

Studie  
zur elektronischen Kalibration der  
Flüssig-Argon-Kalorimeter  
und  
zur Entdeckung unsichtbar zerfallender  
Higgs-Bosonen  
im ATLAS-Experiment

INAUGURAL-DISSERTATION  
zur  
Erlangung der Doktorwürde  
der Fakultät für Mathematik und Physik  
der Albert-Ludwigs-Universität in Freiburg i.Br.

vorgelegt von  
Dietrich Schroff  
geb. in Mainz  
Juni 2004





Dekan: Prof. Dr. Gregor Herten  
Leiter der Arbeit: Prof. Dr. Karl Jakobs  
Referent: Prof. Dr. Karl Jakobs  
Koreferent: Prof. Dr. Ulrich Landgraf  
Tag der Disputation: 23.07.2004



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Das Standardmodell</b>	<b>3</b>
2.1	Einführung . . . . .	3
2.2	Teilcheninhalt . . . . .	5
2.3	Eichgruppen und Wechselwirkungen . . . . .	5
2.3.1	Elektroschwache Wechselwirkung . . . . .	6
2.4	Massenerzeugung und Higgs-Mechanismus . . . . .	8
2.5	Higgs-Boson Produktionsmechanismen . . . . .	9
2.6	Zerfallskanäle des Higgs-Bosons . . . . .	11
2.7	Erweiterungen des Standardmodells . . . . .	12
2.7.1	Das Phion-Modell . . . . .	13
2.7.2	Supersymmetrie . . . . .	15
2.8	Stand der Suche nach Higgs-Bosonen . . . . .	20
<b>3</b>	<b>Der ATLAS-Detektor am LHC</b>	<b>21</b>
3.1	Der Proton-Proton-Speicherring LHC . . . . .	21
3.2	Proton-Proton-Kollisionen . . . . .	24
3.2.1	Strukturfunktionen . . . . .	25
3.2.2	K-Faktoren . . . . .	26
3.2.3	Überlagerte Ereignisse und Pile-Up . . . . .	26
3.3	Der ATLAS-Detektor . . . . .	26
3.3.1	Magnetsystem . . . . .	28
3.3.2	Innerer Spurdetektor . . . . .	28
3.3.3	Kalorimetersystem . . . . .	29
3.3.4	Hadronisches Endkappenkalorimeter . . . . .	32
3.3.5	Myon-Detektor . . . . .	35
3.3.6	Triggersystem . . . . .	35
3.4	LHC Computing Grid . . . . .	37
<b>4</b>	<b>Kalibration der Hadronischen Endkappe</b>	<b>39</b>
4.1	Anforderungen an die Elektronik . . . . .	39
4.2	Aufbau der Elektronik . . . . .	40
4.2.1	Aufbau der Ausleseelektronik . . . . .	40

4.2.2	Aufbau der Kalibrationselektronik . . . . .	42
4.3	Kalibrationsalgorithmen . . . . .	43
4.3.1	Bezeichnungen und Definitionen . . . . .	44
4.3.2	Methode 'NumRec' . . . . .	45
4.3.3	Methode 'free fit' . . . . .	47
4.4	Optimale Filterung . . . . .	47
4.5	Test des 'NumRec' Algorithmus . . . . .	51
4.5.1	Einfluß des Rauschens . . . . .	51
4.5.2	Forderung an Kabel und Generatoren . . . . .	53
4.6	Test des 'free fit' Algorithmus . . . . .	57
4.6.1	Teststrahldatennahme . . . . .	57
4.6.2	Stabilität des Parametertransfers . . . . .	58
4.6.3	Teststrahldatenanalyse . . . . .	62
4.7	Zusammenfassung . . . . .	66
<b>5</b>	<b>Verwendete Programmpakete</b>	<b>67</b>
5.1	Monte-Carlo-Generatoren . . . . .	68
5.1.1	Pythia . . . . .	68
5.1.2	Herwig . . . . .	68
5.1.3	AcerMC . . . . .	69
5.1.4	MC@NLO . . . . .	69
5.2	ATLFAST . . . . .	69
5.3	SPARTA . . . . .	70
<b>6</b>	<b>Studie zu unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosonen</b>	<b>72</b>
6.1	Vorbemerkungen . . . . .	72
6.2	Existierende Analysen . . . . .	73
6.2.1	Vektor-Boson-Fusion ( $qq \rightarrow qqH$ ) . . . . .	74
6.2.2	Assoziierte $W, Z$ -Produktion ( $qq \rightarrow ZH$ ) . . . . .	77
6.3	Signal und Untergrundprozesse des $t\bar{t}H$ -Kanals . . . . .	80
6.4	Vollhadronischer $t\bar{t}H$ -Endzustand . . . . .	84
6.4.1	Selektionsschnitte . . . . .	85
6.4.2	Systematische Unsicherheiten . . . . .	89
6.4.3	Triggerbedingungen . . . . .	92
6.4.4	Ergebnis . . . . .	94
6.4.5	Untersuchung der Auswirkung von Korrekturen höherer Ordnung der Störungsrechnung . . . . .	94
6.5	Semileptonischer $t\bar{t}H$ -Endzustand . . . . .	98
6.5.1	Selektionsschnitte . . . . .	98
6.5.2	Systematischen Unsicherheiten . . . . .	100
6.5.3	Triggerbedingungen . . . . .	104
6.5.4	Ergebnis . . . . .	105

6.5.5	Untersuchung der Auswirkung von Korrekturen höherer Ordnung der Störungsrechnung . . . . .	105
6.6	Kombination der $t\bar{t}H$ -Endzustände . . . . .	107
6.7	Signal und Untergrundprozesse der Gluon-Fusions-Kanals . . . . .	110
6.7.1	Selektionsschnitte . . . . .	111
6.7.2	Ergebnis . . . . .	113
6.8	Kombination der Suchen nach unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosonen	113
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>118</b>
<b>A</b>	<b>Laplacetransformation</b>	<b>i</b>
A.1	Definition . . . . .	i
A.2	Eigenschaften . . . . .	i
A.3	Faltung . . . . .	ii
<b>B</b>	<b>Beschreibung von Signalen und Elektronikketten</b>	<b>iii</b>
B.1	Zeitbereich . . . . .	iii
B.2	Frequenzbereich . . . . .	iv
B.3	Rauschen . . . . .	iv
<b>C</b>	<b>Auflösungsparametrisierung von Kalorimetern</b>	<b>vi</b>
<b>D</b>	<b>Statistik</b>	<b>vii</b>
D.1	Likelihood-Quotient als Test-Statistik . . . . .	vii
D.2	Kombination mehrere Zählexperimente . . . . .	viii
D.3	Konfidenzgrenzen . . . . .	viii
D.3.1	Systematische Fehler . . . . .	x
D.4	Signifikanz . . . . .	x
<b>E</b>	<b>Umrechnung des <math>\xi^2</math>-Wertes in den Phion-Modell-Parameter <math>\omega</math></b>	<b>xii</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>xiii</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>xix</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>xx</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>xxv</b>



# 1 Einführung

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik beschreibt die in der Natur vorkommenden Phänomene mit der geringstmöglichen Anzahl von fundamentalen Teilchen und Wechselwirkungen. Dies geschieht im Rahmen einer  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Eichtheorie.

Alle bisherigen Tests stimmen mit den Vorhersagen des Standardmodells überein. Insbesondere die Entdeckung der  $W$ - und  $Z$ -Bosonen am Super-Proton-Synchrotron am CERN<sup>1</sup> mit den aus dem Weinberg-Salam-Modell vorhergesagten Massen, die präzise Vermessung des  $Z$ -Bosons bei LEP<sup>2</sup> und die Entdeckung des top-Quarks am Tevatron<sup>3</sup> haben das Standardmodell bestätigt.

Für den im Standardmodell vorgeschlagenen Higgs-Mechanismus ergibt sich ein bisher nicht entdecktes Teilchen, das Higgs-Boson, das für die Generierung der Massen der schweren Eichbosonen sowie aller Fermionen zuständig ist. Im Rahmen des Higgs-Mechanismus sind die Kopplungen des Higgs-Bosons an die Fermionen und Bosonen vorgegeben, die Higgs-Boson-Masse ist jedoch unbestimmt.

Das Standardmodell ist trotz der guten Übereinstimmung mit allen bisherigen experimentellen Meßergebnissen keine zufriedenstellende Theorie, da einige Frage offen bleiben. Insbesondere fehlt die Gravitation als vierte Wechselwirkung in diesem Modell. Zusätzlich gibt es für die große Anzahl der Parameter keine theoretische Erklärung. Daher existieren verschiedene Erweiterungen des Standardmodells.

Der Large Hadron Collider (LHC) am CERN erlaubt es, mit seiner Schwerpunktsenergie und Luminosität den Higgs-Sektor des Standardmodells zu testen. Er soll im Jahr 2007 in Betrieb gehen. Der ATLAS<sup>4</sup>-Detektor ist einer der beiden Multifunktionsdetektoren für den Proton-Proton-Betrieb am LHC. Aktuelle Studien sagen eine Entdeckung des Higgs-Bosons, falls der Higgs-Mechanismus des Standardmodells gültig ist, in kürzester Zeit am ATLAS-Experiment voraus.

Das ATLAS-Experiment benutzt zur Energiebestimmung der aus der Proton-Proton-Kollision stammenden Teilchen ein Flüssig-Argon-Kalorimeter. Um eine

---

<sup>1</sup>Conseil European pour la Recherche Nucleaire, europäisches Kernforschungszentrum in Genf

<sup>2</sup>Large Elektron-Positron Collider, CERN

<sup>3</sup>TeV Synchrotron, Fermilab

<sup>4</sup>A Toroidal LHC ApparatuS

gute Ortsmessung und Elektron/ $\gamma$ -Identifikation durchführen zu können, ist eine feine Segmentierung des Kalorimeters nötig. Dadurch müssen insgesamt 180 000 Kanäle ausgelesen werden. Die Auslesezeit der Kalorimeter liegt aufgrund der Elektronendriftgeschwindigkeit in flüssigem Argon in der Regel bei einigen hundert Nanosekunden. Aufgrund des Abstands aufeinanderfolgender Strahlkreuzungen von 25 ns am LHC kommt es zu zusätzlichen Energiedepositionen von nachfolgenden Kollisionen (Pile-Up). Damit ist eine Energiebestimmung durch Integration des Ionisationssignals nicht möglich. Mit Hilfe einer bipolaren Pulsformung kann der Einfluß des Pile-Up minimiert werden. Mit der Methode der optimalen Filterung kann die Energie aus den Abtastpunkten, die durch die Ausleserate von 40 MHz vorgegeben sind, bestimmt werden. Dafür muß jeder Auslesekanal einzeln kalibriert werden.

Im Rahmen der Arbeit wurde eine neue Methode zur elektronischen Kalibration der hadronischen Endkappe, an der unsere Arbeitsgruppe an der Universität Mainz beteiligt war, entwickelt und getestet. Diese Methode wurde mit einer weiteren, unabhängigen entwickelten Methode verglichen. Es wurde eine Teststrahl-Datenanalyse mit beiden Kalibrationen durchgeführt.

Im zweiten Teil der Arbeit wurde erstmals das Entdeckungspotential des ATLAS-Detektors für unsichtbar zerfallende Higgs-Bosonen im  $t\bar{t}H$ -Kanal und Gluon-Fusions-Kanal untersucht. Diese Analysen wurden auf Basis von Monte-Carlo-Simulationen erstellt.

Unsichtbare Zerfälle von Higgs-Bosonen sind in verschiedenen Erweiterungen des Standardmodells möglich. Als ein mögliches Modell, das zu unsichtbaren Higgs-Boson-Zerfällen führt, wird im Rahmen der Arbeit das Phion-Modell betrachtet, in dem neue Teilchen eingeführt werden, die ausschließlich an das Higgs-Boson koppeln. In der supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells (SUSY) kann in gewissen Parameterbereichen das Higgs-Boson ebenfalls dominant unsichtbar zerfallen.

Im Rahmen dieser Arbeit werden Grenzen auf die nachweisbare Produktionsrate, die das Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Verzweigungsverhältnis ist, für unsichtbare Zerfälle angegeben. Diese Grenzen werden für das Phion-Modell diskutiert. Darüber hinaus werden die unsichtbaren Zerfälle im Rahmen von SUSY kurz diskutiert.

# 2 Das Standardmodell

Das Verhalten der Teilchen des Standardmodells, insbesondere ihre Wechselwirkungen, kann mit Quantenfeldtheorien, die die Forderung nach lokaler Eichsymmetrie erfüllen, beschrieben werden. Im Folgenden wird die Quantenelektrodynamik (QED) als Beispiel einer Quantenfeldtheorie vorgestellt. Anschließend werden die Teilchen und Wechselwirkungen des Standardmodells beschrieben. Zusätzlich wird das Higgs-Boson eingeführt, um die Massen der Eichbosonen zu erklären. Für das Higgs-Boson werden Produktions- und Zerfallskanäle beschrieben. Abschließend werden Erweiterungen des Standardmodells diskutiert.

## 2.1 Einführung

Die Lagrangedichte eines fermionischen Feldes  $f$  der Masse  $m$  kann durch

$$\mathcal{L}_f = \bar{f}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)f(x) \quad (2.1)$$

mit  $\bar{f} = f^\dagger \gamma_0$  dargestellt werden<sup>1</sup>. Daraus lassen sich die Euler-Lagrange Gleichungen bilden. Dies ergibt die bekannte Dirac-Gleichung

$$(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)f(x) = 0 \quad . \quad (2.2)$$

Die Lagrangedichte (2.1) beschreibt die freie Bewegung beliebig vieler Fermionen des Typs  $f$  ohne Wechselwirkung. Durch das Prinzip der Eichinvarianz von Teilchenfelder unter lokalen Symmetrietransformationen können Wechselwirkungen von Fermionen motiviert werden. Dabei bedeutet Eichinvarianz, daß sich die Wirkung  $S = \int \mathcal{L}_f d^4x$  unter einer Transformation der Felder nur um eine Konstante ändert bzw. die Bewegungsgleichung (2.2) unverändert bleibt. Das Standardbeispiel für Eichinvarianz ist eine lokale  $U(1)$ -Transformation:

$$U_1(x) = e^{i\alpha(x)} \quad , \quad (2.3)$$

deren Wirkung auf ein Feld  $f$  durch

$$f(x) \rightarrow f'(x) = U_1(x) f(x) = e^{i\alpha(x)} f(x) \quad (2.4)$$

---

<sup>1</sup>Alle Gleichungen in natürlichen Einheiten:  $\hbar = 1$ ,  $c = 1$

gegeben ist.

Invariant zu dieser Transformation sind alle Terme der Form

$$\bar{f}(x)f(x) \rightarrow \bar{f}'(x)f'(x) = \bar{f}(x)U_1^{-1}(x)U_1(x)f(x) = \bar{f}(x)f(x) \quad (2.5)$$

und erfüllen damit das Eichprinzip. In der Lagrangedichte (2.1) befinden sich jedoch auch Terme mit Ableitungen von  $f(x)$ , die sich nicht invariant transformieren lassen

$$\begin{aligned} \bar{f}(x)\partial_\mu f(x) &\rightarrow \bar{f}'(x)\partial_\mu f'(x) \\ &= [\bar{f}(x)U_1^{-1}(x)]\partial_\mu [U_1(x)f(x)] \\ &= \bar{f}(x)\partial_\mu f(x) + i\bar{f}(x)[\partial_\mu\alpha(x)]f(x) \quad . \end{aligned} \quad (2.6)$$

Die geforderte Eichinvarianz der Lagrangedichte ist nicht gegeben. Wird die konventionelle Ableitung  $\partial_\mu$  in (2.1) durch die kovariante Ableitung

$$\partial_\mu \rightarrow \mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + igA_\mu(x) \quad (2.7)$$

ersetzt, kann die Forderung wieder erfüllt werden. Für das neu eingeführte Feld  $A_\mu$  wird zudem das Transformationsverhalten unter der  $U(1)$ -Transformation aus (2.3) festgelegt.

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) - \frac{1}{g}\partial_\mu\alpha(x) \quad (2.8)$$

Unter Verwendung von (2.6), (2.7) und (2.8) ergibt sich die gewünschte Invarianz von Termen der Form  $\bar{f}(x)\mathcal{D}_\mu f(x)$  zu

$$\begin{aligned} \bar{f}(x)\mathcal{D}_\mu f(x) &\rightarrow \bar{f}'(x)\mathcal{D}'_\mu f'(x) \\ &= [\bar{f}(x)U_1^{-1}(x)] \left[ \partial_\mu + ig \left( A_\mu(x) - \frac{1}{g}\partial_\mu\alpha(x) \right) \right] [U_1(x)f(x)] \\ &= \bar{f}(x)\partial_\mu f(x) + ig\bar{f}(x)A_\mu(x)f(x) + \\ &\quad i\bar{f}(x)(\partial_\mu\alpha(x))f(x) - i\bar{f}(x)(\partial_\mu\alpha(x))f(x) \\ &= \bar{f}(x)\mathcal{D}_\mu f(x) \quad . \end{aligned} \quad (2.9)$$

Die neue Lagrangedichte

$$\mathcal{L}_{f'} \equiv \mathcal{L}_f = \bar{f}(x)(i\gamma^\mu\mathcal{D}_\mu - m)f(x) = \bar{f}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - g\gamma^\mu A_\mu(x) - m)f(x) \quad (2.10)$$

ist damit invariant unter lokalen  $U(1)$ -Transformationen.

In der Lagrangedichte (2.10) existiert ein zusätzlicher Term

$$-g\bar{f}(x)\gamma^\mu A_\mu(x)f(x) \quad , \quad (2.11)$$

der von dem Feld  $A_\mu$  erzeugt worden ist. Dies ist der aus der QED bekannte Wechselwirkungsterm eines Fermions  $f$  (Ladung  $g$ ) mit einem äußeren elektromagnetischen Potential  $A_\mu(x)$ . Die Forderung nach lokaler Eichinvarianz führt somit zur Erzeugung von Wechselwirkungstermen mit Feldern.

Soll  $A_\mu(x)$  nicht als äußeres Feld erscheinen, sondern als freies Photonfeld behandelt werden, muß die wechselwirkungsfreie Lagrangedichte

$$\mathcal{L}_A = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \quad (2.12)$$

mit  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$  zur gesamten Lagrangedichte hinzugefügt werden und  $A_\mu(x)$  als freie Variable im Lagrangemechanismus auftreten.

## 2.2 Teilcheninhalt

Die Eigenschaften der fermionischen Teilchen des Standardmodells können durch ihre Quantenzahlen beschrieben werden. Für die QED ist die zugehörige Quantenzahl die elektrische Ladung  $Q$ . Die Quantenzahlen der elektroschwachen Theorie sind die dritte Komponente des Isospins  $T^3$  und die Hyperladung  $Y$ . Die starke Wechselwirkung wirkt auf die Quantenzahl Farbladung.

Die fermionischen Teilchen des Standardmodells können mit Hilfe der genannten Quantenzahlen in verschiedene Gruppen gegliedert werden.

Quarks tragen Farbladung und nehmen im Gegensatz zu den Leptonen an der starken Wechselwirkung teil.

Die Fermionen unterteilen sich in Teilchen mit rechtshändiger Helizität und linkshändiger Helizität. Die linkshändigen Fermionen mit gleicher Hyperladung  $Y$  bilden linkshändige Dubletts, die Fermionen mit dem Isospin  $T = \frac{1}{2}$  und der Isospinkomponente  $T^3 = \pm\frac{1}{2}$  zusammenfaßt. Die rechtshändigen Fermionen tragen keinen Isospin ( $T = 0$ ) und nehmen daher nicht an der schwachen Wechselwirkung teil.

Für die Ladung  $Q$  der Teilchen gilt der Zusammenhang  $Q = T^3 + \frac{Y}{2}$ .

In Tabelle 2.1 sind die Gruppen mit ihren Quantenzahlen dargestellt. Alle Fermionen treten dort in 3 Generationen mit identischen Quantenzahlen auf, die sich nur in ihrer Masse unterscheiden. Die rechtshändigen Neutrinos können wegen verschwindenden kopplungsrelevanten Quantenzahlen, daß heißt sie nehmen weder an der elektromagnetischen, schwachen oder starken Wechselwirkung teil, nicht direkt gemessen werden. Allerdings wird durch die Massenoszillationen der Neutrinos indirekt ihre Existenz bestätigt.

## 2.3 Eichgruppen und Wechselwirkungen

Die dem Standardmodell zugrundeliegende Symmetriegruppe ist das direkte Produkt  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Dabei beschreibt  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  die Symme-

Leptonen			$s$	$T$	$T^3$	$Q$	$Y$	
$L_f =$	$\begin{pmatrix} \nu_L^e \\ e_L^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_L^\mu \\ \mu_L^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_L^\tau \\ \tau_L^- \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	-1
				$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	-1
	$\nu_R^e$	$\nu_R^\mu$	$\nu_R^\tau$	$\frac{1}{2}$	0	0	0	0
	$e_R^-$	$\mu_R^-$	$\tau_R^-$	$\frac{1}{2}$	0	0	-1	-2

Quarks			$s$	$T$	$T^3$	$Q$	$Y$	
$Q_f =$	$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L' \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c_L \\ s_L' \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t_L \\ b_L' \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$
				$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$
	$u_R$	$c_R$	$t_R$	$\frac{1}{2}$	0	0	$\frac{2}{3}$	$\frac{4}{3}$
	$d_R$	$s_R$	$b_R$	$\frac{1}{2}$	0	0	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$

Tabelle 2.1: Die fundamentalen Teilchen des Standardmodells;  
 Bedeutung der Quantenzahlen:  $s$ =Spin,  $T$ =schwacher Isospin,  $T^3$ =3te Isospinkomponente,  $Q$ =elektrische Ladung,  $Y$ =Hyperladung. Der Index L bzw. R steht für rechtshändigen oder linkshändigen Helizitätszustand. Die Zustände  $d_L'$ ,  $s_L'$  und  $b_L'$  sind Linearkombinationen der Masseneigenzustände  $d_L$ ,  $s_L$  und  $b_L$ .

triegruppe der elektroschwachen Wechselwirkung und  $SU(3)_C$  die Symmetriegruppe der starken Wechselwirkung. Die Symmetriebrechung der Untergruppe  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  wird durch den Higgs-Mechanismus beschrieben.

Die Wechselwirkungen der Fermionen ergeben sich aus der Invarianz der Lagrangendichte unter Symmetrietransformationen der Symmetriegruppe des Standardmodells.

### 2.3.1 Elektroschwache Wechselwirkung

Die Eichtransformation

$$U(x) = e^{iY\alpha(x) + iT\vec{\sigma}\cdot\vec{\beta}(x)} \quad (2.13)$$

der  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , mit der Hyperladung  $Y$  und dem Isospin  $T$ , verlangt die Einführung von drei Eichfeldern  $W_\mu^i, i = 1, 2, 3$ , für die  $SU(2)_L$  und das Eichfeld  $B_\mu$  für die  $U(1)_Y$ . Damit ergibt sich die kovariante Ableitung zu

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + ig' \frac{Y}{2} B_\mu(x) + igT\vec{\sigma}\cdot\vec{W}_\mu \quad (2.14)$$

Der Term  $\vec{\beta}(x)$  ist eine beliebige dreidimensionale Funktion,  $\vec{\sigma}$  ist der Vektor der drei Pauli-Matrizen [Gre92],  $B_\mu(x)$  und  $\vec{W}_\mu$  sind die oben genannten Eichfelder. In der vereinheitlichten Theorie der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung von Glashow, Weinberg und Salam [Hal84] werden die physikalischen Bosonfelder mit

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \\ A_\mu &= B_\mu \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} + W_\mu^3 \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \\ Z_\mu &= -B_\mu \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} + W_\mu^3 \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \end{aligned} \quad (2.15)$$

als Mischungen der  $B$ - und  $W$ -Felder beschrieben. Die Eichfelder  $W_\mu$  mischen dabei so, daß zwei  $W$ -Bosonen mit ganzzahliger Ladung entstehen. Das Photonfeld  $A_\mu$  ist das Eichfeld der  $U(1)_{\text{e.m.}}$ . Die Mischung ist so gewählt, daß das Photonfeld an die elektrische Ladung koppelt. Das Verhältnis der Mischung wird durch den schwachen Mischungswinkel<sup>2</sup>  $\theta_W$  mit

$$\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \text{bzw.} \quad \sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (2.16)$$

beschrieben. Der schwache Mischungswinkel ist ein experimentell zu bestimmender Parameter. Aus der Kopplung des Photons an die elektrische Ladung läßt sich die elektrische Ladung zu

$$e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W \quad (2.17)$$

berechnen. Aufgrund der Mischung der  $SU(2)_L$ -Eichfelder mit dem  $U(1)$ -Eichfeld koppeln die ungeladenen Vektorbosonen  $A_\mu$  und  $Z_\mu$  sowohl an rechtshändige als auch an linkshändige Fermionen, während die geladenen Eichbosonen  $W_\mu^\pm$  nur an die linkshändigen Fermionen koppeln, also nur an die Felder mit Isospin.

Die freie Lagrangedichte für  $B_\mu$  und  $\vec{W}_\mu$  lautet

$$\mathcal{L}_{\text{frei}(B, \vec{W})} = -\frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu} - \frac{1}{4} \sum_{a=1}^3 W_a^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^a \quad (2.18)$$

mit  $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$  und  $W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - g \sum_{b,c=1}^3 f_{bc}^a W_\mu^b W_\nu^c$ . Dabei sind in  $f_{bc}^a$  die Strukturkonstanten der Gruppe  $SU(2)$ . In dieser Darstellung fehlt ein Massenterm für die Eichbosonen, da dieser nicht invariant unter Eichtransformationen sein kann. Dieses Problem wird in Abschnitt 2.4 besprochen.

---

<sup>2</sup>Weak Mixing Angle

## 2.4 Massenerzeugung und Higgs-Mechanismus

Die Masse der Eichbosonen  $W^\pm$  und  $Z$  wird durch die elektroschwache Wechselwirkung vorausgesagt und wurde erstmals in direkter Messung der Experimente UA1<sup>3</sup> [Rub83, Rub84] und UA2<sup>4</sup> [UA283] bestimmt. Der aktuelle Weltmittelwert [EWG04] ist

$$M_W = (80.426 \pm 0.034) \text{ GeV}/c^2 \quad (2.19)$$

$$M_Z = (91.1876 \pm 0.0021) \text{ GeV}/c^2 \quad (2.20)$$

Direkte Massenterme der Art  $\frac{M^2}{2}W_\mu W^\mu$  (beispielsweise für W-Bosonen) verletzen jedoch die Eichinvarianz. Dieses Problem kann durch den Higgs-Mechanismus gelöst werden [Hig64]. Dafür wird ein komplexes SU(2)-Dublett

$$\phi(x) = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} \phi_1(x) + i\phi_2(x) \\ \phi_3(x) + i\phi_4(x) \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

postuliert, dessen Lagrangedichte die Form

$$\mathcal{L}_\phi = |\mathcal{D}_\mu \phi(x)|^2 - V(\phi) \quad (2.22)$$

hat. Dabei ist der Ausdruck  $|\dots|^2$  eine Kurzform für  $(\dots)^\dagger (\dots)$ . Die Eichtransformation für  $\phi$  ist direkt durch Gleichung (2.13) gegeben, die kovariante Ableitung durch Gleichung (2.14). Zudem enthält die Lagrangedichte für das Higgs-Feld ein äußeres Potential  $V(\phi)$ , das gegeben ist durch

$$V(\phi) = \mu^2 |\phi(x)|^2 + \lambda |\phi(x)|^4 \quad (2.23)$$

Für die spezielle Wahl  $\mu^2 < 0$  und  $\lambda > 0$  befindet sich das Minimum des Potentials (2.23) nicht bei  $|\phi|^2 = 0$ , sondern die Zustände niedrigster Energie sind entartet. Dementsprechend kann das Higgs-Feld  $\phi$  in ein Minimum transformiert werden. Es kann  $\phi_1(x) = \phi_2(x) = \phi_4(x) = 0$  und  $\phi_3(x) = v$  gewählt werden mit

$$\phi_0(x) = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}. \quad (2.24)$$

Dabei ist  $v = \sqrt{\mu^2/2\lambda}$  der Vakuum-Erwartungswert des Higgs-Feldes. Durch die Wahl von  $\phi$  wird die Eichsymmetrie gebrochen und in der Lagrangedichte treten Terme auf, die als Massenterme interpretiert werden können.

Bei einem Ansatz mit einem komplexen Higgs-Dublett erhält man vier Freiheitsgrade, von denen drei durch die Erzeugung der Massen für  $Z$ ,  $W^+$  und  $W^-$  absorbiert werden. Es gilt der Zusammenhang

$$\cos \theta_W = \frac{M_W}{M_Z} \quad (2.25)$$

---

<sup>3</sup>Underground Area 1, CERN

<sup>4</sup>Underground Area 2, CERN

zwischen den Massen der Eichbosonen. Der vierte Freiheitsgrad wird als weiteres neutrales Boson identifiziert, das Higgs-Boson. Das Higgs-Boson koppelt an die Fermionen proportional zur Fermionmasse  $M_f$ , an die elektroschwachen Eichbosonen proportional zu  $M_W$  und an sich selbst.

Alle Fermionen	WW	ZZ
$-\frac{ig M_f}{2M_W}$	$ig M_W g^{\mu\nu}$	$\frac{ig M_Z}{2\cos\theta_W} g^{\mu\nu}$

Tabelle 2.2: Kopplungen des Higgs-Bosons;  
Kopplungen des Higgs-Bosons im Standardmodell an die Fermionen und die massiven Eichbosonen [Cav96].

## 2.5 Higgs-Boson Produktionsmechanismen

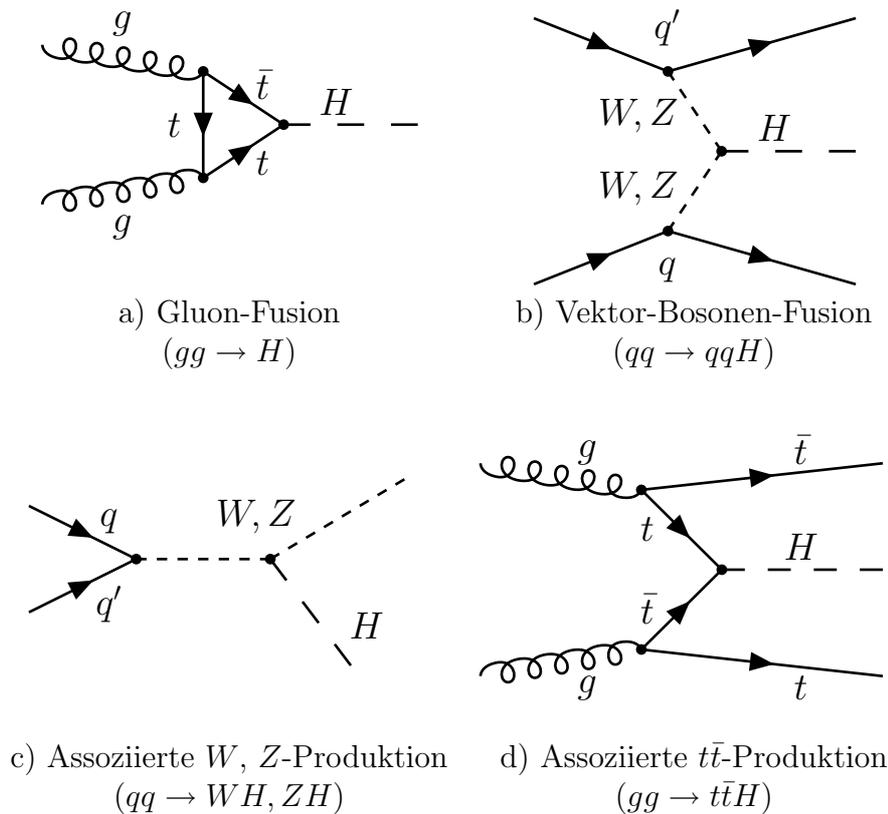


Abbildung 2.1: Dominante Higgs Produktionsmechanismen am LHC

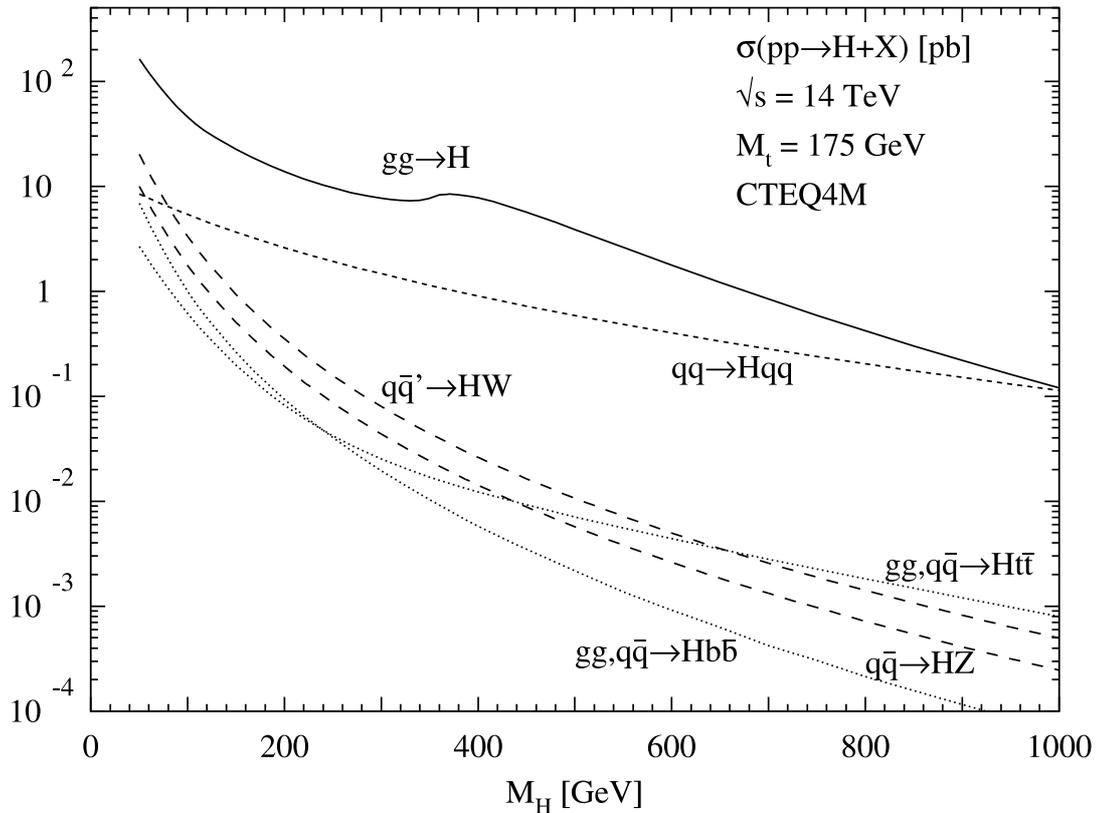


Abbildung 2.2: Wirkungsquerschnitte der dominanten Higgs Produktionsmechanismen am LHC;

Die Wirkungsquerschnitte sind in Abhängigkeit der Higgs-Masse aufgetragen (gerechnet in führender Ordnung), wie sie von Pythia [PYT01] generiert werden.

Die Kopplung des Higgs-Bosons an die Fermionen und Eichbosonen ist proportional zur Masse des Kopplungspartners (s. Tabelle 2.2). Daraus folgt, daß an einem Hadron-Beschleuniger, wie dem LHC<sup>5</sup>, das Higgs-Boson hauptsächlich durch die vier in Abbildung 2.1 dargestellten Produktionsmechanismen erzeugt werden wird.

Bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV ist der dominante Produktionsmechanismus die Gluon-Fusion, gefolgt von der Vektor-Bosonen-Fusion und den assoziierten Produktionsmechanismen. Abbildung 2.2 zeigt die Wirkungsquerschnitte dieser vier Produktionskanäle in Abhängigkeit der Higgs-Boson-Masse.

<sup>5</sup>LHC = Large Hadron Collider

## 2.6 Zerfallskanäle des Higgs-Bosons

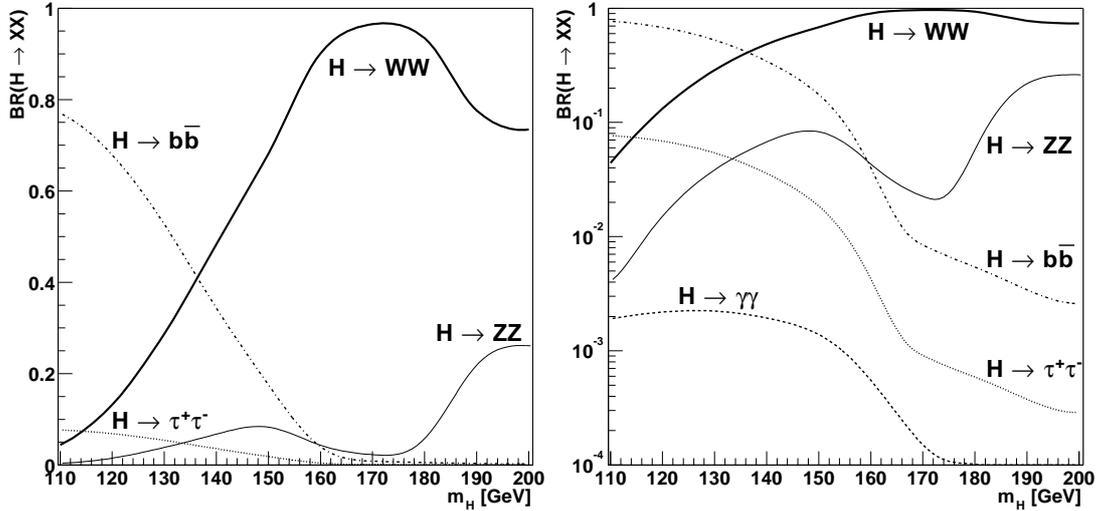


Abbildung 2.3: Verzweigungsverhältnisse eines Standardmodell Higgs-Bosons in Abhängigkeit von der Higgs-Masse; Die gezeigten Verzweigungsverhältnisse wurden mit HDECAY [Spi97] berechnet. Der rechte Graph ist im Gegensatz zum linken logarithmisch in y-Richtung skaliert.

In Abschnitt 2.5 wurde gezeigt, daß die Higgs-Boson-Produktion vorwiegend über Teilchen großer Masse erfolgt. Dies gilt auch für Higgs-Boson-Zerfälle. Die Verzweigungsverhältnisse in verschiedene Zerfallsprodukte in Abhängigkeit der Higgs-Boson-Masse ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Dabei ist der Zerfall in zwei b-Quarks dominant, bis die Higgs-Boson-Masse den Zerfall in zwei W-Bosonen erlaubt. Die Feynman-Graphen der Zerfallsprozesse, die bei Hadronbeschleunigern aufgrund eines guten Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses untersucht werden, sind in Abbildung 2.4 für Standardmodell Higgs-Bosonen gezeigt.

Für bestimmte Erweiterungen des Standardmodells sind auch unsichtbare Zerfälle von Higgs-Bosonen möglich.

Für den Nachweis unsichtbar zerfallender Higgs-Bosonen kommen am LHC nur Produktionskanäle mit assoziierten Teilchen in Frage. An Beschleunigern ist es nämlich nicht möglich, ein einzelnes unsichtbar zerfallendes Higgs-Boson nachzuweisen, da es nicht unterscheidbar von einer Kollision ohne harten Streuprozess ist. Die möglichen Produktions-Feynman-Graphen für nachweisbare Zerfälle unsichtbar zerfallender Higgs-Bosonen sind in Abb. 2.1 die Graphen b)-d). Die Gluon-Fusion kann nur dann zum Nachweis eines unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosons verwendet werden, wenn ein zusätzlicher Jet abgestrahlt wird.

Eine Studie zur Suche nach unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosonen in der Vektor-

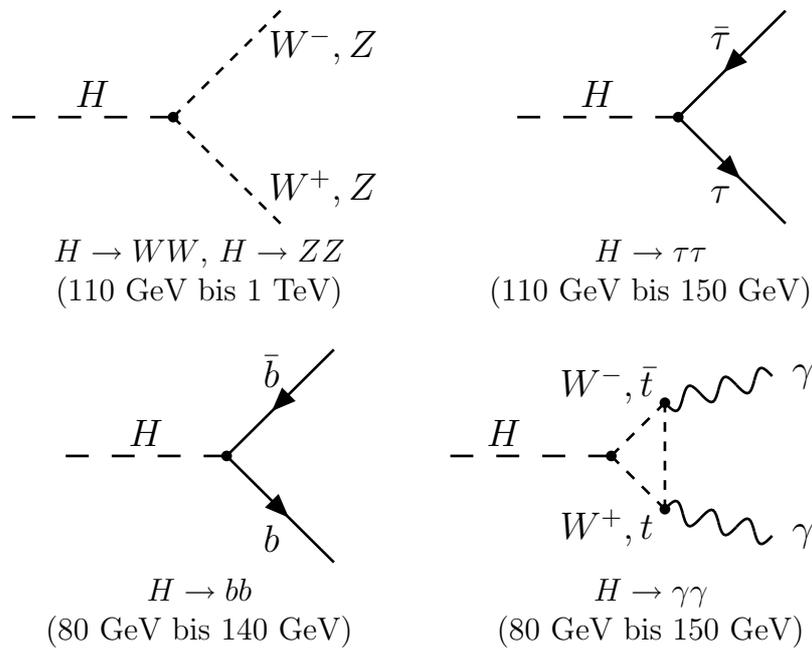


Abbildung 2.4: Experimentell nachweisbare Higgs-Boson-Zerfallsprozesse am LHC;

Gezeigt sind die Feynman-Graphen der Zerfallsprozesse mit Angabe des Higgs-Boson-Massenbereichs, in dem sie am LHC nachgewiesen werden können

Bosonen-Fusion [Neu03] und in der assoziierten Z-Produktion [Gag03] sind bisher untersucht worden. Diese Arbeit befasst sich mit der Suche nach unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosonen in assoziierter  $t\bar{t}$  Produktion und in Gluon-Fusion mit zusätzlich abgestrahltem Jet.

## 2.7 Erweiterungen des Standardmodells

Die Etablierung eines Higgs-Sektors wäre ein wichtiger Fortschritt zum Verständnis der Struktur der Materie. Deshalb ist es nötig, Erweiterungen des Standardmodells zu untersuchen, die zu einer Verminderung des Higgs-Boson-Signals führen. Damit sind insbesondere Modelle mit der Möglichkeit von unsichtbaren Zerfällen des Higgs-Bosons gemeint.

Eine einfache Erweiterung des Standardmodells ist das Hinzufügen von skalaren Feldern. Diese Erweiterung wird im folgenden Phion-Modell genannt [Bin97].

Eine weitere vielbeachtete Erweiterung des Standardmodells ist die Einführung einer Symmetrie zwischen Bosonen und Fermionen, die Supersymmetrie<sup>6</sup> [Csa96,

<sup>6</sup>SUSY

Mar99].

### 2.7.1 Das Phion-Modell

Im Phion-Modell werden skalare Felder zum Standardmodell hinzugefügt, die ein Singulett unter der Eichgruppe des Standardmodells bilden [Hil87, Bin99, Akh01]. Es werden Singuletts gewählt, da bei der Störungsrechnung 1. Ordnung die Feynman-Graphen keine Singuletts enthalten und damit die schwache Wechselwirkung nicht sensitiv auf deren Existenz ist. Koppelt nun ausschließlich das Higgs-Boson an diesen versteckten Sektor, führt dies zu einem nicht-standardmodell unsichtbaren Higgs-Boson-Zerfall. Eine starke Kopplung des Higgs-Bosons an den versteckten Sektor kann zu schnellen Higgs-Boson-Zerfällen führen und dadurch zu einer breiten Resonanz. Dies vermindert das nachweisbare Signal durch ein niedrigeres Verzweigungsverhältnis in Standardmodell-Zerfälle, da das Higgs-Boson auch in Phionen zerfällt. Zusätzlich verlieren Analysen, die ein enges Massenfenster um die Higgs-Boson-Masse fordern, Signalereignisse.

Die Lagrangedichte für skalare Felder läßt sich damit schreiben als

$$\mathcal{L}_{\text{skalar}} = \mathcal{L}_\phi + \mathcal{L}_{\text{Phion}} + \mathcal{L}_{\text{Wechselwirkung}} , \quad (2.26)$$

wobei die Lagrangedichte des Higgs  $\mathcal{L}_\phi$  aus Gleichung (2.22) bekannt ist und die Lagrangedichte des versteckten Sektors, dessen Teilchen mit Phionen bezeichnet werden, mit

$$\mathcal{L}_{\text{Phion}} = -\frac{1}{2}\partial_\mu\Phi\partial^\mu\Phi - \frac{1}{2}m_\Phi^2\Phi^2 - \frac{\kappa}{8N}(\Phi^2)^2 \quad (2.27)$$

und der Wechselwirkungsterm mit

$$\mathcal{L}_{\text{Wechselwirkung}} = -\frac{\omega}{2\sqrt{N}}\Phi^2|\phi|^2 \quad (2.28)$$

postuliert wird. Dabei sind  $\omega$ ,  $\kappa$  und  $m_\Phi$  freie Parameter.  $N$  ist die Größe des Vektors  $\Phi$  der skalaren Phion-Felder.

Wird ein Vakuumerwartungswert ungleich 0 für die Phionen gefordert, ist die Massenmatrix nicht mehr diagonal und das Mischen von Higgs-Bosonen und Phionen wird möglich. Das leichteste Skalar in einem solchen Modell hätte eine um den Cosinus des Mischungswinkel reduzierte Kopplung an die Vektor-Bosonen.

Werden die nicht-standardmodell Kopplungen  $\omega$  und  $\kappa$  groß gewählt, entstehen nicht vernachlässigbare Operatoren mit äußeren Higgs- und Phionen-Feldern. Diese sind um einen Faktor  $1/\sqrt{N}$  unterdrückt. Zur Diskussion der Higgs-Boson-Eigenschaften reicht die Untersuchung des Higgs-Propagators.

Damit ergibt sich im Rahmen des Phion-Modells für die Breite des Higgs-Bosons [Bin99]

$$\Gamma_{\text{H}} = \frac{\omega^2 v^2}{32\pi m_{\text{H}}} = \frac{\omega^2 (\sin\theta_{\text{W}} \cos\theta_{\text{W}} M_{\text{Z}})^2}{32\pi^2 \alpha_{\text{em}} M_{\text{H}}} . \quad (2.29)$$

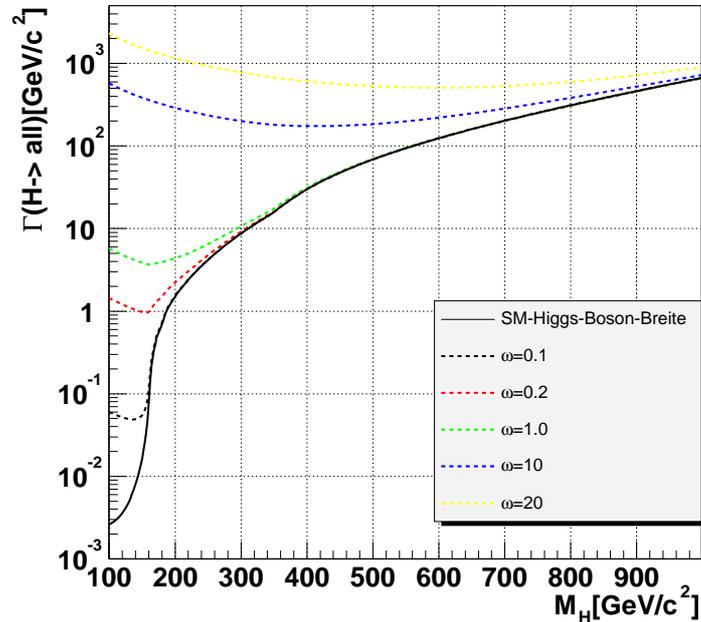


Abbildung 2.5: Vergleich der Breite des Higgs-Bosons im Standardmodell und im Phion-Modell;

Der Graph zeigt die Breite des Higgs-Bosons in Abhängigkeit der Higgs-Boson-Masse für verschiedene Werte des Parameters  $\omega$ . Dieser Parameter beschreibt die Kopplungsstärke des Higgs-Bosons an den versteckten Sektor (s. Gl. (2.27)). Die Breite des Standardmodell-Higgs-Bosons wurde mit HDecay [Spi97] berechnet, für die Breite im Phion-Modell wurde Gl. (2.29) verwendet. Im Higgs-Boson-Massenbereich  $m_H < 150$  GeV würde eine Kopplungsstärke von  $\sim 1$  die Breite des Higgs-Bosons um einen Faktor 1000 erhöhen.

Der Verlauf der Breite des Higgs-Bosons in Abhängigkeit der Higgs-Boson-Masse für den Phion-Sektor im Vergleich zum Standardmodell ist in Abbildung 2.5 für verschiedene Kopplungsparameter  $\omega$  dargestellt.

Aus den Verhältnissen der Zerfallsbreiten in Standardmodellzerfälle und Zerfälle in Phionen, lassen sich die Verzweungsverhältnisse berechnen. Abbildung 2.6 zeigt die Verzweungsverhältnisse für verschiedene Higgs-Boson-Massen in Abhängigkeit des Parameters  $\omega$ . Dabei handelt es sich um den Anteil der Higgs-Bosonen, der unsichtbar zerfällt.

Einschränkungen für das Phion-Modell ergeben sich aus zwei Bedingungen. Es

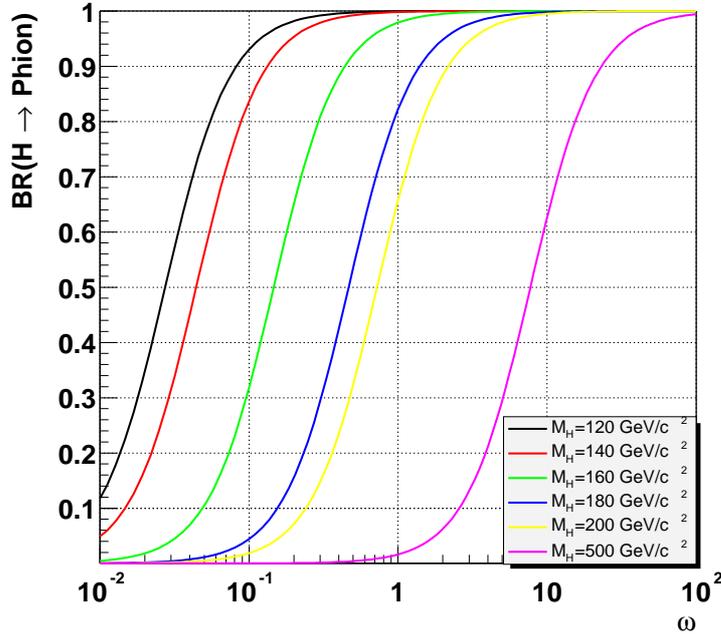


Abbildung 2.6: Verzweigungsverhältnisse im Phion-Modell;

Die Abbildung zeigt das Verzweigungsverhältnis von Higgs-Bosonen in Phionen in Abhängigkeit des Parameter  $\omega$ , der die Kopplungsstärke des Higgs-Bosons an die Phionen beschreibt. Das Verzweigungsverhältnis wurde für verschiedene Higgs-Boson-Massen berechnet.

darf kein Landau-Pol bis zu einer Skala  $\Lambda$  existieren. Zusätzlich darf das Vakuum nicht instabil werden. In Abbildung 2.7 sind Grenzen des Parameters  $\omega$  in Abhängigkeit der Higgs-Masse und der Skala  $\Lambda$  gezeigt [Bin97].

Der Nachweis des Higgs-Bosons kann in diesem Modell über Standard-Zerfälle geschehen, deren Verzweigungsverhältnisse durch den möglichen Zerfall in Phionen reduziert ist. Bei einer großen Kopplungsstärke zwischen Higgs-Boson und Phionen wird das Higgs-Boson jedoch nicht nachweisbar sein. Der Nachweis kann dann nur über unsichtbare Zerfälle geführt werden.

## 2.7.2 Supersymmetrie

Die supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells kann durch folgende Unzulänglichkeiten des Standardmodells motiviert werden [Mar99].

