganzzahligem Spin, mit Fermionen, deren Spin $1/2$ ist, mithilfe der SUSY-Transformation \mathcal{Q}

$$\mathcal{Q}|\text{Fermion}\rangle = |\text{Boson}\rangle, \quad \mathcal{Q}|\text{Boson}\rangle = |\text{Fermion}\rangle. \quad (2.33)$$

Jedes Teilchen im Standardmodell besitzt einen Superpartner mit denselben Quantenzahlen bis auf den Spin. In der supersymmetrischen Theorie wird vorausgesetzt, dass die Teilchen des Standardmodells und ihre Superpartner die gleiche Masse besitzen. Da jedoch keine SUSY-Teilchen bisher gefunden wurden, müssen diese schwer, und die Supersymmetrie somit gebrochen sein. Die Konsequenz einer solchen Symmetriebrechung ist die Wiedereinführung von Korrekturtermen für die Higgs-Masse, die quadratisch in der Massendifferenz des Teilchens und seines Superpartners sind. Die Annahme relativ kleiner Korrekturen auf elektroschwacher Skala, eine sogenannte weiche Symmetriebrechung, würde das Problem der *Feinabstimmung* dennoch ausreichend gut lösen und hätte daher Massen der SUSY-Teilchen zur Folge, die von der Größenordnung $\mathcal{O}(1 \text{ TeV})$ sein müssen.

Die einfachste Möglichkeit für einen Mechanismus der SUSY-Brechung wird im *Minimalen Supersymmetrischen Standardmodell* formuliert. Die hier präsentierten theoretische Grundlagen dieses Modells basieren auf [31, 32].

2.2.2 Minimales Supersymmetrisches Standardmodell

Das *Minimales Supersymmetrisches Standardmodell* (MSSM) basiert auf den Eichgruppen $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Die Spin- $1/2$ Superpartner der Eichfelder des Standardmodells (B^μ , W_{1-3}^μ , G_{1-8}^μ) sind das Bino \tilde{B} , drei Winos \tilde{W}_{1-3} und acht Gluinos \tilde{G}_{1-8} . Teilchen und Superpartner werden in Supermultipletts \hat{B} , \hat{W}_{1-3} und \hat{G}_{1-8} zusammengefasst. Jedem Fermion wird ein Spin-0-Superpartner zugeordnet, Sleptonen und Squarks. Zusammen werden sie in links-chirale Supermultipletts \hat{L} und \hat{Q} und rechts-chirale Supermultipletts \hat{E}_R , \hat{U}_R und \hat{D}_R eingeordnet. Die R-Parität ist definiert durch die Quantenzahl

$$R_p = (-1)^{2s+3B+L}. \quad (2.34)$$

Sie ist für Teilchen $+1$, für die Superpartner -1 und ist eine Erhaltungsgröße. Um die Symmetrie zu brechen wird zudem ein minimaler Satz an zusätzlichen SUSY-Brechungs-Termen eingeführt. Das MSSM besitzt dann 105 zusätzliche Parameter.

2.2.3 Higgs-Sektor des MSSM

Im MSSM wird ein zusätzliches Higgs-Dublett mit entgegengesetzter Hyperladung benötigt

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \Phi_1^0 \\ \Phi_1^- \end{pmatrix} \quad (Y_{\Phi_1} = -1), \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \Phi_2^+ \\ \Phi_2^0 \end{pmatrix} \quad (Y_{\Phi_2} = +1), \quad (2.35)$$

um den Fermionen (mit Isospin $\pm 1/2$) des Standardmodells Masse zu verleihen und um sogenannte *chirale Anomalien* zu verhindern, die im Fall nur eines Dubletts die Renormierbarkeit

der Theorie zerstören [31]. Das Higgs-Potenzial des MSSM ist dabei

$$\begin{aligned}
 V_{Higgs}^\mu &= (\mu^2 + m_{\Phi_1}^2)|\Phi_1|^2 + (\mu^2 + m_{\Phi_2}^2)|\Phi_2|^2 - \mu B \epsilon_{ij} (\Phi_1^i \Phi_2^j + h.c.) \\
 &\quad + \frac{1}{8} g'^2 + g^2 (|\Phi_1|^2 + |\Phi_2|^2)^2 + \frac{1}{2} g^2 |\Phi_1^\dagger \Phi_2|^2,
 \end{aligned} \tag{2.36}$$

wobei B , m_{Φ_1} und m_{Φ_2} Parameter der SUSY-Brechungs-Terme sind mit $\epsilon_{12} = -\epsilon_{21} = 1$ und $\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = 0$. g' und g sind die Kopplungsstärken der elektroschwachen Eichgruppen und μ ist der Higgs-Massen-Parameter. Die quartischen Selbstkopplungen der Higgs-Felder in Gleichung 2.36 sind gegeben durch die Eichkopplungen g und g' . Diese Kopplungen sind daher keine freien Parameter, wie dies im Standardmodell der Fall ist. Diese Tatsache resultiert in Einschränkungen der Higgs-Boson-Massen, siehe Gleichung 2.47. Um analog zum Higgs-Mechanismus des Standardmodells die elektroschwache Eichgruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ in die Gruppe $U(1)_{em}$ zu brechen, gleichbedeutend mit dem Resultat eines masselosen Photons, wird der Vakuumerwartungswert von Φ_1^- durch spontane Symmetriebrechung auf Null gesetzt, $\Phi_{1,min}^- = 0$. Aus $\partial V_{Higgs} / \partial \Phi_1^- |_{min} = 0$ folgt dann unmittelbar $\Phi_{2,min}^+ = 0$. Die Vakuumerwartungswerte der beiden neutralen skalaren Felder sind im Potenzialminimum definiert als

$$\Phi_{1,min}^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} v_1, \quad \Phi_{2,min}^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} v_2 \quad \text{mit} \quad \tan \beta = \frac{v_2}{v_1}. \tag{2.37}$$

Die Anregungen der verschiedenen Higgs-Felder um ihren Vakuumerwartungswert in die reelle und imaginäre Richtung ergeben acht Freiheitsgrade. Von diesen acht Freiheitsgraden können drei *Goldstone-Bosonen* (G^\pm und G^0) analog zum Standardmodell durch eine unitäre Transformation in die longitudinalen Freiheitsgrade der W^\pm -Bosonen und des Z -Boson absorbiert werden. Übrig bleiben zwei neutrale CP-gerade Higgs-Bosonen h und H , ein neutrales pseudo-skalares CP-ungerades Higgs-Boson A und zwei geladene Higgs-Bosonen H^\pm . Die Mischungen der verschiedenen Felder können folgendermaßen ausgedrückt werden

$$\begin{pmatrix} G^0 \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \sqrt{2} \begin{pmatrix} \text{Im } \Phi_1^0 \\ \text{Im } \Phi_2^0 \end{pmatrix}, \tag{2.38}$$

$$\begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \sqrt{2} \begin{pmatrix} \text{Re } \Phi_1^0 - v_1 \\ \text{Re } \Phi_2^0 - v_2 \end{pmatrix}, \tag{2.39}$$

$$\begin{pmatrix} G^- \\ H^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_1^- \\ \Phi_2^- \end{pmatrix}, \tag{2.40}$$

$$G^+ = (G^-)^\dagger, \tag{2.41}$$

$$H^+ = (H^-)^\dagger. \tag{2.42}$$

Die Massen der physikalischen Higgs-Bosonen des MSSM sind dann gegeben durch

$$M_A^2 = -B\mu(\tan \beta + \cot \beta), \tag{2.43}$$

$$M_{h,H}^2 = \frac{1}{2} \left(M_A^2 + M_Z^2 \mp \sqrt{(M_A^2 + M_Z^2)^2 - 4M_A^2 M_Z^2 \cos^2 2\beta} \right), \tag{2.44}$$

$$M_{H^\pm} = M_A^2 + M_W^2, \tag{2.45}$$

mit einer Masse der Eichbosonen von $M_Z^2 = \frac{1}{4}(v_1^2 + v_2^2)^2(g'^2 + g^2)$ und $M_W^2 = \frac{1}{4}(v_1^2 + v_2^2)^2 g^2$. Der Mischungswinkel α gegeben ist durch

$$\cos 2\alpha = -\cos 2\beta \frac{M_A^2 - M_Z^2}{M_H^2 - M_h^2} \quad \text{und} \quad \sin 2\alpha = -\sin 2\beta \frac{M_A^2 + M_Z^2}{M_H^2 - M_h^2}. \tag{2.46}$$

	$ g_{\Phi^{\text{MSSM}}u\bar{u}}/H^{\text{SM}}u\bar{u} $	$ g_{\Phi^{\text{MSSM}}d\bar{d}}/H^{\text{SM}}d\bar{d} $
h	$\cos \alpha / \sin \beta$	$\sin \alpha / \cos \beta$
H	$\sin \alpha / \sin \beta$	$\cos \alpha / \cos \beta$
A	$1 / \tan \beta$	$\tan \beta$

Tabelle 2.4: Relative Kopplungsstärke der Yukawa-Kopplungen von den neutralen Higgs-Bosonen des MSSM $\Phi^{\text{MSSM}} = h, H, A$ an Fermionen mit $I_3 = \pm 1/2$ auf Born-Niveau im Vergleich zum neutralen Higgs-Boson der Standardmodells H^{SM} .

Da die neutralen Higgs-Bosonen des MSSM Gegenstand dieser Arbeit sind, werden in Tabelle 2.4 die relativen Yukawa-Kopplungen der Higgs-Bosonen an Paare von Fermionen $u\bar{u}$ mit Isospin $+1/2$ und Fermionen $d\bar{d}$ mit Isospin $-1/2$ auf Born-Niveau zusammengefasst. Die daraus resultierenden Besonderheiten der Higgs-Boson-Produktion des MSSM werden in Kapitel 4 diskutiert.

Aus der supersymmetrischen Struktur des MSSM-Higgs-Sektors folgen auf Born-Niveau starke Einschränkungen für den Parameterraum, der aus $M_h, M_H, M_A, M_{H^\pm}, \beta$ und α besteht. Nur zwei der sechs Parameter sind frei wählbar, üblicherweise werden $\tan \beta$ und M_A gewählt. Die erlaubten Massenbereiche für die Higgs-Boson-Massen ergeben sich dann zu

$$M_h \leq M_A, M_Z \leq M_H, \quad M_{W^\pm} \leq M_{H^\pm}. \quad (2.47)$$

Für große $M_A \gg M_Z$ und $\tan \beta \gg 1$ gilt $M_h \simeq M_Z$ und die Yukawa-Kopplungen von h an Fermionen und Eichbosonen werden standardmodellartig. Das bedeutet, in dieser Näherung hätte das Higgs-Boson bei LEP⁷ entdeckt werden müssen, weshalb ausgeschlossen werden kann, dass das Higgs-Boson h leichter als das Z-Boson ist. Stattdessen haben Strahlungskorrekturen, wie Top- und Stop-Quark-Schleifen, einen starken Einfluss auf die Masse M_h und verschieben diese zu deutlich höheren Werten $M_h \lesssim 130$ GeV. Durch die Korrekturen höherer Ordnung werden die Parameter der SUSY-Brechung in den Higgs-Sektor eingeführt. Um den Parameterraum dennoch relativ klein zu halten (M_A und $\tan \beta$), werden in sogenannten *Benchmark-Szenarien* die zusätzlichen SUSY-Parameter auf bestimmte Weise festgelegt. In dieser Arbeit wird das m_h^{max} -Szenario [33] gewählt, das für ein gegebenes M_A und $\tan \beta$ die Massen des leichtesten Higgs-Bosons h maximiert. Die Abbildung 2.5 zeigt, dass für große $\tan \beta$ die Massen M_h und M_A unterhalb der Masse $\lesssim 130$ GeV und M_A und M_H oberhalb der Masse $\gtrsim 130$ GeV jeweils nahezu entartet sind⁸.

Die in dieser Arbeit verwendeten Massen der skalaren MSSM Higgs-Bosonen sowie die Kopplungen und ihre Verzweigungsverhältnisse wurden mit dem Programm FEYNHIGGS [34] berechnet. Mehr Informationen zu den Produktionswirkungsquerschnitten und Verzweigungsverhältnissen der Higgs-Bosonen wird in Kapitel 4 gegeben.

Die derzeit vom Tevatron und bei LEP und CMS ermittelten Ausschlussgrenzen sind in Abbildung 2.6 dargestellt. Ziel dieser Arbeit ist ein Test neuer Bereiche des MSSM-Parameterraums, die über den bei LEP und am Tevatron ermittelten Bereich hinausgehen, für eine integrierte Luminosität von bis zu $1,06 \text{ fb}^{-1}$ am ATLAS-Experiment.

⁷LEP - Large Electron-Positron Collider

⁸Die Suche nach Higgs-Bosonen des MSSM erfolgt in dieser Arbeit unter der Annahme ausreichend großer $\tan \beta$.

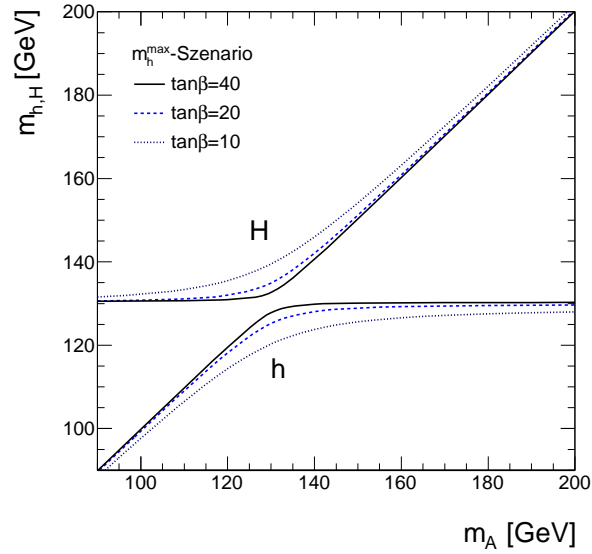


Abbildung 2.5: Massen der neutralen Higgs-Bosonen h und H des MSSM in Abhängigkeit von M_A und $\tan\beta$ im m_h^{max} -Szenario. Berechnung mit FEYNHIGGS [34].

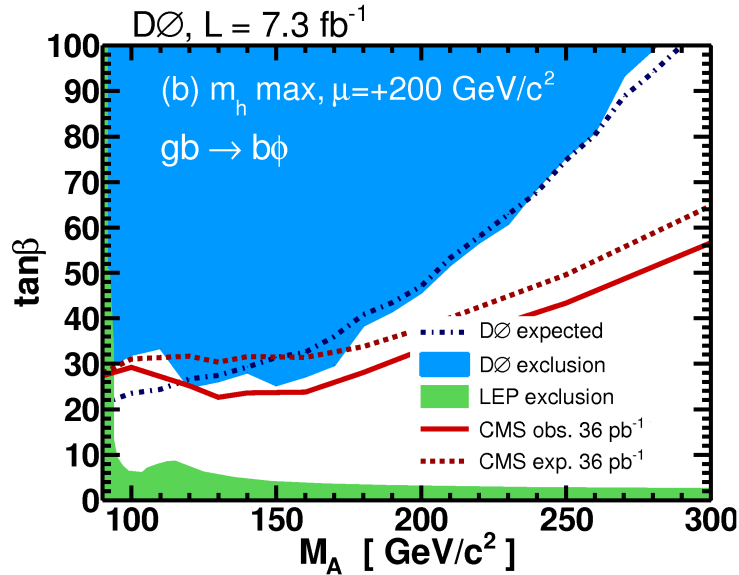


Abbildung 2.6: Ausschlussgrenzen in der $(m_A, \tan\beta)$ -Ebene für ein Vertrauensniveau von 95% im m_h^{max} -Szenario gemessen am Tevatron im Kanal $A/h/H \rightarrow \tau\tau$ [35] inklusive den Ausschlussgrenzen von LEP [36] und CMS [37].

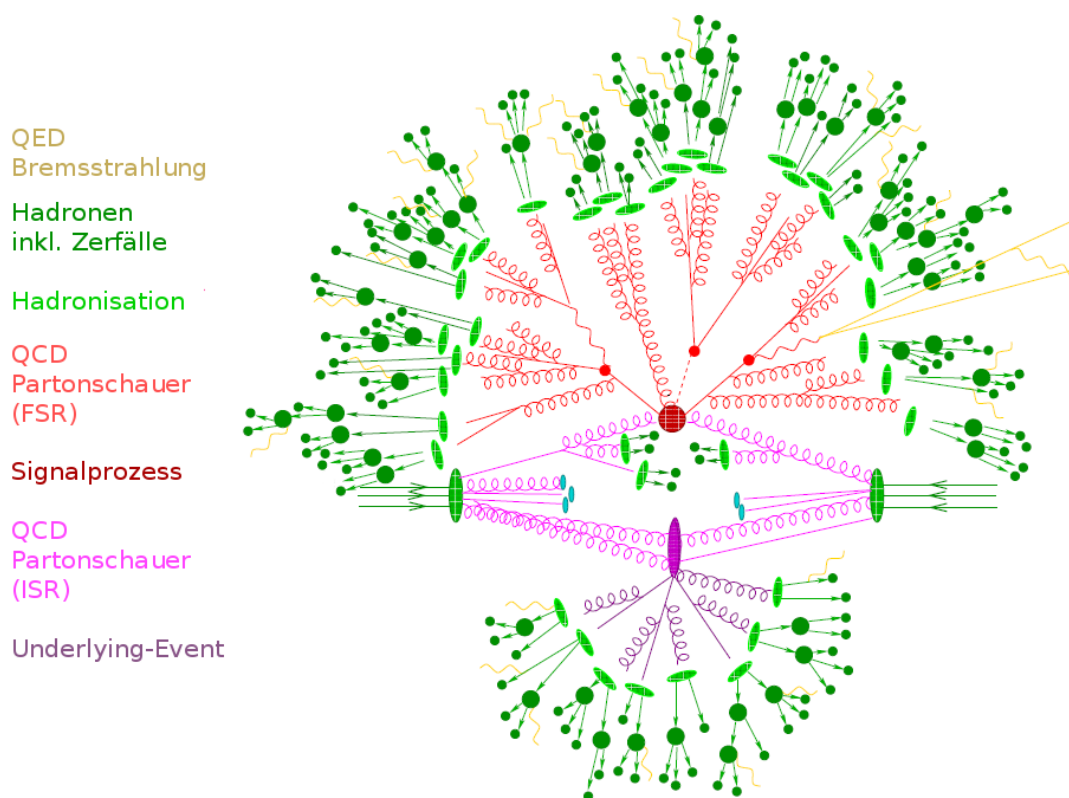


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung einer Hadron-Hadron-Kollision [38].

2.3 Theoretische Grundlagen der Ereignissimulation

Um Daten, die bei ATLAS gemessen werden, mit der Theorie vergleichen zu können, müssen die Standardmodellprozesse und die Higgs-Boson-Produktion simuliert werden. Dieser Abschnitt beinhaltet einen kurzen Überblick über die Beschreibung von Hadron-Hadron-Kollisionen und die Simulation solcher Ereignisse mithilfe von Ereignisgeneratoren.

2.3.1 Hadron-Hadron-Kollision

Bei der Kollision von Hadronen interessieren vor allem harte Streuprozesse mit hohem transversalen Impuls, bei denen die Quarks und Gluonen quasi als freie Teilchen wechselwirken (*Asymptotische Freiheit*). Solche Prozesse lassen sich mithilfe der perturbativen QCD beschreiben. Es müssen jedoch auch weiche Prozesse berücksichtigt werden, welche die freien Quarks und Gluonen der harten Wechselwirkung durch Abstrahlungsprozesse in die farbneutralen Hadronen des Endzustands übergehen lassen (*Confinement*). Abbildung 2.7 stellt die verschiedenen Stufen der Hadron-Hadron-Kollision bis hin zum eigentlichen Endzustand, in dem Jets aus Hadronen gemessen werden können, dar.

Die Wechselwirkungen eines harten Streuprozesses findet auf dem Niveau von Partonen, Quarks und Gluonen statt. Der Wirkungsquerschnitt $\hat{\sigma}_{ab}$ des Streuprozesses freier Partonen a und b

lässt sich mithilfe der perturbativen QCD in Form eines *Matrixelements* (ME) berechnen, das auf der entsprechenden Lagrange-Dichte basiert. Freie Partonen liegen bei harten Streuprozessen vor, d.h. wenn der Streuprozess bei hohen Energien und einem großen Impulsübertrag stattfinden. Die beiden im harten Prozess beteiligten Partonen a und b besitzen einen wohldefinierten Bruchteil $x_{a,b}$ des jeweiligen Impulses von Hadron A oder B . Mit den sogenannten *Partonverteilungsfunktion* (PDF) $f_{a,b/A,B}(x_{a,b}, \mu_F^2)$, einer Wahrscheinlichkeitsverteilung für das Vorhandensein von Parton a oder b mit bestimmtem Impuls $x_{a,b}$ in Hadron A oder B , lässt sich der Wirkungsquerschnitt der Hadron-Hadron-Kollision gemäß dem Faktorisierungstheorem [39] berechnen

$$\sigma_{AB} = \sum_{a,b} \int \int dx_a dx_b f_{a/A}(x_a, \mu_F^2) f_{b/B}(x_b, \mu_F^2) \hat{\sigma}_{ab}(\mu_F, \mu_R). \quad (2.48)$$

μ_F ist dabei die sogenannte Faktorisierungsskala. Wenn alle Ordnungen der Störungsrechnung bekannt wären, gäbe es keine Abhängigkeit von dieser Skala. Kollineare Divergenzen, die bei der ME-Berechnung durch Abstrahlung von Gluonen bei niedrigem Impulsübertrag auftreten, wurden mithilfe der DGLAP-Entwicklungs-Gleichungen [40, 41, 42] von den PDFs absorbiert, wobei diese dann die Abhängigkeit von μ_F erhalten. Übrig bleiben dabei endliche Terme der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^n)$, wobei die laufende QCD-Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2, \mu_R^2)$ vom Impulsübertrag Q^2 und von einer weiteren Skala, der Renormierungsskala μ_R , abhängig ist. PDFs können nur durch eine Messung bestimmt werden.

Neben dem eben besprochenen Signalprozess kommt es zur Abstrahlung von zusätzlichen Partonen. Diese QCD-Bremsstrahlung, sogenannte weiche Prozesse ähnlich zur Abstrahlung von Photonen bei der Beschleunigung elektrisch geladener Teilchen, tritt vor dem harten Streuprozess, *Initial State Radiation* (ISR), und nach dem harten Streuprozess, *Final State Radiation* (FSR), auf und resultiert in einer Vielzahl von zusätzlichen Partonen, dem *Partonschauer* (PS).

Die Partonen des Endzustands tragen eine Farbladung. Die starke Kopplungskonstante α_s steigt mit zunehmender Entfernung der Partonen an, bis die Schwelle erreicht ist, an der sich die Partonen zu farbneutralen Hadronen zusammenschließen. Dieser Effekt wird *Hadronisierung* genannt. Die Hadronen können dann wiederum zerfallen. Die Partonen, die aus der Abstrahlung mit geringem Impulsübertrag entstehen, besitzen näherungsweise dieselbe Flugrichtung wie das ursprüngliche harte Parton. Das bedeutet, nach der Hadronisierung befinden sich die Hadronen meist gebündelt innerhalb eines bestimmten Konus um die Flugrichtung des ursprünglichen Partons. Mit speziellen Algorithmen lassen sich dann durch die Wahl eines bestimmten Kegelradius um die Flugachse sogenannte *Jets* definieren, in denen eine solche Häufung von Hadronen beobachtet werden kann.

Neben dem Prozess, der durch das ME beschrieben wird, können weitere mehrfache Parton-Parton-Streuprozesse stattfinden. Solche Prozesse werden als *Underlying Event* (UE) bezeichnet. Im Prinzip umfasst das UE alles außer dem harten Streuprozess.

2.3.2 Ereignisgeneratoren

Ereignisgeneratoren sind ein wichtiges Werkzeug der Teilchenphysik. Sie basieren auf Monte-Carlo-Simulationen (MC) und sind das Bindeglied zwischen Theorie und Experiment. Mit Hilfe von MC-Generatoren kann die Erwartung einer Theorie in Form von simulierten Ereignissen

eines Streuprozesses mit der tatsächlichen Messung verglichen und überprüft werden. In diesem Abschnitt sollen nur kurz gewisse Konzepte und Grundlagen von MC-Generatoren angesprochen werden. Detaillierte Information befinden sich in [43].

Endzustände von harten Streuprozessen, die am LHC produziert werden, können eine enorme Anzahl an Jets (Jet-Multiplizität) beinhalten. Das liegt zum einen an der hohen Schwerpunktsenergie, bei welcher der LHC arbeitet, als auch am großen Akzeptanzbereich des ATLAS-Detektors. Es ist deshalb notwendig, die Eigenschaften der Endzustände mit hoher Jet-Multiplizität zuverlässig voraussagen zu können. Das wird durch die Berechnungen des Matrixelements einer festen Ordnung erreicht. Dies geschieht meist in führender Ordnung (LO) und kann innerhalb eines MC-Generators automatisiert werden. Problematisch werden solche ME-Berechnungen fester höherer Ordnungen (N)NLO⁹ in kinematischen Bereichen weicher und kollinearere Abstrahlung von Partonen. Dort treten Divergenzen in Form von großen Logarithmen auf. Die Berechnung höherer Ordnungen geschieht dann mithilfe von Algorithmen des *Partonschauers*. Der PS basiert auf dem bereits erwähnten DGLAP-Formalismus für die Entwicklung von PDFs unter der Verwendung von *Sudakov-Formfaktoren* [44], welche die Wahrscheinlichkeit der Entwicklung eines Partons von einer harten zu einer weicheren Energieskala angibt, ohne dabei ein Parton abzustrahlen. Mit dem PS können ISR und FSR simuliert werden. Die Idee ist nun, den Phasenraum in einen Bereich für harte Abstrahlung unter einem großen Winkel und für weiche, kollineare Abstrahlung von Partonen aufzuteilen und die so definierten Bereiche entsprechend mit ME und PS zu berechnen. Anschaulich ausgedrückt, sind die beiden Bereiche gleichzusetzen mit der Produktion harter Partonen durch das ME und einer darauffolgenden Entwicklung der Partonen zu Jets durch den PS. Die Kombination beider Ansätze wird als *ME-PS-Matching* bezeichnet, ein Beispiel dafür ist der CKKW-Algorithmus [45]. Besonders wichtig ist hier, dass keine Phasenraumbereiche bei der Kombination beider Ansätze doppelt gezählt werden. Zusätzlich müssen MC-Generatoren auch das Underlying-Event und QED-Bremsstrahlung berücksichtigen. Die verwendeten MC-Generatoren werden in Kapitel 4 bei der Besprechung der einzelnen Untergrundprozesse vorgestellt.

⁹ (*next-to-)*next-to-leading order - (N)NLO

Kapitel 3

Das Experiment

3.1 Der Large Hadron Collider

Der *Large Hadron Collider* (LHC) ist der derzeit größte und höchstenergetische Teilchenbeschleuniger. Er befindet sich am europäischen Forschungszentrum für Teilchenphysik CERN nahe Genf an der schweiz-französischen Grenze. Der LHC ist ringförmig mit einem Umfang von 27 km, befindet sich zwischen 50 und 175 Meter unter der Erde und wurde in dem Tunnel des ehemaligen Beschleunigers LEP installiert. Der LHC basiert auf dem Synchrotron-Prinzip, ist konstruiert für Proton-Proton- und Schwerion-Schwerion-Kollisionen und wurde 2008 endgültig fertiggestellt. Es existieren zwei Strahlröhren mit jeweils einem Strahl. Die Richtung beider Strahlen verläuft entgegengesetzt. Ein Magnetsystem aus 1232 supraleitenden Dipolen mit einer Feldstärke von 8,3 Tesla hält den jeweiligen Strahl auf der kreisförmigen Umlaufbahn. Der LHC ist konzipiert für eine instantane Luminosität von $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$. In jedem Protonenstrahl werden dabei 2808 Teilchenpakete mit 10^{10} Protonen im Abstand von 25 ns zirkulieren. Die ersten Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ fanden am 30. März 2010 statt. Zum jetzigen Zeitpunkt werden bei dieser Schwerpunktsenergie instantane Luminositäten in der Größenordnung von $\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht und die integrierte Luminosität der aufgezeichneten Daten beträgt mehrere inverse Femtobarn.

Abbildung 3.1 zeigt den *Large Hadron Collider* zusammen mit den vier Hauptexperimenten und den Vorbeschleunigern. Der Linearbeschleuniger LINAC liefert Protonen der Energie 50 MeV. Diese werden in den Ringbeschleuniger PSB (Proton-Synchrotron-Booster) injiziert und über zwei weitere Ringe PS (Proton-Synchrotron) und SPS (Super-Proton-Synchrotron) weiter auf 450 GeV beschleunigt, bevor sie in den Hauptring des LHC gespeist werden und maximal die Energie 7 TeV erreichen können. Die beiden großen Experimente am LHC sind die zwei Zweckdetektoren ATLAS und CMS, mit denen eine umfangreiche Untersuchung des Standardmodells getätigt und neue Physik gesucht wird. Die weiteren Experimente sind LHCb, das sich mit der Physik von Bottom-Quarks beschäftigt, und ALICE, in dem Kollisionen von Schwerionen untersucht werden. Der LHC wird ausführlich in [47] beschrieben.

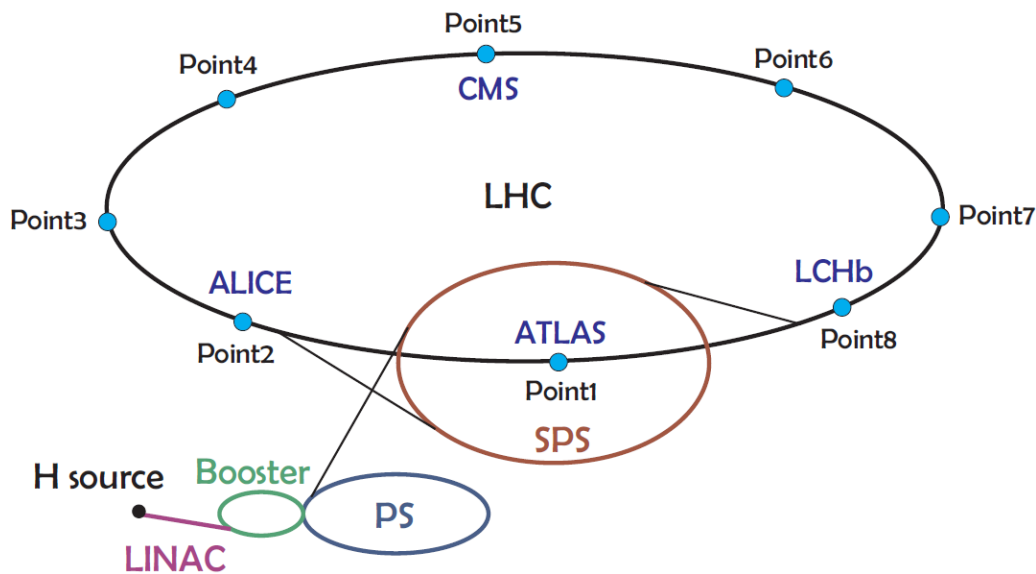


Abbildung 3.1: Skizze des *Large Hadron Collider* inklusive der vier Hauptexperimente ALICE, ATLAS, CMS und LHCb und der Vorbeschleuniger LINAC, PSB, PS und SPS [46].

3.2 Das ATLAS-Experiment

ATLAS ist eines der vier Hauptexperimente am LHC. Mit 44 Meter Länge, 22 Meter Höhe und einem Gewicht von ca. 7000 Tonnen ist ATLAS der größte LHC-Detektor. Er wurde ausgelegt für die Vermessung von Proton-Proton- und Schwerion-Schwerion-Kollisionen. Abbildung 3.2 zeigt den Aufbau von ATLAS.

Die Hauptziele des Experiments sind Präzisionsmessungen innerhalb des Standardmodells, dazu gehören Messungen in Bezug auf die elektroschwache Wechselwirkung, die QCD und Flavor-Physik und die Suche nach neuer Physik, die über das Standardmodell hinausgeht und welche das Design und den Aufbau von ATLAS maßgeblich beeinflusst hat. Die hohen Luminositäten und Schwerpunktsenergien des LHC und die Auslegung von ATLAS ermöglichen die Messung von Higgs-Bosonen und SUSY-Teilchen. Aufgrund der geringen Wirkungsquerschnitte der interessanten Produktionsprozesse solcher Teilchen sind Luminositäten in der Größenordnung von 10^{32} bis $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ notwendig, um ausreichend große Produktionsraten zu erzielen. Luminositäten in dieser Höhe erfordern eine schnelle und strahlungsresistente Elektronik, eine gute Detektorgranularität sowie einen großen räumlichen und kinematischen Akzeptanzbereich und ein effizientes Trigger-System. Verschiedene Teilchen müssen zuverlässig identifiziert und deren Impulse und Energien sowie Primär- und auch Sekundärvertices sehr präzise vermessen werden können.

Der ATLAS Detektor ist zylindersymmetrisch in Bezug auf die Strahlachse und besitzt eine Vorwärts-Rückwärts-Symmetrie bezüglich der zum Strahl transversalen Ebene durch den Wechselwirkungspunkt. Er besteht aus einem Spurdetektor, der in einer Solenoidspule eingebettet ist, einem System aus elektromagnetischen und hadronischen Kalorimetern, dem Myonspektrometer

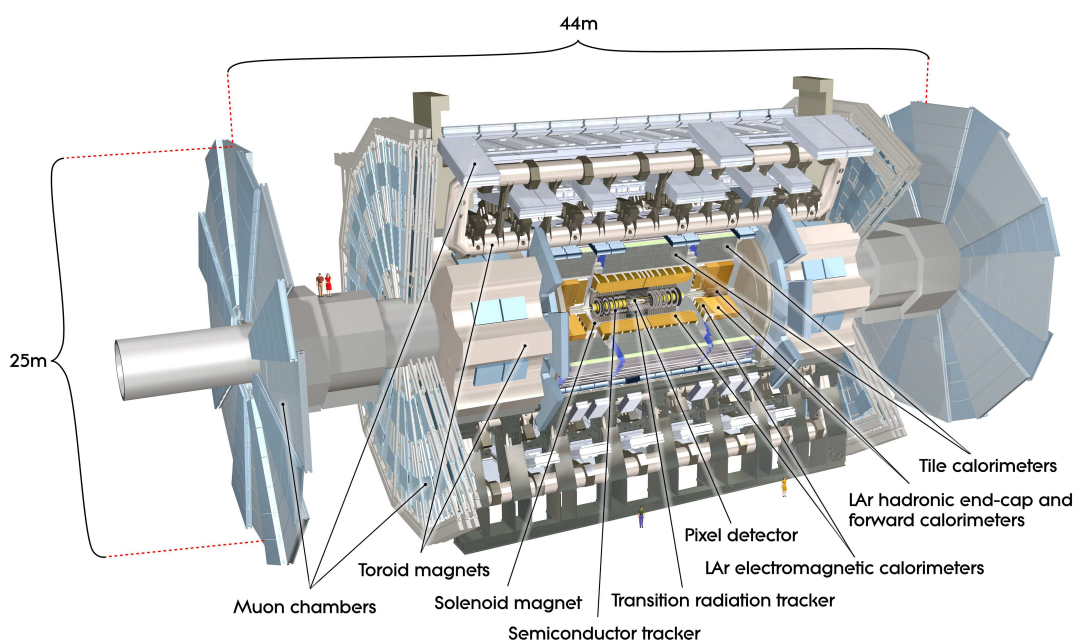


Abbildung 3.2: Der ATLAS-Detektor und die verschiedenen Untersysteme. Im Inneren befindet sich umrandet von einer Solenoidspule der Spurdetektor bestehend aus Pixel-detektor, SCT und TRT. Weiter außen folgen das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter. Das äußerste System bilden die Myonkammern zusammen mit den Toroidmagneten [48].

und einem Toroidmagneten. In Bereichen nahe an der Strahlachse sind die Detektoren LUCID, ALFA und ZDC installiert, die eine Bestimmung der Luminosität zulassen. Eine detaillierte Detektorbeschreibung befindet sich in [48].

3.2.1 Grundlegende Größen

Das kartesische Koordinatensystem bei ATLAS ist folgendermaßen festgelegt: Die x -Achse zeigt vom Wechselwirkungspunkt der Protonen zum Mittelpunkt des LHC-Rings und die y -Achse zeigt nach oben. Die positive Richtung der z -Achse zeigt in die Strahlrichtung, sodass ein rechtshändiges Koordinatensystem entsteht.

Der transversale Impuls p_T von rekonstruierten Objekten ergibt sich aus den Impulskomponenten p_x und p_y zu

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (3.1)$$

Der Azimutalwinkel ϕ in der transversalen (x, y) -Ebene und der Polarwinkel θ zwischen Flugbahn der Teilchen und z -Achse berechnen sich aus

$$\tan \phi = \frac{p_x}{p_y}, \quad (3.2)$$

$$\cot \theta = \frac{p_z}{p_T}. \quad (3.3)$$

Die Rapidität y und die Pseudorapidität η sind definiert als

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}, \quad (3.4)$$

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} = -\ln \tan \frac{\theta}{2}. \quad (3.5)$$

In relativistischer Näherung ($E \gg m_0 c^2$) ist die Pseudorapidität eine gute Näherung für die Rapidität (für masselose Teilchen gilt $y = \eta$). Die Rapidität ist eine bevorzugte Größe der Hochenergiephysik, da der Fluss von in Hadron-Hadron-Kollisionen bei QCD-Prozessen erzeugten Teilchen pro Rapiditätsintervall näherungsweise konstant ist. Das gilt dann folglich in relativistischer Näherung auch für die Pseudorapidität, die im Gegensatz zur Rapidität allein vom Polarwinkel abhängt und somit eine deutliche Vereinfachung liefert.

Der Abstand ΔR zwischen zwei Teilchen in der (η, ϕ) -Ebene ist gegeben durch

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}. \quad (3.6)$$

Weitere wichtige Parameter für die Beschreibung der Trajektorien geladener Teilchen sind die Krümmung $1/p_T$, der Stoßparameter d_0 , der den transversalen Abstand zur Strahlachse am Punkt der nächsten Annäherung angibt, ϕ_0 und z_0 an diesem Punkt und $\cot \theta$.

3.2.2 Spurdetektor

Der ATLAS-Spurdetektor ist ein Hochpräzisionsmessinstrument und dem Wechselwirkungspunkt am nächsten. Er ist zylindrisch und befindet sich in dem 2 Tesla starken Magnetfeld eines supraleitenden Solenoidmagneten. Er besitzt eine Länge (Radius) von 7 (1,15) Metern und deckt einen Bereich von $|\eta| < 2,5$ ab. Aufgrund der Nähe zum Wechselwirkungspunkt muss die Elektronik extrem strahlungsresistent sein. Aufgabe des Spurdetektors ist die Rekonstruktion von Primär- und Sekundärvertices, die Impulsmessung, sowie die Spurrekonstruktion geladener Teilchen¹ und die Identifikation von Teilchen. Die feine Granularität des Detektors ermöglicht Messungen mit höchster Auflösung und guter Mustererkennung. Die angestrebte Impulsauflösung beträgt $\sigma_{p_T}/p_T = 0,05\% \cdot p_T [\text{GeV}] \oplus 1\%$ ². Abbildung 3.3 zeigt die Auflösung der verschiedenen Spurparameter. Der Spurdetektor ist in Abbildung 3.4 dargestellt und besteht aus drei Komponenten, die in Abbildung 3.5 genauer beschrieben werden: *Pixeldetektor*, *Semiconductor Tracker* (SCT) und *Transition Radiation Tracker* (TRT).

Pixeldetektor

Die innerste Komponente des Spurdetektors bildet der Pixeldetektor [50]. Mit 1744 Modulen, die jeweils 46080 Pixel enthalten und insgesamt 80,4 Millionen Auslesekanälen ist der Pixeldetektor der Detektorbereich mit der höchsten Granularität. Er besteht aus einer Zentralregion mit drei Lagen³ und zwei Endkappen aus drei zur Strahlachse transversalen Scheiben, auf denen jeweils die Pixelsensoren angebracht sind. Die Pixel sind Halbleiterdioden und haben eine Größe von 50×400 bis $50 \times 600 \mu\text{m}^2$.

¹Die Spurrekonstruktion ist für Teilchen mit $p_T > 100$ MeV möglich.

²Das Symbol \oplus bedeutet die Wurzel aus der Summe der Quadrate von dem p_T -abhängigen Term und dem konstanten Term.

³Die innerste Lage ist die *B-Lage* und muss nach der Laufzeit von drei Jahren aufgrund der hohen Strahlenbelastung ausgetauscht werden.

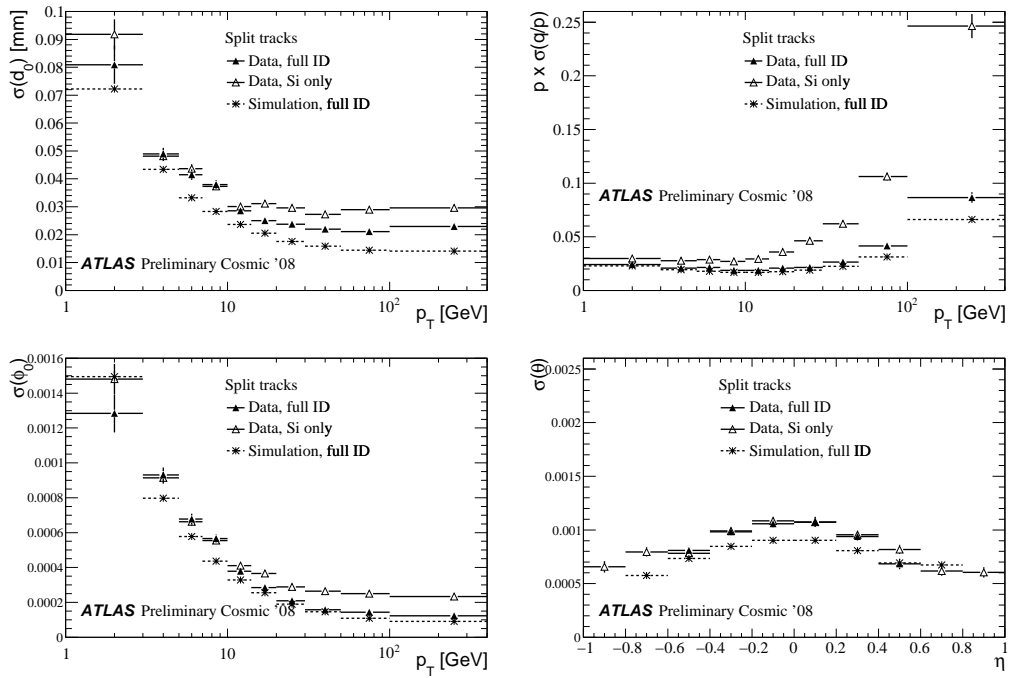


Abbildung 3.3: Auflösung der Spurparameter: d_0 (links oben), die relative Auflösung von $1/p_T$ (rechts oben), ϕ_0 (links unten) und θ (rechts unten) in Abhängigkeit von p_T bzw. η im Spurdetektor. Bestimmung der Auflösung durch die Messung kosmischer Myonen. Simulation für für eine perfekte Ausrichtung aller Detektorteile, im Vergleich mit den beobachteten Daten mit (*full ID*) und ohne TRT (*Si only*) [49].

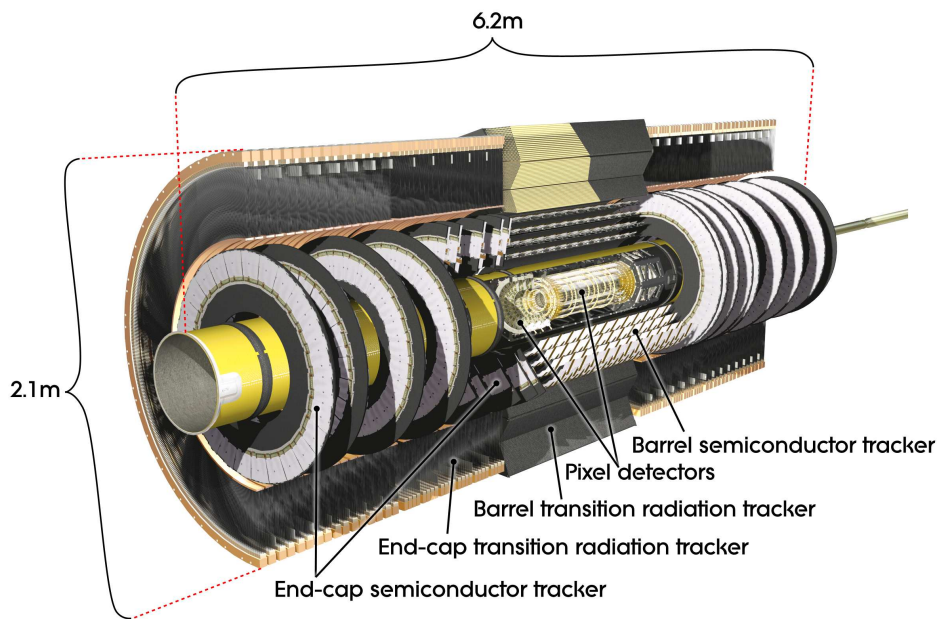


Abbildung 3.4: Der Spurdetektor des ATLAS-Detektors. Im Inneren befindet sich der Pixeldetektor. Weiter außen folgt der SCT und der TRT [48], die jeweils in eine Zentralregion (*Barrel*) und einen Bereich kreisförmiger Endkappen (*End-cap*) unterteilt sind.

SCT

Die Module des SCT [51] in Form von Silizium-Mikrostreifen der Länge 12,8 cm sind jeweils aus vier Halbleitersensoren aufgebaut. Jede Teilchenspur durchquert 8 Lagen des SCT. Insgesamt enthält der SCT 15912 Sensoren mit 6,3 Millionen Auslesekanäle. In der Zentralregion sind die Module parallel und in den Endkappen radial zur Strahlachse angelegt. Pixeldetektor und SCT arbeiten bei einer Temperatur von -5 bis -10°C und decken einen Bereich von $|\eta| < 2,5$ ab.

TRT

Der TRT [52] ist ein *Straw-Tube*-Spurdetektor, der auf dem Prinzip direkter Ionisation basiert, kombiniert mit einem Übergangsstrahlungsdetektor. Der TRT ermöglicht die Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen⁴ und die Identifikation von Elektronen mithilfe ihrer Übergangsstrahlung an Grenzflächen. Die in der Zentralregion parallel zur Strahlachse angeordneten Röhren des TRT besitzen eine Länge von 144 cm. In den Endkappen sind diese 37 cm lang und radial angeordnet. Die Anzahl der Auslesekanäle beträgt 351000. Der Detektor arbeitet bei Raumtemperatur und erfasst einen Bereich von $|\eta| < 2,1$.

3.2.3 Kalorimeter

Abbildung 3.7 zeigt den Aufbau des ATLAS-Kalorimeters. Das Kalorimeter wird in eine elektromagnetische Komponente (ECAL) innerhalb eines Radius von 1,5 bis 1,97 m und eine hadronische Komponente (HCAL) im Radiusbereich von 2,28 bis 4,25 m unterteilt. Desweiteren

⁴Für jede Teilchenspur liefert der TRT bis zu 36 Messpunkte.

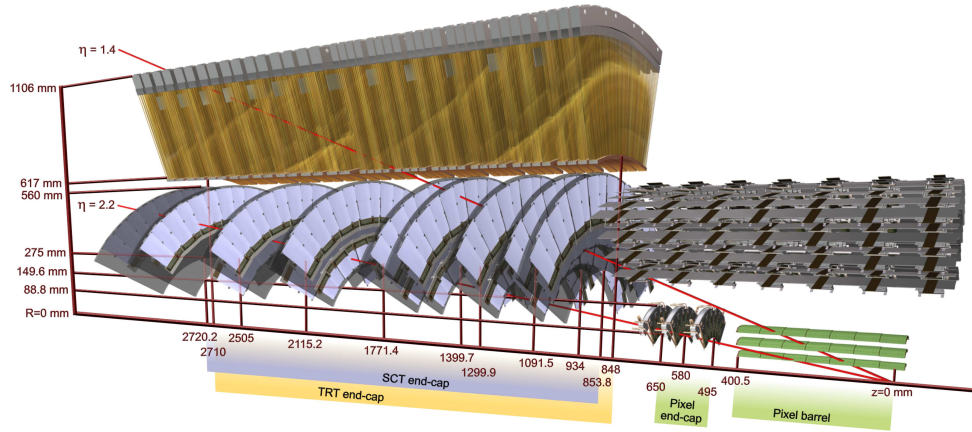


Abbildung 3.5: Detaillierte Ansicht der Zentralregion und der Endkappen des Pixeldetektors und des SCT und der TRT-Endkappen inklusive dem entsprechenden Abstand vom Wechselwirkungspunkt [48].

existiert eine Komponente im Vorwärtsbereich für hohe Pseudorapiditäten (FCAL), die sowohl zur Messung des elektromagnetischen als auch des hadronischen Kalorimeters beiträgt. Alle Teilchen, bis auf ausschließlich schwach wechselwirkende Neutrinos oder minimal ionisierende Myonen, werden von den Kalorimetern absorbiert und hinterlassen ihre Energie in Form eines Teilchenschauers. Das ECAL ist hierbei auf die Detektion von elektromagnetisch wechselwirkenden Elektronen und Photonen optimiert, während das HCAL vor allem stark wechselwirkende Hadronen messen kann. Die Kalorimeter sind in kleine longitudinale und transversale Segmente unterteilt, um eine hohe Detektorgranularität zu garantieren und somit Teilchen zuverlässig identifizieren zu können.

ECAL

Das elektromagnetische *LAr*-Kalorimeter [53] besteht aus einer Zentralregion ($|\eta| < 1,475$) und zwei Endkappen ($1,375 < |\eta| < 3,2$). Absorber und aktives Material wechseln sich Schicht für Schicht ab (*Sampling*-Kalorimeter) und bestehen aus Blei und flüssigem Argon (LAr). Das ECAL besitzt drei Lagen unterschiedlicher Strahlungslänge, um die anfängliche Form und den Hauptteil des elektromagnetischen Schauers zu vermessen und einen rückwärtsgerichteten hadronischen Schauer aus dem weiter außen liegenden HCAL zu verhindern. Die Anforderung an die Energieauflösung beträgt $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0,7\%$ (E in GeV). Die Messung der Auflösung ist in Abbildung 3.6 dargestellt.

HCAL

Das HCAL [54] ist aus verschiedenen Kalorimetersystemen zusammengesetzt. Im Bereich $|\eta| < 1,7$ befindet sich das *Tile*-Kalorimeter (TileCAL), ebenfalls ein *Sampling*-Kalorimeter bestehend aus Stahl als Absorber und Szintillatorschichten als aktivem Material. Das TileCAL ist wie das elektromagnetische Kalorimeter aus drei Schichten verschiedener Strahlungslänge aufgebaut. Die Endkappen des HCAL, jeweils zwei unabhängige Räder auf jeder Seite der Zentralregion, sind direkt hinter den ECAL-Endkappen angesiedelt und basieren auf der LAr-Technologie. Sie decken einen Bereich von $1,5 < |\eta| < 3,2$ ab. Als Absorbermaterial wird hierfür Kupfer verwendet. Die angestrebte Energieauflösung für Jets beträgt $\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$ (E in GeV). Die beobachtete Auflösung ist in Abbildung 3.6 dargestellt.

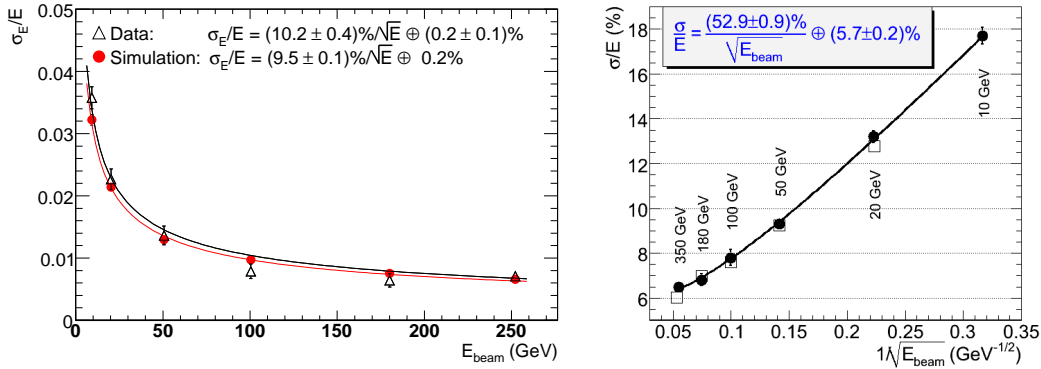


Abbildung 3.6: Energieauflösung eines ECAL-Moduls in der Zentralregion [55] (links) und eines TileCal-Moduls [56] (rechts) für Teststrahlen aus Elektronen und Pionen.

FCAL

Das FCAL befindet sich im Bereich von $3,1 < |\eta| < 4,9$ und besteht aus drei LAr-Modulen, die hintereinander in z -Richtung angeordnet sind. Das erste Modul dient der Messung von elektromagnetischen Schauern. Aufgrund der Nähe zum Wechselwirkungspunkt und dem hohen Teilchenfluß in Vorwärtsrichtung wird als Absorbermaterial Kupfer verwendet, um die dort entstehende große Wärme bestmöglichst abzuführen. Mit den beiden hinteren Modulen werden hadronische Wechselwirkungen gemessen. Als Absorbermaterial wird dort Wolfram eingesetzt, um die seitliche Aufspaltung der hadronischen Schauer zu minimieren. Die relative Energieauflösung folgt der Funktion $\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$ (E in GeV).

3.2.4 Myonspektrometer

Das Myonspektrometer [57] bildet den äußersten Teil des ATLAS-Detektors und ist in einen zylinderförmigen Zentralbereich und zwei zur Strahlachse senkrechten Endkappen mit jeweils drei Lagen aufgeteilt, siehe Abbildung 3.8. Myonen besitzen eine höhere Masse als Elektronen und wechselwirken nicht stark, weshalb sie die elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter ohne größeren Energieverlust durchqueren können. Das Myonsystem besteht aus verschiedenen Untersystemen und ist im Bereich $|\eta| < 1,4$ in einen großen Toroidmagneten eingebettet. Im Bereich $1,6 < |\eta| < 2,7$ befinden sich auf beiden Seiten kleinere Endkappen-Toroidmagnete. Der zentrale Toroid und die beiden Endkappen-Toroide enthalten jeweils acht supraleitende Spulen, die symmetrisch beziehungsweise radial um die Strahlachse angeordnet sind. Die Magnete bilden die Grundlage für die Messung der Myonimpulse. Die Konfiguration des Magnetfelds ist so angelegt, dass die Trajektorien der Myonen im Wesentlichen senkrecht dazu verlaufen. Die Magnetfelder sind abhängig vom Radius und dem Azimutalwinkel und variieren im Zentralbereich (im Bereich der Endkappen) zwischen 0,15 und 3,5 T (0,2-3,5 T).

