

ALBERT-LUDWIGS-UNIVERSITÄT FREIBURG

BACHELORARBEIT

Sensitivitätsstudie zur Suche nach
CP-Verletzung in der assoziierten Produktion
VH im Zerfall $pp \rightarrow VH \rightarrow q\bar{q}^{(\prime)}\tau_{lep}\tau_{had}$

vorgelegt von Felicia VOLLE



betreut von
Professor Dr. Markus SCHUMACHER

11. April 2018

Erklärung

Hiermit versichere ich, die eingereichte Bachelorarbeit selbständig verfasst und keine anderen als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt zu haben. Wörtlich oder inhaltlich verwendete Quellen wurden entsprechend den anerkannten Regeln wissenschaftlichen Arbeitens (lege artis) zitiert. Ich erkläre weiterhin, dass die vorliegende Arbeit noch nicht anderweitig als Bachelorarbeit eingereicht wurde.

Ort, Datum

Unterschrift

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	3
2.1. Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.1.1. Leptonen und Quarks	4
2.1.2. Wechselwirkungen	4
2.1.3. Der Higgs-Mechanismus	5
2.2. Symmetrien	7
2.3. Die Kopplung des Higgs-Bosons an zwei Vektorbosonen	8
3. Das ATLAS-Experiment am LHC	10
3.1. Der Large Hadron Collider	10
3.2. Der ATLAS-Detektor	11
3.2.1. Das Koordinatensystem im Detektor	11
3.2.2. Aufbau des ATLAS-Detektors	12
4. Signal- und Untergrundprozesse	14
4.1. Higgs-Produktions- und Zerfallsprozesse	14
4.2. Untergrundprozesse	16
4.2.1. Der Z/γ^* -Untergrund	16
4.2.2. Der W-Untergrund	16
4.2.3. Die Diboson-Prozesse	17
4.2.4. Die Top-Quark-Paar-Produktion	18
4.2.5. Die Einzel-Top-Quark-Produktion	18
4.2.6. Die Multijet-Produktion	19
4.3. Monte-Carlo-Ereignissimulationen	19
5. Selektion	22
5.1. Vorselektion	23
5.2. Objektselektion	24
5.3. Zuordnung der Jets zum Vektorbosonzerfall	26
5.4. Finale Selektion	28
6. Sensitivitätsstudie der CP-Natur des Higgs-Bosons	36
6.1. Die CP-sensitiven Observablen ohne Schnittkriterien	37
6.1.1. Die Optimale Observable	37
6.1.2. Die invariante Masse des ZH-Systems	39
6.2. Vergleich der Eichkurven vor und nach der Schnittkriterien	41
6.2.1. Einfluss der Selektion auf die Eichkurve der Optimalen Observablen	41
6.2.2. Einfluss der Selektion auf die Eichkurve der invariante Masse des ZH-Systems	42
6.3. Eichkurven für die erwartete Anzahl an Signalereignissen in 120 fb^{-1}	44
6.3.1. Skalierte Eichkurve der Optimalen Observablen	44
6.3.2. Skalierte Eichkurve der invariante Masse des ZH-Systems	44
6.4. Einfluss des Untergrundes auf die Eichkurven	46
6.4.1. Veränderung der Eichkurve der Optimalen Observablen	47
6.4.2. Veränderung der Eichkurve der invarianten Masse des ZH-Systems	49
7. Zusammenfassung	51

A. Abbildungsverzeichnis	53
B. Tabellenverzeichnis	55
C. Literaturverzeichnis	56
D. Anhang	59
Danksagung	60

1. Einleitung

Schon im alten Griechenland wurde über die kleinste Zusammensetzung der Materie nachgedacht. Ist die Materie unendlich teilbar oder gibt es eine kleinste Einheit? Besteht Materie aus festen Bestandteilen oder ist sie eine Mischung aus Erde, Wasser, Feuer und Luft wie Empedokles (483/82-424/23) es lehrte? Der Philosoph Demokrit (460 - 370 v.Chr.) des alten Griechenlands postulierte den Aufbau der Materie in kleine, unteilbare Bausteine, die er als Atome bezeichnet, was von dem griechischen Begriff für Unteilbarkeit herrührt [FO16]. Heute weiß man, dass Demokrit Recht behielt, doch das, was im heutigen Sprachgebrauch Atom genannt wird, in Wirklichkeit eine Zusammensetzung von Elementarteilchen ist. 2000 Jahre nach Demokrit begann die Entwicklung des Standardmodells der Teilchenphysik, welches sich mit ebendiesen Elementarteilchen und ihren Wechselwirkungen beschäftigt [GM62, Gla61, Sal68, Wei67].

Das postulierte Standardmodell hat sich bis heute experimentell bestätigt. Eines der größten Projekte derzeit zur Untersuchung des Standardmodells findet am LHC (Large Hadron Collider) statt. Dieser ist Teil des europäischen Forschungsprojektes CERN (Conseil européen de la recherche nucléaire) in Genf. Am 4. Juli 2012 wurde hier bei Proton-Proton-Kollisionen die Existenz eines Higgs-Bosons vom ATLAS- und CMS-Experiment nachgewiesen [A+12, C+12]. Unklar ist jedoch, ob dieses entdeckte Teilchen, das vom Standardmodell postulierte Higgs-Boson ist oder nicht.

Im Standardmodell der Teilchenphysik ist Antimaterie das genaue Spiegelbild der Materie. Materie und Antimaterie haben demnach die selben Eigenschaften. Sie entstehen gleichberechtigt und können sich ebenso wieder vernichten. Trotzdem herrscht in unserer wahrnehmbaren Welt überwiegend Materie vor. Doch wie kam es zu dem Ungleichgewicht zwischen Materie und Antimaterie in unserem Universum? Bevorzugt die Natur etwa Materie?

Der Schlüssel zur Lösung dieser Fragen scheint die CP-Verletzung zu sein, welche im Experiment mit Kaonen 1964 von Cronin und Fitch entdeckt wurde [CCFT64]. CP beschreibt die kombinierte Operation der Konjugation der Ladung und der Quantenzahlen mit der Paritätsvertauschung. Diese Operation überführt Materie in Antimaterie. Das C in CP steht für das englische Wort "charge", was für die Operation der Konjugation aller Quantenzahlen und der Ladung steht. Das P steht für "parity", also der Punktspiegelung des Zustandes am Ursprung [Gri96]. CP-Verletzung bedeutet, dass es Unterschiede zwischen Materie und Antimaterie gibt.

Doch die von Cronin und Fitch entdeckte Asymmetrie reicht nicht aus um das Ungleichgewicht zwischen Materie im Vergleich zur Antimaterie in unserem Universum zu erklären. In der aktuellen Forschung wird nach einer neuen CP-Verletzung im Higgs-Sektor gesucht. Eine Möglichkeit für eine solche CP-Verletzung ist die Kopplung des neu entdeckten Higgs-Bosons zu zwei gleich oder entgegengesetzt geladenen Vektorbosonen. Diese Arbeit widmet sich der Untersuchung der Sensitivität zur Suche nach CP-Verletzung bei dem Prozess der Higgsstrahlung in $pp \rightarrow VH \rightarrow q\bar{q}^{(\prime)}\tau_{lep}\tau_{had}$ mit dem Vektorboson $V = W^\pm, Z^0$. Motiviert ist dies durch die theoretische Vorhersage einer hohen Sensitivität des Prozesses der Higgsstrahlung [BKPT17].

In dieser Arbeit wird die integrierte Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 120 \text{ fb}^{-1}$ angenommen. Diese wird für die Datenaufnahme des ATLAS-Detektors für den Zeitraum 2015-2018 bei einer Schwerpunktenergie von 13 TeV erwartet.

Diese Bachelorarbeit ist aufgebaut in einen ersten Teil über die theoretischen Grundlagen, die zum Verständnis der Arbeit wichtig sind. Hierbei wird zuerst auf das Standardmodell der Teilchenphysik eingegangen, wobei alle Elementarteilchen aufgeführt werden. Dazu gehören Leptonen, Quarks sowie die Eichbosonen, welche ausgetauscht werden bei Wechselwirkungen der Elementarteilchen untereinander. Dem folgt die Einführung des Higgs-Mechanismus, aus welchem die zwingende Existenz des Higgs-Bosons resultiert. Ein weiteres Unterkapitel ist der Symmetrie zwischen Materie und Antimaterie und der Symmetrie-Verletzung gewidmet. Den Abschluss dieses Kapitels bildet ein theoretisches

Modell über die Parametrisierung der CP-verletzenden Kopplung des Higgs-Bosons an zwei gleiche oder entgegengesetzt geladene Vektorbosonen, dessen Sensitivität in dieser Arbeit untersucht wird. Diese Arbeit erfolgt im Rahmen des ATLAS-Projektes am CERN. Die verwendeten Monte-Carlo-Ereignissimulationen beruhen auf theoretischen Modellen und durchlaufen anschließend die simulierte Detektorantwort des ATLAS-Detektors. Daher ist es wichtig den Aufbau des LHC (Large Hadron Collider) und des ATLAS-Detektors zu kennen.

Die theoretischen Grundlagen zu den Monte-Carlo-Simulationen beinhalten die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Produktionsprozesse, aber auch ihre Verzweigungsverhältnisse. Diese werden im Kapitel "Signal- und Untergrundprozesse" besprochen. Zum einen werden Higgs-Produktions- und Zerfallsprozesse behandelt, unter welchen der Signalprozess der Higgsstrahlung zu finden ist. Zum anderen wird auch auf die am meisten beitragenden Untergrundprozesse eingegangen, die bei einer Proton-Proton-Kollision mit einer Schwerpunktenenergie von $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ für den Prozess $pp \rightarrow VH \rightarrow q\bar{q}^{(\prime)}\tau_{lep}\tau_{had}$ von Bedeutung sind.

Diese Monte-Carlo-Ereignissimulationen aller beitragenden Prozesse werden zur Trennung von Signal- und Untergrundprozessen verwendet. Hierbei werden Schnittkriterien gesucht, die den Signalprozess, die Higgsstrahlung, bestmöglich aus der Gesamtheit der ablaufenden Prozesse herausfiltern. Die Kriterien dazu finden sich im Kapitel der *Selektion*. Dieses ist aufgeteilt in die Unterkapitel "Vorselektion", "Objektselektion" und die "finale Selektion". Die Vorselektion findet durch die Triggersysteme im Detektor statt, in welchem entschieden wird, welche Prozesse gespeichert werden. Zudem werden erste Vorselektionskriterien gefordert. Die Objektselektion ist die Forderung aller dem Signalprozess definierenden rekonstruierten Objekte. Aber auch Untergrundprozesse werden reduziert. Vor der finalen Selektion des Prozesses, wird über die Zuordnung der Jets zum Vektorbosonzerfall entschieden. In der anschließenden finalen Selektion werden zusätzlich Kriterien auf die Topologie und die Kinematik des Systems angewandt.

Nach der Trennung des Signals vom Untergrund, kann die Sensitivität des Signalprozesses auf CP-Verletzung untersucht werden. Dies geschieht im anschließenden Kapitel. Dabei wird auf die verwendeten Observablen der CP-Verletzung eingegangen. Hierbei wird der Einfluss der Selektion auf die Sensitivität der beiden Observablen getestet. Daraufhin wird die Veränderung der Sensitivität bei der Skalierung der Monte-Carlo-Ereignissimulationen auf die erwartete Ereignisanzahl untersucht. Im letzten Unterkapitel wird die Veränderung der Sensitivität bei Miteinbezug der Untergrundprozesse analysiert. Den Abschluss der Arbeit bildet die Zusammenfassung.

2. Theoretische Grundlagen

2.1. Standardmodell der Teilchenphysik

In der Theorie des Standardmodells der Teilchenphysik existieren vier grundlegende Teilchensorten: Leptonen, Quarks, dem Higgs-Boson und den Eichbosonen. Für das Kapitel der theoretischen Grundlagen wurden folgende Lehrbücher zur Rate gezogen: [Dem16], [Gri96], [Mar09] und [Tho13]. Alle anderen Quellen werden an entsprechenden Stellen zitiert.

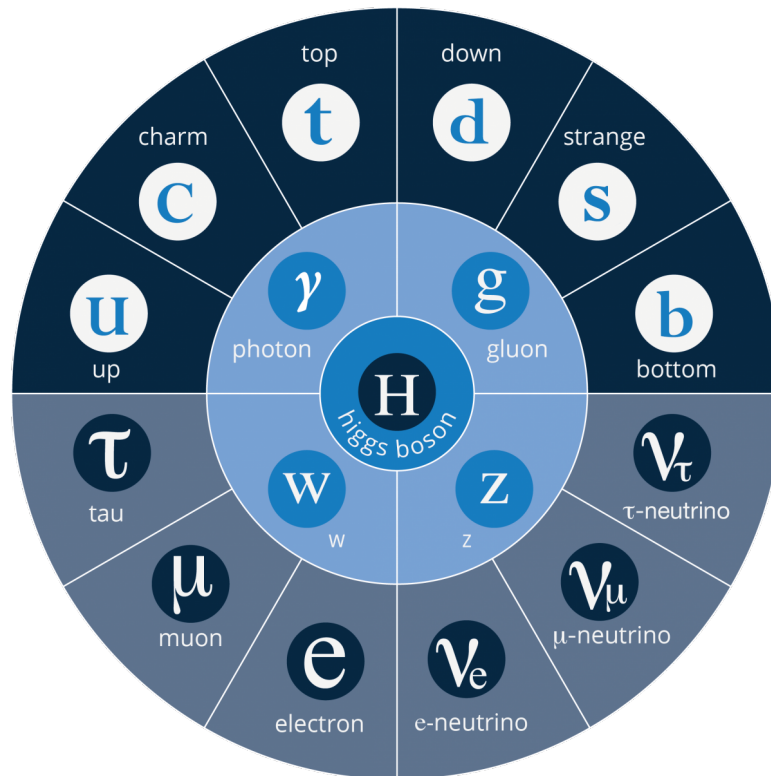


Abbildung 2.1: Standardmodell der Teilchenphysik [Col]

Abbildung 2.1 zeigt die Teilchen des Standardmodells ringförmig angeordnet. Auf dem äußersten Ring in der oberen Hälfte sind die **Quarks** angeordnet. Die **Leptonen** befinden sich auf der unteren Seite des äußeren Rings.

Die **Eichbosonen** des Standardmodells werden in dem mittleren Ring repräsentiert. Hierbei ist das Graviton, das spekulative Eichboson der Gravitation, nicht aufgeführt, weil dies nicht im Standardmodell enthalten ist.¹ Das Eichboson der elektromagnetischen Wechselwirkung ist das Photon γ . Die Gluonen g sind die Eichbosonen der starken Wechselwirkung. Die schwache Wechselwirkung wird durch die W^\pm - und Z^0 -Bosonen vermittelt. Die Wechselwirkungen und die Eichbosonen werden näher im Kapitel der *Wechselwirkungen* erläutert.

Das **Higgs-Boson** zielt in Abbildung 2.1 die Mitte des Kreises. Aus dem Higgs-Mechanismus, beschrieben in Kapitel 2.1.3, resultiert die Existenz des Higgs-Bosons.

¹Die Gravitation stellt die deutlichst schwächste Kraft dar. Sie ist um einen Faktor von 10^{-29} schwächer als die nächst stärkere Kraft, die aus der schwachen Wechselwirkung resultiert. Da die Gravitation zudem bis heute nicht als Quantenfeldtheorie beschrieben werden kann, ist die Gravitation im Standardmodell nicht vertreten.

2.1.1. Leptonen und Quarks

Leptonen und Quarks werden aufgrund ihres halbzahligen Spins als Fermionen bezeichnet. Im Gegensatz dieser stehen die Bosonen mit einem ganzzahligen Spin. Leptonen und Quarks werden untereinander in drei verschiedene Familien bzw. Generationen unterteilt. Teilchen der zweiten und dritten Generation besitzen eine größere Masse als Teilchen der ersten Generation. Die **Leptonen** der ersten Generation bestehen aus einem Elektron und einem Elektronneutrino. Die Generation mit der nächst höheren Masse bilden das Myon und das zugehörige Myonneutrino. Die dritte Generation machen das Tau und sein Neutrino aus. Während die Neutrinos ladungsfrei sind, besitzen das Elektron, das Tau und das Myon die Ladung $Q = -1$ der Elementarladung e . Jedes Lepton hat ein zugehöriges Antiteilchen mit der gespiegelten Ladung. Damit gibt es insgesamt 12 Leptonen.

Die **Quarks** der ersten Familie besteht aus dem up- (u) und dem down-Quark (d). In der obigen Abbildung findet man das up-Quark in dem linken, oberen Quadrant des Außenkreises. In diesem Abschnitt finden sich die Quarks mit der Ladung $Q = \frac{2}{3}e$. Das rechte, obere Quadrant besteht aus Quarks der Ladung $Q = -\frac{1}{3}e$, in welcher sich das down-Quark befindet. Die zweite Generation machen das charm- (c) und das strange-Quark (s) aus. Top- (t) und Bottom-Quark (b) sind Bestandteile der dritten und letzten Generation. Wie schon bei den Leptonen hat jedes Quark ein Antiteilchen, welches die umgekehrte Ladung besitzt. Quarks und Antiquarks kommen zudem in drei verschiedenen Farbladungen vor: rot, blau und grün. Somit gehören insgesamt 36 Teilchen der Klasse der Quarks an. Quarks existieren nicht isoliert. Sie bilden gemeinsam mit anderen Quarks **Hadronen**. Diese sind aufgeteilt in Mesonen und Baryonen. Beim Zusammenschluss eines Quarks einer Farbladung und eines Antiquarks mit derselben Antifarbladung bildet sich ein Meson. Baryonen entstehen durch das Zusammenschließen dreier Quarks oder dreier Antiquarks, wobei jedes Elementarteilchen eine andere Farbladung besitzt. Die resultierenden Mesonen und Baryonen sind somit farbladungslos. Die Feldenergie der starken Wechselwirkung wird ab einer bestimmten Entfernung der Quarks in die Bildung neuer Teilchen umgewandelt. Durch diesen Prozess der Hadronisierung werden einzelne Quarks zu Jets. Dieses Verhalten wird als "Confinement" bezeichnet.

2.1.2. Wechselwirkungen

Der Ausgangspunkt einer Wechselwirkung ist eine eigenständige Quantenfeldtheorie, durch welche ein Feldquant oder mehrere, wie bei der starken Wechselwirkung, assoziiert werden. In der Tabelle 1 sind alle fundamentalen Wechselwirkungen mit ihren zugehörigen Eichbosonen aufgelistet, welche sich auch als Quantenfeldtheorie beschreiben lassen.

Kraft	relative Stärke	Feldquant	Spin	Masse in GeV
Starke	1	Gluon (g)	1	0
Elektromagnetische	10^{-3}	Photon (γ)	1	0
Schwache	10^{-8}	W^{\pm} - und Z^0 -Boson	1	80,4 und 91,2

Tabelle 1: Die drei fundamentalen Wechselwirkungen mit ihren zugehörigen Feldquanten [Tho13]

Während in der klassischen Mechanik diskrete Teilchensysteme durch Lagrangefunktionen $L(q_i; \frac{dq_i}{dt})$ in Abhängigkeit von den generalisierten Koordinaten q_i ausgedrückt werden, nutzt man in der Quantenfeldtheorie Lagrangedichten $\mathcal{L}(\Phi_i; \delta_\mu \Phi_i)$, die durch kontinuierliche Systeme mit Feldern $\Phi_i(t, x, y, z)$ und deren vierkomponentigen Ableitungen $\delta_\mu \Phi_i \equiv \frac{\delta \Phi_i}{\delta x^\mu}$ ausgedrückt werden. Die Bewegungsgleichungen erhält man aus einem Analogon zu der Euler-Lagrange-Gleichung.

Die erste Wechselwirkung, die als Quantenfeldtheorie beschrieben wurde, ist die **elektromagnetische**. Diese wird durch die Theorie der Quantenelektrodynamik beschrieben. Das Eichboson dieser Wechselwirkung ist das Photon γ . Die elektromagnetische Wechselwirkung wird durch die elektro-

magnetische Ladung Q hervorgerufen. In der Quantenelektrodynamik muss die Lagrangedichte lokal eichinvariant sein unter Ladungstransformation der Felder. Diese werden beschrieben durch $U(1)_Q$ -Transformationen.

Die **starke Wechselwirkung** wird durch die Farbladung C (engl.: colour) hervorgerufen. Die Farbladungen sind rot (r), grün (g) und blau (b). Ausgetauscht werden sie durch 8 Gluonen g . Im Inneren der Hadronen verändert sich kontinuierlich die Farbladungen der Quarks, wodurch die starke Bindung untereinander zustande kommt. Da Gluonen und Quarks Bestandteile der Hadronen sind, nennt man sie auch "Partonen". Die starke Wechselwirkung muss aufgrund der verschiedenen Farbladungen einer $SU(3)_C$ -Eichgruppe genügen.

Die **schwachen Wechselwirkung** wirkt zwischen Quarks, Antiquarks, Leptonen und Antileptonen. Die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung können durch die elektroschwache Vereinigung als Quantenfeldtheorie ausgedrückt werden. Sie besitzt eine lokale $U(1)_Y \otimes SU(2)_{I_W}$ -Symmetrie. I_W steht dabei für den schwachen Isospin und Y repräsentiert die schwache Hyperladung. Sie berechnet sich aus der dritten Komponente des schwachen Isospins I_W^3 und der elektromagnetischen Ladung Q durch $Y = 2(Q - I_W^3)$.

Problematisch ist die Forderung der lokalen Eichinvarianz bei der elektroschwachen Vereinigung, da die Eichfelder nicht masselos sind. Die massiven Eichfelder werden dem Z^0 - und den W^\pm -Bosonen zugeordnet. Lösung des Problems ist die Einführung spontaner Symmetriebrechung und des Higgs-Mechanismus.

2.1.3. Der Higgs-Mechanismus

Die einfachste Lösung für die lokale Eichinvarianz der elektroschwachen Theorie beruht auf der Einführung eines komplexen Dubletts bezüglich des schwachen Isospins $I_W = \pm \frac{1}{2}$

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Wie auch die Lagrangegleichung der klassischen Mechanik, besteht die Lagrangedichte aus einem Term, der die Kinematik des Systems beschreibt und daher abhängig ist von der kovarianten Ableitung des Feldes $D_\mu \Phi$. Hinzu kommt ein Potentialterm $V(\Phi)$, welcher abhängig ist von Φ . Die kovariante Ableitung D_μ setzt sich zusammen aus der vierkomponentigen Ableitung ∂_μ und aus zusätzlichen Eichtermen, welche die lokale $U(1)_Y \otimes SU(2)_{I_W}$ -Symmetrie gewährleisten. Die Lagrangedichte in diesem Modell trägt die Form

$$\mathcal{L} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2. \quad (2)$$

In dieser Gleichung beschreibt der erste Term die Propagation des Higgs-Bosons und dessen Kopplung an die elektroschwachen Eichbosonen, während die anderen beiden Terme das Higgs-Potential bilden. Dieses setzt sich zusammen aus dem zweiten Term, dem Massenterm, und dem dritten Term, der die Selbstwechselwirkungen des Feldes Φ mit sich selbst repräsentiert. Mit $\lambda > 0$ und $\mu^2 < 0$ gibt es Minima im Higgs-Potential für

$$\Phi^\dagger \Phi = -\frac{\mu^2}{2\lambda}. \quad (3)$$

Es entsteht nicht nur ein einziges Minimum, wie es bei $\mu^2 > 0$ der Fall wäre, sondern eine Schar von Minima. Der Vakuumerwartungswert ν ist im Potentialminimum, beziehungsweise den Potentialminima zu finden. In der Abbildung 2.2 ist das Potential aufgetragen gegen die Achsen Φ_1 und Φ_2 . Der Realteil von Φ_0 entspricht hierbei $\text{Re}(\Phi^0) = \Phi_1$ und der Imaginärteil von Φ_0 dem $\text{Im}(\Phi^0) = \Phi_2$.

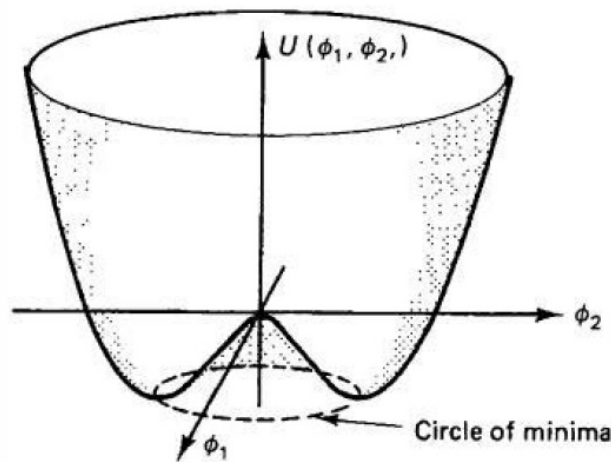


Abbildung 2.2: Das Higgspotential im Raum der Felder Φ und Φ_2 [Gri96]

Bei der speziellen Wahl eines Minimum bei $\Phi_0 = \nu$, kann nun das Feld Φ als

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu + h(x) \end{pmatrix} \quad (4)$$

geschrieben werden, wobei $h(x)$ die Fluktuationen um den Vakuumerwartungswert ν beschreibt. Da durch die Beschränkung auf ein Minimum die Symmetrie der Lagrangedichte gebrochen wird, spricht man von spontaner Symmetriebrechung. Da die untere Higgsfeldkomponente elektrisch neutral ist und einen schwachen Isospin von $I_W^3 = -\frac{1}{2}$ besitzt, wird die Hyperladung zu $Y = 1$.

Durch Einsetzen von Φ in den Potentialterm der Lagrangedichte, erhält man einen Term der ein massives, skalares Higgs-Feld h beschreibt. Er generiert die Masse des Higgs-Bosons:

$$m_H = \sqrt{2\lambda}\nu. \quad (5)$$

Durch den kinematischen Term der Lagrangedichte werden die Massen der Eichbosonen m_W und m_Z erzeugt. Das massive, elektromagnetisch geladene Eichboson wird dem W^\pm -Boson zugeordnet. Es bekommt eine Masse von

$$m_W = \frac{1}{2}g\nu. \quad (6)$$

Hierbei ist g die Kopplungskonstante der schwachen Wechselwirkung. Des Weiteren entsteht ein massives, elektrisch neutrales Eichboson, welches man Z^0 -Boson nennt. Es besitzt eine Masse von

$$m_Z = \frac{1}{2} \frac{g}{\cos(\theta_W)} \nu. \quad (7)$$

Zuletzt erhält man ein masseloses, neutrales Eichboson, welches mit dem Photon γ korrespondiert. Es gilt der Zusammenhang $\nu = (2G_F^2)^{-\frac{1}{4}} = 246 \text{ GeV}$. G_F ist dabei die Fermi-Konstante. Schließlich die letzte wichtige Größe, die nach der Herleitung des Higgs-Mechanismus wichtig ist, ist die Kopplung von Fermionen zum Higgs-Boson. Sie wird Yukawa-Kopplungsstärke genannt und ist gegeben durch

$$g_f = \sqrt{2} \frac{m_f}{\nu}. \quad (8)$$

Die Stärke der Kopplung an das Higgsfeld ist also proportional zur Masse.

2.2. Symmetrien

Man geht davon aus, dass eine bestimmte Symmetrie zwischen Teilchen und Antiteilchen vorherrscht, sodass durch eine Symmetrietransformation die Wellenfunktion Ψ eines Teilchen in die seines Antiteilchens Ψ' überführt wird.

Da Antiteilchen die umgekehrte Ladung und Quantenzahlen besitzen wie ihr zugehöriges Teilchen, ist ein Ladungskonjugationsoperator \hat{C} notwendig:

$$\Psi' = \hat{C}\Psi \quad (9)$$

Das C steht für das englische Wort “charge“, also Ladung. Der Ladungsoperator konjugiert jedoch nicht nur die Ladung, sondern auch alle anderen additiven Quantenzahlen. Konstant gehalten werden unter dieser Transformation die Energie und die Masse des Teilchens, ebenso wie der Impuls und der Spin. Durch zweimaliges Anwenden von \hat{C} auf ein Teilchen überführt es dieses in sich selbst

$$\Psi = \hat{C}^2\Psi. \quad (10)$$

Daher sind die Eigenwerte von \hat{C} ± 1 . Eigenzustände von \hat{C} sind Teilchen, die ihrem eigenen Antiteilchen entsprechen. Das sind beispielsweise das Photon, das Mesonen und π^0 , welches aus der Quarkmischung $(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$ besteht.