Im Standardmodell ist die Gravitation als letzte verbleibende Wechselwirkung

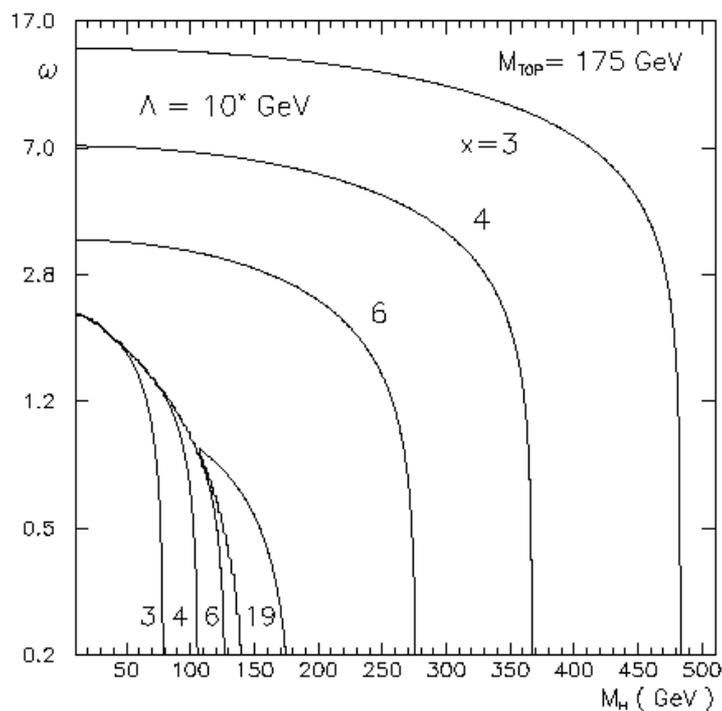


Abbildung 2.7: Grenzen des Parameter  $\omega$  für verschiedene Skalen  $\Lambda$  in Abhängigkeit der Higgs-Masse für das Phion-Modell;

An der Skalenenergie  $2m_Z$  wurde Parameter  $\kappa = 0$  gesetzt. Diese Wahl sorgt für einen größtmöglichen Parameterraum. Die erlaubten Regionen der Skalenvariable  $\Lambda$  sind zwischen den Konturen oben rechts und unten links eingegrenzt. Mit  $x$  ist der Exponent der Zehnerpotenz der Skala  $\Lambda$  bezeichnet. Der Graph ist aus [Bin99] entnommen.

nicht enthalten. Die Vereinigung von Standardmodell und Gravitation wird bei der Planck-Skala

$$M_P = \sqrt{\frac{\hbar c}{G_N}} = 1.2 \cdot 10^{19} \text{ GeV}/c^2 \quad (2.30)$$

erwartet. Die Energieskala des Standardmodells ist die elektroschwache Energieskala von  $10^2$  GeV. Zwischen beiden Skalen werden neue physikalische Phänomene erwartet. Der Größenunterschied  $M_W/M_P \sim 10^{-17}$  wird als Hierarchieproblem bezeichnet.

Desweiteren müssen Strahlungskorrekturen  $\delta M_H^2 = \mathcal{O}(\frac{\alpha}{\pi})\Lambda^2$  für das Higgs-Boson berücksichtigt werden, wie sie in Abbildung 2.8 dargestellt sind. Gilt das Standardmodell bis zur Planck-Skala, ist die 'natürliche' Masse des Higgs-Boson aufgrund von Selbstenergiendiagrammen in der Größenordnung  $\mathcal{O}(M_P)$ . Eine Kompensation dieser Selbstenergiendiagramme ist durch Fermionschleifen möglich. Dabei

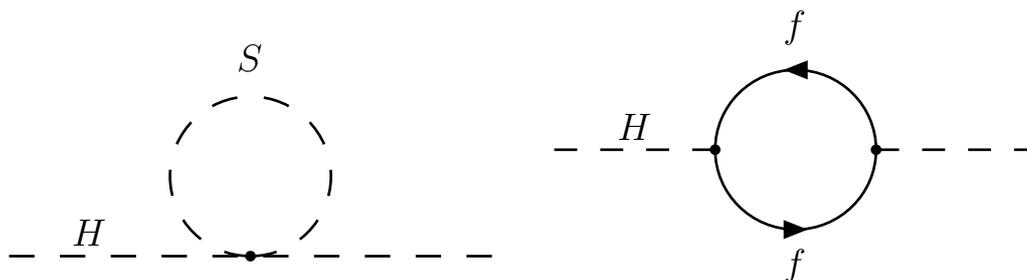


Abbildung 2.8: Strahlungskorrekturen Higgs-Boson-Masse;

Der linke Graph zeigt den Feynman-Graphen für Strahlungskorrekturen aufgrund von Bosonschleifen ( $S$ =skalares Teilchen), der rechte für Strahlungskorrekturen durch Fermionschleifen.

muß der entsprechende Parameter mit einer Genauigkeit von  $\mathcal{O}(10^{-34})$  eingestellt werden. Dies wird als Finetunig-Problem bezeichnet.

Zusätzlich enthält das Standardmodell viele freie Parameter, die nicht von der Theorie vorhergesagt werden können. Dabei handelt es sich unter anderem um die Massen der Teilchen, Kopplungskonstanten und die CKM-Matrix<sup>7</sup>, die experimentell bestimmt werden müssen.

In der supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells werden jedem Fermion und Boson ein supersymmetrisches Partnerteilchen zugeordnet, das sich formal nur durch die Änderung des Spins um den Wert  $\Delta S = \frac{1}{2}$  unterscheidet. Die Kopplungen und Massen sind bei ungebrochener Symmetrie identisch.

In dieser Erweiterung des Standardmodells ist das Finetunig-Problem nicht vorhanden, da Fermion- und Bosonschleifen die divergenten Strahlungskorrekturen auf Higgs-Massen aufheben.

Durch zusätzliche supersymmetrische Teilchen können die drei verschiedenen Kopplungen in einem hohen Energiebereich in einem Punkt zu einer Wechselwirkung vereinigt werden. Diese Vereinheitlichung wird als GUT<sup>8</sup> bezeichnet.

Auch führt die Forderung nach lokaler Eichinvarianz der Supersymmetrie zu einem Spin 2-Teilchen, das mit dem Graviton identifiziert werden kann. Dies ist ein wesentlicher Schritt zur Einbindung der Gravitation.

Um Baryon- und Leptonzahlverletzung in SUSY-Theorien zu verhindern, wird eine zusätzliche diskrete und multiplikative Symmetrie eingeführt, die  $R$ -Parität. Sie läßt sich mit der Baryonzahl  $B$ , der Leptonzahl  $L$  und dem Spin  $S$  schreiben als

$$R = (-1)^{3(B-L)+2S} \quad (2.31)$$

<sup>7</sup>Die Mischung der Quarkzustände wird durch die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix beschrieben.

<sup>8</sup>Grand Unified Theory

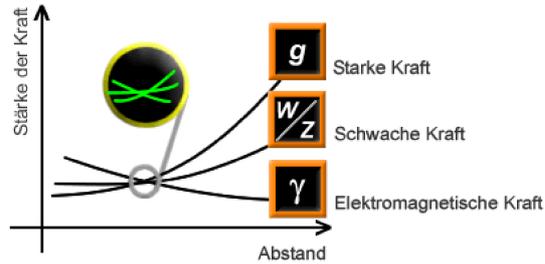


Abbildung 2.9: Vereinheitlichung der Kopplungen bei SUSY;

Zusätzliche supersymmetrische Teilchen ändern die Skalenabhängigkeit der Kopplungskonstanten der elektromagnetischen, schwachen und starken Wechselwirkung, so daß eine Vereinheitlichung an einem Punkt erreicht werden kann (Bild aus [DPG04]).

und unterscheidet somit zwischen Standardmodellteilchen ( $R = +1$ ) und SUSY-Teilchen ( $R = -1$ ).

Die Forderung nach  $R$ -Paritätserhaltung hat wichtige Konsequenzen:

- SUSY-Teilchen werden nur paarweise erzeugt.
- Ein SUSY-Teilchen zerfällt immer in eine ungerade Anzahl von SUSY-Teilchen.
- Das leichteste SUSY-Teilchen, das LSP<sup>9</sup>, ist stabil.

Supersymmetrische Modelle führen eine Vielzahl von neuen Parametern ein. Die einfachste Form der Supersymmetrie mit der minimalen Anzahl an Parametern wird als Minimales Supersymmetrisches Standardmodell (MSSM) bezeichnet [Csa96, Häu03]. In diesem Modell ist die  $R$ -Parität erhalten.

### Minimales Supersymmetrisches Standardmodell

Das MSSM ist eine Variante von SUSY-Theorien, die durch eine minimale Anzahl von neuen Feldern konstruiert werden kann. Im MSSM wird die Existenz von zwei Higgs-Dubletts gefordert. Dadurch ergeben sich drei neutrale ( $h/H$  mit  $CP = +$  und das pseudoskalare  $A$  mit  $CP = -$ , ) und ein Paar geladener ( $H^\pm$ ) Higgs-Bosonen. Das leichteste Higgs-Boson wird mit  $h$  bezeichnet. Es ergeben sich zwei Vakuumerwartungswerte der Form

$$\langle \phi_0 \rangle = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle \phi_1 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} . \quad (2.32)$$

<sup>9</sup>Lightest Superparticle

Das Verhältnis der Vakuumerwartungswerte wird mit

$$\tan \beta = \frac{v_2}{v_1} \quad (2.33)$$

bezeichnet.

Um die Anzahl der Parameter auf ein überschaubares Maß einzuschränken, werden Annahmen über Vereinheitlichung einiger Parameter auf der GUT-Skala gemacht. In diesem mSugra<sup>10</sup> verbleiben 5 Parameter:

- Gaugino-Massenparameter  $m_{1/2}$
- skalare Masse auf der GUT-Skala  $m_0$
- Higgsino-Massenparameter  $\mu$
- Verhältnis der Vakuumerwartungswerte der Higgsdubletts  $\tan \beta$
- gemeinsame trilineare Kopplung  $A_0$

## Unsichtbare Higgs-Boson-Zerfälle in SUSY

Supersymmetrische Modelle enthalten unsichtbare Zerfälle des Higgs-Bosons, falls die  $R$ -Parität erhalten ist und damit Zerfälle des Higgs-Boson in stabile, nicht nachweisbare LSPs möglich sind. Kandidaten für das LSP ist das leichteste Neutralino-Paar.

Unsichtbar zerfallende Higgs-Bosonen sind im mSugra-Modell für das leichte Higgs-Boson  $h$  nicht möglich [Mar99b]. Auch Rechnungen mit HDECAY [Spi97] ergeben kein Verzweigungsverhältnis in Neutralinos für verschiedene Werte der fünf Parameter. Für das Pseudoskalare Higgs-Boson  $A$  ergeben Rechnungen mit HDECAY ein Verzweigungsverhältnis von bis zu 80%<sup>11</sup>.

Für ‘pathologische’ Modelle, die die Vereinheitlichung der Gaugino-Massen aufgegeben, wie in Referenz [Bel00] beschrieben, ist für die Parameterwahl

$$\begin{aligned} M_1 &= \frac{1}{10} M_2 \quad , \\ \tan \beta &= 5 \quad , \\ A_t &= 0 \end{aligned} \quad (2.34)$$

auch ein unsichtbarer Zerfall des leichten Higgs-Bosons  $h$  möglich. Die Verzweigungsverhältnisse in LSP’s können bis zu 90% für  $M_2 = 50 - 300 \text{ GeV}/c^2$  und  $\mu = 100 - 500 \text{ GeV}/c^2$  betragen.

---

<sup>10</sup>minimal SuperGRAvity

<sup>11</sup> $\tan \beta = 2, M_{1/2} = 200 \text{ GeV}/c^2, \mu = 300 \text{ GeV}/c^2, A_0 = 1500, M_0 = 500 \text{ GeV}/c^2$

## 2.8 Stand der Suche nach Higgs-Bosonen

Präzisionsmessungen im elektroschwachen Bereich können durch eine Anpassung an alle Daten derzeit [LEP03] eine Higgs-Boson-Masse von  $M_H = (81_{-33}^{+52}) \text{ GeV}/c^2$  voraussagen und setzen eine obere Grenze von  $193 \text{ GeV}/c^2$  für 95% Konfidenzniveau.

Für die direkte Suche nach Higgs-Bosonen in Elektron-Positron-Kollisionen bei LEP<sup>12</sup> ist die assoziierte  $Z$ -Produktion (s. Abb. 2.2 c) ) der dominante Produktionsprozeß. Zusätzlich trägt die Vektor-Bosonen-Fusion am oberen Ende des kinematischen Bereichs in geringen Maßen bei. Für den bei LEP zugänglichen Massenbereich ist das Verzweungsverhältnis des Higgs-Bosons in  $b\bar{b}$ -Quarkpaare 74%. Die Endzustände werden, je nach  $Z$ -Boson-Zerfall, Vier-Jet-Endzustand ( $H \rightarrow b\bar{b}, Z \rightarrow q\bar{q}$ ), Fehlende-Energie-Endzustand ( $H \rightarrow b\bar{b}, Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ ) oder Leptonischer-Endzustand ( $H \rightarrow b\bar{b}, Z \rightarrow \ell^+\ell^-$ ) genannt. Die Kombination aus vier LEP-Experimenten für eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} < 209 \text{ GeV}$  ergibt eine untere Grenze von  $m_H > 114.4 \text{ GeV}$  für 95% Konfidenzniveau.

Für MSSM-Higgs-Bosonen werden zur Berechnung von Massengrenzen die Produktionsprozesse  $e^+e^- \rightarrow hZ$  und  $e^+e^- \rightarrow hA$  kombiniert [LEP01a]. Die unteren Massengrenzen betragen  $m_h > 91.0 \text{ GeV}$  und  $m_A > 91.9 \text{ GeV}$ .

Bei LEP wurden die Suche nach unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosonen [LEP01b] in den Endzuständen mit Jets ( $H \rightarrow \text{unsichtbar})(Z \rightarrow q\bar{q})$  und Leptonen ( $H \rightarrow \text{unsichtbar})(Z \rightarrow \ell\bar{\ell})$  durchgeführt. Die Kombination aus vier LEP-Experimenten ergibt eine untere Massengrenze  $m_H > 114.4 \text{ GeV}$  für 95% Konfidenzniveau.

Eine Zusammenfassung der Ergebnisse findet sich in [McN02].

---

<sup>12</sup>Large Electron-Positron Collider

# 3 Der ATLAS-Detektor am LHC

Am europäischen Forschungszentrum CERN<sup>1</sup> in Genf wird der Large Hadron Collider (LHC) in den vorhandenen Tunnel des LEP<sup>2</sup>-Speicherrings eingebaut [LHC95]. Dort sollen Kollisionen von Protonen und Kollisionen von schweren Ionen untersucht werden. Vier Wechselwirkungspunkte für verschiedene Experimente sind geplant. In Abbildung 3.1 ist eine schematische Übersicht der verschiedenen Experimente und des Rings zu sehen. Bei den Detektoren ATLAS<sup>3</sup> und CMS<sup>4</sup> handelt es sich um Multifunktionsdetektoren für den Proton-Proton-Betrieb.

Mit dem Experiment LHCb sollen CP-verletzende Zerfälle untersucht werden. ALICE<sup>5</sup> ist für Kollisionen von schweren Ionen ausgelegt und soll Aufschluß über das Verhalten von Kernbausteinen bei sehr hohen Dichten und Temperaturen geben (Untersuchungen zum Quark-Gluon-Plasma).

Die Fertigstellung des LHC-Beschleunigers ist für 2006 geplant, der Beginn der Experimente ist zur Zeit für 2007 vorgesehen.

Im Folgenden werden kurz die Eigenschaften des LHC-Beschleunigers im Proton-Proton-Betrieb und der Aufbau des ATLAS-Detektors beschrieben.

## 3.1 Der Proton-Proton-Speicherring LHC

Der Proton-Proton-Speicherring LHC liegt etwa 10 km von Genf entfernt in einer Tiefe von 100 m. Der Speicherring ist mit einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV und einer Luminosität von  $10^{34} \frac{\text{Teilchen}}{\text{cm}^2\text{s}}$  geplant. Die Luminosität  $L$  ist definiert als

$$L = \frac{N_p^2 N_B c}{A_{\text{eff}} U} \quad , \quad (3.1)$$

wobei  $N_p$  die Anzahl der Protonen pro Bunch ist,  $N_B$  die Anzahl der Protonenbunche,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $A_{\text{eff}} = 4\pi\sigma_x\sigma_y$  die effektive Querschnittsfläche

---

<sup>1</sup>European Organisation for Nuclear Research (Conseil Europeen pour la Recherche Nucleaire), Schweiz, <http://www.cern.ch>

<sup>2</sup>Large Elektron-Positron Collider

<sup>3</sup>A Toroidal LHC ApparatuS [ATL94]

<sup>4</sup>Compact Muon Spectrometer [CMS94]

<sup>5</sup>A Large Ion Collider Experiment

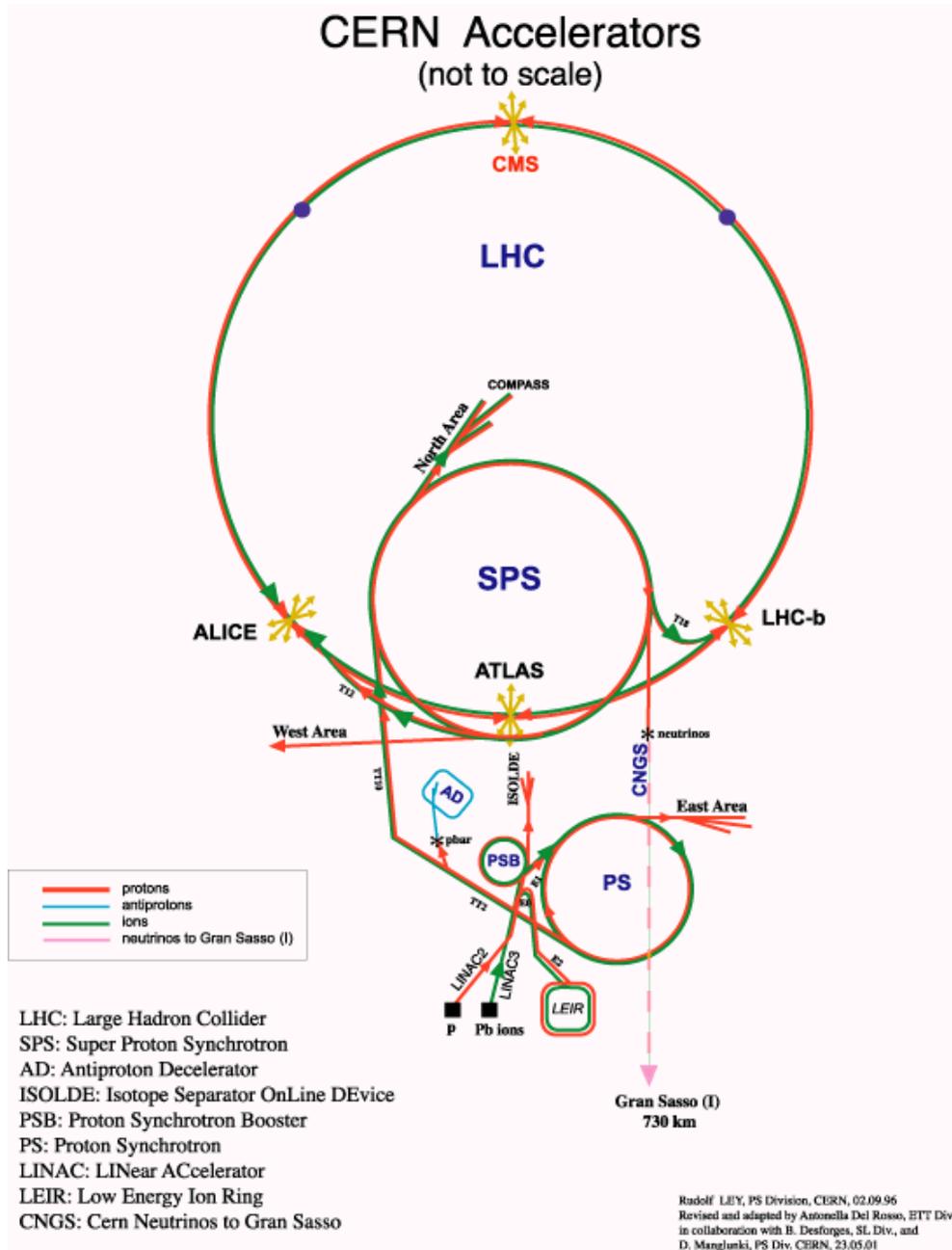


Abbildung 3.1: Schematische Übersicht der Anordnung der vier LHC-Experimente ALICE, ATLAS, CMS und LHCb am LHC-Ring.

der Bunche und  $U$  der Ringumfang. Die Energie von je 7 TeV pro Protonstrahl stellt an die Beschleunigungskavitäten keine besonderen Anforderungen, da diese die Protonen bei jedem Umlauf beschleunigen. Eine große Herausforderung liegt in der Konstruktion der Magnete, die die Protonenstrahlen auf der Kreis-

Schwerpunktsenergie	14	TeV
Energie des Vorbeschleunigers	450	MeV
Luminosität	1	$10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$
Strahlstrom	0.56	A
Bunch-Abstand	7.48	m
Bunch-Abstand	24.95	ns
Protonenanzahl pro Bunch	1.1	$10^{11}$
Strahl-Strahl-Winkel am Interaktionspunkt	300	$\mu$ rad
Halbwertszeit der Luminosität	10	h
Energieverlust pro Umlauf	7	keV
Abgestrahlte Leistung pro Strahl	3.8	kW
gespeicherte Energie pro Strahl	350	MJ
Anzahl der Dipolmagnete	1232	
Dipol-Feld bei 7 TeV pro Strahl	8.33	Tesla
Strom aller Dipolmagnete	11796	A
Anzahl der Quadrupolmagnete	56	
Anzahl der Kavitäten	8	
Beschleunigungsgradient in den Kavitäten	5	$\frac{\text{MV}}{\text{m}}$
Umfang des Tunnels	26.659	km

Tabelle 3.1: Parameter des LHC im Proton-Proton-Betrieb;

bahn halten. Dies wird durch supraleitende Magnete mit einem Magnetfeld von 8.3 T gewährleistet. An dieser Stelle ist die geringe Synchrotronstrahlung von Protonen<sup>6</sup> von Vorteil, da diese auch in die supraleitenden Magnete abgestrahlt wird und damit zu einer geringeren Belastung der Kühlung beiträgt. Eine Übersicht über die Parameter des LHCs ist in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Es sind zwei Phasen des Betriebs geplant. Zu Beginn soll nur eine Luminosität von ca.  $10^{33} \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$  erreicht werden. Nach 3 Jahren Betrieb und einer integrierten Luminosität  $\int \mathcal{L} = 30 - 60 \text{ fb}^{-1}$  soll die Luminosität auf  $10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$  erhöht werden.

<sup>6</sup>Die Synchrotronstrahlung ist definiert durch  $E_S = \frac{e^2 \cdot c}{6\pi\epsilon_0(m_0c^2)^4} \frac{E^4}{R}$ , wobei  $m_0$  die Ruhemasse,  $E$  die Energie des Teilchens und  $R$  den Radius der Kreisbahn beschreibt. Diese ist durch die Protonenmasse um 4 Größenordnungen niedriger als bei LEP.

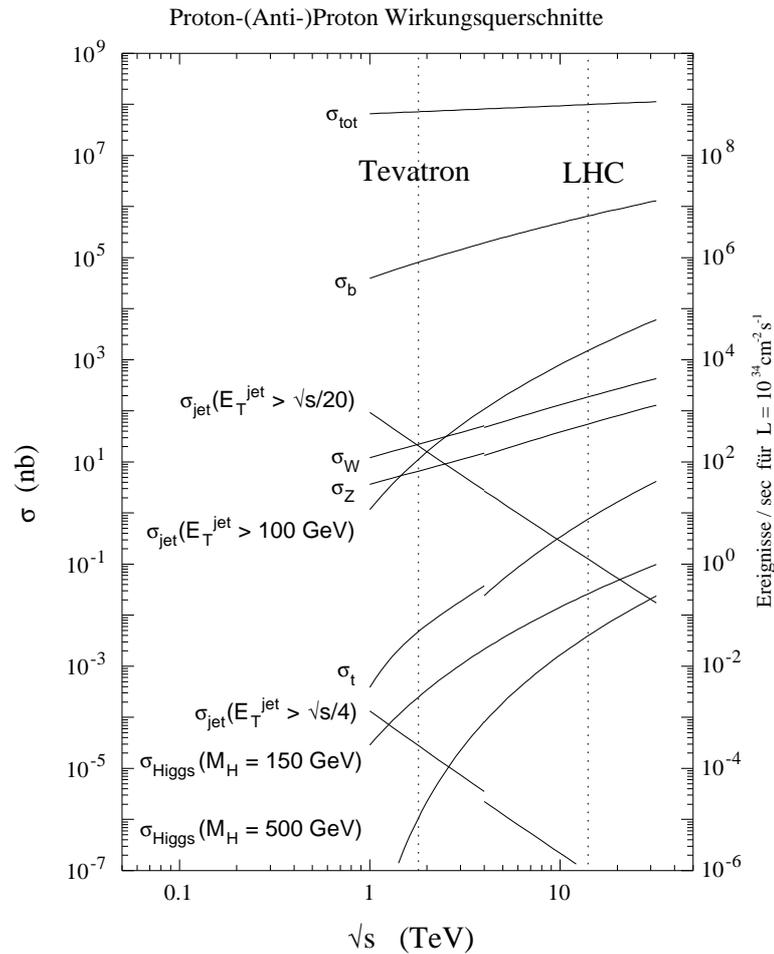


Abbildung 3.2: Wirkungsquerschnitte und Produktionsraten für einige am LHC wichtige Physikprozesse;

Die linke Achse bezeichnet den Wirkungsquerschnitt eines Prozesses, die rechte Achse die erwartete Produktionsrate. Die Werte sind sowohl für den LHC als auch für den Proton-Antiproton-Speicherung Tevatron am Fermilab, Chicago angegeben. Der Sprung in den Wirkungsquerschnitten kommt dadurch zustande, daß am Tevatron Protonen mit Antiprotonen kollidieren, und daher auch Valenzantiquarks im Strahl vorkommen.

### 3.2 Proton-Proton-Kollisionen

Um Proton-Proton-Streuexperimente auswerten zu können, muß die innere Zusammensetzung der Nukleonen bekannt sein. Eine ausführliche Beschreibung über tiefinelastische Streuung findet sich in [Pov95, Hal84].

### 3.2.1 Strukturfunktionen

Die Kollisionen von Protonen bei hohen Energien können mit dem Parton-Modell beschrieben werden. Dabei wird das Proton als zusammengesetztes System aus den drei Valenzquarks, Seequarks und Gluonen betrachtet. Die Konstituenten tragen jeweils nur einen Anteil  $x$  am Gesamtimpuls des Protons.

Zur Durchführung von Berechnungen im Rahmen von Monte-Carlo-Generatoren ist es nötig, die Impulsverteilungen der einzelnen Komponenten zu kennen. Diese werden durch Parton-Dichte-Funktionen<sup>7</sup>  $q(x)$  beschrieben. Dabei beschreibt  $q(x)dx$  die Wahrscheinlichkeit, daß ein Quark  $q$  den Anteil  $x < x + dx$  des Impulses trägt, wobei  $0 < x < 1$ .

Aus der Bedingung, daß die Summe aller Partonimpulse den Gesamtimpuls des Protons ergeben muß, ergibt sich

$$\sum_q \int_0^1 xq(x) dx = 1 \quad . \quad (3.2)$$

Die Summe über alle Parton-Dichte-Funktionen ergibt die Strukturfunktionen

$$\begin{aligned} F_2(x) &= \sum_q e_i^2 xq_i(x) \\ F_1(x) &= \frac{1}{2x} F_2(x) \quad . \end{aligned} \quad (3.3)$$

Diese werden aus den Daten der verschiedenen HERA<sup>8</sup>- und fixed-target-Experimenten bestimmt und parametrisiert. In dieser Arbeit werden die Strukturfunktionen von CTEQ [CTEQ5] verwendet.

Der Wirkungsquerschnitt für den harten Streuprozeß von zwei Hadronen ist

$$\sigma = \sum_{i,j} \int \int q_i(x_1, Q) q_j(x_2, Q) \hat{\sigma}_{ij}(x_1, x_2, \alpha_s(Q)) dx_1 dx_2 \quad , \quad (3.4)$$

wobei  $f_i(x, Q)$  die Parton-Dichte-Funktionen der Quarks und Gluonen an der Skala  $Q$  bezeichnet. Der Wirkungsquerschnitt der Streuung der beiden Partonen  $i, j$  ist mit  $\hat{\sigma}_{ij}$  angegeben. Dieser läßt sich bei hohen Energien durch eine Störungsreihe in  $\alpha_s$  entwickeln.

Zusätzlich muß berücksichtigt werden, daß das an der Streuung teilnehmende Parton mit dem Impulsanteil  $x$  von einem Parton mit dem Impulsanteil  $y$  stammt, das ein Gluon abgestrahlt hat ( $q \rightarrow gq, g \rightarrow gg$ ). Die geschieht mit Hilfe der Altarelli-Parisi Gleichungen [Wou99].

<sup>7</sup>PDF: Parton Density Functions

<sup>8</sup>Hadron Electron Ring Accelerator

### 3.2.2 K-Faktoren

Wirkungsquerschnitte werden zunächst in niedrigster Ordnung (LO, Leading Order) berechnet. Dabei werden die Feynmandiagramme ohne Schleifen und Abstrahlung von Gluonen (ISR, FSR<sup>9</sup> verwendet. Eine realistischere Rechnung muß Beiträge höherer Ordnung (NLO, Next-to-Leading Order, NNLO, ...) zusätzlich betrachten. Der richtige Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus Berücksichtigung aller Korrekturen höherer Ordnung. Die NLO-Berechnungen liegen inzwischen für viele Prozesse vor.

Der  $K$ -Faktor bezeichnet das Verhältnis

$$K = \frac{\sigma_{\text{NLO}}}{\sigma_{\text{LO}}}, \quad (3.5)$$

wobei  $\sigma_{\text{NLO}}$  den Wirkungsquerschnitt des NLO-Prozesses und  $\sigma_{\text{LO}}$  den Wirkungsquerschnitt des LO-Prozesses bezeichnet.

Mit diesem Faktor können Abschätzungen des Einflusses von NLO-Effekten auf LO-basierende Prozesse durchgeführt werden.

### 3.2.3 Überlagerte Ereignisse und Pile-Up

Bei Kollisionen von Hadronen wird der harte Streuprozeß von Prozessen niedriger Energie begleitet. Dabei gibt es zwei Anteile. Die Struktur des Protons wird beim harten Streuprozeß fast immer zerstört. Die nicht am Streuprozeß beteiligten Teilchen hadronisieren zu Teilchen mit niedriger Energie und geringem transversalem Impuls. Zusätzlich finden in einem Protonbunch weitere Kollisionen statt. Diese Ereignisse besitzen eine niedrigere Schwerpunktsenergie und werden als Minimum-Bias-Ereignisse bezeichnet.

In der Phase mit geringer Luminosität werden ca. 2 Minimum-Bias-Ereignisse erwartet, bei hoher Luminosität 23.

Am LHC kommt es aufgrund der hohen Wechselwirkungsrate zu Pile-Up, das heißt in einigen Detektorteilen sind noch Energiedepositionen von vorhergehenden Ereignissen vorhanden. Hier sind vor allem die Kalorimeter betroffen.

In Abbildung 3.2 sind die Wirkungsquerschnitte und Produktionsraten für verschiedenste Streuprozesse aufgetragen.

## 3.3 Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor ist als Vielfunktionsdetektor geplant, der das gesamte Physikpotential am LHC ausnutzen soll. Um möglichst alle zu erwartenden Phänomene messen können, ergeben sich folgende Konstruktionsmerkmale des Detektors:

---

<sup>9</sup>Initial State Radiation, Final State Radiation

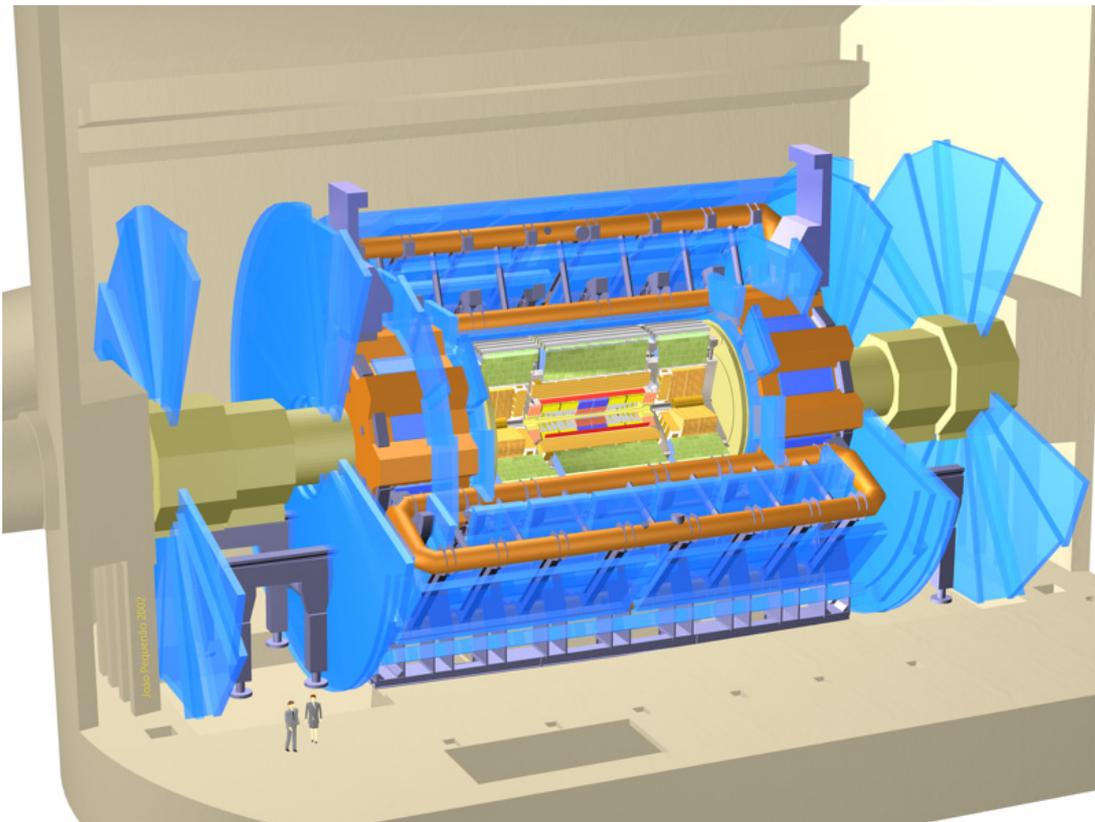


Abbildung 3.3: Schematische Übersicht über die einzelnen Komponenten des ATLAS-Detektors;

In lila: Stützkonstruktion; blau: Myon-Detektor; grün: hadronisches Kalorimeter; orange: elektromagnetisches Kalorimeter; rot: Solenoidmagnet; gelb: innerer Detektor; ocker: Toroid-Magnete

1. Gute Energieauflösung und Raumwinkelabdeckung für Elektronen und Photonen
2. Gute Energieauflösung und Raumwinkelabdeckung für hadronische Schauer
3. Präzise Messung des fehlenden transversalen Impulses  $\cancel{p}_T$
4. Präzise Impulsmessung für Leptonen
5. Präzise Bestimmung der Myon-Impulse
6. Flexibles und schnelles mehrstufiges Triggersystem zur Selektion der physikalisch interessanten Ereignisse

Der ATLAS-Detektor ist aus verschiedenen Subdetektorsystemen aufgebaut. Diese Detektorteile sind dabei schalenförmig um den Wechselwirkungspunkt an-

geordnet. Zur Messung der transversalen Impulsbilanz muß der Detektor hermetisch sein.

Der innere Spurdetektor ist dabei vom Kalorimetersystem umgeben, worauf das Myonspektrometer folgt. Im inneren Detektor sorgen ein Solenoidmagnet und im Myonsystem ein Toroidmagnet mit hohen Magnetfeldern für eine Krümmung der geladenen Spuren, wodurch das Verhältnis  $e/p$  gemessen werden kann. Abb. 3.3 zeigt einen Schnitt durch den ATLAS-Detektor.

Der Spurdetektor erreicht eine Abdeckung in der Pseudorapidity<sup>10</sup> von  $|\eta| \leq 2.5$ . Die Kalorimeter erreichen kombiniert eine Abdeckung von  $|\eta| \leq 4.9$ . Eine allgemeine Beschreibung des ATLAS-Experiments findet sich unter [ATL99].

In den folgenden Abschnitten werden kurz die Subdetektorsysteme beschrieben. Da in dieser Arbeit Teststrahlendaten des hadronischen Endkappenkalorimetersystems verwendet werden, wird diese Komponente detaillierter als andere in Unterabschnitt 3.3.4 beschrieben.

#### 3.3.1 Magnetsystem

Der innere Detektor befindet sich in einem Solenoidmagneten, der außerhalb der Kalorimeter von drei Toroidmagneten umgeben ist, die jeweils aus acht Luftspulen bestehen (s. Abb. 3.4). Das Toroidsystem ist aus dem Barreltoroid und zwei Endkappentoroiden zusammen gesetzt. Es werden supraleitende Spulen verwendet, um im Solenoid ein Magnetfeld von  $2 T$  und im Toroid ein Magnetfeld von  $0.3 T$  zu erzeugen. Das Toroidsystem verwendet Luftspulen, um Vielfachstreuung von Myonen zu reduzieren.

#### 3.3.2 Innerer Spurdetektor

Nahe am Wechselwirkungspunkt befindet sich das innere Detektorsystem. Es besteht aus drei Lagen des Silizium-Pixel-Detektors, vier Lagen des Silizium-Streifen-Detektors (SCT<sup>11</sup>) und einem Übergangsstrahlungsdetektor (TRT<sup>12</sup>). Das Magnetfeld des Solenoidmagneten ermöglicht die Bestimmung des Impulses von geladenen Teilchen sowohl in der Richtung als auch im Betrag. Die Impulsauflösung soll  $\delta p/p < 30\%$  für ( $p = 500 \text{ GeV}/c$ ) betragen. Die Präzision der Spurmessung muß die Rekonstruktion des Vertex und eines möglichen zweiten Vertex ausreichen.

Sehr hohe Anforderungen an die Strahlenhärte müssen die inneren Lagen der Pixel-Detektoren erfüllen.

Die Auflösung des Pixel-Detektors im Barrelbereich beträgt  $\sigma_{R\phi} = 12 \mu\text{m}$ ,  $\sigma_z = 66 \mu\text{m}$  und im Vorwärtsbereich  $\sigma_{R\phi} = 12 \mu\text{m}$ ,  $\sigma_z = 77 \mu\text{m}$ . Die Auflösung des SCT beträgt  $\sigma_{R\phi} = 16 \mu\text{m}$ ,  $\sigma_z = 580 \mu\text{m}$ . Jedes Teilchen durchquert im Mittel drei

---

<sup>10</sup>Pseudorapidity:  $\eta = -\ln(\tan\frac{\theta}{2})$ ,  $\theta \equiv$  Polarwinkel

<sup>11</sup>Semiconductor Tracker

<sup>12</sup>TRT: Transition-Radiation-Tracker

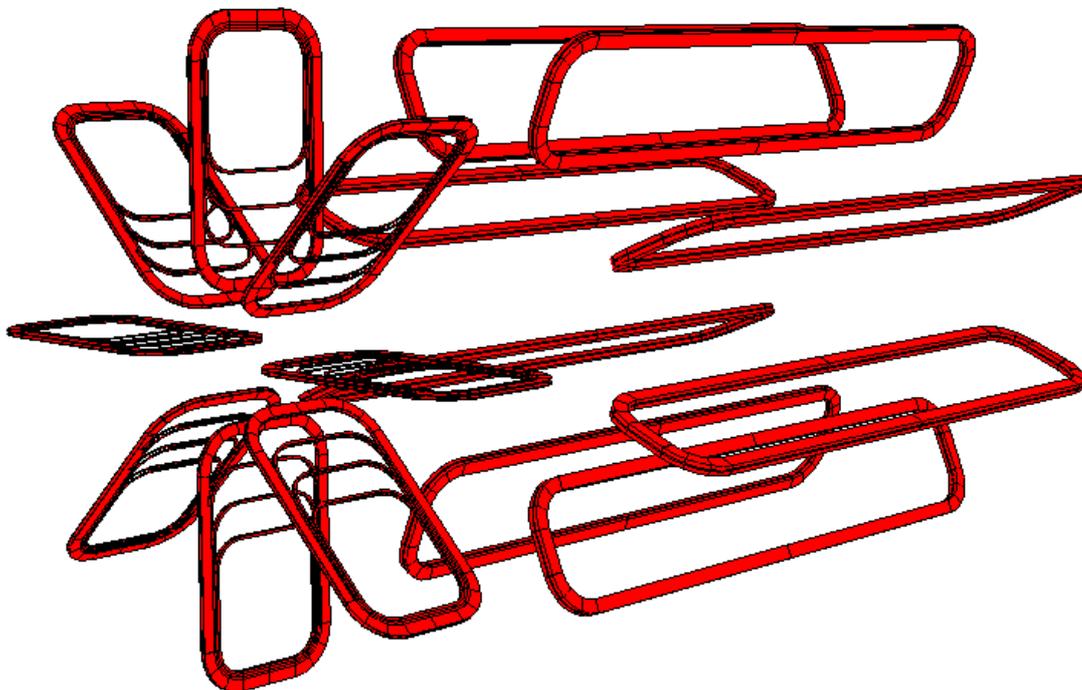


Abbildung 3.4: Das Toroid-Magnetsystem des ATLAS-Detektors; Es ist der Barrelbereich und ein HEC-Bereich der Toroidmagneten abgebildet.

Pixellagen und acht SCT-Lagen. Durch die Anordnung in kleinen Stereowinkeln entsprechen die acht Lagen SCT vier dreidimensionalen Ortspunkten.

Der TRT besteht aus Gas-Zählrohren, die aufgrund der geringeren Kosten gegenüber Silizium gewählt wurden. Als Füllgas ist Xenon vorgesehen.

Abbildung 3.5 zeigt den schematischen Aufbau des inneren Detektors.

### 3.3.3 Kalorimetersystem

Das Kalorimetersystem von ATLAS besteht aus einem zentralen Bereich und den Endkappen. Jeder Bereich ist in ein elektromagnetisches und hadronisches Kalorimeter unterteilt. Das zentrale elektromagnetische Kalorimeter (EM-Barrel) schließt einen Pseudorapiditätsbereich  $|\eta| < 1.475$  ein, das elektromagnetische Endkappenkalorimeter (EMEC) den Bereich  $1.375 < |\eta| < 3.2$ . EM-Barrel und EMEC bestehen aus Blei-Flüssigargon-Kalorimetern in einer 'Akkordeonstruktur' (s. Abb. 3.7). Eine detaillierte Beschreibung ist in Kapitel 6 von [LArTDR96] zu finden.

Das passive Detektormaterial der elektromagnetischen Kalorimeter besteht aus mit Stahl beschichteten Bleiplatten. Diese sind umgeben von aktivem Kalorime-

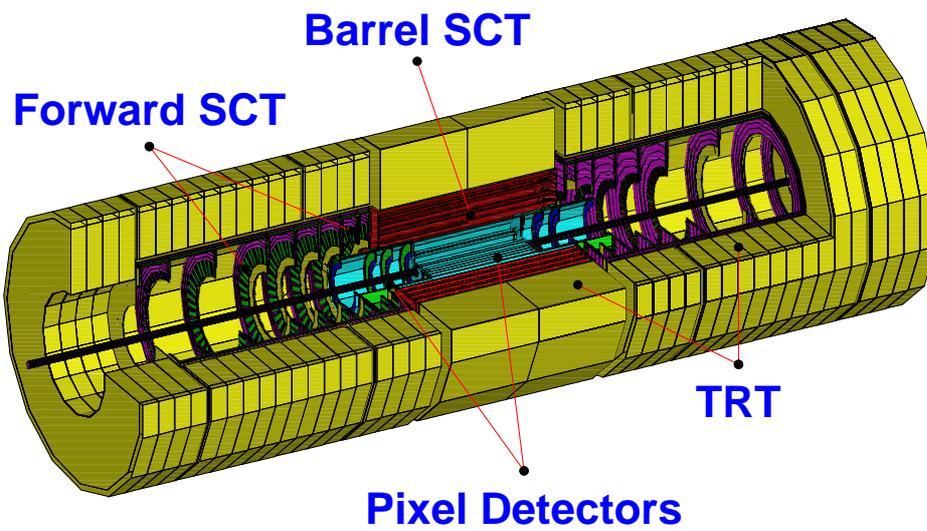


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau des inneren Spurdetektors;

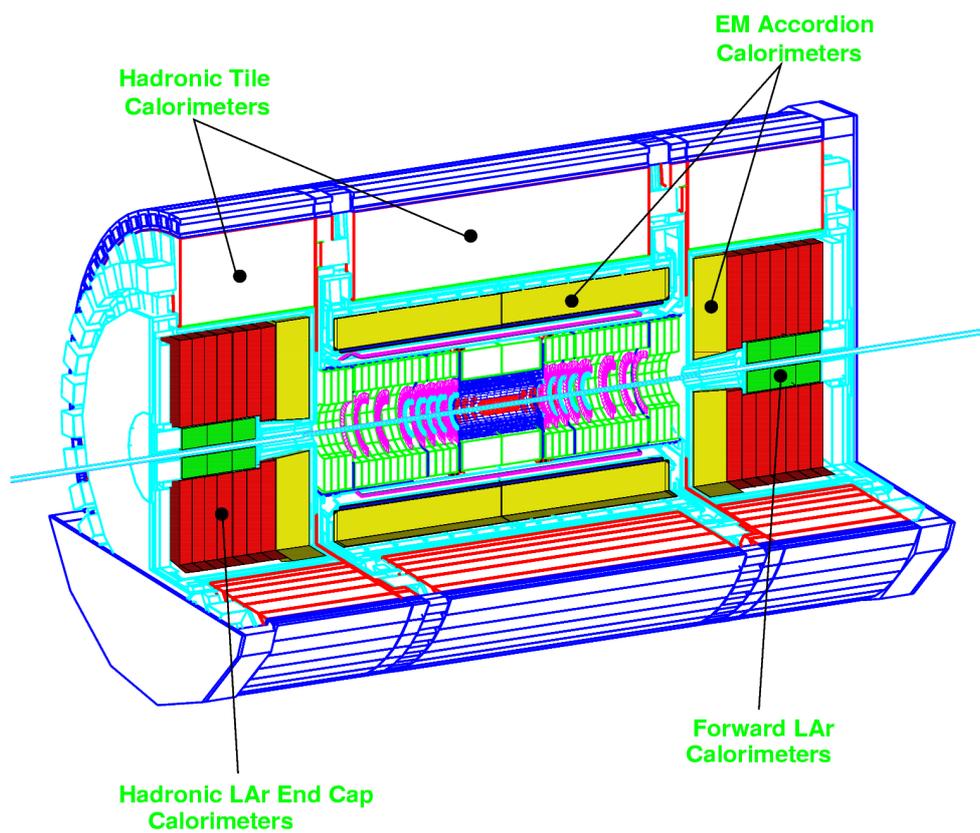


Abbildung 3.6: Das ATLAS-Kalorimetersystem;

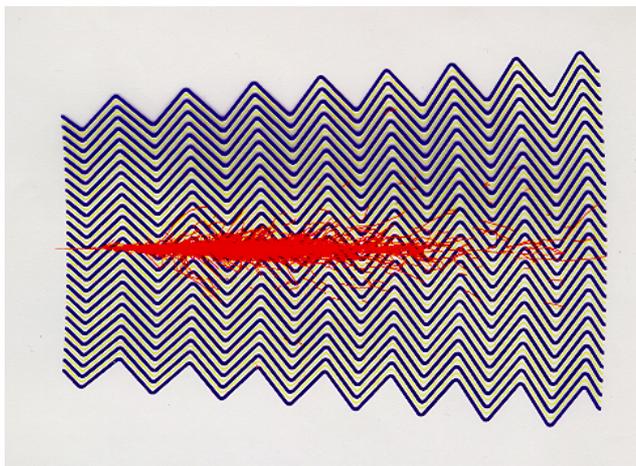


Abbildung 3.7: Simulation eines elektromagnetischen Schauers in der Akkordeonstruktur des EM-Barrel mit GEANT (Detector Description and Simulation Tool);

termaterial. Dafür wurde flüssiges Argon aufgrund seiner intrinsischen Strahlenhärte bei guter Energieauflösung gewählt. Die Elektroden bestehen aus mit Kapton beschichteten Kupferplatten. Diese umschließen die Argon-Blei-Argon Struktur.

Das elektromagnetische Kalorimeter hat eine Tiefe von 24 Strahlungslängen. Die angestrebte Energieauflösung (siehe Anhang C) beträgt  $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \oplus 0.7\% \oplus \frac{300-500 \text{ MeV}}{E[\text{GeV}]}$ . Die angestrebte Winkelauflösung von 40 mrad wird durch einen Presampler, ein fein segmentiertes Kalorimeter, vor dem EM-Barrel erreicht. Die Segmentierung des elektromagnetischen Kalorimeters ist überwiegend  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ , die Zahl der Auslesekanäle liegt bei etwa 190000.

Die hadronischen Kalorimeter bestehen ebenfalls aus einem Barrel-Kalorimeter und einem hadronischen Endkappen Kalorimeter (HEC<sup>13</sup>), die sich außen an die elektromagnetischen Kalorimeter anschließen. Im Barrel-Bereich wird ein Eisen-Szintillator-Sampling-Kalorimeter verwendet. Plastikszintillatorplatten werden als aktives Medium benutzt. Das hadronische Barrel-Kalorimeter hat eine Tiefe von 10 hadronischen Absorptionstiefen. Die angestrebte Energieauflösung beträgt  $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\% \oplus \frac{5.2\text{GeV}}{E}$  in Kombination mit dem elektromagnetischen Kalorimeter. Für den Pseudorapiditätsbereich  $1.52 < |\eta| < 3.2$  schließt sich das hadronische Endkappen Kalorimeter und für den Pseudorapiditätsbereich  $3.1 < |\eta| < 4.9$  das Vorwärtskalorimeter (FCAL<sup>14</sup>) an. Im folgenden Unterabschnitt wird das HEC ausführlich beschrieben, da in dieser Arbeit Teststrahlendaten des hadronischen

<sup>13</sup>HEC: Hadronic-Endcap-Calorimeter

<sup>14</sup>FCAL: Forward-Calorimeter

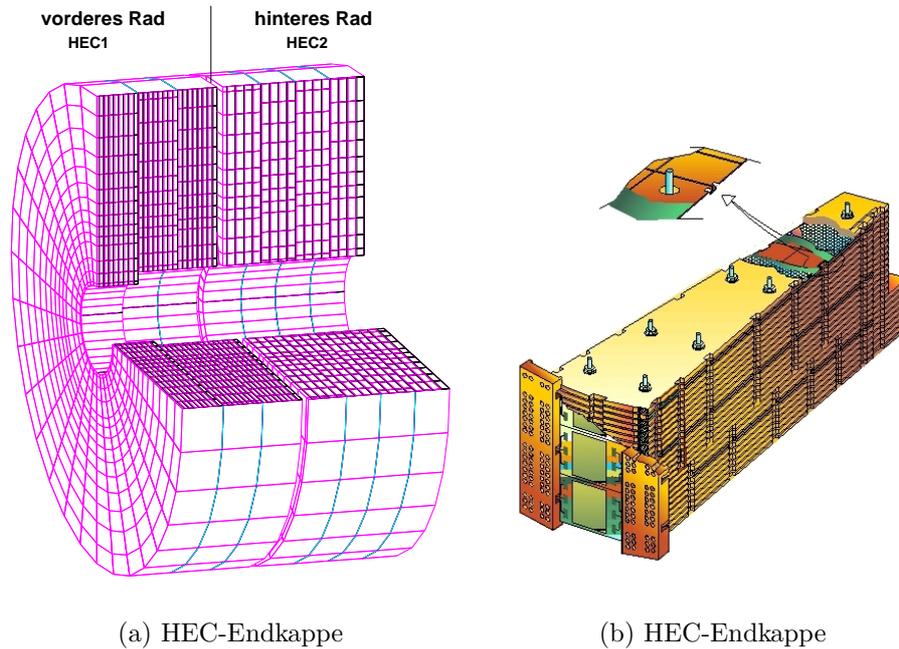


Abbildung 3.8: Hadronische Endkappe;

(a) Links abgebildet ist ein vorderes und ein hinteres Rad des HEC. Der Wechselwirkungspunkt liegt links der Zeichnung.

(b) Rechts ist ein einzelnes Modul des HEC1 abgebildet. In der Vergrößerung ist die Zellstruktur der Elektroden zu erkennen, die sich zwischen den Kupferplatten befinden. Zur mechanischen Befestigung dienen die sieben herausstehenden Stahlbolzen.

Endkappenkalorimeter-Systems verwendet werden.

