

Bachelorarbeit

**Studien zur Bestimmung der
CP-Natur des Higgs-Teilchens im
Prozess $ZH \rightarrow l^+l^-\gamma\gamma$ mit dem
ATLAS-Detektor**

Carola Bässgen

03.02.14

Albert-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau
Physikalisches Institut

Eingereichte Bachelorarbeit gemäß den Bestimmungen der Prüfungsordnung der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg für den Studiengang Bachelor of Science (B. Sc.) Physik vom 20. 1. 2010.

Bearbeitungszeitraum

05. 11. 2013 – 05. 02. 2014

Gutachter

Prof. Dr. M. Schumacher

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Abschlussarbeit selbständig verfasst habe, keine anderen als die angegebenen Quellen/Hilfsmittel verwendet habe und alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen wurden, als solche kenntlich gemacht habe. Darüber hinaus erkläre ich, dass diese Abschlussarbeit nicht, auch nicht auszugsweise, bereits für eine andere Prüfung angefertigt wurde.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Standardmodell	3
2.2	Symmetrien	4
2.3	Higgs-Mechanismus	5
3	Das Experiment	9
3.1	Der Large Hadron Collider	9
3.2	Das ATLAS-Experiment	9
3.2.1	Spurdetektor	10
3.2.2	Kalorimeter	11
3.2.3	Myonendetektor	12
3.2.4	Triggersystem	12
4	Untersuchte Prozesse und verwendete Simulationen	15
4.1	Signalprozess	15
4.2	Untergrundprozesse	16
4.3	Nachweiswahrscheinlichkeiten und Rekonstruktionsgüte	18
4.3.1	Leptonen	18
4.3.2	Photonen	19
5	Sensitivitätsstudie	21
5.1	Selektion der Ereignisse	21
5.1.1	Signifikanzoptimierung	21
5.1.2	Forderungen an die Leptonen	25
5.1.3	Forderungen an die Photonen	25
5.1.4	Ergebnis der Selektion	25
5.2	Betrachtete Observablen	27
5.2.1	Observable Θ_Z	27
5.2.2	Observable $\cos(\Theta_{Lep})$	28
5.2.3	Observable $\cos(\phi)$	28
5.2.4	Observable $\cos(\delta^+)$	29
5.2.5	Observable $\cos(\delta^-)$	29
5.2.6	Observable $\ln(\mathcal{M}_{odd}^2/\mathcal{M}_{SM}^2)$	29
5.3	Hypothesentest	33

5.4 Optimale Observable	39
Zusammenfassung	45
Danksagung	47
Literaturverzeichnis	49

1 Einleitung

Die Teilchenphysik erforscht die kleinsten Bausteine der Materie. Dies waren im 19. Jahrhundert noch Moleküle und Atome, heutzutage sind es die Elementarteilchen, beschrieben durch das seit Jahrzehnten etablierte und durch zahlreiche Experimente bestätigte Standardmodell. Dieses liefert eine einheitliche Beschreibung für die fundamentalen Teilchen und ihre Wechselwirkungen. Zur Vervollständigung des Standardmodells und Bestätigung seiner Vorhersagen fehlte bisher das Verständnis des Ursprungs der Masse. Im Jahr 1964 lieferten Peter Higgs, Francois Englert und Robert Brout zeitgleich eine Theorie, die den Ursprung der Masse mit einem neu eingeführten skalaren Feld erklärte, aus welchem außerdem die Existenz eines neuen Teilchens, dem Higgs-Boson folgen würde.

Der Nachweis dieses Teilchens erfordert extreme, dem Urknall des Universums ähnliche Energiedichten. Der Large Hadron Collider (LHC) des Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN) ist mit einer bisher erreichten Luminosität von $0,76 \cdot 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ der weltweit leistungsstärkste Ringbeschleuniger. Zwei der größten Experimente des LHC ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) und CMS (Compact Muon Solenoid) versuchten jahrelang das Higgs-Teilchen zu finden und seine bisher unbekannte Masse zu bestimmen. Im Juli 2012 konnte dort der experimentelle Nachweis eines Higgs-ähnlichen Teilchens mit einer Masse von ungefähr 125 GeV erbracht werden [31, 32]. Nach weiteren Analysen der Spin-, CP- und Kopplungseigenschaften konnte dieses als das Higgs-Boson verifiziert werden. Das Standardmodell wurde damit ein weiteres Mal bestätigt.

Seit Februar 2013 befindet sich der LHC in einer Umrüstungsphase und soll voraussichtlich 2015 mit seiner Design-Luminosität von $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ wieder in Betrieb genommen werden. Weitere Ziele des LHC sind dann unter anderem, die Eigenschaften des Higgs-Bosons zu untersuchen. Diese Arbeit untersucht die CP-Eigenschaften des Higgs-Teilchens mithilfe von simulierten Monte-Carlo-Datensätzen für zukünftige Luminositäten und Schwerpunktsenergien des LHCs. Es werden Analysen im Hinblick auf Beimischungen einer anomalen CP-ungeraden Kopplung zum Standardmodell durchgeführt. Hierfür wird der Higgsstrahlungsprozess $ZH \rightarrow l^+l^-\gamma\gamma$ verwendet.

Zu Beginn der Arbeit wird ein kurzer Überblick über die notwendigen physikalischen Grundlagen gegeben, sowie eine Beschreibung des Experiments. Im dritten Kapitel werden die betrachteten Prozesse und die verwendeten Simulationen beschrieben. Desweiteren wird die verwendete Ereignisselektion und deren Optimierung erläutert. Es folgt die Beschreibung und Analyse verschiedener Observablen, sowie die Durchführung eines Hypothesentest für Standardmodell und rein CP ungerade Kopplung.

Für Standardmodell - Kopplung mit einer Beimischung CP-ungerader Kopplung der Stärke η wird die Optimalen Observable und ihrer Eigenschaften betrachtet um den Wert von η zu bestimmen. Das letzte Kapitel bildet eine Zusammenfassung der aus der Analyse gewonnenen Ergebnisse.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist eine Theorie die alle bisher bekannten Teilchen und deren Wechselwirkungen beschreibt. Es besagt, dass alle Materie aus fermionischen Elementarteilchen (Spin = 1/2) zusammengesetzt ist und die Wechselwirkungen durch bosonische Elementarteilchen (Spin = 1) vermittelt werden. Die Fermionen sind unterteilt in Leptonen und Quarks, von welchen es jeweils sechs Vertreter gibt. Die Elementarteilchen sind abhängig von ihrer Masse in drei Familien gegliedert (Abbildung 2.1). Eine Familie beinhaltet jeweils zwei Quarks und zwei Leptonen. Es existiert zu jedem dieser Fermionen ein Antiteilchen mit umgekehrten Ladungen.

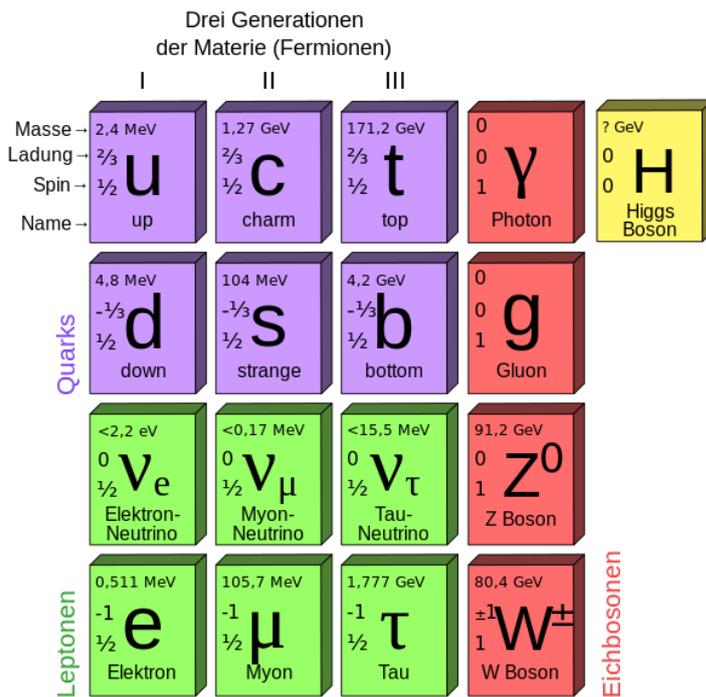


Abbildung 2.1: Die Elementarteilchen des Standardmodells [39]

Im Standardmodell gibt es drei verschiedene Wechselwirkungen zwischen Teilchen,

zu jeder dieser Wechselwirkungen gehört eine Ladung:

- die elektromagnetische Wechselwirkung (elektrische Ladung)
- die schwache Wechselwirkung (schwache Isospinladung)
- die starke Wechselwirkung (Farbladung)

Zur Übermittlung der Wechselwirkungen gibt es im Standardmodell zwölf verschiedene Austauschteilchen:

- Photonen (elektromagnetische Wechselwirkung)
- W^\pm - und Z -Bosonen (schwache Wechselwirkung)
- acht Gluonen (starke Wechselwirkung)

Ob ein Teilchen einer Wechselwirkung unterliegt, hängt davon ab, ob es die zugehörige Ladung trägt. Sowohl Quarks als auch Leptonen tragen schwache Ladung und elektrische Ladung mit Ausnahme der Neutrinos, welche nur schwache Ladung tragen. Nur Quarks und Gluonen selbst tragen Farbladung.

2.2 Symmetrien

Physikalisch ist Symmetrie eine Eigenschaft eines Systems sich unter einer Transformationsoperation nicht zu ändern. Man unterscheidet zwei Arten von Symmetrien: diskrete und kontinuierliche. Eine diskrete Symmetrie folgt aus einer begrenzten Anzahl von Transformationen, wohingegen bei einer kontinuierlichen Symmetrie Transformationen in infinitesimal kleinen Schritten durchgeführt werden können. Das Noether-Theorem, welches in der Feldtheorie eine große Rolle spielt, besagt, dass aus jeder kontinuierlichen Symmetrie eine Erhaltungsgröße folgt. So impliziert zum Beispiel die Invarianz unter Zeittransformation eines Systems die Energieerhaltung, aus der Rotationssymmetrie ergibt sich die Erhaltung des Drehimpulses des Systems und aus der Eichfreiheit eines Feldes in der Elektrodynamik folgt die Ladungserhaltung.

Des Weiteren unterscheidet man zwischen globalen Symmetrien, welche von Ort und Zeit unabhängig sind und lokalen, orts- und zeitabhängigen Symmetrien. Lokale Eichsymmetrie eines Systems setzt impliziert, dass Wechselwirkungen bzw. Kräfte existieren.

Eine wichtige Eigenschaft in der Quantenmechanik ist die Symmetrie bezüglich räumlicher Spiegelung. Hierfür wurde der Operator \hat{P} eingeführt, welcher die Ortskoordinaten eines Systems invertiert. Er besitzt die Eigenwerte $P = \pm 1$. Die Parität P als physikalische Größe beschreibt das Verhalten unter dem Paritätsoperator. Die schwache Kraft ist die einzige Wechselwirkung, die nicht paritätserhaltend ist. Ein Beispiel dafür ist der β -Zerfall, dessen Paritätsverletzung im Wu-Experiment [19] entdeckt wurde.

Eine weitere Symmetrie der Elementarteilchen ist die Invarianz unter dem Ladungskonjugationsoperator \hat{C} , welche ein Teilchen durch sein Antiteilchen ersetzt. Dies wird durch die physikalische Größe C (für "Charge") beschrieben. Erhält eine Wechselwirkung C so spricht man von C-Invarianz. Diese wird von der schwachen Wechselwirkung maximale verletzt. Da diese nur an linkshändige Teilchen angreift und nur linkshändige Neutrinos und rechtshändige Antineutrinos existieren.

Führt man sowohl eine P- als auch eine C-Transformation durch so ist die kombinierte Größe CP in den meisten Fällen erhalten. CP-Verletzung wurde als erstes experimentell im Zerfall der neutralen K-Mesonen auf einem Niveau von 10^{-3} nachgewiesen von J. Cronin und V. Fitch [28].

Teilchen, welche die selbe Masse haben und sich durch die schwache Wechselwirkung ineinander umwandeln lassen, ordnet man einen Isospin zu und fasst sie zu einem Isospin-Dublett zusammen. Diese Symmetrie wird als Isospinsymmetrie bezeichnet und aus ihr folgt gemäß dem Noether-Theorem eine Erhaltungsgröße, die Isospinerhaltung. Betrachtet man die Isospinsymmetrie als lokale Symmetrie, so setzt dies wie oben beschrieben die Existenz einer Kraft voraus, welche die schwache Wechselwirkung ist.

In der Quantenfeldtheorie werden die Wechselwirkungen als Eichtransformationen der Teilchenfelder betrachtet. Die zugehörigen lokalen Symmetrien sind Eichgruppen. Zur elektromagnetischen Wechselwirkung gehört die $U(1)_Y$ -Eichgruppe, wobei Y für die Hyperladung steht, welche definiert ist als: $Y = 2(Q - I_Z)$ mit elektrischer Ladung Q und Isospinladung I_Z . Diese Eichgruppe wird mit der Eichgruppe der schwachen Wechselwirkung $SU(2)_L$ verknüpft zur elektroschwachen Eichgruppe $U(1)_Y \times SU(2)_L$, L steht für "left", da die schwache Wechselwirkung nur an linkshändige Teilchen angreift. Die Eichgruppe $SU(3)_C$ ist der starken Wechselwirkung zugeordnet, C steht hier für "Colour" aufgrund der Farbladung. Das Standardmodell besitzt $SU(3)_c \times SU(2)_l \times U(1)_Y$ -Symmetrie. Fordert man lokale $SU(2)_l \times U(1)_Y$ -Symmetrie, so setzt das die Existenz masseloser Austauscheteilchen für die schwache Wechselwirkung voraus. Experimentell wurden aber massive Austauscheteilchen nachgewiesen (W-Boson Masse: $80.385 \pm 0,015 GeV$, Z-Bosonen Masse: $91,1876 \pm 0,0021 GeV$ [1]). Auch für die Fermionen sagt das Standardmodell keine Massen voraus. Um diesen Widerspruch aufzulösen und die Gültigkeit des Standardmodells zu wahren, wurde der Higgs-Mechanismus eingeführt.

2.3 Higgs-Mechanismus

Für den Higgs-Mechanismus [22, 23] wird ein Dublett von komplexen skalaren Feldern eingeführt [17][4]:

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Das Feld, welches Higgs-Feld genannt wird führt zu der geforderten Symmetriebrechung [21, 24, 25]. Das zugehörige Potential hat folgende Form [17]:

$$V(\phi) = \mu\phi^\dagger\phi + (\phi^\dagger\phi)^2\lambda^2, \quad \lambda > 0 \quad (2.2)$$

Dieses Potential wird so gewählt, dass sich sein Minimum nicht bei null befindet, sondern es besitzt mehrere rotationssymmetrische angeordnete Minima mit der folgenden Bedingung:

$$|\phi| = \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2} = \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (2.3)$$

Es gilt dabei: $v = \mu/\lambda$ Diese Form des Potentials bewirkt die spontante Symmetriebrechung. Dies ist in Abbildung 2.2 veranschaulicht.

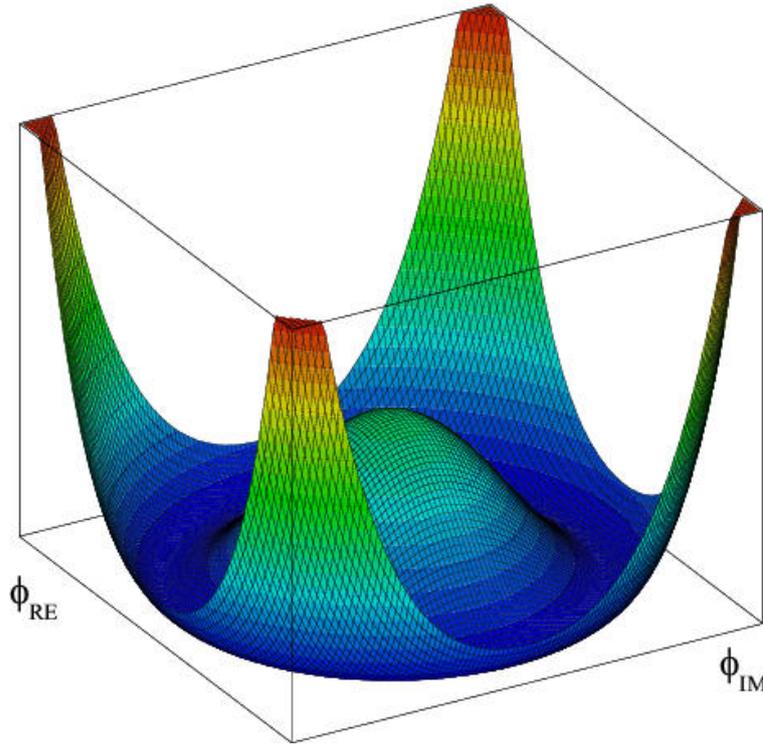


Abbildung 2.2: Das Higgspotential [40]

Es folgt daraus, dass der Vakuumerwartungswert des Higgs-Feldes nicht bei null liegt, sondern einen Betrag von $v/\sqrt{2}$ mit beliebiger Phase $\Theta = \arctan(\phi_2/\phi_1)$ besitzt. [17] Es gilt:

$$\phi_0 = \frac{v}{\sqrt{2}}e^{i\Theta} \quad (2.4)$$

Diese Tatsache bezeichnet man als spontane Symmetriebrechung.