Die Messung der Spuren erfolgt durch Driftröhren (MDT⁵), welche im gesamten Bereich von $|\eta| < 2,7$ installiert sind und eine Auflösung der z -Komponente von 35 μm besitzen und Kathoden-

⁵MDT - Monitored Drift Tubes.

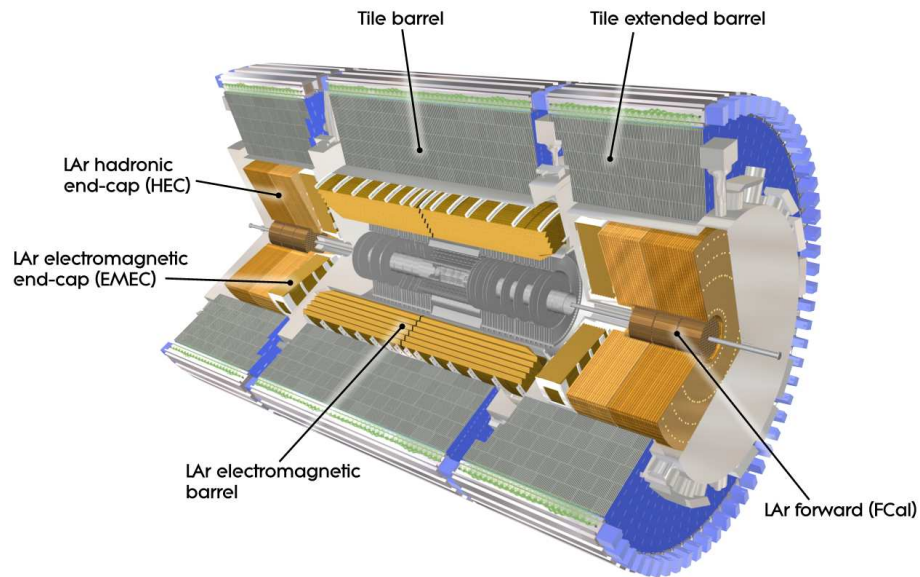


Abbildung 3.7: Das Kalorimetersystem von ATLAS. Im Inneren befindet sich die Zentralregion des elektromagnetische LAr-Kalorimeter sowie dessen Endkappen und die des hadronischen LAr-Kalorimeters. Im äußeren Bereich befindet sich das hadronische Tile-Kalorimeter [48].

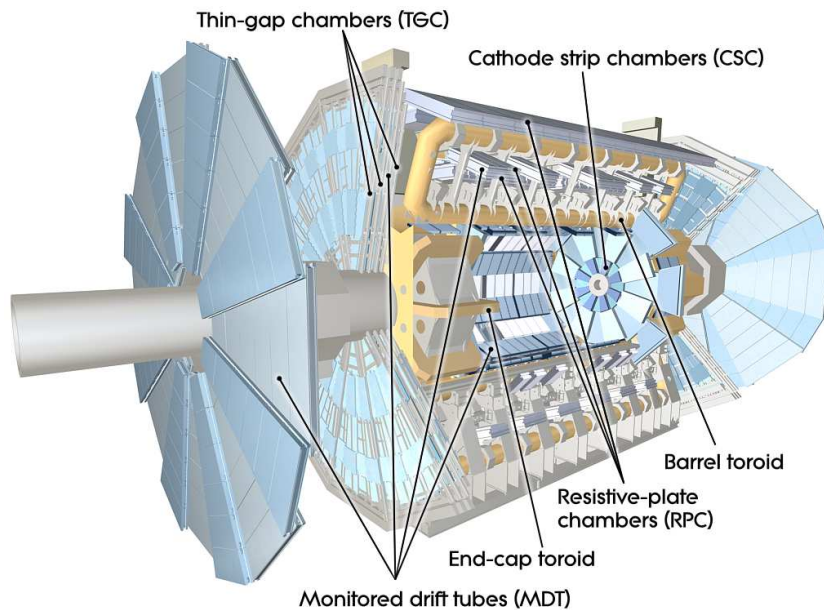


Abbildung 3.8: Der Zentralbereich und die Endkappen des Myonsystems. Der Myonspurdetektor besteht aus MDT's und CSC's. Das Myontriggersystem besteht aus RPC's und TGC's [48].

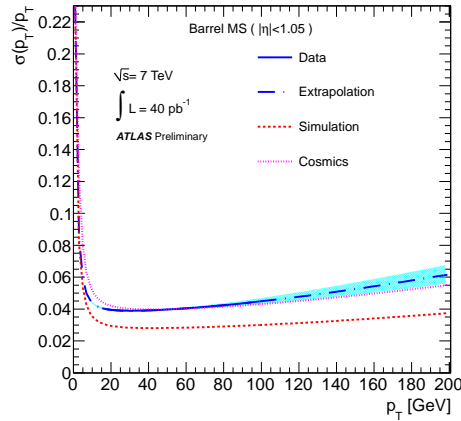


Abbildung 3.9: Auflösung des p_T von Myonen nach der Spurrekonstruktion im Spurdetektor und im Myonspektrometer im Bereich von $|\eta| < 1,05$. Vergleich von Kollisionsdaten inklusive der Extrapolation in hohe p_T -Bereiche, von der Messung kosmischer Myonen und der Simulation [58].

Streifen-Kammern (CSC⁶) innerhalb des Bereichs von $2 < |\eta| < 2,7$, in dem ein hoher Teilchenfluss und große Spurdichte vorherrscht, mit einer Auflösung von $40 \mu\text{m}$ (5 mm) in Richtung des Radius R (in transversaler Richtung ϕ). Zusätzlich zu diesem Myonspurdetektor existiert ein Triggersystem innerhalb $|\eta| < 2,4$ aus gasgefüllten Widerstandsplattenkammern (RPC⁷) im Zentralbereich und den Vieldrahtkammern (TGC⁸) in den Endkappen. Das Myontriggersystem besitzt eine gute Ortsauflösung (RPC (TGC): 10 mm in z ($2\text{-}6 \text{ mm}$ in R) und 10 mm ($3\text{-}7 \text{ mm}$) in ϕ) und Zeitauflösung (RPC und TGC: $1,5 \text{ ns}$ und 4 ns) und liefert Informationen in Bezug auf die Identifikation von Strahlüberkreuzungen. Desweiteren ermöglicht das System die Definition von Schwellenwerten für den transversalen Impuls der Myonen und misst die Ortskoordinate orthogonal zu der des Myonspurdetektors aus MDT's und CSC's. Die genaue Bestimmung der Position der Kammer ist für die präzise Impulsrekonstruktion der Myonen sehr wichtig und wird mithilfe von 12000 Präzisionsensoren überwacht. Das Magnetfeld wird kontinuierlich mit 1800 Hall-Sonden vermessen. Die angestrebte Impulsauflösung beträgt $\sigma_{p_T}/p_T = 10\%$ für $p_T = 1 \text{ TeV}$. Die beobachtete Impulsauflösung ist für kleinere Werte von p_T in Abbildung 3.9 gezeigt.

3.2.5 Triggersystem

Das Triggersystem [48] realisiert die Selektion interessanter Ereignisse, die beispielsweise Leptonen mit hohem Transversalimpuls oder einem großen Wert an fehlender transversaler Energie enthalten, und ist für die technische Umsetzung der Datenerfassung notwendig. Bei einer geplanten Luminosität von $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ wird die Datenrate eine Größenordnung von 1 GHz haben, was für eine Aufzeichnung nicht im Bereich des technisch Möglichen liegt. Durch ein System aus verschiedenen Triggerstufen wird die Rate der Daten deshalb auf $\sim 200 \text{ Hz}$ reduziert, wobei ein selektiertes Ereignis näherungsweise das Datenvolumen von $1,3 \text{ MByte}$ besitzt und sich somit

⁶CSC - Cathode Strip Chambers.

⁷RPC - Resistive Plate Chamber

⁸TGC - Thin Gap Chamber.

ein Datenfluss von ungefähr 300 MByte/s ergibt.

Es existieren drei Triggerstufen: *Level-1* (L1), *Level-2* (L2) und *Event Filter* (EF). L1 verwendet nur eine begrenzte Menge an Detektorinformation und sucht nach Myonen, Elektronen, τ -Leptonen, Photonen, Jets und fehlender transversaler Energie. Die Datenrate wird durch L1 auf ca. 75 kHz reduziert. L1 definiert dabei Regionen ROI⁹, die interessante Besonderheiten aufweisen. Die ROI werden dann von L2 unter Benutzung der gesamten Detektorinformation als Ausgangspunkt für weitere Selektionskriterien verwendet. Nach L2 beträgt die Datenrate noch ca. 3,5 kHz mit einer durchschnittlichen Bearbeitungsdauer von 40 ms pro Ereignis. Der EF verwendet dann Offline-Analyseprogramme für die Ereignisselektion und reduziert die Rate auf die gewünschte Größenordnung von 200 Hz bei durchschnittlich 4 s pro Ereignis.

3.3 Datennahme

Diese Arbeit enthält zwei Analysen für eine Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 7$ TeV, die zu unterschiedlichen Zeitpunkten der Datenerfassung bei ATLAS erstellt wurden:

- **Analyse 2010**

Diese Analyse beruht auf der Grundlage erster Daten, die am ATLAS-Experiment aufgezeichnet wurden. Die Datennahme erfolgte von April bis Oktober 2010. Die instantane Luminosität lag zu Beginn im Bereich von $10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und konnte gegen Ende der Datennahme in 2010 auf ca. $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erhöht werden. Dabei wurde eine integrierte Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 36,1 \text{ pb}^{-1}$ an verwertbaren Daten erreicht.

- **Analyse 2011**

Diese Analyse umfasst die erweiterte Datennahme im Zeitraum von März bis Mai des Jahres 2011. Die instantane Luminosität erreicht hier bereits eine Größenordnung von beinahe $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Der Datensatz mit einer integrierten Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 1,06 \text{ fb}^{-1}$ enthält ein Vielfaches an Daten der Analyse 2010.

Die genauen Bedingungen der verschiedenen Perioden der Datennahme in Analyse 2010 und 2011 sowie weitere entsprechende Informationen sind unter [59] zu finden.

⁹ROI - Regions-of-Interest.

Kapitel 4

Signal- und Untergrundprozesse

Für die Produktion von neutralen Higgs-Bosonen des MSSM sind für $\tan\beta \gg 1$ zwei Prozesse besonders relevant: die Bottom-Quark assoziierte Produktion und die direkte Higgs-Boson-Produktion durch Gluon-Gluon-Fusion. In diesem Kapitel werden beide Mechanismen, deren Simulation und die relevanten Zerfallsmodi der Higgs-Bosonen erläutert.

Desweiteren werden die relevanten Untergrundprozesse des Standardmodells besprochen. Diese relevanten Untergrundprozesse sind Nicht-Signalprozesse, welche mit nicht vernachlässigender Wahrscheinlichkeit die Signalselektion überstehen und somit im Detektor als potentiellereignis rekonstruiert werden. Für den hier betrachteten Signalprozess $A/h/H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ sind dies Ereignisse mit einem Elektron und einem Myon entgegengesetzter Ladung inklusive fehlender transversaler Energie aufgrund der vier Neutrinos im Endzustand. Die Untergrundprozesse werden in reduzible und irreduzible Anteile unterteilt. Reduzible Untergründe sind Prozesse, deren Eigenschaften sich von der eigentlichen Signaltopologie unterscheiden und die aufgrund von Fehlidentifikationen von Jets oder Photonen als Leptonen¹, der Nicht-Identifikation von Leptonen² oder der endlichen Auflösung der fehlenden transversalen Energie, als eventuelles Signalereignis erkannt werden. Irreduzibel sind Prozesse, deren topologische Eigenschaften dem Signal sehr ähnlich sind. Im Prinzip kann ein irreduzierbarer Untergrund nie vollständig unterdrückt werden.

Für die Simulation der verschiedenen Signal- und Untergrundprozesse werden MC-Generatoren verwendet, siehe Kapitel 2.3.2. Die simulierten Ereignisse durchlaufen die vollständige ATLAS-Detektorsimulation, die auf GEANT4 basiert [60, 61] und die Rekonstruktionssoftware, welche in Kapitel 5 genauer besprochen wird und auch für Datenereignisse verwendet wird.

4.1 Signal

Bottom-Quark assoziierte Higgs-Boson-Produktion

Die Bottom-Quark assoziierte Produktion ist im Standardmodell gegenüber der Top-Quark assoziierten Produktion aufgrund der linearen Abhängigkeit der Yukawa-Kopplung von der ent-

¹Ein Beispiel wäre ein Ereignis, welches im Endzustand ein wahres Myon und einen als Elektron fehlidentifizierten Jet enthält.

²Es kann beispielsweise im Prozess $WZ \rightarrow e\nu\mu\mu$ vorkommen, dass eines der beiden Myonen nicht identifiziert wird und das Ereignis dann die Signalselektion passiert.

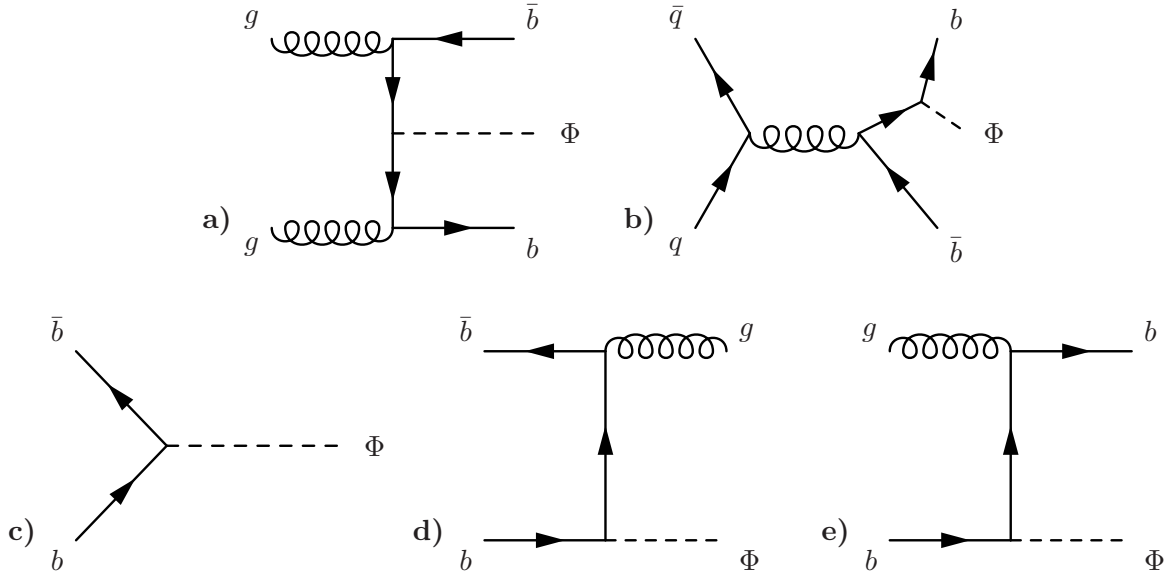


Abbildung 4.1: Feynman-Diagramme für die b -Quark assoziierte Higgs-Boson-Produktion: a) und b) ist 4FS in LO und c) ist 5FS in LO inklusive der NLO-Korrekturen d) und e).

sprechenden Quark-Masse unterdrückt, siehe Kapitel 2.1.3. Im MSSM hingegen ist die Kopplung des neutralen Higgs-Bosons A (h und H) an b -Quarks proportional zu $\tan \beta$ ($\cos \beta$), während die Kopplung an t -Quarks proportional zu $1/\tan \beta$ ($\sin \beta$) und somit für hohe $\tan \beta$ unterdrückt ist, siehe Kapitel 2.2.3. Der Wirkungsquerschnitt ist somit proportional zu $\tan^2 \beta$ und die Bottom-Quark assoziierte Produktion dominiert [62].

Es existieren verschiedene Ansätze, den Wirkungsquerschnitt der b -Quark assoziierten Higgs-Boson-Produktion störungstheoretisch zu berechnen: In Abbildung 4.1 a) und b) sind die typischen Feynman-Diagramme des Produktionsmechanismus $q\bar{q}/gg \rightarrow b\bar{b}\Phi$ in führender Ordnung (LO) gezeigt. Das Proton enthält neben den Valenzquarks u und d auch einen Anteil an den Seequarks s und c . Die Verteilungen von u , d , s und c innerhalb des Protons werden durch PDF's beschrieben, siehe Kapitel 2.3.1. Es existiert kein Netto-Überschuss an Bottom-Quarks. Sie entstehen nur durch das Aufspalten von Gluonen in b -Quark Paare. Der in diesen Feynman-Diagrammen beschriebene störungstheoretische Ansatz wird deshalb auch 4-Flavor-Schema (4FS) genannt [63], da die b -Quarks im Anfangszustand nicht aus der Partonverteilungsfunktion im Proton stammen, sondern aus Gluonen. Bei der Berechnung des inklusiven Wirkungsquerschnitts [62, 63] treten infolge der Gluonaufspaltung im kinematischen Bereich für b -Quarks mit kleinem transversalen Impuls kollineare Logarithmen ($\propto \ln \mu_F/m_b$) auf, die zu Divergenzen führen können³. Der Ansatz 4FS ist daher zuverlässig für exklusive Endzustände, in denen beide b -Quarks einen hohen Transversalimpuls besitzen. Die Berechnung des Wirkungsquerschnitts im 4FS existiert in NLO der QCD. Die Theorieunsicherheit wird von der Unsicherheit der Skalenabhängigkeit dominiert und liegt im Bereich von 25% bis 30% [62].

In einem weiteren störungstheoretischen Ansatz werden die kollinearen Logarithmen zu allen Ordnungen der QCD in einer PDF für b -Quarks absorbiert. Dieser Ansatz wird aufgrund der zusätzlichen PDF für b -Quarks als 5-Flavor-Schema (5FS) bezeichnet. Abbildung 4.1 c) zeigt die führende Ordnung des Produktionsprozesses $b\bar{b} \rightarrow \Phi$ des 5FS. Erst durch Korrekturen der

³Die Logarithmen divergieren für die Faktorisierungsskala $\mu_F \approx m_\phi/4$ für Higgs-Massen $m_\phi \gg 4m_b$ [64].

nächst höheren Ordnung $bg \rightarrow b\Phi$ oder $b\bar{b} \rightarrow g\Phi$ bekommt das Higgs-Boson einen transversalen Impuls, siehe Abbildung 4.1 d) und e). Der Wirkungsquerschnitt im 5FS wurde bis NNLO der QCD mit BBH@NNLO berechnet [65]. Die Unsicherheit aufgrund der Skalenabhängigkeit von der Renormierungs- und Faktorisierungsskala wird dabei relativ gering. Die relative Unsicherheit der Skalenabhängigkeit liegt für eine Higgs-Boson-Masse von $m_\Phi = 120$ GeV im Bereich von 15% und wird für größere Massen kleiner. Die relative PDF-Unsicherheit beträgt für ein Vertrauensniveau von 68% weniger als 10% [65].

Detaillierte Informationen zu den hier kurz angesprochenen Berechnungen höherer Ordnungen, zur Wahl der Skalen und zur Bestimmung von Unsicherheiten (Skalenabhängigkeit, PDF's und α_s) findet sich in [62].

Abbildung 4.2 zeigt einen Vergleich des inklusiven⁴ Wirkungsquerschnitts für das 4FS und 5FS. Die Wirkungsquerschnitte wurden für standardmodellartige Kopplungen berechnet und müssen mit dem Faktor $(g_{\phi^{\text{MSSM}}b\bar{b}}/g_{H^{\text{SM}}b\bar{b}})^2$ in das MSSM übersetzt werden. Die Wirkungsquerschnitte für ein skalares (links) und ein pseudoskalares Higgs-Boson (rechts) unterscheiden sich bei der gleichen Masse um weniger als 2%. Trotz Auftreten großer Logarithmen im 4FS stimmen beide Ansätze für kleine Massen sehr gut überein. Erst im Bereich großer Massen gibt es Abweichungen der Zentralwerte von ca. 30%. Die Fehlerbänder überdecken sich im gesamten gezeigten Bereich.

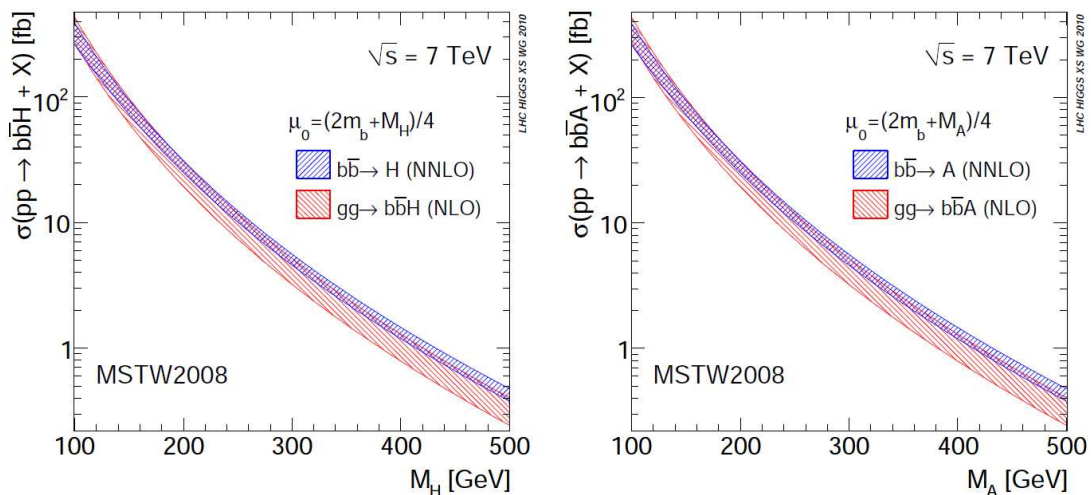


Abbildung 4.2: Inklusiver Wirkungsquerschnitt von $pp \rightarrow b\bar{b}\Phi$ für $\sqrt{s} = 7$ TeV berechnet im 4FS (rot) und dem 5FS (blau) für ein skalares (CP-gerades) Higgs-Boson (links) und ein pseudoskalares (CP-ungerades) Higgs-Boson (rechts) mit den Yukawa-Kopplungen des Standardmodells. Das Fehlerband für 5FS resultiert aus der Kombination von Skalenabhängigkeit und PDF- inklusive α_s -Unsicherheiten (Vertrauensniveau von 68%). Für 4FS gibt das Band nur die Unsicherheit bezüglich der Skalenabhängigkeit wieder [62]. Die zugrundeliegende PDF ist MSTW2008 [66].

⁴Es gelten keinerlei Bedingungen in Bezug auf das Vorhandensein von b -Quarks oder anderen Partonen im Endzustand.

Das sogenannte *Santander Matching* ist ein Versuch, die beiden an sich äquivalenten Beschreibungen (4FS und 5FS) des Prozesses $pp \rightarrow b\bar{b}\Phi$ zu kombinieren. Die Kombination beruht auf der gewichteten Summe aus den beiden Ansätzen [64]. Es wird erwartet, dass das 4FS im Bereich kleiner Logarithmen für $\ln(m_\Phi/m_b) \approx 2$ den Prozess gut beschreibt. Deshalb soll in diesem Bereich das 4FS ein prozentuales Gewicht von 100% erhalten. Im Bereich von $m_\Phi/m_b \rightarrow \infty$, in dem die Logarithmen divergieren, erhält dagegen das 5FS ein Gewicht von 100%. Für eine Higgs-Boson-Masse von 100GeV sollen beide Ansätze ein Gewicht von ca. 50% erhalten. Unter dieser Voraussetzung ergibt sich dann der Zusammenhang

$$\sigma_{pp \rightarrow b\bar{b}\Phi} = \frac{\sigma^{4FS} + w\sigma^{5FS}}{1 + w}, \quad (4.1)$$

$$w = \ln(m_\Phi/m_b) - 2, \quad (4.2)$$

wobei $m_b = 4,75$ GeV. Die Gesamtunsicherheit ergibt sich aus den Einzelfehlern zu

$$\Delta\sigma_{pp \rightarrow b\bar{b}\Phi}^\pm = \frac{\Delta\sigma_{\pm}^{4FS} + w\Delta\sigma_{\pm}^{5FS}}{1 + w}. \quad (4.3)$$

Die in dieser Arbeit verwendeten Wirkungsquerschnitte der b -Quark assoziierten Higgs-Boson-Produktion basieren auf dem Schema des *Santander Matching*. Als *Benchmark-Szenario* wird m_h^{max} gewählt, das in Kapitel 2.2.3 beschrieben wurde. Abbildung 4.4 enthält den Wirkungsquerschnitt der $A/h/H$ -Produktion in Abhängigkeit der jeweiligen Masse für $\tan\beta = 20, 40$. Wie bereits in Kapitel 2.2.3 erwähnt wurde, sind für die hier betrachteten großen Werte von $\tan\beta$ und $m_A < 130$ GeV die Massen von h und A und für $m_A > 130$ GeV die Massen von A und H nahezu entartet.

Für die Simulation der b -Quark assoziierten Higgs-Boson-Produktion wurden Ereignisse mit dem pseudoskalaren Higgs-Boson A der Masse $m_A = 90, 100, 110, 120, 130, 140, 150, 170, 200, 250, 300$ GeV und $\tan\beta = 20$ generiert. Diese simulierten Datensätze wurden ebenfalls für die Produktion der skalaren Higgs-Bosonen h und H verwendet unter der Annahme gleicher kinematischer Eigenschaften der Zerfallsprodukte, da die Eigenschaften der neutralen Higgs-Bosonen (Masse, Verzweungsverhältnisse und totale Zerfallsbreite) für hohe $\tan\beta$ sehr ähnlich sind [31]. Die simulierten Ereignisse können durch einfaches Umgewichten mit dem Verhältnis aus den entsprechenden Wirkungsquerschnitten auf einen beliebigen Wert von $\tan\beta$ skaliert werden, da erwartet wird, dass die Massenauflösung der Higgs-Bosonen bei den relevanten $\tan\beta$ wesentlich größer ist als deren natürliche Breite. Der Gesamtproduktionsprozess setzt sich dann aus den Beiträgen für A, h und H zusammen. Dafür wird jeweils der simulierte Datensatz verwendet, dessen zugrundeliegende Masse der eigentlichen Masse des entsprechenden Higgs-Bosons am Nächsten ist. Als Ereignisgenerator wurde SHERPA [67] verwendet. SHERPA ist in der Lage, mithilfe des CKKW-Algorithmus (Kapitel 2.3.2) die verschiedenen oben besprochenen Prozesse des 4FS und 5FS ohne Überlapp und einem damit verbundenen Doppelt-Zählen von bestimmten Phasenraumbereichen zu kombinieren. Die Berechnung des Matrixelements für eine feste Ordnung beschreibt dabei b -Quarks mit hohem transversalen Impuls, wohingegen b -Quarks mit niedrigem transversalen Impuls durch den Partonschauer beschrieben werden, siehe Kapitel 2.3.2. Als PDF wurde in der Analyse 2010 (2011) CTEQ6L1 [68] (CTEQ6.6 [69]) verwendet.

Die b -Quark assoziierte Higgs-Boson-Produktion wird in dieser Arbeit mit $pp \rightarrow b\bar{b}\Phi$ abgekürzt.

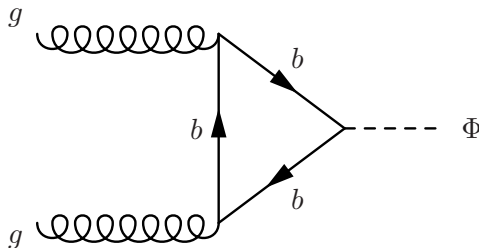


Abbildung 4.3: Feynman-Diagramm für die direkte Higgs-Boson-Produktion durch Gluon-Gluon-Fusion.

Direkte Higgs-Boson-Produktion durch Gluon-Gluon-Fusion

Der zweite wichtige Produktionsmechanismus von Higgs-Bosonen ist die Gluon-Gluon-Fusion $gg \rightarrow \Phi$, siehe Abbildung 4.3. Im Gegensatz zum Standardmodell müssen neben der Schleifenkorrektur durch Top-Quarks auch Bottom-Quarks berücksichtigt werden, da die Yukawa-Kopplung für hohe $\tan\beta$ verstärkt wird. Der Gesamtwirkungsquerschnitt σ^{MSSM} im MSSM wird aus dem Standardmodell-Wirkungsquerschnitt σ^{SM} durch Reskalieren mit den entsprechenden Yukawa-Kopplungen g berechnet [62]

$$\begin{aligned} \sigma^{\text{MSSM}}(gg \rightarrow \Phi) &= \left(\frac{g_t^{\text{MSSM}}}{g_t^{\text{SM}}} \right)^2 \sigma_{tt}^{\text{SM}}(gg \rightarrow \Phi) + \left(\frac{g_b^{\text{MSSM}}}{g_b^{\text{SM}}} \right)^2 \sigma_{bb}^{\text{SM}}(gg \rightarrow \Phi) \\ &\quad + \frac{g_t^{\text{MSSM}}}{g_t^{\text{SM}}} \frac{g_b^{\text{MSSM}}}{g_b^{\text{SM}}} \sigma_{tb}^{\text{SM}}(gg \rightarrow \Phi). \end{aligned} \quad (4.4)$$

σ_{tt} und σ_{bb} sind die Beiträge aus Top-Quark- und Bottom-Quark-Schleifen und σ_{tb} die Interferenz der Top- und Bottom-Quark-Beiträge. Die NLO Berechnungen für σ_{tt} , σ_{bb} und σ_{tb} stammen aus HIGLU [70]. Für σ_{tt} wurden zusätzlich NNLO Korrekturen für $m_t \rightarrow \infty$ aus GGH@NNLO [71] berücksichtigt. Die Kopplungen wurden mit FEYNHIGGS [34] berechnet. SUSY-Schleifenkorrekturen werden nicht berücksichtigt, da für hohe Squark-Massen die SUSY-Effekte vernachlässigbar werden. Details zur Abschätzung der Unsicherheiten finden sich in [62]. Der Wirkungsquerschnitt ist in Abbildung 4.4 in Abhängigkeit von der Higgs-Boson-Masse für $\tan\beta = 20, 40$ dargestellt. Für Massen größer ~ 100 GeV liegt der Wirkungsquerschnitt unter dem der b -Quark assoziierten Produktion und für $m_\phi = 2m_t$ würde im Fall des pseudoskalaren Higgs-Bosons eine Singularität auftreten, die formal durch die endliche Lebensdauer des t -Quarks regulisiert wird. Die Wirkungsquerschnitte wurden im m_h^{max} -Szenario berechnet. Für die Simulation der Higgs-Boson-Produktion durch Gluon-Gluon-Fusion wurde in der Analyse 2010 MC@NLO [72] und in der Analyse 2011 POWHEG [73] verwendet. Beide Methoden ermöglichen ein vollständiges Einbinden von NLO-Berechnungen⁵ (reelle und virtuelle Korrekturen) in die Ereignisgeneratoren, die mittels PS eine zusätzliche Abstrahlung von Partonen simulieren (in diesem Fall mittels HERWIG [76] für MC@NLO⁶ und PYTHIA [78] für POWHEG). Einen Vergleich beider Ansätze liefert [62]. Die Higgs-Boson-Produktion für $gg \rightarrow \Phi$ wurde, wie im vorigen Kapitel erläutert, mit dem pseudoskalaren Higgs-Boson A für 11 Massenpunkte zwischen $m_A = 90$ und 300 GeV mit $\tan\beta = 20$ simuliert und ebenfalls für die skalaren Higgs-Bosonen h und H

⁵Die Umstellung auf POWHEG erfolgte aus technischen Gründen, da für diese Datensätze eine Umgewichtung der p_T^{Higgs} -Spektren auf NNLO-Genauigkeit (Kombination aus der Berechnung der festen Ordnung und der Resummation führender Logarithmen (*next-to-next-to-leading-logarithm* (NNLL)) zur Verfügung stand. Für die Umgewichtung wurde HQT [74, 75] verwendet.

⁶Das *Underlying Event* und die *Hadronisierung* (Kapitel 2.3.1) wird berücksichtigt. Für MC@NLO wird dies mit JIMMY [77] simuliert.

verwendet. Die Ereignisse können jederzeit auf anderen Werte von $\tan\beta$ umskaliert werden. Der Gesamtproduktionswirkungsquerschnitt ergibt sich dann aus der Summe der Beiträge von h , A und H für die entsprechenden Massen. Als PDF wurde CTEQ6.6 für MC@NLO in Analyse 2010 und MRST2007 [79] für POWHEG in Analyse 2011 verwendet.

Zerfall von MSSM Higgs-Bosonen

Die neutralen MSSM Higgs-Bosonen $A/h/H$ zerfallen für kleine Massen (< 250 GeV) vorzugsweise in ein Bottom-Quark-Paar (ca. 85 bis 90%) oder in τ -Leptonen (ca. 10 bis 15%). Die exakten Verzweigungsverhältnisse im m_h^{\max} -Szenario in Abhängigkeit der Higgs-Boson Masse sind in Abbildung 4.5 für $\tan\beta = 20, 40$ dargestellt. Die Verzweigungsverhältnisse fallen bei größeren Massen ab, da neue Zerfallskanäle kinematisch möglich werden [62]. In dieser Arbeit interessiert ausschließlich der Zerfall in τ -Leptonen, die jeweils mit einer mittleren Lebensdauer von $2,91 \pm 0,01 \cdot 10^{-13}$ Sekunden [1] und einem Verzweigungsverhältnis von $17,82 \pm 0,04\%$ ($17,39 \pm 0,04\%$) [1] weiter in ein Elektron (Myon) und zwei Neutrinos zerfallen. Das Verzweigungsverhältnis der τ -Leptonen in den hier betrachteten $e\mu$ -Endzustand beträgt somit $\sim 6,2\%$.

Die Simulation des Zerfalls der τ -Leptonen geschieht im Folgenden für alle entsprechenden Prozesse mit dem Programm TAUOLA [80]. Für die Abstrahlung von zusätzlichen Photonen (ISR und FSR) wird PHOTOS [81] verwendet. Der Generator SHERPA beinhaltet hingegen bereits eine Simulation des Zerfalls von τ -Leptonen.

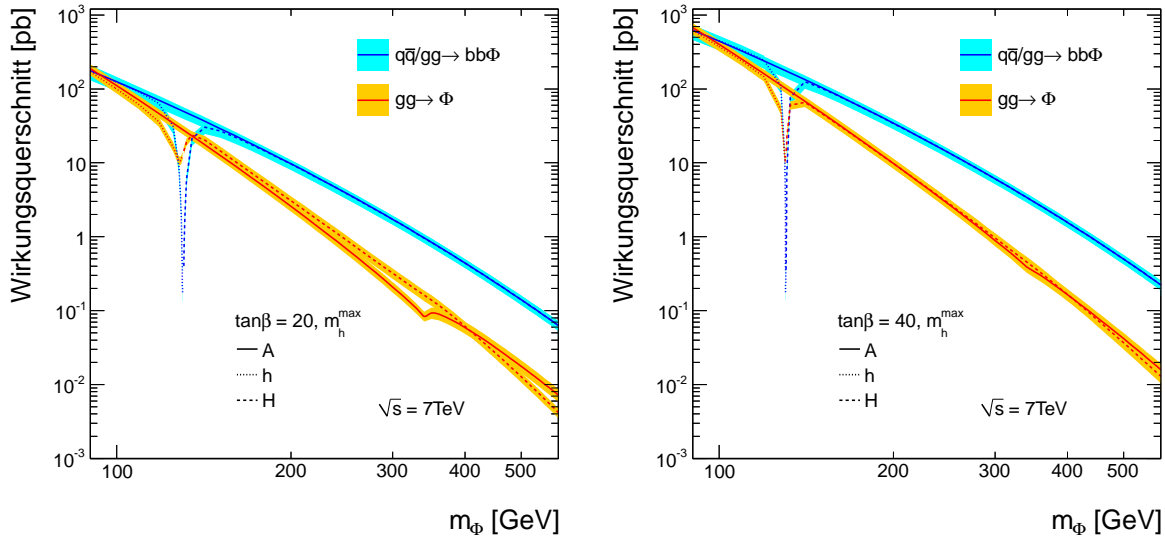


Abbildung 4.4: Wirkungsquerschnitt der beiden MSSM Higgs-Boson-Produktionprozesse für $\tan\beta = 20$ (links) und $\tan\beta = 40$ (rechts) im m_h^{\max} -Szenario. Für die b -Quark assoziierte Produktion wurde das *Santander Matching* verwendet. Die Unsicherheiten in Form der Bänder ergeben sich aus der Skalenabhängigkeit und der PDF+ α_s -Unsicherheiten für ein Vertrauensniveau von 68% [34].

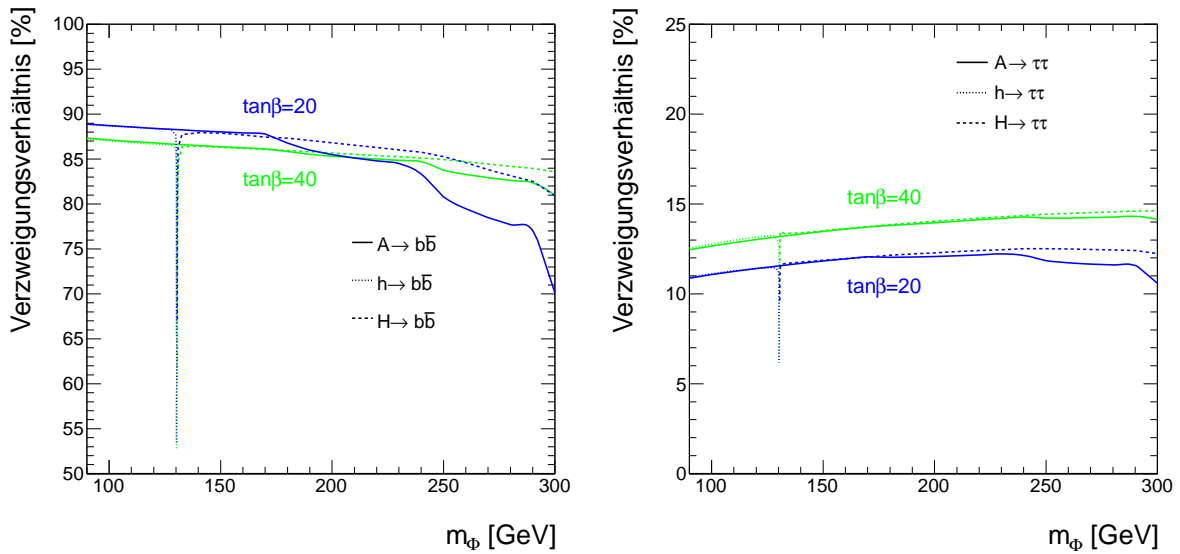


Abbildung 4.5: Verzweigungsverhältnisse der neutralen Higgs-Bosonen des MSSM. Zerfall in ein $b\bar{b}$ -Paar (links) und in τ -Leptonen (rechts) [34].

4.2 Untergrundprozesse

In diesem Kapitel werden die relevanten Untergrundprozesse erläutert, die bei der Selektion des Signals $A/h/H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ berücksichtigt werden müssen. Die verschiedenen Untergrundprozesse werden entsprechend ihrer topologischen Eigenschaften in reduzible und irreduzible Untergründe unterteilt:

Z-Boson-Produktion

Die Produktion von Z -Bosonen ist in führender Ordnung in Abbildung 4.6 a) dargestellt. Bei der Produktion können durch Abstrahlung von Gluonen oder durch Quarks im Endzustand Jets auftreten: ein zusätzlicher Jet in b) und c), zwei zusätzliche Jets in d) und e). Von besonderer Bedeutung für die Untergrundabschätzung der hier präsentierten Analysen, ist der Z -Boson-Zerfall in Leptonen $Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^- + \text{Jets}$ ⁷. Die Masse des Z -Bosons beträgt $m_Z = 91,19$ GeV mit einer totalen Zerfallsbreite von $\Gamma_{tot} = 2,50$ GeV [1]. Das Verzweigungsverhältnis des Z -Bosons in Leptonen beträgt ca. 3,37%⁸ [1]. Eine Sonderstellung nimmt der Zerfall in zwei τ -Leptonen ein. Die τ -Leptonen können dabei weiter in ein Elektron, ein Myon und vier Neutrinos zerfallen. Das entspricht dann rein topologisch dem Signalprozess $A/h/H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$. Der Untergrund ist somit irreduzibel und kann vor allem für niedrige Higgs-Boson Massen nur schwer durch eine Selektion reduziert werden. Der Zerfallsmodus $Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$ wurde mit PYTHIA und der PDF MRST2007 simuliert. Auch die Untergründe $Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ und $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ können mit geringer Wahrscheinlichkeit die an das Signal angepasste Selektion für $e\mu$ -Ereignisse überstehen, wenn eines der beiden Leptonen nicht identifiziert wird und ein Jet, ein Photon oder ein Lepton

⁷Die Produktion eines Leptonenpaares kann auch über ein virtuelles Photon γ^* stattfinden. Dieser Prozess ist im Folgenden im Untergrund des Zerfalls von Z -Bosonen enthalten.

⁸Die invariante Masse des Leptonenpaares stimmt aufgrund des möglichen Austauschs durch ein virtuelles Photon nicht zwingend mit der Masse des Z -Bosons übereinstimmen.

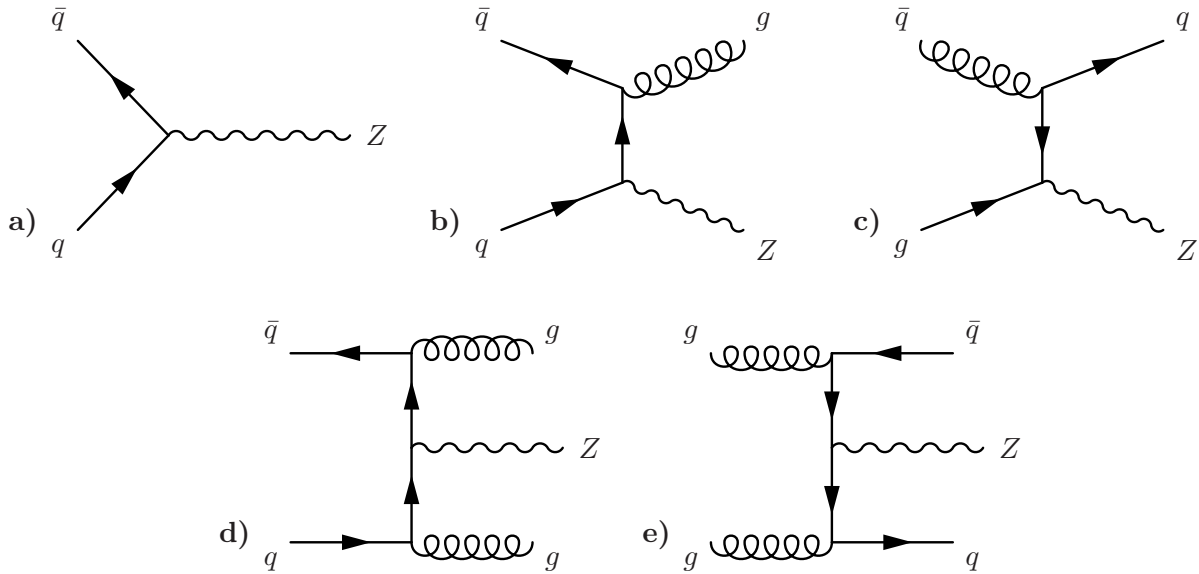


Abbildung 4.6: Feynman-Diagramme der Z -Boson-Produktion mit a) null Jets, b) und c) einem Jet und d) und e) zwei Jets.

als ein entsprechendes Myon oder Elektron fehlidentifiziert wird. Beide Zerfallsmodi wurden mit PYTHIA und der PDF MRST2007 [79] in der Analyse 2010 und ALPGEN [82] und der PDF CTEQ6L1 in der Analyse 2011 generiert. Die inklusiven Wirkungsquerschnitte für die Endzustände $\tau\tau$, ee und $\mu\mu$ wurden mit FEWZ [83, 84] in NNLO QCD berechnet und sind in Tabelle 4.1 gezeigt.

Im Folgenden werden die drei Zerfallsmodi als $Z \rightarrow \tau\tau$, $Z \rightarrow ee$ und $Z \rightarrow \mu\mu$ bezeichnet.

Di-Boson-Produktion

Einen weiteren wichtigen Untergrundbeitrag liefert die elektroschwache Di-Boson-Produktion, bei der zwei Eichbosonen W^+W^- , $W^\pm Z$ oder ZZ erzeugt werden. Beispiele für den Produktionsmechanismus sind in Abbildung 4.7 dargestellt. Die Eichbosonen können durch leptoniche Zerfälle einen $e\mu$ -Endzustand erzeugen. Ebenso kann ein hadronischer Zerfall eines der Eichbosonen einen Jet bilden, der als Elektron fehlidentifiziert wird und zusammen mit einem echten Myon desweiteren Eichbosons detektiert wird. Di-Boson-Ereignisse wurden mit HERWIG [76] unter Benutzung der PDF MRST2007 generiert. Die Wirkungsquerschnitte der drei Di-Boson Produktionsprozesse sind in Tabelle 4.1 gezeigt und wurden mit FEWZ in NLO QCD berechnet. Im Folgenden werden alle drei Prozesse in der Bezeichnung *Di-Boson* zusammengefasst.

W-Boson-Produktion

Die W -Boson-Produktion inklusive zusätzlicher Jets erfolgt analog zu dem im vorigen Absatz beschriebenen Produktionsmechanismus von Z -Bosonen. Die Feynman-Diagramme lassen sich dabei durch Ersetzung des Z -Bosons durch ein W -Boson und der Berücksichtigung des Ladungsaustausches ableiten. Die Masse des W -Bosons beträgt $m_W = 80,4$ GeV mit einer totalen Zerfallsbreite von ungefähr 2,1 GeV [1]. Der Zerfall in ein Lepton und sein Neutrino findet mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 10,8% statt [1]. Aufgrund des relativ großen Wirkungsquerschnitts stellt die W -Boson-Produktion eine Quelle für $e\mu$ -Untergrundereignisse dar, obwohl der

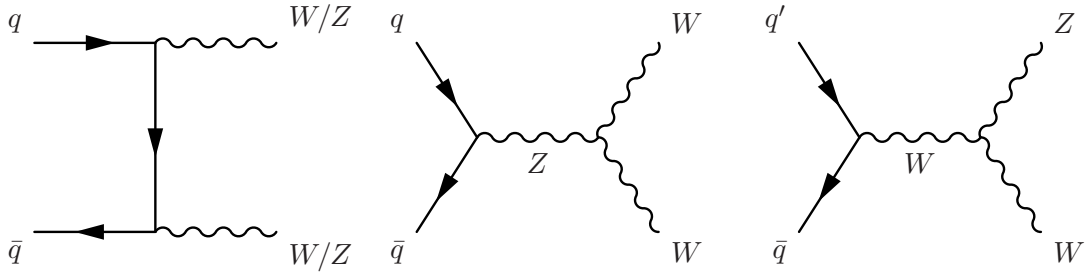


Abbildung 4.7: Feynman-Diagramme der Di-Boson-Produktion.

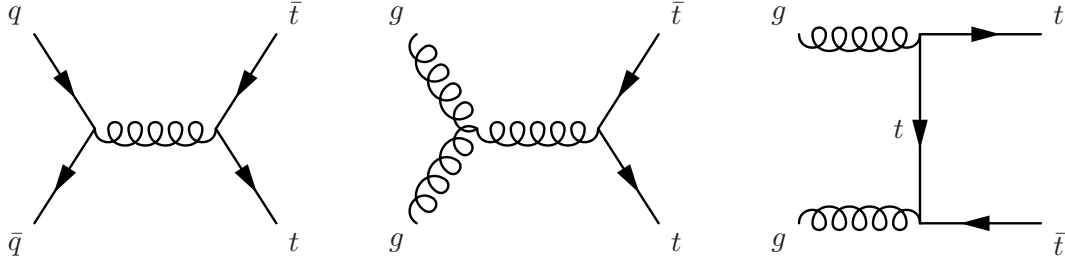


Abbildung 4.8: Feynman-Diagramme der Top-Paarproduktion.

Prozess reduzibel ist und nicht der Signaltopologie entspricht. Beispielsweise kann ein wahres Myon aus dem Zerfall eines W -Bosons zusammen mit einem hadronischen Jet, der als Elektron fehlidentifiziert wird, die Selektion überstehen und als $e\mu$ -Ereignis mit fehlender transversaler Energie aufgrund des Neutrinos detektiert werden. Zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts in NNLO QCD wurde das Programm FEWZ verwendet. Ereignisse wurden mit PYTHIA und der PDF MRST2007 generiert mit der Ausnahme der Datensätze $W \rightarrow e\nu + \text{Jets}$ und $W \rightarrow \mu\nu + \text{Jets}$ in der Analyse 2011, die mit ALPGEN und der PDF CTEQ6L1 simuliert wurden.

Der leptonische Zerfall der W -Bosonen wird als Untergrund berücksichtigt und im Folgenden zusammenfassend als $W \rightarrow l\nu$ bezeichnet.

Top-Quark-Paarproduktion

Die verschiedenen Möglichkeiten der Produktion von Top-Quark-Paaren sind in Abbildung 4.8 dargestellt. Jedes der beiden produzierten Top-Quarks zerfällt nahezu ausschließlich in ein Bottom-Quark und ein W -Boson $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-b$. Die b -Quarks gehen in Jets über und die W -Bosonen können leptonisch oder hadronisch zerfallen. Die topologischen Eigenschaften erlauben somit einen $e\mu$ -Endzustand inklusive fehlender transversaler Energie. Der Wirkungsquerschnitt der Top-Quark-Paarproduktion wurde in NLO QCD inklusive NNLL-Korrekturen⁹ [85] berechnet und ist in Tabelle 4.1 aufgeführt. Top-Quark-Paare wurden mit MC@NLO generiert, wobei für MC@NLO-Ereignisse der *Partonschauer* mit HERWIG und das *Underlying Event* mit JIMMY simuliert wurde. Als PDF wurde CTEQ6.6 verwendet.

Die Top-Quark-Paarproduktion wird mit $t\bar{t}$ bezeichnet.

⁹*next-to-next-to-leading-logarithm*, siehe Kapitel 4.1.

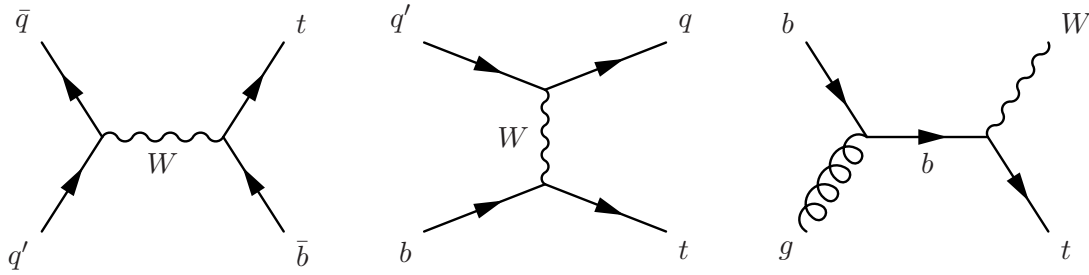


Abbildung 4.9: Feynman-Diagramme der Produktion einzelner Top-Quarks. Der s-Kanal (links), t-Kanal (mitte) und der W -Boson assoziierte Kanal (rechts).

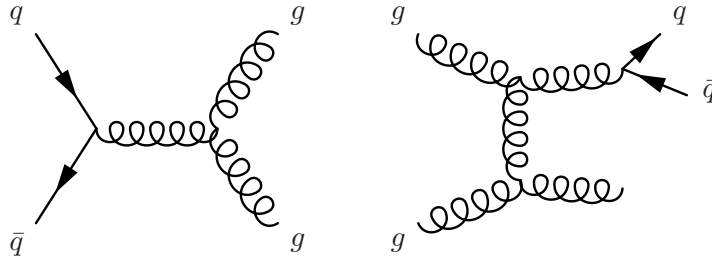


Abbildung 4.10: Beispiele für Feynman-Diagramme von QCD-Multijetuntergrundprozessen.

Produktion einzelner Top-Quarks

Bei der elektroschwachen Produktion von einzelnen Top-Quarks spielen der s-Kanal, der t-Kanal und die W -Boson assoziierte Top-Quark-Produktion eine Rolle. Die verschiedenen Mechanismen sind in Abbildung 4.9 dargestellt. Für den s- und t-Kanal kann sich ein $e\mu$ -Ereignis durch den leptonenischen Zerfall des Top-Quarks über ein W -Boson, durch semileptonische Zerfälle eines b -Hadrons und durch die Fehlidentifikation des b -Jets als Elektron ergeben. Im Fall der W -Boson assoziierten Produktion können das bereits vorhandene W -Boson und das Top-Quark leptonisch zerfallen. Der Prozess gleicht somit dem Endzustand der Produktion von $t\bar{t}$ und Di -Boson. Die Produktion einzelner Top-Quarks wurde mit MC@NLO und der PDF CTEQ6.6 generiert. In Analyse 2011 wurde der W -Boson assoziierte Kanal mit ACERMC [86] und der PDF MSTW2007 simuliert. Die Wirkungsquerschnitte wurden in NLO QCD [87] berechnet und sind ebenfalls in Tabelle 4.1 aufgeführt.

Die Produktion einzelner Top-Quarks wird im Folgenden als *Single- t* bezeichnet.

QCD-Multijetproduktion

Ein Beispiel für typische Feynman-Diagramme für die Produktion von QCD-Multijetereignissen ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Durch die Abstrahlung von Gluonen und die Aufspaltung dieser Gluonen in Quark-Antiquark-Paare kann eine hohe Jet-Multiplizität auftreten. Die Abschätzung des QCD-Multijetuntergrunds kann nicht aus der Simulation gewonnen werden. Trotz einer hohen Anzahl an simulierten Ereignissen übersteht kein Ereignis die Selektion der beiden in dieser Arbeit besprochenen Analysen. Aufgrund der topologischen Eigenschaften (Leptonen aus QCD-Multijetereignissen sind überwiegend nicht isoliert, siehe Kapitel 6) lässt sich der QCD-

Multijetuntergrund durch geeignete Selektionskriterien stark reduzieren. Der Wirkungsquerschnitt der Produktion von QCD-Multijetereignissen ist am Proton-Proton-Beschleuniger LHC für $\sqrt{s} = 7$ TeV jedoch sehr groß (siehe Abbildung 4.11), weshalb der QCD-Multijetuntergrund dennoch aus Daten abgeschätzt werden muss.

