

STUDIEN ZUR SUCHE NACH DEM HIGGS-BOSON IN
SIMULIERTEN PP-KOLLISIONEN IN DER
OBJEKTORIENTIERTEN SOFTWAREUMGEBUNG
DES CMS-EXPERIMENTS AM LHC FÜR DEN
KANAL $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$

DEBORAH MIKSAT

DIPLOMARBEIT

AN DER FAKULTÄT FÜR PHYSIK
DER UNIVERSITÄT KARLSRUHE

*Referent: Prof. Dr. G. Quast
Institut für Experimentelle Kernphysik
Korreferent: Priv. Doz. Dr. M. Erdmann
Institut für Experimentelle Kernphysik*

20. FEBRUAR 2004

Inhaltsverzeichnis

Einführung	9
1 Das Higgs-Boson im Standardmodell	11
1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik	11
1.1.1 Das Eichprinzip	12
1.1.2 Spontane Symmetriebrechung	14
1.1.3 Higgs-Mechanismus	15
2 Das CMS-Experiment am LHC	19
2.1 Der Large Hadron Collider	19
2.2 Der CMS-Detektor (Compact Muon Solenoid)	21
2.2.1 Spur- und Pixeldetektor	21
2.2.2 Kalorimeter	21
2.2.3 Myonenkammern	23
2.3 Datennahme des CMS-Detektors	25
2.3.1 Datennahme im Myon-System	25
3 Higgsproduktion und Zerfall am LHC	27
3.1 Higgsproduktion	27
3.1.1 Gluon-Fusion: $gg \rightarrow H$	27
3.1.2 W- und Z-Fusion: $qq \rightarrow V^*V^*qq \rightarrow H^0qq$	28
3.1.3 Assoziierte Higgsproduktion über ein $t\bar{t}$ -Paar und Higgsstrahlung	29
3.2 Higgszerfall	32
3.2.1 Zerfall in masselose Teilchen: $H^0 \rightarrow \gamma\gamma, gg$	32
3.2.2 Zerfall in massive Teilchen: $H^0 \rightarrow q\bar{q}, VV$	33
3.2.3 Verzweigungsverhältnisse und totale Zerfallsbreite	34
4 Ereignisgenerierung und Myon-Rekonstruktion	37
4.1 Generieren von Monte-Carlo-Ereignissen $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$ und den Untergründen	38
4.2 Myon-Rekonstruktion	39
4.2.1 Der Trigger-Algorithmus	40

4.2.2	Der Offline-Muon-Rekonstruktor	50
5	Analyse des Kanals $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ mit Untergrund	57
5.1	Signalprozesse	57
5.2	Bedeutende Untergrundprozesse	58
5.3	Rekonstruktion und Auswahl der Ereignisse	59
5.3.1	Signifikanz	59
5.3.2	Schnitte auf Ereignisse des Monte-Carlo-Generators	61
5.3.3	Rekonstruktionseffizienz und Verteilungen von rekonstruierten Größen	63
5.3.4	Optimierung der Schnitte	75
5.3.5	Isolationsschnitte	78
5.3.6	Schnitte auf die Transversalimpulse	78
5.3.7	Schnitte auf die invarianten Z-Massen	79
5.4	Ergebnisse	79
	Zusammenfassung und Ausblick	87

Abbildungsverzeichnis

1.1	Potential des Higgs-Feldes	15
2.1	LHC	20
2.2	CMS-Detektor	22
2.3	Schnitt durch das CMS Myon System	23
2.4	Spuren von verschiedenen Teilchen durch den Detektor	24
2.5	Myon-System zur Bestimmung von Level1-Myonen	26
3.1	Feynman-Graph: Gluonfusion	28
3.2	K-Faktoren für Higgsproduktion am LHC	28
3.3	Higgsproduktion über W- und Z-Fusion	29
3.4	Assoziierte Higgsproduktion	30
3.5	Higgsstrahlung	30
3.6	Wirkungsquerschnitte für Higgs-Produktion am LHC	31
3.7	Zerfall des Higgs-Bosons in masselose Teilchen	32
3.8	Zerfall des Higgs-Bosons in ein Photon und ein Z-Boson	33
3.9	Higgszerfall in Vektorbosonen	33
3.10	Higgszerfall in Fermion-Antifermion-Paare	34
3.11	Totale Zerfallsreihe des Higgs-Bosons	35
3.12	Verzweigungsverhältnisse des Higgszerfalls	35
3.13	Signifikanz des Higgsbosons für verschiedene Zerfallskanäle	36
4.1	Übersicht über den L1GlobalMuonTrigger	40
4.2	Qualität der Myonen des SingleMuonTriggers	42
4.3	Qualität der Myonen des DiMuonTriggers	42
4.4	χ^2 -Verteilung als 'Matching'-Kriterium	44
4.5	Auflösung für θ und ϕ	45
4.6	Auflösung für p	46
4.7	Abhängigkeit der Auflösung für p in Abhängigkeit von p_T	46
4.8	Auflösung der invarianten reellen Z-Masse und der invarianten reellen Higgsmasse	47
4.9	Effizienz des High-Level-Triggers über p_T	49
4.10	Effizienz des High-Level-Triggers über η	49
4.11	Auflösung für ϕ des GlobalMuonReconstructors	50

4.12	Effizienz des GlobalMuonReconstructors über p_T	51
4.13	Effizienz des GlobalMuonReconstructors über η	52
4.14	Effizienz des StandAloneMuonReconstructors über η	53
4.15	Anzahl der Spuren der Myonen über η	54
4.16	Häufigkeit der Myonen über dem Transversalimpuls und der Pseudorapidität	54
4.17	Effizienz für zwei p_T -Bereiche über η	55
5.1	Feynman-Graph: Higgsproduktion über Gluon-Fusion	58
5.2	Feynman-Graph: ZZ^* -Untergrund	59
5.3	Feynman-Graph: $t\bar{t}$ - Untergrund	60
5.4	Feynman-Graph: $Zb\bar{b}$ -Untergrund	60
5.5	Summe der Transversalimpulse geladener Teilchen um ein Myon im Spurdetektor	65
5.6	Summe der Energien aller geladenen Teilchen um ein Myon im Kalorimeter	66
5.7	Summe der Transversalimpulse geladener Teilchen um ein Generator-Myon im Spurdetektor mit Isolationsschnitten	67
5.8	Transversalimpulse p_T^1 und p_T^2 der Signalereignisse	68
5.9	Transversalimpulse p_T^3 und p_T^4 der Signalereignisse	69
5.10	Transversalimpulse p_T^1 bis p_T^4 der Untergrundereignisse	70
5.11	Invariante Z-Massen der Signalereignisse	72
5.12	Invariante Z-Massen der Untergrundereignisse	73
5.13	Higgsmassen für Signal- und Untergrundereignisse ohne Selektionsschnitte	74
5.14	Fit an Signal plus Untergrund	76
5.15	Signifikanzen für verschiedene Isolationsschnitte	76
5.16	Signal plus Untergrundverteilung für die beste Signifikanz	77
5.17	Verteilung von Signal- und Untergrundereignissen für die Higgsmasse $m_H = 140$ GeV mit allen Selektionsschnitten	81
5.18	Verteilung von Signal- und Untergrundereignissen für die Higgsmasse $m_H = 150$ GeV mit allen Selektionsschnitten	82
5.19	Verteilung von Signal- und Untergrundereignissen für die Higgsmasse $m_H = 160$ GeV mit allen Selektionsschnitten	83
5.20	Verteilung von Signal- und Untergrundereignissen für die Higgsmasse $m_H = 166$ GeV mit allen Selektionsschnitten	84
5.21	Verteilung von Signal- und Untergrundereignissen für die Higgsmasse $m_H = 170$ GeV mit allen Selektionsschnitten	85

Tabellenverzeichnis

1.1	Materie-Teilchen im SM	11
1.2	Eichbosonen im SM	12
2.1	Wichtige Parameter des LHC	19
3.1	Produktionsquerschnitte für das Higgs-Boson am LHC	32
4.1	Auflösung verschiedener Größen des Level3-Triggers	48
5.1	Schnitte auf Ereignisse des Monte-Carlo-Generators	61
5.2	Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse der verschiedenen Kanäle	62
5.3	Erwartete Signalereignisse für ein Jahr LHC	63
5.4	Erwartete Untergrundereignisse für ein Jahr LHC	63
5.5	Rekonstruktions-Effizienz für vier Myonen	64
5.6	Isolations-Schnitte für den Spurdetektor und das Kalorimeter, Unterdrückung der Signal- und Untergrundereignisse	78
5.7	Schnitte auf die Transversalimpulse p_T , Unterdrückung der Signal- und Untergrundereignisse	79
5.8	Schnitte auf die Z-Massen, Unterdrückung der Signal- und Untergrundereignisse	79
5.9	Signifikanzen der verschiedenen Higgsmassen	80
5.10	Zusammenfassung der Signifikanzen der verschiedenen Higgsmassen	88

Einführung

Eine zentrale Frage der heutigen Physik ist die Frage nach dem Zustandekommen der Masse von Elementarteilchen. Im Standardmodell der Teilchenphysik wird dies durch den Higgs-Mechanismus erklärt, der ein bisher noch nicht entdecktes Teilchen vorausagt, das Higgs-Boson.

Durch die Suchen nach dem Higgs-Boson über seine Zerfallsprodukte, wie sie schon bei LEP [11] durchgeführt wurde, konnte zwar der Massenbereich des Higgs-Bosons eingeschränkt werden, aber kein Beweis über seine Existenz erbracht werden. Für die untere Massengrenze, die mit Hilfe von LEP gesetzt werden konnte, ergab sich eine Masse von mindestens $m_H > 114,4 \text{ GeV}$. Eine obere Grenze konnte aufgrund theoretischer Vorhersagen auf $m_H < 193 \text{ GeV}$ festgelegt werden.

Der Nachweis der endgültigen Masse des Higgs-Bosons wird mit Hilfe eines neuen Beschleunigers, dem Large Hadron Collider (LHC) bestimmt werden können. Er wird am Internationalen Labor für Teilchenphysik (CERN) gebaut und seinen Betrieb voraussichtlich im Jahr 2007 aufnehmen. Mit Hilfe einer der vier Detektoren, dem Compact Muon Solenoid (CMS) Detektor, werden die Zerfallsprodukte des Higgs-Bosons und somit das Higgs-Boson selbst nachgewiesen werden können.

In dieser Arbeit wird mit Hilfe von Computersimulationen gezeigt, wie gut und in welchem Zeitrahmen das Higgs-Boson in einem Massenbereich von $140 \text{ GeV} \leq m_H \leq 170 \text{ GeV}$ mit dem CMS-Detektor im Zerfallskanal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ nachweisbar sein wird.

Um Vorhersagen über die Higgsmasse machen zu können, ist es wichtig, genaue Information über die Beschaffenheit des Detektors zu haben, um die Ergebnisse richtig zu deuten. Hierfür werden zunächst einige vorbereitende Studien zur Rekonstruktion gemacht, bevor der oben erwähnte Zerfallskanal des Higgs-Bosons genauer betrachtet wird.

In Kapitel eins wird ein kurzer Überblick über das Standardmodell der Teilchenphysik gegeben, wobei näher auf die führende Rolle des Higgs-Mechanismus und die Notwendigkeit der Existenz des Higgs-Bosons eingegangen wird. Kapitel zwei gibt einen kurzen Überblick über den Beschleuniger LHC und den CMS-Detektor mit seinen Eigenschaften. Das dritte Kapitel zeigt, auf welche Art das Higgs-Boson am LHC produziert und in welche Teilchen es zerfallen kann.

In Kapitel vier wird die benötigte Software zur vollen Detektorsimulation und zur Rekonstruktion von Teilchen beschrieben. Dabei wird auf die wichtigsten Rekonstruktionsalgo-

¹Centre Européenne pour la Recherche Nucléaire

rithmen, die für diese Analyse notwendig sind, näher eingegangen. Außerdem werden hier einige Studien zur Effizienz und Auflösung verschiedener Algorithmen aufgezeigt. Kapitel fünf schließlich zeigt die Ergebnisse für die Vorhersagen des Higgs-Bosons in einem Massenbereich von $140\text{GeV} \leq m_H \leq 170\text{GeV}$ für vollständig simulierte Ereignisse des Kanals $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ und seine Untergrundprozesse.

Kapitel 1

Das Higgs-Boson im Standardmodell

1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Elementarteilchen-Physik (SM) beschreibt die fundamentalen Bausteine der Materie und deren Wechselwirkung untereinander. Die fundamentalen Teilchen im SM sind in zwei Klassen geteilt, eine Klasse aus sechs sogenannten Leptonen und eine Klasse, die aus sechs Quarks besteht. Diese Teilchen werden Fermionen genannt, da sie einen halbzahligen Spin haben, Teilchen mit ganzzahligem Spin werden Bosonen genannt. Diese zwei Klassen von Teilchen lassen sich nach ihren Eigenschaften wiederum jeweils in drei Familien einteilen. Schaubild 1.1 zeigt die Familien im Standardmodell.

	Familie	Name	Ladung	Masse
Leptonen	I	e (Elektron)	-1	0,51 MeV
		ν_e (Elektron-Neutrino)	0	< 3 eV
	II	μ (Myon)	-1	105,66 MeV
		ν_μ (Myon-Neutrino)	0	< 0,19 MeV
	III	τ (Tau)	-1	1776,99 MeV
		ν_τ (Tau-Neutrino)	0	< 18,2 MeV
Quarks	I	Up	2/3	1,5–4,5 MeV
		Down	-1/3	5,0–8,5 MeV
	II	Charm	2/3	1,0–1,4 GeV
		Strange	-1/3	80,0–155,0 MeV
	III	Top	2/3	174,3 GeV
		Bottom	-1/3	4,0–4,5 GeV

Tabelle 1.1: In der Tabelle sind die fundamentalen Teilchen des Standardmodells mit ihren Eigenschaften zusammengefaßt.

Die Familien bestehen jeweils aus einem Lepton und dem zugehörigen Neutrino, dem Elektron e, Elektronneutrino μ_e , dem Myon μ , Myon-Neutrino ν_μ und dem τ und Tau-

Name	Ladung	Masse [GeV]	Wechselwirkung
g (Gluon)	0	0	starke WW
γ (Photon)	0	0	elektromagnetische WW
Z^0	0	91,187	schwache WW
$W^{+/-}$	+/-	80,423	schwache WW

Tabelle 1.2: Eichbosonen im Standardmodell

Neutrino ν_τ . Die Quark-Familien bestehen jeweils aus zwei Quarks, dem Up- und Down-, Strange- und Charm- und dem Top- und Bottom-Quark. Leptonen werden als freie Teilchen betrachtet, wohingegen noch keine freien Quarks beobachtet wurden. Quarks treten nur in gebundenen Zuständen auf, die Hadronen genannt werden. Baryonen bestehen aus drei Quarks und Mesonen aus einem Quark und einem Anti-Quark.

Damit das Pauli-Prinzip für Baryonen [17] gewährleistet ist, muss die Farbladung als weitere Quantenzahl eingeführt werden. Sie kann die Werte rot, grün oder blau, mit der jeweils entgegengesetzten Ladung antirot, antigrün und antiblau annehmen. Da alle beobachteten Teilchen farbneutral sind, müssen in Baryonen alle drei Farbladungen enthalten sein, während Mesonen jeweils eine Farbe und die entsprechende Antifarbe enthalten. Leptonen tragen keine Farbladung und sind damit ebenfalls farbneutral.

Die Wechselwirkungen dieser Teilchen finden durch Austausch von sogenannten Eichbosonen statt. In Tabelle 1.2 sind die Eichbosonen für die jeweilige Wechselwirkung zusammengestellt. Es wird zwischen drei Wechselwirkungen im SM unterschieden, der elektromagnetischen, der starken und der schwachen Wechselwirkung. Bis heute ist es nicht gelungen, die vierte Wechselwirkung, die Gravitation, in dieses Modell miteinzubeziehen. Da sie aber in dem Bereich, den wir betrachten, sehr schwach im Vergleich zu den anderen fundamentalen Kräften ist, kann sie hier vernachlässigt werden. Eine genaue Beschreibung des Standardmodells kann in [7] gefunden werden.

1.1.1 Das Eichprinzip

Die drei Wechselwirkungen im Standardmodell werden mit Hilfe von Eichtheorien beschrieben. Dabei spielen Symmetrietransformationen eine zentrale Rolle. Bleibt die Lagrange-Dichte \mathcal{L} eines Feldes ϕ unter einer Transformation $U: \psi \rightarrow U\psi$ forminvariant, spricht man von Symmetrie und nach dem Noether-Theorem existiert in diesem Fall eine Erhaltungsgröße. Die Abhängigkeit von Transformationen, Symmetrien und Erhaltungsgrößen wird durch die Lagrangetheorie beschrieben, wobei man von der folgenden Euler-Lagrange-Gleichung ausgeht:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \psi(x)} - \partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \psi(x))} = 0. \quad (1.1)$$

Betrachtet man die Lagrange-Dichte eines freien Spin-1/2-Feldes, dem Dirac-Feld, das

das Feld eines geladenen Teilchens beschreibt:

$$\mathcal{L}^{Dirac} = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi(x), \quad (1.2)$$

so erhält man eine Invarianz unter globalen Phasentransformationen $\psi(x) \rightarrow e^{i\chi}\psi(x)$. Die Menge der Phasentransformationen $U(\alpha) = e^{i\chi}$ bilden eine unitäre abelsche Gruppe², die als $U(1)$ bezeichnet wird.

Da also \mathcal{L}^{Dirac} invariant unter $U(1)$ ist, folgt daraus die Existenz eines erhaltenen Stromes $j^\mu = (\rho, \vec{j})$, d.h. $\partial_\mu j^\mu = 0$.

Hängt die Transformationsvorschrift von Ort und Zeit ab, d. h. $\chi = \chi(x)$, spricht man von lokalen Eichtransformationen. Diese sind von der Form $\psi(x) \rightarrow e^{i\chi(x)}\psi(x)$.

Um die Invarianz von \mathcal{L}^{Dirac} auch für diese lokalen Transformationen zu gewährleisten, muss das Eichfeld A_μ als zusätzliches Vektorfeld eingeführt werden. Mathematisch wird dies durch die kovariante Ableitung $D_\mu\psi \rightarrow e^{i\chi(x)}D_\mu\psi$ ausgedrückt, die die normale Ableitung in der Lagrangedichte ersetzt. A_μ muss unter der lokalen Transformation die Eigenschaft $A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\chi$ besitzen. Wenn wir nun ∂_μ durch unsere neue Ableitung ersetzen, sehen wir, dass Gleichung (1.2) invariant unter der Transformation bleibt:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{Dirac} &= \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi(x) \\ &= \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi(x) + e\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\psi A_\mu. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Wird das neue Feld A_μ als ein Photon-Feld betrachtet und führen wir einen weiteren invarianten Term $F_{\mu\nu}$ ein, der der kinetischen Energie entspricht, erhalten wir die Lagrangedichte der QED:

$$\mathcal{L}^{Dirac} = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi(x) + e\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\psi A_\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.4)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \quad (1.5)$$

Die lokal phasentransformierte Dirac-Wellenfunktion erfüllt jetzt nicht mehr die 'freie' Dirac-Gleichung eines Teilchens im Vakuum, sondern die Dirac-Gleichung mit elektromagnetischem Feld, das durch $A_\mu(x)$ beschrieben wird. Das Postulat der lokalen Phaseninvarianz der Dirac-Gleichung impliziert also die Existenz des elektromagnetischen Feldes. Die Anwendung dieses Eichprinzips auf andere Transformationen führt zur Existenz von weiteren Vektorfeldern: lokale Transformationen bezüglich des schwachen Isospins und der schwachen Hyperladung ($SU(2)$ -Gruppe) führen zur Existenz der W- und Z-Boson-Felder, lokale Transformationen bezüglich der Farb- $SU(3)$ -Gruppe der Quarks zur Existenz der Gluon-Felder.

Wir betrachten nun die $SU(2)$ -Transformationen für die schwache Wechselwirkung, welche von der folgenden Form sind:

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\frac{\vec{\alpha}}{2}\vec{\chi}(x)}\psi(x). \quad (1.6)$$

¹unitär bedeutet: $UU^\dagger = 1$
²

Um das Eichprinzip auf die schwache Wechselwirkung zu übertragen, muss der dreidimensionale Vektor \vec{W}_μ eingeführt werden. Die Lagrangedichte ergibt sich dann als:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi(x) - \bar{\psi}(x)(i\gamma_\mu ig\frac{\vec{\sigma}}{2}\vec{W}_\mu)\psi(x) \\ &\quad - \frac{1}{4}\sum_i F_{\mu\nu}^{(i)}F^{(i)\mu\nu} + \frac{1}{2}M^2\vec{W}^\mu\vec{W}_\mu \end{aligned} \quad (1.7)$$

$$F_{\mu\nu}^{(i)} = \partial_\nu W_\mu^i - \partial_\mu W_\nu^i + g\epsilon_{ijk}W_\mu^j W_\nu^k. \quad (1.8)$$

Man sieht, dass die ersten drei Terme der Gleichung invariant bleiben, aber nicht der Massenterm der Eichbosonen. Die Lagrangedichte ist also nicht invariant unter SU(2)-Transformationen und die Eichinvarianz ist gebrochen.

1.1.2 Spontane Symmetriebrechung

Wie wir im vorhergehenden Abschnitt gesehen haben, müssen Bosonen masselos sein, um der Eichinvarianz zu genügen. Für masselose Gluonen und Photonen ist dies ohne Probleme erfüllt. Wir wissen jedoch, dass die Masse der Eichbosonen W und Z der schwachen Wechselwirkung sehr groß ist. Um also in diesem Fall trotzdem an der Eichinvarianz festzuhalten, wird ein Higgs-Feld eingeführt, mit dem die Bosonen wechselwirken und das ihnen eine 'scheinbare Masse' verleiht. Dies wird durch spontane Symmetriebrechung und dem Higgs-Mechanismus beschrieben.

Um also geladene Teilchen beschreiben zu können, wird ein komplexes Higgs-Feld gewählt, das von der Form

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1(x) + i\phi_2(x)) \quad (1.9)$$

ist. Das Potential des Higgs-Feldes und die Lagrangedichte ergeben sich damit als:

$$V(x) = -\frac{1}{2}\mu^2|\phi|^2 + \frac{1}{4}\lambda^2|\phi|^4 \quad (1.10)$$

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi)(\partial^\mu\phi + \mu^2|\phi|^2 - \frac{1}{2}\lambda^2|\phi|^4). \quad (1.11)$$

Die Potentialfläche ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Sie ist rotationssymmetrisch um die Ordinate und hat ihr Minimum auf einem Kreis mit Radius μ/λ . Der Vakuumerwartungswert des Feldes hat den Absolutbetrag $\phi_0 = \frac{v}{\sqrt{2}}$ mit $v = \mu/\lambda$. Ohne Einschränkung der Allgemeinheit kann für das Feld im Grundzustand ein positiv reeller Wert $\phi_0 = \frac{\mu}{2\lambda}$ gewählt werden. Wir betrachten nun einen Zustand $\phi(x)$ in der Nähe des Grundzustandes

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x) + i\xi(x)). \quad (1.12)$$

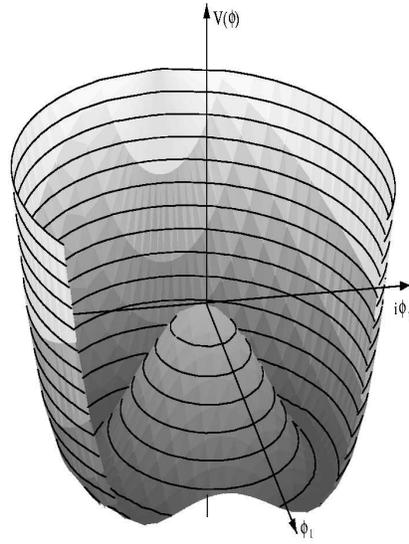


Abbildung 1.1: Gezeigt ist eine dem Higgs-Potential ähnliche Funktion aus [9].

Das Potential hat dort den Wert:

$$V(x) = -\frac{\mu^2}{2}(v + \eta + i\xi)(v + \eta - i\xi) + \frac{\lambda^2}{4}[(v + \eta + i\xi)(v + \eta - i\xi)]^2 \quad (1.13)$$

und für die Lagrangedichte ergibt sich daraus:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - \mu^2 \eta^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \psi)(\partial^\mu \xi) + \mathcal{O}(\eta, \xi). \quad (1.14)$$

Der erste Term ist die Lagrangedichte für das Feld η und beschreibt ein Teilchen, das die Masse $m_\eta = 2\mu$ trägt. Der zweite Term ist eine freie Lagrangedichte für das Feld ξ , das ein Teilchen ohne Masse $m_\xi = 0$ beschreibt. Der letzte Term schließlich beschreibt die Kopplungen dieser beiden Felder. Das ξ -Teilchen wird Goldstein-Boson genannt. Das Goldstein-Theorem besagt, wenn die Lagrange-Funktion eine exakt kontinuierliche Symmetrie hat, die der Grundzustand nicht aufweist, ein masseloses Teilchen auftritt. In diesem Fall ist \mathcal{L} invariant gegenüber einer globalen Phasentransformation, der Grundzustand ϕ_0 hat diese Invarianz nicht mehr. Man spricht von spontaner Symmetriebrechung. Wir erhalten also nicht nur ein massives Boson, sondern auch ein masseloses Boson, welches in der Theorie des SM nicht vorhanden ist. Dieses Problem kann allerdings gelöst werden, wenn wir die Idee der spontanen Symmetriebrechung auf den Fall der lokalen Eichinvarianz übertragen.

1.1.3 Higgs-Mechanismus

Die Lagrangedichte für das Higgs-Feld und das elektromagnetische Feld ist:

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)(D^\mu \phi)^* + \mu^2(\phi\phi^*)^2 - \frac{\mu^2}{v^2}(\phi\phi^*)^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.15)$$

mit der kovarianten Ableitung $D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu$.

Diese Lagrangedichte ist invariant gegen über lokalen Eichtransformationen

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) - \partial_\mu \chi(x); \quad (1.16)$$

$$\phi(x) \rightarrow \exp iq\chi(x)\phi(x). \quad (1.17)$$

Wir übertragen diese Funktion auf ein Higgs-Feld, das sich in der Nähe des Grundzustandes befindet

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x) + i\xi(x)), \quad (1.18)$$

und erhalten die Lagrange-Funktion

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - \mu^2 \eta^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \xi)(\partial^\mu \xi) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}q^2 v^2 A_\mu A^\mu + qv A_\mu (\partial^\mu \xi). \quad (1.19)$$

Die Funktion beschreibt ein Teilchen der Masse $m = \sqrt{2}\mu$, das η -Feld, ein Teilchen der Masse null, das ξ -Feld und schließlich das elektromagnetische Feld mit den Zusatztermen $(1/2)q^2 v^2 A_\mu A^\mu$ und $qv A_\mu (\partial^\mu \xi)$.

Es existiert also immer noch ein Goldstein-Boson. Nutzt man jetzt die Eichinvarianz der Lagrangedichte und führt eine lokale Transformation der Form

$$\chi(x) = -\frac{1}{qv} \cdot \xi(x) \quad (1.20)$$

durch, ergibt sich dadurch

$$\begin{aligned} A_\mu(x) &\rightarrow A_\mu(x) + \partial_\mu \left(\frac{1}{qv} \xi(x) \right) \\ \phi(x) &\rightarrow e^{iq \frac{1}{qv} \xi(x)}. \end{aligned} \quad (1.21)$$

Setzt man A_μ und ϕ in \mathcal{L} ein, so folgt

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - \mu^2 \eta^2 + \left(-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}q^2 v^2 A_\mu A^\mu \right) \quad (1.22)$$

$$+ \left(vq^2 \eta(A_\mu A^\mu) + \frac{1}{2}q^2 \eta^2(A_\mu A^\mu) - v\lambda \eta^3 - \frac{1}{4}\lambda^2 \eta^4 \right) + \left(\frac{v\lambda^2}{2} \right)^4. \quad (1.23)$$

Wie an der Lagrangefunktion zu sehen ist, wurde das masselose Goldstein-Boson eliminiert und übrigbleibt ein massiver Skalar η , das 'Higgs-Boson', und ein massives Eichfeld A_μ . Dies ist der Higgs-Mechanismus, aufgebaut auf der Zusammenführung von Eichinvarianz und spontaner Symmetriebrechung.

Für die schwache Wechselwirkung wird diese Prozedur noch einmal für die $SU(2)$ -Symmetrie wiederholt, wobei man die massiven Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung, das W und die Z -Bosonen erhält. Diese Theorie wird 'Weinberg-Salam-Modell' genannt [28]. Eine detaillierte Beschreibung des Higgs-Mechanismus kann in [6] und [23] gefunden werden. Im Standardmodell ist der Higgs-Mechanismus verantwortlich für die Massen der Eichbosonen W und Z der schwachen Wechselwirkung. Im Detail ist das Modell noch nicht vollständig verstanden, das Higgs-Boson konnte bisher noch nicht experimentell nachgewiesen werden, aber mit Hilfe dieses Mechanismus ist es möglich, alle fundamentalen Wechselwirkungen im Standardmodell durch Eichtheorien zu beschreiben.