Durch die sogenannte unitäre Eichung ist es möglich das Higgs-Feld zu schreiben als

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

wobei $H(x)$ als Higgs-Boson bezeichnet wird und eine Fluktuation um den Grundzustand beschreibt [4]. Die Masse des Higgs-Bosons lässt sich bestimmen zu:

$$m_H = \sqrt{2}\mu \tag{2.6}$$

Mithilfe des kinetischen Terms des Higgs-Feldes im Grundzustand, erhalten die Fermionen und Bosonen ihre Masse. Für das W-Boson erhält man den Term:

$$m_W = g\frac{v}{2} \tag{2.7}$$

Für das Z-Boson folgt:

$$m_Z = \frac{m_W}{\cos(\Theta_W)} \tag{2.8}$$

Für die Fermionen-Massen erhält man:

$$m_f = \frac{1}{\sqrt{2}}\lambda_f v \tag{2.9}$$

Hierbei ist g die Kopplungsstärke der schwachen Wechselwirkung, Θ_W der elektroschwache Mischungswinkel und λ_f Yukawa Kopplung [4][16]. Im Standardmodell sind die Stärken aller Kopplungen bei konstanter Masse des Higgs-Bosons festgelegt. [33, 34] Die CP-Quantenzahl ist gerade.

3 Das Experiment

3.1 Der Large Hadron Collider

Der LHC ("Large Hadron Collider") des Europäischen Zentrums für Teilchenphysik CERN¹ ist ein Ringbeschleuniger, der sich in der Nähe von Genf in einem Tunnel unter der schweizer-französischen Grenze befindet. Der Tunnel, welcher zuvor von dem Beschleuniger LEP genutzt wurde, liegt im Mittel hundert Meter unter der Erde und ist ungefähr 27 Kilometer lang. Im LHC werden sowohl die in dieser Arbeit betrachteten Protonen-Proton-Kollisionen als auch Bleikern-Bleikern und Proton-Bleikern-Kollisionen durchgeführt. Der LHC ist der letzte Teil eines Beschleunigerkomplexes am CERN. Es wurde dort bisher eine Schwerpunktsenergie der Protonen von 8 TeV erreicht. Diese Arbeit untersucht Prozesse einer Simulation für eine zukünftige Schwerpunktsenergie von 14 TeV.

Ein Protonenstrahl besteht aus 2808 Protonenpaketen, wobei jedes Paket aus $1,1 \cdot 10^{11}$ Protonen besteht[6]. Der Beschleunigerring beinhaltet zwei entgegengesetzt verlaufende Strahlen, welche an vier Stellen zur Kollision gebracht werden. An jeder dieser Stellen befindet sich eines der vier großen Experimente des CERN: ALICE, ATLAS, CMS und LHCb. (Abbildung 3.1). Im folgenden Absatz wird das ATLAS-Experiment näher beschrieben.

3.2 Das ATLAS-Experiment

Der ATLAS-Detektor ist mit 46m Länge und 25m Höhe [6] der größte Detektor an einem Beschleuniger der Teilchenphysik. Seine Ziele sind die Untersuchung des entdeckten Higgs-Bosons, die Suche nach neuen Teilchen, Symmetrien und Raumdimensionen und Präzessionsmessungen von Standardmodell-Prozessen. Der Detektor besteht aus drei schichtweise angeordneten Systemen. Im Innersten des Detektors befinden sich der Spurdetektor in einem Solenoidmagneten mit 2 Tesla. Er dient zur Rekonstruktion der Impulse und Entstehungsorte der geladenen Teilchen. Darauf folgt ein elektromagnetisches Kalorimeter, welches die Energie der Elektronen und Photonen misst, sowie ein Hadronisches Kalorimeter, das die Energie der Hadronen bestimmt. Daran schließt der Myonendetektor an, welcher den Impuls der Myonen misst.

¹Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

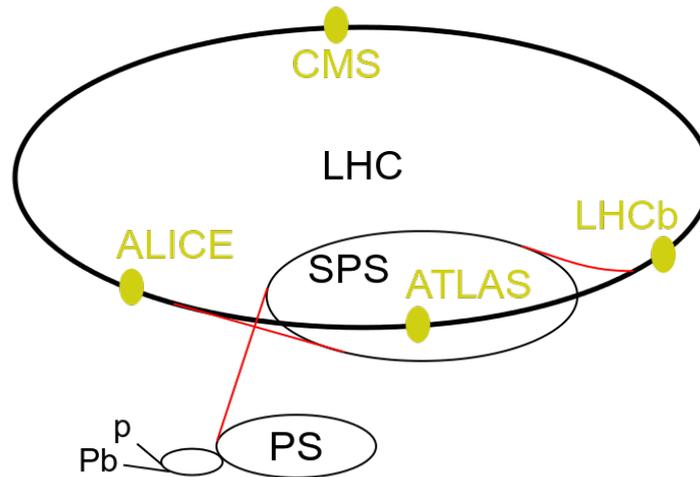


Abbildung 3.1: Die vier größten Experimente am LHC [38].

In den folgenden Abschnitten werden die Funktionsweisen der einzelnen Komponenten des ATLAS-Detektor näher erläutert, hierfür wurden die Quellen [5] und [16] verwendet.

Eine wichtige Größe ist die Pseudorapidität η , welche definiert ist als $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$, wobei θ der Polarwinkel zur Strahlachse ist.

3.2.1 Spurdetektor

Der innere Spurdetektor setzt sich aus einem Pixeldetektor, einem Silizium-Streifendetektor und einem Transition Radiation Tracker (TRT) zusammen (siehe Abbildung 3.2). Diese sind vom Solenoidmagneten umgeben.

Der Pixeldetektor überdeckt einen Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 2,5$. Es werden zwei Regionen unterschieden. Der sogenannte Zentralbereich, in welchem die Detektorflächen zylindrisch um den Strahl angeordnet sind und die Endkappen, in der sie in zur Strahlachse orthogonalen Scheiben angebracht sind. Seine Auflösung für Spurpunkte beträgt circa $10 \mu\text{m}$ in der R - ϕ -Ebene und $115 \mu\text{m}$ in z -Richtung. Darauf folgt der Silizium-Streifendetektor, welcher ebenfalls einen Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 2,5$ abdeckt. Er besteht aus acht Lagen Siliziumstreifen, welche um einen Winkel von 40mrad gegeneinander verdreht sind um beide Koordinaten der Teilchenspur messen zu können. Die Genauigkeit für Spurpunkte beträgt $17 \mu\text{m}$ für R - ϕ und $580 \mu\text{m}$ für z .

Der TRT besteht aus mit Xenon-Gas gefüllten Driftröhren. Er deckt einen Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 2$ ab. Der TRT liefert durch die Driftröhren eine Auflösung in der R - ϕ -Ebene von $130 \mu\text{m}$, aber keine Informationen über die z -Richtung. Die Übergangsstrahlung wird zur Teilchenidentifikation (vorallem von Elektronen) genutzt. Die erreichte Auflösung ist Abbildung 3.3 zu entnehmen.

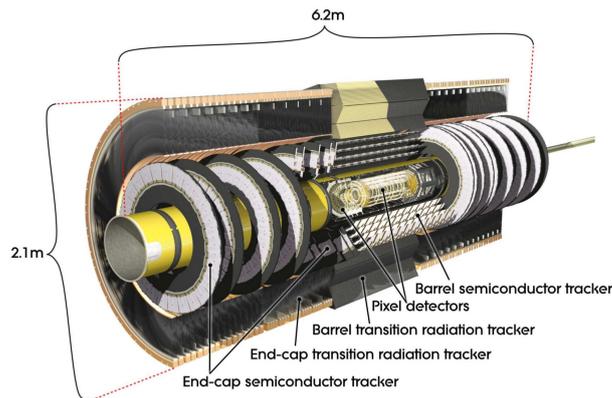


Abbildung 3.2: Der innere Detektor des ATLAS-Experiments [5].

Detector component	Required resolution	η coverage	
		Measurement	Trigger
Tracking	$\sigma_{p_T}/p_T = 0.05\% p_T \oplus 1\%$	± 2.5	
EM calorimetry	$\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$	± 3.2	± 2.5
Hadronic calorimetry (jets)			
barrel and end-cap	$\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$	± 3.2	± 3.2
forward	$\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$	$3.1 < \eta < 4.9$	$3.1 < \eta < 4.9$
Muon spectrometer	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\%$ at $p_T = 1$ TeV	± 2.7	± 2.4

Abbildung 3.3: Auflösung und Pseudorapiditätsbereiche der verschiedenen Detektoren, entnommen aus Referenz [5].

3.2.2 Kalorimeter

Das Kalorimetersystem setzt sich zusammen aus einem elektromagnetischen Kalorimeter (ECAL) und einem hadronischen Kalorimeter (HCAL) (siehe Abbildung 3.4).

Das ECAL dient zur genauen Energiebestimmung der Elektronen. Es ist unterteilt in einen Zentralbereich mit einem Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 1,475$ und einen Endkappen-Bereich mit einem Pseudorapiditätsbereich von $1,375 < |\eta| < 3,2$. Das Nachweismedium des Kalorimeters ist flüssiges Argon welches sich zwischen Blei-Absorberplatten befindet.

Das ECAL ist umgeben vom hadronischen Kalorimeter, welches sich aus zwei Teilen zusammensetzt. Es besteht aus einem sogenannten "Tile"-Kalorimeter, welches sich im Zentralbereich befindet und einem "LAr-End-Cap"-Kalorimeter in den Endkappen. Das "Tile"-Kalorimeter deckt einen Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 1,7$ ab mit Szintillator-Platten als Nachweismedium und Stahl-Absorberplatten. Das "LAr-End-Cap"-Kalorimeter besteht aus Kupferabsorberplatten zwischen welchen sich flüssiges Argon als Detektormaterial befindet. Es deckt einen Pseudorapiditäts-

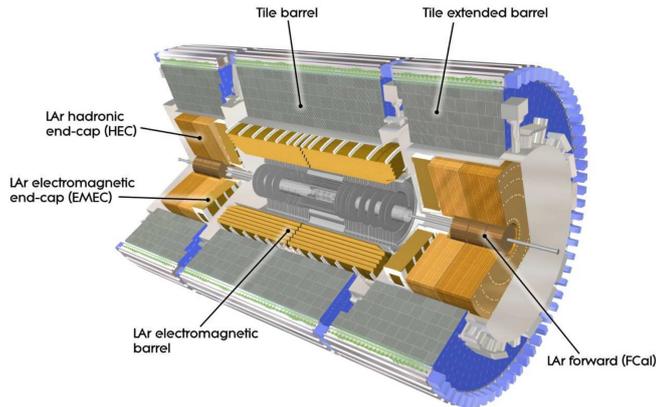


Abbildung 3.4: Das Kalorimetersystem des ATLAS-Detektor [5]

bereich von $1,5 < |\eta| < 3,2$ ab. Die Auflösung ist Abbildung 3.3 zu entnehmen.

3.2.3 Myonendetektor

Der Myonendetektor des ATLAS-Detektor basiert auf der Ablenkung der Myonen in einem toroidialen Magnetfeld aus supraleitenden Spulen. Das Magnetfeld wird von drei Toroidmagneten erzeugt, wovon zwei in den Endkappen angebracht sind und einer im Zentralbereich. Das Feld erreicht im Zentralbereich senkrecht zur Myonen-Richtung eine integrierte Feldstärke $\int B dl$ von 1,5 bis 5,5 Tm. Es wird ein Pseudorapiditätsbereich von $0 < |\eta| < 1,4$ abgedeckt. In den Endkappen wird eine integrierte Feldstärke von 1 bis 7,5 Tm und ein Pseudorapiditätsbereich von $1,6 < |\eta| < 2,7$ erreicht.

Im Zentralbereich werden die Myonen-Spuren von drei Ebenen von "Monitored-Drift-Tubes"-Myonenkammern, welche zylindrisch um die Strahlachse angebracht sind, gemessen. Aufgrund des größeren Teilchenflusses befinden sich in den Endkappen "Cathode-Strip-Chambers" senkrecht zur Strahlachse. Diese Kammern sind robuster und haben eine bessere Auflösung, sodass die Signale besser vom Untergrund getrennt werden können. Die Auflösung kann Abbildung 3.3 entnommen werden.

3.2.4 Triggersystem

Das Triggersystem des ATLAS-Detektors dient zur Selektion der registrierten Ereignisse. Da die Datenmenge des LHC aufgrund der Kollisionsrate von 40 MHz sehr hoch ist, kann nur ein Bruchteil der Daten gespeichert und verarbeitet werden. Die Entscheidung ob ein beobachtetes Ereignis signifikant ist und verwendet wird, muss vom Trigger innerhalb kürzester Zeit gefällt werden. Das Triggersystem besteht dazu aus drei Ebenen: L1, L2 und einem Ereignisfilter. Jede Trigger-Ebene verfeinert

die Selektion des vorhergegangenen und fügt, wenn nötig weitere Kriterien hinzu. Die L1-Ebene selektiert Elektronen, Myonen, Tau-Leptonen, Photonen und Jets mit hoher Transversalenergie sowie fehlende transversale Energie. Der L1-Trigger definiert außerdem sogenannte "Regions-of-Interest" (RoI's), wodurch sich die Datenmenge auf ungefähr 2% was in etwa 75kHz entspricht, reduziert. Diese werden von der nachfolgenden Triggerebene verwendet. Da der L1-Trigger nur einen Teil der Detektor Informationen verwendet und Hardware-basiert ist, reagiert er in weniger als $2,5 \mu\text{s}$.

Der L2-Trigger untersucht die RoI's mit der kompletten Detektorauflösung. Er benötigt für seine Selektion 40ms und grenzt die Datenmenge weiter ein auf 3,5kHz. Im letzten Schritt, der Ereignisselektion werden die Daten innerhalb von 4 Sekunden auf 200 Hz reduziert.

4 Untersuchte Prozesse und verwendete Simulationen

4.1 Signalprozess

Der untersuchte Produktionsprozess ist die assoziierte Higgs-Produktion mit einem Z-Boson, welche auch als Higgsstrahlung bezeichnet wird. Es wird in dieser Arbeit der Zerfallskanal des Higgs-Bosons in zwei Photonen und des Z-Bosons in zwei Elektronen oder zwei Myonen betrachtet (Abbildung 4.1). Die im Folgenden angegebenen Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse sind alle Referenzen [?, 27, 28] entnommen und gelten für eine Schwerpunktsenergie des LHC von 14 TeV und eine Higgs-Boson-Masse von 125 GeV. Der dominante Produktionsprozess

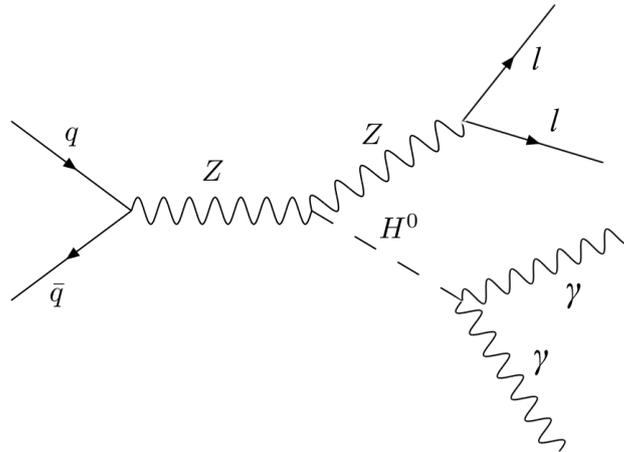


Abbildung 4.1: Der untersuchte Signalprozess.

des Higgs-Teilchens ist die Gluon-Gluon-Fusion mit einem Wirkungsquerschnitt von $\sigma = 49,85$ pb bei einer Higgsmasse von $m_H = 125$ GeV, gefolgt von der Vektorbosonfusion mit $\sigma = 4,180$ pb. Die assoziierte Higgsproduktion ttH mit einem sehr kleinen Wirkungsquerschnitt von 0,61 wird in dieser Arbeit vernachlässigt. Higgsstrahlung ist ein Produktionsprozess mit einem ebenfalls geringen Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{WH} = 1,504$ pb und $\sigma_{ZH} = 0,8830$ pb. Dennoch eignet sich der ZH-Prozess gut

zur Untersuchung der Eigenschaften des Higgs-Teilchens, aufgrund der gut vom Untergrund trennbaren leptonischen Zerfallsprodukte, welche eine invariante Masse aufweisen, die ungefähr der Z-Masse entspricht. Das Verzweigungsverhältnis des Z-Bosonzerfalls in Lepton und Antilepton $Z \rightarrow l^+l^-$ beträgt für e^-e^+ und $\mu^+\mu^-$ jeweils 0,033.

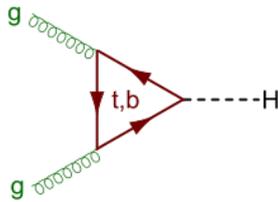


Abbildung 4.2: Gluonfusion [36]

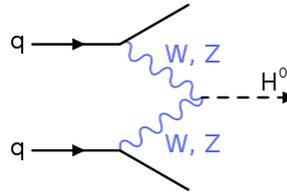


Abbildung 4.3: Vektorbosonfusion [37]

Der untersuchte Zerfall des Higgsteilchens in zwei Photonen ist mit einem Verzweigungsverhältnis von $2,29 \cdot 10^{-3}$ ein sehr unwahrscheinlicher Prozess, aber gut geeignet zur Ereignisselektion aufgrund der zwei Photonen im Endzustand, welche insgesamt eine Masse im Bereich der Higgsmasse aufweisen und einfach vom Untergrund trennbar sind.

Der Signalprozess wurde mit dem Monte-Carlo-Generator HAWK [10] [11] und Pythia [14] simuliert, der Wirkungsquerschnitt, die verwendete Anzahl an simulierten Ereignissen und das resultierende Gewicht (siehe Gleichung 4.1) sind in 4.4 aufgelistet. Der zum Vergleich verwendete Signalprozess mit anomaler CP-ungerader Kopplung an Vektorbosonen wurde ebenfalls mit HAWK erzeugt, sowie die Ereignisse mit gemischter Kopplung.