Pile-Up

Der Wirkungsquerschnitt für inelastische Streuung am LHC beträgt ungefähr 67 mb. Bei einer angestrebten Luminosität von bis zu $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bedeutet dies, dass im Mittel 23 Ereignisse pro Kollision¹⁰ zweier Teilchenpakete stattfinden. Löst ein interessantes Ereignis eines harten Streuprozesses den Trigger aus, werden folglich viele Teilchen von uninteressanten weiteren Proton-Proton-Kollisionen in diesem Ereignis detektiert werden. Diese Teilchen entsprechen keinem bestimmten physikalischen Untergrundprozess, tragen aber dennoch signifikant zum Untergrund in Form von zusätzlicher Aktivität, dem sogenannten *Pile-Up* (PU), im Detektor bei. In der Simulation muss PU deshalb berücksichtigt werden. Da im Vorfeld der eigentlichen Datennahme die PU-Bedingungen der Simulation nur abgeschätzt werden können, kommt es zu Unterschieden im PU-Verhalten zwischen der Simulation und den beobachteten Daten, die durch ein spezielles Ungewichten der simulierten Ereignisse ausgeglichen werden müssen. Mehr Information dazu findet sich in Kapitel 6.1.3. Zusätzlich zum PU muss in der Simulation auch der Einfluss durch Protonenverluste des LHC-Strahls (*Beam Halo*), durch Streueffekte aufgrund von Restgas im Vakuum der Strahlröhre (*Beam Gas*) und aufgrund von niederenergetischen Photonen und Neutronen (*Cavern Background*), die durch Wechselwirkungen mit vorhandenem Material entstehen, berücksichtigt werden.

¹⁰Das gilt für einen Abstand der Protonenpakete von $\Delta t = 25$ ns, wobei die Anzahl der Ereignisse einer Poisson-Verteilung folgt. Der Mittelwert skaliert dann linear mit der Luminosität.

Prozess	Wirkungsquerschnitt [pb]	QCD-Berechnung	Ereignis-generator
$Z/\gamma^* \rightarrow ll + Jets$ ($40 \text{ GeV} < m_{ll}$)	1070	NNLO	PYTHIA
$Z/\gamma^* \rightarrow ll + Jets$ ($10 < m_{ll} < 40 \text{ GeV}$)	3890	NNLO	PYTHIA, ALPGEN
<i>Di-Boson</i>		NLO	HERWIG
WW	44,9		
$W^\pm Z$ ($66 < m_Z < 116 \text{ GeV}$)	18,0		
ZZ ($66 < m_Z < 116 \text{ GeV}$)	5,6		
$W \rightarrow l\nu + Jets$	10460	NNLO	PYTHIA, ALPGEN
$t\bar{t}$	164,6	NLO+NNLL	MC@NLO
<i>Single-t</i>		NLO	MC@NLO, ACERMC
s-Kanal	3,9		
t-Kanal	58,7		
Wt	13,1		

Tabelle 4.1: Wirkungsquerschnitte inklusive der berechneten Ordnung und der verwendeten MC-Ereignisgeneratoren der relevanten Untergrundprozesse. Diese Wirkungsquerschnitte werden zur Normierung der MC-Ereignisse verwendet. Die Wirkungsquerschnitte sind grafisch in Abbildung 4.11 dargestellt.

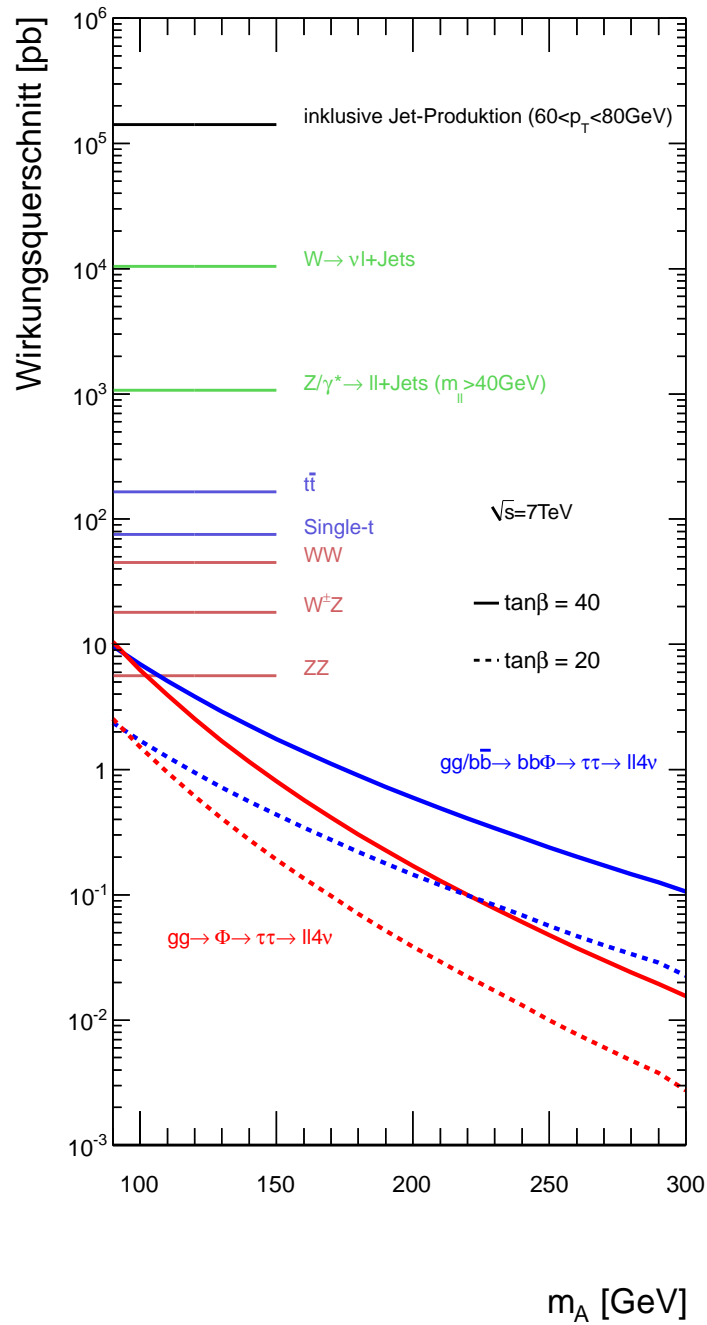


Abbildung 4.11: Darstellung der Wirkungsquerschnitte der Untergründe und des Signals in Abhängigkeit der Masse m_A . Für die b -Quark assoziierte Higgs-Boson-Produktion wurde das *Santander Matching* verwendet. Als Beispiel für die Größenordnung des QCD-Multijetuntergrunds wurde der aktuell bei ATLAS gemessene inklusive Wirkungsquerschnitt der Jet-Produktion ($|y| < 2,8$) für einen Bereich von $60 < p_{T,Jet} < 80$ GeV gewählt [88].

Kapitel 5

Ereignisrekonstruktion

Bevor der hier betrachtete Kanal $A/h/H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ analysiert werden kann, muss die Detektorinformation zu physikalischen Objekten und Observablen rekonstruiert werden. Dies geschieht mithilfe von speziellen Rekonstruktionsalgorithmen. Der Signalprozess erfordert die Rekonstruktion von Elektronen, Myonen und der fehlenden transversalen Energie E_T^{miss} . Jet-Variablen werden für die Ereignisselektion, siehe Kapitel 6, nicht benötigt, da die beiden Analysen inklusiv in Bezug auf die Jet-Multiplizität sind. Aus diesem Grund werden Jet-Variablen die Ereignisselektion nicht berücksichtigt. Ziel eines Rekonstruktionsalgorithmus ist die zuverlässige Identifikation des jeweiligen Objekts bei geringer Wahrscheinlichkeit einer Fehlidentifizierung. Desweiteren müssen die rekonstruierten Objekte bestimmte an die Eigenschaften des Signals angepasste Qualitätskriterien erfüllen. In diesem Kapitel werden die ATLAS-Rekonstruktionsalgorithmen der genannten Objekte und die verwendeten Qualitätskriterien kurz vorgestellt.

5.1 Elektronen

Je nach Verwendung der Information aus Spurdetektor oder Kalorimeter unterscheidet man zwischen verschiedenen Rekonstruktionsalgorithmen für Elektronen:

- **Kalorimeterbasierter Algorithmus**

Der Algorithmus findet Anwendung für Elektronen mit hohem p_T innerhalb von $|\eta| < 2,5$. Ausgangspunkt sind Energiedepositionen im ECAL, sogenannte *Cluster*, oberhalb eines Schwellenwerts von 2,5 GeV. Die im Spurdetektor rekonstruierten Spuren werden in das ECAL extrapoliert. Die rekonstruierte Spur, welche die kleinste Abweichung vom *Cluster* besitzt und die innerhalb einer vorgegebenen Abweichung in der (η, ϕ) -Ebene mit dem *Cluster* übereinstimmt, wird dann für die Rekonstruktion eines Elektrons verwendet. Der Vierervektor des Elektrons ergibt sich aus der Energie des *Clusters* und der Richtung der rekonstruierten Spur. Der kalorimeterbasierte Algorithmus ist der Standard-Rekonstruktionsalgorithmus bei ATLAS [89] und wird in dieser Arbeit verwendet.

- **Spurbasierter Algorithmus**

Der Algorithmus findet Anwendung für Elektronen mit niedrigem p_T innerhalb von $|\eta| < 2,5$ und verbessert die Rekonstruktionsnachweiswahrscheinlichkeit von Elektronen im Bereich kleiner p_T . Zuerst werden Spuren rekonstruiert und in das ECAL extrapoliert. Der

Aufpunkt im Kalorimeter ist dann der Ausgangspunkt für das Finden einer Energiedeposition, womit das Elektron daraufhin rekonstruiert werden kann [90].

- **Algorithmus für vorwärts gerichtete Elektronen**

Der Algorithmus ist relevant für Elektronen innerhalb von $|\eta| > 2,5$. In diesem Bereich ist kein Spurdetektor vorhanden. Die komplette Information wird aus dem ECAL bezogen [90].

Um zu gewährleisten, dass rekonstruierte Elektronen mit einer hohen Wahrscheinlichkeit auch wahre Elektronen sind, werden zusätzlich Identifikationsschnitte angewendet. Es stehen drei schnittbasierte Optimierungen zur Verfügung, um ein hohes Maß an Flexibilität zu garantieren [91]: *loose*, *medium* und *tight*. Die drei Selektionen beeinflussen neben der Wahrscheinlichkeit für Fehlidentifikationen auch die Nachweiswahrscheinlichkeit¹ von Elektronen.

- *loose*

Die Selektion beruht auf Energiedepositionen in der zweiten ECAL-Lage und der Breite der elektromagnetischen Teilchenschauer. Zudem wird berücksichtigt, ob sich der elektromagnetische Schauer in das HCAL ausdehnt.

- *medium*

Zusätzlich zur *loose*-Selektion werden Energiedepositionen in der ersten ECAL-Lage und Spuren, die bestimmte Qualitätskriterien erfüllen und denen *Cluster* zugeordnet werden, berücksichtigt.

- *tight*

Zusätzlich zur *medium*-Selektion werden Informationen aus dem TRT und der *B-Lage* des Pixeldetektors hinzugezogen. Die Anforderungen an Spurparameter und an die Zuordnung der Spuren zu *Cluster* wird erweitert. Elektronen, welche einer Photon-Konversion zugeordnet werden, werden entfernt.

Abbildung 5.1 zeigt einen Vergleich der Nachweiswahrscheinlichkeit von Elektronen für die drei Selektionen in Abhängigkeit von der transversalen Energie und der Pseudorapidität. Die Nachweiswahrscheinlichkeit nimmt mit der Erweiterung der Selektion deutlich ab. Desweiteren werden die relativen Beiträge der rekonstruierten Elektronen aus verschiedenen Quellen gezeigt. Die relative Anzahl der fehlidentifizierten Elektronen durch Hadronen in Form von Jets und von Elektronen aus Photon-Konversionen sinkt mit der Erweiterung der Selektion von *loose* nach *tight*, wobei der relative Anteil isolierter Elektronen ansteigt [89]. Isolation von Leptonen bedeutet, dass sich in der nahen Umgebung des Leptons keine zusätzlichen Energiedepositionen befinden, wie es zum Beispiel bei der Anwesenheit von Jets der Fall ist. Die Isolation wird detailliert in Kapitel 6 besprochen.

¹Die Nachweiswahrscheinlichkeit von Teilchen ist definiert als die Anzahl der Teilchen, die eine bestimmte Selektion überstehen, geteilt durch die Anzahl der Teilchen vor der Selektion.

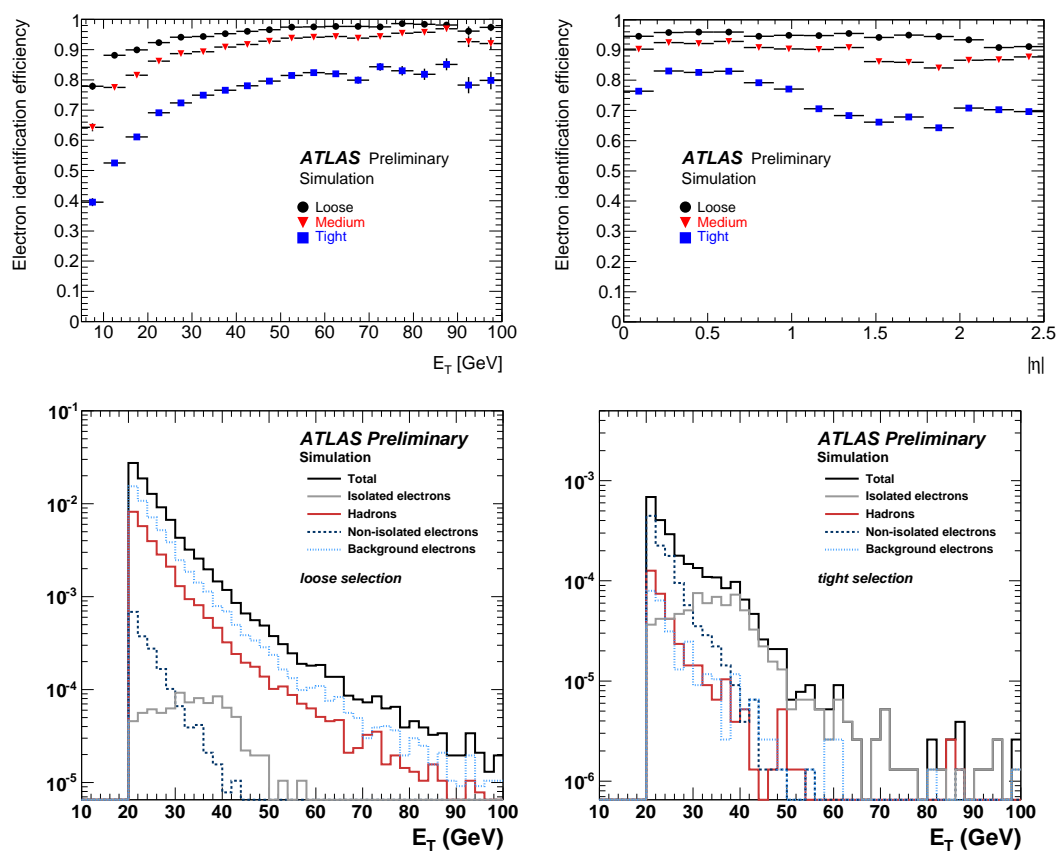


Abbildung 5.1: Nachweiswahrscheinlichkeit rekonstruierter Elektronen für die Identifikation *loose*, *medium* und *tight* in Abhängigkeit von der transversalen Energie E_T (links oben) und der Pseudorapidity η (rechts oben) für simulierte $Z \rightarrow ee$ -Ereignisse [89]. Relative Beiträge von rekonstruierten Elektronen der *loose*-Selektion (links unten) und der *tight*-Selektion (rechts unten) aus verschiedenen Quellen [89]: wahre isolierte und nicht-isolierte Elektronen, fehlidentifizierte Elektronen durch Hadronen aus Jets und Elektronen aus Photon-Konversion. Verwendet wurden hierfür simulierte Di-Jet-Ereignisse.

5.2 Myonen

Myonen sind in den relevanten Impulsbereichen minimal ionisierende Teilchen und deponieren kaum Energie im Kalorimeter. Die Rekonstruktion von Myonen wird in vier Kategorien unterteilt [92]:

- ***Stand-alone Myonen***

Die Spur des Myons wird im Myonspektrometer rekonstruiert und hin zum nominalen Wechselwirkungspunkt extrapoliert. Auf diese Weise wird der vollständige Vierervektor des Myons bestimmt. Die erwarteten Energieverluste im Kalorimeter werden dabei berücksichtigt. Der Vorteil dieser Rekonstruktion ist der relativ große Bereich von $|\eta| < 2,7$, den das Spektrometer abdeckt.

- ***Combined Myonen***

Die Spurrekonstruktion geschieht unabhängig voneinander im Spurdetektor und im Myonspektrometer. Die Güte der Übereinstimmung beider Spuren liefert eine χ^2 -Anpassung der Spurparameter, die in Kapitel 3.2.1 eingeführt wurden. Anhand dieser Güte wird entschieden, ob aus der Detektorinformation ein Myon rekonstruiert wird. Die auf diese Weise rekonstruierten Myonen besitzen einen besonders hohen Reinheitsgrad.

- ***Segment-tagged Myonen***

Eine Spur wird im Spurdetektor rekonstruiert und bis in das Myonspektrometer extrapoliert. Können dieser Spur einzelne Spursegmente in den Myonkammern zugeordnet werden, wird das Myon rekonstruiert. Die Güte der Übereinstimmung liefert wiederum eine χ^2 -Anpassung. Der Algorithmus ist besonders für Myonen mit niedrigem p_T relevant und erfasst auch Myonen, die nicht genügend Detektorkammern des Myonspektrometers durchqueren, um dort eine eigene Spur zu rekonstruieren.

- ***Calorimeter-tagged Myonen***

Es wird überprüft, ob Energiedepositionen im Kalorimeter einer rekonstruierten Spur zugeordnet werden können, die kompatibel mit den erwarteten Eigenschaften minimal ionisierender Teilchen sind. Der Algorithmus wird verwendet, um Lücken des Myonspektrometers im Bereich von $|\eta| \approx 0$ abzudecken.

In der Analyse 2010 werden *combined* Myonen verwendet und in der Analyse 2011 werden zusätzlich zu den *combined* auch *segment-tagged* Myonen berücksichtigt, um die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen mit kleinem p_T zu erhöhen. Es existieren zwei Rekonstruktionsalgorithmen für die verschiedenen Rekonstruktionskategorien: STACO und MUID [93, 94]. Beide Algorithmen verfolgen verschiedene Strategien zur Mustererkennung. Während der Impuls von *combined* Myon im STACO-Algorithmus aus dem fehlergewichteten Mittel der Impulse aus Spurdetektor und Myonspektrometer berechnet wird, ergibt sich im MUID-Algorithmus der Impuls für *combined* Myonen aus einer Anpassung der Spur an alle Treffer im Spurdetektor und an die Spursegmente im Myonspektrometer. In dieser Arbeit werden Myonen mit dem STACO-Algorithmus rekonstruiert. Abbildung 5.2 verdeutlicht die Verbesserung der Nachweiswahrscheinlichkeit durch die Wahl von *combined* und *segment-tagged* Myonen im Vergleich zu nur *combined* Myonen. Innerhalb der STACO-Klasse (MUID-Klasse) gibt es neben dem eben beschriebenen Algorithmus für die Kombination von Myonspektrometer- und Spurdetektorinformation zur Bildung von *combined* Myonen noch weitere Algorithmen, die je nach Rekon-

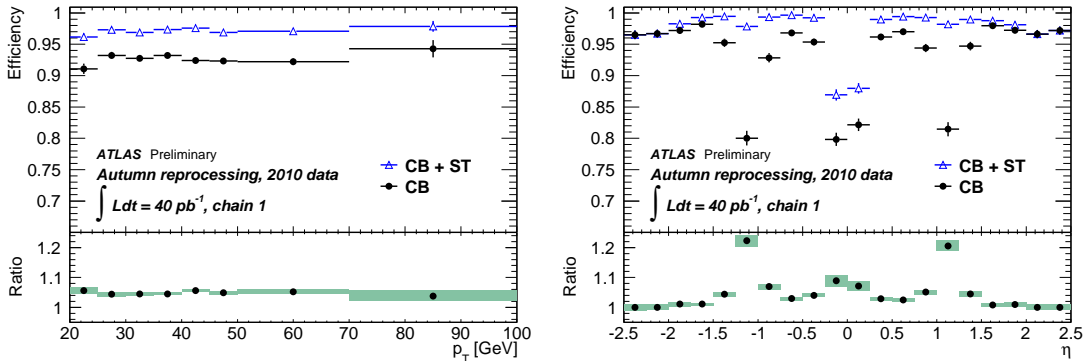


Abbildung 5.2: Nachweiswahrscheinlichkeiten und entsprechendes Verhältnis von *combined* (CB) und *combined plus segment-tagged* (CB+ST) Myonen für die STACO-Rekonstruktion in Abhängigkeit von p_T (links) und η (rechts) für simulierte $Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignisse [96].

struktionskategorie zur Myonrekonstruktion verwendet werden. Der Algorithmus für die Rekonstruktion von *stand-alone* Myonen ist in der STACO-Klasse (MUID-Klasse) der MUONBOY-Algorithmus (MOORE-Algorithmus) und für die Rekonstruktion von *segment-tagged* Myonen der MUTAG-Algorithmus (MUGIRL-Algorithmus).

Die Güte der Rekonstruktion wird in drei Qualitätskategorien zur Identifikation von Myonen gegliedert [95]: *loose*, *medium* und *tight*. Es werden im Folgenden *tight* Myonen des STACO-Algorithmus verwendet, die sowohl durch MUONBOY als auch durch MUTAG rekonstruiert wurden und die eine Anzahl von mindestens zwei Spursegmenten im Myonspektrometer mit mindestens drei TGC-Treffer aufweisen. Die Anforderung *tight* maximiert den Reinheitsgrad der Myonen und minimiert die Wahrscheinlichkeit fehlidentifizierter Myonen [95].

5.3 Fehlende transversale Energie

Die Neutrinos des Signalprozesses können aufgrund ihrer schwachen Wechselwirkung nur indirekt in Form von fehlender transversaler Energie E_T^{miss} identifiziert werden. Aufgrund der Energieerhaltung in der transversalen Ebene ist der E_T^{miss} -Vektor identisch mit dem negativen transversalen Vektor der sichtbaren Energiedepositionen. E_T^{miss} berechnet sich aus den transversalen Komponenten

$$E_T^{\text{miss}} = \sqrt{(E_x^{\text{miss}})^2 + (E_y^{\text{miss}})^2}. \quad (5.1)$$

E_T^{miss} setzt sich dann aus den Energiebeiträgen, die im Kalorimeter gemessen wurden und aus einem Beitrag für Myonen zusammen [97]

$$E_{x,y}^{\text{miss}} = E_{x,y}^{\text{miss,Kalo}} + E_{x,y}^{\text{miss,Myon}}. \quad (5.2)$$

- **Kalorimeterterm**

Die fehlende Energie im Kalorimeter ist definiert als

$$E_x^{miss,Kalo} = - \sum_{i=1}^{N_{Zellen}} E_i \sin \theta_i \cos \phi_i, \quad E_y^{miss,Kalo} = - \sum_{i=1}^{N_{Zellen}} E_i \sin \theta_i \sin \phi_i, \quad (5.3)$$

wobei E_i die Energie, θ_i der Azimuthalwinkel und ϕ_i der Polarwinkel der Kalorimeterzelle i innerhalb des Bereichs $|\eta| < 4,5$ ist. Um eine ausreichend gute Unterdrückung des Detektorrauschens zu erreichen, werden nur Zellen verwendet, die einem *Topocluster* zugeordnet werden. *Topocluster* sind dreidimensionale Zusammenschlüsse von Zellen, deren Ausgangspunkt Zellen mit einer bestimmten Mindestenergie sind ($|E_i| > 4\sigma_{Rausch}$), wobei alle weiteren Zellen ausgehend von diesen Ausgangszellen mit einer iterativen Methode hinzugefügt werden². Die Zellen des *Topoclusters* werden *lokal hadronisch kalibriert*. Diese Kalibrierung unterscheidet schon bei der Bildung der *Cluster*, ob diese hadronischer oder elektromagnetischer Natur sind, und skaliert die *Cluster* dann entsprechend unter Berücksichtigung verschiedener Kalorimeterkorrekturen [98].

- **Myon-Term**

Der Term beinhaltet den Beitrag der Myonen zu E_T^{miss} und berechnet sich aus den transversalen Impulskomponenten aller selektierten Myonen

$$E_{x,y}^{miss,Myon} = - \sum_{Myonen} p_{x,y}^\mu. \quad (5.4)$$

Im Fall isolierter Elektronen werden die Impulskomponenten mit der kombinierten Messung aus Myonspektrometer und Spurdetektor (*combined STACO-Myonen*). Der Beitrag der isolierten Myonen durch Energiedepositionen im Kalorimeter muss dann von den Komponenten subtrahiert werden, da dieser schon im Kalorimeterterm enthalten ist. Für nicht-isolierte *combined* Myonen wird der Impuls ausschließlich im Myonspektrometer ohne Korrektur auf Energieverluste bestimmt, da die Energiedepositionen im Kalorimeter nicht von den anderen Teilchen separiert werden kann [99, 97].

Abbildung 5.3 zeigt die Auflösung der transversalen Komponenten der fehlenden Energie. Die Auflösung wurde in *Minimum-Bias*-Ereignissen³ aus Daten und der Simulation und simulierten $Z \rightarrow ee$ - und $Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignissen bestimmt. Sie lässt sich näherungsweise mit der Funktion

$$\sigma_{E_T^{miss}} = a \sqrt{\sum E_T} \quad (5.5)$$

beschreiben, wobei $\sum E_T$ die skalare Summe aller transversalen Energiedepositionen und a ein Anpassungsparameter ist, der im Bereich von $a \approx 0,45$ liegt.

² σ_{Rausch} ist die Breite der Gaußschen Energieverteilung der Zelle, die in zufallsverteilten Ereignissen gemessen wurde.

³Als *Minimum-Bias* wird die inelastische Streuung der Protonen bezeichnet.

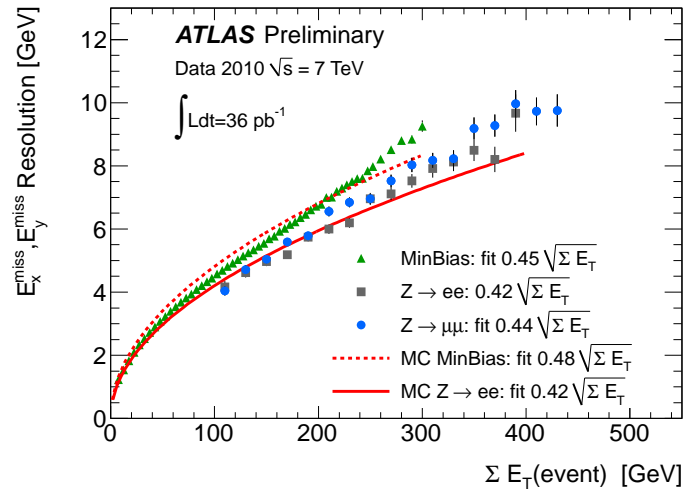


Abbildung 5.3: Auflösung der transversalen Komponenten $E_{x,y}^{\text{miss}}$ in Abhängigkeit der totalen transversalen Energie ΣE_T . Vergleich von Daten und Simulation für *Minimum-Bias*-Ereignisse, wobei hier der entsprechende *Minimum-Bias*-Trigger vorkaliert wurde, und simulierten $Z \rightarrow ee$ - und $Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignissen. Die Berechnung von E_T^{miss} und ΣE_T basiert auf *Topocluster* mit *lokal hadronischer Kalibrierung* [98]

Kapitel 6

Ereignisselektion

Gegenstand der beiden hier präsentierten Analysen ist der Zerfallskanal $A/h/H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$. Die Analysen sind inklusiv bezüglich der Jet-Multiplizität. Von Interesse sind deshalb Ereignisse, welche im Endzustand ein rekonstruiertes Elektron und Myon mit entgegengesetzter Ladung und E_T^{miss} aufgrund der auftretenden Neutrinos enthalten, siehe Kapitel 5. Das Ziel der Analysen ist die Rekonstruktion einer invarianten Masse aus den Zerfallsprodukten der Higgs-Boson-Kandidaten. Der Signalprozess soll von den Untergrundprozessen des Standardmodells, die in Kapitel 4 besprochen wurden, separiert werden, um diesen als Resonanz im Spektrum der rekonstruierten Masse sichtbar zu machen. Im Folgenden werden die in Kapitel 8 besprochenen Korrekturen angewendet, welche eventuelle Diskrepanzen zwischen beobachteten Daten und der Simulation ausgleichen.

6.1 Vorselektion

Um aus der Fülle an Ereignissen all diejenigen Ereignisse zu verwerfen, die dem Signalprozess in keinsten Weise entsprechen können, wird eine Vorselektion vorgenommen.

6.1.1 Trigger

Eine erste Auslese an interessanten Ereignissen ermöglicht das in Kapitel 3.2.5 beschriebene Triggersystem. In den Analysen werden Trigger verwendet, die durch Elektronen und Myonen ausgelöst werden können. Das Auslösen ist abhängig vom p_T des jeweiligen Leptons. Die entsprechenden Trigger werden deshalb durch eine p_T -Schwelle charakterisiert, unterhalb derer der Trigger nicht ausgelöst wird. Die p_T -Schwelle sollte niedrig gehalten, um möglichst viele interessante Ereignisse auszulesen und um somit eine hohe Trigger-Nachweiswahrscheinlichkeit zu erzielen. Mit steigender instantaner Luminosität steigt auch die Ereignisrate an. Übertrifft die Ereignisrate ein gewisses Maß, muss der Trigger manuell vorskaliert¹ werden, um die Datenaufzeichnung weiterhin technisch zu realisieren. Um keine potentiellen Signalereignisse durch die Vorskaliierung zu verlieren, kann die Ereignisrate auch durch eine Erhöhung der p_T -Schwelle verringert werden. Im Folgenden werden nur Trigger verwendet, die nicht vorskaliert wurden.

¹Ein vorskaliertes Trigger erfasst nur einen bestimmten Bruchteil der potentiellen Ereignisse.

2010		2011	
Luminosität [pb^{-1}]	ATLAS-Trigger	Luminosität [pb^{-1}]	ATLAS-Trigger
0 – 0,0156	<i>g10_loose</i>	0 – 1063,18	<i>e20_medium</i> oder
0,0156 – 0,4816	<i>e10_medium</i>		<i>mu18_MG</i> oder
0,4816 – 36,10	<i>e15_medium</i>		<i>mu40_MSonly_barrel</i>

Tabelle 6.1: Bezeichnung der verwendeten ATLAS-Trigger [100] mit entsprechender integrierter Luminosität.

Für den $e\mu$ -Endzustand ergeben sich verschiedene Möglichkeiten, Trigger einzusetzen. Es kann ein Dilepton-Trigger verwendet werden, der ein Elektron und ein Myon fordert. Eine andere Möglichkeit ist die Abfrage, ob entweder ein Einfach-Elektron-Trigger oder ein Einfach-Myon-Trigger das Ereignis passieren lässt. Die p_T -Schwellen müssen in diesem Fall höher angesetzt werden, da die Ereignisrate aufgrund der Forderung von nur einem Lepton höher ist als im Fall des Dilepton-Triggers, wobei der Trigger nicht vorskaliert sein soll.

- **Analyse 2010**

Es werden drei an die verschiedenen Perioden der frühen Datennahme angepasste Einfach-Elektron-Trigger verwendet, um eine möglichst hohe Anzahl an Ereignissen zu selektieren. Die Einfach-Elektron-Trigger besitzen eine p_T -Schwelle für Elektronen von 10 bis 15 GeV. Die verwendeten ATLAS-Trigger sind in Tabelle 6.1 aufgeführt. Details zu den ATLAS-Trigger finden sich in [100]. Eine Trigger-Kombination aus einem Einfach-Elektron- und einem Einfach-Myon-Trigger trägt hingegen nur geringfügig zu einer Verbesserung der Signifikanz bei ($< 2\%$)². Der Vorteil der Verwendung eines Einfach-Elektron-Triggers anstatt der Kombination zweier Trigger ist die Vereinfachung der technischen Implementierung des Triggers im Analyseprogramm. Zudem müssen die systematischen Unsicherheiten des entsprechenden Skalierungsfaktors nur für einen Trigger abgeschätzt werden, siehe Kapitel 8.

- **Analyse 2011**

Aufgrund der höheren instantanen Luminosität wurden die in der Analyse 2010 verwendeten Einfach-Elektron-Trigger vorskaliert. Daher stehen nur Einfach-Lepton-Trigger mit höherem Schwellenwert zur Verfügung. Es wird eine Kombination aus Einfach-Lepton-Trigger verwendet. Die Ereignisselektion läuft entweder über einen Einfach-Elektron-Trigger mit $p_{T,e} > 20$ GeV oder einen Einfach-Myon-Trigger mit $p_{T,\mu} > 18$ GeV für Myonen, die mit dem MUGIRL-Algorithmus rekonstruiert wurden (siehe Kapitel 5.2), oder mit $p_T > 40$ GeV für *stand-alone* Myonen in der Zentralregion des Myonspektrometers [101]. Die verwendeten ATLAS-Trigger sind in Tabelle 6.1 aufgeführt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der gewählten Kombination aus beiden Einfach-Lepton-Trigger übersteigt die des favorisierten ATLAS-Dilepton-Triggers *e10_medium_mu6*³ mit $p_{T,e} > 10$ GeV und $p_{T,\mu} > 6$ GeV. Dieser Dilepton-Trigger verringert die Ereigniszahl der gewählten Kombination zweier Einfach-Lepton-Trigger um ca. 8% in Bezug auf simulierte Ereignisse der b -Quark-assoziierten Higgs-Boson-Produktion nach der vollständigen Selektion [102]. Die Abbildung 6.1 zeigt als Beispiel die Nachweiswahrscheinlichkeit des Triggers *e20_medium*.

²Die Signifikanz ist ein Maß für die frequentistische Wahrscheinlichkeit der Anwesenheit eines Signals in den beobachteten Daten bei bekannter Untergrunderwartung und wird in Anhang A eingeführt. Konkrete Berechnungen der Signifikanz folgen in Kapitel 6.1.5.

³Information zu den ATLAS-Trigger finden sich unter [100].

Die Trigger-Nachweiswahrscheinlichkeit steigt im Bereich der p_T -Schwelle stark an und erreicht erst bei Werten oberhalb der Schwelle einen konstanten Wert nahe an Eins. In der Leptonselektion in Kapitel 6.1.2 werden die p_T -Anforderungen an die Leptonen, die den entsprechenden Trigger auslösen, über die p_T -Schwelle des Triggers angehoben, um im Plateau des Triggers zu sein. Dies garantiert eine zuverlässige Abschätzung der systematischen Unsicherheiten auf Trigger-Skalierungsfaktoren, die in Kapitel 8 erläutert werden.

Tabelle 6.2 zeigt für beide Analysen die Trigger-Nachweiswahrscheinlichkeiten der Signal- und relevanten Untergrundprozesse in Bezug auf die erwartete Ereigniszahl vor der Trigger-Selektion. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten in der Analyse 2011 sind aufgrund der höheren p_T -Schwellen der verwendeten Trigger niedriger. Für das Signal steigt die Nachweiswahrscheinlichkeit mit steigender Masse des Higgs-Bosons an, da bei einer größeren Masse die Zerfallsprodukte, die Leptonen, ein höheres p_T erhalten. Die Prozesse $Z \rightarrow \tau\tau$ und $W \rightarrow \tau\nu$ zeigen eine geringere Trigger-Nachweiswahrscheinlichkeit als die entsprechenden Prozesse mit einem direkten Zerfall in Myonen oder Elektronen, da die Leptonen aus dem Zerfall der τ -Leptonen aufgrund der auftretenden Neutrinos ein weiches p_T erhalten.

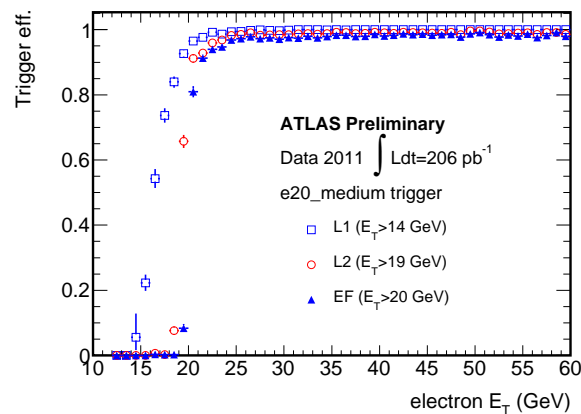


Abbildung 6.1: Nachweiswahrscheinlichkeiten für den ATLAS-Trigger *e20.medium* für die drei Triggerstufen L1, L2 und EF gemessen für $Z \rightarrow ee$ -Ereignisse aus Daten. Die Methode zur Bestimmung der Trigger-Nachweiswahrscheinlichkeit und die genaue Offline-Selektion finden sich in [103].

6.1.2 Leptonselektion

Die Rekonstruktion von Leptonen wurde in Kapitel 5 besprochen. Im Folgenden werden rekonstruierte Leptonen selektiert, die folgende Anforderungen erfüllen:

- **Analyse 2010**

Es werden kalorimeterbasiert rekonstruierte *tight* Elektronen mit $p_{T,e} > 20$ GeV selektiert. Damit befindet man sich im Plateau des Einfach-Elektron-Triggers. Eine Studie hat gezeigt, dass das Qualitätskriterium *medium* zwar eine Erhöhung der Signalrate um 15% bewirkt, die Untergrundprozesse $Z \rightarrow \mu\mu$ und $W \rightarrow \mu\nu$ jedoch durch das letztendlich verwendete Kriterium *tight* um einen Faktor sechs und zehn reduziert werden können,

Trigger-Nachweiswahrscheinlichkeit [%]		
Prozess	2010	2011
$q\bar{q}/gg \rightarrow b\bar{b}A \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll$ ($m_A = 90$ GeV)	48,3	32,0
$gg \rightarrow A \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll$ ($m_A = 90$ GeV)	48,0	33,0
$q\bar{q}/gg \rightarrow b\bar{b}A \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll$ ($m_A = 120$ GeV)	61,2	47,0
$gg \rightarrow A \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll$ ($m_A = 120$ GeV)	60,4	47,3
$q\bar{q}/gg \rightarrow b\bar{b}A \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll$ ($m_A = 150$ GeV)	68,9	57,6
$gg \rightarrow A \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll$ ($m_A = 150$ GeV)	67,7	57,0
$q\bar{q}/gg \rightarrow b\bar{b}A \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll$ ($m_A = 200$ GeV)	76,7	68,0
$gg \rightarrow A \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll$ ($m_A = 200$ GeV)	76,2	68,2
$q\bar{q}/gg \rightarrow b\bar{b}A \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll$ ($m_A = 300$ GeV)	84,1	78,6
$gg \rightarrow A \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll$ ($m_A = 300$ GeV)	83,7	78,2
$Z \rightarrow \tau\tau$	15,3	5,3
$Z \rightarrow ee$	68,3	58,3
$Z \rightarrow \mu\mu$	69,4	59,8
$W \rightarrow e\nu$	65,6	53,6
$W \rightarrow \mu\nu$	64,1	52,3
$W \rightarrow \tau\nu$	26,2	16,1
<i>Di-Boson</i>	74,6	66,6
$t\bar{t}$	61,2	54,5
<i>Single-t</i>	47,5	40,3

Tabelle 6.2: Trigger-Nachweiswahrscheinlichkeiten (statistischer Fehler $< 1\%$) der Signal- und relevanten Untergrundprozesse pro Ereignis in Bezug auf die erwartete Ereigniszahl vor der Trigger-Selektion. Die verwendeten Trigger sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

Elektronselektion		
Variable	2010	2011
$p_{T,e}$	$> 20 \text{ GeV}$	$> 15 \text{ GeV}$
$ \eta $	$0 \leq \eta \leq 1,37$ und $1,52 \leq \eta < 2,47$	$0 \leq \eta \leq 1,37$ und $1,52 \leq \eta < 2,47$
Rekonstruktion	kalorimeterbasiert	kalorimeterbasiert
Qualitätskriterium	<i>tight</i>	<i>tight</i>

Tabelle 6.3: Variablen der Elektronselektion für Analyse 2010 und 2011. Innerhalb $1,37 \leq |\eta| \leq 1,52$ ist der Detektorbereich zwischen Zentralregion und Endkappen des Kalorimeters, in dem keine Elektronen gemessen werden können.

sodass die Prozesse nur mit $\sim 1\%$ zum Gesamtuntergrund beitragen. Die Myonen werden mit dem STACO-Algorithmus zu *combined* Myonen rekonstruiert und erfüllen das Qualitätskriterium *tight*. Für den transversalen Impuls der rekonstruierten Myonen muss gelten $p_{T,\mu} > 10 \text{ GeV}$.

- **Analyse 2011**

Es werden kalorimeterbasiert rekonstruierte Elektronen mit $p_{T,e} > 15 \text{ GeV}$ selektiert. Das Qualitätskriterium *tight* wird beibehalten. Wird der Einfach-Elektron-Trigger aktiviert, muss das Elektron einen Transversalimpuls von $p_{T,el} > 22 \text{ GeV}$ besitzen, um das Plateau des Triggers zu erreichen. Myonen (STACO) müssen *combined* oder *segment-tagged* sein (siehe Kapitel 5.2) und das Qualitätskriterium *tight* mit $p_{T,\mu} > 10 \text{ GeV}$ erfüllen. Wird der Einfach-Myon-Trigger ausgelöst, muss das Myon einen Mindestwert des Transversalimpulses von $p_{T,\mu} > 20 \text{ GeV}$ besitzen, damit das Trigger-Plateau erreicht wird.

In Tabelle 6.3 und 6.4 sind die besprochenen Details der Leptonselektion inklusive der verwendeten η -Bereiche für Elektronen und Myonen zusammengefasst. Zudem werden weitere Anforderungen an die rekonstruierten Myonen gestellt (eine bestimmte Anzahl an Treffer im Spurdetektor und der ein Maximalwert für den Abstand $|z_0 - z_{PV}|$ der Myontrajektorie vom Primärvertex)⁴, um die Rate an Fehlidentifikationen und Myonen aus kosmischer Strahlung zu reduzieren. Um zu vermeiden, dass ein Myon und ein Elektron aus denselben Detektorsignaturen rekonstruiert werden, wird jedes Elektron entfernt, das sich innerhalb eines Kegels mit $\Delta R < 0,2$ um die Flugachse eines Myons befindet.

6.1.3 Leptonisolation

Die Isolation von Leptonen ist ein wichtiger Bestandteil der Signalselektion. Mit Hilfe von Leptonisolationenkriterien kann der QCD-Multijetuntergrund, der in Kapitel 4.2 besprochen wurde und der vor allen Selektionskriterien sehr dominant ist, signifikant reduziert werden. In QCD-Multijetprozessen sind Leptonen zunächst das Resultat semileptonischer Zerfälle von Hadronen, die *b*- und *c*-Quarks enthalten. Desweiteren können Jets, die in QCD-Multijetprozessen oft in großer Anzahl entstehen, als Leptonen, vor allem als Elektronen, fehlidentifiziert werden. Rekonstruierte Leptonen, die aus semi-leptonischen Zerfällen von Hadronen oder fehlidentifizierten Jets stammen, sind folglich nicht isoliert, da innerhalb eines Kegels um die Flugrichtung des

⁴Empfehlung der *Combined-Performance*-Gruppen bei ATLAS [104].

Myonselektion		
Variable	2010	2011
$p_{T,\mu}$	$> 10 \text{ GeV}$	$> 10 \text{ GeV}$
$ \eta $	$< 2, 4$	$< 2, 5$
Rekonstruktion	STACO <i>combined</i>	STACO <i>combined+segment-tagged</i>
Qualitätskriterium	<i>tight</i>	<i>tight</i>
$ z_0 - z_{PV} $	$< 1 \text{ cm}$	$< 1 \text{ cm}$
Spurdetektor		
B-Lage	Treffer > 0 ausgenommen die Spur durchquert nicht-funktionierende Sensoren	
Pixeldetektor	Treffer + durchquerte nicht-funktionierende Sensoren > 1	
SCT	Treffer + durchquerte nicht-funktionierende Sensoren ≥ 6	
TRT	Pixel-Lücken + SCT-Lücken < 2 Pixel-Lücken + SCT-Lücken < 3 $ \eta < 1, 9$: Treffer + Ausreißer > 5 und $\frac{\text{Ausreißer}}{\text{Treffer}+\text{Ausreißer}} < 90\%$ $ \eta \geq 1, 9$: Wenn Treffer + Ausreißer > 5 dann $\frac{\text{Ausreißer}}{\text{Treffer}+\text{Ausreißer}} < 90\%$	

Tabelle 6.4: Variablen der Myonselektion für Analyse 2010 und 2011. Ausreißer im TRT sind Sensoren, die einen Treffer anzeigen, aber nicht von der rekonstruierten Spur durchquert werden.

rekonstruierten Leptons aufgrund von zusätzlichen Hadronen mehr Energie in den Kalorimetern deponiert wird, als von einem einzelnen Lepton erwartet werden würde. Die Isolationsvariablen sind definiert als die zusätzliche transversale Energie ($E_{T,\Delta R}$) im Kalorimeter und die Summe aller Transversalimpulsen ($\sum p_{T,\Delta R}$) von rekonstruierten geladenen Teilchen im Spurdetektor mit $p_T > 1 \text{ GeV}$ innerhalb eines Kegels mit dem Radius ΔR um die Flugrichtung des rekonstruierten Leptons.

Abbildung 6.2 zeigt die auf Eins normierten Verteilungen der relativen Isolationsvariablen

$$E_{T,\Delta R}/p_T \quad \text{und} \quad \sum p_{T,\Delta R}/p_T$$

für das Signal ($m_A = 120 \text{ GeV}$) und den erwarteten QCD-Multijetuntergrund für alle rekonstruierten Leptonen der Analyse 2011, die den Kriterien der Leptonselektion entsprechen. Die Verteilung der Variablen für den QCD-Multijetuntergrund ist im Vergleich zum Signal zu höheren Werten hin verschoben, weshalb sich der QCD-Multijetuntergrund durch einen oberen Schnitt auf die Variablen deutlich reduzieren lässt. Die $E_{T,\Delta R}/p_T$ -Verteilung ist für Elektronen des Signals und des QCD-Multijetuntergrunds breiter als für Myonen, da Jets mit einer nicht vernachlässigbaren Wahrscheinlichkeit als Elektronen fehlidentifiziert werden können und dann mehr zusätzliche Energie im Kalorimeter deponieren. Die $\sum p_{T,\Delta R}/p_T$ -Verteilung zeigt, dass für einen großen Anteil an Leptonen keine zusätzlichen Spuren innerhalb des Kegels um die Leptonrichtung vorhanden sind. Die Lücke in der $\sum p_{T,\Delta R}/p_T$ -Verteilung bei kleinen Werten ergibt sich aus der Bedingung, dass die Spuren einen p_T -Mindestwert besitzen müssen. Die Lücke ist für Leptonen des Signals kleiner, da deren p_T -Verteilung härter als die des QCD-Multijetuntergrunds ist. Die verwendeten, empfohlenen Isolationskriterien sind in Tabelle 6.5 für beide Analysen aufgeführt [105]. Die Isolations-Nachweiswahrscheinlichkeit⁵ in Bezug auf al-

⁵Die Isolations-Nachweiswahrscheinlichkeit ist definiert durch das Verhältnis von der Anzahl der rekonstruierten Leptonen nach Anwendung der Isolationskriterien geteilt durch die Anzahl der rekonstruierten Leptonen vor der Isolation.

le rekonstruierten Elektronen und Myonen, die den Leptonselektionskriterien entsprechen, liegt beispielsweise in der Analyse 2011 für QCD-Multijetereignisse im Bereich von 7,1% und 2,5% (mit einer statistischen Unsicherheit von $< 2\%$), was einer signifikanten Reduzierung entspricht. Der Radius ΔR der Isolationsvariable $E_{T,\Delta R}$ sowie die Schnitte auf die relative Größe $E_{T,\Delta R}/p_T$ wurden in der Analyse 2011 im Vergleich zu der Analyse 2010 verkleinert. Mit der höheren instantanen Luminosität und den kleineren Abständen zwischen den Protonenpaketen in der Analyse 2011 nimmt auch der Effekt des *Pile-Up* (siehe Kapitel 4.2) im Vergleich zur Analyse 2010 zu. Zusätzlich zum *Pile-Up* der eigentlichen Kollision zweier Protonenpakete (*in-time Pile-Up*) werden auch Wechselwirkungen aus benachbarten Kollisionen von Protonenpaketen relevant (*out-of-time Pile-Up*), weshalb zusätzliche Energie im Kalorimeter deponiert wird, sodass ΔR verkleinert werden muss. Da der Spurdetektor im Wesentlichen nicht die benachbarten Paketkollisionen erfasst, muss der Radius für $\sum p_{T,\Delta R}$ nicht verkleinert werden. Die *Pile-Up*-Bedingungen beider Analysen werden im folgenden Kapitel 6.1.3 näher erläutert. Die Tabelle 6.6 enthält die Isolations-Nachweiswahrscheinlichkeiten für alle weiteren relevanten Untergrund- und Signalprozesse verschiedener Massen m_A , wobei sich die Nachweiswahrscheinlichkeit der aufgeführten Untergrundprozesse nicht signifikant von der des Signals unterscheidet.

Leptonisolationskriterien				
Variable	2010		2011	
	Elektron	Myon	Elektron	Myon
$E_{T,\Delta R}/p_T$	$< 10\%$	$< 6\%$	$< 8\%$	$< 4\%$
	$\Delta R = 0,3$	$\Delta R = 0,4$	$\Delta R = 0,2$	$\Delta R = 0,2$
$\sum p_{T,\Delta R}/p_T$	$< 6\%$	$< 6\%$	$< 6\%$	$< 6\%$
	$\Delta R = 0,4$	$\Delta R = 0,4$	$\Delta R = 0,4$	$\Delta R = 0,4$

Tabelle 6.5: Vergleich der Schnitte auf die relativen Isolationsvariablen beider Analysen für Elektronen und Myonen.

6.1.4 Pile-Up-Bedingungen

Wie in Kapitel 4.2 beschrieben, kommt es aufgrund der hohen Luminositäten am LHC zu *Pile-Up*-Effekten durch inelastische Proton-Proton-Streuung. Da die Generierung simulierter Ereignisse vor der eigentlichen Datennahme stattfand, konnten die späteren *Pile-Up*-Bedingungen nur näherungsweise abgeschätzt werden. Abweichungen zwischen der Simulation und den beobachteten Daten werden dann durch ereignisspezifische Gewichtungsfaktoren korrigiert. Detaillierte Informationen über die Datensätze der Simulation und der beobachteten Daten inklusive der *Pile-Up*-Bedingungen (Anzahl und Separation der Protonenpakete) finden sich in [106, 107].

- **Analyse 2010**

Die instantane Luminosität erreichte am Ende der Datenerfassung des Jahres 2010 eine Größenordnung von $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, wobei die Abstände der kollidierenden Protonenpakete relativ groß war. Unter diesen Bedingungen waren überwiegend die Wechselwirkungen innerhalb einer Kollision zweier Protonenpakete relevant (*in-time Pile-Up*). Im Fall von *in-time Pile-Up* ist die Anzahl der Primärvertices N_{Vtx} ein gutes Maß für die Größe von *Pile-Up* und kann für die Berechnung von Gewichtungsfaktoren verwendet werden. Die Gewichtungsfaktoren werden aus dem Verhältnis der Primärvertexverteilungen

Isolations-Nachweiswahrscheinlichkeit [%]				
Prozess	2010		2011	
	Elektron	Myon	Elektron	Myon
$q\bar{q}/gg \rightarrow b\bar{b}A \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll$ ($m_A = 90$ GeV)	82,7	73,8	86,0	75,3
$gg \rightarrow A \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll$ ($m_A = 90$ GeV)	79,6	70,4	86,6	75,7
$q\bar{q}/gg \rightarrow b\bar{b}A \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll$ ($m_A = 120$ GeV)	84,3	76,7	87,1	77,5
$gg \rightarrow A \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll$ ($m_A = 120$ GeV)	81,0	73,7	87,6	78,7
$q\bar{q}/gg \rightarrow b\bar{b}A \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll$ ($m_A = 150$ GeV)	85,5	78,6	88,6	79,4
$gg \rightarrow A \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll$ ($m_A = 150$ GeV)	83,3	75,9	88,2	80,5
$q\bar{q}/gg \rightarrow b\bar{b}A \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll$ ($m_A = 200$ GeV)	87,4	80,3	89,6	81,5
$gg \rightarrow A \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll$ ($m_A = 200$ GeV)	86,0	78,0	90,2	82,6
$q\bar{q}/gg \rightarrow b\bar{b}A \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll$ ($m_A = 300$ GeV)	89,7	82,3	91,8	83,9
$gg \rightarrow A \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll$ ($m_A = 300$ GeV)	87,7	82,2	91,6	85,2
$Z \rightarrow \tau\tau$	79,7	72,8	85,9	76,5
$Z \rightarrow ee$	86,3	1,0	91,2	1,1
$Z \rightarrow \mu\mu$	49,4	85,8	50,3	86,7
$W \rightarrow e\nu$	84,3	1,0	89,9	0,7
$W \rightarrow \mu\nu$	51,3	84,7	31,8	85,2
$W \rightarrow \tau\nu$	79,9	73,0	86,1	76,8
<i>Di-Boson</i>	84,6	72,8	89,5	76,2
$t\bar{t}$	79,5	54,9	84,2	59,6
<i>Single-t</i>	84,1	64,4	87,1	64,4

Tabelle 6.6: Isolations-Nachweiswahrscheinlichkeiten für alle relevanten Untergrundprozesse in Bezug auf alle rekonstruierten Leptonen, die den Leptonselektionskriterien entsprechen. Der statistischer Fehler liegt im Bereich $< 2\%$ ($\sim 10\%$ für rekonstruierte Elektronen in $W \rightarrow \mu\nu$). Die Isolationskriterien sind in Tabelle 6.5 zusammengefasst.