Kapitel 2

Das CMS-Experiment am Large Hadron Collider

2.1 Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (LHC) am CERN ist ein Proton-Proton Beschleuniger, der voraussichtlich im Jahr 2007 in Genf in Betrieb genommen wird. Zwei Proton-Strahlen werden in entgegengesetzter Richtung in einem 26,7 km langen Speicherring beschleunigt und an vier Stellen mit einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV zur Kollision gebracht. Durch supraleitende Magnete, die ein Magnetfeld bis zu 8 T erzeugen, werden die Teilchenstrahlen fokussiert und auf ihrer Bahn gehalten. Die wichtigsten Parameter des LHC sind in Tabelle 2.1 zusammengestellt.

Schwerpunktsenergie	14 TeV
Magnetfeld	8.33 T
niedrige Luminosität	$2 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
hohe Luminosität	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Anzahl der 'bunches'	2835
Anzahl der Teilchen pro 'bunch'	$1,1 \cdot 10^{11}$
zeitl. Abstand der 'bunches'	24,95 ns
räuml. Entfernung der 'bunches'	7,48 m

Tabelle 2.1: Die wichtigsten Parameter des LHC.

In der Anfangsphase wird LHC mit einer Luminosität von $2 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ laufen, bevor eine Luminosität von $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht werden wird. 2835 sogenannte 'bunches' mit jeweils $1,1 \cdot 10^{11}$ Protonen füllen den Speicherring und treffen alle 25 ns an den vier Kollisionspunkten (in den Detektoren) aufeinander.

An den vier Kollisionspunkten wird jeweils ein Detektor stehen: zwei der Detektoren

ALICE¹ und LHCb² werden für spezielle Aufgaben entwickelt (Schwerionen-Physik und b-Physik), während die anderen zwei Detektoren CMS³ und ATLAS⁴ Detektoren zur Überprüfung des SM und Theorien darüberhinaus entwickelt werden. Abbildung 2.1 zeigt eine Übersicht über den LHC und die verschiedenen Experimente.

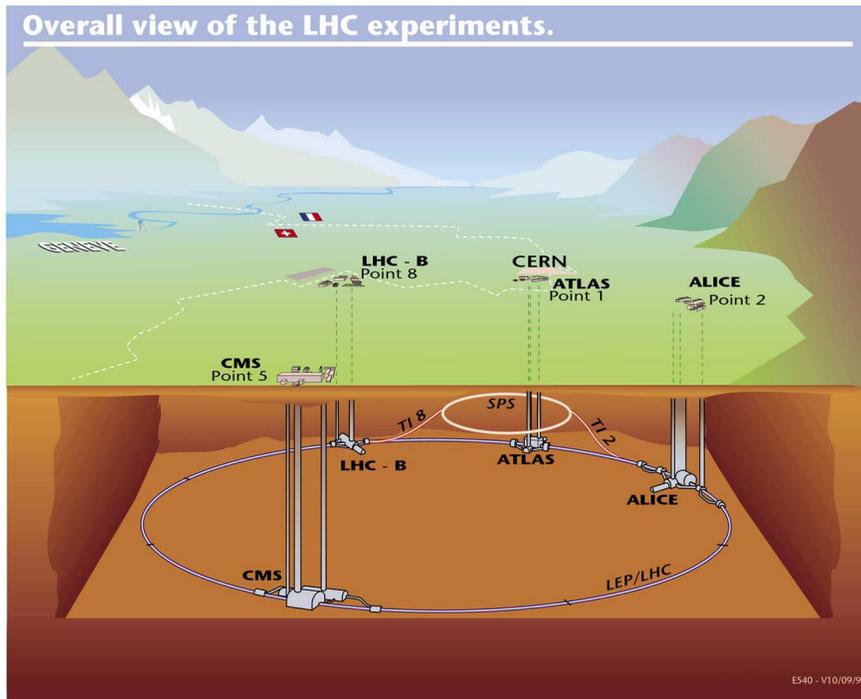


Abbildung 2.1: Übersicht des LHC mit den vier Experimenten ALICE, ATLAS, CMS und LHCb.

Der LHC wird in Bezug auf seine Strahlenergie und Luminosität alle bisherigen Beschleuniger übertreffen. Das wichtigste Ziel wird die Suche nach dem Mechanismus der Symmetriebrechung der elektroschwachen Wechselwirkung und damit die Suche nach dem Higgs-Boson sein, dem einzigen Teilchen des Standardmodells, das bisher noch nicht nachgewiesen werden konnte. Weitere interessante Gebiete sind z. B. die Suche nach supersymmetrischen Teilchen, die Überprüfung des Standardmodells und der CP-Verletzung.

¹A Large Ion Collider Experiment

²Large Hadron Collider beauty experiment

³Compact Muon Solenoid

⁴A Toroidal LHC Apparatus

2.2 Der CMS-Detektor (Compact Muon Solenoid)

Der CMS-Detektor besteht aus verschiedenen Komponenten, wobei der Zentralbereich zylindrisch um den Kollisionspunkt angeordnet ist. Eine Übersicht über den Detektor ist in Abbildung 2.2 gezeigt. Der Detektor ist in einen Zentralbereich und zwei identische Endkappen-Bereiche eingeteilt. Die gesamte Länge des Detektors beträgt 22 m, sein Durchmesser ist 14,6 m und er besitzt ein Gewicht von 12500 t. Der CMS-Detektor wird von einer internationalen Kollaboration von 1800 Physikern aus 150 Instituten in 36 Ländern entwickelt.

Die wichtigsten Komponenten des CMS-Detektors werden im Folgenden erläutert.

2.2.1 Spur- und Pixeldetektor

Mit Hilfe des Magnetfeldes werden im Spurdetektor Impulse geladener Teilchen bestimmt. Da das Magnetfeld in diesem Bereich des Detektors homogen und parallel zur Strahlrichtung ist, lässt sich der Impuls der Teilchen leicht aus der gekrümmten Spur bestimmen. Das Magnetfeld von 4 T wird von einer 12 m langen supraleitenden Spule erzeugt. Außerhalb der Spule konzentriert sich das Magnetfeld in den Eisenabschirmungen des Myon-Systems, so dass der restliche Teil des Detektors einem nur schwachen Feld ausgesetzt ist.

Im Detektor werden zwei Typen von Spurdetektoren eingesetzt. Im Innersten befindet sich der Silizium-Pixeldetektor, der eine sehr hohe Ortsauflösung besitzt, da er aus Pixeln anstatt aus Streifen besteht und somit in einer Detektorlage drei Dimensionen aufgelöst werden können. Außerhalb des Pixeldetektors befinden sich die Silizium-Streifen-Detektoren. Die Streifen sind seitlich verdreht, damit auch hier eine räumliche Auflösung möglich ist, ihre Herstellung ist aber weitaus kostengünstiger als die des Pixeldetektors.

2.2.2 Kalorimeter

Im Kalorimeter werden die Energien und Positionen von hochenergetischen Teilchen wie Elektronen, Photonen und Hadronen gemessen. Bei CMS werden zwei Arten von Kalorimetern eingesetzt: das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) zur Energiemessung von Photonen und Elektronen und das hadronische Kalorimeter (HCAL), in dem Hadronen über die starke Wechselwirkung ihre Energie abgeben.

Das elektromagnetische Kalorimeter besteht hauptsächlich aus einem szintillierenden Material von $PbWO_4$ -Kristallen. Treffen Elektronen oder Positronen auf dieses Material, entwickeln sich elektromagnetischer Schauer, woraus die Energie sehr präzise bestimmt werden kann.

Das hadronische Kalorimeter besteht aus 50 mm dicken Kupferabsorbern, zwischen denen sich Plastikszintillatoren befinden. Auch hier entwickeln sich ähnlich dem elektromagnetischen Kalorimeter hadronische Schauer, die durch inelastische Wechselwirkungen der Hadronen mit den Kernen des Absorbermaterials erzeugt werden. Neutrinos

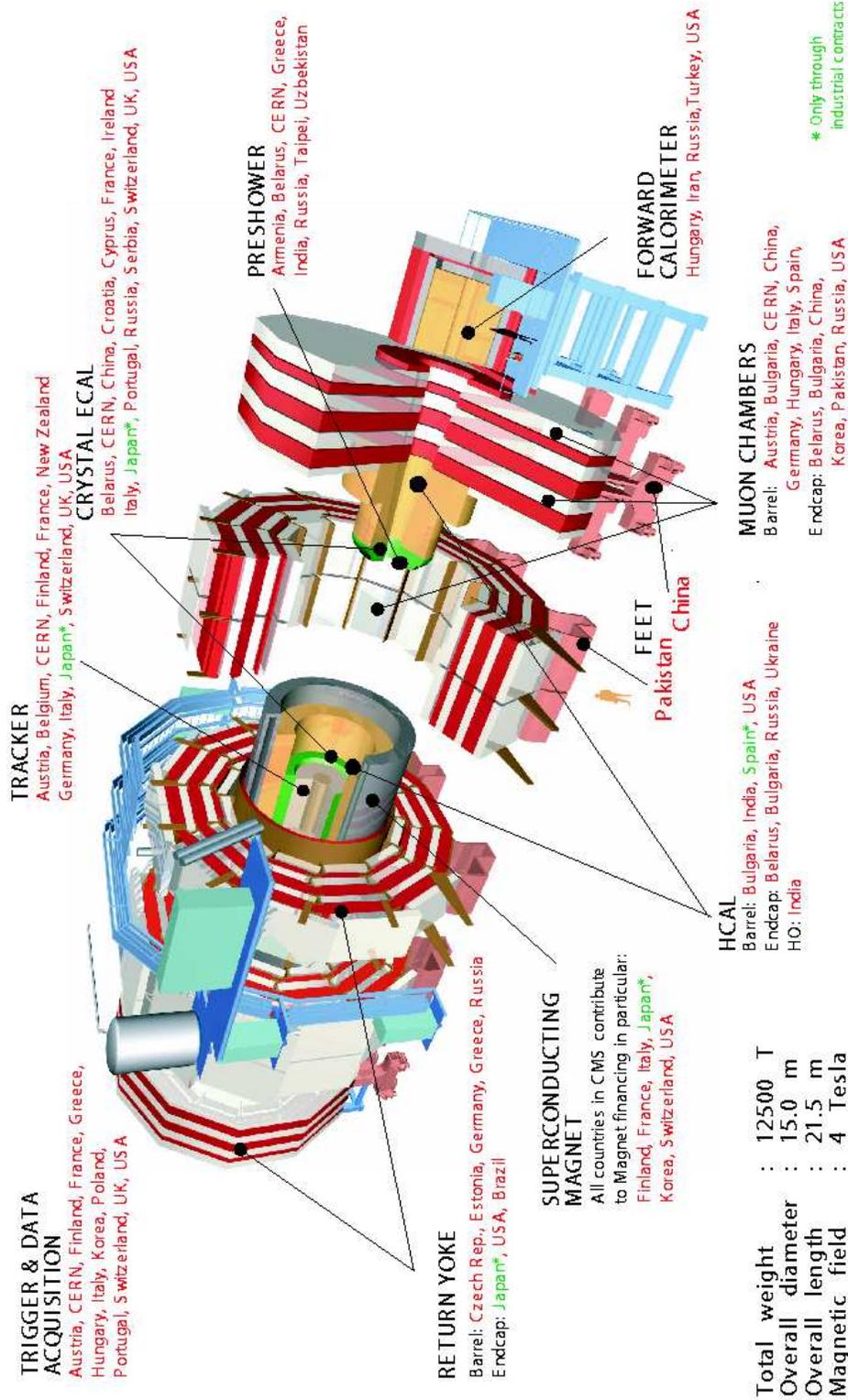


Abbildung 2.2: Gezeigt ist eine Gesamtansicht des CMS-Detektors mit den einzelnen Komponenten.

entkommen zwar der direkten Wechselwirkung, können aber über die fehlende Energie einer Kollision nachgewiesen werden.

2.2.3 Myonenkammern

Die Aufgabe des Myon-Systems ist es, Myonen zu identifizieren und mit Hilfe des Spurdetektors eine präzise Bestimmung der Impulse zu erreichen. Myonen hinterlassen zwar eine Spur im Spurdetektor, werden jedoch von den Kalorimetern kaum beeinflusst. Das Myon-System in CMS besteht aus Driftkammern (Drift Tubes) im Zentralbereich, Kathodenstreifenkammern (Cathode Strip Chambers) im Endkappenbereich des Detektors und RPCs (Resistive Plate Chambers), die den ganzen Detektorbereich abdecken. Außerdem hat das System eine starke Eisenabschirmung, weshalb nur Myonen und Neutrinos bis in diesem Bereich vordringen können. Wie in Abbildung 2.3 zu sehen, sind die Kammern in verschiedenen Schichten angeordnet. Zwischen jeder dieser Schichten befindet sich ein Eisenjoch zur Abschirmung von anderen Teilchen wie z. B. Hadronen. Die Abschirmung dient aber auch zum Spurennachweis und somit zur Impulsbestimmung aus der gekrümmten Spur der Myonen, da das Magnetfeld hier mit 2 T am stärksten außerhalb der Spule ist. Das Myon-System ist der größte Teil des Detektors und erstreckt sich über einen Bereich einer Pseudorapidität von $0 < |\eta| < 2,4$. Abbildung 2.4 zeigt einen Schnitt durch den Detektor mit Spuren, die verschiedene Teilchen in den unterschiedlichen Komponenten des Detektors hinterlassen.

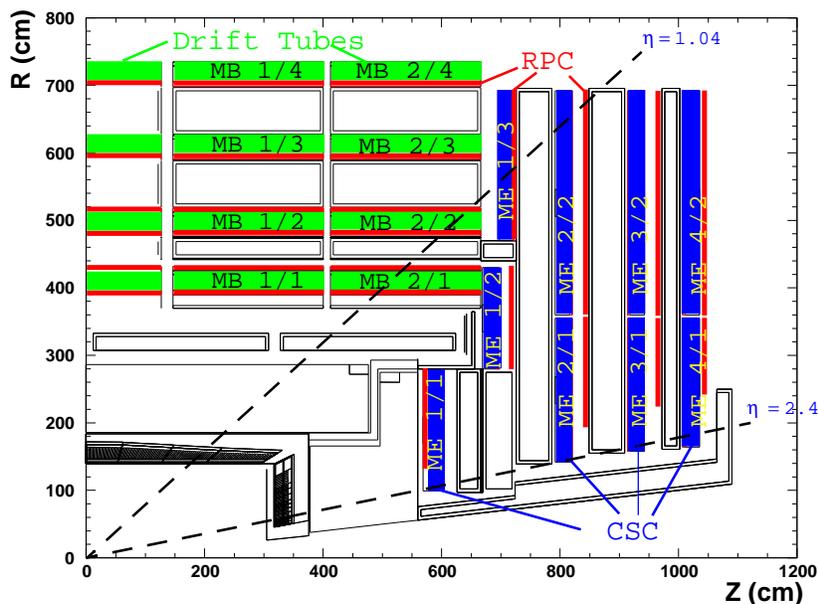


Abbildung 2.3: Schnitt durch das CMS Myon-System. Zu sehen sind die Schichten der Driftkammern, der Kathodenstreifenkammern und die des RPCs (Resistive Plate Chambers).

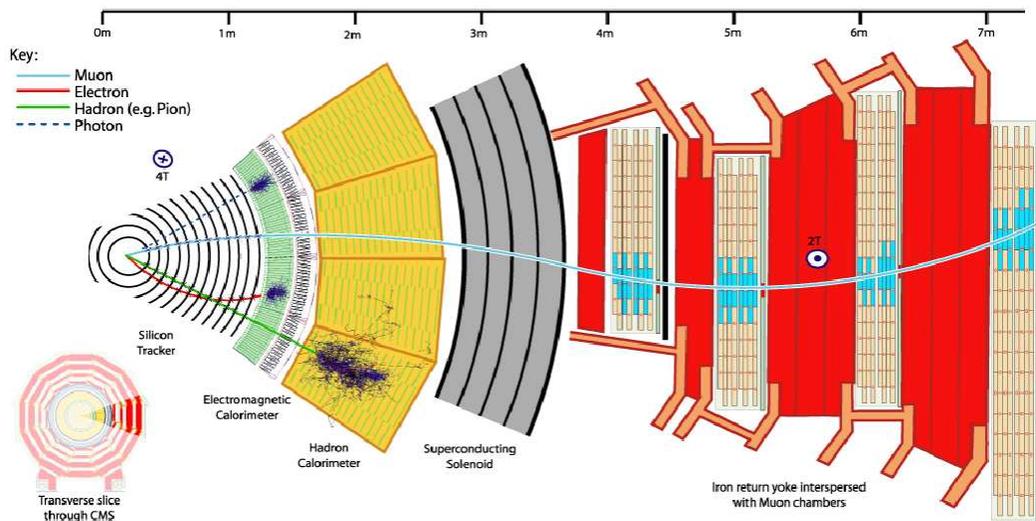


Abbildung 2.4: Spuren, die verschiedene Teilchen im CMS Detektor hinterlassen. Teilchen wie Elektronen und Hadronen hinterlassen ihre Energie bereits im Kalorimeter während Myonen bis zum Myon-System dringen und dort in den verschiedenen Myon-Kammern ihre Treffer hinterlassen.

2.3 Datennahme des CMS-Detektors

Die Daten, die der CMS-Detektor liefert, müssen auf geeignete Art und Weise verarbeitet und gespeichert werden. Bei solchen Luminositäten, wie sie bei LHC auftreten werden, ist es nicht möglich, die riesigen Datenmengen in so kurzer Zeit wie nötig zu verarbeiten. Da nicht jedes Ereignis physikalisch interessant ist, müssen schon früh Auswahlkriterien getroffen werden. Dies geschieht mit Hilfe von sogenannten Triggern. Trigger stellen Schwellen für Energien oder Impulse dar, die nicht von durchgehenden Teilchen unterschritten werden dürfen. Bei Überschreitung wird die Datennahme fortgesetzt.

Bei CMS sind zwei Stufen von Triggern vorgesehen. Ein Level1-Trigger, der Informationen aus den einzelnen Komponenten des Detektors liefert und ein High-Level-Trigger, der die Auswahl durch Kriterien auf verschiedene physikalische Größen verfeinert.

Die Trigger erster Stufe reduzieren die Datenrate von 10^9 Hz auf ca. 10^5 Hz, Trigger höherer Stufen schließlich bis auf ca. 100 Hz.

Der Level1-Trigger ist in drei Untersysteme geteilt, einem L1CalorimeterTrigger, einem L1MuonTrigger und dem L1GlobalTrigger. Auf die Funktionsweise des Myon-Triggers wird in Kapitel 4 näher eingegangen, da er wichtig für die weitere Analyse ist.

2.3.1 Datennahme im Myon-System

Der L1MuonTrigger verwendet die Daten aus den einzelnen Komponenten des Myon-Systems: dem lokalen Trigger aus den Driftkammern (DT) im Zentralbereich, dem Trigger der Kathodenstreifenkammern (CSC) im Endkappenbereich und dem Trigger des RPC (Resistive Plate Chambers), der den gesamten Bereich, also den Zentral- und Endkappenbereich des Detektors, abdeckt. Abbildung 2.5 zeigt einen Querschnitt durch das Myon-System mit den Komponenten zur Myon-Erkennung des Level1-Triggers. Es gibt zwei Arten von L1-Myon-Triggern. Beim sogenannten SingleMuonTrigger werden Myonen detektiert, die einen Transversalimpuls von mindestens 14 GeV haben. Der DiMuonTrigger setzt die Datennahme fort, wenn mindestens zwei Myonen mit einem Transversalimpuls von 4 GeV in einem Ereignis vorhanden sind. Diese Schwellenwerte werden hauptsächlich gesetzt, um sogenannte instantane Myonen zu detektieren, d. h. Myonen aus Zerfällen von W- und Z-Bosonen, Higgs-Bosonen, Top-, Bottom- und Charm-Quarks. Andere Myonen, wie z. B. aus ϕ oder $K^{+/-}$ -Zerfällen haben meist niedrigere Transversalimpulse. Für höhere Luminositäten können die Schwellen für die Transversalimpulse entsprechend verändert werden.

Der Myon-Trigger zweiter Stufe, der High-Level-Trigger, besteht seinerseits aus wiederum zwei Stufen, dem L2MuonTrigger und dem L3MuonTrigger. Der L2-Trigger verwendet ausschließlich die Informationen aus den Myonkammern und dem Kalorimeter.

Der Level3-Trigger kombiniert die Informationen aus dem Spurdetektor mit den Informationen die vom L2-Trigger übergeben wurden.

Eine ausführliche Beschreibung der Trigger kann in [27] gefunden werden. Außerdem wird in Kapitel 4 der Algorithmus der Software des Muon-Trigger-Systems mit einigen Studien näher beschrieben.

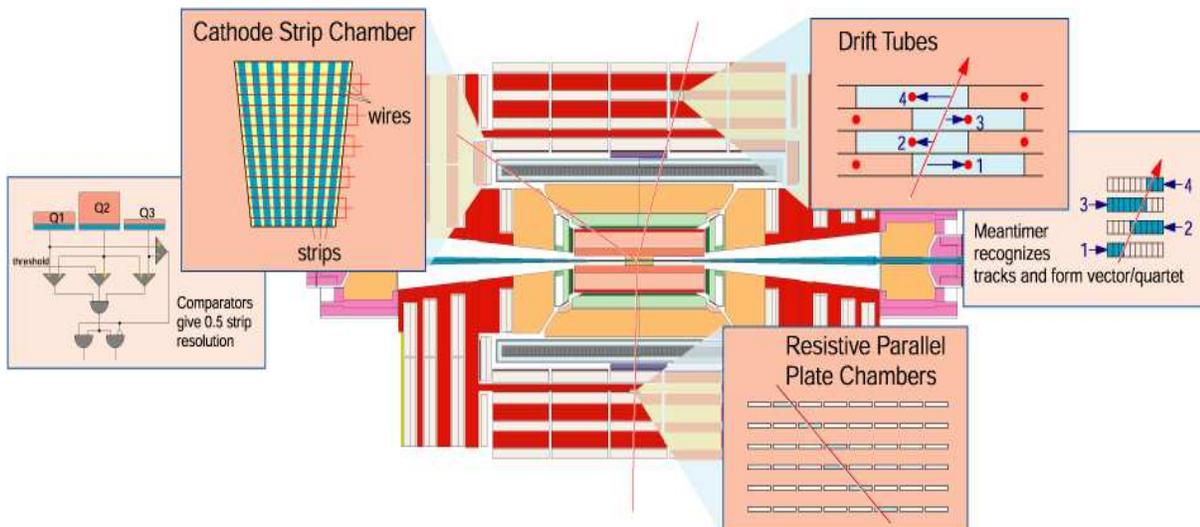


Abbildung 2.5: Gezeigt ist ein Querschnitt durch den CMS-Detektor mit kurzer Beschreibung des Myon-Systems. Der Level1-Trigger verwendet ausschließlich Informationen aus den drei Komponenten des Myon-Systems: den Driftkammern (Drift Tubes) im Zentralbereich des Detektors, den Kathodenstreifenkammern (Cathode Strip Chamber) im Endkappenbereich und dem RPC (Resistive Plate Chambers), der beide Bereiche abdeckt.

Kapitel 3

Higgsproduktion und Zerfall am LHC

3.1 Higgsproduktion

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Produktionsmechanismen für das Higgs-Boson an Hadronbeschleunigern wie dem LHC erläutert. Bei Proton-Proton-Kollisionen stehen vor allem Gluonen zur Verfügung, daher ist auch der dominierende Prozess der Higgsproduktion die Gluonfusion $gg \rightarrow H^0$ und wird im Folgenden genauer betrachtet.

3.1.1 Gluon-Fusion: $gg \rightarrow H$

Die Gluonfusion ist der dominierende Prozess zur Higgsproduktion am LHC im gesamten Massenbereich bis hin zu einer Energie von $\sqrt{s} = 1\text{TeV}$. Da Gluonen masselos sind, können sie nicht direkt an das Higgs-Boson, sondern über ihre Farbladung an eine Quark-Schleife koppeln, welche die Gluonen mit dem Higgs-Boson verbindet. Die Kopplung ist um so stärker je schwerer das virtuelle Quark ist, daher ist die Kopplung über eine Top-Quark-Schleife der häufigste Prozess für die Higgsproduktion. Die Gluonfusion wird in Abbildung 3.1 in erster Ordnung (leading order, LO) gezeigt.

QCD-Korrekturen

Um realistische Vorhersagen für den Wirkungsquerschnitt der Gluon-Fusion machen zu können, ist es notwendig, die QCD-Korrekturen in zweiter Ordnung (next to leading order, NLO) zu berechnen. Der Wirkungsquerschnitt für NLO kann geschrieben werden als

$$\sigma_{nlo} = \sigma_{LO} + \Delta_{virt} + \Delta_{gg} + \Delta_{qg} + \Delta_{q\bar{q}} \quad (3.1)$$

Die vollständigen Berechnungen für σ_{LO} können in [14] gefunden werden.

Die Korrekturen für höhere Ordnungen werden durch den sogenannten K-Faktor $K = \frac{\sigma_{NLO}}{\sigma_{LO}}$ ausgedrückt, der als das Verhältnis des NLO zum LO-Wirkungsquerschnitt definiert ist.

In Abbildung 3.2 sind die K-Faktoren für die verschiedenen QCD-Korrekturen gezeigt.

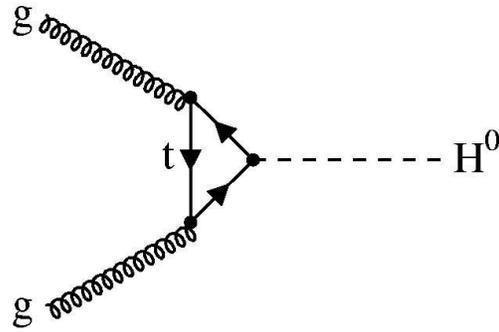


Abbildung 3.1: Dargestellt ist die Higgsproduktion über Gluonfusion in führender Ordnung, der häufigste Prozess zur Higgsproduktion am LHC. Die Gluonen koppeln über eine Quark-Schleife an das Higgs-Boson.

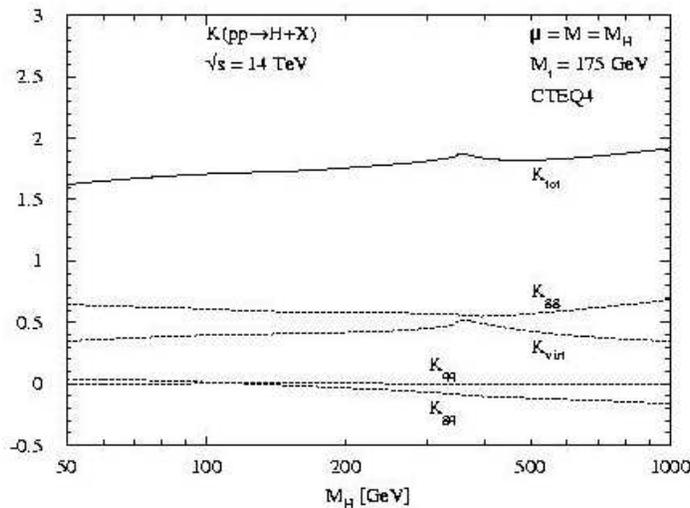


Abbildung 3.2: K-Faktoren für die Higgsproduktion am LHC über Gluonfusion [16]

Der Wert für die gesamte Korrektur K der Gluonfusion ist nahezu $K_{tot} = 2$, was eine große Unsicherheit für den Wirkungsquerschnitt bedeutet. Korrekturen höherer Ordnungen sind noch nicht bekannt.

3.1.2 W- und Z-Fusion: $qq \rightarrow V^*V^*qq \rightarrow H^0qq$

Der zweithäufigste Prozess der Higgsproduktion ist die Fusion von Vektor-Bosonen. Der Wirkungsquerschnitt für Fusion von W- und Z-Bosonen ist eine Größenordnung kleiner als für die Gluonfusion. Die Prozesse für LO sind in Abbildung 3.3 gezeigt. Zwei Quarks strahlen jeweils ein Eichboson ab, welche dann zu einem Higgs-Boson fusionieren. Die

Abstrahlung eines Z -Bosons erfolgt ohne Änderung des Quarks, wohingegen die Abspaltung eines W^+ und eines W^- nur durch Umwandlung des Quarks von up nach down oder umgekehrt möglich ist.