4.2 Untergrundprozesse

Als Untergrundprozesse wurden in dieser Arbeit sowohl Higgs-Untergrundprozesse, als auch Untergrundprozesse ohne Higgs-Boson verwendet. Zum Nicht-Higgs-Untergrund gehören die Prozesse $Z \rightarrow ll + \gamma\gamma$, welche den selben Endzustand wie der untersuchte Signalprozess haben. Der Einfluss ist trotzdem relativ gering aufgrund des relativ kleineren Wirkungsquerschnitts von 7,07 fb, wegen der zwei zusätzlichen Photonen. Den dominanten Anteil des Nicht-Higgs-Untergrundes liefern die Prozesse $Z \rightarrow ll + \gamma$, aufgrund des relativ hohen Wirkungsquerschnitts von 14000 fb pro Lepton-Flavour. Die Prozesse liefern einen Beitrag zum Untergrund durch zusätzlich produzierter Jets, welche als Photonen fehlinterpretiert werden können und der Prozess so den selben Endzustand wie der Signalprozess hat. Es wurden hier Zerfälle des Z-Bosons in Elektronen in Myonen und in Tau-Leptonen betrachtet. Die verwendeten Untergrundprozesse $WW \rightarrow l\nu l\nu$ mit einem gesamten Wirkungsquerschnitt von

Prozess	Generator	Wirkungsquerschnitt [fb]	Gewicht	Ereignisse
SM ZH \rightarrow ll $\gamma\gamma$	HAWK + Pythia	0,2033	$9,681 \cdot 10^{-5}$	210000
Anom ZH \rightarrow ll $\gamma\gamma$	HAWK + Pythia	0,2033	0,0002904	70000
SM $W^+H \rightarrow$ l $\nu\gamma\gamma$	HAWK	1,117	0,0015957	70000
SM $W^-H \rightarrow$ l $\nu\gamma\gamma$	HAWK	1,117	0,0015957	70000
Z \rightarrow ee + γ	Sherpa	14000	0,2	7000000
Z \rightarrow $\mu\mu$ + γ	Sherpa	14000	0,466667	3000000
Z \rightarrow $\tau\tau$ + γ	Sherpa	14000	0,2	7000000
Z \rightarrow ee + $\gamma\gamma$	Sherpa	7,07	0,0003535	2000000
Z \rightarrow $\mu\mu$ + $\gamma\gamma$	Sherpa	7,07	0,00036071	1960000
Z \rightarrow $\tau\tau$ + $\gamma\gamma$	Sherpa	7,07	0,0004075	1735000
WW \rightarrow l ν l ν	Sherpa	10700	0,2675	4000000
WZ \rightarrow ll ν	Sherpa	1510	0,0503333	3000000
ZZ \rightarrow ll ll	Sherpa	137	0,00548	2500000
VBFH	PowhegPythia8	9,5304	0,01906	50000
Gluonfusion	PowhegPythia8	113,658	0,22732	50000

Abbildung 4.4: die verwendete Generatoren und Wirkungsquerschnitte, die Anzahl der simulierten Ereignisse und das daraus resultierende Gewicht für eine Luminosität von 100 fb^{-1}

10700 fb, $WZ \rightarrow ll\nu$ mit 1510 fb und $ZZ \rightarrow ll\ell\ell$ mit 137 fb sind durch die Forderung nach zwei Photonen im Endzustand stark unterdrückt, da in beiden Fällen jeweils zwei Jets durch Fehlinterpretation als Photonen identifiziert werden müssten.

Die genannten Prozesse wurden mit dem Generator Sherpa [9] produziert.

Zum Higgs-Untergrund gehören die Gluonfusion $ggH \rightarrow \gamma\gamma$ mit einem Wirkungsquerschnitt von 114 fb und die Vektorbosonfusion $VBFH \rightarrow \gamma\gamma$ mit einem Wirkungsquerschnitt von 9,5 fb. Es wurden in dieser Arbeit außerdem die Higgsstrahlungsprozesse $W^\pm \rightarrow l\nu\gamma\gamma$ als Untergrundprozesse betrachtet, welche einen Wirkungsquerschnitt von 1,12 fb haben. Diese Prozesse liefern jedoch keinen großen Beitrag zum verbleibenden Gesamtuntergrund, da sie durch die geforderten zwei Leptonen im Endzustand sehr einfach auszuwählen sind und jeweils zwei Jets als Leptonen fehlinterpretiert werden müssten.

Die Prozesse ggH und VBFH wurden mit dem Generator PowhegPythia8 [12] [13] [14] erzeugt (siehe Abbildung 4.4). Die Higgsstrahlungsprozesse wurden mit HAWK [10] [11] und Pythia [14] erzeugt.

Die Ereignisse werden mithilfe eines Gewichts w auf die verwendete Luminosität von $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$ normiert. Das Gewicht berechnet sich wie folgt:

$$w = \mathcal{L} \cdot \sigma / N_{initial} \quad (4.1)$$

mit dem Wirkungsquerschnitt σ und der verwendeten Anzahl an simulierten Ereignissen $N_{initial}$.

4.3 Nachweiswahrscheinlichkeiten und Rekonstruktionsgüte

In diesem Kapitel werden die Nachweiswahrscheinlichkeiten und Auflösungsfunktion der Elektronen, Myonen und Photonen diskutiert [2], insbesondere im Bezug auf die geplante Erhöhung der Luminosität des LHC. Diese Erhöhung führt zu einer größeren Anzahl an Kollisionen und dadurch zu Überlagerungen der Ereignisse, welche man als "pile-up"-Effekte bezeichnet. Aufgrund der pile-up Effekte werden höhere Trigger-Schwellenwerte für Elektronen und Photonen benötigt.

4.3.1 Leptonen

Eine größere Anzahl an Ereignissen erschwert die Unterscheidung zwischen Jets, welche als Elektronen fehlinterpretiert werden, und echten Elektronen.

Es wird zwischen "loose" und "tight" Elektronen unterschieden, welche sich in der Strenge der Auswahlkriterien unterscheiden. In dieser Arbeit werden die "loose"-Kriterien verwendet. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ für ein solches Elektron mit transversalem Impuls p_T in GeV beträgt:

$$\epsilon(p_T) = 0,97 - 0,103 \times \left(e^{1 - \frac{p_T}{15}} \right) \quad (4.2)$$

Die Effizienz in Abhängigkeit von p_T ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Die Wahr-

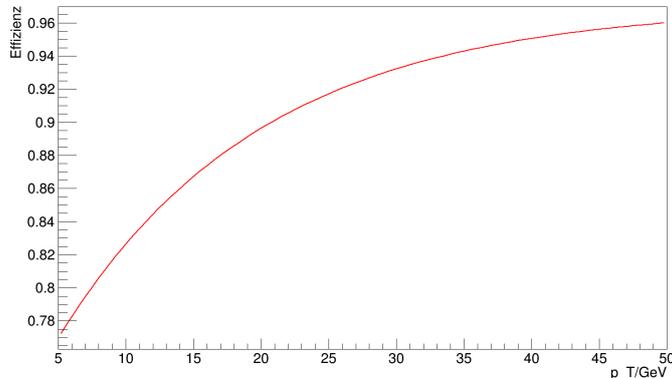


Abbildung 4.5: Die Nachweiseffizienz der Elektronen in Abhängigkeit des transversalen Impulses p_T

scheinlichkeit einen Jet als Elektron fehlzuinterpretieren ist vom transversalen Impuls des wahren Jets abhängig:

$$\epsilon(p_T) = 0,11 \times e^{(-0,033 \times p_T)} \quad (4.3)$$

Die verwendeten simulierten Ereignisse sind auf Generator-Niveau, beinhalten das Ansprechverhalten des Detektors also nicht. Daher wird eine "Verschmierungsfunktion"

benötigt um die Auflösungseffekte zu berücksichtigen. Diese haben für Elektronen der Energie E die folgende Form:

$$\sigma/E = 0,3 \oplus 0,10 \times \sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 0,10 \times E(\text{GeV}) \quad \text{für } |\eta| < 1,4 \quad (4.4)$$

$$\sigma/E = 0,3 \oplus 0,15 \times \sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 0,15 \times E(\text{GeV}) \quad \text{für } 1,4 < |\eta| < 2,47$$

Für Myonen kann ab einer Pseudorapidität von $|\eta| < 2,5$ und einem Impuls $p_T > 7$ GeV eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 97% erreicht werden. Um eine allgemeine Auflösungsfunktion σ_{CB} zu erhalten werden die separaten Funktionen für den Inneren Detektor σ_{ID} und das Myonspektrometer σ_{MS} vereint:

$$\sigma_{CB} = \frac{\sigma_{ID} \times \sigma_{MS}}{\sqrt{\sigma_{ID}^2 + \sigma_{MS}^2}} \quad (4.5)$$

mit:

$$\sigma_{ID} = p_T \times \sqrt{a1^2 + (a2 \times p_T)^2} \quad (4.6)$$

$$\sigma_{MS} = p_T \times \sqrt{\left(\frac{b0}{p_T}\right)^2 b1^2 + (b2 \times p_T)^2} \quad (4.7)$$

Die benötigten Parameter sind in Abbildung (4.6) angegeben.

	a1	a2	b0	b1	b2
$ \eta < 1.05$	0.01607	0.000307	0.24	0.02676	0.00012
$ \eta > 1.05$	0.03000	0.000387	0.00	0.03880	0.00016

Abbildung 4.6: Parameter für die Myonen-Auflösungsfunktion

4.3.2 Photonen

Analog zur Elektron-Parametrisierung hängt die Nachweiswahrscheinlichkeit der Photonen von ihrem transversalen Impuls p_T ab:

$$\epsilon(p_T) = 0,8 - 0,3 \times \left(e^{1 - \frac{p_T}{24,8}}\right) \quad (4.8)$$

Diese ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Als "Fake"-Photonen werden wahre Teilchen bezeichnet, welche keine Photonen sind und sich in einem Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 2,35$ und außerhalb von $1,37 < |\eta| < 1,52$ befinden und fälschlicherweise als Photonen rekonstruiert und identifiziert werden. Sie müssen außerdem innerhalb eines Radius von $\Delta R = 4$ eine gesamte transversale Energie $E_T < 4$ GeV (abzüglich

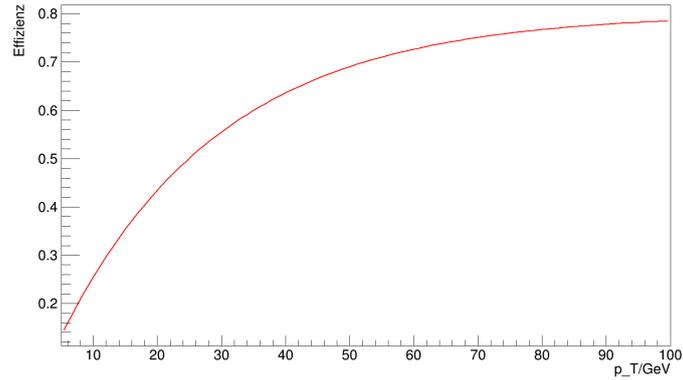


Abbildung 4.7: Die Nachweiseffizienz der Photonen in Abhängigkeit des transversalen Impulses p_T

der zusätzlichen Energie durch Pile-up- Effekte) aufweisen. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Jet die Photon Identifikation und Isolation zufällig durchläuft beträgt 0,1% [2]. Die Energie der Photonen wird ebenfalls verschmiert mit der folgenden Funktion:

$$\begin{aligned} \sigma/E &= 0,3 \oplus 0,10 \times \sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 0,10 \times E(\text{GeV}) \quad \text{für } |\eta| < 1,4 \quad (4.9) \\ \sigma/E &= 0,3 \oplus 0,15 \times \sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 0,15 \times E(\text{GeV}) \quad \text{für } 1,4 < |\eta| < 2,47 \end{aligned}$$

5 Sensitivitätsstudie

5.1 Selektion der Ereignisse

Um die Signifikanz des Signals zu verbessern, da die erwarteten Daten sonst vom Untergrund dominiert werden würden, wird eine Selektion der Ereignisse in mehreren Schritten durchgeführt. Ereignisse die den jeweils geforderten Bedingungen nicht genügen, werden verworfen. Es werden sowohl Forderungen an die Anzahl, als auch an die Eigenschaften der registrierten Objekte gestellt. In dieser Arbeit wurden die folgenden Schritte in der angegebenen Reihenfolge durchgeführt:

1. zwei identifizierte Leptonen
2. entgegengesetzte Ladung der Leptonen
3. Impuls- und Pseudorapiditätsschwellenwerte der Leptonen
4. zwei identifizierte Photonen
5. invariante Masse der Leptonen
6. invariante Masse der Photonen

Die einzelnen Schritte werden in den Abschnitten 5.1.2 und 5.1.3 näher erläutert. Die aufgeführten Bedingungen wurden mithilfe der in Abschnitt 5.1.1 beschriebenen Signifikanzoptimierungsmethode auf ihre Effektivität überprüft und angepasst. Die resultierende Schnittsequenz, welche die erwartete Anzahl von Signal- und Untergrundereignissen nach jedem Schnitt darstellt, wird in Abschnitt 5.1.4 dargestellt und diskutiert.

5.1.1 Signifikanzoptimierung

Um die Effektivität der durchgeführten Schritte zu erhöhen, betrachtet man die Signifikanz für das Signal in den selektierten Ereignissen und versucht diese zu optimieren. In der in dieser Arbeit durchgeführten Signifikanzoptimierung, soll die Signifikanz erhöht werden, indem das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis verbessert wird. Eine Näherung der erwarteten Signifikanz S hat gemäß Referenz [15] die folgende Form:

$$S = \sqrt{2((s + b) \ln(1 + s/b) - s)} \quad (5.1)$$

wobei s die Anzahl an Signal- und b die Anzahl an Untergrundereignissen ist. Für den Schnitt auf die invariante Masse der Leptonen, den Schnitt auf den jeweiligen transversalen Impuls der Elektronen und deren Pseudorapidität und für den Schnitt auf die invariante Masse der Photonen wurde jeweils der Wertebereich bestimmt, für welchen die Signifikanz maximal wird. Dadurch wird die nach jedem Schnitt bestmögliche Signifikanz erreicht. Die erhaltenen Signifikanzverteilungen sind in Abbildung 5.1, 5.2, 5.3 und 5.4 zu sehen. Die aus der Optimierung erhaltenen Ergebnisse und für die durchgeführte Analyse verwendeten Schnitte werden in den Abschnitten 5.1.2 und 5.1.3 beschrieben.

5.1 Selektion der Ereignisse

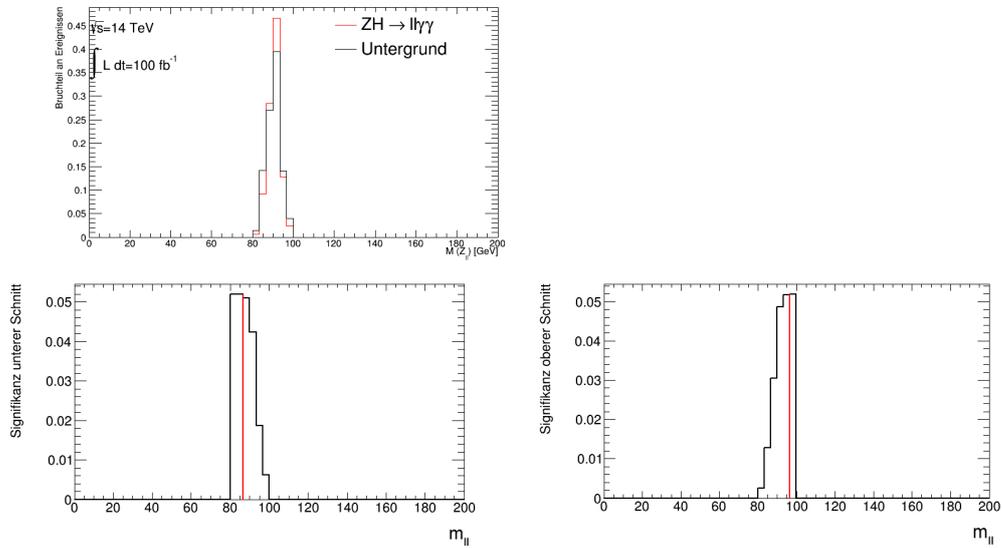


Abbildung 5.1: Signifikanzoptimierung. Oben: Invariante Masse der Leptonen, Unten links: Signifikanz des unteren Schnittes, Unten rechts: Signifikanz des oberen Schnittes

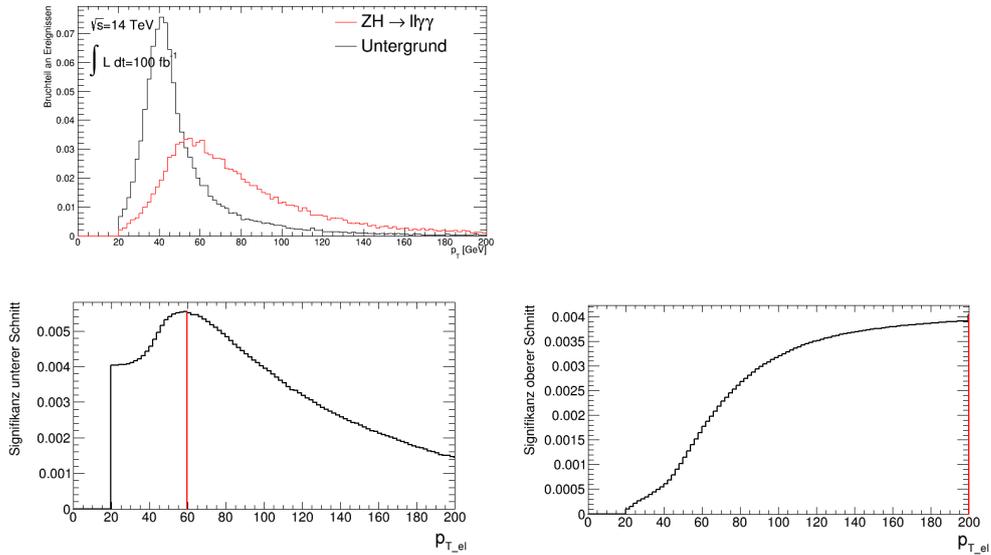


Abbildung 5.2: Signifikanzoptimierung. Oben: transversaler Impuls der Elektronen, Unten links: Signifikanz des unteren Schnittes, Unten rechts: Signifikanz des oberen Schnittes