### 3.3.4 Hadronisches Endkappenkalorimeter

Das HEC ist ein Samplingkalorimeter mit flüssigem Argon als aktives Medium und Kupfer als passives Medium. Die angestrebte Energieauflösung beträgt

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\% \oplus \frac{5.2\text{GeV}}{E} .$$

#### Aufbau

Beide Endkappen des ATLAS-Detektors bestehen aus jeweils zwei HEC-Rädern. Die Bezeichnung der Räder ist HEC1 (näher am Wechselwirkungspunkt) und HEC2 (hinter HEC1). Abbildung 3.8 (a) zeigt diese Anordnung.

Jedes Rad ist aus 32 identischen, tortenstückförmigen Modulen zusammengesetzt. Dies zeigt Abbildung 3.8 (b). Die Module in HEC1 bestehen aus 25 Kupferplatten, von denen die erste 12.8 mm und alle weiteren 25 mm stark

sind. Zwischen den Kupferplatten befinden sich 24 mit Elektroden instrumentierte 8.5 mm breite Lücken. Jeweils die ersten 8 Elektroden und die folgenden 16 Elektroden werden zu einem Auslesesegment zusammengefaßt. Die Module im HEC2 bestehen aus 17 Kupferplatten von denen die erste Kupferplatte 25 mm und alle weiteren 50 mm stark sind. Dazwischen befinden sich 16 ebenfalls 8.5 mm breite Lücken, die alle zu einem Auslesesegment zusammengefaßt sind.

Das HEC1-Rad besitzt einen Innenradius von 372 mm für die ersten 8 Kupferplatten. Für die folgenden Kupferplatten und für das HEC2-Rad beträgt der Innenradius 475 mm. Der Außenradius beträgt für beide Räder 2090 mm. Die Tiefe von HEC1 ist 816 mm, die von HEC2 961 mm. Das entspricht 10 hadronischen Absorbtlängen.

Das HEC hat eine Granularität von  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$  für  $|\eta| < 2.5$  und  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$  für  $2.5 < |\eta| < 3.1$ . Es existieren 4416 Auslesekanäle.

### Funktionsweise

Zum Verständnis der Funktionsweise des HEC hilft Abbildung 3.9(a) mit dem Aufbau einer Auslesestruktur. Zwischen den Kupferplatten befinden sich vier 1.954 mm breite, mit flüssigem Argon gefüllte, Zwischenräume, die mit Elektroden untereinander abgegrenzt sind. Diese werden von einer wabenartigen Struktur fixiert. Die mittlere Elektrode (PAD<sup>15</sup>) ist die Ausleseelektrode. Sie besteht aus einer dünnen Kupferschicht, die mit Kapton überzogen ist. Die Kaptonlagen sind mit einer hochohmigen Kohlenstoffschicht (HRL<sup>16</sup>) beschichtet, an der eine Hochspannung von ca. 2 kV angelegt wird.

Die äußeren Elektroden (EST<sup>17</sup>) bestehen aus nur einseitig mit Kapton beschichteten Kupferlagen. Die zur Ausleseelektronik zugewandte Seite liegt auf Masse, die dem Kupfer zugewandte Seite auf Hochspannung.

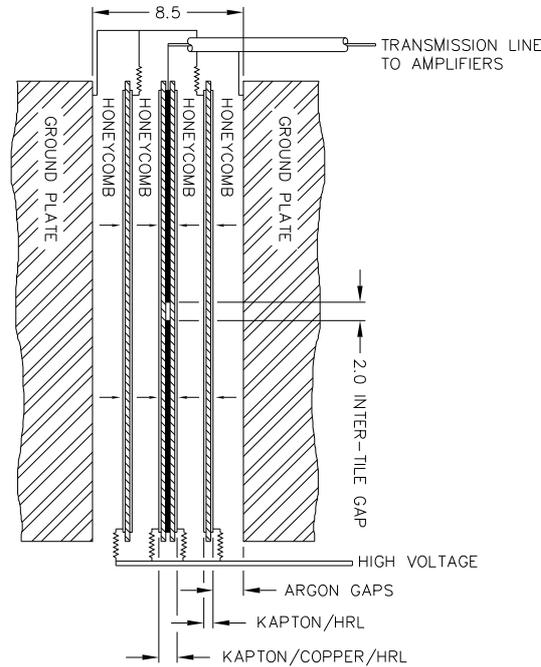
Durchquert ein geladenes Teilchen diese Struktur (s. Abb. 3.9(b)) kann nur der Anteil der verlorenen Energie nachgewiesen werden, der zu Ionisation und damit zur Bildung von Elektron-Ion-Paaren im flüssigen Argon führt. Die Bethe-Bloch-Formel beschreibt diesen Zusammenhang [Kle92].

Der Anstieg des Signals ist instantan auf einer Nanosekundenzeitskala, da mit der Annahme, daß sich das Teilchen mit Lichtgeschwindigkeit bewegt, der 1.954 mm breite Spalt in 0.065 ns durchquert ist. Unter dem Einfluß der Hochspannung driften die Elektronen und Ionen zu den Elektroden. Die Beweglichkeit der Elektronen in flüssigem Argon beträgt  $\mu_e = 0.0048 \frac{m^2}{Vs}$ , das heißt bei einer Spannung von 2 kV benötigen die Elektronen mit dem längsten Weg ca. 400 ns. Wird Rekombination mit Verunreinigungen vernachlässigt, erzeugen die Elektronen einen gleichförmig abfallenden Strom. In guter Näherung ist das Signal ein Dreieck mit einer Anstiegszeit  $\ll 1$  ns und einer abfallenden Flanke von ca.

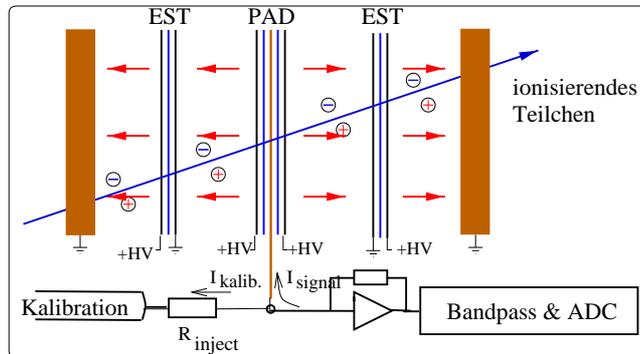
<sup>15</sup>PAD: Read-Out Electrode Pad

<sup>16</sup>HRL: High Resistive Layer mit  $\sim 0.5 \pm 50\% M\Omega/m^2$

<sup>17</sup>EST: Electrostatic Transformer



(a) Aufbau der Elektroden im HEC



(b) Entstehung des Signals an einer HEC-Elektrode

Abbildung 3.9: Elektroden und Signalentstehung;

a) Mit "Ground Plate" sind die Kupferplatten des HEC bezeichnet, die mechanische Stabilität wird mit Honigwabenstrukturen "Honeycombs" erreicht. Die Auskopplung des Signals erfolgt an der mittleren Elektrode.

b) Hier ist die Struktur der Abb. 3.9(a) vereinfacht dargestellt. Ein die Elektrodenstruktur durchquerendes geladenes Teilchen erzeugt Elektronen-Ionen-Paare. Die Ionen driften in Richtung der elektrischen Feldlinien (durch Pfeile dargestellt), die Elektronen in die entgegengesetzte Richtung. Diese driftenden Ladungen induzieren einen Strom auf der mit "PAD" überschriebenen Struktur, der über einen stromempfindlichen Verstärker ausgelesen wird.

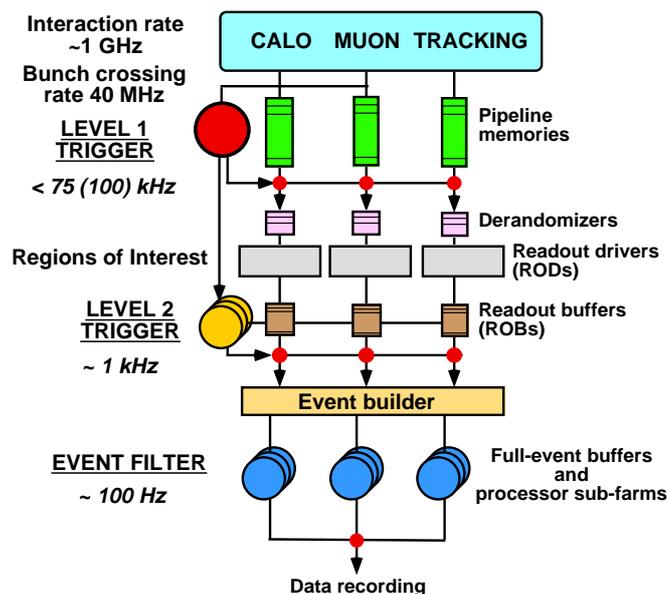


Abbildung 3.10: Das dreistufige Triggersystem von ATLAS;

In der Graphik ist die Datenreduktion von 1 GHz auf 100 Hz durch die verschiedenen Triggerstufen gezeigt. Der Level-1-Trigger ist als Hardware-Trigger realisiert. Level-2- und Level-3-Trigger bestehen aus PC-Farmen.

400 ns.

Die Ionen haben aufgrund ihrer geringeren Beweglichkeit eine ca. 1000 mal längere Driftzeit und können daher nicht zum Signal beitragen.

Die Ausleseelektronik wird in Unterabschnitt 4.2.1 beschrieben.

### 3.3.5 Myon-Detektor

Zu den Signaturen vieler physikalisch interessanter Prozesse gehören Myonen in den Endzuständen. Deshalb ist der ATLAS-Detektor von einem unabhängigen Myonsystem umgeben. Es besteht aus einem Toroid-Magneten und Driftröhren. Das Magnetfeld hat eine Stärke von 0.3 Tesla und krümmt die Spuren der Myonen in der  $r$ - $z$ -Ebene. Eine ausführliche Beschreibung des Myon-Detektors findet sich bei [MuonTDR97].

### 3.3.6 Triggersystem

Am LHC wird die Ereignisrate  $10^9 \frac{\text{Ereignisse}}{\text{s}}$  betragen. Der ATLAS-Detektor besitzt deshalb ein dreistufiges Triggersystem zur Selektion der physikalisch interessantesten Ereignisse. Der Level-1-Trigger verwendet dazu Daten von Kalorimeter- und

Trigger-Typ	Auswahl	Abdeckung physikalischer Prozesse
e25	ein $\ell^\pm$ , $p_T > 25$	$W \rightarrow \ell\nu$ , $Z \rightarrow \ell\ell$ , top-Produktion
2e15	zwei $\ell^\pm$ , $p_T > 15$	$Z \rightarrow \ell\ell$ , $H \rightarrow WW/ZZ$
$\mu$ 20	ein $\mu^\pm$ , $p_T > 20$	$W \rightarrow \mu\nu$ , $Z \rightarrow \mu\mu$
2 $\mu$ 10	zwei $\mu^\pm$ , $p_T > 10$	$Z \rightarrow \mu\mu$ , $H \rightarrow \mu\mu$
$\gamma$ 60	ein $\gamma$ , $p_T > 60$	$H \rightarrow \gamma\gamma$
2 $\gamma$ 20	zwei $\gamma$ , $p_T > 20$	$H \rightarrow \gamma\gamma$
j400	ein Jet, $pt > 400$	QCD, SUSY
2j350	zwei Jets, $pt > 350$	QCD, SUSY
3j165	drei Jets, $pt > 165$	QCD, SUSY
4j110	vier Jets, $pt > 110$	QCD, SUSY
$\tau$ 60	ein $\tau$ -Jet, $p_T > 60$	geladene Higgs-Bosone
$\mu$ 10+e15	ein $\mu$ , $p_T > 10$ ein $\ell$ , $p_T > 15$	$H \rightarrow WW/ZZ$ , SUSY
$\tau$ 35+xE45	ein $\tau$ -Jet, $p_T > 35$ $\cancel{p}_T > 45$	$qqH(\tau\tau)$ , $W \rightarrow \tau\nu$ , $Z \rightarrow \tau\tau$
j70+xE70	ein Jet, $p_T > 70$ $\cancel{p}_T > 70$	SUSY
xE200	$\cancel{p}_T > 200$	Neue Physik
E1000	$p_T > 1000$	Neue Physik
jE1000	Jetsummen- $p_T > 1000$	Neue Physik
2 $\mu$ 6+ $\mu^+\mu^-$	$\mu^+$ , $\mu^-$	Seltene b-Hadron-Zerfälle
+Massenschnitt	$p_T > 6$ , $M_{\mu\mu} > X$	

Tabelle 3.2: Übersicht über die geplanten Trigger des ATLAS-Experiments für niedrige Luminosität;

Die Trigger-Typen stammen aus [TrigTDR03]. Die transversalen Impulse  $p_T$  sind in GeV/ $c$  angegeben. Die Variable  $\cancel{p}_T$  bezeichnet den fehlenden transversalen Impuls.

Myonsystemen. Dabei wird die Granularität reduziert, um mit 40 MHz arbeiten zu können. In 2  $\mu$ s muss die Entscheidung, das Ereignis zu akzeptieren, getroffen werden. Die Rate wird in der 1. Stufe auf 75 kHz reduziert. Der Level-2-Trigger trifft seine Entscheidung mit Kenntnis der vollen Detektorgranularität. Im Level-3-Trigger wird das Ereignis vollständig rekonstruiert. Abbildung 3.10 zeigt eine schematische Darstellung der Ereignisselektion. Die Datenrate nach allen Triggerstufen beträgt ca. 100 MB/s. Tabelle 3.2 zeigt alle möglichen Trigger-Menüs. Eine weitergehende Beschreibung findet sich in [TrigTDR98] und [TrigSR98].

## 3.4 LHC Computing Grid

Bei den Experimenten am LHC wird eine Datenrate von ca. 6-8 Petabyte pro Experiment und Jahr erwartet. Die Daten werden von ca. 1000 Benutzern gleichzeitig verarbeitet. Aus diesen beiden Gegebenheiten wird klar, daß für die Auswertung und Datenanalyse eine neue Computing-Infrastruktur eingeführt werden muß.

Dabei können Besonderheiten von Datenanalysen der Hochenergiephysik ausgenutzt werden.

- Unabhängige Ereignisse

Die zu analysierenden Ereignisse sind voneinander unabhängig. Daher sind Analysen parallelisierbar, das heißt verschiedene Rekonstruktionsalgorithmen können pro Ereignis berechnet werden und benötigen keine Ergebnisse von anderen Ereignissen.

- Kleine Datenstrukturen

Bei den zu verarbeitenden Ereignissen handelt es sich um kleine Datenstrukturen mit etwa 100 MB pro Ereignis. Zusätzlich wird meist nur im Lesemodus zugegriffen, wodurch die Daten an verschiedenen Orten gleichzeitig vorgehalten werden können, ohne daß ständig Synchronisationen durchzuführen sind.

Für die Planung des LHC Computing Grids<sup>18</sup> (LCG) lassen sich daraus folgende Merkmale bzw. Anforderungen ableiten:

1. Resource Sharing

Bei den nötigen Datenmengen wird die Speicherung über viele Rechenzentren verteilt sein. Dies gilt auch für die benötigte Rechenleistung.

2. Sicherer Zugriff

Dieses Merkmal folgt direkt aus Punkt 1, da die Benutzer z.B. auf alle Daten zugreifen müssen. Die Bereitstellung eines sicheren Zugangs ist die Herausforderung des LCGs. Dabei wird auch oft von den 3 A's gesprochen:

- Authentication<sup>19</sup>
- Authorization<sup>20</sup>
- Accounting<sup>21</sup>

---

<sup>18</sup>Der Name Grid wurde aufgrund der ähnlichen Eigenschaften vom englischen 'electrical power grid' abgeleitet.

<sup>19</sup>Der Benutzer beweist seine Identität.

<sup>20</sup>Verschiedene Rechte werden dem Benutzer zugeteilt.

<sup>21</sup>Definition der Rechte und Bedingungen für die Nutzung.

Für die künftige kommerzielle Nutzung ist das Accounting wichtig, da damit die Kosten berechnet werden können.

#### 3. Ressourcen Zuteilung

Die Ressourcen müssen effizient genutzt werden. Dabei muß z.B. berücksichtigt werden, ob das Analyseprogramm zu den Daten oder die Daten zum Analyseprogramm kopiert werden. Für diese Aufgabe muß sog. Middleware entwickelt werden.

#### 4. Netzwerk Performance

Durch die Bereitstellung eines Hochgeschwindigkeit-Netzwerks wird es erst möglich, verteilte Computer als eine globale Resource zu benutzen.

Für das LCG ist eine hierarchische Struktur geplant. Das CERN wird dabei als Tier<sup>22</sup> 0 agieren und die Daten an verschiedene nationale Tier 1 weitergeben. Für Deutschland ist das Forschungszentrum Karlsruhe Tier 1.

Gegen ein zentrales Rechenzentrum sprechen zusätzlich politische und finanzielle Probleme, da alle Aktivitäten dort konzentriert würden. Auch aus technischer Sicht ist ein einziges Rechenzentrum aufgrund fehlender Redundanz nicht wünschenswert.

Die Einführung des LHC Computing Grids (LCG) [LCG04] kann in 2 Phasen unterteilt werden:

- Phase 1 (2002-2005)

In dieser Phase soll ein Prototyp des LCG aufgebaut werden. Mit Hilfe der Erfahrungen wird ein Technical Design Report erstellt.

- Phase 2 (2006-2008) Aufbau und Inbetriebnahme des LCGs sollen in Phase 2 durchgeführt werden.

Zur Zeit ist es bereits möglich, Rechnungen durch das Grid ausführen zu lassen. Dabei werden abgeschickte Jobs beispielsweise in Karlsruhe oder an einer anderen LCG-Site gerechnet. Dabei ist die Authentifizierung<sup>23</sup> und Autorisierung<sup>24</sup> eines der Hauptprobleme. Ein weiteres Problem ist die Entscheidung, ob das Analyseprogramm zu den Daten oder die Daten zum Analyseprogramm kopiert werden. Zur Zeit wird das Programm immer in der LCG-Site ausgeführt, an dem die benötigten Daten lagern.

Abschließend ist festzustellen, daß die Machbarkeit des LCGs gezeigt ist und die Datenflut der LHC-Experimente Analysen zugänglich sein wird.

---

<sup>22</sup>engl.: Lage

<sup>23</sup>Der Benutzer beweist seine Identität.

<sup>24</sup>Verschiedene Rechte werden dem Benutzer zugeteilt.

# 4 Kalibration der Hadronischen Endkappe

Die angestrebte Energieauflösung<sup>1</sup> für das HEC wurde in Unterabschnitt 3.3.4 mit  $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\% \oplus \frac{5.2\text{GeV}}{E}$  angegeben. Im Folgenden werden die sich daraus ergebenden Anforderungen an die Elektronik beschrieben. Es schließen sich die Beschreibungen für zwei Kalibrationsalgorithmen und die Methode der optimalen Filterung an. Die Zuverlässigkeit beider Algorithmen wird mit verschiedenen Tests gezeigt. Es folgt eine Zusammenfassung.

## 4.1 Anforderungen an die Elektronik

Die Anforderungen an die Elektronik ergeben sich neben mechanischen und ökonomischen Randbedingungen aus der physikalischen Zielsetzung des ATLAS-Experiments.

- Abdeckung eines dynamischen Bereichs von  $\sim 50$  MeV bis  $\sim 3$  TeV [Cal97]. Die untere Grenze wird durch die im Mittel 23 überlagerten Proton-Proton-Wechselwirkungen pro Kollision (s. Unterabschnitt 3.2.3) am LHC festgelegt. Die obere Grenze ergibt sich aus der Produktion von schweren Vektorbosonen  $W'$  und  $Z'$  mit Massen von 5 – 6 TeV, deren Zerfallsprodukte nachgewiesen werden sollen.
- Der statistische Term der Auflösung soll durch die Ausleseelektronik nicht beeinträchtigt werden.
- Durch die Kalibration wird der konstante Term minimiert. Dieser beeinflusst die Auflösung bei hohen Energien. Die Zellen des HEC sollen untereinander mit einer Präzision von 1% kalibriert werden können.
- Die Energiebestimmung erfolgt meist über viele Kalorimeterzellen ( $\sim 100$  bis  $\sim 1000$ ). Deshalb sollte das kohärente Rauschen pro Zelle bei weniger als 5% des inkohärenten Rauschens liegen<sup>2</sup>.

---

<sup>1</sup>s. Anhang C

<sup>2</sup> $\sqrt{R_{\text{koh}}^2 \cdot 1000} = \sqrt{(\beta R_{\text{ink}})^2 \cdot 1000} < R_{\text{ink}} \Rightarrow \beta < \frac{1}{\sqrt{1000}} \simeq 5\%$

- Das Signal muß mit der LHC-Taktfrequenz von 40 MHz ausgelesen werden. Die Speichertiefe muß mindestens  $2.5 \mu\text{s}$  betragen, um bei der Verarbeitung der Signale eine Level-1-Triggerrate von 75 kHz zu ermöglichen.
- Aufgrund der hohen Kanalanzahl (190 000) muß ein hoher Integrationsgrad, ein niedriger Stromverbrauch und eine hohe Zuverlässigkeit gewährleistet sein.

Der Einfluß des Pile-Up-Rauschen kann nach [Rad88] minimiert werden, indem eine Pulsformung gewählt wird, die das Dreiecks-Signal in ein bipolares Signal umwandelt. Da das Signal ausgeglichene positive und negative Flächen hat, wird ein Versatz der gemessenen Energie bei überlappenden Signalen verhindert. Durch einen Bandpass für hohe Frequenzen wird der Einfluß von Pile-Up-Rauschen verringert. Dadurch wird jedoch mehr thermisches Rauschen akzeptiert. Zusätzlich wird auch die effektiv integrierte Ladung vermindert und der statistische Term der Auflösung verschlechtert. In Abb. 4.1 sind die Beiträge der Rauschquellen und das Gesamtrauschen gegen einen Parameter der Signalformung aufgetragen, den Zeitpunkt des Maximums.

## 4.2 Aufbau der Elektronik

In den folgenden zwei Unterabschnitten wird der Aufbau der Ausleseelektronik und der Kalibrationselektronik beschrieben.

### 4.2.1 Aufbau der Ausleseelektronik

Abbildung 4.2 zeigt einen schematischen Aufbau der Ausleseelektronik. Im Folgenden wird kurz auf die Eigenschaften der aktiven Bauelemente eingegangen.

Der Vorverstärker<sup>3</sup> arbeitet mit drei unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren im Verhältnis 1:10:100. Es wird immer der Verstärkungsfaktor gewählt, bei dem es zu keinem Übersprechen kommt. Dadurch kann das Rauschverhalten des Detektors verbessert werden. Durch dieses Design ist zusätzlich gewährleistet, daß der dynamische Bereich mit einem 12Bit ADC<sup>4</sup> abgedeckt werden kann [PreAmp99]. Die Additionskarte faßt mehrere PADS (s. Abb. 3.9(a)) zu einem Auslesekanal zusammen. Der Vorformer<sup>5</sup> sorgt für eine Angleichung der unterschiedlichen Kapazitäten der Kanäle [Preshp00]. Damit kann die Elektronikette nach dem Vorformer für alle Kanäle identisch sein.

Der wichtigste Teil der Elektronikette ist der Former<sup>6</sup>. Dieser formt aus dem

---

<sup>3</sup>Schaltung mit Additionskarte integriert, Preamplifier Summing Board (PSB)

<sup>4</sup>Analog to Digital Converter

<sup>5</sup>Preshaper (PR)

<sup>6</sup>Shaper (SH)

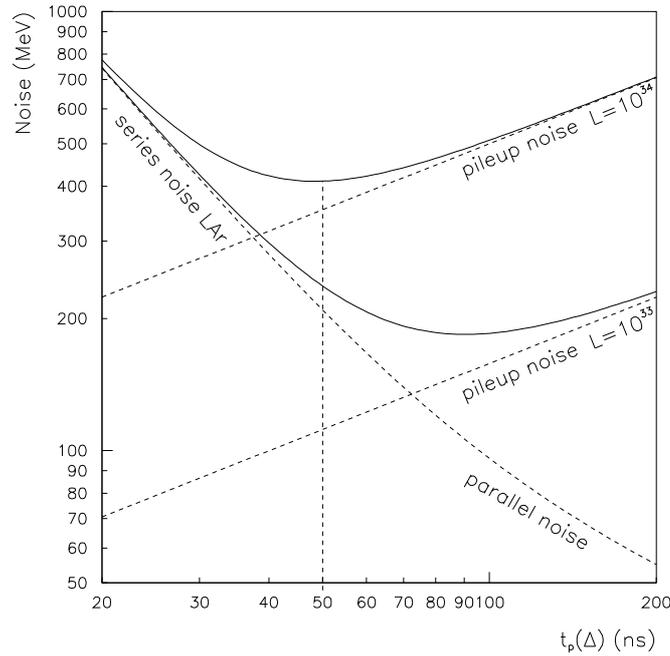


Abbildung 4.1: Zusammensetzung des Gesamttrauschens;

Da die Rauschquellen unkorreliert sind, ergibt sich das Gesamttrauschen aus der quadratischen Summe der einzelnen Beiträge. Der optimale Zeitpunkt des Maximums  $t_p$  ergibt sich für eine Luminosität von  $L = 10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$  zu  $\sim 50$  ns (s. [LArTDR96], Abschnitt 1.7).

Dreieckssignal einen bipolaren Puls und bestimmt zusammen mit dem Vorverstärker den Zeitpunkt des Maximums. In der Signaltheorie kann gezeigt werden, daß für jedes rauschbehaftete Signal die Pulsformung optimal ist, deren Übertragungsfunktion im Laplacebereich<sup>7</sup> die Form

$$H_{\text{ideal}}(s) = \frac{G(s)}{R(s)} \quad (4.1)$$

hat, wobei mit  $G(s)$  das Signal und mit  $R(s)$  das Rauschen im Laplacebereich beschrieben ist.

Der ideale Filter läßt sich meist technisch nicht realisieren. Deshalb wurde für das ATLAS-Experiment ein Former ausgewählt, der um ca. 10% vom idealen Filter abweicht [LArTDR96]. Der verwendete Filter ist ein  $CR$  ( $RC$ )<sup>2</sup>-Bandpass mit der Übertragungsfunktion

$$H(s) = \frac{\tau s}{(1 + \tau s)^3}, \quad (4.2)$$

<sup>7</sup>s. Anhang A

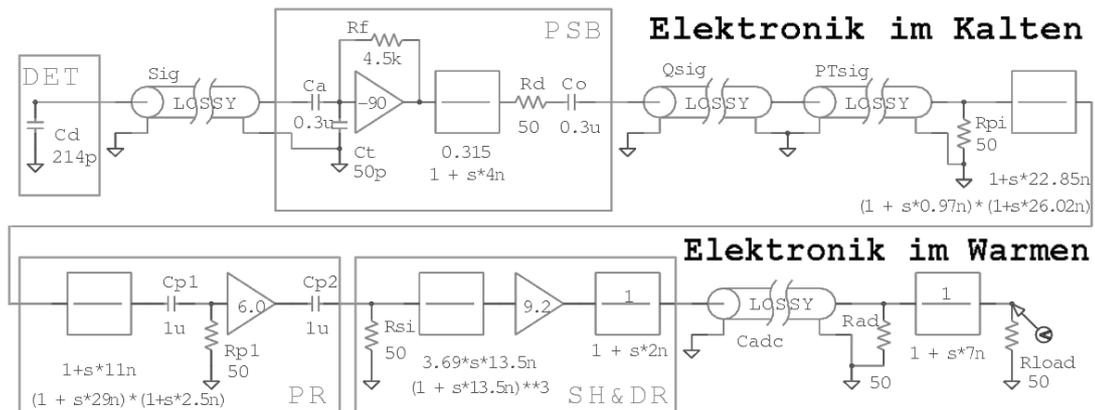


Abbildung 4.2: Ausleseelektronik;

Ein Teil der Elektronik befindet sich zusammen mit der Signalelektrode (DET) im mit flüssigem Argon gefüllten Kryostaten. Der gekühlte Bereich umfaßt die Signalelektrode (DET), die Vorverstärker-/Additionskarte (PSB=Preamplifier Summing Board) und Kabel. Außerhalb des Kryostaten befinden sich der Vorformer (PR=Preshaper), Former- und Treibereinheit (SH&DR=Shaper&Driver).

wobei  $\tau = RC$ . Die Zeitkonstante liegt bei  $\tau = 15$  ns.

In Abbildung 4.3 ist die Impulsantwort des Formers auf eine Sprungfunktion und einen Dreieckspuls gezeigt.

Nach dem Former folgt in der Ausleseelektronik ein ADC<sup>8</sup>. Im Teststrahl Aufbau war der ADC nicht zusammen mit dem Former auf einer Platine integriert. Daher werden in der Analyse ein zusätzlicher Treiber und Kabel berücksichtigt. Die digitalen Daten werden dann in DSPs<sup>9</sup> mit der Methode der optimalen Filterung<sup>10</sup> ausgewertet.

## 4.2.2 Aufbau der Kalibrationselektronik

In Unterabschnitt 3.3.4 wurde gezeigt, daß das Ionisationssignal dreieckig ist mit einer Anstiegszeit  $\ll 1$ ns. Unabhängige Dreieckssignale für alle 190000 Kanäle zu erzeugen, ist elektronisch nur mit großem Aufwand möglich. Daher wird als Näherung ein exponentiell abfallendes Signal verwendet, wie es leicht durch Abschalten eines Stroms einer Spule erzeugt werden kann. Die Zeitkonstante der Exponentialfunktion entspricht der Driftzeit der Elektronen im flüssigen Argon, um eine möglichst gute Übereinstimmung im interessanten Zeitbereich  $t < 400$

<sup>8</sup>Analog zu Digital Konverter

<sup>9</sup>Digitaler Signalprozessor

<sup>10</sup>s. Abschnitt 4.4

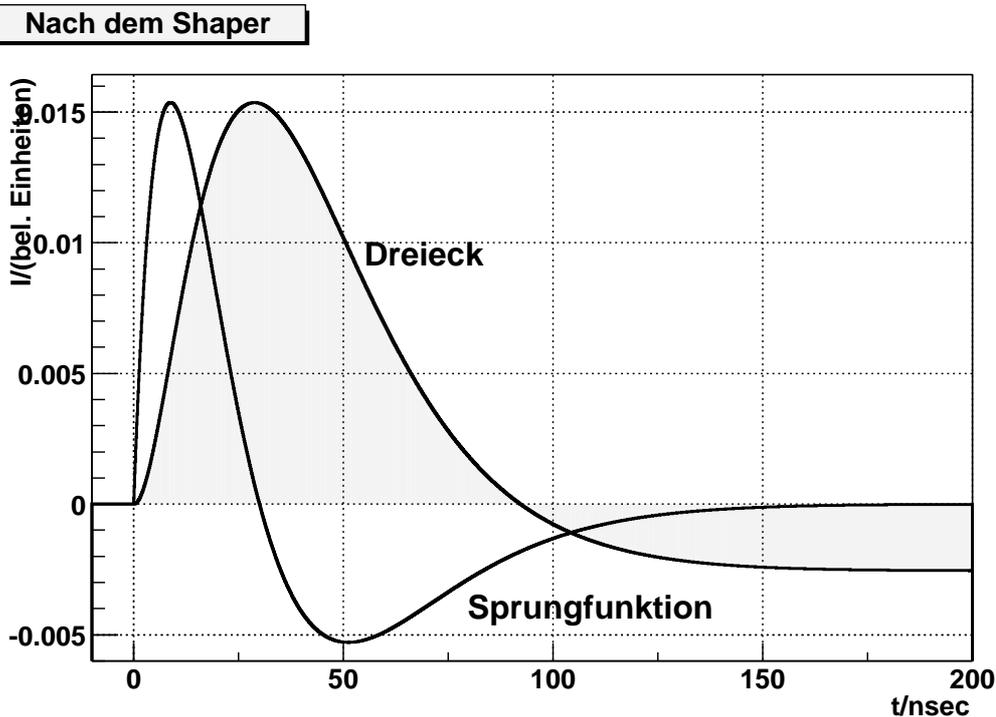


Abbildung 4.3: Dreieck und Sprungfunktion nach dem Shaper;

ns zu erreichen. Abbildung 4.4 zeigt einen Vergleich zwischen beiden Signalarten.

## 4.3 Kalibrationsalgorithmen

In den folgenden Abschnitten werden Bezeichner für die verschiedenen Teile der Elektronikette eingeführt.

Es folgen Vorstellung und Test von zwei unterschiedlichen Methoden zur elektronischen Kalibration des HEC. Die Grundidee der einen Kalibrationsmethode ist, die nötigen Faltungen<sup>11</sup> im Zeitbereich durch eine numerische Integration auszuführen. Diese trägt den Namen 'NumRec'<sup>12</sup>, [Kur00].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine eigene Kalibrationsmethode entwickelt, die in der Wahl der Parameter unabhängig von den Eigenschaften der Elektronikette ist. Diese Methode trägt deshalb den Namen 'free fit'.

<sup>11</sup>s. Anhang A.3

<sup>12</sup>Numerical Reconstruction

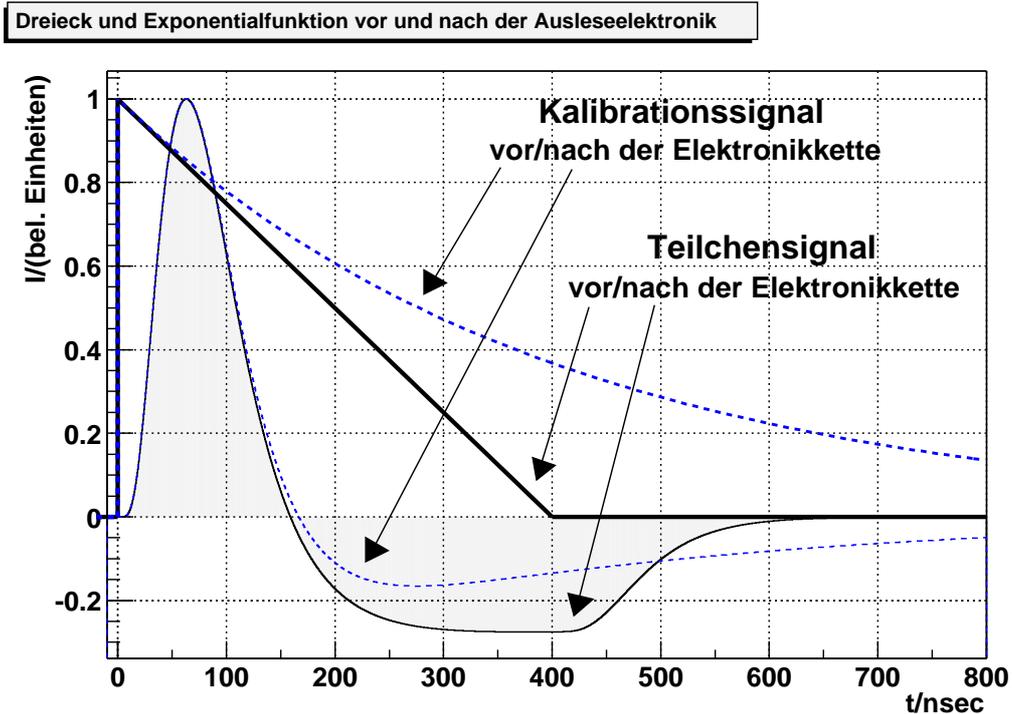


Abbildung 4.4: Kalibrations- und Teilchensignal vor und nach der Elektronikette;

### 4.3.1 Bezeichnungen und Definitionen

Zur Beschreibung des Kalibrationsalgorithmus werden die Bezeichnungen und Abkürzungen aus Tabelle 4.3.1 verwendet.

Das Kalibrationssignal  $k(t)$  ergibt sich aus der Faltung der Einschaltfunktion  $\theta(t)$ , der Kalibrationskette  $f(t)$  und der Auslesekette  $h(t)$ . Das Teilchensignal  $g(t)$  ergibt sich aus der Faltung des Ionisationssignals  $i(t)$  mit der Auslesekette  $h(t)$ . Abbildung 4.5 zeigt schematisch den Aufbau der Elektronik mit den Bezeichnungen und die Zusammenhänge zwischen Signalen und Faltungen.

Es existieren verschiedene Ansätze zur Beschreibung der Signale, die mathematisch äquivalent sind, jedoch sich in der Handhabung, benötigter Rechenzeit oder numerischer Stabilität unterscheiden.

Eine Möglichkeit ist die Beschreibung im Zeitbereich. Faltungen<sup>13</sup> müssen hier meist numerisch bestimmt werden.

Es kann alternativ die Beschreibung im Laplacebereich<sup>14</sup> gewählt werden, da jede lineare, zeitinvariante Elektronikette durch eine gebrochenrationale Funktion

<sup>13</sup>s. Anhang A.3

<sup>14</sup>s. Anhang A

Zeitbereich	Laplacebereich	Beschreibung
k(t)	K(s)	Kalibrationssignal
i(t)	I(s)	Ionisationssignal
f(t)	F(s)	Transferfunktion der Kalibrationselektronik
h(t)	H(s)	Transferfunktion der Ausleseelektronik
g(t)	G(s)	Teilchensignal

Tabelle 4.1: Liste der Bezeichnungen

im Laplacebereich beschrieben werden kann. Diese Eigenschaft gewährleistet, daß die Laplacerücktransformation analytisch durchführbar ist. Zusätzlich entspricht einer Faltung im Zeitbereich eine Multiplikation im Laplacebereich.

Für das Kalibrationssignal, das durch das Abschalten eines Stromflusses einer Spule erzeugt wird, ergibt sich damit folgender Ansatz:

$$K(s) = \frac{1}{s} \cdot F(s) \cdot H(s) \quad (4.3)$$

$$= A \cdot \frac{\prod_{i=1}^{n_{kz}} (z_{ki} - s)}{\prod_{j=1}^{n_{kp}} (p_{kj} - s)} \quad (4.4)$$

$$\text{mit} \quad \frac{1}{s} = \mathcal{L}[\theta(t)](s) \quad (4.5)$$

Damit kann die Form des Kalibrationssignals durch  $n_{kz}$  Nullstellen und  $n_{kp}$  Polstellen beschrieben werden.

Das Teilchensignal  $G(s)$  ergibt sich aus einer Faltung des Ionisationssignals  $I(s)$  mit der Transferfunktion der Ausleseelektronik zu

$$G(s) = I(s) \cdot H(s) = I(s) \cdot \frac{\prod_{i=1}^{n_{hz}} (z_{hi} - s)}{\prod_{j=1}^{n_{hp}} (p_{hj} - s)} \quad (4.6)$$

### 4.3.2 Methode 'NumRec'

Die Aufgabe der Kalibration ist die Vorhersage des Teilchensignals  $G(s)$ . Unter Verwendung von Gl. (4.6) mit Gl. (4.3) ergibt sich

$$G(s) = I(s) \cdot H(s) = I(s) \cdot K(s) \cdot sF(s)^{-1} \quad (4.7)$$

$$\text{mit} \quad F(s)^{-1} = \frac{1}{A} \cdot \frac{\prod_{j=1}^{n_{fp}} (p_{fj} - s)}{\prod_{i=1}^{n_{fz}} (z_{fi} - s)} \quad (4.8)$$

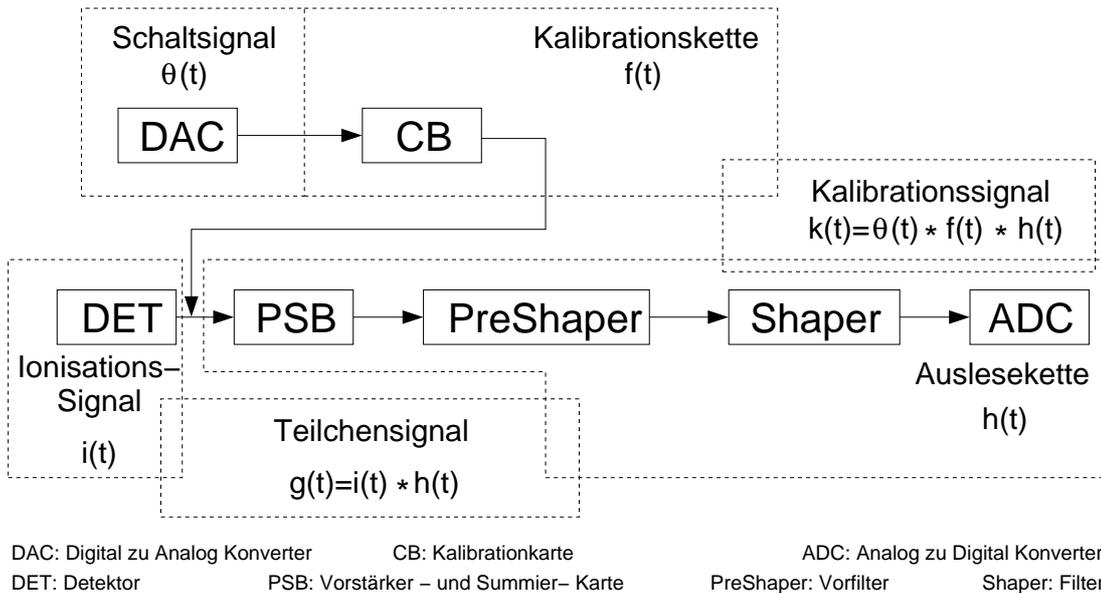


Abbildung 4.5: Schema der Elektronikette;

Die Bezeichner für die in der Pulsrekonstruktion relevanten Elemente der Elektronikette sind angegeben. Das Kalibrationssignal  $k(t)$  ergibt sich aus der Faltung der Einschaltfunktion  $\theta(t)$ , der Kalibrationskette  $f(t)$  und der Ausleseketten  $h(t)$ . Das Teilchensignal  $g(t)$  ergibt sich aus der Faltung des Ionisationssignals  $i(t)$  mit der Ausleseketten  $h(t)$ .

Die Methode benutzt eine numerische Integration im Zeitbereich zur Durchführung der Faltung, d.h. für die Funktion  $K(s)$  kann die gemessene Kurve  $k(t)$  verwendet werden. Dadurch entfällt die Anpassung einer Funktion an  $k(t)$ , jedoch ist aufgrund des Rauschens eine Glättung<sup>15</sup> nötig, um Probleme für die numerische Integration zu verhindern. Aus der in Kapitel 3.3.4 beschriebenen Funktionsweise des Kalorimeters ist  $I(s)$  als Dreieckssignal bekannt. Zur Bestimmung der Funktion  $F^{-1}(s)$  müssen die Parameter von  $F(s)$  bekannt sein, d.h. die wirklichen Parameter der Elektronikette bzw. der Komponenten werden benötigt. Dies kann durch Messungen oder Vorhersagen erreicht werden, wobei die Tatsache, daß die Kalibrationselektronik für alle Kanäle ähnlich ist, ausgenutzt wird.

Für die Faltung muß die Funktion  $F^{-1}(s) \cdot I(s)$  in den Zeitbereich zurücktransformiert werden. Ist die Vorhersage für  $F(s)$  gemacht, muß diese Rücktransformation nur einmal durchgeführt werden.

Diese Methode ist aufgrund der numerischen Integration sehr schnell, jedoch muß der Einfluß des Rauschens und der Einfluß der Vorhersagepräzision von  $F(s)$  bekannt sein.

<sup>15</sup>Dies geschieht mit Hilfe von kubischen Splines der Klasse `TSpline` (s. <http://root.cern.ch>)

### 4.3.3 Methode 'free fit'

Die Methode 'free fit' wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [Hel02] und dieser Arbeit entwickelt. Die Kalibrationsmethode macht eine Vorhersage des Teilchensignals  $G(s)$  ohne Kenntnis der Parameter der Elektronikette bzw. der Komponenten. Die Vorhersage basiert wie bei Methode 'NumRec' auf Gl. (4.7)

$$G(s) = I(s) \cdot H(s) = I(s) \cdot K(s) \cdot sF(s)^{-1} \quad .$$

Dabei wird  $I(s)$  wie in Unterabschnitt 4.3.2 als bekannt vorausgesetzt. Das Kalibrationssignal  $K(s)$  wird durch eine Anpassung von Gl. (4.3) mit freien Parametern an Kalibrationsdaten ermittelt. Dadurch kann auf eine Glättung verzichtet werden. Die Transferfunktion der Kalibrationselektronik  $F(s)$  wird durch eine Anpassung von  $G(s)$  an Teilchensignale aus Teststrahlenden bestimmt, wobei die Parameter für  $K(s)$  auf die bereits ermittelten festgesetzt werden. Die Transferfunktion der Kalibrationselektronik steht damit für die Rekonstruktion zur Verfügung.

Die Anpassung von  $G(s)$  kann nicht an Teilchensignale beim ATLAS-Experiment durchgeführt werden, da dort keine Teilchensignale mit einer Zeitauflösung von 1 ns aufgenommen werden können. Damit bleibt zu zeigen, daß der Transfer von den aus Teststrahlenden gewonnen Funktionen von  $F(s)$  auf das spätere ATLAS-Experiment möglich ist.

## 4.4 Optimale Filterung

Die Methode des optimalen Filterns erlaubt es, aus einem Satz von Stützstellen  $S_i$  und der Form des Teilchensignals  $G(s)$  die Amplitude und den Zeitversatz des Signals zu errechnen [Cle94]. Der Zeitversatz ist für die Teststrahlendenanalyse wichtig, da der Startzeitpunkt von  $G(s)$  beim Teststrahl nicht bekannt ist. Zusätzlich ist die aus der digitalen Signalverarbeitung stammende Methode in der Lage, dies mit der für ATLAS geforderten Geschwindigkeit durchzuführen. Die Amplitude durch eine Anpassung an die Stützstellen der Meßdaten zu berechnen, ist zu langsam. Abbildung 4.6 zeigt ein typisches Signal vom Durchgang eines Pions durch ein HEC-Modul.

Die Amplitude  $A$  und der Zeitversatz  $\tau$  können als gewichtete Summen

$$\begin{aligned} A &= \sum_i a_i(\tau) \cdot S_i \quad , \\ A \cdot \tau &= \sum_i b_i(\tau) \cdot S_i \end{aligned} \quad (4.9)$$

geschrieben werden, wobei  $a_i(\tau)$  und  $b_i(\tau)$  Gewichte sind, die sich aus der folgenden Überlegung bestimmen lassen:

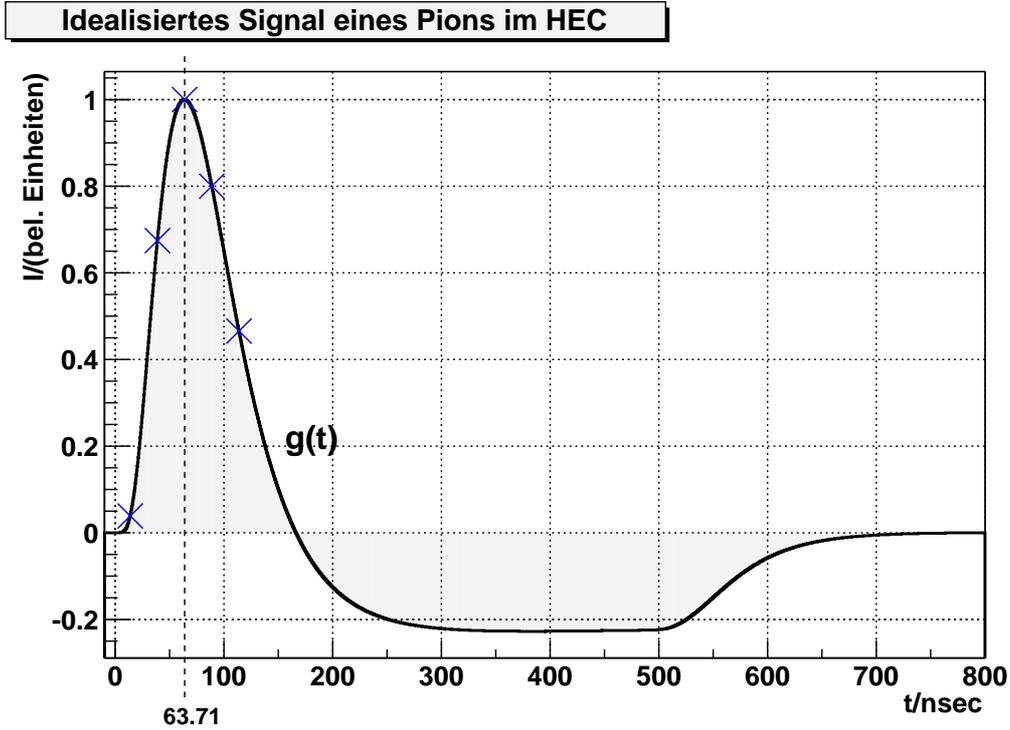


Abbildung 4.6: Simuliertes Pionsignal;

Dargestellt ist das Signal am ADC, das von einem Pion beim Durchgang durch eine Zelle des HEC erwartet wird. Die Amplitude ist proportional zur deponierten Energie in der Zelle. Die Abtastpunkte sind mit Kreuzen bezeichnet und haben einen Abstand von 25 ns.

Bezeichnet  $g(t)$  die bekannte Antwortfunktion des Kalorimeters, dann ergibt sich für die Abtastwerte  $S_i$  bei Vernachlässigung des Rauschens

$$S_i = A \cdot g(t_i - \tau) \quad . \quad (4.10)$$

Dabei bezeichnet  $t_i$  den Zeitpunkt der Abtastung. Bei kleinen Zeitversätzen kann  $g(t_i - \tau)$  in eine Taylorreihe um  $t_i$  zu

$$g(t_i - \tau) = g(t_i) - \tau \cdot g'(t_i) + O(\tau^2) \quad (4.11)$$

entwickelt werden.

Rauschen kann durch Addition des Terms  $n_i$  in Gl. (4.10) berücksichtigt werden, dessen Erwartungswert

$$\langle n_i \rangle = 0 \quad \forall i \quad (4.12)$$

verschwindet. Dadurch ergibt sich für eine Abtastung der Ausdruck

$$S_i = A \cdot g(t_i) - A \cdot \tau \cdot g'(t_i) + n_i \quad . \quad (4.13)$$

Für die Amplitude  $u$  und den Zeitversatz  $v$  einer bestimmten Messung folgt

$$\begin{aligned} u &= \sum_i a_i(\tau) \cdot (A \cdot g(t_i) - A \cdot \tau \cdot g'(t_i) + n_i) \quad , \\ v &= \sum_i b_i(\tau) \cdot (A \cdot g(t_i) - A \cdot \tau \cdot g'(t_i) + n_i) \quad . \end{aligned} \quad (4.14)$$

Mit der Forderung, daß der Erwartungswert der Amplitude  $\langle u \rangle$  mit  $A$  und der Erwartungswert des Zeitversatzes  $\langle v \rangle$  mit  $A\tau$  übereinstimmt, folgt

$$\begin{aligned} A &= \langle u \rangle = \sum_i a_i(\tau) \cdot (A \cdot g(t_i) - A \cdot \tau \cdot g'(t_i) + \langle n_i \rangle) \quad , \\ A\tau &= \langle v \rangle = \sum_i b_i(\tau) \cdot (A \cdot g(t_i) - A \cdot \tau \cdot g'(t_i) + \langle n_i \rangle) \quad . \end{aligned} \quad (4.15)$$

Für die Gewichte gilt dann unter Verwendung<sup>16</sup> von Gl. (4.10) und Gl. (4.12)

$$\begin{aligned} \sum_i a_i \cdot g_i &= 1 & \sum_i a_i \cdot g'_i &= 0 \\ \sum_i b_i \cdot g_i &= 0 & \sum_i b_i \cdot g'_i &= -1 \quad . \end{aligned} \quad (4.16)$$

Wird die zusätzliche Forderung nach der Minimierung der Varianz von  $u$  und  $v$

$$\begin{aligned} \text{Var}(u) &= \sum_{ij} a_i a_j \langle n_i n_j \rangle = \sum_{ij} a_i a_j R_{ij} \\ \text{Var}(v) &= \sum_{ij} b_i b_j \langle n_i n_j \rangle = \sum_{ij} b_i b_j R_{ij} \end{aligned} \quad (4.17)$$

gestellt, läßt sich unter Berücksichtigung von Gl. (4.16) mit der Methode der Lagrangeschen Multiplikatoren [Bro95] eine Minimierung durchführen. Dies ist äquivalent zur Minimierung der Funktionen

$$\begin{aligned} I_u &= \sum_{i,j} R_{ij} a_j - \lambda \left( \sum_i a_i g_i - 1 \right) - \kappa \sum_i a_i g'_i \\ I_v &= \sum_{i,j} R_{ij} b_j - \mu \sum_i b_i g_i - \rho \left( \sum_i b_i g'_i + 1 \right) \quad . \end{aligned} \quad (4.18)$$

Sind die Vektoren und Matrizen definiert als

$$\begin{aligned} \mathbf{g} &= (g_1, \dots, g_n) \\ \mathbf{g}' &= (g'_1, \dots, g'_n) \\ \mathbf{a} &= (a_1, \dots, a_n) \\ \mathbf{b} &= (b_1, \dots, b_n) \\ \mathbf{V} &= \mathbf{R}^{-1} = (\mathbf{R}_{ij})^{-1} \quad , \end{aligned} \quad (4.19)$$

<sup>16</sup>Im folgenden wird die Abkürzung  $g_i = g(t_i)$  und  $g'_i = g'(t_i)$  verwendet.

ergibt sich mit Nullsetzen der partiellen Ableitung von (4.18)

$$\begin{aligned}\frac{I_u}{a_i} &= \mathbf{R} \cdot \mathbf{a} - \lambda \mathbf{g} - \kappa \mathbf{g}' = \mathbf{0} \\ \frac{I_v}{b_i} &= \mathbf{R} \cdot \mathbf{b} - \mu \mathbf{g} - \rho \mathbf{g}' = \mathbf{0} \quad .\end{aligned}\quad (4.20)$$

Dies läßt sich nach  $\mathbf{a}$  und  $\mathbf{b}$  auflösen

$$\begin{aligned}\mathbf{a} &= \lambda \mathbf{V} \mathbf{g} + \kappa \mathbf{V} \mathbf{g}' \\ \mathbf{b} &= \mu \mathbf{V} \mathbf{g} + \rho \mathbf{V} \mathbf{g}' \quad .\end{aligned}\quad (4.21)$$

Die Langrangeschen Multiplikatoren ergeben sich dann unter Verwendung von Gl. (4.16) zu

$$\begin{aligned}\lambda &= \frac{Q_2}{\Delta}, & \kappa &= \frac{-Q_3}{\Delta}, \\ \mu &= \frac{Q_3}{\Delta}, & \rho &= \frac{-Q_1}{\Delta},\end{aligned}\quad (4.22)$$

wobei die Definitionen

$$\begin{aligned}Q_1 &= \mathbf{g}^+ \cdot \mathbf{V} \cdot \mathbf{g} \\ Q_2 &= \mathbf{g}'^+ \cdot \mathbf{V} \cdot \mathbf{g}' \\ Q_3 &= \mathbf{g}'^+ \cdot \mathbf{V} \cdot \mathbf{g} \\ \Delta &= Q_1 Q_2 - Q_3^2\end{aligned}\quad (4.23)$$

gelten.