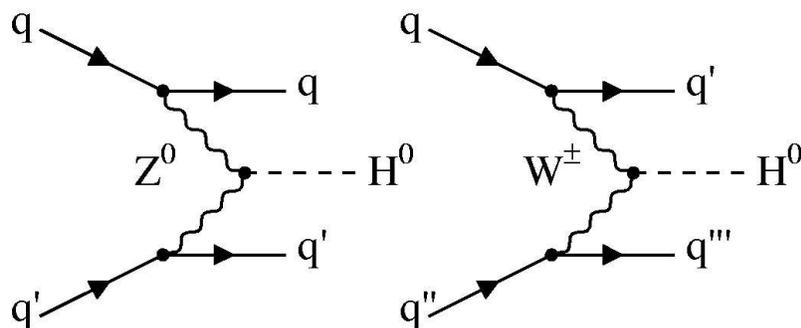


Abbildung 3.3: Fusion der Vektorbosonen in führender Ordnung: Die Prozesse sind nach der Gluonfusion die bedeutendsten, da die Bosonen aufgrund ihrer hohen Masse stark an das Higgs-Boson koppeln.

3.1.3 Assoziierte Higgsproduktion über ein $t\bar{t}$ -Paar und Higgsstrahlung

Ein weiterer Prozess mit ähnlichem Wirkungsquerschnitt ist die assoziierte Higgsproduktion. Wie in Abbildung 3.4 zu sehen, wird das Higgs-Boson bei diesem Prozess von mindestens einem Teilchen begleitet. Wird das Higgs-Boson von einem der Quarks oder Vektorbosonen abgestrahlt, wird der Prozess auch Higgsstrahlung genannt. Zur assoziierten Higgsproduktion werden folgende Prozesse gezählt:

$$gg, q\bar{q} \rightarrow H^0 t\bar{t}, \quad q\bar{q} \rightarrow H^0 Z^0, \quad q\bar{q}' \rightarrow H^0 W^{+/-} \quad (3.2)$$

Um einen $H^0 t\bar{t}$ Endzustand zu erreichen, gibt es, wie Abbildung 3.4 zeigt, zunächst zwei Prozesse: zum einen die Fusion von zwei Top-Quarks, die dabei ein Higgs-Boson erzeugen. Beim zweiten Prozess produzieren zwei Quarks ein Gluon, welches in ein $t\bar{t}$ -Paar zerfällt. Eines der Top-Quarks kann dann ein Higgs-Boson abstrahlen, was der Higgsstrahlung entspricht. Solche Prozesse sind prinzipiell auch mit anderen Quarks denkbar, sind aber aufgrund deren geringer Masse und damit geringer Kopplung an die Quarks stark unterdrückt.

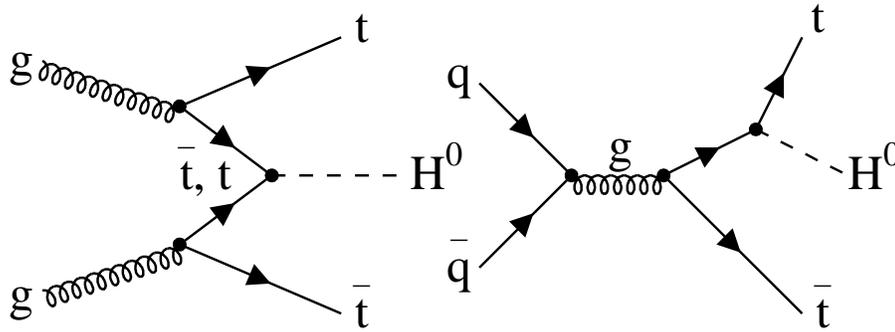


Abbildung 3.4: Assoziierte Higgsproduktion: zwei Gluonen spalten jeweils in ein $t\bar{t}$ -Paar auf, wobei ein Top- und ein Antitop-Quark zu einem H^0 fusionieren (rechts); den gleichen Endzustand erhält man, wenn ein Top-Quark ein H^0 abstrahlt (links).

Die Higgsstrahlung von Vektorbosonen, wie in Abbildung 3.5, funktioniert dem Prinzip nach ähnlich. Zwei Quarks erzeugen ein Eichboson, welches nicht auf der Massenschale liegt. Dieses Boson strahlt dann ein Higgs-Boson ab. Da das Z-Boson eine größere Masse besitzt, ist die Kopplung an das H^0 bei diesem Prozess etwas größer als beim W-Boson. Jedoch ist der Wirkungsquerschnitt für Higgsstrahlung von W-Bosonen ungefähr doppelt so groß, was durch den Erzeugungsprozess der Eichbosonen verursacht wird. Für die Erzeugung eines Z-Bosons wird ein Quark und ein Antiquark gleichen Typs benötigt, während ein W-Boson nur durch ein Quark und ein Antiquark eines anderen Typs erzeugt werden kann.

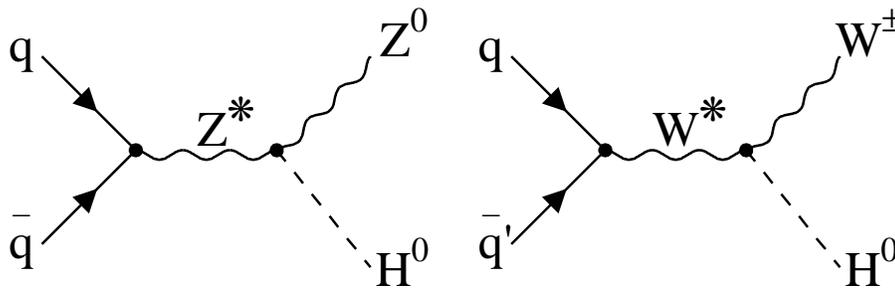


Abbildung 3.5: Higgsstrahlung: Bei Fusion zweier Quarks wird in beiden Fällen ein Eichboson erzeugt, das nicht auf der Massenschale liegt. Dieses Boson strahlt ein H^0 ab.

In Abbildung 3.6 sind noch einmal alle bedeutenden Prozesse mit den Größenordnungen der Wirkungsquerschnitte für LHC zusammengefasst. Mit steigender Higgsmasse nimmt die H^0 -Erzeugungsrate kontinuierlich ab. Der dominierende Prozess im gesamten Massenbereich ist die Gluonfusion ($gg \rightarrow H^0$) und ab $\sqrt{s} \approx 800$ GeV auch die Vektorbosonfusion ($qq \rightarrow H^0 qq$). Für den in der Arbeit betrachteten Higgsmassen-Bereich von

$140 \text{ GeV} \leq m_H \leq 170 \text{ GeV}$ erhalten wir Wirkungsquerschnitte von $\sigma \approx 20 - 30 \text{ pb}$, siehe auch Tabelle 3.1.

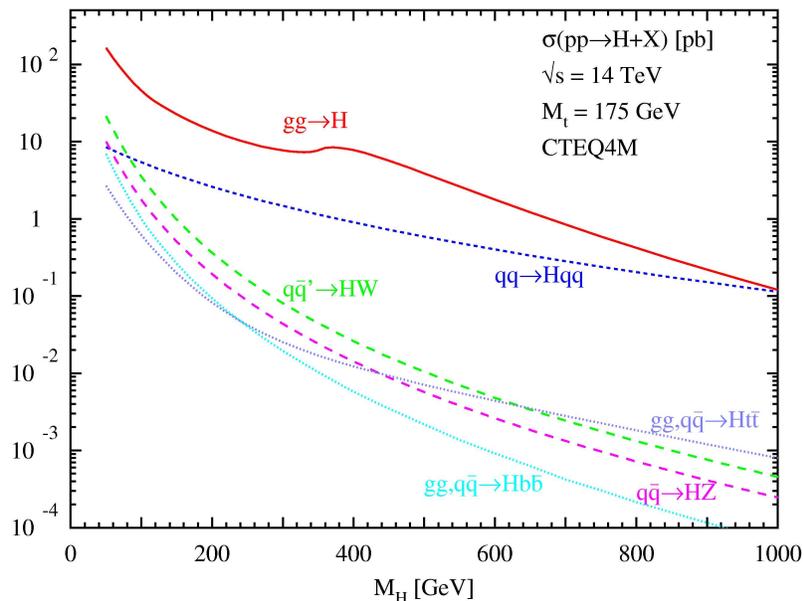


Abbildung 3.6: Dargestellt sind die Wirkungsquerschnitte der wichtigsten Prozesse für Higgsproduktion am LHC [26].

In Tabelle 3.1 sind die Berechnungen für den betrachteten Kanal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$ jeweils für LO und NLO aufgestellt. Der totale Produktionsquerschnitt σ_{tot} berechnet sich aus der Summe der einzelnen Produktionsquerschnitte, die in diesem Kapitel erläutert wurden. σ_{HIGLU} entspricht dem Wirkungsquerschnitt der Gluonfusion, σ_{VV2H} dem Wirkungsquerschnitt der elektroschwachen Fusion von Eichbosonen, σ_{V2HV} entspricht dem Wirkungsquerschnitt der Higgsstrahlung und σ_{HQQ} schließlich entspricht dem Wirkungsquerschnitt der assoziierten Higgsproduktion. Diese Wirkungsquerschnitte, wurden jeweils mit den entsprechenden Programmen HIGLU, VV2H, V2HV und HQQ von Michael Spira [25] berechnet. Für weitere Berechnungen, beispielsweise der Anzahl der erwarteten Ereignisse für ein Jahr LHC mit einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 20\text{fb}^{-1}$ (in Kapitel 5), werden die Berechnungen für NLO (letzte Spalte Tabelle 3.1) verwendet. Da für die assoziierte Higgsproduktion kein Programm zur Berechnung der QCD-Korrekturen zweiter Ordnung bereitgestellt wird und dieser Wirkungsquerschnitt nur einen kleinen Beitrag im Vergleich zu den anderen zum Gesamtwirkungsquerschnitt trägt, werden hier die Werte für LO übernommen.

m_H GeV	LO				NLO				
	σ_{HIGLU} pb	σ_{VV2H} pb	σ_{V2HV} pb	σ_{HQQ} pb	σ_{HIGLU} pb	σ_{VV2H} pb	σ_{V2HV} pb	σ_{HQQ} pb	σ_{tot} pb
140	11,26	4,15	0,96	0,33	26,14	4,03	1,11	0,33	31,61
150	10,06	3,38	0,77	0,23	23,10	3,72	0,89	0,23	27,94
160	9,04	3,57	0,61	0,22	20,59	3,46	0,71	0,22	24,98
166	8,51	3,44	0,55	0,20	19,28	3,34	0,63	0,20	23,45
170	8,19	3,36	0,5	0,18	18,47	3,24	0,58	0,18	22,47

Tabelle 3.1: In der Tabelle sind die Wirkungsquerschnitte für verschiedene Prozesse der H^0 -Produktion am LHC zusammengefasst. Die letzte Zeile zeigt den totalen Wirkungsquerschnitt für NLO, der für weitere Berechnungen verwendet wird.

3.2 Higgszerfall

Da die Kopplung des Higgs-Bosons an die Vektorbosonen (Z- und W-Bosonen) proportional zu deren quadratischer Masse $M_{W,Z}^2$ ist und die Kopplung an Fermionen proportional zu deren Masse m_F ist, zerfällt das Higgs-Boson in bevorzugter Weise in die schwersten Teilchen, die kinematisch möglich sind. Die Zerfalls-Prozesse lassen sich in zwei Gruppen einteilen: zum einen die Zerfälle in masselose Teilchen wie Gluonen und Photonen und zum anderen die Zerfälle in massive Teilchen wie Bosonen und Quarks.

3.2.1 Zerfall in masselose Teilchen: $H^0 \rightarrow \gamma\gamma, gg$

Bei Zerfällen in masselose Bosonen kann eine Kopplung ähnlich wie bei der Gluonfusion nur indirekt über eine Schleife stattfinden. Die Prozesse sind in Abbildung 3.7 dargestellt.

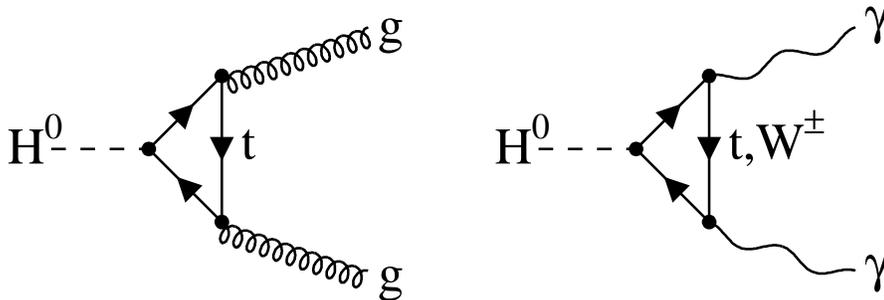


Abbildung 3.7: Gezeigt ist der Zerfall des Higgs-Bosons in masselose Teilchen. Das Higgs-Boson zerfällt über eine Top-Quark-Schleife oder eine W-Boson-Schleife in zwei Gluonen bzw. zwei Photonen.

Da Gluonen nur an die Farbladung koppeln, ist beim Zerfall in Gluonen die Kopplung an das H^0 nur über eine Quark-Schleife möglich, wegen der hohen Top-Masse vorzugsweise

über eine Top-Quark-Schleife. Photonen dagegen koppeln an die elektrische Ladung, weshalb für die Schleife alle massiven und zusätzlich geladenen Teilchen geeignet sind. Ausser der Top-Quark-Schleife ist bei diesem Prozess auch die W-Bosonen-Schleife möglich. Bei dem Zerfall in Abbildung 3.8 ist ein Boson massiv, das andere masselos.

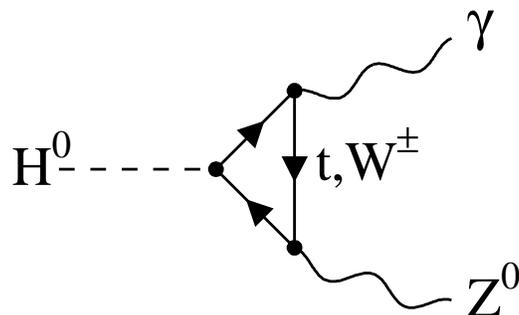


Abbildung 3.8: Gezeigt ist der Zerfall des Higgs-Bosons in ein Photon und ein Z-Boson.

Da auch hier eine Kopplung an ein masseloses Teilchen, ein Photon, stattfindet ist ebenfalls eine Schleife notwendig. Wiederum sind Top-Quark- und W-Bosonen-Schleifen möglich. Bei niedrigen Massen ist dieser Prozess unterdrückt, da das Z-Boson nicht auf der Massenschale liegt. Der Prozess tritt also bei höheren Massen auf als der Zerfall in zwei Photonen $\gamma\gamma$.

3.2.2 Zerfall in massive Teilchen: $H^0 \rightarrow q\bar{q}, VV$

Beim Zerfall in massive Teilchen, wie Quarks und Vektorbosonen, ist keine Schleife mehr für die Kopplung an das Higgs-Boson notwendig.

Abbildung 3.9 zeigt den Zerfall des Higgs-Bosons in W- und Z-Bosonen und Abbildung 3.10 den Zerfall in Fermion-Antifermion-Paare.

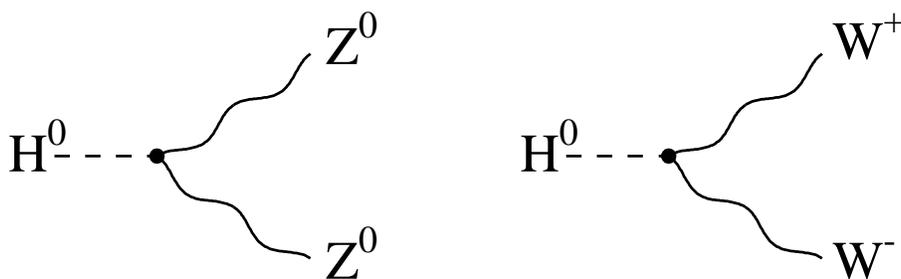


Abbildung 3.9: Zerfall des Higgs-Bosons in zwei Z-Bosonen und in ein $W^{+/-}$ -Paar: massive Teilchen koppeln direkt an das Higgs-Boson.

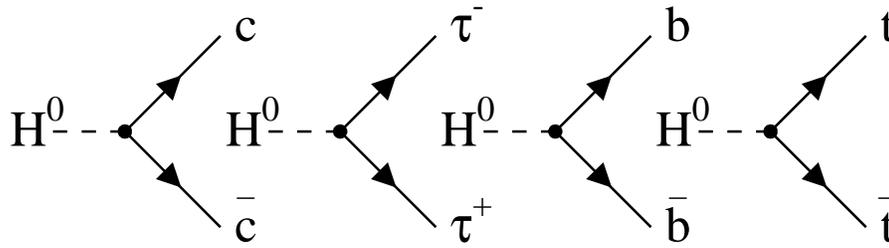


Abbildung 3.10: Zerfall des Higgs-Bosons in Fermion-Antifermion-Paare: Die Kopplungsstärke nimmt mit den Massen der Fermionen (von links nach rechts) zu.

Die Verzweungsverhältnisse bei schwereren Fermion-Fermion-Paaren sind hierbei größer als die der leichteren Paare. Verantwortlich hierfür ist wieder die größere Kopplungsstärke bei schwereren Teilchen. Zerfälle des Higgs-Bosons in $t\bar{t}$ -Paare treten erst ab einer Higgsmasse von etwa $m_H = 340$ GeV auf, knapp unterhalb der doppelten Top-Masse, da Zerfälle, bei denen eines der Produkte nicht oder nur knapp auf der Massenschale liegt, stark unterdrückt sind. Zerfälle in Down-, Up-, in Strange- Quarks und in Neutrinos sind wegen ihrer geringen Masse sehr selten, außerdem sind sie für die Higgsuche unwichtig, da ihre Zerfallsprodukte sehr schwer nachweisbar sind.

3.2.3 Verzweungsverhältnisse und totale Zerfallsbreite

In Abbildung 3.11 ist die totale Zerfallsbreite des Higgs-Bosons zu sehen. Sie steigt für größere Higgsmassen stark an, da sich neue Zerfallskanäle öffnen. Die Auflösung der Masse ist nur für kleine Higgsmassen $m_H < 200$ GeV möglich, bei denen die Zerfallsbreite kleiner als 2 GeV ist. Für große Higgsmassen verschwindet das Signal im Untergrund.

In Abbildung 3.12 sind die Verzweungsverhältnisse für die einzelnen Prozesse noch einmal gezeigt. Der in der Arbeit betrachtete Zerfallskanal $H \rightarrow ZZ$ öffnet sich bei einer Higgsmasse von $m_H \approx 100$ GeV, da hier der Zerfall in ein reelles und ein virtuelles Z-Boson möglich wird. Solange das Higgs-Boson in zwei W-Bosonen zerfallen kann, die beide annähernd auf der Massenschale liegen, ist dieser Kanal stark unterdrückt bis auch hier der Zerfall in zwei Z-Bosonen, die auf der Massenschale liegen (≈ 194 GeV), möglich wird. Dieser Zerfallskanal ist bedeutend, da die Kopplung des Higgs-Bosons an leichtere Teilchen (wie z. B. τ , b , etc.) viel kleiner ist als an Z- oder W-Bosonen und damit deren Zerfallsrate auch viel kleiner ist, wie in Abbildung 3.12 zu sehen ist. Der Zerfall in Top-Quarks ist in diesem Massenbereich unterdrückt, da keines der Quarks auf der Massenschale liegen kann.

Vektorbosonen haben nur eine sehr kurze Lebensdauer und können daher vom Detektor nicht direkt erfasst werden. Sie werden über ihre Zerfallsprodukte nachgewiesen.

In Schaubild 3.13 sind die vollständigen Zerfallskanäle des Higgs-Bosons im gesamten Massenbereich mit ihren Signifikanzen gezeigt. Die Signifikanz wird hier definiert als der

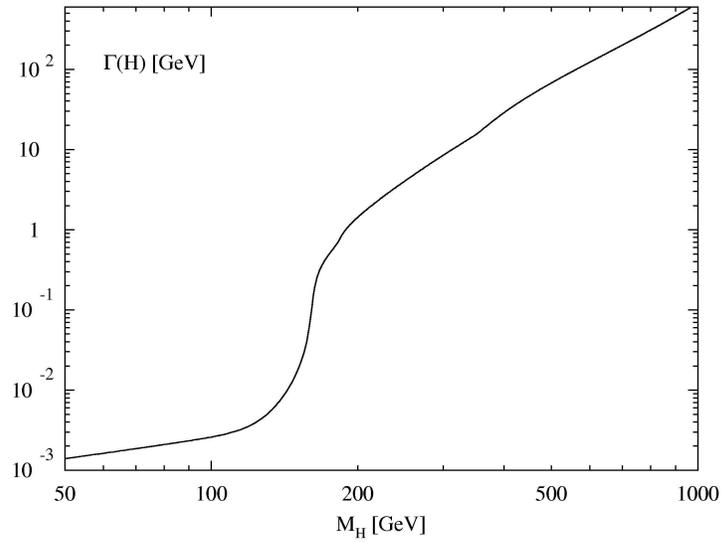


Abbildung 3.11: Totale Zerfallsbreite des Higgs-Bosons im Standardmodell [30].

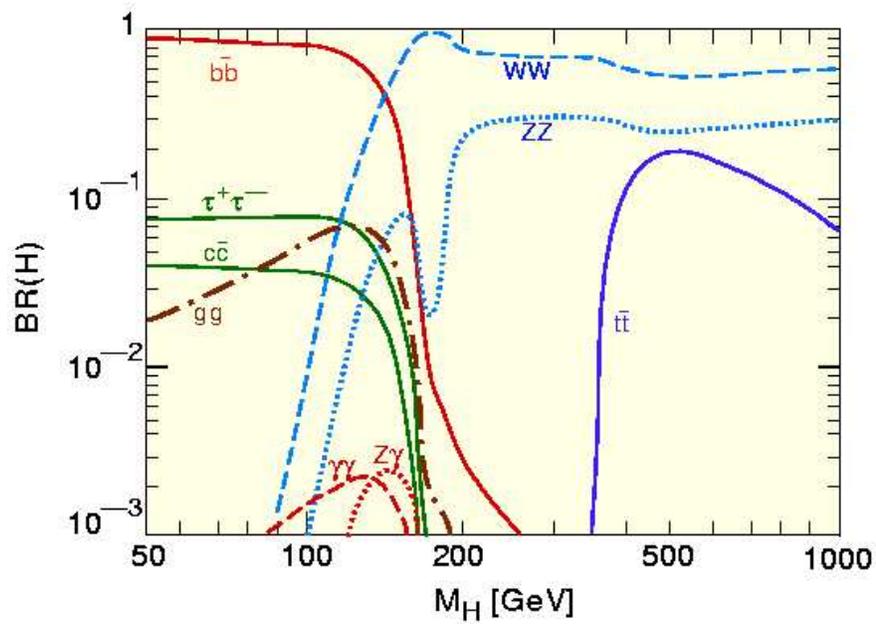


Abbildung 3.12: Gezeigt sind die Verzweungsverhältnisse der wichtigsten Zerfallsmöglichkeiten des Higgs-Bosons in Abhängigkeit der Higgsmassen [30].

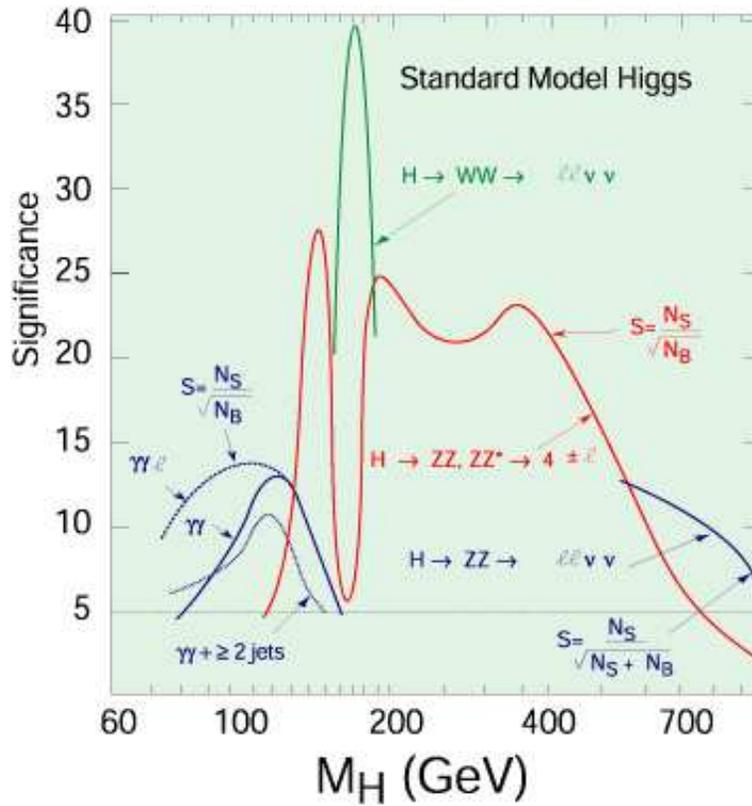


Abbildung 3.13: Das Schaubild zeigt die Signifikanz $\sigma = \frac{N_s}{\sqrt{N_b}}$ in Abhängigkeit der Higgsmasse im Standardmodell für eine Luminosität von $L = 100 \text{ fb}^{-1}$, wie sie für ATLAS bestimmt wurde.

Anzahl der Signalereignisse dividiert durch die Wurzel der Anzahl der Untergrundereignisse $\sigma = \frac{N_s}{\sqrt{N_b}}$. Die Signifikanz ist ein Maß für die Nachweisbarkeit eines Signalereignisses. Man sieht, dass das Higgs-Boson im gesamten Massenbereich mit einer Signifikanz von mindestens $\sigma = 5$ nachgewiesen werden kann. In dieser Arbeit wird der Kanal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$ in einem Massenbereich von $140 \text{ GeV} \leq m_H \leq 170 \text{ GeV}$ mit einer vollständigen Detektorsimulation betrachtet.

Kapitel 4

Ereignisgenerierung und Myon-Rekonstruktion

Die CMS-Software zum Generieren von Ereignissen, zur Simulation des Detektors und zur anschließenden Rekonstruktion der Ereignisse besteht aus einer Reihe von Programmen. Die verwendete Software wird im Folgenden kurz erläutert und die Produktion von Ereignissen näher beschrieben.

PYTHIA und COMPHEP [18] [5]

PYTHIA und COMPHEP sind Ereignisgeneratoren, die zur Produktion von Signal- und Untergründereignissen verwendet werden. Für die Analyse wurden die Versionen PYTHIA 6.1.5.8 und COMPHEP 41.10 verwendet.

CMSIM [3]

CMSIM stellt die vollständige Detektorsimulation zur Verfügung, die auf GEANT3 basiert. Der Nachfolger wird OSCAR sein, basierend auf GEANT 4. Für diese Arbeit wurde die Version CMSIM133 verwendet.

COBRA [4]

'Coherent Object-oriented Base for Simulation, Reconstruction and Analysis'

COBRA ist ein fundamentales Framework, das objektorientierte Werkzeuge für die Software wie ORCA und OSCAR bereitstellt.

ORCA [15]

'Object-oriented Reconstruction for CMS Analysis'

ORCA ist ein auf der Sprache C++ basierendes Werkzeug, das Methoden und Klassen bereitstellt, um rekonstruierte Daten aus den verschiedenen Teilen des Detektors zu

erhalten. In der Analyse wurde die Version ORCA_7.2.4 verwendet.

SCRAM [24]

'Software Configuration, Release and Management'

SCRAM ist ein Werkzeug für Versionsverwaltung und Konfiguration der diversen Software-Komponenten der CMS-Software. Es wurde entwickelt, um sicher zu stellen, dass alle Entwickler die gleiche Umgebung, dieselben Bibliotheken usw. verwenden.

ROOT [20]

ROOT ist ein interaktives Datenanalysesystem, das auf C++ basiert. Es stellt einen Framework zur Datenanalyse zur Verfügung, welches z. B. das Erstellen von Histogrammen oder die Anpassung von Kurven ermöglicht.

4.1 Generieren von Monte-Carlo-Ereignissen $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$ und den Untergründen

PYTHIA/COMPHEP und CMKIN Um die physikalischen Prozesse von Signal- und Untergrundereignissen zu erhalten, wird ein Generator, zunächst PYTHIA, verwendet. Mit Hilfe von CMKIN (hier wird die Version CMKIN_1.3.0 verwendet), einem Interface zu PYTHIA, werden die benötigten PYTHIA Routinen aufgerufen und die nötigen LHC Parameter gesetzt. In sogenannten 'datacards' können die verschiedenen physikalischen Prozesse genau angegeben werden. Für die Analyse, d. h. die Produktion von Signal- und Untergrundereignissen, wurden 'datacards'¹ aus der offiziellen CERN-Produktion verwendet. Auch eine Vorselektion von Ereignissen kann hier schon mit Hilfe einer Subroutine, genannt *KISUSER*, erreicht werden. Die Auswahl der Ereignisse des Monte-Carlo-Generators wird in Kapitel 5 näher erläutert. Als resultierende Datei der hier noch auf FORTRAN basierenden Programme erhält man ein HEPEVENT n-Tupel. Da PYTHIA nicht alle Prozesse bereitstellt, die bei dieser Analyse speziell für den Untergrundprozess $Z\bar{b}^2$ benötigt werden, muss noch COMPHEP als weiterer Ereignisgenerator verwendet werden. Dieser Generator wird mit Hilfe eines Interfaces für CMKIN benutzt.