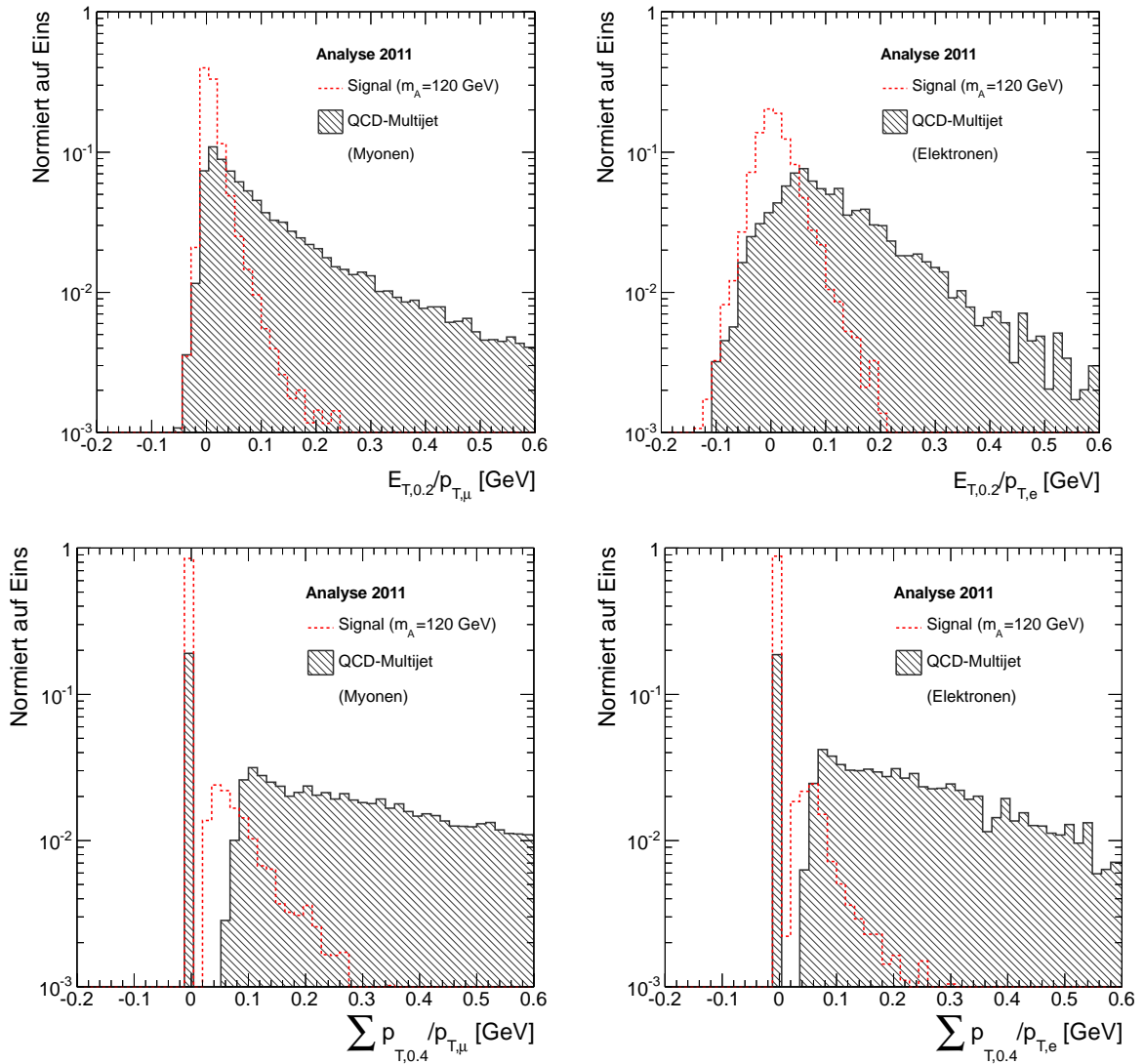


Abbildung 6.2: Auf Eins normierte Verteilungen der relativen Isolationsvariablen für alle rekonstruierten Myonen und Elektronen in der Analyse 2011, die den Leptonselektionskriterien entsprechen.

$N_{Vtx}^{Daten}/N_{Vtx}^{Simulation}$ bestimmt und sind in Abbildung 6.3 dargestellt. Die Mittelwerte der Verteilungen sind $\langle N_{Vtx}^{Daten} \rangle = 3,4$ und $\langle N_{Vtx}^{Simulation} \rangle = 4,0$. Die $N_{Vtx}^{Simulation}$ -Verteilung wurde aus simulierten $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen mit mindestens einem rekonstruierten Elektron und Myon vor der Isolation bestimmt, da die daraus berechneten Gewichtungsfaktoren mit den Faktoren aus der gesamten Erwartung aller simulierten Untergrundprozesse (inklusive simulierter QCD-Multijetereignisse) innerhalb der statistischen Unsicherheiten übereinstimmen, wobei die $Z \rightarrow \tau\tau$ -Simulation eine deutlich geringere statistische Unsicherheit liefert, siehe Abbildung 6.3. Jedes simulierte Ereignis wird dann entsprechend seiner Anzahl an rekonstruierten Primärvertices mit dem jeweiligen Ereignisgewicht umskaliert.

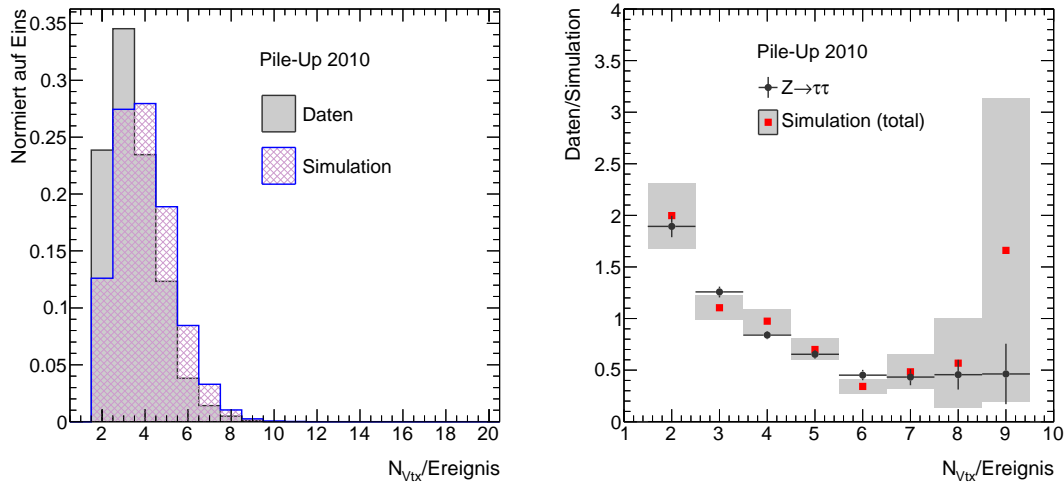


Abbildung 6.3: Vergleich von Daten und Simulation in Bezug auf die Primärvertex-Verteilung der Analyse 2010 (links) und die daraus berechneten *Pile-Up*-Gewichtungsfaktoren für simulierte $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse und den erwarteten, simulierten Gesamtuntergrund inklusive QCD-Multijetprozesse (rechts).

- **Analyse 2011**

In der Analyse 2011 wird zusätzlich zum *in-time Pile-Up* auch *out-of-time Pile-Up* relevant, weshalb deutlich mehr Aktivität in den Ereignissen vorherrscht als in der Analyse 2010. Aufgrund der höheren Luminosität und den kleineren Abständen zwischen den einzelnen Protonenpaketen (50 ns) treten im eigentlichen Ereignis auch Teilchen aus benachbarten Protonenpaketkollisionen auf. Der Spurdetektor sieht im Wesentlichen nur die zentrale Paketkollision und rekonstruiert nicht die Vertices aus benachbarten Kollisionen. Daher reicht die N_{Vtx} -Verteilung zur Abschätzung von *Pile-Up* nicht aus und es wird die durchschnittliche Anzahl an Wechselwirkungen pro Paketkollision $\langle N_{WW} \rangle$ benötigt, siehe Abbildung 6.4. Die $\langle N_{WW} \rangle$ -Verteilung wurde für die Simulation relativ flach angenommen, um einen großen Bereich an möglichen Luminositäten abzudecken. Die Mittelwerte der Verteilungen betragen $\langle N_{WW}^{Daten} \rangle = 5,6$ und $\langle N_{WW}^{Simulation} \rangle = 8,7$. Mit Hilfe dieser Verteilungen wird erneut ein Umgewichtungsfaktor für jedes Ereignis berechnet.

6.1.5 Event Cleaning

Neben der Rekonstruktion von Jets⁶, die in einem Ereignis auftreten, können diese auch aufgrund von Hardware-Problemen (z.B. elektronisches Rauschen von Kalorimeterzellen), Untergrundprozessen aus kosmischer Strahlung oder durch sonstige Streueffekte (*Beam Halo*- und *Beam Gas*-Effekte, siehe Kapitel 4.2) rekonstruiert werden. Ereignisse, in denen solche Fehlidentifikationen von Jets auftreten, müssen durch das sogenannte *Event Cleaning* entfernt werden [109].

⁶In dieser Arbeit werden Jets mit dem Anti- k_T -Algorithmus für einen Jet-Radius von $R = 0,4$ aus *Topocluster* rekonstruiert und lokal hadronisch kalibriert [108].

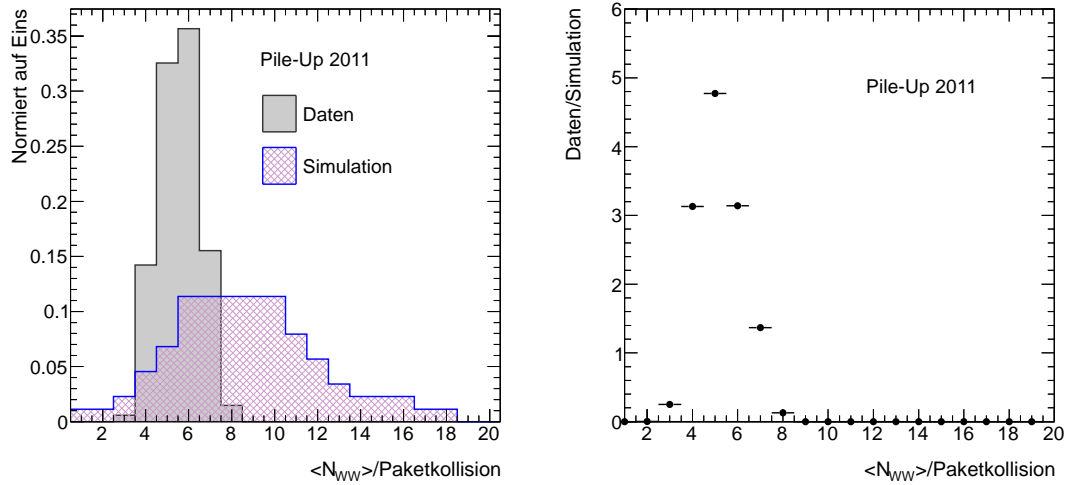


Abbildung 6.4: Vergleich von Daten und Simulation in Bezug auf die Verteilung der durchschnittlichen Anzahl an Wechselwirkungen pro Protonenpaketkollision der Analyse 2011 (links) und die daraus berechneten *Pile-Up*-Gewichtungsfaktoren (rechts).

6.2 Topologische Selektion

Der Signalprozess erfordert die Selektion von exakt einem rekonstruierten Elektron und einem rekonstruierten Myon, welche entgegengesetzte Ladung besitzen, isoliert sind und den Leptonselektionskriterien entsprechen (Di-Lepton-Bedingung: $1 e + 1 \mu$ mit $q_e \cdot q_\mu = -1$). Um die bekannten Prozesse des Standardmodells stärker zu reduzieren, müssen nach der Vorselektion inklusive der Di-Lepton-Bedingung weitere Schnitte auf kinematische Variablen angewendet werden. Dabei nützt man die topologischen Unterschiede der verschiedenen Untergrund- und Signalprozesse aus. Die Untergrundprozesse wurden in Kapitel 4.2 vorgestellt und werden hier mit $Z \rightarrow ll$, $Di\text{-Boson}$, $W \rightarrow l\nu$, $t\bar{t}$ und $Single\text{-}t$ bezeichnet. QCD-Multijetprozesse müssen datenbasiert abgeschätzt werden. Sie wurden bei der im Folgenden beschriebenen Methode zur Bestimmung von topologischen Selektionskriterien nicht berücksichtigt, da die datenbasierte Abschätzung dieser Prozesse aufgrund des erwarteten, relativ geringen Beitrags zum Gesamtuntergrund ($\sim 5\%$) zeitlich erst nach der Optimierung der topologischen Selektion stattgefunden hat. Da die hier präsentierten Analysen inklusiv bezüglich der Jet-Multiplizität sind, werden keine Jet-Variablen verwendet, sondern nur kinematische Variablen für Elektronen, Myonen und E_T^{miss} . Das Kriterium für die Wahl der kinematischen Variablen und die diesbezügliche Bestimmung von optimalen Schrittwerten ist die Maximierung der erwarteten *Profile-Likelihood-Signifikanz* \mathcal{S}^{PL} , die ein Maß für die frequentistische Wahrscheinlichkeit der Existenz eines Signals in den beobachteten Daten bei bekannter Untergrunderwartung angibt. Die *Profile-Likelihood-Methode* und die entsprechende Wahl der Teststatistik in Bezug auf die Entdeckung eines Signals zur Berechnung von \mathcal{S}^{PL} wird ausführlich in Anhang A eingeführt. Im Folgenden werden die kinematischen Variablen vorgestellt, die in iterativer Art und Weise gefunden wurden und die in einem reinen Zählexperiment die Signifikanz \mathcal{S}^{PL} maximieren. Die Optimierung der Schrittwerte ist abhängig von der Higgs-Boson-Masse. Als Arbeitspunkt wird $m_A = 120$ GeV gewählt, der sich nach bisherigen Ergebnissen als sinnvoll erweist, siehe Kapitel 2.2.3. In der Analyse 2010

wurde ein beliebiger, noch nicht ausgeschlossener Wert von $\tan \beta = 40$ verwendet. Da die damit berechneten Ausschlussgrenzen, siehe Kapitel 9, bereits andeuten, dass die $\tan \beta$ -Werte kleiner sein müssen, wurde in der Analyse 2011 ein Wert von $\tan \beta = 20$ gewählt. Die Wahl der Variablen und die Optimierung der Schnittwerte wurden in der Analyse 2010 etabliert und konnten in der Analyse 2011 bestätigt werden.

- $E_T^{\text{miss}} + p_{T,e} + p_{T,\mu} < 120 \text{ GeV}$

Die skalare Summe aus den transversalen Impulsen der beiden Leptonen und der transversalen fehlenden Energie erweist sich als optimale Variable, um \mathcal{S}^{PL} nach der Vorselektion und der Di-Lepton-Bedingung zu maximieren. Die Abbildung 6.5 enthält die Verteilung der Variable für das Signal, alle relevanten Untergrundprozesse und die beobachteten Daten. Zudem enthält sie die \mathcal{S}^{PL} in Abhängigkeit eines Schnitts auf diese kinematische Variable. Das Signifikanzmaximum befindet sich im Bereich von 120 GeV für einen oberen Schnittwert. Die Signifikanzänderung ist in Tabelle 6.7 enthalten. Die p_T -Verteilung der Leptonen in Abbildung 6.7 ist für Leptonen aus Top-Quark- ($t\bar{t}$ und *Single-t*) und *Di-Boson*-Prozessen härter als für Leptonen aus dem Zerfall von Higgs-Bosonen mit $m_A = 120 \text{ GeV}$. Das liegt zum einen an der großen Masse der Top-Quarks ($m_t = 171,2 \text{ GeV}$ [1]) und zum anderen an der Signatur des Signals, bei der die Leptonen über den Zerfall zweier τ -Leptonen entstehen und einen signifikanten Impulsanteil in Form von E_T^{miss} an die Neutrinos abgeben. Die E_T^{miss} -Verteilung in Abbildung 6.7 ist für Top-Quark- und *Di-Boson*-Prozesse ebenfalls härter als für den Signalprozess. Die skalare Summe aus dem p_T beider Leptonen und E_T^{miss} ist folglich eine gut separierende Variable und reduziert Top-Quark- und *Di-Boson*-Prozesse signifikant, siehe Tabelle 6.8.

- $|\Delta\Phi_{e\mu}| > 2,0$

Durch einen zusätzlichen Schnitt auf den Betrag des Winkels zwischen der Flugrichtung des Elektrons und des Myons größer als ca. 115° kann der Untergrund aus Top-Quark-Prozessen weiter signifikant unterdrückt werden, siehe Tabelle 6.7. Abbildung 6.6 zeigt die $|\Delta\Phi_{e\mu}|$ -Verteilung und \mathcal{S}^{PL} in Abhängigkeit des Schnitts auf diese Variable. Die Verteilung der Top-Quark-Prozesse ist relativ flach verteilt, d.h. es besteht keine Korrelation zwischen den Flugrichtungen der beiden Leptonen, wohingegen sich die τ -Leptonen des Signals aufgrund des meist nur kleinen Transversalimpulses der Higgs-Bosonen und der Impulserhaltung in der transversalen Ebene bevorzugt in die entgegengesetzte Richtung bewegen. Das Elektron und das Myon aus den τ -Leptonzerfällen weichen dann kaum von der Flugrichtung der τ -Leptonen ab, da sie eine viel kleinere Masse besitzen und das τ -Lepton wegen der großen Higgs-Boson-Masse einen hohen Impuls besitzt.

Die Abbildungen 6.7 und 6.8 zeigen weitere Variablen nach der Vorselektion und der Di-Lepton-Bedingung, die für die Maximierung der Signifikanz in der Analyse 2010 und 2011 getestet wurden: $p_{T,e}$, $p_{T,\mu}$, E_T^{miss} , $|\Delta\Phi_{e\mu}|$, $\sum E_T$ (sklare Gesamtsumme der transversalen Energie), x_1 , x_2 und $x_1 \cdot x_2$ (Bruchteil des τ -Leptonimpulses, welcher das Myon bzw. Elektron besitzt, siehe Kapitel 6.4). Die einzelnen Verteilungen verdeutlichen die in diesem Kapitel besprochenen topologischen Eigenschaften der verschiedenen erwarteten Untergrundprozesse und zeigen in der Summe eine gute Übereinstimmung mit den beobachteten Daten (QCD-Multijetprozesse sind dabei noch nicht berücksichtigt, liefern gemäß der Erwartung jedoch nur einen relativ kleinen Beitrag $\sim 5\%$).

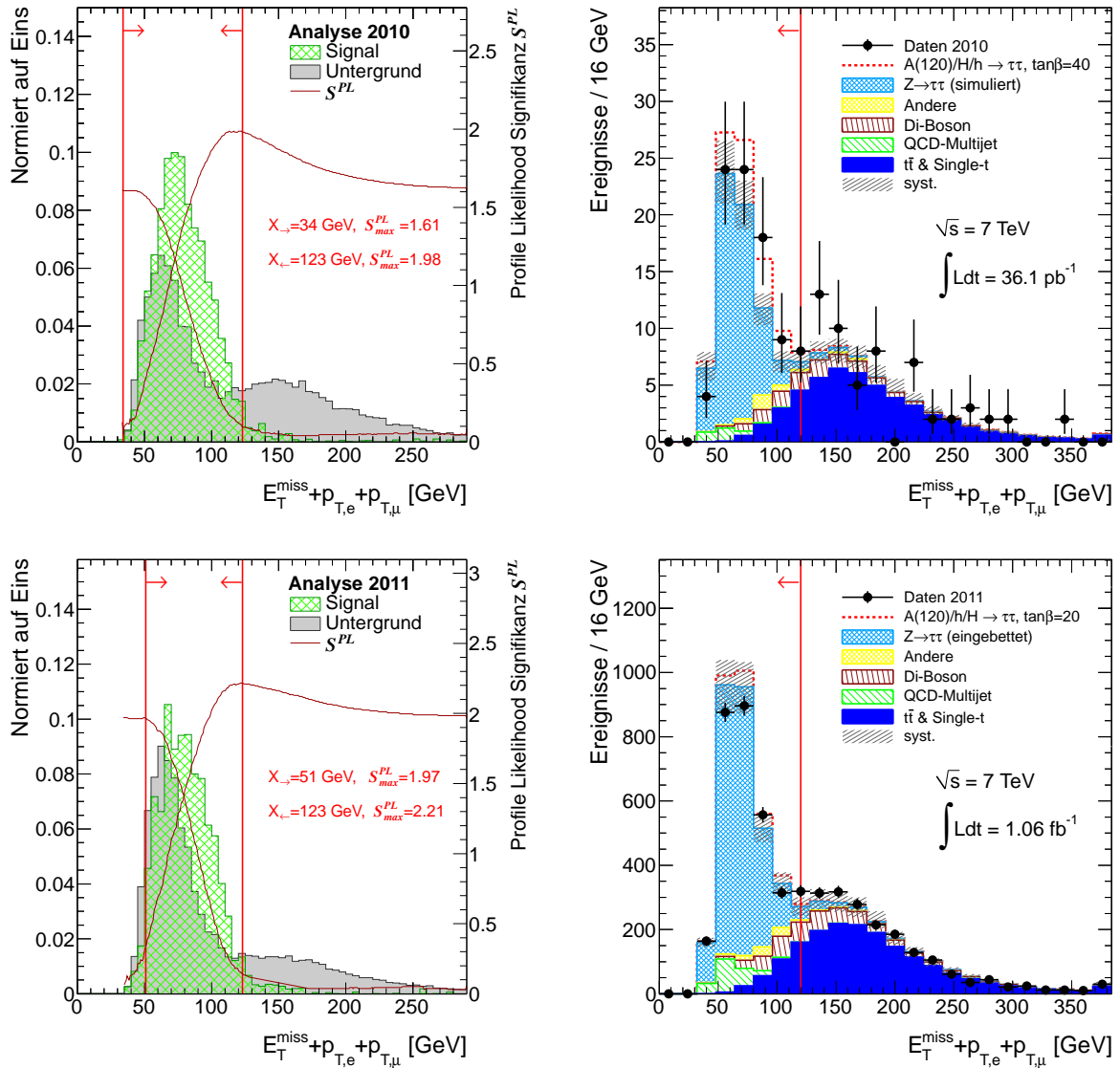


Abbildung 6.5: Optimierung der erwarteten Signifikanz durch einen Schnitt auf die skalare Summe $E_T^{\text{miss}} + p_{T,e} + p_{T,\mu}$. Vergleich der auf Eins normierten Signal- und Untergrundverteilungen (links): die Funktion für die Signifikanz (rot) bezieht sich hierbei auf die rechte y-Achse in der Abbildung. Sie wurde berechnet für die integrierte Luminosität der Daten von $\int \mathcal{L} dt = 36 \text{ pb}^{-1}$ in Analyse 2010 und $\int \mathcal{L} dt = 1,06 \text{ fb}^{-1}$ in Analyse 2011, wobei der QCD-Multijetuntergrund nicht berücksichtigt wurde. Zusammensetzung des Untergrunds inklusive Signal (rechts): der QCD-Multijetuntergrund und $Z \rightarrow \tau\tau$ (nur in Analyse 2011) sind hier berücksichtigt und wurden datenbasiert abgeschätzt (siehe Kapitel 7). Die Systematischen Unsicherheiten werden in Kapitel 8 besprochen. “Andere” umfasst die Untergründe $W \rightarrow l\nu$, $Z \rightarrow ee$ und $Z \rightarrow \mu\mu$. Analyse 2010 (oben) und Analyse 2011 (unten).

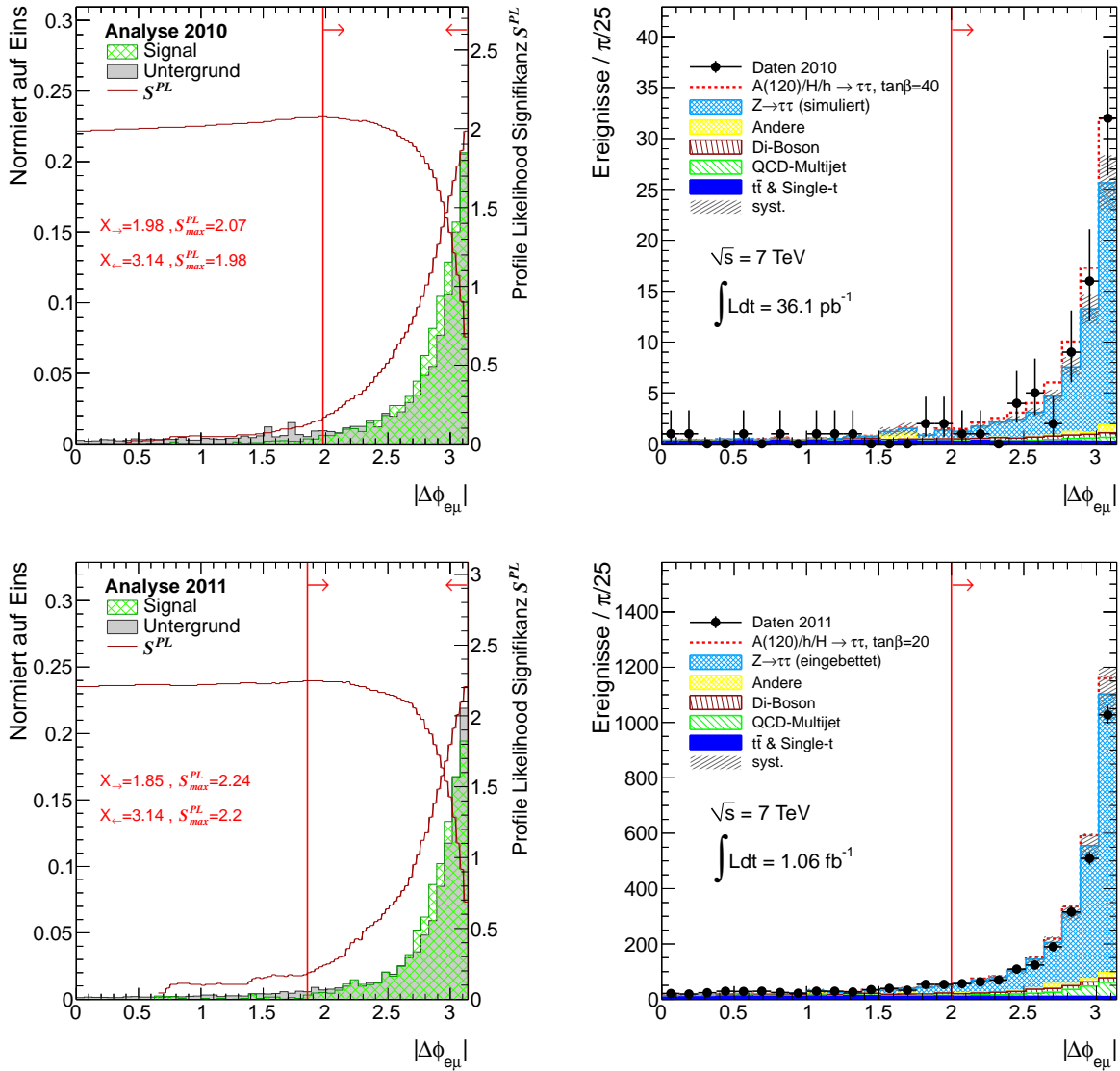


Abbildung 6.6: Optimierung der erwarteten Signifikanz durch einen Schnitt auf den Betrag $|\Delta\Phi_{e\mu}|$. Vergleich der auf Eins normierten Signal- und Untergrundverteilungen (links): die Funktion für die Signifikanz (rote Linie) bezieht sich auf die rechte y-Achse in der Abbildung. Sie wurde berechnet für die integrierte Luminosität der Daten von $\int \mathcal{L} dt = 36 \text{ pb}^{-1}$ in Analyse 2010 und $\int \mathcal{L} dt = 1,06 \text{ fb}^{-1}$ in Analyse 2011, wobei der QCD-Multijetuntergrund nicht berücksichtigt wurde. Zusammensetzung des erwarteten Untergrunds inklusive dem Signal (rechts): der QCD-Multijetuntergrund und $Z \rightarrow \tau\tau$ (nur in Analyse 2011) sind hier berücksichtigt und wurden datenbasiert abgeschätzt (siehe Kapitel 7). Die Systematische Unsicherheiten werden in Kapitel 8 besprochen. “Andere” umfasst die Untergründe $W \rightarrow l\nu$, $Z \rightarrow ee$ und $Z \rightarrow \mu\mu$. Analyse 2010 (oben) und Analyse 2011 (unten).

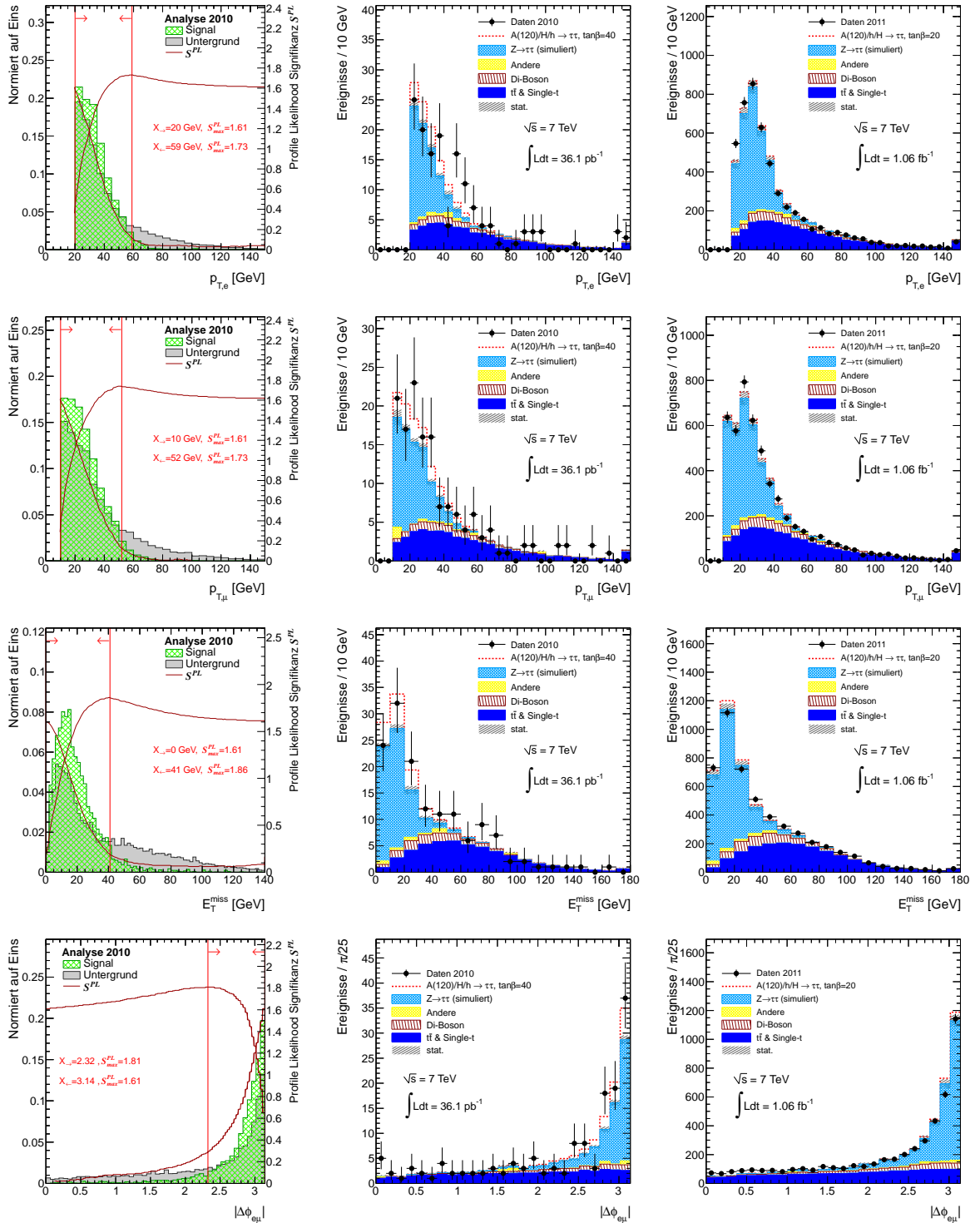


Abbildung 6.7: Vergleich der kinematischen Variablen nach der Vorselektion und der Di-Lepton-Bedingung, die bei der Optimierung der Analysen berücksichtigt wurden. “Andere” umfasst die Untergründe $W \rightarrow l\nu$, $Z \rightarrow ee$ und $Z \rightarrow \mu\mu$. Gezeigt wird die Analyse 2010 inklusive der Signifikanz-Optimierung (links, Mitte) und die Analyse 2011 (rechts).

Kapitel 6 Ereigniselektion

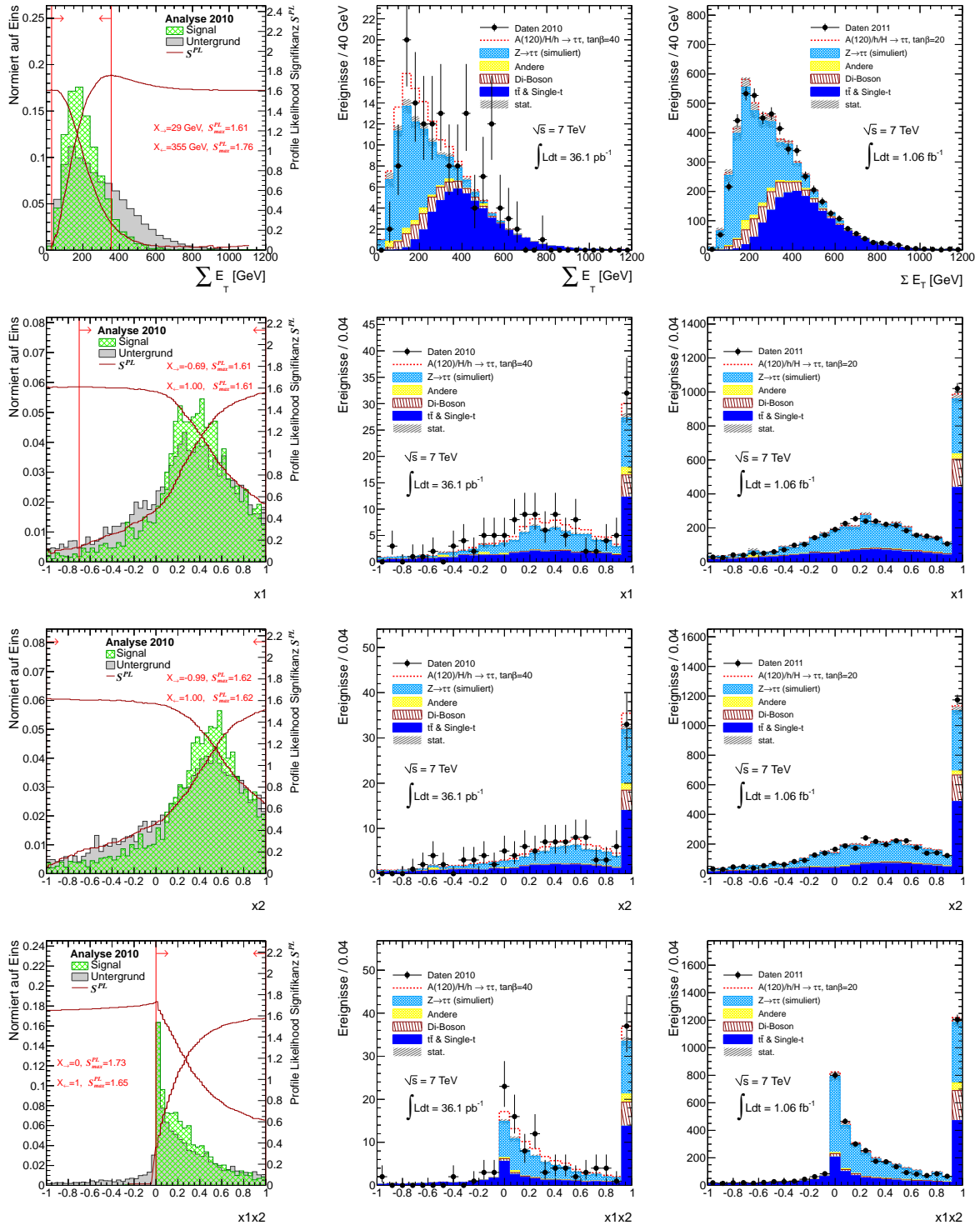


Abbildung 6.8: Vergleich der kinematischen Variablen nach der Vorselektion und der Di-Lepton-Bedingung, die bei der Optimierung der Analyse berücksichtigt wurden. “Anderer” umfasst die Untergründe $W \rightarrow l\nu$, $Z \rightarrow ee$ und $Z \rightarrow \mu\mu$. Gezeigt wird die Analyse 2010 inklusive der Signifikanz-Optimierung (links, Mitte) und die Analyse 2011 (rechts).

Optimierung der Schnittwerte		
Variable	\mathcal{S}^{PL}	
	2010	2011
Vorselektion mit $1e + 1\mu$ ($q_e \cdot q_\mu = -1$)	1,61	1,96
+	↓	↓
$E_T^{\text{miss}} + p_{T,e} + p_{T,\mu} < 120 \text{ GeV}$	1,98	2,21
+	↓	↓
$ \Delta\Phi_{e\mu} > 2,0$	2,07	2,24

Tabelle 6.7: Maximierung der Signifikanz \mathcal{S}^{PL} durch die Optimierung der Schnittwerte bezüglich der entsprechenden kinematischen Variablen in einem reinen Zählexperiment für $m_A = 120 \text{ GeV}$ und $\tan\beta = 40$ (Analyse 2010 mit $\int \mathcal{L} dt = 36 \text{ pb}^{-1}$) bzw. $\tan\beta = 20$ (Analyse 2011 mit $\int \mathcal{L} dt = 1,06 \text{ fb}^{-1}$).

6.3 Zusammenfassung der Ereignisselektion

Mit Hilfe der beiden beschriebenen Schnitte auf die gewählten kinematischen Variablen gelingt es, die erwartete Signifikanz \mathcal{S}^{PL} zu maximieren und bestimmte Untergrundprozesse deutlich zu reduzieren. Die absolute Anzahl an Ereignissen nach den verschiedenen Selektionsschritten sind für Daten sowie für die verschiedenen relevanten Prozesse in den Tabellen 6.9 und 6.10 jeweils für die Analyse 2010 und 2011 zusammengefasst. In der Analyse 2010 werden nach der vollständigen Selektion ~ 15 Signalereignisse erwartet (~ 10 Signalereignisse aus der b -Quark assoziierten Higgs-Boson-Produktion und ~ 5 aus der direkten Produktion) und in der Analyse 2011 liegt die Erwartung bei 136 Signalereignissen (~ 87 Signalereignisse aus der b -Quark assoziierten Higgs-Boson-Produktion und ~ 49 aus der direkten Produktion). Die relative Untergrundzusammensetzung nach der vollständigen Selektion ist in Tabelle 6.11 enthalten und wird nun genauer erläutert:

$Z \rightarrow \tau\tau$

Der Zerfall des Z -Bosons in zwei τ -Leptonen ist der dominante Untergrundprozess ($\sim 85\%$ des Gesamtuntergrunds). Aufgrund der Irreduzibilität von $Z \rightarrow \tau\tau$ ist eine Untergrundreduktion anhand von kinematischen Schnitten für die relativ niedrige Higgs-Boson-Masse $m_A = 120 \text{ GeV}$ nur schwer möglich. Die Strategie zur Abschätzung dieses Prozesses unterscheidet sich in den Analysen 2010 und 2011.

- **Analyse 2010**

Die Simulation liefert die vollständige Untergrundabschätzung. Verschiedene Verteilungen von Variablen aus simulierten Ereignissen wurden mit der $Z \rightarrow \tau\tau$ -Erwartung aus der datenbasierten Methode der Einbettung von τ -Leptonen in $Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignisse, der sogenannten *Embedding-Methode*, verglichen und bestätigt. Die *Embedding-Methode* wird im Detail in Kapitel 7.1 besprochen. Die Entscheidung, nicht eingebettete sondern simulier-

Relative Selektions-Nachweiswahrscheinlichkeit [%]					
Variable	Analyse	Signal	$t\bar{t}$	<i>Single-t</i>	<i>Di-Boson</i>
$E_T^{miss} + p_{T,e} + p_{T,\mu} < 120 \text{ GeV}$	2010	95,5	13,8	15,2	37,8
	2011	95,2	14,9	16,1	38,0
$ \Delta\Phi_{e\mu} > 2,0$	2010	96,4	36,5	35,8	66,7
	2011	95,8	35,5	44,9	61,2

Tabelle 6.8: Relative Selektions-Nachweiswahrscheinlichkeit von $E_T^{miss} + p_{T,e} + p_{T,\mu} < 120 \text{ GeV}$ in Bezug auf die Vorselektion mit $1e + 1\mu$ ($q_e \cdot q_\mu = -1$) und von $|\Delta\Phi_{e\mu}| > 2,0$ in Bezug auf $E_T^{miss} + p_{T,e} + p_{T,\mu} < 120 \text{ GeV}$ für das Signal mit $m_A = 120 \text{ GeV}$ und die relevanten Untergrundprozesse. Die statistische Unsicherheit ist vernachlässigbar ($< 1\%$). Die relative Nachweiswahrscheinlichkeit für $Z \rightarrow \tau\tau$ und $Z \rightarrow \mu\mu$ liegt jeweils im Bereich von $\gtrsim 90\%$ und für $W \rightarrow l\nu$ und $Z \rightarrow ee$ dominiert die statistische Unsicherheit.

te Ereignisse zu verwenden, rechtfertigt die größere Anzahl an zur Verfügung stehenden simulierten Ereignissen.

- **Analyse 2011**

Die Abschätzung des $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrunds in der Analyse 2011 erfolgt mithilfe der datenbasierten *Embedding-Methode*. Eine ausreichende Anzahl an eingebetteten Ereignissen liefert nun eine bessere Statistik als die reine Simulation. In dieser Methode werden $Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignisse aus Daten selektiert, worauf die Myonen durch τ -Leptonen ersetzt werden, deren Zerfall dann wiederum simuliert wird. Mehr zu dieser datenbasierten Methode steht in Kapitel 7.1. Die Einbettung erlaubt allerdings nur die Abschätzung der Form einer Verteilung und nicht die zu erwartende absolute Ereigniszahl. Deshalb werden die eingebetteten Ereignisse nach der Vorselektion und der Di-Lepton-Bedingung auf die erwartete Anzahl der rein simulierten Ereignisse normiert.

$Z \rightarrow ee$, $Z \rightarrow \mu\mu$, $W \rightarrow l\nu$, *Di-Boson*, $t\bar{t}$ und *Single-t*

Die Prozesse $Z \rightarrow ee$ und $Z \rightarrow \mu\mu$ werden für den betrachteten $e\mu$ -Endzustand im Voraus unterdrückt, wobei $Z \rightarrow \mu\mu$ einen größeren Beitrag zum Gesamtuntergrund leistet, da die Wahrscheinlichkeit für Fehlidentifikationen von Elektronen (vor allem aufgrund von Jets) größer ist als die für Myonen. Auch W -Boson-Zerfälle haben eine sehr geringe Wahrscheinlichkeit, eine Signatur im Detektor zu hinterlassen, die dem Signalprozess entspricht. Top-Quark- sowie *Di-Boson*-Prozesse werden hingegen hauptsächlich durch die topologischen Schnitte $E_T^{miss} + p_{T,e} + p_{T,\mu} < 120 \text{ GeV}$ und $|\Delta\Phi_{e\mu}| > 2,0$ reduziert. Der erwartete Beitrag all dieser Prozesse zum Gesamtuntergrund ist in beiden Analysen relativ klein ($< 5\%$) und somit nur von geringer Bedeutung. Selbst eine relativ große systematische Unsicherheit auf die spezifischen Ereigniszahlen würde die absolute Anzahl an Ereignissen des Gesamtuntergrunds nur gering beeinflussen. Auf diesem Niveau ist die reine Simulation für beide Analysen eine zulässige Abschätzung.

QCD-Multijetuntergrund

Die Anzahl der simulierten QCD-Multijetereignisse ist nicht ausreichend, um Vorhersagen für die erwartete Anzahl an Ereignissen nach den verschiedenen Selektionsschritten zu treffen. Kein Ereignis der zur Verfügung stehenden simulierten QCD-Multijetereignisse übersteht al-

lein die Vorselektion. Somit ist man auf die Entwicklung einer datenbasierten Methode angewiesen. Die Abschätzung beruht auf der *ABCD*-Methode, in der die erwartete Anzahl an QCD-Multijetereignisse in der Signalregion durch umskalieren aus Kontrollregionen gewonnen wird, in denen der QCD-Multijetuntergrund angereichert ist. Die *ABCD-Methode* wird in Kapitel 7.2 erläutert und in den Analysen 2010 und 2011 angewendet. Der relative Beitrag zum Gesamtuntergrund beträgt $\sim 5\%$.

Topologische Selektion	Analyse 2010 $\int \mathcal{L} dt = 36 \text{ pb}^{-1}$		
Schnitt	$1 e + 1 \mu$ ($q_e \cdot q_\mu = -1$)	$p_T^e + p_T^\mu + E_T^{\text{miss}}$	$\Delta\phi_{e\mu}$
Beobachtete Daten	143	81	70
Erwarteter Gesamtuntergrund	$125,4 \pm 4,3$	$72,1 \pm 3,6$	$62,5 \pm 3,4$
$Z \rightarrow \tau\tau$ (simuliert)	$58,5 \pm 1,1$	$56,7 \pm 1,4$	$53,5 \pm 1,0$
$Z \rightarrow ee$	$0,07 \pm 0,02$	$0,06 \pm 0,02$	$0,01 \pm 0,01$
$Z \rightarrow \mu\mu$	$0,92 \pm 0,08$	$0,90 \pm 0,08$	$0,84 \pm 0,07$
$W \rightarrow l\nu$	$2,1 \pm 0,9$	$1,6 \pm 0,9$	$0,7 \pm 0,5$
$t\bar{t}$	$45,7 \pm 0,5$	$6,3 \pm 0,2$	$2,3 \pm 0,1$
<i>Single-t</i>	$4,4 \pm 0,1$	$0,67 \pm 0,04$	$0,24 \pm 0,02$
<i>Di-Boson</i>	$11,1 \pm 0,2$	$4,2 \pm 0,1$	$2,8 \pm 0,1$
QCD-Multijet	$2,6 \pm 4,0$	$1,7 \pm 3,3$	$2,1 \pm 3,2$
Signal ($m_A=120 \text{ GeV}$, $\tan\beta=40$)	$16,5 \pm 0,3$	$15,7 \pm 0,3$	$15,2 \pm 0,3$

Tabelle 6.9: Absolute Ereigniszahlen der Daten und der Untergrunderwartungen für Analyse 2010 nach den verschiedenen topologischen Selektionsschritten. Die Unsicherheiten sind hier statistischer Natur. Der QCD-Multijetuntergrund wurde aus Daten abgeschätzt.

6.4 Massenrekonstruktion

Die effektive Masse m_{eff}

In der vorgestellten topologischen Signalselektion wurde die erwartete Signifikanz \mathcal{S}^{PL} eines reinen Zählxperiments maximiert. Diese lässt sich weiterhin verbessern, indem stattdessen eine gesamte Verteilung als diskriminierende Variable verwendet wird. Als eine solche Variable bietet sich die aus den Zerfallsprodukten rekonstruierte invariante Masse des Higgs-Bosons an. Dies ist jedoch nicht vollständig möglich, da die auftretenden Neutrinos nicht direkt vom ATLAS-Detektorsystem erfasst werden können, sondern nur in Form von fehlender transversaler Energie sichtbar werden. Das bedeutet, zur Rekonstruktion der Higgs-Boson-Masse fehlt die Information über die z -Komponente der fehlenden Energie. Ein naheliegender Ansatz zur Massenrekonstruktion ist deshalb die Rekonstruktion einer invarianten Masse aus den Impulsen der Leptonen und E_T^{miss} . Die invariante Masse wird aus den Viererimpulsen der beiden Leptonen p_e , p_μ und einem Pseudo-Vierervektor p_{miss} der mit der Masse null berechnet, der aus den transversalen Komponenten der fehlenden Energie konstruiert wird. Sie wird im Folgenden als *effektive Masse* m_{eff} bezeichnet. Die Wahl von m_{eff} wird im nächsten Abschnitt gerechtfertigt, wenn weitere,

Topologische Selektion Analyse 2011 $\int \mathcal{L} dt = 1,06 \text{ fb}^{-1}$			
Schnitt	$1 e + 1 \mu$ ($q_e \cdot q_\mu = -1$)	$p_T^e + p_T^\mu + E_T^{\text{miss}}$	$\Delta\phi_{e\mu}$
Beobachtete Daten	4921	2962	2472
Erwarteter Gesamtuntergrund	$4970,7 \pm 74,1$	$3044,2 \pm 70,5$	$2590,5 \pm 66,0$
$Z \rightarrow \tau\tau$ (simuliert)	$2414,7 \pm 64,1$	$2321,4 \pm 62,8$	$2201 \pm 61,2$
$Z \rightarrow \tau\tau$ (eingebettet)	$2414,7 \pm 22,7$	$2321,5 \pm 22,2$	$2196,2 \pm 21,6$
$Z \rightarrow ee$	$1,9 \pm 0,8$	$1,9 \pm 0,8$	$0,5 \pm 0,4$
$Z \rightarrow \mu\mu$	$49,4 \pm 4,7$	$45,2 \pm 4,5$	$39,9 \pm 4,2$
$W \rightarrow l\nu$	$51,9 \pm 15,8$	$37,3 \pm 15,3$	$25,9 \pm 13,6$
$t\bar{t}$	$1606,9 \pm 7,5$	$239,7 \pm 2,9$	$85,5 \pm 1,7$
<i>Single-t</i>	$178,4 \pm 5,7$	$30,1 \pm 2,3$	$13,5 \pm 1,6$
<i>Di-Boson</i>	$453,7 \pm 10,3$	$172,2 \pm 6,2$	$108,7 \pm 5$
QCD-Multijet	$213,6 \pm 30,1$	$196,1 \pm 26,9$	$120,3 \pm 19,4$
Signal ($m_A=120 \text{ GeV}$, $\tan\beta=20$)	$149,8 \pm 6,3$	$142,5 \pm 6,1$	$136,4 \pm 5,9$

Tabelle 6.10: Absolute Ereigniszahlen der Daten und der Untergrunderwartungen für Analyse 2011 nach den verschiedenen topologischen Selektionsschritten. Die Unsicherheiten sind hier statistischer Natur. Der QCD-Multijetuntergrund wurde aus Daten abgeschätzt.

alternative Massenrekonstruktionen besprochen werden. Die Definition lautet

$$\begin{aligned}
 p_e &= (E_e, \vec{p}_e) , \\
 p_\mu &= (E_\mu, \vec{p}_\mu) , \\
 p_{\text{miss}} &= (E_T^{\text{miss}}, E_x^{\text{miss}}, E_y^{\text{miss}}, 0) , \\
 p &= p_e + p_\mu + p_{\text{miss}} \quad \text{und} \quad m_{\text{eff}}^2 = p^2 .
 \end{aligned} \tag{6.1}$$

Die Verteilung der *effektiven Masse* nach der vollständigen Selektion (inklusive der topologischen Schnitte $E_T^{\text{miss}} + p_{T,e} + p_{T,\mu} < 120 \text{ GeV}$ und $|\Delta\Phi_{e\mu}| > 2,0$) ist in Abbildung 6.9 dargestellt. Darin enthalten ist hier bereits der mithilfe der *ABCD*-Methode aus Daten abgeschätzte QCD-Multijetuntergrund. $Z \rightarrow \tau\tau$ wurde für die Analyse 2011 ebenfalls aus Daten (*Embedding-Methode*) gewonnen. Die in Kapitel 8 bestimmten systematischen Gesamtunsicherheiten werden hier bereits berücksichtigt. Abbildung 6.10 zeigt zwar, dass m_{eff} eine Signal und Untergrund trennende Variable ist, die Optimierung der Selektion durch einen topologischen Schnitt bei der bisherigen Statistik jedoch keine weitere bedeutende Erhöhung der Signifikanz mit sich bringt. Die Quellen systematischer Unsicherheiten werden qualitativ und quantitativ ausführlich in Kapitel 8 besprochen. Da keine signifikante Abweichung der Daten von der Erwartung existiert, können Ausschlussgrenzen auf die Signallrate berechnet werden, siehe Kapitel 9.

Relativer Beitrag zum Gesamtuntergrund [%]		
Prozess	2010	2011
$Z \rightarrow \tau\tau$	85,6	84,8
$Z \rightarrow ee$	< 1	< 1
$Z \rightarrow \mu\mu$	1,3	1,5
$W \rightarrow l\nu$	1,1	1,0
<i>Di-Boson</i>	4,5	4,1
$t\bar{t}$	3,7	3,3
single- t	< 1	< 1
QCD-Multijet	3,4	5,3

Tabelle 6.11: Relativer Anteil der einzelnen Untergrundprozesse am Gesamtuntergrund nach der vollständigen Signalselektion.

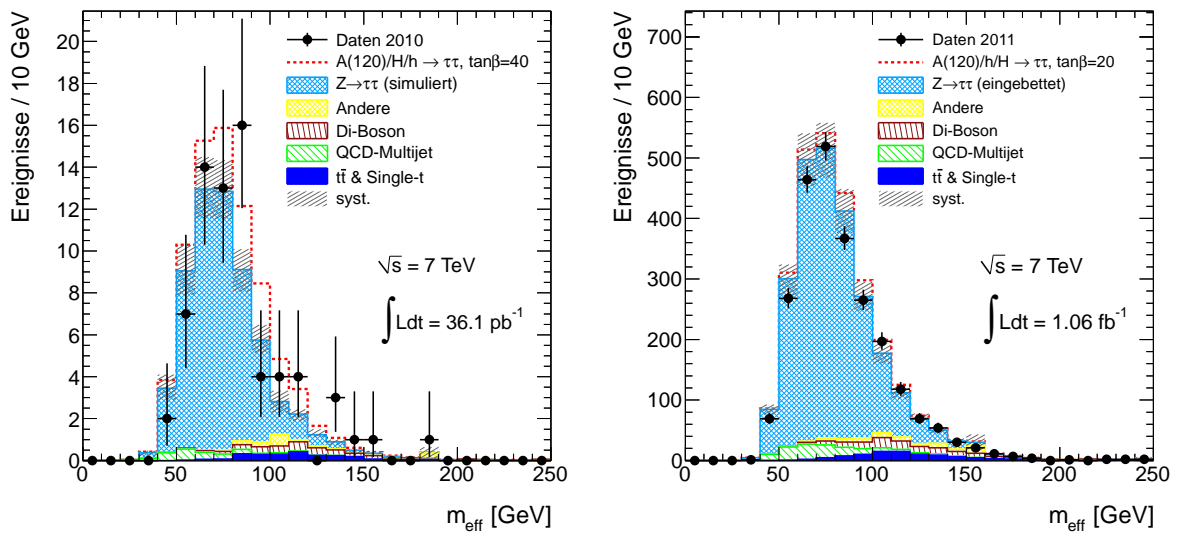


Abbildung 6.9: Verteilung der *effektiven Masse* m_{eff} (Definition 6.1). Analyse 2010 (links) und Analyse 2011 (rechts). “Andere” umfasst die Untergründe $W \rightarrow l\nu$, $Z \rightarrow ee$ und $Z \rightarrow \mu\mu$ und wird zusammen mit $t\bar{t}$, single- t , *Di-Boson* und $Z \rightarrow \tau\tau$ (für die Analyse 2010) der Simulation entnommen. Der QCD-Multijetuntergrund und $Z \rightarrow \tau\tau$ (nur für die Analyse 2011) wurde aus den beobachteten Daten abgeschätzt. Die systematischen Unsicherheiten werden in Kapitel 8 bestimmt.