Durch den gezeigten Formalismus können die Gewichte berechnet werden, wenn die Autokorrelationsfunktion des Rauschens  $R_{ij} = R(t_i - t_j)$  bekannt ist. Diese Funktion kann aus Meßdaten des Teststrahls oder später beim ATLAS-Experiment bestimmt werden.

Das Rauschen setzt sich aus Pile-Up-Rauschen  $R_p$  und thermischem Rauschen  $R_t$  zusammen. Damit ergibt sich für die Autokorrelationsfunktion

$$\langle n_i n_j \rangle = R(t_i - t_j) = R_t(t_i - t_j) + R_p(t_i - t_j) \quad .\quad (4.24)$$

Nach [Rad88] ist die Autokorrelationsfunktion von thermischem Rauschen für ein System mit der Übertragungsfunktion  $h(t)$  durch

$$R_t(t) = \frac{\rho_t^2}{r_q^2} \int_{-\infty}^{\infty} h'(t+u) h'(u) du \quad (4.25)$$

gegeben, wobei die Standardabweichung des thermischen Rauschens mit  $\rho_t$  und der spezifische Widerstand des Leiters mit  $r_q$  bezeichnet ist.

Die Autokorrelationsfunktion des Pile-Up-Rauschens eines übertragenen Signals  $g(t)$  mit  $g(t) = i(t) * h(t)$ , wobei  $i(t)$  das wiederkehrende Ionisationssignal bezeichnet, ist durch

$$R_p(t) = \rho_p^2 \int_{-\infty}^{\infty} g(t+u)g(u)du \quad (4.26)$$

gegeben. Der Term  $\rho_p$  bezeichnet die Standardabweichung des Pile-Up-Rauschens. Dieser muß mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen bestimmt werden, da die erwartete Rate in den Zellen vorrausgesagt werden muß, die von deren Lage und Ausdehnung abhängt.

## 4.5 Test des 'NumRec' Algorithmus

In Unterabschnitt 4.3.2 wurde die Methode 'NumRec' vorgestellt. Dabei wurden die Probleme bezüglich Rauschen und Vorhersage der Funktion  $F(s)$  beschrieben.

Die beiden nächsten Abschnitte untersuchen diese Sachverhalte. Dabei wird für die gesamte Elektronik, d.h. sowohl für die Auslese- als auch die Kalibrationselektronik ein realistischer Parametersatz  $P$  gewählt (s. Tab. 4.2). Ein mit diesem Set  $P$  erzeugtes Signal wird als 'echtes' Signal bezeichnet.

### 4.5.1 Einfluß des Rauschens

Die Stabilität der Methode im Bezug auf Rauschen wird durch folgende Vorgehensweise getestet:

1. Es werden 'echte' Kalibrationssignale simuliert. Die Amplitude wird in DAC<sup>17</sup>-Werten angegeben.
2. Gemessenes Rauschen aus Teststrahldaten wird auf das Signal addiert.
3. Das Teilchensignal  $g(t)$  wird mit der Methode 'NumRec' bestimmt.
4. Die Amplitude wird mit der Methode der optimalen Filterung bestimmt.
5. Die so bestimmte Amplitude wird mit der Amplitude des 'echten' Teilchensignals  $g(t)$  verglichen.

In Abbildung 4.7 sind für Punkte 1, 2 und 3 Graphen gezeigt. Der Test wurde für die Parametersätze von zwei verschiedenen Zellen durchgeführt. Dabei wurde für sämtliche Amplitudenwerte ein Vergleich der rekonstruierten Amplitude mit der 'echten' Amplitude vorgenommen. Abb. 4.8 zeigt die Abweichungen. Für Amplitudenwerte mit  $\text{DAC} > 1000$ , dies entspricht einem Teilchen mit der Energie von 60 GeV, liegen die Abweichungen innerhalb der nötigen Präzision.

---

<sup>17</sup>Digital to Analog Converter

$p, z$	$-p \cdot [\text{ns}]$
$p_0$	-0.0758265
$p_1$	-0.250000
$p_2$	-0.833333
$p_3$	-0.035088
$p_4$	-0.034483
$p_5$	-0.400000
$p_6$	-0.074074
$p_7$	-0.074074
$p_8$	-0.074074
$p_9$	-0.500000
$p_{10}$	-0.142857
$p_{11}$	-0.002825
$p_{12}$	-0.833333
$p_{13}$	-0.047619
$z_0$	-0.0001969
$z_1$	-0.0555556
$z_2$	-0.0995421
$z_3$	-0.040816

Tabelle 4.2: Parametersatz für Zelle 33;

Die Polstelle  $p_{11}$  beschreibt die Zeitkonstante des Spulenpulses,  $p_6 - p_8$  die dreifache Polstelle des Shapers. Eine Beschreibung aller Parameter ist in [Kur01] zu finden.

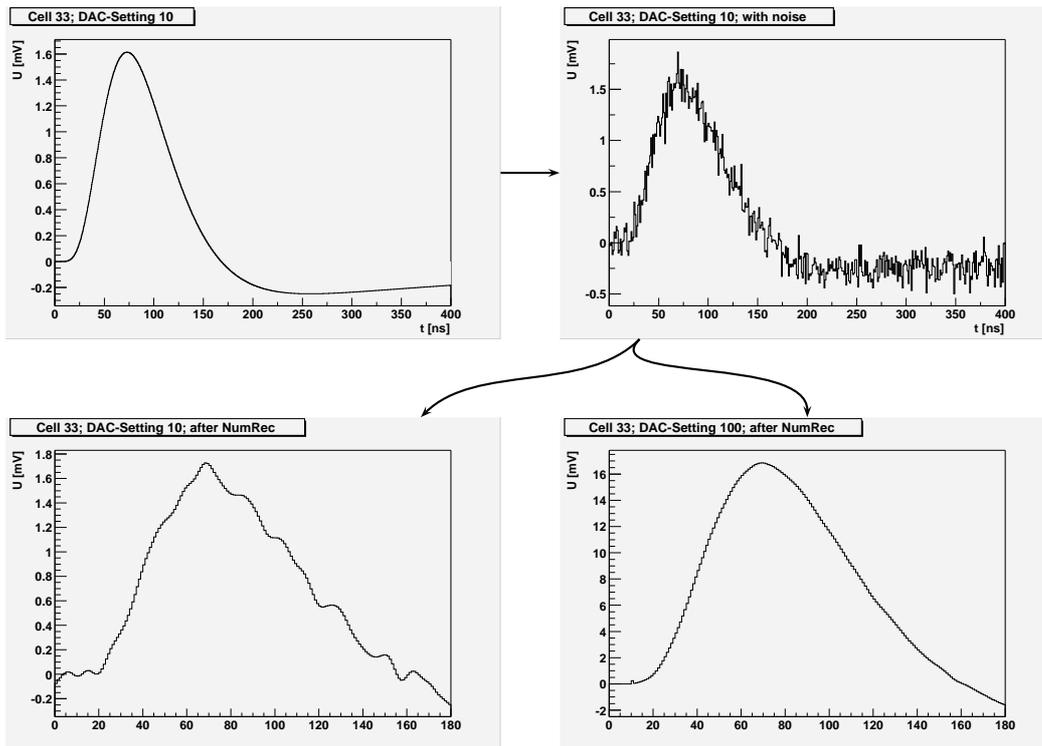


Abbildung 4.7: Ablauf des Rauschtests von 'NumRec';

Der Graph links oben zeigt einen simulierten Kalibrationspuls. Rechts davon ist derselbe Puls mit überlagertem Rauschen gezeigt. Die untere Reihe zeigt die Rekonstruktion des Teilchensignals für zwei verschiedene Amplituden. Deutlich zu sehen ist die Fehlfunktion der Glättung und der numerischen Rekonstruktion bei kleinen Amplituden.

#### 4.5.2 Forderung an Kabel und Generatoren

Die Kalibrationsmethode ist von der Uniformität der Transferfunktion  $F(s)$  abhängig und damit sowohl von den Parametern der Kabel als auch von den Parametern des Generators. Um die nötigen Anforderungen an die verwendeten Komponenten stellen zu können, wird als zweiter Test der Methode eine Abweichung durch eine bekannte Variation in den Parametern herbeigeführt. Dabei werden die Parameter von  $F(s)$  in Pol-/Nullstellen der Kabel und Pol-/Nullstellen des Generators geteilt. Damit sind Forderungen an die Parametergrenzen von Kabeln und Generatoren getrennt möglich.

Die Vorgehensweise für diesen Test besteht aus folgenden Schritten:

1. Für die Parameter der Kabel und Generatoren werden normalverteilte Va-

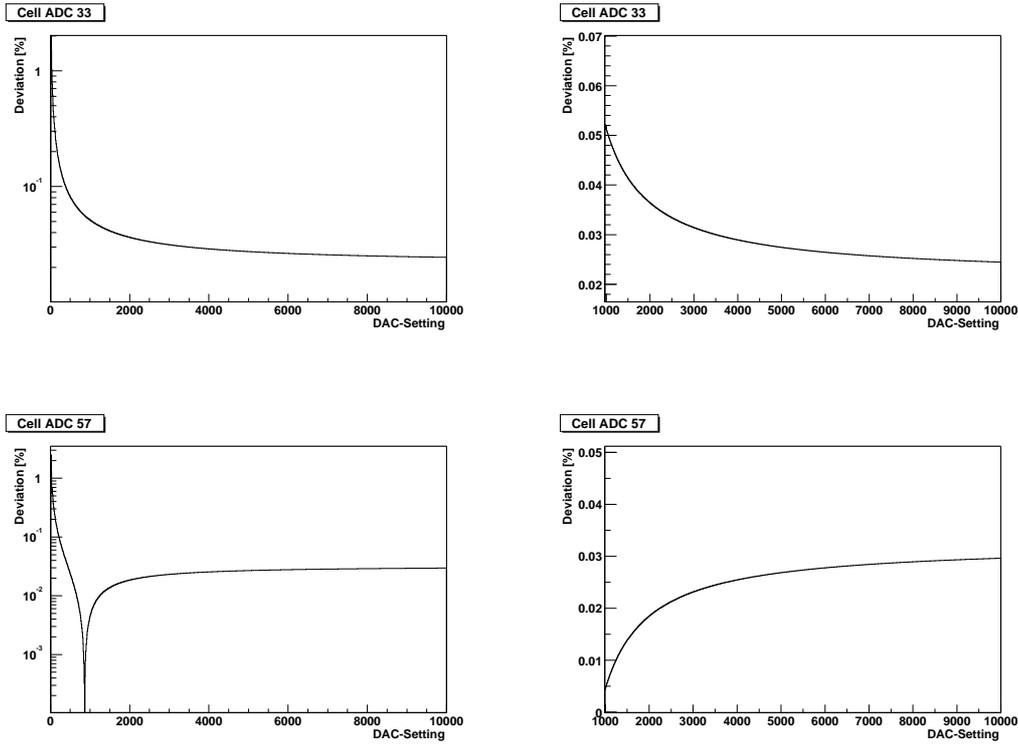


Abbildung 4.8: Abweichung der rekonstruierten Amplitude;

Die obere Reihe zeigt die Ergebnisse für Zelle 33, die untere die Ergebnisse für Zelle 57. Die linke Spalte zeigt die Ergebnisse über den vollen DAC-Wertebereich. Die rechte Spalte zeigt nur DAC-Werte  $> 1000$ .

riablen mit einer relativen Unsicherheit  $\sigma_K$  und  $\sigma_G$  verwendet. Für jede Kombination von Unsicherheiten werden 1000 Kalibrationspulse  $F_{\text{Random}}(s)$  erzeugt.

2. Das Teilchensignal  $G_{\text{NumRec}}(s)$  wird für jeden dieser Kalibrationspulse mit der 'echten' Transferfunktion  $F(s)$  bestimmt.
3. Die Abweichung des rekonstruierten Teilchensignals  $G_{\text{NumRec}}(s)$  vom 'echten' Teilchensignal  $G(s)$  wird bestimmt.
4. Aus den Einzelabweichungen wird die Standardabweichung berechnet.

Abbildung 4.9 zeigt die Abweichung zwischen  $G_{\text{NumRec}}(s)$  und  $G(s)$  für eine 1%ige Unsicherheit in den Kabelparametern und eine 0.6%ige Unsicherheit in den Generatorparametern. Abbildung 4.10 zeigt die Verteilung der relativen Abweichungen gemessen am Maximum für dieselben Unsicherheiten. In Abbildung 4.11 sind die Standardabweichungen der relativen Abweichung für verschiedene

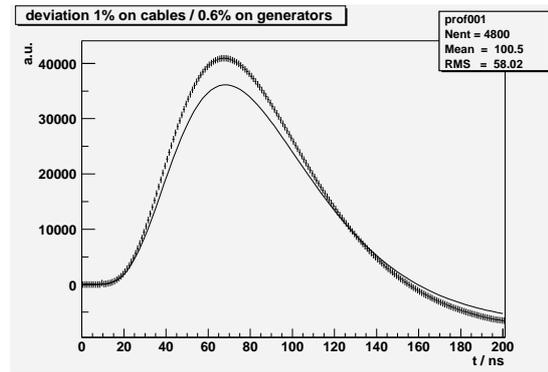


Abbildung 4.9: Teilchensignal  $G(s)$  und  $G_{\text{NumRec}}(s)$ ;  
Die Variation der Parameter der Kabel beträgt 1% und die Variation der Generatorparameter 0.6%.

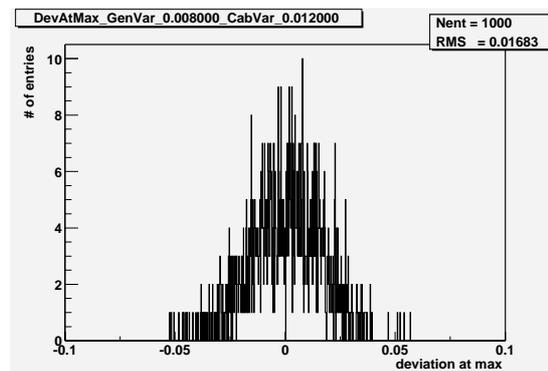


Abbildung 4.10: Histogramm der Abweichungen der rekonstruierten Teilchensignale;  
Für dieses Histogramm wurde aus 1000 rekonstruierten Teilchensignalen die Abweichungen der Amplituden (s.Abb. 4.9) bestimmt.

Variationen der Parameter der Generatoren und Kabel aufgetragen. Aus dieser Abbildung lassen sich folgende Forderungen an Kabel und Generatoren ablesen: Für eine Abweichung am Maximum  $< 1\%$  müssen die Spezifikationen der Kabel auf min 0.5% und die der Generatoren  $< 4\%$  sein. Diese Spezifikationen werden von den Kabeln erreicht.

Die Testergebnisse zeigen, daß die Methode 'NumRec' für die Kalibration der hadronischen Endkappe verwendet werden kann.

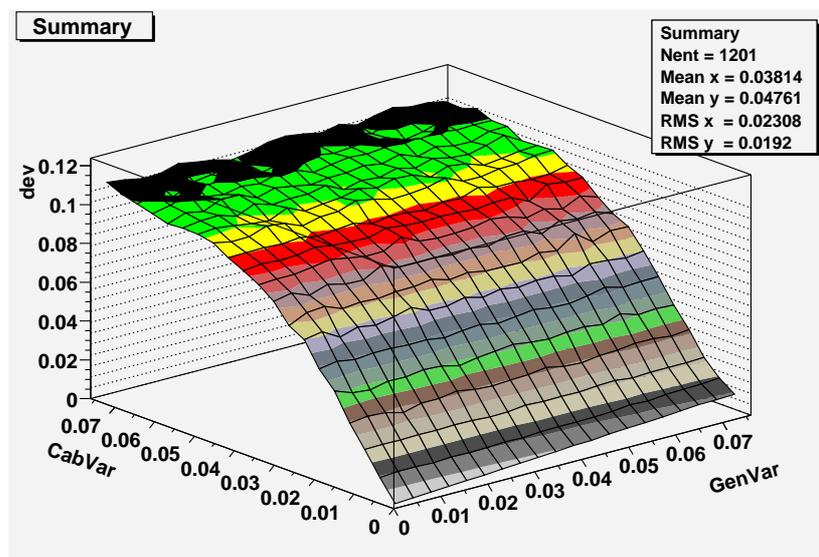


Abbildung 4.11: Histogramm der Standardabweichung für 20x20 Variationen der Parameter mit je 1000 randomisierten Signalen;  
 Im Histogramm sind die Standardabweichungen, die für jeden Eintrag aus einem Histogramm wie Abb. 4.10 entnommen worden, dargestellt. Zu sehen ist, daß die Variation der Generatorparameter geringeren Einfluss als die Variation der Kabelparameter hat.

## 4.6 Test des 'free fit' Algorithmus

Die Kalibrationsmethode 'free fit' bestimmt, wie in Unterabschnitt 4.3.3 beschrieben, das Teilchensignal. Dabei wurde auf das Problem des Parametertransfers vom Teststrahl zum ATLAS-Experiment hingewiesen.

Es ist also nötig zu zeigen, daß der Transfer von den aus den Teststrahlenden gewonnenen Funktionen  $F(s)$  auf das spätere ATLAS-Experiment möglich ist. Dieser Test des Parametertransfers wird durch Rekonstruktion des Teilchensignals einer Zelle mit Kalibrationstransferfunktionen verschiedener Kanäle  $F_i(s)$  durchgeführt. Aus Gleichung (4.7) folgt für z.B. Zelle 33

$$G(s)_{33} = I(s) \cdot H(s) = I(s) \cdot K(s) \cdot sF(s)_i^{-1}, \quad i = 33, 34, \dots \quad (4.27)$$

Die Abweichungen der Residuen müssen nach der Rekonstruktion den Anforderungen entsprechen.

Ein zusätzlicher Test ist die Bestimmung der Energieauflösung für den Teststrahl.

In den folgenden Abschnitten wird kurz die Teststrahlentnahme beschrieben, anschließend folgen beide Tests.

### 4.6.1 Teststrahlentnahme

Die HEC-Module des ATLAS-Experiments werden am Strahl H6 des SPS<sup>18</sup> am CERN getestet. Es können Messungen mit Elektronen, Pionen und Myonen mit Energien zwischen 10 GeV und 180 GeV durchgeführt werden. Die verschiedenen Strahlarten sind sekundäre<sup>19</sup> oder tertiäre Strahlen<sup>20</sup>, die aus einem 450 GeV Protonstrahl erzeugt werden.

Abbildung 4.12 zeigt den schematischen Aufbau der Teststrahlentnahme. Eine detaillierte Beschreibung des Teststrahlbaus wird in [Bea01] gezeigt.

#### Messung der Kalibrationssignale

Am ATLAS-Experiment werden Signale synchron zu den Proton-Proton-Kollisionen mit 40 MHz abgetastet. Im Teststrahlbau wird daher das Signal auch mit 25 ns abgetastet.

Das Aufzeichnen von Kalibrationspulsen mit einer Schrittweite von 1 ns geschieht deshalb durch 25 schrittweise Aufzeichnungen desselben Kanals mit einer Verzögerung von 0 bis 24 ns. Diese Methode wird als Verzögerungsabtastung (Delay-Scan) bezeichnet. Der Begriff Puls wird im Folgenden für ein aus einem Delay-Scan erzeugtes Signal verwendet. Bei den Messungen wurde ein Kalibrationsgenerator einzeln gepulst.

<sup>18</sup>Super Proton Synchrotron

<sup>19</sup>Sekundär: Der Proton-Strahl wird auf ein Target gelenkt.

<sup>20</sup>Tertiär: Der sekundäre Strahl wird auf ein weiteres Target gelenkt.

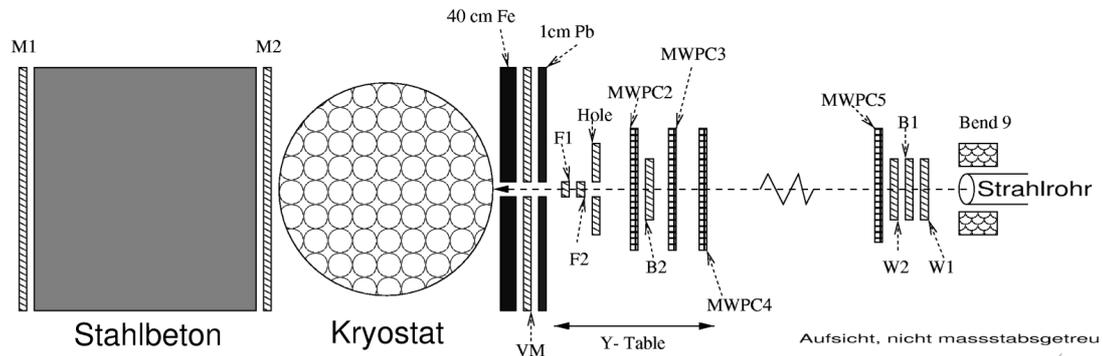


Abbildung 4.12: Teststrahlaufbau am SPS;

Der Teststrahlaufbau besteht aus dem Kryostat, in dem sich drei HEC-Module befinden, einer Reihe von Szintillatoren, Vieldrahtkammern, Kollimatoren, einer Stahlbetonwand, Auslese-, Kalibrations- und Datennahmeelektronik.

Die Szintillatoren W1, B1, W2, B2, F2, F1 dienen als Trigger, wobei F1 und F2 durch ihre Breite den akzeptierten Strahl ergeben. Die Szintillatoren VM, M2, M1 werden zur Myon-Identifikation genutzt. Die Vieldrahtkammern MWPC(2-5) werden zur präzisen Bestimmung der Position des Strahls eingesetzt und sind für Messungen zur geometrischen Homogenität der Module nötig. Die durchbohrten Blei- (1cm) und Eisenplatten (40cm) dienen der Kollimation des Teilchenstrahls.

### Messung der Teilchensignale

Die Teststrahldaten der Teilchensignale enthalten für jedes Ereignis 16 Abtastungen des Signals im Abstand von 25 ns. Zusätzlich enthält jedes Ereignis einen TDC<sup>21</sup>-Wert. Dieser Wert mißt die Zeit  $T'$  vom Durchgang eines Teilchens durch die Szintillatoren bis zur ansteigenden Flanke des ADC. Dadurch läßt sich ein Teilchensignal mit der Schrittweite von 1 ns rekonstruieren. Abbildung 4.13 zeigt einen rekonstruierten Teilchenpuls.

### 4.6.2 Stabilität des Parametertransfers

Der Test des Parametertransfers der Methode 'free fit' von Teststrahldaten zum ATLAS-Experiment wurde in [Hel02, Hel04] durchgeführt.

Dazu wird zuerst Gl. (4.4) an die gemessenen Kalibrationssignale angepaßt. Die Anzahl der Pol- bzw. Nullstellen wird variiert. Dabei wird die Kombination für  $K(s)$  mit dem niedrigsten  $\chi^2$  gewählt. In Tabelle 4.3 sind verschiedene Ergebnisse

<sup>21</sup>TDC: Zeit nach Digital Konverter

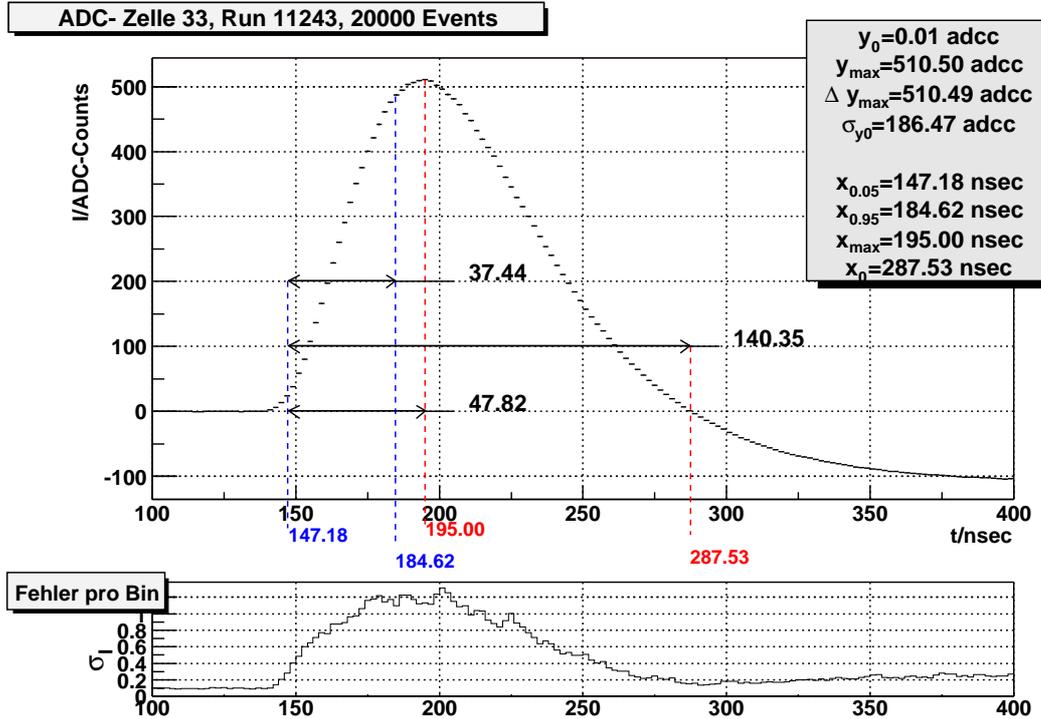


Abbildung 4.13: Rekonstruierter Teilchenpuls der Zelle 33;

Der Teilchenpuls ist aus 20000 Ereignissen des Run 11249 rekonstruiert. Der untere Graph zeigt den rein statistischen Fehler für jeden Zeitwert.

angegeben. Abbildung 4.14 zeigt eine Anpassung mit  $n_{kp} = 17$ ,  $n_{kz} = 9$ .

An den Teilchenpuls wird Gl. (4.7) angepaßt. Dabei werden die Parameter von  $K(s)$  auf die Werte mit dem niedrigsten  $\chi^2$ -Wert festgesetzt, d.h. durch die Anpassung wird die Transferfunktion der Kalibrationselektronik bestimmt. Abbildung 4.15 zeigt das Ergebnis einer solchen Anpassung. Die Parameter dazu sind in Tabelle 4.4 zusammengefaßt.

Abbildung 4.16 zeigt das Ergebnis der Rekonstruktion mit verschiedenen Transferfunktionen  $F_i(s)$ . Gut zu sehen ist, daß die Transferfunktion für aus verschiedenen Zellen stammende Kalibrationspulse ähnlich ist, d.h. die Kalibrationselektronik für verschiedene Zellen variiert nur in geringem Maße. Die Residuen der verschiedenen Rekonstruktionen liegen unter 2%. Da die Residuen der Rekonstruktion mit der richtigen Transferfunktion  $F(s)$  bei 0.8% liegen, müssen die Unterschiede in der Uniformität der verschiedenen Kanäle bei ca. 1% liegen.

$\chi^2$	$n_{kp}$	$n_{kz}$
2624	19	9
2767	17	9
3163	18	7
4517	19	5
4581	17	7
4873	16	5
4984	15	7
5126	14	4
7638	7	5

Tabelle 4.3:  $\chi^2$ -Ergebnisse für verschiedene Parameterkombinationen;  
 Zur Berechnung der verschiedenen  $\chi^2$ -Werte wurden für jede Pol-/Nullstellenanzahl mehrfach die Startwerte aller Parameter zufällig gewählt und eine Anpassung durchgeführt. Der beste  $\chi^2$ -Wert aller Anpassungen ist mit die Anzahl der zugehörigen Pol-/Nullstellen aufgelistet.

$p/z$	$j$	$-p_{hj} \cdot [ns]$	$(-1/p_{hj})/[ns]$	$-\bar{p}_{hj} \cdot [ns]$	$(-1/\bar{p}_{hj})/[ns]$
p	1	-0.00331783	-301.402	-0.00339716	-294.364
p	2	-0.0575593	-17.3734	-0.0747569	-13.3767
p	3	-0.0621073	-16.1012	-0.0747466	-13.3785
p	4	-3.35719e-05	-29786.8	-0.000396178	-2524.12
z	1	-0.000342865	-2916.6	-0.000760285	-1315.3
z	2	-0.0652777	-15.3192	-0.12285	-8.14002
z	3	-0.178621	-5.59846	-0.122818	-8.14213

Tabelle 4.4: Parameter der Funktion  $F(s)$  von Kanal 33;  
 Die Pol-/Nullstellen  $p_{hj}$  stammen aus der Anpassung an Kanal 33, die Pol-/Nullstellen  $\bar{p}_{hj}$  von einer Anpassung an eine über acht Zellen gemittelte Kalibrationsfunktion.

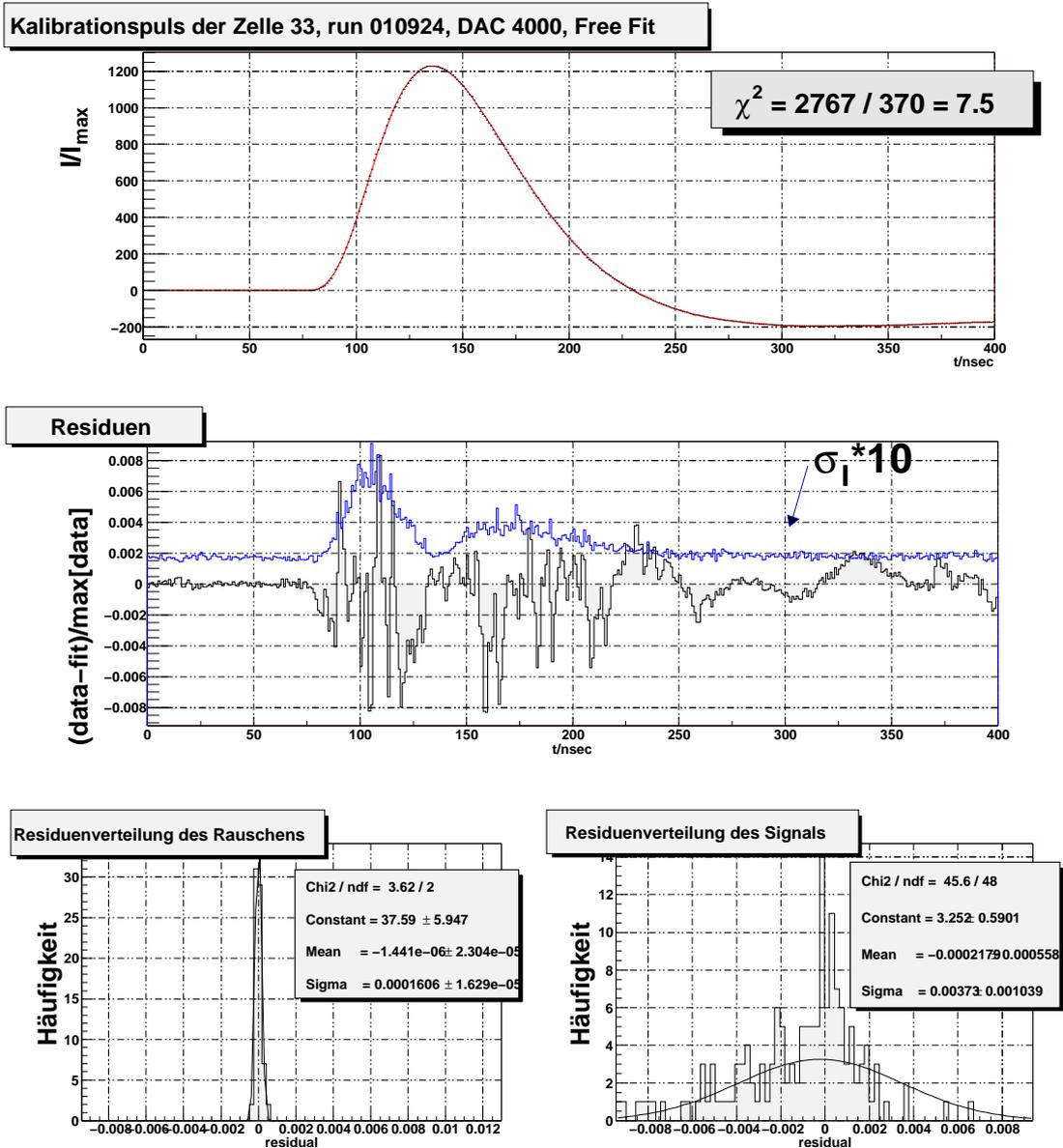


Abbildung 4.14: Anpassung eines Kalibrationspulses;  
 Der obere Graph zeigt die Anpassung eines Kalibrationspulses an Zelle 33 mit DAC-Wert 4000.  
 Im mittleren Graphen sind die Residuen für jeden Zeitwert gezeigt. Die Funktion  $\sigma_1 * 10$  zeigt die Standardabweichung für jeden Messpunkt.  
 Die unteren zwei Graphen zeigen die Verteilung der Residuen vor Beginn des Pulses (Rauschen) und danach.

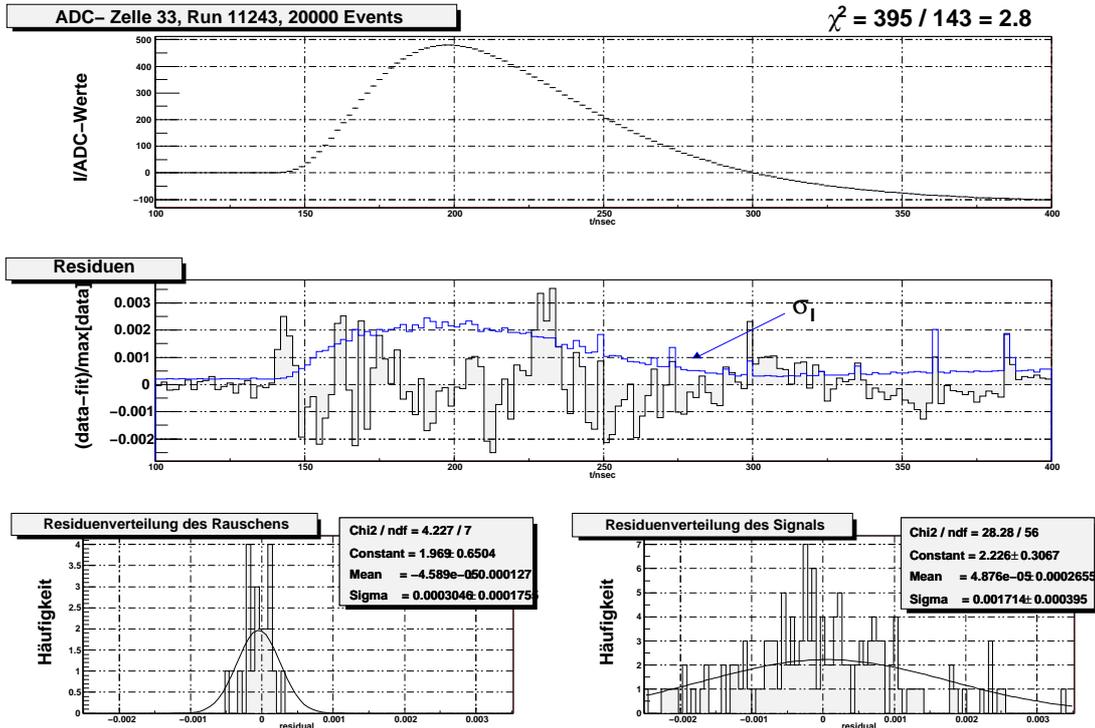


Abbildung 4.15: Teilchensignal mit angepaßter Funktion  $G(s)$ ;  
 Der obere Graph zeigt die Anpassung eines Teilchenpulses an Run 11243 in Zelle 33.  
 Im mittleren Graphen sind die Residuen für jeden Zeitwert gezeigt.  
 Die unteren zwei Graphen zeigen die Verteilung der Residuen vor Beginn des Pulses (Rauschen) und danach.

### 4.6.3 Teststrahlendatenanalyse

Die Auflösung der Kalorimeter für Elektronen wurde mit Daten des HEC Teststrahls von 2000 vorgenommen [Bea01] (s.Tab. 4.5). Für jede Messung wurde die Amplitude des Teilchenpulses mit Hilfe der optimalen Filterung bestimmt. Abbildung 4.17 zeigt ein Histogramm der rekonstruierten Amplitudenwerte für eine Messung. Zur Bestimmung der Energieauflösung für Elektronen wird an den Elektronpeak im Bereich von zwei Standardabweichungen eine Gaußfunktion  $g(E, N, \sigma_{\text{ADC}}, E_{\text{ADC}})$  angepaßt.

Die ADC-Werte werden mit Kenntnis der Nominalenergie des Teststrahls in eine GeV-Skala umgerechnet. Dies geschieht durch eine Anpassung, die Abbildung 4.18 zeigt. Die Standardabweichungen  $\sigma_{\text{ADC}}$  können damit direkt in eine GeV-Skala umgerechnet werden. Abb. 4.19 zeigt die so errechneten Energieauflösungen. An die Datenpunkte wurde eine Funktion der Form

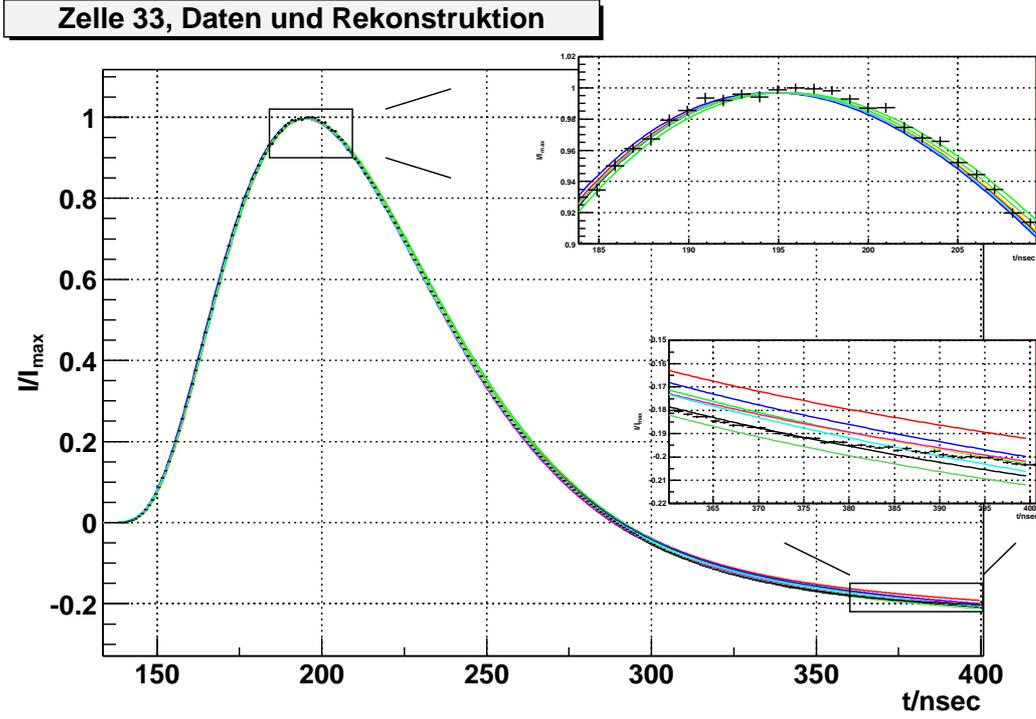


Abbildung 4.16: Rekonstruktion des Teilchenpulses der Zelle 33 über verschiedene Kalibrationsübertragungsfunktionen; Dargestellt sind das gemessene und mit acht verschiedenen  $F_i(s)$  rekonstruierte Teilchensignale für Kanal 33. Die Ausschnitte zeigen die eingerahmten Bereiche vergrößert.

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\alpha}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \oplus \beta \oplus \frac{\gamma}{E} \quad (4.28)$$

angepaßt<sup>22</sup>. Für die Methode 'free fit' ergibt sich

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(20.8 \pm 1.6)\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \oplus (-0.36 \pm 0.33)\% \oplus \frac{(0.673 \pm 0.004)\text{GeV}}{E} \quad (4.29)$$

Die Standardkalibrationsmethode liefert

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(21.9 \pm 1.6)\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \oplus (-0.56 \pm 0.66)\% \oplus \frac{(0.673 \pm 0.004)\text{GeV}}{E} \quad (4.30)$$

Die Auflösung wird in beiden Methoden vom statistischen Term dominiert. Daraus folgt, daß die Unterschiede im konstanten Term und damit die Unterschiede der Kalibrationsmethoden nicht aussagekräftig sind.

<sup>22</sup>s. Anhang C

Teilchen	Nummer der Messung	Energie/GeV
$e^-$	11250	6
$e^-$	11251	10
$e^-$	11252	20
$e^-$	11445	40
$e^-$	11414	50
$e^-$	11404	80
$e^-$	11376	100
$e^-$	11586	119
$e^-$	11549	147.8

Tabelle 4.5: Verwendete Teststrahl Daten;

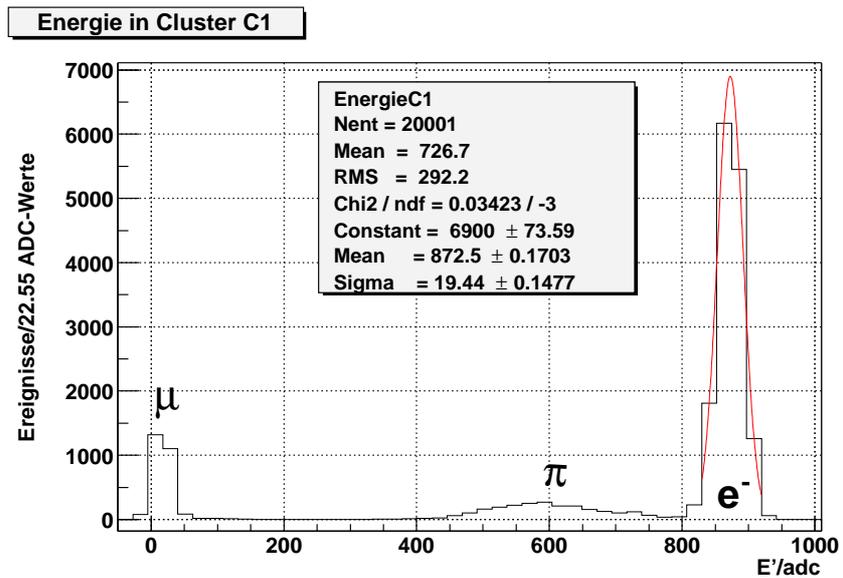


Abbildung 4.17: Energiehistogramm;

Der Peak bei dem ADC-Wert Null stammt von minimalionisierenden Teilchen (Myonen), der flache Peak kommt von der Pionenkontamination des Teststrahls. Der rechte Peak stammt von den für die Analyse wichtigen Elektronen.

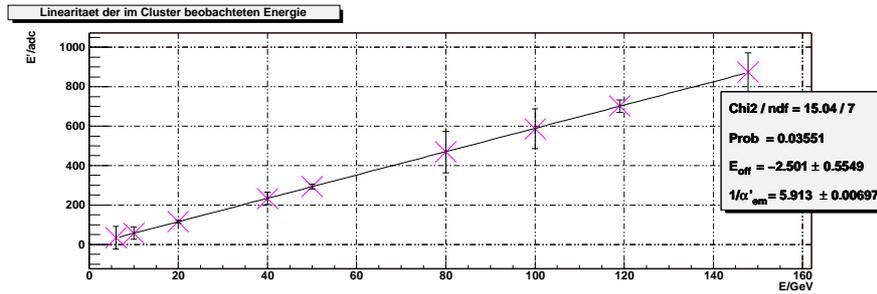


Abbildung 4.18: Bestimmung des Umrechnungsfaktors  $\alpha_{em}$ ;

Der Umrechnungsfaktor  $\alpha_{em}$  für ADC-Werte in eine GeV-Skala wird durch eine lineare Regression an die Datenpunkte gewonnen. Im Histogramm sind die mittels Anpassung einer Normalverteilung an Abb. 4.17 bestimmten ADC-Werte mit dem Fehler  $\sigma_{ADC}$  gegen die Nominalenergie des Teststrahls aufgetragen.

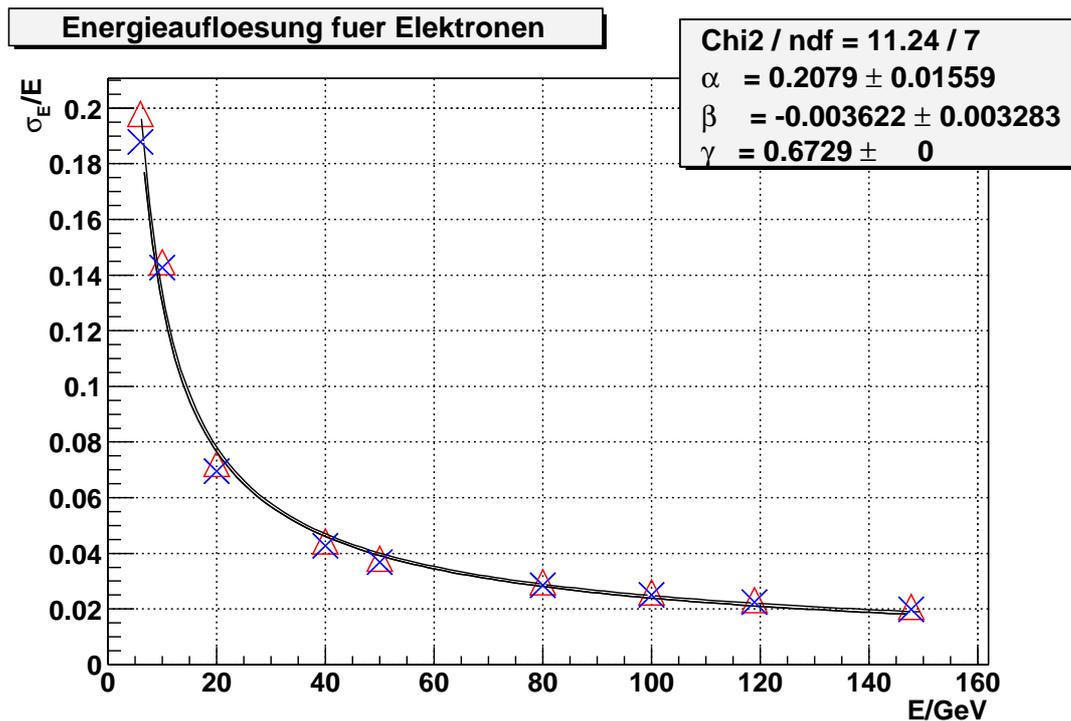


Abbildung 4.19: Energieauflösung des HEC;

Im Graphen ist die Energieauflösung für die verschiedenen Messungen des Teststrahls für Elektronen dargestellt. Die Standardabweichungen der Kalibration 'free fit' sind durch Kreuze dargestellt.

Ein direkter Vergleich ist trotzdem möglich, da bei beiden Methoden dieselben Daten verwendet wurden, und somit die Unterschiede durch die Kalibration verursacht sein müssen.

Die Verteilung der Residuen der Teilchensignalvorhersage hat für die Methode 'free fit' die Breite  $\sim 0.4\%$  bzw. für die Standardkalibration  $\sim 0.8\%$ .

## 4.7 Zusammenfassung

Für die Methode 'NumRec' wurde gezeigt, daß sowohl der Einfluß des Rauschens bei Kalibrationspulsen, die einer Teilchenenergie von 60 GeV oder mehr entsprechen, vernachlässigbar ist, als auch die Forderungen an die Generatoren und Kabel erfüllt werden. Damit steht eine schnelle zuverlässige Methode zur Kalibration des hadronischen Endkappen-Kalorimeter zur Verfügung.

Die zweite, unabhängige Kalibrationmethode 'free fit' erfüllt ebenfalls die Anforderungen an die Kalibration. Die Methode erzielt im Teststrahllaufbau sogar eine Verbesserung der Energieauflösung, ist aber aus Geschwindigkeitsgründen im Gegensatz zur Methode 'NumRec' nicht im laufenden Experiment, sondern nur zur anschließenden Überprüfung nutzbar.

Zusätzlich kann aus dem Test des Parametertransfers der Methode 'free fit' für die Methode 'NumRec' die Schlußfolgerung gezogen werden, daß die Parameter von  $F(s)$  für alle Kanäle ähnlich sind, und damit eine Vorhersage möglich ist.

## 5 Verwendete Programmpakete

Für die Planung von Experimenten ist es wichtig, eine Vorhersage der erwarteten physikalischen Phänomene durchführen zu können. Dadurch können Anforderungen an Beschleuniger und Detektoren abgeleitet werden.

Am LHC wird dafür eine Simulation des gesamten Prozesses von der Proton-Proton-Wechselwirkung bis zur Signalantwort der Detektoren durchgeführt. Diese Simulation läßt sich in folgende Stufen untergliedern:

1. Die Partonen, die an der Wechselwirkung beteiligt sind, werden unter Verwendung von Proton-Strukturfunktionen (s. Unterabschnitt 3.2.1) ausgewählt. Eine Übersicht über sämtliche Strukturfunktionen ist in [PDF00] zu finden.
2. Das Matrixelement, mit dem die Wechselwirkung der Protonen beschrieben werden kann, wird berechnet. Abb. 2.5 zeigt eine Auswahl von möglichen Higgs-Boson-Produktionsprozessen. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung für Endzustände wird durch eine Integration über den Phasenraum erstellt. Dies ist analytisch bei komplexen Endzuständen nur schwer möglich. Daher werden mit Monte-Carlo-Techniken so viele Ereigniszustände entsprechend ihrer relativen Wahrscheinlichkeit erzeugt, daß die Häufigkeitsverteilung der Einzelereigniszustände der theoretischen erwarteten Verteilung gleicht.
3. Die Teilchen zerfallen in stabile Endzustände<sup>1</sup>. Für farbgeladene Teilchen wird die Fragmentation in farbneutrale Hadronen durchgeführt. Diese treten dann gebündelt als Jets auf.
4. Die volle Detektorsimulation berechnet die Signalantwort der einzelnen Detektorteile, die durch Wechselwirkung mit den erzeugten Teilchen hervorgerufen wird.

Um Aussagen über die physikalischen Phänomene treffen zu können, muß aus den Signalantworten der Detektorsubsysteme eine Rekonstruktion durchgeführt werden, die den Impuls und die Art des zugrundeliegenden Teilchens berechnet. Da dies nicht immer möglich ist, unterscheiden sich rekonstruierte und ursprünglich erzeugte Ereignisse.

---

<sup>1</sup>Stabil bedeutet, daß das Teilchen nicht innerhalb des Detektors zerfällt, ein Myon gilt in diesem Sinne als stabiles Teilchen.