CMSIM Die volle Detektorsimulation wird von CMSIM durchgeführt. CMSIM liest die Geometrie des CMS-Detektors ein und simuliert die Wechselwirkung der Teilchen

¹Signalereignisse $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$: *mu_h150_ZZ4mu_Id145.txt*
Untergrundereignisse: ZZ^* : *mu03_ZZ4mu_Id_358.txt*; $t\bar{t}$: *tt_4mu_Id_440.txt*

²Bei diesem Untergrund (siehe auch Kapitel 5) wird das Z-Boson durch Gluonfusion produziert, dieser Prozess ist nicht in PYTHIA implementiert.

im Detektor, die von den HEPEVENT n-Tupel eingelesen werden. Dieser Teil der Simulation ist der zeitaufwendigste, er dauert bis zu einer Minute pro Event, abhängig von der Anzahl der Teilchen und der Topologie des Ereignisses. Als Ausgabedatei erhält man hier sogenannte ZEBRA-files (fz-files). Da diese Files sehr groß werden können, müssen die HEPEVT n-Tupel in verschiedene fz-files eingeteilt werden, da sonst das Maximum der Dateigröße und der Rechenzeit erreicht wird.

ORCA Die anschließende Ausführung des ORCA-Programmes 'writeHits' liefert die Information über die Treffer, die Teilchen in den verschiedenen Teilen des Detektors hinterlassen. Um nun dieselben Signale aus diesen Daten zu erhalten, die der Detektor liefern wird, müssen diese Daten noch mit Hilfe des Programmes 'writeAllDigis' digitalisiert werden. Zusätzlich kann bei diesem Schritt den einzelnen Ereignissen PileUp hinzugefügt werden. PileUp sind Prozesse, die durch gleichzeitiges Zusammentreffen von mehreren Proton-Proton-Paaren im Detektor auftreten oder noch von vorherigen Zusammenstößen im Detektor vorhanden sind, also eine Art von Untergrundprozessen. Das verwendete Steuerfile (.orcarc-file), das für die Implementierung des PileUps benötigt wird, ist ebenfalls der offiziellen CERN-Produktion entnommen³. Die vollständige Produktion für ein Ereignis dauert bis zu zwei Minuten. Daher ist es sehr wichtig, nur die relevanten Ereignisse vollständig zu simulieren und die anderen durch eine Vorselektion schon bei PYTHIA auszusortieren. Diese Vorselektion der Ereignisse wird in Kapitel 6 näher erläutert werden.

4.2 Myon-Rekonstruktion

Zur Rekonstruktion der simulierten Ereignisse wird die auf C++ basierende Software ORCA verwendet, die Klassen und Methoden bereitstellt, um die rekonstruierten Daten aus den einzelnen Teilen des Detektors zu erhalten. Software-Pakete von ORCA sind z. B. Calorimetry, Tracker, ElectronPhotonReconstruction und MuonReconstruction. Um in der Umgebung von ORCA eine Analyse durchzuführen, muss der Benutzer eine eigene Klasse bereitstellen, die die entsprechenden Methoden von ORCA für die Analyse aufruft, die gemacht werden soll. Mit Hilfe des Programms KaMuonAnalysis [8] werden zuerst die Monte-Carlo-Daten der Myonen und danach die rekonstruierten Daten der Myonen in ROOT-Trees geschrieben. Zur Rekonstruktion der Teilchen, hier speziell der Myonen, wird also im Analyseteil die jeweilige ORCA-Methode aufgerufen. Von ORCA werden zwei Algorithmen zur Myonrekonstruktion bereitgestellt: zum ersten ein Myon-Trigger, der die einzelnen Trigger-Stufen durchläuft und zum zweiten ein Offline-Rekonstruktor, der unabhängig von der Trigger-Auswahl einen großen Bereich des Detektors abdeckt. Die beiden Algorithmen werden im Folgenden genauer erläutert und verglichen.

³*PU2x1033_DC04_Mu_Id_890.txt*

4.2.1 Der Trigger-Algorithmus

Der Trigger-Algorithmus zur Myonrekonstruktion besteht aus einem Trigger von drei Stufen: dem Level1-Trigger, der die Myonen in den verschiedenen Detektorkomponenten erkennt und an den High-Level-Algorithmus (Level2- und Level3-Trigger) weitergibt. Dieser High-Level-Algorithmus sortiert die Myonen anschließend nach unterschiedlichen Kriterien, wie Transversalimpuls oder die Pseudorapidität⁴ aus. Die Funktionsweise der Trigger-Stufen und Studien dazu, die mit Hilfe von KaMuonAnalysis gemacht wurden, werden in den folgenden Abschnitten dargestellt.

Der L1-Trigger

Der Myon-Trigger der ersten Stufe, der Level1-Myon-Trigger [12] verwendet alle drei Myon-Detektoren (siehe auch Kapitel 2): die Driftkammern (DT), Kathodenstreifenkammern (CSC) und 'Resistive Plate Chambers' RPC. Diese drei Detektoren liefern verschiedene Informationen über die Spuren der Myonen und geben sie an den GlobalMuonTrigger weiter. In Schaubild 4.1 ist ein Überblick über das L1-Myon-Trigger-System gegeben.

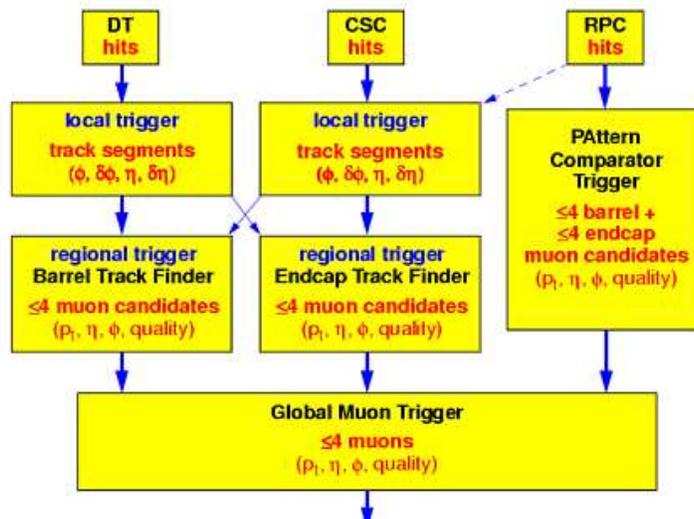


Abbildung 4.1: Übersicht über die Funktion des L1-Trigger-Systems [12].

In den einzelnen Bereichen des Myon-Systems werden Informationen über das Myon einem lokalen TrackFinder übergeben, der daraus eine Myon-Spur zusammensetzt und einen Transversalimpuls bestimmt. Die vier besten Myonen aus DT und CSC, d. h. Myonen mit dem grössten p_T und der höchsten Qualität (der sogenannten 'quality'), werden an den Global Muon Trigger weitergegeben. Dieser kombiniert Myonen aus DT und CSC mit Hilfe eines (η, ϕ) -Kriteriums und übergibt die vier besten Myonen an den Global Trigger weiter. Um die Auswahl der vier besten Myonen zu treffen und Untergrundprozesse zu

⁴Die Pseudorapidität wird definiert als: $\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta}$

unterdrücken, benutzt der GlobalMuonTrigger Informationen aus dem RPC, dem Kalorimeter und ein Isolationskriterium im Kalorimeter.

Aufgrund der Kriterien, aus denen die lokalen Trigger ein Myon bestimmen (z. B. der Anzahl der Treffer in den Myon-Kammern), wird jedem Myon eine Größe der Qualität, die 'quality', zugeordnet. Sie wird je nach Qualität des Kandidaten von 1 bis 7 beziffert. Außerdem werden nur Myonen, die bestimmte p_T -Werte erreicht haben, getriggert, d.h. weitergegeben. Dafür existieren zwei Arten von Myon-Triggern: der SingleMuonTrigger, der ein Myon mit einem Transversalimpuls von mindestens 14 GeV triggert und ein DiMuonTrigger, der nur triggert, wenn zwei Myonen mit einem Transversalimpuls von mindestens 4 GeV in einem Ereignis vorhanden sind.

Qualität von Myonen in einer Studie $H \rightarrow 4\mu$

Schaubild 4.2 zeigt die Qualität von Myonen, die die Forderungen des SingleMuonTriggers erfüllen, d.h. das rekonstruierte Myon muss einen Transversalimpuls von mindestens $p_T > 14$ GeV haben und in einem Bereich von $|\eta| < 2,1$ liegen. Die Studie wurde mit der Version ORCA_6_3_0 und einer Datenbank $H 130 \rightarrow 4\mu$ mit 10 000 Ereignisse durchgeführt, wobei sich alle generierten Myonen durch Vorselektion in einem Bereich von $|\eta| < 2,5$ befinden und einen Transversalimpuls von $p_T > 3$ GeV vorweisen. Im Schaubild ist die Position des Myons in einem Ereignis, d. h. ob es als erstes, zweites, drittes oder viertes Myon getriggert wurde, über ihrer Qualität aufgetragen. Aus dem Schaubild ist ersichtlich, dass mehr als ein Myon in einem Ereignis die Forderungen des SingleMuonTriggers erfüllt und somit getriggert werden würden. Quantitativ werden in 9980 Ereignissen von 10000 Ereignissen die Bedingungen des SingleMuonTriggers erfüllt, wobei der Großteil der Myonen eine Qualität von sechs vorweist. Im GlobalMuonTrigger werden Myonen ab einer Qualität von 3 getriggert.

Schaubild 4.3 zeigt entsprechend die Qualität von Myonen, die die Forderungen des DiMuonTriggers erfüllen. Hier müssen mindestens zwei Myonen in einem Ereignis einen Transversalimpuls von $p_T > 4$ besitzen und in einem Bereich von $|\eta| < 2,1$ liegen. Dem Schaubild liegen wieder dieselben 10000 Ereignisse mit Vorselektion zugrunde. Aufgetragen ist die Qualität der Myonen über dem Myon-Paar in einem Ereignis. Auch hier erfüllen mehr als zwei Myonen in einem Ereignis die Bedingungen des DiMuonTriggers. Quantitativ werden die Bedingungen in 9998 Ereignissen von 10000 Ereignissen erfüllt, wobei ein Großteil auch hier eine Qualität von sechs aufweist, d.h. die Myonen haben eine hohe Qualität, wenn man wie oben erwähnt, in Betracht zieht, dass der GlobalMuonTrigger Myonen ab einer Qualität von 3 triggert [21]. Als Schlussfolgerung ergibt sich daraus, dass die vorselektierten Ereignisse fast vollständig vom L1-Trigger akzeptiert werden.

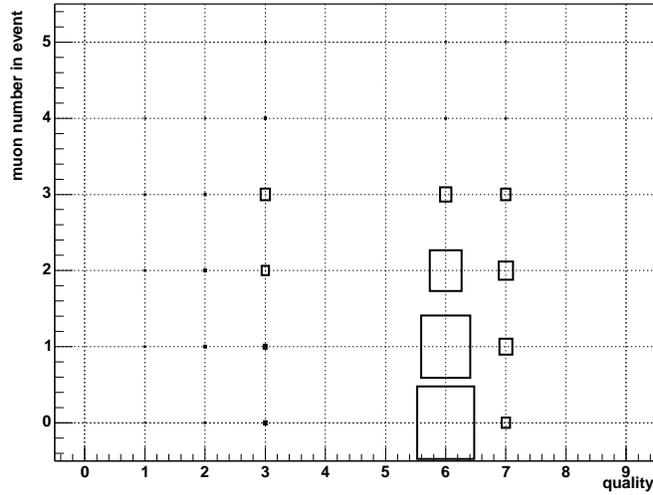


Abbildung 4.2: Qualität der Myonen, die die Bedingungen des SingleMuonTriggers erfüllen.

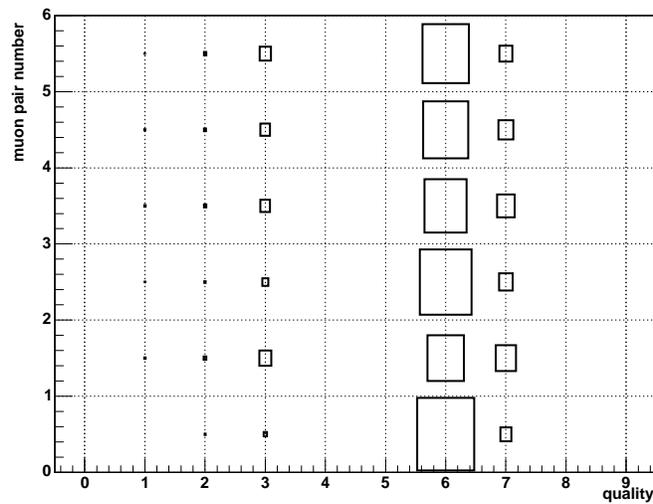


Abbildung 4.3: Qualität der beiden Myonen, die die Bedingungen des DiMuonTriggers erfüllen. Paar Nummer null entspricht dem ersten und zweiten Myon, Nummer eins dem ersten und dritten, Nummer zwei dem ersten und vierten, Nummer drei dem zweiten und dritten, Nummer vier dem zweiten und vierten und Nummer fünf dem dritten und vierten Myon in einem Ereignis.

Der Trigger der ersten Stufe deckt einen Bereich von $|\eta| < 2,1$ ab, während die Trigger der höheren Stufe in der Lage sind, Myonen in einem Bereich von $|\eta| < 2,4$ zu rekon-

struieren. Die Rekonstruktionseffizienz wird also durch den Trigger erster Stufe beeinträchtigt. Um dies zu verbessern, wurde für die folgenden Analysen ein `.orcarc`-Parameter gesetzt, der den Bereich des L1-Triggers ebenfalls auf $|\eta| < 2,4$ aufweitet. Dabei muss der folgende Parameter auf eins gesetzt werden:

$$CSCtrigger : TwentyDegreeSubsector = 1 \quad (4.1)$$

Der L2-Trigger

Der L2-Trigger[13] rekonstruiert aus den Treffern in den Myonkammern DT und CSC Spurenssegmente in der entsprechenden Region, die vom L1-Trigger übergeben wurde. Anschließend werden die Spuren nach innen durch das Kalorimeter zum Vertex angepasst und ein Wert p_T für den Transversalimpuls am Wechselwirkungspunkt festgelegt. Vom Vertex aus wird die Spur wieder zurückgefittet und eine weitere Schicht der Driftkammer und der Kathodenstreifenkammer verwendet. Durch mehrmaliges Fitten von den Myonkammern zum Vertex und anschließendes Zurückfitten wird die Position des Vertex genau bestimmt und die p_T -Auflösung verbessert.

Der L3-Trigger

Der L3-Trigger[13] extrapoliert die Spur eines Myons, das vom L2-Trigger übergeben wurde, zum Spurdetektor, wobei er den Energieverlust im Material berücksichtigt. Im Spurdetektor sucht der Algorithmus nach Siliziumstreifen, deren gemessenes Signal kompatibel mit der Spur des Myons ist und beginnt mit der Suche nach Spuren in diesem Bereich. Dafür werden nacheinander die Schichten des Streifendetektors abgesucht und zwischendurch mit den rekonstruierten Treffern in den Myonkammern verglichen, die vom L2-Trigger übergeben wurden.

Auflösung

Um einen Vergleich von generierten und rekonstruierten Myonen zu machen um damit Größen wie die Auflösung bestimmen zu können, wurde ein 'Matching' verwendet, das jedem rekonstruierten Myon das entsprechende generierte zuordnet. Dafür wurde eine einfache Methode benutzt, die die geometrischen Winkel θ und ϕ zu Grunde liegen. Als Kriterium wurde folgende χ^2 -ähnliche Größe definiert:

$$\chi^2 = \frac{(\theta_{rekonstruiert} - \theta_{generiert})^2}{\sigma_\theta^2} + \frac{(\phi_{rekonstruiert} - \phi_{generiert})^2}{\sigma_\phi^2} \quad (4.2)$$

Hierbei sind $\phi_{rekonstruiert}$ und $\theta_{rekonstruiert}$ die Winkel der rekonstruierten Myonen und $\phi_{generiert}$ und $\theta_{generiert}$ die Winkel der generierten Myonen. σ_ϕ und σ_θ entsprechen der Auflösung in den beiden Winkeln.

Schaubild 4.4 zeigt die χ^2 -Verteilung. Ein generiertes Myon wird als rekonstruiert angesehen, wenn der χ^2 -Wert kleiner als 20 ist. Bei diesem Wert werden 98% der rekonstruierten Myonen einem entsprechenden generierten zugeordnet.

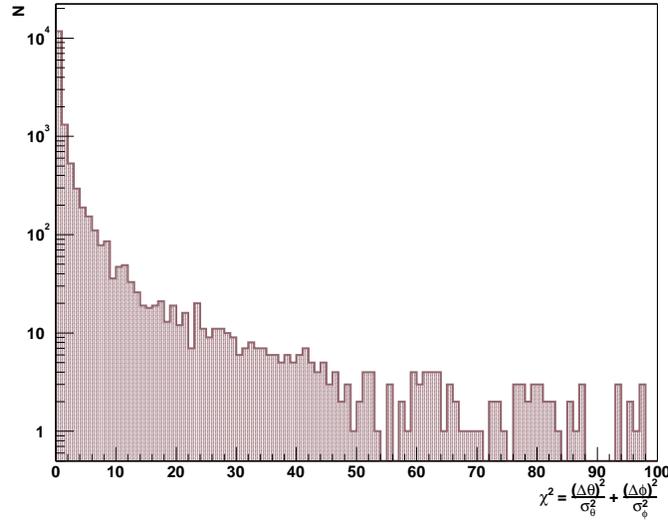


Abbildung 4.4: Gezeigt ist die χ^2 -Verteilung als Kriterium, ein generiertes Myon einem rekonstruierten zuzuordnen. Für $\chi^2 \leq 20$, werden 98% der rekonstruierten Myonen einem generierten zugeordnet.

Die Auflösung wird im Folgenden definiert als:

$$\Delta X = X_{rekonstruiert} - X_{generiert}, \quad (4.3)$$

wobei für X die Größen ϕ , θ , die invariante Masse der vier Myonen $m_{\mu\mu}$ und die der invarianten Z -Masse m_Z betrachtet wird.

Schaubild 4.5 zeigt die Auflösung in ϕ und θ für Myonen, die vom L3-Trigger gefunden wurden. Für die Auflösung in θ ergibt sich ein Wert von $\sigma_\theta = 0,5$ mrad, für ϕ ein Wert von $\sigma_\phi = 0,4$ mrad.

Die Auflösung in p_T wird wie folgt bestimmt:

$$\delta p_T = \frac{1}{p_{T,rekonstruiert}} - \frac{1}{p_{T,generiert}} \quad (4.4)$$

Die Auflösung für p ist in Schaubild 4.6 für Myonen, die vom L3-Trigger gefunden wurden, gezeigt. In Schaubild 4.7 ist die Abhängigkeit der Auflösung von p dargestellt. Schaubild 4.8 zeigt die Auflösung der invarianten reellen Z -Masse und der invarianten Higgs-Masse. Bei der Rekonstruktion wurde das Z -Boson, dessen Masse der reellen Z -Masse ($m_Z = 91,1876$ GeV) am nächsten liegt, als das reelle angesehen, das zweite Z -Boson als das virtuelle. Aus den Massen der Z -Bosonen wird anschließend die Higgs-Masse bestimmt (siehe auch Kapitel 5).

In Tabelle 4.1 sind alle Auflösungen in θ , ϕ und p_T zusammengefasst.

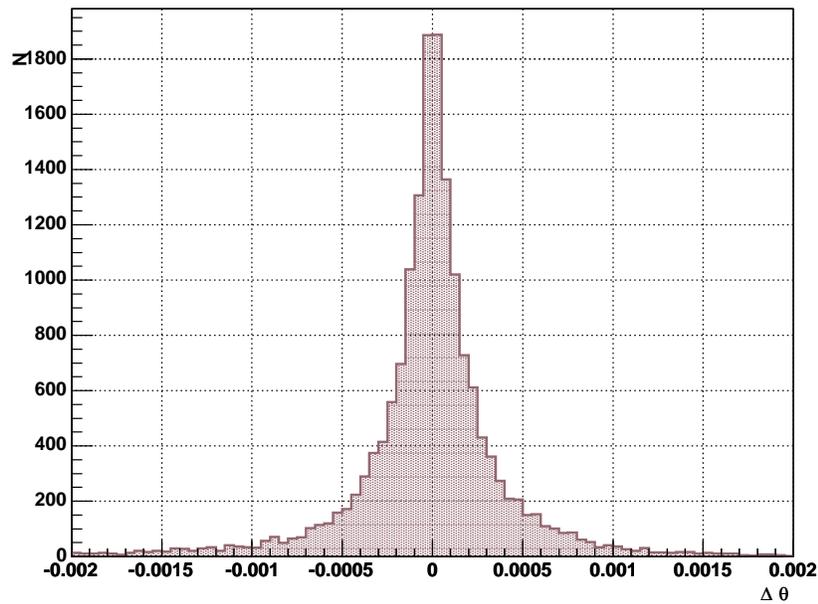
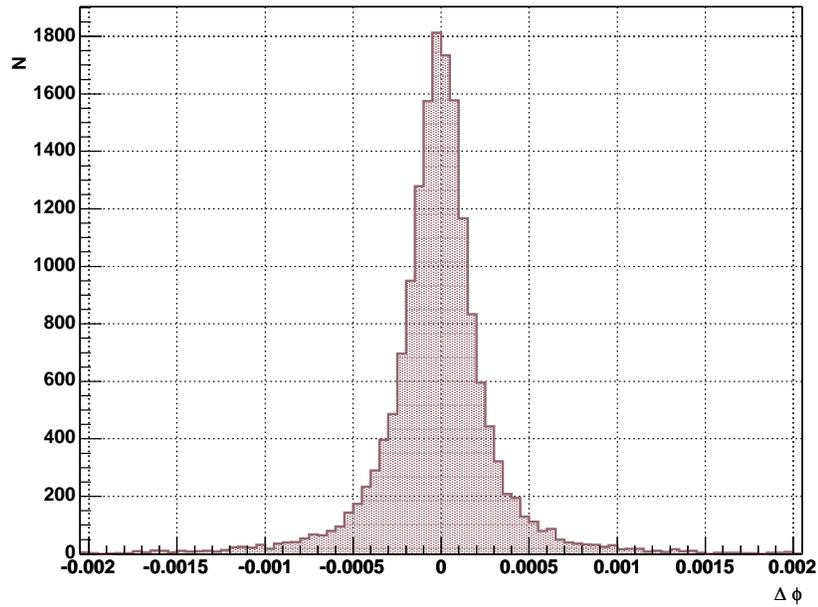


Abbildung 4.5: Auflösung der Größen ϕ (oben) und θ (unten) für Myonen, die vom L3-Trigger gefunden werden. Für ϕ erhält man eine Standardabweichung von $\sigma_\phi = 0,4$ mrad und für θ den Wert $\sigma_\theta = 0,5$ mrad.

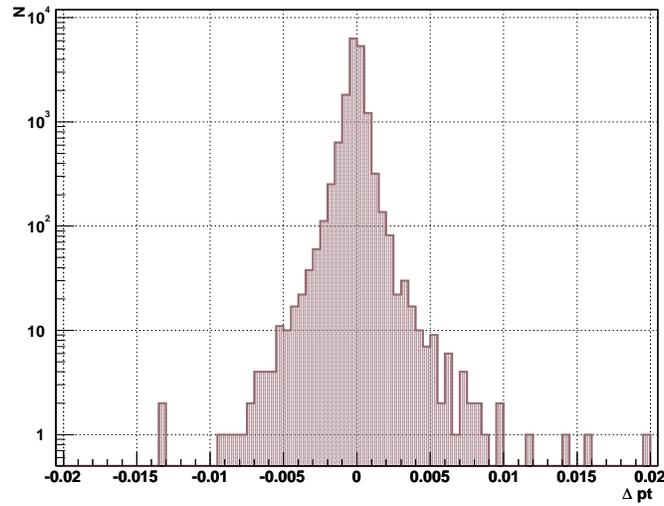


Abbildung 4.6: Das Schaubild zeigt die Auflösung des Transversalimpulses $\delta p_T = \frac{1}{p_{T,gen}} - \frac{1}{p_{T,rec}}$. Für die Standardabweichung ergibt sich hier ein Wert von $\sigma_{p_T} = 8 \cdot 10^{-4} \text{ 1/GeV}$.

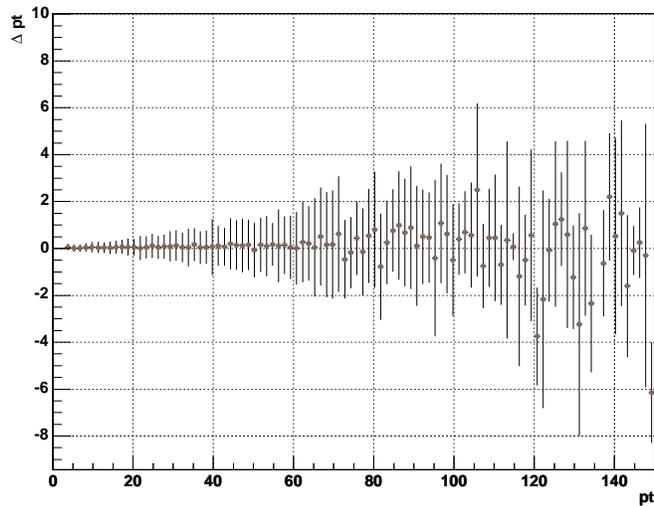


Abbildung 4.7: Abhängigkeit der Auflösung in p_T in Abhängigkeit von p_T . Das Schaubild zeigt Δp_T über p_T . Die Fehlerbalken zeigen die Standardabweichung in jedem Bin für den jeweiligen Wert an. Die Auflösung verändert sich mit zunehmendem p_T um bis zu 2 GeV.

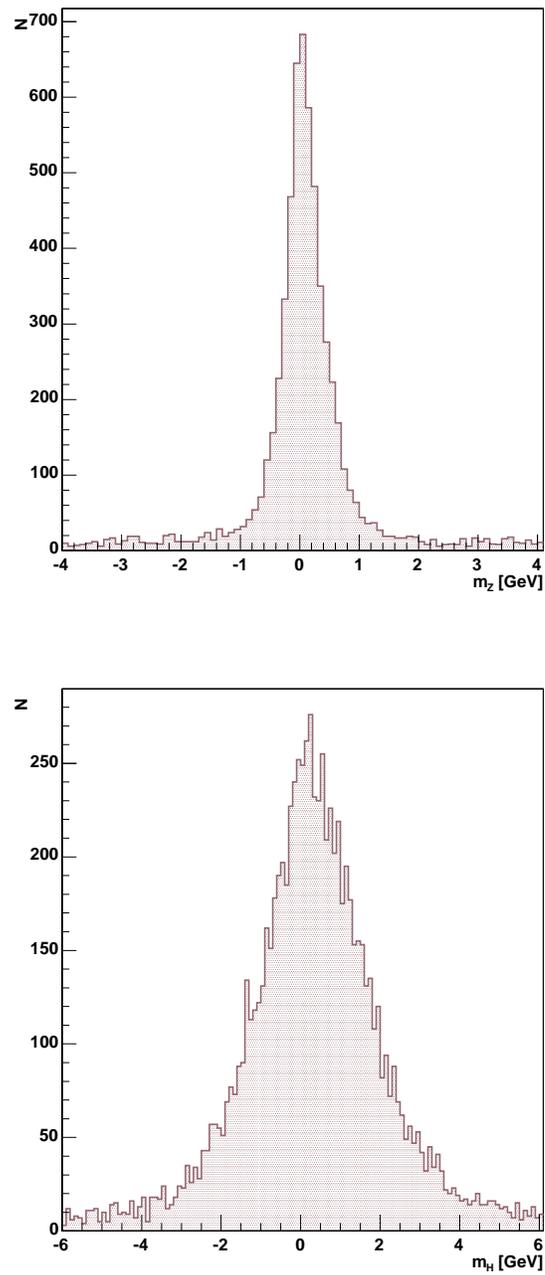


Abbildung 4.8: Gezeigt ist die Auflösung der invarianten reellen Z-Masse (oben) und der invarianten Higgs-masse (unten). Für die Auflösung der Z-Masse erhält man eine Standardabweichung von $\sigma_Z = 1,1$ GeV und für die Standardabweichung der invarianten Higgs-masse ($m_H = 140$ GeV) einen Wert von $\sigma = 1,5$ GeV.