\hat{C} ist in der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung erhalten, nicht jedoch in der schwachen Wechselwirkung. Um die C-Verletzung zu verstehen, muss man wissen, dass Neutrinos nur linkshändig in der Natur vorkommen und Antineutrinos nur rechtshändig. Linkshändigkeit bedeutet, dass der Spin antiparallel zur Geschwindigkeit des Teilchens ist. Die Helizität als Maß dessen beträgt -1 . Bei einem rechtshändigen Teilchen sind Spin und Teilchenbewegung parallel zueinander. Die Helizität wird zu $+1$. In Abbildung 2.3 ist dieser Fall skizziert. Da Neutrinos masselos sind, bewegen sie sich mit Lichtgeschwindigkeit c . Somit gibt es nach der Einsteinschen Relativitätstheorie kein Bezugssystem, das schneller sein könnte. Die Helizität für masselose Teilchen wie die Neutrinos ist damit lorentzinvariant. Durch Anwenden von \hat{C} auf ein Neutrino konjugieren sich die Ladung und die Quantenzahlen. Es wird

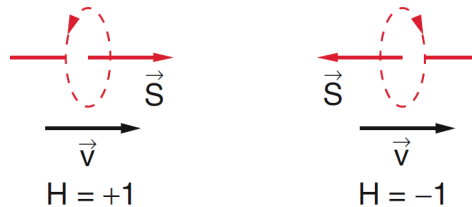


Abbildung 2.3: Die Helizität von Antineutrinos links und von Neutrinos rechts [Dem16]

also ein Antineutrino. Da jedoch das Neutrino linkshändig ist und \hat{C} Spin und Impuls unberührt lässt, müsste das Antineutrino auch linkshändig sein. Da es aber kein linkshändiges Antineutrino gibt, wird \hat{C} maximal verletzt.

Ein anderer Ansatz ist die Punktspiegelung eines Prozesses am Ursprung. Denn ein gespiegelter physikalischer Prozess müsste es aus Symmetriegründen genauso geben wie sein Ursprungsprozess. Für die starke und die elektromagnetische Wechselwirkung gilt eine solche Paritätsinvarianz, nur nicht für die schwache Wechselwirkung. Das zweimalige Anwenden von \hat{P} auf eine Wellenfunktion $\Psi(\vec{x})$ muss wie schon \hat{C} wieder die Ursprungswellengleichung geben. Damit sind die Eigenwerte dieses Operators ± 1 . Der Paritätsoperator angewendet auf eine Wellenfunktion am Ort \vec{x} lässt sich schreiben durch

$$\hat{P}\Psi(\vec{x}) = \Psi(-\vec{x}) = \pm\Psi(\vec{x}). \quad (11)$$

Wird nun die kombinierte Operation der Ladungskonjugation und der Paritätsvertauschung auf das obige Beispiel angewendet, geht das linkshändige Antineutrino in ein rechtshändiges über. Damit scheint das Problem gelöst zu sein. Von Cronin und Fitch hingegen wurde CP-Verletzung bei einem Experiment mit Kaonen festgestellt [CCFT64]. Dies ist nicht das einzige Beispiel von CP-Verletzung. Auch bei dem Zerfall langlebiger, neutraler Kaonen wurde CP-Verletzung entdeckt. Diese zerfallen zu 34% in 3 Pionen und zu 39% in ein Antipion, ein Elektron und ein Antielektronneutrino (12) oder in ein Pion, ein Antielektron und ein Elektronneutrino (13).

$$K_L \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e \quad (12)$$

$$K_L \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e \quad (13)$$

Gleichung (12) kann durch eine $\hat{C}\hat{P}$ -Transformation in Prozess (13) umgewandelt werden. Bei CP-Erhaltung müssten beide CP-transformierten Reaktionsgleichungen die gleiche Zerfallswahrscheinlichkeit besitzen. Dies ist nicht der Fall. Das langlebige Kaon zerfällt um $3,3 \cdot 10^{-3}$ häufiger in den Prozess aus Gleichung (13). Die Natur macht hier einen Unterschied zwischen dem Zerfall in Pion und dem Antipion. Demnach unterscheidet die Natur zwischen Materie und Antimaterie.

2.3. Die Kopplung des Higgs-Bosons an zwei Vektorbosonen

In dieser Arbeit wird die Sensitivität auf mögliche CP-Verletzung an der Kopplung des Higgs-Boson zu zwei gleichen oder entgegengesetzt elektroschwach geladenen Vektorbosonen getestet. Dieses System wird hierbei theoretisch durch eine effektive Lagrangedichte \mathcal{L}_{eff} beschrieben. Die Herleitung erfolgt analog zu [NNP05], [A+04], [A+16] und [HKZF06].

Die Beschreibung des Systems mit \mathcal{L}_{eff} ist nur für Energien bis zu einem bestimmten Energiewert Λ gültig. Λ ist damit die Skala der neuen Physik. [BW86] Hierbei wird angenommen, dass das Verhalten der Kopplung vom Higgs-Boson zu Fermionen und Gluonen ist, wie es im Standardmodell beschrieben wird, jedoch die Kopplung des Higgs-Bosons zu Photonen und den W- und Z-Bosonen vom Standardmodell verschieden sein können. Die effektive Lagrangedichte setzt sich zusammen aus der Lagrangedichte des Standardmodells \mathcal{L}_{SM} und Störungsterme, abhängig von dem Energieskalar Λ . Wie die Lagrangedichte des Standardmodells muss auch die effektive Lagrangedichte die lokale $U(1)_Y \otimes SU(2)_{I_W}$ -Eichsymmetrie erfüllen.

Die Kopplungen des Higgs-Boson zu zwei Vektorbosonen, kann geschrieben werden in Funktionen von zwei verschiedener Kopplungsstärken \tilde{d} und \tilde{d}_b . Die Differenz der beiden Kopplungsstärken $\tilde{d} - \tilde{d}_b$ gibt die Kopplung eines Higgs-Bosons an ein Photon und ein Z-Boson an. Unter Annahme, dass diese beiden Kopplungsstärken gleich groß sind, verschwindet die Kopplung. Mit $\tilde{d} = \tilde{d}_b$ und durch Ausdrücken der effektiven Lagrangedichte in der Massenbasis der Eichbosonen, in welcher H für das Higgs-Boson, A für das Photon, W und Z für das W- bzw. Z-Boson stehen, besitzt die effektive Lagrangedichte folgende Form:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \tilde{d} \frac{g}{2m_W} \left(H \tilde{A}_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + H \tilde{Z}_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + 2H \tilde{W}_{\mu\nu}^+ W^{-\mu\nu} \right) \quad (14)$$

$$\text{mit} \quad V_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu \quad (15)$$

$$\text{und} \quad \tilde{V}_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} V^{\rho\sigma}, \quad (16)$$

wobei $\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$ der Epsilon-Tensor ist und ∂_μ die kovariante, vierkomponentige Ableitung. g ist wie oben die Kopplungsstärke der elektroschwachen Wechselwirkung und m_W die Masse des W-Bosons. [A+16] Aus der effektiven Lagrangedichte kann die Feynmanregel für den Vertex der Kopplung eines Higgs-Bosons an zwei identischen oder ladungskonjugierten Bosonen abgeleitet werden. In Abhängigkeit der

Impulse der Eichbosonen $p_{1,2}$ wird die Feynmanregel geschrieben durch

$$T^{\mu\nu}(p_1, p_2) = \sum_{V=W^\pm, Z^0} \frac{2m_V^2}{\nu} g^{\mu\nu} + \tilde{d} \frac{2g}{m_W} \sum_{V=W^\pm, Z^0, \gamma} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} p_{1\rho} p_{2\sigma}. \quad (17)$$

Die erste Summe in $T^{\mu\nu}(p_1, p_2)$ ist CP-gerade und beschreibt das Verhalten nach dem Standardmodell, während die zweite Summe aus CP-ungeraden Termen besteht. Somit besitzt auch das Matrixelement für die assoziierte Produktion durch Vektorbosonen einen CP-geraden Anteil aus der Standardmodellvorhersage \mathcal{M}_{SM} und einen CP-ungeraden Bestandteil $\mathcal{M}_{\text{CP-odd}}$. Die Matrixelemente geben die Übergangswahrscheinlichkeiten an.

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_{\text{SM}} + \tilde{d} \cdot \mathcal{M}_{\text{CP-odd}} \quad (18)$$

In dieser Arbeit wird eine Sensitivitätsstudie durchgeführt auf der Suche nach einer CP-Verletzung an der Kopplung des Higgs-Bosons an zwei gleiche, bzw. entgegengesetzt geladene Vektorbosonen (HVV-Kopplung). Hierbei wird die Optimale Observable OO , eine CP-ungerade Observable, und eine CP-gerade Observable, die invariante Masse des Higgs- und des Vektorbosons, zur Rate gezogen. Die Optimale Observable wird definiert durch das Quadrat des neuen Matrixelements der HVV-Kopplung

$$|\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{M}_{\text{SM}}|^2 + \tilde{d} \cdot 2\text{Re}(\mathcal{M}_{\text{SM}}^* \mathcal{M}_{\text{CP-odd}}) + \tilde{d}^2 \cdot |\mathcal{M}_{\text{CP-odd}}|^2. \quad (19)$$

Die Optimale Observable [A⁺16] wird berechnet durch

$$OO = \frac{2 \cdot \text{Re}(\mathcal{M}_{\text{SM}}^* \mathcal{M}_{\text{CP-odd}})}{|\mathcal{M}_{\text{SM}}|^2}. \quad (20)$$

Jeweils die Mittelwerte der Verteilung der Optimalen Observablen können zu verschiedenen \tilde{d} -Werten in einer Eichkurve aufgetragen werden. Große Veränderung der Verteilung bei kleiner Änderung von \tilde{d} deuten auf eine hohe Sensitivität hin. Da die Optimale Observable CP-ungerade ist, ist ein Unterschied der Verteilung zwischen negativen und positiven \tilde{d} -Werten ersichtlich [BKPT17]. Die Optimale Observable heißt optimal, da sie Informationen über den höherdimensionalen Phasenraum enthält. Am sensitivsten ist diese Observable bei kleinen \tilde{d} -Werten. Anteile proportional zu \tilde{d}^2 werden vernachlässigt [A⁺16].

3. Das ATLAS-Experiment am LHC

3.1. Der Large Hadron Collider

Von 1984 bis 1989 wurde am CERN ein großer Teilchenbeschleuniger konstruiert. Für ihn wurde ein 26,7km langer Tunnel mit einem Durchmesser von 3,7m errichtet. Ab der Fertigstellung bis zum Jahr 2000 befand sich der Large Elektron Positron Collider (LEP) darin. In ihm wurden die weltweit höchst energetischsten Elektron-Positron-Kollisionen erzeugt. Nach ihm wurde der Tunnel wiederverwertet und der Large Hadron Collider (LHC) darin errichtet, welcher Schwerpunktenenergien bei Proton-Proton-Kollisionen von bis zu $\sqrt{s} = 14$ TeV liefern kann. In dieser Arbeit werden Ereignisse bei einer Schwerpunktenenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV betrachtet.

In dem Tunnel des LHC verlaufen zwei gegenläufige Protonenstrahlen. In Abbildung 3.1 sind diese beiden Verläufe in rot und blau gekennzeichnet. Diese treffen sich an vier verschiedenen Interaktionspunkten. An diesen Proton-Proton-Kollisionspunkten befinden sich verschiedene Experimente. In der Graphik sind diese schematisch mit blauen Sternen dargestellt. Bündel aus in etwa 10^{11} Protonen treffen hier 40 Millionen Mal pro Sekunde zusammen [A⁺08]. Für dieses Kapitel wurden die Quellen [EB08, Dem16] und [A⁺08] zur Rate gezogen.

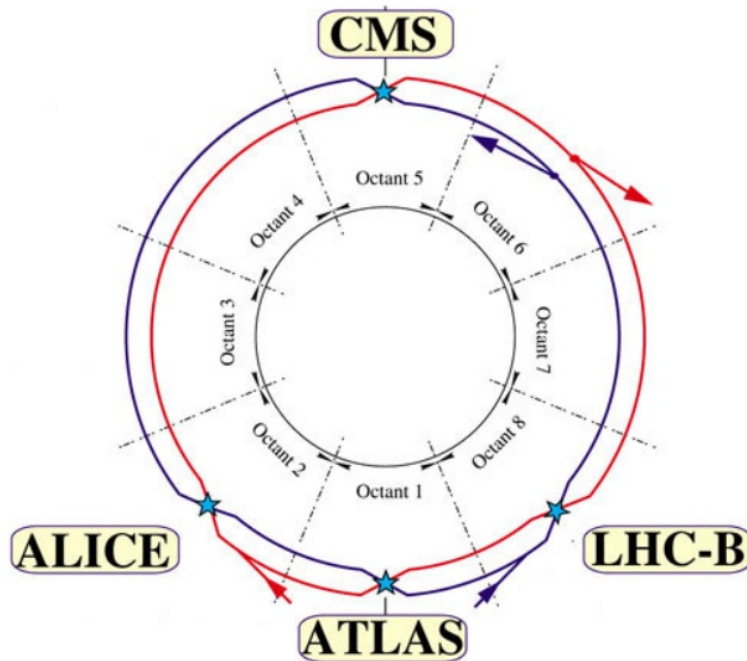


Abbildung 3.1: Experimente am Large Hadron Collider (Quelle: CERN, [vLf])

Die Experimente haben verschiedene Forschungsschwerpunkte. So zielt das ALICE-Experiment (A Large Ion Collider Experiment) auf neue Erkenntnisse über Quark-Gluonen-Plasmen ab [C⁺08]. Die Zerfälle von B-Hadronen und CP-Verletzung untersucht das LHCb-Experiment (LHC beauty) [ea08b]. Das CMS- (Compact Muon Solenoid) und das ATLAS-Experiment (A Toroidal LHC ApparatuS) sind spezialisiert auf die Untersuchung des Higgs-Mechanismus, des bisherigen Standardmodells und begeben sich auf die Suche nach neuen Teilchen und Phänomene [ea08a, A⁺08]. In den folgenden Kapitel wird der ATLAS-Detektor näher erklärt.

3.2. Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor wurde errichtet als komplexes Zusammenspiel von Messinstrumenten zur Aufnahme von Teilchen und deren Vierervektoren. Im Folgenden wird zuerst das Koordinatensystem innerhalb des Detektors beschrieben, welches im weiteren Verlauf der Arbeit verwendet wird. Im Anschluss wird der Detektor selbst und seine Elemente näher erläutert. Hierbei wurden die Quellen [A+08], [KJ] und [Tho13] verwendet.

3.2.1. Das Koordinatensystem im Detektor

Die Beamrichtung im Detektor definiert die z -Richtung. Die x - y -Ebene ist die Ebene senkrecht zum Strahl. Man spricht von der transversalen Ebene. In ihr wird der transversale Impuls p_T und die transversale Energie E_T gemessen. Die x -Achse zeigt per Definition vom Kollisionspunkt in die Mitte des LHC-Rings, während die y -Achse die Richtung nach oben beschreibt. Bei Beschreibung dieses Systems in Kugelkoordinaten ist somit der Azimutwinkel ϕ , der von der x -Achse aus gemessene Winkel. Dieser Winkel ist enthalten in der transversalen Ebene. Der Polarwinkel θ wird von der z -Achse aus gemessen und ist der Winkel senkrecht zur transversalen Ebene (s. Abbildung 3.2).

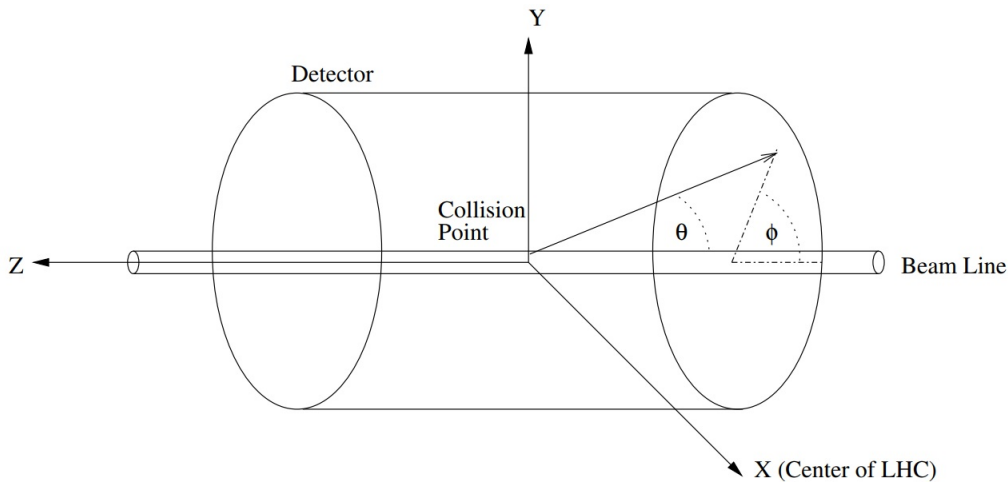


Abbildung 3.2: Koordinatensystem im ATLAS-Detektor [SD14]

Da das Schwerpunktsystem der Protonen nicht zwingend das Schwerpunktsystem der kollidierenden Partonen ist, werden Positionen statt in Kugelkoordinaten per Rapidität und Abstand angegeben. Die Rapidität Y berechnet sich mit

$$Y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right). \quad (21)$$

Der Vorteil der Rapidität ist, dass Rapiditätsdifferenzen ΔY invariant sind unter einem Boost entlang der Strahlachse. Die Pseudorapidität ist die Näherung der Rapidität für den Fall, dass die Masse vernachlässigbar ist gegenüber der Energie, also $E \gg m$. Sie wird angegeben mit der Formel (22).

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (22)$$

θ ist der oben beschriebene Polarwinkel. Der geometrische Abstand zwischen zwei Objekten in Abhängigkeit von der Pseudorapidität η und des Azimutwinkels ϕ ist definiert als

$$R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}. \quad (23)$$

3.2.2. Aufbau des ATLAS-Detektors

Der Aufbau des ATLAS-Detektors ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Er ist zylinderförmig konzipiert mit einer Länge von 44m, einem Durchmesser von 25m und einem Gesamtgewicht von 7000 t. In seinem Inneren wird ein homogenes Magnetfeld von supraleitenden Magneten mit einer Stärke von 2T erzeugt.

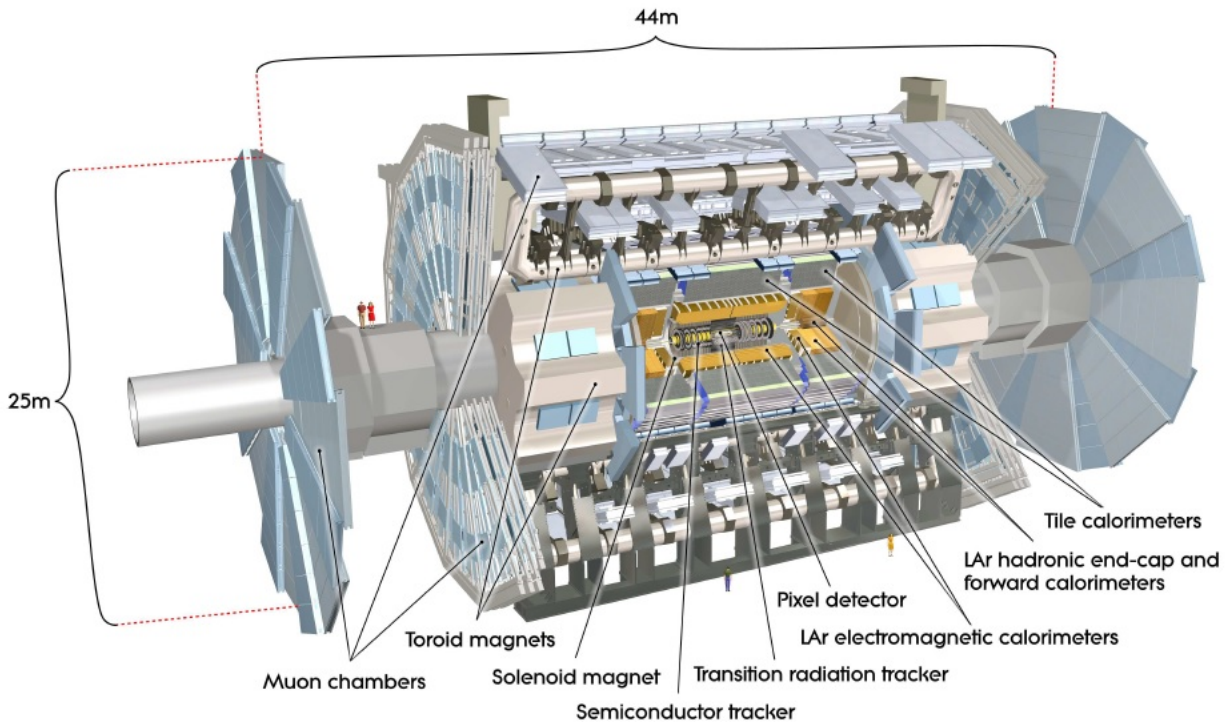


Abbildung 3.3: Querschnitt des ATLAS-Detektors [EB08]

In diesem Magnetfeld befinden sich **Spurendetektoren**. Sie detektieren elektrisch geladene Teilchen. Durch die Detektionen an verschiedenen Spurpunkten kann ihre Teilchenbahn rekonstruiert werden. Durch das angelegte Feld sind die Bahnen der elektrisch geladenen Teilchen gekrümmt, wodurch zudem ihre Ladung und ihr Impuls bestimmt werden kann.

Die Spurendetektoren bestehen aus dem Pixeldetektor, dem Halbleiterstreifendetektor und dem Übergangsstrahlungsdetektor. Die präzisen Pixel- und Halbleiterstreifendetektoren decken ein $|\eta| < 2.5$ ab. In der zylinderförmigen Region sind diese Detektoren kreisförmig um die Strahlachse angeordnet, während sie an den Enden eine platten-ähnliche Form besitzen. Rund um den inneren Teil befinden sich Detektoren die zu der Messung von Spurpunkten Übergangsstrahlung nachweisen, so genannte Übergangsstrahlungsdetektoren. Mithilfe dieser Messung können Pionen und Elektronen voneinander getrennt werden.

Die Kalorimeter ummanteln die Detektoren. Es gibt zum einen die elektromagnetischen Kalorimeter, welche elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen nachweisen. In diesen wird die von den Teilchen abgegebene Bewegungsenergie in ein elektronisches Signal umgewandelt. Dieses ist proportional zur Energie. Zum anderen gibt es die hadronischen Kalorimeter, die Hadronen, also stark wechselwirkende Teilchen detektieren. Die Kalorimeter decken einen Bereich von $|\eta| < 4.9$ ab (s. Tabelle 2).

Myonen geben nur wenig Energie an den Kalorimetern ab und durchdringen den Detektor fast un-

gehindert. Aufgrund dessen sind außen **Myonenkammern** angebracht. Dies sind mit Gas gefüllte Kammern, in welchen das Myon per Ionisation freie Ladungsträger erzeugt. Innerhalb der Kammern wird der Durchflug vom Myonen und ihr Impuls erfasst.

Die Wechselwirkungsrate der Proton-Proton-Kollisionen beträgt 10^9 Wechselwirkungen pro Sekunde. Eine Speicherung aller Daten über einen längeren Zeitraum hinweg ist technisch unmöglich. Da nicht alle Ereignisse von Interesse sind, wird in einem **Triggersystem** im Detektor eine zweistufige Vorselektion getroffen, um die interessanten Ereignisse herauszufiltern. Die erste Stufe L1 sucht nach Teilchen mit hohem transversalen Impuls p_T , hoher transversalen fehlenden Energie E_T^{miss} oder hoher totaler transversaler Energie E_T . Es definiert interessante Regionen und entscheidet in einer Zeit von bis zu $2,5 \mu\text{s}$. Nach Passieren dieses Selektionsschrittes werden die interessanten Ereignisse in den High-Level-Triggern weiter selektiert, sodass die gemittelte Rate der gespeicherten Ereignissen von den ursprünglichen 1 GHz auf 200 Hz sinkt [Aab17].

Die Bedingungen, welche aufgrund des Triggersystems erfüllt werden müssen, sieht man in Tabelle 2. Die Forderung eines $|\eta| < 2,5$ entspricht einem Winkel θ von mindestens $9,4^\circ$ zur Strahlachse. $|\eta| < 3,2$ sind in etwa $\theta \geq 4,7^\circ$, für $|\eta| < 4,9$ gilt $\theta \geq 0,4^\circ$ und $|\eta| < 2,4$ entsprechen $\theta \geq 10,4^\circ$. Die ausgeschlossenen Bereiche entsprechen damit zwei Kegel um die Strahlachse mit dem Winkel von $\theta < 10,4^\circ$ zwischen Strahlachse und Mantelfläche. Dieses Ausschlusskriterium aufgrund des technischen Aufbaus ist sehr klein, verglichen zu der Abdeckung der restlichen Winkel. Es ist zu sehen, dass durch Grenzwerte für das $|\eta|$ der Objekte Ereignisse an den elektromagnetischen Kalorimetern und den Myonenkammern selektiert werden. Obwohl diese Ausschlusskriterien kein großes Gebiet abdecken, möchte man damit eine bessere Trennung von Signal- und Untergrundprozessen erreichen. In Tabelle 2 ist zu sehen, dass die Auflösung der verwendeten Elemente abhängig ist von der Energie E oder dem transversalen Impuls p_T des Teilchens.

Detektorelemente	Auflösung	$ \eta $ -Abdeckung durch	
		den Aufbau	die Triggerbedingung
Spurendetektoren	$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \frac{1}{100} \sqrt{(0,05p_T)^2 + 1}$	$ \eta < 2,5$	
Elektromagnetisches Kalorimeter	$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{1}{100} \sqrt{\left(\frac{10}{\sqrt{E}}\right)^2 + 0,7^2}$	$ \eta < 3,2$	$ \eta < 2,5$
Hadronisches Kalorimeter: zentral und Endkappen	$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{1}{100} \sqrt{\left(\frac{50}{\sqrt{E}}\right)^2 + 3^2}$	$ \eta < 3,2$	$ \eta < 3,2$
Hadronisches Kalorimeter: vorwärts	$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{1}{100} \sqrt{\left(\frac{100}{\sqrt{E}}\right)^2 + 10^2}$	$3,1 < \eta < 4,9$	$3,1 < \eta < 4,9$
Myonenspektrometer	$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 0,1$ bei $p_T = 1 \text{ TeV}$	$ \eta < 2,7$	$ \eta < 2,4$

Tabelle 2: Die Auflösung der einzelnen Detektionselemente des ATLAS-Detektors

4. Signal- und Untergrundprozesse

In dieser Arbeit werden Monte-Carlo-Simulationen von Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktenenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV verwendet. Die Higgs-Boson-Produktionsprozesse, welche im nachfolgenden Unterkapitel beschrieben werden, wurden generiert für eine Higgsmasse von 125 GeV. Die Generatoren für diese Monte-Carlo-Simulationen sind im Unterkapitel *Monte-Carlo-Ereignissimulationen* zu finden. Für dieses Kapitel sind [Sam13], [Rot17], [Bec17] und [Rut14] wichtige Quellen.

4.1. Higgs-Produktions- und Zerfallsprozesse

Die Wirkungsquerschnitte der Higgs-Boson-Produktionsprozesse sind abhängig von der Schwerpunktenenergie der Proton-Proton-Kollisionen \sqrt{s} . Gegeneinander aufgetragen ist dies in Abbildung 4.1 zu sehen.