Als letztes müssen die Detektorsignale interpretiert und ausgewertet werden. Bei dieser Analyse wird versucht, auf den physikalischen Prozeß Rückschlüsse zu ziehen, um so z.B. die Existenz des Higgs-Bosons zu zeigen. Da nur Endzustände rekonstruiert werden können, müssen Untergrundprozesse, die dieselbe Signatur nach der Rekonstruktion im Detektor hinterlassen, zusätzlich beachtet werden.

In den folgenden Abschnitten werden zuerst Programmpakete beschrieben, die bei der Simulation die Stufen 1, 2 und z.T. auch 3 durchführen können. Es folgt eine Beschreibung der verwendeten Detektorsoftware, die für Stufe 4 und zur Rekonstruktion gebraucht wird. Abschließend wird die Analysesoftware vorgestellt, die zur Interpretation der Daten verwendet wird.

### 5.1 Monte-Carlo-Generatoren

In den nächsten Unterabschnitten werden Monte-Carlo-Generatoren beschrieben [QCD00]. Zum Teil ist die Funktionalität der Programme auf die o.g. Stufe 3 erweitert. Dies hat z.B. bei Pythia[PYT01] historische Gründe, da die Software inzwischen ein Zusammenschluß von JetSet und Pythia ist.

Die Matixelemente werden meist in niedrigster Ordnung<sup>2</sup> (s. Unterabschnitt 3.2.2) berechnet. Neuere Monte-Carlo-Generatoren führen die Berechnung inzwischen mit Beiträgen höherer Ordnung für verschiedene Prozesse durch.

#### 5.1.1 Pythia

Das Programmpaket Pythia beinhaltet die Simulationsstufen 1-3. Es wurden die Strukturfunktionen CTEQ5L [CTEQ5] verwendet, die aus den Daten vieler Experimente bestimmt wurden. Für Pythia existiert ein umfassendes Handbuch [PYT01].

Für die 2. Stufe existiert in Pythia eine große Bibliothek an Matrixelementrechnungen auf Born-Niveau<sup>3</sup>.

Das Fragmentationsmodell wurde durch die Anpassung an LEP-Daten optimiert. Dabei werden Quark-Jets und Gluon-Jets verschieden behandelt, da bei Gluon-Jets eine größere Multiplizität erwartet wird. Dies führt zu einer weicheren Energieverteilung.

#### 5.1.2 Herwig

Das Programmpaket Herwig<sup>4</sup> [HER00] beinhaltet die Simulationsstufen 1-3. Es wurde ebenfalls die Strukturfunktionen CTEQ5L verwendet.

---

<sup>2</sup>Leading Order = LO

<sup>3</sup>Störungsrechnungen des Matrixelements in niedrigster Ordnung von  $\alpha$  und  $\alpha_s$ , d.h. ohne virtuelle Korrekturen und Bremsstrahlung

<sup>4</sup>Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons

### 5.1.3 AcerMC

Das Programmpaket AcerMC [Ker02] enthält Matrixelementrechnungen, die in Pythia und Herwig nicht oder unzureichend implementiert sind. Die Fragmentation wird in Pythia durchgeführt.

### 5.1.4 MC@NLO

Das Programmpaket MC@NLO [NLO02] enthält Matrixelementrechnungen in NLO<sup>5</sup>. Der Generator arbeitet mit der Subtraktionsmethode [Che01], die im Gegensatz zur Schnittmethode<sup>6</sup> keine Näherungen braucht. Die Fragmentation wird in Herwig durchgeführt.

## 5.2 ATLFAST

Die Detektorsimulation, die sowohl Stufe 4 der Simulation als auch die Rekonstruktion beinhaltet, ist sehr zeitaufwendig. Daher sind diese Vorgänge in einer schnellen Detektorsimulation zusammengefaßt, die eine Parametrisierung der vollen Simulation ist.

Die schnelle Detektorsimulation ATLFAST [ATL98] wurde aus einer GEANT-Simulation [GEANT] entwickelt, die den kompletten ATLAS-Detektor umfaßt. Bei der schnellen Simulation werden die Endzustandsteilchen der Monte-Carlo-Generatoren direkt in rekonstruierte Teilchen umgewandelt. Dabei werden die Energien und Impulse der Teilchen mit der in der vollen Simulation bestimmten Meßungenauigkeit verfälscht.

### Leptoneffizienz

Alle Teilchen, deren Pseudorapidity<sup>7</sup> innerhalb  $|\eta| < 2.5$  liegt, werden bei ATLFAST mit einer Effizienz von 100% rekonstruiert. In der vollen Simulation wurde die Effizienz für stabile Leptonen<sup>8</sup> auf 90% bestimmt. Deshalb wird in den Analysen der Wirkungsquerschnitt mit  $0.9^N$  für  $N$ -Leptonzustände skaliert. Da die Rekonstruktionseffizienz in  $\eta$  fast konstant ist, ist dies ein realistisches Verfahren.

---

<sup>5</sup>Next-to-Leading Order

<sup>6</sup>Slicing method

<sup>7</sup>Pseudorapidity:  $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$ ,  $\theta \equiv$  Polarwinkel

<sup>8</sup>Elektronen und Myonen werden als Leptonen bzw. stabile Leptonen bezeichnet, da diese im Detektorvolumen nicht zerfallen.

## Jet-Identifikation

Energiedepositionen, die nicht von Elektronen, Myonen oder Photonen stammen, werden als Jets behandelt. Dabei wird die Information der Jet-Art<sup>9</sup> direkt vom Ereignisgenerator übernommen. Die Identifizierung der Jets aus b-Quarks wird als *b-tagging* bezeichnet. Dies geschieht unter Verwendung von zwei verschiedenen Kriterien [ATL99, Sap01]. Zum einen legen B-Mesonen bedingt durch ihre Lebensdauer eine Flugstrecke im mm-Bereich zurück. Ein zweites Kriterium ist die Anwesenheit von 'weichen' Elektronen im Jet. Diese entstehen häufiger beim Zerfall aus B-Mesonen als aus anderen Prozessen.

Für die Entscheidung, welches Quarkflavour dem Jet zugewiesen werden soll, wird ein Arbeitspunkt gewählt, der bei gegebener Unterdrückung der anderen Flavour eine bestimmte Effizienz für den gewünschten Flavour hat. Für verschiedene Punkte wurde die Identifikationsrate von b-Jets in der vollen Simulation untersucht und parametrisiert. In dieser Arbeit wurde eine b-Tagging Effizienz von 60% gewählt. Nach Identifikation der Jets werden diese mit verschiedenen Parametrisierungen für Jets aus b-Quarks und solchen aus leichten Quarks oder Gluonen kalibriert.

## Programmierung

Die schnelle Simulation existiert in zwei Versionen. Die ursprüngliche Implementierung in Fortran<sup>10</sup> wurde inzwischen durch eine C++<sup>11</sup> Version ersetzt und in das ATHENA-Software Framework der ATLAS-Kollaboration integriert. Für diese Arbeit wurde die C++ Version verwendet.

Die Ausgaberroutine StandardNtupleMaker wurde im Rahmen der Arbeit durch einen UserNtupleMaker ersetzt, der es erlaubt für Zerfälle bestimmter Partontypen oder für ausgewählte  $p_T$ -Schwellen die Monte-Carlo-Information der Partonen in den Daten zu speichern. Dies ist wichtig, um Vergleiche zwischen echten und rekonstruierten Daten anstellen zu können.

## 5.3 SPARTA

Zur Interpretation der Daten wurde die Datenanalyse-Umgebung SPARTA<sup>12</sup> genutzt, die im Rahmen einer Diplomarbeit entwickelt wurde [Due03].

Diese erlaubt es, die Ausgabedaten von ATLFAST einzulesen, die verschiedenen Rekonstruktionseffizienzen auf die ATLFAST-Ausgabeobjekte anzuwenden, relevante Größen für die Suche nach einem speziellen Signaltyp zu berechnen und zu

---

<sup>9</sup>b-, c- oder  $\tau$ -Jet

<sup>10</sup>FORmula TRANslator

<sup>11</sup>Nachfolger der Programmiersprache C, die wiederum Nachfolger der Programmiersprache B war ([http://de.wikipedia.org/wiki/B\\_\(Programmiersprache\)](http://de.wikipedia.org/wiki/B_(Programmiersprache)))

<sup>12</sup>Software Package Around Reconstruction The Atlfast

visualisieren und schließlich Schnitte auf diese Größen durchzuführen. Als letzte Option ist es möglich, diese Schnitte so zu optimieren, daß eine möglichst gute Trennung von Signal- und Untergrundereignissen möglich wird.

Das Programm ist komplett in das ROOT-Paket [ROOT] integriert und wird davon voll unterstützt (komplette Bedienung über ROOT möglich).

Im Rahmen dieser Arbeit wurde SPARTA für die Rekonstruktion von  $W$ -Bosonen und top-Quarks erweitert. Dies wurde durch einfügen diverser Klassen zur Verwaltung von Kandidaten für 2-Jet-Systeme (Di-Jets<sup>13</sup>) und für 3-Jet-Systeme (Tri-Jets<sup>14</sup>) erreicht. Zusätzlich wurde die Möglichkeit zum Einlesen von MC@NLO-Daten mit negativen Gewichten hinzugefügt.

---

<sup>13</sup>Hadronisch zerfallende schwache Eichbosonen

<sup>14</sup>Hadronisch zerfallende top-Quarks

# 6 Studie zu unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosonen

In Abschnitt 2.5 wurden Produktionsmechanismen für das Higgs-Boson am LHC beschrieben. Eine Suche nach unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosonen kann nur in Produktionskanälen mit assoziierten Teilchen, wie in Abschnitt 2.6 erläutert wurde, durchgeführt werden.

Zusätzlich muß in mehreren Produktionskanälen ein Nachweis für ein unsichtbar zerfallendes Higgs-Boson erbracht werden, da nur über das Verhältnis verschiedener Kopplungen des Higgs-Bosons in den Produktionskanälen gezeigt werden kann, daß es sich um ein unsichtbar zerfallendes Higgs-Boson und nicht um andere unsichtbare Teilchen handelt.

Im nächsten Abschnitt wird zur Beschreibung der Ergebnisse eine modellunabhängige Variable eingeführt. Anschließend werden bereits existierende Analysen beschrieben. Es folgt die im Rahmen der Arbeit erstellte Analyse für die assoziierte  $t\bar{t}H$  Produktion. Die Analyse des Gluon-Fusions-Kanals mit zusätzlich abgestrahltem Jet, die ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurde, wird danach vorgestellt. Im letzten Abschnitt wird eine Interpretation der Ergebnisse durchgeführt.

## 6.1 Vorbemerkungen

Im Standardmodell ist ein unsichtbarer Zerfall des Higgs-Bosons nur sehr selten möglich<sup>1</sup>. Die Suche nach unsichtbaren Zerfällen des Higgs-Bosons wird daher im Rahmen von erweiterten Modellen mit höheren Anteilen von unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosonen interpretiert werden müssen. In diesen erweiterten Modellen kann der Wirkungsquerschnitt der Produktion des Higgs-Bosons durch Beiträge neuer Teilchen von dem Standardmodell-Wirkungsquerschnitt abweichen. Auch das Verzweigungsverhältnis des Higgs-Bosons in unsichtbare Endzustände ist von den verwendeten Modellen abhängig. Um die Ergebnisse unabhängig von Modellen zu beschreiben und eine einfache Interpretation im Rahmen verschie-

---

<sup>1</sup>Das Verzweigungsverhältnis des Endzustands  $H \rightarrow ZZ \rightarrow \nu\nu\nu\nu$  beträgt 0.14%.

dener Modelle zu gewährleisten, wird deshalb die modellunabhängige Variable

$$\xi^2 = \text{BR}(H \rightarrow \text{Inv.}) \frac{\sigma_{\text{Prod.}}}{\sigma_{\text{Prod.} | \text{SM}}} \quad (6.1)$$

eingeführt. Dabei ist  $\text{BR}(H \rightarrow \text{Inv.})$  das Verzweigungsverhältnis für unsichtbare Zerfälle des Higgs-Bosons. Der Quotient gibt das Verhältnis des Wirkungsquerschnittes für das benutzte Modell gegenüber dem Standardmodell an. Dieser Quotient ist beispielsweise im Standardmodell eins und das Verzweigungsverhältnis beträgt 0.14%.

Die Grenzen für die Variable  $\xi^2$  werden in dieser Arbeit immer auf 95% Konfidenzniveau angegeben.

In allen im Folgenden vorgestellten Suchen nach unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosonen ist das Signal keine Resonanz auf einem flach verteilten Untergrund. Die Anzahl der Signalereignisse ist daher nur als Überschuß von Ereignissen gegenüber den Standardmodelluntergrundprozessen extrahierbar. Daraus folgt, daß eine Abschätzung für die Signifikanz  $S$  unter Berücksichtigung eines systematischen Fehlers  $\alpha$  für die gemessene Untergrundereigniszahl  $N_B$  berechnet werden muß. Eine einfache Berechnung kann mit Hilfe der Gleichung

$$S = \frac{N_S}{\sqrt{N_B + (\alpha N_B)^2}} \quad (6.2)$$

durchgeführt werden. Die Signalereigniszahl ist mit  $N_S$  bezeichnet. Dies ist jedoch, wie in Anhang D beschrieben, zu pessimistisch und in dieser Arbeit wird die Signifikanz mit Hilfe der dort erläuterten Methode der Gedanken-Experimente bestimmt.

## 6.2 Existierende Analysen

Für das ATLAS-Experiment existieren zum Nachweis von unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosonen bereits Analysen für den Vektor-Boson-Produktionskanal [Neu03] und die assoziierte  $W, Z$ -Produktion [Gag03]. Für die assoziierte  $t\bar{t}$ -Produktion wurde eine erste Machbarkeitsstudie [Ker03] erstellt, die sich auf den semileptonischen Endzustand beschränkt und auf Probleme bei der Rekonstruktion des  $t\bar{t}$ -Untergrundes hinweist. Dabei stimmen die rekonstruierten top-Quarks oft nicht mit denen der Monte-Carlo-Simulation überein.

In allen Analysen ist aufgrund des nicht nachweisbaren Higgs-Bosons der fehlende transversale Impuls<sup>2</sup> eine wichtige Variable zur Trennung des Signals von Untergrundprozessen.

In den nächsten Unterabschnitten werden die bereits existierenden Analysen für den Vektor-Boson-Produktionskanal und die assoziierte  $W, Z$ -Produktion beschrieben.

<sup>2</sup>Der fehlender transversaler Impuls im Detektor wird mit  $\cancel{p}_T$  bezeichnet.

### 6.2.1 Vektor-Boson-Fusion ( $qq \rightarrow qqH$ )

Der Vektor-Boson-Fusions-Produktionskanal (s. Abb. 2.5 b)) zeichnet sich durch einen Jet in Vorwärtsrichtung und einen Jet in Rückwärtsrichtung aus. Diese entstehen aus den Quarks, die die schwachen Eichbosonen abstrahlen und somit mit geringem transversalen Impuls aus den Protonen gestreut werden. Zusätzlich sollte im zentralen Bereich des Detektors nur geringe hadronische Aktivität meßbar sein, da zwischen den Protonen kein Farbaustausch stattfindet und das Higgs-Boson unsichtbar zerfällt. Damit ergibt sich eine Signatur bestehend aus zwei Jets und fehlendem transversalen Impuls.

Der Untergrund setzt sich aus folgenden Prozessen zusammen, die die Signatur des Signals erfüllen:

- $Zjj$ , ( $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ )  
Dieser Prozeß wird als irreduzibler Untergrund bezeichnet, da sich die meßbaren Endzustandsteilchen nicht von denen des Signals unterscheiden.
- $Wjj$ , ( $W \rightarrow \ell\nu$ )  
Dieser Untergrund erfüllt die Signatur des Signals bei allen Ereignissen, bei denen das Lepton nicht nachgewiesen wird (s. Abschnitt 5.2, Leptoneffizienz).
- Multijet  
Dieser Prozeß kann Beiträge durch Heavy-Flavour-Zerfälle liefern, bei denen ein Neutrino mit hohem transversalen Impuls entsteht und das Lepton nicht im Detektor nachgewiesen wird.

Zur Unterdrückung der Untergrundprozesse wird folgende Ereignisselektion verwendet:

1. Keine Leptonen<sup>3</sup> mit  $p_T^e > 5 \text{ GeV}/c$  und  $p_T^\mu > 6 \text{ GeV}/c$ .
2.  $\cancel{p}_T > 100 \text{ GeV}/c$
3. 2 Jets in unterschiedlichen Hemisphären mit
  - a) Masse des Jet-Jet-Systems  $M_{jj} > 1200 \text{ GeV}/c^2$
  - b)  $\Delta\eta_{jj} > 4.4$  (Pseudorapidität<sup>4</sup>)
4. Kein Jet<sup>5</sup> mit  $p_T > 20 \text{ GeV}/c$  zwischen den beiden Jets.

Nach allen Schnitten ist der Azimutwinkel  $\Delta\phi_{jj}$  zwischen beiden Jets eine gute diskriminierende Variable. Die Signalregion wird mit  $\Delta\phi_{jj} < 1$  festgelegt. Abbildung 6.1 zeigt die  $\Delta\phi_{jj}$ -Verteilung für Signal und Untergrundprozesse. Deutlich

---

<sup>3</sup>s. Abschnitt 5.2, Leptoneffizienz

<sup>4</sup> $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$ ,  $\theta \equiv$  Polarwinkel

<sup>5</sup>s. Abschnitt 5.2, Jet-Identifikation

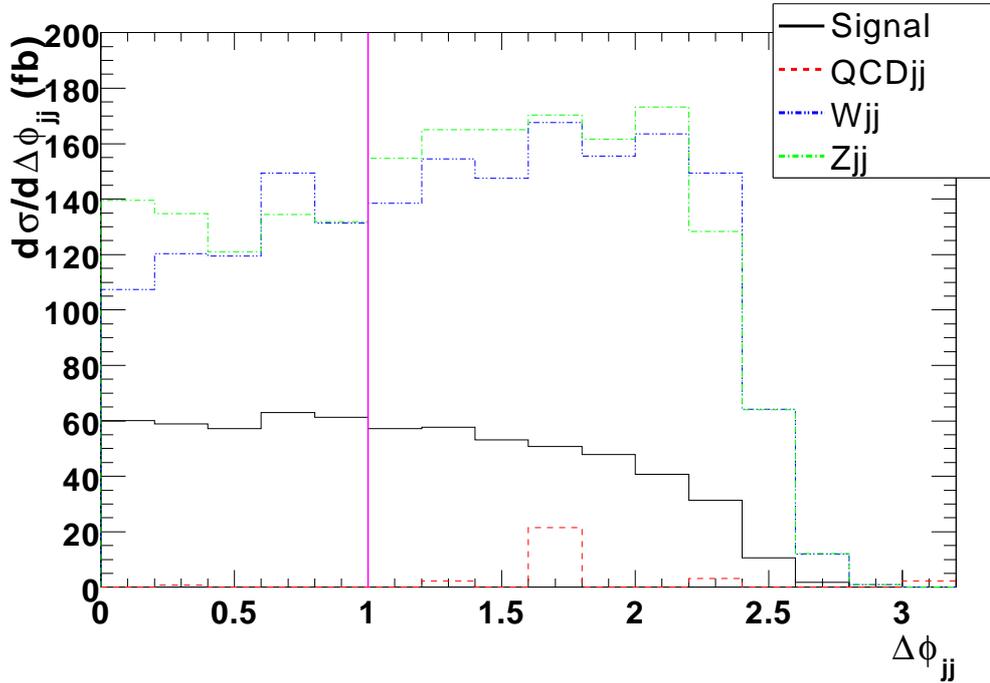


Abbildung 6.1:  $\Delta\phi$ -Verteilung der Jets (VBF);

Dargestellt ist die Azimutwinkelverteilung zwischen den geforderten zwei Jets nach den Schnitten 1. - 4. .

zu sehen ist, daß der Multijet-Untergrund nach den Schnitten nichts mehr beiträgt.

Für den Erfolg der Analyse ist wie in Abschnitt 6.1 beschrieben die Vorhersage der Produktionsrate der Untergrundprozesse mit deren systematischen Unsicherheiten nötig. Durch den Vektor-Boson-Fusions-Kanal kann die systematische Unsicherheit in der Rate durch Normierung auf im späteren Experiment nachweisbare Prozesse vorgenommen werden. Der irreduzible Untergrund  $Zjj$  kann durch die Messung im Endzustand  $Z(\rightarrow \ell^\pm \ell^\mp)jj$  normiert werden. Die systematische Unsicherheit für diesen Prozeß wird mit 3.3% (5.6%) für  $30 \text{ fb}^{-1}$  ( $10 \text{ fb}^{-1}$ ) abgeschätzt. Die Normierung der  $W(\rightarrow \ell\nu)jj$ -Produktion, die zum Untergrund beiträgt, falls das Lepton nicht nachgewiesen wird, kann durch die Messung des Prozesses, bei dem das Lepton nachgewiesen wird, und durch Korrekturfaktoren für die Leptonnachweiswahrscheinlichkeit durchgeführt werden. Dabei ergibt sich eine Unsicherheit von 2.3% (3.1%) für  $30 \text{ fb}^{-1}$  ( $10 \text{ fb}^{-1}$ )

Aus den Ereigniszahlen für Signal und Untergrund können jetzt mit den systematischen Unsicherheiten die Signifikanzen berechnet werden. Die  $\xi^2$ -Werte für

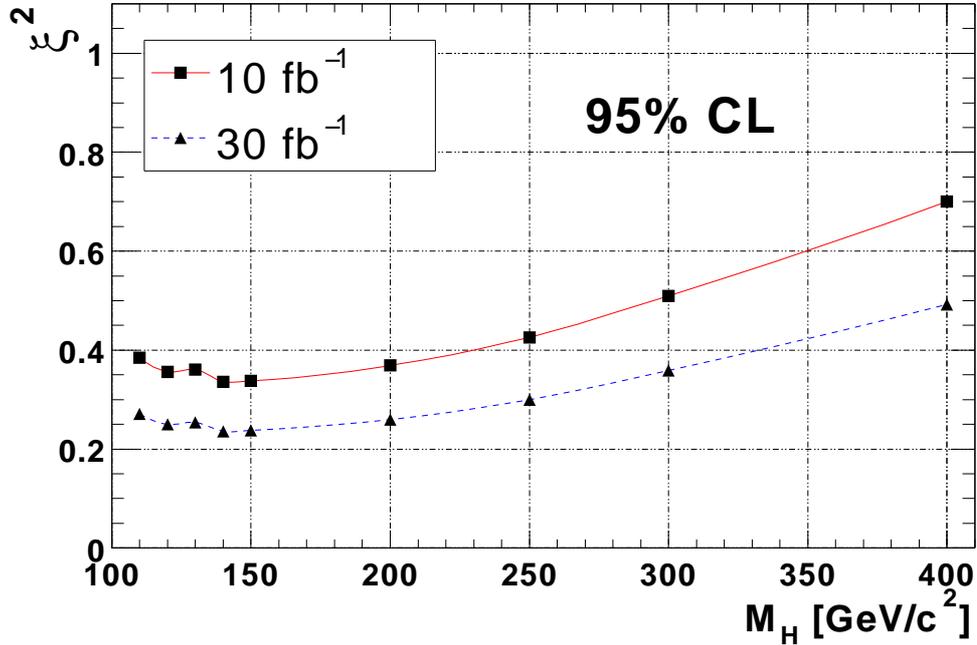


Abbildung 6.2:  $\xi^2$ -Verteilung für verschiedene Higgs-Boson-Massen (VBF); Es sind die  $\xi^2$ -Werte sowohl für die integrierte Luminosität für  $10 \text{ fb}^{-1}$  als auch für  $30 \text{ fb}^{-1}$  eingetragen. Durch diese Analyse lassen sich alle  $\xi^2$ -Werte oberhalb der Kurven auf 95% Konfidenzniveau ausschließen.

95% Konfidenzniveau ergeben sich aus den Signifikanzen mit Hilfe der Beziehung

$$\xi^2 = \frac{\sigma_{CL=95\%}}{\sigma_{m_H}} = \frac{1.65}{\sigma_{m_H}}, \quad (6.3)$$

wobei  $\sigma_{m_H}$  die Signifikanz der Analyse für die Higgs-Boson-Masse  $m_H$  bezeichnet. Für eine integrierte Luminosität von  $30 \text{ fb}^{-1}$  ergibt sich, daß z.B. ein unsichtbar zerfallendes Higgs-Boson mit einem Standardmodell-Wirkungsquerschnitt und einer Higgs-Boson-Masse  $m_H = 200 \text{ GeV}/c^2$  mit Verzweungsverhältnissen  $BR(H \rightarrow \text{Inv.}) > 0.27$  auf 95% Konfidenzniveau ausgeschlossen werden kann. Abbildung 6.2 zeigt Ausschlußgrenzen für verschiedene Higgs-Boson-Massen und verschiedene integrierte Luminositäten.

Eine abschließende Untersuchung der Triggerakzeptanz steht für diesen Kanal noch aus, da ein Trigger-Menü für Vorwärts-Jets und  $\cancel{p}_T$  noch nicht implementiert ist.

### 6.2.2 Assoziierte $W, Z$ -Produktion ( $qq \rightarrow ZH$ )

In Abbildung 2.5c) ist das Feynmandiagramm für die assoziierte  $W, Z$ -Produktion dargestellt. Die bereits existierende Analyse zeigt, daß die assoziierte  $W$ -Produktion aufgrund der inklusiven  $W$ -Produktion keinen Beitrag zur Suche nach unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosonen liefern kann, da zu oft Zerfälle von Off-Shell- $W$ -Bosonen in diesem Untergrundprozeß enthalten sind, wodurch das Ereignis ununterscheidbar vom Signal ist.

Im Gegensatz dazu ist die assoziierten  $Z$ -Produktion im  $Z \rightarrow \ell^\pm \ell^\mp$ -Endzustand für die Suche nach unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosonen geeignet. Aus dem geforderten Endzustand ergibt sich eine Signatur mit zwei Leptonen und  $\cancel{p}_T$ , die auch von folgenden Prozessen erfüllt wird:

- $ZZ, (ZZ \rightarrow \nu\bar{\nu}\ell\ell)$   
Dieser Endzustand ist aufgrund seiner nicht vom Signal unterscheidbaren Signatur ein irreduzibler Untergrund.
- $ZZ, (ZZ \rightarrow \ell\ell\ell\ell)$   
Bei diesem Prozeß tragen alle Ereignisse bei, bei denen zwei Leptonen nicht im Detektor nachgewiesen werden.
- $ZZ, (ZZ \rightarrow \tau\tau\ell\ell)$   
Ein Teil der Ereignisse mit leptonischen  $\tau$ -Zerfällen besitzt einen hohen fehlenden transversalen Impuls aufgrund der entstehenden zwei bzw. vier Neutrinos. Diese Zerfälle tragen bei, falls zwei Leptonen nicht im Detektor nachgewiesen werden. Bei hadronischen  $\tau$ -Zerfällen werden die Ereignisse akzeptiert, falls der Jet niederenergetisch ist.
- $ZZ, (ZZ \rightarrow \tau\tau\nu\nu)$   
Die Ereignisse mit leptonischen  $\tau$ -Zerfällen tragen zum Untergrund bei.
- $W^\pm W^\mp, (WW \rightarrow \ell^\pm \nu \ell^\mp \nu)$   
Beide  $W$ -Bosonen zerfallen leptonisch in Elektronen oder Myonen und die dazugehörigen Neutrinos. Dieser Prozeß trägt auch zum irreduziblen Untergrund bei.
- $ZW, (ZW \rightarrow \ell\ell\nu)$   
Das  $Z$ -Boson zerfällt in zwei Leptonen, das  $W$ -Boson zerfällt in ein Lepton/Neutrino-Paar. Eines der drei Leptonen wird im Detektor nicht nachgewiesen.
- $t\bar{t}, (t \rightarrow b\ell\nu)$   
Das zweite Lepton wird irrtümlich identifiziert oder stammt aus dem zweiten ebenfalls leptonisch zerfallenden top-Quark, wobei die b-Jets nicht nachgewiesen werden.

- Inklusive  $Z$ -Boson Produktion (Drell-Yan Prozeß)

Dieser Prozeß erfüllt für leptonisch zerfallende  $Z$ -Bosonen bei falscher  $\cancel{p}_T$ -Rekonstruktion die Signalsignatur.

Zur Unterdrückung der Untergrundprozesse wird folgende Ereignisselektion verwendet:

1. Zwei Elektronen oder zwei Myonen gegensätzlicher Ladung

- a) mit  $p_T^{e,1} > 25 \text{ GeV}/c$ ,  $p_T^{e,2} > 5 \text{ GeV}/c$  oder  
mit  $p_T^{\mu,1} > 15 \text{ GeV}/c$ ,  $p_T^{\mu,2} > 6 \text{ GeV}/c$  oder  
mit  $p_T^1 > 10 \text{ GeV}/c$ ,  $p_T^2 > 10 \text{ GeV}/c$

- b) mit einer rekonstruierte Masse  $|M_{\ell^\pm\ell^\mp} - M_Z| < 50 \text{ GeV}/c^2$   
Das Schnittfenster wird groß gewählt, da später  $M_{\ell^\pm\ell^\mp}$  in einer Likelihood-Variable verwendet wird.

2.  $\cancel{p}_T > 95 \text{ GeV}/c$

3. Kein Jet mit  $E > 15 \text{ GeV}$  in  $|\eta| < 2.5$

4. Kein b-Jet<sup>6</sup> mit  $E > 15 \text{ GeV}$  in  $|\eta| < 2.5$

5. Likelihood-Variable bestehend aus  $p_T$  der Leptonen,  $\cancel{p}_T$ ,  $\cos\theta_{\ell^\pm\ell^\mp}$ ,  $M_{\ell^\pm\ell^\mp}$  und der transversalen Masse<sup>7</sup>  $M_T$  des Dilepton-Systems

Dabei wird jedes Ereignis für die genannten Größen mit einem Wert gewichtet, der dem Wert der Größe in der jeweiligen Verteilung entspricht. Die so ermittelten Gewichte werden für jedes Ereignis zu einem Produkt zusammengefaßt, das Likelihood-Variable genannt wird. Die Likelihood-Werte werden skaliert, so daß sie den Wertebereich  $[0, 1]$  umfassen.

Die Signalregion ist für  $L > 0.5$  definiert.

Abbildung 6.3 zeigt die Likelihood- und  $\cancel{p}_T$ -Verteilung für Signal und Untergrundprozesse.

Zur Berechnung der Signifikanzen und  $\xi^2$ -Werte werden, wie in Abschnitt 6.1 beschrieben, die systematischen Unsicherheiten der Untergründe benötigt. In der Studie [Gag03] wird bisher nur die Produktionsrate des  $ZZ$ -Untergrundes via  $ZZ \rightarrow \ell^\pm\ell^\mp\ell^\pm\ell^\mp$  normiert. Für alle weiteren Untergrundprozesse werden die systematischen Unsicherheiten über Annahmen der Fehler auf die Luminosität, Detektoreffizienz, Leptonrekonstruktion, b-Tagging, Jet-Effizienz und Untergrundwirkungsquerschnitte auf insgesamt 15% abgeschätzt.

---

<sup>6</sup>s. Abschnitt 5.2, Jet-Identifikation

<sup>7</sup>Als transversale Masse wird die Größe  $M_T = \sqrt{2(\sum_\ell p_T) \cancel{p}_T(1 - \cos\theta)}$  bezeichnet, wobei  $\theta$  der Winkel zwischen dem Summenimpulsvektor und  $\cancel{p}_T$  ist.

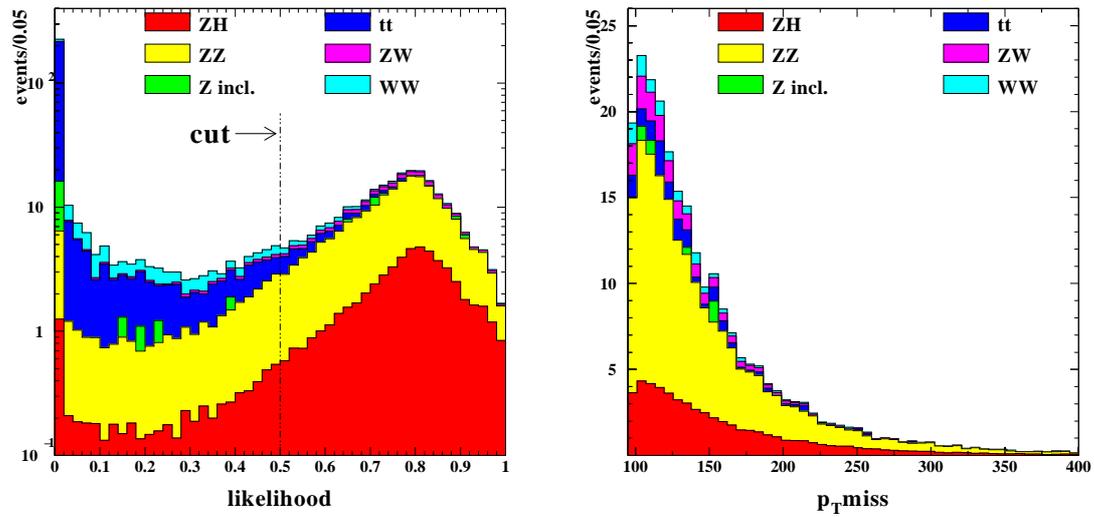


Abbildung 6.3: Likelihood- und  $p_{T\text{miss}}$ -Verteilungen ( $ZH$ );

Der linke Graph zeigt die Likelihood-Verteilungen für die Higgs-Boson-Masse  $m_H = 120$  GeV. Es werden alle Ereignisse mit einem Likelihood-Wert  $> 0.5$  akzeptiert. Der rechte Graph zeigt die Verteilung des transversalen Impuls  $p_{T\text{miss}}$ .

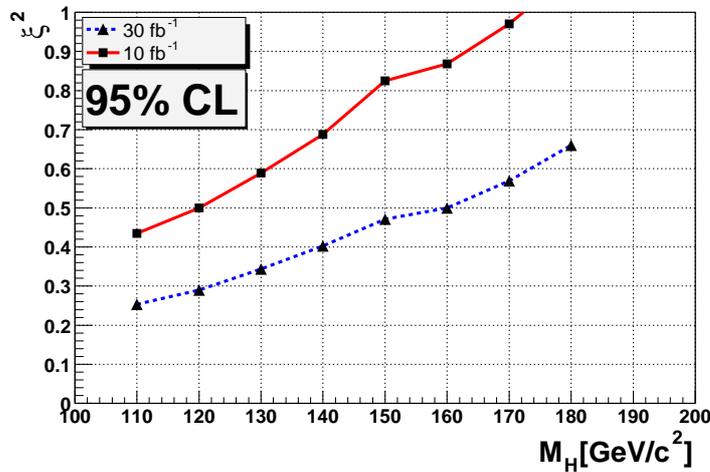


Abbildung 6.4:  $\xi^2$ -Verteilung für verschiedene Higgs-Boson-Massen ( $ZH$ );

Es sind die  $\xi^2$ -Werte sowohl für die integrierte Luminosität für  $10 \text{ fb}^{-1}$  als auch für  $30 \text{ fb}^{-1}$  dargestellt. Für die Regionen oberhalb der Kurven können unsichtbar zerfallende Higgs-Bosonen ausgeschlossen werden.

Dabei ist die Abschätzung von 10% Unsicherheit auf die Wirkungsquerschnitte zu optimistisch. Der  $K$ -Faktor<sup>8</sup> beträgt beispielsweise für den Prozeß  $t\bar{t}$  zwischen 1.3 und 2.0.

Mit den in der Analyse genannten Werten ergibt sich für ein Higgs-Boson mit einer Masse  $m_H = 150 \text{ GeV}/c^2$  mit einem Standardmodell-Wirkungsquerschnitt eine Ausschlußgrenze für Verzweigungsverhältnisse  $BR(H \rightarrow \text{Inv.}) > 0.46$ . Abbildung 6.4 zeigt Ausschlußgrenzen für verschiedene Higgs-Boson-Massen und verschiedene integrierte Luminositäten.

Aufgrund der zu optimistischen Abschätzung der systematischen Fehler wird auf das Ergebnis dieser Analyse bei der Kombination aller Kanäle verzichtet.

### 6.3 Signal und Untergrundprozesse des $t\bar{t}H$ -Kanals

Für die Studie von unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosonen in assoziierter  $t\bar{t}H$ -Produktion existieren zwei erfolgsversprechende Endzustände.

- Vollhadronischer Endzustand  
Beide top-Quarks zerfallen in ein  $W$ -Boson/b-Quark Paar und beide  $W$ -Bosonen wiederum in jeweils 2 Jets.  
 $t\bar{t}H \rightarrow \cancel{p}_T Wb Wb \rightarrow \cancel{p}_T q\bar{q} b q\bar{q} b$
- Semileptonischer Endzustand  
Beide top-Quarks zerfallen in ein  $W$ -Boson/b-Quark Paar. Ein  $W$ -Boson zerfällt in 2 Jets, das andere in ein Lepton/Neutrino Paar.  
 $t\bar{t}H \rightarrow \cancel{p}_T Wb Wb \rightarrow \cancel{p}_T q\bar{q} b \ell\bar{\nu}_\ell b$   
Bei diesem Endzustand trägt das Neutrino zusätzlich zum Wert  $\cancel{p}_T$  bei.

Abbildung 6.5 zeigt die Feynmandiagramme für beide Endzustände des  $t\bar{t}H$ -Kanals.

Der Untergrund setzt sich aufgrund der Signaturen aus allen Prozessen zusammen, die entweder zwei b-Jets, vier Jets und  $\cancel{p}_T$  enthalten oder zwei b-Jets, zwei Jets, ein Lepton und  $\cancel{p}_T$ . Zu beachten ist, daß es sich bei den b-Jets auch um falsch identifizierte Jets handeln darf.

Zum Untergrund können demnach die folgenden Prozesse beitragen, deren Wirkungsquerschnitte und Anzahl der generierten Ereignisse in Tabelle 6.1 angegeben sind:

- $t\bar{t}$ , ( $t\bar{t} \rightarrow WbWb$ )  
Der  $t\bar{t}$ -Prozeß unterscheidet sich vom Signal durch einen geringeren  $\cancel{p}_T$ -Wert. Dieser Prozeß dominiert aufgrund des hohen Wirkungsquerschnittes von 490000 fb den Untergrund und ist für eine Higgs-Boson-Masse  $m_H = 200 \text{ GeV}/c^2$  um einen Faktor  $\sim 5000$  größer als der Wirkungsquerschnitt des Signals.

---

<sup>8</sup>s. Unterabschnitt 3.2.2

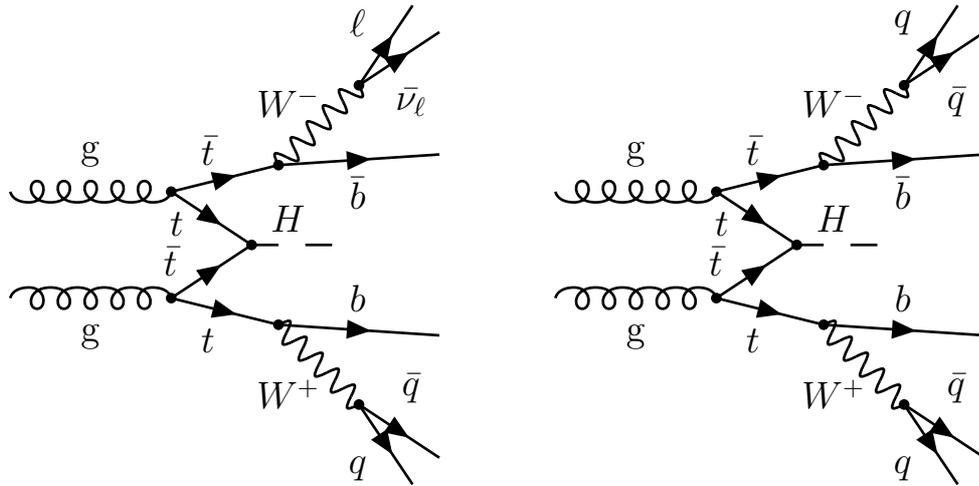


Abbildung 6.5: Feynmandiagramme der untersuchten Endzustände ( $t\bar{t}H$ ); Dargestellt ist der Feynmandiagramm für unsichtbar zerfallende Higgs-Bosonen in assoziierter  $t\bar{t}$ -Produktion. Der semileptonische Endzustand ist links, der vollhadronische Endzustand ist rechts dargestellt.

- $t\bar{t}Z$ , ( $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ )  
Dieser Prozeß ist ein irreduzibler Untergrund, da sich die Signatur nicht von der des Signals unterscheidet. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß entspricht dem Signalprozeß bei einer Higgs-Boson-Masse von  $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$ .
- $Wb\bar{b}$   
ISR und FSR<sup>9</sup> erzeugen zusätzliche Jets, so daß zwei Jets und ein Lepton bzw. vier Jets vorhanden sind.
- $Wt\bar{t}$ , ( $Wt\bar{t} \rightarrow WWbWb$ )  
Ein  $W$ -Boson zerfällt leptonisch und das Lepton wird im Detektor nicht nachgewiesen.
- $Zb\bar{b}$ , ( $Z \rightarrow jj$ )  
ISR und FSR erzeugen zusätzliche Jets, so daß vier Jets vorhanden sind.
- $t\bar{t}b\bar{b}$   
Zwei b-Jets werden nicht als b-Jets identifiziert.

In Abbildung 6.6 ist der Unterschied in den  $p_T$ -Verteilungen zwischen Signal, dominantem  $t\bar{t}$ - und irreduziblem  $t\bar{t}Z$ -Untergrund zu sehen. Aufgrund des Unterschieds von drei Größenordnungen im Wirkungsquerschnitt kann der Untergrund

<sup>9</sup>Ein- oder auslaufende Teilchen strahlen ein Gluon ab: Initial / Final State Radiation

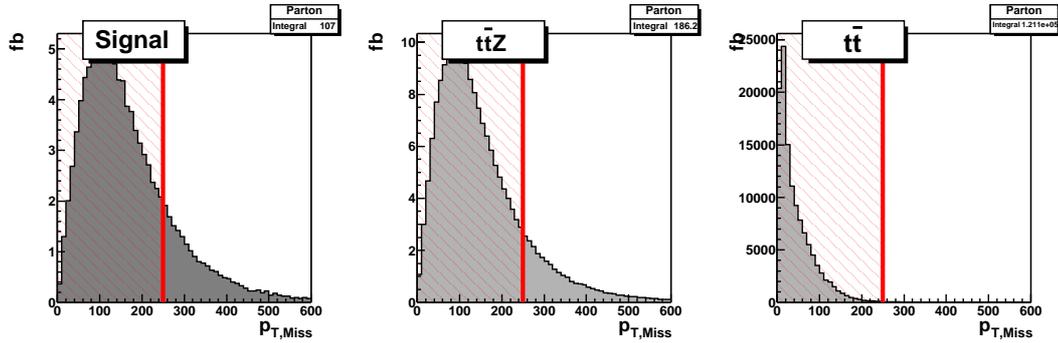


Abbildung 6.6:  $\cancel{p}_T$ -Verteilung ( $t\bar{t}H$ );

Die Histogramme zeigen die Verteilung des fehlenden transversalen Impulses vor allen Selektionsschnitten. Die rot schraffierte Fläche zeigt die nicht akzeptierte Region für den Schnitt  $\cancel{p}_T > 250$  GeV. Die Skalen der  $y$ -Achsen für Signal und dominanten Untergrund unterscheiden sich um einen Faktor 5000. Das dargestellte Signal wurde mit einer Higgs-Boson-Masse von  $200 \text{ GeV}/c^2$  erzeugt. Die Integralangaben sind in fb.

durch die Forderung nach einem hohen  $\cancel{p}_T$ -Wert nicht komplett unterdrückt werden.

Ein zusätzliches Unterscheidungsmerkmal zwischen Signal und dominantem Untergrund ist der Winkel  $\Delta\phi_{t\bar{t}}$  zwischen beiden top-Quarks. Abbildung 6.7 zeigt die  $\Delta\phi_{t\bar{t}}$ -Verteilungen für Signal, dominanten und irreduziblen Untergrund. Diese Abbildung wurde mit Monte-Carlo-Parton-Information erstellt. Diese Information ist im Experiment natürlich nicht zugänglich. Um diesen Unterschied zwischen den Prozessen  $t\bar{t}H$  und  $t\bar{t}$  ausnutzen zu können, müssen aus den Zerfallprodukten der top-Quarks diese wieder rekonstruiert werden. Im nächsten Unterabschnitt wird auf Probleme der Rekonstruktion eingegangen. Die Strategien für die Rekonstruktion der top-Quarks werden jeweils zu Beginn der  $t\bar{t}H$ -Endzustände vorgestellt.

## Kombinatorik

Der Erfolg der Studie hängt von der richtigen Rekonstruktion der top-Quarks ab. Zur Rekonstruktion werden Kandidaten für  $W$ -Bosonen aus Di-Jet<sup>10</sup>-Systemen und Kandidaten für top-Quarks aus Tri-Jet<sup>11</sup>-Systemen gebildet. In Tabelle 6.2 sind die Anzahl der möglichen Kandidaten in Abhängigkeit der Jetanzahl aufgelistet.

<sup>10</sup>Di-Jet = 2 Jet

<sup>11</sup>Tri-Jet = Di-Jet + b-Jet

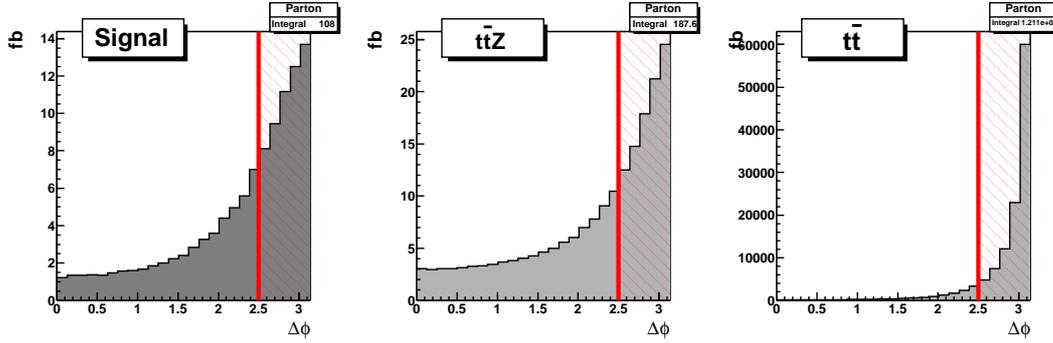


Abbildung 6.7:  $\Delta\phi_{t\bar{t}}$ -Verteilung der top-Quarks ( $t\bar{t}H$ );  
 Dargestellt ist die Azimutwinkelverteilung der beiden top-Quarks.  
 Es wurde die Monte-Carlo Parton Information vor allen Schnitten  
 verwendet. Die rot schraffierte Fläche zeigt die nicht akzeptierte  
 Region für den Schnitt  $\Delta\phi_{t\bar{t}} < 2.5$ .

Prozeß	$m_H$ [ GeV/c <sup>2</sup> ]	$\sigma$ in fb	MC-Generator	# erzeugt
$t\bar{t}H, H \rightarrow \text{Inv}$	700	2.8	PYTHIA 6.203	1M
$t\bar{t}H, H \rightarrow \text{Inv}$	600	4.5	PYTHIA 6.203	1M
$t\bar{t}H, H \rightarrow \text{Inv}$	500	7.6	PYTHIA 6.203	1M
$t\bar{t}H, H \rightarrow \text{Inv}$	400	14	PYTHIA 6.203	1M
$t\bar{t}H, H \rightarrow \text{Inv}$	300	31	PYTHIA 6.203	1M
$t\bar{t}H, H \rightarrow \text{Inv}$	250	53	PYTHIA 6.203	1M
$t\bar{t}H, H \rightarrow \text{Inv}$	200	108	PYTHIA 6.203	1M
$t\bar{t}H, H \rightarrow \text{Inv}$	180	160	PYTHIA 6.203	1M
$t\bar{t}H, H \rightarrow \text{Inv}$	160	210	PYTHIA 6.203	1M
$t\bar{t}H, H \rightarrow \text{Inv}$	140	320	PYTHIA 6.203	1M
$t\bar{t}H, H \rightarrow \text{Inv}$	120	520	PYTHIA 6.203	1M
$t\bar{t}$		490000	PYTHIA 6.159	600M
$t\bar{t}$		410000	HERWIG 6.500	100M
$t\bar{t}Z, Z \rightarrow \nu\nu$		190	AcerMC 1.2 + PYTHIA 6.203	6M
$Wb\bar{b}$		72800	AcerMC 1.2 + PYTHIA 6.203	6M
$Wt\bar{t}$		140 × 3	AcerMC 1.2 + PYTHIA 6.203	6M
$Zb\bar{b}$		61380	AcerMC 1.2 + PYTHIA 6.203	6M
$t\bar{t}b\bar{b}$		320	AcerMC 1.2 + PYTHIA 6.203	6M

Tabelle 6.1: Signal und Untergrundprozesse;  
 Es wurden die Strukturfunktionen CTEQ5L verwendet [CTEQ5].

#Jets	#Di-Jets	#Tri-Jets	#DiDi-Jets	#DiTri-Jets
2	1	2	-	-
...				
5	10	20	12	24
6	15	30	24	48
7	21	42	50	100
...				
n	$\binom{n}{2}$	$2 \cdot \binom{n}{2}$	$(n-1) \cdot \binom{n-2}{2}$	$2 \cdot (n-1) \cdot \binom{n-2}{2}$

Tabelle 6.2: Anzahl der  $W$ -Boson- bzw. top-Quark-Kandidaten; Sowohl das Signal als auch der  $t\bar{t}$ -Untergrund beinhalten im Mittel 6 Jets. Für das semileptonisch zerfallende top-Paar sind die Anzahl für Di-Jet- bzw. Tri-Jet-Kandidaten in der 2. und 3. Spalte aufgetragen. Für den vollhadronischen Zerfall gelten die Zahlen in den Spalten 4 und 5, die die Anzahl mit disjunkten 2- $W$ -Boson- bzw. 2-top-Quark-Kandidaten enthalten (DiDi-Jet/DiTri-Jet).

Die existierende Machbarkeitsstudie [Ker03] und eigene Versuche belegen, daß eine Rekonstruktion der top-Quarks, die auf den Ruhemassen der top-Quarks und  $W$ -Bosonen basiert, aufgrund des Verhältnis von Signal zu Untergrund von ca. 1 : 5000 scheitert. Zu häufig werden falsche Kandidaten ausgewählt, und damit der Azimutwinkel der top-Quarks falsch rekonstruiert.

Der Winkel  $\Delta\phi_{t\bar{t}}$  und die Größe  $\cancel{p}_T$  stellen die einzigen Unterscheidungskriterien zwischen Signal und dem dominanten Untergrund dar. Ein  $\cancel{p}_T$ -Schnitt reicht alleine zum Erfolg der Analyse nicht aus. Der Unterschied in den  $\Delta\phi_{t\bar{t}}$ -Verteilungen ist aufgrund der häufig falsch ausgewählten Kandidaten bei dieser Art Rekonstruktion nicht mehr vorhanden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Rekonstruktionsmethoden für den Prozeß  $t\bar{t}$  in beide Endzustände entwickelt.

## 6.4 Vollhadronischer $t\bar{t}H$ -Endzustand

In Abschnitt 6.3 wurde die Signatur des vollhadronischen Endzustands mit  $\cancel{p}_T q\bar{q} b q\bar{q} b$  angegeben. Zur Analyse dieses Endzustands wird folgende Grundidee verwendet.

Die Forderung nach einem hohen  $\cancel{p}_T$ -Wert erfüllt der dominante  $t\bar{t}$ -Untergrund nur durch Ereignisse, die ein semileptonisch zerfallendes  $W$ -Boson enthalten. Sie tragen dann zum Untergrund bei, wenn das Neutrino den  $\cancel{p}_T$ -Wert dominiert. Diese Ereignisse werden trotz des Lepton-Vetos akzeptiert, da das Lepton häufig im Detektor nicht nachgewiesen werden kann. Der Endzustand des dominanten

Untergrundes ist somit semileptonisch im Gegensatz zum vollhadronischen Endzustands des Signals. Dieser Unterschied kann durch die Auswertung von zwei  $\chi^2$ -Werten ausgenutzt werden, wobei ein  $\chi^2$ -Wert für die Hypothese des vollhadronischen Endzustands und ein  $\chi^2$ -Wert für die Hypothese des semileptonischen Endzustands berechnet wird.

Die genaue Beschreibung der Selektionskriterien der Ereignisse wird im folgenden Unterabschnitt vorgestellt.