	σ
$1/p_T$	$8 \cdot 10^{-4} \text{ 1/GeV}$
θ	0,5 mrad
ϕ	0,4 mrad
M_Z	1,1 GeV
M_H	1,5 GeV

Tabelle 4.1: Auflösung des L3-Triggers für verschiedene Größen

Effizienz

Die Effizienz der Rekonstruktion von Myonen wird im Folgenden dieser Arbeit definiert als die Anzahl der rekonstruierten Myonen, die einem generierten Myon entsprechen, dividiert durch die Anzahl der generierten Myonen. Die generierten Myonen müssen dabei in einem Bereich von $|\eta| < 2,4$ liegen und einen Transversalimpuls von mindestens 3 GeV vorweisen. Unter Effizienz wird also die Effizienz, ein Myon zu rekonstruieren, verstanden. Die Effizienz ϵ wird durch:

$$\epsilon = \frac{N_{\text{rekonstruiert}}}{N_{\text{generiert}}} \quad (4.5)$$

ermittel, wobei $N_{\text{rekonstruiert}}$ der Anzahl der rekonstruierten und $N_{\text{generiert}}$ der Anzahl der generierten Myonen entsprechen. Die Anzahl der Myonen in einem Bin entsprechen einer Binomialverteilung [2], wodurch auch die Fehlerbalken zustande kommen. Die Varianz σ^2 einer Binomialverteilung ist

$$\sigma^2 = \frac{\epsilon(1 - \epsilon)}{N_{\text{generiert}}}, \quad (4.6)$$

also die Wahrscheinlichkeit ϵ , ein Myon zu finden, multipliziert mit der Wahrscheinlichkeit, $(1 - \epsilon)$ das Myon nicht zu finden, dividiert durch die Anzahl der generierten Myonen $N_{\text{generiert}}$ und entspricht dem Fehler der Effizienz.

Für die Akzeptanz der generierten Myonen wurden folgende Bedingungen gestellt:

$$\begin{aligned} |\eta| &\leq 2,4, \\ P_T &\geq 10 \text{ GeV}. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Schaubild 4.9 zeigt die auf diese Weise bestimmte Effizienz von Myonen, die vom L3-Trigger gefunden wurden in Abhängigkeit des Transversalimpulses des Myons. Die Effizienz, ein Myon zu rekonstruieren, liegt bei etwa 97%, wobei die Effizienz bei niedrigen Transversalimpulsen $p_T < 10 \text{ GeV}$ sinkt. Schaubild 4.10 zeigt die Effizienz dieser Myonen über ihrer Pseudorapidität η . Die Effizienz zeigt eine flache Verteilung, wobei sie im Bereich von $|\eta| \approx 0,5$ aufgrund unzulänglicher Abdeckung durch die Myon-Kammern leicht sinkt.

Betrachtet man nun die Effizienz des L2- und L1-Triggers, so sieht man wie erwartet, dass diese größer als für den L3-Trigger ist, da die Kriterien ein Myon zu akzeptieren hier noch schwächer sind.

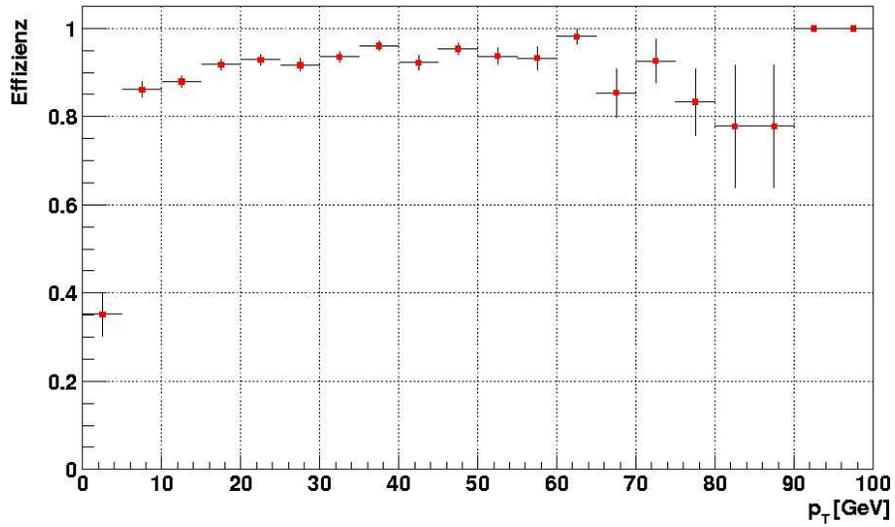


Abbildung 4.9: Effizienz des Level3-Triggers in Abhängigkeit des Transversalimpulses p_T . Die Effizienz sinkt bei niedrigen p_T -Werten.

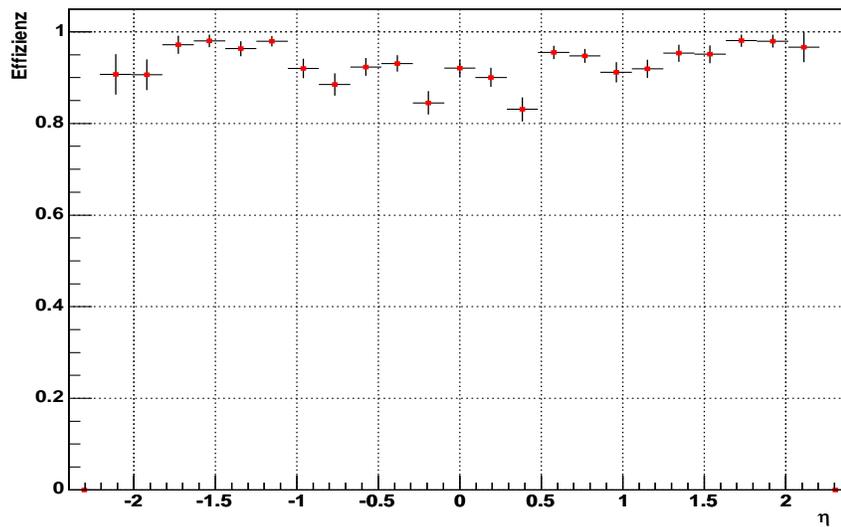


Abbildung 4.10: Effizienz des Level3-Triggers in Abhängigkeit der Pseudorapidität η .

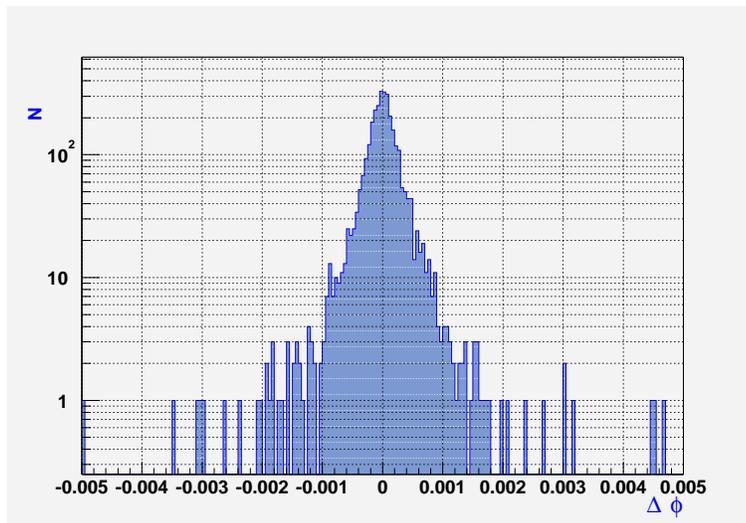


Abbildung 4.11: Auflösung der Größe ϕ für Myonen, die vom GlobalMuonReconstructor gefunden werden. Quantitativ ergab sich ein Wert von $\sigma_\phi = 0,4$ mrad für die Auflösung.

4.2.2 Der Offline-Muon-Rekonstruktor

Der GlobalMuonRekonstruktor stellt einen Algorithmus zur Verfügung, der unabhängig vom Trigger-System nach Kandidaten für Myonen im gesamten Detektor-Bereich sucht. Er besteht aus einem Myon-Rekonstruktor erster Stufe, dem StandAloneMuonReconstructor und einem Rekonstruktor zweiter Stufe, dem GlobalMuonReconstructor. Dieser Muon-Rekonstruktor wurde in einer Studie untersucht, da er unabhängig vom L1-Trigger innerhalb eines großen Bereichs des Detektors $|\eta| < 2,4$ nach Myon-Kandidaten sucht. Die Effizienz dieses Triggers sollte dadurch weitaus besser sein als die des High-Level-Trigger-Algorithmus und die Analyse könnte um einiges verbessert werden.

Die Auflösung für ϕ ist in Schaubild 4.11 zu sehen. Die Auflösung wird nach Gleichung 4.3 bestimmt. Für die Auflösungen der beiden Größen ergaben sich die Werte $\sigma_\phi = 0,4$ mrad und $\sigma_\theta = 0,45$ mrad, welche den Werten des High-Level-Triggers entsprechen.

In den Schaubildern 4.12 und 4.13 sind die Effizienzen von Myonen, die vom Offline-Rekonstruktor gefunden wurden, jeweils über der Pseudorapidität η und ihrem Transversalimpuls p_T zu sehen. Die Effizienzen mit den zugehörigen Fehlern werden wieder nach (4.5) und (4.6) bestimmt.

Auch hier ist die Effizienz abhängig vom Transversalimpuls p_T der Myonen und man beobachtet eine sinkende Effizienz bei kleinen p_T 's, ähnlich der des High-Level-Triggers (Schaubild 4.9).

Die Effizienz über η allerdings zeigt eine auffällige Abhängigkeit. Im Zentralbereich entspricht sie der Effizienz des High-Level-Triggers von ca. 98%. Im Bereich der Endkappen

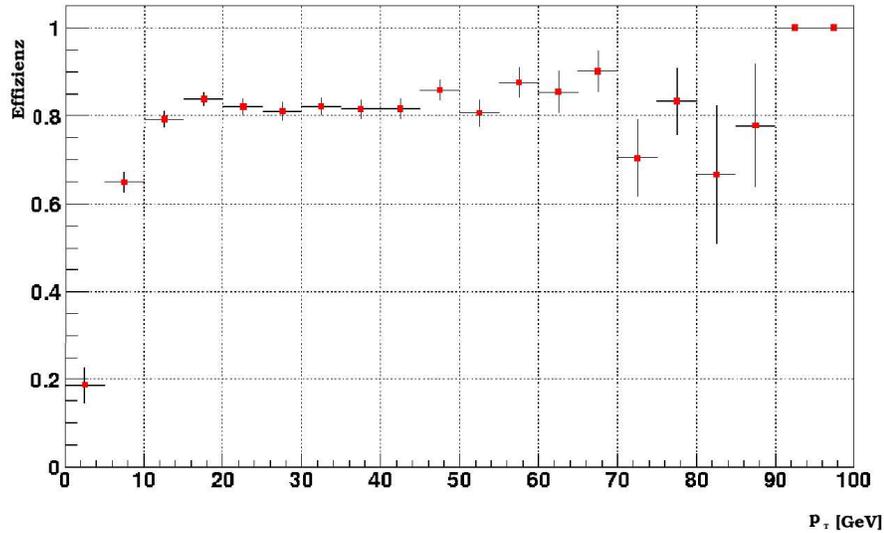


Abbildung 4.12: Effizienz des GlobalMuonReconstructors in Abhängigkeit des Transversalimpulses p_T . Die Effizienz sinkt auch hier bei kleinen p_T -Werten, ist aber über den ganzen p_T -Bereich um ca. 10% kleiner als die Effizienz des High-Level-Triggers.

bricht sie ein und die Effizienz sinkt für $|\eta| \geq 1,4$ bis auf 68%.

Speziell bei einer positiven Pseudorapidität der Myonen von $\eta \approx 1,5$ ist eine starke Ineffizienz zu erkennen, die bei dem entsprechend negativen Wert von $\eta \approx -1,5$ nicht zu sehen ist.

Schaubild 4.14 zeigt die Effizienz über η des StandAloneMuonReconstructors, der die Auswahl der Myonen an den GlobalMuonReconstructor übergibt. Man sieht auch hier schon die asymmetrische Ineffizienz bei $\eta \approx 1,5$.

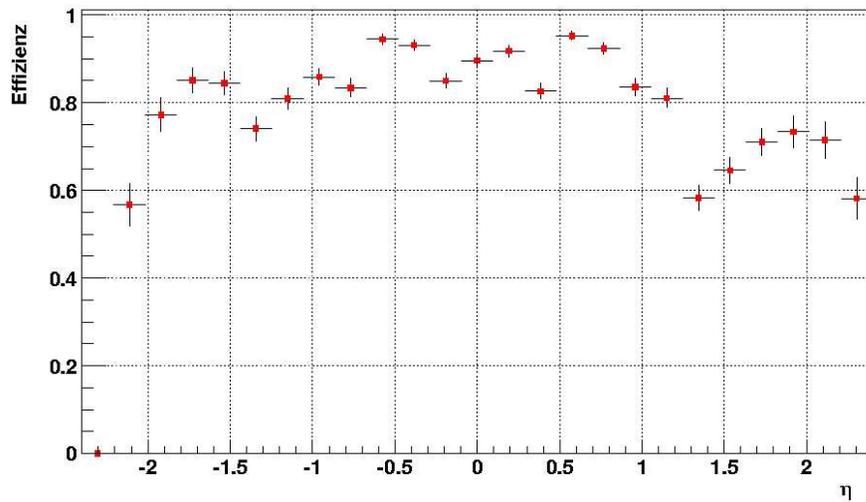


Abbildung 4.13: Effizienz des GlobalMuonReconstructors in Abhängigkeit der Pseudorapidität η . Man erkennt ein deutliches Abfallen der Effizienz im Bereich $\eta \approx 1,5$, was auf der Gegenseite bei $\eta \approx -1,5$ nicht der Fall ist. Außerdem beobachtet man ein Sinken der Effizienz in den Endkappenbereichen und über dem ganzen Bereich der Pseudorapidität ist die Effizienz deutlich niedriger als die des High-Level-Triggers.

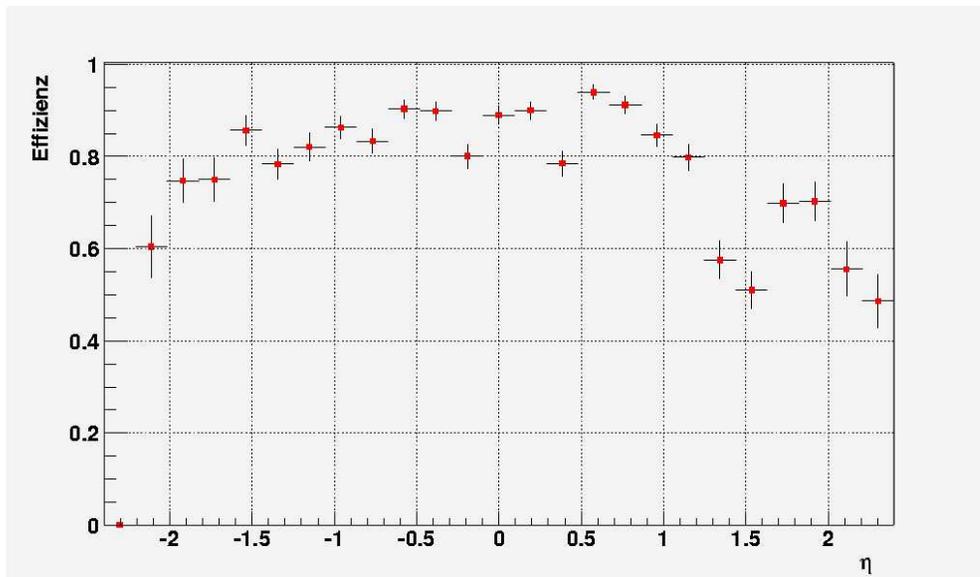


Abbildung 4.14: Effizienz der Myonen, die vom StandAloneMuonReconstructor gefunden wurden in Abhängigkeit von η . Auch hier ist schon eine Ineffizienz bei $\eta \approx 1,5$ zu sehen.

Der LocalMuonReconstructor trifft die Auswahl der Myonen aus der Rekonstruktion der Spur im Spurdetektor und übergibt die relevanten Bereiche an den GlobalMuonReconstructor. In Schaubild 4.15 sind die Spuren, die an den LocalMuonReconstructor übergeben wurden zu sehen. Auch hier sieht man einen Einbruch der Anzahl der Spuren bei $\eta \approx 1,5$, was möglicherweise bedeutet, dass das Problem bei der Spur-Rekonstruktion im Spurdetektor liegt.

Um festzustellen, ob die Ineffizienz in diesem Bereich der Pseudorapidität abhängig vom Transversalimpuls p_T der Myonen ist, ist in Schaubild 4.16 die Häufigkeit der Myonen in Abhängigkeit des Transversalimpulses p_T und der Pseudorapidität η aufgetragen.

Aus dieser Verteilung wurde jeweils ein Bereich von 10 GeV in Abhängigkeit von η betrachtet. Als Beispiele sind in Schaubild 4.17 zwei Bereiche herausgegriffen und die Effizienz ein Myon zu rekonstruieren über der Pseudorapidität aufgetragen.

Wie auch an diesen Beispielen zu sehen ergab sich ein Einbruch der Effizienz bei $\eta \approx 1,5$ für den gesamten Bereich $0 \text{ GeV} \leq p_T \leq 80 \text{ GeV}$. Dies zeigt, dass die Probleme der Rekonstruktion unabhängig vom Transversalimpuls der Myonen sind.

Nach Rücksprache mit den Software-Entwicklern am CERN wird das Paket in den folgenden ORCA-Versionen verbessert werden.

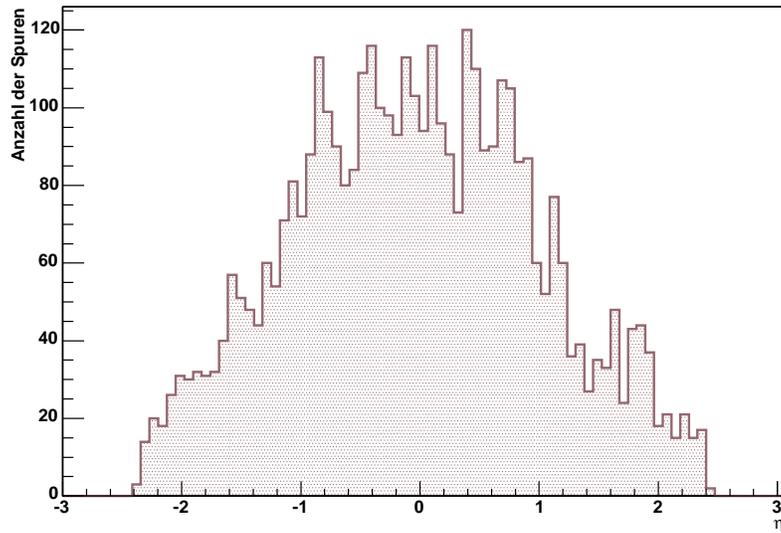


Abbildung 4.15: Anzahl der Spuren der Myonen, die an den LocalMuonReconstructor übergeben werden, in Abhängigkeit von η . Der Einbruch bei $\eta \approx 1,5$ ist auch schon hier zu sehen.

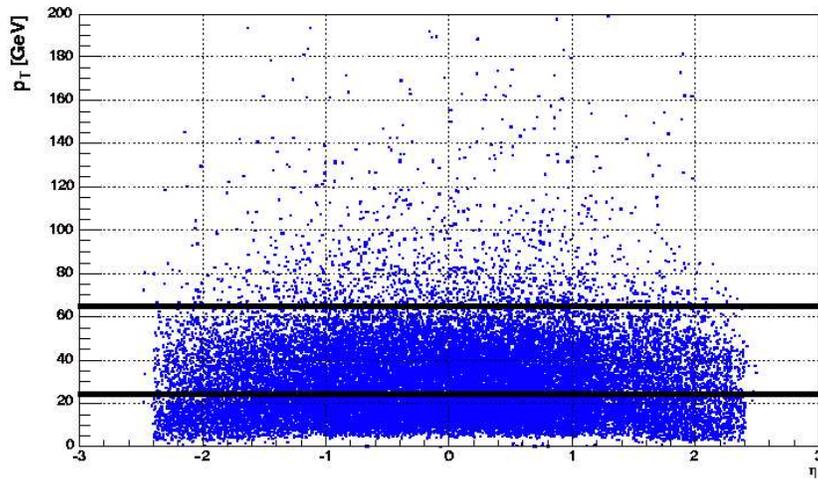


Abbildung 4.16: Aufgetragen ist die Häufigkeit der Myonen in Abhängigkeit des Transversalimpulses p_T und der Pseudorapidity η , um festzustellen, ob die Ineffizienz bei $\eta \approx 1,5$ abhängig vom Transversalimpuls p_T der Myonen ist. Als Beispiel sind in Abbildung 4.17 die beiden markierten Bereiche herausgegriffen.

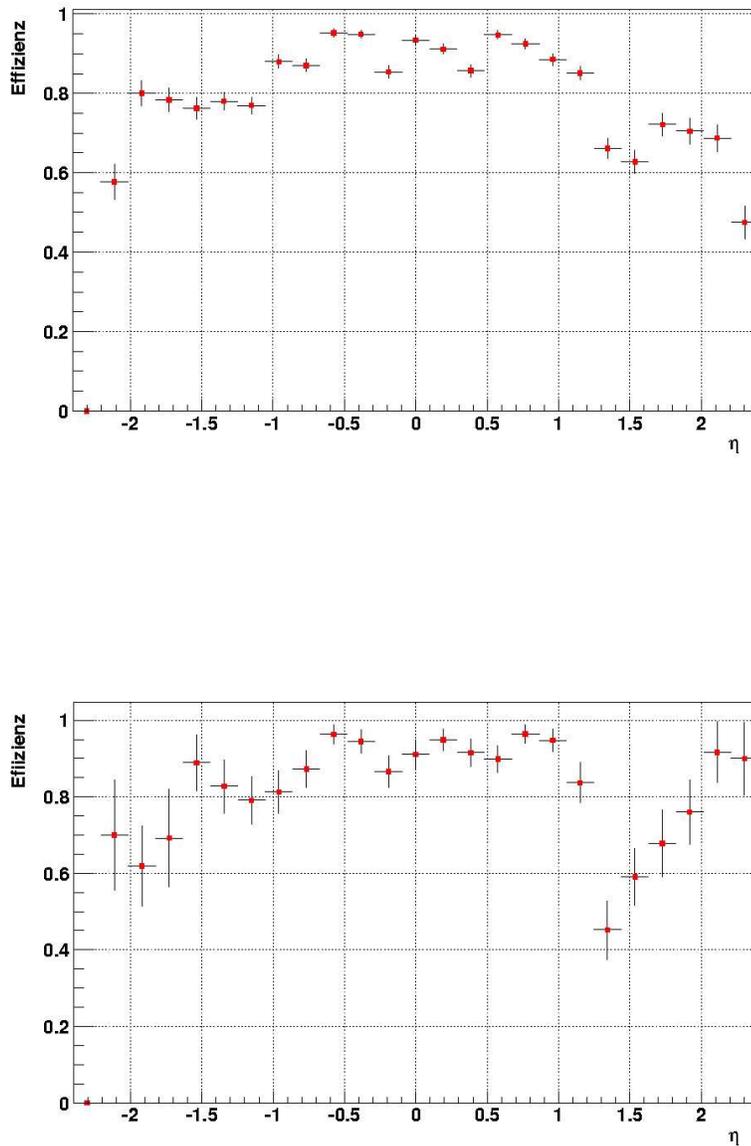


Abbildung 4.17: In den Schaubildern ist als Beispiel die Effizienz für zwei verschiedene p_T -Bereiche in Abhängigkeit von η gezeigt. Das obere Schaubild für den Bereich $20 \text{ GeV} \leq p_T \leq 30 \text{ GeV}$, das untere Bild zeigt den Bereich $60 \text{ GeV} \leq p_T \leq 70 \text{ GeV}$. Die Ineffizienz im Bereich von $\eta \approx 1,5$ ist unabhängig vom Transversalimpuls der Myonen.

Kapitel 5

Analyse des Kanals $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ mit Untergrund

Viele Kanäle können, wie in Kapitel 3 dargestellt, für die Suche nach dem Higgs-Boson untersucht werden. Einer der wichtigsten ist der Kanal $H \rightarrow 4l$ über den ZZ^* -Zwischenzustand. Dieser Kanal kann in drei Unterklassen geteilt werden: $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$, $\mu^+\mu^-e^+e^-$ und $e^+e^-e^+e^-$. Im Kanal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$, der in dieser Arbeit betrachtet wird, zerfällt ein Higgs-Boson in zwei Z-Bosonen, die jeweils in zwei Myonen zerfallen. Die im Endzustand erhaltenen vier Myonen lassen sich mit dem Myonen-System des CMS-Detektors gut nachweisen (siehe Kapitel 2). Untergrundprozesse mit vier Myonen im Endzustand sind relativ selten, was zu einem gut sichtbaren Signal über dem Untergrund führt. Daher wird dieser Kanal oft als der 'Goldene Kanal' bei der Suche nach dem Higgs-Boson bezeichnet.

Aus den vier Myonen lässt sich die Masse des Higgs-Bosons relativ leicht bestimmen. Allerdings ist das nur für einen bestimmten Higgsmassenbereich möglich, da das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall des Higgs-Bosons in zwei Z-Bosonen stark von der Higgs-Masse abhängt (Abbildung 3.12). Ein relatives Minimum des Verzweigungsverhältnisses wird bei der doppelten W-Masse erreicht, da bei dieser Masse das Higgs-Boson vorzugsweise in zwei W-Bosonen, die auf der Massenschale liegen, zerfällt (siehe Kapitel 3). Da man in diesem Bereich wenige Signalereignisse erhält, ist es wichtig, eine möglichst genaue Optimierung von Schnitten auf verschiedene physikalische Größen vorzunehmen, um die Signalereignisse von den Untergrundereignissen trennen zu können. In der Arbeit wird der Kanal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ für Higgsmassen im Bereich von $140 \text{ GeV} \leq m_H \leq 170 \text{ GeV}$ mit den entsprechenden Untergrundprozessen betrachtet, um zu sehen, welche Signifikanzen in diesem kritischen Bereich möglich sind.

5.1 Signalprozesse

Das Higgs-Boson kann über jeden Mechanismus, wie in Kapitel 3 erläutert, produziert werden. Die Produktion durch Gluonfusion ist dabei jedoch der dominierende Prozess.

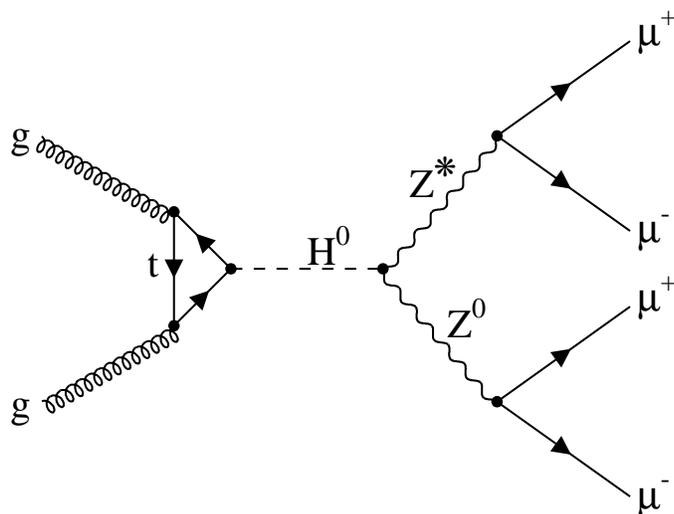


Abbildung 5.1: Higgsproduktion über Gluonfusion

Anschließend zerfällt das Higgs-Boson, wie schon zuvor erwähnt, in zwei Z-Bosonen, wobei die Zerfallsrate von der Higgsmasse abhängt (Kapitel 3), während die Z-Bosonen mit einer Zerfallsrate von $BR(Z \rightarrow 2\mu) = 3,36\%$ in jeweils zwei Myonen zerfallen. Der Zerfalls-Prozess ist in Abbildung 5.1 gezeigt.

5.2 Bedeutende Untergrundprozesse

Untergrundprozesse weisen im Endzustand ähnliche Signaturen wie die Signalereignisse auf, das heißt also in diesem Fall vier Myonen. Die wichtigsten Untergrundprozesse für diesen Kanal sind die Prozesse $t\bar{t}$, $Zb\bar{b}$ und ZZ^* .

ZZ^* -Untergrund

Hierbei werden aus zwei Quarks zwei Z-Bosonen erzeugt, welche wiederum leptonisch, mit einer Wahrscheinlichkeit von $BR=3,36\%$, jeweils in zwei Myonen zerfallen. Da die doppelte Masse des Z-Bosons größer als die in dieser Arbeit betrachteten Higgsmassen sind, werden nur solche Prozesse durch PYTHIA-Vorselektion erlaubt, bei denen ein Z-Boson reell und das andere virtuell ist. Dieser Untergrund ist schwer zu unterdrücken, da jedes der Z-Bosonen wie bei Signalereignissen in zwei Myonen zerfallen kann. Der Prozess wird in Abbildung 5.2 gezeigt.