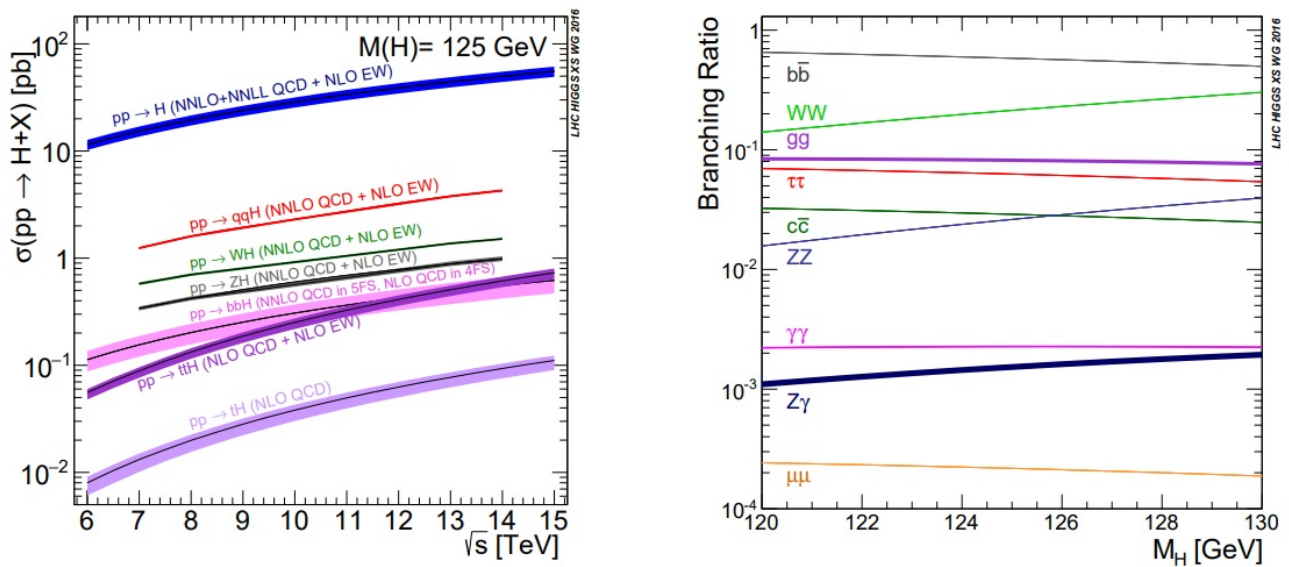


Abbildung 4.1: Links die Wirkungsquerschnitte der Higgs-Boson-Produktionen in Abhängigkeit der Schwerpunktenenergie \sqrt{s} ; rechts die logarithmische Darstellung der Verzweigungsverhältnisse für Higgs-Boson-Massen nahe der 125 GeV [MCS16]

Bei einer Higgs-Boson-Masse von 125 GeV und einer Schwerpunktenenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV, beträgt der Wirkungsquerschnitt des dominantesten Higgs-Boson-Produktionsprozesses, der Gluonfusion (ggH) $\sigma \approx 48,58$ pb. Den nächst höheren Wirkungsquerschnitt besitzt der Prozess der Vektorbosonfusion (VBFH) mit $\sigma \approx 3,93$ pb. Danach kommt die Higgsstrahlung (VH) mit einem Wirkungsquerschnitt von etwa 2,25 pb. Dieser Wirkungsquerschnitt setzt sich zusammen aus $W^\pm H$ mit einem Wirkungsquerschnitt von 1,37 pb und ZH mit 0,88 pb zusammen. Der Prozess der assoziierten Produktion mit Top-Quarks (ttH) besitzt einen Wirkungsquerschnitt von $\sigma \approx 0,51$ pb [dF+16].

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird die assoziierte Produktion mit Top-Quarks nicht mehr berücksichtigt, da der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses sehr gering und durch die angewendete Selektion vernachlässigbar ist. Die Feynmandiagramme dieser Prozesse in führender Ordnung sind in Abbildung 4.2 zu sehen.

Signalprozess dieser Arbeit ist die Higgsstrahlung, bei welcher das Vektorboson hadronisch und das Higgs-Boson in zwei Tau-Leptonen $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$ zerfällt. Ein Tau-Lepton daraus zerfällt leptonisch, während das andere hadronisch zerfällt. Motiviert wurde diese Arbeit durch die theoretische Vorhersage, dass die Higgsstrahlung bei Proton-Proton-Kollisionen mit einer Schwerpunktenenergie von 13 TeV

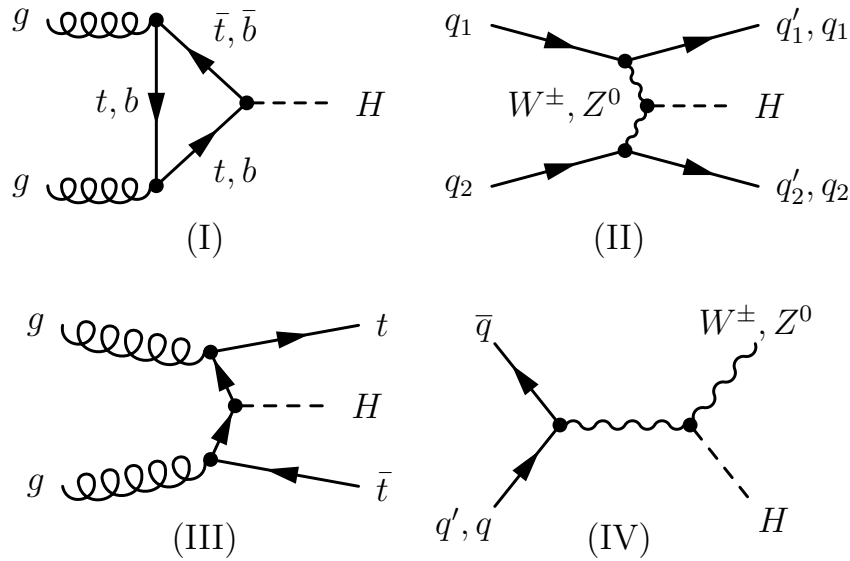


Abbildung 4.2: Die Feynmandiagramme führender Ordnung der Gluonfusion (I), Vektorbosonfusion (II), assoziierten Higgsproduktion mit Top-Quarks (III) und der Higgsstrahlung (IV)

sich als vielversprechend bei Studien auf CP-Verletzung erweist [BKPT17].

Doch dies ist nicht der einzige mögliche Zerfall des Higgs-Bosons. In der Abbildung 4.1 sind die verschiedenen Verzweungsverhältnisse für verschiedene Higgs-Boson-Massen logarithmisch aufgetragen. Der dominanteste Zerfall ist $H \rightarrow b\bar{b}$ mit einem Verzweungsverhältnis von 57,7%. Der nächst häufigste Higgs-Boson-Zerfall ist der Zerfall in ein W-Boson-Paar $H \rightarrow WW^*$ mit einer Zerfallswahrscheinlichkeit von 21,5%. Diesem folgt der untersuchte Zerfall $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ mit einem Verzweungsverhältnis von 6,4% [Tho13].

Aufgrund der kurzen Lebensdauer von Tau-Leptonen zerfallen diese innerhalb des Detektors und sind daher nur durch ihre Zerfallsprodukte nachweisbar. Bei dem leptonischen Zerfall des Tau-Leptons entstehen zu einem Elektron oder Myon noch zwei weitere Neutrinos, die im Detektor nicht detektiert werden können. Selbst bei dem hadronischen Zerfall eines Tau-Leptons entsteht ein weiteres Neutrino. Der leptonische Zerfall eines einzelnen Taus hat ein Verzweungsverhältnis von 35,2%. Die Wahrscheinlichkeit eines hadronischen Zerfalls beträgt 64,8% [eaPDG16]. Damit zerfällt das Di-Tau-System aus dem Higgs-Boson-Zerfall zu 12,4% rein leptonisch und zu 42,0% rein hadronisch. Der verbleibende semileptonische Zerfall hat ein Verzweungsverhältnis von 45,6%. Damit zerfällt fast die Hälfte der Di-Tau-Systeme semileptonisch.

Das zweite Endprodukt aus der Higgsstrahlung, das Vektorboson, zerfällt seinerseits. Das Verzweungsverhältnis hierbei ist abhängig vom Vektorboson selbst. Das Z^0 -Boson zerfällt zu 69,9% hadronisch ($Z \rightarrow q\bar{q}$), zu 10,1% leptonisch ($Z \rightarrow l^+l^-$) und zu 20,0% in unsichtbare Endprodukte. In $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ zerfällt es in 3,4% der Fälle [eaPDG12b]. Das W^\pm -Boson zerfällt zu 67,6% hadronisch ($W^\pm \rightarrow q\bar{q}'$) und zu 32,4% leptonisch ($W^+ \rightarrow l^+\nu$ und ladungskonjugiert für W^-) [eaPDG12a]. Der hadronische Zerfallskanal der Vektorbosonen, welcher der wahrscheinlichere Zerfallskanal ist, wird in dieser Arbeit untersucht. Die entstehenden Hadronen bilden durch Hadronisation Jets.

Der untersuchte Prozess hat schlussendlich einen Wirkungsquerschnitt von 0,045 pb. Die daraus resultierende Anzahl an erwarteten Ereignissen bei einer integrierten Luminosität von 120.000 pb^{-1} beträgt $N = 5398 \text{ } VH \rightarrow q\bar{q}^{(\prime)}\tau^+\tau^-$ Ereignisse.

4.2. Untergrundprozesse

Am LHC findet eine Vielzahl von verschiedenen Prozessen statt. Im Detektor können die Prozesse nur aufgrund der Topologie der Endprodukte und deren Kinematik unterschieden werden. Jedoch gibt es Prozesse, welche dieselben Endprodukte besitzen. Man nennt diese auch *irreduzible* Untergründe. Aber auch Untergrundprozesse mit anderen Ausgangsprodukten können durch Fehlidentifikation zum Untergrund beitragen. Diese heißen *reduzierbare* Untergründe.

Die am meisten beitragenden Untergrundprozesse dieser Analyse sind der W- und Z/ γ^* -Untergrund. Dieser setzt sich zusammen aus dem leptonisch zerfallenden Z/ γ^* -Boson und dem W + Jet-Untergrund. Der W + Jets-Untergrund hat diesen Namen erhalten, da zu dem W-Boson zusätzlich Jets entstehen, um eine ähnliche Topologie wie der Signalprozess zu besitzen. Groß ist zudem der Top-Quark-Untergrund, zusammengesetzt aus Top-Quark-Paar- und Einzel-Top-Quark-Produktion. Zu beachten ist zudem der Diboson-Untergrund. Auf all diese Untergrundprozesse wird nachfolgend näher eingegangen.

4.2.1. Der Z/ γ^* -Untergrund

Das Z-Boson oder ein virtuelles Photon γ^* können in höherer Ordnung mit zusätzlichen Jets entstehen. In Abbildung 4.3 ist dies an einigen Beispielen für das Z-Boson zu sehen. Analog kann ein virtuelles Photon γ^* entstehen. Im Folgenden wird nur noch von einem Z-Untergrund gesprochen, wobei genauso der γ^* -Untergrund gemeint ist.

Sehr schwierig ist die Trennung des Signalprozesses vom $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrund. Zerfällt das Z-Boson in ein leptonisch und ein hadronisch zerfallendes Tau, sind dies die selben Endprodukte wie die eines Higgs-Boson-Zerfalls. Bei der Detektion zusätzlicher Jets, hat dieser Zerfall dieselbe Topologie wie der untersuchte Signalprozess. Aber auch $Z \rightarrow e^+e^-$ und $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ tragen nicht vernachlässigbar zum Untergrund bei. Sie werden nachfolgend in $Z \rightarrow ll$ zusammengefasst, wobei l für Elektronen e und Myonen μ steht.

Wird nun eines der Leptonen als Zerfallsprodukte aus dem Zerfall eines Tau-Leptons rekonstruiert und das andere als hadronisches Tau fehlidentifiziert, kann das Lepton mit dem hadronischen Tau-Lepton im Endzustand wie der Higgs-Boson-Zerfall aussehen. Bildet man die Masse der Vierervektoren der Endprodukte, liegen sie im Fall des Higgs-Boson-Zerfalls bei der Higgs-Boson-Masse und bei dem $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrund bei der Z-Masse. Bei einer zufälligen Kombination eines Jets, das als hadronisches Tau detektiert wird, mit einem Lepton, ist die Masse zufällig verteilt.

Der Z-Untergrund besitzt nach der Vorselektion einen um ungefähr $2 \cdot 10^5$ größeren Wirkungsquerschnitt σ als die Higgsstrahlung aus einem Z-Boson (ZH). (siehe Tabelle 3 auf Seite 20)

4.2.2. Der W-Untergrund

Die Produktionsprozesse des W^\pm -Bosons sind ähnlich zur Z-Boson-Produktion, wobei die eingehenden Quarks verschiedene Flavour besitzen. Dies ist an einigen Beispiel in Abbildung 4.4 zu sehen. Bei dem leptonische Zerfall eines W^\pm -Bosons sind die Ausgangsprodukte ein Lepton und sein Neutrino. Da das Neutrino nicht detektiert wird, ergibt sich fehlende transversale Energie. Werden nun genügend Jets produziert, kann ein Jet in Verbindung mit dem Lepton aus dem leptonischen W-Zerfall als Higgs-Boson-Zerfall fehlidentifiziert werden. Durch weitere Jets sind die Endprodukte wie bei einem hadronischen Zerfall des Vektorbosons. Zerfällt das W-Boson hadronisch, entspricht dies genau dem Vektorboson-Zerfall im Signalprozess. Mithilfe eines Jets als hadronisches Tau und der Fehlidentifikation eines anderen Jets als Lepton ist die Topologie des Endzustandes wie die des Higgs-Boson-Zerfalls.

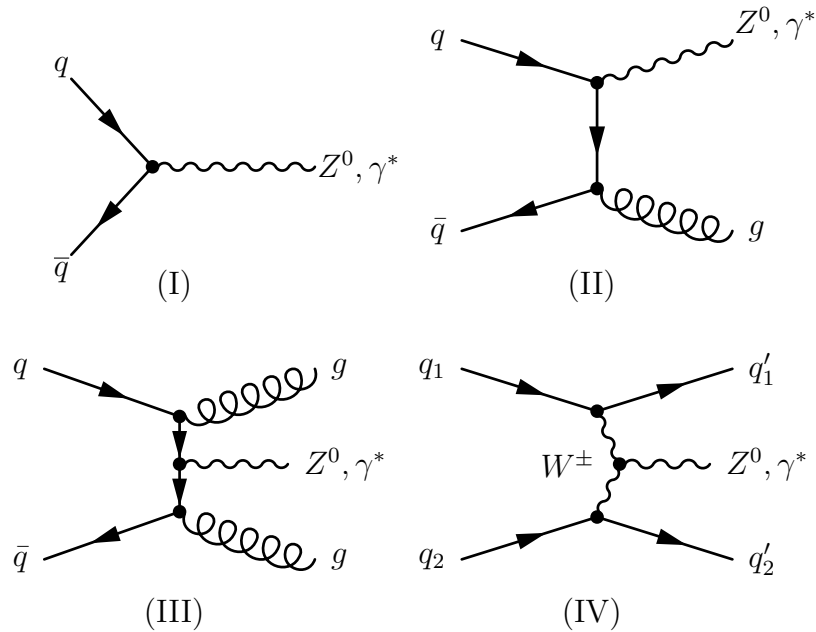


Abbildung 4.3: Z-Boson-Produktion, alleinig (I), mit einem (II) oder 2 Jets (III),(IV)

Bei der zufällige Kombination zweier Jets ist die Masse und die Energie des 2-Jet-Systems statistisch verteilt. Durch die jeweiligen Schnitte auf die invariante Vektorbosonmassen sowie der Higgs-Boson-Masse wird dieser Untergrund im Kapitel der *Selektion* reduziert. Im Folgenden wird dieser Untergrund mit “W + Jets“ bezeichnet. Der Wirkungsquerschnitt σ der W-Untergrundprozesse ist in etwa um einen Faktor 5 größer als der für alle Z-Untergrundprozesse (siehe Tabelle 3 auf Seite 20).

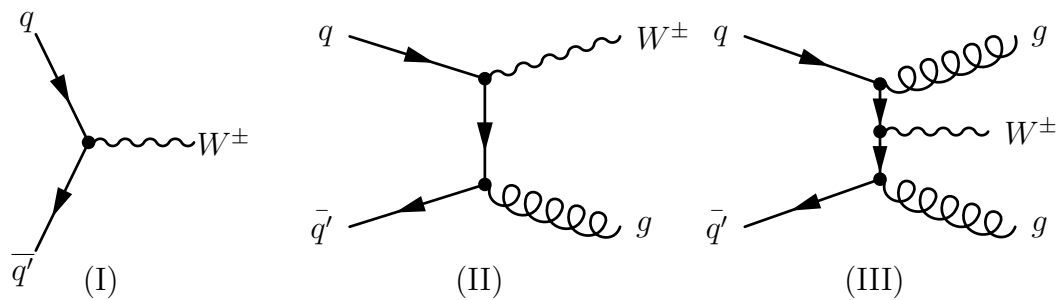


Abbildung 4.4: W-Boson-Produktion, alleinig (I), mit einem (II) oder 2 Jets (III)

4.2.3. Die Diboson-Prozesse

Bei der Diboson-Produktion, können, wie in Abbildung 4.5 zu sehen, entweder zwei W^\pm -Bosonen (I), ein Z^0 - und ein W^\pm -Boson (II) oder zwei Z^0 -Bosonen (III) entstehen. Zerfällt ein Z^0 -Bosonen in zwei Taus, die hadronisch und leptonic zerfallen, und ein hadronisch zerfallendes Vektorboson, ist dies

ein irreduzibler Untergrund. Jedoch sind Diboson-Produktions-Prozesse im Vergleich zu den gesamten W- und Z-Boson-Untergrundprozessen um einen Faktor von ungefähr 700 seltener und trotzdem etwa 700 mal häufiger als der Signalprozess der Higgsstrahlung (VH) (siehe Tabelle 3 auf Seite 20).

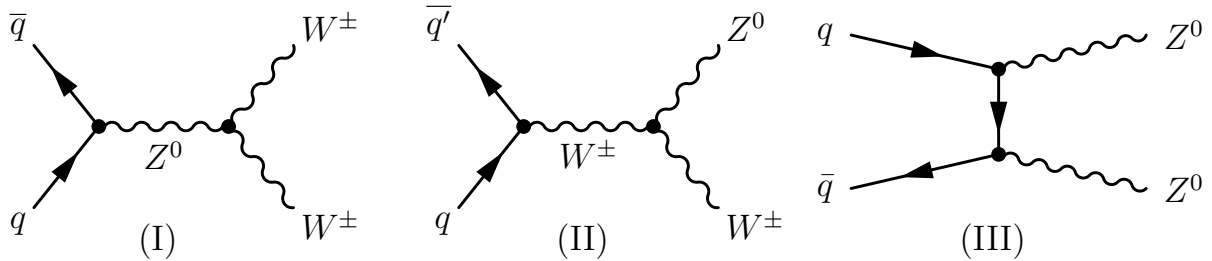


Abbildung 4.5: Diboson-Produktionsprozesse, wobei zwei W^\pm -Bosonen (I), ein Z^0 - und ein Z^0 -Boson oder zwei Z^0 -Bosonen (III) entstehen

4.2.4. Die Top-Quark-Paar-Produktion

Top-Quark-Paar-Produktionsprozesse sind in Abbildung 4.6 zu sehen. Top-Quarks zerfallen zumeist in ein W^\pm und ein b/\bar{b} -Quark [eaPDG17]. Damit kann ein leptonischer W-Zerfall gemeinsam mit einem als hadronisches Tau detektierter Jet wie der Higgs-Zerfall aussehen, während zwei passende Jets oder ein W-Zerfall den Zerfall des Vektorbosons darstellen können. Somit ist auch dieser Untergrund schwierig von der Higgsstrahlung zu trennen. Da aus dem Top-Quark-Zerfall zumeist ein b/\bar{b} -Quark entsteht, kann man diesen Untergrund jedoch durch ein Veto auf b-Jets reduzieren (näheres im Kapitel der Selektion).

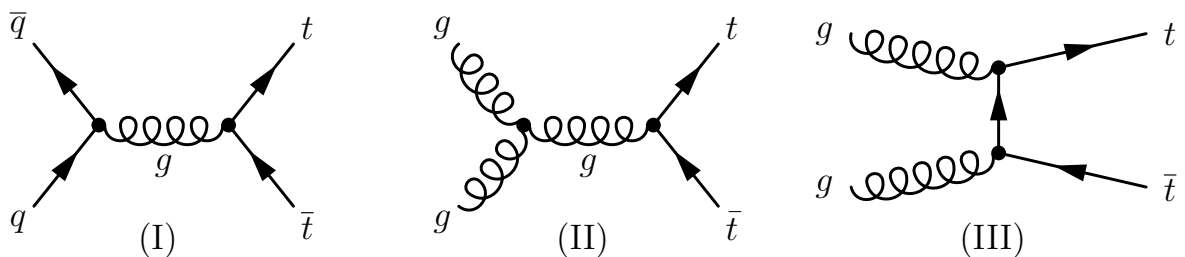


Abbildung 4.6: Top-Quark-Paar-Produktionsprozesse durch Quark-Antiquark-Paar (I) oder zwei Gluonen (II),(III)

4.2.5. Die Einzel-Top-Quark-Produktion

Einzel-Top-Quarks können entstehen, wie in Abbildung 4.7 gezeigt, über den s-Kanal (I), t-Kanal (II) und über die assoziierte Bildung eines W^\pm -Bosons (III),(IV). Das Top-Quark zerfällt zumeist in ein W^\pm -Boson-Produktion mit einem b/\bar{b} -Quark. Um die Topologie des Signalprozesses anzunehmen, müssen zusätzlich nur noch zwei weitere Jets detektiert werden. Vor allem die Fälle (III) und (IV)

stellen eine Herausforderung dar, da ein W-Boson entsteht und aus dem Top-Quark-Zerfall zumeist ein zweites hinzukommt.

Jedoch ist die erwartete Anzahl der Ereignisse bei einer integrierten Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 120 \text{ fb}^{-1}$ geringer als andere beitragende Untergründe. Zwar sind es 830 mal mehr erwartete Untergrundeignisse als Signalereignisse, jedoch ist die Einzel-Top-Quark-Produktion in etwa sechs mal kleiner als die Top-Quark-Paar-Produktion. (siehe Tabelle 3 auf Seite 20) Einzel-Top-Quark- und Top-Quark-Paar-Produktionen werden im Folgenden gemeinsam als "Top-Untergrund" bezeichnet.

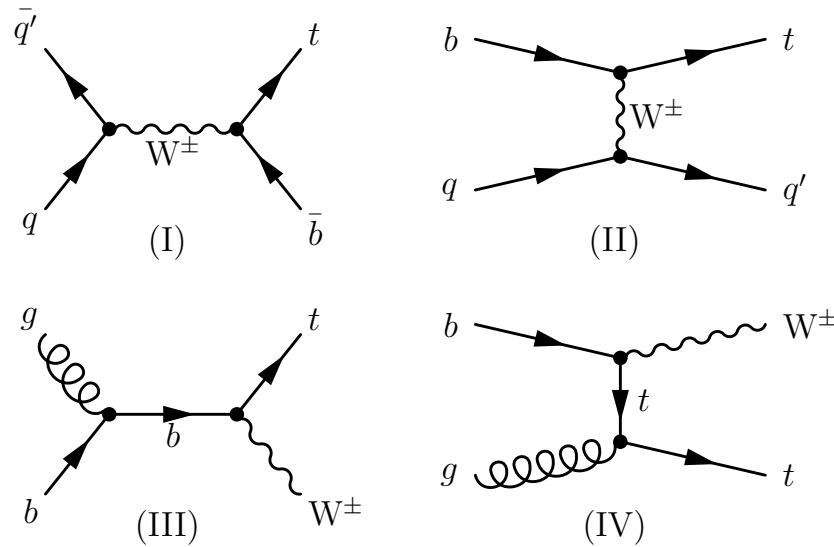


Abbildung 4.7: Einzel-Top-Quark-Produktionsprozesse mit der Entstehung im s- (I) und t-Kanal (II) oder mit einem assoziierten W^\pm -Boson (III), (IV)

4.2.6. Die Multijet-Produktion

In quantenchromodynamischen Prozessen können Gluonen abgestrahlt werden (I), (III) und miteinander wechselwirken (II), wie in der Abbildung 4.8 zu sehen. Bei einer Fehlidentifikation eines Jets als hadronisch zerfallendes Tau-Lepton und eines als leptonisch zerfallendes Tau-Lepton, kann die Multijet-Produktion ein Untergrund werden. Der Wirkungsquerschnitt dieser Prozesse ist sehr hoch, jedoch ist er aufgrund der angewandten Selektionskriterien zu vernachlässigen. Die Multijet-Produktion ist daher in der vorliegenden Arbeit nicht berücksichtigt. Das selbe gilt für vollhadronische Zerfälle von W- und Z-Bosonen.

4.3. Monte-Carlo-Ereignissimulationen

Für Signal- und Untergrundprozesse werden separate Monte-Carlo-Ereignisse generiert. Je nach Prozess werden verschiedene Generatoren dafür verwendet. Die Monte-Carlo-Generatoren sind in Tabelle 3 den jeweiligen Prozessen zugeordnet. In der Tabelle ist zudem der Wirkungsquerschnitt σ des jeweiligen Prozesses zu sehen. Multipliziert mit der integrierten Luminosität $\int \mathcal{L} dt = 120 \text{ fb}^{-1}$, erwartet für die Daten von 2015-18, ergibt dies die erwartete Anzahl der Ereignisse N , welche in der rechten Spalte stehen. In den angegebenen Ereigniszahlen ist jeder Zerfall des Vektorbosons integriert.

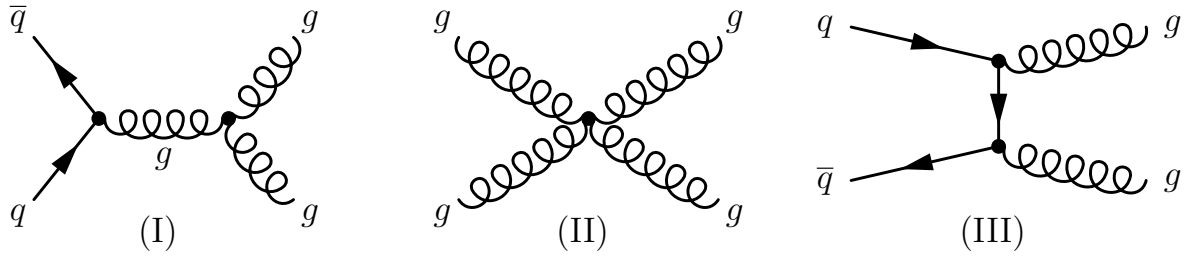


Abbildung 4.8: Multijet-Produktion

Prozess	Generator	σ/fb	N
ZH, $H \rightarrow \tau\tau$	Powheg+Pythia	55,4	6 652
WH, $H \rightarrow \tau\tau$	Powheg+Pythia	86,1	10 322
VBFH, $H \rightarrow \tau\tau$	Powheg+Pythia	79,9	9 589
ggH, $H \rightarrow \tau\tau$	Powheg+Pythia	97,0	116 354
$t\bar{t}$	Powheg+Pythia	3381,1	$99,7 \cdot 10^6$
t, \bar{t}	Powheg+Pythia	142,1	$17,1 \cdot 10^6$
W + jets	Sherpa 2.2.1	59 650,3	$7158 \cdot 10^6$
$Z \rightarrow \mu\mu$	Sherpa 2.2.1	4 490	$538,8 \cdot 10^6$
$Z \rightarrow ee$	Sherpa 2.2.1	4 490	$538,8 \cdot 10^6$
$Z \rightarrow \tau\tau$	Sherpa 2.2.1	2 586	$310,4 \cdot 10^6$
Diboson	Sherpa 2.2.1	99,8	$12,0 \cdot 10^6$

Tabelle 3: Die verwendeten Monte-Carlo-Generatoren, zugehörige Wirkungsquerschnitte und die erwartete Anzahl von Ereignissen für eine integrierte Luminosität von 120 fb^{-1} [And17]

In der oberen Box sieht man die verwendeten Higgs-Boson-Produktionsprozesse. Darunter sind die in der Analyse betrachteten Top-Quark-Untergründe zu finden. In der dritten Box befinden sich die relevanten W- und Z-Untergründe, gefolgt von dem Diboson-Untergrund.