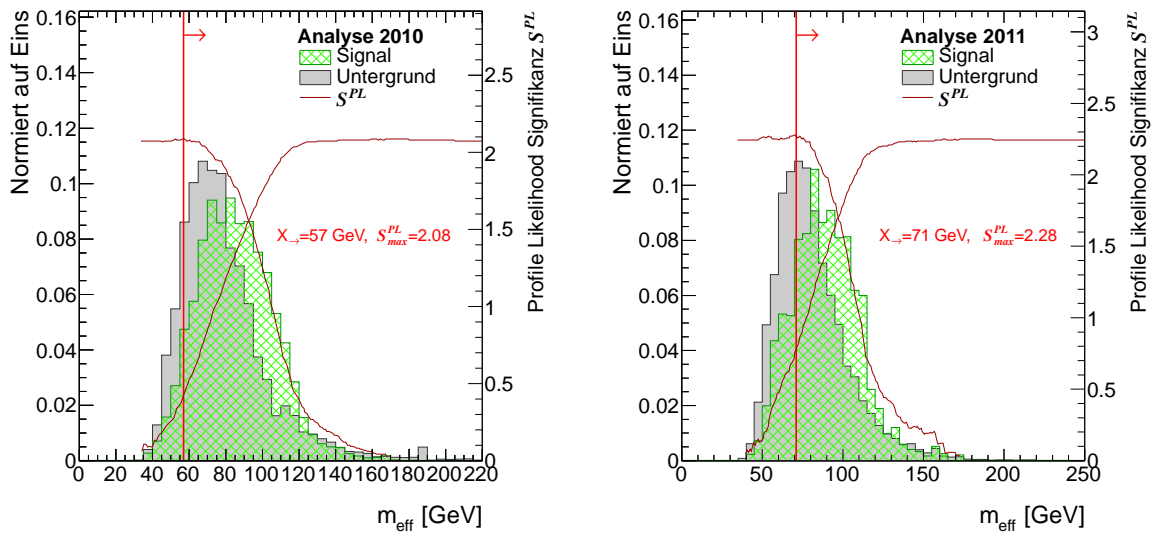


Abbildung 6.10: Vergleich der m_{eff} -Verteilung von Signal mit Untergrund. Signifikanz in Abhängigkeit eines Schnittes auf m_{eff} . Analyse 2010 (links) und Analyse 2011 (rechts).

Alternative Massenrekonstruktionen

Als Alternative zur *effektiven Masse* bieten sich folgende Rekonstruktionen einer invarianten Masse an:

- Die invariante *Di-Lepton-Masse* $m_{e\mu}$ ist definiert als die invariante Masse des Systems der beiden Leptonen im Endzustand: $m_{e\mu}^2 = (p_e + p_\mu)^2$.
- Die *kollineare Masse* m_{coll} ist eine Näherung für die invariante Masse des Systems der beiden τ -Leptonen und somit für die Higgs-Boson-Masse. Folgende Annahmen werden dabei getroffen:
 - Die τ -Leptonen erhalten aufgrund der hohen Masse des Higgs-Bosons einen großen Impuls. Die leptonischen Zerfallsprodukte der τ -Leptonen, das Elektron und das Myon, bewegen sich daher kollinear in exakt dieselbe Flugrichtung wie das entsprechende τ -Lepton.
 - Die Masse der Leptonen wird vernachlässigt.
 - Die gesamte fehlende transversale Energie entspricht den vier Neutrinos im Endzustand.

Unter den Annahmen der *kollinearen Näherung* lassen sich die Verhältnisse x_1 und x_2 aus Observablen ermitteln, welche den Bruchteil an den τ -Leptonimpulse angeben, die das Myon und das Elektron besitzen. Die Topologie dieser Annahmen ist in Abbildung 6.13

schematisch dargestellt. Für die *kollineare Masse* ergibt sich dann⁷

$$x_1 = \frac{E_\mu}{E_\tau} \quad \text{und} \quad x_2 = \frac{E_e}{E_\tau} \quad \text{mit} \quad m_{\text{coll}}^2 = \frac{m_{e\mu}^2}{x_1 x_2}. \quad (6.2)$$

Die Abbildung 6.11 liefert einen Vergleich der Eigenschaften und des Verhaltens der verschiedenen Massenrekonstruktionen m_{eff} , $m_{e\mu}$ und m_{coll} für die Higgs-Boson-Massen $m_A = 90, 120, 170, 250$ GeV. Die *effektive Masse* m_{eff} entspricht nicht der wahren Masse des Higgs-Bosons. Sie ist zu kleineren Werten hin verschoben. Ursache dafür ist die fehlende Information über die Impulskomponente der Neutrinos in z -Richtung, da die fehlende Energie nur in der transversalen Ebene rekonstruiert werden kann. Die *Di-Lepton-Masse* $m_{e\mu}$ berücksichtigt keine Information über $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ und wird bei noch geringeren Werten rekonstruiert. Die *kollineare Masse* m_{coll} hingegen rekonstruiert den Wert der wahren Masse im Vergleich am Besten. Die Abbildung 6.12 (links) zeigt dieses Verhalten in Form der Erwartungswerte einer gaußschen Anpassung an die Massenverteilungen, die gegen die wahre zugrundeliegende Masse aufgetragen sind. Vor allem bei höheren Massen verhält sich m_{coll} besser, während $m_{e\mu}$ die niedrigsten Werte liefert. In der Abbildung 6.12 (rechts) sind die Breiten der Gauß-Verteilung dargestellt. Während m_{eff} und $m_{e\mu}$ eine relativ ähnliche, geringe Breite besitzen, ist die Auflösung von m_{coll} deutlich schlechter. Neben der Genauigkeit und der Auflösung der rekonstruierten Masse ist zudem die Trennkraft zwischen Signal und Untergrund in Form einer Signifikanz wichtig. Durch die Berechnung der Signifikanzen für die gesamten Verteilungen der Variablen $m_{\text{eff}}/m_{e\mu}/m_{\text{coll}}$ (im Gegensatz zum verwendeten reinen Zählexperiment in der Optimierung der topologischen Schnitte) kann der Signifikanzwert in der Analyse 2010 weiter erhöht werden und steigt von $\mathcal{S}^{\text{PL}} = 2,07$ auf $2,34/2,34/2,13$. Die invariante Masse m_{coll} liefert dabei die geringste Trennkraft, wohingegen m_{eff} und $m_{e\mu}$ ein ähnliches Resultat liefern. Aufgrund der Rekonstruktionsgenauigkeit in Bezug auf die wahre Masse, der Massenauflösung und der Trennkraft der drei Variablen für die Rekonstruktion der Higgs-Boson-Masse wird als Kompromiss die *effektive Masse* m_{eff} als finale Diskriminante in der Analyse 2010 gewählt und ebenfalls in der Analyse 2011 übernommen.

⁷Eine detaillierte Berechnung der *kollinearen Masse* findet sich in [110]

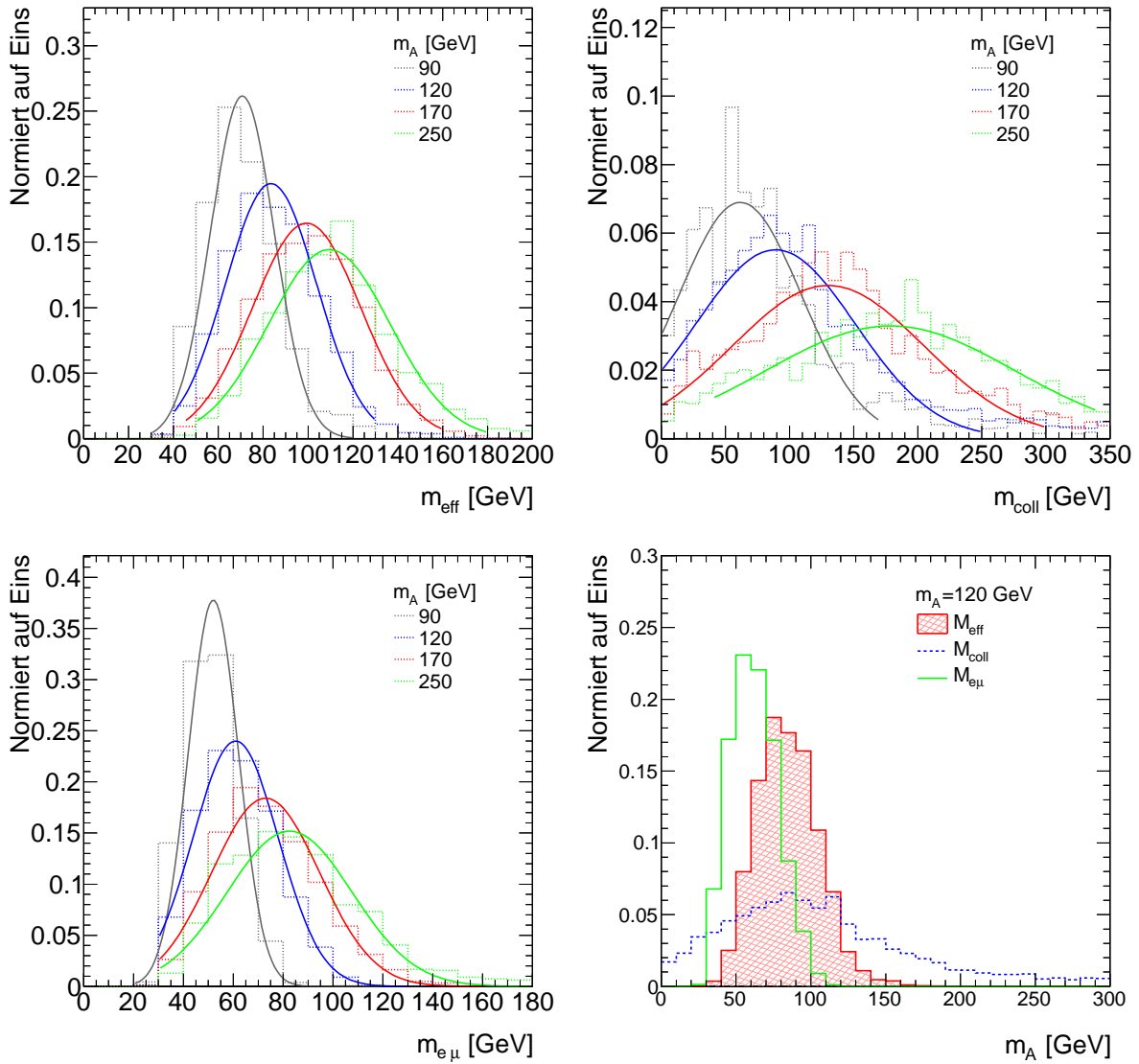


Abbildung 6.11: Verteilung von m_{eff} , m_{coll} und $m_{e\mu}$ für verschiedene Signalmassen m_A (oben und unten links). Vergleich der drei rekonstruierten Massen für eine Masse des Higgs-Bosons von $m_A = 120$ GeV (unten rechts). Im Fall eines negativen Massenquadrats der *kollinearen Masse* wird m_{coll} negativ gesetzt und hier nicht gezeigt.

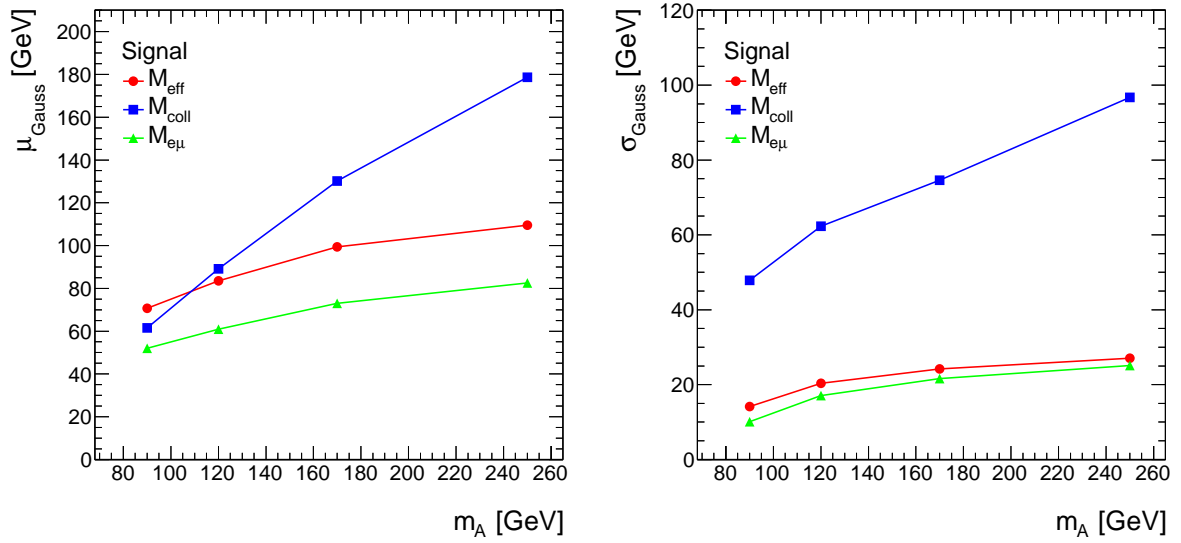


Abbildung 6.12: Erwartungswert (links) und Standardabweichung (rechts) einer gaußschen Anpassung an die drei Massenrekonstruktionen des Signals in Abhängigkeit von der Masse des Higgs-Bosons m_A .

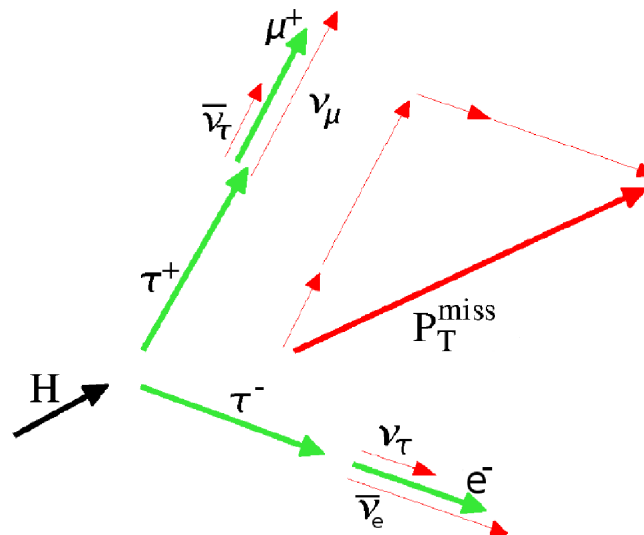


Abbildung 6.13: Topologie des Signalprozesses unter den Annahmen der *kollinearen Näherung*.

Kapitel 7

Datenbasierte Untergrundabschätzung

In diesem Kapitel werden Methoden vorgestellt, die eine Abschätzung des Untergrunds aus $Z \rightarrow \tau\tau$ - und QCD-Multijetprozessen aus Daten ermöglichen. Eine datenbasierte Abschätzung verringert die Abhängigkeit der Analyse von der reinen Simulation und ist somit erstrebenswert.

7.1 Abschätzung des $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrunds

Der Anteil der erwarteten $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse am Gesamtuntergrund beträgt nach der vollständigen Signalselektion ca. 85%. Damit ist $Z \rightarrow \tau\tau$ der absolut dominante Untergrundprozess der Analyse. Die Abschätzung erfolgt mithilfe der Daten, um die Abhängigkeit von der Simulation und die simulationsbedingten Unsicherheiten zu minimieren. Der Prozess $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ ist ein irreduzibler Untergrund. Das bedeutet, er ist topologisch äquivalent zum betrachteten Signalprozess $A/h/H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ und kann für eine Signalmasse von $m_A = 120$ GeV kaum durch topologische Schnitte auf kinematische Variablen separiert werden. Folglich eignet sich keine Methode zur datenbasierten Untergrundabschätzung, die auf der Extrapolation von einer mit Untergrundergebnissen angereicherten Kontrollregion in die Signalregion basiert (siehe Kapitel 7.2), da keine Kontrollregion definiert werden kann, die frei von Signalereignissen wäre. Stattdessen findet die sogenannte *Embedding-Methode* Anwendung. Das Prinzip dieser Methode beruht auf der Ersetzung von Myonen in aus Daten gewonnenen $Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignissen durch τ -Leptonen aus simulierten Ereignissen. Der Datensatz aus selektierten $Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignissen ist quasi signalfrei, da das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls der Higgs-Bosonen in Myonen sehr klein ist (um einen Faktor $\sim 1/400$ kleiner als der Zerfall in τ -Leptonen). Der Zerfall der eingebetteten τ -Leptonen in ein Elektron und ein Myon wird dann wiederum simuliert. Auf diese Weise werden $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse generiert, für welche die grundlegende Kinematik der Z -Boson-Produktion, das *Underlying Event*, *Pile-Up* und das Detektorrauschen vollständig aus Daten gewonnen wurde. Die Abhängigkeit der Untergrundabschätzung von der Simulation wurde somit deutlich reduziert. Die Einbettung läuft folgendermaßen ab [111]:

1. Ausgangspunkt der *Embedding-Methode* zur datenbasierten Abschätzung des $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrunds ist ein Datensatz bestehend aus $Z \rightarrow \mu\mu$ -Datenereignissen. Durch eine geeigneten Selektion (zwei isolierte, hoch-energetische Myonen mit entgegengesetzter Ladung, einem gemeinsamen rekonstruierten Vertex als Ursprung und einer invarianten Masse des Zwei-Myon-Systems in der Nähe der Z -Boson-Resonanz) kann ein solcher Datensatz mit

hoher Reinheit gewonnen werden. Genaue Details zur $Z \rightarrow \mu\mu$ -Selektion findet man in [112].

2. Die Myonen der selektierten Datenereignisse werden nun in τ -Leptonen umgewandelt. Dies geschieht durch einfaches Skalieren des Myonimpulses mit einem Faktor $\sqrt{E_\mu^2 - m_\tau^2}/|p_\mu^\vec{r}|$, der die Masse der τ -Leptonen berücksichtigt. Der Produktionsvertex der τ -Leptonen ist der rekonstruierte Primärvertex der Myonen im Datenereignis. Ausgehend von den so gewonnenen neuen Vierervektoren wird ein simuliertes Ereignis generiert, das ausschließlich den Zerfall eines Z -Bosons in zwei τ -Leptonen enthält. Der Zerfall der τ -Leptonen in ein Elektron und ein Myon wird daraufhin mit den Programmen TAUOLA [80] simuliert. Die simulierte QED-FSR liefert das Programm PHOTOS [81]. Das Ereignis durchläuft im Anschluß die vollständige ATLAS-Detektorsimulation, die Digitalisierung und die Objektrekonstruktionsalgorithmen.
3. Das simulierte Ereignis, bestehend aus den leptonischen Zerfallsprodukten des Prozesses $Z \rightarrow \tau\tau$, muss zurück in das ursprüngliche $Z \rightarrow \mu\mu$ Datenereignis eingebettet werden. Zuerst wird überprüft, ob sich das ursprüngliche Myon innerhalb eines bestimmten Konus um die Flugrichtung des generierten τ -Leptons befindet. Ist dies der Fall, werden im Datenereignis alle rekonstruierten Myonspuren im Spurdetektor und im Myonspektrometer durch die Spuren des simulierten $Z \rightarrow \tau\tau$ -Zerfalls ersetzt. Zudem werden alle Spursegmente im Myonspektrometer innerhalb eines Kegels um die ursprünglichen Myonen durch die entsprechenden Spursegmente der simulierten Elektronen und Myonen, die sich in diesem Kegel befinden, substituiert. Danach werden auch die Energiedepositionen im Kalorimeter innerhalb eines kleinen Konus um die Flugrichtung der ursprünglichen Myonen entfernt und durch die Energiedepositionen des simulierten $Z \rightarrow \tau\tau$ -Zerfalls ersetzt, wobei dafür ein größerer Kegelradius gewählt wird. Die genaue Wahl der Kegelradien ist ausführlich in [112] beschrieben.
4. Nach der Einbettung von $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen in die $Z \rightarrow \mu\mu$ -Datenereignisse durchlaufen diese Hybridereignisse erneut die Algorithmen der Rekonstruktion.

Anwendung der *Embedding-Methode*

2010

In der Analyse 2010 wurde der $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrund vollständig mithilfe der Simulation abgeschätzt. Grund dafür ist die zu diesem Zeitpunkt mangelnde Anzahl an zur Verfügung stehenden eingebetteten Ereignissen und den damit verbundenen dominanten statistischen Unsicherheiten der Methode. Nichtsdestotrotz konnte die auf Eins normierte Form der Verteilungen aus den vollständig simulierten $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen mit der $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen aus der *Embedding-Methode* verglichen und innerhalb der statistischen Unsicherheiten bestätigt und validiert werden. Abbildung 7.1 zeigt einen Vergleich der Verteilung der *effektiven Masse* und der Transversalimpulse der Leptonen aus eingebetteten und vollständig simulierten $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen.

2011

Die Abbildung 7.2 enthält die Verteilungen der transversalen Impulse der Leptonen des Elektrons und des Myons, die invariante Masse des Di-Lepton-Systems und die fehlende transversale Energie nach der Vorselektion und der Di-Lepton-Bedingung für die Erwartung des eingebet-

teten $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrunds und der Erwartung aus vollständig simulierten Ereignissen. Der aus der Einbettung gewonnene Datensatz wurde dabei nach der Vorselektion inklusive der Di-Lepton-Bedingung auf die Anzahl rein simulierter $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse normiert. Aufgrund der im ursprünglichen $Z \rightarrow \mu\mu$ -Datensatz nicht vorhandenen Berücksichtigung der Nachweiswahrscheinlichkeit für Trigger- und Selektionsbedingungen dieser Analyse, siehe Kapitel 6, ist diese Normierung unumgänglich. Die weiteren kinematischen Schnitte der topologischen Selektion ($E_T^{miss} + p_{T,e} + p_{T,\mu} < 120$ GeV und $|\Delta\Phi_{e\mu}| > 2,0$) werden dann auf den so normierten *Embedding*-Datensatz angewendet. Der Vergleich beider Abschätzungen zeigt innerhalb der statistischen Fehler eine ausreichend gute Übereinstimmung. Die Anzahl an Ereignissen im *Embedding*-Datensatzes ist dabei um einen Faktor drei größer als die Anzahl an vollständig simulierten $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen. Abbildung 7.3 (oben) zeigt die Verteilungen der gewählten Variablen der topologischen Selektion, die skalare Summe aus dem p_T der Leptonen und E_T^{miss} sowie den Winkel $|\Delta\Phi_{e\mu}|$ zwischen den beiden Leptonen, jeweils vor dem entsprechenden Schnitt der Selektion. Die Verteilungen stimmen auch hier innerhalb der statistischen Unsicherheiten gut miteinander überein. Die finale Diskriminante m_{eff} nach der Vorselektion und der vollständigen Selektion ist in Abbildung 7.3 (unten) dargestellt. Die Form der Verteilung der *effektiven Masse* aus eingebetteten Ereignissen ist nahezu identisch mit der Form aus vollständig simulierten Ereignissen. Die *Embedding-Methode* liefert somit die datenbasierte Abschätzung des $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrundprozesses für die Analyse 2011. Die absolute Anzahl an Ereignissen nach den einzelnen Selektionsschritten ist in Tabelle 6.10 enthalten. Die systematischen Unsicherheiten dieser datenbasierten Untergrundabschätzung werden in Kapitel 8 behandelt.

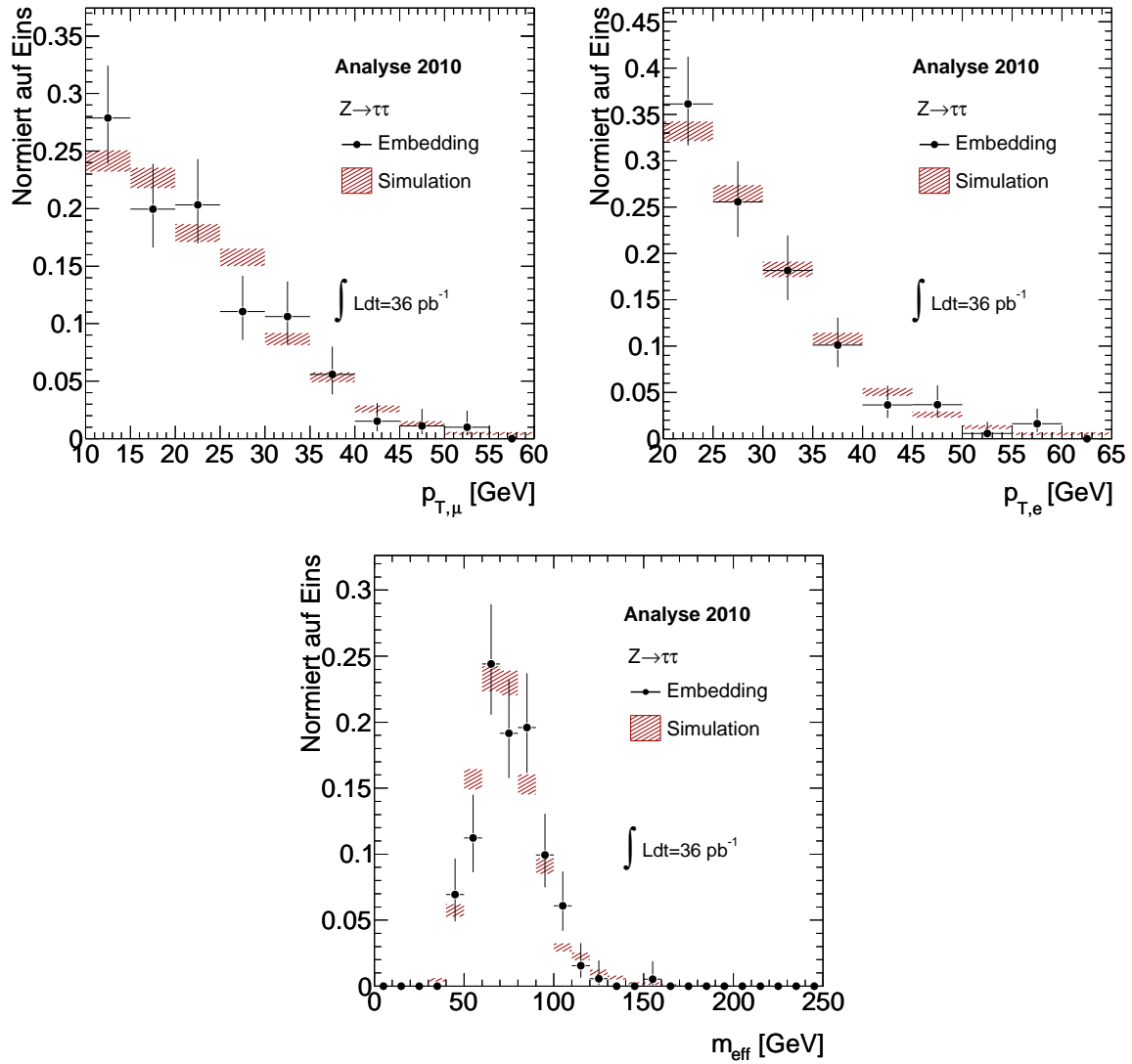


Abbildung 7.1: Vergleich der Formen aus der Einbettung und der Simulation von $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen für $p_{T,e}$ und $p_{T,\mu}$ nach der Vorselektion inklusive der Di-Lepton-Bedingung (oben) und die Verteilung von m_{eff} nach der vollständigen Signalselektion (unten) für die Analyse 2010.

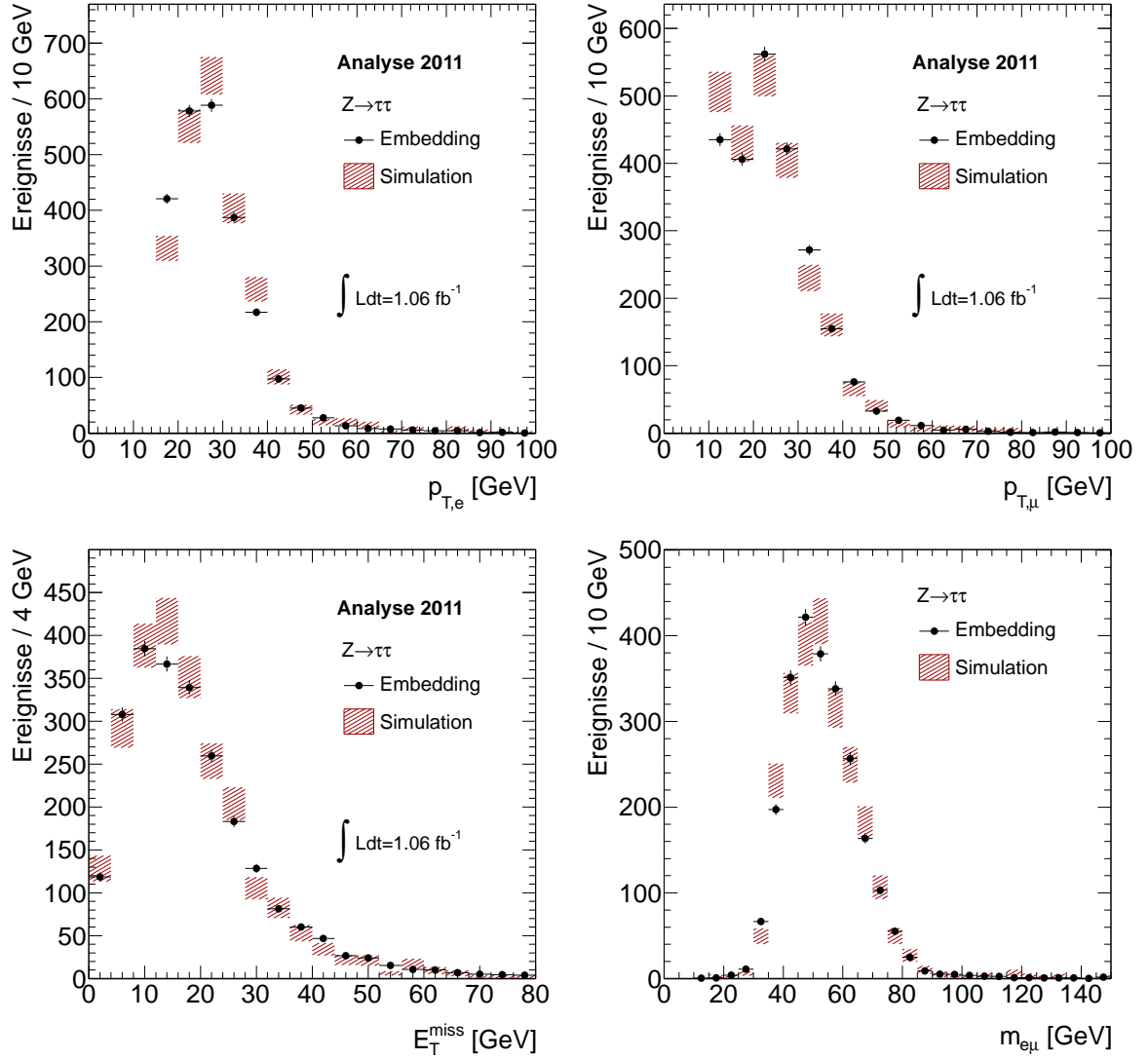


Abbildung 7.2: Vergleich der Formen aus der Einbettung und der Simulation von $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen für $p_{T,e}$, $p_{T,\mu}$, E_T^{miss} und $m_{e\mu}$ nach der Vorselektion inklusive der Di-Lepton-Bedingung für die Analyse 2011.

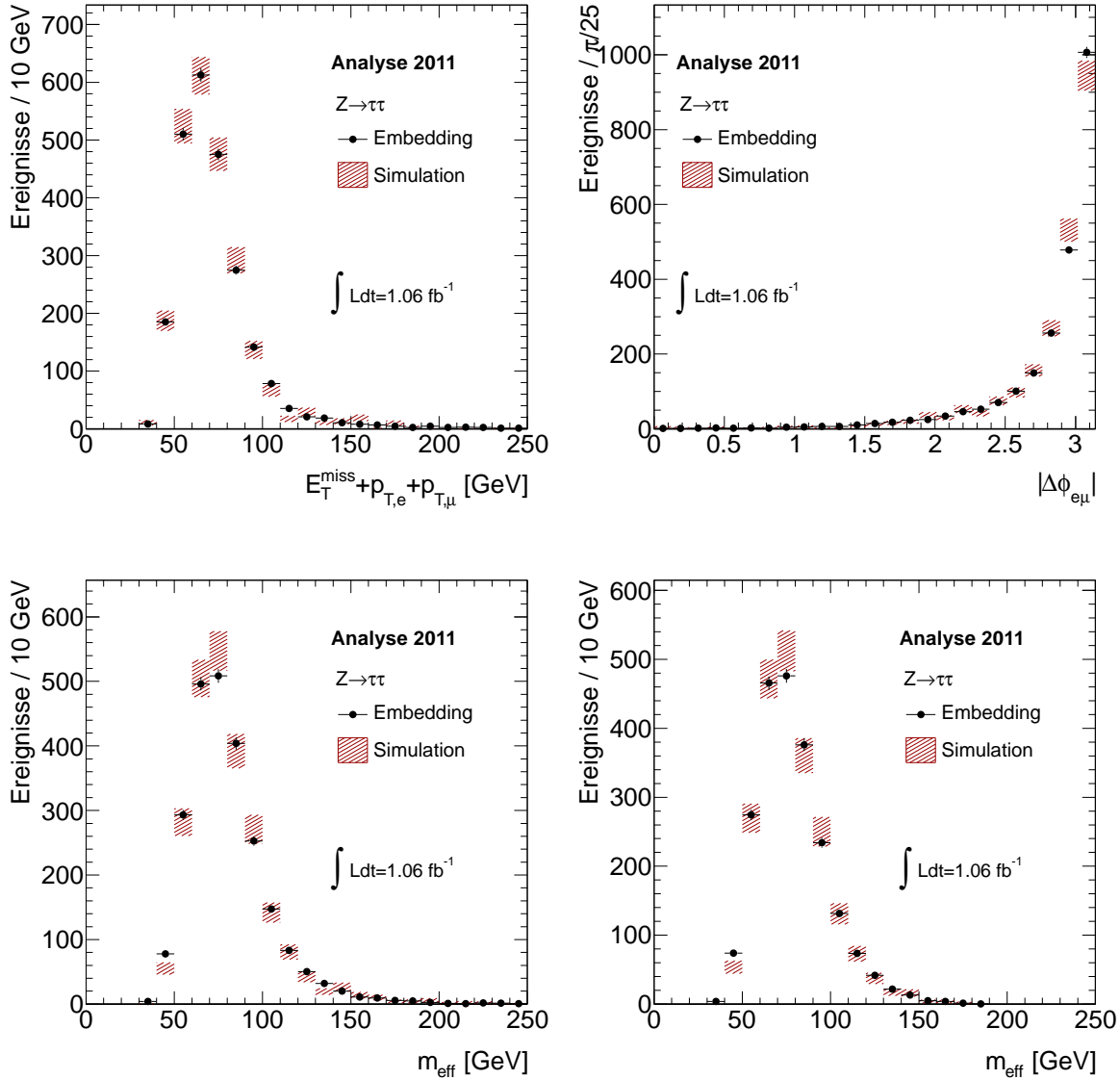


Abbildung 7.3: Vergleich der Formen aus der Einbettung und der Simulation von $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen für $E_T^{\text{miss}} + p_{T,e} + p_{T,\mu}$ und $|\Delta\Phi_{e\mu}|$ nach der Vorselektion inklusive der Di-Lepton-Bedingung, bzw. nach $E_T^{\text{miss}} + p_{T,e} + p_{T,\mu} < 120 \text{ GeV}$, und die Verteilung von m_{eff} nach der Vorselektion inklusive der Di-Lepton-Bedingung (links unten) sowie nach der vollständigen Selektion (unten rechts) für die Analyse 2011.

	$e_{iso} + \mu_{iso}$	$e_{anti} + \mu_{anti}$	$e_{anti} + \mu_{iso}$
$Q < 0$	A	C	E
$Q > 0$	B	D	F

Tabelle 7.1: Signalregion A und Kontrollregionen B, C und D der *ABCD-Methode* für die Abschätzung des QCD-Multijetuntergrunds aus Daten. Der entsprechende Phasenraum ergibt sich aus der Leptonisolation und den Ladungsvorzeichen der beiden Leptonen. Ein anti-isoliertes Lepton erfüllt dabei keines die Isolationskriterien. $Q < 0$ ($Q > 0$) bedeutet entgegengesetztes (gleiches) Ladungsvorzeichen des Elektrons und des Myons. Region E und F dienen zur Abschätzung der systematischen Unsicherheit der *ABCD-Methode*.

7.2 Abschätzung des QCD-Multijetuntergrunds

Die Methode zur Abschätzung des QCD-Multijetuntergrunds aus Daten wird im Folgenden als *ABCD-Methode* bezeichnet. Innerhalb eines geeigneten Phasenraums wird ein Bereich definiert, in dem erwartungsgemäß ausschließlich Untergrund und kein Signal vorhanden ist. Der Bereich wird Kontrollregion genannt und sollte eine hohe Reinheit an Ereignissen des zu untersuchenden Untergrunds aufweisen. Die Signalregion ist der Bereich, in dem Signalereignisse erwartet werden. Ausgehend von der Kontrollregion kann dann unter bestimmten Annahmen auf die Signalregion geschlossen werden, um dort den Beitrag des betrachteten Untergrunds abzuschätzen. Die *ABCD-Methode* wird sowohl in der Analyse 2010 als auch in der Analyse 2011 zur Abschätzung des QCD-Multijetuntergrunds angewendet.

Die Signalregion A der *ABCD-Methode* enthält Ereignisse mit einem isolierten Elektron und einem isolierten Myon mit entgegengesetzter Ladung q ($Q = q_e \cdot q_\mu < 0$). Kontrollregionen müssen folglich komplementär dazu sein und sollten keine Signalereignisse aufweisen. Sie enthalten ein Elektron und Myon, welche entweder die gleiche Ladung besitzen ($Q > 0$) oder mindestens eine der Isolationskriterien (siehe Kapite 6.1.3) nicht erfüllen und somit anti-isoliert sind. Daraus ergeben sich die drei Kontrollregionen B, C und D, siehe Abbildung 7.1. Die Extrapolation von den Kontrollregionen in die Signalregion geschieht unter bestimmten Annahmen durch eine einfache Umskalierung der Anzahl der Ereignisse in den Kontrollregionen B,C und D:

$$A = B \cdot C / D. \quad (7.1)$$

Die einfache Gleichung 7.1 gilt unter folgenden Annahmen:

1. Die Variablen, welche die Kontrollregionen definieren, sind unkorreliert. Daraus folgt, dass die Form der Verteilung der effektiven Masse m_{eff} in den verschiedenen Regionen gleich sein muss.
2. Das Verhältnis der Ereigniszahlen des QCD-Multijetuntergrunds von Region $Q < 0$ zu $Q > 0$ ist unabhängig von der Isolation. Das bedeutet $\frac{A}{B} = \frac{C}{D}$.

Zur Validierung der beiden Annahmen werden zwei weitere Kontrollregionen E und F definiert, deren Ereignisse ein isoliertes Elektron und ein anti-isoliertes Myon enthalten. Sie sind notwendig, um die zweite Annahme zu überprüfen und die systematische Unsicherheit aufgrund der

Isolation abzuschätzen. Die Wahl isolierter Elektronen wird mit der daraus folgenden Reduzierung der Rate von fehlidentifizierten Elektronen rechtfertigt. Die Wahrscheinlichkeit, dass Myonen fehlidentifiziert werden, ist viel geringer als für Elektronen. Die gemessene Anzahl an Datenereignissen nach der vollständigen Signalselektion ist in Tabelle 7.2 aufgeführt.

Elektroschwache Untergrundprozesse (nicht-QCD-Prozesse) können die QCD-Multijetkontrollregionen verunreinigen und die Abschätzung verfälschen. Hierfür wird die Anzahl der erwarteten Ereignisse dieser Prozesse von der gemessenen Anzahl an Datenereignisse subtrahiert. Der $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrundprozess wird in der Analyse 2011 mit der *Embedding-Methode* aus Kapitel 7.1 abgeschätzt. Für alle weiteren nicht-QCD-Untergründe werden simulierte Ereignisse verwendet. Die Tabellen 7.3 (2010) und 7.4 (2011) beinhaltet die Ereigniszahlen aller Prozesse für jede Region. Hervorgehoben sind dabei die für die Untergrundabschätzung in Signalregion A relevante Anzahl gemessener Datenereignisse abzüglich der nicht-QCD-Untergründe mit einer zusätzlichen Unsicherheit von 15% und 10% für die Analyse 2010 und 2011 auf alle simulierten nicht-QCD-Multijetuntergrundprozesse, welche die in Kapitel 8 besprochene systematische Gesamtunsicherheit berücksichtigt. Die Ergebnisse der Analyse 2010 werden von den statistischen Unsicherheiten dominiert. Die Ereigniszahlen der Analyse 2010 liefern dabei gemäß einer Poisson-Verteilung das Vertrauensintervall $[a, b]$ für ein Vertrauensniveau von 68%. Der entsprechende Wert der Ereigniszahl ergibt sich dann aus $(a + b)/2 \pm (b - a)/2$. Anhand dieser Methode werden die oft sehr geringen Ereigniszahlen und deren statistische Unsicherheiten, die für große Zahlen gegen die Gaußsche Standardabweichung konvergieren, zuverlässiger beschrieben. Wie erwartet sind die Verunreinigungen durch nicht-QCD-Prozesse in den Regionen mit isolierten Leptonen nicht vernachlässigbar. Die damit berechneten Verhältnisse C/D und E/F aus Tabelle 7.5 bleiben bezüglich der Selektionsschnitte nahezu konstant. Es ist zudem keine signifikante Abhängigkeit des Verhältnisses von der Isolation erkennbar. Der Unterschied zwischen beiden Verhältnissen der Kontrollregionen wird sowohl in der Analyse 2010 als auch in der Analyse 2011 als systematische Unsicherheit der *ABCD-Methode* verwendet. Der Wert der Unsicherheit ist hierbei die Differenz zwischen den Zentralwerten von Region C/D zu Region E/F. Das Ergebnis der hier beschriebenen Extrapolation von Kontrollregionen in die Signalregion A ist in Tabelle 7.6 inklusive der statistischen und systematischen Unsicherheiten zusammengefasst. Nach der vollständigen Selektion ergibt die datenbasiert abgeschätzte Erwartung des QCD-Multijetuntergrunds:

- **Analyse 2010:** $2, 1_{-2,1}^{+3,1}(\text{stat.}) \pm 0, 8(\text{syst.}),$
- **Analyse 2011:** $120 \pm 19(\text{stat.}) \pm 23(\text{syst.}).$

Zur Abschätzung der Form von m_{eff} und der Selektionsvariablen für die QCD-Multijetuntergrund-erwartung abzüglich der nicht-QCD-Prozesse wurde Kontrollregion C gewählt, da diese Region die größte Anzahl an Datenereignissen enthält und statistische Unsicherheiten in Bezug auf die Form gering sind. Abbildung 7.4 zeigt den Vergleich der m_{eff} -Formen (Daten abzüglich nicht-QCD-Prozesse) in den verschiedenen Kontrollregionen. Zur Demonstration der *ABCD-Methode* wurde aufgrund kleinerer statistischer Unsicherheiten die Analyse 2011 gewählt. Die Form in den Regionen B, C und D, die zur Extrapolation in die Signalregion A verwendet werden, stimmt innerhalb der statistischen Fehler an allen drei Stufen der topologischen Selektion ausreichend überein und rechtfertigt die erste Annahme der *ABCD-Methode*. Der Vergleich der Form von C mit den Kontrollregionen E und F zeigt nach der Vorselektion und dem topologischen Schnitt auf die skalare Summe von $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ und den p_{T} der Leptonen eine leichte Diskrepanz. Der Unter-

7.2 Abschätzung des QCD-Multijetuntergrunds

2010	$e_{iso} + \mu_{iso}$	$e_{anti} + \mu_{anti}$	$e_{anti} + \mu_{iso}$
$Q < 0$	A 70	C 857	E 92
$Q > 0$	B 1	D 433	F 33

2011	$e_{iso} + \mu_{iso}$	$e_{anti} + \mu_{anti}$	$e_{anti} + \mu_{iso}$
$Q < 0$	A 2472	C 10143	E 2879
$Q > 0$	B 81	D 5077	F 1618

Tabelle 7.2: Gemessene Anzahl an Datenereignissen in den verschiedenen Regionen der ABCD-Methode für Analyse 2010 (oben) und Analyse 2011 (unten))

schied von E und F nimmt jedoch nach allen Schnitten der Signalselektion ab. E und F zeigen innerhalb der statistischen Unsicherheiten keine signifikante Abweichung von der Form der m_{eff} -Verteilung in C und rechtfertigen daher die Verwendung der *ABCD-Methode*. Abbildung 7.5 zeigt die aus Region C gewonnene erwartete Form der m_{eff} -Verteilung nach der vollständigen Signalselektion für Analyse 2010 und 2011. Die Verteilung wurde auf die berechnete, erwartete Anzahl an QCD-Multijetereignissen normiert.

Analyse 2010	Vorselektion und $1e + 1\mu$ ($q_e \cdot q_\mu = -1$)				
	B	C	D	E	F
Beobachtete Daten	$2,7 \pm 2,0$	$1079,5 \pm 33,2$	$525,5 \pm 23,3$	$135,5 \pm 12,1$	$83,5 \pm 9,57$
Beobachtete Daten ohne nicht-QCD	$1,3 \pm 2,0$	$1054,8 \pm 33,2$	$515,3 \pm 23,3$	$60,0 \pm 12,4$	$24,2 \pm 10,0$
Gesamte nicht-QCD	$1,4 \pm 0,2$	$24,7 \pm 1,4$	$10,3 \pm 0,9$	$75,5 \pm 2,8$	$59,3 \pm 2,8$
$Z \rightarrow \tau\tau$	$0,2 \pm 0,1$	$5,6 \pm 0,3$	$0,2 \pm 0,1$	$28,9 \pm 0,6$	$1,0 \pm 0,1$
$Z \rightarrow ee$	$0,01 \pm 0,03$	$0,7 \pm 0,1$	$0,7 \pm 0,1$	$3,3 \pm 0,2$	$5,8 \pm 0,2$
$Z \rightarrow \mu\mu$	$0,2 \pm 0,04$	$0,03 \pm 0,01$	$0,04 \pm 0,02$	$0,5 \pm 0,1$	$0,3 \pm 0,1$
$t\bar{t}$	$0,20 \pm 0,03$	$9,1 \pm 0,2$	$5,8 \pm 0,2$	$14,1 \pm 0,2$	$25,2 \pm 0,3$
<i>Single-t</i>	$0,02 \pm 0,01$	$1,29 \pm 0,04$	$0,65 \pm 0,03$	$3,1 \pm 0,1$	$3,9 \pm 0,1$
$W \rightarrow l\nu$	$0,1 \pm 0,1$	$7,4 \pm 1,3$	$2,7 \pm 0,9$	$22,7 \pm 2,6$	$21,5 \pm 2,8$
<i>Di-Boson</i>	$0,5 \pm 0,02$	$0,44 \pm 0,03$	$0,08 \pm 0,01$	$2,5 \pm 0,1$	$0,41 \pm 0,02$

	$E_T^{miss} + p_{T,e} + p_{T,\mu} < 120$ GeV				
	B	C	D	E	F
Beobachtete Daten	$1,7 \pm 1,6$	$1065,5 \pm 32,9$	$512,5 \pm 23,0$	$125,5 \pm 11,6$	$55,5 \pm 7,9$
Beobachtete Daten ohne nicht-QCD	$0,8 \pm 1,6$	$1046,6 \pm 33,0$	$505,3 \pm 23,0$	$58,5 \pm 11,9$	$21,4 \pm 8,2$
Gesamte nicht-QCD	$0,9 \pm 0,2$	$18,9 \pm 1,3$	$7,2 \pm 0,8$	$67,0 \pm 2,7$	$34,1 \pm 2,2$
$Z \rightarrow \tau\tau$	$0,2 \pm 0,1$	$5,5 \pm 0,3$	$0,2 \pm 0,1$	$28,8 \pm 0,7$	$0,9 \pm 0,1$
$Z \rightarrow ee$	$0,08 \pm 0,03$	$0,7 \pm 0,1$	$0,7 \pm 0,1$	$3,3 \pm 0,2$	$4,6 \pm 0,2$
$Z \rightarrow \mu\mu$	$0,19 \pm 0,04$	$0,03 \pm 0,01$	$0,04 \pm 0,02$	$0,52 \pm 0,06$	$0,23 \pm 0,04$
$t\bar{t}$	$0,04 \pm 0,01$	$4,4 \pm 0,1$	$3,3 \pm 0,1$	$7,8 \pm 0,2$	$10,2 \pm 0,2$
<i>Single-t</i>	$0,01 \pm 0,01$	$0,87 \pm 0,03$	$0,45 \pm 0,03$	$2,5 \pm 0,1$	$2,17 \pm 0,06$
$W \rightarrow l\nu$	$0,1 \pm 0,1$	$6,8 \pm 1,3$	$2,4 \pm 0,8$	$22,0 \pm 2,6$	$14,7 \pm 2,2$
<i>Di-Boson</i>	$0,22 \pm 0,01$	$0,32 \pm 0,02$	$0,06 \pm 0,01$	$1,67 \pm 0,06$	$0,24 \pm 0,01$

	$ \Delta\Phi_{e\mu} > 2,0$				
	B	C	D	E	F
Beobachtete Daten	$1,7 \pm 1,5$	$857,5 \pm 29,6$	$433,5 \pm 21,2$	$122,5 \pm 11,5$	$37,5 \pm 6,6$
Beobachtete Daten ohne nicht-QCD	$1,1 \pm 1,6$	$846,3 \pm 29,6$	$429,7 \pm 21,2$	$58,3 \pm 11,8$	$18,1 \pm 6,8$
Gesamte nicht-QCD	$0,6 \pm 0,1$	$11,2 \pm 0,8$	$3,8 \pm 0,7$	$64,2 \pm 2,7$	$19,4 \pm 1,7$
$Z \rightarrow \tau\tau$	$0,18 \pm 0,06$	$5,1 \pm 0,2$	$0,16 \pm 0,05$	$28,1 \pm 0,6$	$0,8 \pm 0,1$
$Z \rightarrow ee$	$0,04 \pm 0,02$	$0,43 \pm 0,07$	$0,32 \pm 0,05$	$3,3 \pm 0,2$	$3,2 \pm 0,2$
$Z \rightarrow \mu\mu$	$0,15 \pm 0,03$	$0,03 \pm 0,01$	$0,02 \pm 0,02$	$0,43 \pm 0,05$	$0,16 \pm 0,03$
$t\bar{t}$	$0,01 \pm 0,01$	$1,9 \pm 0,1$	$1,5 \pm 0,1$	$6,6 \pm 0,2$	$4,39 \pm 0,03$
<i>Single-t</i>	$0,01 \pm 0,005$	$0,45 \pm 0,03$	$0,22 \pm 0,02$	$2,3 \pm 0,06$	$1,11 \pm 0,04$
$W \rightarrow l\nu$	$0,6 \pm 0,4$	$0,1 \pm 0,1$	$3,0 \pm 0,8$	$1,5 \pm 0,7$	$21,6 \pm 2,5$
<i>Di-Boson</i>	$0,12 \pm 0,01$	$0,17 \pm 0,02$	$0,03 \pm 0,01$	$1,33 \pm 0,05$	$0,13 \pm 0,01$

Tabelle 7.3: Beitrag der nicht-QCD-Untergrundprozesse in den Kontrollregionen der *ABCD-Methode* inklusive statistischer Unsicherheiten. Für die Anzahl beobachteter Datenereignisse abzüglich der nicht-QCD-Untergrundprozesse (hervorgehoben) wurde zusätzlich eine systematische Unsicherheit von 15% für die simulierten nicht-QCD-Untergründe berücksichtigt. Ereigniszahlen nach der Vorselektion und der Di-Lepton-Bedingung (oben), nach $E_T^{miss} + p_{T,e} + p_{T,\mu} < 120$ GeV (Mitte) und nach der vollständigen Signalselektion $|\Delta\Phi_{e\mu}| > 2,0$ (unten) für Analyse 2010.