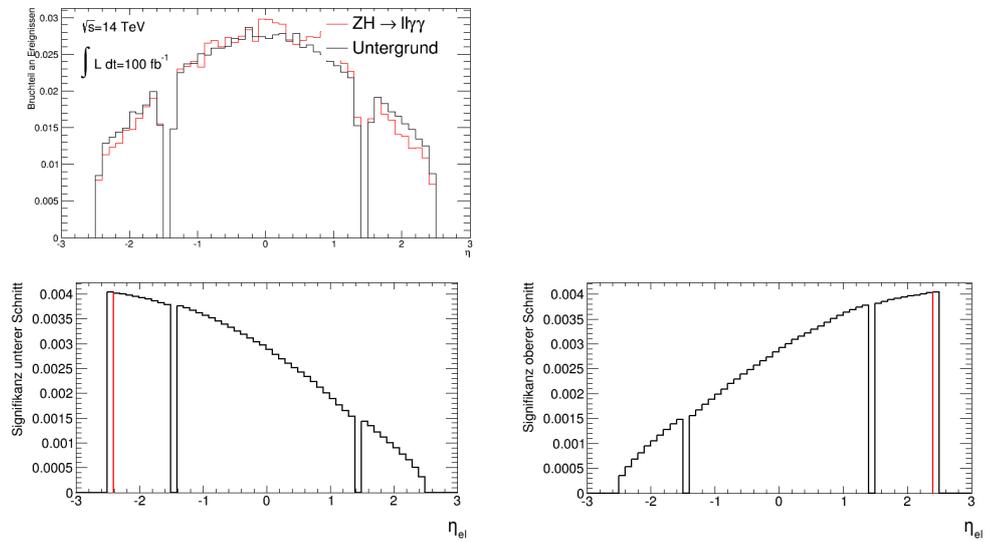


Abbildung 5.3: Signifikanzoptimierung. Oben: Pseudorapiditätsbereich der Elektronen, Unten links: Signifikanz des unteren Schnittes, Unten rechts: Signifikanz des oberen Schnittes

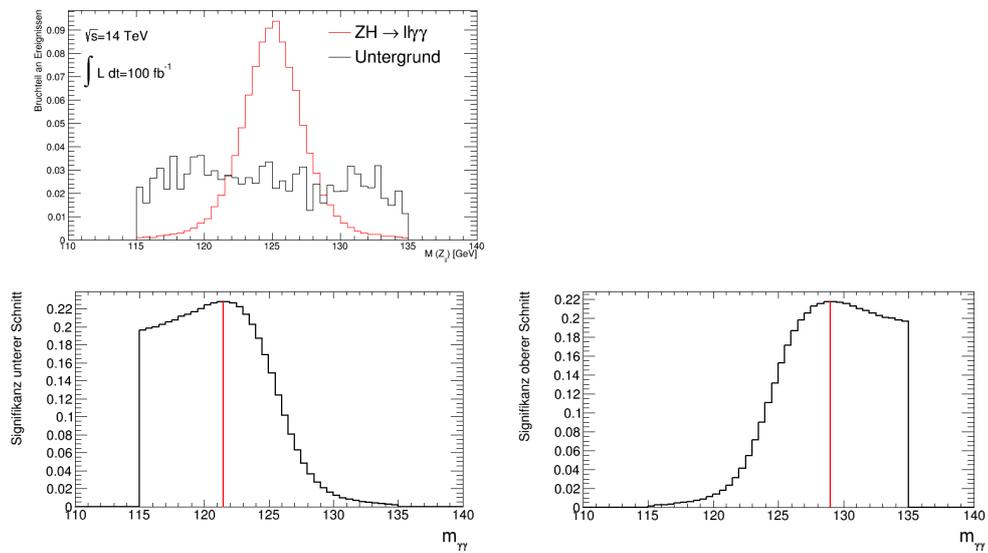


Abbildung 5.4: Signifikanzoptimierung. Oben: invariante Masse der Photonen, Unten links: Signifikanz des unteren Schnittes, Unten rechts: Signifikanz des oberen Schnittes

5.1.2 Forderungen an die Leptonen

Im ersten Schnitt werden Ereignisse mit exakt zwei Elektronen oder exakt zwei Myonen selektiert, deren Ladungen, wie im zweiten Schnitt gefordert wird entgegengesetzt sein müssen.

Der dritte Schnitt legt Bedingungen für die Werte der transversalen Impulse p_T der Leptonen und der Pseudorapidität η fest. Für Elektronen gelten nach der Signifikanzoptimierung 5.1.1 die folgenden Schwellenwerte:

- minimaler p_T -Wert Elektron 1: 20 GeV
- minimaler p_T -Wert Elektron 2: 15 GeV
- Pseudorapiditätsbereich: $-2,47 \leq |\eta| \leq 2,47$

An die Myonen werden die folgenden Bedingungen gestellt:

- minimaler p_T -Wert Myon 1: 20 GeV
- minimaler p_T -Wert Myon 2: 15 GeV
- Pseudorapiditätsbereich: $-2,5 \leq |\eta| \leq 2,5$

Im fünften Schnitt wird die invariante Masse der beiden Leptonen auf einen Bereich um die Z-Masse festgelegt. Es wurde hier durch die Signifikanzoptimierung eine untere Grenze von $m_{ll} > 83$ GeV und eine obere Grenze von $m_{ll} < 99$ GeV festgelegt.

5.1.3 Forderungen an die Photonen

Im vierten Schnitt werden alle Ereignisse verworfen, welche nicht exakt zwei Photonen beinhalten. Objekte die als Photonen definiert sind, haben an dieser Stelle, durch eine vorherige Objektselektion schon einen minimalen p_T - Wert von 20 GeV. Im letzten Schnitt wird gefordert, dass die invariante Masse dieser beiden Photonen $m_{\gamma\gamma}$ im Bereich der Higgsmasse liegt. Mit der Signifikanzoptimierung (Abschnitt 5.1.1) wurde der hierbei verwendete Bereich auf $121 \text{ GeV} \leq m_{\gamma\gamma} \leq 130 \text{ GeV}$ festgelegt.

5.1.4 Ergebnis der Selektion

Die nach jedem Schnitt verbleibende Anzahl an erwarteten Signal- und Untergrundereignissen sind in Abbildung 5.5 zu sehen. Die genauen Werte sind Tabelle 5.6 zu entnehmen.

Den dominanten Anteil des nach allen durchgeführten Schnitten verbleibenden Gesamtuntergrundes liefert der $Z \rightarrow ll\gamma$ Untergrund. Nach der Forderung von zwei Photonen verbleiben aufgrund von Jets, welche als Photonen fehlinterpretiert werden noch 0,3 % der Ereignisse. Durch den hohen Wirkungsquerschnittes des Prozesses, entspricht dies immernoch einer Anzahl von 11510 erwarteten Ereignissen bei

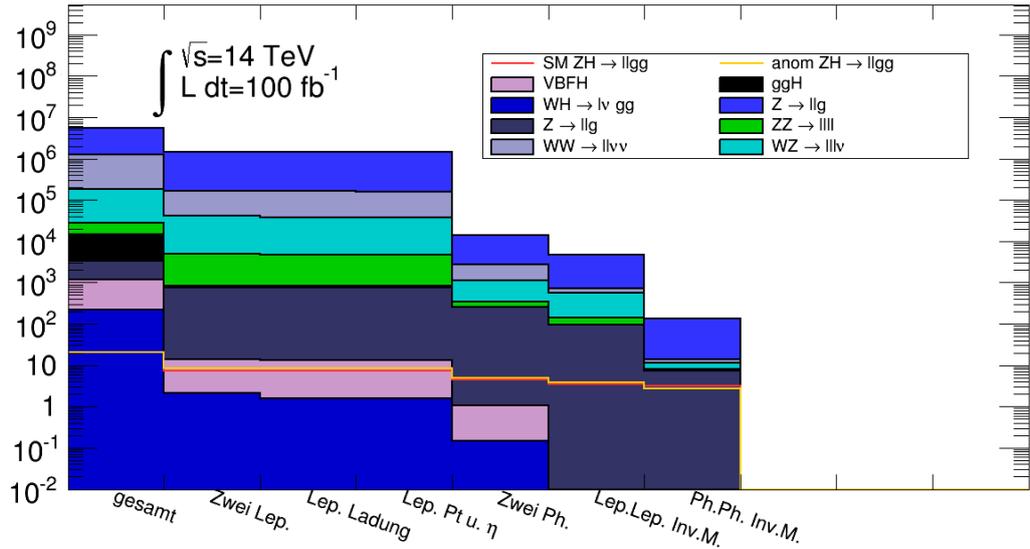


Abbildung 5.5: Erwartete Anzahl von Signal und Untergrundereignissen nach den einzelnen Selektionskriterien bei einer Luminosität von 100 fb^{-1}

einer Luminosität von 100 fb^{-1} . Durch die Schnitte auf die invariante Masse der Leptonen sowie der Photonen verringert sich diese Anzahl auf 119 Ereignisse, was einem Anteil am verbleibenden Untergrund von etwa 89% entspricht.

Den nächstgrößten Beitrag liefert der $Z \rightarrow ll\gamma\gamma$ -Prozess. Es verbleiben nach dem zwei Photonen Schnitt noch 11% der anfänglichen Ereignisse, was aufgrund des deutlich kleineren Wirkungsquerschnittes aber nur einer Anzahl von 254 erwarteten Ereignissen entspricht, nach dem letzten Schnitt werden 7,5 Ereignisse erwartet, was etwa 5,6 % des Gesamtuntergrundes ausmacht.

Nach dem ersten Schnitt, welcher zwei Leptonen im Endzustand fordert reduzieren sich die Higgs-Untergründe drastisch. Sowohl die Gluonfusions- als auch die VBFH- und WH- Ereignisse reduzieren sich auf 1% ihrer anfänglichen Werte. Nach der Forderung von zwei Photonen in Schnitt 4 werden diese Untergründe weiter reduziert und verschwinden komplett nach Schnitt 6, welcher die invariante Masse der Leptonen auf einen Bereich um die Z-Masse einschränkt.

Die Untergrundprozesse $WW \rightarrow l\nu l\nu$ und $WZ \rightarrow ll\nu$ werden durch den zwei Leptonen Schnitt auf 12% und 25% ihrer jeweiligen Anfangswerte reduziert. Nach der zwei Photonen Bedingung werden sie auf 0,2 % bzw. 0,5% der Ereignisse verringert und nach den Schnitten auf die invariante Masse der Leptonen und der Photonen verbleiben 2,4 Ereignisse des $WW \rightarrow l\nu l\nu$ Prozesses, was einem Anteil von 1,8 % des gesamten verbleibenden Untergrundes entspricht und 3,6 Ereignisse des $WZ \rightarrow ll\nu$ Prozesses, was 2,7 % des Gesamtuntergrundes entspricht.

Der $ZZ \rightarrow ll ll$ -Untergrundprozess wird durch die exakt zwei Leptonen Forderung auf 30 % reduziert und weiter sehr stark verringert durch die zwei Photonen Bedingung. Nach dem letzten Schnitt verbleiben 0,5 Ereignisse, das entspricht 0,4 % des

Cut	ZH sm	ZH anom	ggH	WH $l\nu\gamma\gamma$	WH $\nu l\gamma\gamma$	VBFH
gesamt	20.33 ± 0.08	20.33 ± 0.04	11360 ± 50	111.7 ± 0.4	111.7 ± 0.4	953 ± 4
Zwei Lep.	7.44 ± 0.05	8.41 ± 0.03	104 ± 4	1.00 ± 0.04	1.07 ± 0.04	11.6 ± 0.4
Lep. Ladung	7.42 ± 0.05	8.38 ± 0.03	103 ± 4	0.79 ± 0.04	0.81 ± 0.04	11.6 ± 0.4
Lep. Pt u. η	7.40 ± 0.05	8.38 ± 0.03	101 ± 4	0.78 ± 0.04	0.81 ± 0.04	11.4 ± 0.4
Zwei Ph.	4.39 ± 0.04	5.03 ± 0.02	2.7 ± 0.7	0.06 ± 0.01	0.09 ± 0.01	0.93 ± 0.13
Lep.Lep. Inv.M.	3.54 ± 0.03	3.78 ± 0.02	0 ± 0	0 ± 0	0 ± 0	0 ± 0
Ph.Ph. Inv.M.	3.14 ± 0.03	2.71 ± 0.02	0 ± 0	0 ± 0	0 ± 0	0 ± 0

Cut	ZZllll	Wll $\nu\nu$	WZlll ν	Zll γ	Zll $\gamma\gamma$
gesamt	13700 ± 8	1070000 ± 500	151000 ± 80	$4.2e+06 \pm 1400$	2121 ± 0.8
Zwei Lep.	4005 ± 4	125700 ± 180	37370 ± 40	$1.26932e+06 \pm 700$	742.4 ± 0.5
Lep. Ladung	3770 ± 4	124810 ± 180	32660 ± 40	$1.26876e+06 \pm 700$	741.5 ± 0.5
Lep. Pt u. η	3764 ± 4	124290 ± 180	32580 ± 40	$1.26286e+06 \pm 700$	739.7 ± 0.5
Zwei Ph.	80.4 ± 0.6	1710 ± 20	765 ± 6	11510 ± 70	253.9 ± 0.3
Lep.Lep. Inv.M.	47.6 ± 0.5	149 ± 6	432 ± 4	3910 ± 40	97.46 ± 0.18
Ph.Ph. Inv.M.	0.53 ± 0.05	2.4 ± 0.8	3.6 ± 0.4	119 ± 7	7.45 ± 0.05

Abbildung 5.6: Anzahl erwarteter Signal- und Untergrundereignisse nach allen Schnitten für eine Luminosität von 100 fb^{-1}

Gesamtuntergrundes.

Nach der Selektion verbleiben $3, 14 \pm 0, 02$ erwartete Signalereignisse. Das erwartete Signal-zu-Untergrund-Verhältnis beträgt dann $2, 3\%$.

5.2 Betrachtete Observablen

In diesem Kapitel werden die CP-Eigenschaften des Higgs-Teilchens untersucht. Es wird hierbei der vom Standardmodell vorhergesagte Fall CP gerader Kopplung mit dem Fall anomaler CP ungerader Kopplung verglichen. Dafür werden verschiedene Observablen betrachtet und deren Sensitivität auf die verschiedenen CP-Eigenschaften untersucht.

5.2.1 Observable Θ_Z

Die Winkelverteilungen des aus dem Higgsstrahlungsprozess ZH resultierenden Z-Bosons beinhalten Informationen über die CP-Eigenschaften des Zustandes von H [7]. Eine sensitive Größe ist der Polarwinkel θ des Z-Bosons relativ zur Strahlachse, dieser ist in Abbildung 5.7 (dort für den Prozess $e^+e^- \rightarrow Z\Phi$) dargestellt und dort mit Θ bezeichnet. Der Winkel wird im Ruhesystems des Z- und des Higgsbosons betrachtet. Der Winkel ist durch den Impuls des Z-Bosons p_Z festgelegt, welchen man aus den Impulsen der Zerfallsleptonen p_{l1} und p_{l2} rekonstruiert [16]

$$p_Z = p_{l1} + p_{l2} \quad (5.2)$$

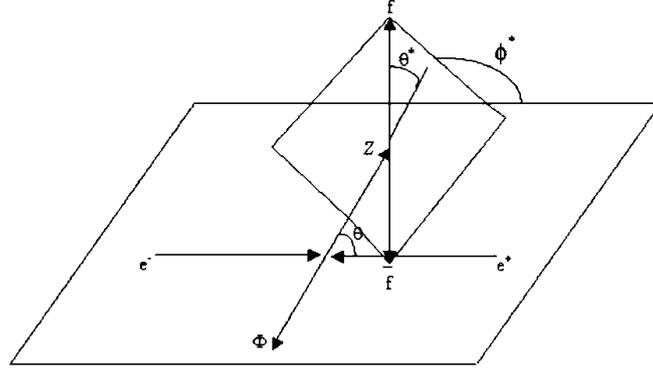


Abbildung 5.7: Definition der Produktions- und Zerfallswinkel des Z-Bosons im Prozess $e^+e^- \rightarrow Z\Phi$ und $Z \rightarrow f\bar{f}$, entnommen aus [7]

Ebenso rekonstruiert man den Impuls des Higgs-Bosons über die Impulse der zwei Photonen:

$$p_H = p_{ph1} + p_{ph2} \quad (5.3)$$

Die nach der Selektion erhaltene Verteilung der Observablen ist in Abbildung 5.8 zu sehen. Es ist eine Trennung zwischen Standardmodell und CP-ungerader Kopplung zu erkennen. Diese ist besonders deutliche in dem Bereich zwischen -0,5 und 0,5.

5.2.2 Observable $\cos(\Theta_{Lep})$

Betrachtet man den Zerfall des Z-Bosons in zwei Leptonen, so erhält man die Observable $\cos(\Theta_{Lep})$, wobei Θ_{Lep} der Winkel zwischen dem Impuls eines Zerfallsleptons und dem Impuls des Z-Bosons ist [3]:

$$\cos(\Theta_{Lep}) = \frac{\vec{p}_{l1}^{(Z)} \cdot \vec{p}_Z}{|\vec{p}_{l1}^{(Z)}| \cdot |\vec{p}_Z|} \quad (5.4)$$

Die hochgestellten Indices geben das Ruhesystem an, in welchem die Observable betrachtet wurde. Der Winkel ist ebenfalls in Abbildung 5.7 dargestellt und dort mit Θ^* bezeichnet. Abbildung 5.9 zeigt die nach der Selektion erhaltene Verteilung der Observablen. Wie bei der Observablen Θ_Z ist hier ebenfalls eine Trennung zwischen Standardmodell und anomaler CP-ungerader Kopplung im Bereich zwischen -0,5 und 0,5 zu erkennen, der Effekt ist jedoch etwas geringer.