5. Selektion

Beim Durchflug von Teilchen durch den Detektor hinterlassen diese teilchenspezifische Signaturen. Durch Algorithmen wird nun mithilfe der detektierten Spuren und der in den Kalorimetern deponierten Energien die Viererimpulsvektoren der Teilchen im Detektor rekonstruiert.² Da außerdem aufgenommen wird, in welchen Detektorteilen das Teilchen sich befand, wird mit diesen Informationen entschieden welche Teilchenart vorliegt. Im Folgenden werden Probleme der Objektrekonstruktion besprochen. Das ist zum einen der “Überlapp“ und zum anderen der so genannte “Pile-up“. Zudem wird eine Methode zur Rekonstruktion der Vierervektoren der Neutrinos und eine nützliche Methode zur Detektion von b-Quarks besprochen.

Befinden sich Spuren eines Teilchens zu nahe in der Umgebung eines anderen, besteht die Möglichkeit der Doppelzählung der Objekte. Falls der Abstand zweier Teilchen unterhalb eines bestimmten ΔR -Grenzwertes liegt, wird sich für die Identifikation für nur eines der beiden Teilchen entschieden. Da das andere Teilchen entfernt wird, nennt man diesen Vorgang **Überlappentfernung** (engl.: Overlap removal). Hierbei werden zuerst Myonen beibehalten, dann Elektronen und schließlich haben Tau-Leptonen den Vorrang. Zudem haben Leptonen immer den Vorrang vor Jets. Unterhalb des Grenzwertes von $\Delta R = 0,2$, liegt ein Überlapp vor. Für Jets, die nicht aus den sichtbaren Endprodukten eines hadronisch zerfallenden Tau-Lepton kommen, gilt eine Ausnahme. Für diese gilt ein Grenzwert von $\Delta R = 0,4$. Die Überlappentfernung wurde auf die verwendeten Monte-Carlo-Simulationen angewendet [And17].

Im LHC werden nicht nur zwei Protonen gegeneinander beschleunigt, sondern ganze Bündel aus Protonen. Daher ist es möglich, dass in einer Strahldurchkreuzung mehrere Proton-Proton-Kollisionen stattfinden. Man nennt diesen Effekt **Pile-up**. Problematisch ist hierbei die Trennung der Ereignisse voneinander, weswegen es passieren kann, dass Teilchen sich mit Jets überlappen und damit die Kinematik der Jets beeinflussen. Zudem kann es sein, dass zusätzliche Jets aufgenommen werden, welche jedoch von einer anderen Kollision stammen [Col13b].

Aus dem Zerfall der aus dem Higgs-Boson stammenden Tau-Leptonen entsteht aufgrund der Leptonenzahlerhaltung jeweils ein Tau-Neutrino. Bei einem leptonischen Zerfall gibt es noch ein zusätzliches Neutrino. Da jedoch Neutrinos im Detektor nicht gemessen werden, die Vierervektoren der Neutrinos aber trotzdem wichtig sind, um das Ereignis zu rekonstruieren, wird sich der Methode der fehlenden transversalen Energie zu Nutzen gemacht. Dafür wird angenommen, dass die Detektorauflösung perfekt ist und dass es keine anderen Neutrinos, als aus den Tau-Zerfällen gibt.

Für diese Methode wird Energie- und Impulserhaltung in der transversalen Ebene ausgenutzt. Diese müssen jeweils Null ergeben, da der Impuls der Protonen im Anfangszustand parallel zur Strahlachse ausgerichtet ist und die transversalen Komponenten sich damit auslöschen. Aus diesen Informationen wird der Vierervektor der **fehlenden, transversalen Energie** E_T^{miss} in der transversalen Ebene berechnet. Aus den vollen Vierervektoren der Taus, bestehend aus den Vierervektoren der sichtbaren Objekte und der, der rekonstruierten Neutrinos, kann der Vierervektor des Higgs-Bosons p_T^H rekonstruiert werden [Col13a].

Zudem kann die **invariante Masse** des Di-Tau-Systems $M_{\tau\tau}$ berechnet werden. Diese Informationen kommen aus dem Rechner der fehlenden Masse (engl.: Missing Mass Calculator (MMC)) und entspricht, wenn die Taus aus dem Higgs-Boson-Zerfall stammen, der Higgs-Boson-Masse [EMPS11]. Die

²Diese Rekonstruktionsalgorithmen werden nicht nur auf Kollisionsdaten angewandt, sondern auch simulierte Ereignisse durchlaufen diese.

invariante Masse im Allgemeinen berechnet sich mithilfe des Vierervektors $p^\mu = \begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix}$ durch

$$M_{\text{inv}} = \sqrt{p_\mu \cdot p^\mu} = \sqrt{E^2 - |\vec{p}|^2}, \quad (24)$$

wobei E die Energie und \vec{p} den Dreierimpuls des Teilchens beschreibt. Für die invariante Masse mehrerer Objekte wird die Summe der Vierervektoren der Objekte zur Berechnung verwendet.

Entstehen b-Quarks in einem Prozess, hadronisieren sie zu b-Hadronen. Bei dem Zerfall dieser entstehen b-Jets. Da b-Hadronen eine relativ lange Lebenszeit von in etwa $\tau_b = 1,5 \text{ ps}$ haben, ergibt sich unter Berücksichtigung relativistischer Effekte ein sekundärer Vertex durch den b-Zerfall. Der sekundäre Vertex wird durch die räumliche Verschiebung von dem primären Kollisionsvertex ausgemacht. Dieser Effekt wird genutzt, um b-Quarks ausfindig zu machen. Das Verfahren nennt man **b-tagging** [Col16].³

5.1. Vorselektion

Für die Rekonstruktion der Objekte gibt es bestimmte Kriterien, die erfüllt sein müssen. Danach wird im Detektor durch Triggersysteme entschieden, welche Ereignisse gespeichert werden. Die Triggersysteme sind so eingestellt, dass sie schon im Vorhinein interessante Prozesse von Untergrundereignissen trennen, um die Speicherkapazitäten zu entlasten. Schließlich wird auf diese noch ein weiteres Offline-Kriterium angewandt, bevor diese Objekte in den Ereignissimulationen verwendet werden. Hierbei gibt es unterschiedliche Kriterien für die Datenaufnahme im Jahr 2015 und für die ab 2016.

Für die Leptonen gibt es Schwellwerte für den transversalen Impuls. Der Impuls der Elektronen muss größer als 25 GeV im Jahr 2015 und ab 2016 27 GeV sein. Zudem muss das Elektron in einer Pseudorapidität von $|\eta| < 2,47$ liegen. Dabei ist der Bereich $1,37 < |\eta| < 1,52$ ausgeschlossen [And17]. Myonen müssen zur Speicherung den 21 GeV- im Jahr 2015 und 27,3 GeV-Schwellwert 2016 übertreffen und in dem Bereich von $|\eta| < 2,5$ detektiert werden. Zusätzlich wird das mittlere Identifikationskriterium von Myonen und Elektronen sowie ein Gradienten-Isoliertheitskriterium [And17] gefordert (siehe Tabelle 4).

	p_T -Schwellwert 2015(2016)	$ \eta $	Identifikationskriterium
Elektronen	25 GeV (27 GeV)	$< 2,47$ und $\notin [1,37; 1,52]$	medium
Myonen	21 GeV (27,3 GeV)	$< 2,5$	medium
Jets	20 GeV	$< 4,5$	-
b-Jets	25 GeV	$< 2,4$	-
τ_{had}	30 GeV	$< 2,4$ und $\notin [1,37; 1,52]$	medium

Tabelle 4: Die Kriterien der Vorselektion [And17]

Für Jets ist die Forderung eines transversalen Impulses von 20 GeV mit $|\eta| < 4,5$. Für die Analyse werden Jets genutzt, welche mit dem ‘‘Anti- k_t -Algorithmus‘‘ in einem Radius von $R = 0,4$ rekonstruiert wurden [Col13b]. Um den Pile-Up-Effekt zu unterdrücken, wird bei Jets mit einem transversalen Impuls von unter 50 GeV ein zusätzlicher Jet-Vertex-Algorithmus angewendet [Col13b]. Bei b-Jets wird ein Arbeitspunkt von 85% mittlerer Effizienz Erkennung von b-Jets in $t\bar{t}$ -Ereignissen angenommen.

³Die zurückgelegte Strecke berechnet sich durch $l_b = v\tau_b \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = c\tau_b \cdot \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}$ mit $\beta = \frac{v}{c}$, der Lichtgeschwindigkeit c und v der Geschwindigkeit der b-Hadronen. Mit $v < c$ wird $\beta < 1$ und der Faktor $\frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} > 1$. Damit ist $l_b > c\tau_b \approx 450 \mu\text{m}$ und je größer v , desto größer wird dieser Unterschied.

Jets, die als b-Jets ausfindig gemacht wurden, haben engere Kriterien: Sie müssen einem transversalen Impuls von mindestens 25 GeV und einem $|\eta| < 2,4$ genügen.

Bei den sichtbaren Endprodukten aus einem hadronisch zerfallenden Tau-Lepton wird wie für Jets der Jet-Rekonstruktionsalgorithmus mit einem Radius $R = 0,4$ genutzt. Typischerweise zerfällt das Tau in ein oder drei geladene Teilchen. Für die Identifikationskriterien von Jets gibt es verschiedene Effizienzen, je nachdem ob das hadronische Tau in ein oder drei geladene Teilchen zerfällt. Bei dem leichten Identifikationskriterium wird eine Identifikationseffizienz von 85% bei einem geladenen Teilchen aus dem Tauzerfall angenommen und 75% entsprechen dem Arbeitspunkt bei drei geladenen Teilchen. Für das mittlere Identifikationskriterium sind die Effizienzen von 75% für ein und 60% für drei geladene Teilchen gefordert. Das harte Identifikationskriterium besitzt Effizienzen von 60% für ein, bzw. 45% für drei geladene Teilchen aus dem Tauzerfall.

Bei der Vorselektion wird für das hadronische Tau ein $p_T > 30$ GeV, ein mittleres Identifikationskriterium und ein $|\eta| < 2,4$ gefordert. Ausgeschlossen wird dabei der Bereich $1,37 < |\eta| < 1,52$. Zudem wird ein Elektronveto angewandt, um den Anteil der fehlidentifizierten Elektronen als geladene Bestandteile des hadronischen Tau-Zerfalls zu vermindern und den $Z \rightarrow ee$ -Untergrund zu unterdrücken. Für die Ereignissimulationen wird genau ein hadronisches Tau und genau ein Elektron oder Myon mit gegensätzlichen Vorzeichen der elektrischen Ladung gefordert [And17].

5.2. Objektselektion

Zur Selektion des Signalprozesses $pp \rightarrow VH \rightarrow q\bar{q}^{(\prime)}\tau_{lep}\tau_{had}$ werden aus den Ereignissimulationen für $H \rightarrow \tau_{lep}\tau_{had}$ die Endprodukte des Signalprozesses gefordert. In der Vorselektion wurde schon für das Elektron oder Myon, welches der Kandidat für den leptonen Tauzerfall ist, ein mittleres Identifikationskriterium gefordert. Zusätzlich wird ein Lepton und ein hadronisches Tau mit gegensätzlicher elektrischer Ladung gefordert. In der Objektselektion wird zusätzlich nach folgenden Kriterien selektiert:

- Das hadronische Tau mit dem engen Identifikationskriterium
- Das Gradienten-Isolationskriterium für das Elektron oder Myon
- Mindestens zwei zusätzliche Jets
- Keine b-Jets
- Elektronveto auf den Zerfall des hadronischen Taus in ein geladenes Teilchen

Die ersten beiden Punkte werden gefordert, damit es sich wirklich um einen semileptonischen Zerfall des Di-Tau-Systems aus dem Higgs-Boson handelt. Das Gradienten-Isolationskriterium wird verwendet, um die Fehlidentifikation eines Jets als Lepton zu reduzieren. Gefordert werden zudem zwei Jets für den Zerfall des Vektorbosons.

Die Unterdrückung von b-Jets ist damit begründet, da in dem Top-Quark-Untergrund viele b-Jets entstehen. Z-Bosonen zerfallen in $(15, 12 \pm 0,05)\%$ der Fälle in $b\bar{b}$. Bei W-Zerfällen beträgt die Wahrscheinlichkeit, dass das W in $c\bar{d}$ oder $c\bar{b}$ zerfällt gemeinsam $(33 \pm 3)\%$. Trotzdem reduziert das Verbot von b-Jets anteilig mehr Untergrund, als dass es den Signalprozess reduziert.

Die Einführung des durch die multivariate Analyse kreierte Elektronveto bewirkt, dass bei dem Zerfall des hadronischen Tau-Leptons, welches nur in ein geladenes Teilchen zerfällt, das geladene Teilchen kein Elektron ist. Der Hintergrund dieses Vetos ist die Reduktion des $Z \rightarrow ee$ -Untergrundes.

In Abbildung 5.1 ist oben links die Verteilung der invarianten Masse von den beiden Jets mit dem höchsten transversalen Impuls j_0 und j_1 nach der Vorselektion gezeigt. Der Jet aus dem hadronischen Tau-Zerfall wird nicht in die Ordnungen der Jets miteinbezogen. Darunter ist dieselbe Verteilung nach

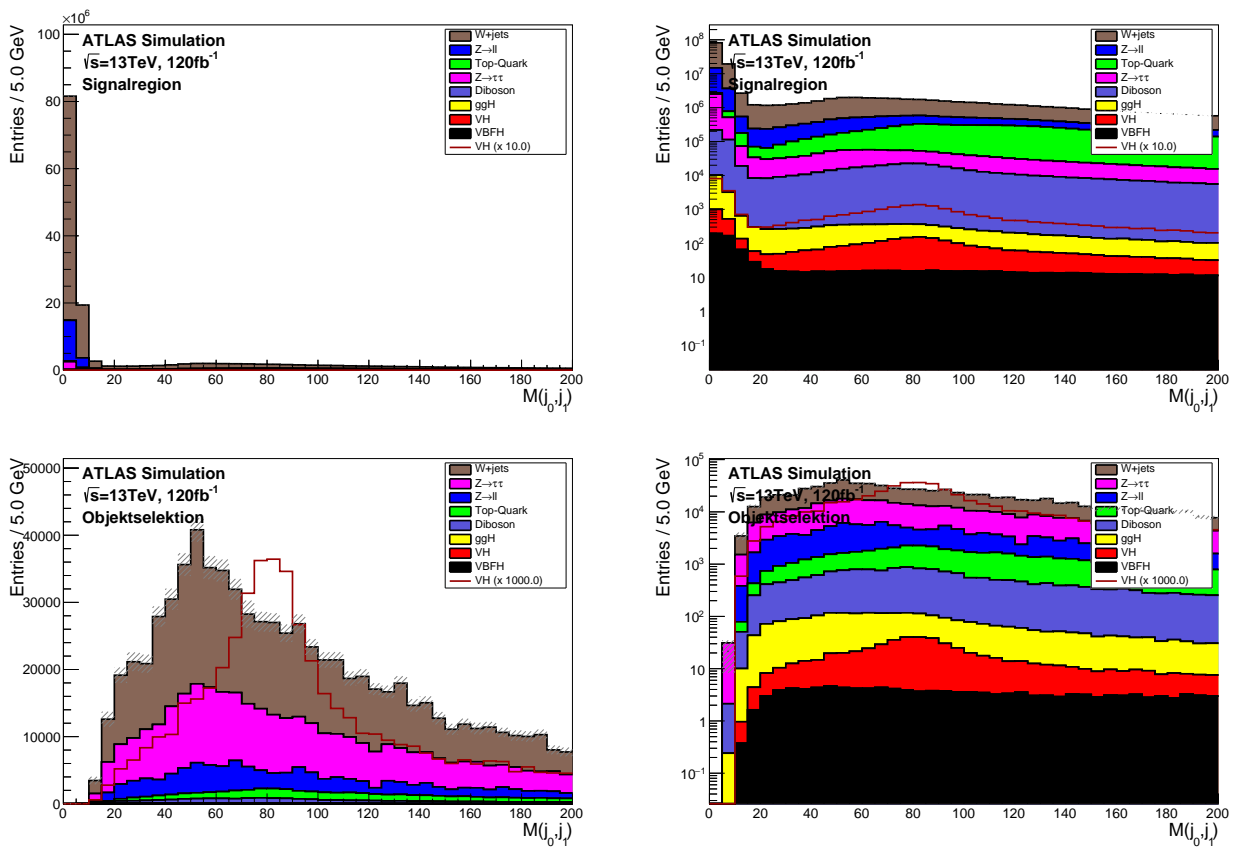


Abbildung 5.1: Invariante Masse des ersten und zweiten Jets vor der Objektselektion oben und danach unten, rechts daneben jeweils in logarithmischer Skalierung

der Objektselektion zu sehen. Zu erkennen ist, dass sich das Maxima durch die Objektselektion sich von den hohen Einträgen in den ersten Bins bei niedrigen Massen zu höheren Massen verschiebt. Für den Signalprozess wird ein Maxima bei der Vektorbosonmasse erwartet, soweit diese beiden Jets aus dem Vektorboson kommen.

Ein Maß der Trennkraft ist das Verhältnis Signal zu Untergrundprozesse $\frac{s}{b}$ und die Signifikanz $\frac{s}{\sqrt{s+b}}$. Die statistischen Fehler auf diese Werte berechnen sich durch

$$s_{s/b} = \sqrt{\left(\frac{\sqrt{N_s}}{N_b}\right)^2 + \left(\frac{N_s\sqrt{N_b}}{N_b^2}\right)^2} \quad \text{und} \quad (25)$$

$$s_{s/\sqrt{s+b}} = \sqrt{\left(\frac{N_s}{N_{\text{ges}}}\right)^2 + \left(\frac{N_s}{2N_{\text{ges}}}\right)^2} \quad (26)$$

Der $\frac{s}{b}$ -Wert ändert sich durch die Objektselektion von $(0,00585 \pm 0,00017)\%$ auf $(0,094 \pm 0,006)\%$. Der $\frac{s}{\sqrt{s+b}}$ -Wert steigt von $0,256 \pm 0,007$ auf $0,52 \pm 0,03$ (s. Tabelle 5 auf Seite 30). Das bedeutet, dass die Objektselektion eine große Verbesserung der Verhältnisse von Signal zu Untergrund darstellt und zudem wichtig ist, um den untersuchten Prozess $VH \rightarrow q\bar{q}^{(\prime)}\tau_{lep}\tau_{had}$ zu selektieren.

5.3. Zuordnung der Jets zum Vektorbosonzerfall

Da die Monte-Carlo-Ereignissimulationen für VH auf dritter führender Ordnung generiert wurden, gibt es vermehrt Gluonenabstrahlung. Die Wahrscheinlichkeit für Gluonenabstrahlung sinkt mit der Energie des abgestrahlten Gluons. Somit werden viele Jets aus Abstrahlungen aufgrund des Schwellwertes des transversalen Impulses nicht identifiziert [PRS07]. Jedoch kann es passieren, dass bei dem Signalprozess statt der beiden Jets aus dem Vektorbosonzerfall ein Jet aus einer Gluonenabstrahlung resultiert. In Abbildung 5.3 kann man an der roten Linie den Signalprozess mit 1000-facher Vergrößerung erkennen, während die anderen Farben die Untergrundprozesse repräsentieren. Man erkennt, dass bei über der Hälfte der Ereignisse mehr als zwei Jets im Endzustand auftauchen. Daher werden zuerst die verschiedenen Jets und ihre Kombination untersucht, um die Vierervektoren der Jets, die wirklich aus dem Vektorbosonzerfall stammen, zu erhalten.

Bei dieser Untersuchung wird einzig der Signalprozess betrachtet. In den Abbildungen sieht man die Aufteilung in ZH, W^+H und W^-H . Die Bezeichnungen ZH, W^+H und W^-H zeigen an, welches Vektorboson das Higgs-Boson abstrahlt.

In Abbildung 5.2 links oben ist die invariante Masse des Di-Jet-Systems (M_{jj}) für den hochenergetischsten Jet j_0 und dem zweit höchst energetischsten Jet j_1 zu sehen. Im Vergleich dazu steht die Verteilung der invariante Masse für den ersten und dritten Jet rechts oben. Man erkennt hierbei, dass die rechts obere Verteilung viele Einträge bei Jets hat, die eine ganz geringe Masse besitzen und damit nicht aus dem Vektorboson stammen. Links unten ist die M_{jj} -Verteilung für die beiden Jets zu sehen, die den kleinsten Abstand ΔR zueinander besitzen. Da dadurch die Verteilung zu hohen Massen stärker abfällt, jedoch sich eine starke Schulter bei kleinen Massen bildet, ist rechts unten die M_{jj} -Verteilung der Jets zu sehen, welche näher beieinander liegen (kleineres ΔR), außer in dem Fall, dass der relative Abstand $\Delta R < 1$ beträgt.

Das W^\pm -Boson hat eine Masse bei 80,4 GeV und das Z^0 -Boson bei 91,2 GeV. Die Verteilung der invarianten Masse aus Jet 1 und 3 rechts oben besitzt ein Maxima für invariante Massen in dem Bereich 0 bis 20 GeV. Daher ist diese Verteilung keine geeignete Jetkombination. Die Verteilung der nächstliegenden Jets in der Abbildung links unten erhält eine Schulter bei invarianten Massen von 30 - 60 GeV. Die Verteilung rechts unten und links oben sind sich sehr ähnlich. Jedoch ist erkennbar, dass die Verteilung links oben schmaler ist als die Verteilung rechts unten. Die Halbwertsbreite der Abbildung links oben beträgt in etwa 40 GeV, während die Halbwertsbreite der Verteilung rechts unten

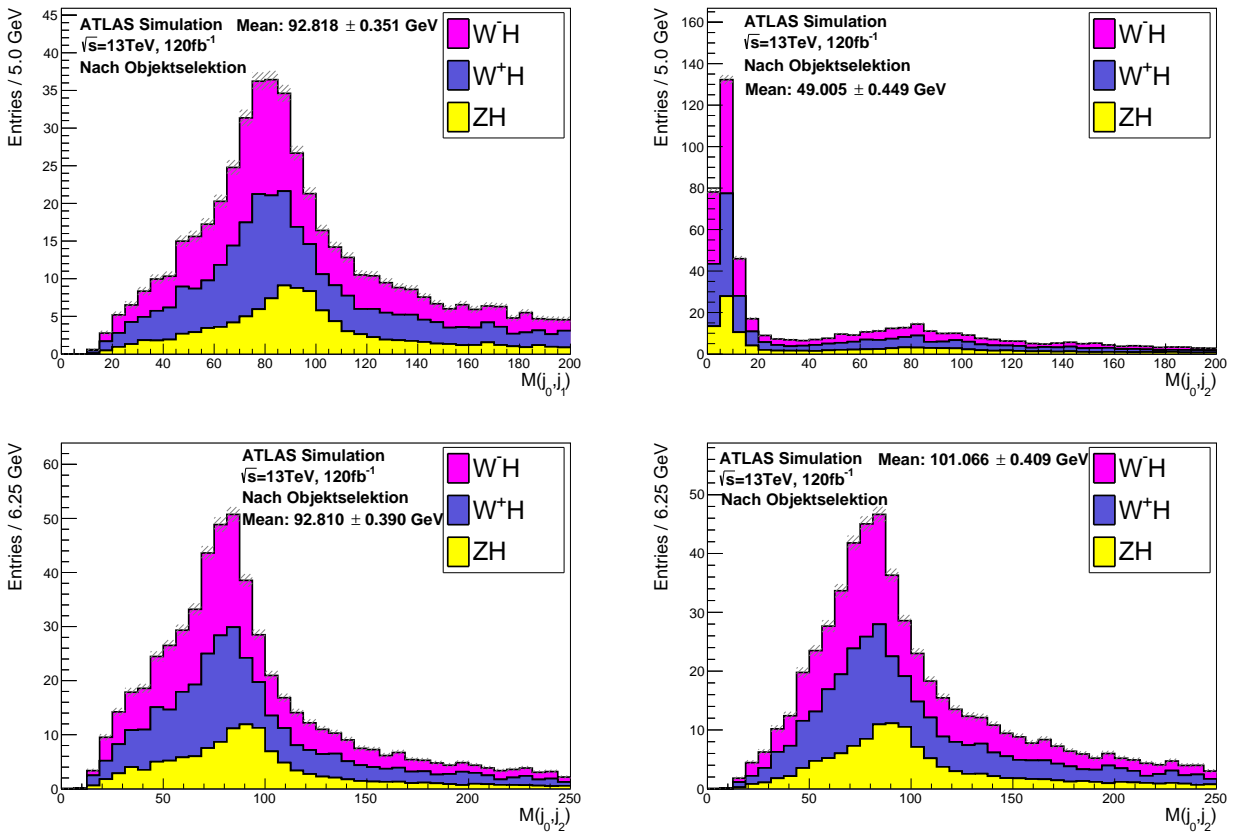


Abbildung 5.2: Invariante Masse der ersten beiden Jets links oben, des ersten und dritten Jets rechts oben, der Jets die am nächsten liegen links unten und der am nächsten liegenden Jets außer bei einem Abstand $\Delta R < 1$ rechts unten

in etwa 55 GeV groß ist. Bei der schmäleren Verteilung liegen somit die meisten invarianten Massen näher an den W- und Z-Boson-Massen. Die beiden Jets scheinen hier am öftesten aus dem W- und Z-Boson zu kommen. Im Folgenden werden somit zur Berechnung der invarianten Masse M_{jj} die beiden hochenergetischsten Jets benutzt.

5.4. Finale Selektion

Zur Findung der Schnittkriterien, wurde der um einen Faktor vergrößerte Signalprozess mit einer roten Linie in die Abbildungen eingezeichnet. Es wurden hierbei verschiedene Schnittkriterien ausprobiert und der Schnitt mit dem besten $\frac{s}{b}$ ausgewählt. Dabei war von Anfang an klar, dass der Schnitt auf die invariante Masse der Jets aus dem Vektorboson die finale Diskriminante sein wird. Aus diesem Grund wird für die Berechnung von $\frac{s}{b}$ und $\frac{s}{\sqrt{s+b}}$ die Anzahl der Ereignisse nur dann gezählt, wenn die invariante Masse der Jets (M_{jj}) in dem Intervall [60;120] GeV liegt.