Analyse 2011	Vorselektion und $1e + 1\mu$ ($q_e \cdot q_\mu = -1$)				
	B	C	D	E	F
Beobachtete Daten	188	12498	6112	5633	3251
Beobachtete Daten ohne nicht-QCD	104,3 $\pm 14,6 \pm 0,6$	12446,8 $\pm 111,7 \pm 0,3$	6078,6 $\pm 78,1 \pm 0,3$	2771,8 $\pm 114,4 \pm 8,7$	1689,8 $\pm 79,9 \pm 5,7$
Gesamte nicht-QCD	83,7 $\pm 6,2$	51,2 $\pm 2,8$	33,4 $\pm 3,7$	2861,2 $\pm 87,1$	1561,2 $\pm 56,8$
$Z \rightarrow \tau\tau$ (eingebettet)	4,8 $\pm 0,6$	2,3 $\pm 0,3$	0 ± 0	80,2 $\pm 3,1$	28,1 $\pm 5,5$
$Z \rightarrow ee$	0,8 $\pm 0,5$	2,9 ± 1	2,7 ± 1	96,1 $\pm 6,7$	112 $\pm 7,2$
$Z \rightarrow \mu\mu$	11,6 $\pm 2,6$	0,6 $\pm 0,4$	0,7 $\pm 0,6$	0,4 $\pm 0,3$	0 ± 0
$t\bar{t}$	10,3 $\pm 0,5$	31,7 $\pm 1,3$	22,6 ± 1	903,3 $\pm 5,5$	749,2 $\pm 5,1$
<i>Single-t</i>	1,5 $\pm 0,5$	2,5 $\pm 0,7$	2,1 $\pm 0,5$	192,5 $\pm 5,6$	117 $\pm 4,3$
$W \rightarrow l\nu$	25,1 $\pm 5,4$	11 $\pm 2,1$	5 $\pm 3,3$	1555,6 $\pm 86,4$	543,1 $\pm 55,6$
<i>Di-Boson</i>	29,6 $\pm 1,5$	0,2 $\pm 0,1$	0,3 $\pm 0,2$	33,1 $\pm 2,6$	11,8 $\pm 1,2$

	$E_T^{miss} + p_{T,e} + p_{T,\mu} < 120$ GeV				
	B	C	D	E	F
Beobachtete Daten	135	12357	5998	4056	2302
Beobachtete Daten ohne nicht-QCD	95,1 $\pm 12,9 \pm 0,6$	12326,3 $\pm 111,1 \pm 0,2$	5979,3 $\pm 77,4 \pm 0,2$	2421,1 $\pm 97,9 \pm 7,4$	1494,5 $\pm 65,6 \pm 4,5$
Gesamte nicht-QCD	39,9 $\pm 5,7$	30,7 $\pm 2,4$	18,7 $\pm 1,6$	1634,9 $\pm 74,5$	807,5 $\pm 44,8$
$Z \rightarrow \tau\tau$ (eingebettet)	3,1 $\pm 0,5$	2 $\pm 0,3$	0 ± 0	67,8 $\pm 2,9$	21,2 $\pm 4,9$
$Z \rightarrow ee$	0,8 $\pm 0,5$	2,1 ± 1	2,3 $\pm 0,9$	79,2 $\pm 6,2$	89,3 $\pm 6,6$
$Z \rightarrow \mu\mu$	10,2 $\pm 2,5$	0,6 $\pm 0,4$	0,7 $\pm 0,6$	0,4 $\pm 0,3$	0 ± 0
$t\bar{t}$	1,6 $\pm 0,3$	17 $\pm 0,9$	13 $\pm 0,8$	350,8 $\pm 3,6$	295,3 $\pm 3,3$
<i>Single-t</i>	0,7 $\pm 0,4$	0,6 $\pm 0,5$	1,2 $\pm 0,4$	114,5 $\pm 4,5$	60,5 $\pm 3,6$
$W \rightarrow l\nu$	13,6 ± 5	8,2 $\pm 1,9$	1,3 $\pm 0,8$	1001,4 $\pm 73,9$	334,5 $\pm 43,8$
<i>Di-Boson</i>	9,9 $\pm 0,9$	0,2 $\pm 0,1$	0,3 $\pm 0,2$	20,9 $\pm 2,1$	6,7 $\pm 0,9$

	$ \Delta\Phi_{e\mu} > 2,0$				
	B	C	D	E	F
Beobachtete Daten	81	10143	5077	2879	1618
Beobachtete Daten ohne nicht-QCD	60,2 $\pm 9,6 \pm 0,3$	10126,1 $\pm 100,7 \pm 0,2$	5066,4 $\pm 71,2 \pm 0,2$	1830,6 $\pm 85,4 \pm 6,7$	1132,4 $\pm 58,2 \pm 4,2$
Gesamte nicht-QCD	20,8 $\pm 3,4$	16,9 $\pm 1,7$	10,6 $\pm 1,3$	1048,4 $\pm 66,5$	485,6 $\pm 42,1$
$Z \rightarrow \tau\tau$ (eingebettet)	1,7 $\pm 0,4$	1,9 $\pm 0,2$	0 ± 0	63,4 $\pm 2,8$	14,7 $\pm 4,1$
$Z \rightarrow ee$	0,8 $\pm 0,5$	0 ± 0	0,6 $\pm 0,4$	49,5 $\pm 5,1$	60,4 $\pm 5,6$
$Z \rightarrow \mu\mu$	9,5 $\pm 2,5$	0 ± 0	0,7 $\pm 0,6$	0,4 $\pm 0,3$	0 ± 0
$t\bar{t}$	0,7 $\pm 0,2$	8,7 $\pm 0,7$	7,2 $\pm 0,6$	151,7 $\pm 2,4$	132,5 $\pm 2,2$
<i>Single-t</i>	0,1 $\pm 0,1$	0,7 $\pm 0,3$	0,7 $\pm 0,4$	62,7 $\pm 3,4$	31 $\pm 2,4$
$W \rightarrow l\nu$	2,8 $\pm 2,2$	5,4 $\pm 1,5$	1,3 $\pm 0,8$	709,5 $\pm 66,1$	242,2 $\pm 41,4$
<i>Di-Boson</i>	5,1 $\pm 0,7$	0,2 $\pm 0,1$	0,2 $\pm 0,2$	11,1 $\pm 1,5$	4,9 $\pm 0,8$

Tabelle 7.4: Beitrag der nicht-QCD-Untergrundprozesse in den Kontrollregionen der *ABCD-Methode* inklusive statistischer Unsicherheiten. Für die Anzahl gemessener Datenergebnisse abzüglich der nicht-QCD-Untergründe (hervorgehoben) wurde zusätzlich eine systematische Unsicherheit von 10% für die simulierten nicht-QCD-Untergründe berücksichtigt. Ereigniszahlen nach der Vorselektion und der Di-Lepton-Bedingung (oben), nach $E_T^{miss} + p_{T,e} + p_{T,\mu} < 120$ GeV (Mitte) und nach der vollständigen Signalselektion $|\Delta\Phi_{e\mu}| > 2,0$ (unten) für Analyse 2011.

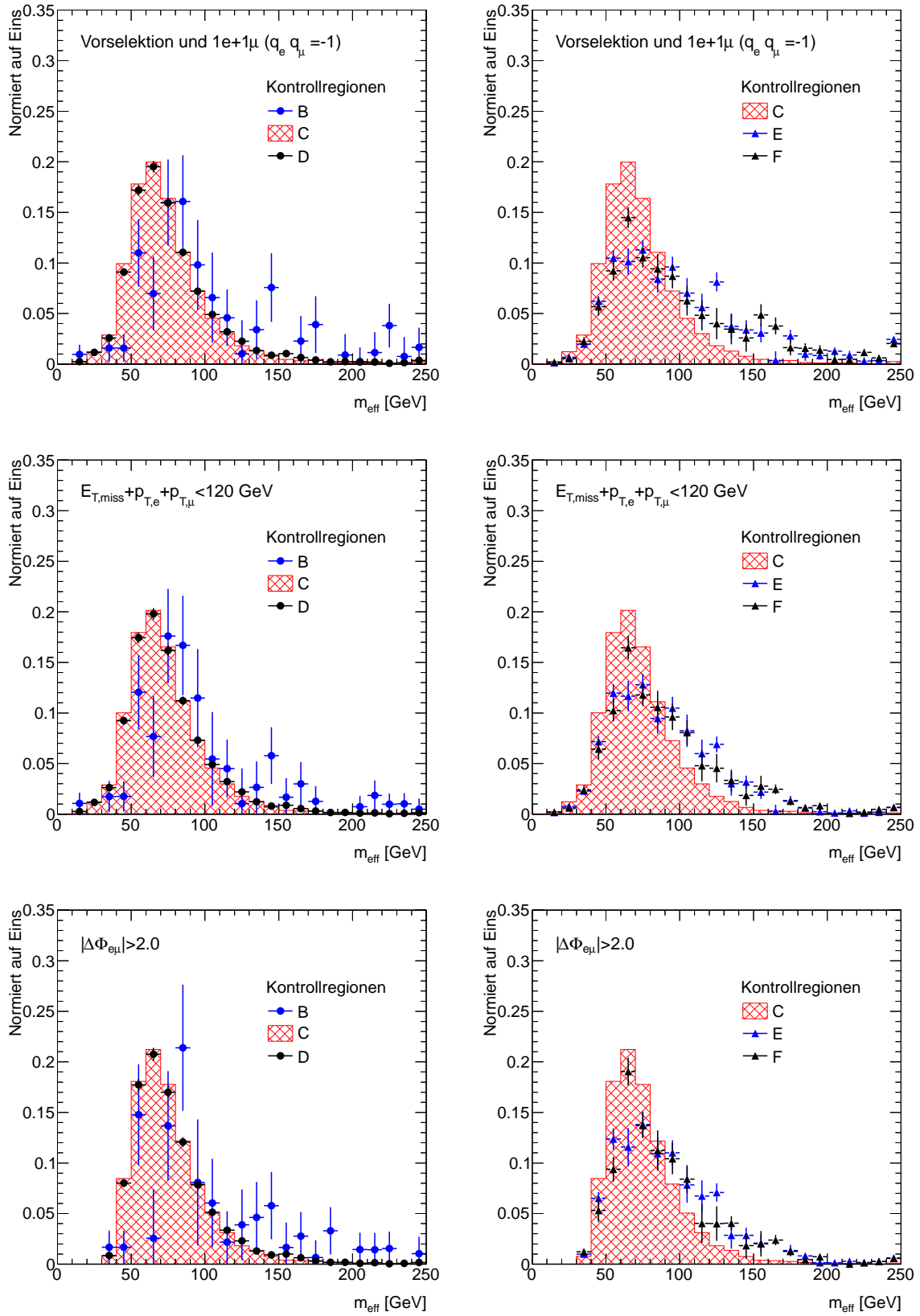


Abbildung 7.4: Vergleich der Kontrollregionen B, C und D (links) sowie C, E und F (rechts) der QCD-Multijetabschätzung aus Daten für die Analyse 2011 nach der Vorselektion (oben), $E_T^{miss} + p_{T,e} + p_{T,\mu} < 120$ GeV (mitte) und der vollständigen Selektion $|\Delta\Phi_{e\mu}| > 2,0$ (unten).

	2010		2011	
	C/D	E/F	C/D	E/F
	\pm stat. \pm syst.	\pm stat.	\pm stat. \pm syst.	\pm stat.
Vorselektion	2,0\pm0,1\pm0,3	2,4 \pm 1,9	2,05\pm0,03\pm0,41	1,6 \pm 0,2
+Di-Lepton-Bedingung				
$E_{T,miss} + \sum_{e,\mu} p_T < 120$ GeV	2,1\pm0,1\pm0,7	2,8 \pm 1,9	2,06\pm0,03\pm0,44	1,6 \pm 0,1
$ \Delta\Phi_{e\mu} > 2,0$	2,0\pm0,1\pm0,8	2,8 \pm 1,6	2,00\pm0,03\pm0,38	1,6 \pm 0,2

Tabelle 7.5: Verhältnisse C/D und E/F der *ABCD-Methode*. C/D ist relevant für Berechnung der Untergrundabschätzung in Signalregion A. Die systematische Unsicherheit ergibt sich aus der Differenz zu E/F inklusive der systematischen Unsicherheit von 10% auf simulierte nicht-QCD-Untergrundprozesse (siehe Kapitel 8.3).

	2010	2011
	Anzahl N_A der Ereignisse in Signalregion A	
	$N_A \pm$ stat. \pm syst.	
Vorselektion+Di-Lepton-Bedingung	2,6\pm4,0\pm0,4	213,6\pm30,1\pm42,7
$E_{T,miss} + \sum_{e,\mu} p_T < 120$ GeV	1,7\pm3,3\pm0,6	196,1\pm26,9\pm41,9
$ \Delta\Phi_{e\mu} > 2,0$	2,1$^{+3,1}_{-2,1}$$\pm$0,8	120,3\pm19,4\pm22,9

Tabelle 7.6: Erwartete Anzahl an QCD-Multijetereignissen in Signalregion A für die Analyse 2010 und 2011.

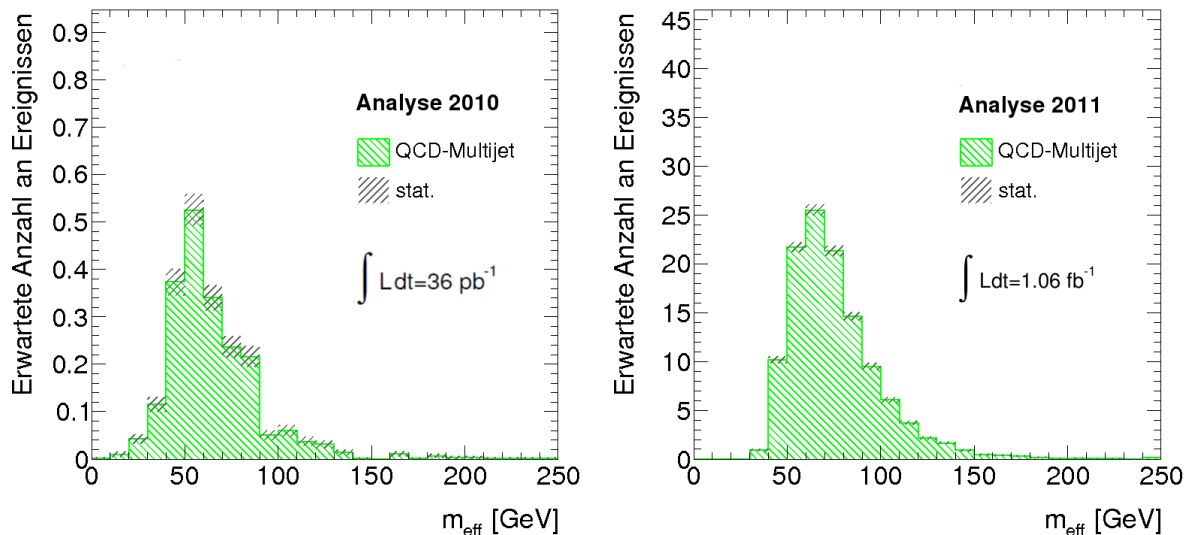


Abbildung 7.5: Abschätzung des QCD-Multijetuntergrunds in der Signalregion A nach der vollständigen Selektion für Analyse 2010 (links) und 2011 (rechts) inklusive der statistischen Unsicherheit.

Kapitel 8

Korrekturfaktoren und systematische Unsicherheiten

Die aus der Simulation oder den Daten gewonnene Erwartung bezüglich absoluter Ereigniszahlen und der Form von Verteilungen kann für die verschiedenen Prozesse nur mit einer endlichen Genauigkeit angegeben werden. Diese endliche Genauigkeit wird in Form von statistischen und systematischen Unsicherheiten quantifiziert. Die systematischen Unsicherheiten müssen sinnvoll abgeschätzt werden, um eine zuverlässige Vorhersage zu erhalten. Desweiteren ist es wichtig, die Übereinstimmung der Simulation mit den tatsächlich gemessenen Daten zu überprüfen. Eventuelle Diskrepanzen bedürfen Korrekturen der Simulation. Die verwendeten Korrekturfaktoren und die Quellen der relevanten systematischen Unsicherheiten werden in diesem Kapitel erläutert.

8.1 Detektorsimulation und Energieskalen

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für physikalische Objekte sowie die Energieskalen, die zur Energieeichung der physikalischen Objekte benötigt werden, sind eine der Quellen systematischer Unsicherheiten. Sie müssen für alle Untergründe berücksichtigt werden, die aus der Simulation abgeschätzt werden. Um bestehende Diskrepanzen zwischen Daten und Simulation auszugleichen und Unzulänglichkeiten der Detektorsimulation zu berücksichtigen, werden Korrekturen auf alle simulierten Prozesse angewendet. Diese Korrekturen wurden in der Anzahl der selektierten Ereignisse in Kapitel 6 bereits berücksichtigt.

8.1.1 Skalierungsfaktoren für Leptonen

Die Auswahl der Kandidaten für Leptonen ist abhängig von der Rekonstruktion, der Identifikation, dem verwendeten Trigger und der Isolation. Für jedes dieser Selektionskriterien können Daten und Simulation auf Abweichungen überprüft werden. Ein Vergleich der Nachweiswahrscheinlichkeiten zeigt, dass diese für simulierte Leptonen und für Leptonen aus Daten nicht gänzlich übereinstimmt. Die Abweichungen werden durch eine einfache Gewichtung der Ereignisse mit Skalierungsfaktoren SF korrigiert. Die Skalierungsfaktoren sind dabei für Elektronen (Myonen) definiert als das Verhältnis aus den Nachweiswahrscheinlichkeiten $\varepsilon^{e(\mu)}$ von gemessenen und simulierten Elektronen (Myonen)

$$SF = \varepsilon^{e(\mu),dat} / \varepsilon^{e(\mu),sim} . \quad (8.1)$$

Die Skalierungsfaktoren inklusive ihrer systematischen Unsicherheiten werden aus verschiedenen separaten Studien übernommen:

Rekonstruktion und Identifikation

- **Myonen**

Die Skalierungsfaktoren für Analyse 2010 und 2011 wurden mit der sogenannten *Tag-and-Probe*-Methode (T&P) in Bezug auf einen $Z \rightarrow \mu\mu$ -Datensatz bestimmt [113]. Ausgangspunkt ist ein mit hoher Reinheit selektierter $Z \rightarrow \mu\mu$ -Datensatz durch Anpassung der Selektion an die topologischen Eigenschaften der Myonen aus der Z -Boson Resonanz. Aus diesem Datensatz werden Ereignisse ausgewählt, die ein sogenanntes T&P-Myonpaar enthalten. Das *Tag*-Myon muss dabei relativ strenge Kriterien erfüllen, während an das *Probe*-Myon nur geringe Anforderungen gestellt werden, zum Beispiel ein Myon mit einer rekonstruierten Spur im Spurdetektor und einem bestimmten Mindestwert des transversalen Impulses. Das bedeutet, dass bei der Rekonstruktion eines *Tag*-Myons mit hoher Wahrscheinlichkeit auch ein zweites Myon existiert. Aus der Anzahl der rekonstruierten *Probe*-Myonen, also dem Anteil der *Probe*-Myonen, welche die Rekonstruktion überstehen, kann dann die Nachweiswahrscheinlichkeit der Rekonstruktion berechnet werden. Die Skalierungsfaktoren ergeben sich, wie oben erwähnt, aus dem Verhältnis der Nachweiswahrscheinlichkeiten aus Daten und Simulation.

Die Werte der Rekonstruktions-Skalierungsfaktoren sind abhängig von der Region des Myonspektrometers, in welchem das Myon gemessen wird. Tabelle B.1 enthält alle verwendeten Skalierungsfaktoren für die selektierten Myonen inklusive der statistischen Unsicherheiten aus der T&P-Methode für die Analyse 2010 [113] und 2011 [114]. Die systematischen Unsicherheiten der Skalierungsfaktoren wurden mithilfe einer modifizierten T&P-Selektion abgeschätzt und liegen für beide Analysen im Bereich von 0,2%. Statistische und systematische Unsicherheiten werden linear addiert. Die Skalierungsfaktoren für die Identifikation¹ von Myonen stimmen innerhalb einer Unsicherheit von 1% mit Eins überein.

- **Elektronen**

Die Skalierungsfaktoren für Analyse 2010 und 2011 der Elektronen [115] wurden ebenfalls mit der T&P-Methode aus $Z \rightarrow ee$ - und $W \rightarrow e\nu$ -Ereignissen bestimmt [116]. Differenzen in den Skalierungsfaktoren zwischen dem $Z \rightarrow ee$ - und $W \rightarrow e\nu$ -Datensatz wurden als zusätzlicher systematischer Fehler berücksichtigt.

Die Rekonstruktions-Skalierungsfaktoren sind in Tabelle B.1 zusammengefasst. Für die Analyse 2010 stimmen Daten und Simulation innerhalb eines Fehlers von 1,5% überein. Für die Analyse 2011 und Elektronen mit $p_T > 15$ GeV werden die Faktoren in drei η -Bereiche eingeteilt.

Die Skalierungsfaktoren für die Identifikation von Elektronen werden in Abhängigkeit der Pseudorapidität angegeben. Sie sind für $E_T < 30$ GeV stark abhängig von der transversalen Energie des jeweiligen Elektrons. Korrekturfaktoren, die aus dem Verhältnis von E_T -abhängigem Skalierungsfaktor und durchschnittlichem Skalierungsfaktor gebildet werden, korrigieren dieses Verhalten. Die Werte der Skalierungs- und Korrekturfaktoren für die Identifikation von Elektronen befinden sich in Tabelle B.2.

¹Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Identifikation von Elektronen und Myonen bezieht sich auf die schnittbasierten Qualitätskriterien, siehe Kapitel 5, während sie sich im Fall der Rekonstruktion auf die speziellen Rekonstruktionsalgorithmen bezieht.

Isolation der Leptonen

Auch die Nachweiswahrscheinlichkeiten in Bezug auf die Elektron- und Myon-Isolation zeigen Abweichungen der Simulation von den Daten. Die entsprechenden Skalierungsfaktoren wurden mit der T&P-Methode für die Analyse 2010 [117] und 2011 [118] aus $Z \rightarrow ee$ - beziehungsweise $Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignissen berechnet. Die Skalierungsfaktoren inklusive der Unsicherheiten (Wurzel aus der quadratischen Summe aus statistischen und systematischen T&P-Unsicherheiten) sind in Tabelle B.3 zusammengefasst. Die Skalierungsfaktoren der Elektronen in der Analyse 2010 sind dabei abhängig von η . Alle anderen Isolations-Skalierungsfaktoren sind mit Eins kompatibel und werden in p_T -Bereiche eingeteilt, in denen sich die Unsicherheiten unterscheiden.

Lepton-Trigger

Die Trigger-Skalierungsfaktoren sind Ereignisgewichte im Gegensatz zu den oben genannten Skalierungsfaktoren, die sich auf einzelne Leptonen beziehen. In der Analyse 2010 wird ein Einfach-Elektron-Trigger verwendet, siehe Kapitel 6.1.1. Der Skalierungsfaktor wurde ebenfalls mit einer T&P-Methode bestimmt und beträgt $99,5 \pm 0,5\%$ [119]. Die Trigger-Bedingungen in der Analyse 2011 sind komplexer. Die Kombination aus einem Einfach-Elektron- und einem Einfach-Myon-Trigger erfordert eine Fallunterscheidung, je nachdem welcher der beiden Trigger ausgelöst wurde:

- Wird ein $e\mu$ -Ereignis selektiert, in dem beide Trigger aktiviert wurden, ergibt sich der Gesamtskalierungsfaktor SF_{Trig} aus dem Produkt der entsprechenden Einzelskalierungsfaktoren der Trigger:

$$SF_{Trig} = SF_{Trig}^e \cdot SF_{Trig}^\mu \quad (8.2)$$

- Wird ein $e\mu$ -Ereignis selektiert, in dem zwar der Einzel-Elektron-Trigger jedoch nicht der Einzel-Myon-Trigger ausgelöst wurde, muss der Skalierungsfaktor $SF_{non-Trig}^\mu$ für die Wahrscheinlichkeit der Verfehlung des Myon-Triggers berücksichtigt werden:

$$SF_{Trig} = SF_{Trig}^e \cdot SF_{non-Trig}^\mu \quad (8.3)$$

$$= SF_{Trig}^e \cdot \frac{\varepsilon_{non-Trig}^{\mu,dat}}{\varepsilon_{non-Trig}^{\mu,sim}} \quad (8.4)$$

$$= SF_{Trig}^e \cdot \frac{1 - \varepsilon_{Trig}^{\mu,dat}}{1 - \varepsilon_{Trig}^{\mu,sim}} \quad (8.5)$$

- Wird ein $e\mu$ -Ereignis selektiert, in dem der Einfach-Myon-Trigger und nicht der Einfach-Elektron-Trigger aktiviert wurde, ergibt sich analog:

$$SF_{Trig} = SF_{Trig}^\mu \cdot \frac{1 - \varepsilon_{Trig}^{e,dat}}{1 - \varepsilon_{Trig}^{e,sim}} \quad (8.6)$$

Die zur Berechnung der Gesamtskalierungsfaktoren notwendigen Einzelskalierungsfaktoren und Nachweiswahrscheinlichkeiten inklusive Unsicherheiten für Elektronen und Myonen sind in Tabelle B.4 und B.5 in Abhängigkeit von der Pseudorapidität η und dem Azimuthalwinkel ϕ

zusammengefasst. Die Faktoren wurden mit der T&P-Methode bestimmt. Die Faktoren der Myonen im Zentralbereich des Spektrometers werden zusätzlich in einen Bereich $p_T^\mu < 60$ GeV und $p_T^\mu \geq 60$ GeV unterteilt. Im Bereich der Endkappen ($|\eta| > 1,05$) zeigen die Skalierungsfaktoren der Myonen dagegen keine Abhängigkeit vom transversalen Impuls und sind für alle Bereiche in η und ϕ nahezu identisch mit Eins [119]. Die Unsicherheiten ergeben sich durch Fehlerfortpflanzung aus Formel 8.2, 8.5 und 8.6 und bewegen sich im Bereich von 0,5%.

Das Produkt aus den Skalierungsfaktoren für die Identifikation, Rekonstruktion, Isolation und Trigger-Bedingungen ergibt den Gesamtskalierungsfaktor, mit dem das entsprechende selektierte $e\mu$ -Ereignis gewichtet wird. Die Unsicherheit des Gesamtfaktors berechnet sich aus der Kombination der Unsicherheiten auf die Einzelfaktoren durch quadratische Summation unter der Voraussetzung, dass die Größen unkorreliert sind. Die Unsicherheit der Form der m_{eff} -Verteilung und der absoluten Anzahl an Ereignissen nach vollständiger Selektion ergibt sich daraufhin aus der positiven und negativen Variation des Fehlers des Gesamtskalierungsfaktors.

8.1.2 Leptonimpulsauflösung und Elektron-Energieskala

- **Elektronen**

Zusätzlich zu den Skalierungsfaktoren wird eine Korrektur der Energieskala für Elektronen in beiden Analysen durchgeführt. Die Energieskala wird festgelegt durch einen Vergleich der Verteilung der gemessenen invarianten Masse der beiden Elektronen aus dem Zerfall eines J/ψ oder Z -Bosons mit der bekannten Form der entsprechenden Resonanz [120]. Der Energiekorrekturfaktor α wird in Abhängigkeit von η angegeben, siehe Abbildung 8.1. Die Berechnung der korrigierten Energie E_{corr} ist dabei gegeben durch

$$E_{\text{corr}} = E/(1 + \alpha). \quad (8.7)$$

Die Korrektur wird in den Daten angewendet. Die dominanten systematischen Unsicherheiten von α beruhen auf der unzureichenden Kenntnis über vorhandenes Material vor dem Kalorimeter in gewissen Detektorregionen und der Energieskala im Presampler. Dazu kommen Unsicherheiten der Simulation, der Selektion, durch Pile-Up und der Nicht-Linearität der Elektronik im Detektor. Der systematische Gesamtfehler ist abhängig von η und E_T und bewegt sich für $p_{T,e} > 20$ GeV im Bereich einer absoluten Unsicherheit von 0,05 für $0 < |\eta| < 0,6$ und 0,05-0,15 für $0,6 < |\eta| < 2,5$. Die Studie zur Energieskalakorrektur inklusive der Berechnung der systematischen Unsicherheiten findet sich in [121].

Die Auflösung der Energie simulierter Elektronen muss ebenfalls korrigiert werden. Die Verteilung der invarianten Masse simulierter $Z \rightarrow ee$ -Ereignissen stimmt nicht exakt mit der gemessenen Form der Z -Boson-Resonanz überein und muss an die Daten angepasst werden. Die Korrektur geschieht in Form einer Verschmierung der Energie simulierter Elektronen mithilfe gaußförmig verteilter Zufallszahlen. Die Standardabweichung der Gaußverteilung liegt für $|\eta| < 2,47$ im Bereich von 1,1 bis 1,8 ($\pm 0,2$ bis $0,4$)% der Elektronenergie [121].

- **Myonen**

Auch die Auflösung des transversalen Impulses simulierter Myonen muss korrigiert werden. Die p_T -Auflösung wird für Daten und für die Simulation in $Z \rightarrow \mu\mu$ - und $W \rightarrow \mu\nu$ -Ereignissen gemessen. Die Kombination beider Ergebnisse liefert eine Verbesserung der

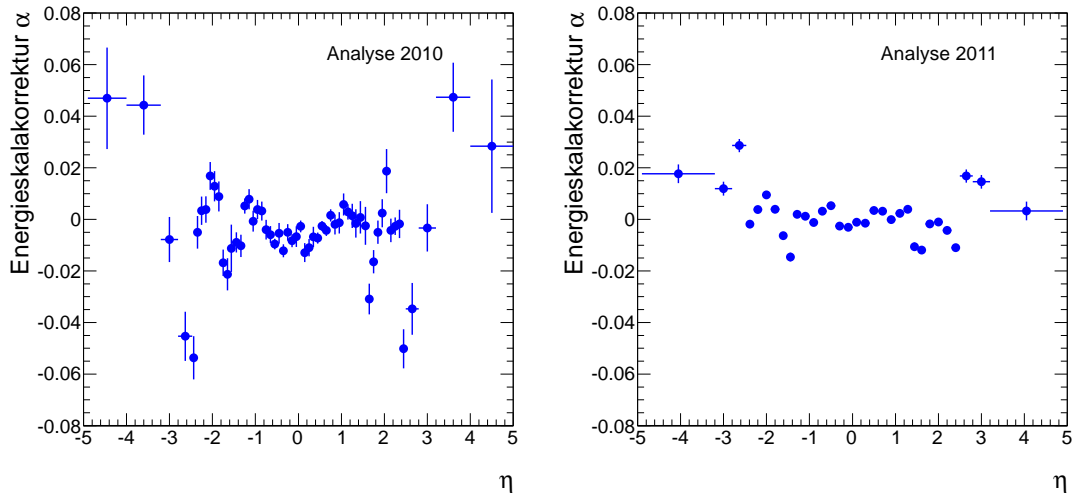


Abbildung 8.1: Faktor α für die Korrektur der Elektron-Energieskala in Analyse 2010 und 2011 inklusive statistischer Fehler [120].

Statistik. Eine Anpassung der Simulation an die Daten liefert den Zusammenhang für eine Korrektur des transversalen Impulses simulierter Myonen. Die Ergebnisse und systematischen Unsicherheiten befinden sich in [113] für Analyse 2010 und [114] für Analyse 2011. Eine detaillierte Erläuterung der hier nur kurz angesprochenen komplexen Methode zur Bestimmung der Auflösungskorrektur ist in [122] enthalten.

Die systematische Unsicherheit der Form der m_{eff} -Verteilung und der absoluten Anzahl an Ereignissen nach der vollständigen Selektion ergibt sich wiederum aus der positiven und negativen Variation der Unsicherheit des Energieskala-Korrekturfaktors und der Standardabweichung für die Energie-Verschmierung von Elektronen sowie die Variation der p_T -Verschmierung von Myonen. Die Variationen werden in den simulierten Ereignissen vorgenommen.

8.1.3 Jet-Energieskala

Jets² werden in dieser inklusiven Analyse zwar nicht berücksichtigt, jedoch beeinflusst die Unsicherheit der Jet-Energieskala³ die Messung der fehlenden transversalen Energie E_T^{miss} . Die Variation der Jet-Energieskala muss deshalb in der Simulation in E_T^{miss} propagiert werden und liefert somit eine Abschätzung der systematischen Unsicherheit von E_T^{miss} . Die Jet-Energieskala ist abhängig von p_T und η des rekonstruierten Jets und berücksichtigt verschiedene Korrekturen [123]. Die systematischen Unsicherheiten der Jet-Energieskala werden in [124] erläutert und belaufen sich für die hier verwendeten Jets in der Zentralregion des Kalorimeters $0 \leq |\eta| \leq 0,8$ (im Bereich der Endkappen $0,8 < |\eta| \leq 2,8$, im Bereich der stark vorwärts gerichteten Region $2,8 < |\eta| < 4,5$) und niedrigem p_T auf 4% (8%, 14%) und Jets mit einem $p_T > 60$ GeV auf

²In dieser Arbeit werden Jets mit dem Anti- k_T -Algorithmus für $R = 0,4$ aus *Topocluster* rekonstruiert und lokal hadronisch kalibriert [108].

³Die Jet-Energie wird im Kalorimeter auf elektromagnetischer Skala gemessen und mithilfe der Jet-Energieskala auf die hadronische Skala kalibriert.

2,5-3% (2,5-3,5%, 5%). Desweiteren beeinflussen Effekte durch benachbarte Jets innerhalb eines bestimmten ΔR die Jet-Energieskala und tragen ebenfalls zur systematischen Unsicherheit bei (1-3% in Abhängigkeit von ΔR). In der Analyse 2011 wird aufgrund des höheren *Pile-Up* ein zusätzlicher Beitrag zur systematischen Unsicherheit der Jet-Energieskala berücksichtigt: im Bereich $0 < |\eta| < 2,1$ ($2,1 < |\eta| < 4,5$) für $20 < p_{T,Jet} < 50$ GeV einen Beitrag von 5% (7%) und für $50 < p_{T,Jet} < 100$ GeV einen Beitrag von 2% (3%) [125]. Die Unsicherheit in Bezug auf die Verteilungsformen und der Ereigniszahlen ergibt sich dann aus den Variationen der Gesamtunsicherheit der Jet-Energieskala in die positive und negative Richtung.

8.1.4 Fehlende transversale Energie

Die Energieskalakorrektur der Elektronen, das Verschmieren der Elektronenergie und des transversalen Myonimpulses sowie Änderungen der Jet-Energieskala beeinflussen die fehlende transversale Energie, die aus der Vektorsumme aller Energiedepositionen im Detektor gebildet wird. Jede Korrektur dieser Art muss deshalb, wie im Fall der Jet-Energieskala, in die fehlende transversale Energie propagiert werden. Neben Korrekturen für rekonstruierte Objekte, werden auch Energievariationen von Energieclustern durchgeführt, die keinem Objekt zugeordnet werden, sogenannte *out-of-object*-Cluster. Das sind alle Energiecluster, die sich nicht in der nahen Umgebung $\Delta R < 0,2$ eines Myons, Elektrons oder Jets befinden. Nach [117] berechnet sich der Skalierungsfaktor aus

$$SF = 1 + a \cdot (1 + N_{-1}/(p_{T,Cluster}/\text{GeV})) , \quad (8.8)$$

wobei $a = \pm 0,07$ und $N_{-1} = 0,93$ für *Topocluster* innerhalb $|\eta| \leq 3,2$. Für *Topocluster* in Bereichen mit $|\eta| > 3,2$ beträgt der Skalierungsfaktor $SF = 1 \pm 0,1$, der Beitrag ist für Analyse 2010 jedoch vernachlässigbar. Die positive und negative Variation wird ebenfalls in E_T^{miss} propagiert.

8.1.5 Zusammenfassung der Unsicherheiten aufgrund der Nachweiswahrscheinlichkeiten und den Energieskalen

Werden die oben beschriebenen Variationen auf simulierte Signal- und Untergrundereignisse angewendet, so ergeben sich die in Tabelle 8.1 und 8.2 gezeigten Beiträge systematischer Unsicherheiten für Analyse 2010 und 2011. Gezeigt sind die relativen Abweichungen von der zentralen erwarteten Ereigniszahl des Signals und der dominanten Untergrundprozesse nach der vollständigen Selektion. Die Bezeichnung “plus” bedeutet hierbei eine Variation des entsprechenden Parameters um dessen Unsicherheit in positive Richtung und “minus” in die negative Richtung. Die Beiträge sind in Kurzschreibweise:

- **ELSF**
Skalierungsfaktor für Rekonstruktion und Identifikation der Elektronen.
- **ELSMEAR**
Energieauflösung der Elektronen.

- **ELISO**
Skalierungsfaktor für Isolation der Elektronen (für Analyse 2010 in ELSF enthalten).
- **ELES**
Energieskala der Elektronen.
- **MUSF**
Skalierungsfaktor für Rekonstruktion und Identifikation der Myonen.
- **MUSMEAR**
Impulsauflösung der Myonen.
- **MUIISO**
Skalierungsfaktor für Isolation der Myonen (für Analyse 2010 in MUSF enthalten).
- **TRIG**
Skalierungsfaktoren der Trigger-Kombination für Analyse 2011 (für Analyse 2010 in ELSF enthalten).
- **JES**
Jet-Energieskala.
- **OOES**
Energieskala der *out-of-object*-Cluster für $|\eta| \leq 3, 2$.
- **OOESF**
Energieskala der *out-of-object*-Cluster für $|\eta| > 3, 2$.
- **COMES**
Kombinierte Variation von JES, OOES und OOESF.
- **COMELES**
Kombinierte Variation von JES, OOES, OOESF und ELES.

Den größten Beitrag zur systematischen Unsicherheit der gesamten erwarteten Ereigniszahl liefern in beiden Analysen die Elektron- und Myon-Skalierungsfaktoren: ELSF und MUSF in der Analyse 2010 und ELSF, ELISO und MUIISO in der Analyse 2011. Die Variationen der Jet- und Cluster-Energieskala (JES, OOES und OOESF) sind nur für $t\bar{t}$ und *Single-t* signifikant. Wie bereits erwähnt beeinflussen diese Variationen die fehlende transversale Energie E_T^{miss} . Da die Prozesse $t\bar{t}$ und *Single-t* im Durchschnitt deutlich mehr E_T^{miss} beinhalten als die anderen Untergrundprozesse (siehe Abbildung 6.7), ist folglich auch die Abhängigkeit dieser Prozesse von den Energieskalen größer, wobei in der Analyse 2011 die Variationen JES, OOES und OOESF aufgrund von mehr *Pile-Up* eine größere Unsicherheit liefern. Die Elektron-Energieskala und die Impulsauflösung der Leptonen spielen in beiden Analysen nur eine untergeordnete Rolle. Da ca. 85% des Gesamtuntergrunds $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse sind und alle weiteren simulierten Untergründe einen Beitrag liefern, der kleiner als 5% ist, sind die absoluten Unsicherheiten dieser Prozesse nur von geringer Bedeutung.

Die verschiedenen systematischen Variationen beeinflussen teilweise auch die Form der finalen Verteilung der *effektiven Masse* m_{eff} . Abbildung 8.2 zeigt den Einfluss der Variationen auf die m_{eff} -Verteilung in Analyse 2010, in der die erwartete Zusammensetzung des Untergrunds bis auf den QCD-Multijetuntergrund komplett der Simulation entnommen wurde. Abbildung 8.3 zeigt die systematischen Variationen aller simulierten Untergrundereignisse für Analyse 2011 und in Abbildung 8.4 werden die Variationen aller simulierten Prozesse inklusive der Variationen der $Z \rightarrow \tau\tau$ -Erwartung aus der *Embedding-Methode* und dem mit der *ABCD-Methode* abgeschätzten QCD-Multijetuntergrundbeitrag gezeigt. Da in der *Embedding-Methode* nur Elektronen, Myonen und das aus dem Zerfall der τ -Leptonen resultierende $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ simuliert werden und das restliche Ereignis aus den Daten stammt, sind für die eingebetteten $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse nur die Variationen für Lepton-Skalierungsfaktoren (ELSF, ELISO, MUSF und MUISO), Elektron-Energieskala (ELES) und Energieauflösung der Leptonen (ELSMEAR und MUSMEAR) relevant. Zwar werden die eingebetteten $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse nach der Di-Lepton-Bedingung auf die Erwartung aus der Simulation normiert, eine JES- und OOES/OOESF-Variation muss dennoch nicht berücksichtigt werden, da sie die Selektion nur indirekt über $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ beeinflussen und $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ bis zu dieser Stufe der Signalselektion nicht miteinbezogen wird. Aus den Verteilungen wird sichtbar, dass die Form der m_{eff} -Verteilung für die rein simulierten Untergrundprozesse im Wesentlichen nur durch die JES- und OOES-Variation beeinflusst wird. Der Effekt ist jedoch relativ klein. Vor allem in der Analyse 2011, in der diese Variationen nicht auf den dominanten Untergrund $Z \rightarrow \tau\tau$ angewendet werden, ist er quasi vernachlässigbar. In der Analyse 2011 wird zusätzlich der Einfluss von Korrelationen durch die Kombination der Jet-Energieskala mit den Cluster-Energieskalen (COMES) und der Kombination der Jet-Energieskala, mit den Cluster-Energieskalen und der Elektron-Energieskala (COMELES) überprüft. Aus Tabelle 8.2 wird deutlich, dass sich die Einzelbeiträge in den Kombinationen linear aufaddieren und die Beiträge somit zu hundert Prozent korreliert sind.

Analyse 2010	ELSF		ELES		ELSMEAR		MUSF	
	plus	minus	plus	minus	plus	minus	plus	minus
Signal ($M = 120$ GeV)	+7,2	-7,2	+1,0	-0,6	-0,1	-1,0	+2,2	-2,2
$Z \rightarrow \tau\tau$ (simuliert)	+7,6	-7,6	+1,8	-1,1	-0,1	-0,1	+2,2	-2,2
$Z \rightarrow \mu\mu$	+8,6	-8,6	+1,8	-1,7	-2,5	+2,4	+2,2	-2,2
$t\bar{t}$	+7,1	-7,1	+0,1	+0,1	+1,3	+0,5	+2,2	-2,2
<i>Single-t</i>	+7,2	-7,2	-1,2	0	-2,8	-0,8	+2,2	-2,2
<i>Di-Boson</i>	+7,1	-7,1	-1,0	+0,1	-0,5	+0,1	+2,2	-2,2

	MUSMEAR		JES		OOES	
	plus	minus	plus	minus	plus	minus
Signal ($M = 120$ GeV)	-0,1	0	-0,2	+0,2	-0,1	+0,1
$Z \rightarrow \tau\tau$ (simuliert)	0	-0,1	0	0	0	0
$Z \rightarrow \mu\mu$	0	0	0	0	-0,4	0
$t\bar{t}$	0	-0,1	-3,9	+4,0	-0,4	+2,9
<i>Single-t</i>	0	0	-3,9	+1,4	-4,5	+1,9
<i>Di-Boson</i>	0	-0,3	-0,3	+0,3	-0,9	+1,2

Tabelle 8.1: Relative Abweichung [%] von der erwarteten Ereigniszahl der relevanten Prozesse durch positive und negative Variation der systematischen Unsicherheiten für Analyse 2010.

Analyse 2011	ELSF		ELES		ELSMEAR		ELISO	
	plus	minus	plus	minus	plus	minus	plus	minus
Signal ($M = 120\text{GeV}$)	2,5	-2,5	0,3	-0,1	0,2	0,2	2,2	-2,2
$Z \rightarrow \tau\tau$ (simuliert)	3	-3	0,5	-0,8	-0,6	-0,1	2,2	-2,2
$Z \rightarrow \tau\tau$ (eingebettet)	3	-3	0,4	-0,7	-0,5	-0,1	2,1	-2,4
$Z \rightarrow \mu\mu$	2,9	-2,9	0,9	0	3,2	0	2,1	-2,1
$t\bar{t}$	2,3	-2,3	-0,3	0,1	0	0,1	2,1	-2,1
<i>Single-t</i>	2,2	-2,2	-0,1	0	-2	0	2,1	-2,1
<i>Di-Boson</i>	2,1	-2,1	-0,1	1,1	-0,4	0,1	2,1	-2,1

	MUSF		MUSMEAR		MUISO		JES	
	plus	minus	plus	minus	plus	minus	plus	minus
Signal ($M = 120\text{GeV}$)	0,5	-0,5	0	0	1,2	-1,2	-0,2	0,3
$Z \rightarrow \tau\tau$ (simuliert)	0,5	-0,5	0	0	1,3	-1,3	-0,3	0,3
$Z \rightarrow \tau\tau$ (eingebettet)	0,5	-0,5	-0,3	0	1,2	-1,4	-	-
$Z \rightarrow \mu\mu$	0,5	-0,5	0	-0,3	1	-1	0	0
$t\bar{t}$	0,5	-0,5	0	0	1,2	-1,2	-5,9	5,6
<i>Single-t</i>	0,5	-0,5	0,8	0	1,4	-1,4	-7,6	7,3
<i>Di-Boson</i>	0,5	-0,5	0,3	0	1,1	-1,1	-0,7	0,5

	OOES		OOESF		COMES		COMELES	
	plus	minus	plus	minus	plus	minus	plus	minus
Signal ($M = 120\text{GeV}$)	-0,1	0,4	0	0	-0,5	0,8	-0,3	0,5
$Z \rightarrow \tau\tau$ (simuliert)	0	0,2	0	0,1	-0,4	0,4	-0,1	-0,2
$Z \rightarrow \tau\tau$ (eingebettet)	-	-	-	-	-0,3	0,1	0	-0,5
$Z \rightarrow \mu\mu$	0	0	0	0	0	0	0	0
$t\bar{t}$	-1,6	1,3	-0,4	-0,1	-7,4	7,2	-7,6	7,9
<i>Single-t</i>	1,4	-1,4	1,9	1,9	-8,5	3,4	-10,4	5,4
<i>Di-Boson</i>	-0,2	1,7	0,7	-0,2	-1	2,2	-1	3,4

	TRIG	
	plus	minus
Signal ($M = 120\text{GeV}$)	0,7	-0,7
$Z \rightarrow \tau\tau$ (simuliert)	0,5	-0,5
$Z \rightarrow \tau\tau$ (eingebettet)	0,5	-0,5
$Z \rightarrow \mu\mu$	0,6	-0,6
$t\bar{t}$	0,8	-0,8
<i>Single-t</i>	0,8	-0,8
<i>Di-Boson</i>	0,7	-0,7

Tabelle 8.2: Relative Abweichung [%] von der erwarteten Ereigniszahl der relevanten Prozesse durch positive und negative Variation verschiedener systematischer Unsicherheiten für Analyse 2011.

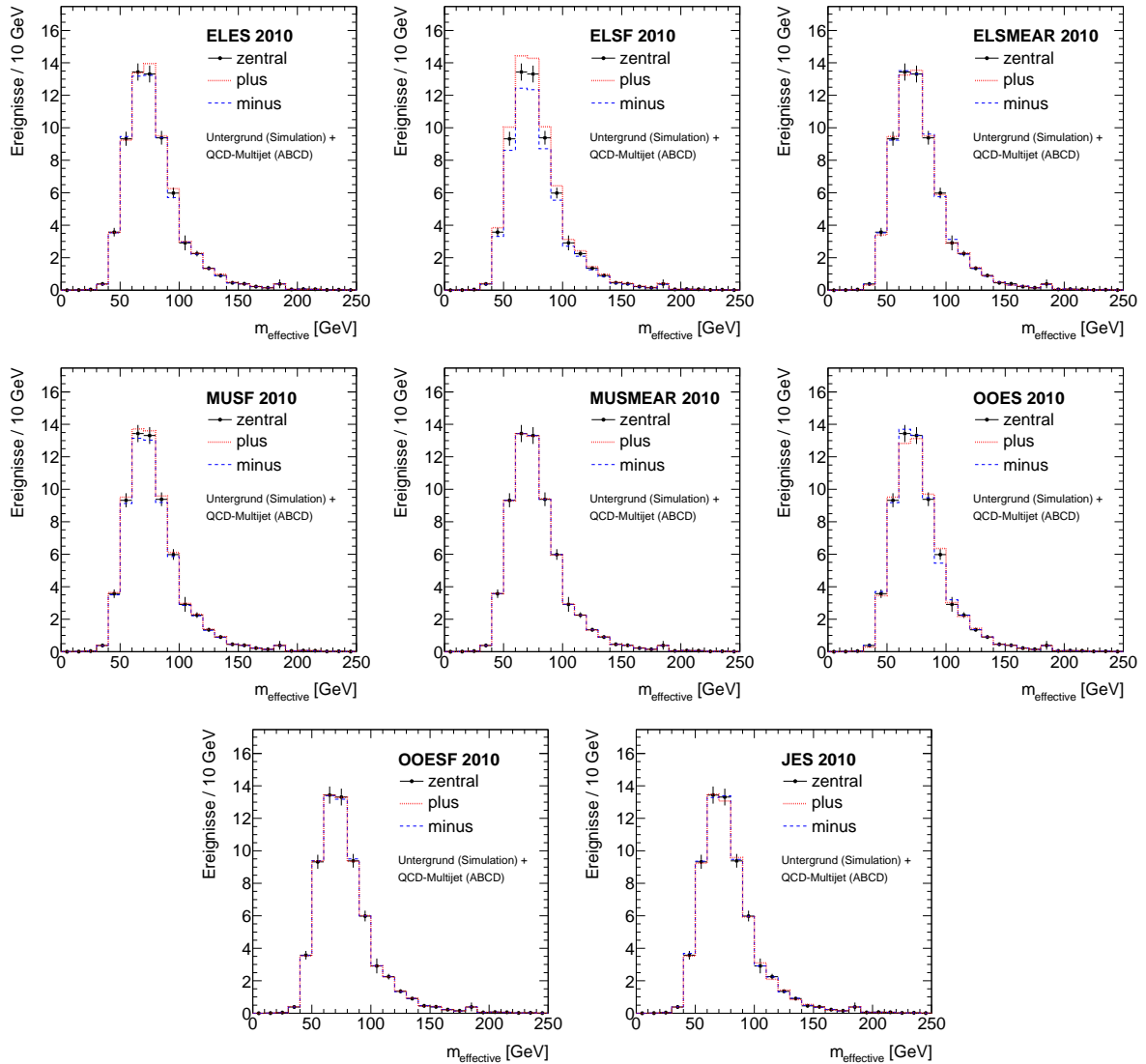


Abbildung 8.2: Variationen der systematischen Unsicherheiten für alle relevanten Untergrundprozesse der Analyse 2010 in Bezug auf die *effektive Masse* nach der vollständigen Selektion. Die datenbasierte QCD-Multijetabschätzung wurde hier berücksichtigt.

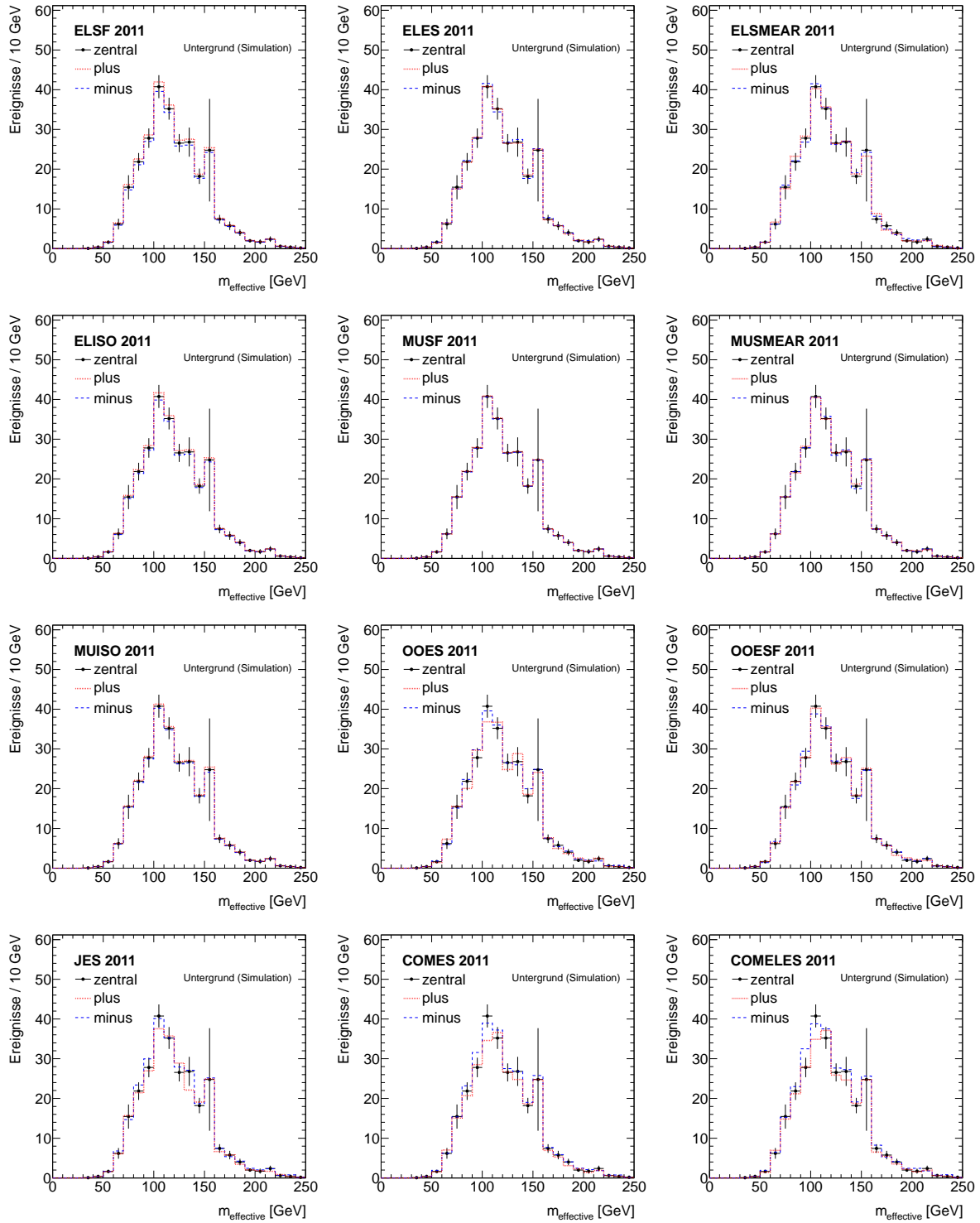


Abbildung 8.3: Variationen der systematischen Unsicherheiten für alle simulierten Untergrundprozesse der Analyse 2011 ($t\bar{t}$, $Single-t$, $Di-Boson$, $W \rightarrow l\nu$, $Z \rightarrow \mu\mu$ und $Z \rightarrow ee$) in Bezug auf die effektive Masse nach der vollständigen Selektion

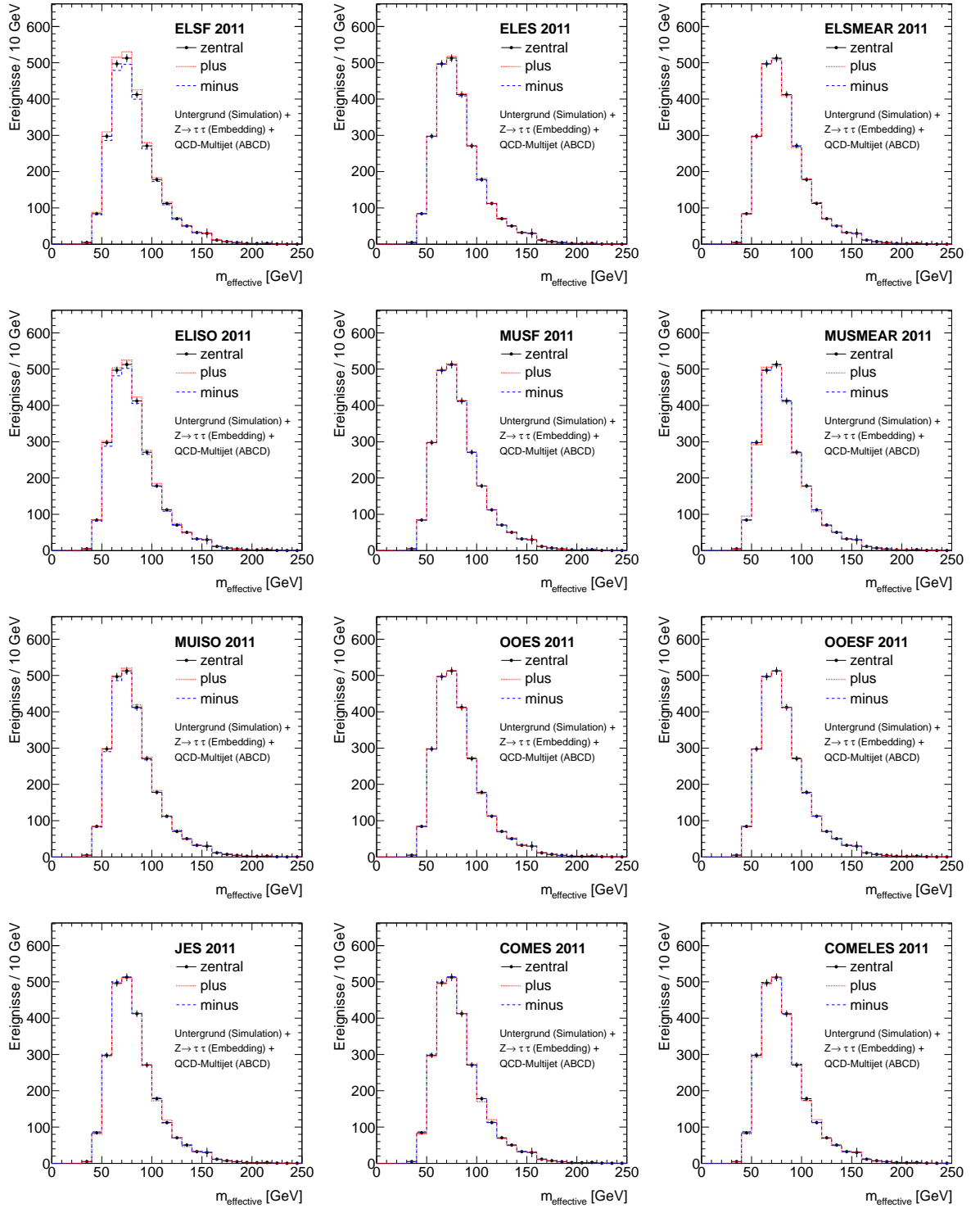


Abbildung 8.4: Variationen der systematischen Unsicherheiten in Analyse 2011 für alle simulierten Untergrundprozesse, die eingebetteten $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse und QCD-Multijetuntergrundprozesse in Bezug auf die *effektive Masse* nach der vollständigen Selektion.