5.2.3 Observable $\cos(\phi)$

Die Observable $\cos(\phi)$ beschreibt den Winkel zwischen der Produktions- und Zerfallsebene des Z-Bosons. Er ist Abbildung 5.7 mit ϕ^* bezeichnet. Nach der Selektion

erhält man die in Abbildung 5.10 zu sehende Verteilung der Observablen. Eine Trennung zwischen den beiden betrachteten Prozessen ist mit dieser Observablen kaum möglich, da die Verteilungen für Standardmodell und anomale Kopplung sehr nahe beieinander liegen.

5.2.4 Observable $\cos(\delta^+)$

Die betrachtete Observable $\cos(\delta^+)$ ist über die Impulse der am Prozess beteiligten Teilchen nach Referenz [3] wie folgt definiert:

$$\cos(\delta^+) = \frac{\vec{p}_{l1}^{(Z)} \cdot (\vec{p}_Z \times \vec{p}_H)}{|\vec{p}_{l1}^{(Z)}| \cdot |\vec{p}_Z \times \vec{p}_H|} \quad (5.5)$$

Die erhaltene Verteilung ist in Abbildung 5.11 zu sehen. Die Observable trennt sehr schwach zwischen den beiden Prozessen, es ist lediglich im Bereich -0,2 bis 0,2 eine leichte Differenz zwischen Standardmodell und anomaler CP ungerader Kopplung festzustellen. In einer vergleichbaren Analyse für $VH \rightarrow b\bar{b}$ von A. Loesle [16] wurde festgestellt, dass diese Observable besser geeignet ist eine anomale CP-gerade Kopplung zu untersuchen.

5.2.5 Observable $\cos(\delta^-)$

Die Observable $\cos(\delta^-)$ berechnet sich wie folgt:

$$\cos(\delta^-) = \frac{(\vec{p}_{l1}^{(H^-)} \times \vec{p}_{l2}^{(H^-)}) \cdot \vec{p}_Z}{|(\vec{p}_{l1}^{(H^-)} \times \vec{p}_{l2}^{(H^-)})| \cdot |\vec{p}_Z|} \quad (5.6)$$

Hierbei bedeutet das hochgestellte Minus, eine Umkehrung der Impulskomponenten: $\vec{p}_H \rightarrow -\vec{p}_H$. Die nach der Selektion erhaltene Verteilung der Observablen ist in Abbildung 5.12 zu sehen. Die Observable ist sehr sensitiv auf die Unterscheidung von Standardmodell und anomaler CP-ungerader Kopplung. Es ist eine deutliche Trennung zwischen den Verteilungen der beiden Prozesse zu erkennen. Die Trennkraft der Observablen erweist sich am größten um die Werte 0 und ± 1 .

5.2.6 Observable $\ln(\mathcal{M}_{odd}^2/\mathcal{M}_{SM}^2)$

Das Matrixelement \mathcal{M} ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit eines Prozesses und wird in Abschnitt 5.4 näher erläutert. Es wird hier das Matrixelement \mathcal{M}_{odd} des Prozesses mit anomaler CP-ungerader Kopplung und \mathcal{M}_{SM} des Standardmodell-Prozesses verwendet. Die erhaltene Verteilung für die betrachtete Observable $\ln(\mathcal{M}_{odd}^2/\mathcal{M}_{SM}^2)$ ist in Abbildung 5.13 zu sehen. Die Observable ist sehr gut für die Trennung zwischen den Prozessen geeignet. Die Verteilung für den Standardmodell-Prozess ist deutlich nach links zu kleineren Werten verschoben, während die Verteilung der anomalen Kopplung nach rechts zu größeren Werten verschoben ist.

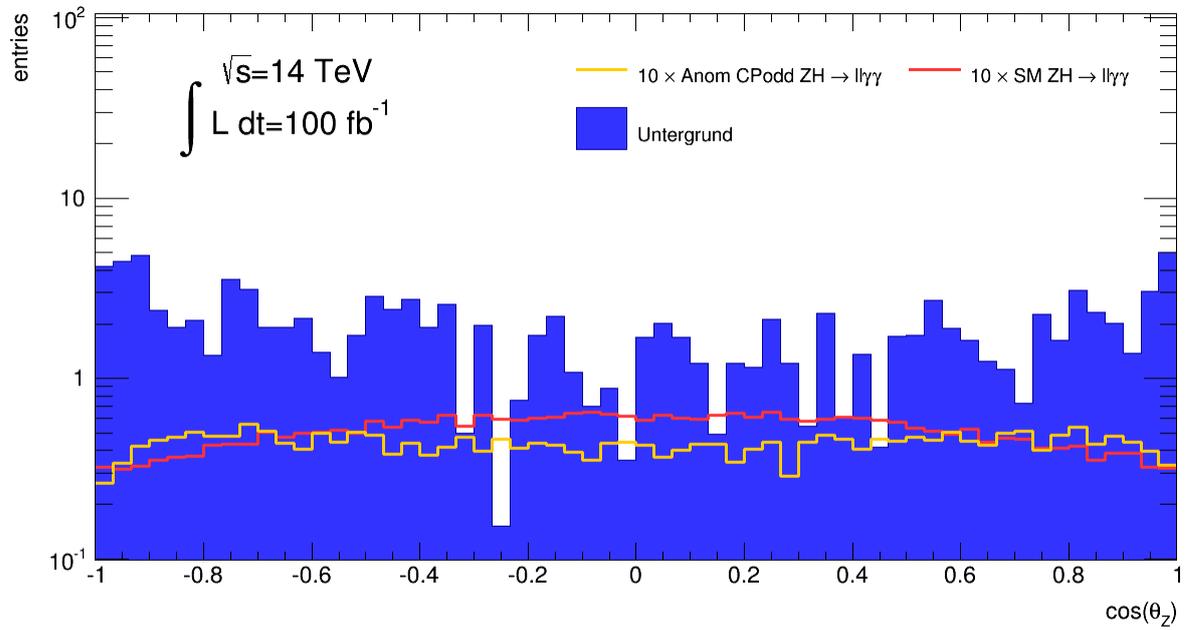


Abbildung 5.8: Verteilung der Observablen Θ_Z

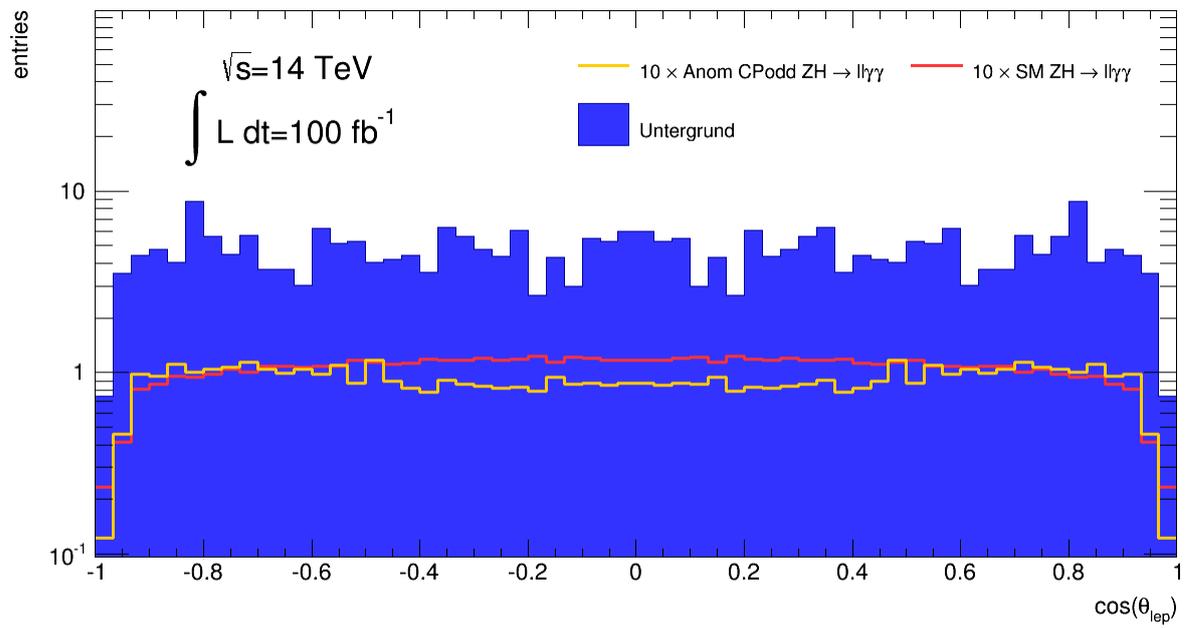


Abbildung 5.9: Verteilung der Observablen $\cos(\Theta_{Lep})$

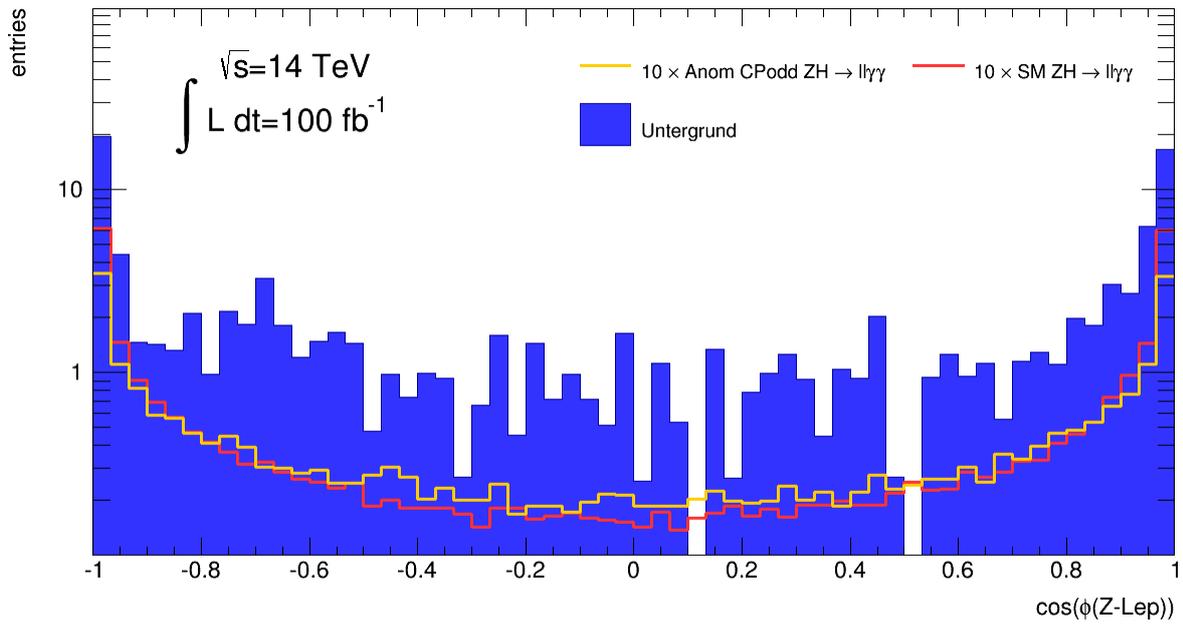


Abbildung 5.10: Verteilung der Observablen $\cos(\phi)$

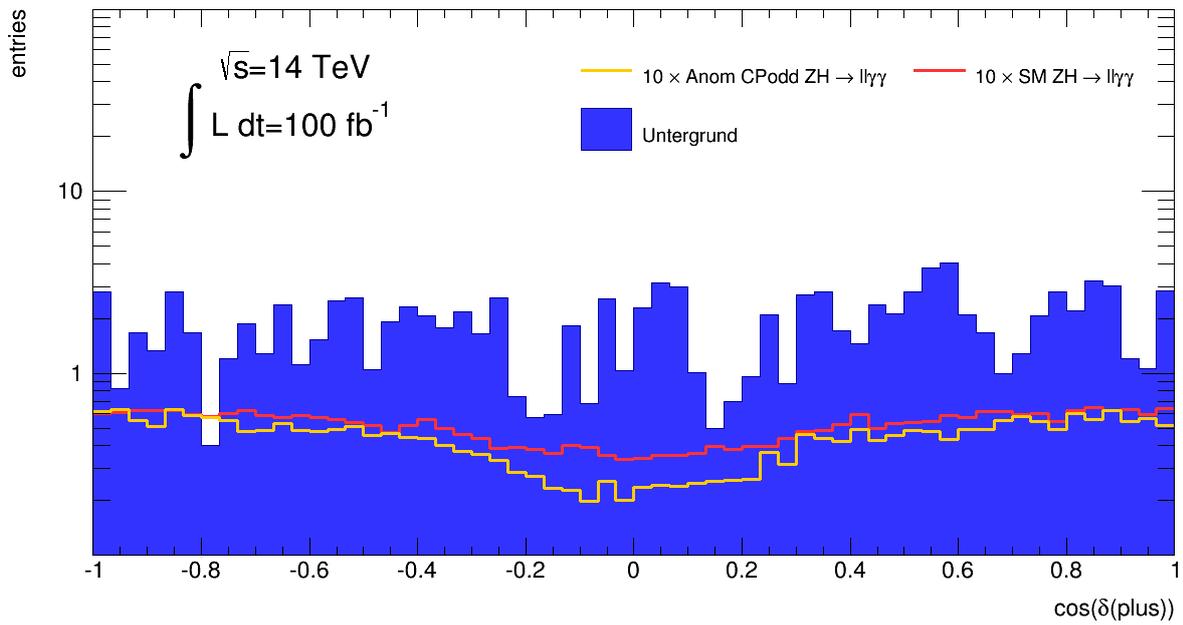


Abbildung 5.11: Verteilung der Observablen $\cos(\delta^+)$

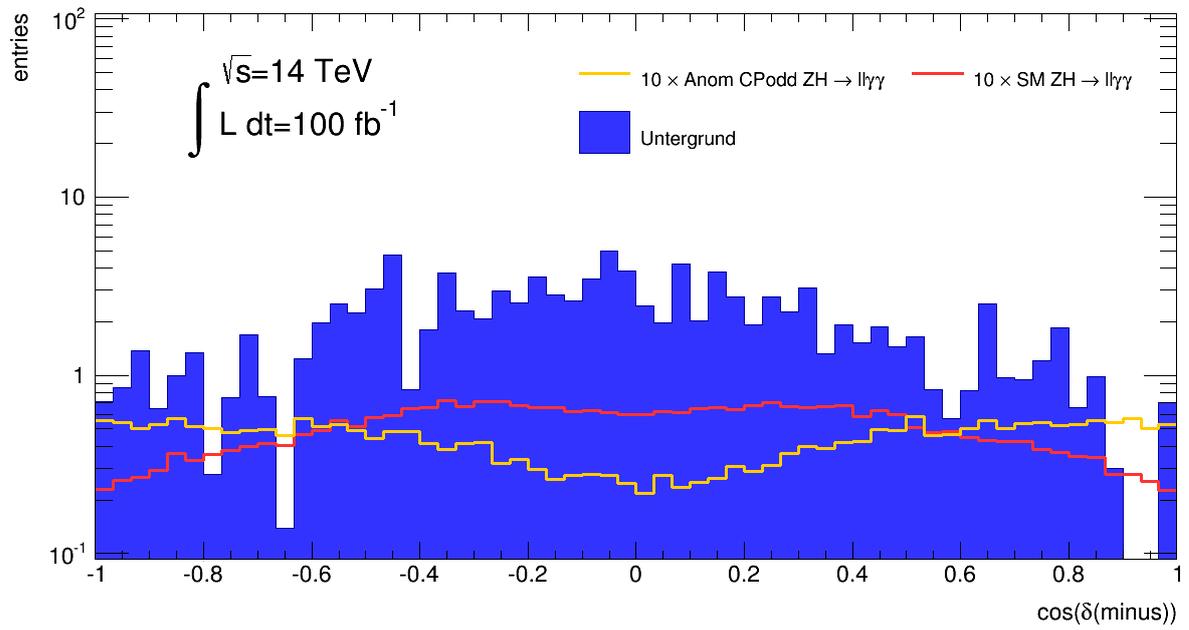


Abbildung 5.12: Verteilung der Observablen $\cos(\delta^-)$

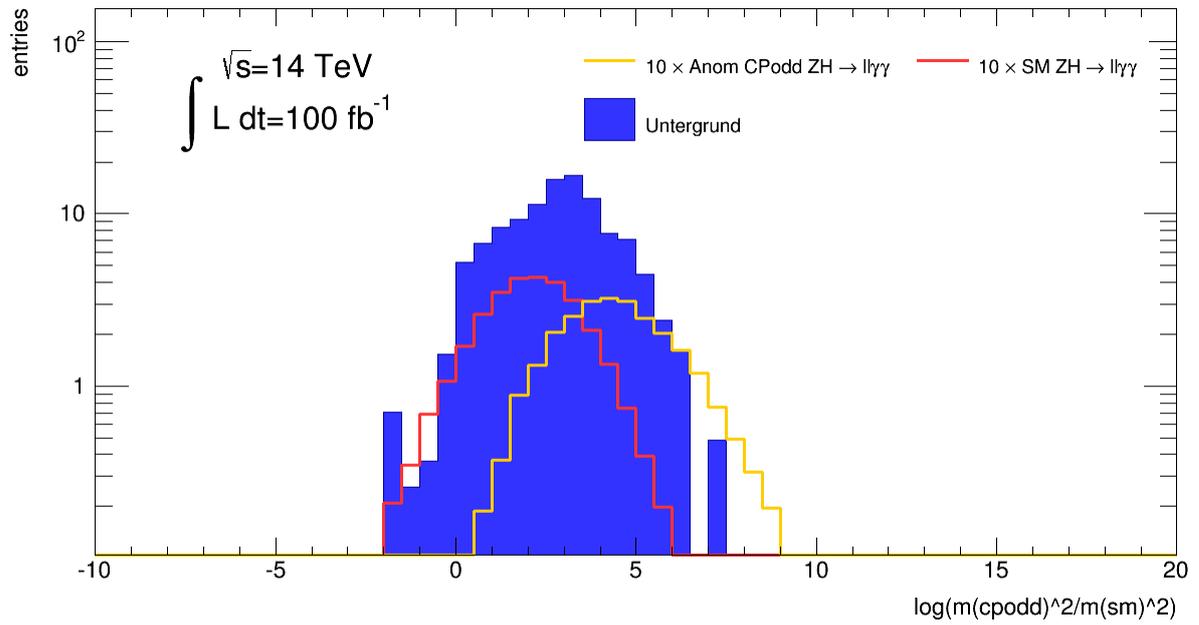


Abbildung 5.13: Verteilung der Observablen $\ln(M_{\text{odd}}^2/M_{\text{SM}}^2)$

5.3 Hypothesentest

Mithilfe eines Hypothesentests kann man zwei Hypothesen, eine "Nullhypothese" und eine "Alternativhypothese" miteinander vergleichen und unter Beobachtung einer Stichprobe, eine Wahrscheinlichkeit angeben, mit welcher die Nullhypothese verworfen werden kann. Hierfür wird eine Teststatistik in Abhängigkeit der unter der jeweiligen Hypothese erwarteten Ereignisse betrachtet. Diese liefert Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen der Teststatistik für beide Hypothesen, welche mit den tatsächlichen Beobachtungen verglichen werden können um die Hypothesen zu prüfen. In dieser Arbeit ist die betrachtete Nullhypothese die anomale CP-ungerade Kopplung des Higgs-Bosons und die Alternativhypothese das Standardmodell. Für den Hypothesentest sind die Histogramme der Hypothesen aufeinander normiert, die Wahrscheinlichkeit $f(\vec{n}, N, \vec{P})$ ein Ereignis n_i in Bin i zu beobachten folgt daher einer Multinomialverteilung. Die Gesamtanzahl an Ereignissen ist durch $N = \sum_{n=1}^{n_{max}} n_i$ gegeben.

$$f(\vec{n}, N, \vec{P}) = \frac{N!}{\prod_{i=1}^k n_i!} \cdot \prod_{i=1}^k P_i^{n_i} \quad (5.7)$$

P_i ist hierbei die Wahrscheinlichkeit n_i Ereignisse in Bin i zu beobachten.