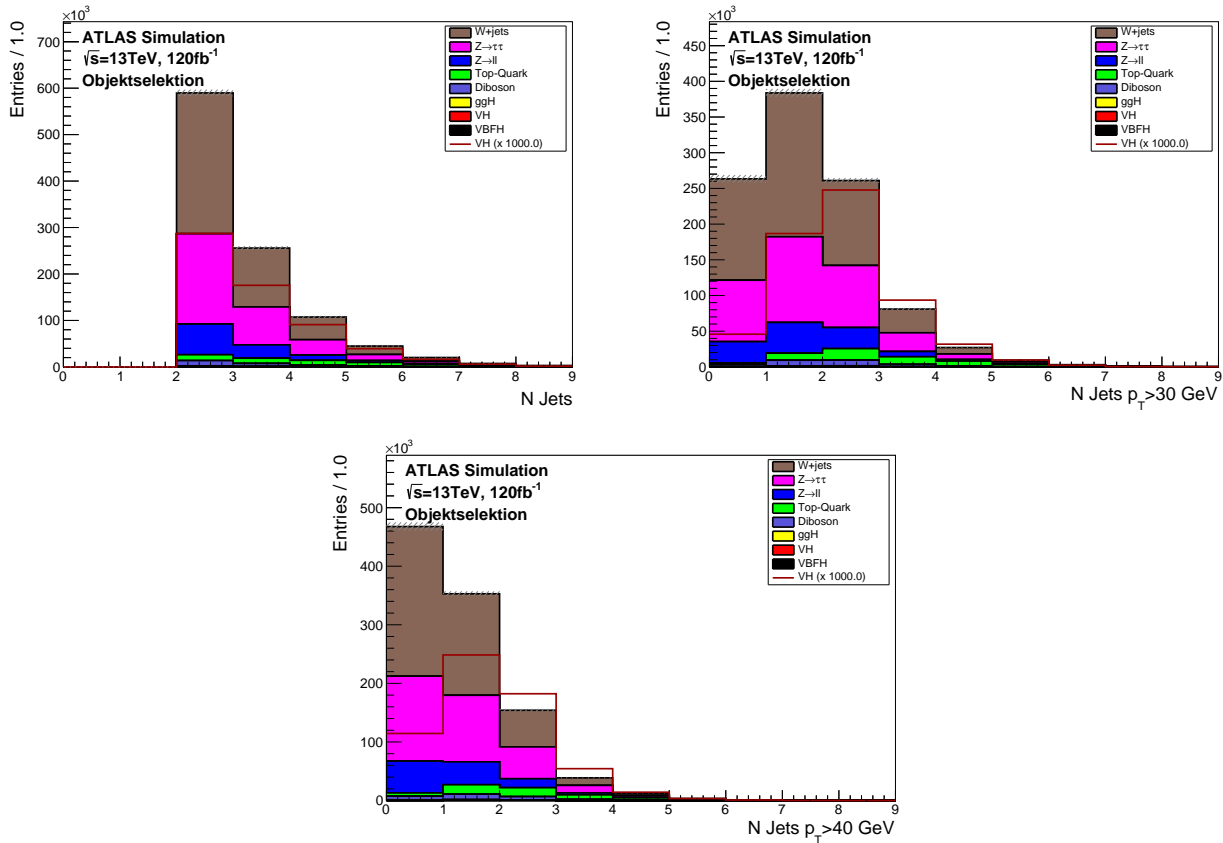


Abbildung 5.3: Anzahl der Jets in Signal- und Untergrundprozessen mit transversalen Impuls größer als 20 GeV oben links, größer als 30 GeV oben rechts und größer als 40 GeV unten

In den meisten Fällen gibt es im Signalprozess zwei Jets, die einen transversalen Impuls größer oder gleich 30 GeV besitzen. Wie oben beschrieben ist der Signalprozess erkennbar durch die 1000-fache Vergrößerung, die in der Abbildung 5.3 mit einer roten Linie eingezeichnet ist. Dagegen besitzen die Untergrundprozesse wie W+jets (in braun), $Z \rightarrow \tau\tau$ (in pink) und $Z \rightarrow ll$ (in hellem blau) dagegen überwiegend nur einen Jet größer oder gleich 30 GeV. Daher ist die erste Forderung ein transversaler Impuls der Jets jeweils von $p_T \geq 30\text{ GeV}$. Nacheinander werden folgende Schnitte angewandt:

1. Der transversale Impuls der beiden Jets soll jeweils größer oder gleich 30 GeV sein (Abb. 5.4).
2. Die skalare Summe der transversalen Impulse der beiden Jets soll größer oder gleich 96 GeV sein (Abb. 5.5).
3. Der Betrag des Winkels $|\Delta\Phi|$ zwischen den beiden Jets darf maximal 1,7 betragen (Abb. 5.6).
4. Der Betrag des Abstandes $|\Delta R|$ der beiden Jets soll kleiner gleich 1,8 sein (Abb. 5.7).
5. Die invariante Masse aus dem hadronischen und leptonischen Tau-Lepton ergibt zusammen die Higgs-Boson-Masse. Daher muss sie in dem Intervall [110;145] GeV liegen (Abb. 5.8).
6. Der transversale Impuls der vektoriellen Summe der Vierervektoren der beiden Tau-Leptonen soll mindestens 36 GeV betragen (Abb. 5.9).
7. Der transversale Impuls des hadronischen Tau-Leptons soll mindestens 30 GeV groß sein (Abb. 5.10).
8. Die invariante Masse der beiden Jets soll im Intervall [60;110] GeV liegen (Abb. 5.11).

Vor der Aufstellung der finale Selektion wurden die Schnitte nacheinander durch die Methode “N-1“geprüft. Hierbei wurde aus den N Schnitten der fertigen Selektion, jeweils ein Schnitt herausgenommen und die Änderung des Verhältnisses $\frac{s}{b}$ und der Signifikanz $\frac{s}{\sqrt{s+b}}$ überprüft. Die Schnitte, die nicht zur Verbesserung des $\frac{s}{b}$ und der Signifikanz beitragen, werden herausgenommen und für die Schnitte, welche einen großen Einfluss haben, wurde der bestmögliche Schnitt gesucht. Damit konnte die Anzahl der Schnitte reduziert werden oder durch engere Schnittkriterien auf die verbleibenden Schnittvariablen ausgeglichen werden.

Durch die “N-1“-Methode wurde herausgefunden, dass die Schnitte auf die Higgs-Boson-Masse und auf die Masse der Vektorbosonen die wichtigsten Schnitte sind. Danach kommt der Schwellwert des transversalen Impulses auf das hadronische Tau-Lepton und der Winkel zwischen den beiden Jets.

In der Tabelle 5 ist das jeweilige $\frac{s}{b}$ der Schnittkriterien zu sehen wie dem $\frac{s}{\sqrt{s+b}}$. Die Fehlerberechnungen erfolgen nach Formel (25) und (26). Diese wird kontinuierlich durch jeden Schnitt verbessert. Nach der Vorselektion besitzt die Signifikanz den Wert 0,256 und wird durch die gesamte Selektion um dem Faktor 5 verbessert. Das Signal zu Untergrundverhältnis $\frac{s}{b}$ steigt durch die Selektion von einem Wert von $(0,00585 \pm 0,00017)\%$ auf $(3,2 \pm 0,4)\%$. Das entspricht einem Faktor von in etwa 550. Insgesamt werden nach der vollständigen Selektion 55 Signalereignisse erwartet.

Durch den ersten Schnitt, der Forderung an Jets einen transversalen Impuls von mindestens 30 GeV zu haben, verbessert sich das $\frac{s}{b}$ um in etwa den Faktor 2. In der Abbildung 5.4 ist zu sehen, dass durch den Schnitt vor allem der W+Jets-Untergrund in braun, $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrund in pink und der Diboson-Untergrund in violett reduziert wurden. In der Tabelle 6 sind die Ereigniszahlen für Signal und Untergrund nach jedem Schnitt aufgetragen. Hierbei wurde nur die Ereignisse in dem Massenfenster von $M_{jj} \in [60;120]$ GeV gezählt. Während nach dem Schnitt für das Signal 64% der Ursprungsereignisse selektiert werden, bleiben vom W+jets, $Z \rightarrow \tau\tau$ - und dem $Z \rightarrow ll$ -Untergrund in etwa 30% der Ursprungsereignisse übrig. Dies ist um die Hälfte weniger als beim Signalprozess. Grund dafür ist, dass bei diesen Untergründen die Jets nicht aus dem Vektorboson kommen und daher niederenergetisch sind.

In Abbildung 5.5 ist die skalare Summe der transversalen Impulse der beiden Jets aufgetragen. Durch das Schnittkriterium von einem transversalen Impuls von mindestens 96 GeV wird ein großer Anteil des W+Jets-, des $Z \rightarrow \tau\tau$ - und des Diboson-Untergrundes vermindert. Die Reduktion resultiert daraus,

Schnitt	erwartete Anzahl von VH-Ereignissen	$\frac{s}{b}$	Signifikanz $\frac{s}{\sqrt{s+b}}$
Vorselektion	1124	$(0,00585 \pm 0,00017)\%$	$0,256 \pm 0,007$
Objektselektion	286	$(0,094 \pm 0,006)\%$	$0,52 \pm 0,03$
1 ($Jets: p_T \geq 30 \text{ GeV}$)	184	$(0,185 \pm 0,013)\%$	$0,58 \pm 0,04$
2 ($p_T(j_0) + p_T(j_1) \geq 96 \text{ GeV}$)	134	$(0,27 \pm 0,02)\%$	$0,61 \pm 0,05$
3 ($ \Delta\Phi(j_0; j_1) \leq 1,7$)	111	$(0,38 \pm 0,03)\%$	$0,65 \pm 0,06$
4 ($ \Delta R(j_0; j_1) \leq 1,8$)	107	$(0,41 \pm 0,04)\%$	$0,66 \pm 0,06$
5 ($M_{\tau_{lep}\tau_{had}} \in [110; 145] \text{ GeV}$)	64	$(2,0 \pm 0,3)\%$	$1,11 \pm 0,14$
6 ($p_T(\tau_{lep}\tau_{had}) \geq 36 \text{ GeV}$)	62	$(2,2 \pm 0,3)\%$	$1,14 \pm 0,14$
7 ($p_T(\tau_{had}) \geq 30 \text{ GeV}$)	56	$(3,0 \pm 0,4)\%$	$1,28 \pm 0,17$
Finale Sel. ($M_{j_0j_1} \in [60; 110] \text{ GeV}$)	55	$(3,2 \pm 0,4)\%$	$1,30 \pm 0,17$

Tabelle 5: Signal zu Untergrundverhältnis und die Signifikanzen nach den jeweiligen Selektionsschnitten, sowie die verbleibende Anzahl erwarteter Signalereignisse jeweils in dem Massenfenster $M_{jj} \in [60; 120] \text{ GeV}$

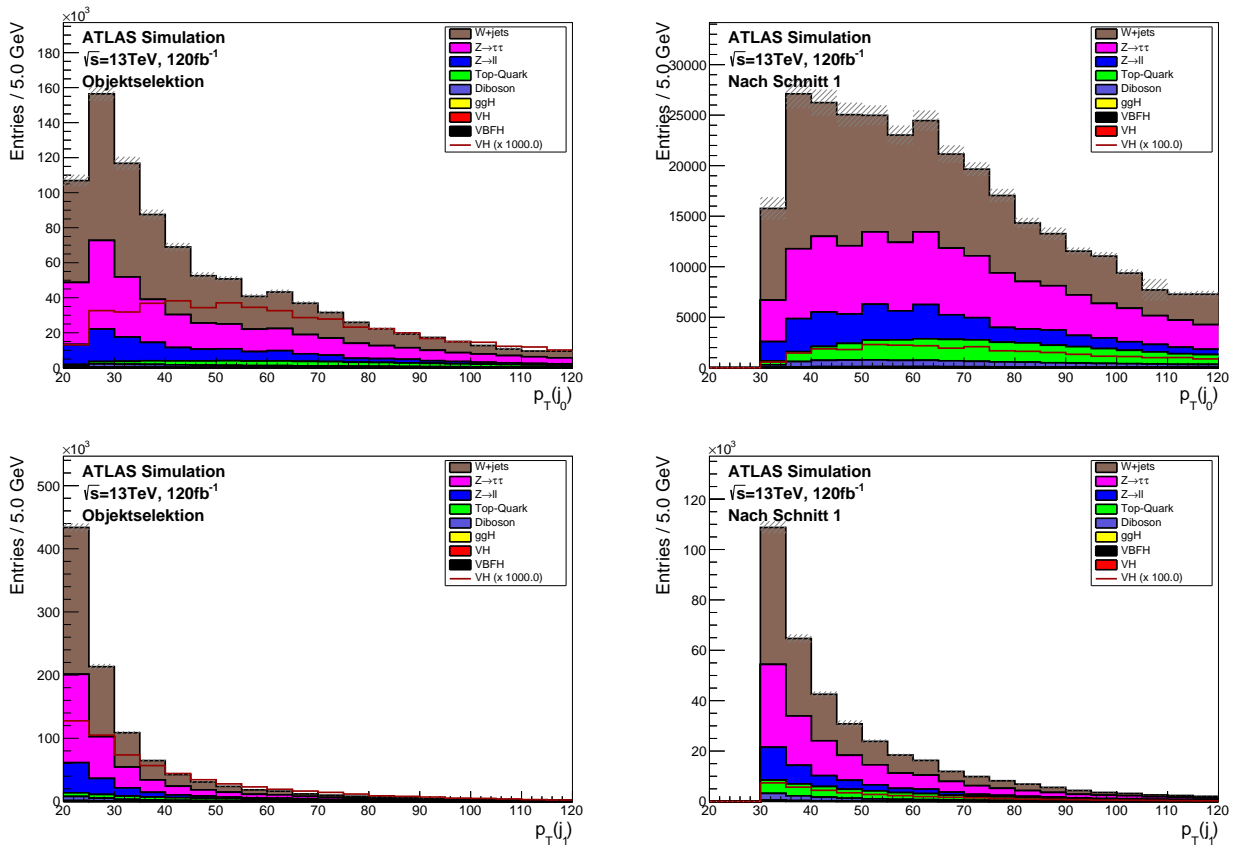


Abbildung 5.4: Der transversale Impuls des ersten oben und zweiten Jets unten, jeweils links vor und rechts nach dem ersten Schnitt

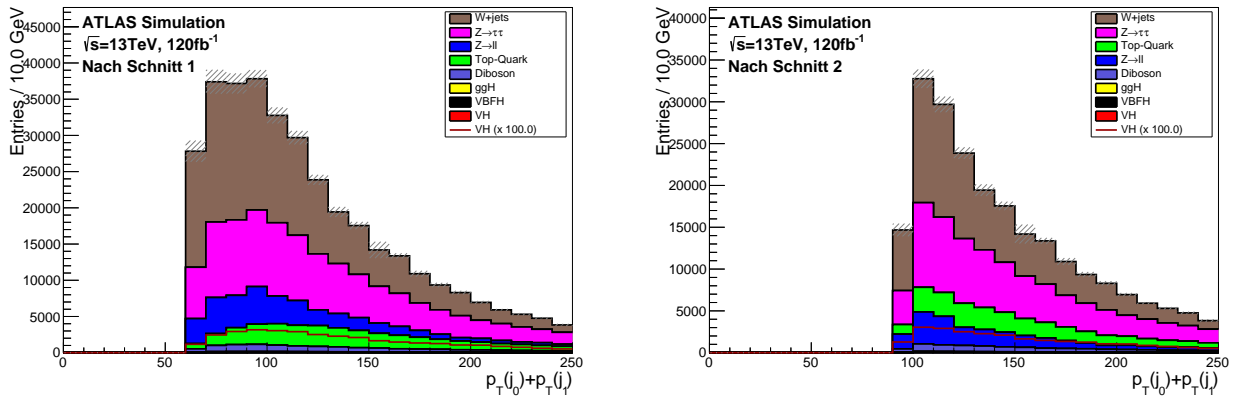


Abbildung 5.5: Skalare Summe des transversalen Impulses der beiden Jets links vor und rechts nach dem zweiten Schnitt

dass in den Untergrundprozessen die Jets häufig aus Gluonabstrahlungen kommen. Wahrscheinlicher ist es für diese einen kleineren Impuls zu besitzen. Ein Teil dieser fehlidentifizierten Jets wird durch diesen Schnitt ausgeschlossen. Das $\frac{s}{b}$ verbessert sich von $(0,185 \pm 0,013)\%$ auf $(0,27 \pm 0,02)\%$. Die Verbesserung erfolgt damit um den Faktor 1,3.

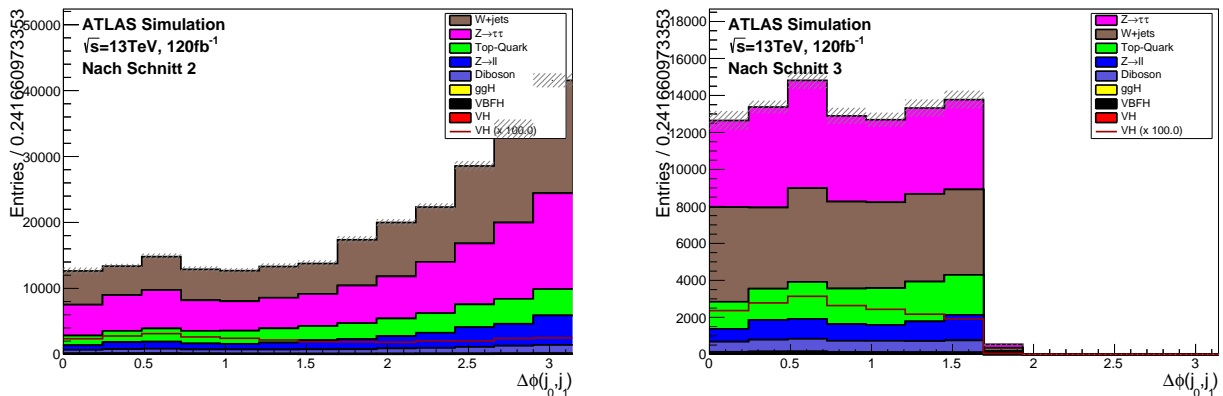


Abbildung 5.6: Betrag des Winkels $|\Delta\Phi|$ zwischen den beiden Jets links vor und rechts nach dem dritten Schnitt

Der dritte Schnitt reduziert den W +Jets-, $Z \rightarrow \tau\tau$ - und Diboson-Untergrund sowie den Top-Untergrund (in grün). All diese Untergründe steigen ab einer Winkeldifferenz zwischen den Jets von $|\Delta\Phi| = \frac{\pi}{2}$ linear an bis zu dem maximalen Winkel zwischen den beiden Jets $|\Delta\Phi| = \pi$. Grund dafür ist, dass beim Zerfall des Vektorbosons die Zerfallsprodukte der Impulserhaltung genügen müssen. Ist das Vektorboson in Ruhe, wird der Winkel zwischen den Zerfallsprodukten zu π . Besitzt dieses Vektorboson einen Boost in eine Richtung oder kommt es nach dem Vektorbosonzerfall zu einer Abstrahlung, wird der Winkel zwischen den Zerfallsprodukten des Vektorbosons entsprechend des Impulses zu kleineren Winkeln verschoben.

Da im Signalprozess ein Higgs-Boson abgestrahlt wird, sind hier mehr Einträge bei Winkeln kleiner als $\frac{\pi}{2}$ zu finden, im Gegensatz zu den Untergrundprozessen. Mit der Bedingung von einem Winkel zwi-

schen den Jets kleiner gleich 1,7, erhöht sich das $\frac{s}{b}$ um einen Faktor 1,4. In Tabelle 6 ist zu erkennen, dass in dem W +jets-, $Z \rightarrow \tau\tau$ - und $Z \rightarrow ll$ -Untergrund die Ereigniszahlen in dem Massenfenster um die Hälfte reduziert werden. In den anderen Prozessen bleiben nach dem Schnitt $\frac{3}{4}$ der Ereignisse übrig.

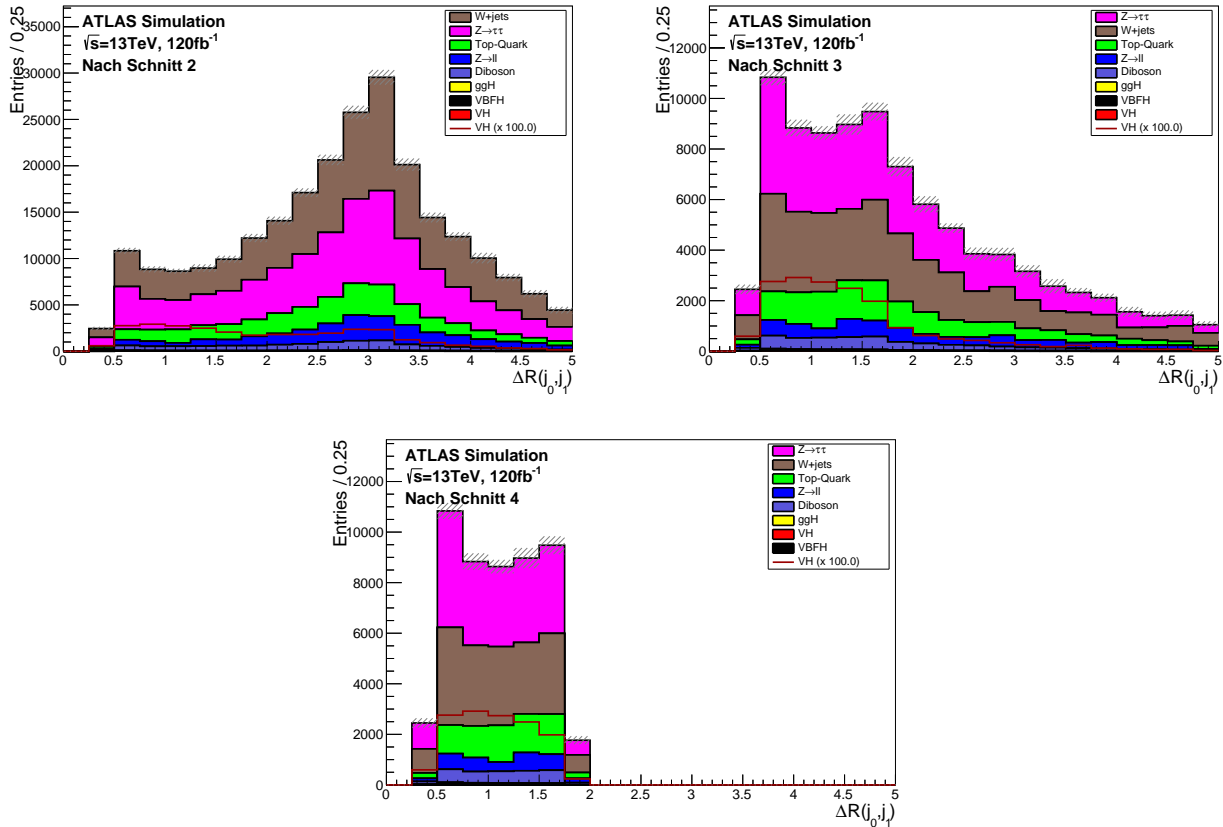


Abbildung 5.7: Betrag des Abstandes $|\Delta R|$ zwischen den beiden Jets links vor dem dritten Schnitt sowie rechts vor und unten nach dem vierten Schnitt

Der Abstand ΔR ist abhängig von dem Winkel $\Delta\Phi$ und $\Delta\eta$ (siehe Formel 23). Da schon im vorherigen Schnitt auf $|\Delta\Phi|$ geschnitten wurde, ist in Abbildung 5.7 zu sehen, dass das Maxima bei $|\Delta R| = 3$ von vor diesem Schnitt auf der linken Seite bis zu nach diesem Schnitt auf der rechten Seite verkleinert wurde. Für Signal und Untergrund ist nun nur noch ein maximales Plateau im Bereich $|\Delta R| \in [0, 5; 1, 8]$ zu erkennen. Außerhalb des Plateaus bleibt das Signal relativ flach, während der Untergrund langsam abfällt.

Grund dieser Diskrepanz ist die Erklärung wie oben bei $|\Delta\Phi|$, wobei sich hier nicht nur der Winkel in einer Ebene sondern der ganze Raum betrachtet wird. Durch den Schnitt auf 1,8 hebt sich das Signal zu Untergrundverhältnis $\frac{s}{b}$ von $(0,38 \pm 0,03)\%$ auf $(0,41 \pm 0,04)\%$. Die Ereigniszahlen für das Signal werden in dem M_{jj} -Fenster nur um 4 Ereignisse verkleinert, wie in Tabelle 6 abzulesen.

Die invariante Masse der beiden Tau-Leptonen ist in Abbildung 5.8 zu sehen. Falls diese Tau-Leptonen aus dem Higgs-Boson-Zerfall kommen, bilden sie die Higgs-Boson-Masse. In diesen Monte-Carlo-Simulationen wird eine Higgs-Boson-Masse von 125 GeV angenommen. An der roten Linie sieht man das 100-fach vergrößerte VH-Signal. Zu sehen ist zudem, dass die beiden Tau-Leptonen aus dem Prozess $Z \rightarrow \tau\tau$ in pink die Z -Masse bilden. Die W +jets-Ereignisse in braun, wie auch der Top-Untergrund

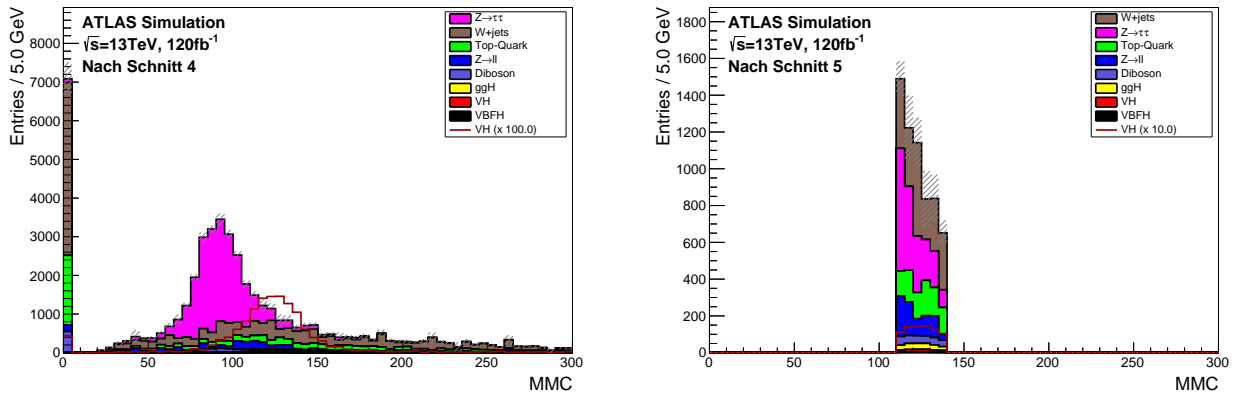


Abbildung 5.8: Invariante Masse des Di-Tau-Systems links vor und rechts nach dem fünften Schnitt

in grün, geben kein klares Maxima, sondern sind nahezu gleich verteilt. Daraus wird deutlich, dass die als Tau-Lepton erkannten Objekte nicht aus einem bestimmten Teilchen kommen, sondern ein Jet zufällig mit einem Lepton kombiniert wird.

Die Verbreiterungen des Signal- und des $Z \rightarrow \tau\tau$ -Maximum resultiert aus den Breiten der Eichbosonen selbst, der Unkenntnis der Neutrino-Viererimpulse sowie durch den Messvorgang im Detektor. Der MMC wird Null, falls der "Missing Mass Calculator" keine Lösung findet. Der Bereich von $[110; 145]$ GeV wird in Schnitt 5 selektiert. Der untere Schnitt ist sehr nahe an der Higgs-Boson-Masse, um das Maximum besser von der Z-Masse zu trennen. Das $\frac{s}{b}$ wird um den Faktor von ungefähr 4,9 verbessert. Damit hat dieser Schnitt einen großen Einfluss auf die Trennung von Signal und Untergrund.

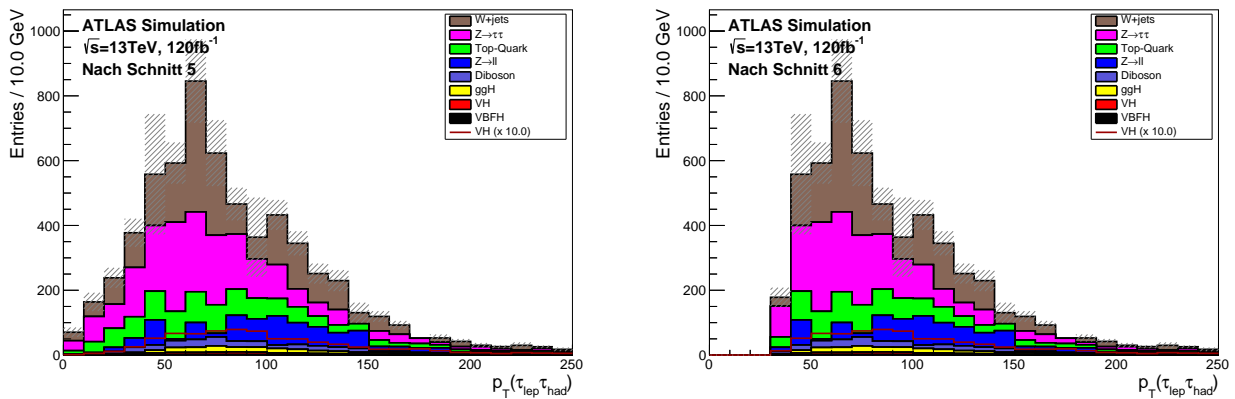


Abbildung 5.9: Vektorielle Summe der transversalen Impulse der beiden Tau-Leptonen links vor und rechts nach dem sechsten Schnitt

Die Abbildung 5.9 zeigt den transversalen Impuls des Di-Tau-Systems. Um die Schulter im Untergrund bei kleinen transversalen Impulsen vom Signal zu trennen, wird ein Minimum des transversalen Impulses von 36 GeV gesetzt. Dieser Schnitt wurde angewandt, da die zwei Tau-Leptonen aus dem Higgs-Boson einen relativ hohen Impuls besitzen müssen, da die Higgs-Boson-Masse um einiges größer als die Masse der Tau-Leptonen ist. Dieser Schnitt verbessert das $\frac{s}{b}$ von $(2, 0 \pm 0, 3)\%$ auf $(2, 2 \pm 0, 3)\%$.