8.2 Unsicherheiten der datenbasierten Untergrundabschätzung

8.2.1 Systematische Unsicherheit der Embedding-Methode

In Kapitel 7.1 wurde mithilfe der *Embedding-Methode* unter anderem die m_{eff} -Verteilung der Analyse 2011 aus Daten abgeschätzt. Wie im vorigen Kapitel erwähnt, wird der aus dieser Methode gewonnene $Z \rightarrow \tau\tau$ -Datensatz nach der Vorselektion und der Forderung von einem entgegengesetzt geladenen isolierten Myon und Elektron auf die erwartete Anzahl an simulierten Ereignissen normiert. Folglich sind bei dieser Normierung nur Variationen der Lepton-Skalierungsfaktoren, der Elektron-Energieskala und der Energieauflösungen relevant, da $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ als Selektionsvariable bis zu dieser Selektionsstufe nicht verwendet wurde und somit Variationen der Jet- und Cluster-Energieskalen keine Rolle spielen. Für die darauffolgenden topologischen Schnitte bis hin zur vollständigen Selektion müssen ebenfalls nur die Leptongrößen variiert werden, da nur diese im eingebetteten Ereignis simuliert wurden und das restliche Ereignis inklusive eventuell vorhandener Jets und sonstiger Energiecluster aus Daten stammen. Zusätzlich zu den Variationen der Leptongrößen muss eine Unsicherheit von 4% auf die Normierung aufgrund der theoretischen Unsicherheit des Wirkungsquerschnitts berücksichtigt werden, siehe Kapitel 8.3. Die systematische Unsicherheit der *Embedding-Methode* wurde mithilfe von verschiedenen Variationen der Einbettung berechnet:

- **Variation “nicht isoliert” (Zentralwert)**

Augangspunkt für die Bestimmung des zentralen Werts der $Z \rightarrow \tau\tau$ -Abschätzung sind Ereignisse des Prozesses $Z \rightarrow \mu\mu$, in denen die Myonen nicht isoliert sind. Somit erhält man den Datensatz mit der größtmöglichen Anzahl an Ereignissen. Es besteht jedoch die Möglichkeit, dass weitere nicht $Z \rightarrow \mu\mu$ -Untergrundprozesse aufgrund von Fehlidentifikationen vorhanden sind.

- **Variation “isoliert”**

Eine weitere Möglichkeit ist ein $Z \rightarrow \mu\mu$ -Datensatz mit isolierten Myonen. Die Isolationskriterien sind in diesem Fall spurbasiert. Diese Variation gibt einen Hinweis auf den Einfluss zusätzlicher Untergrundereignisse, die den zentralen, “nicht-isolierten” $Z \rightarrow \mu\mu$ -Datensatz verunreinigen können.

- **Variation “50%”**

Desweiteren soll der Einfluss von *Pile-Up* überprüft werden. Im Standardverfahren der Einbettung werden innerhalb eines Kegels mit dem Radius $\Delta R = 0,1$ um die Flugrichtung der ursprünglichen Myonen alle Energiedepositionen im Kalorimeter entfernt. Das bedeutet aber auch, dass die *Pile-Up*-Bedingungen im Datenereignis teilweise ausgeschnitten werden. Aus diesem Grund wird nur 50% der Energie innerhalb des Kegels entfernt, um den Einfluss von *Pile-Up* besser abschätzen zu können, auch wenn dies die Wahrscheinlichkeit erhöht, dass verbleibende Energiedepositionen der minimal ionisierenden Myonen die Form der elektromagnetischen Schauer von Elektronen und somit deren Transversalimpuls verfälschen kann. Um diesen Einfluss genauer zu studieren, wird die Verteilung der invarianten *Di-Lepton-Masse* $m_{e\mu}$ aus simulierten und eingebetteten $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen verglichen:

Es wird erwartet, dass die Verteilungen übereinstimmen, da in beiden Fällen der τ -Lepton-Zerfall in ein Elektron oder ein Myon mit dem Programm TAUOLA [80] simuliert wurde und die Verteilung des transversalen Impulses des Z -Bosons sehr gut von dem hier verwendeten Ereignisgenerator PYTHIA beschrieben wird. Die $m_{e\mu}$ -Verteilung aus der Simulation in Abbildung 8.5 (links) stimmt innerhalb der statistischen Unsicherheit, wie erwartet, mit der aus der Einbettung gewonnenen zentralen Verteilung, für welche der $Z \rightarrow \mu\mu$ -Ausgangsdatensatz aus nicht isolierten Myonen bestand, und mit der Verteilung, in der die ursprünglichen $Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignisse isolierte Myonen enthalten haben, überein. Zudem ist zu sehen, dass die Verteilung, für welche nur die Hälfte der Energie aus dem Kegel entfernt wurde, eine Verschiebung des Spektrums zu höheren Werten hin verursacht. Das bedeutet, dass der vermutete Effekt durch verbleibende Energiedepositionen vom Myonen im Kalorimeter nicht vernachlässigbar ist. Die rekonstruierten Elektronen besitzen aufgrund der nicht entfernten Energie ein größeres $p_{T,e}$ als im Fall einer vollständigen Entfernung der Energie innerhalb des Kegels um die Flugrichtung des ursprünglichen Myons.

- **Variation “1/2 50%”**

Die optimale Lösung wäre also nicht das Löschen eines kompletten Kegels um das Myon, sondern ein Ausschneiden nur der Zellen, die dem Myon zugeordnet werden. Die Option stand zum Zeitpunkt der Finalisierung dieser Analyse noch nicht zur Verfügung. Abbildung 8.5 (rechts) zeigt die Verteilung der *effektiven Masse* nach der vollständigen Signalselektion für die verschiedenen *Embedding*-Variationen (“nicht isoliert”, “isoliert” und “50%”) und für die Simulation von $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen (inklusive aller simulierten Untergrundprozesse und der QCD-Multijetabschätzung). Die linke Flanke der Verteilung sollte näherungsweise frei von Signalereignissen sein und kann als grobe Kontrollregion verwendet werden. In diesem Bereich unterschreitet die Ereigniszahl der beobachteten Daten die Erwartung aus dem Zentralwert (“nicht isoliert”) der Einbettung. Die Anzahl der beobachteten Daten entspricht dabei in etwa der Hälfte der Abweichung der Erwartung von der “50%”-Variation vom Zentralwert. Aufgrund der Tatsache, dass die “50%”-Abschätzung eine deutliche Verschiebung des $p_{T,e}$ -Spektrums verursacht und sie deshalb eine recht konservative Abschätzung zu sein scheint, wird genau die halbe Abweichung der “50%”-Abschätzung vom Zentralwert als weitere systematische Variation verwendet. Im Folgenden wird die sehr konservative “50%”-Variation nicht verwendet, sondern die hier motivierte “1/2 50%”-Variation.

Die systematische Unsicherheit der Einbettung ergibt sich dann aus der maximalen Abweichung der Variationen “isoliert” oder “1/2 50%” vom Zentralwert “nicht isoliert”, wobei diese maximale Abweichung dann um den Zentralwert symmetrisiert wird, siehe Abbildung 8.6. Für die absolute erwartete Ereigniszahl ergibt sich somit in der Analyse 2011 nach der vollständigen Selektion

$$n_{Z \rightarrow \tau\tau}^{\text{Embedding}} = 2196 \pm 22(\text{stat.}) \pm 149(\text{sys.}),$$

wobei die relative Gesamtunsicherheit einen Wert von 7% besitzt.

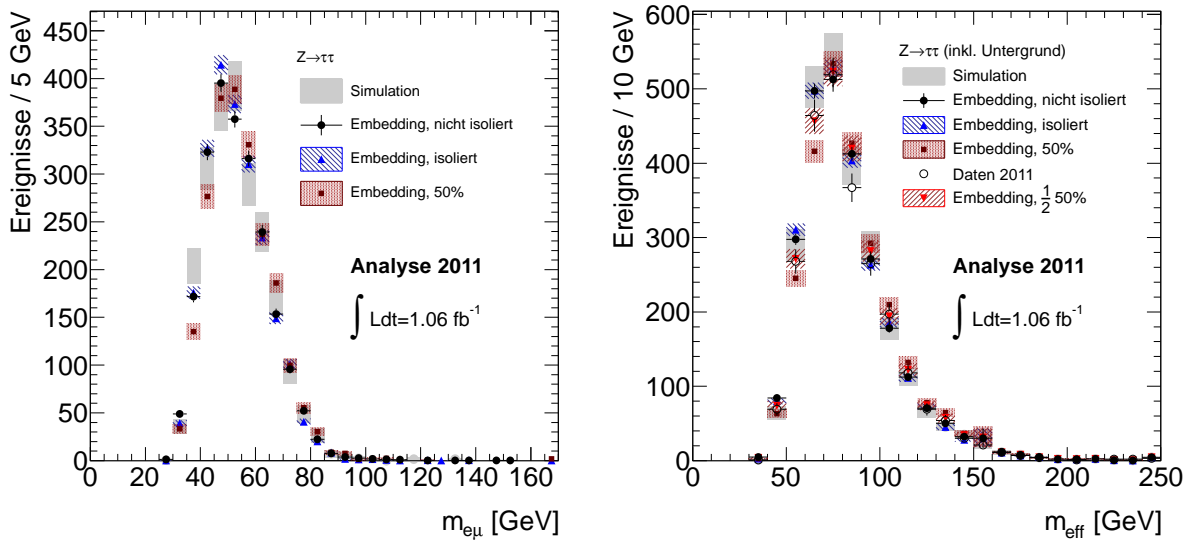


Abbildung 8.5: Vergleich der Verteilungen aus Analyse 2011 von $m_{e\mu}$ und von m_{eff} des erwarteten $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrunds aus den verschiedenen Varianten der Einbettung und der Simulation (m_{eff} -Verteilung inklusive QCD-Multijetuntergrund, $t\bar{t}$, $Single-t$, $Di-Boson$, $W \rightarrow l\nu$ und $Z \rightarrow ee(\mu\mu)$) nach der vollständigen Selektion.

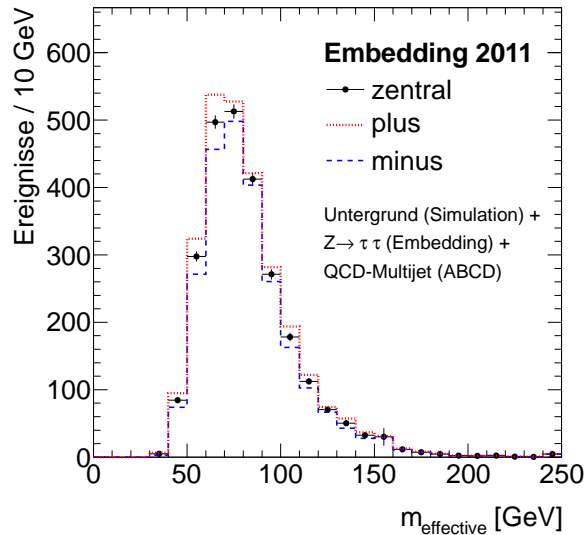


Abbildung 8.6: Die erwartete m_{eff} -Verteilung des $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrunds aus dem Zentralwert der Einbettung inklusive der systematischen Unsicherheit aus der *Embedding-Methode* nach der vollständigen Selektion in Analyse 2011 (hier inklusive allen simulierten Untergründen).

8.2.2 Systematische Unsicherheit der ABCD-Methode

Die *ABCD-Methode* zur Abschätzung des QCD-Multijetuntergrunds aus Daten inklusive der systematischen Unsicherheit wurde ausführlich in Kapitel 7.2 besprochen. Die Abschätzung der Ereigniszahl nach der vollständigen Signalselektion ergibt folgendes Bild:

$$\text{Analyse 2010: } n_{\text{QCD}} = 2,1_{-2,1}^{+3,1}(\text{stat.}) \pm 0,8(\text{syst.})$$

$$\text{Analyse 2011: } n_{\text{QCD}} = 120 \pm 19(\text{stat.}) \pm 23(\text{syst.})$$

8.3 Unsicherheiten der Theorie

Wie bereits in Kapitel 2 besprochen, beruht die Simulation von Ereignissen und die Berechnung der Wirkungsquerschnitte σ auf einer geeigneten Wahl der Renormierungs- und Faktorisierungsskala μ_R und μ_F und ist zudem abhängig von der Partonverteilungsfunktionen (PDF) und starken Kopplungsstärke α_s der QCD. Um systematische Unsicherheiten in Bezug auf die Wirkungsquerschnitte und die Akzeptanzen der verschiedenen Prozesse abzuschätzen, müssen die Annahmen (μ_R , μ_F , PDF, α_s) in der Berechnung des Wirkungsquerschnitts und der Simulation sinnvoll variiert werden.

8.3.1 Akzeptanz von Signal und Untergrund

Die Akzeptanz-Unsicherheiten aufgrund der PDF-Unsicherheiten, der α_s -Variationen und der Skalenvariationen wurden explizit für Analyse 2011 abgeschätzt. Im Folgenden werden diese Unsicherheiten aufgrund der identischen kinematischen Schnitte der topologischen Selektion auch für Analyse 2010 verwendet.

- **PDF-Unsicherheiten**

Zuerst wurde der Einfluss der PDFs auf die Akzeptanz des Signals und der dominanten Untergrundprozesse $Z \rightarrow \tau\tau$, *Di-Boson*, $t\bar{t}$ und *Single-t* nach der vollen Selektion studiert. Die Abschätzung der PDF-Unsicherheit für das Signal geschieht mittels der b -Quark assoziierten Higgs-Produktion⁴ $pp \rightarrow bb\Phi$ für die Massen $m_A = 90, 120, 150$ GeV und $\tan\beta = 20$. Es werden verschiedene PDF-Varianten zur Abschätzung der Unsicherheiten verwendet [126]: MSTW2008 [66] für $Z \rightarrow \tau\tau$ und *Di-Boson* und CTEQ6.6 [69] für $pp \rightarrow bb\Phi$, $t\bar{t}$ und *Single-t*. Die PDF-Unsicherheiten werden durch Variation der Eigenvektoren dieser PDF-Varianten berechnet. Information zum Standardverfahren der Berechnung der systematischen Unsicherheiten von PDFs mit Eigenvektoren findet sich in [127]. Grundlage dieses Verfahren ist die sogenannte *Hesse-Methode* [128].

- **α_s -Unsicherheit**

Zusätzlich zu den Eigenvektoren wurde standardgemäß auch die Kopplungsstärke α_s va-

⁴Gluon-Gluon-Fusion $gg \rightarrow \Phi$ wurde aufgrund fehlerhafter Variablen in den simulierten Ereignissen, die für die Berechnung der PDF-Unsicherheiten notwendig sind, in Analyse 2011 nicht berücksichtigt. Es wird angenommen, dass die Akzeptanzunsicherheiten ähnlich sind.

riert. Für MSTW2008 wird der α_s -Wert mithilfe einer Anpassung innerhalb eines Vertrauensintervalls für ein Vertrauensniveau von 90% auf vier verschiedene äquidistante Variationswerte ($\pm 90\%$ und $\pm \frac{1}{2}90\%$) festgelegt. Für jeden α_s -Wert werden die PDF-Eigenvektoren erneut variiert. Die Einhüllende aller Unsicherheiten aus den Eigenvektorvariationen für den im vorigen Abschnitt beschriebenen zentralen Wert und für die vier verschiedenen Variationen von α_s liefert daraufhin die Gesamtunsicherheit. Für CTEQ6.6 ergibt sich die Gesamtunsicherheit aus der Wurzel aus der quadratischen Summe der PDF-Unsicherheit des zentralen Werts (durch Eigenvektorvariation) und der Unsicherheit durch Variation von α_s um den Wert $\alpha_s = 0,118 \pm 0,001$.

- **Einfluss der PDF-Variante**

Desweiteren wurde die Abhängigkeit der Akzeptanz von der PDF-Variante durch Austausch der beiden PDF-Varianten untersucht. Die systematische Unsicherheit ergibt sich dann aus der Abweichung der Zentralwerte der Akzeptanz für beide PDF-Varianten.

Die hier beschriebenen Einflüsse auf die erwartete Anzahl von Ereignissen sind in Abbildungen 8.7 und 8.8 dargestellt. Die Unsicherheiten der erwarteten Ereignisse wurden aus technischen Gründen auf dem Niveau rekonstruierter Teilchen nach der Detektorsimulation und nach der vollständigen Signalselektion abgeschätzt. Die Annahme, dass dies eine zuverlässige Abschätzung ist und Effekte durch die Detektorauflösung vernachlässigbar sind, wurde durch einen Testlauf für die Eigenvektorvariation des zentralen α_s -Wertes von $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen auf Generator-Niveau vor der Detektorsimulation unter Berücksichtigung der in der topologischen Selektion verwendeten kinematischen Schnitte mit einer nahezu identischen Akzeptanzunsicherheit bestätigt.

- **Skalenabhängigkeit**

Der Einfluss der Skalenabhängigkeit wurde für die Untergründe durch Variation der Faktorisierungsskala und Renormierungsskala jeweils um einen Faktor zwei in beide Richtungen bestimmt. Die Abschätzung der Skalenabhängigkeit beschränkt sich auf $Z \rightarrow \tau\tau$, da dies der dominante Untergrund ist. Für jede Skalenvariation wurden $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse mit Pythia generiert. Die vollständige topologische Selektion auf Generator-Niveau vor der Rekonstruktion und Detektorsimulation liefert für den zentralen Skalenwert eine Akzeptanz von $6,74 \cdot 10^{-3}$ mit einem statistischen Fehler von 0,8%. Die systematische Unsicherheit durch die Skalenvariation ergab eine Unsicherheit von 1,4%. Die Skalenunsicherheiten der weiteren Untergrundprozesse, deren Beitrag zum Gesamtuntergrund gering ist, werden aus einer Studie in [129] übernommen.

Die Skalenunsicherheiten für das Signal wurden analog dazu mit simulierten Ereignissen der b-Quark assoziierten Higgs-Produktion ($m_A = 120$ GeV, $\tan \beta = 20$), welche mit SHERPA generiert wurden, abgeschätzt. Zusätzlich wurde der Einfluss der CKKW-Matching-Skala μ_{CKKW} in Sherpa durch Variation $\Delta\mu_{CKKW} = \pm 10$ GeV um den zentralen Wert $\mu_{CKKW} = 20$ GeV untersucht. Die gesamte Skalenunsicherheit für das Signal beträgt 4%.

8.3.2 Normierung der Simulation

Die simulierten Ereignisse werden auf den entsprechenden Wirkungsquerschnitt normiert. Die systematischen Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte erhält man analog zur Akzeptanzunsicherheit durch Variation der Faktorisierungs- und Renormierungsskala um einen Faktor Zwei

Relative Systematische Unsicherheiten aus der Theorie [%]						
	Akzeptanz				PDF Variante	Wirkungsquerschnitt
	Eigenvektoren und α_s		Skalenabhängigkeit			
	plus	minus	plus	minus		
$pp \rightarrow bb\Phi$ ($m_A = 90$ GeV, $\tan\beta = 20$)	+4,9	-4,9	+4	-4	+4,0	$\pm 10-22$
$pp \rightarrow bb\Phi$ ($m_A = 120$ GeV, $\tan\beta = 20$)	+4,2	-4,3	+4	-4	+4,7	
$pp \rightarrow bb\Phi$ ($m_A = 150$ GeV, $\tan\beta = 20$)	+4,1	-4,1	+4	-4	+5,2	
$Z \rightarrow \tau\tau$	+3,8	-3,4	+1,6	-1,6	+0,9	± 4
<i>Di-Boson</i>	+3,3	-2,9	+0,7	-0,7	-2,9	± 5
$t\bar{t}$	+6,4	-6,3	+0,5	-0,5	+3,6	± 10
<i>Single-t</i>	+5,7	-5,6	0,0	-25,7	+6,2	± 10
$Z \rightarrow \mu\mu$	-	-	-	-	-	± 4
$Z \rightarrow ee$	-	-	-	-	-	± 4
$W \rightarrow l\nu$	-	-	-	-	-	± 4

Tabelle 8.3: Relative systematische Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte und der Akzeptanz aufgrund von Skalen-, PDF- und α_s -Abhängigkeit.

nach oben und unten, durch Eigenvektor- und α_s -Variation und durch den Austausch verschiedener PDF-Varianten. Details zur jeweiligen Berechnung stehen in [84] für die Z -, W - und *Di-Boson*-Produktion und in [85] für die Top-Quark-Produktion. Die Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte des Signals sind abhängig vom Produktionsmechanismus (b-Quark assoziierter Prozess oder Gluon-Gluon-Fusion), von der Higgs-Masse m_Φ und $\tan\beta$ und liegen im Bereich von 10% bis 22% [62].

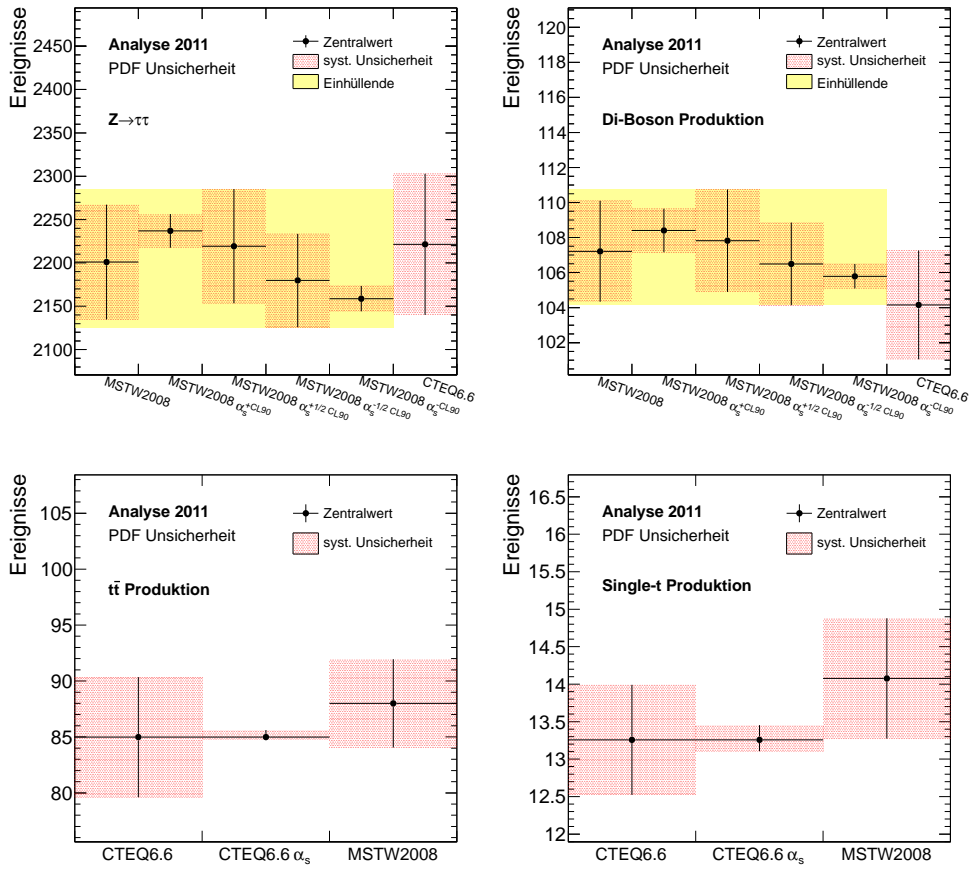


Abbildung 8.7: Unsicherheiten der erwarteten Ereignisse aufgrund der Akzeptanzunsicherheit durch Variation der PDF-Eigenvektoren inklusive verschiedener α_s -Variationen für die Prozesse $Z \rightarrow \tau\tau$, $Di\text{-Boson}$, $t\bar{t}$ und $Single\text{-}t$. Die Unsicherheiten wurden auf dem Niveau rekonstruierter Ereignisse abgeschätzt.

8.4 Zusammenfassung aller systematischen Unsicherheiten

Die Gesamtunsicherheit der Ereigniszahlen ergibt sich aus der quadratischen Summation aus allen Einzelfaktoren (Unsicherheiten der Theorie, der Korrekturfaktoren für die Simulation, der datenbasierten Abschätzung von Untergründen und die statistischen Unsicherheiten) unter der Annahme, dass diese nicht korreliert sind. Die Einzelbeiträge dieser Fehlerquellen sind in Tabelle 8.4 zusammengefasst. Die finalen absoluten und relativen Unsicherheiten stehen in Tabelle 8.5. Die systematische Gesamtunsicherheit des Signals liegt für $m_A = 120$ GeV im Bereich von 16% bis 18%. Sie wird von der theoretischen Unsicherheiten des Wirkungsquerschnitts dominiert. Die im Wesentlichen relevanten Beiträge zur Gesamtunsicherheit der jeweiligen Untergrundprozesse sind vor allem die theoretischen Unsicherheiten, die Unsicherheiten der Skalierungsfaktoren und die Unsicherheit von E_T^{miss} aufgrund der Jet-Energieskala und der Energieskala der *out-of-object*-Cluster. Die sehr große relative Gesamtunsicherheit des *Single-t*-Prozesses ist dominiert durch die großen statistischen Unsicherheiten bei der Bestimmung der Skalenabhängigkeit. Die

8.4 Zusammenfassung aller systematischen Unsicherheiten

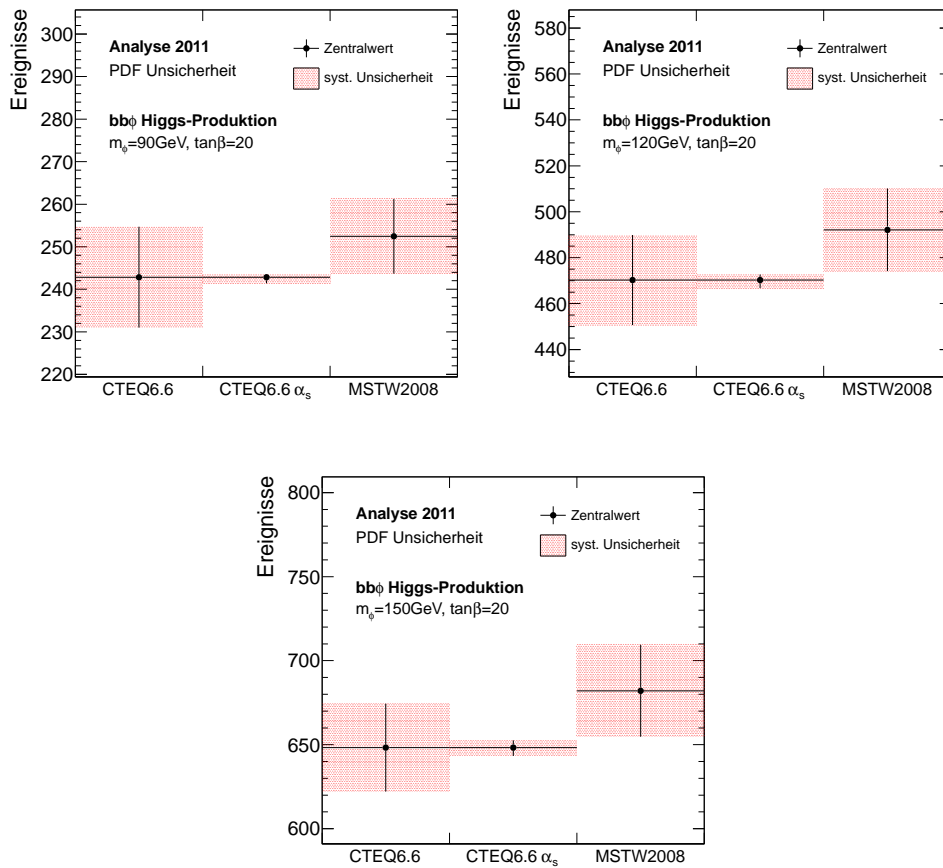


Abbildung 8.8: Unsicherheiten der erwarteten Ereignisse aufgrund der Akzeptanzunsicherheit durch Variation der PDF-Eigenvektoren inklusive verschiedener α_s -Variationen für die b -Quark assoziierte Higgs-Produktion für verschiedene Higgs-Boson-Massen. Die Unsicherheiten wurden auf dem Niveau rekonstruierter Ereignisse abgeschätzt.

Unsicherheit des Prozesses $Z \rightarrow \tau\tau$ ist in Analyse 2011 neben den theoretischen Unsicherheiten auch dominiert von der Unsicherheit aus der Einbettung. Bezüglich der absoluten Gesamtunsicherheiten dominiert die Unsicherheit von $Z \rightarrow \tau\tau$, da dieser Prozess ca. 85% des Gesamtuntergrunds ausmacht. Im folgenden Kapitel wird die Berechnung von Ausschlussgrenzen für die Higgs-Boson-Produktion unter Einbeziehung der in diesem Kapitel besprochenen systematischen Unsicherheiten der absoluten Ereigniszahlen und der Unsicherheiten der Form der Verteilungen durchgeführt.

Analyse 2010	Relative Unsicherheiten [%]			
	Theorie	Simulation	Daten	Statistik
Signal ($m_A = 120$ GeV, $\tan \beta = 40$)	15	8	-	2
$Z \rightarrow \tau\tau$ (simuliert)	6	8	-	2
$t\bar{t}$	12	10	-	4
<i>Single-t</i>	29	10	-	8
<i>Di-Boson</i>	7	8	-	4
QCD-Multijet	-	-	50	140

Analyse 2011	Relative Unsicherheiten [%]			
	Theorie	Simulation	Daten	Statistik
Signal ($m_A = 120$ GeV, $\tan \beta = 20$)	15	4	-	4
$Z \rightarrow \tau\tau$ (eingebettet)	6	4	7	1
$t\bar{t}$	12	8	-	2
<i>Single-t</i>	29	10	-	12
<i>Di-Boson</i>	7	4	-	5
QCD-Multijet	-	-	20	16

Tabelle 8.4: Die relativen Gesamtunsicherheiten der relevanten Prozesse in Bezug auf die Unsicherheiten aus der Theorie, aus den Korrekturfaktoren für die Simulation, aus der datenbasierten Abschätzung und die statistische Unsicherheit für Analyse 2010 (oben) und Analyse 2011 (unten).

Analyse 2010	Relativ [%]	Absolut [Ereignisse]
Signal ($m_A = 120$ GeV, $\tan \beta = 40$)	17	2,7
$Z \rightarrow \tau\tau$ (simuliert)	10	5,4
$t\bar{t}$	15	0,3
<i>Single-t</i>	31	0,1
<i>Di-Boson</i>	11	0,3
QCD-Multijet	150	3,2

Analyse 2011	Relativ [%]	Absolut [Ereignisse]
Signal ($m_A = 120$ GeV, $\tan \beta = 20$)	16	22
$Z \rightarrow \tau\tau$ (eingebettet)	10	220
$t\bar{t}$	14	12
<i>Single-t</i>	31	4,2
<i>Di-Boson</i>	9	8,7
QCD-Multijet	26	31

Tabelle 8.5: Die relative und absolute Gesamtunsicherheit der relevanten Prozesse für Analyse 2010 (oben) und Analyse 2011 (unten).

Kapitel 9

Ausschlussgrenzen für die Produktion neutraler Higgs-Bosonen des MSSM

In diesem Kapitel soll das Ergebnis der beiden Analysen dieser Arbeit formuliert werden. Die Zielsetzung der Analysen war die Selektion von Signalereignissen $A/h/H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ bei möglichst großer Unterdrückung aller relevanten Untergrundprozesse. Der Vergleich von den beobachteten Daten mit den erwarteten standardmodellartigen Untergrundprozessen, die mithilfe simulierter Ereignisse und datenbasierter Methoden abgeschätzt wurden, zeigt, dass kein signifikanter Überschuss in den Daten beobachtet werden kann. Diese Feststellung soll nun in einer quantitativen Aussage münden. Das diesbezügliche Vorgehen basiert, wie bei der Berechnung der Signifikanz \mathcal{S}^{PL} für die Optimierung der kinematischen Schnitte in Kapitel 6, auf der *Profile-Likelihood-Methode* (PL). Mit Hilfe der PL-Methode kann für beobachtete Daten eine frequentistische Wahrscheinlichkeit, also die relative Häufigkeit mit der das Resultat bei häufiger Wiederholung des Experiments auftreten würde, von bestimmten Hypothesen berechnet werden. Im Folgenden sollen frequentistische Aussagen über das Vorhandensein von Signalereignissen in den beobachteten Daten getroffen werden. Die PL-Methode sowie Grundlegendes zu Hypothesentests und den in dieser Analyse verwendeten Teststatistiken wird ausführlich in Anhang A beschrieben.

Im Fall einer Entdeckung wird die Nur-Untergrund-Hypothese getestet. Für die Deklaration der Entdeckung eines Signals ist dann eine Signifikanz von $\mathcal{S}^{\text{PL}} \geq 5$ notwendig. Eine solche Abweichung vom erwarteten Untergrund des Standardmodells ist, wie schon erwähnt, in keinem Spektrum betrachteter kinematischer Variablen zu beobachten. Besonderes Interesse besteht deshalb in der Kenntnis über die maximale Signalrate, die für ein bestimmtes Vertrauensniveau innerhalb der gegebenen Messdaten dennoch im Bereich des Möglichen liegt, beziehungsweise welche minimalen Raten schon ausgeschlossen werden können. Um eine solche Aussage treffen zu können, wird eine Ausschlussgrenze auf den Wirkungsquerschnitt berechnet, oberhalb derer ein gewisser Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Higgs-Bosonen mit hoher Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden kann. In diesem Fall wird die Signal-plus-Untergrund-Hypothese getestet. Die statistischen Methoden zur Berechnung einer oberen Ausschlussgrenze mithilfe der PL-Methode wird detailliert in Anhang A beschrieben. Für die Berechnung der Ausschlussgrenze wird die *effektive Masse* m_{eff} als finale Diskriminante verwendet, siehe Kapitel 6.4.

9.1 Likelihood-Funktion

Folgende Likelihood-Funktion \mathcal{L} wird für jedes Bin der m_{eff} -Verteilung verwendet

$$\mathcal{L}(\mu, \beta_{QCD}, \boldsymbol{\theta}_s, \boldsymbol{\theta}_b, \boldsymbol{\theta}_g) = \text{Pois}(n|\eta) \text{Pois}(n_{QCD}|\beta_{QCD}) \mathcal{L}(\boldsymbol{\theta}_s, \boldsymbol{\theta}_b, \boldsymbol{\theta}_g). \quad (9.1)$$

n ist hierbei die gemessene Anzahl der Ereignisse in der Signalregion. Die erwartete Anzahl der gesamten Ereignisse folgt einer Poisson-Verteilung und ist gegeben durch

$$\eta = \sum_i \mu L \sigma_i(m_A, \tan \beta) f_s(\boldsymbol{\theta}_s) f_g(\boldsymbol{\theta}_g) + \sum_j L \beta_j f_b(\boldsymbol{\theta}_b) f_g(\boldsymbol{\theta}_g), \quad (9.2)$$

wobei L die integrierte Luminosität, β_j und $\sigma_i(m_A, \tan \beta)$ die effektiven Wirkungsquerschnitte des Untergrunds j und der verschiedenen Signalprozesse $pp \rightarrow bb\phi$ und $gg \rightarrow \phi$ für $\phi = h/A/H$ nach vollständiger Selektion ist. Dabei wird die m_{eff} -Verteilung jedes Higgs-Bosons (h , A und H) für die entsprechende Masse separat berücksichtigt. Die Signalstärke μ ist dabei die zu bestimmende Größe. Die Anzahl der QCD-Multijetereignisse n_{QCD} wird der datenbasierten Abschätzung entnommen, siehe Kapitel 7, wobei der Erwartungswert β_{QCD} im Gegensatz zu den Wirkungsquerschnitten der restlichen Untergründe ein unbekannter Parameter ist. Die Anzahl n und n_{QCD} folgen jeweils einer Poisson-Verteilung mit entsprechendem Erwartungswert, der durch Anpassung an die Daten bestimmt wird. Die systematischen Unsicherheiten werden durch die Vektoren $\boldsymbol{\theta}$ beschrieben und sind in einer zusätzlichen Likelihood-Funktion zusammengefasst. $\boldsymbol{\theta}_{s,b}$ sind die signal- und untergrundspezifischen systematischen Unsicherheiten, welche in Kapitel 8 besprochen wurden wie zum Beispiel die Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte. $\boldsymbol{\theta}_g$ sind globale Parameter und entsprechen den korrelierten Unsicherheiten wie die der Luminosität (die Unsicherheit der Luminosität beträgt 3,7%). Die Abhängigkeit der erwarteten Ereigniszahlen von diesen Parametern wird durch die Funktionen $f(\boldsymbol{\theta})$ wiedergegeben. Mehr Information zu der Likelihood-Funktion findet sich in [130].

Konkret gehen in Berechnung der Ausschlussgrenzen folgende Parameter ein: ein Parameter, der die Unsicherheit der Skalierungsfaktoren der Elektronen beinhaltet, analog dazu ein Parameter für die Skalierungsfaktoren der Myonen, ein Parameter für die Elektron-Energieskala, ein Parameter, der die theoretische Unsicherheit aus der Skalenvariation und den PDF-Unsicherheiten enthält, und ein Parameter für die Unsicherheit auf den Wirkungsquerschnitt. Die Parameter folgen einer logarithmischen Normalverteilung (nur für Parameter, die nicht kleiner Null werden, sonst wird eine Gauß-Verteilung verwendet). Zusätzlich werden die Unsicherheiten in Bezug auf die Form der m_{eff} -Verteilungen mithilfe der kombinierten Variationen der Jet-Energieskala und der *out-of-object*-Energieskalen berücksichtigt, siehe Kapitel 8.1.5. Im Fall der eingebetteten $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse werden die in Kapitel 8.2 besprochenen *Embedding*-Variationen für die Unsicherheiten der Verteilungsform verwendet.

9.2 Modellunabhängige Ausschlussgrenze

Unter Verwendung der Testfunktion aus Gleichung A.11 und der Likelihood-Funktion aus Gleichung 9.1 kann mit der PL-Methode, siehe Anhang A und Gleichung A.17, die modellunabhängige obere CL_s -Ausschlussgrenzen in Bezug auf den Wirkungsquerschnitt für die Higgs-Boson-Produktion $\sigma_\phi \times BR(\phi \rightarrow \tau\tau)$ für die Analyse 2011 berechnet werden. Sie gibt die maximal mögliche Signalrate für eine einzige Resonanz eines skalaren, neutralen Higgs-Bosons in

Bezug auf nur einen einzigen Produktionsmechanismen mit einem Vertrauensniveau von 95% an. $BR(\phi \rightarrow \tau\tau)$ ist das Verzweigungsverhältnis des Higgs-Bosons in τ -Leptonen. Der Produktionsmechanismus ist dabei entweder die Bottom-Quark assoziierte Higgs-Boson-Produktion oder die direkte Produktion durch Gluon-Gluon-Fusion. In Abbildung 9.1 sind die modellunabhängigen Ausschlussgrenzen in Abhängigkeit der Masse des skalaren Higgs-Bosons für beide Produktionsmechanismen dargestellt. Für kleine Massen des Higgs-Bosons besitzt die effektive Masse eine sehr geringe Trennkraft zwischen Signal und Untergrund. Aus diesem Grund steigt die modellunabhängige obere Ausschlussgrenze für Massen $m_\phi < 130$ GeV stark an. Für eine Masse von 100 GeV können für beide Produktionsmechanismen Wirkungsquerschnitte größer 70 pb ausgeschlossen werden. Für Massen $m_\phi > 150$ GeV werden Wirkungsquerschnitte größer 30 pb für beide Produktionsprozesse ausgeschlossen. Die Unterschiede der Ausschlussgrenzen beider Signalprozesse beruhen auf den verschiedenen Nachweiswahrscheinlichkeiten der leptoni-schen Zerfallsprodukte der Higgs-Bosonen in Bezug auf die vollständige Selektion. Innerhalb der $\pm 1\sigma$ -Unsicherheit stimmt die erwartete mit der beobachteten Ausschlussgrenze überein.

9.3 Ausschlussgrenze im Parameterraum des MSSM

Nun werden Ausschlussgrenzen im Phasenraum $(m_A, \tan\beta)$ des MSSM berechnet werden. Mit der PL-Testfunktion aus Gleichung A.11 kann unter Verwendung der Likelihood-Funktion aus Gleichung 9.1 eine obere Ausschlussgrenze μ_+^{95} auf die Signalstärke für ein CL_s -Vertrauensniveau von 95% für jeden Punkt in der $(m_A, \tan\beta)$ -Ebene berechnet werden, siehe Anhang A und Gleichung A.17. Unterschreitet die maximal mögliche Signalrate μ_+^{95} den Wert Eins ($\mu_+^{95} < 1$), kann ein Signal für den Punkt $(m_A, \tan\beta)$ mit einem Vertrauensniveau von 95% ausgeschlossen werden. Die CL_s -Ausschlussgrenzen der $(m_A, \tan\beta)$ -Ebene in der Analyse 2010 und 2011 sind in Abbildung 9.2 für die Produktion neutraler Higgs-Bosonen des MSSM unter der Annahme des m_h^{max} -Szenarios dargestellt. Die schwarze durchgezogene Linie zeigt die gemessene Ausschlussgrenze, während die gestrichelte Linie den Median der Verteilung für die erwartete Ausschlussgrenze repräsentiert. Die grünen (gelben) Bänder entsprechen der $\pm 1\sigma$ ($\pm 2\sigma$) Unsicherheit des Medians.

- **Analyse 2010**

Die gemessene Ausschlussgrenze stimmt nur für Massen $m_A < 120$ GeV mit der Erwartung innerhalb des $\pm 1\sigma$ Bands überein. Bei höheren Massen verläuft die gemessene Ausschlussgrenze innerhalb des $+2\sigma$ Bands. Für eben diese Massen befindet sich die Verteilung der rekonstruierten effektiven Masse des Higgs-Bosons in der Gegend einer statistischen Aufwärtsfluktuation der Daten im Bereich von m_{eff} zwischen 80 und 90 GeV, siehe Abbildung 6.9, wodurch die Ausschlusskraft folglich geringer ist und die Ausschlussgrenze nach oben verschoben wird. Zudem wird aus der Erwartung ersichtlich, dass der Kanal $A/h/H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ vor allem bei kleinen Higgs-Boson-Massen $m_A \leq 150$ GeV sensitiv ist. Die Messung ergibt für kleine Massen $m_A \leq 110$ GeV einen Ausschluss für Werte von bis zu $\tan\beta \gtrsim 45$.

- **Analyse 2011**

Die gemessene Ausschlussgrenze stimmt sehr gut mit der erwarteten Ausschlussgrenze überein. Die Messung befindet sich überall innerhalb der $\pm 1\sigma$ -Unsicherheit der Erwartung. Es wird noch deutlicher sichtbar, dass der hier untersuchte Kanal für Massen $m_A \leq$

150 GeV eine starke Ausschlusskraft besitzt. Es können in diesem Bereich bereits Werte von bis zu $\tan\beta \gtrsim 25$ ausgeschlossen werden.

Der Vergleich beider Analysen zeigt, dass aufgrund der viel größeren Anzahl von gemessenen Ereignissen in der Analyse 2011 die obere Ausschlussgrenze deutlich verbessert werden konnte. Während in der Analyse 2010 die Abweichung von der Erwartung für $m_A > 120$ GeV eindeutig auf eine statistische Fluktuation zurückzuführen ist, stimmt die Ausschlussgrenze in der Analyse 2011 sehr gut mit der Erwartung überein. Insgesamt werden also keine signifikanten Abweichungen von der Erwartung beobachtet werden. Das Ergebnis in Form der Berechnung einer Ausschlussgrenze im MSSM-Parameterraum $(m_A, \tan\beta)$ für eine integrierte Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 1,06 \text{ fb}^{-1}$ übertrifft die am Tevatron gemessenen Ausschlussgrenzen deutlich, siehe Abbildung 2.6, und der Parameterraum kann diesbezüglich weiter eingeschränkt.

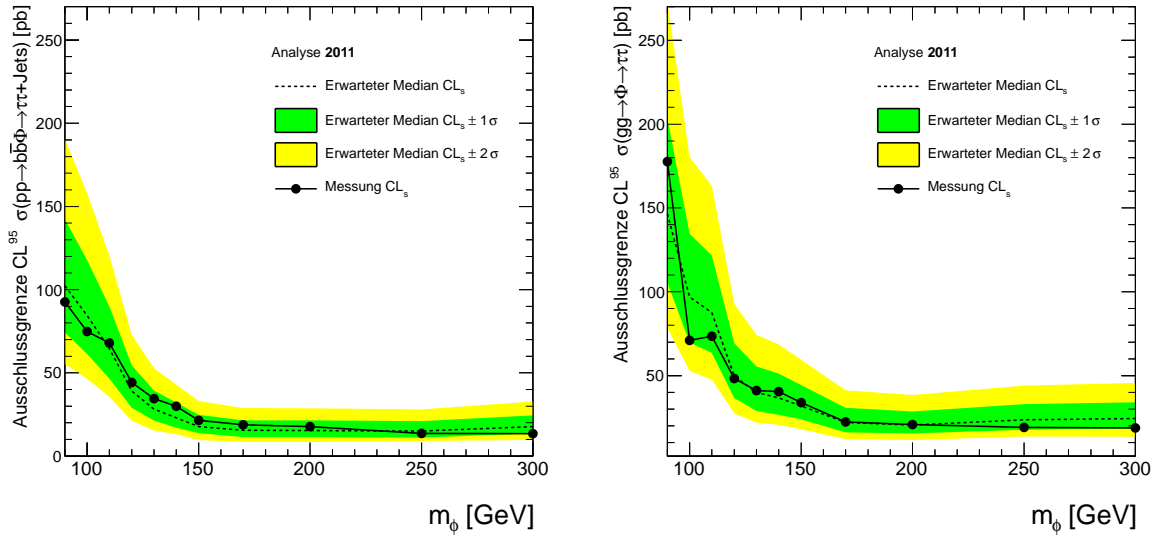


Abbildung 9.1: Modellunabhängige obere CL_s -Ausschlussgrenzen auf $\sigma_\phi \times BR(\phi \rightarrow \tau\tau)$ in Analyse 2011 für die Bottom-Quark assoziierte Higgs-Boson-Produktion (links) und die direkte Produktion durch Gluon-Gluon-Fusion (rechts) für ein Vertrauensniveau von 95%.

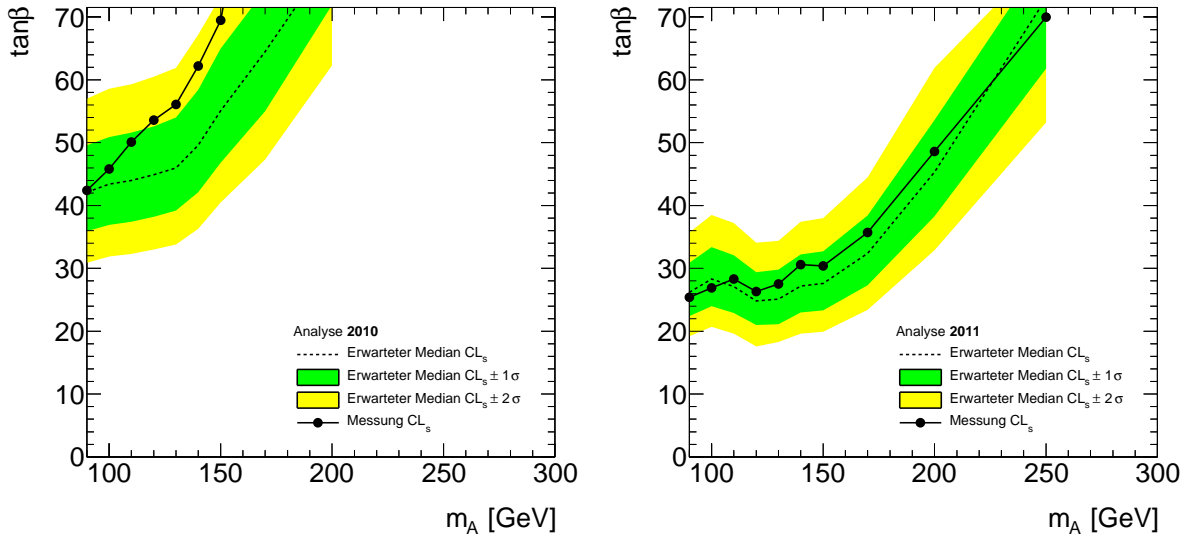


Abbildung 9.2: Obere CL_s -Ausschlussgrenzen in der $(m_A, \tan\beta)$ -Ebene für die Produktion neutraler MSSM Higgs-Bosonen im m_h^{max} -Szenario für ein Vertrauensniveau von 95% für Analyse 2010 (links) und Analyse 2011 (rechts).

Kapitel 10

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Suche nach neutralen Higgs-Bosonen des MSSM bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV am ATLAS-Experiment im Zerfallskanal $A/h/H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ vorgestellt. Die Suche wurde in einer ersten Analyse für eine integrierte Luminosität von 36 pb^{-1} aus dem Jahre 2010 und in einer zweiten Analyse für eine integrierte Luminosität von $1,06 \text{ fb}^{-1}$ aus dem Jahre 2011 durchgeführt. Der LHC mit seiner sehr hohen Schwerpunktsenergie und den großen instantanen Luminositäten besitzt außerordentliches Potenzial, neue Physik, wie das in dieser Arbeit untersuchte *Minimale Supersymmetrische Standardmodell*, zu entdecken.

Das Ziel der hier präsentierten Analysen war die Selektion von Ereignissen des genannten Signalprozesses bei größtmöglicher Reduzierung der relevanten standardmodellartigen Untergrundprozesse. Um dies zu erreichen, müssen die Eigenschaften der Untergrundprozesse sehr gut verstanden sein. In beiden Analysen wurden die Untergrundprozesse, die in relativ geringem Maße zum Gesamtuntergrund beitragen ($< 5\%$) wie $t\bar{t}$, *Single-t*, *Di-Boson*, $W \rightarrow l\nu$ und $Z \rightarrow ee(\mu\mu)$, aus simulierten Ereignissen abgeschätzt. Der am LHC vor der Selektion sehr dominante QCD-Multijetuntergrund wurde in beiden Analysen mithilfe der datenbasierten *ABCD-Methode* abgeschätzt. Er beträgt nach der vollständigen Signalselektion etwa 5% des Gesamtuntergrunds. Der nach der vollständigen Selektion dominante Untergrund ist der $Z \rightarrow \tau\tau$ -Prozess (ca. 85% des Gesamtuntergrunds). Während in der Analyse 2010 dieser Prozess mithilfe der Simulation abgeschätzt wurde, basiert die Abschätzung der Form der Verteilungen des $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrunds in der Analyse 2011 auf der datenbasierten *Embedding-Methode*. Desweiteren ist eine zuverlässige Abschätzung der systematischen Unsicherheiten aufgrund von Detektoreigenschaften, der Theorie und der datenbasierten Untergrundabschätzungen notwendig.

Das Endergebnis der Analysen zeigt keine signifikante Abweichung der Messung von den erwarteten Untergrundprozessen des Standardmodells. Deshalb führen die Analysen zur Bestimmung von Ausschlussgrenzen für die Produktion von neutralen Higgs-Bosonen. Die Analyse 2011 konnte mit der integrierten Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 1,06 \text{ fb}^{-1}$ die Ausschlussgrenzen der Analyse 2010 deutlich verbessern und erzielt im Fall der modellunabhängigen Ausschlussgrenzen in Bezug auf den Wirkungsquerschnitt für die Higgs-Boson-Produktion $\sigma_\phi \times BR(\phi \rightarrow \tau\tau)$ einen Ausschluss von Wirkungsquerschnitten größer als 70 pb im Bereich von 100 GeV. Für den Massenbereich von $m_\phi > 150$ GeV können Wirkungsquerschnitte größer als 30 pb ausgeschlossen werden. Diese Grenzen gelten für beide Produktionsprozesse, die *b*-Quark assoziierte und die direkte Higgs-Boson-Produktion gleichermaßen. Im Fall der Ausschlussgrenzen in der $(m_A, \tan\beta)$ -Ebene ist der hier betrachtete Signalprozess vor allem für kleine Higgs-Boson-Massen sensitiv. Die freien Bereiche im Parameterraum des MSSM, die in Abbildung 2.6 von Tevatron, LEP und CMS noch nicht ausgeschlossen wurden, können hier weiter eingeschränkt werden. Im Bereich kleiner

Massen von 90 bis 110 GeV können mit der in dieser Arbeit präsentierten Analyse bereits Werte von $\tan\beta = 25$ bis $\tan\beta = 27$ ausgeschlossen werden, was unterhalb der Ausschlussgrenzen von CMS und Tevatron in diesem Bereich liegt und diese somit verbessert.

Studien zur Kombination der verschiedenen Zerfallskanäle neutraler Higgs-Bosonen, in denen die τ -Leptonen auch hadronisch zerfallen können, liefern eine weitere Verbesserung der Ausschlussgrenzen für höhere Massen $m_A \geq 120$ GeV. Die stets wachsende Anzahl an Daten erlaubt in zukünftigen Analysen eine Aufteilung des hier besprochenen inklusiven Kanals für die Suche nach neutralen Higgs-Bosonen in mehr exklusive Endzustände. Durch eine solche Aufteilung in exklusive Endzustände, in denen beispielsweise kein Jet oder eine bestimmte Anzahl an Jets, die auch gezielt aus einem Bottom-Quark entstanden sein können, wird das Entdeckungspotenzial für neutralen Higgs-Bosonen deutlich erhöht werden. Auch Kombinationen mit den Ergebnissen von CMS werden das Entdeckungspotenzial vergrößern oder zumindest die Ausschlussgrenzen verbessern können. Der LHC wird die Fragen nach der Richtigkeit supersymmetrischer Theorien wie das MSSM wohl in naher Zukunft beantworten können. Dann gilt es, weitere fundamentale Fragen zu klären wie die Messung von SUSY-Teilchen oder den dann unbekanntem Mechanismus der SUSY-Brechung. Es steht außer Frage, dass der LHC eine große Chance birgt, neue Physik jenseits des bisher beobachteten Standardmodells zu entdecken, um vielleicht dem Ziel einer Theorie der Vereinigung aller Kräfte näher zu kommen.