Die für die jeweilige Theorie erwarteten Ereignisse werden im Folgenden mit s_i für die Alternativhypothese Standardmodell, mit t_i für die Nullhypothese anomale CP ungerade Kopplung und b_i für Untergrundprozesse bezeichnet. Für jedes Bin wird nun ein poissonverteilter Pseudoexperiment-Wert n_i um den Mittelwert $s_i + b_i$ bzw. $t_i + b_i$ erzeugt. Die Theoriedaten sind dabei jeweils auf die Pseudoexperiment-Ereignisse normiert, es gilt also:

$$\sum_i (s_i + b_i) = N \quad (5.8)$$

$$\sum_i (t_i + b_i) = N \quad (5.9)$$

Die optimale Teststatistik ist gemäß des Neyman-Pearson-Lemmas [20] durch das Likelihood-Verhältnis gegeben:

$$\lambda = \frac{\prod_{i=1}^n \left(\frac{s_i + b_i}{N}\right)^{n_i}}{\prod_{i=1}^n \left(\frac{t_i + b_i}{N}\right)^{n_i}} \quad (5.10)$$

Als Teststatistik wird der natürliche Logarithmus des Likelihoodverhältnisses verwendet:

$$\ln(\lambda) = \sum_{i=1}^n n_i \ln \frac{s_i + b_i}{t_i + b_i} \quad (5.11)$$

Für Experimente die der Nullhypothese folgen werden kleinere Werte von $\ln \lambda$ erwartet, für Experimente die der Alternativhypothese folgen größere. Der Wert, welcher

ein Maß für die Wahrscheinlichkeit dass die Beobachtung mit der Nullhypothese konsistent ist, wird erwarteter p-Wert genannt. Der erwartete p-Wert zur Bewertung der Sensitivität ist gegeben durch das Integral über die Nullhypothese, mit dem Median der Teststatistik unter der Alternativhypothese H_1^{med} als untere Grenze, wie in Abbildung 5.14 dargestellt. Es gilt:

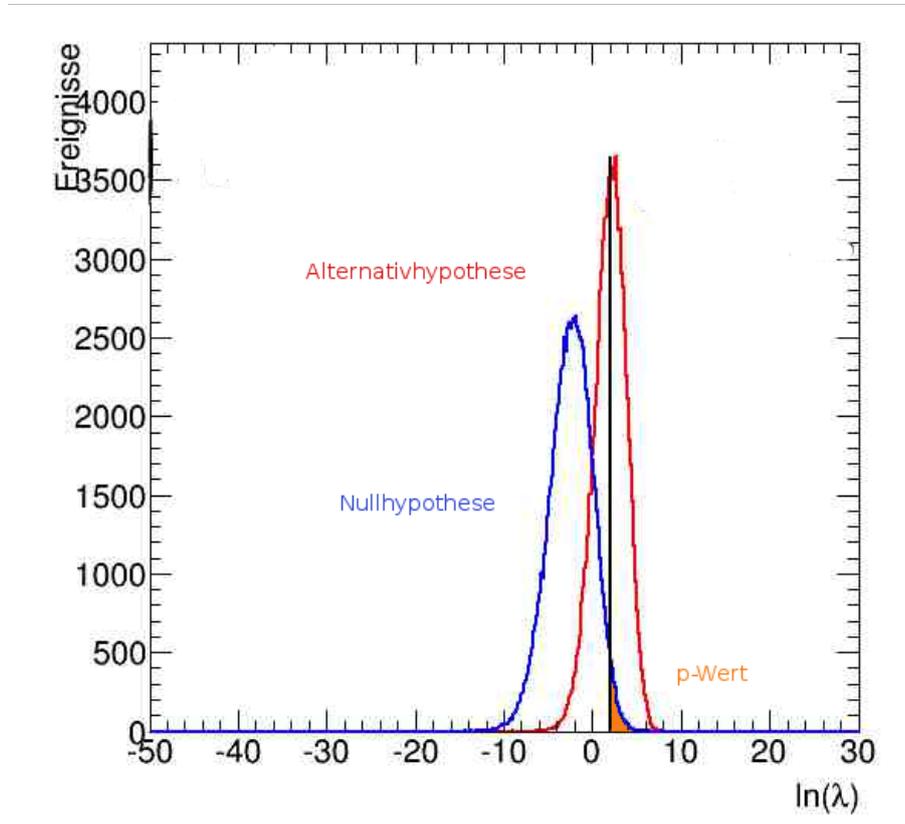


Abbildung 5.14: Berechnung des erwarteten p-Werts

$$p = \int_{H_1^{med}}^{\infty} f(\ln(\lambda)|H_0) d \ln(\lambda) \quad (5.12)$$

Je kleiner der erwartete p-Wert ist, desto größer ist die Sensitivität die Nullhypothese auszuschließen. In Abbildung 5.16 bis 5.21 sind die Ergebnisse der Hypothesentests für die verschiedenen Observablen dargestellt. Auf der linken Seite ist jeweils die Verteilung der betrachteten Observablen ohne Untergrund für Standardmodell und anomale Kopplung zu sehen. Rechts ist die Wahrscheinlichkeitsdichte der beiden Theorien über λ dargestellt.

Die beste Trennung zwischen Standardmodell und anomaler Kopplung gelingt mit dem Matrixelement M_{odd} . Der erwartete p-Wert für die Observable $\ln\left(\frac{M_{odd}^2}{M_{SM}^2}\right)$ unter Berücksichtigung des Untergrundes beträgt 0,32. Ein erwarteter p-Wert von 0,5 würde keine Trennung bedeuten. Ebenfalls eine deutliche Trennung zwischen Standardmodell und anomaler Kopplung liefert die Observable $\cos(\delta^-)$. Der erwartete p-Wert

beträgt 0,37. Für die Observable $\cos(\Theta_{Lep})$ in 5.16 liegen die Wahrscheinlichkeitsdichte-Verteilungen für die beiden Theorien sehr dicht beieinander, da die Observable nicht besonders gut zwischen Standardmodell und anomaler Kopplung trennt. Der p-Wert ist mit 0,49 entsprechend groß. Die Observable $\cos(\Theta_Z)$ ist ebenfalls kaum sensitiv auf die anomale Kopplung. Der erwartete p-Wert ist 0,47. Für die Observable $\cos(\phi)$ liegt der erwartete p-Wert bei 0,49 und für $\cos(\delta^+)$ bei 0,52. Die erwarteten p-Werte sind in Tabelle 5.15 zusammengefasst.

Observable	erwarteter p-Wert
$\cos(\Theta_{Lep})$	0,488
$\cos(\Theta_Z)$	0,473
$\cos(\phi)$	0,485
$\cos(\delta^+)$	0,519
$\cos(\delta^-)$	0,443
$\ln\left(\frac{M_{odd}^2}{M_{SM}^2}\right)$	0,343

Abbildung 5.15: die erwarteten p-Werte der Observablen mit Untergrund bei einer Luminosität von 100 fb^{-1}

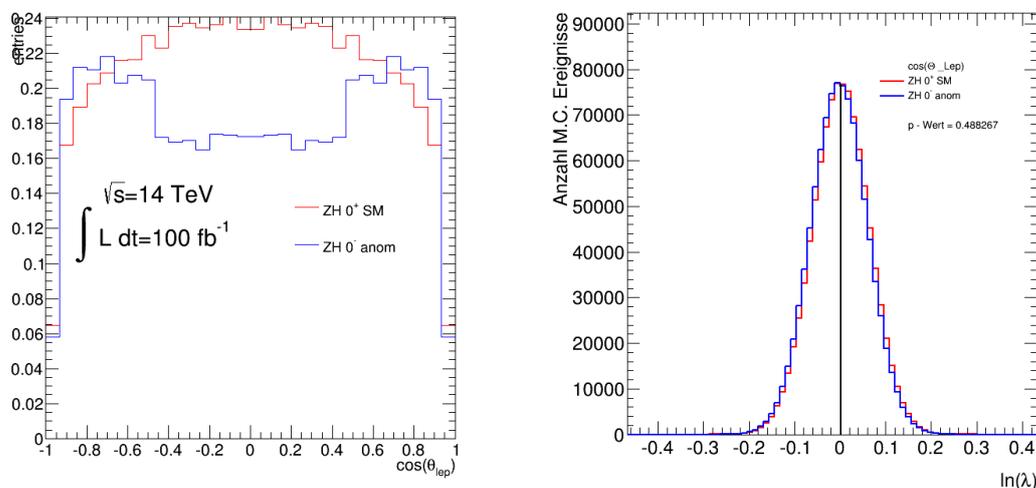


Abbildung 5.16: Hypothesentest für die Observable $\cos(\Theta_{Lep})$, links ist die Verteilung der Observablen zu sehen, rechts die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Teststatistik

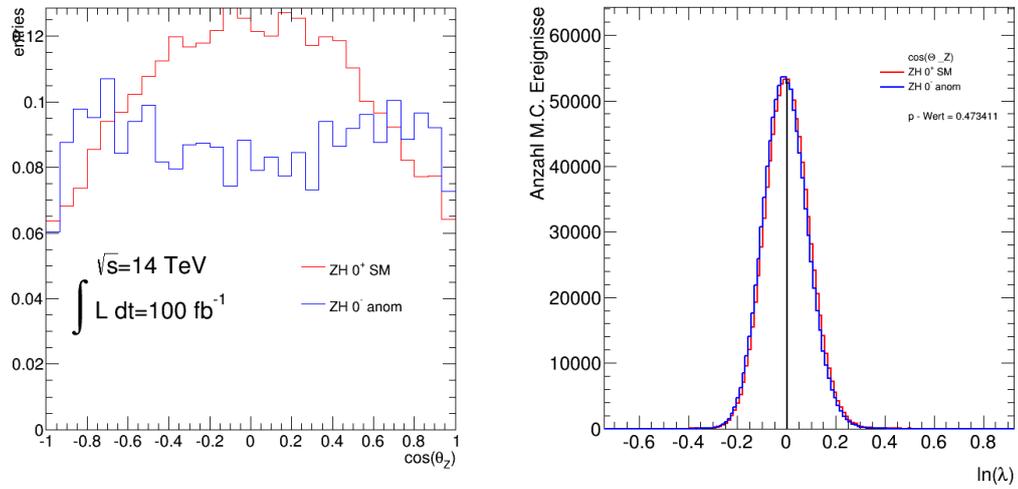


Abbildung 5.17: Hypothesentest für die Observable $\cos(\Theta_Z)$, links ist die Verteilung der Observablen zu sehen, rechts die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Teststatistik

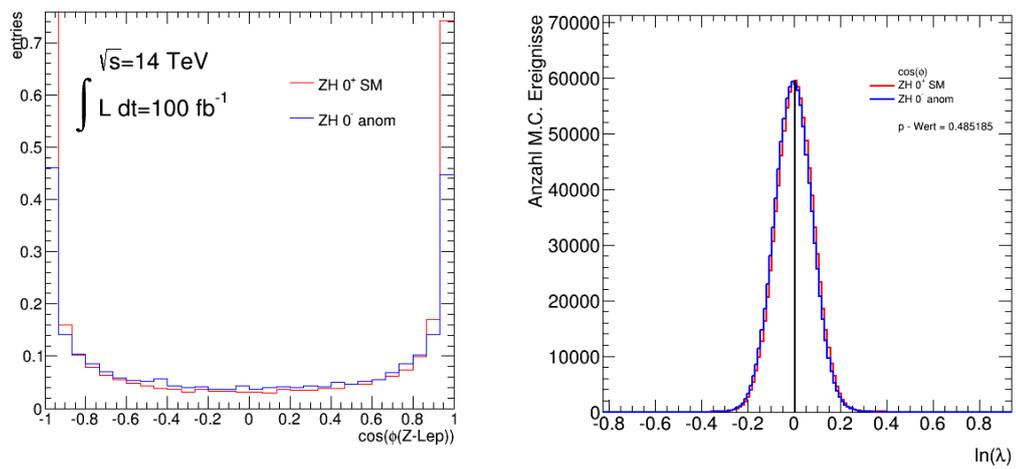


Abbildung 5.18: Hypothesentest für die Observable $\cos(\phi)$, links ist die Verteilung der Observablen zu sehen, rechts die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Teststatistik

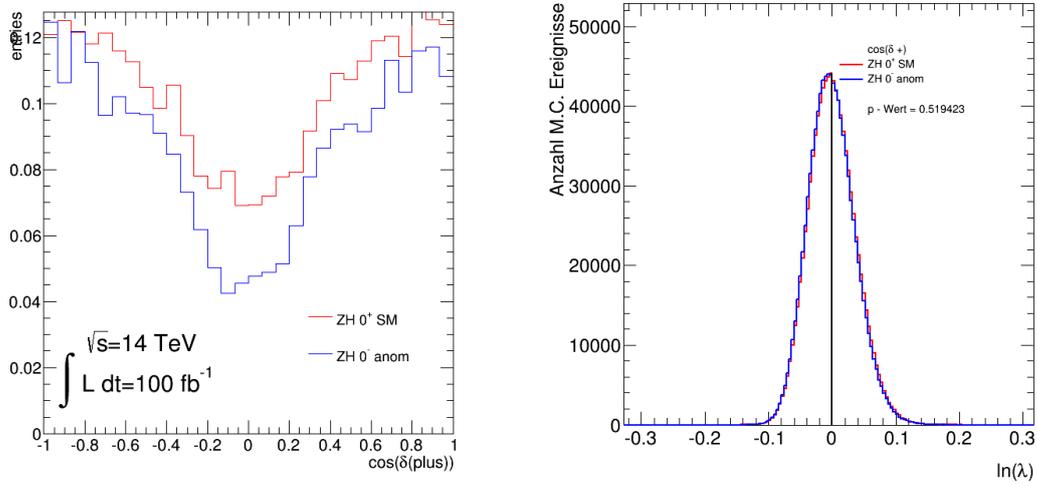


Abbildung 5.19: Hypothesentest für die Observable $\cos(\delta^+)$, links ist die Verteilung der Observablen zu sehen, rechts die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Teststatistik

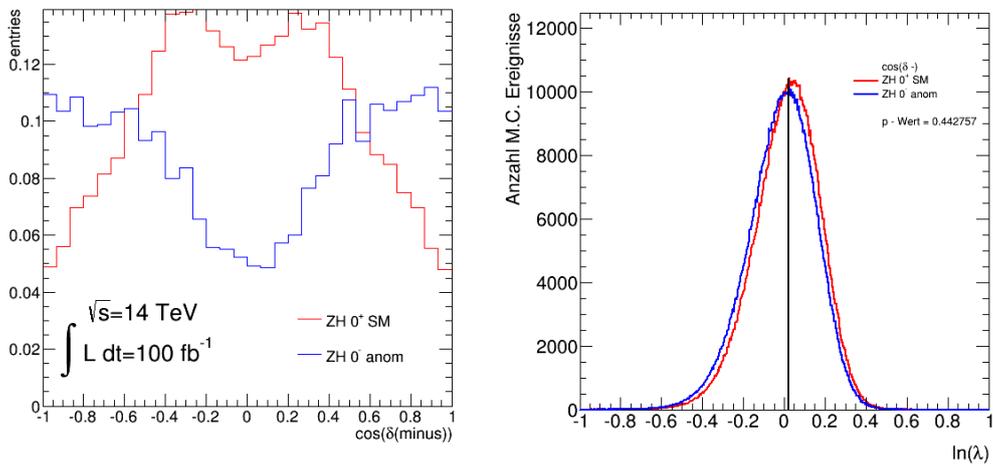


Abbildung 5.20: Hypothesentest für die Observable $\cos(\delta^-)$, links ist die Verteilung der Observablen zu sehen, rechts die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Teststatistik