$t\bar{t}$ -Untergrund

Beim $t\bar{t}$ -Untergrund, wie in Abbildung 5.3 dargestellt, entsteht aus zwei Quarks ein Gluon, welches in ein Top-Quark-Paar $t\bar{t}$ zerfällt. Die Top-Quarks zerfallen in über 99% der Fälle jeweils in ein W-Boson und ein Bottom-Quark. Das W-Boson zerfällt mit einer Wahr-

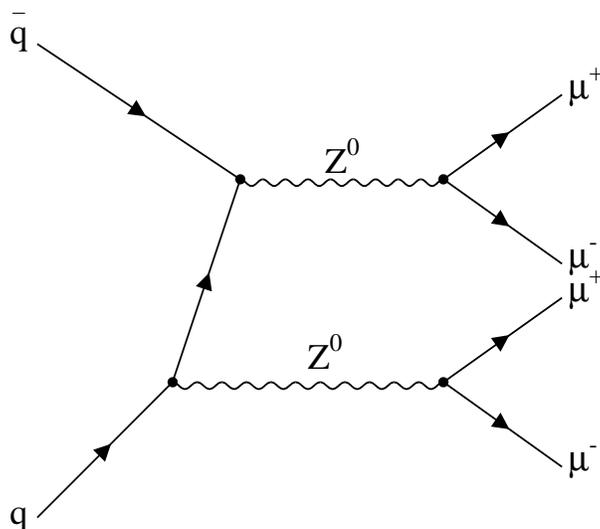


Abbildung 5.2: ZZ^* Untergrund: Zwei Z -Bosonen entstehen aus zwei Quarks und zerfallen jeweils in 4 Myonen

scheinlichkeit von 10,47 % in ein Myon und das entsprechende Myon neutrino. In 10 % der b -jets wiederum befindet sich ein Myon, woraufhin wieder vier Myonen im Endzustand möglich sind. Dieser Untergrund kann leicht durch einen Isolationskriterium unterdrückt werden, da Myonen in einem b -Jet, entgegen den Myonen der Signalereignisse, nicht isoliert sind. Wegen des großen Wirkungsquerschnittes ist dieser Untergrund jedoch trotzdem zu beachten.

$Zb\bar{b}$ -Untergrund

Zwei Gluonen spalten jeweils in ein b -Paar auf. Zwei der vier entstandenen b -Quarks erzeugen ein Z -Boson, welches in ein Myonenpaar zerfallen kann. In den aus den übrigen b -Quarks entstandenen Jets sind häufig weitere Myonen enthalten und es ergibt sich wieder ein vier Myonen-Endzustand. Dieser Prozess ist in Abbildung 5.4 dargestellt.

5.3 Rekonstruktion und Auswahl der Ereignisse

5.3.1 Signifikanz

Die Signifikanz ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, ob ein Signal in einer Verteilung 'sichtbar' ist oder es sich dabei nur um eine statistische Fluktuation handelt.

Es gibt eine Reihe von Methoden zur Bestimmung der Signifikanz von denen hier drei

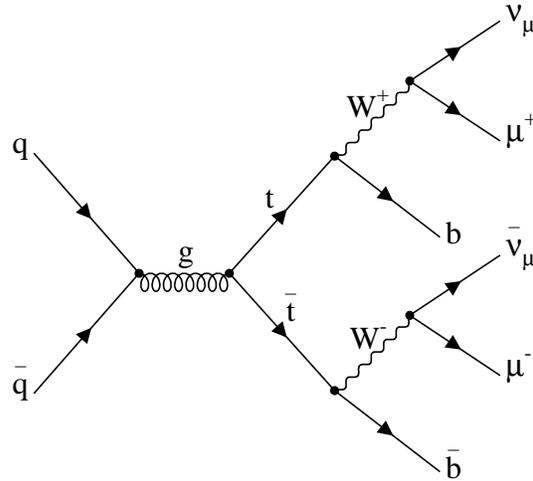


Abbildung 5.3: $t\bar{t}$ -Untergrund: Das Top-Quark zerfällt zu fast 100% in ein W-Boson und ein b-Quark. W-Bosonen können in ein Myon und ein Myon neutrino zerfallen, zwei weitere Myonen können aus den b-Jets kommen.

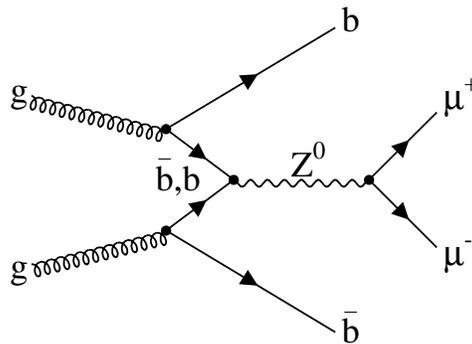


Abbildung 5.4: $Zb\bar{b}$ -Untergrund: Das Z-Boson zerfällt in zwei Myonen und die b-Quarks bilden Jets, die Myonen enthalten. Dadurch wird ein Vier-Myonen-Endzustand erreicht

betrachtet werden. Methoden, die auf bloßer Zählstatistik der Signal- und Untergrundeignisse in einem bestimmten Bereich um das Signal herum beruhen oder die Verteilung im gesamten Massenbereich berücksichtigen. Für wenig Untergrundeignisse ergibt sich bei der einfachsten Methode

$$S_1 = \frac{N_S}{\sqrt{N_B}} \quad (5.1)$$

eine starke Überschätzung der Signifikanz.

Besseres Verhalten zeigt die auf Poisson-Statistik beruhende 'likelihood-ratio' [19]:

$$S_L = \sqrt{2 \cdot \ln Q} \quad (5.2)$$

$$Q = \left(1 + \frac{N_S}{N_B}\right)^{N_S + N_B} \cdot e^{-N_S}, \quad (5.3)$$

wobei N_S und N_B jeweils der Anzahl der Signal- und Untergrundeignissen in einem Massenfenster entspricht.

Eine der 'likelihood' entsprechenden Methode, die ähnliche Ergebnisse erzielt und auch auf Zählstatistik beruht, ist die Signifikanz, wie sie in [10] nach Krasnikov definiert wird:

$$S_K = 2 \cdot (\sqrt{N_S + N_B} - \sqrt{N_B}) \quad (5.4)$$

Eine ausführliche Erläuterung der verschiedenen Methoden zur Bestimmung der Signifikanz und ein Vergleich ist in [19] dargestellt.

5.3.2 Schnitte auf Ereignisse des Monte-Carlo-Generators

Wie bereits erwähnt, sind weiche Schnitte auf Ereignisse des Monte-Carlo-Generators (PYTHIA) notwendig, um nur die relevanten Signal- und Untergrundeignisse zu simulieren. Die Auswahl der Monte-Carlo Ereignisse für unseren Massenbereich $140 \text{ GeV} \leq m_H \leq 170 \text{ GeV}$ sind in Tabelle 5.1 zusammengestellt.

η	höchstes p_T in GeV	niedrigstes p_T in GeV	m_Z in GeV	m_{Z^*} in GeV	m_H in GeV
$< 2,5$	> 25	> 3	85–95	10–80	135–180

Tabelle 5.1: Selektionsschnitte, die auf die Ereignisse des Monte-Carlo-Generators (PYTHIA) gemacht wurden

Da Myonen in einem Bereich von $|\eta| > 2,4$ vom Myon-Detektor nicht mehr nachgewiesen werden können, wird von allen Myonen eine Pseudorapidität von $|\eta| < 2,5$ gefordert. Die Myonen mit einem Transversalimpuls p_T kleiner als 3 GeV sehr schlecht nachgewiesen werden können (Abbildung 4.8), wird ein p_T -Schnitt von 3 GeV auf alle Myonen

vorgenommen. Zusätzlich wird ein $p_T > 25 \text{ GeV}$ für das Myon mit dem größten p gefordert. Dieser Wert folgte aus Studien der Monte-Carlo-Ereignisse. Mit diesen und weiteren Schnitten auf die Masse der Z-Bosonen werden schon hier Untergrundereignisse unterdrückt, die bei anschließenden Schnitten wegfallen würden.

Um die Schnitte auf die Monte-Carlo Ereignisse vorzunehmen, wird Folgendes beachtet: Auf Ebene des Monte-Carlo-Generators werden die Z-Massen rekonstruiert, wobei die Ladung der Myonen beachtet wird. Das Z-Boson, dessen invariante Z-Masse der reellen Z-Masse am nächsten kommt, wird als reelles, das zweite als virtuelles angesehen. Liegt die daraus rekonstruierte Higgsmasse nun im gewünschten Bereich ($135 \text{ GeV} < m_H < 180 \text{ GeV}$), wird das Ereignis akzeptiert, ansonsten verworfen. Werden mehr als vier Myonen in einem Ereignis gefunden, wird jede mögliche Kombination zur Rekonstruktion eines Higgs-Bosons überprüft. Liegt eine der Higgsmassen im gewünschten Bereich, wird das Ereignis akzeptiert.

In Tabelle 5.2 ist die Anzahl der generierten Monte-Carlo-Ereignisse für die Signal- und Untergrundprozesse zusammengefasst.

Kanal	Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse
$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu : m_H = 140 \text{ GeV}$	10000
$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu : m_H = 150 \text{ GeV}$	10000
$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu : m_H = 160 \text{ GeV}$	10000
$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu : m_H = 166 \text{ GeV}$	10000
$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu : m_H = 170 \text{ GeV}$	10000
$ZZ^* \rightarrow 4\mu$	10000
$t\bar{t} \rightarrow 4\mu$	14000
$Zb\bar{b} \rightarrow 4\mu$	6584

Tabelle 5.2: Anzahl der generierten Monte-Carlo-Ereignisse für Signal- und Untergrundprozesse

In den Tabellen 5.3 und 5.4 ist die erwartete Anzahl der Signal- und Untergrundereignisse für ein Jahr LHC mit niedriger Luminosität ($L_{int} = 20 \text{ fb}^{-1}$) zusammengestellt. Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} wird mit der Akzeptanz ϵ der Vorselektion der PYTHIA-Ereignisse (Schnitte siehe Tabelle 5.1), der Zerfallsrate für vier Myonen im Endzustand und schließlich der Luminosität 20 fb^{-1} multipliziert. Für den totalen Wirkungsquerschnitt aus der Higgsproduktion wurde σ_{tot} für NLO aus Tabelle 3.1 verwendet. Die Zerfallsrate $\text{BR}(H \rightarrow ZZ)$ wurde mit Hilfe des Programmes HDECAY [25] berechnet. Die Akzeptanz ϵ wurde definiert als das Verhältnis der akzeptierten Ereignisse nach den Schnitten auf die Monte-Carlo Ereignisse zur Anzahl der insgesamt generierten Ereignisse von PYTHIA, d. h. also

$$\epsilon = \frac{N_{akzeptiert}}{N_{generiert}}. \quad (5.5)$$

m_H in GeV	σ_{tot} in pb	$BR(H \rightarrow 4\mu)$	ϵ in %	$\sigma_{tot} \cdot \epsilon \cdot BR$ in fb	erwartete Ereignisse für 20 fb^{-1}
140	31,61	$7,64 \cdot 10^{-5}$	42	1,014	20,28
150	27,94	$9,37 \cdot 10^{-5}$	48	1,257	25,14
160	24,98	$4,15 \cdot 10^{-5}$	50	0,518	10,36
166	23,45	$2,34 \cdot 10^{-5}$	52	0,258	5,7
170	22,47	$2,55 \cdot 10^{-5}$	53	0,304	6,08

Tabelle 5.3: Erwartete Ereignisse für ein Jahr LHC bei einer integrierten Luminosität von $L_{int} = 20 \text{ fb}^{-1}$ für verschiedene Higgsmassen.

m_H in GeV	σ_{prod} in pb	$\sigma_{prod} \cdot BR$	ϵ in %	$\sigma_{tot} \cdot \epsilon \cdot BR$ in fb	erwartete Ereignisse für 20 fb^{-1}
Zbb	1492	51,2	0,04	20,48	409,6
$t\bar{t}$	886	8,86	0,04	3,54	70,8
ZZ	18,2	0,084	3,26	74,8	54,8

Tabelle 5.4: Erwartete Untergrundereignisse für ein Jahr LHC bei einer integrierten Luminosität von $L_{int} = 20 \text{ fb}^{-1}$.

5.3.3 Rekonstruktionseffizienz und Verteilungen von rekonstruierten Größen

In diesem Abschnitt werden die Verteilungen von rekonstruierten Größen wie den Transversalimpulsen p_T der Myonen, der invarianten Z-Massen und der Higgsmasse gezeigt. Es sind hier nur die Schnitte auf Monte-Carlo-Daten vorgenommen, wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, mit der zusätzlichen Forderung, dass sich alle Myonen in einem Bereich von $|\eta| < 2,4$ befinden, da das Trigger-System nur diesen Winkelbereich abdeckt.

Tabelle 5.5 zeigt die Effizienz, vier Myonen in einem Ereignis für den Fall niedriger Luminosität zu rekonstruieren. Die Rekonstruktionseffizienz wird hier definiert als die Anzahl der Ereignisse mit vier rekonstruierten Myonen dividiert durch die Anzahl der simulierten Ereignisse, die von der Vorselektion aus Tabelle 5.1 akzeptiert werden, mit der zusätzlichen Forderung, dass sich alle vier simulierten Myonen im Bereich von $|\eta| < 2,4$ befinden. Die Effizienz wird für die jeweiligen Higgsmassen und die Untergründe angegeben.

¹In der Analyse wurde der Bereich der Pseudorapidität des L1-Triggers von $\eta < 2,1$ auf $\eta < 2,4$ aufgeweitet (siehe auch Kapitel 3).

Kanal	Rekonstruktions-Effizienz
$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu : m_H = 140 \text{ GeV}$	60,3%
$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu : m_H = 150 \text{ GeV}$	62,9%
$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu : m_H = 160 \text{ GeV}$	63,7%
$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu : m_H = 166 \text{ GeV}$	65,7%
$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu : m_H = 170 \text{ GeV}$	65,1%
$ZZ^* \rightarrow 4\mu$	57,9%
$t\bar{t} \rightarrow 4\mu$	33,6%
$Zb\bar{b} \rightarrow 4\mu$	44,0%

Tabelle 5.5: Effizienz der Rekonstruktion von vier Myonen in einem Ereignis nach den Schnitten auf die Monte-Carlo-Daten von Tabelle 5.1 und innerhalb eines Bereichs von $|\eta| < 2,4$ für den Fall niedriger Luminosität. Aufgrund von Rekonstruktionsschwierigkeiten der Myonen in dieser ORCA-Version (ORCA_7_2_4) ist die Effizienz hier um ca. 20% niedriger als bei [1] und in [27] vorgesehen. Die Rekonstruktionsschwierigkeiten sind jedoch statistisch auf Signal- und Untergrundereignisse verteilt, dass das Verfahren der weiteren Analyse nicht beeinträchtigt wird.

Isolation eines Myons

Charakteristisch für Signalereignisse sind vier Myonen im Endzustand. Auch beim ZZ^* -Untergrund befinden sich die Myonen im isolierten Zustand. Beim $t\bar{t}$ -Untergrund und $Zb\bar{b}$ -Untergrund entstehen die Myonen jedoch aus einem b-Jet und sind daher nicht mehr isoliert. Fordert man ein Isolationskriterium, so können diese zuletzt genannten Untergrundprozesse stark unterdrückt werden.

Um die Isolation eines Myons zu bestimmen, wird das ORCA-Paket `MuonIsolation` verwendet. Dieses Paket stellt drei Isolations-Kriterien zur Verfügung:

- Die Isolation im Kalorimeter, wobei die Summe der Transversalenergien um ein Myon betrachtet wird;
- die Isolation im Pixel-Detektor, hier wird die Summe der rekonstruierten Spuren um ein Myon im Pixeldetektor betrachtet;
- und schließlich Isolation im Spurdetektor, wobei die vollständig rekonstruierten Spuren um ein Myon im Spurdetektor betrachtet werden.

In dieser Arbeit wird nur die Isolation im Kalorimeter und im Spurdetektor verwendet. Um die Summe der jeweiligen Größen in einem Detektorbereich zu bestimmen, wird ein Kegel der Größe

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}. \quad (5.6)$$

um das entsprechende rekonstruierte Myon gelegt. Die Transversalimpulse bzw. Transversalenergien aller geladener Teilchen, die sich innerhalb dieses Kegels befinden, werden

aufsummiert. Überschreitet die Summe dieser Energien oder Impulse ein bestimmtes Maximum $\sum p_T^{max}$ bzw. $\sum E_T^{max}$, wird das Myon als nicht isoliert betrachtet. Für die Größe des Kegels können verschiedene Werte ΔR angenommen werden.

Diese wurden von [1] optimiert und es ergab sich ein optimaler Wert von $\Delta R = 0,45$ für die Isolation im Kalorimeter und $\Delta R = 0,25$ im Spurdetektor.

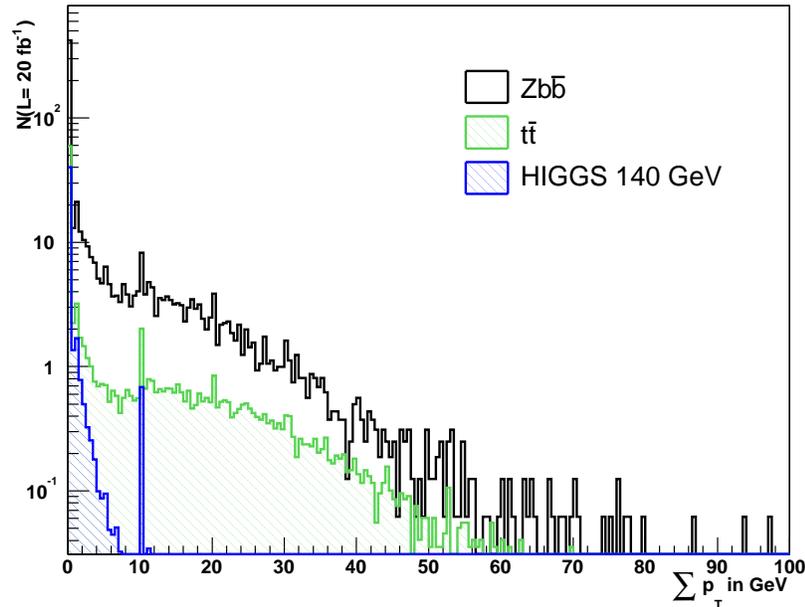


Abbildung 5.5: Dargestellt ist die Summe der Transversalimpulse aller geladenen Teilchen $\sum p_T$ um ein Myon. Es wird der Bereich $\Delta R = 0,24$ um das Myon im Spurdetektor für die Higgsmasse 140 GeV und die Untergründe $Z\bar{b}$ und $t\bar{t}$ betrachtet. Alle Spuren von geladenen Teilchen um ein Myon, die im akzeptierten Bereich liegen und einen p_T -Wert von größer 10 GeV haben, werden von MuonIsolation auf den Wert 10 GeV zurückgesetzt. Daraus resultiert vor allem bei den Signalereignissen ein 'peak' bei 10 GeV im Schaubild, da diese Myonen isoliert sind.

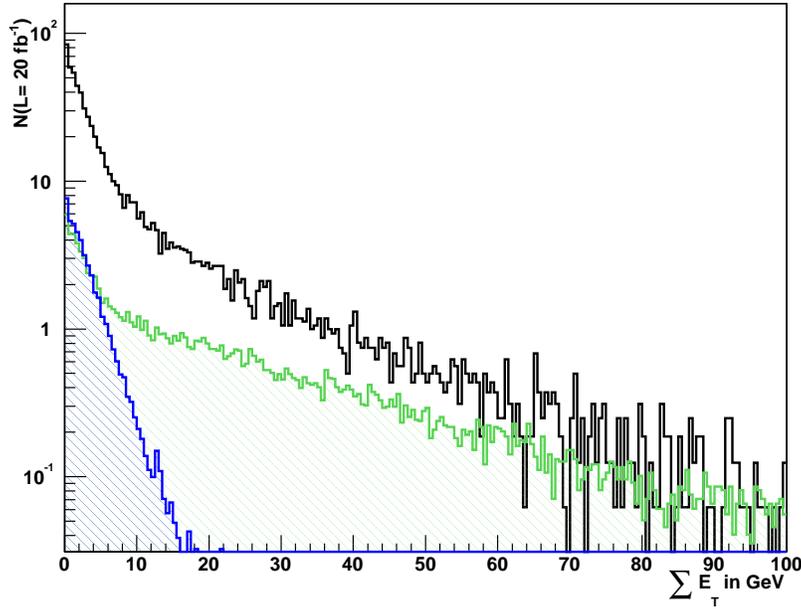


Abbildung 5.6: Dargestellt ist die Summe der Transversalenergien aller geladenen Teilchen $\sum E_T$ um ein Myon im Kalorimeter. Es wird der Bereich $\Delta R = 0,45$ um das Myon für die Higgsmasse $m_H = 140 \text{ GeV}$ und die Untergründe $Z\bar{b}b$ und $t\bar{t}$ betrachtet.

Schaubild 5.5 zeigt die Summe der Transversalimpulse $\sum p_T$ aller geladenen Teilchen um ein Myon im Spurdetektor für die $Z\bar{b}b$ und $t\bar{t}$ - Untergrundereignisse und die Signalereignisse der Higgsmasse $m_H = 140 \text{ GeV}$. Man sieht, dass für die Untergrundereignisse die Summe der Transversalimpulse p_T viel größer ist, da hier auch nicht isolierte Myonen auftreten und durch Schnitte besonders der $Z\bar{b}b$ -Untergrund stark unterdrückt werden kann. Schaubild 5.6 zeigt entsprechend die Summe der Energien $\sum E_T$ aller geladenen Teilchen um ein Myon im Kalorimeter, für die Signalereignisse bei $m_H = 140 \text{ GeV}$ und die entsprechenden Untergründe $Z\bar{b}b$ und $t\bar{t}$. Auch im Kalorimeter ist eine signifikante Unterdrückung der Untergründe möglich.

Wie später zu sehen sein wird, werden die Untergrundprozesse ZZ^* und $Z\bar{b}b$ durch diese Isolations-Schnitte bis zu Werten von 90% unterdrückt. Von großem Vorteil wäre es, diese Schnitte schon auf Ereignisse des Monte-Carlo-Generators zu machen, da ein Großteil der Produktion hier wegfällt. Hierfür betrachtet man die Summe aller Transversalimpulse $\sum p_T$ um ein Myon aus $t\bar{t}$ - Ereignissen des Monte-Carlo-Generators. Die Verteilung entspricht der Verteilung der rekonstruierten Größen in Schaubild 5.5. Nun ordnen wir nach dem Matchingkriterium aus Kapitel 4 jedem generierten Myon ein rekonstruiertes Myon zu. Zu diesem rekonstruierten Myon wird ebenfalls die Summe der Transversalimpulse um das rekonstruierte Myon bestimmt. In Schaubild 5.7 ist nun wieder dieselbe Verteilung für die generierten Myonen gezeigt, mit der Forderung, daß die Summe $\sum p_T$ des zugeordneten rekonstruierten Myons den Wert $\sum p_T \leq 3,5 \text{ GeV}$ annimmt. Beinhaltet

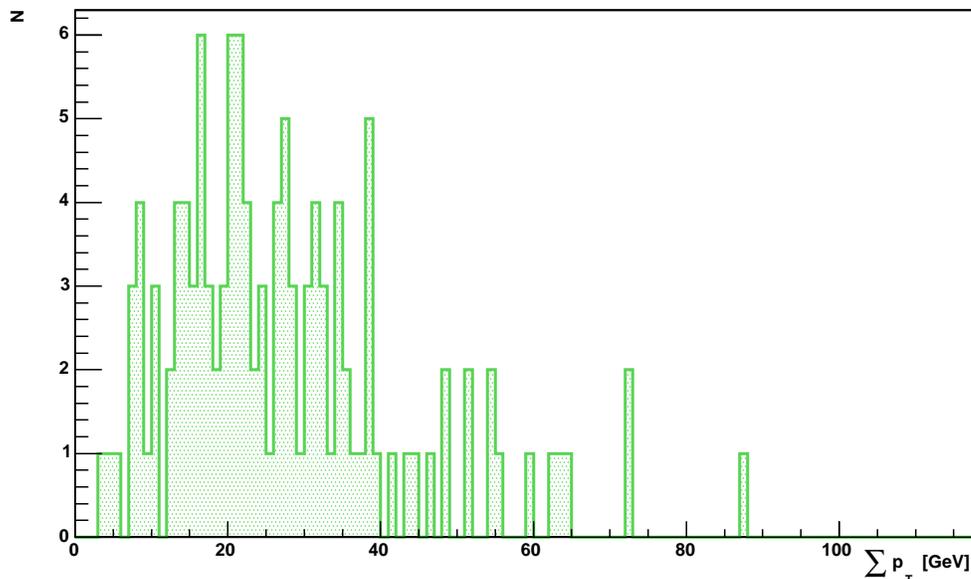


Abbildung 5.7: Summe der Transversalimpulse $\sum p_T$ um ein **generiertes** Myon der Monte-Carlo-Ereignisse. Es sind die Myonen aufgetragen, dessen entsprechendes rekonstruierte Myon eine Summe der Transversalimpulse aufweist, die kleiner als $p_T = 3,5$ GeV ist, was dem Isolations-Schnitt bei späterer Auswahl entspricht. Ein Isolationschnitt auf Monte-Carlo-Daten ist nicht sinnvoll, da Teilchen existieren, die mit viel kleinerem Transversalimpuls rekonstruiert werden und bei einem Schnitt verloren gehen würden.

ein Ereignis ein Myon mit einer größeren Summe wird das ganze Ereignis verworfen. Aus dem Schaubild ist ersichtlich, daß Teilchen der Monte-Carlo-Ereignisse existieren, dessen Summe der Transversalimpulse um bis zu 50 GeV niedriger rekonstruiert werden. Dies zeigt, daß bei möglichen Schnitten auf die Monte-Carlo-Daten, Ereignisse verloren werden, die man auf rekonstruierter Ebene behalten würde. Ein solches Auswahlverfahren auf Ereignisse des Monte-Carlo-Generators ist daher nicht sinnvoll.

Verteilung der Transversalimpulse der Myonen

In Schaubild 5.8 und Schaubild 5.9 sind die p_T -Verteilungen der verschiedenen Signalergebnisse gezeigt, in Schaubild 5.10 entsprechend die Verteilungen für die Untergrundergebnisse. Die Myonen werden nach ihren Transversalimpulsen sortiert, das p_T des Myons mit dem größten Impuls in einem Ereignis wird mit p_T^1 bezeichnet, dann p_T^2 , p_T^3 und schließlich mit p_T^4 der kleinste Transversalimpuls.

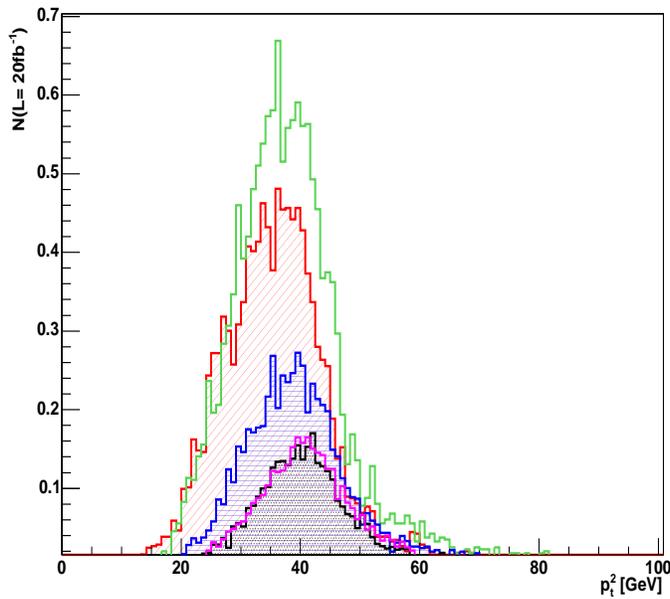
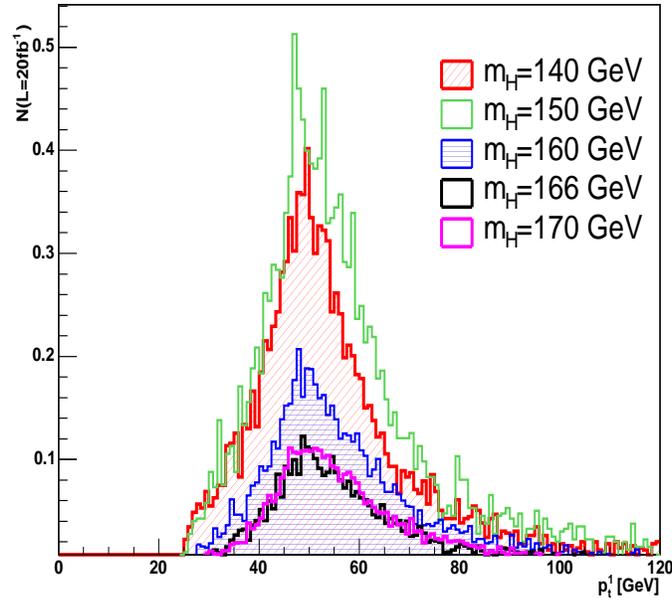


Abbildung 5.8: Transversalimpulse p_T^1 und p_T^2 der Signalereignisse bei verschiedenen Higgsmassen. p_T^1 entspricht dem Transversalimpuls des Myons mit dem größten Impuls in einem Ereignis, p_T^2 dem Myon mit dem zweitgrößten Transversalimpuls.