### 6.4.1 Selektionsschnitte

Die Selektionsschnitte der Analyse lassen sich in drei Teile gliedern. Die Schnitte 1-5 wählen Ereignisse aus, die vier Jets und zwei b-Jets enthalten und erstellen alle möglichen Kombinationen zur Rekonstruktion der top-Quark-Paare. Die Schnitte 6-8 treffen die Auswahl der besten top-Quark-Paare basierend auf der im vorhergehenden Abschnitt genannten Strategie der  $\chi^2$ -Werte. Die Schnitte 9 und 10 basieren auf den in Abbildungen 6.6 und 6.7 gezeigten Unterschieden zwischen Signal und Untergrund in der  $\cancel{p}_T$ - und  $\Delta\phi_{t\bar{t}}$ -Verteilung, benutzen jedoch ausschließlich die Informationen der rekonstruierten Ereignisse.

#### 1. Lepton-Veto

Alle Ereignisse, die ein oder mehr Leptonen mit  $p_T > 10 \text{ GeV}/c$  und  $|\eta| < 2.5$  enthalten, werden verworfen (s. Abschnitt 5.2, Leptoneffizienz). Für diese Analyse wurde ein konservativer Wert für die  $p_T$ -Schwelle gewählt, um mögliche Verschlechterungen der Leptonrekonstruktion im ATLAS-Experiment auffangen zu können.

#### 2. Zwei b-Jets

Die zwei top-Quarks zerfallen hauptsächlich in  $W$ -Boson/b-Quark Paare. Zur Identifikation wird eine Effizienz von 60% verwendet (s. Abschnitt 5.2, b-Tagging). Es werden nur b-Jets mit  $p_T^1 > 30 \text{ GeV}/c$ ,  $p_T^2 > 20 \text{ GeV}/c$  und  $|\eta| < 2.5$  akzeptiert.

#### 3. Di-Jet

Es werden alle Kandidaten für Di-Jet-Systeme aus jeweils zwei Jets mit  $|\eta| < 2.5$  gebildet, wobei der erste Jet das Kriterium  $p_T > 20 \text{ GeV}$  und der zweite Jet das Kriterium  $p_T > 15 \text{ GeV}$  erfüllen muß. Es muß mindestens ein Di-Jet-Kandidat vorhanden sein. Dies geschieht zur Rekonstruktion der hadronisch zerfallenden  $W$ -Bosonen.

#### 4. Tri-Jet

Es werden alle Kandidaten für Tri-Jet-Systeme aus jeweils einem Di-Jet und einem b-Jet gebildet. Es muß mindestens ein Tri-Jet-Kandidat vorhanden sein.

#### 5. Jedes Ereignis muß zwei disjunkte Tri-Jets enthalten.

6. Vollhadronischer  $\chi^2$ -Wert

Zum Test der Hypothese eines vollhadronischen Zerfalls wird ein  $\chi^2$ -Wert definiert, mit dem getestet werden kann, wie gut ein Ereignis zur Hypothese des vollhadronischen Zerfalls paßt. Dazu werden die Massen des  $W$ -Bosons und des top-Quarks verwendet. Der  $\chi^2$ -Wert wird für jede mögliche Kombination in einem Ereignis berechnet. Es wird der DiTri-Jet-Kandidat mit dem niedrigsten  $\chi^2$ -Wert ausgewählt. Für die Berechnung wird

$$\chi_{\text{vollhad}}^2 = \frac{(M(\text{Tri-Jet}_1) - M_t)^2}{f_1^2} + \frac{(M(\text{Tri-Jet}_2) - M_t)^2}{f_1^2} + \frac{(M(\text{Di-Jet}_1) - M_W)^2}{f_2^2} + \frac{(M(\text{Di-Jet}_2) - M_W)^2}{f_2^2} \quad (6.4)$$

gesetzt. Für die Werte  $f_i$  wurden die Breiten der Massenverteilungen auf Detektorniveau verwendet, bei denen die Jets der Kandidaten mit der Monte-Carlo-Parton-Information der Zerfallsprodukte der  $W$ -Bosonen und der top-Quarks übereinstimmen. Damit ergab sich  $f_1 = 14 \text{ GeV}/c^2$  und  $f_2 = 8 \text{ GeV}/c^2$ .

7. Semileptonischer  $\chi^2$ -Wert

Zum Test der Hypothese eines semileptonischen Zerfalls wird ebenfalls ein  $\chi^2$ -Wert mit

$$\chi_{\text{semilep}}^2 = \frac{(M(\text{Tri-Jet}_1) - M_t)^2}{f_1^2} + \frac{(M(\not{p}_T, b) - M_t)^2}{f_3^2} + \frac{(M(\text{Di-Jet}_1) - M_W)^2}{f_2^2} \quad (6.5)$$

definiert. Mit diesem  $\chi^2$ -Wert kann getestet werden, wie gut ein Ereignis zur Hypothese eines semileptonischen Zerfalls mit nicht nachgewiesenen Lepton paßt. Der Wert  $f_3$  wurde analog zum vorhergehenden  $\chi^2$ -Wert zu  $23 \text{ GeV}/c^2$  bestimmt.

8. Forderung an die  $\chi^2$ -Werte

Alle Ereignisse, deren  $\chi_{\text{vollhad}}^2$  größer 0.4 und deren  $\chi_{\text{semilep}}^2$  kleiner 0.2 ist, werden akzeptiert. Abbildung 6.8 zeigt die Verteilungen der  $\chi^2$ -Werte für Signal, irreduziblen und dominanten Untergrund.

9. Hoher fehlender transversaler Impuls

Da das Higgs-Boson unsichtbar zerfällt, erzeugt es eine  $\not{p}_T$ -Signatur im Detektor. Es wird  $\not{p}_T > 250 \text{ GeV}/c$  gefordert.

10. Azimutwinkel der rekonstruierten top-Quarks

Abbildung 6.9 zeigt die Winkel-Verteilungen für Signal, irreduziblen  $t\bar{t}Z$ - und dominanten  $t\bar{t}$ -Untergrund. Es wird  $\Delta\phi_{t\bar{t}} < 2.5$  gefordert.

Prozeß	$m_H$ GeV/ $c^2$	$\sigma \cdot \int \mathcal{L}$	Vor- selektion	b-Jets, Tri-Jets	$\chi^2$	$\cancel{p}_T$	$\Delta\phi_{t\bar{t}}$
$t\bar{t}H$	700	82	20.8	5.9	2.43	2.43	2.19
$t\bar{t}H$	600	134	32.8	9.4	3.87	3.87	3.45
$t\bar{t}H$	500	229	54.3	15.5	6.25	6.25	5.52
$t\bar{t}H$	400	428	96.2	27.6	11.1	11.1	9.67
$t\bar{t}H$	300	939	186	53.4	20.5	20.5	17.4
$t\bar{t}H$	250	1600	581	162	46.9	29.0	24.1
$t\bar{t}H$	200	3240	995	279	75.4	43.3	34.7
$t\bar{t}H$	180	4800	1400	392	123	67.5	54.6
$t\bar{t}H$	160	6300	1660	462	138	71.1	57.2
$t\bar{t}H$	140	9600	2210	614	178	85.5	67.8
$t\bar{t}H$	120	15600	3060	850	236	105	83.1
$t\bar{t}Z$		5700	1480	412	130.3	69.6	57.8
$t\bar{t}$		1.47E+7	175000	38500	2550	496	251
$Wb\bar{b}$		2.22E+6	7800	682	67.1	20.2	17.7
$Wt\bar{t}$		12600	334	89.5	24.6	9.86	7.75
$t\bar{t}b\bar{b}$		9600	2990	982	188	44.3	32.5
$Zb\bar{b}$		1.58E+6	3520	442	39.0	7.32	5.72
$Zt\bar{t}b\bar{b}$		5100	715	240	47.6	8.49	6.58

Tabelle 6.3: Ereignistabelle für den vollhadronischen  $t\bar{t}H$ -Endzustand;

In der Tabelle sind die Ereigniszahlen für eine integrierte Luminosität von  $30 \text{ fb}^{-1}$  für Signale mit verschiedenen Higgs-Boson-Massen und alle Untergrundprozesse angegeben. Die 2. Spalte enthält die Wirkungsquerschnitte der Prozesse. Unter Vorselektion sind folgende Schnitte zusammengefaßt:

Lepton-Veto,  $\cancel{p}_T > 150 \text{ GeV}/c$

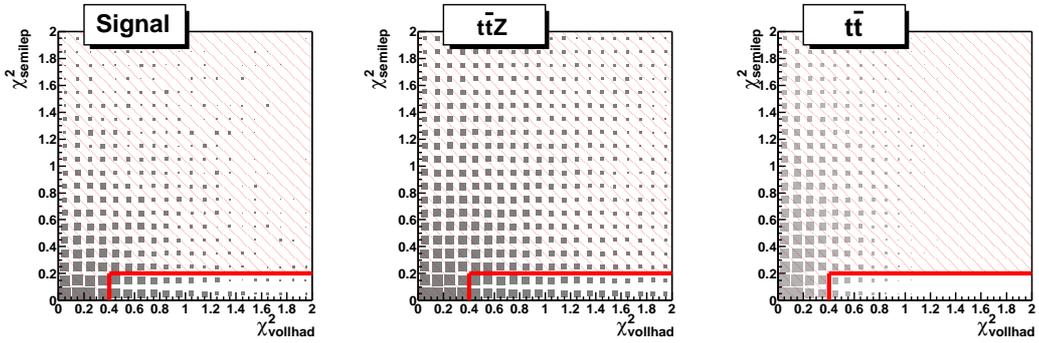


Abbildung 6.8: 2-dimensionale Verteilung beider  $\chi^2$ -Werte für rekonstruierte top-Quarks des vollhadronischen Endzustands ( $t\bar{t}H$ );

Die Histogramme zeigen die 2-dimensionale Verteilung mit den  $\chi^2$ -Werten für die Hypothese des vollhadronischen Zerfalls und für die Hypothese des semileptonischen Zerfalls der rekonstruierten top-Quarks nach den Selektionsschnitten 1-5. Die rot schraffierte Fläche überdeckt die nicht akzeptierten Ereignisse für die Schnitte  $\chi^2_{\text{vollhad}} > 0.4$  und  $\chi^2_{\text{semilep}} < 0.2$ .

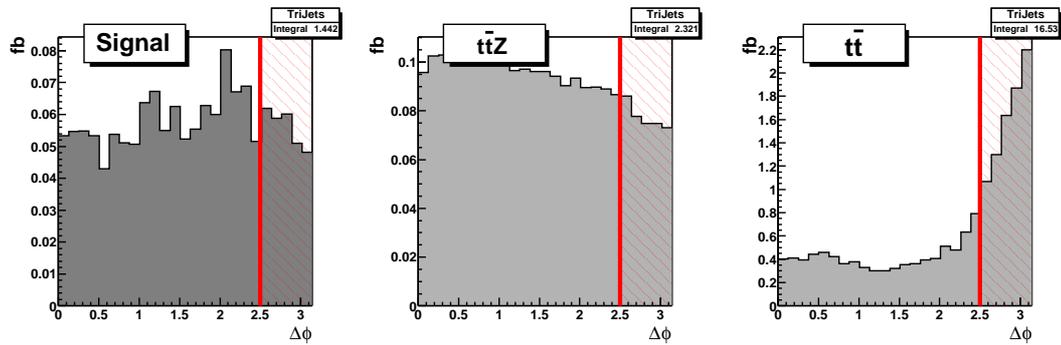


Abbildung 6.9:  $\Delta\phi_{t\bar{t}}$ -Verteilung der rekonstruierten top-Quarks des vollhadronischen Endzustands ( $t\bar{t}H$ );

Die Histogramme zeigen die Verteilung des Azimutwinkels zwischen den rekonstruierten top-Quarks nach den Selektionsschnitten 1-9. Die rot schraffierte Fläche überdeckt die nicht akzeptierten Ereignisse für den Schnitt  $\Delta\phi < 2.5$ . Abb. 6.7 ist im Unterschied zu den hier gezeigten Verteilungen vor allen Schnitten erstellt.

Die Schnitte wurden aufgrund der Unterschiede zwischen Signal und Untergrundprozessen entwickelt. Eine Optimierung der Schnitte wurde mit Hilfe des Programmpakets SPARTA (s. Abschn. 5.3) durchgeführt. Dabei wurde ein mehrdimensionaler Parameterraum an verschiedenen Punkten ausgewählt und das Maximum der Signifikanz bestimmt. Anschließend wurde der Parameterraum um diesen Punkt nach einem neuen Maximum durchsucht. Eine kontinuierliche Optimierung der Parameter mit Hilfe von MINUIT [Minuit] ist nicht möglich, da für jede Parameteränderung die Analyse neu durchgeführt werden muß. Dies ist aufgrund der verfügbaren Rechenleistung nicht machbar.

Nach allen Schnitten verbleiben beispielsweise für eine Higgs-Boson-Masse  $m_H = 200 \text{ GeV}/c^2$  35 Signalereignisse. Der dominante  $t\bar{t}$ -Untergrund trägt noch 251 Ereignisse bei. Die Summe aller Untergrundprozesse ergibt eine Ereigniszahl von 380. In Tabelle 6.3 sind die Ereigniszahlen für unsichtbar zerfallende Higgs-Bosonen mit verschiedenen Massen und alle Untergrundprozesse für eine Auswahl von Selektionsschnitten aufgelistet.

In Abschnitt 6.1 wurde darauf hingewiesen, daß zur Berechnung der Signifikanzen für die verschiedenen Massenbereiche die systematischen Unsicherheiten berücksichtigt werden müssen. Diese Betrachtung folgt im nächsten Abschnitt.

## 6.4.2 Systematische Unsicherheiten

Die Abschätzung der systematischen Unsicherheiten aus Annahmen über die Unsicherheiten der Luminositäten, der Effizienzen, der Rekonstruktionen und der Wirkungsquerschnitte ist nicht möglich, da die verwendeten Leading-Order-Rechnungen für die benutzten Untergrundprozesse einen  $K$ -Faktor<sup>12</sup> von 1.3 bis 2.0 besitzen. Die Analyse könnte damit keine Ausschlußgrenzen setzen.

In den nächsten Abschnitten wird eine Methode zur Bestimmung der systematischen Fehler durch Normierung auf später im ATLAS-Experiment meßbare Verteilungen vorgestellt.

### $t\bar{t}Z$ -Untergrund

Eine Abschätzung der systematischen Unsicherheit des  $t\bar{t}Z$ -( $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ )-Untergrundes kann mit Hilfe der Messung des  $t\bar{t}Z$ -( $Z \rightarrow \ell\bar{\ell}$ )-Prozesses vorgenommen werden, wobei hier  $\ell = e, \nu, \tau$  gesetzt ist. Dabei werden alle  $\cancel{p}_T$ -Werte durch die vektorielle Summe  $p_T^{\ell,1} + p_T^{\ell,2} + \cancel{p}_T$  ersetzt. Da der systematische Fehler durch die Anzahl der Ereignisse im Normierungskanal nach allen Schnitten festgelegt ist, wird zur Erhöhung der Ereigniszahlen der  $\cancel{p}_T$ -Schnitt auf 150 GeV/c gelockert. Um zu gewährleisten, daß wirklich der  $t\bar{t}Z$  ( $Z \rightarrow \ell\bar{\ell}$ )-Prozeß ausgewählt wird, wird der Ereignisselektion ein Schnitt auf die  $Z$ -Masse mit einem Fenster von 10 GeV/c<sup>2</sup> hinzugefügt, der die Ereigniszahlen weiter reduziert. In Tabelle 6.4

<sup>12</sup>s. Unterabschnitt 3.2.2

sind die Ereigniszahlen für  $t\bar{t}Z$  ( $Z \rightarrow \ell\bar{\ell}$ ) aufgelistet. Zur Kontrolle ist der Prozeß  $t\bar{t}Z$  ( $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ ) hinzugefügt.

Im Folgenden werden die Unterschiede in den Schnitoeffizienzen für beide Prozesse diskutiert.

Der Schnitt auf zwei Leptonen und deren Akzeptanz für den Endzustand  $Z \rightarrow \ell\ell$  enthält die Schnitte auf  $p_T^\ell > 10 \text{ GeV}/c$  und  $\eta < 2.5$ . Zusätzlich wird die Ereigniszahl mit einer Leptoneffizienz von 81% gewichtet. Dabei tragen auch Ereignisse mit drei (vier) Leptonen bei, das heißt ein (zwei) top-Quark(s) zerfällt semileptonisch, falls ein (zwei) Lepton(en) im Detektor nicht nachgewiesen wird (werden). Im selben Maß gehen allerdings auch Ereignisse verloren, bei denen nicht beide Leptonen nachgewiesen werden. Für den Endzustand  $Z \rightarrow \nu\nu$  wird ein Leptonveto mit  $p_T^\ell > 10 \text{ GeV}/c$  und  $\eta < 2.5$  durchgeführt. Der  $\nu$ -Akzeptanz-Schnitt fordert auf Monte-Carlo-Parton-Information zwei Neutrinos mit  $p_T^\nu < 10 \text{ GeV}/c$  und  $\eta > 2.5$ . Der Unterschied in den relativen Schnitoeffizienzen stammt sowohl aus der Leptoneffizienz von 81% als auch aus den nur zu 12% volleptonischen  $\tau$ -Zerfällen des Endzustands  $Z \rightarrow \tau\tau$ .

Der Unterschied in der Schnitoeffizienz des  $Z$ -Boson-Massenschnittes liegt darin begründet, daß im Endzustand  $Z \rightarrow \nu\nu$  nur die richtigen (Monte-Carlo-Parton-Information) Neutrinos ausgewählt werden. Im Endzustand  $Z \rightarrow \ell\ell$  stammen die Leptonen nicht notwendigerweise aus dem  $Z$ -Boson, wenn Ereignisse mit drei oder vier Leptonen den Lepton-Schnitt aufgrund von Detektorineffizienzen passieren. Diese Ereignisse setzen sich aus semileptonisch und volleptonisch zerfallenden top-Quark-Paaren zusammen und die berechnete Masse  $M_{\ell\ell}$  liegt häufig außerhalb des geforderten  $Z$ -Boson-Massenfensters.

Im Normierungskanal  $t\bar{t}Z(Z \rightarrow \ell\ell)$  sind nach allen Schnitten noch 12.4 Ereignisse vorhanden. Damit ergibt sich ein systematischer Fehler von 28.4% für den Prozeß  $t\bar{t}Z(Z \rightarrow \nu\nu)$ .

### $t\bar{t}$ -Untergrund

Der systematische Fehler für den  $t\bar{t}$ -Untergrund kann ebenfalls durch eine experimentelle Abschätzung gewonnen werden. Dazu wird in der  $\Delta\phi_{t\bar{t}}$ -Verteilung die Ereigniszahl in der Region  $\Delta\phi_{t\bar{t}} > 2.5$ , in der der Untergrund dominiert, benutzt, um mit Hilfe der Form der Verteilung eine Abschätzung für den Bereich  $\Delta\phi_{t\bar{t}} < 2.5$ , in der das Signal dominiert, zu gewinnen.

Diese Art der Normierung hängt von der Zahl der im Experiment gemessenen Ereignisse im Bereich  $\Delta\phi_{t\bar{t}} > 2.5$  für den Prozeß  $t\bar{t}$  ab. Um eine möglichst große Ereigniszahl zur Normierung zu erhalten, wird der  $\cancel{p}_T$ -Schnitt auf  $150 \text{ GeV}/c$  reduziert.

Zur Durchführung der Normierung muß abgeschätzt werden, welche Auswirkung Unsicherheiten in der Kenntnis der Kurvenform haben. Dafür werden die Verhältnisse für alle Datenpunkte der  $\Delta\phi_{t\bar{t}}$ -Verteilungen für  $\cancel{p}_T > 150 \text{ GeV}/c$  und  $\cancel{p}_T > 250 \text{ GeV}/c$  berechnet. Dies ist in Abbildung 6.10 gezeigt. In die Ver-

Prozeß	$\sigma \cdot \int \mathcal{L}$	2 Lept.	+ Akz.	$M_Z$	Vor- selektion	b-Jets, Tri-Jets	$\chi^2$
$t\bar{t}Z$ ( $Z \rightarrow \ell\ell$ )	2840		1080	378	150	35.9	12.4
$t\bar{t}Z$ ( $Z \rightarrow \nu\nu$ )	5700	0 Lept. 3660	2 $\nu$ -Akz. 3150	2920	1250	352	112

Tabelle 6.4: Ereigniszahlen für die  $t\bar{t}Z$ -Normierung des vollhadronischen  $t\bar{t}H$ -Endzustands;

Das Verzweigungsverhältnis für  $Z \rightarrow \ell\ell$  ist um ca. Faktor zwei kleiner als das Verzweigungsverhältnis für  $Z \rightarrow \nu\nu$ , wobei hier  $\ell = e, \nu, \tau$  gesetzt ist. Der  $M_Z$ -Schnitt wurde im  $t\bar{t}Z(Z \rightarrow \nu\nu)$ -Prozeß mit Hilfe der Monte-Carlo Parton Information mit beiden Neutrinos durchgeführt. Unter Vorselektion sind folgende Schnitte zusammengefaßt:

kein zusätzliches Lepton,  $\cancel{p}_T > 150 \text{ GeV}/c$

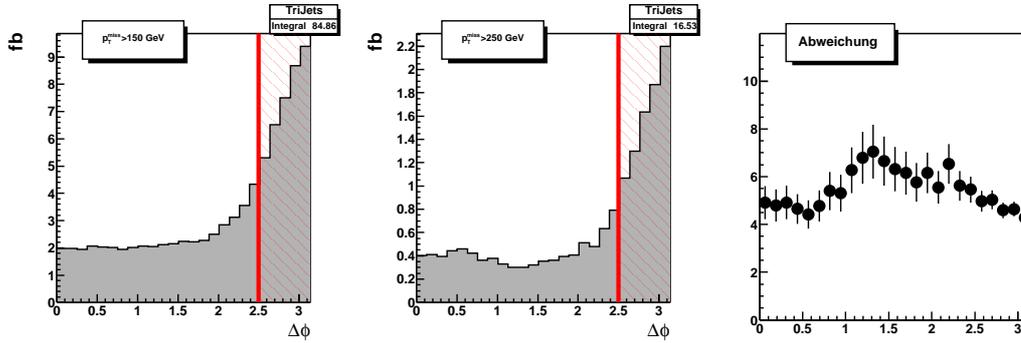


Abbildung 6.10: Vergleich PYTHIA für verschiedene  $\cancel{p}_T$ -Schnitte im vollhadronischen Endzustand;

Die ersten beiden Verteilungen zeigen die  $\Delta\phi_{t\bar{t}}$ -Verteilungen der top-Quarks des  $t\bar{t}$ -Untergrund für die angegebenen  $\cancel{p}_T$ -Schnitte. Die dritte Verteilung stellt das Verhältnis beider Graphen dar.

teilung der Verhältnisse werden zwei Konstanten  $K_1$  für  $\Delta\phi_{t\bar{t}} < 2.5$  und  $K_2$  für  $\Delta\phi_{t\bar{t}} > 2.5$  angepaßt. Für den Quotient ergibt sich

$$\frac{K_1}{K_2} = \frac{5.436}{4.606} = 1.180 \quad . \quad (6.6)$$

Ein Maß für die Unsicherheit der Kurve kann jetzt durch die Verwendung eines zweiten Monte-Carlo-Generators gewonnen werden. Dafür wurde die Analyse mit  $t\bar{t}$ -Untergrund, der mit HERWIG (s. Abschnitt 5.1.2) generiert wurde, wiederholt. Es ergibt sich

$$\frac{K_1}{K_2} = \frac{5.216}{4.510} = 1.157 \quad . \quad (6.7)$$

Die Unsicherheit in der Kurvenform wird durch den Unterschied zwischen beiden Quotienten bestimmt. Damit ergibt sich ein Fehler von 2.0% für die Kurvenform. Die Abbildung 6.11 zeigt die Verteilungen für HERWIG als auch die Vergleiche für PYTHIA zu HERWIG für die verschiedenen  $\cancel{p}_T$ -Schnitte.

Nach der Berechnung der Unsicherheit in der Kurvenform kann nun die systematische Unsicherheit für den Prozeß  $t\bar{t}$  abgeschätzt werden. Dazu wird die Anzahl der Ereignisse im Bereich  $\Delta\phi_{t\bar{t}} > 2.5$  berechnet, die im ATLAS-Experiment gemessen wird. In diesem Bereich werden 1230 Ereignisse für eine integrierte Luminosität von  $30 \text{ fb}^{-1}$  erwartet. Dies ergibt für die experimentelle Abschätzung eine Unsicherheit von  $\sim 2.8\%$ .

Der systematische Fehler ergibt sich aus der quadratischen Summe der Unsicherheiten von Kurvenform und experimenteller Abschätzung zu  $2.9\% \oplus 2.0\% = 3.9\%$ .

### Kombinierter systematischer Fehler

Die systematischen Fehler des  $t\bar{t}$ - und des  $t\bar{t}Z$ -Untergrundes können zu einem gemeinsamen systematischen Fehler des gesamten Untergrundes kombiniert werden.

Dabei wird für die 380 bei der Analyse erwarteten Untergrundereignisse ein Fehler von  $\pm 16.4$  Ereignisse für den  $t\bar{t}Z$ -Untergrund angenommen ( $28.4\% \cdot 57.8$ ). Für den restlichen Untergrund, der sich hauptsächlich aus den Prozessen  $t\bar{t}$  und  $t\bar{t}b\bar{b}$  zusammensetzt, wird ein Fehler von  $\pm 12.6$  Ereignisse angenommen ( $3.9\% \cdot 322$ ).

Der systematische Fehler kann durch eine quadratische Addition der Einzelfehler berechnet werden. Der so abgeschätzte Fehler beträgt 5.44%.

### 6.4.3 Triggerbedingungen

Für den vollhadronischen  $t\bar{t}H$ -Endzustand wird die Triggerbedingung xE200 (s. Abschnitt 3.3.6) durch den Selektionsschnitt  $\cancel{p}_T > 250 \text{ GeV}/c$  erfüllt. Aufgrund des hohen  $p_T$ -Unterschieds kann darauf verzichtet werden, falsche Berechnungen

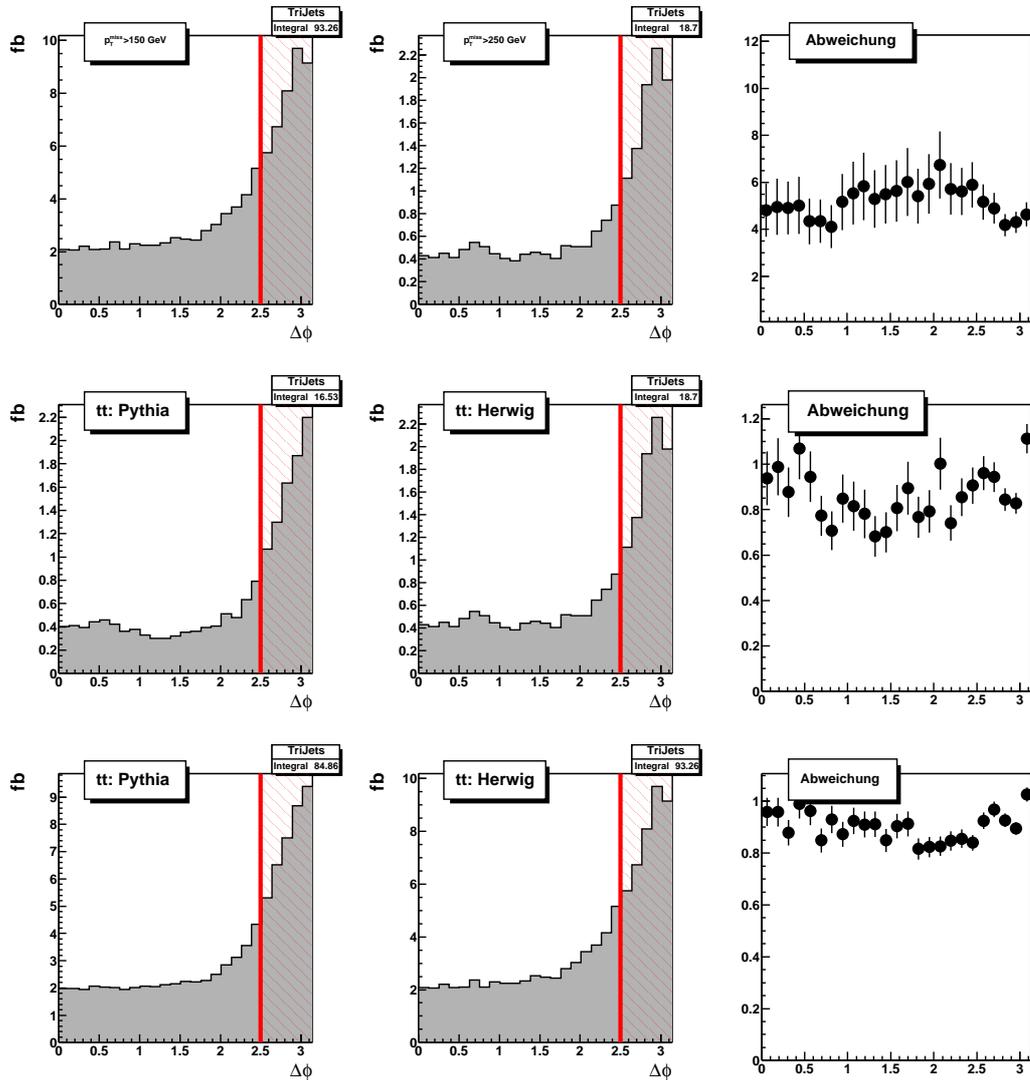


Abbildung 6.11: Vergleich für verschiedene  $p_T$ -Selektionen im vollhadronischen Endzustand (PYTHIA/HERWIG);

Die erste Zeile zeigt  $\Delta\phi_{t\bar{t}}$ -Verteilungen der top-Quarks mit HERWIG generierten  $t\bar{t}$ -Ereignissen für den Schnitt  $p_T > 150 \text{ GeV}/c$  bzw.  $p_T > 250 \text{ GeV}/c$   $t\bar{t}$ -Untergrund, sowie das Verhältnis beider Graphen.

Die Zeilen zwei und drei zeigen die Vergleiche für PYTHIA zu HERWIG für die verschiedenen  $p_T$ -Schnitte.

des fehlenden transversalen Impulses in den verschiedenen Trigger-Leveln und deren Auswirkungen auf die Analyse zu betrachten.

Für die Bestimmung der systematischen Unsicherheiten wurde der Selektions-

schnitt auf  $\cancel{p}_T > 150 \text{ GeV}/c$  gelockert. Damit erfüllt die Schnittauswahl der Normierung nicht mehr die Triggerbedingung xE200. Allerdings besitzt mindestens ein Jet ein  $p_T > 70 \text{ GeV}/c$ . Die nötigen Ereignisse können daher mit der Triggerbedingung j70+xE70 selektiert werden.

#### 6.4.4 Ergebnis

Nachdem die systematischen Unsicherheiten abgeschätzt sind, werden für den vollhadronischen  $t\bar{t}H$ -Endzustand die Signifikanzen wie in Anhang D beschrieben und die  $\xi^2$ -Werte nach Gleichung (6.3) berechnet.

Für eine Higgs-Boson-Masse von  $180 \text{ GeV}/c^2$  ergibt sich ein  $\xi^2$ -Wert von 90%. Damit kann im vollhadronischen  $t\bar{t}H$ -Endzustand auf 95% Konfidenzniveau bei einer Higgs-Boson-Masse von  $180 \text{ GeV}/c^2$  ein unsichtbar zerfallendes Higgs-Boson mit Standardmodell-Wirkungsquerschnitt und einem Verzweungsverhältnis  $BR(H \rightarrow \text{Inv.}) = 90\%$  ausgeschlossen werden. In Abbildung 6.12 sind die Ausschlußgrenzen gezeigt. Eine Interpretation des Ergebnisses wird in Abschnitt 6.6 zusammen mit dem semileptonischen Endzustand durchgeführt.

#### 6.4.5 Untersuchung der Auswirkung von Korrekturen höherer Ordnung der Störungsrechnung

Die Ergebnisse des vollhadronischen  $t\bar{t}H$ -Endzustands basieren auf Leading-Order-Rechnungen der Matrixelemente. Um den Einfluß von NLO<sup>13</sup>-Effekten abschätzen zu können, wurde die Analyse wiederholt. Dabei wurde der mit PYTHIA generierte  $t\bar{t}$ -Untergrund durch mit MC@NLO<sup>14</sup> erstellten Ereignissen ausgetauscht. Im Rahmen der Arbeit war es nicht möglich, die restlichen Untergrundprozesse bzw. das Signal in NLO zu generieren, da für diese Prozesse noch keine entsprechenden Monte-Carlo-Generatoren existieren. Dadurch ergibt sich das Problem, daß sich  $t\bar{t}H$ -Signal und  $t\bar{t}$ -Untergrund nicht nur durch Winkelkorrelationen, sondern auch durch den Wechsel von Leading-Order zu Next-to-Leading-Order unterscheiden.

#### Ereignisselektion

Für die NLO-Analyse des vollhadronischen  $t\bar{t}H$ -Endzustands werden dieselben Selektionsschnitte, die in Unterabschnitt 6.4.1 genannt worden sind, verwendet. Aufgrund der unterschiedlichen Topologien von Leading-Order zu NLO im dominanten  $t\bar{t}$ -Untergrund werden drei Änderungen in den Schnittparametern vorgenommen:

1.  $\chi_{\text{vollhad}}^2 > 0.4 \quad \rightarrow > 0.58$

---

<sup>13</sup>Next-to-Leading-Order

<sup>14</sup>s. Unterabschnitt 3.2.2

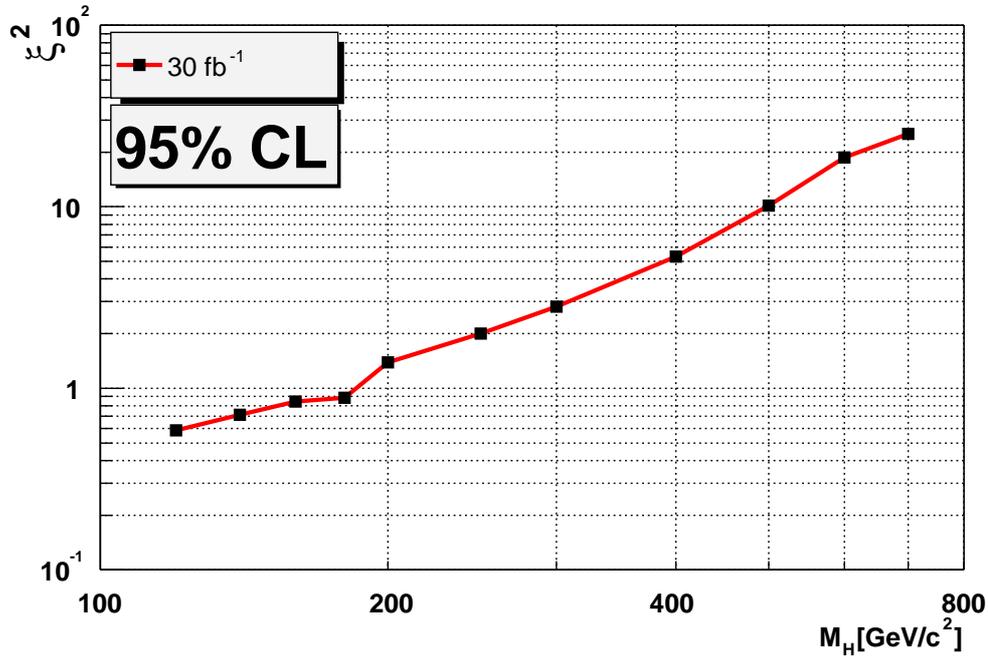


Abbildung 6.12:  $\xi^2$ -Verteilung für den vollhadronischen Endzustand ( $t\bar{t}H$ ); Der Graph zeigt die Ausschlußgrenzen für den vollhadronischen Kanal unter Berücksichtigung der systematischen Fehler für die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Analyse. Die  $\xi^2$ -Werte oberhalb der Kurve können mit 95% Konfidenzniveau ausgeschlossen werden.

2.  $\chi_{\text{semilep}}^2: < 0.2 \quad \rightarrow < 0.27$
3.  $\cancel{p}_T: > 250 \text{ GeV}/c \quad \rightarrow > 290 \text{ GeV}/c$

Die Schnittparameter wurden mit der in Unterabschnitt 6.4.1 geschilderten Methode optimiert.

Im Vergleich zur Leading-Order-Analyse fallen die kleineren Ereigniszahlen nach allen Schnitten auf. Diese Veränderung wird hauptsächlich durch die Verschiebung der  $\chi^2$ -Werte hervorgerufen, die die Ereigniszahlen um einen Faktor 20–500 unterdrücken im Gegensatz zu einem Faktor 5–15 in der LO-Analyse. Besonders gut funktioniert die Unterdrückung des  $t\bar{t}$ -Untergrundes, der für die NLO-Analyse in der selben Größenordnung wie das Signal liegt.

In Tabelle 6.4.5 sind die Ereigniszahlen für verschiedene Higgs-Boson-Massen und die Untergrundprozesse für eine Auswahl von Selektionsschnitten aufgelistet. Die Signifikanzen und  $\xi^2$ -Werte werden wie in der LO-Analyse in Unterabschnitt 6.4.4

Prozeß	$m_H$ GeV/ $c$	$\sigma \cdot \int \mathcal{L}$	Vor- selektion	b-Jets, Tri-Jets	$\chi^2$	$\cancel{p}_T$	$\Delta\phi$
$t\bar{t}H$	700	83	20.8	5.94	0.79	0.74	0.70
$t\bar{t}H$	600	134	32.8	9.42	1.20	1.12	1.05
$t\bar{t}H$	500	229	54.3	15.5	1.92	1.77	1.66
$t\bar{t}H$	400	428	96.2	27.6	3.30	3.03	2.82
$t\bar{t}H$	300	939	186	53.4	5.81	5.32	4.88
$t\bar{t}H$	250	1600	581	162	8.53	6.84	6.24
$t\bar{t}H$	200	3240	995	279	12.3	9.63	8.59
$t\bar{t}H$	180	4800	1400	392	19.3	14.9	13.2
$t\bar{t}H$	160	6300	1660	462	19.9	15.2	13.8
$t\bar{t}H$	140	9600	2210	614	24.0	16.8	14.7
$t\bar{t}H$	120	15600	3060	850	28.7	19.4	17.2
$t\bar{t}Z$		5700	1482	412.4	19.3	14.6	13.0
$t\bar{t}$	(NLO)	2.37E+7	245000	57300	128	36.3	18.7
$Wb\bar{b}$		2.22E+6	7800	682	7.19	3.06	2.82
$Wt\bar{t}$		12600	334	89.6	3.25	1.95	1.68
$t\bar{t}b\bar{b}$		9600	2990	982	9.95	3.64	2.97
$Zb\bar{b}$		1.58E+6	3520	442	1.24	0.48	0.40
$Zt\bar{t}b\bar{b}$		5100	715	240	2.34	0.89	0.76

Tabelle 6.5: Ereignistabelle für den vollhadronischen  $t\bar{t}H$ -Endzustand (NLO);  
 In der Tabelle sind die Ereigniszahlen für eine integrierte Luminosität von  $30 \text{ fb}^{-1}$  für Signale mit verschiedenen Higgs-Boson-Massen und alle Untergrundprozesse angegeben. Unter Vorselektion sind das Lepton-Veto und  $\cancel{p}_T > 150 \text{ GeV}/c$  zusammengefaßt.

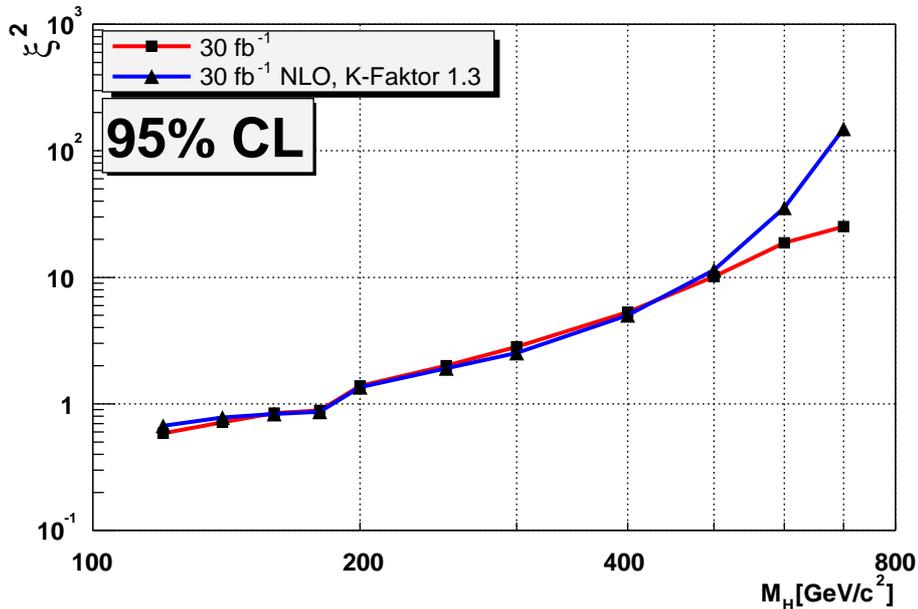


Abbildung 6.13:  $\xi^2$ -Verteilung für den vollhadronischen  $t\bar{t}H$ -Endzustand (NLO); Der Graph zeigt die Ausschlußgrenzen für den vollhadronischen Kanal unter Berücksichtigung der systematischen Fehler für die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Analyse für LO- $t\bar{t}$ -Untergrund (in rot) und NLO- $t\bar{t}$ -Untergrund (in blau). Für die NLO-Analyse wurde das Signal mit einem  $K$ -Faktor (s. Unterabschnitt 3.2.2) von 1.3 skaliert.

berechnet. Abbildung 6.13 zeigt die Ausschlußgrenzen der  $\xi^2$ -Werte für die NLO-Analyse im Vergleich zur LO-Analyse. Für die Berechnung der Signifikanzen wurden die Ereigniszahlen des Signals mit einem  $K$ -Faktor von 1.3 skaliert. Da für den NLO-Prozeß  $t\bar{t}$  kein zweiter Monte-Carlo-Generator zur Verfügung steht, kann eine Berechnung des systematischen Fehler für den dominanten Untergrund nicht wie in der LO-Analyse durchgeführt werden. Um trotzdem eine Abschätzung zu erhalten, wird der systematische Fehler aus der LO-Analyse um das Verhältnis der Wurzeln der Ereigniszahlen nach allen Schnitten skaliert. Dadurch ergibt sich ein systematischer Gesamtfehler von 15.9%.

Das erreichte Ergebnis zeigt, daß auch die Analyse mit NLO-Berechnungen Ausschlußgrenzen auf 95% Konfidenzniveau durch Anpassung der Schnittparameter setzen kann. Es kann daher davon ausgegangen werden, daß die Analyse des vollhadronischen Endzustands sehr flexibel ist und später an das Experiment durch eine Optimierung der Schnittparameter angepaßt werden kann.

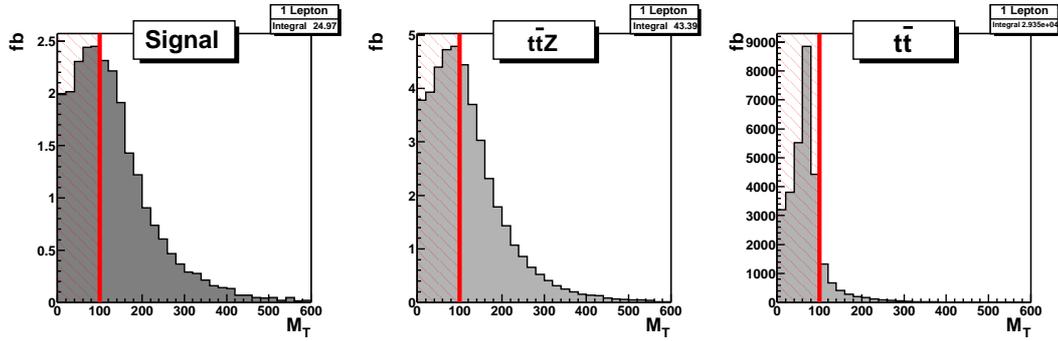


Abbildung 6.14:  $M_T(\ell, E_T)$ -Verteilung ( $t\bar{t}H$ );  
Zur Berechnung der Variable wird Gleichung 6.8 verwendet.

## 6.5 Semileptonischer $t\bar{t}H$ -Endzustand

In Abschnitt 6.3 wurde die Signatur des semileptonischen Endzustands mit  $\cancel{p}_T q\bar{q} b \ell\bar{\nu}_\ell b$  angegeben. Dabei zerfällt das eine top-Quark leptonisch, das andere hadronisch.

Die Analyse des semileptonischen Endzustands nutzt die Existenz des Leptons zur Berechnung der transversalen Masse

$$M_T(\ell, E_T) = \sqrt{(E_T + E_T^\ell)^2 - (\cancel{p}_T + p_T^\ell)^2} \quad , \quad (6.8)$$

die in [Gun93] als Selektionskriterium vorgeschlagen wird. Abbildung 6.14 zeigt die Verteilungen für Signal, irreduziblen  $t\bar{t}Z$ - und dominanten  $t\bar{t}$ -Untergrund. Für den Untergrund  $t\bar{t}$  ergibt die Berechnung der transversalen Masse die  $W$ -Boson-Masse, da der  $\cancel{p}_T$ -Wert dem transversalen Impuls des Neutrinos entspricht. Die transversale Masse für Signalereignisse ist aufgrund des Beitrags des Higgs-Bosons zur  $\cancel{p}_T$ -Variable zu höheren Impulsen verschoben. Für die Ereignisselektion muß daher  $M_T(\ell, \cancel{p}_T) > M_{\text{sel}}$  mit  $M_{\text{sel}} > M_W$  gefordert werden.

Abbildung 6.7 zeigt, daß der Azimutwinkel der beiden top-Quarks ein Unterscheidungsmerkmal zwischen Signal und dominanten Untergrund ist. Zur Rekonstruktion des leptonisch zerfallenden top-Quarks (Lepton) wird das Neutrino und der zugehörige b-Jet durch eine Anpassung bestimmt. Die Forderungen an die Ereignisse werden im folgenden Unterabschnitt beschrieben.

### 6.5.1 Selektionsschritte

Die Selektionsschritte des semileptonischen  $t\bar{t}H$ -Endzustands lassen sich in drei Teile gliedern. Die Schritte 1-3 wählen Ereignisse, die zwei Jets und zwei b-Jets enthalten und erstellen alle möglichen Kombinationen zur Rekonstruktion des

hadronisch zerfallenden top-Quarks. Die Schnitte 4-6 benutzen Eigenschaften des leptonisch zerfallenden top-Quarks und des unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosons. Die letzten zwei Schnitte treffen die Wahl aus allen möglichen Kandidaten und führen den Schnitt auf den Winkel  $\Delta\phi_{t\bar{t}}$  aus.

1. Zwei b-Jets

Die zwei top-Quarks zerfallen hauptsächlich in  $W$ -Boson/b-Quark-Paare. Zur Identifikation wird das in Abschnitt 5.2 geschilderte b-Tagging verwendet. Es werden nur b-Jets mit  $p_T^1 > 30 \text{ GeV}/c$ ,  $p_T^2 > 20 \text{ GeV}/c$  und  $|\eta| < 2.5$  akzeptiert.

2. Di-Jet

Es werden Di-Jet-Systeme aus jeweils zwei Jets gebildet, wobei der erste Jet das Kriterium  $p_T > 40 \text{ GeV}/c$  und der zweite Jet das Kriterium  $p_T > 30 \text{ GeV}/c$  erfüllen muß. Beide müssen innerhalb  $|\eta| < 2.5$  liegen. Es muß mindestens ein Di-Jet-Kandidat vorhanden sein. Dies geschieht zur Rekonstruktion der hadronisch zerfallenden  $W$ -Bosonen.

3. Tri-Jet

Es werden Tri-Jet-Systeme aus jeweils einem Di-Jet und einem b-Jet gebildet. Es muß mindestens ein Tri-Jet-Kandidat vorhanden sein.

4. Ein Lepton

Das Lepton aus dem leptonisch zerfallenden top-Quark muß mit  $p_T > 25 \text{ GeV}/c$  und  $|\eta| < 2.5$  im Detektor nachgewiesen werden. Ereignisse mit weiteren Leptonen mit  $p_T > 10 \text{ GeV}/c$  und  $|\eta| < 2.5$  werden nicht akzeptiert.

5. Hoher fehlender transversaler Impuls

Da das Higgs-Boson unsichtbar zerfällt, erzeugt es eine  $\cancel{p}_T$ -Signatur im Detektor. Es wird  $\cancel{p}_T > 250 \text{ GeV}/c$  gefordert.

6.  $M_T(\ell, \cancel{p}_T)$

Diese Variable berechnet nach Gleichung (6.8) für leptonisch zerfallende  $W$ -Bosonen die transversale Masse. Aus den zu Beginn des Abschnitts genannten Gründen wird  $M_T(\ell, \cancel{p}_T) > 100 \text{ GeV}/c^2$  gefordert.

7. Lepton

Für jedes Ereignis wird mit MINUIT [Minuit] eine Anpassung vorgenommen. Dabei wird für jeden der beiden b-Jets folgender  $\chi^2$ -Wert minimiert:

$$\chi^2 = \left( M(\ell, \nu) - 80.4 \frac{\text{GeV}}{c^2} \right)^2 + \left( M(\ell, \nu, \text{b-Jet}) - 174.3 \frac{\text{GeV}}{c^2} \right)^2 \quad (6.9)$$

Dabei wird angenommen, daß  $x$ - und  $y$ -Komponente des Neutrinos Null sind. Damit verbleibt die  $z$ -Komponente des Neutrinos als freier Parameter. Auf

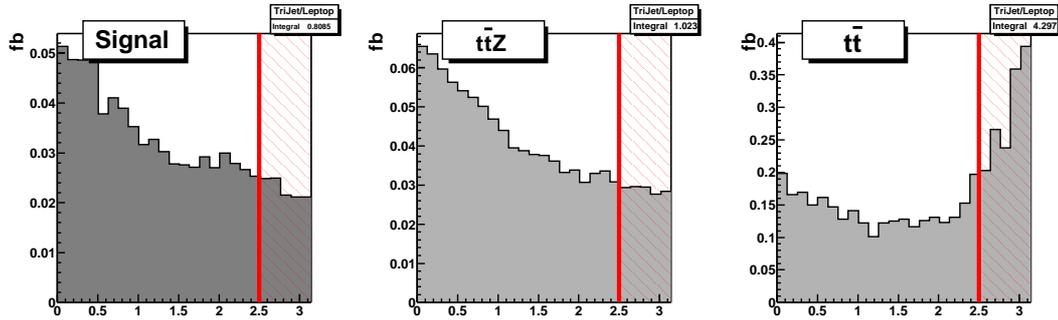


Abbildung 6.15:  $\Delta\phi$ -Verteilung der rekonstruierten top-Quarks des semileptonischen Endzustands ( $t\bar{t}H$ );  
Dargestellt ist der Azimutwinkel zwischen beiden rekonstruierten top-Quarks nach den Selektionsschnitten 1-7 für den semileptonischen Endzustand.

eine Gewichtung wird verzichtet, da die Unsicherheit der  $z$ -Komponente eines Neutrinos im Detektor nicht bestimmbar ist. Außerdem werden beide  $\chi^2$ -Werte nur verglichen und die beste beider Kombinationen wird für das Lepton ausgewählt.

8. Azimutwinkel zwischen den rekonstruierten top-Quarks  
Dazu wird der Winkel  $\Delta\phi_{t\bar{t}}$  zwischen dem Lepton und dem Tri-Jet berechnet, dessen b-Jet disjunkt zum Lepton ist und dessen  $\chi^2$ -Wert für top-Quark-Masse und  $W$ -Boson-Masse am geringsten ist.

Für eine Higgs-Boson-Masse  $m_H = 200 \text{ GeV}/c^2$  enthält die Analyse nach allen Schnitten 21 Signalereignisse und 140 Untergrundereignisse. In Tabelle 6.6 sind die Ereigniszahlen für die unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosonen mit verschiedenen Massen und alle Untergrundprozesse für eine Auswahl von Selektionsschnitten aufgelistet. Zur Berechnung der Signifikanzen für die verschiedenen Massenbereiche müssen allerdings wie im vollhadronischen Endzustand noch systematische Unsicherheiten berücksichtigt werden. Diese Betrachtung folgt im nächsten Unterabschnitt.

### 6.5.2 Systematischen Unsicherheiten

Wie in Abschnitt 6.1 bereits beschrieben, ist der Nachweis des Signals als Überschuß in den gemessenen Ereignissen von der genauen Kenntnis des Untergrundes abhängig.

In den nächsten Abschnitten wird eine Bestimmung des systematischen Fehlers durch Normierungen wie in Unterabschnitt 6.4.2 vorgenommen.