Anhang A

Statistische Methoden

Im Folgenden wird ein frequentistischer Ansatz erläutert, mit dem Aussagen über die frequentistische Wahrscheinlichkeit einer bestimmten Hypothese in Bezug auf die gemessenen Daten getroffen werden können. Die frequentistische Wahrscheinlichkeit ist die relative Häufigkeit mit der ein Ereignis bei häufiger Wiederholung des Experiments auftreten würde. Der Ansatz ermöglicht es, das Entdeckungspotenzial eines Signals zu quantifizieren und Ausschlussgrenzen auf dessen Wirkungsquerschnitt zu berechnen. Der hier verwendete Ansatz für die Überprüfung solcher Hypothesen nennt sich *Profile-Likelihood-Methode* (PL) [131].

A.1 Hypothesentest

Bei einem sogenannten Hypothesentest wird die Nullhypothese \mathcal{H}_0 , für welche eine Aussage über Verwerfung oder Zulässigkeit in Form einer Wahrscheinlichkeit getroffen werden soll, gegen eine Alternativhypothese \mathcal{H}_1 in Bezug auf einen gemessenen Datensatz $\mathbf{x} = x_1, \dots, x_n$ getestet. Dabei ist die Wahl einer geeigneten Teststatistik wichtig. Nach dem Neyman-Pearson-Lemma [132] liefert der sogenannte *Likelihood-Quotienten-Test* die Teststatistik mit der höchsten Mächtigkeit¹. Die Konstruktion dieser Teststatistik soll im Folgenden erklärt werden:

Die Likelihood-Funktion \mathcal{L} ist unter der Annahme, dass die Stichprobe \mathbf{x} aus unabhängigen Zufallszahlen besteht, definiert als das Produkt

$$\mathcal{L}(\mu, \boldsymbol{\theta}) = f(\mathbf{x}|\mu, \boldsymbol{\theta}) = f_1(x_1|\mu, \boldsymbol{\theta}) \cdot \dots \cdot f_1(x_n|\mu, \boldsymbol{\theta}), \quad (\text{A.1})$$

wobei f_i die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (WDF) ist, die von der Zufallsvariablen x_i und zusätzlichen Parametern $\boldsymbol{\theta}$ abhängt. Der Parameter μ charakterisiert die jeweilige Hypothese. Das bedeutet $\mu = \mu_j$ für Hypothese \mathcal{H}_j mit $j = 0, 1$. Die Stichprobe \mathbf{x} kann verschiedene Messungen in Signalregion und Kontrollregionen oder eine Messung der gleichen Observable in verschiedenen Bins beinhalten. Die Likelihood-Funktion muss individuell bestimmt werden und beinhaltet Informationen über die Wahrscheinlichkeit der gemessenen Werte und die systematischen Unsicherheiten der entsprechenden Analyse. Die *Likelihood-Quotienten-Teststatistik* λ ergibt sich dann aus

$$\lambda = \frac{\mathcal{L}(\mu_0, \boldsymbol{\theta})}{\mathcal{L}(\mu_1, \boldsymbol{\theta})}. \quad (\text{A.2})$$

¹Die Mächtigkeit einer Teststatistik ist die Wahrscheinlichkeit die Nullhypothese zu verwerfen, wenn sie falsch ist.

Desto weniger die Nullhypothese mit der eigentlichen Messung \mathbf{x} übereinstimmt, umso kleiner wird die Wahrscheinlichkeit $f(\mathbf{x}|\mu_0, \theta)$ und folglich auch $\mathcal{L}(\mu_0, \theta)$. Für eine bestimmte Wahl eines kritischen Werts k kann die Nullhypothese \mathcal{H}_0 für $\lambda \leq k$ ausgeschlossen werden. Der Wert k wird dabei durch die Wahrscheinlichkeit $P_\theta(\lambda \leq k) = \alpha$ definiert. Der Wert $1 - \alpha$ wird als Vertrauensniveau CL bezeichnet.

A.2 Profile-Likelihood

In der PL basiert die finale Teststatistik auf einem modifizierten Likelihood-Quotienten $\lambda(\mu)$

$$\lambda(\mu) = \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\boldsymbol{\theta}})}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\boldsymbol{\theta}})} . \quad (\text{A.3})$$

Die Parameter $\hat{\mu}$ und $\hat{\boldsymbol{\theta}}$ sind die *Maximum-Likelihood* (ML) Schätzer, für die die Likelihood-Funktion maximal wird. Im Zähler steht die Likelihood-Funktion für eine bestimmte Hypothese μ , unter der sich der bedingte ML-Schätzer $\hat{\boldsymbol{\theta}}$ ergibt. Der Quotient ist folglich stets kleiner gleich Eins, strebt jedoch gegen Eins, wenn der hypothetische Wert μ die Daten gut beschreibt. Das bedeutet, für kleine Werte von $\lambda(\mu)$ lässt sich die Hypothese μ ausschließen und für Werte nahe an Eins wird sie akzeptiert.

A.3 Wahl der Teststatistik

Die Wahl der Teststatistik t_μ fällt aus praktischen Gründen auf

$$t_\mu = -2 \ln \lambda(\mu) . \quad (\text{A.4})$$

Die WDF $f(t_\mu|\mu)$ folgt nach Wilks' Theorem [133] für eine große Anzahl an Zufallszahlen einer χ^2 -Verteilung mit einem Freiheitsgrad. Die Güte der Übereinstimmung der Hypothese μ mit den Daten lässt sich durch den p-Wert p_μ ausdrücken

$$p_\mu = \int_{t_{\mu,obs}}^{\infty} f(t_\mu|\mu) dt_\mu . \quad (\text{A.5})$$

Das bedeutet, der p-Wert gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass die Teststatistik gleich oder weniger gut mit dem gemessenen Wert $t_{\mu,obs}$ übereinstimmt². Der Sachverhalt ist in Abbildung A.1 (links) dargestellt. Die so berechnete Wahrscheinlichkeit p_μ kann dann mit Hilfe der entsprechenden Kumulativfunktion Φ in ein Vielfaches der Standardabweichung einer Normalverteilung, die *Profile-Likelihood-Signifikanz* \mathcal{S}^{PL} , übersetzt werden, siehe Abbildung A.1 (rechts)

$$\mathcal{S}^{PL} = \Phi^{-1}(1 - p_\mu) . \quad (\text{A.6})$$

Im Folgenden hat μ die Bedeutung eines Regulierungsparameters für den Signalprozess: $\mu = 0$ entspricht der Nur-Untergrund-Hypothese (b) und $\mu = 1$ der Signal-plus-Untergrund (s+b) Hypothese.

²Hier werden stets einseitige Vertrauensintervalle $1 - \alpha$ betrachtet.

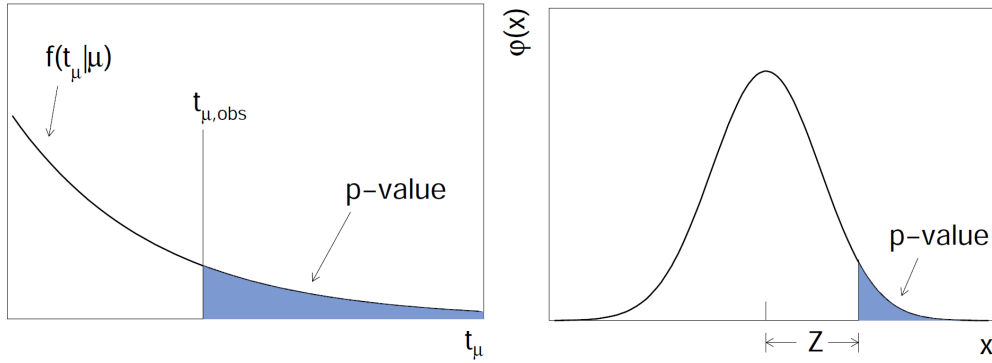


Abbildung A.1: Definition des p-Wertes der Teststatistik t_μ (rechts) und die Übersetzung in die Signifikanz einer Normalverteilung $\varphi(x)$ (rechts) [131].

Entdeckung

Im Falle einer Entdeckung entspricht die Nullhypothese der Nur-Untergrund-Hypothese \mathcal{H}_b und es wird $\mu = 0$ getestet. Die Teststatistik wird folgendermaßen gewählt

$$t_0 = \begin{cases} -2 \ln \lambda(0) & \hat{\mu} \geq 0 \\ 0 & \hat{\mu} < 0. \end{cases} \quad (\text{A.7})$$

Die Wahl ist in diesem Zusammenhang sinnvoll, da die Signalrate positiv sein soll. Die Nur-Untergrund-Hypothese wird ausgeschlossen für $p_0 \leq \alpha = 5,7 \cdot 10^{-7}$. Diese geringe Wahrscheinlichkeit entspricht einer Signifikanz von $\mathcal{S}^{PL} = 5$.

Die Likelihood-Funktion (für ein reines Zählexperiment) wird folgendermaßen gewählt

$$\mathcal{L}(\mu, s, b) = \frac{(\mu s + b)^n}{n!} e^{-(\mu s + b)} \quad (\text{A.8})$$

Sie ergibt sich aus dem Produkt zweier Poisson-Verteilungen. Das erwartete Signal s wird als bekannt vorausgesetzt und μ ist der Kontrollparameter, welcher die Hypothese charakterisiert. Der Parameter b ist die erwartete Anzahl der Untergrundereignisse. Es wurden n Ereignissen gemessen. Im Falle einer Verteilung (im Gegensatz zum Zählexperiment) ergibt sich die Likelihood-Funktion aus dem Produkt der Terme aus Gleichung A.8 für alle Bins der Verteilung. Der Likelihood-Quotient der PL ergibt sich nach der Bestimmung der ML-Schätzer $\hat{\mu}$, \hat{b} und $\hat{\hat{b}}$ zu

$$\lambda(0) = 2(n \ln \frac{n}{\hat{b}} + b - n) \quad (\text{A.9})$$

Mit der Teststatistik $t_0 = -2 \ln \lambda(0)$ berechnet sich die Signifikanz nach [131] zu

$$\mathcal{S}^{PL} = \sqrt{t_0}. \quad (\text{A.10})$$

In der Optimierung der topologischen Selektion in Kapitel 6 wird ein Zählexperiment durchgeführt, d.h. es wird in Bezug auf Gleichung A.8 nur ein Bin betrachtet. Für die Optimierung wird dort ein Signal s als bekannt angenommen, d.h. es wird $n = s + b$ gesetzt.

Ausschlussgrenzen

Für die Berechnung von Ausschlussgrenzen für eine Signalrate muss die Definition der Teststatistik im Vergleich zur Suche nach einer Entdeckung verändert werden [134]

$$t_\mu = \begin{cases} -2 \ln \lambda(\mu) & \hat{\mu} \leq \mu \\ 0 & \hat{\mu} > \mu \end{cases}, \quad (\text{A.11})$$

$$\lambda(\mu) = \begin{cases} \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta})} & \hat{\mu} \geq 0, \\ \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{\mathcal{L}(0, \hat{\theta}(0))} & \hat{\mu} < 0. \end{cases} \quad (\text{A.13})$$

Die Nullhypothese ist nun die Signal-plus-Untergrund Hypothese \mathcal{H}_{s+b} und es wird getestet, welches Signalmodell μ innerhalb eines Vertrauensintervalls mit den Daten noch verträglich ist. Der ML-Schätzer soll positiv sein, da Signalaraten größer Null sind, und kleiner als der hypothetische Wert μ , um ein einseitiges Vertrauensintervall zu garantieren.

Die Berechnung von Ausschlussgrenzen erfolgt für \mathcal{H}_{s+b} mit der Signalstärke μ dann in verschiedenen Schritten [134]. Zuerst wird der beobachtete Wert der Teststatistik $t_{\mu,obs}$ und die entsprechenden bedingten ML-Schätzer $\hat{\theta}_{\mu,obs}$ und $\hat{\theta}_{0,obs}$ für die Hypothesen \mathcal{H}_{s+b} ($\mu > 0$) und \mathcal{H}_b ($\mu = 0$) berechnet. Anschließend werden Pseudo-Daten für Nur-Untergrund und Signal-Plus-Untergrund generiert, mit welchen die jeweiligen WDFs $f(t_\mu|0, \hat{\theta}_{0,obs})$ und $f(t_\mu|\mu, \hat{\theta}_{\mu,obs})$ bestimmt werden können. Eine einfachere Möglichkeit liegt in der Benutzung von asymptotischen Formel, welche die WDFs für einen ausreichend großen Datensatz sehr gut beschreiben [130]. Nun kann der p-Wert der Signal-Plus-Untergrund Hypothese bestimmt werden

$$p_\mu = P(t_\mu \geq t_{\mu,obs} | s+b) = \int_{t_{\mu,obs}}^{\infty} f(t_\mu|\mu, \hat{\theta}_{\mu,obs}) dt_\mu. \quad (\text{A.14})$$

Dieser p-Wert wird im Folgenden als $CL_{s+b}(\mu)$ bezeichnet. Ein Vertrauensintervall von 95% bedeutet $CL_{s+b} = 0,05$. Der Sachverhalt ist in Abbildung A.2 (links) dargestellt. Hier trennt eine Teststatistik q die beiden Hypothesen $s+b$ ($\mu = 1$) und b ($\mu = 0$). CL_{s+b} entspricht dabei der grünen Fläche p_{s+b} . Die gelbe Fläche p_b ist folglich $1 - CL_b$ also

$$1 - p_0 = P(t_\mu \geq t_{\mu,obs} | b) = \int_{t_{\mu,obs}}^{\infty} f(t_\mu|0, \hat{\theta}_{0,obs}) dt_\mu. \quad (\text{A.15})$$

Die Benutzung von $C_{s+b}(\mu)$ für die Berechnung von Ausschlussgrenzen kann für den Fall $s\ell^+\ell^-b$ sehr ungünstig sein. In diesem Fall ist die Teststatistik t_μ kaum sensitiv auf \mathcal{H}_{s+b} , was gleichbedeutend ist mit einem großen Überlapp der beiden WDFs der Teststatistik für \mathcal{H}_{s+b} und \mathcal{H}_b , siehe Abbildung A.2 (rechts). Es kann dann passieren, dass bei einer abwärts Fluktuation der Daten, also einem großen Wert von $t_{\mu,obs}$, eine wahre Hypothese für ein $CL_{s+b}(\mu) = 0,05$ in 5% aller Fälle ausgeschlossen wird. Um dies zu vermeiden, wird das Vertrauensintervall $CL_s(\mu)$ definiert mit

$$CL_s(\mu) = \frac{CL_{s+b}(\mu)}{CL_b} = \frac{p_\mu}{1 - p_0}. \quad (\text{A.16})$$

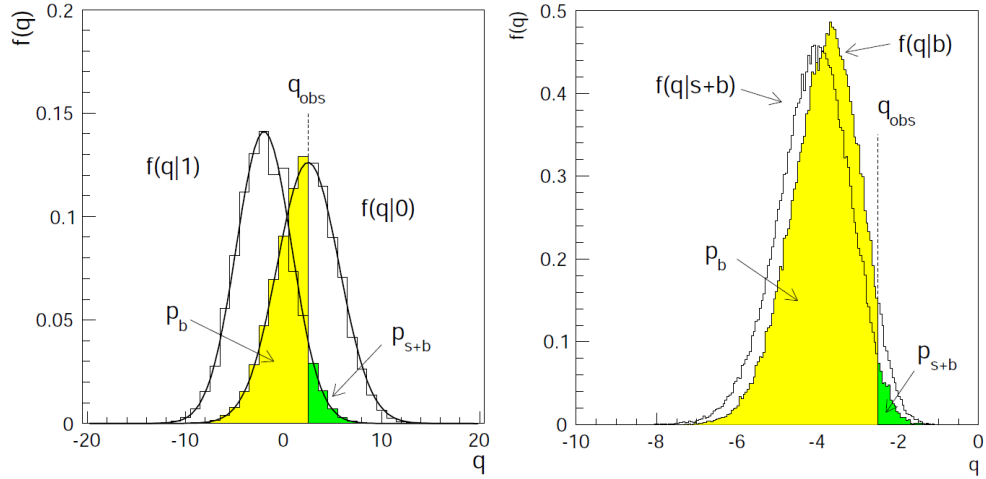


Abbildung A.2: Definition von CL_{s+b} (grün) und $1 - CL_b$ (gelb). Gute Sensitivität der Teststatistik $q = t_\mu$ (links) und unzureichende Sensitivität von q inklusive einer Abwärtsfluktuation der Daten (rechts) [130].

Für ein Vertrauensintervall von $1 - \alpha$ wäre das Signal bei $CL_s(\mu) \leq \alpha$ ausgeschlossen. $CL_s(\mu)$ verhindert, dass bei geringer Sensitivität und einer Abwärts-Fluktuation eine wahre Hypothese \mathcal{H}_{s+b} in oben besprochenem Maße ausgeschlossen wird, da sich dann beide Wahrscheinlichkeiten p_μ und p_0 gleichen und der Wert von $CL_s(\mu)$ nicht zu klein wird.

Um nun die obere gemessene Ausschlussgrenze für ein Vertrauensintervall von 95% zu bestimmen, muss der Wert μ_+^{95} bestimmt werden, für den gilt

$$CL_s(\mu_+^{95}) = 0,05 . \quad (\text{A.17})$$

Neben der tatsächlich gemessenen ist vor allem die erwartete obere Ausschlussgrenze der Signalrate für die Annahme von \mathcal{H}_b als wahre Hypothese interessant. Dazu müssen viele Datensätze aus Nur-Untergrund Pseudo-Daten generiert werden. Für jeden Datensatz wird dann μ_+^{95} bestimmt. Die Verteilung der μ_+^{95} ergibt die dazugehörige WDF, aus welcher der Median mit dem p-Wert von 50% und die beidseitigen Vertrauensintervalle für $\pm 1\sigma$ (68%) und $\pm 2\sigma$ (95%) berechnet werden können. Der Median inklusive der $\pm 1,2\sigma$ Unsicherheit beschreibt dann die erwartete Ausschlussgrenze.

Anhang B

Korrektur- und Skalierungsfaktoren

Das Kapitel beinhaltet verschiedene Korrekturfaktoren und Skalierungsfaktoren, die in Kapitel 8 ausführlich besprochen wurden.

Rekonstruktions-Skalierungsfaktor Myonen				
2010				
<i>Barrel large</i>	<i>Barrel small</i>	<i>Barrel overlap</i>	<i>Feet</i>	<i>Transition</i>
1,007 $\pm 0,006$	0,995 $\pm 0,007$	0,988 $\pm 0,008$	0,9829 $\pm 0,014$	0,9274 $\pm 0,012$
<i>Endcap large</i>	<i>Endcap small</i>	<i>BEEs</i>	<i>Forward large</i>	<i>Forward small</i>
0,9890 $\pm 0,008$	0,993 $\pm 0,008$	0,989 $\pm 0,0103$	1,009 $\pm 0,0103$	0,999 $\pm 0,007$
2011				
<i>Barrel large</i>	<i>Barrel small</i>	<i>Barrel overlap</i>	<i>Feet</i>	<i>Transition</i>
$\eta > 0$				
0,997 $\pm 0,003$	1,012 $\pm 0,003$	0,995 $\pm 0,004$	0,968 $\pm 0,006$	0,952 $\pm 0,005$
$\eta \leq 0$				
0,991 $\pm 0,003$	1,006 $\pm 0,003$	1,004 $\pm 0,004$	0,976 $\pm 0,007$	0,948 $\pm 0,005$
<i>Endcap large</i>	<i>Endcap small</i>	<i>BEEs</i>	<i>Forward large</i>	<i>Forward small</i>
$\eta > 0$				
0,997 $\pm 0,002$	0,999 $\pm 0,002$	1,001 $\pm 0,004$	1,009 $\pm 0,005$	0,992 $\pm 0,003$
$\eta \leq 0$				
1,003 $\pm 0,002$	1,000 $\pm 0,002$	0,992 $\pm 0,004$	0,995 $\pm 0,005$	0,991 $\pm 0,003$

Rekonstruktions-Skalierungsfaktor Elektronen			
2010	2011		
$0,0 \leq \eta \leq 2,47$	$0,0 \leq \eta < 0,8$	$0,8 \leq \eta < 2,37$	$2,37 \leq \eta \leq 2,47$
1,000 $\pm 0,015$	0,9984 $\pm 0,0066$	1,0091 $\pm 0,0070$	0,9759 $\pm 0,0184$

Tabelle B.1: Skalierungsfaktoren für Rekonstruktion von Myonen (oben) in Abhängigkeit von der Detektorregion und Elektronen (unten) in Abhängigkeit von der Pseudorapidität η jeweils für Analyse 2010 und 2011. Das Myonspektrometer wird unterteilt in Zentralregion (*Barrel large, small, overlap*), im Bereich der Standvorrichtung (*Feet*), dem Übergang von Zentralregion zu Endkappen (*Transition*), den Endkappen (*End cap large, small*), der Erweiterung der Zentralregion (*BEE*) und dem Bereich der CSC-Vieldrahtkammern (*Forward large, small*). Mehr Details finden sich in [113].

Identifikations-Skalierungsfaktor Elektronen			
2010			
$-2,47 \leq \eta \leq -2,01$	$-2,01 < \eta \leq -1,52$	$-1,37 < \eta \leq -0,8$	$-0,8 < \eta \leq 0,0$
1,002 $\pm 0,012$	1,032 $\pm 0,019$	1,065 $\pm 0,014$	0,989 $\pm 0,009$
$0,0 < \eta \leq 0,8$	$0,8 < \eta \leq 1,37$	$1,52 < \eta \leq 2,01$	$2,01 < \eta \leq 2,47$
0,996 $\pm 0,009$	1,059 $\pm 0,011$	1,048 $\pm 0,028$	1,037 $\pm 0,026$
2011			
$-2,47 \leq \eta \leq -2,37$	$-2,37 < \eta \leq -2,01$	$-2,01 < \eta \leq -1,81$	$-1,81 < \eta \leq -1,52$
0,9996 $\pm 0,0283$	0,9917 $\pm 0,0147$	1,0342 $\pm 0,0264$	1,0269 $\pm 0,0069$
$-1,52 < \eta \leq -1,37$	$-1,37 < \eta \leq -1,15$	$-1,15 < \eta \leq -0,8$	$-0,8 < \eta \leq -0,6$
1,1303 $\pm 0,0202$	1,1108 $\pm 0,0097$	1,0348 $\pm 0,0072$	0,9958 $\pm 0,0081$
$-0,6 < \eta \leq -0,1$	$-0,1 < \eta \leq 0,0$	$0,0 < \eta \leq 0,1$	$0,1 < \eta \leq 0,6$
0,9843 $\pm 0,0069$	1,0084 $\pm 0,0146$	0,9919 $\pm 0,0099$	0,9812 $\pm 0,0070$
$0,6 < \eta \leq 0,8$	$0,8 < \eta \leq 1,15$	$1,15 < \eta \leq 1,37$	$1,37 < \eta \leq 1,52$
1,0049 $\pm 0,0080$	1,0282 $\pm 0,0074$	1,0909 $\pm 0,0178$	1,1378 $\pm 0,0114$
$1,52 < \eta \leq 1,81$	$1,81 < \eta \leq 2,01$	$2,01 < \eta \leq 2,37$	$2,37 < \eta \leq 2,47$
1,0336 $\pm 0,0072$	1,0345 $\pm 0,0228$	0,9844 $\pm 0,0114$	1,0217 $\pm 0,0203$

Identifikations-Korrekturfaktor Elektronen			
2010			
$20 < E_T \leq 25$	$25 < E_T \leq 30$	$30 < E_T \leq 35$	$35 < E_T \leq 40$
0,919 $\pm 0,079$	0,062 $\pm 0,016$	1,000 $\pm 0,013$	0,998 $\pm 0,007$
$40 < E_T \leq 45$	$45 < E_T$		
1,000 $\pm 0,009$	1,009 $\pm 0,024$		
2011			
$15 < E_T \leq 20$	$20 < E_T \leq 25$	$25 < E_T \leq 30$	$30 < E_T \leq 35$
0,8708 $\pm 0,0918$	0,9091 $\pm 0,0262$	0,9734 $\pm 0,0093$	1,0045 $\pm 0,0095$
$35 < E_T \leq 40$	$40 < E_T \leq 45$	$45 < E_T$	
1,0155 $\pm 0,0043$	1,0137 $\pm 0,0040$	1,0209 $\pm 0,0054$	

Tabelle B.2: Skalierungsfaktoren für Identifikation von Elektronen in Abhängigkeit von der Pseudorapidität η inklusive der E_T -abhängigen Korrekturfaktoren jeweils für Analyse 2010 und 2011 [115].

Isolations-Skalierungsfaktor Elektronen			
2010			
$-2,47 < \eta \leq -2,01$	$-2,01 < \eta \leq -1,52$	$-1,37 < \eta \leq -0,8$	$-0,8 < \eta \leq 0,0$
0,869 $\pm 0,044$	0,898 $\pm 0,047$	0,909 $\pm 0,035$	0,969 $\pm 0,027$
$0,0 < \eta \leq 0,8$	$0,8 < \eta \leq 1,37$	$1,52 < \eta \leq 2,01$	$2,01 < \eta \leq 2,47$
0,946 $\pm 0,025$	0,887 $\pm 0,035$	0,947 $\pm 0,044$	0,876 $\pm 0,044$
2011			
$p_T < 20 \text{ GeV}$	$20 \text{ GeV} \leq p_T$		
1,00 $\pm 0,04$	1,00 $\pm 0,02$		

Isolations-Skalierungsfaktor Myonen			
2010		2011	
$p_T < 15 \text{ GeV}$	$15 \text{ GeV} \leq p_T$	$p_T < 20 \text{ GeV}$	$20 \text{ GeV} \leq p_T$
1,00 $\pm 0,04$	1,00 $\pm 0,02$	1,00 $\pm 0,04$	1,00 $\pm 0,01$

Tabelle B.3: Skalierungsfaktoren für die Isolation von Elektronen in Abhängigkeit von η , bzw. p_T (oben) und Myonen in Abhängigkeit von p_T (unten) jeweils für Analyse 2010 und 2011 [115].

Trigger-Nachweiswahrscheinlichkeit Elektronen				
	$\eta \leq -1,5$	$-1,5 < \eta \leq 0$	$0 < \eta \leq 1,5$	$1,5 < \eta$
$-\pi < \phi \leq -\frac{2}{3}\pi$	0,978 $\pm 0,002$	0,991 $\pm 0,001$	0,992 $\pm 0,001$	0,971 $\pm 0,003$
$-\frac{2}{3}\pi < \phi \leq -\frac{1}{3}\pi$	0,967 $\pm 0,003$	0,967 $\pm 0,002$	0,995 $\pm 0,001$	0,976 $\pm 0,002$
$-\frac{1}{3}\pi < \phi \leq 0$	0,946 $\pm 0,004$	0,991 $\pm 0,001$	0,997 $\pm 0,001$	0,976 $\pm 0,003$
$0 < \phi \leq \frac{1}{3}\pi$	0,945 $\pm 0,004$	0,991 $\pm 0,001$	0,991 $\pm 0,001$	0,984 $\pm 0,002$
$\frac{1}{3}\pi < \phi \leq \frac{2}{3}\pi$	0,975 $\pm 0,003$	0,989 $\pm 0,001$	0,979 $\pm 0,001$	0,976 $\pm 0,002$
$\frac{2}{3} < \phi \leq \pi$	0,976 $\pm 0,0025$	0,987 $\pm 0,001$	0,990 $\pm 0,001$	0,939 $\pm 0,004$
Trigger-Skalierungsfaktor Elektronen				
	$\eta \leq -1,5$	$-1,5 < \eta \leq 0$	$0 < \eta \leq 1,5$	$1,5 < \eta$
$-\pi < \phi \leq -\frac{2}{3}\pi$	0,996 $\pm 0,003$	0,992 $\pm 0,001$	0,993 $\pm 0,001$	0,987 $\pm 0,003$
$-\frac{2}{3}\pi < \phi \leq -\frac{1}{3}\pi$	0,981 $\pm 0,003$	0,968 $\pm 0,002$	0,997 $\pm 0,001$	0,991 $\pm 0,002$
$-\frac{1}{3}\pi < \phi \leq 0$	0,959 $\pm 0,004$	0,991 $\pm 0,001$	0,998 $\pm 0,001$	0,987 $\pm 0,003$
$0 < \phi \leq \frac{1}{3}\pi$	0,963 $\pm 0,004$	1,004 $\pm 0,001$	0,999 $\pm 0,001$	1,005 $\pm 0,002$
$\frac{1}{3}\pi < \phi \leq \frac{2}{3}\pi$	1,001 $\pm 0,003$	0,989 $\pm 0,001$	0,991 $\pm 0,001$	0,957 $\pm 0,003$
$\frac{2}{3} < \phi \leq \pi$	1,000 $\pm 0,003$	0,989 $\pm 0,001$	0,991 $\pm 0,001$	0,957 $\pm 0,004$

Tabelle B.4: Nachweiswahrscheinlichkeiten (oben) und Skalierungsfaktoren (unten) in Bezug auf den Einfach-Elektronen-Trigger der Analyse 2011 in Abhängigkeit von η und ϕ [119].

Trigger-Nachweiswahrscheinlichkeit Myonen				
	$p_T^\mu < 60 \text{ GeV}$		$p_T^\mu \geq 60 \text{ GeV}$	
	$-1,05 \leq \eta \leq 0$	$0 < \eta \leq 1,05$	$-1,05 \leq \eta \leq 0$	$0 < \eta \leq 1,05$
$-\pi < \phi \leq -\frac{2}{3}\pi$	0,724 $\pm 0,009$	0,755 $\pm 0,008$	0,725 $\pm 0,030$	0,725 $\pm 0,030$
$-\frac{2}{3}\pi < \phi \leq -\frac{1}{3}\pi$	0,650 $\pm 0,008$	0,485 $\pm 0,009$	0,641 $\pm 0,032$	0,531 $\pm 0,033$
$-\frac{1}{3}\pi < \phi \leq 0$	0,762 $\pm 0,008$	0,784 $\pm 0,007$	0,819 $\pm 0,025$	0,799 $\pm 0,025$
$0 < \phi \leq \frac{1}{3}\pi$	0,823 $\pm 0,007$	0,852 $\pm 0,006$	0,867 $\pm 0,024$	0,877 $\pm 0,022$
$\frac{1}{3}\pi < \phi \leq \frac{2}{3}\pi$	0,750 $\pm 0,009$	0,774 $\pm 0,009$	0,803 $\pm 0,030$	0,731 $\pm 0,031$
$\frac{2}{3} < \phi \leq \pi$	0,750 $\pm 0,008$	0,791 $\pm 0,008$	0,797 $\pm 0,030$	0,812 $\pm 0,029$
Trigger-Skalierungsfaktor Myonen				
	$p_T^\mu < 60 \text{ GeV}$		$p_T^\mu \geq 60 \text{ GeV}$	
	$-1,05 \leq \eta \leq 0$	$0 < \eta \leq 1,05$	$-1,05 \leq \eta \leq 0$	$0 < \eta \leq 1,05$
$-\pi < \phi \leq -\frac{2}{3}\pi$	0,935 $\pm 0,011$	0,938 $\pm 0,011$	0,955 $\pm 0,044$	0,955 $\pm 0,044$
$-\frac{2}{3}\pi < \phi \leq -\frac{1}{3}\pi$	1,027 $\pm 0,015$	1,096 $\pm 0,024$	1,029 $\pm 0,059$	1,230 $\pm 0,092$
$-\frac{1}{3}\pi < \phi \leq 0$	1,013 $\pm 0,012$	0,960 $\pm 0,010$	1,102 $\pm 0,042$	1,030 $\pm 0,038$
$0 < \phi \leq \frac{1}{3}\pi$	1,078 $\pm 0,011$	1,073 $\pm 0,010$	1,140 $\pm 0,041$	1,136 $\pm 0,037$
$\frac{1}{3}\pi < \phi \leq \frac{2}{3}\pi$	1,025 $\pm 0,014$	0,945 $\pm 0,012$	1,130 $\pm 0,051$	0,959 $\pm 0,045$
$\frac{2}{3} < \phi \leq \pi$	0,988 $\pm 0,012$	1,000 $\pm 0,011$	1,049 $\pm 0,046$	1,063 $\pm 0,044$

Tabelle B.5: Nachweiswahrscheinlichkeiten (oben) und Skalierungsfaktoren (unten) für Myonen in der Zentralregion des Spektrometers in Bezug auf den Einfach-Myon-Trigger der Analyse 2011 in Abhängigkeit von η und ϕ [119]. Für Myonen im Bereich der Endkappen $|\eta| > 1,05$ wurde der globale Skalierungsfaktor Eins verwendet.

Literaturverzeichnis

- [1] K. Nakamura et al. (Particle Data Group), *The Review of Particle Physics*. J. Phys. G 37, 075021 (2010) and 2011 partial update for the 2012 edition.
- [2] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*. Wiley-VCH, 2nd revised edition ed.
- [3] P. Schmüser, *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*. Springer, zweite, neubearbeitete auflage ed.
- [4] A. Djouadi, *The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking, Tome I: The Higgs boson in the Standard Model*. arXiv:hep-ph/0503172v2.
- [5] M. Veltman and G. 't Hooft, *Regularization and renormalization of gauge fields*. Nucl. Phys. B 44 (1972).
- [6] S. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*. Nucl. Phys. 22: 579-588 (1961).
- [7] S. Weinberg, *A Model of Leptons*. Phys. Rev. Lett. 19: 1264-1266 (1967).
- [8] A. Salam, *Elementary Particle Theory*. ed. N. Svartholm, Almqvist and Wiksells, Stockholm (1969), 367.
- [9] P.W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*. Phys. Rev. Lett. 13: 508-509 (1964).
- [10] P.W. Higgs, *Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons*. Phys. Rev. 145: 1156-1163 (1966).
- [11] F. Englert and R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*. Phys. Rev. Lett. 13: 321-322 (1964).
- [12] G.S. Guralnik, C.R. Hagen, and T.W.B. Kibble, *Global Conservation Laws and Massless Particles*. Phys. Rev. Lett. 13: 585-587 (1964).
- [13] T.W.B. Kibble, *Symmetry breaking in non Abelian gauge theories*. Phys. Rev. 155: 1554-1561 (1967).
- [14] M. Spira and P. Zerwas, *Electroweak Symmetry Breaking and Higgs Physics*. CERN-TH/97-379, DESY 97-261, hep-ph/9803257 (1997).

- [15] LEP Electroweak Working Group, *Status of JULY 2011*, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>.
- [16] ALEPH, DELPHI, L3, and OPAL Collaborations, *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*. CERN-EP/2003-011.
- [17] CDF and DØ Collaborations, *Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs Boson Production with up to 8.6 fb⁻¹ of Data*. arXiv:1107.5518v1 [hep-ex].
- [18] ATLAS collaboration, *Update of the Combination of Higgs Boson Searches in 1.0 to 2.3 fb⁻¹ of pp Collisions Data Taken at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS Experiment at the LHC*. ATLAS-CONF-2011-135.
- [19] ATLAS and CMS Collaborations, *Combined Standard Model Higgs boson searches with up to 2.3 fb¹ of pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ TeV at the LHC*. ATLAS-CONF-2011-157.
- [20] Kurt Riesselmann, *Limitations of a Standard Model Higgs Boson*. DESY 97-222, arXiv:hep-ph/9711456v1.
- [21] D.J. Gross and F. Wilczek, *Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories*. Phys. Rev. Lett. 30: 1343-1346 (1973).
- [22] H.D. Politzer, *Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?* Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 1346.
- [23] ALEPH, CD, DØ, DELPHI, L3, OPAL, and SLD Collaborations, *Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*. CERN-PH-EP-2010-095.
- [24] z.B.: N.R. Mohapatra, *Unification and Supersymmetry: The Frontiers of Quark-Lepton Physics*. Springer, New York [u.a.], 2. ed. (1992).
- [25] z.B.: E. W. Kolb and M. S. Turner, *The Early Universe*. Addison-Wesley, New York (1990).
- [26] S. Weinberg, *Gauge Hierarchies*. Phys. Lett. 82B (1979) 387.
- [27] M. Veltman, *The Infrared-Ultraviolet Connection*. Acta. Phys. Polon. B12 (1981) 437.
- [28] C.H. Llewellyn Smith and G.G. Ross, *The real gauge hierarchy problem*. Phys. Lett. 105B (1981) 38.
- [29] z.B.: I.J. Aitchison, *Supersymmetry In Particle Physics: An Elementary Introduction*. Cambridge, University Press (2007).
- [30] J. Wess and B. Zumino, *Supergauge transformations in four dimensions*. Nucl. Phys. B70 (1974) 39.
- [31] A. Djouadi, *The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking, Tome II: The Higgs bosons in the Minimal Supersymmetric Model*. arXiv:hep-ph/0503173v2.

- [32] H. Baer and X. Tata, *Weak Scale Supersymmetry: From Superfields to Scattering Events*. Cambridge, UK, University Press (2006).
- [33] M. S. Carena, S. Heinemeyer, C. E. M. Wagner, and G. Weiglein, *Suggestions for improved benchmark scenarios for Higgs-boson searches at LEP2*. hep-ph/9912223.
- [34] M. Frank et al., *The Higgs Boson Masses and Mixings of the Complex MSSM in the Feynman-Diagrammatic Approach*. JHEP 0702 (2007) 047, hep-ph/0611326.
- [35] The DØCollaboration, *Search for Neutral Minimal Supersymmetric Standard Model Higgs Bosons Decaying to Tau Pairs Produced in Association with b Quarks in pp Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*,
<http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/higgs.htm>.
- [36] ALEPH, DELPHI, L3, and OPAL Collaborations, *Search for Neutral MSSM Higgs Bosons at LEP*. LHWG-Note 2005-01.
- [37] CMS Collaboration, *Search for Neutral Minimal Supersymmetric Standard Model Higgs Bosons Decaying to Tau Pairs in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*. Phys. Rev. Lett. 106, 231801 (2011).
- [38] M. Schönherr, *SHERPA: Overview*,
<http://iktp.tu-dresden.de/IKTP/forschung/Pub.php?s=40>.
- [39] J.M. Campbell, J.W. Huston, and W.J. Stirling, *Hard Interactions of Quarks and Gluons: a Primer for LHC Physics*. arXiv:hep-ph/0611148v1 10 Nov 2006.
- [40] Y. L. Dokshitzer, *Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and $e^+ e^-$ Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics*. (In Russian). Sov. Phys. JETP 46 (1977) 641.
- [41] G. Altarelli and G. Parisi, *Asymptotic Freedom in Parton Language*. Nucl. Phys. B126 (1977) 298.
- [42] V.N. Gribov and L.N. Lipatov, *$e^+ e^-$ pair annihilation and deep inelastic $e p$ scattering in perturbation theory*. Sov. J. Nucl. Phys. 15 (1972) 675.
- [43] T. Sjostrand, *Monte Carlo generators*. hep-ph/0611247.
- [44] V. Sudakov, *Vertex parts at very high-energies in quantum electrodynamics*. Sov. Phys. JETP 3 (1956) 65.
- [45] S. Catani, F. Krauss, R. Kuhn, and B. R. Webber, *QCD matrix elements + parton showers*. JHEP 11 (2001) 063, hep-ph/0109231.
- [46] J. Schaarschmidt, *The Discovery Potential of Neutral Supersymmetric Higgs Bosons with Decay to Tau Pairs at the ATLAS Experiment*. CERN-THESIS-2010-164 (10/2010).
- [47] P. Bryant L. Evans, *LHC Machine*. JINST 3, S08001 (2008).

- [48] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*. JINST 3, S08003 (2008).
- [49] ATLAS Web, *Public Results: Approved Combined Inner Detector Plots*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/ApprovedPlotsID>.
- [50] G. Aad et al., *ATLAS Pixel Detector Electronics and Sensors*. JINST 3, P07007 (2008).
- [51] ATLAS Web, *SCT Documentation*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/Atlas/SctCommissioningDocumentation>.
- [52] E. Abat et al., *The ATLAS Transition Radiation Tracker (TRT) proportional drift tube: design and performanc.* JINST 3, P02013 (2008).
- [53] ATLAS Collaboration, *Liquid Argon Calorimeter: Technical Design Report*. ATLAS-TDR-002 ; CERN-LHCC-96-041.
- [54] ATLAS Collaboration, *ATLAS tile calorimeter : Technical Design Report*. ATLAS-TDR-003 ; CERN-LHCC-96-042.
- [55] ATLAS Web, *Public Results: Approved LAr-Calorimeter Plots from Testbeams*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LArCaloPublicResultsTestBeam>.
- [56] P. Adragna et al., *Testbeam Studies of Production Modules of the ATLAS Tile Calorimeter*. ATL-TILECAL-PUB-2009-002 ; ATL-COM-TILECAL-2009-004.
- [57] ATLAS Collaboration, *ATLAS muon spectrometer : Technical Design Report*. ATLAS-TDR-010 ; CERN-LHCC-97-022.
- [58] ATLAS Collaboration, *Muon Momentum Resolution in the First Pass Reconstruction of the 2010 pp Collision Data at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$* . ATLAS-CONF-2011-046.
- [59] ATLAS Web, *Data Periods*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/DataPeriods>.
- [60] GEANT4 Collaboration, *GEANT4 - a simulation toolkit*. Nucl. Instrum. Meth. A506 (2003) 250.
- [61] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Simulation Infrastructure*. ATLAS-SOFT-2010-01-004, Eur.Phys.J.C70:823-874 (2010), arXiv:1005.4568v1.
- [62] LHC Higgs Cross Section Working Group, *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables*. CERN-2011-002 (CERN, Geneva, 2011), arXiv:1101.0593 [hep-ph].
- [63] S. Dittmaier, *Higgs Radiation off Bottom Quarks at the Tevatron and the LHC*. arXiv:hep-ph/0309204v2.
- [64] R.V. Harlander, M. Krämer, and M. Schumacher, *Bottom-quark associated Higgs-boson*

- production: reconciling the four- and five-flavour scheme approach.*
CERN-PH-TH/2011-134.
- [65] R. V. Harlander and W. B. Kilgore, *Higgs boson production in bottom quark fusion at next-to-next-to-leading order.* arXiv:hep-ph/0304035v2.
- [66] A.D. Martin, W.J. Stirling, R.S. Thorne, and G. Watt, *Parton distributions for the LHC.* arXiv:0901.0002v3 [hep-ph].
- [67] T. Gleisberg et al., *Event generation with SHERPA 1.1.* JHEP 02 (2009) 007.
- [68] J. Pumplin, *New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis.* JHEP 0207 (2002) 012.
- [69] P.M. Nadolsky et al., *Implications of CTEQ global analysis for collider observables.* Phys. Rev. D 78 (2008) 013004.
- [70] Spira, *HIGLU: A Program for the Calculation of the Total Higgs Production Cross Section at Hadron Colliders via Gluon Fusion including QCD Corrections.* hep-ph/0201206.
- [71] R.V. Harlander and W.B. Kilgore, *Next-to-Next-to-Leading Order Higgs Production at Hadron Colliders.* Phys. Rev. Lett. 88, 201801 (2002).
- [72] S. Frixione and B.R. Webber, *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations.* JHEP 06 (2002) 029, arXiv:hep-ph/0204244.
- [73] P. Nason, *A new method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms.* JHEP 11 (2004) 040, arXiv:hep-ph/0409146.
- [74] H. Liu, *HSG3 weekly: Higgs Pt Reweighting,*
<https://indico.cern.ch/contributionDisplay.py?contribId=5&confId=139716>.
- [75] D. de Florian et al., *Transverse-momentum resummation: Higgs boson production at the Tevatron and the LHC.* arXiv:1109.2109v1 [hep-ph] 9 Sep 2011. ZU-TH 17/11.
- [76] G. Corcella et al., *HERWIG 6: an event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes).* JHEP 01 (2001) 010, arXiv:hep-ph/0011363.
- [77] J.M. Butterworth, J. R. Forshaw, and M.H. Seymour, *Multiparton interactions in photoproduction at HERA.* hep-ph/9601371.
- [78] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *PYTHIA 6.4 physics and manual.* JHEP 05 (2006) 026, arXiv:hep-ph/0603175.
- [79] A. Sherstnev and R. S. Thorne, *Parton Distributions for Leading Order Generators.* Eur. Phys. J. C55 (2008) 553.

Literaturverzeichnis

- [80] S. Jadach, J. H. Kuhn, and Z. Was, *TAUOLA - a library of Monte Carlo programs to simulate decays of polarized leptons*. Comput. Phys. Commun. 64 (1990) 275.
- [81] E. Barberio, B. V. Eijk, and Z. Was, *Photos - a universal Monte Carlo for QED radiative corrections in decays*. Comput. Phys. Commun. 66 (1991) 115.
- [82] M. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau, and A. Polosa, *ALPGEN, a generator for hard 883 multiparton processes in hadronic collisions*. JHEP 07 (2003) 001.
- [83] R. Gavin, Y. Li, F. Petriello, and S. Quackenbush, *FEWZ 2.0: A code for hadronic Z production at next-to-next-to-leading order*. arXiv:1011.3540 [hep-ph].
- [84] J. Butterworth et al., *Single Boson and Diboson Production Cross Sections in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*. ATL-COM-PHYS-2010-695.
- [85] M. Aliev, H. Lacker, U. Langenfeld, S. Moch, P. Uwer, and M. Wiedermann, *HATHOR - HAdronic Top and Heavy quarks crOss section calculatoR*, Computer Physics Communications **182** (2011) no. 4, 1034 – 1046.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010465510005333>.
- [86] Borut Paul Kersevan and Elzbieta Richter-Was, *The Monte Carlo Event Generator AcerMC version 3.5 with interfaces to PYTHIA 6.4, HERWIG 6.5 and ARIADNE 4.1*. hep-ph/0405247.
- [87] ATLAS Web. https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/TopMC2009#Reference_cross_section.
- [88] ATLAS Collaboration, *Measurement of inclusive jet and dijet cross sections in proton-proton collisions at 7 TeV centre-of-mass energy with the ATLAS detector*. arXiv:1009.5908.
- [89] ATLAS Collaboration, *Expected electron performance in the ATLAS experiment*. ATL-PHYS-PUB-2011-006.
- [90] ATLAS Web, *Electron Reconstruction*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/ElectronReconstruction>.
- [91] ATLAS Web, *Electron Identification*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/ElectronIdentification>.
- [92] ATLAS Collaboration, *Muon Reconstruction and Identification: Studies with Simulated Monte Carlo Samples*. ATL-PHYS-PUB-2008-000.
- [93] ATLAS Web, *Staco Muon Collection Documentation*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/StacoMuonCollection>.
- [94] ATLAS Web, *Muid Muon Collection Documentation*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/MuidMuonCollection>.

- [95] ATLAS Web, *Muon Combined Performance Documentation*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/MuonCombinedQualityDocumentation>.
- [96] ATLAS Collaboraion, *Muon reconstruction efficiency in reprocessed 2010 LHC proton-proton collision data recorded with the ATLAS detector*. ATLAS-CONF-2011-063.
- [97] ATLAS Web, *EtMiss Muon Term Calculation*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/EtMissMu>.
- [98] P. Giovannini and the ATLAS Liquid Argon Calorimeter Group, *Local hadron calibration with ATLAS*. 2011 J. Phys. Conf. Ser. 293 012057.
- [99] ATLAS Collaboration, *Performance of the Missing Transverse Energy Reconstruction and Calibration in Proton-Proton Collisions at a Center-of-Mass Energy of $\sqrt{7} = 7$ TeV with the ATLAS Detector*. ATLAS-CONF-2010-057.
- [100] ATLAS Web, *Trigger User Pages*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/Atlas/TriggerUserPages>.
- [101] ATLAS Web, *Muon Trigger Recommendations 2011*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/Atlas/MuonTriggerPhysicsTriggerRecommendations2011>.
- [102] M. Beckingham, *HSG4 meeting: Triggers*, <http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=4&resId=0&materialId=slides&confId=143301>.
- [103] ATLAS Collaboration, *Efficiencies of electron/photon triggers using early 2011 data : Approval for PLHC2011*. ATL-COM-DAQ-2011-032.
- [104] Combined Performanc Groups. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/AtlasPhysics>.
- [105] ATLAS Web, *Higgs WG Subgroup: $H \rightarrow \tau\tau$ (SM, MSSM), $H \rightarrow \mu\mu$ (MSSM)*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/HiggsTauTau>.
- [106] ATLAS Web, *Data and Monte Carlo Datasets for Analysis*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/DataMCForAnalysis>.
- [107] ATLAS Web, *Atlas Production Group*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/AtlasProductionGroup>.
- [108] ATLAS Web, *ATLAS Jet and Missing Et Group*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/JetEtMiss>.
- [109] ATLAS Web, *Event Cleaning*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/HowToCleanJets>.
- [110] C. Stute, *Entwicklung einer Methode zur Abschätzung des Untergrundes der Topquark-Paarproduktion aus Daten für die Higgs-Suche im Kanal Vektorbosonfusion $H \rightarrow \tau\tau$* . Bachelorarbeit, Universität Siegen (2008).

Literaturverzeichnis

- [111] N. Möser, M. Schmitz, J. Kroseberg, M. Schumacher, and N. Vermes, *Estimation of $Z \rightarrow \tau\tau$ Background in VBF $H \rightarrow \tau\tau$ Searches from $Z \rightarrow \mu\mu$ Data using an Embedding Technique*. ATL-PHYS-INT-2009-109.
- [112] N. Möser, *A Sensitivity Study for Higgs Boson Production in Vector Boson Fusion in the $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow lh + 3\nu$ Final State with ATLAS*. Ph.D. Theses, Universität Bonn (2011).
- [113] ATLAS Web, *ATLAS Muon CP: Guidelines for Analysis in Release 16*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/MCPAnalysisGuidelinesRel16>.
- [114] ATLAS Web, *ATLAS Muon CP: Guidelines for Analyses of 2011 Data for EPS*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/MCPAnalysisGuidelinesEPS2011>.
- [115] ATLAS Web, *Egamma: EfficiencyMeasurements*, https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/EfficiencyMeasurements#Other_efficiencies_with_2010_dat.
- [116] Egamma Meeting, *Tag and Probe*, <https://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=125163>.
- [117] D. Cavalli et al., *Observation of $Z \rightarrow \tau\tau$ Decays with the ATLAS detector - Support Note of lep-had channel*. ATLAS-COM-CONF-2010-114.
- [118] C. Anders et al., *Search for Neutral Higgs Bosons $H \rightarrow \tau + \tau^- \rightarrow l\tau$ with the ATLAS Detector in 7 TeV Collisions*. ATL-COM-PHYS-2011-939.
- [119] J.V. Ferrer, *HSG₄ tautau→lelep working meeting: Trigger*, <https://indico.cern.ch/conferenceOtherViews.py?view=standard&confId=146010>.
- [120] ATLAS Web, *Egamma: EnergyScaleResolutionRecommendations*, https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/EnergyScaleResolutionRecommendations#2010_data_Release_16.
- [121] ATLAS Web, *Egamma: energy scale recommendation*, https://twiki.cern.ch/twiki/pub/AtlasProtected/EnergyScaleResolutionRecommendations/summary_rel16.pdf.
- [122] F. Cerutti et al., *ATLAS Muon Momentum Resolution in the First Pass Reconstruction of the 2010 p-p Collision Data at $\sqrt{s} = 7$ TeV*. ATLAS-COM-CONF-2011-003.
- [123] ATLAS Web, *JetEtmiss: JESUncertaintyProvider*, https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/JESUncertaintyProvider#Accessing_the_various_uncertaint.
- [124] ATLAS collaboration, *Jet energy scale and its systematic uncertainty in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in ATLAS 2010 data*. ATLAS-CONF-2011-032.
- [125] ATLAS Web, *JetEtmiss: analysis of 2010 and 2011 data*,

<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/JetEtmissDataAnalysisRecommendationSummer2010>.

- [126] ATLAS Web, *Cross Sections: Parton Distribution Functions*,
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/PDF>.
- [127] the Les Houches Accord PDF Interface, *LHAPDF*,
<http://projects.hepforge.org/lhapdf/>.
- [128] S. Forte, *Parton distributions at the dawn of the LHC*. arXiv:1011.5247v2 [hep-ph].
- [129] E. Barberio et al., *Search for neutral Higgs bosons in the decay mode $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4$ neutrinos in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS Experiment*. ATL-PHYS-COM-2011-758.
- [130] ATLAS Web, *Statistics Tools in ATLAS*,
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/StatisticsTools>.
- [131] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, and O. Vitells, *Using the Profile Likelihood in Searches for New Physics*. arXiv:1007.1727v1 [physics.data-an].
- [132] G. Cowan, *Statistical data analysis*. Oxford, Oxford University Press (1997) p 216.
- [133] K. Bosch, *Übungs- und Arbeitsbuch Statistik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag (2002) p 414.
- [134] ATLAS Collaboration and CMS Collaboration, *Procedure for the LHC Higgs boson search combination in Summer 2011*. ATL-PHYS-PUB-2011-11.

Danksagung

Da ist er, der Tag der Abgabe! Lange ersehnt und endlich erreicht. Und nun zum schönsten Teil der Diplomarbeit, der Danksagung.

Vorweg ein großes Dankeschön an Prof. Markus Schumacher für die Möglichkeit, Teil dieser tollen Arbeitsgruppe zu sein und die Teilchenphysik in all ihren Facetten hautnah mitzuerleben. Danke auch für das Bereitstellen des Themas und die hervorragende Betreuung während meiner letzten eineinhalb Jahre, die übrigens die schönste Zeit in meinem Physikstudium war.

Auf zu den nächsten: Holger, Anna, Martin, Stan und Julian, vielen Dank für die stetig offenen Ohren und die fantastische Stimmung in unserer Arbeitsgruppe. Ihr macht es mir nicht schwer, mich hier pudelwohl zu fühlen.

Zu guter Letzt und das liegt mir besonders am Herzen: herzlichen Dank an Markus Warsinsky. Es ist einfach auf den Punkt zu bringen: Die Betreuung ist top, auf jede Frage gibt es eine Antwort im Nu, die Hilfe bei Problemen ist garantiert und das gemeinsame Lachen bleibt auch nicht auf der Strecke. So viel gelernt, wie in dieser Zeit hier, habe ich im letzten Jahrzehnt nicht, danke dir!

So, auf zu neuen Welten! Eins habe ich gelernt und zwar, dass man nie auslernt. Freue mich auf die nächsten Jahre mit euch allen.