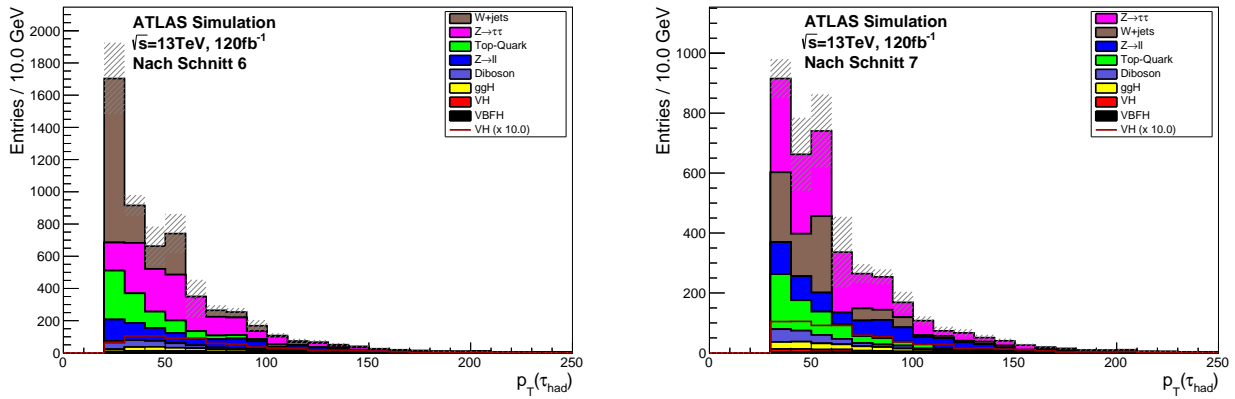


Abbildung 5.10: Transversaler Impuls des hadronisch zerfallenden Tau-Leptons links vor und rechts nach dem siebten Schnitt

Der nächste Schnitt erfolgt auf den transversalen Impuls des hadronisch zerfallenden Tau-Leptons (siehe Abbildung 5.10). Zu erkennen ist, dass durch die vorherigen Schnitte der transversale Impuls der hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen mindestens 20 GeV beträgt. Man kann zudem ein Unterschied zwischen dem Maximum des Signals bei 40 GeV und dem Maximum des Untergrundes bei 25 GeV ausmachen. Erklären kann man diese Verteilung unter der Kenntnis, dass die Wahrscheinlichkeit von Gluonen mit niederen Impuls höher ist. Da bei dem Untergrund W +Jets das als hadronisch zerfallendes Tau erkannte Objekt höchstwahrscheinlich ein fehlidentifizierter Jet ist, besitzt dieser Untergrund einen solch hohen Beitrag zu den hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen mit niedrigen Impulsen. Das Setzen des Schwellwertes auf mindestens 30 GeV erhöht das Verhältnis von Signal zu Untergrund um den Faktor 1,4.

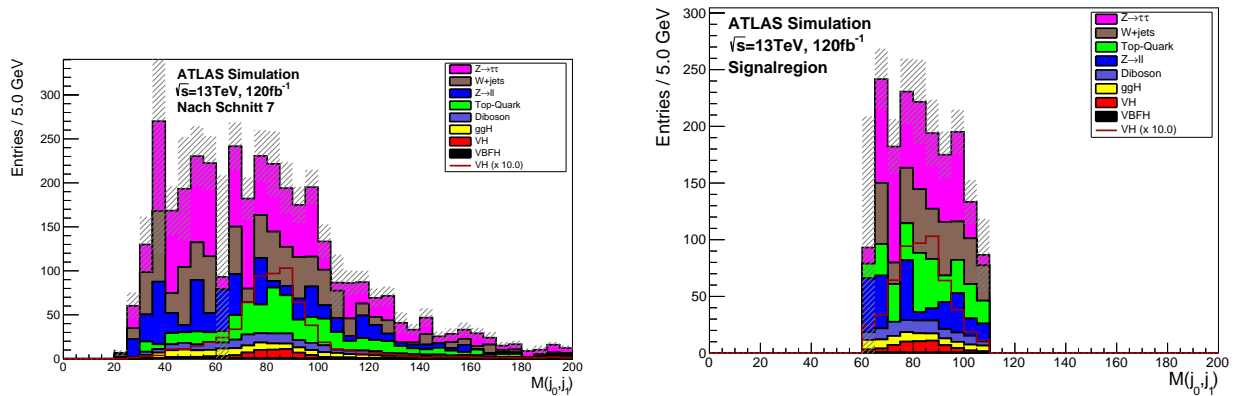


Abbildung 5.11: Invariante Masse der beiden Jets links vor und rechts nach dem letzten Schnitt

Der letzte Schnitt erfolgt, wie schon am Beginn erwähnt, auf die invariante Masse der beiden Jets. Hierbei wird eine Masse des Di-Jet-Systems in dem Intervall $[60; 110]$ GeV gefordert. Dieser Schnitt trägt nicht mehr so viel zu der Verbesserung des $\frac{s}{b}$ bei, da die Ereignisse zur Berechnung dieses Verhältnisses sowieso aus einem Massenintervall für die invariante Masse $[60; 120]$ GeV der beiden Jets

stammte. Der Signalprozess wird um nur ein Ereignis vermindert, jedoch werden die Untergrundprozesse jeweils um bis zu 65 Ereignisse reduziert. Das schlussendliche Ergebnis ist ein $\frac{s}{b} = (3,2 \pm 0,4)\%$ und eine Signifikanz von $\frac{s}{\sqrt{s+b}} = 1,30 \pm 0,17$.

In der Tabelle 6 auf Seite 35 ist abzulesen wie viele Ereignisse nach der Vorselektion pro Prozess erwartet werden und auf welche Anzahl sie nach der finalen Selektion reduziert wurden. Wie auch in Tabelle 5 wurden nur die Ereignisse in dem Massenfenster $M_{jj} \in [60; 120]$ GeV gezählt.

Prozess	Vorsel.	Objektssel.	1.Schnitt	2.	3.	4.	5.	6.	7.	SR
VH	1124	286	184	134	111	107	64	62	56	55
VBFH	183	45	23	17	14	13	8	7	7	6
ggH	2359	810	317	191	149	137	86	83	76	68
$t\bar{t}, t, \bar{t}$	$3,0 \cdot 10^6$	$15 \cdot 10^3$	$10 \cdot 10^3$	$7,2 \cdot 10^3$	$5,1 \cdot 10^3$	$4,7 \cdot 10^3$	638	540	334	309
W+jets	$13 \cdot 10^6$	$152 \cdot 10^3$	$43 \cdot 10^6$	$18 \cdot 10^6$	$10 \cdot 10^3$	$8,5 \cdot 10^3$	977	857	347	314
$Z \rightarrow ll$	$2,8 \cdot 10^6$	$34 \cdot 10^3$	$11 \cdot 10^3$	$4,6 \cdot 10^3$	$2,0 \cdot 10^3$	$1,8 \cdot 10^3$	387	376	283	251
$Z \rightarrow \tau\tau$	$350 \cdot 10^3$	$97 \cdot 10^3$	$31 \cdot 10^3$	$17 \cdot 10^3$	$11 \cdot 10^3$	$9,6 \cdot 10^3$	972	814	726	661
Diboson	$205 \cdot 10^3$	$7,2 \cdot 10^3$	$3,5 \cdot 10^3$	$2,1 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^3$	$1,4 \cdot 10^3$	141	129	99	91

Tabelle 6: Die Anzahl der Signal- und Untergrundereignisse nach den einzelnen Schnittkriterien in dem Massenfenster $M_{jj} \in [60; 120]$ GeV

Hier wird noch einmal deutlich, dass nach der finalen Selektion der größte Beitrag zu den Untergrundprozessen von dem $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrund kommt mit ungefähr 660 erwarteten Ereignissen. Diese Ereigniszahlen sind um einen Faktor 10 größer als die Signalereignisse der Higgsstrahlung. Gefolgt wird dieser Untergrundprozess von dem W+jets-, Top-Untergrund und dem Beitrag des $Z \rightarrow ll$ -Untergrundes mit jeweils in etwa 300 Ereignissen. Dies ist die Hälfte der Ereigniszahl des $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrundes. Der Diboson-Untergrund trägt mit einem Sechstel des $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrundes bei. Von den Higgsproduktionsprozessen führt wie auch schon nach der Vorselektion die Gluonfusion mit 68 erwarteten Ereignissen. Trotz der sieben mal höhere erwartete Anzahl von Ereignissen nach der Vorselektion, ist sie nach der finalen Selektion fast gleich auf mit der Higgsstrahlung und deren 55 erwartete Ereignissen. Von der Vektorbosonfusion bleiben, obwohl es ursprünglich nach der Vorselektion in etwa die Hälfte der Ereignisse der Higgsstrahlung ausmacht, nur noch in etwa ein Zehntel der Ereignisse, verglichen mit der Higgsstrahlung, übrig.

6. Sensitivitätsstudie der CP-Natur des Higgs-Bosons

Da die Monte-Carlo-Simulationen auf der Grundlage des Standardmodells basieren, in dieser Arbeit jedoch die Sensitivität auf eine CP-Verletzung im VH-Kanal untersucht wird, reichen diese Ereignissimulationen allein nicht aus. Es werden Ereignissimulationen für verschiedene \tilde{d} -Werte der CP-Verletzung an der HVV-Kopplung benötigt. Wie schon in den theoretischen Grundlagen in Formel (18) gezeigt wurde, ist \tilde{d} ein Maß des Beitrages der CP-verletzenden Matrix zur Standardmodellmatrix. Anstatt die Ereignisse für jeden \tilde{d} -Wert neu zu simulieren, können die Signalereignisse, welche die HVV-Kopplung aufweisen, abhängig von den wahren Vierervektoren des Systems neu gewichtet werden. Für diese Umgewichtung wurde der HAWK-Code verwendet, welcher die Matrixelemente der anormalen HVV-Kopplung berechnen kann [DDKM15].

In den Monte-Carlo-Ereignissimulationen sind zu jedem Ereignis die wahren Vierervektoren sowie die von der Detektorsimulation rekonstruierten Vierervektoren zu finden. Die Informationen über die ursprünglichen Flavours der ein- und ausgehenden Partonen sind auf Wahrheitsniveau (truth-Niveau) gespeichert. Zudem wird gespeichert aus welchem Zerfall das ausgehende Parton stammt.

Hierbei ist ein Problem bei den Monte-Carlo-Ereignissimulationen des Prozesses der Higgsstrahlung aufgekommen. Bei 20% der Signalereignissen kommen die in den Ereignissen gespeicherten Jets nicht aus dem Zerfall des Vektorbosons. Bei diesen Ereignissen kann die Umgewichtung nicht angewandt werden, da der physikalische Prozess sich nicht aus den gespeicherten ausgehenden Partonen erschließen lässt.

Aus diesem Grund wird ein Schritt zurück gegangen und eine Million neue ZH-Ereignisse in erster Ordnung mit dem Generator Pythia generiert. Hierbei gibt es nur zwei ausgehende Parton aus dem Vektorboson und damit kein Problem mit der Umgewichtung oder dem Fehlen der Vierervektoren der Partonen aus dem Vektorboson. Diese Ereignisse haben noch keine Detektorsimulation durchlaufen und besitzen nur die wahren Informationen über das System, welche die eingehenden Vierervektoren der Partonen, ihr Flavour, den Vierervektor des Higgs-Bosons und die ausgehenden Quarks aus dem Z-Boson miteinschließen. Bei diesen Ereignissen wird die Eichkurven zweier CP-sensitiver Observablen analysiert. Diese Eichkurven entstehen durch Auftragen der Mittelwerte der Verteilungen der jeweiligen Observablen zu verschiedenen \tilde{d} -Werten, wobei \tilde{d} ein Maß für die CP-Verletzung darstellt. Aus diesen Eichkurven lässt sich die Sensitivität auf CP-Verletzung ablesen.

Zum einen wird die **Optimale Observable**, eine CP-ungerade Observable, verwendet. Die Berechnung dieser erfolgt über die Übergangsmatrixelemente der Standardmodell- und der CP-verletzenden Matrix wie im Kapitel 2.3 in Formel (18) zu sehen. Zum anderen wird die **invariante Masse des ZH-Systems**, eine CP-gerade Observable, auf die Sensitivität einer möglichen CP-Verletzung untersucht. Zur Berechnung dieser wird der gesamte Vierervektor des Systems p_{ZH}^μ verwendet und die invariante Masse wie in Formel (28) gebildet.

$$p_{ZH}^\mu = p_H^\mu + p_{j0}^\mu + p_{j1}^\mu \quad (27)$$

$$M_{\text{inv,ZH}} = \sqrt{p_{\mu,ZH} \cdot p_{ZH}^\mu} = \sqrt{E_{ZH}^2 - |\vec{p}_{ZH}|^2} \quad (28)$$

Bei CP-ungeraden Observablen kann ein Unterschied zwischen positiven und negativen \tilde{d} -Werten gemacht werden, während bei CP-geraden Observablen das Vorzeichen von \tilde{d} nicht zu unterscheiden ist. Im Folgenden werden die Eichkurven dieser Observablen erstellt.

Der Berechnung des Mittelwertes erfolgt als gewichteter Mittelwert in den Histogrammgrenzen. Die Formel zur Berechnung ist in Gleichung 29 und die Fehlerberechnung in Gleichung (30) zu sehen. σ

ist hierbei die Standardabweichung der Verteilung.

$$\langle x_N \rangle = \frac{\sum_i^N w_i x_i}{\sum_i^N w_i} \quad (29)$$

$$s_{\langle x_N \rangle} = \frac{\sigma}{\sqrt{\sum_i^N w_i}} \quad (30)$$

Zuerst werden diese Eichkurven auf Generatorniveau analysiert. Dies wird verglichen mit der Eichkurve nach Anwendung der Schnitte, welche in Kapitel *Selektion* beschrieben sind. Daraufhin werden die Ereignisse auf die erwartete Anzahl der VH-Ereignisse für 120 fb^{-1} skaliert, wie sie auch aus der finalen Selektion der Powheg+Pythia generierten Ereignissen selektiert werden. Im letzten Schritt werden die Observablen mit dem Einfluss des Untergrundes analysiert.

6.1. Die CP-sensitiven Observablen ohne Schnittkriterien

6.1.1. Die Optimale Observable

Um den Einfluss der Sortierungen der Vierervektoren der ausgehenden Partonen zu testen, welche zur Berechnung der Optimalen Observable verwendet wird, werden verschiedene Sortierungen der ausgehenden Partonen ausprobiert. Möglich ist die Aufteilung der Partonen nach der Teilchenart. Gereiht können die Partonen beispielsweise in Quark-Antiquark, sodass Parton 1 immer das Quark q und Parton 2 das Antiquark \bar{q} ist oder in umgekehrte Reihenfolge $\bar{q}q$. Jedoch ist die Unterscheidung von Quark und Antiquark bei Kollisionsdaten nicht möglich. Die Partonen können außerdem nach ihrer räumlichen Ausrichtung sortiert werden. Interessant als Koordinate ist hierbei die Pseudorapidität η , da diese wie in Formal (22) abhängig vom Winkel zur Strahlachse ist. Geordnet werden kann auch aufgrund kinematischer Eigenschaften wie dem höchsten transversalen Impuls. Eine andere Möglichkeit stellt die zufällige Sortierung der Partonen mithilfe eines Zufallsgenerators dar.

Die Verteilung der Optimalen Observable nach der Sortierung $q\bar{q}$ ist in Abbildung 6.1 für $\tilde{d} = 0$ in rot, $\tilde{d} = 0, 2$ in violett und für $\tilde{d} = -0, 2$ in türkis eingezeichnet.

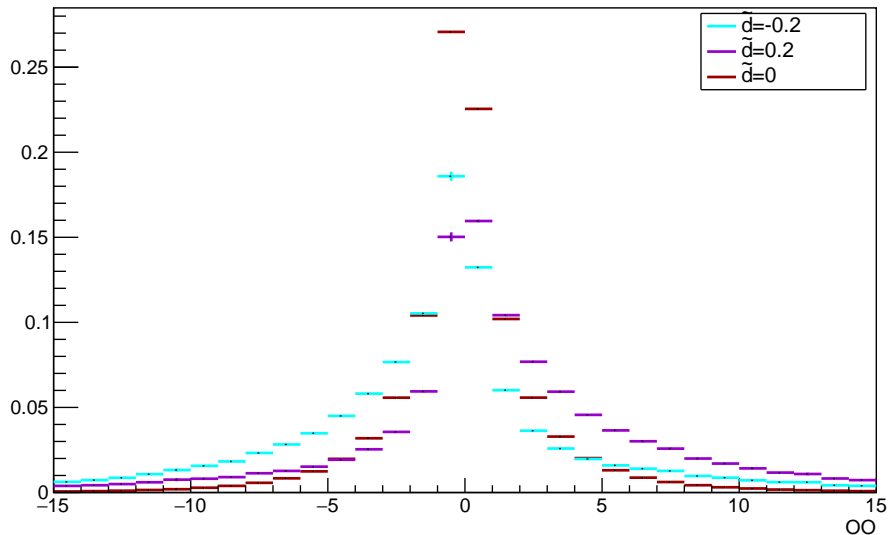


Abbildung 6.1: Die Verteilung der Optimalen Observablen bei Sortierung nach $q\bar{q}$ auf die Fläche auf 1 normiert mit $\tilde{d} = 0$ in rot; $0, 2$ in violett und $-0, 2$ in türkis

In Abbildung 6.1 ist zu sehen, dass der Mittelwert der Verteilung bei positivem \tilde{d} sich zu positiven OO-Werten verschiebt, während für negative \tilde{d} der Mittelwert der OO-Verteilung negativ wird. Die Mittelwerte der Optimalen Observablen werden hierbei nur in dem Intervall $OO \in [-15; 15]$ berechnet. Die Eichkurve, die mithilfe dieser Mittelwerte entsteht, ist in Abbildung 6.2 aufgetragen. Im Vergleich zur Eichkurve bei der Sortierung nach $q\bar{q}$ ist die Sortierung nach $\bar{q}q$, dem transversalen Impuls und die zufällige Sortierung abgebildet.

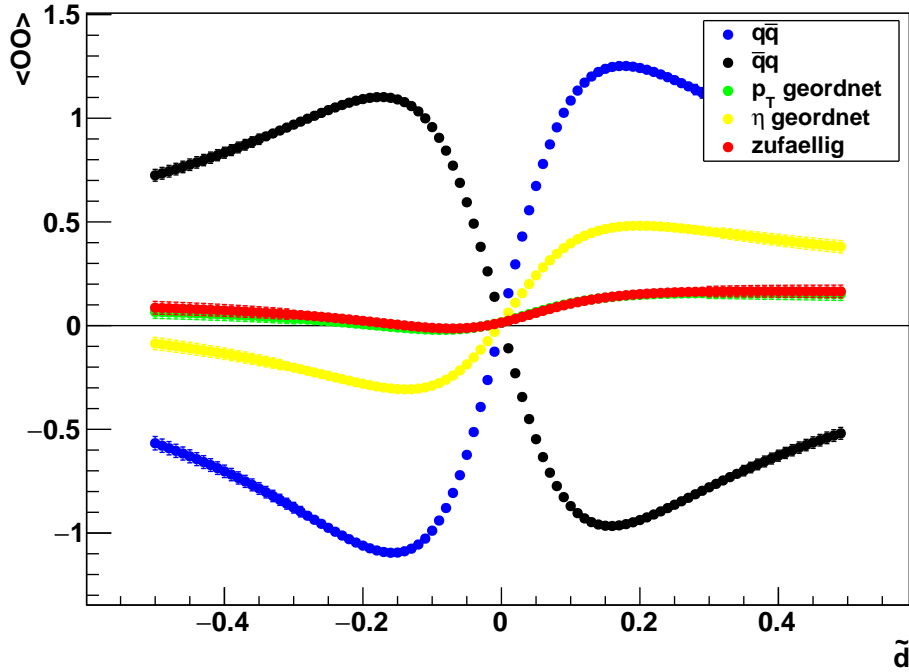


Abbildung 6.2: Die Eichkurve der Optimalen Observablen bei der zufälligen Sortierung der Jets in rot, der Sortierung nach dem transversalen Impuls in grün, dem η in gelb und nach Quark-Antiquark in blau sowie Antiquark-Quark in schwarz

Bei $\tilde{d} = 0$ wird in Formel (19) ist das Quadrat des Matrix, welche die HVV-Kopplung mit CP-Verletzung beschreibt, $|\mathcal{M}|^2$ gleich des Matrixelements, welches das Standardmodell beschreibt, $|\mathcal{M}_{\text{SM}}|^2$. Daher werden die Ereignisse nach dem Standardmodell umgewichtet. Der Mittelwert der Optimalen Observable wird Null. Dies ist für alle Kurven in Abbildung 6.2 der Fall in einer Standardabweichung Entfernung. Die Optimale Observable ist sehr sensitiv auf kleine \tilde{d} -Werte. Kleine Änderungen von \tilde{d} rufen somit eine große Änderung in den Mittelwerten der Optimalen Observablen hervor. Auch hier stimmen die oben gezeigten Eichkurven mit der Erwartung überein.

Um die Sensitivität einzelnen Eichkurven vergleichen zu können, wurde die Steigung der Eichkurven anhand der Abbildung 6.2 abgelesen. Eine große Steigung und einen im Vergleich dazu kleinen Fehler auf die einzelnen Mittelwerte der Observablen zeigt eine hohe Sensitivität auf. In Tabelle 7 ist die Sensitivität der Steigungen der Eichkurven aufgeführt.

Die höchste Sensitivität wird in diesem Intervall für die Trennung der ausgehenden Partonen in Quark und Antiquark erreicht. Das sensitivste Intervall dieser Eichkurve ist bei \tilde{d} -Werten im Intervall $[-0,1; 0,1]$. Die Mittelwerte der Optimalen Observable $\langle OO \rangle$ sind für diese \tilde{d} -Werte in dem Bereich $[-1; 1]$ zu finden. Die Ausgleichsgerade durch die Eichkurve der **Quark-Antiquark geordneten Eichkurve** beträgt in etwa $\frac{\Delta \langle OO \rangle}{\Delta \tilde{d}} = 10,5 \pm 0,4$. Für den Ablesefehler wurde 2 mal der Fehler

$s_{\Delta\langle OO \rangle} = 0,05$ und \tilde{d} fehlerfrei angenommen. Der Gesamtfehler auf die Steigung berechnet sich durch die Gaußsche Fehlerfortpflanzung.

$$s_{\Delta\langle OO \rangle/\tilde{d}} = \frac{\sqrt{2 \cdot s_{\Delta\langle OO \rangle}^2}}{\Delta\tilde{d}} \quad (31)$$

Ähnlich verhält es sich für die Kurve für $\bar{q}q$, die an der x-Achse gespiegelten $\bar{q}q$ -Eichkurve. Die $\bar{q}q$ -Kurve ist jedoch weniger sensitiv als $q\bar{q}$. So sind die Extrema der $q\bar{q}$ -Kurve $\Delta\langle OO \rangle 2,3 \pm 0,4$ entfernt, während die Differenz für die $\bar{q}q$ -Kurve nur in etwa $2,1 \pm 0,4$ beträgt. Die Steigung der $q\bar{q}$ -Kurve beträgt $\frac{\Delta\langle OO \rangle}{\Delta\tilde{d}} \approx 9,5 \pm 0,4$. Diese Steigung ist um den Faktor 0,9 kleiner als die umgekehrte Ordnung der Quarks. Dieser Unterschied ist beträchtlich. In der Übergangsmatrix scheint es Elemente zu geben, die explizite Unterschiede zwischen der Reihenfolge der Partonen machen, und sich unterscheiden nach Sortierung von $q\bar{q}$ und $\bar{q}q$. Diese Asymmetrie könnte aus der CP-verletzenden Übergangsmatrix herrühren.

Werden die Partonen **zufällig** in die Berechnung der Optimalen Observablen eingegeben, sieht man eine Eichkurve, dessen Werte sich im Intervall $\langle OO \rangle \in [-0,05; 0,2]$ befinden. Die Steigung der Ausgleichsgeraden für $|\tilde{d}| \leq 0,1$ beträgt damit $\frac{\Delta\langle OO \rangle}{\Delta\tilde{d}} \approx 1,3 \pm 0,4$. Für negative \tilde{d} -Werte sind die Mittelwerte der Optimalen Observablen in 1 bis 2 Standardabweichungen mit Null verträglich, also ununterscheidbar von der Standardmodellvorhersage. Die Sensitivität dieser Eichkurve ist damit sehr klein. Auch bei einer Sortierung der Jets nach dem **transversalen Impuls** ist dessen Eichkurve in einer Standardabweichung Entfernung von der zufällig sortierten Eichkurve zu finden. Steigung und Maxima sind wie bei der Eichkurve der zufällig geordneten Jets. Damit ist auch diese kinematische Ordnung des Systems nicht sensitiv auf CP-Verletzung.

Ein Mittel zwischen den nicht sensitiven und der hoch sensitiven Eichkurve stellt die Eichkurve der nach der **Raumkoordinate η geordneten Partonen**. Die höchste Sensitivität ist im Bereich $|\tilde{d}| \leq 0,1$. In diesem Bereich beträgt das $\langle OO \rangle$ -Intervall $[-0,3; 0,4]$. Die Steigung der Ausgleichsgeraden beträgt daher ungefähr $\frac{\Delta\langle OO \rangle}{\Delta\tilde{d}} \approx 3,5 \pm 0,4$. Dies hat eine 3 mal geringere Sensitivität als die Eichkurve bei der Sortierung nach $q\bar{q}$ und $\bar{q}q$. Hier sieht man, dass das Verhältnis der Steigung von $q\bar{q}$ durch die Steigung von $\bar{q}q$ 87% ausmachen, während die Steigung von $q\bar{q}$ durch die Steigung von η nur 33%. Daher liegen $q\bar{q}$ und $\bar{q}q$ im Vergleich zu anderen Eichkurven nahe beieinander. Obwohl durch die η -Sortierung die Sensitivität um einen Faktor 3 fällt, ist die Sortierung nach η im Gegensatz zu $q\bar{q}$ in den Kollisionsdaten anwendbar.

Aufgrund der festen, räumliche Ordnung der Partonen in allen Ereignissen durch die η -Sortierung scheint der Mittelwert sensitiver auf \tilde{d} -Änderungen zu sein. Hiermit scheint öfters das Parton mit der höheren Pseudorapidität ein Quark zu sein und das mit der niedrigeren ein Antiquark, sodass die nach η -sortierte Ordnung der $q\bar{q}$ -Kurve näher ist als der $\bar{q}q$ -Kurve. Insgesamt scheinen die Eichkurven um einen konstanten $\langle OO \rangle$ -Werte verschoben zu sein, denn $\frac{\langle OO_{\max} \rangle + \langle OO_{\min} \rangle}{2} \approx 0,05$ statt 0 wie man es für eine symmetrische Eichkurve erwarten würde. Ein Grund dafür können statistische Schwankungen und die Mittelwert-Berechnung alleinig in dem Intervall $\langle OO \rangle \in [-15; 15]$ sein.