Prozeß	$m_H$ GeV/ $c^2$		Vor- selektion	b-Jets Tri-Jets	$\cancel{p}_T$ ,	$\Delta\phi$
$t\bar{t}H$	700	82.7	11.7	2.44	1.06	0.97
$t\bar{t}H$	600	134	18.7	3.90	1.67	1.51
$t\bar{t}H$	500	229	31.5	6.51	2.73	2.46
$t\bar{t}H$	400	428	57.8	11.6	4.73	4.23
$t\bar{t}H$	300	939	121	23.9	9.10	7.94
$t\bar{t}H$	250	1600	194	36.6	12.9	11.2
$t\bar{t}H$	200	3240	347	87.6	24.3	20.8
$t\bar{t}H$	180	4800	429	108	27.4	23.4
$t\bar{t}H$	160	6300	564	143	32.5	27.3
$t\bar{t}H$	140	9600	770	194	39.2	32.8
$t\bar{t}H$	120	15600	1080	271	47.4	39.0
$t\bar{t}Z$		5700	355.7	91.9	30.7	26.3
$t\bar{t}$		1.47E+7	47700	6870	129	84.6
$Wb\bar{b}$		2.22E+6	740.3	50.9	6.02	4.39
$Wt\bar{t}$		12600	165.5	42.0	9.91	7.76
$t\bar{t}b\bar{b}$		9600	496.7	159	17.0	13.4
$Zb\bar{b}$		1.58E+6	95.3	14.2	1.76	0.98
$Zt\bar{t}b\bar{b}$		5100	138.7	45.7	3.53	2.84

 Tabelle 6.6: Ereignistabelle für den semileptonischen  $t\bar{t}H$ -Endzustand;

In der Tabelle sind die Ereigniszahlen für eine integrierte Luminosität von  $30 \text{ fb}^{-1}$  für Signale mit verschiedenen Higgs-Boson-Massen und alle Untergrundprozesse angegeben. Die 2. Spalte enthält die Wirkungsquerschnitte der Prozesse. Unter Vorselektion sind folgende Schnitte zusammengefaßt:

1 Lepton,  $\cancel{p}_T > 120 \text{ GeV}/c$ ,  $M_T(\ell, \cancel{E}_T) > 100 \text{ GeV}/c^2$

Prozeß	$\sigma \cdot \int \mathcal{L}$	3 Lept.	+ Akz.	$M_Z$	Vor- selektion	b-Jets, Tri-Jets
$t\bar{t}Z$ ( $Z \rightarrow \ell\ell$ )	2840		585	205	49.0	11.5
$t\bar{t}Z$ ( $Z \rightarrow \nu\nu$ )	5700	1 Lept. 1680	2 $\nu$ -Akz. 1460	1350	328	81.2

Tabelle 6.7: Ereigniszahlen für die  $t\bar{t}Z$ -Normierung des semileptonischen  $t\bar{t}H$ -Endzustands;

Das Verzweigungsverhältnis für  $Z \rightarrow \ell\ell$  ist um ca. Faktor 2 kleiner als das Verzweigungsverhältnis für  $Z \rightarrow \nu\nu$ , wobei hier  $\ell = e, \mu, \tau$  gesetzt ist. Der  $M_Z$ -Schnitt wurde im  $t\bar{t}Z(Z \rightarrow \nu\nu)$ -Prozeß mit Hilfe der Monte-Carlo Parton Information mit beiden Neutrinos durchgeführt. Unter Vorselektion sind folgende Schnitte zusammengefaßt:  $\not{p}_T > 150 \text{ GeV}/c$ ,  $M_T(\ell, \not{p}_T) > 100 \text{ GeV}/c^2$

### $t\bar{t}Z$ -Untergrund

Die systematische Unsicherheit des  $t\bar{t}Z$ -Untergrunds wird wie im vollhadronischen Endzustand mit Hilfe des  $t\bar{t}Z$ -( $Z \rightarrow \ell\bar{\ell}$ )-Prozesses abgeschätzt. Der einzige Unterschied besteht in der Forderung nach drei Leptonen mit  $p_T > 10 \text{ GeV}/c$  und  $|\eta| < 2.5$ , da zusätzlich zu den beiden Leptonen aus dem  $Z$ -Boson ein Lepton aus dem leptonisch zerfallenden top-Quark hinzukommt.

Deshalb muß der  $Z$ -Boson-Massenschnitt so modifiziert werden, daß aus den zwei  $M_{\ell\pm\ell\mp}$ -Kombinationen, die aufgrund der gegensätzlichen Ladung nur möglich sind, die Kombination mit der geringsten Differenz zur  $Z$ -Boson-Masse gesucht wird.

In Tabelle 6.7 sind die Ereigniszahlen für die Prozesse  $t\bar{t}Z$  ( $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ ) und  $t\bar{t}Z$  ( $Z \rightarrow \ell\bar{\ell}$ ) aufgelistet. Die Leptoneffizienz für den Endzustand  $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$  beträgt 90%, die für den Endzustand  $Z \rightarrow \ell\bar{\ell}$  73%.

Im Normierungskanal  $t\bar{t}Z(Z \rightarrow \ell\ell)$  sind nach allen Schnitten noch 11.5 Ereignisse vorhanden. Damit ergibt sich ein systematischer Fehler von 29.3% für den Prozeß  $t\bar{t}Z(Z \rightarrow \nu\nu)$ .

Die Unterschiede in den Schnitteffizienzen ergeben sich analog der Betrachtung im vollhadronischen Endzustand (s. Unterabschnitt 6.4.2).

### $t\bar{t}$ -Untergrund

Der systematische Fehler für den  $t\bar{t}$ -Untergrund wird mit derselben Methode wie in Unterabschnitt 6.4.2 durch eine experimentelle Abschätzung bestimmt.

Die Abbildungen 6.16 und 6.17 zeigen die  $\Delta\phi_{t\bar{t}}$ -Verteilungen für PYTHIA und

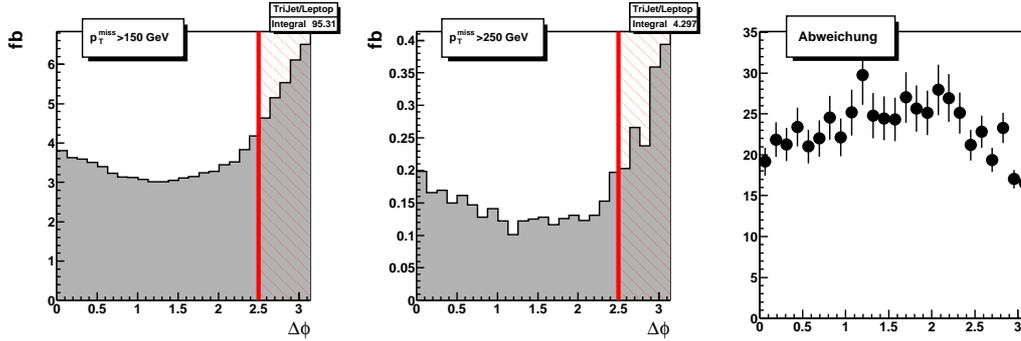


Abbildung 6.16: Vergleich PYTHIA für verschiedene  $p_T$ -Schnitte im vollhadronischen Endzustand ( $t\bar{t}H$ );

Die ersten beiden Verteilungen zeigen die  $\Delta\phi_{t\bar{t}}$ -Verteilungen der top-Quarks für die angegebenen Schnitte. Die dritte Verteilung stellt das Verhältnis beider Graphen dar.

HERWIG mit verschiedenen  $p_T$ -Schnitten, sowie deren Verhältnis. Die Fehler in den gezeigten Abbildungen wurden aus den Anzahl der generierten Ereignisse nach den jeweiligen Schnitten berechnet.

Es ergeben sich folgende Verhältnisse für die Konstantenanpassungen:

$$\frac{K_1}{K_2} = \frac{22.76}{19.69} = 1.163 \quad \text{PYTHIA}, \quad (6.10)$$

$$\frac{K_1}{K_2} = \frac{9.82}{9.28} = 1.058 \quad \text{HERWIG}, \quad (6.11)$$

Daraus kann wieder der Fehler aus der Kurvenform mit 9.3% abgeschätzt werden. Im Bereich  $\Delta\phi > 2.5$  liegen 890 Ereignisse. Dies ergibt für die experimentelle Abschätzung des systematischen Fehlers für den  $t\bar{t}$ -Untergrundes  $\sim 3.3\%$ . Wird die Anzahl der Ereignisse wie im vollhadronischen Endzustand um den berechneten Fehler aus der Kurvenform von 28.0% reduziert, ergibt sich ein systematischer Fehler von 9.75%.

### Kombinierter systematischer Fehler

Für die 140 bei der Analyse erwarteten Untergrundereignisse wird ein Fehler von  $\pm 7.71$  Ereignissen für den  $t\bar{t}Z$ -Untergrund erwartet ( $29.3\% \cdot 26.3$ ). Für den restlichen Untergrund ergibt sich ein Fehler von  $\pm 11.08$  Ereignissen ( $9.75\% \cdot 113.7$ ).

Der kombinierte systematische Fehler wird wieder durch die quadratische Summe der Fehler berechnet. Der so abgeschätzte Fehler beträgt 9.65%.

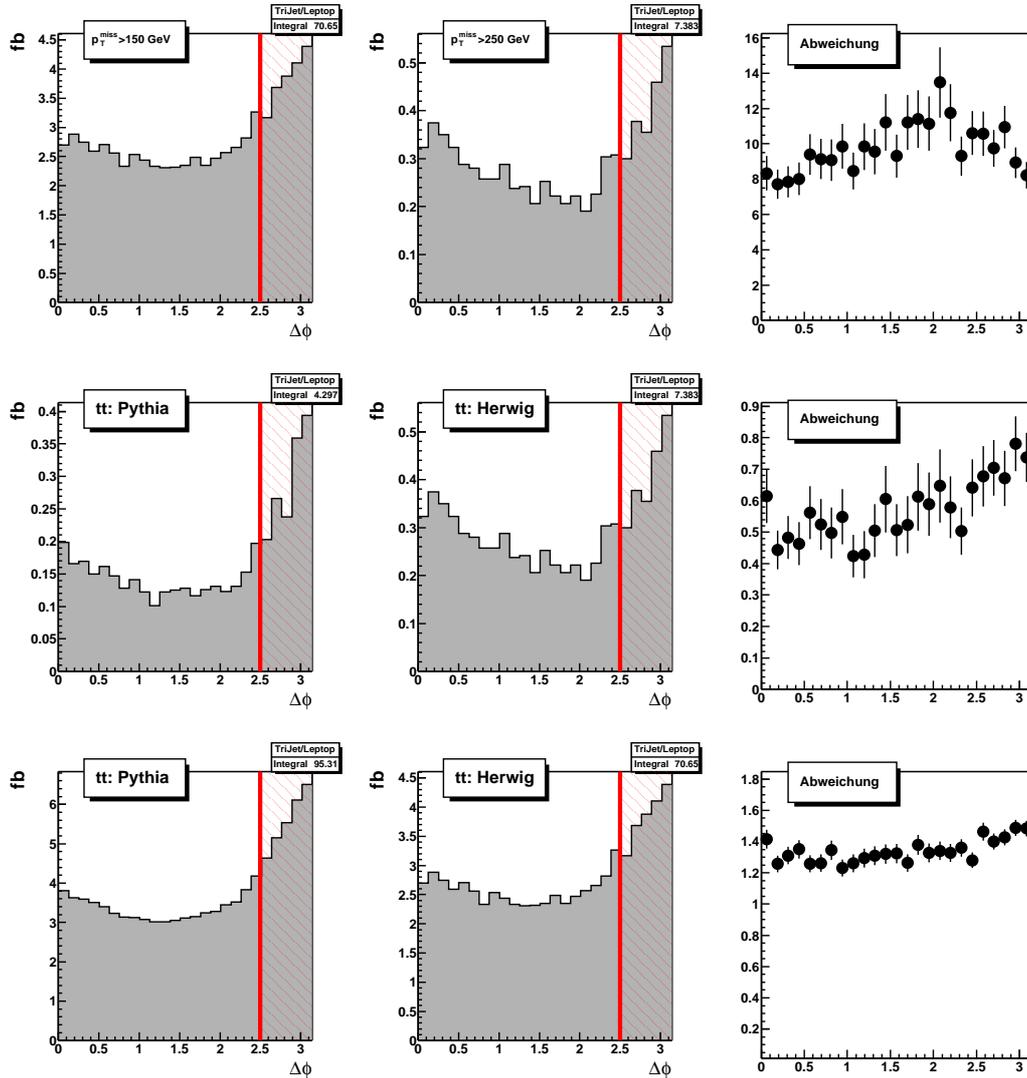


Abbildung 6.17: Vergleich für verschiedene  $p_T$ -Selektionen im semileptonischen Endzustand ( $t\bar{t}H$ );

Die erste Zeile zeigt die  $\Delta\phi_{t\bar{t}}$ -Verteilungen der top-Quarks mit HERWIG generierten Ereignissen für den Schnitt  $p_T > 150 \text{ GeV}/c$  bzw.  $p_T > 250 \text{ GeV}/c$  sowie das Verhältnis beider Graphen. Die Zeilen zwei und drei zeigen Vergleiche für PYTHIA zu HERWIG für die verschiedenen  $p_T$ -Schnitte.

### 6.5.3 Triggerbedingungen

Der Selektionsschnitt  $p_T > 250 \text{ GeV}/c$  erfüllt die Triggerbedingung xE200 (s. Unterabschnitt 3.3.6). Aus denselben Gründen wie im vollhadronischen Endzustand

in Unterabschnitt 6.4.3 geschildert, kann auf eine Untersuchung der Auswirkungen des Triggers auf die Analyse verzichtet werden.

Für die Bestimmung der systematischen Unsicherheiten müssen aufgrund des gelockerten  $\cancel{p}_T$ -Schnittes andere Triggerbedingungen verwendet werden. Bei der Abschätzung des systematischen Fehlers des  $t\bar{t}Z$ -Prozesses wird die Triggerbedingung  $2e15$  genutzt. Im  $t\bar{t}$ -Untergrund ist dagegen nur ein Lepton vorhanden. Daher muß die  $e25$ -Triggerbedingung gewählt werden. Dies führt zu einer Verringerung der Ereigniszahlen um 5%, da dieser Anteil von Leptonen einen transversalen Impuls  $p_T < 25 \text{ GeV}/c$  besitzt. Durch diese Verringerung ändert sich für den Prozeß  $t\bar{t}$  der Teil des Fehler, der sich aus der Ereigniszahl berechnet, von 3.3% auf 3.4%. Dies ist jedoch vernachlässigbar da der Fehler auf den Prozeß  $t\bar{t}$  durch die Unsicherheit auf die Kurvenform dominiert wird.

### 6.5.4 Ergebnis

Die Signifikanzen und  $\xi^2$ -Werte werden wie im vollhadronischen Endzustand (s. Absch. 6.4.4) berechnet. Für die Higgs-Boson-Masse  $m_H = 140 \text{ GeV}/c^2$  ergibt sich ein  $\xi^2$ -Wert von 100%. Damit kann ein unsichtbar zerfallendes Higgs-Boson auf 95% Konfidenzniveau mit Standardmodell-Wirkungsquerschnitt und einem Verzweigungsverhältnis  $BR(H \rightarrow \text{Inv.}) > 1.0$  ausgeschlossen werden. In Abbildung 6.12 sind Ausschlußgrenzen für  $\xi^2$ -Werte sowohl für die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Analyse als auch der bereits existierenden Machbarkeitsstudie [Ker03] auf 95% Konfidenzniveau gezeigt. Da in der Machbarkeitsstudie keine Untersuchung der systematischen Unsicherheiten durchgeführt wurde, sind die Ergebnisse nur unter Berücksichtigung des statistischen Fehlers berechnet. Eine Interpretation des Ergebnisses wird in Abschnitt 6.6 zusammen mit dem semileptonischen Endzustand durchgeführt.

### 6.5.5 Untersuchung der Auswirkung von Korrekturen höherer Ordnung der Störungsrechnung

Für den semileptonischen  $t\bar{t}H$ -Endzustand wird wie für den vollhadronischen Endzustand in Unterabschnitt 6.4.5 eine NLO-Analyse durchgeführt. Für die NLO-Analyse des semileptonischen  $t\bar{t}H$ -Endzustands werden dieselben Selektionschnitte, die in Unterabschnitt 6.5.1 genannt worden, mit zwei Änderungen verwendet.

1.  $M_T(\ell, \cancel{p}_T): > 100 \text{ GeV}/c^2 \rightarrow > 120 \text{ GeV}/c^2$
2.  $\cancel{p}_T: > 250 \text{ GeV}/c \rightarrow > 290 \text{ GeV}/c$

In Tabelle 6.8 sind die Ereigniszahlen der Signalprozesse mit verschiedenen Higgs-Boson-Massen und aller Untergrundprozesse für eine Auswahl von Selektions-

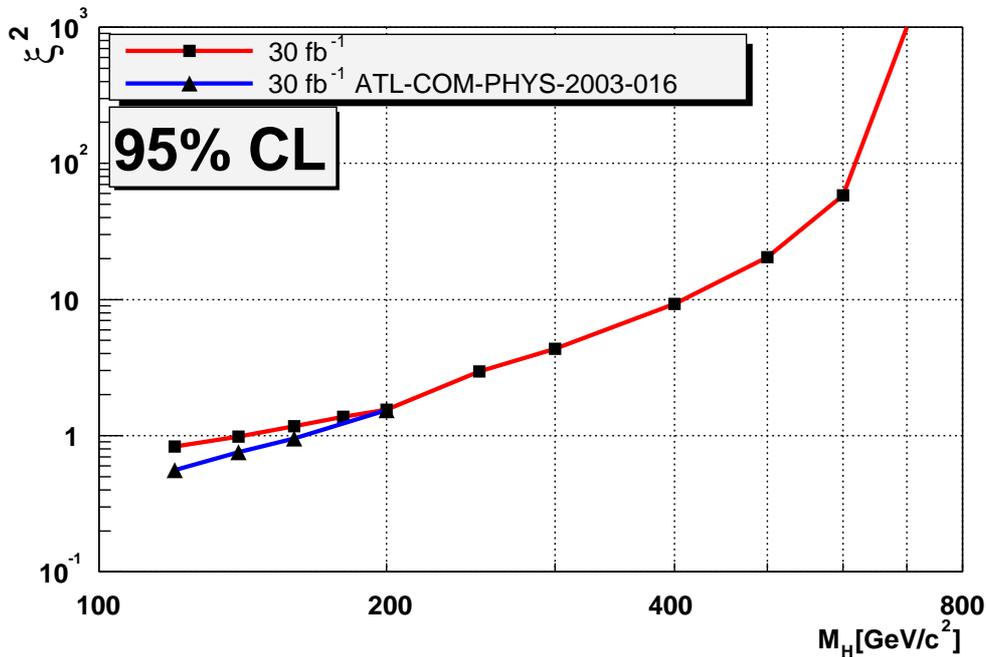


Abbildung 6.18:  $\xi^2$ -Verteilung des semileptonischen Endzustands ( $t\bar{t}H$ ); Der Graph zeigt die Ausschlußgrenzen der  $\xi^2$ -Variable für den semileptonischen Kanal unter Berücksichtigung der systematischen Fehler für im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Analyse und die Ergebnisse aus [Ker03], die ohne Berücksichtigung des systematischen Fehlers berechnet wurden. Werte oberhalb der Kurven können mit 95% Konfidenzniveau ausgeschlossen werden.

schnitten aufgelistet. Die Signalzahlen für die NLO-Analyse sind um bis zu 50% geringer als in der LO-Analyse, wobei die Ereigniszahl für den  $t\bar{t}$ -Untergrund um einen Faktor zwei höher ist. Abbildung 6.19 zeigt, daß die  $\xi^2$ -Verteilung für die NLO-Analyse im Vergleich zur LO-Analyse. Zur Berechnung der Signifikanzen wurde das Signal mit einem  $K$ -Faktor von 1.3 skaliert.

Die Abschätzung für den systematischen Fehler wird analog zum vollhadronischen Endzustand in der NLO-Analyse durchgeführt. Es ergibt sich 11.4%.

Das erreichte Ergebnis ist nur geringfügig schlechter als das Ergebnis der LO-Analyse. Daraus kann geschlossen werden, daß die Analyse auf das spätere Experiment angepaßt werden kann und daß für die Ausschlußgrenzen eine robuste Abschätzung existiert.

Prozeß	$m_H$ GeV/ $c^2$	$\sigma \cdot \int \mathcal{L}$	Vor- selektion	b-Jets, Tri-Jets	$\cancel{p}_T$	$\Delta\phi$
$t\bar{t}H$	700	83	9.12	1.63	0.80	0.74
$t\bar{t}H$	600	134	14.5	2.59	1.25	1.15
$t\bar{t}H$	500	229	24.2	4.33	2.04	1.88
$t\bar{t}H$	400	428	43.2	7.71	3.42	3.09
$t\bar{t}H$	300	939	86.8	15.5	6.31	5.66
$t\bar{t}H$	250	1600	133	23.6	8.79	7.80
$t\bar{t}H$	200	3240	306	58.2	15.8	13.9
$t\bar{t}H$	180	4800	374	70.8	17.4	15.1
$t\bar{t}H$	160	6300	487	928	20.2	17.3
$t\bar{t}H$	140	9600	657	122	23.8	20.1
$t\bar{t}H$	120	15600	906	167	27.0	22.8
$t\bar{t}Z$		5700	316	65.6	19.8	17.1
$t\bar{t}$	(NLO)	2.37E+7	69100	5810	212	154
$Wb\bar{b}$		2.22E+6	625	15.0	2.85	2.30
$Wt\bar{t}$		12600	135	28.4	5.40	4.25
$t\bar{t}b\bar{b}$		9600	340	85.8	6.52	5.34
$Zb\bar{b}$		1.58E+6	69.6	8.93	0.92	0.62
$Zt\bar{t}b\bar{b}$		5100	93.2	24.2	1.44	1.15

Tabelle 6.8: Ereignistabelle für den  $t\bar{t}H$ -semileptonischen Endzustand (NLO);

In der Tabelle sind die Ereigniszahlen für eine integrierte Luminosität von  $30 \text{ fb}^{-1}$  für Signale mit verschiedenen Higgs-Boson-Massen und alle Untergrundprozesse angegeben. Unter Vorselektion sind folgende Schnitte zusammengefaßt:

1 Lepton,  $p_T > 150 \text{ GeV}/c$ ,  $M_T(\ell, \cancel{E}_T) > 120 \text{ GeV}/c^2$ .

## 6.6 Kombination der $t\bar{t}H$ -Endzustände

Die Kombination der Ergebnisse beider  $t\bar{t}H$ -Endzustände zu einer gemeinsamen Signifikanz, wird mit Hilfe der in Anhang D.2 gezeigten Methode unter Berücksichtigung der verschiedenen systematischen Unsicherheiten durchgeführt. Die erreichten Signifikanzen für die verschiedenen Higgs-Boson-Massen sind in Tabelle 6.9 aufgelistet. Zusätzlich sind mit Gleichung 6.3 berechnete, untere Grenzen für  $\xi^2$ -Werte bei 95% Konfidenzniveau angegeben.

Die Kombination beider Analysen ermöglicht es, unsichtbar zerfallende Higgs-Bosonen mit Standardmodell-Wirkungsquerschnitt und einem Verzweigungsverhältnis  $BR(H \rightarrow \text{Inv.}) = 1$ , das heißt mit dem Wert  $\xi^2 = 100\%$ , für Massen  $m_H < 195 \text{ GeV}/c^2$  auszuschließen.

Wie zu Beginn dieses Kapitels beschrieben, kann ein unsichtbar zerfallendes Higgs-Boson nur durch die Kombination verschiedener Produktionskanäle ent-

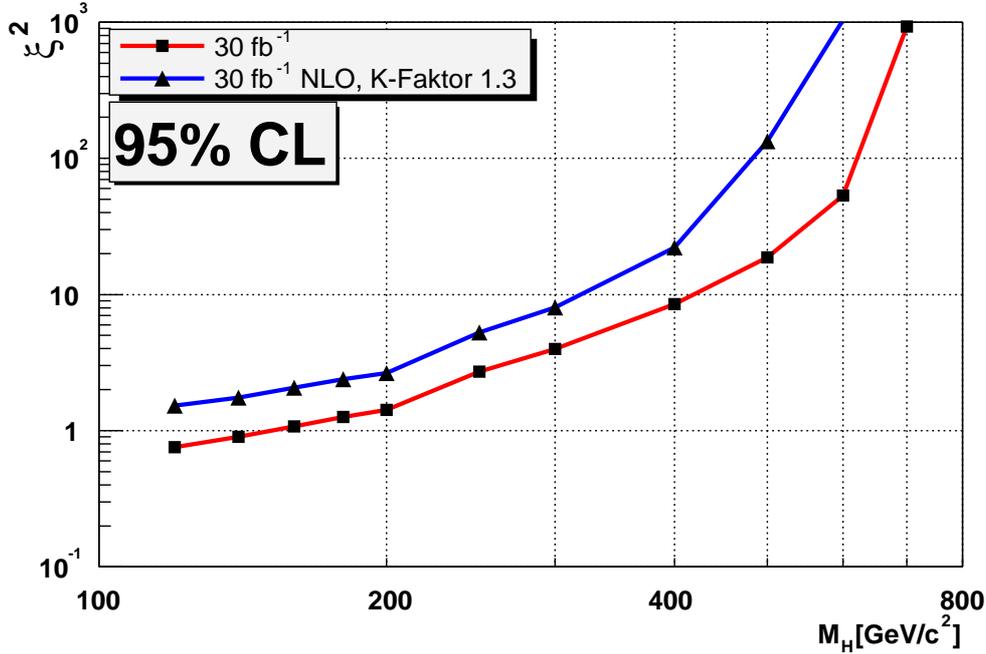


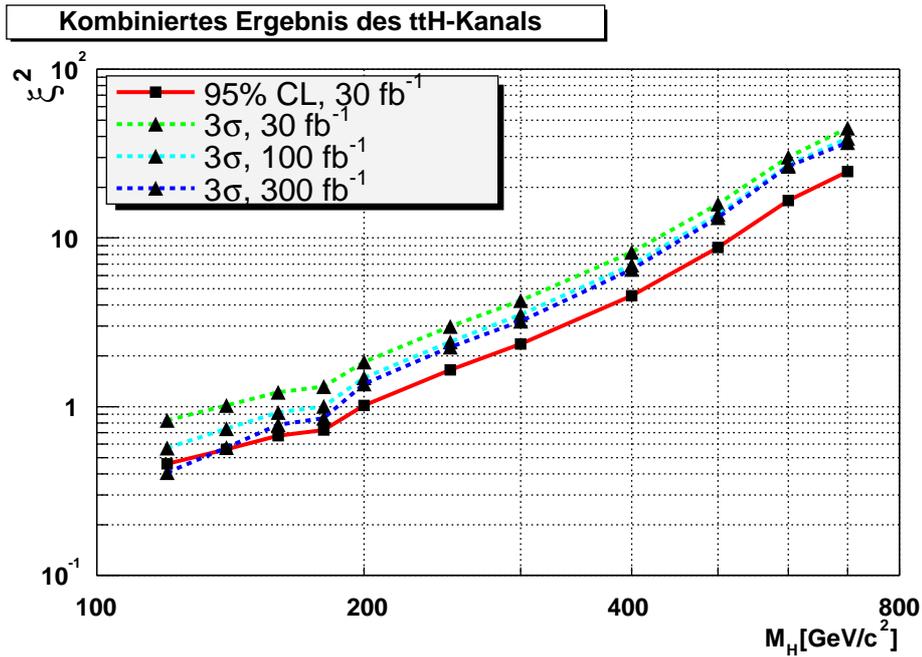
Abbildung 6.19: Entdeckungspotenzial des semileptonischen  $t\bar{t}H$ -Endzustands (NLO);

Der Graph zeigt die Ausschlußgrenzen für den semileptonischen Kanal unter Berücksichtigung des systematischen Fehlers für die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Analyse für LO- $t\bar{t}$ -Untergrund (in rot) und NLO- $t\bar{t}$ -Untergrund (in blau). Für die NLO-Analyse wurde das Signal mit einem  $K$ -Faktor (s. Anhang 3.2.2) von 1.3 skaliert.

deckt werden. Daher kann für die  $t\bar{t}H$ -Analyse nur Evidenz für ein unsichtbar zerfallendes Teilchen mit  $\xi^2$ -Werten, die Higgs-Boson-Massen  $m_H < 140 \text{ GeV}/c^2$  entsprechen, nachgewiesen werden. Für höhere integrierte Luminositäten von  $\mathcal{L}^{-1} = 100, 300 \text{ fb}^{-1}$  kann ein weit größerer Bereich abgedeckt werden.

Abbildung 6.20 zeigt die  $\xi^2$ -Verteilung für verschiedene Higgs-Boson-Massen und für verschiedene integrierte Luminositäten auf 95% Konfidenzniveau und  $3\sigma$ -Niveau. Die Berechnung für die höheren Luminositäten wurde durch Skalierung der Ereigniszahlen sowohl in der Analyse als auch in der Berechnung der systematischen Fehler durchgeführt. Aufgrund der hohen  $p_T$ - und  $\cancel{p}_T$ -Schnitte sollte die Analyse robust für diesen Transfer sein.

Zur Etablierung eines unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosons muß, wie zu Beginn dieses Abschnittes beschrieben, zusätzlich in einem anderen Produktions-


 Abbildung 6.20:  $\xi^2$ -Verteilung der kombinierten Endzustände ( $t\bar{t}H$ );

Der Graph zeigt die Ergebnisse für die Kombination beider  $t\bar{t}H$ -Endzustände unter Berücksichtigung der systematischen Fehler für die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Analysen. Gezeigt sind die Ausschlußgrenzen auf 95% Konfidenzniveau und die  $3\sigma$ -Entdeckungsgrenzen für verschiedene Luminositäten. Unsichtbar zerfallende Higgs-Bosonen mit  $\xi^2$ -Werten oberhalb der Kurven können mit der Kombination der Analysen ausgeschlossen bzw. entdeckt werden.

$M_H$	700	600	500	400	300	250	200	180	160	140	120
$\sigma$	0.07	0.10	0.19	0.37	0.71	1.01	1.64	2.29	2.48	2.97	3.63
$\xi^2$	23.5	16.5	8.68	4.46	2.32	1.63	1.01	0.721	0.665	0.556	0.455

 Tabelle 6.9: Signifikanzen der kombinierten  $t\bar{t}H$ -Endzustände;

Die Signifikanzen wurden für die Kombination beider im Rahmen dieser Arbeit erstellten Endzustände unter Berücksichtigung der systematischen Fehler berechnet. Die  $\xi^2$ -Werte sind untere Grenzen für den Ausschluß unsichtbar zerfallender Higgs-Bosonen auf 95% Konfidenzniveau.

kanal eine Analyse durchgeführt werden, damit über die Kopplungsverhältnisse ein Higgs-artiges Signal nachgewiesen werden kann. In Abschnitt 6.8 wird eine Interpretation des Ergebnisses im Rahmen der in Abschnitt 2.7 präsentierten Erweiterungen des Standardmodells vorgestellt.

## 6.7 Signal und Untergrundprozesse der Gluon-Fusions-Kanals

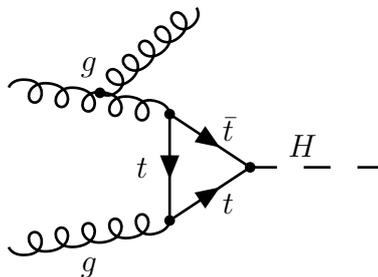


Abbildung 6.21: Produktions-Feynmandiagramm mit zusätzlichem Jet (Gluon-Fusion);  
Dargestellt ist ein mögliches Feynmandiagramm für die Gluon-Fusions-Produktion des Higgs-Bosons mit zusätzlichem Jet.

Der einzige Endzustand der Gluon-Fusions-Produktion, der für eine Studie von unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosonen genutzt werden kann, ist die Gluon-Fusion mit einem zusätzlichen Jet (s. Abschnitt 2.6). Der zusätzliche Jet ist nötig, damit das Ereignis unterscheidbar von einer Kollision ohne harten Streuprozess ist und damit das Ereignis während der Datennahme durch den Jet eine Triggerbedingung erfüllt und aufgezeichnet werden kann. Abbildung 6.21 zeigt ein mögliches Feynmandiagramm für den Signalprozess. Damit ergibt sich eine Signatur von  $gg \rightarrow gH \rightarrow g\cancel{\nu}_T$ .

Folgende Untergrundprozesse zeigen eine ähnliche Signatur wie die Signalergebnisse:

- $Zj, (Z \rightarrow \nu\nu)$   
Dieser Prozess ist ein irreduzibler Untergrund, da sich die Signatur nicht vom Signal unterscheidet.
- $Wj, (W \rightarrow \ell\nu)$   
Der Prozess trägt zum Untergrund bei, falls das Lepton des  $W$ -Boson-Zerfalls im Detektor nicht nachgewiesen wird.

Prozeß	$\sigma$ in fb	MC-Generator	# erzeugt
$ttH, H \rightarrow \text{Inv}$	$6.5 \cdot 10^6$	PYTHIA 6.203	7M
$Zj$	$8.0 \cdot 10^7$	PYTHIA 6.203	10M
$Wj$	$4.8 \cdot 10^7$	PYTHIA 6.203	14M

Tabelle 6.10: Signal und Untergrundprozesse für die assoziierte Produktion eines Higgs-Bosons mit einem Jet mit großem Transversalimpuls; Es wurden die Strukturfunktionen CTEQ5L verwendet [CTEQ5]. Das Signal wurde für eine Higgs-Boson-Masse von  $200 \text{ GeV}/c^2$  generiert. Bei der Erzeugung der Prozesse  $Zj$  und  $Wj$  wurde ein  $p_T$ -Cut-Off von  $20 \text{ GeV}/c$  verwendet.

Die QCD-Jet Produktion wurde nicht berücksichtigt, da die Analyse das Signal bereits mit den beiden genannten Untergrundprozessen nicht signifikant nachweisen kann.

In Tabelle 6.10 sind die Wirkungsquerschnitte und die Anzahl der generierten Ereignisse für Signal und Untergrundprozesse angegeben.

### 6.7.1 Selektionsschnitte

Die möglichen Selektionsparameter für diese Analyse sind aufgrund der einfachen Monojet und  $\cancel{p}_T$ -Signatur sehr eingeschränkt.

1. Lepton-Veto  
Alle Ereignisse, die ein oder mehr Leptonen mit  $p_T > 10 \text{ GeV}/c$  in  $|\eta| < 2.5$  enthalten werden verworfen.
2. Ein Jet  
Alle Ereignisse müssen exakt einen Jet mit  $p_T > 50 \text{ GeV}/c$  in  $|\eta| < 2.5$  enthalten.
3. Hoher transversaler Impuls  
Da das Higgs-Boson unsichtbar zerfällt, erzeugt es eine  $\cancel{p}_T$ -Signatur im Detektor. Es wird  $\cancel{p}_T > 200 \text{ GeV}/c$  gefordert.

In Tabelle 6.11 sind die Ereigniszahlen für Signal und Untergrundprozesse für eine Auswahl von Selektionsschnitten aufgelistet. Abbildung 6.22 zeigt die  $\cancel{p}_T$ -Verteilungen von Signal und Untergrundprozessen. Dabei ist zu erkennen, daß auch für noch höhere  $\cancel{p}_T$ -Schnitte der Wirkungsquerschnitt für Signalereignisse um eine Größenordnung unter den Untergrundereignissen liegt.

Prozeß	$\sigma \cdot \int \mathcal{L}$	$\cancel{p}_T > 150 \text{ GeV}/c$	$\cancel{p}_T > 200 \text{ GeV}/c$
		1 Jet	
$ggH$	652000	56.84	27.7
$Wj$	$4.8 \cdot 10^7$	1864	430
$Zj$	$8.0 \cdot 10^7$	928.3	537

Tabelle 6.11: Ereignistabelle für Gluon-Fusion mit zusätzlichem Jet;  
Die Tabelle zeigt die Ereigniszahlen für Signal und die Untergrundprozesse  $Zj$  und  $Wj$  für eine integrierte Luminosität von  $30 \text{ fb}^{-1}$ .

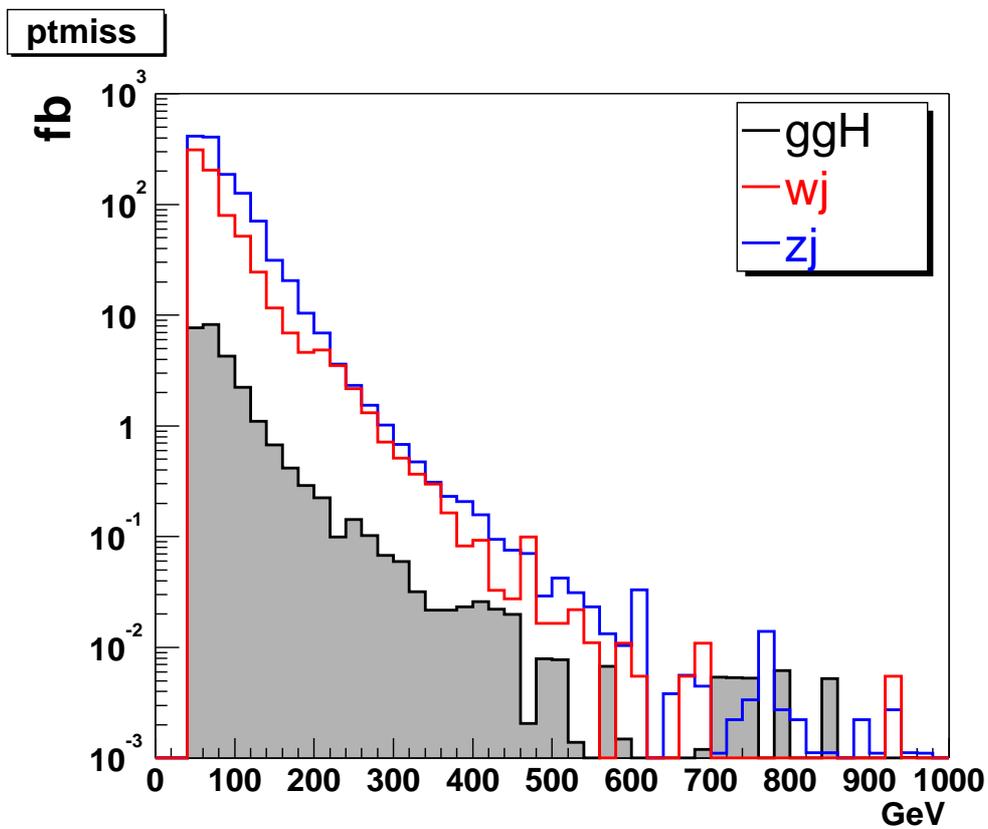


Abbildung 6.22:  $\cancel{p}_T$ -Verteilung (Gluon-Fusion);  
Gezeigt sind die  $\cancel{p}_T$ -Verteilungen für Signal und die Untergrundprozesse  $Zj$  und  $Wj$ . Es wurde bereits eine Vorselektion mit folgenden Kriterien durchgeführt:  
 $\cancel{p}_T > 50 \text{ GeV}/c$ , ein Jet mit  $p_T > 50 \text{ GeV}/c$

### 6.7.2 Ergebnis

Aus den Ereigniszahlen nach allen Schnitten im Gluon-Fusions-Produktionskanal ergibt sich für eine Higgs-Boson-Masse von  $200 \text{ GeV}/c^2$  eine Signifikanz von 0.89. Damit ist ein Ausschluß für unsichtbar zerfallende Higgs-Bosonen selbst mit dem Wert  $\xi^2 = 1$  auf 95% Konfidenzniveau nicht möglich. Daher wurde auf die Abschätzung systematischer Fehler und die Erzeugung des potenziellen Untergrundes QCD  $\bar{b}b$  verzichtet.

Dieser Produktionskanal kann für den Nachweis eines unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosons nicht verwendet werden.

## 6.8 Kombination der Suchen nach unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosonen

Jede der bisher genannten Analysen bietet für sich alleine ein beschränktes Entdeckungspotential. Durch eine Kombination der verschiedenen Analysen kann eine Erhöhung des Entdeckungspotentials erreicht werden. Für diese Kombination bieten sich die Analyse im VBF-Kanal [Neu03] und die Analyse im  $t\bar{t}H$ -Kanal, die in dieser Arbeit präsentiert wurde, an. Die Analyse im  $ZH$ -Kanal [Gag03] kann aufgrund der fehlenden Betrachtung der systematischen Fehler nicht verwendet werden. Im Gluon-Fusions-Kanal ist es, wie in Abschnitt 6.7 gezeigt wurde, nicht möglich, das Signal signifikant vom Untergrund zu unterscheiden.

Wird eine solche Kombination der Analysen durchgeführt, kann jedoch nur der Nachweis eines unsichtbar zerfallenden Teilchens geführt werden, da die Kopplungsverhältnisse der Kanäle untereinander nicht berechnet werden können.

Zur Etablierung eines unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosons muß eine Verknüpfung der verschiedenen Analysen erstellt werden, so daß in beiden Analysen getrennt für dieselbe Wahl der Higgs-Boson-Masse und des  $\xi^2$ -Wertes eine Entdeckung auf  $3\sigma$ -Niveau für unsichtbar zerfallende Higgs-Bosonen erreicht werden kann.

Dadurch ergibt sich, daß die schwächste Analyse das Ergebnis limitiert. Das Ergebnis für den VBF-Kanal ist in Abb. 6.2 gezeigt, für die  $t\bar{t}H$ -Analyse ist das Ergebnis in Abb. 6.20 dargestellt. Aus den Abbildungen ist deutlich zu erkennen, daß die VBF-Analyse eine bessere Signifikanz zur Entdeckung des unsichtbaren Higgs-Bosons hat und damit die  $\xi^2$ -Werte aus der  $t\bar{t}H$ -Analyse den Nachweis limitieren.

In den folgenden Abschnitten werden Interpretationen der Ergebnisse im Rahmen der in Abschnitt 2.7 vorgestellten Erweiterungen des Standardmodells vorgenommen. Dabei werden sowohl die Kombination als auch die Verknüpfung der Analysen verwendet.

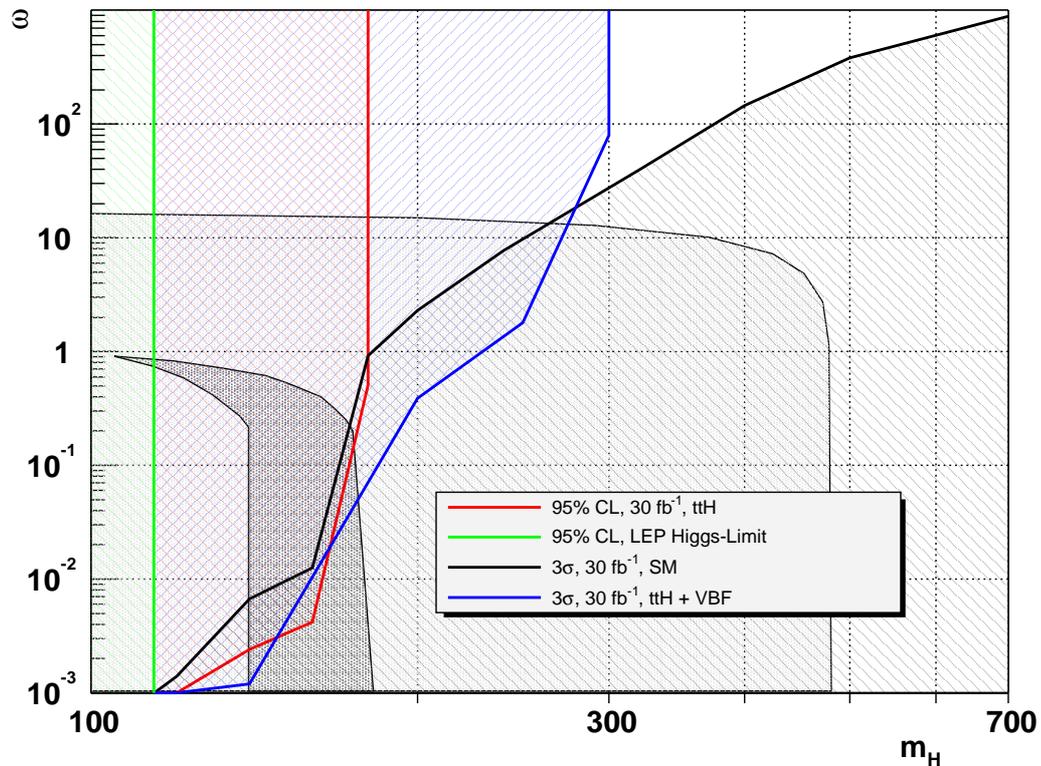


Abbildung 6.23: Parameterbereich des Phion-Modells mit aus LEP und den gezeigten Analysen abgedeckten Bereichen; Die hellgraue (dunkelgraue) Fläche ist der mögliche Parameterraum des Phionmodells für  $\omega$  und  $m_H$ , falls das Modell bis zu Skala  $\Gamma = 10^3$  GeV ( $10^{19}$  GeV, Planck-Skala) gültig ist (s. Abb. 2.7). Die rot schraffierte Fläche überdeckt den Bereich, der durch die im Rahmen der Arbeit erstellen  $t\bar{t}H$ -Analyse ausgeschlossen werden kann. Die grün schraffierte Fläche ist von LEP auf 95% Konfidenzniveau ausgeschlossen worden. In der schwarz schraffierte Fläche ist durch den Nachweis in Standardmodell-Suchen bei ATLAS auf  $3\sigma$ -Niveau abgedeckt. Die blau schraffierte Fläche deckt den Parameterbereich für die Kombination der VBF- und  $t\bar{t}H$ -Analyse auf  $3\sigma$ -Niveau ab, jedoch kann damit nur ein unsichtbares Teilchen und kein Higgs-Boson nachgewiesen werden.

## Interpretation im Rahmen des Phion-Modells

In der vorgestellten Erweiterung des Standardmodells mit Phionen ist die Gravitation nicht enthalten. Daher sollte das Modell bis zur Planck-Skala ( $10^{19}$  GeV)

gültig sein. Grenzen für den Higgs-Boson-Massenbereich und den Kopplungsparameter  $\omega$  in Abhängigkeit des Skalenparameters  $\Lambda$  sind in Abbildung 2.7 gezeigt. Für die gezeigten Analysen sowie für die Standardmodell-Suchen des ATLAS-Experiments können die Ergebnisse als Ausschlußgrenzen bzw. Entdeckungskonturen auf  $3\sigma$ -Niveau für die Parameter  $m_H$  und  $\omega$  interpretiert werden.

Die SM-Suchen schließen im Gegensatz zu den gezeigten Analysen komplementäre Bereiche aus, da diese Suchen signifikant für kleine Verzweigungsverhältnisse  $BR(H \rightarrow \text{Inv.})$  sind und daher Obergrenzen auf den Wert  $\xi^2$  angeben. Die Suchen nach unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosonen geben untere Grenzen auf den Wert  $\xi^2$  an.

Die  $\xi^2$ -Werte, die nach Gleichung (6.3) für 95% Konfidenzniveau bzw.  $3\sigma$ -Niveau berechnet werden, lassen sich mit Gleichung (2.29) in untere Grenzen für Suchen nach unsichtbaren Higgs-Bosonen bzw. in obere Grenzen für Standardmodell-Suchen auf den Parameter  $\omega$  mit

$$\omega = \sqrt{\frac{\Gamma_{H_{\text{SM}}} m_H}{\xi^2 - 1} \frac{32\pi}{v^2}} \quad (6.12)$$

für die verschiedenen Higgs-Boson-Massen umrechnen. Der Wert  $v$  ist der Vakuumerwartungswert des Higgs-Potentials und  $\Gamma_{H_{\text{SM}}}$  die Breite des Standardmodell-Higgs-Bosons. Für die Berechnung der Gleichung wird ausgenutzt, daß das Verhältnis der Higgs-Boson-Breiten gleich dem Verhältnis der Verzweigungsverhältnisse ist<sup>15</sup>.

Abbildung 6.23 zeigt den Bereich des Phion-Modells der im ATLAS-Experiment abgedeckt werden kann. Dabei wurden auch die LEP-Ergebnisse für unsichtbar zerfallende Higgs-Bosonen (s. Abschnitt 2.8) verwendet.

Ein unsichtbar zerfallendes Higgs-Boson kann für ein bis zur Planck-Skala gültiges Phion-Modell ausgeschlossen werden:

Für Higgs-Boson-Massen kleiner  $114.4 \text{ GeV}/c^2$  ist der Ausschluß nur auf 95% Konfidenzniveau möglich. Ein Teil des Parameterbereichs wird auf  $3\sigma$ -Niveau von Standardmodell-Suchen abgedeckt. Im restlichen Teil können unsichtbare Teilchen und damit auch unsichtbar zerfallende Higgs-Bosonen durch die Kombination der Vektor-Boson-Fusions- und der  $t\bar{t}H$ -Analyse auf  $3\sigma$ -Niveau ausgeschlossen werden.

Diese Ausschlußgrenzen überdecken sogar den möglichen Parameterbereich eines Phion-Modells, das nur bis zu einer Skala  $\Gamma = 10^3 \text{ GeV}$  gültig ist.

Sollte das Phion-Modell von der Natur realisiert sein, so könnte im ATLAS-Experiment nur ein unsichtbar zerfallendes Teilchen auf  $3\sigma$ -Niveau entdeckt werden. Durch eine Erhöhung der integrierten Luminosität kann die Entdeckung eines unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosons trotzdem erreicht werden. Für die Analyse des  $t\bar{t}H$ -Kanals ist der Ausschluß mit 95% Konfidenzniveau und  $\mathcal{L} = 30 \text{ fb}^{-1}$

---

<sup>15</sup>Eine Erläuterung der Umrechnung ist in Anhang E gezeigt.

fast gleich der Entdeckung auf  $3\sigma$ -Niveau und  $\mathcal{L} = 300 \text{ fb}^{-1}$  (s. Abb. 6.20). Daraus folgt, daß bei einer integrierten Luminosität von  $300 \text{ fb}^{-1}$  die rot schraffierte Fläche in Abbildung 6.23 den Bereich einer Entdeckung auf  $3\sigma$ -Niveau für diesen Kanal abdeckt. Durch die Verknüpfung mit der signifikanteren Analyse des VBF-Kanals kann ein unsichtbare zerfallendes Higgs-Boson im bis zur Planck-Skala gültigen Phion-Modell auf  $3\sigma$ -Niveau entdeckt werden. Die Entdeckung von unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosonen in einem bis zu einer Skala  $\Gamma = 10^3 \text{ GeV}$  gültigen Phion-Modell ist nicht möglich.

## Interpretation im Rahmen von SUSY

Ein Problem der Interpretation im Rahmen von SUSY der Analysen für unsichtbar zerfallende Higgs-Bosonen liegt darin, daß zusätzliche SUSY-Prozesse im Detektor Untergründe für diese Analysen darstellen, die die Signifikanzen massiv verringern können.

Die Chancen von Suchen nach unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosonen in supersymmetrischen Modellen können daher sehr eingeschränkt sein, falls SUSY-Prozesse auftreten, die dieselbe Signatur wie das Signal tragen.

Ein weiteres Problem sind die von der SUSY-Parameterwahl abhängigen Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse der Higgs-Bosonen.

In Unterabschnitt 2.7.2 wurden für mSugra- und für ein ‘pathologisches’ Modell die Verzweigungsverhältnisse in LSPs für Higgs-Bosonen angegeben. In den folgenden Absätzen werden Interpretationen der Ergebnisse in beiden Modellen versucht.

Im mSugra-Modell kann das leichte Higgs-Boson  $h$  nicht unsichtbar zerfallen und wird durch die Standard-SUSY-Suchen entdeckt werden. Für das pseudo-skalare Higgs-Boson sind jedoch unsichtbare Zerfälle mit Verzweigungsverhältnissen bis 80% möglich. Mit der im Rahmen dieser Arbeit gezeigten Analyse ist jedoch kein Nachweis möglich, da der Wirkungsquerschnitt für  $t\bar{t}A$  für eine Higgs-Boson-Masse  $m_A = 200 \text{ GeV}/c^2$  einen Faktor 500 unter dem Standardmodellwirkungsquerschnitt liegt. Hier müßte das Potential des Prozesses  $b\bar{b}A$  für unsichtbar zerfallende Higgs-Bosonen untersucht werden.

In dem vorgestellten ‘pathologischen’ Modell zerfällt das leichte Higgs-Boson  $h$  mit bis zu 90% in LSPs für  $M_2 = 50 - 300 \text{ GeV}/c^2$  und  $\mu = 100 - 500 \text{ GeV}/c^2$ . In diesen Modellen ist ein Nachweis durch den Prozeß  $t\bar{t}H$  nicht möglich aufgrund des zu großen top-Quark-Untergrundes, der aus  $\tilde{t}$ -Kaskaden Zerfällen von Gluinos stammt, die mit einem Wirkungsquerschnitt von  $\sigma \simeq 80000 \text{ fb}$  produziert werden, der um einen Faktor 800 über dem Wirkungsquerschnitt des Signals liegt.