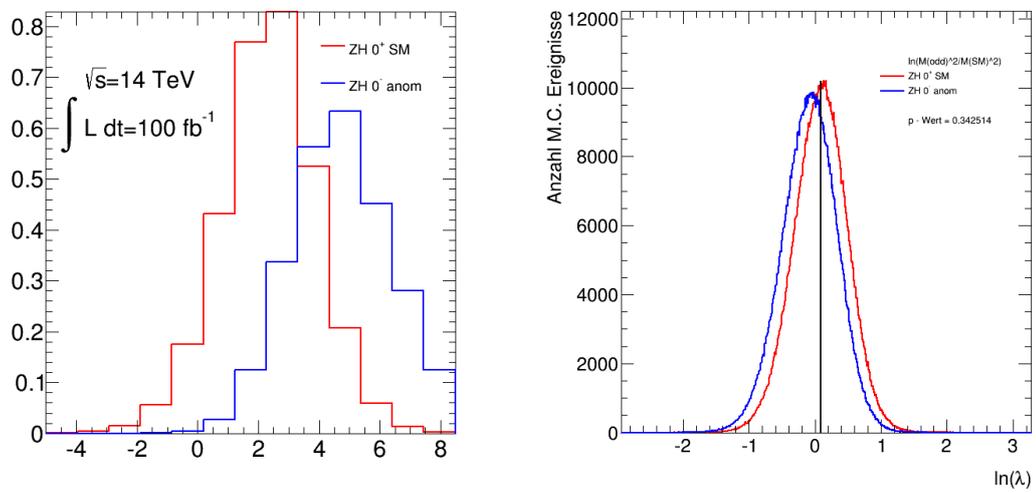


Abbildung 5.21: Hypothesentest für die Observable $\ln(M_{\text{odd}}^2/M_{\text{SM}}^2)$, links ist die Verteilung der Observablen zu sehen, rechts die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Teststatistik

5.4 Optimale Observable

In diesem Kapitel werden die CP-Eigenschaften des Higgs-Bosons untersucht, wobei die Standardmodell Kopplung CP^+ verglichen wird mit einer Kopplung welche aus CP^+ und CP^- Anteilen besteht. Die Größe des CP ungeraden Anteils ist dabei proportional zu dem Faktor η . Die Untersuchung wird mithilfe der Optimalen Observablen durchgeführt. Diese ist so definiert, dass sie den kleinsten Fehler in der Bestimmung von η liefert [29, 30]. Die Optimale Observable \mathcal{OO} dieser Analyse berechnet sich aus dem Matrixelement des Signalprozesses. Das Matrixelement des untersuchten Prozesses ist definiert als:

$$\mathcal{M} = \langle Hl^+l^- | \mathcal{H} | pp \rangle \quad (5.13)$$

\mathcal{H} bezeichnet hierbei den Hamilton-Operator. Im Falle einer Beimischung anomaler CP-ungerader Kopplung der Größe η zum Standardmodell, setzt es sich aus zwei Teilen wie folgt zusammen:

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_{SM} + \eta \mathcal{M}_{CPodd} \quad (5.14)$$

Das Quadrat berechnet sich zu:

$$|\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{M}_{SM}|^2 + \eta^2 |\mathcal{M}_{CPodd}|^2 + \eta 2Re(\mathcal{M}_{SM}^* \cdot \mathcal{M}_{CPodd}) \quad (5.15)$$

Der letzte Term ist CP-verletzend und linear in η . Die Optimale Observable ist definiert als:

$$\mathcal{OO} = \frac{2Re(\mathcal{M}_{SM}^* \cdot \mathcal{M}_{CPodd})}{|\mathcal{M}_{SM}|^2} \quad (5.16)$$

Die folgenden Betrachtungen wurden für eine erhöhte Luminosität von $3000 fb^{-1}$ durchgeführt. In Abbildung 5.22 ist die Verteilung die Optimale Observable für Standardmodell $\eta = 0$, für anomale Kopplung mit $\eta = -0,2$ und $\eta = 0,2$ dargestellt. Die Verteilungen wurden auf die Fläche der Standardmodellverteilung normiert. Die Observable ist sensitiv auf die verschiedenen Werte von η . Für $\eta = -0,2$ ist im Vergleich zum Standardmodell eine Verschiebung der Observablenverteilung nach links zu kleineren Werten zu erkennen. Für $\eta = 0,2$ verschiebt sich die Verteilung nach rechts. Um die Assymetrie zu verdeutlichen wurde basierend auf Referenz [8] die Differenz zweier Verteilungen betrachtet. In Abbildung 5.23 ist die Differenz der Observablenverteilungen für $\eta = -0,05$ und Standardmodell $\eta = 0$ zu sehen.

Für kleine Werte von η , welche in dieser Analyse betrachtet wurden, liefert die Betrachtung von Mittelwerten der Optimalen Observablen die selbe Sensitivität wie eine Betrachtung der vollen Verteilung. In Abbildung 5.24 ist die Eichkurve abgebildet, welche die Mittelwerte der \mathcal{OO} -Verteilungen für neun verschiedene η -Werte darstellt. Der Fehler des Mittelwertes berechnet sich aus:

$$s(\widehat{\mathcal{OO}}) = \frac{RMS}{\sqrt{N}} \quad (5.17)$$

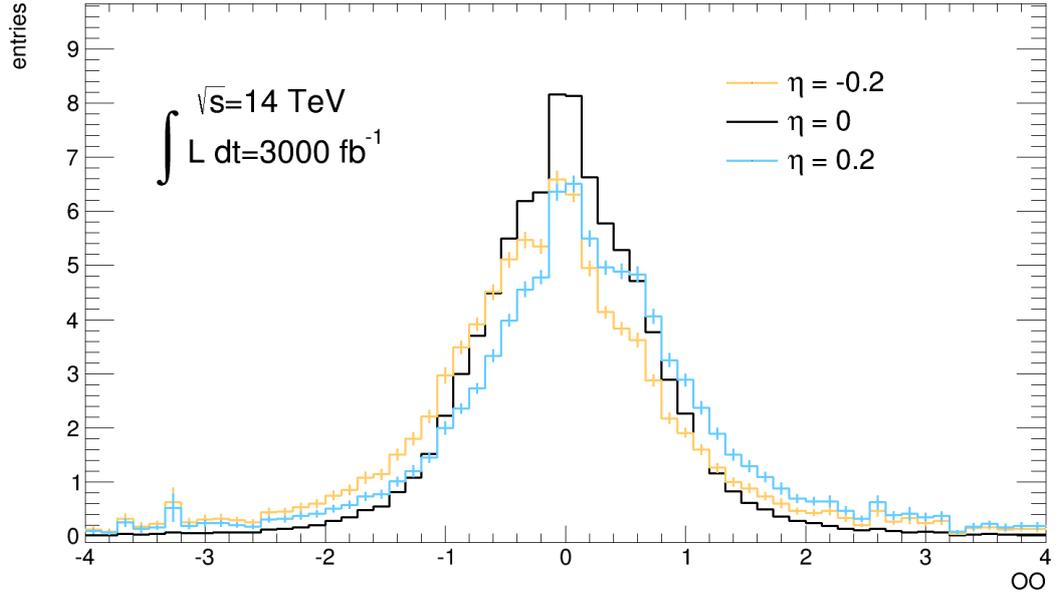


Abbildung 5.22: Verteilung der Optimalen Observablen für verschiedene Werte von η

wobei N die erwartete Anzahl an Ereignissen ist, welche man aus dem Integral über die Observablen-Verteilung erhält. RMS ("root mean square") bezeichnet das quadratische Mittel der Observablen-Verteilung.

Mithilfe der Eichkurve ist es für zukünftige Analysen möglich aus einem gemessenen Wert der Optimalen Observablen auf den Wert von η zu schließen. Die Eichkurve ist im Bereich $-0,15$ und $0,15$ eindeutig steigend, zwischen $-0,05$ und $0,05$ ist die Steigung annähernd linear. Außerhalb des Bereiches flacht die Verteilung ab, da hier nur die Mittelwerte betrachtet wurden und keine höheren Ordnungen. In Abbildung 5.25 ist die Eichkurve unter Berücksichtigung des Untergrundes abgebildet. Mit Untergrund berechnet sich der Mittelwert der Optimalen Observablen wie folgt:

$$\langle \mathcal{O} \rangle = \frac{N_{Sig} \langle \mathcal{O} \mathcal{O}_{Sig} \rangle + N_U \langle \mathcal{O} \mathcal{O}_U \rangle}{N_{Sig} + N_U} \quad (5.18)$$

Hierbei sind N_{Sig} und N_U die jeweils erwartete Anzahl an Signal- beziehungsweise Untergrundereignissen und $\langle \mathcal{O} \mathcal{O}_{Sig} \rangle$ und $\langle \mathcal{O} \mathcal{O}_U \rangle$ die jeweiligen Mittelwerte der Optimalen Observablen. Für den Mittelwert $\langle \mathcal{O} \mathcal{O}_U \rangle$ des Untergrundes folgt aus der Theorie $\langle \mathcal{O} \mathcal{O}_U \rangle = 0$, da keine CP-ungeraden Anteile vorhanden seien sollten. Es ergibt sich also:

$$\langle \mathcal{O} \rangle = \frac{N_{Sig}}{N_{Sig} + N_U} \langle \mathcal{O} \mathcal{O}_{Sig} \rangle \quad (5.19)$$

Der Fehler auf den Mittelwert wird gemäß Gleichung 5.17 berechnet. Die erhaltene Eichkurve für eine Luminosität von 3000 fb^{-1} ist in Abbildung 5.25 zu sehen. Der

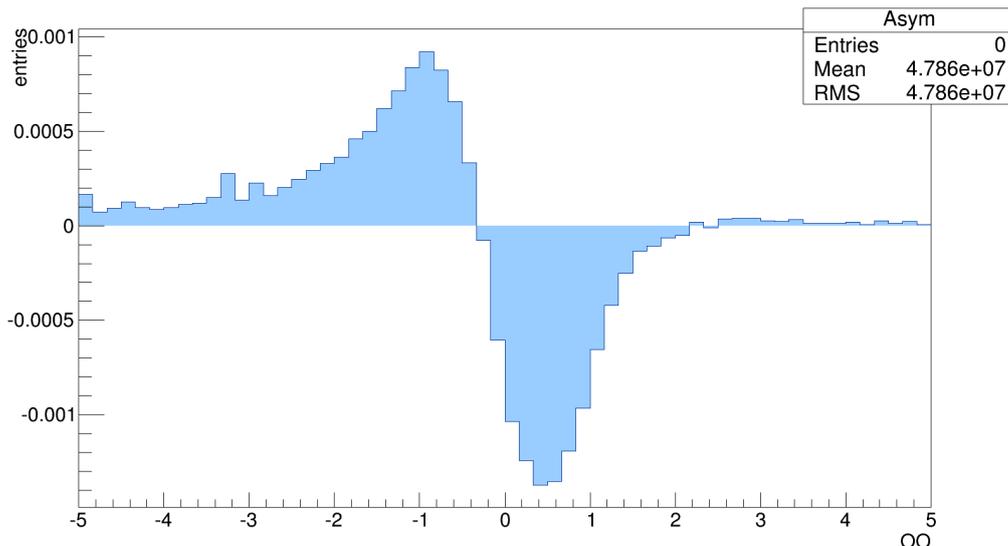


Abbildung 5.23: Differenz der Observablenverteilungen für $\eta = -0,05$ und $\eta = 0$

Kurvenverlauf ist sehr flach, es ist kaum eine Steigung zu erkennen. Rückschlüsse von der Optimalen Observablen auf den η -Wert sind folglich nicht mehr möglich. Ein weiterer in dieser Arbeit untersuchter Effekt ist der Einfluss der Änderung des betrachteten x-Achsenbereichs der Optimalen Observablen. Der Bereich wurden variiert von $(-3, 3)$ bis $(-5, 5)$. wodurch die Ausläufer der Optimalen Observablen entweder abgeschnitten oder für einen größeren Bereich beachtet wurden. Es ergaben sich die in Abbildung 5.26 zu sehenden drei Eichkurven.

Es fällt eine leichte Asymmetrie der Eichkurve des Bereichs $(-3, 3)$ auf, die Ursache konnte aber im Rahmen dieser Arbeit nicht ermittelt werden. In Abbildung 5.27, 5.28 und 5.29 sind die Eichkurven separat dargestellt. Es wurde für jede Eichkurve der Fehler auf η abgelesen unter der Standardmodellannahme $\widehat{OO} = 0$. Es wurde dafür ein Fehlerband eingezeichnet und die Schnittpunkte des Bandes mit der horizontalen Linie durch $\widehat{OO} = 0$ auf die x-Achse projiziert. So erhält man das Konfidenzintervall von η zum Konfidenzniveau von 68 %. Es ist mit dieser Analyse eine Abschätzung möglich, mit welcher Genauigkeit Der Wert von η in zukünftigen Messungen aus der Optimalen Observablen bestimmt werden kann. Ohne Betrachtung des Untergrund ergibt sich für die Eichkurve des Bereich $(-3, 3)$ ein η -Wert von $-0,12 < \eta < 0,9$, für die Eichkurve des Bereiches $(-4, 4)$ ist der Fehler mit $-0,08 < \eta < 0,08$ etwas kleiner. Für die Eichkurve des Bereiches $(-5, 5)$ liegt η ebenfalls im Bereich $-0,08 < \eta < 0,08$.

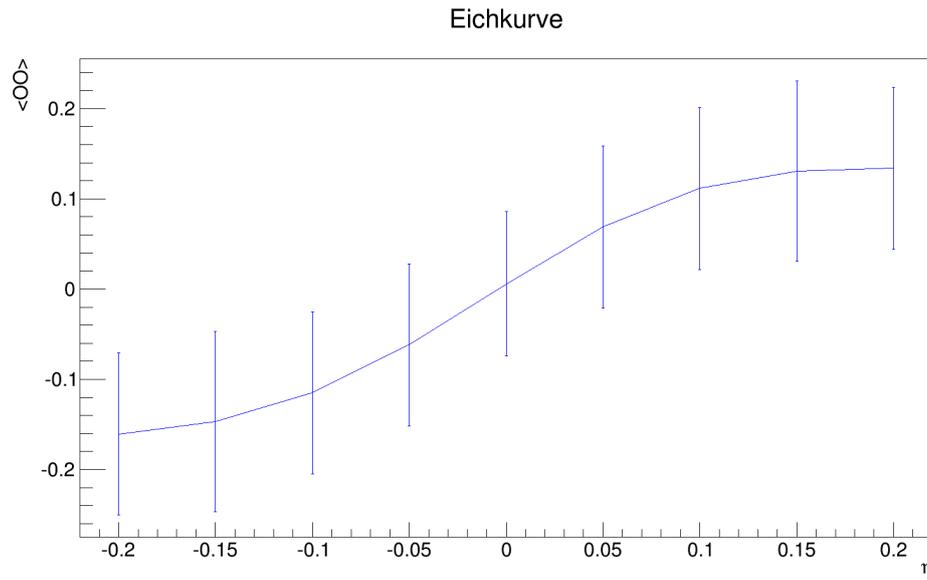


Abbildung 5.24: Eichkurve ohne Untergrund bei einer Luminosität von 3000 fb^{-1}

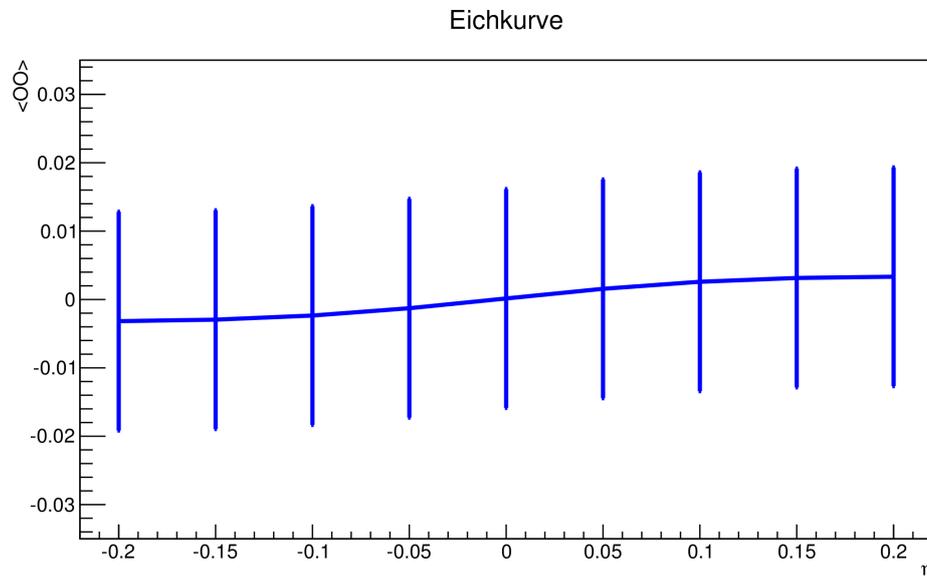


Abbildung 5.25: Eichkurve unter Berücksichtigung des Untergrundes bei einer Luminosität von 3000 fb^{-1}