6.1.2. Die invariante Masse des ZH-Systems

Eine andere CP-sensitive Größe ist die invariante Masse des ZH-Systems, wessen Verteilung in Abbildung 6.3 zu sehen ist. Die aus den Verteilungen der invarianten ZH-Masse bestimmte Eichkurve ist in Abbildung 6.4 aufgetragen. Die eingetragenen Mittelwerte der Observablen $\langle M_{ZH} \rangle$ werden in dem Intervall $[200; 1000]$ GeV berechnet. Die Eichkurve besitzt die höchste Sensitivität im Bereich $0,05 \leq |\tilde{d}| \leq 0,3$. Die Mittelwerte der invarianten ZH-Masse schwanken in diesem Bereich um in etwa 95 GeV. Damit betragen die Steigungen der Tangenten an die linke und rechte Seite der Eichkurve für das Intervall $|\tilde{d}| \in [0,05; 0,15]$ beträgt $\frac{\Delta\langle M_{ZH} \rangle}{\Delta\tilde{d}} = \pm(550 \pm 28)$ GeV. Der Fehler wurde wie in Formel (31) berechnet, nur dass statt $s_{\Delta\langle OO \rangle}$ mit $s_{\Delta\langle M, ZH \rangle} = 2$ GeV berücksichtigt wurde. In Tabelle 8

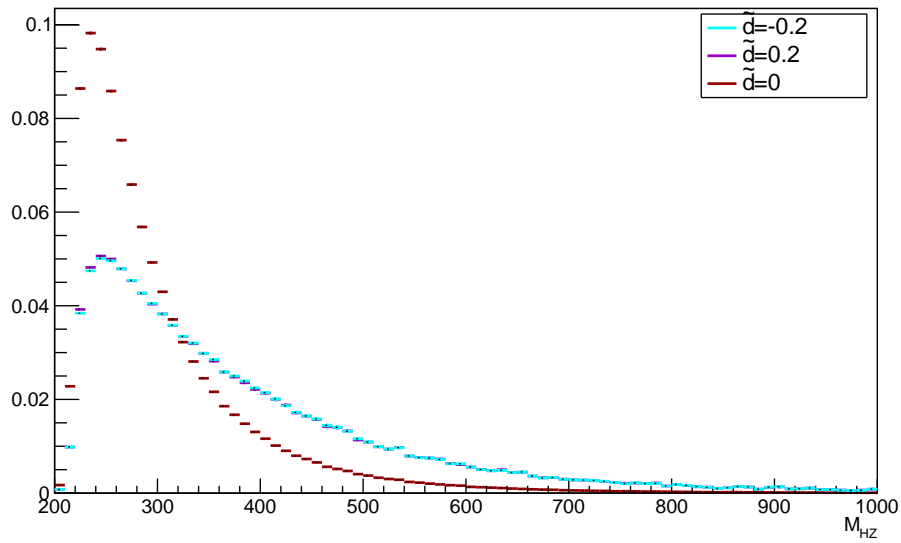


Abbildung 6.3: Die Verteilung der invarianten Masse des ZH-Systems auf die Fläche 1 normiert mit $\tilde{d} = 0$ in rot; 0,2 in violett und -0,2 in türkis

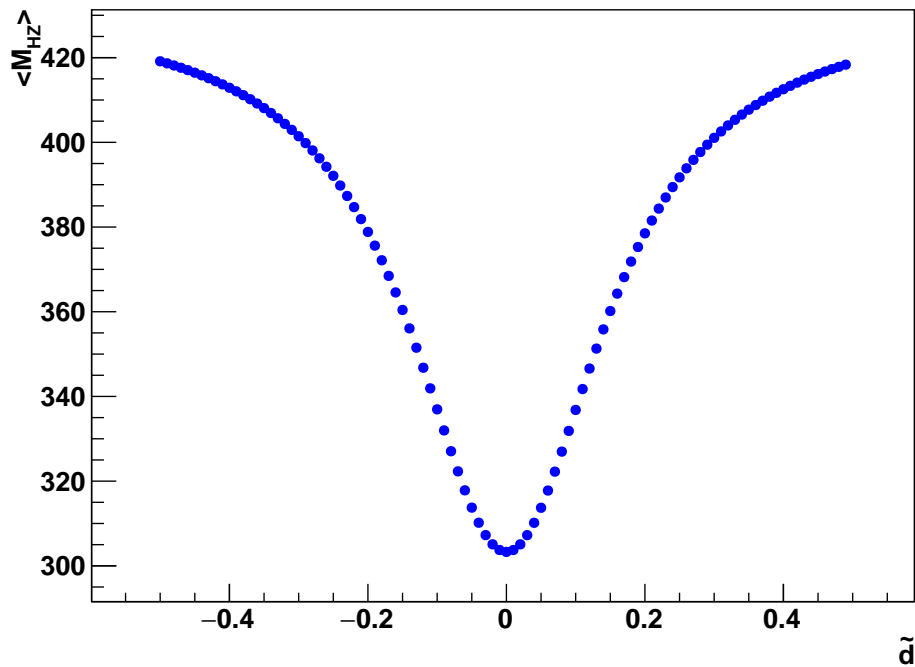


Abbildung 6.4: Die Eichkurve der invarianten Masse des ZH-Systems

sind diese Werte aufgelistet und stehen im Vergleich zu denen nach der Selektion.

Die Differenz der Eichkurve zwischen $|\langle M_{\text{ZH}}(\tilde{d} = 0) \rangle - \langle M_{\text{ZH}}(\tilde{d} = 0,4) \rangle|$ beträgt circa 115 GeV. Da die Fehler auf diese Eichkurve verschwindend gering sind aufgrund der hohen Monte-Carlo-Statistik, scheint die Eichkurve sehr sensitiv zu sein auf CP-Verletzung.

Hier muss erwähnt werden, dass die Ereignissimulationen für die natürlichen Z- und Higgs-Boson-Breiten generiert wurden. Diese betragen $\Gamma_{\text{H}} \approx 4 \text{ MeV}$ und $\Gamma_{\text{Z}} \approx 2,4 \text{ GeV}$. Hierbei wurde nicht die Detektorauflösung und die Auflösung des “Missing Mass Calculators“ berücksichtigt.

In den beiden Abbildungen ist der Unterschied einer CP-geraden und CP-ungeraden Observablen erkennbar. Die CP-gerade Observable weist eine Symmetrie bezüglich der y-Achse auf und damit keine Differenzen bezüglich des Vorzeichens von \tilde{d} . Im Gegensatz dazu steht die CP-ungerade Observable, die Optimale Observable, die den Erwartungen entsprechend Unterschiede im Vorzeichen der CP-Verletzung aufweist. Beide Eichkurven besitzen bei dieser hohen Statistik nur kleine Fehlerbalken. Durch die Kenntnis der wahren Kinematik des Systems sind beide Observablen zudem jeweils in ihrem \tilde{d} -Intervall sehr sensitiv auf Änderungen in \tilde{d} . Während die Optimale Observable hohe Sensitivität aufweist bis in etwa $\tilde{d} \leq 0,1$, beginnt das sensitive Intervall der invarianten Masse des ZH-Systems um diesem \tilde{d} -Wert. Somit ist es interessant das Verhalten beider dieser Observablen in dieser Sensitivitätsstudie zu betrachten. Im nächsten Unterkapitel wird die Veränderung der Eichkurven und die Sensitivität der CP-sensitiven Observablen durch die Schnittkriterien untersucht.

6.2. Vergleich der Eichkurven vor und nach der Schnittkriterien

Interessant zu untersuchen ist der Einfluss der Schnittkriterien auf die Eichkurven, da diese auch auf echte ATLAS-Daten angewandt werden. Hierbei wurden alle Schnittkriterien angewandt, wie in 5.4 im Kapitel der Selektion aufgelistet, ausgenommen der Schwellwert des transversalen Impulses für das hadronisch zerfallende τ auf mindestens 30 GeV (Schnitt 7).

6.2.1. Einfluss der Selektion auf die Eichkurve der Optimalen Observablen

Die Eichkurve der Mittelwerte der Optimalen Observablen verändert sich wie in Abbildung 6.5 zu sehen.

In der Abbildung 6.5 besitzen die Eichkurven der nach Quark-Antiquark und η geordneten Eichkurven der Optimalen Observablen größere Unterschiede zwischen Minima und Maxima. Die Steigung der Eichkurve bei kleinen \tilde{d} -Werte vergrößert sich damit ohne dass sich die Fehler auf die einzelnen Messwerte vergrößern. In Tabelle 7 sind die Anteile $\frac{\Delta\langle OO \rangle}{\Delta\tilde{d}}$ vor der Selektion in der linken Spalte und nach der Selektion in der rechten gegeben. Diese Ausgleichsgerade wurde in dem \tilde{d} -Intervall $[-0,1;0,1]$ berechnet.

Jetordnung	$\frac{\Delta\langle OO \rangle}{\Delta\tilde{d}}$ vor Selektion	$\frac{\Delta\langle OO \rangle}{\Delta\tilde{d}}$ nach der Selektion
$q\bar{q}$	$10,5 \pm 0,4$	$22 \pm 0,7$
$\bar{q}q$	$9,5 \pm 0,4$	-
η	$3,5 \pm 0,4$	$7 \pm 0,7$
p_{T}	$1,3 \pm 0,4$	-
zufällig	$1,3 \pm 0,4$	$1,3 \pm 0,7$

Tabelle 7: Steigung der Eichkurven der Optimalen Observablen vor und nach der Selektion in dem Bereich $\tilde{d} \in [-0,1;0,1]$

Für die Berechnung der Steigung der Eichkurve $\frac{\Delta\langle OO \rangle}{\Delta\tilde{d}}$ nach der Selektion wird der Ablesefehler von $s_{\Delta\langle OO \rangle} = 0,1$ angenommen. Dieser Ablesefehler ist doppelt so groß wie bei der Steigung der

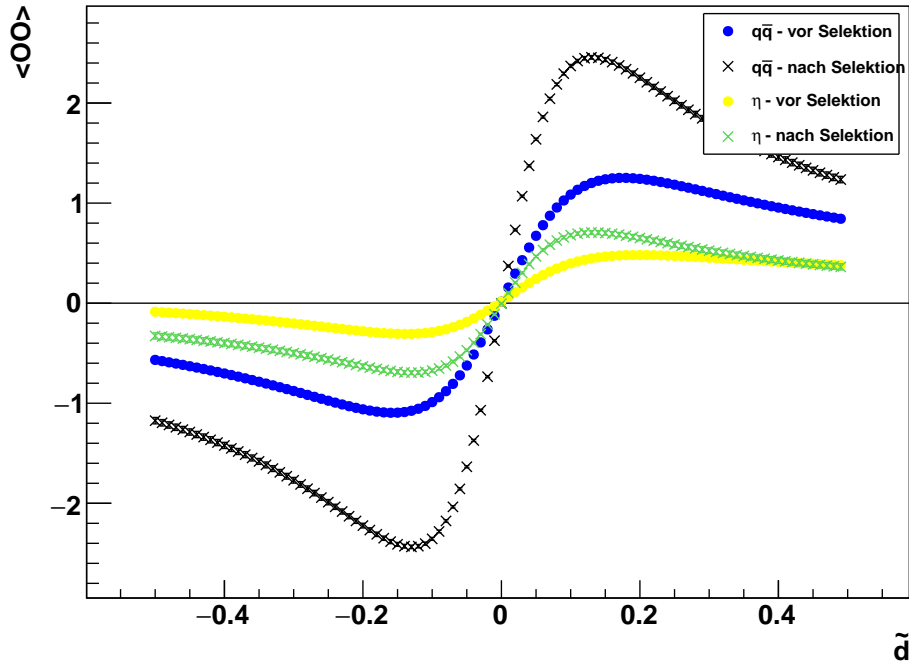


Abbildung 6.5: Vergleich der Eichkurven der Optimalen Observablen mit und ohne Schnittkriterien

Eichkurve ohne Selektion, da sich die Skala um den Faktor 2 vergrößert hat. Hier sieht man noch einmal, dass die Steigungen der Eichkurve der Optimalen Observablen von vor der Selektion zu danach bei den η und $q\bar{q}$ geordneten Partonen sich verdoppelt. Dagegen bleibt die Eichkurve, die durch die zufällige Jetordnung zustande kommt, unverändert. Die Differenz der Extrema bei den nach η und $q\bar{q}$ geordneten Eichkurven, welche bei den Eichkurven vor der Selektion zu sehen war, ist nach dem Anwenden der Selektion nicht mehr vorhanden.

6.2.2. Einfluss der Selektion auf die Eichkurve der invariante Masse des ZH-Systems

Auch bei der Eichkurve auf die invariante Masse des ZH-Systems in Abbildung 6.6 sind Unterschiede erkennbar. Die Kurve ist um einen konstanten Wert von 95 GeV gegen höhere $\langle M_{ZH} \rangle$ verschoben. Die Form der Eichkurve wird durch die Selektion gestaucht von einer Differenz zwischen Maximum und Minimum von auf in etwa 96 GeV.

In Abbildung 6.7 jeder Mittelwert der invarianten Masse des ZH-Systems nach der Selektion wurde um 95 GeV in negative $\langle M_{ZH} \rangle$ -Richtung verschoben, sodass die beiden Kurven bei $\tilde{d} = 0$ ein $\langle M_{ZH} \rangle = (303 \pm 1)$ GeV besitzen. Damit haben die beiden Kurven das selbe Minimum und sind daher besser vergleichbar. Zu erkennen ist, dass die beiden Eichkurven fast aufeinander liegen bis zu $|\tilde{d}| = 0,2$. Dies bedeutet, dass sie in diesem Bereich dieselbe Sensitivität besitzen. Ab hier flacht die Eichkurve der ZH-Masse nach der Selektion ab, während die Eichkurve vor der Selektion weiterhin äußerst sensitiv bleibt. Daher ist die Eichkurve der invarianten ZH-Masse vor der Selektion weiterhin sensitiv, während die Eichkurve nach der Selektion an Sensitivität einbüßt. Zu sehen ist dies in Tabelle 8. Als Fehler wird wie im vorherigen Kapitel der Ablesefehler von $s_{\Delta \langle M_{ZH} \rangle} = 2$ GeV berücksichtigt.

Überraschend ist, welche unterschiedlichen Auswirkungen die Selektion auf die CP-sensitiven Obser-

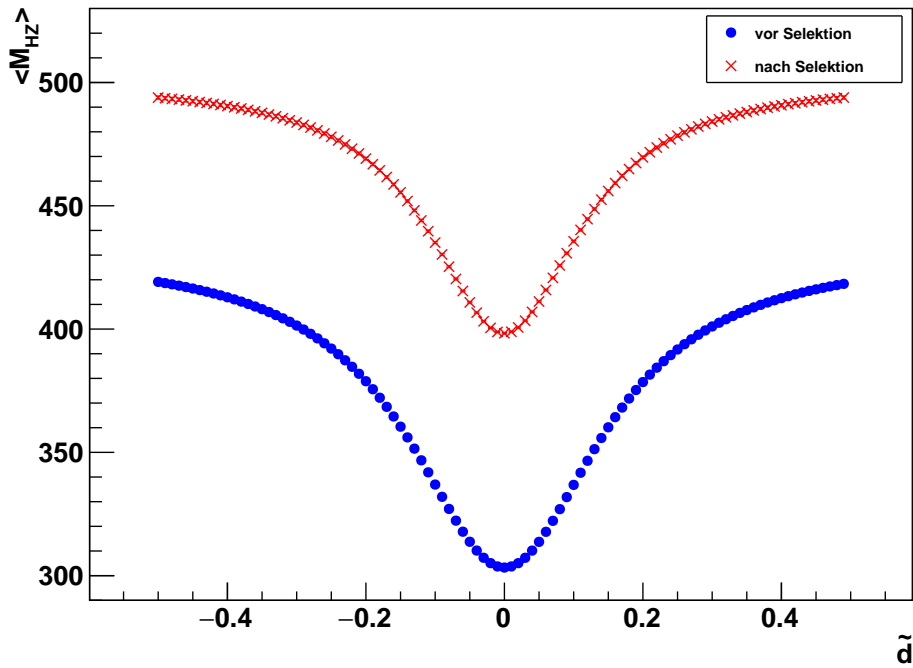


Abbildung 6.6: Vergleich der Eichkurven der invarianten Masse des ZH-Systems mit und ohne Schnittkriterien

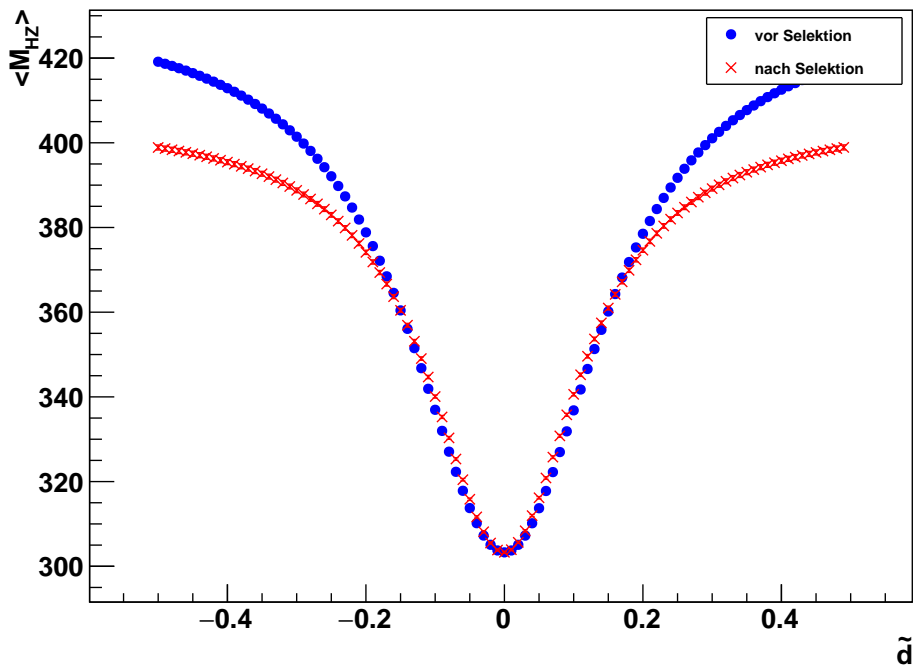


Abbildung 6.7: Vergleich der Eichkurven der invarianten Masse des ZH-Systems mit und ohne Schnittkriterien über einander gezeichnet

	Vor der Selektion	Nach der Selektion
sensitives $ \tilde{d} $ -Intervall	[0,05;0,30]	[0,05;0,20]
Steigung $ \frac{\Delta\langle M_{\text{ZH}} \rangle}{\Delta\tilde{d}} $ in $ \tilde{d} \in [0,05;0,15]$	(550 ± 28) GeV	(550 ± 28) GeV
$ \langle M_{\text{ZH}}(\tilde{d} = 0) \rangle - \langle M_{\text{ZH}}(\tilde{d} = 0,4) \rangle $	(115 ± 3) GeV	(96 ± 3) GeV

Tabelle 8: Vergleich der Eichkurven der invarianten Masse des ZH-Systems vor und nach der Selektion

vablen hat. Nimmt man als Grundlage der Sensitivitätsmessung alleinig die Differenz des Maxima und des Minima der ZH-Masse $|\langle M_{\text{ZH}}(\tilde{d} = 0) \rangle - \langle M_{\text{ZH}}(\tilde{d} = 0,4) \rangle|$, ist eine Verschlechterung der Sensitivität der invarianten Masse des ZH-Systems um den Faktor 1,2 anzumerken. Dagegen wird die Sensitivität der Optimalen Observable durch die Selektion um den Faktor 2 verbessert. In diesem Vergleich wird nicht die erwartete Anzahl Signalereignisse berücksichtigt.

6.3. Eichkurven für die erwartete Anzahl an Signalereignissen in 120 fb^{-1}

In diesem Kapitel werden die Eichkurven nach der Selektion auf die erwartete Anzahl an Signalereignissen in 120 fb^{-1} skaliert. In Tabelle 6 ist die Anzahl der VH-Ereignisse abzulesen, welche aus der Selektion der Powheg+Pythia-Ereignissimulationen herauskommt. Jedes Histogramm wird auf die, nach der finalen Selektion verbleibenden, 55 VH-Ereignisse skaliert. Für jeden Bin des Histogramms wird dabei der statistische Fehler angenommen, also die Wurzel über die Anzahl der Einträge in diesem Bin.

6.3.1. Skalierte Eichkurve der Optimalen Observablen

Nach dieser Skalierung auf die erwartete Anzahl der Ereignisse sind die Eichkurven in Abbildung 6.8 aufgetragen. Die Steigungen ohne Einbezug der Fehlerbalken auf jeden Mittelwert der Optimalen Observable verändern sich nicht durch die Skalierung. Sie sind wie in die Steigungen der unskalierten Eichkurve mit Selektion (rechten Spalte der Tabelle 7). Die Fehler auf jeden eingetragenen Mittelwert haben sich stark vergrößert. An den Fehlerbalken sieht man, dass die einzige nicht in einer Standardabweichung mit der Geraden $\langle \text{OO} \rangle = 0$ verträgliche Eichkurve, die Eichkurve der nach $q\bar{q}$ sortierten Ereignisse ist.

Für die Messung der Standardmodellvorhersage von $\langle \text{OO} \rangle = 0$ ist die Unsicherheit auf diesen Messwert $\tilde{d} = 0 \pm 0,02$. Dieses Konfidenzintervall von $[-0,02;0,02]$ umschließt zu 68% den wahren \tilde{d} -Wert. Zu 95% wird der wahre \tilde{d} -Wert von dem Zwei-Sigma-Intervall $[-0,04;0,04]$ umschlossen [Kam14]. Die Optimale Observable ist daher äußerst sensitiv auf Abweichungen von $\tilde{d} = 0$. Die Trennung nach Quark und Antiquark ist nicht auf Daten möglich.

Daher ist die beste realisierbare Eichkurve, die Eichkurve mit den nach η geordneten Partonen. Diese Eichkurve ist in einer Standardabweichung mit der Geraden $\langle \text{OO} \rangle = 0$ verträglich. Dies bedeutet andersherum, dass auf die Messung der Standardmodellvorhersage von $\langle \text{OO} \rangle = 0$, das Konfidenzintervall zu einem Vertrauensniveau von 68% $[-\text{inf}; \text{inf}]$ ist. Daher ist die Optimale Observable für die bestmöglich realisierbare Sortierung der Jets nicht sensitiv auf \tilde{d} -Änderungen.

6.3.2. Skalierte Eichkurve der invariante Masse des ZH-Systems

Die Eichkurve der invarianten Masse des ZH-Systems besitzt nun hohe Fehlerbalken. Diese sind im Bereich bis zu 43 GeV groß. Dadurch ist die Differenz zwischen dem oberen Rand des Ein- σ -Intervalls bei $\tilde{d} = 0$ bis zum unteren Rand des Ein- σ -Intervalls bei $\tilde{d} = \pm 0,5$ von $(59 \pm 1,4)$ GeV fest zu stellen.

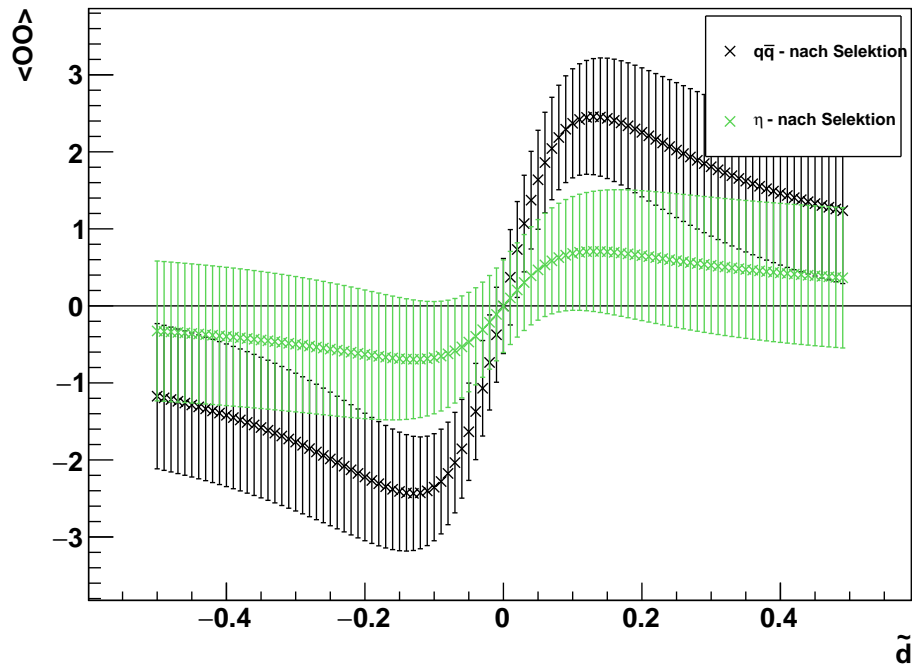


Abbildung 6.8: Die skalierten Eichkurven der Optimalen Observablen mit Selektion

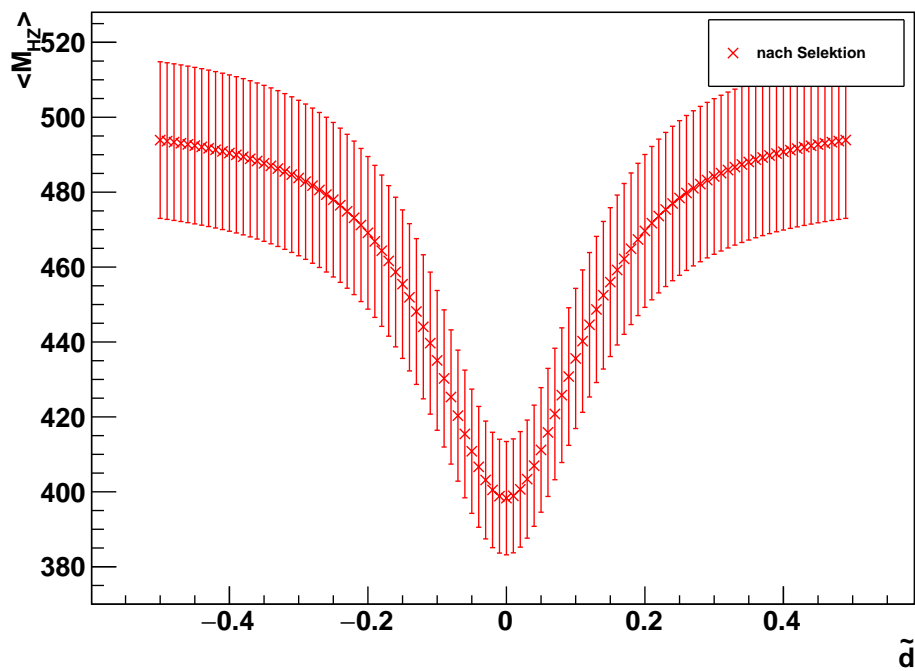


Abbildung 6.9: Die skalierte Eichkurve der invarianten Masse des ZH-Systems mit Selektion

Der Ablesefehler wurde hier auf $s_{\Delta < M_{ZH}} = 1 \text{ GeV}$ geschätzt. Diese Höhe zwischen den Ein- σ -Intervall der Fehler verglichen mit der Höhe der Eichkurve vor der Selektion und der Skalierung hat sich damit um den Faktor 1,9 verschlechtert.

Bei der Messung eines $\langle M_{ZH}(\tilde{d} = 0) \rangle \approx 398 \text{ GeV}$ beträgt das Konfidenzintervall für \tilde{d} zu einem Vertrauensniveau von 68% $[-0,05; 0,05]$. Dies ist etwas größer als das Konfidenzintervall für die Optimale Observable mit $q\bar{q}$ -Sortierung, aber um einiges kleiner als das Konfidenzintervall für die Optimale Observablen mit der η -Ordnung.

6.4. Einfluss des Untergrundes auf die Eichkurven

In diesem Abschnitt wird der Einfluss des Untergrundes in die Eichkurven miteinbezogen. Der Mittelwert der jeweiligen Observablen bei $\tilde{d} = 0$ wird in den Ereignissimulationen von Powheg+Pythia beziehungsweise Sherpa 2.2.1 miteinbezogen. Die Generatoren sind in Tabelle 3 aufgelistet. Die Mittelwerte wurden bei $\tilde{d} = 0$ abgelesen, da eine CP-Verletzung an der HVV-Kopplung bei den Untergrundprozessen, ausgenommen VBFH, keinen Einfluss hat. Der Einfluss auf CP-Verletzung beim VBFH-Prozess wird vernachlässigt, wie in Tabelle 6 ersichtlich, mit der finalen Selektion 6 VBFH-Ereignisse und 55 VH-Ereignissen selektiert werden. Das Verhältnis $\frac{N_{\text{VBFH}}}{N_{\text{ZH}}} \approx 0,1$ und damit vernachlässigbar.

Die Mittelwerte der Observablen x mit Berücksichtigung des Untergrundes $\langle x_{\text{ges}} \rangle$ wird berechnet unter der Kenntnis, dass Mittelwertes der Observablen für den Untergrund $\langle x_{\text{BKG}} \rangle$ und dessen Fehler $s_{\langle x, \text{BKG} \rangle}$. Bei Änderungen der Werte für \tilde{d} werden die Mittelwerte der Observablen für den Untergrund nicht verändert. Mittelwert und Fehler berechnen sich durch 29 und 30. Analog wird der Mittelwert der Observablen x für die Signalereignisse $\langle x_{\text{S}} \rangle$ und dessen Fehler $s_{\langle x, \text{S} \rangle}$ berechnet.