Der Nachweis von SUSY-Modellen mit hohen Verzweigungsverhältnissen von Higgs-Bosonen in LSP’s ist durch die im Rahmen dieser Arbeit geschilderte  $t\bar{t}H$ -Analyse nicht möglich. Um eine abschließende Aussage treffen zu können, müßten jedoch die SUSY-Untergründe untersucht werden. Die Prozesse  $ZH$  und  $qqH$  müßten bessere Chancen haben, da für diese nur geringe Beiträge aus SUSY-

Prozessen zum Untergrund zu erwarten sind.

# 7 Zusammenfassung

Im Jahr 2007 soll am LHC am CERN in Genf das ATLAS-Experiment seinen Betrieb aufnehmen. Derzeit befindet sich der Detektor im Aufbau. Die vorliegende Arbeit untersucht Methoden zur Kalibration der Flüssig-Argon-Kalorimeter des ATLAS-Experiments und zeigt das Potential für die Suche nach unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosonen im ATLAS-Experiment auf.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Methode 'free fit' zur elektronischen Kalibration der Flüssig-Argon-Kalorimeter des ATLAS-Experiments entwickelt. Diese wurde zusammen mit der Standardkalibrationsmethode 'Num-rec' getestet. Beide Methoden ermöglichen es, die Form und die Höhe eines Teilchensignals nach Durchgang durch die Ausleseketten im hadronischen Endkappenkalorimeter vorherzusagen. Mit der Methode 'free fit' steht damit eine zweite unabhängige Kalibrationsmethode zur Verfügung, die zur Überprüfung der Standardmethode verwendet werden kann.

Für die Methode 'NumRec' wurde gezeigt, daß der Einfluß des Rauschens vernachlässigbar ist und die Anforderungen an Kabel und Pulsgeneratoren, die die Kalibrationssignale zur Verfügung stellen, erfüllt werden. Damit steht eine schnelle zuverlässige Methode zur Verfügung.

Die zweite, unabhängige Kalibrationsmethode 'free fit' erfüllt ebenfalls die Anforderungen an die Kalibration. Diese ist aber aus Geschwindigkeitsgründen nur zur Überprüfung der ersten Methode einsetzbar. Jedoch kann aus dem Test des Parametertransfers der Methode 'free fit' auch für die Methode 'NumRec' geschlossen werden, daß eine Vorhersage der Parameter im Rahmen der Anforderungen möglich ist.

Zusätzlich wurde eine Teststrahl-Datenanalyse durchgeführt, beide Kalibrationen auf diese Daten angewendet und jeweils die Auflösungen bestimmt.

Im zweiten Teil der Arbeit wurden zwei Studien zur Entdeckung unsichtbar zerfallender Higgs-Bosonen im ATLAS-Experiment durchgeführt. Dabei wurde der Produktionskanal  $t\bar{t}H$  sowie der Gluon-Fusions-Kanal mit assoziiertem Jet untersucht.

Durch die Kombination des vollhadronischen  $t\bar{t}H$ -Endzustands ( $t\bar{t}H \rightarrow qq\bar{b}qq\bar{b}\cancel{p}_T$ ) und des semileptonischen  $t\bar{t}H$ -Endzustands ( $t\bar{t}H \rightarrow \ell\nu bqq\bar{b}\cancel{p}_T$ ) können unsichtbar zerfallende Higgs-Bosonen mit Massen  $120 \text{ GeV}/c^2 < m_H < 200 \text{ GeV}/c^2$

---

auf einem Konfidenzniveau von 95% ausgeschlossen werden, falls sowohl der Wirkungsquerschnitt dem des Standardmodell-Higgs-Bosons entspricht, als auch das Verzweigungsverhältnis in unsichtbare Teilchen 100% beträgt.

Die Analyse des Gluon-Fusions-Kanals mit assoziiertem Jet kann aufgrund der hohen Wirkungsquerschnitte der Untergrundprozesse  $Zj$  und  $Wj$  nicht zur Suche von unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosonen beitragen.

Die erstellte  $t\bar{t}H$ -Analyse wurde mit bereits existierenden Suchen nach unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosonen im ATLAS-Experiment kombiniert, um sowohl Ausschlußgrenzen zu bestimmen als auch Parameterbereiche einzugrenzen, in denen eine Higgs-Boson-Entdeckung mit einer Signifikanz von  $3\sigma$  möglich ist.

Die Ergebnisse aus bereits existierenden Analysen und die Ergebnisse dieser Arbeit wurden im Rahmen des Phion-Modells interpretiert. Durch die Kombination der Analysen im  $t\bar{t}H$ -Kanal und VBF-Kanal konnte gezeigt werden, daß das Phion-Modell mit dem ATLAS-Experiment bei einer integrierten Luminosität von  $30 \text{ fb}^{-1}$  auf  $3\sigma$ -Niveau ausgeschlossen werden kann, falls die Obergrenze des Gültigkeitsbereich zwischen  $\Lambda = 10^3 \text{ GeV}$  der Planck-Skala liegt. Sollte dieses Modell in der Natur realisiert sein, müssen die Analysen unabhängig den Nachweis eines unsichtbar zerfallenden Higgs-Bosons erbringen. Ein unsichtbar zerfallendes Higgs-Boson kann für den Gültigkeitsbereich bis zur Planck-Skala mit einer integrierten Luminosität von  $300 \text{ fb}^{-1}$  mit  $3\sigma$ -Konfidenzniveau entdeckt werden.



# A Laplacetransformation

Eine ausführliche Behandlung der Laplacetransformation und der Integraltransformationen im Allgemeinen findet sich unter [Mur77]. Hier werden nur die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Eigenschaften wiedergegeben.

## A.1 Definition

Die Laplacetransformierte  $\mathcal{L}\{f(t)\}$  einer Funktion  $f(t)$  ist definiert als

$$\mathcal{L}[f(t)](s) \equiv F(s) = \int_{-0}^{\infty} f(t)e^{-st} dt \quad ; \quad s = \sigma + i\omega \quad (\text{A.1})$$

Die Laplacetransformierte existiert, falls

$$\int_0^{\infty} |f(t)| e^{-\sigma t} < \infty \quad (\text{A.2})$$

Die Laplacerücktransformierte  $\mathcal{L}^{-1}[F(s)]$  einer Funktion  $F(s)$  ist definiert als

$$\mathcal{L}^{-1}[F(s)](t) \equiv f(t) = \int_{-0}^{\infty} F(s)e^{+st} ds \quad ; \quad s = \sigma + i\omega \quad (\text{A.3})$$

wobei ein beliebiger Integrationsweg in der komplexen Ebene gewählt wird.

## A.2 Eigenschaften

Die Laplacetransformierte der Sprungfunktion  $\theta$  und der Exponentialfunktion sind

$$\begin{aligned} \mathcal{L}[\theta(t)](s) &= \frac{1}{s} \\ \mathcal{L}[\theta(t)e^{-at}](s) &= \frac{1}{s+a} \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Die Laplacetransformation ist linear und distributiv, daher ist die Transformation einer Linearkombination

$$\mathcal{L}[af_1(t) + bf_2(t)] = a\mathcal{L}[f_1(t)] + b\mathcal{L}[f_2(t)]. \quad (\text{A.5})$$

### A.3 Faltung

Die Faltung  $f(t) = f_1(t) * f_2(t)$  zweier Funktionen  $f_1(t)$  und  $f_2(t)$  im Zeitbereich ist definiert als das Integral

$$f(t) \equiv f_1(t) * f_2(t) = \int_0^t f_1(\tau) f_2(t - \tau) d\tau = \int_0^t f_1(t - \tau) f_2(\tau) d\tau \quad (\text{A.6})$$

Einer Faltung im Zeitbereich ist eine Multiplikation im Laplace-Bildbereich äquivalent, das heißt

$$f(t) = f_1(t) * f_2(t) = \mathcal{L}^{-1} [F_1(s) \cdot F_2(s)]. \quad (\text{A.7})$$

# B Beschreibung von Signalen und Elektronikketten

Lineare, zeitinvariante Elektronikketten lassen sich unter anderem im Zeitbereich, im Laplacebereich oder im z-Bereich charakterisieren. Die Beschreibung im Zeitbereich und Laplacebereich wird kurz umrissen. Eine detailliertere Darstellung findet sich in [Wup98].

## B.1 Zeitbereich

Es sei ein zeitinvariantes, lineares System  $S$  (Abb. B.1) gegeben. Dieses System läßt sich durch die sogenannte Impulsantwortfunktion  $g(t)$  beschreiben. Die Impulsantwortfunktion ist definiert als diejenige Funktion, die das Ausgangssignal des Systems beschreibt, wenn das Eingangssignal eine Impulsfunktion der Fläche Eins ist.

Bei einem beliebigen Eingangssignal  $u_1(t)$  ergibt sich damit das Ausgangssignal  $u_2(t)$  als

$$u_2(t) = \int_0^t u_1(\tau) \cdot g(t - \tau) d\tau. \quad (\text{B.1})$$

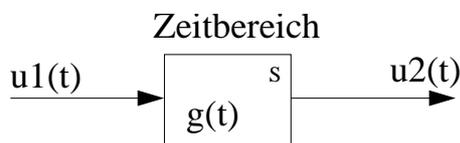


Abbildung B.1: Darstellung eines Systems im Zeitbereich;

Das Eingangssignal  $u_1(t)$  wird beim Durchgang durch ein lineares zeitinvariantes System mit der Impulsantwortfunktion  $g(t)$  zu  $u_2(t)$  verändert.

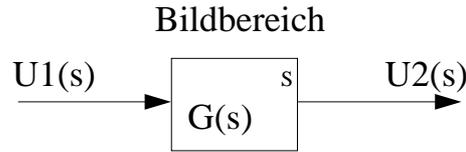


Abbildung B.2: Darstellung eines Systems im Frequenzbereich;  
 Das Eingangssignal  $U_1(s)$  wird beim Durchgang durch ein lineares zeitinvariantes System mit der Übertragungsfunktion  $G(s)$  zu  $U_2(s)$  verändert.

## B.2 Frequenzbereich

Eine äquivalente Beschreibung des Systems S ist im Frequenzbereich möglich (Abb. B.2). Dabei sei

$$\begin{aligned} U_1(s) &\equiv \mathcal{L}[u_1(t)](s) \\ U_2(s) &\equiv \mathcal{L}[u_2(t)](s) \\ G(s) &\equiv \mathcal{L}[g(t)](s) \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

Die Funktion  $G(s)$  wird als Übertragungsfunktion bezeichnet. Damit ergibt sich das Ausgangssignal  $U_2(s)$  eines Systems S mit der Übertragungsfunktion  $G(s)$  als

$$U_2(s) = G(s) \cdot U_1(s) \quad (\text{B.3})$$

## B.3 Rauschen

In ein System S mit der Übertragungsfunktion  $G(s)$  werde ein stochastisches Signal, Rauschen genannt, eingegeben. Die spektrale Leistungsdichte des Rauschens sei mit  $\omega_{a1}(f)$  bezeichnet. Dann ist die spektrale Leistungsdichte des Ausgangssignals  $\omega_{a2}(f)$

$$\omega_{a2}(f) = |G(s)|^2 \omega_{a1}(f) \quad . \quad (\text{B.4})$$

Die spektrale Leistungsdichte und die Autokorrelationsfunktion bilden ein Fouriertransformationspaar, das heißt

$$\rho(\tau) = \int_0^\infty \omega(f) \cos(2\pi f' \tau) df' \quad . \quad (\text{B.5})$$

Die Autokorrelationsfunktion  $\rho_a(\tau)$  einer Funktion  $A(t)$  ist für periodische Funktionen  $A(t)$  der Periode  $T$  definiert als

$$\rho_a(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T A(t) A(t + \tau) dt \quad (\text{B.6})$$

Für ein zeitlich von  $-T$  bis  $T$  beschränktes Signal  $A(t)$  ist die Autokorrelationsfunktion  $\rho_a(\tau)$  definiert als

$$\rho_a(\tau) = \frac{1}{2T} \int_{-\infty}^{\infty} A(t)A(t + \tau)dt \quad (\text{B.7})$$

# C Auflösungsparametrisierung von Kalorimetern

Die Energieauflösung wird im Wesentlichen von drei Faktoren bestimmt

1. Die statistische Natur der Erzeugung der Ladungspaare führt dazu, daß diese einer Poissonverteilung genügen, mit einem mittleren Wert, der proportional der Energie des einfallenden Teilchens ist. Daher ist der Fehler proportional zur Wurzel aus der Anzahl der erzeugten Paare und damit der Energie des einfallenden Teilchens. Dieser Term wird als “Samplingterm” bezeichnet. Der Proportionalitätsfaktor wird  $\alpha$  genannt.
2. Leckverluste und Inhomogenitäten im Kalorimeter oder Imperfektionen in der Ausleseelektronik führen zu einem Term, der proportional der deponierten Energie ist. Der relative Fehler ist daher konstant. Dieser Term wird “konstanter Term” genannt und mit  $\beta$  bezeichnet.
3. Rauschen in der Elektronik oder Pile-Up-Rauschen führt zu einem konstanten Fehler in der Energie. Dieser Term wird “Rauschterm” genannt und mit  $\gamma$  bezeichnet. Dieser Wert hängt von der Anzahl der Zellen ab, die gewählt wurden, um die Energie eines Ereignisses zu bestimmen.

Damit ergibt sich folgende Parametrisierung der Energieauflösung eines Kalorimeters

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\alpha}{\sqrt{E/GeV}} \oplus \beta \oplus \frac{\gamma}{E/GeV} \quad . \quad (C.1)$$

# D Statistik

In den folgenden Abschnitten werden kurz die Grundlagen der Statistik für eine Analyse eines Zerfallskanals sowie für die Kombination mehrerer Zerfallskanäle mit Berücksichtigung systematischer Fehler beschrieben. Weiterführende Literatur findet sich in [LEP03, Jun99, Bar89].

## D.1 Likelihood-Quotient als Test-Statistik

Bei einer Suche nach einem neuen Teilchen werden in der Regel zwei Hypothesen verwendet:

1. Null-Hypothese (Untergrund-Hypothese)
2. Test-Hypothese (Signal-Plus-Untergrund-Hypothese)

Der Likelihood-Quotient ist der Quotient aus Signal-Plus-Untergrund-Hypothese und der Untergrund-Hypothese,

$$Q = \frac{\mathcal{L}_{s+b}}{\mathcal{L}_b} \quad . \quad (\text{D.1})$$

In Zählexperimenten sind die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen für Signal und Untergrund Poisson-Verteilungen<sup>1</sup>. Werden  $N$  Ereignisse gesehen und  $s$  bzw.  $b$  sind die erwarteten Ereigniszahlen für Signal und Untergrund, dann kann  $Q$  umgeschrieben werden in

$$Q = \frac{e^{-(s+b)}(s+b)^N/N!}{e^{-b}(b)^N/N!} \quad . \quad (\text{D.2})$$

Normalerweise wird der natürliche Logarithmus des Likelihood-Quotienten verwendet. Damit ergibt sich

$$q = -2 \ln Q = -s + N \ln \left( 1 + \frac{s}{b} \right) \quad . \quad (\text{D.3})$$

---

<sup>1</sup>Die Wahrscheinlichkeit,  $r$  Ereignisse zu messen bei  $\lambda$  erwarteten Ereignissen, ist  $P(r, \lambda) = e^{-\lambda} \cdot \lambda^r / r!$ .

## D.2 Kombination mehrere Zählexperimente

Zur Kombination von mehreren Zählexperimenten werden die Likelihood-Quotienten miteinander multipliziert. Dies entspricht der Summe der logarithmierten Werte. Für  $N_K$  Kanäle ergibt sich

$$q = \ln Q = - \sum_{i=1}^{N_K} s_i + \sum_{i=1}^{N_K} N_i \ln \left( 1 + \frac{s_i}{b_i} \right) \quad , \quad (\text{D.4})$$

wobei  $s_i$ ,  $b_i$  und  $N_i$  die Erwartungswerte für Signal, Untergrund und Anzahl der gemessenen Ereignisse für den  $i$ -ten Kanal sind.

Der Likelihood-Quotient  $q$  kann genutzt werden, um Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen  $\rho(q)$  für jeden Kanal zu berechnen. Dabei werden die  $q$ -Verteilungen auf eins normiert. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für zwei Kanäle ergibt sich aus der Faltung der Einzel-Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen.

$$\rho_{ij}(q) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_i(q') \rho_j(q - q') \, dq' \quad . \quad (\text{D.5})$$

Die Mehrkanal-Wahrscheinlichkeitsdichte wird daher meistens mit Monte-Carlo-Techniken oder Fast-Fourier-Transformation gelöst.

## D.3 Konfidenzgrenzen

Zur Berechnung von Konfidenzgrenzen müssen die erwarteten Ereigniszahlen  $s$  für Signal und  $b$  für Untergrund bekannt sein. Diese können aus einer Studie mit Monte-Carlo-Daten gewonnen werden.

Mit diesen Erwartungswerten werden 'Gedankenexperimente' [Jun99] durchgeführt. Für jedes Gedankenexperiment wird die Zahl der Signal- und Untergrundergebnisse mit Hilfe der Poisson-Verteilung bestimmt. Es werden also viele ATLAS-Test Experimente durchgeführt.

Für jedes Ergebnis wird der Likelihood-Quotient für die Null-Hypothese und die Test-Hypothese berechnet.

Werden ausreichend viele ATLAS-Test Experimente durchgeführt, kann für jeden der beiden Likelihood-Quotienten eine Wahrscheinlichkeit angegeben werden. Abbildung D.1 zeigt die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen bei LEP für ein Higgs-Boson der Masse  $m_H = 115.6 \text{ GeV}/c^2$ .

Konfidenzgrenzen können in der gezeigten Abbildung leicht gewonnen werden. Der Ausschluß der Signalthypothese auf einem Konfidenzniveau von 95% gilt bis zu dem Wert, bis zu welchem das Integral der Test-Hypothese von  $-\infty$  den Wert 5% erreicht hat.

Das Konfidenzniveau für eine Entdeckung wird durch Integration der Null-Hypothesen-Kurve bis zum im realen Experiment gemessenen Likelihood-Quotienten bestimmt.

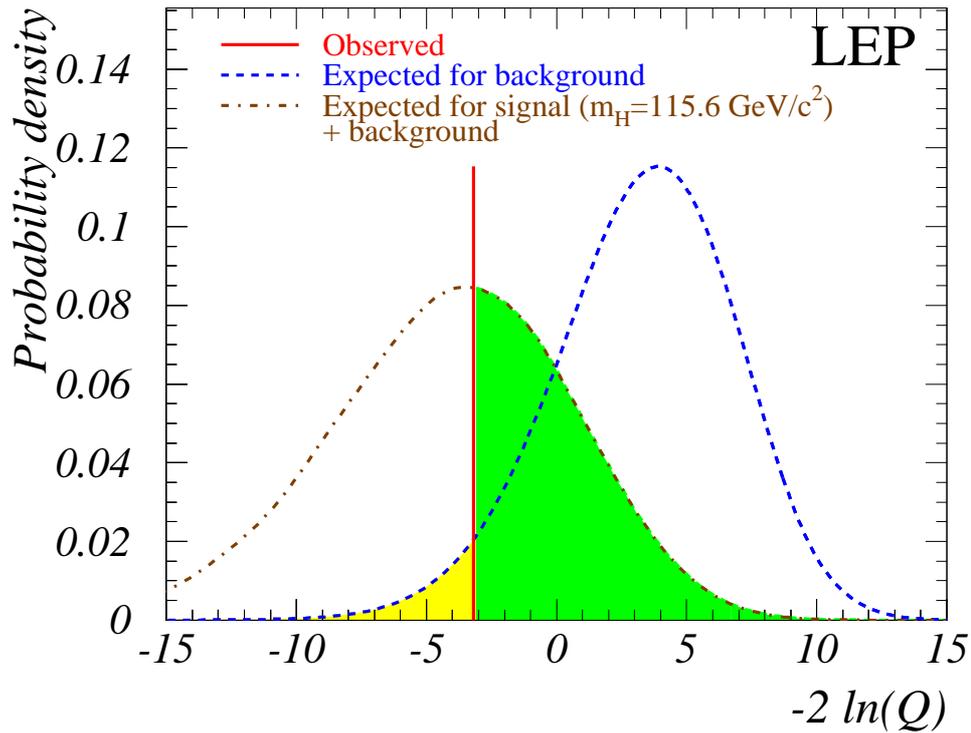


Abbildung D.1: Wahrscheinlichkeitsdichte der Variable  $-2 \ln Q$  ;  
Gezeigt ist die Verteilung der Wahrscheinlichkeitsdichten für  $-2 \ln Q$  bei LEP. Der  $-2 \ln Q$ -Wert der Messung ist mit der roten Linie gekennzeichnet. Liegt die rote Linie so, daß das Integral der gelben Fläche 5% ergibt sich ein Ausschluß auf 95% Konfidenzniveau. Das Konfidenzniveau für eine Entdeckung kann durch das Integral der grünen Fläche berechnet werden. Das Bild wurde aus [LEP01a] entnommen.

### D.3.1 Systematische Fehler

Die einfachste Art, systematische Fehler zu berücksichtigen, ist, den Erwartungswert für Untergrund um eine Standardabweichung in Richtung einer schwächeren Konfidenzgrenze zu verschieben. Diese Art ist wie in [Cou92] gezeigt viel zu pessimistisch.

Seit den Higgs-Suchen der LEP-Experimente werden systematische Fehler durch 'Verschmierung' der Parameter der Gedankenexperimente berücksichtigt.

Für Zählexperimente liefert die analytische Berechnung aus [Cou92] und die genannte Vorgehensweise gleiche Ergebnisse [Jun99].

## D.4 Signifikanz

Wird bei einem Zählexperiment ein Untergrund von  $N$ -Ereignissen in einem bestimmten Zeitintervall erwartet, so wird bei häufiger Wiederholung des Experiments die Zahl der gemessenen Ereignisse um den Wert  $N$  streuen. Diese Verteilung wird durch eine Poisson-Verteilung beschrieben. Ist die Anzahl der Ereignisse groß, entspricht die Verteilung einer Normalverteilung

Eine sichere Entscheidung, daß das Signal entdeckt wurde, kann nicht getroffen werden, da es immer eine Wahrscheinlichkeit gibt, daß der Untergrund so fluktuiert, daß er die Anwesenheit eines Signals vortäuschen kann. Deshalb wird zur Entdeckung ein  $5\sigma$ -Effekt gefordert, d.h. der Untergrund muß 5 Standardabweichungen über seinem Mittelwert liegen um das Signal nachzubilden. Die Wahrscheinlichkeit für eine solche Fluktuation liegt bei  $2.85 \cdot 10^{-7}$ .

Die zu diesem  $5\sigma$ -Kriterium gehörende Wahrscheinlichkeit wird Untergrund-Konfidenzniveau  $CL_b$ <sup>2</sup> genannt.

In den meisten Fällen sind Signal- und Untergrund nicht normalverteilt. Da jedoch die Größe der Gauß'schen Signifikanz sehr intuitiv ist, wird eine neue Definition der Signifikanz für beliebige Verteilungen eingeführt.

Dazu wird die Wahrscheinlichkeit,  $N$  oder mehr Ereignisse zu messen, als

$$CL_b = \int_N^{\infty} \rho_b(n) \, dn \quad (\text{D.6})$$

definiert, wobei  $\rho_b$  die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für die Untergrund-Hypothese ist. Anstelle von Ereigniszahlen kann jede Art von Teststatistik verwendet werden, die das Experiment beschreiben kann.

Das so ermittelte Konfidenzniveau kann für eine Normalverteilung mit dem Mittelwert 0 und der Standardabweichung 1 umgerechnet werden. Die Signifikanz  $x$

---

<sup>2</sup>Es sei darauf hingewiesen, daß es sich nicht um ein Konfidenzniveau von 5 oder mehr Standardabweichungen *ausserhalb* der Untergrunderwartung, sondern um 5 oder mehr Standardabweichungen *über* der Untergrunderwartung handelt.

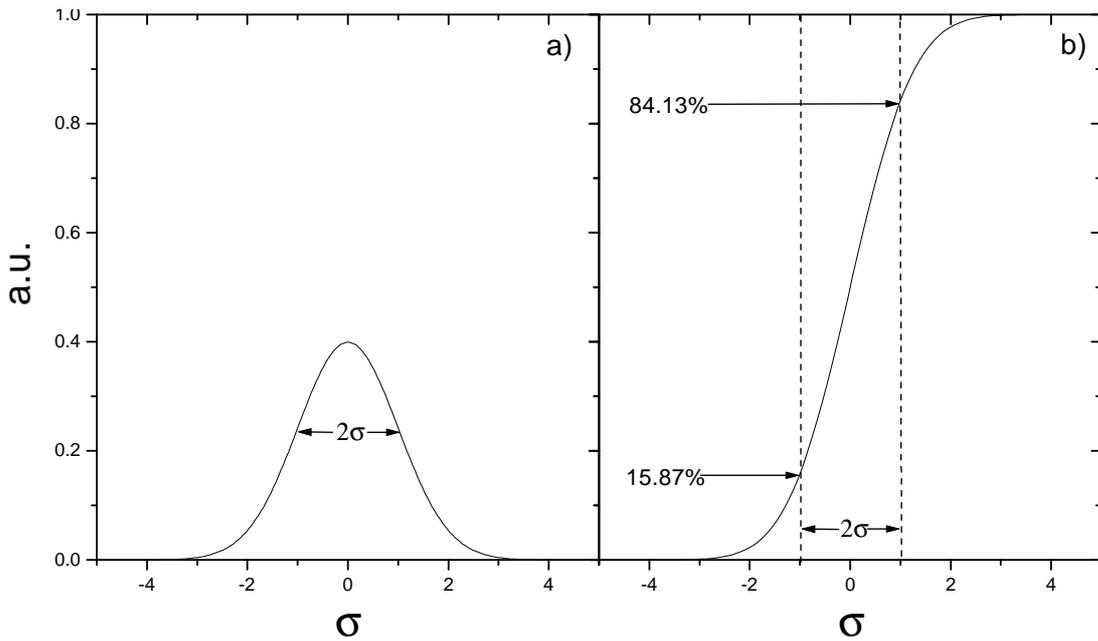


Abbildung D.2: Faltung einer Gauß-Kurve mit einer Sprung-Funktion  $\Theta$ .

Abbildung a) zeigt eine flächennormierte Gauß-Kurve. Die  $x$ -Achse ist in Einheiten der Standardabweichung  $\sigma$  skaliert. Abbildung b) zeigt die Fehlerfunktion  $\text{erf}(x)$ , die sich bei der Faltung einer flächennormierten Gauß-Kurve mit einer Sprung-Funktion ergibt.

ergibt sich damit aus

$$CL_b = \frac{1 - \text{erf}(x/\sqrt{2})}{2} \quad . \quad (\text{D.7})$$

Die Fehlerfunktion  $\text{erf}(x)$  ist in Abbildung D.2 erläutert. Für  $x = 5$  ergibt sich damit ein Konfidenzniveau von  $2.85 \cdot 10^{-7}$ .

# E Umrechnung des $\xi^2$ -Wertes in den Phion-Modell-Parameter $\omega$

Die Berechnung des  $\xi^2$ -Wertes ist in Gleichung (6.1) mit

$$\xi^2 = \text{BR}(H \rightarrow \text{Inv.}) \frac{\sigma_{\text{Prod.}}}{\sigma_{\text{Prod.} | \text{SM}}} \quad (\text{E.1})$$

angegeben. Im Phion-Modell vereinfacht sich diese Gleichung aufgrund des Standardmodellwirkungsquerschnitts zu

$$\xi^2 = \text{BR}(H \rightarrow \text{Inv.}) \quad . \quad (\text{E.2})$$

Für das Verzweigungsverhältnis gilt zusätzlich

$$\text{BR}(H \rightarrow \text{Inv.}) = \frac{\Gamma_{\text{Phion}}}{\Gamma_{\text{Phion}} + \Gamma_{\text{SM}}} \quad . \quad (\text{E.3})$$

Werden die Gleichungen (E.2) und (E.3) gleichgesetzt, ergibt sich unter Verwendung der Breite des Higgs-Bosons im Phion-Modell (s. Gl. (2.29))

$$\xi^2 = \frac{1}{1 + \frac{1 + \Gamma_{\text{SM}}}{\frac{\omega^2 v^2}{32\pi m_H}}} \quad . \quad (\text{E.4})$$

Das Umstellen der Gleichung liefert das Ergebnis

$$\omega = \sqrt{\frac{\Gamma_{H_{\text{SM}}} m_H}{\frac{1}{\xi^2} - 1} \frac{32\pi}{v^2}} \quad , \quad (\text{E.5})$$

wobei für alle Berechnungen die Breiten des Standardmodell-Higgs-Bosons mit HDECAY [Spi97] ermittelt wurden.

# Literaturverzeichnis

- [ATL94] ATLAS Collaboration: *ATLAS Technical Proposal*, CERN/LHCC/94-43, (1994)
- [ATL98] E. Richter-Was, D. Froidevaux, L. Poggioli: *ATLFAST 2.0 a fast simulation package for ATLAS*, ATL-PHYS-98-131 (1998)  
Alle 'ATLAS Internal Notes' sind über den CERN Document Server abrufbar:  
[http://weplib.cern.ch/Home/ATLAS\\_Collection](http://weplib.cern.ch/Home/ATLAS_Collection)
- [ATL99] ATLAS Collaboration: *ATLAS Detector and Physics Performance, Technical Design Report Volume I*, CERN/LHCC 99-14, (1999)
- [Akh01] R. Akhouri, J.J. van der Bij, H. Wang: *Interplay between perturbative and non-perturbative effects in the stealthy Higgs model*, Eur.Phys.J.C 20, 497-505 (2001)
- [Bar89] R.J. Barlow, *Statistics*, John Wiley & Sons (1989)
- [Bea01] ATLAS Liquid Argon HEC Collaboration: *Performance of the ATLAS Hadronic End-Cap Calorimeter in Beam Tests*, ATL-LARG-2001-019 (2001)
- [Bel00] G. Belanger, F. Boudjema, F. Donato, R. Godbole, S. Rosier-Lees: *SUSY Higgs at the LHC: Effects of light charginos and neutralinos*, hep-ph 0002039, (2000)
- [Bin97] T. Binoth, J.J. van der Bij: *Influence of strongly coupled, hidden scalars on Higgs signals*, Z.Phys. C75, 17-25 (1997)
- [Bin99] T. Binoth, J.J. van der Bij: *The stealthy Higgs model at future Linear Colliders*, arXiv:hep-ph/9908256 (1999)
- [Bro95] I.N. Bronstein, K.A. Semendjaev: *Taschenbuch der Mathematik*, Verlag Harri Deutsch (1995) 297
- [CMS94] CMS Collaboration: *CMS Technical Proposal*, CERN/LHCC/94-38 (1994)

- [CTEQ5] H. L. Lai, J. Huston, S. Kuhlmann, J. Morfin, F. Olness, J. F. Owens, J. Pumplin, W. K. Tung: *Global QCD Analysis of Parton Structure of the Nucleon: CTEQ5 Parton Distributions*, Eur.Phys.J. C12 (2000)
- [Cal69] C.G. Callan Jr., D.J. Gross: Phys.Rev. Lett. **22** (1969) 156
- [Cal97] ATLAS Collaboration: *Calorimeter Performance, TDR*, CERN/LHC 96-40 (1997)
- [Cav96] D. Cavalli, D. Froidevaux, F. Gianotti, L. Poggoli, S. Resconi, E. Richter-Was: *Minimal Supersymmetric Standard Model Higgs rates and backgrounds in ATLAS*, ATLAS Internal Note ATL-PHYS-96-074 (1996)
- [Che01] Y. Chen, J.C. Collins, N. Tkachuk: *Subtraction method for NLO corrections in Monte-Carlo event generators for Z boson production*, J. High Energy Phys. 06 (2001) 015
- [Cle94] W.E. Cleland et al: *Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters in a high rate environment*, Nucl. Instr. and Meth. A338 (1994) 467
- [Cou92] R.D. Cousins, V.L. Highland, Nucl.Instr. and Meth. **A 320** (1992) 331
- [Csa96] C. Csaki: *The Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM)*, hep-ph/9606414, (1996)
- [DPG04] Deutsche Physikalische Gesellschaft: *Welt der Physik*, [www.weltderphysik.de](http://www.weltderphysik.de), (2004)
- [Djo93] A. Djouadi, J. Kalinowski, P.M. Zerwas: *Exploring the SUSY Higgs sector at  $e^+e^-$  linear colliders: a synopsis*, Z.Phys. C57, 569-583 (1993)
- [Due03] M. Dührssen: *Untersuchung zur Bestimmung der Higgs-Kopplungsparameter am ATLAS-Detektor*, Diplomarbeit an der Johannes-Gutenberg-Universität Mainz (2003)
- [EWG04] Electro Weak Working Group, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG> (2004)
- [GEANT] *GEANT - Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W5013, Geneva (1993)
- [Gag03] P. Gagnon: *Invisible Higgs boson decays in the ZH and WH channels*, ATL-COM-PHYS-2003-011 (2003)
- [Gre92] W. Greiner: *Quantenmechanik, Teil 1, Einführung*, Verlag Harri Deutsch (1992) 359ff.

- [Gun88] J.F. Gunion, H.E. Haber: *Higgs Bosons in supersymmetric Models (III)*, Nuclear Physics B307 (1988) 445-475
- [Gun93] J.F. Gunion: *Detecting an Invisibly Decaying Higgs Boson at a Hadron Supercollider*, Physical Review Letters 72 (1993) 199-202
- [HER00] G. Corcella, M.H. Seymour et.al.: *HERWIG 6: an event generator for Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons*, arXiv:hep-ph/0011363 (2000)
- [Hal84] F. Halzen, A. D. Martin: *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, Wiley (1984)
- [Hel02] M. Heldmann: *Entwicklung und Test einer Methode zur elektronischen Kalibration der Flüssig- Argon- Kalorimeter des ATLAS-Experiments*, Diplomarbeit an der Johannes-Gutenberg-Universität Mainz (2002)
- [Hel04] M. Heldmann, D. Schroff: *Signal Reconstruction with HEC-Testbeam-Data*, LArg-Note in Vorbereitung (2004)
- [Hig64] P. Higgs, Phys.Rev.Lett 13 (1964) 508
- [Hil87] A. Hill, J.J. van der Bij: *Strongly interacting singlet-doublet Higgs model*, Phys.Rev. D36, 3463-3473 (1987)
- [Häu03] Häusling, K. Jakobs: *Vorlesung im Rahmen des Graduiertenkollegs der Universität Mainz: Jenseits des Standardmodells*, Universität Mainz, 2002
- [IdTDR97] ATLAS Inner Detector Community: *Inner Detector, Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-16, (1997)
- [Jun99] T. Junk, *Modified frequentist analysis of search results*, Inst. Meth. Phys. Res. A 434 (1999) 435
- [Ker02] B. P. Kersevan, E. Richter-Was: *The Monte Carlo Event Generator AcerMC 1.0 with Interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.3*, hep-ph/0201302 (2002)
- [Ker03] B.P. Kersevan, M. Malawski, E. Richter-Was: *Prospects for observing decaying Higgs boson in the  $t\bar{t}H$  production at LHC?*, ATL-PHYS-2003-028 (2003)
- [Kle92] K. Kleinknecht: *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Stuttgart, Teubner (1992)
- [Kur00] L. Kurchaninov: *9th International Conference on Calorimetry in High Energy Physics - pp. 219-226*, Annecy, France (2000)

- [Kur01] L. Kurchaninov: *Modeling of the HEC Electronics Chain*, ATLAS HEC Note 109 (2001)
- [LArTDR96] ATLAS Collaboration: *Liquid Argon Calorimeter, Technical Design Report*, CERN/LHCC096-41, (1996)
- [LCG04] CERN IT division: *LCG*, <http://lcg.web.cern.ch/LCG> (2004)
- [LEP01a] The LEP Higgs Working Group: *Searches for the Neutral Higgs Bosons of the MSSM: Preliminary Combined Results Using LEP Data Collected at Energies up to 209 GeV*, <http://lephiggs.web.cern.ch/LEPHIGGS> LHWG-Note 2001-04 (2001)
- [LEP01b] The LEP working group for Higgs boson searches: *Searches for Invisible Higgs bosons: Preliminary combined results using LEP data collected at energies up to 209 GEV*, arXiv:hep-ex/010732v1 (2004)
- [LEP03] The LEP Working Group for Higgs Boson Searches: *Search for the Standard Model Higgs boson at LEP*, Physics Letters B 565 (2003), 61-75
- [LHC95] D. Boussard et al.: *The Large Hadron Collider: conceptual design*, CERN/AC/95-05 (1995)
- [Mar99] S.P. Martin: *A Supersymmetry Primer*, arXiv:hep-ph/9709356v3 (1999)
- [Mar99b] S.P. Martin, J.D.Wells: *Motivation and detectability of an invisibly-decaying Higgs boson at the Fermilab Tevatron*, hep-ph 9903259, (1999)
- [McN02] P. McNamara: *Higgs Results from LEP2*, [http://www.anta.canterbury.ac.nz/neutrino/overhead/P\\_McNama.pdf](http://www.anta.canterbury.ac.nz/neutrino/overhead/P_McNama.pdf) (2002)
- [Minuit] Minuit - Function Minimization and Error Analysis , CERN Program Library Long Writeup D506, Geneva (1998)
- [MuonTDR97] ATLAS Muon Collaboration: *ATLAS Muon Spectrometer, Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-22, (1997)
- [Mur77] S. Murray: *Laplace-Transformationen. Theorie und Anwendung. 450 ausführliche Lösungsbeispiele*, McGraw-Hill Trade (1997)
- [NLO02] S. Frixione, B.R. Webber: *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*, JHEP06 (2002) 029

- [Neu03] L. Neukermans, B. di Girolamo: *Observing an invisibly decaying Higgs boson in ATLAS via vector boson fusion*, ATL-PHYS-2003-006 (2003)
- [PDF00] H. Plochow-Besch: *PDFLIB - Proton, Pion and Photon Parton Density Functions, Partons Density Functions of the Nucleus, and  $\alpha_S$  Calculations - Users's Manual*, CERN Computer Program Library entry W5051 (2000)
- [PYT01] T. Sjöstrand, P. Edén, C. Friberg, L. Lönnblad, G. Miu, S. Mrenna and E. Norrbin: *PYTHIA 6.154*, Computer Physics Commun. 135 (2001) 238
- [Pov95] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche: *Teilchen und Kerne, Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*, Springer Lehrbuch (1995)
- [PreAmp99] M. Citterio et al.: *The ATLAS calorimeter preamplifier*, CERN-OPEN-2000-052, (1999)
- [Preshp00] W. D. Cwienk et al.: *Preshaper for the Hadron Endcap Calorimeter, Design Review*, ATLAS HEC-Note-094, (2000)
- [QCD00] I.G. Knowles, T. Sjöstrand: *QCD Event Generators*, LEP 2 QCD Generators Report, CERN yellow report
- [ROOT] Rene Brun and Fons Rademakers: *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A 389 (1997) 81-86.  
See also <http://root.cern.ch/>
- [Rad88] V. Radeka: *Low Noise techniques in detectors*, Ann.Rev.Nucl.Part.Sci 38, 217-277 (1988)
- [Rub83] C. Rubbia: *Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with Associated Missing Energy at  $\sqrt{s} = 540$  GeV*, Physics Letters 122B (1983) 103
- [Rub84] C. Rubbia: *Physics Results of the UA1 Collaboration at the CERN Proton-Antiproton Collider* SSI84-027, SLAC Technical Publications Department (1984)
- [Sap01] M. Sapinski: *Jets, b-jets, tau-jets and  $ET_{miss}$  in ATLAS*, ATLAS Internal Communications ATL-COM-CONF-2001-006, (2001)
- [Spi95] M. 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/9510347 (1995)

- [Spi97] A. Djouadi, J. Kalinowski, M. Spira, *HDECAY: a Program for Higgs Boson Decays in the Standard Model and its Supersymmetric Extension*, hep-ph/9704448 (1997)
- [TrigSR98] ATLAS/Trigger Performance Group: *ATLAS Trigger Performance, Status Report*, CERN/LHCC 98-15, (1998)
- [TrigTDR03] ATLAS Trigger Group, Data Acquisition and Controls: *ATLAS High-Level Trigger, Data Acquisition and Controls, Technical Design Report*, ATLAS TDR-016, (2003)
- [TrigTDR98] ATLAS Level-1-Trigger Group: *Level-1 Trigger, Technical Design Report*, CERN/LHCC 98-12, (1998)
- [UA283] The UA2 Collaboration: *Evidence for  $Z0e+e-$  at the CERN  $p$  collider*, Physics Letters B Volume 129, Issues 1-2 (1983), 130-140
- [Wou99] V. Wouter: [http://www.nikhef.nl/pub/experiments/zeus/theses/wouter\\_verkerke/latex2html/node9.html](http://www.nikhef.nl/pub/experiments/zeus/theses/wouter_verkerke/latex2html/node9.html), Zeus Promotion (1999)
- [Wup98] Horst Wupper: *Einführung in die Signalverarbeitung*, Hüthig, Heidelberg (1989)

Diese Arbeit entstand von Oktober 2000 bis März 2003 am Institut für Physik der Universität Mainz und von April 2003 bis Mai 2004 am Physikalischen Institut der Universität Freiburg im Rahmen des ATLAS-Experiments, das vom Bundesministerium für Bildung und Forschung im Rahmen des Programms 'Verbundforschung: Großgeräte der physikalischen Grundlagenforschung' gefördert wird (<http://www.verbundforschung.org>).

# Tabellenverzeichnis

2.1	Die fundamentalen Teilchen des Standardmodells . . . . .	6
2.2	Kopplungen des Higgs-Bosons . . . . .	9
3.1	Parameter des LHC im Proton-Proton-Betrieb; . . . . .	23
3.2	Übersicht über die geplanten Trigger des ATLAS-Experiments . .	36
4.1	Liste der Bezeichnungen . . . . .	45
4.2	Parametersatz für Zelle 33 . . . . .	52
4.3	$\chi^2$ -Ergebnisse für verschiedene Parameterkombinationen . . . . .	60
4.4	Parameter der Funktion $F(s)$ von Kanal 33 . . . . .	60
4.5	Verwendete Teststrahlraten . . . . .	64
6.1	Signal und Untergrundprozesse . . . . .	83
6.2	Anzahl der $W$ -Boson- bzw. top-Quark-Kandidaten . . . . .	84
6.3	Ereignistabelle für den vollhadronischen $t\bar{t}H$ -Endzustand . . . . .	87
6.4	Ereigniszahlen für die $t\bar{t}Z$ -Normierung des vollhadronischen $t\bar{t}H$ - Endzustands . . . . .	91
6.5	Ereignistabelle für den vollhadronischen $t\bar{t}H$ -Endzustand (NLO) .	96
6.6	Ereignistabelle für den semileptonischen $t\bar{t}H$ -Endzustand . . . . .	101
6.7	Ereigniszahlen für die $t\bar{t}Z$ -Normierung des semileptonischen $t\bar{t}H$ - Endzustands . . . . .	102
6.8	Ereignistabelle für den semileptonischen $t\bar{t}H$ -Endzustand (NLO) .	107
6.9	Signifikanzen der kombinierten $t\bar{t}H$ -Endzustände . . . . .	109
6.10	Signal und Untergrundprozesse des Gluon-Fusions-Kanal . . . . .	111
6.11	Ereignistabelle für Gluon-Fusion mit zusätzlichem Jet . . . . .	112

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Dominante Higgs Produktionsmechanismen am LHC . . . . .	9
2.2	Wirkungsquerschnitte der dominanten Higgs Produktionsmecha- nismen am LHC . . . . .	10
2.3	Verzweigungsverhältnisse eines Standardmodell Higgs-Bosons in Abhängigkeit von der Higgs-Masse . . . . .	11
2.4	Experimentell nachweisbare Higgs-Boson-Zerfallsprozesse am LHC	12
2.5	Breite des Higgs-Bosons im Phion-Modell . . . . .	14
2.6	Verzweigungsverhältnisse im Phion-Modell . . . . .	15
2.7	Grenzen des Parameters $\omega$ für verschiedene Skalen $\Lambda$ des Phion- Modells . . . . .	16
2.8	Strahlungskorrekturen zur Higgs-Boson-Masse . . . . .	17
2.9	Vereinheitlichung der Kopplungen bei SUSY . . . . .	18
3.1	Schematische Übersicht der Anordnung der LHC-Experimente . .	22
3.2	Wirkungsquerschnitte und Produktionsraten für einige am LHC wichtige Physikprozesse . . . . .	24
3.3	Schematische Übersicht über die einzelnen Komponenten des ATLAS-Detektors . . . . .	27
3.4	Das Toroid-Magnetsystem des ATLAS-Detektors . . . . .	29
3.5	Schematischer Aufbau des inneren Spurdetektors . . . . .	30
3.6	Das ATLAS-Kalorimetersystem . . . . .	30
3.7	GEANT-Simulation eines elektromagnetischen Schauers in der Ak- kordeonstruktur des EM-Barrel . . . . .	31
3.8	Hadronische Endkappe . . . . .	32
3.9	Elektroden und Signalentstehung . . . . .	34
3.10	Das dreistufige Triggersystem von ATLAS . . . . .	35
4.1	Zusammensetzung des Gesamtrauschens . . . . .	41
4.2	Ausleseelektronik . . . . .	42
4.3	Dreieck und Sprungfunktion nach dem Shaper . . . . .	43
4.4	Kalibrations- und Teilchensignal . . . . .	44
4.5	Schema der Elektronikette . . . . .	46
4.6	Simuliertes Pionsignal . . . . .	48
4.7	Ablauf des Rauschtests von 'NumRec' . . . . .	53

4.8	Abweichung der rekonstruierten Amplitude . . . . .	54
4.9	Teilchensignal $G(s)$ und $G_{\text{NumRec}}(s)$ . . . . .	55
4.10	Histogramm der Abweichungen der rekonstruierten Teilchensignale . . . . .	55
4.11	Histogramm der Standardabweichungen für 20x20 Variationen der Parameter . . . . .	56
4.12	Teststrahl Aufbau am SPS . . . . .	58
4.13	Rekonstruierter Teilchenpuls der Zelle 33 . . . . .	59
4.14	Anpassung eines Kalibrationspulses . . . . .	61
4.15	Teilchensignal mit angepaßter Funktion $G(s)$ . . . . .	62
4.16	Rekonstruktion des Teilchenpulses der Zelle 33 mit verschiedene Kalibrationsübertragungsfunktionen . . . . .	63
4.17	Energiehistogramm . . . . .	64
4.18	Bestimmung des Umrechnungsfaktors $\alpha_{\text{em}}$ . . . . .	65
4.19	Energieauflösung des HEC . . . . .	65
6.1	Vektor-Boson-Fusion: $\Delta\phi$ -Verteilung der Jets . . . . .	75
6.2	Vektor-Boson-Fusion: $\xi^2$ -Verteilung für verschiedene Higgs-Boson-Massen . . . . .	76
6.3	Assoziierte $Z$ -Produktion: Likelihood- und $\cancel{p}_T$ -Verteilungen . . . . .	79
6.4	Assoziierte $Z$ -Produktion: $\xi^2$ -Verteilung für verschiedene Higgs-Boson-Massen . . . . .	79
6.5	$t\bar{t}H$ : Feynmandiagramme des semileptonischen und des vollhadronischen Endzustands . . . . .	81
6.6	$t\bar{t}H$ : $\cancel{p}_T$ -Verteilung . . . . .	82
6.7	$t\bar{t}H$ : $\Delta\phi_{t\bar{t}}$ -Verteilung der top-Quarks . . . . .	83
6.8	$t\bar{t}H$ : $\chi^2$ -Verteilungen der rekonstruierten top-Quarks des vollhadronischen Endzustands . . . . .	88
6.9	$t\bar{t}H$ : $\Delta\phi_{t\bar{t}}$ -Verteilung der rekonstruierten top-Quarks des vollhadronischen Endzustands . . . . .	88
6.10	$t\bar{t}H$ : Vergleich PYTHIA im vollhadronischen Endzustand . . . . .	91
6.11	$t\bar{t}H$ : Vergleich für verschiedene $\cancel{p}_T$ -Selektionen im vollhadronischen Endzustand (PYTHIA/HERWIG) . . . . .	93
6.12	$t\bar{t}H$ : $\xi^2$ -Verteilung für den vollhadronischen Endzustands . . . . .	95
6.13	$t\bar{t}H$ : $\xi^2$ -Verteilung für den vollhadronischen Endzustands (NLO) . . . . .	97
6.14	$t\bar{t}H$ : $M_T(\ell, \cancel{E}_T)$ -Verteilung des semileptonische Endzustands . . . . .	98
6.15	$t\bar{t}H$ : $\Delta\phi$ -Verteilung der rekonstruierten top-Quarks des semileptonische Endzustands . . . . .	100
6.16	$t\bar{t}H$ : Vergleich PYTHIA für verschiedene $\cancel{p}_T$ -Schnitte im vollhadronischen Endzustand . . . . .	103
6.17	$t\bar{t}H$ : Vergleich für verschiedene $\cancel{p}_T$ -Selektionen im semileptonischen Endzustand . . . . .	104
6.18	$t\bar{t}H$ : $\xi^2$ -Verteilung des semileptonischen Endzustands . . . . .	106
6.19	$t\bar{t}H$ : Entdeckungspotenzial des semileptonischen Endzustands (NLO) . . . . .	108

6.20	$t\bar{t}H$ : $\xi^2$ -Verteilung der kombinierten Endzustände . . . . .	109
6.21	Gluon-Fusion: Produktions-Feynmandiagramm mit zusätzlichem Jet	110
6.22	Gluon-Fusion: $\cancel{p}_T$ -Verteilung . . . . .	112
6.23	Parameterbereich des Phion-Modells mit aus LEP und den gezeigten Analysen abgedeckten Bereichen . . . . .	114
B.1	Darstellung eines Systems im Zeitbereich . . . . .	iii
B.2	Darstellung eines Systems im Frequenzbereich . . . . .	iv
D.1	Wahrscheinlichkeitsdichte der Variable $-2 \ln Q$ . . . . .	ix
D.2	Faltung einer Gauß-Kurve mit einer Sprung-Funktion $\Theta$ . . . . .	xi





# Danksagung

Als Abschluß dieser Arbeit möchte ich allen danken, die mir mit Rat und Tat geholfen haben.

An erster Stelle gilt der Dank meiner Frau Esther für die Geduld und die vielen aufmunternden Worte. Besonderer Dank für den Mut, eine Beziehung über eine Distanz an Wochenenden zu leben und die Gewissheit, einen Menschen immer an der Seite zu haben.

Ich möchte mich auch bei meiner Familie, meinen Eltern Stephanie und Franz-Dieter und meiner Schwester Susanne bedanken, die mich während meiner Promotionszeit immer unterstützt haben.

Ich danke meinem Doktorvater Prof. Dr. K. Jakobs für die Diskussionen, die Betreuung und die gute, persönliche Atmosphäre. Er hat mir die Möglichkeit gegeben, bei einem der größten internationalen Projekte der Physik mitzuarbeiten und vieles über Computersimulationen, Statistik und Hochenergiephysik kennenzulernen.

Ganz besonders danken will ich auch meinen beiden Diplomanden/Mitdoktoranden Michael Dührssen und Michael Heldmann für die zahlreichen Anregungen, Motivationen, Kleinigkeiten, Diskussionen, Linux-Tests und natürlich die Gesellschaft an so vielen langen Arbeitstagen. Mit der Portion Ironie und Zynismus (*Wir haben nichts zu lachen*) hat es immer sehr viel Spaß gemacht.

Ich danke meinem Freund Herrn Dipl. Mathematiker Manuel Gauer, der durch seine Korrekturen viele Fehler aus der Arbeit beseitigt hat.

Ebenso danken möchte ich den Kollegen der Arbeitsgruppen ETAP und HACO für die freundliche und angenehme Atmosphäre. Insbesondere seien hier Andrea Dahlhoff, Ulla Blumenschein, David Meder, Peter Marouelli, Ullrich Moosbrugger, Christian Zeitnitz und Till Neunhöffer genannt, die immer Zeit für eine Diskussion und/oder einen Kaffee hatten. Beiden 3. Stockwerken herzlichen Dank für die Hilfsbereitschaft und die vielen offenen Türen.

Den Mitgliedern der LARG-HEC Kollaboration und der Higgs-Physik Working Group danke ich für die fruchtbare und produktive Atmosphäre. An dieser Stelle seien Leonid Kurchaninov, Pavol Stizenec und Jochen Cammin genannt.