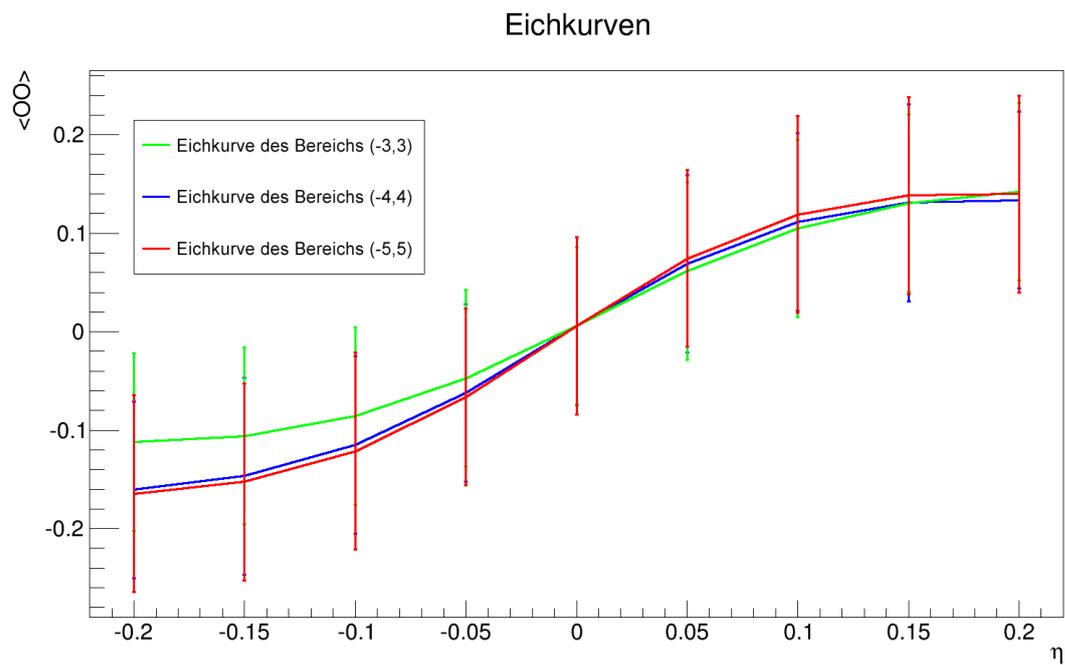


Abbildung 5.26: Eichkurven für verschiedene x -Achsenbereiche der \mathcal{O}

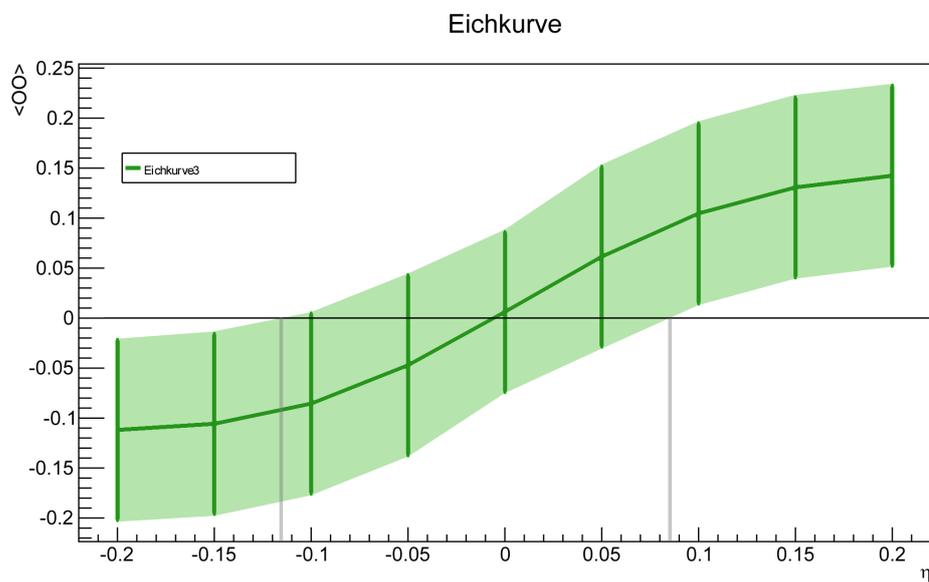


Abbildung 5.27: Eichkurve für den Bereich (-3, 3)

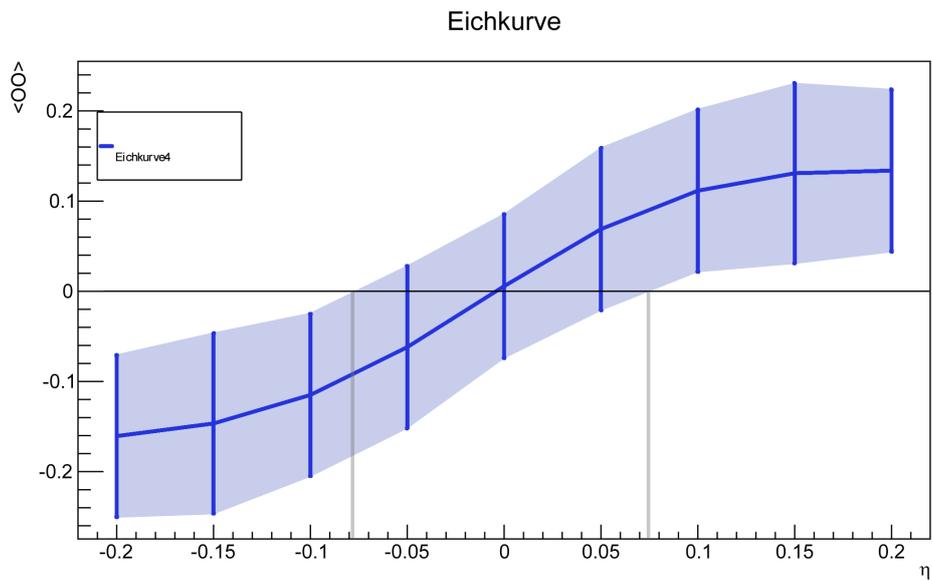


Abbildung 5.28: Eichkurve für den Bereich $(-4, 4)$

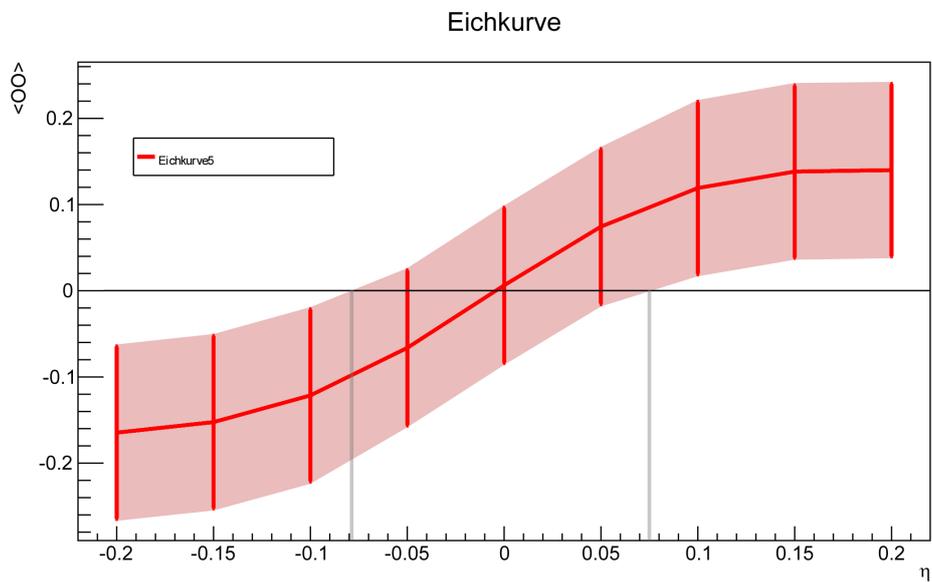


Abbildung 5.29: Eichkurve für den Bereich $(-5, 5)$

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Standardmodellkopplung des Higgs-Teilchens mit einer anomaler CP-ungerader Kopplung verglichen und darauf sensitive Observablen betrachtet. Der verwendete Prozess ist die Higgsstrahlung ZH mit $l^+l^-\gamma\gamma$ im Endzustand. Es wurden simulierte Monte-Carlo Datensätze für Standardmodell und anomale CP ungerade Kopplung verwendet. Die Analyse wurde für zukünftige Luminositäten von 100 fb^{-1} und teilweise 3000 fb^{-1} und einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ durchgeführt. Zu Beginn der Analyse wurden verschiedene Schnitte angewendet um den Untergrund möglichst weit zu reduzieren. Die Schnitte wurden durch eine Signifikanzoptimierung verbessert.

Für sechs verschiedene Observablen wurde mithilfe des Likelihood-Verhältnisses als Teststatistik ein Hypothesentest durchgeführt, welcher den p-Wert liefert, der ein Maß für die Ausschlusswahrscheinlichkeit der Hypothese "CP-ungerade Kopplung" darstellt. Das beste Ergebnis lieferte die Observable $\ln \frac{M_{odd}^2}{M_{SM}^2}$ mit einem p-Wert von 0,34. Außerdem eine deutliche Trennung zwischen den verschiedenen Kopplungen lieferte die Observable δ^- mit einem p-Wert von 0,44. Die p-Werte der anderen Observablen lagen über 0,47.

Die darauf folgenden Untersuchungen widmeten sich der Standardmodell-Kopplung mit einer Beimischung CP-ungerader Kopplung mit einer Luminosität von 3000 fb^{-1} . Der CP-ungerade Anteil ist dabei proportional zu η . Zur Untersuchung verschiedener η -Werte wurde die Optimale Observable \mathcal{OO} betrachtet, welche sensitiv auf eine Änderung des η -Wertes ist. Für neun verschiedene Werte von η wurde der Mittelwert der Optimalen Observablen bestimmt und eine Eichkurve mit zugehörigem Konfidenzgürtel ermittelt. Diese ermöglicht aus einem gemessenen Wert der Optimalen Observablen auf den Wert von η zu schließen. Die Untersuchung wurde für drei verschiedene x-Achsenbereiche der Optimalen Observablen durchgeführt und für die Standardmodellannahme $\mathcal{OO} = 0$ wurde der erwartete Fehler in der Bestimmung von η ermittelt. Das beste Ergebnis lieferte bei der Betrachtung ohne Untergrund die Eichkurve für den x-Achsenbereich $(-4, 4)$ mit einem η -Wert von $-0,08 < \eta < 0,08$. Unter Berücksichtigung des Untergrundes ist die Eichkurve sehr flach und es sind keine Rückschlüsse auf den η -Wert möglich. Eine Erweiterung der Arbeit könnte daher die Betrachtung zusätzlicher Observablen sein um die Sensitivität zu erhöhen. Eine Verbesserung würde eine genauere Untergrundanalyse mit größerer Statistik liefern oder die Betrachtung von Seitenbändern zur Untergrundabschätzung.

Die in dieser Arbeit durchgeführten Analyse dient der Untersuchung der CP-Eigenschaften des Higgs-Bosons. Mithilfe der in der Analyse betrachteten Eichkurven kann, bei verbesserter Signal -Signifikanz eventuell der Anteil einer anomalen CP-ungerade Beimischung bestimmt werden.

Danksagung

Ich möchte mich herzlich bei den folgenden Personen bedanken:

- bei Prof. Markus Schumacher für die Freundlichkeit und Bereitschaft jederzeit Fragen zu beantworten und für das interessante Thema
- Stan Lai für die sehr gute und freundliche Betreuung
- Michael Böhler für die vielen Erklärungen und die Unterstützung beim Programmieren
- Michaela Oettle und Christian Schillo für die Klärung vieler Fragestellungen
- bei der gesamten Abteilung für das gute und offene Arbeitsklima

Mein Dank geht außerdem an meine Familie, meine Freunde und Fabian für die Unterstützung während meines gesamten Studiums.

Literaturverzeichnis

- [1] J. BERINGER ET AL. (PARTICLE DATA GROUP) PR D86, 010001 (2012)
- [2] THE ATLAS COLLABORATION: *Performance assumptions for an upgraded ATLAS detector at a High-Luminosity LHC* [ATLAS-PHYS-PUB-2013-004] (2013)
- [3] R. GODBOLE, D. J. MILLER, K. MOHAN C. D. WHITE *Boosting Higgs CP properties via VH Production at the Large Hadron Collider* ar-Xiv:1306.2573 [hep-ph] (2013)
- [4] C. RUWIEDEL: *Studie zur Messbarkeit der Struktur der Kopplung eines Higgs-Bosons an schwache Eichbosonen in der Vektorbosonfusion mit dem ATLAS-Detektor am LHC* [BONN-IB-2006-06] (2006)
- [5] THE ATLAS COLLABORATION *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider* 2008 JINST 3 S08003 (2008)
- [6] <https://cds.cern.ch/record/1214401/files/CERN-Brochure-2009-003-Ger.pdf> (21.01.2014)
- [7] M. T. DOVA AND S. FERRARI *On the determination of CP-even and CP-odd components of a mixed CP Higgs boson at e^+e^- linear colliders* Phys.Lett. B 605 376-383 (2005)
- [8] M. SCHUMACHER *Suche nach CP-Verletzung in der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ bei $\sqrt{s} = M_Z$* Universität Bonn BONN-IB-96-26 (1996)
- [9] T. GLEISBERG, S. HOCH, F. KRAUSS, M. SCHONHERR, S. SCHUMANN, F. SIEGERT, J. WINTER *Event generation with Sherpa 1.1* JHEP 02 007 [arXiv:0811.4622] (2009)
- [10] M. CICCOLINI, A. DENNER, S. DITTMAIER *Strong and electroweak corrections to the production of Higgs + 2jets via weak interactions at the LHC* Phys. Rev. Lett. 99 161803 [arXiv:0707.0381 [hep-ph]] (2007)
- [11] M. CICCOLINI, A. DENNER S. DITTMAIER *Electroweak and QCD corrections to Higgs production via vector-boson fusion at the LHC* Phys. Rev. D 77 013002 [arXiv:0710.4749 [hep-ph]] (2008)
- [12] P. NASON, C. OLEARI *Higgs boson production in vector boson fusion* JHEP 1002 037 (2010) arXiv:0911.5299
- [13] S. ALIOLI, P. NASON, C. OLEARI, E. RE *Higgs boson production in gluon fusion* JHEP 0904 002 (2009) arXiv:0812.0578

-
- [14] TORBJORN SJOSTRAND, STEPHEN MRENNNA, PETER SKANDS *High Energy Physics - Phenomenology (hep-ph)* JHEP 0605:026 (2006) arXiv:hep-ph/0603175
- [15] GLEN COWAN, KYLE CRANMER, EILAM GROSS, OFER VITELLS *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics* Eur.Phys.J.C71:1554 (2011) arXiv:1007.1727 [physics.data-an]
- [16] A. LOESLE: *Studien zur Bestimmung der CP - Natur eines Higgs - Teilchens in $pp \rightarrow (Z/W)H$ mit dem ATLAS Experiment* Bachelorarbeit (2013)
- [17] PETER SCHMÜSER *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker* 2. Auflage Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York (1995)
- [28] J. H. CHRISTENSON, J. W. CRONIN, V. L. FITCH, R. TURLAY *Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson* Princeton University, Princeton, New Jersey Physical Review Letters, Volume 13, Number 4 (1964)
- [19] C. S. WU, E. AMBLER R. W. HAYWARD D. D. HOPPES, R, P. HUDSON) *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay* Phys. Rev. 105, 1413–1415 DOI 10.1103/PhysRev.105.1413 (1957)
- [20] J. NEYMAN, E. S. PEARSON *On the Problem of the Most Efficient Tests of Statistical Hypotheses* Phil. Trans. R. Soc. Lond. A 1933 231 doi: 10.1098/rsta.1933.0009 (1933)
- [21] F. ENGLERT AND R. BROUT *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons* Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321.
- [22] P.W.HIGGS *Broken symmetries, massless particles and gauge fields* Phys. Lett. **12** (1964) 132.
- [23] P. W.HIGGS *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons* Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508.
- [24] G. S. GURALNIK, C. R. HAGEN AND T. W. B.KIBBLE *Global Conservation Laws and Massless Particles* Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 585.
- [25] T. W. B. KIBBLE *Symmetry breaking in non Abelian gauge theories* Phys. Rev. **155** (1967) 1554.
- [26] S. HEINEMEYER ET AL. [LHC Higgs Cross Section Working Group Collaboration], *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties* arXiv:1307.1347 [hep-ph].
- [27] S. DITTMAIER ET AL. *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 2. Differential Distributions* arXiv:1201.3084 [hep-ph].
- [28] S.DITTMAIER ET AL. [LHC Higgs Cross Section Working Group Collaboration], *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables* arXiv:1101.0593 [hep-ph].
- [29] D. ATWOOD A. SONI *Phys. Rev. D 45 2405* (1992)

- [30] P. OVERMANN *Dissertation* Institut für theo. Physik Heidelberg (1992)
- [31] G.AAD ET AL. [ATLAS Collaboration], *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC* Phys. Lett. B **716** (2012) 1 [arXiv:1207.7214 [hep-ex]].
- [32] S.CHATRCHYAN ET AL. [CMS Collaboration], *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC* Phys. Lett. B **716** (2012) 30 [arXiv:1207.7235 [hep-ex]].
- [33] G.AAD ET AL. [ATLAS Collaboration], *Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data* Phys. Lett. B **726** (2013) 120 [arXiv:1307.1432 [hep-ex]].
- [34] G. AAD ET AL. [ATLAS Collaboration] *Measurements of Higgs boson production and couplings in diboson final states with the ATLAS detector at the LHC* Phys. Lett. B **726** (2013) 88 [arXiv:1307.1427 [hep-ex]].
- [35] <http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/7/74/LHC.svg/744px-LHC.svg.png> (21.01.2014)
- [36] <http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/0/0e/Higgs-gluon-fusion.svg> (30.01.2014)
- [37] <http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/7/78/BosonFusion-Higgs.svg/304px-BosonFusion-Higgs.svg.png> (21.01.2014)
- [38] <http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/7/74/LHC.svg> (01.02.14)
- [39] http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/1/1c/Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg (01.02.14)
- [40] http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/4/44/Mecanismo_de_Higgs_PH.png (01.02.14)