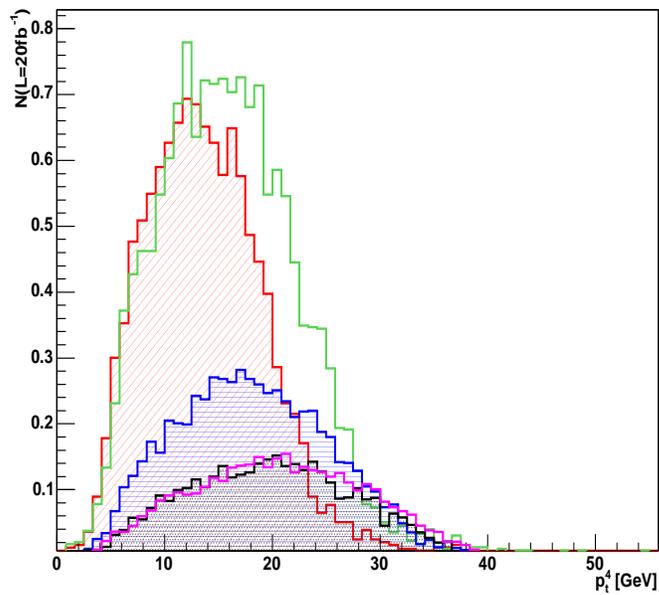
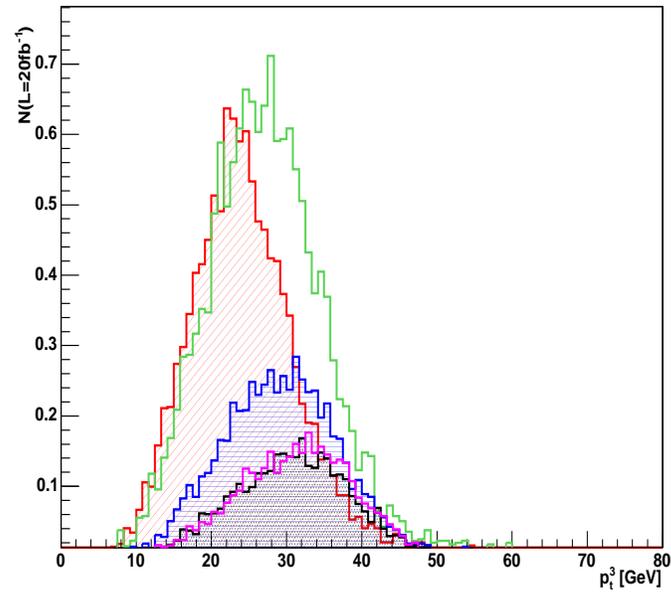


Abbildung 5.9: Transversalimpulse p_T^3 bis p_T^4 der Signalereignisse bei verschiedenen Higgsmassen. p_T^4 entspricht dem Transversalimpuls des Myons mit dem niedrigsten Impuls in einem Ereignis, p_T^3 dem Myon mit dem zweitniedrigsten Transversalimpuls.

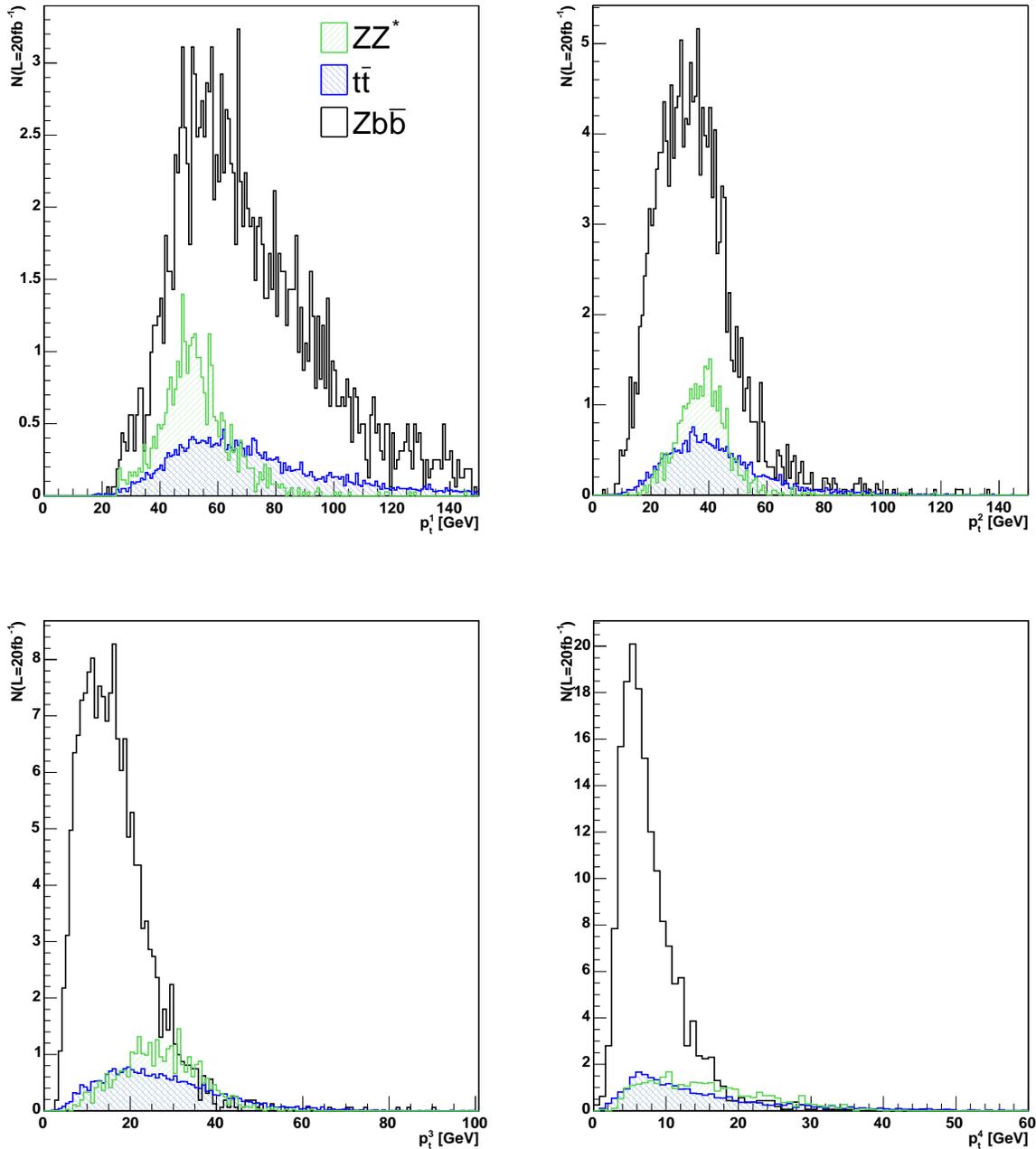


Abbildung 5.10: Transversalimpulse p_T^1 bis p_T^4 der Untergrundereignisse: Die Myonen werden nach ihren Transversalimpulsen sortiert, um geeignete Schnitte festzusetzen. Im Schaubild dargestellt sind die Myonen mit den Schnitten auf Ereignisse des Monte-Carlo-Generators.

Verteilung der invarianten Z-Massen

Man bestimmt die invariante Masse für jede mögliche Kombination aus $\bar{\mu}$ - und μ^- -Myonen. Daraus wird das reelle Z-Boson aus der Kombination gewählt, die der reellen Z-Masse am nächsten liegt. Das entsprechend zweite Z-Boson wird als das virtuelle angesehen. Liegt die daraus bestimmte Higgsmasse im gewählten Bereich, wird das Ereignis akzeptiert. Hat ein Ereignis mehr als vier Myonen, werden wieder, wie bei den Schnitte in PYTHIA, alle Kombinationen überprüft. Liegt eine der rekonstruierten Higgsmassen im gewünschten Bereich, wird das Ereignis akzeptiert. Die rekonstruierten Z- und Z*-Massen für die jeweiligen Higgsmassen sind in Schaubild 5.11, die jeweiligen Untergründe in Schaubild 5.12 dargestellt.

Da der erlaubte Massenbereich für die reelle Z-Masse auf PYTHIA-Niveau relativ klein war und sich die Masse des reellen Z-Bosons aufgrund der Rekonstruktion für verschiedene Higgsmassen kaum ändert, sehen wir hier einen steil ansteigenden 'peak' für jede Higgsmasse für Signal- und Untergrundereignisse.

Bei der virtuellen Z-Masse dagegen ergibt sich eine viel breitere Verteilung der invarianten Masse für jede Higgsmasse. Die Maxima der Verteilungen verlagern sich, wie erwartet, mit zunehmender Higgsmasse zu höheren Massen. Die Verteilung der virtuellen Z-Massen für die Untergründe dagegen steigen bis zu einer Z-Masse von 30 GeV an und flachen dann ab. Durch einen Schnitt auf die virtuelle Z-Masse kann der Untergrund gut unterdrückt werden, ohne dabei zu viele Signalereignisse zu verlieren.

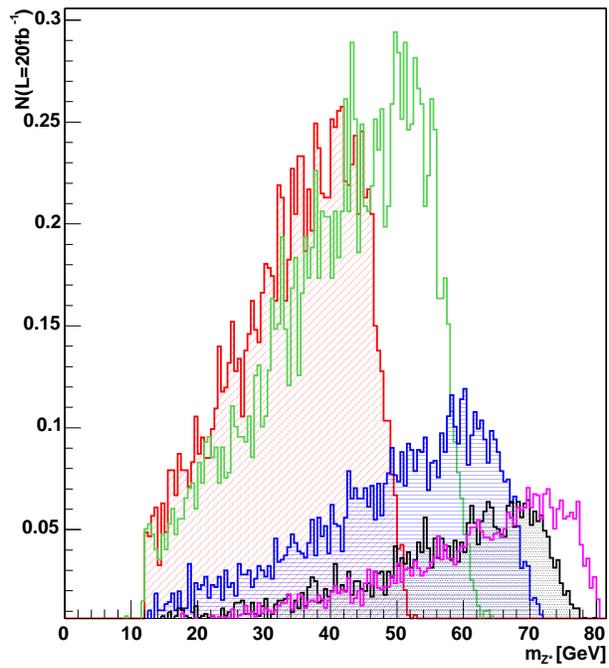
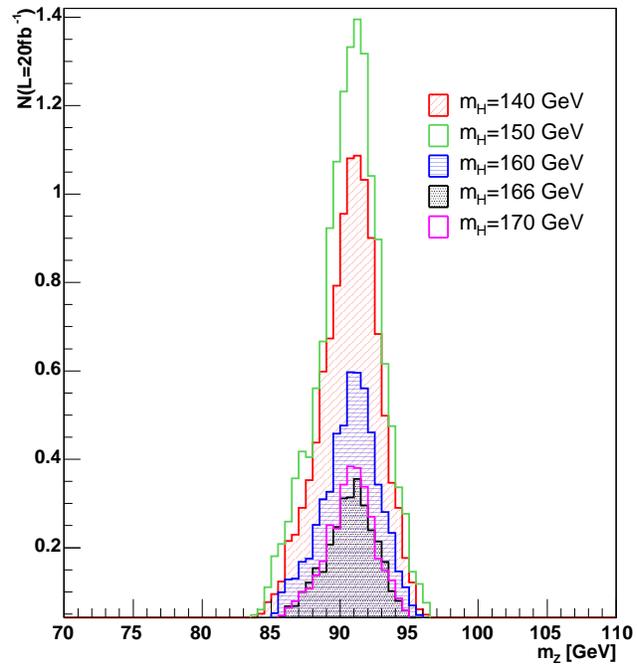


Abbildung 5.11: Invariante Z-Massen für die Signal-Ereignisse. Im oberen Schaubild ist die reelle Z-Masse bei verschiedenen Higgsmassen gezeigt. Das untere zeigt die virtuelle Z-Masse für die verschiedenen Higgsmassen der Signalereignisse.

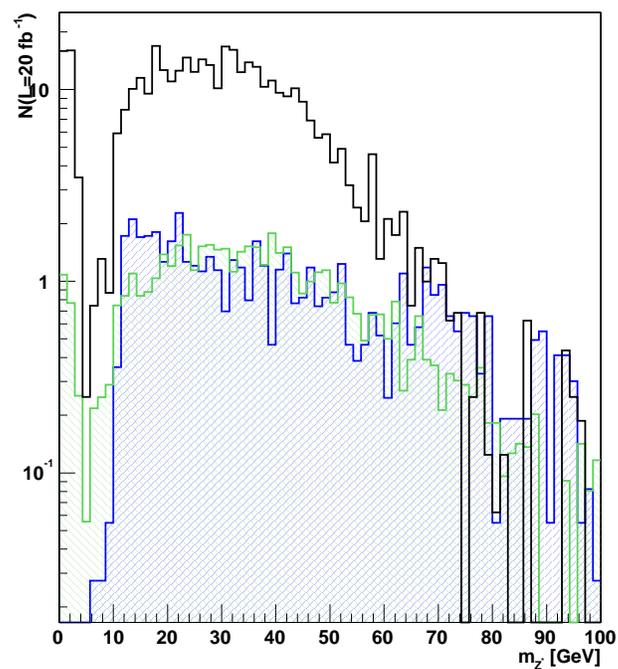
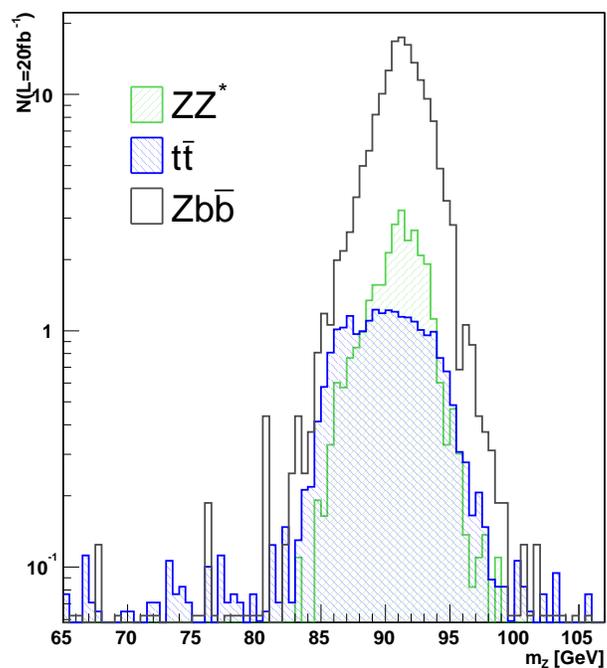


Abbildung 5.12: Invariante Z-Massen für die Untergrundereignisse. Im oberen Schaubild sind die reellen Z-Massen für die verschiedenen Higgsmassen dargestellt. Das untere Schaubild zeigt die virtuellen Z-Massen der verschiedenen Higgsmassen der Untergrundereignisse.

Verteilung der rekonstruierten invarianten Higgsmassen

In Schaubild 5.13 sind die rekonstruierten invarianten Higgsmassen für die Signal- und Untergrundereignisse für ein Jahr LHC mit einer Luminosität von $L = 20 \text{ fb}^{-1}$ gezeigt. Es wurden nur Schnitte auf Ereignisse des Monte-Carlo-Generators (PYTHIA) gemacht und eine Einschränkung der Pseudorapidität der Myonen auf $|\eta| < 2,4$ gefordert. Die meisten Signalereignisse werden für die Masse $m_H = 150 \text{ GeV}$ erreicht, da die Zerfallsrate $\text{BR}(H \rightarrow ZZ)$ bis zu dieser Masse noch leicht ansteigt. Bei der doppelten W-Masse (ca. 161 GeV) hat sie ihr Minimum, danach beginnt sie wieder leicht anzusteigen. Dies kann im Schaubild an der Anzahl der Ereignisse nachvollzogen werden. Der Verlauf der Untergrundprozesse $Zb\bar{b}$ und $t\bar{t}$ sinkt leicht mit zunehmender Higgs-masse, da der Wirkungsquerschnitt für hochenergetische Prozesse sinkt. Für den ZZ^* -Untergrund ergibt sich jedoch ein leicht ansteigender Verlauf mit zunehmender Higgs-masse, da der ZZ^* -Produktionsquerschnitt hier steigt und bei der doppelten Z-Masse ($\approx 181 \text{ GeV}$) sein Maximum erreicht (siehe auch Kapitel 4). Im Bereich dieser Higgsmassen wird die Unterdrückung dieses Untergrundes daher schwierig sein. Für die Summe aller Untergrundereignisse kann der Verlauf im betrachteten Massenspektrum als relativ flach angesehen werden.

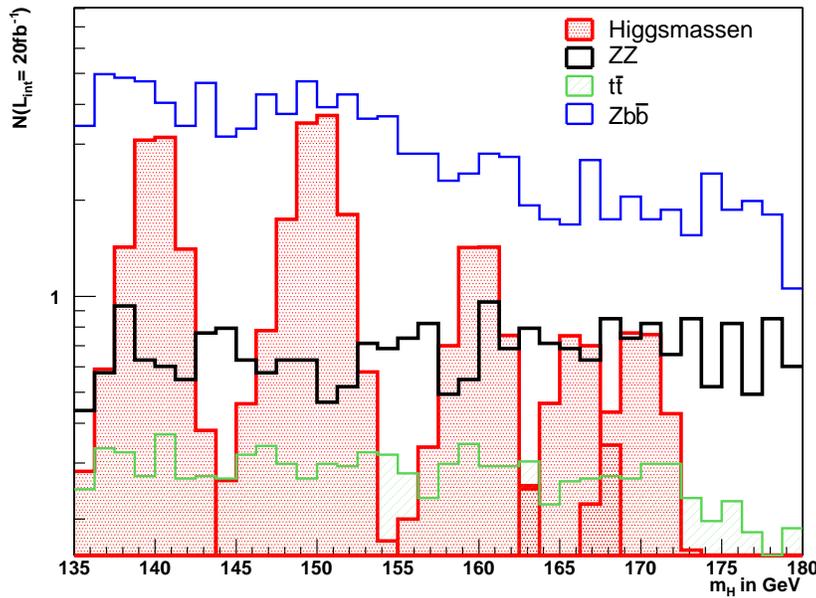


Abbildung 5.13: Invariante Higgsmassen für Signal- und Untergrundereignisse für ein Jahr LHC mit niedriger Luminosität ($L = 20 \text{ fb}^{-1}$). Es wurden die Schnitte aus 5.1 gemacht und ein Bereich der Pseudorapidität von $|\eta| < 2,4$ gefordert.

5.3.4 Optimierung der Schnitte

Wie im vorherigen Abschnitt dargestellt, kann also durch Wahl von geeigneten Schnitten auf die verschiedenen rekonstruierten Größen ein Higgs-Signal über dem Untergrund erhalten werden. Da die rekonstruierten Größen voneinander abhängen und damit auch die Schnitte auf diese Größen, wird ein Verfahren gewählt, das über die Schnitte iteriert und somit die Schnitte für die größtmögliche Signifikanz festlegt. Dieses Verfahren wird im folgenden Abschnitt erläutert.

Verfahren zur Optimierung der Schnitte

Zur Bestimmung des Schnittes, bei dem sich die größte Signifikanz ergibt, werden folgende Schritte vorgenommen:

1. Zunächst wird der Schnitt für die Kalorimeter-Isolation optimiert. Dafür werden verschiedene E_T^{max} -Schwellen gesetzt, ab welchen ein Ereignis aussortiert wird. Für jeden dieser Werte wird die Signifikanz mit Hilfe eines Fits an das Signal plus den Untergrund bestimmt. Schaubild 5.14 zeigt die invariante Higgsmasse für die Signalereignisse $m_H = 150$ GeV und die Untergrundereignisse. Die Kurve zeigt das Ergebnis eines gebinteten 'log-likelihood' Fits mit einer Funktion, die die Verteilung von Signal plus Untergrund beschreibt. Für die Verteilung der Signalereignisse wird eine Gaußsche Verteilung mit radiativem Ausläufer angenommen, während die Verteilung der Untergrundereignisse als flach angesehen wird. Für jedes Bin wird eine Poisson-Verteilung angenommen. Da die Ereignisse hier jedoch auf ein Jahr LHC mit niedriger Luminosität gewichtet sind, erhält man für die einzelnen Bins keine ganzzahligen Einträge mehr. Modifiziert man die Poisson-Verteilung, indem man $n!$ durch $n! = \Gamma(n + 1)$ interpoliert, muss n kein ganzzahliger Eintrag mehr sein und die Poisson-'likelihood' ist für jedes Bin definiert. Diese veränderte Likelihood-Funktion wurde in ROOT [20] als spezielle Option implementiert und hier zur Bestimmung der Signifikanz verwendet. Zur Definition der Signifikanz wurde bei diesem Verfahren die Signifikanz S_K (Gleichung 5.4) gewählt, da die anderen Methoden auf einem Verhältnis von Signalereignissen zu Untergrundereignissen basiert und möglicherweise ein Maximum bei sehr wenig Signalereignissen optimiert. Um diesem unerwünschten Verhalten entgegenzuwirken, wurde die Signifikanz S_K verwendet, da diese ein klares Maximum ausbildet und bei wenigen Ereignissen gegen Null konvergiert. Für die Bestimmung der Signifikanz wurde ein Massenbereich von jeweils zwei Standardabweichungen rechts und links von der jeweiligen Higgsmasse ($\sigma = +/- 2$) gewählt. Signifikanzen für Schnitte der Kalorimeter-Isolation bei verschiedenen E_T -Schwellen, sind in Schaubild 5.15 gezeigt. Man erkennt ein Maximum der Signifikanz bei $E_T = 11$ GeV.

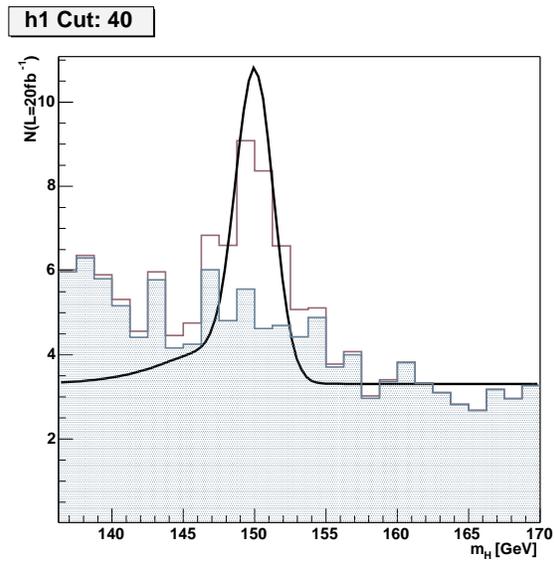


Abbildung 5.14: Verteilung der rekonstruierten invarianten Higgsmasse für Signal- und Untergrundeignisse ohne Selektionsschnitte. Die gefüllte Kurve zeigt das Ergebnis eines 'likelihood'-Fits, mit einer Funktion, die die Verteilung der Signal- plus den Untergrundeignissen beschreibt. Die Ereignisse sind gewichtet auf ein Jahr LHC für eine integrierte Luminosität von 20fb^{-1} .

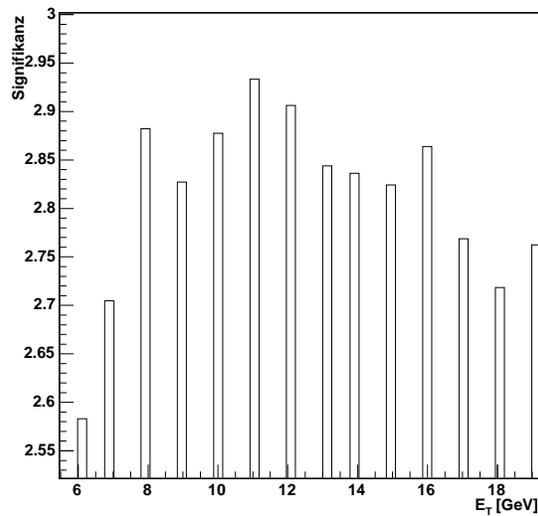


Abbildung 5.15: Signifikanzen für verschiedene Isolationschnitte im Kalorimeter für eine Higgsmasse von 150 GeV.

Dieser Wert $E_T = 11$ GeV wird nun festgehalten und es folgt auf dieselbe Weise die Bestimmung des Wertes für die Isolation im Spurdetektor.

2. Bestimmung des Schnittes auf die Tracker-Isolation. Mit festgelegtem Schnitt der Kalorimeter-Isolation aus (1) wird wieder für verschiedene E_T -Schwellen die Signifikanz bestimmt und der Maximalwert ermittelt.
3. Schnitte auf die Transversalimpulse der Myonen. Mit den p_T - und E_T -Werten aus (1) und (2) werden nacheinander die Werte der p_T -Schnitte für die maximale Signifikanz bestimmt.
4. Jetzt werden die Schnitte auf die invarianten Z-Massen festgelegt. Die Werte der Tracker- (1) und Kalorimeter-Isolation (2) und die der p_T -Schnitte (3) werden festgehalten. Zunächst wird die obere reelle Z-Massengrenze festgelegt, dann die untere reelle Z-Masse, anschließend werden die Schnitte auf die virtuellen Z^* -Masse festgelegt, entsprechend dem Verfahren nach (1).

Aus (1)-(4) erhalten wir nun einen Satz von Schnitten auf die rekonstruierten Größen. Die Schritte (1)-(4) werden solange wiederholt, bis sich keine bedeutende Änderung der Signifikanz mehr ergibt. In Schaubild 5.16 wird die Signal- plus der Untergrundverteilung gezeigt, nachdem alle Schnitte gemacht wurden und somit die bestmögliche Signifikanz erhalten wurde.

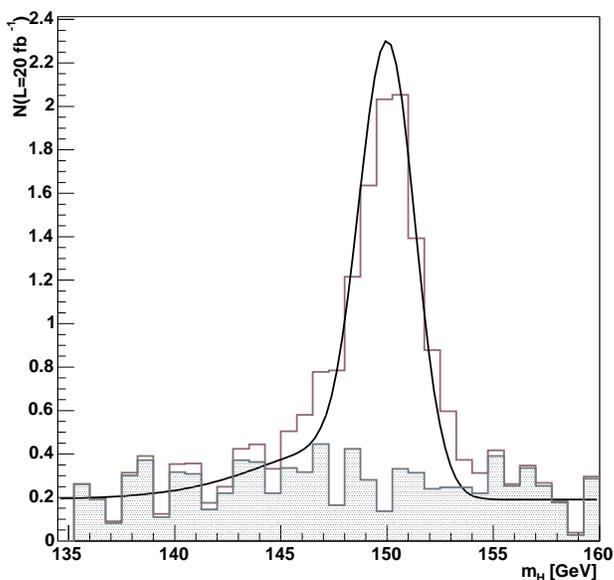


Abbildung 5.16: Signal- plus Untergrundverteilung für die bestmögliche Signifikanz der Higgsmasse $m_H = 150$ GeV nach allen Schnitten, gewichtet auf ein Jahr LHC mit niedriger Luminosität.

Für jede der Higgsmassen wird eine Optimierung der Schnitte nach Abschnitt 6.3.4 vorgenommen. Als Ergebnis erhalten wir also für jede Higgsmasse einen Satz von Schnitten mit der bestmöglichen Signifikanz. Die Ergebnisse für die Schnitte und ihre Auswirkung auf die Untergründe sind in den folgenden Abschnitten zusammengefasst.

5.3.5 Isolationsschnitte

Die Isolationsschnitte für Tracker und Kalorimeter sind in Tabelle 5.6 zusammengefasst. Für jede Masse ist der Verlust der Signalereignisse bzw. die Unterdrückung der Untergrundereignisse in Prozent angegeben. Der Verlust der Signalereignisse bzw. die Unterdrückung der Untergrundereignisse des entsprechenden Schnittes wird jeweils mit allen vorherigen Schnitten auf die Gesamtanzahl der Ereignisse ohne Selektionsschnitte bezogen. Am effektivsten unterdrückt werden hier die Untergrundprozesse $t\bar{t}$ und $Zb\bar{b}$, da der Endzustand dieser Kanäle nicht isolierte Myonen vorweist.

m_H in GeV	Tracker p_T^{max} in GeV	Kalorimeter E_T^{max} in GeV	Verlust Signal	unterdrückt $t\bar{t}$	unterdrückt $Zb\bar{b}$	unterdrückt ZZ^*
140	5	15	11,2%	87,8%	76,9%	49,6%
150	5	15	10,6%	87,8%	76,9%	49,6%
160	5	14	13,8%	88,3%	77,7%	50,7%
166	5	10	19,7%	91,7%	82,4%	55,3%
170	5	10	20,4%	91,7%	82,4%	55,3%

Tabelle 5.6: Werte für die Isolations-Schnitte im Spurdetektor und Kalorimeter mit Auswirkung auf die jeweiligen Signal- und die Untergrundereignisse. Akzeptiert werden nur Ereignisse, in denen alle Myonen isoliert sind, d. h. $\sum E_T$ bzw. $\sum p_T$ um ein Myon darf die Schwellen E_T^{max} bzw. p_T^{max} nicht überschreiten.

5.3.6 Schnitte auf die Transversalimpulse

In Tabelle 5.7 sind die Schnitte auf die Transversalimpulse mit der jeweiligen Unterdrückung der Signalereignisse und der Untergrundereignisse angegeben. Die p_T -Schnitte steigen mit zunehmender Higgsmasse an. Da der Schnitt auf das höchste p_T schon bei den Schnitten auf PYTHIA-Niveau bei 25 GeV liegt, musste er hier bei niedrigen Massen in Anbetracht der p_T -Auflösung (Abbildung 4.8) auf mindestens 25,5 GeV gesetzt werden.

m_H GeV	p_T^1 GeV	p_T^2 GeV	p_T^3 GeV	p_T^4 GeV	Verlust Signal	unterdrückt $t\bar{t}$	unterdrückt $Zb\bar{b}$	unterdrückt ZZ^*
140	25,5	15	12	5	15,8%	95,9%	92,9%	58,2%
150	25,5	15	12	7	17,2%	97,3%	95,4%	62,2%
160	25,5	19	13	11	29,3%	99,3%	99,1%	77,5%
166	29	26	17	13	33,2%	79,8%	99,5%	57,6%
170	30	28	18	15	43,8%	99,9%	99,8%	85,6%

Tabelle 5.7: Werte für die Schnitte auf die transversalen Impulse p_T mit Auswirkung auf die jeweiligen Signal- und die Untergründereignisse.

5.3.7 Schnitte auf die invarianten Z-Massen

Die Schnitte auf die invarianten Z-Massen sind entsprechend den anderen in Tabelle 5.8 zusammengefasst. Die Unterdrückung der Signal- und Untergründereignisse ist wieder für jede Masse in Prozent angegeben. Auch hier steigt der Schnitt kontinuierlich mit steigender Higgs-masse.

m_H in GeV	m_Z in GeV	m_{Z^*} in GeV	Verlust Signal	unterdrückt $t\bar{t}$	unterdrückt $Zb\bar{b}$	unterdrückt ZZ^*
140	85-95	14-48	27,5%	97,1%	95,0%	75,1%
150	85-95	16-61	24,3%	97,9%	96,3%	74,8%
160	85-95	22-67	40,1%	99,6%	99,3%	84,5%
166	85-95	30-75	42,9%	99,8%	99,7%	87,2%
170	85-95	30-78	51,5%	99,9%	99,8%	89,3%

Tabelle 5.8: Werte für die Schnitte auf die Z-Massen mit Auswirkung auf das jeweiligen Signal- und Untergründereignisse.

Für alle Schnitte beobachtet man einen ansteigenden Verlust der Signalereignisse mit zunehmender Higgs-masse. Dieser Verlust bewirkt jedoch eine starke Unterdrückung der ZZ^* -Untergrundprozesse. Für ein ausreichend 'sichtbares' Signal ist diese Unterdrückung wichtig, da die Anzahl der ZZ^* -Ereignisse in diesem Bereich höherer Higgs-massen ansteigt (siehe auch Schaubild 1.1).

5.4 Ergebnisse

In den folgenden Schaubildern 5.17 bis 5.21 sind die endgültigen Verteilungen der invarianten Higgs-massen für Signal- und Untergründereignisse für ein Jahr LHC bei niedriger Luminosität gezeigt. Sie zeigen zum einen die Verteilung von Signal- plus Untergründereignissen und die Verteilung der Untergründereignisse, die separat aufgetragen sind. Für die Higgs-massen $m_H = 140$ GeV und $m_H = 150$ GeV erhält man einen ausgeprägten

'peak'. Die Anzahl der Signalereignisse für ein Jahr LHC mit einer integrierten Luminosität von 20 fb^{-1} ist hier noch relativ hoch, weshalb auch die Verteilung der Untergrundergebnisse im Vergleich zu den Signalereignissen niedrig ist und wir eine entsprechend hohe Signifikanz erhalten. Ab einer Masse von $m_H = 150 \text{ GeV}$ beginnt die Zerfallsrate $BR(H \rightarrow ZZ)$ zu sinken, man erhält weniger Signalereignisse für ein Jahr LHC bei niedriger Luminosität und die Signifikanz sinkt. Ein relatives Minimum der Zerfallsrate wird bei der doppelten W-Masse erreicht (ca. 161 GeV). Wir erhalten in diesem Bereich ein Minimum der Signifikanz, wobei sie bei 170 GeV wieder leicht ansteigt. In Tabelle 5.9 sind die Signifikanzen für die einzelnen Higgsmassen zusammengefasst.

m_H	N_S	N_B	S_K	S_1	S_L
140 GeV	8,2	1,9	3,5	5,8	3,2
150 GeV	9,1	2,4	3,7	5,9	3,2
160 GeV	3,1	1,1	2,0	3,3	1,7
166 GeV	1,8	0,8	1,4	2,0	1,3
170 GeV	1,5	0,9	1,4	2,2	1,4

Tabelle 5.9: Angegeben sind die Anzahl der erwarteten Signal- und Untergrundergebnisse N_S und N_B und die Signifikanzen der verschiedenen Higgsmassen. S_K entspricht der Bestimmung der Signifikanz nach 5.4, S_1 wird nach 5.1 bestimmt und S_L schließlich nach 5.2.

Die Bestimmung der Signifikanz S_L der 'likelihood'-Methode entspricht am besten der Wahrscheinlichkeit, ein 'sichtbares' Signal über Untergrund zu erhalten. Zum Vergleich mit [1] und [22] werden hier auch die Anzahl der Signal- und Untergrundergebnisse in einem Bereich $\sigma = 2$ um die erwartete Higgsmasse und die Signifikanz nach S_K (Gleichung 5.4) angegeben. Da die Rekonstruktionseffizienz der verwendeten ORCA-Version (ORCA_7_2_4) um ca. 20% kleiner ist als bei vorherigen Versionen und [1], liegen auch die Signifikanzen in einem niedrigeren Bereich von etwa 10–15%. Für eine Masse von 140 GeV wurde in [1] eine Signifikanz von $S_L = 4,2$ angegeben, was dem hier erhaltenen Wert von $S_L = 3,3$ entspricht, wenn man die Probleme der Rekonstruktion miteinbezieht. Werden die Elektronen in diesem Kanal mit ähnlicher Rekonstruktionseffizienz in Betracht gezogen, erhält man eine vierfache Statistik durch die verschiedenen Zerfallsmöglichkeiten des Higgs-Bosons. Der Kanal der leptonischen Higgszerfälle wird also ein sehr guter Entdeckungskanal sein, wobei bei Massen von $m_H = 160 - 170 \text{ GeV}$ Schwierigkeiten aufgrund von niedrigeren Ereigniszahlen auftreten werden.

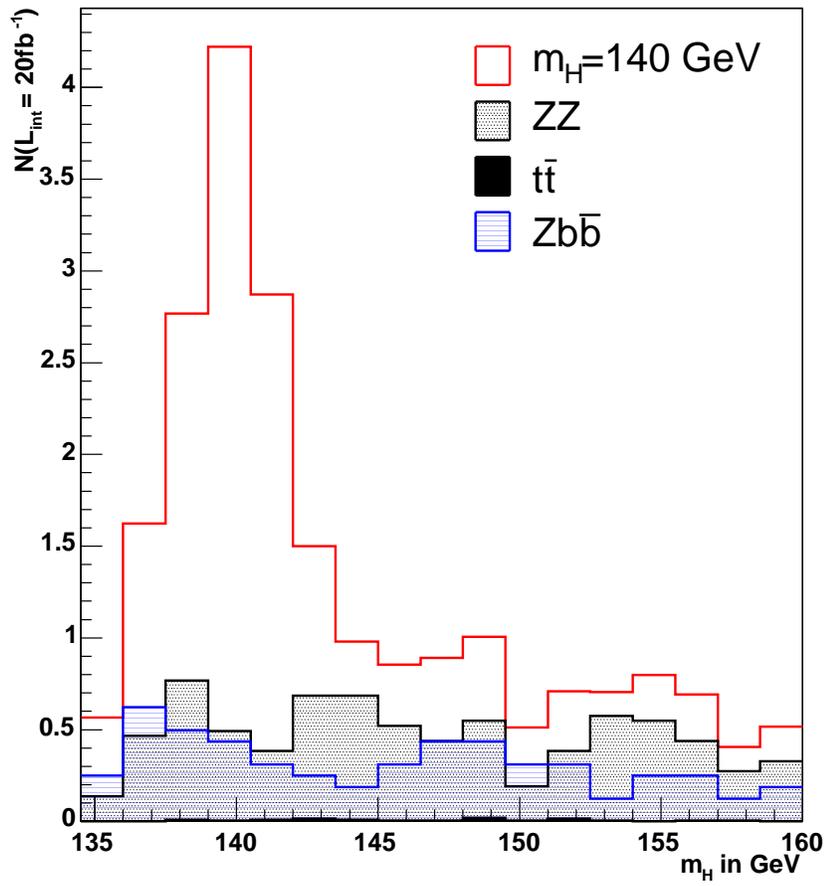


Abbildung 5.17: Verteilung von Signal- und Untergrundeignissen für die Higgsmasse $m_H = 140$ GeV mit allen Selektionschnitten. Die Ereignisse sind gewichtet auf ein Jahr LHC mit einer integrierten Luminosität von $L_{int} = 20 \text{ fb}^{-1}$.

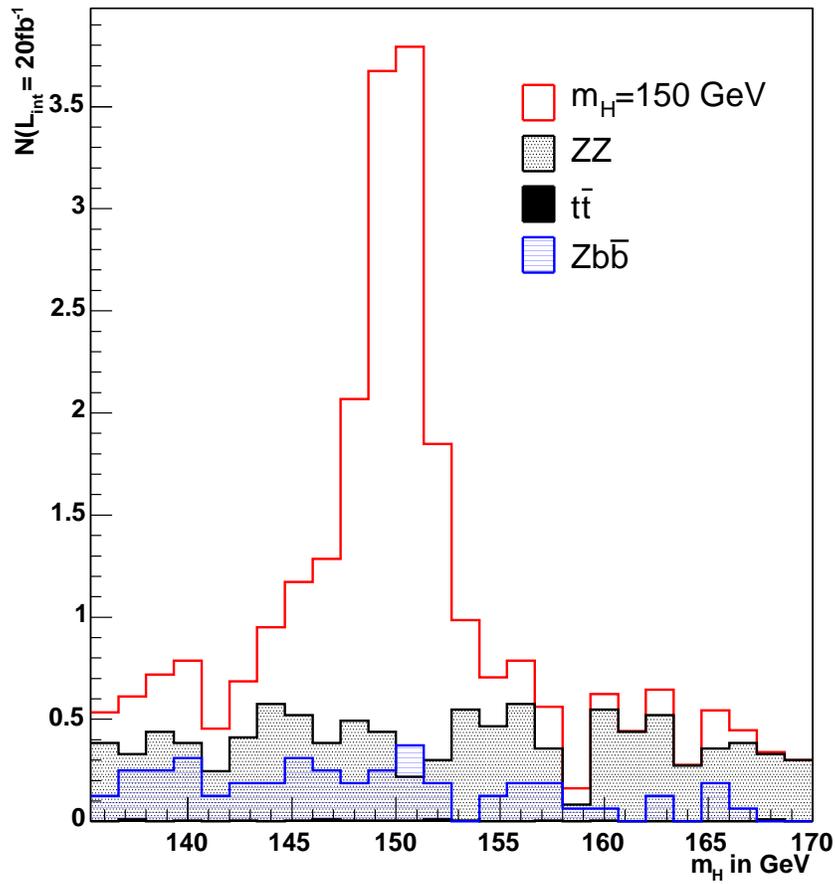


Abbildung 5.18: Verteilung von Signal- und Untergrundereignissen für die Higgsmasse $m_H = 150$ GeV mit allen Selektionsschritten. Die Ereignisse sind gewichtet auf ein Jahr LHC mit einer integrierten Luminosität von $L_{int} = 20 \text{ fb}^{-1}$.

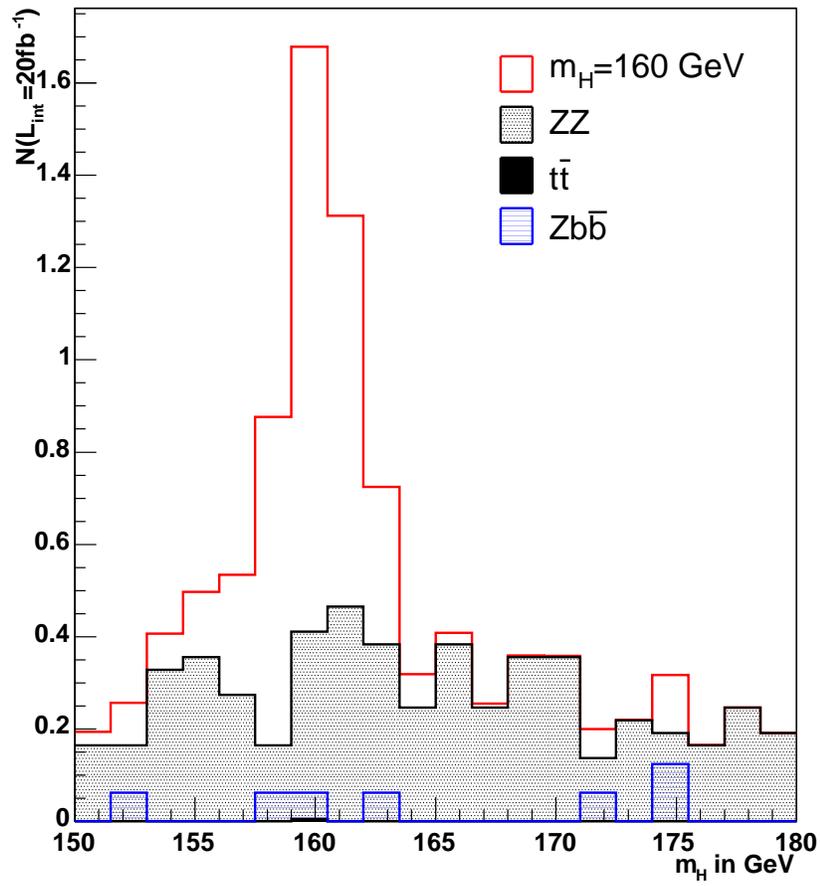


Abbildung 5.19: Verteilung von Signal- und Untergrundereignissen für die Higgsmasse $m_H = 160$ GeV mit allen Selektionschnitten. Die Ereignisse sind gewichtet auf ein Jahr LHC mit einer integrierten Luminosität von $L_{int} = 20 \text{ fb}^{-1}$.

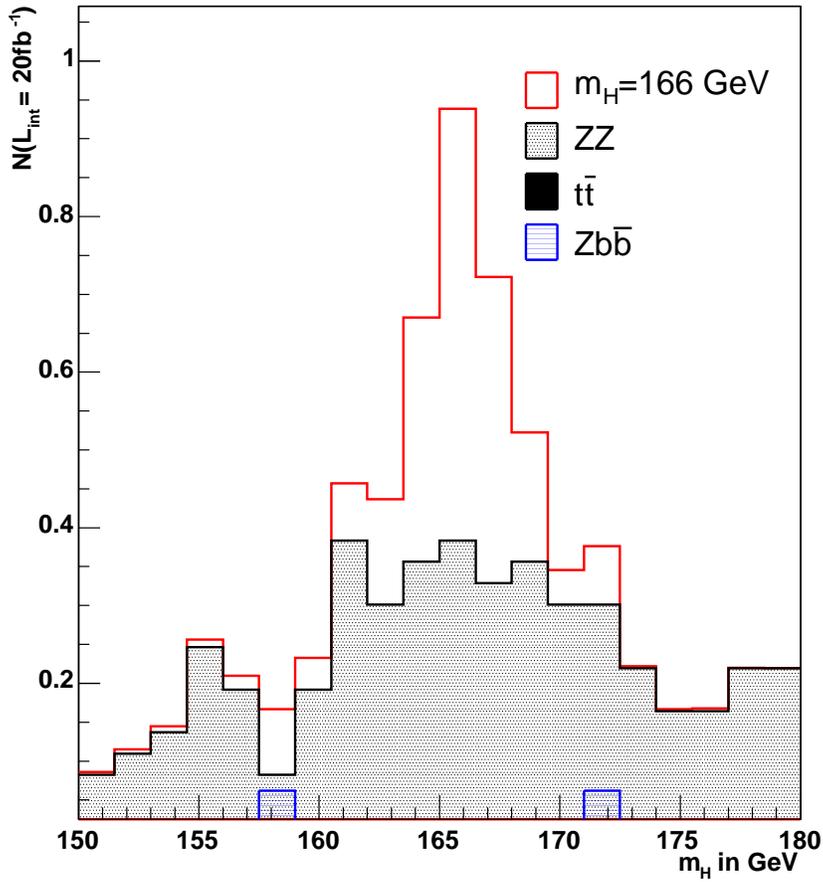


Abbildung 5.20: Verteilung von Signal- und Untergrundereignissen für die Higgsmasse $m_H = 166$ GeV mit allen Selektionschnitten. Die Ereignisse sind gewichtet auf ein Jahr LHC mit einer integrierten Luminosität von $L_{\text{int}} = 20 \text{ fb}^{-1}$.

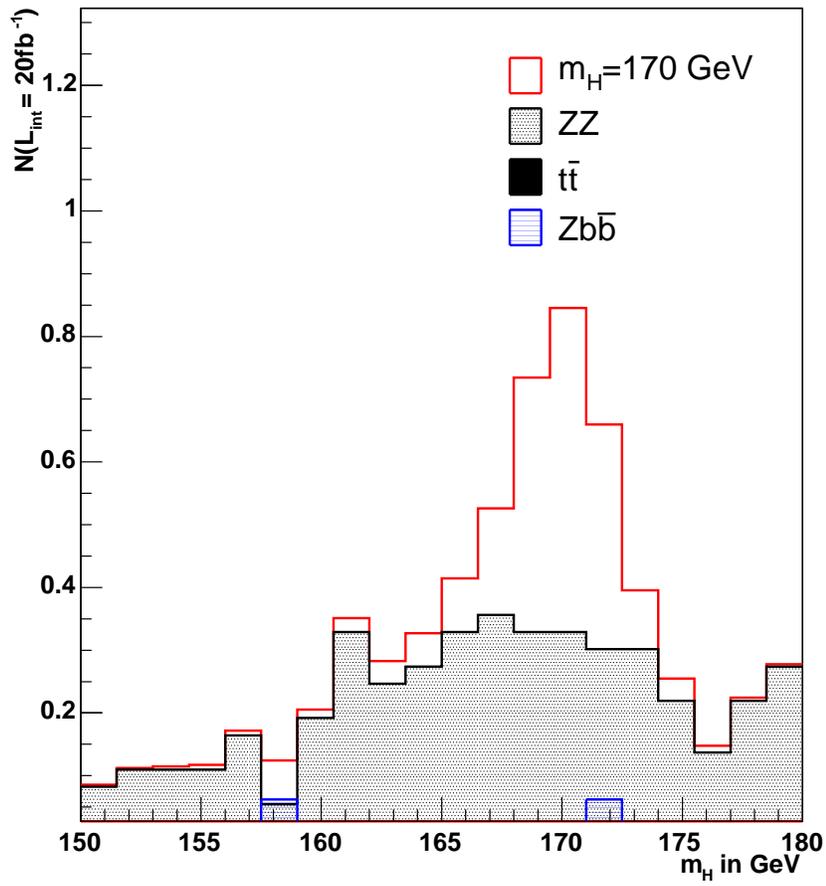


Abbildung 5.21: Verteilung von Signal- und Untergrundereignissen für die Higgsmasse $m_H = 170$ GeV mit allen Selektionschnitten. Die Ereignisse sind gewichtet auf ein Jahr LHC mit einer integrierten Luminosität von $L_{int} = 20\text{fb}^{-1}$.

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden im Rahmen der vorhandenen Simulations- und Rekonstruktionssoftware der unterstützten Versionen von CMS Studien zur Suche nach dem Higgs-Boson durchgeführt. Hierfür wurde der Kanal $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$ mit vollständig simulierten Signalereignissen mit den Untergrundprozessen ZZ^* , $Zb\bar{b}$ und $t\bar{t}$ betrachtet.

Zunächst wurden ergänzende Studien zu [1] und [29] gemacht, um mögliche Verbesserungen bei der Analyse dieses Kanals zu erhalten. Eine mögliche Verbesserung der Rekonstruktionseffizienz durch Ersetzen des Myon-Trigger-Systems durch einen Offline-Myon-Rekonstruktor konnte nicht erreicht werden, da dieser noch Schwierigkeiten der Rekonstruktion in einem Winkelbereich zeigte, die vom CERN betätigt wurden.

Da durch ständige Entwicklung und Verbesserung der Software am CERN die Versionen sehr schnell wechselten, wurde für die Analyse schließlich die laufende Version ORCA_7.2.4 verwendet, da diese die zu diesem Zeitpunkt bestmöglichen Rekonstruktionsalgorithmen zur Myon-Rekonstruktion bereitstellte.

Für die oben genannte Analyse wurde zur Erweiterung des Massenbereichs in [1] und [29] der Bereich $140\text{ GeV} \leq m_H \leq 170\text{ GeV}$ genauer betrachtet. Dieser Bereich ist wichtig, da hier die Zerfallsrate $\text{BR}(H \rightarrow ZZ)$ stark sinkt und die Signalereignisse nur schwer von den Untergrundereignissen zu trennen sind. Hierfür wurden Schnitte zur Unterdrückung der Untergrundprozesse auf die Isolation eines Myons, die Transversalimpulse der Myonen und die invarianten Z-Massen der Myonen vorgenommen. Die Schnitte wurden mittels eines Verfahrens der optimalen Signifikanz für jeden einzelnen Schnitt bestimmt.

Für jede Higgsmasse wurde eine eigene Optimierung der Schnitte vorgenommen. Die Signifikanzen der Ergebnisse sind in Tabelle 5.10 zusammengefasst. Bei Higgsmassen von $m_H = 140\text{ GeV}$ und $m_H = 150\text{ GeV}$ erhält man mit $S_L = 3,2$ schon nach einem Jahr LHC ein gut 'sichtbares' Signal. Aufgrund von Rekonstruktionsschwierigkeiten der verwendeten ORCA-Version, die vom CERN betätigt wurde, kann die Signifikanz hier um ca. 10-15% nach oben gesetzt werden. Beachtet man diese Schwierigkeiten, so können die Ergebnisse von [1] bei einer Masse von $m_H = 140\text{ GeV}$ betätigt werden.

Bei steigender Higgsmasse jedoch wird trotz der Rekonstruktionsschwierigkeiten ein 'sichtbares' Signal mit $S_L \approx 1,4$ nach einem Jahr niedriger Luminosität schwer sein, da hier die Zerfallsrate sinkt und wir nur wenige Ereignisse pro Jahr erhalten, die Anzahl der Untergrundereignisse aber leicht ansteigt.

m_H	S_K	S_1	S_L
140 GeV	3,5	5,8	3,2
150 GeV	3,7	5,9	3,2
160 GeV	2,0	3,3	1,7
166 GeV	1,4	2,0	1,3
170 GeV	1,4	2,2	1,4

Tabelle 5.10: Erhaltene Signifikanzen der verschiedenen Higgsmassen für ein Jahr LHC mit einer integrierten Luminosität von $L_{int} = 20 \text{ fb}^{-1}$. Angegeben sind die folgenden Signifikanzen: $S_1 = \frac{N_S}{\sqrt{N_B}}$, als die einfachste Methode; $S_K = 2 \cdot (\sqrt{N_S + N_B} - \sqrt{N_B})$, die Methode mit der die Optimierung der Schnitte gemacht wurde und schließlich $S_L = (1 + \frac{N_S}{N_B})^{N_S + N_B} \exp(-N_S)$ als die offizielle Methode der CMS Higgs-Gruppe.

Literaturverzeichnis

- [1] Valeria Bartsch: *Simulation von Siliziumdetektoren und Studie des Higgs-Zerfalls $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ für CMS (LHC)*, (Doktorarbeit) IEKP-KA/2003-026
- [2] V. Blobel, E. Lohrmann: *Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse*, Teubner 1998
- [3] *CMS Simulation Package CMSIM*, User Guide and Reference Manual in <http://cmsdoc.cern.ch/cmsim/cmsim.html>
- [4] COBRA homepage <http://cobra.web.cern.ch/cobra/>
- [5] *CompHEP - a package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multi-particle phase space*, Feb. 2000, hep-ph/9908288 v2
- [6] David Griffith: *Introduction to Elementary Particles*, John Wiley and Sons 1987
- [7] Francis Halzen, Alan Martin: *Quarks and Leptons*, John Wiley and Sons 1984
- [8] Programm zur Rekonstruktion von Level3-Myonen, siehe auch [29]
- [9] Y. Kemp: *Studien zur Suche nach Higgs-Bosonen im WH-Kanal bei CDF für eine Higgs-Masse von 120 GeV*, (Diplomarbeit) IEKP-KA/2001-26
- [10] S. I. Bityukov, N. V. Krasikov: *On observability of signal over background*, NIM A452:518-524, 2000
- [11] LEP Higgs Working Group for Higgs Boson searches: *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*, CERN-EP-2003-11, 2003
- [12] *Level-1 Trigger Technical Design Report*, 15. Dezember 2000, CERN/LHCC 2000-038
- [13] *Data Acquisition & High-Level Trigger Technical Design Report*, 15. Dezember 2002, CERN/LHCC 2002-26
- [14] M. Spira, A. Djouani, D. Graudenz and P. M. Zerwas, Nucl. Phys. B453(1995) 17
- [15] *ORCA_7_2_4 Userguide*, <http://cmsdoc.cern.ch/orca>
- [16] Ivaca Puljak: *CMS discovery potential for the Higgs boson in the $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^{+/-}$ decay channel*, (Doktorarbeit)
- [17] B. Povh, K. Rith: *Teilhen und Kerne*, Springer 1999
- [18] *Pythia 6.2 Physics and Manual*, April 2002, hep-ph/0108264

- [19] G. Quast, V. Bartsch: *Expected signal observability at future experiments*, CMS Internal Note 2003/039, 2002
- [20] ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework 3.02b, <http://root.cern.ch>
- [21] H. Sakulin, M. Fierro: *Studies of the Global Muon Trigger Performance*, CMS-NOTE 2001/003
- [22] M.Sani: *Search for the Standard Model Higgs boson in four-muon final state with the CMS detector*, CMS Internal Note 2003/005
- [23] Peter Schmöser: *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*, Springer-Verlag 1988,1995
- [24] S. Ashby, *SCRAM User Manual*, 2003, <http://spi.cern.ch/cgi-bin/scrampage.cgi>
- [25] Michael Spira: <http://www.desy.de/spira/proglist.html>
- [26] M. Spira: *QCD effects in Higgs physics*, hep-ph/9705337
- [27] *Tracker Technical Design Report*, 15 April 1998, CERN/LHCC 98–6 CMS TDR 5
- [28] S. Weinberg: *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264
- [29] Joanna Weng: *Analyse des Kanals $H \rightarrow 4\mu$ in der objektorientierten Softwareumgebung von CMS*, (Diplomarbeit) IEKP-KA/2003-1
- [30] R. N. Cahn, Rep. Prog. Phys. 52 (1989)389

Danksagung

Zuallererst möchte ich Herrn Prof. Dr. Günter Quast für die hervorragende, hochmotivierte Betreuung dieser Diplomarbeit und die interessante, herausfordernde Aufgabenstellung danken, bei der ich sehr viel Neues gelernt habe.

Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr. Martin Erdmann für die Übernahme des Korreferats, sowie für die hilfreichen Kommentare zu dieser Arbeit.

Dr. Klaus Rabbertz danke ich für sein ausdauerndes Engagement, stets eine funktionierende Software-Umgebung bereitzustellen.

Außerdem danke ich meinen Bürokollegen Ulrich Felzmann, Christopher Jung, Steffen Kappler, Christian Piasecki, Sven Schalla und Alexander Schmidt für die ausgezeichnete Arbeitsatmosphäre.

Für das Korrekturlesen dieser Arbeit danke ich meinen Kollegen Ulrich Felzmann, Sven Schalla, Alexander Schmidt, Christian Piasecki, Jens Rehn und Joanna Weng. Auch für das Korrekturlesen bedanke ich mich bei meiner Mutter und meinem Bruder Joachim und seiner Frau Stefanie.

Ich bedanke mich besonders bei Joanna Weng, Sven Schalla und Valeria Bartsch für die Unterstützung und hilfreichen Kommentare zu dieser Arbeit.

Besonders bedanke ich mich bei meinen Eltern für die finanzielle wie moralische Unterstützung während des ganzen Studiums.

Vor allem sei auch meinen Brüdern Jan und Joachim mit seiner Frau Stefanie und den Kindern Lissy und Tom für die großartige Unterstützung während des ganzen Studiums gedankt.

Schließlich danke ich dem ganzen EKP für die nette und fröhliche Stimmung für ein Jahr, das mir sehr viel Freude bereitet hat.

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und nur die angegebenen Hilfsmittel verwendet zu haben.

Deborah Miksat

Karlsruhe, den 20. Februar 2004