Die Berechnung des gesamten Mittelwertes von Untergrund und Signal ist in Formel (32) zu sehen. Die Fehlerberechnung erfolgt durch die Gaußsche Fehlerfortpflanzung und ist in Formel (33) dargestellt.

$$\langle x_{\text{ges}} \rangle = f \langle x_{\text{S}} \rangle + (1 - f) \langle x_{\text{BKG}} \rangle \quad (32)$$

$$s_{\langle x, \text{ges} \rangle} = \sqrt{(f \langle x_{\text{S}} \rangle)^2 \left[\left(\frac{s_{\text{f}}}{f} \right)^2 + \left(\frac{s_{\langle x, \text{S} \rangle}}{x_{\text{S}}} \right)^2 \right] + ((1 - f) \langle x_{\text{BKG}} \rangle)^2 \left[\left(\frac{s_{1-f}}{1 - f} \right)^2 + \left(\frac{s_{\langle x, \text{BKG} \rangle}}{x_{\text{BKG}}} \right)^2 \right]} \quad (33)$$

f steht für das Verhältnis von Signal- zu Gesamtereignissen. Zur Berechnung von f ist die Voraussetzung die Kenntnis der Anzahl der Untergrundereignisse N_{BKG} und der Signalereignisse N_{S} . Berechnen lässt f sich wie in Formel (34) ersichtlich. Der Fehler wird per Gaußscher Fehlerfortpflanzung mit (35) berechnet.

$$f = \frac{N_{\text{S}}}{N_{\text{BKG}} + N_{\text{S}}} = \frac{N_{\text{S}}}{N_{\text{ges}}} \quad (34)$$

$$s_{\text{f}} = \sqrt{\left(\frac{s_{N, \text{S}}}{N_{\text{ges}}} \right)^2 + \left(\frac{-N_{\text{S}} s_{N, \text{ges}}}{N_{\text{ges}}^2} \right)^2} \quad (35)$$

Analog dazu wird $(1 - f)$ berechnet, nur dass N_{S} mit N_{BKG} und auch die Fehler ausgetauscht werden. Der Fehler auf die Ereignisse ist jeweils die Wurzel auf die Anzahl der Ereignisse $s_{N, x} = \sqrt{N_x}$. Die Ereigniszahlen werden aus Tabelle 6 entnommen. Das sind $N_{\text{S}} = 55$ Signalereignisse und $N_{\text{BKG}} = 1699$ Untergrundereignisse. Somit ergibt das für f und $(1 - f)$:

$$f = 0,031 \pm 0,004 \quad (36)$$

$$1 - f = 0,97 \pm 0,03 \quad (37)$$

6.4.1. Veränderung der Eichkurve der Optimalen Observablen

Der Mittelwert des Untergrundes der Optimalen Observable wird aus Abbildung 6.10 entnommen. Hierbei wird wie bei den Mittelwerten des Signalprozesses nur die Einträge in dem $\langle OO \rangle$ -Intervall $[-15;15]$ berechnet.

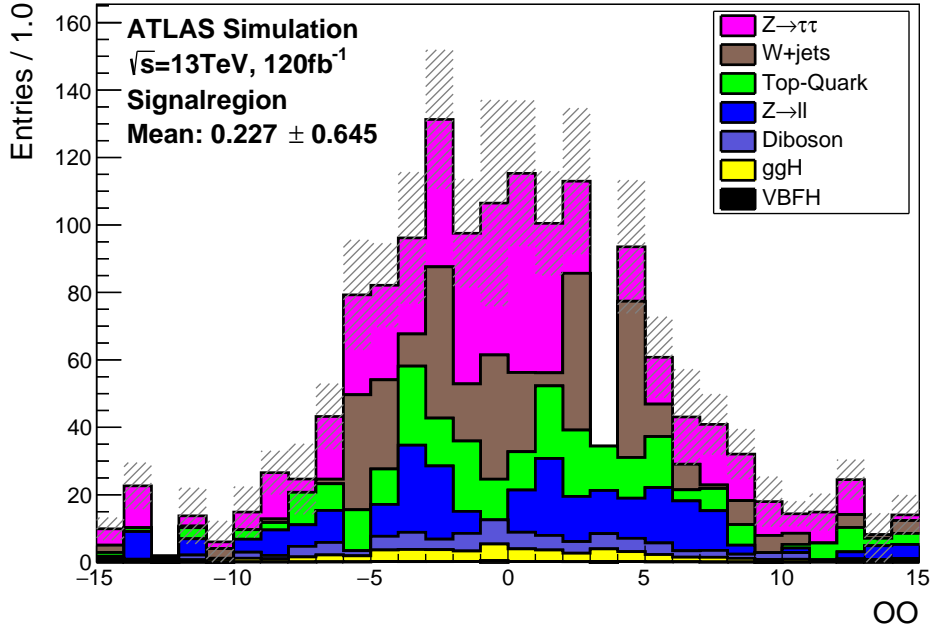


Abbildung 6.10: Der Mittelwert der Optimalen Observablen für die Untergrundprozesse

Man sieht an den gestrichelten Bereichen, dass die Fehler auf die einzelnen Bins zwischen ± 5 und ± 20 entsprechen. Damit sind die relativen Fehler ungefähr $\frac{1}{5}$ bis $\frac{1}{2}$ und damit sehr groß. Die hohen Fehler sind der Selektion geschuldet und den statistischen Schwankungen, wie sie beispielsweise in dem Bin von $OO_1 \in [3;4]$ zu sehen ist. In diesem speziellen Bin ist plötzlich kein W+jets und $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrund enthalten, obwohl diese beiden Prozesse in den Bins um diesen sehr groß vertreten ist. Damit lässt sich auch der große Fehler auf den Mittelwert erklären. Der Mittelwert der Optimalen Observable für alle Untergrundprozesse selbst beträgt

$$\langle OO_{\text{BKG}} \rangle = 0,2 \pm 0,6. \quad (38)$$

Der relative Fehler beträgt damit 3 und ist in der Berechnung der Fehler in Formel 33 sehr beiträgend. Nun kann für jeden \tilde{d} -Wert der Mittelwert der Optimalen Observablen für die gesamte Verteilung berechnet werden. Dies ist in Abbildung 6.11 für eine $q\bar{q}$ -Sortierung und in 6.12 für eine Sortierung nach dem η der Partonen aufgetragen.

Die Eichkurven in Abb. ?? besitzen durch die Untergrundprozesse einen Offset von 0,2, was genau dem Mittelwert der Optimalen Observable der Untergrundprozesse in Abbildung 38 entspricht. Der Fehler von 0,6 entspricht genau den Fehler auf den Untergrund, welche durch den zweiten Teil der Formel (33) berechnet wird. Dieser Teil berechnet allein den Fehler, welcher aus dem Untergrund resultiert. Während die Eichkurve der Optimalen Observablen der zufälligen Jetordnung wie erwartet auch hier flach bleibt, sind die beiden anderen Eichkurven etwas verschoben. Die sensitivste Region ist, wie in den anderen Kapiteln auch, der \tilde{d} -Bereich von $[-0,1;0,1]$. Hierbei beträgt die Differenz der Eichkurve der Optimalen Observablen, berechnet durch $q\bar{q}$, $\Delta \langle OO, \text{ges} \rangle = 0,140 \pm 0,014$. Der Fehler hierbei

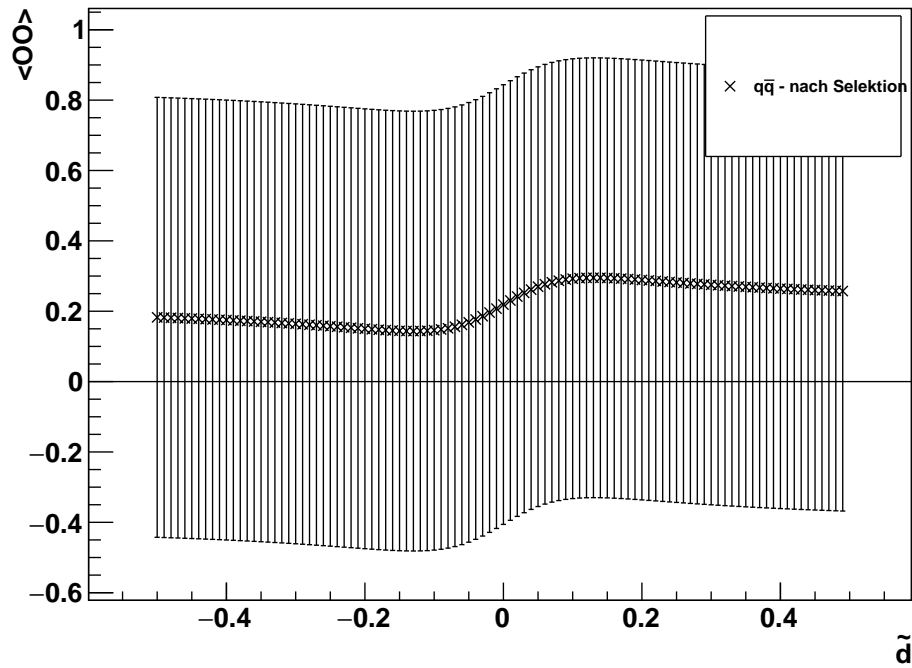


Abbildung 6.11: Berücksichtigung des Untergrundes in die Eichkurve der Optimalen Observablen für eine Sortierung nach $q\bar{q}$ mit Selektion und Skalierung

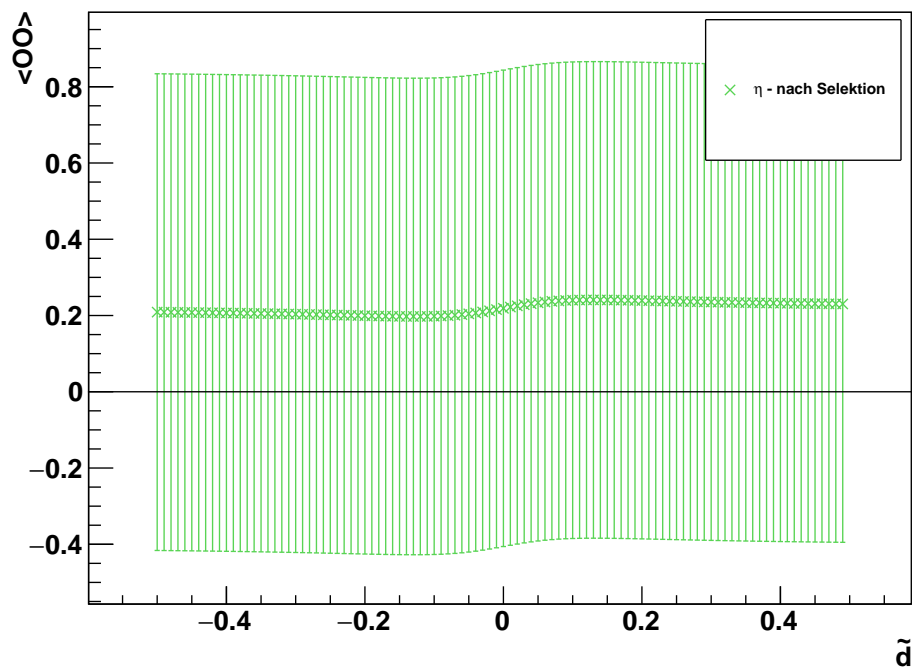


Abbildung 6.12: Berücksichtigung des Untergrundes in die Eichkurve der Optimalen Observablen für eine Sortierung nach η mit Selektion und Skalierung

ist nur der Ablesefehler der Steigung durch die Messpunkte ohne Berücksichtigung des Fehlers auf jeden Messpunkt. Er beträgt $s_{\langle OO, ges \rangle} =$. Das $\Delta \langle OO, ges \rangle$ verschwindet ganz in dem Fehler auf jeden Mittelwert $s_{\langle OO, ges \rangle} = 0,6$. Die Steigung der Eichkurven von $q\bar{q}$ in dem \tilde{d} -Intervall $[-0,1;0,1]$ wird damit zu $\frac{\Delta \langle OO, ges \rangle}{\Delta \tilde{d}} = 0,70 \pm 0,07$. Dies ist 30mal kleiner als vor der Berücksichtigung des Untergrundes. Für den Messwert $\langle OO, ges \rangle = 0$ ist das Vertrauensintervall für $\tilde{d} =] - \text{inf}; \text{inf}[$. Damit könnte selbst bei der Unterscheidbarkeit von Quark und Antiquark keine CP-Verletzung festgestellt werden.

Wie erwartet ist die Eichkurve der Optimalen Observablen der nach η geordneten Partonen flacher. Ohne Berücksichtigung der Fehler auf jeden Mittelwert ist die Steigung $\frac{\Delta \langle OO, ges \rangle}{\Delta \tilde{d}} = 0,35 \pm 0,07$ bei $|\tilde{d}| \leq 0,1$. Dies ist 20 mal kleiner als vor Berücksichtigung des Untergrundes. Die Höhendifferenz zwischen den Extrema ist $\Delta \langle OO \rangle = 0,07 \pm 0,014$. Im Vergleich zu dem Fehlerintervall jedes Mittelwertes $[\langle OO_{ges} \rangle - 0,6; \langle OO_{ges} \rangle + 0,6]$ macht dieses $\Delta \langle OO \rangle$ nur 6% aus. Der in der Abbildung eingezeichnete Fehler von 0,6 entspricht dem Fehler der Optimalen Observablen für die Untergrundprozesse (Formel (38)). Daher kommt der größte Beitrag von den Fehlern auf den Mittelwert von den Untergrundprozessen. Bevor daher die Optimale Observable für eine Studie auf CP-Verletzung genutzt werden kann, ist es notwendig den Untergrund weiter reduzieren.

6.4.2. Veränderung der Eichkurve der invarianten Masse des ZH-Systems

Die Verteilung der invarianten Masse des ZH-Systems für die Untergrundprozesse ist in Abbildung 6.13 zu sehen. Die Mittelwerte der Masse des ZH-Systems wird in dem Intervall $M_{ZH} \in [200; 1000]$ GeV berechnet, wie es auch bei den Signalprozessen der Fall ist. Die Masse des ZH-Systems beträgt somit

$$\langle M_{ZH} \rangle = (423 \pm 12) \text{ GeV}. \quad (39)$$

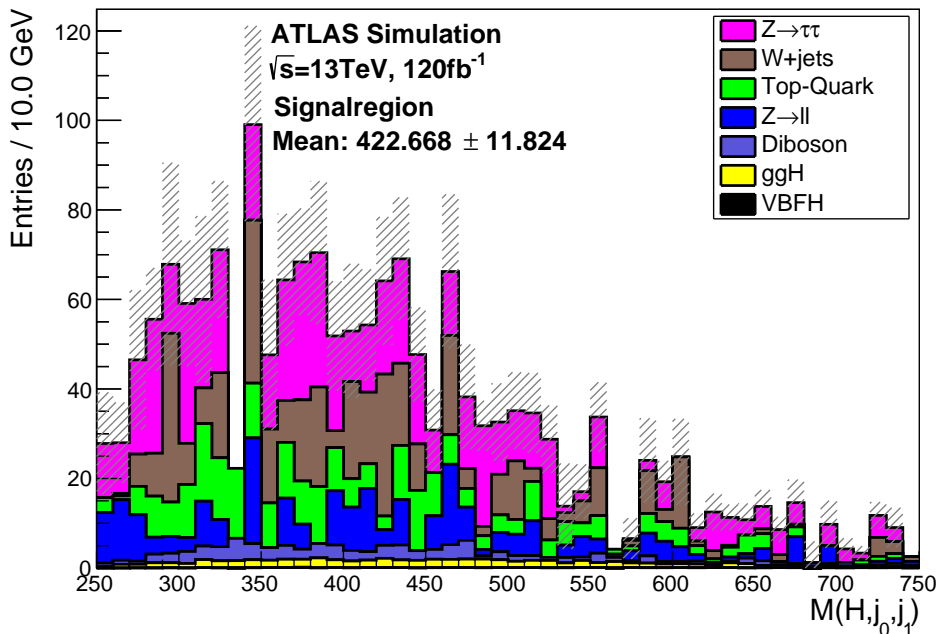


Abbildung 6.13: Die Verteilung der invarianten Masse des ZH-Systems für die Untergrundprozesse

Der gesamte Mittelwert der invariante Masse des ZH-Systems berechnet sich durch den oben abgelesenen Mittelwert für die Untergrundprozesse, den jeweiligen Mittelwerten des Signalprozesses und den

Formeln (32) und (33). Die Mittelwerte der invarianten Masse des ZH-Systems mit Berücksichtigung der Signal- und Untergrundprozesse sind aufgetragen in Abbildung 6.14.

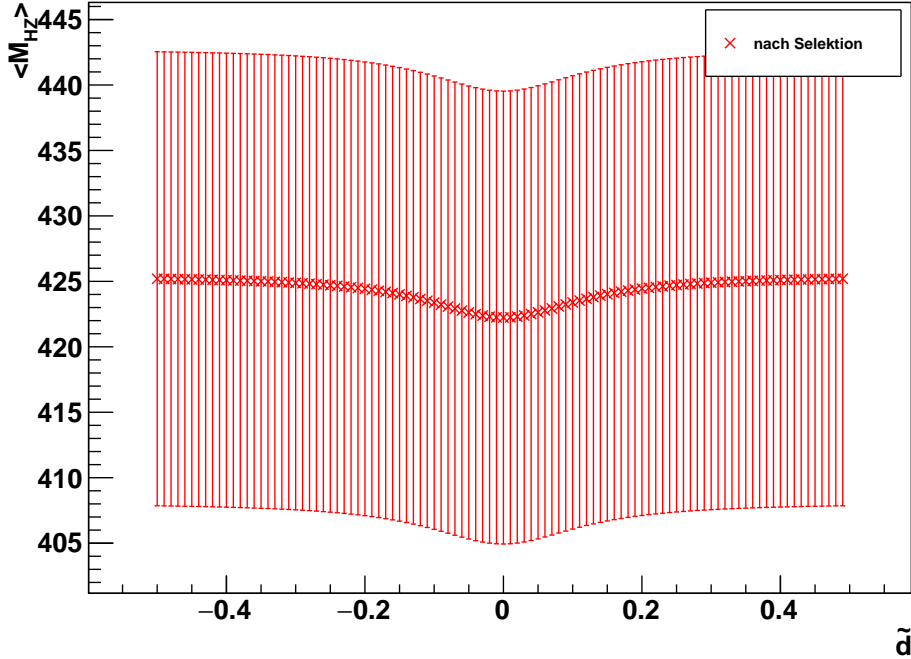


Abbildung 6.14: Eichkurve der invarianten Masse des ZH-Systems unter Berücksichtigung von Signal- und Untergrundereignisse

Mit Berücksichtigung der Untergrundeffekte ist keine Sensitivität auf \tilde{d} -Änderungen zu sehen aufgrund der hohen Unsicherheiten auf jeden Messwert. Die maximale Änderung der Eichkurve zwischen $\langle M_{ZH}(\tilde{d} = 0) \rangle - \langle M_{ZH}(|\tilde{d}| = 0, 5) \rangle$ beträgt in etwa 3 GeV, während die Fehlerbalken auf einen Mittelwert jeweils 17 GeV in positive und negative $\langle M_{HZ} \rangle$ -Richtung entsprechen. Dieser Fehler resultiert aus dem zweiten Teil der Gleichung 33, in welcher der Fehler auf den Untergrund berechnet wird. Für die Standardmodellvorhersage $\langle M_{ZH,ges}(\tilde{d} = 0) \rangle$ ist das Konfidenzintervall für \tilde{d} mit einem 68%-igen Vertrauensniveau somit $]-\text{inf}; \text{inf}[$. Durch die Berücksichtigung des Untergrundes ist die invariante Masse des ZH-Systems somit nicht mehr sensitiv auf CP-Verletzung.

Eine Verbesserung der Sensitivität könnte mit einer besseren Kenntnis der Prozesse, insbesondere der Untergrundprozesse, und den damit verbundenen kleineren Unsicherheiten erreicht werden. Eine weitere Möglichkeit der Verbesserung der Sensitivität kann durch eine größere Reduktion des Untergrundes, welcher momentan 97% der Ereignisse ausmacht, erzielt werden. Denn durch einen höheren Anteil von Signal- zu Untergrundereignissen, wird die Differenz zwischen den Extrema der invarianten Masse des ZH-Systems vergrößert.

7. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Sensitivität auf eine mögliche CP-Verletzung bei dem Prozess der Higgsstrahlung in Proton-Proton-Kollisionen mit dem ATLAS-Experiment im Zerfallskanal $VH \rightarrow q\bar{q}^{(\prime)}\tau_{lep}\tau_{had}$ untersucht. Die Schwerpunktsenergie beträgt $\sqrt{s} = 13$ TeV und es wird eine integrierte Luminosität von $\int \mathcal{L} dt = 120 \text{ fb}^{-1}$ angenommen.

Zuerst wird dafür der Signalprozess unter Berücksichtigung der dominanten Untergrundprozesse selektiert. Beitragend sind hierbei W +Jets, $Z \rightarrow \tau\tau$ und $Z \rightarrow ll$, wobei l für ein Elektron oder Myon steht. Nicht vernachlässigbar sind die Einzel- und Paar-Produktion von Top-Quarks. Schließlich wird der Diboson-Untergrund sowie Produktionen vom Higgs-Boson in Gluon- und Vektorbosonfusion miteinbezogen. Das durch die Selektion erreichte Signal- zu Untergrundverhältnis beträgt $\frac{s}{b} = (3, 2 \pm 0, 4)\%$ und die Signifikanz wird zu $\frac{s}{\sqrt{s+b}} = 1, 30 \pm 0, 17$ bestimmt. Für eine integrierte Luminosität von 120 fb^{-1} werden 55 Ereignissen im Prozess $VH \rightarrow q\bar{q}^{(\prime)}\tau_{lep}\tau_{had}$ erwartet.

Mit diesem Ergebnis kann die Sensitivität auf eine mögliche CP-Verletzung analysiert werden. Statt der VH-Ereignissimulationen in höherer quantenchromodynamischer Ordnung zu verwenden, werden neue ZH-Ereignisse auf erster Ordnung generiert. Das ist der optimale Fall, bei welchem es keine Zuordnungsprobleme gibt durch die Entstehung mehrerer Jets.

Die Ereignissimulationen werden zu den jeweiligen \tilde{d} -Werten umgewichtet und der Mittelwert der jeweiligen Verteilung derer CP-sensitiven Observablen gebildet. Diese werden in einer Eichkurve gegen einander aufgetragen. Für diese Analyse wird zum einen die Optimale Observable für die CP-Studien verwendet sowie die invariante Masse des ZH-Systems.

Die Optimale Observable ist abhängig von der Möglichkeit der Unterscheidung der Zerfallsprodukte des Vektorbosons. Werden die Zerfallsprodukte nach Quark-Antiquark ($q\bar{q}$) getrennt, wird die bestmögliche Sensitivität erreicht. Diese Trennung ist in Kollisionsdaten nicht möglich. Die nächst beste Sensitivität wird erreicht durch die Sortierung der Partonen aus dem Vektorboson-Zerfall nach ihrer Pseudorapidität η . Dagegen ist keine Sensitivität bei zufälliger oder nach dem transversalen Impuls sortierter Partonen zu erkennen.

Bei Anwendung der oben beschriebenen Selektion verbessert sich die Sensitivität der Eichkurven der Optimalen Observablen für die nach $q\bar{q}$ und die nach η sortierten Partonen um den Faktor 2. Durch die Gewichtung auf die nach der Selektion erwarteten 55 Ereignisse, ist Analyse bei nach η sortierten Partonen nicht mehr sensitiv. Bei Einbezug des Untergrundes verliert die Analyse jegliche Sensitivität für alle untersuchten Observablen.

Bei der invarianten Masse des ZH-Systems bewirkt die Selektion eine Verringerung der Sensitivität um einen Faktor 1,2. Nach Skalierung auf die erwartete Anzahl an Ereignissen zeigt sie weiterhin eine Sensitivität auf CP-Verletzung. Wird der Untergrund in die Berechnung der Mittelwerte der invarianten Masse des ZH-Systems miteinbezogen, ist, wie auch schon bei der Optimalen Observablen, keine Sensitivität erkennbar aufgrund der hohen statistischen Unsicherheiten.

Die vorliegende Sensitivitätsstudie zeigt, dass für die Untersuchung von CP-Verletzung in $VH \rightarrow q\bar{q}^{(\prime)}$ ein sehr genaues Verständnis aller beitragenden Untergrundprozesse sowie eine große Anzahl von erwarteten Signalereignissen aufgrund des kleinen Signal- zu Untergrundverhältnis nötig ist. Eine erhöhte Trennkraft könnte durch eine multivariate Analyse erreicht werden. Eine größere Schwerpunktsenergie und eine höhere Statistik lässt die Wirkungsquerschnitte und die Anzahl der erwarteten Ereignisse steigen, womit eine bessere Trennkraft und eine höhere Sensitivität erzeugt werden könnte.

A. Abbildungsverzeichnis

2.1. Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.2. Das Higgspotential	6
2.3. Die Helizität von Neutrinos und Antineutrinos	7
3.1. Experimente am LHC	10
3.2. Koordinatensystem im ATLAS-Detektor	11
3.3. Querschnitt des ATLAS-Detektors	12
4.1. Wirkungsschnitte der Higgs-Boson-Produktion und die Verzweigungsverhältnisse für Higgs-Boson-Massen nahe an 125 GeV	14
4.2. Feynmandiagramme der Gluonfusion, Vektorbosonfusion, assoziierten Higgsproduktion durch einen Loop aus Top- oder Bottom-Quarks und der Higgsstrahlung	15
4.3. Z-Boson-Produktion, alleinig, mit einem oder 2 Jets	17
4.4. W-Boson-Produktion, alleinig, mit einem oder 2 Jets	17
4.5. Diboson-Produktionsprozesse	18
4.6. Top-Quark-Paar-Produktionsprozesse	18
4.7. Einzel-Top-Quark-Produktion	19
4.8. Multijet-Produktion	20
5.1. Mjj von Jet 0 und Jet 1 vor und nach der Objektselektion	25
5.2. Invariante Masse der ersten beiden Jets, des ersten und dritten Jets, der Jets die am nächsten liegen und der am nächsten liegenden Jets außer bei einem Abstand $\Delta R < 1$	27
5.3. Anzahl der Jets pro Ereignis in Signal- und Untergrundprozessen bei $p_T > 20$, $p_T > 30$ GeV und $p_T > 40$ GeV	28
5.4. Der transversale Impuls des ersten und zweiten Jets vor und nach dem ersten Schnitt	30
5.5. Skalare Summe des transversalen Impulses der beiden Jets vor und nach dem zweiten Schnitt	31
5.6. Betrag des Winkels $ \Delta\Phi $ zwischen den beiden Jets vor und nach dem dritten Schnitt	31
5.7. Betrag des Abstandes $ \Delta R $ zwischen den beiden Jets vor dem dritten sowie vor und nach dem vierten Schnitt	32
5.8. Invariante Masse des Di-Tau-Systems vor und nach dem fünften Schnitt	33
5.9. Vektorielle Summe der transversalen Impulse der beiden Tau-Leptonen vor und nach dem sechsten Schnitt	33
5.10. Transversaler Impuls des hadronisch zerfallenden Tau-Leptons vor und nach dem siebten Schnitt	34
5.11. Invariante Masse der beiden Jets vor und nach dem letzten Schnitt	34
6.1. Verteilung der Optimalen Observablen bei Sortierung nach $q\bar{q}$ zu verschiedenen \tilde{d}	37
6.2. Eichkurve der Optimalen Observablen bei verschiedenen Jetsortierungen	38
6.3. Verteilung der invarianten Masse des ZH-Systems zu verschiedenen \tilde{d}	40
6.4. Eichkurve der invarianten Masse des ZH-Systems	40
6.5. Vergleich der Eichkurven der Optimalen Observablen mit und ohne Schnittkriterien	42
6.6. Vergleich der Eichkurven der invarianten Masse des ZH-Systems mit und ohne Schnittkriterien	43
6.7. Vergleich der Eichkurven der invarianten Masse des ZH-Systems mit und ohne Schnittkriterien übereinander gezeichnet	43
6.8. Skalierte Eichkurven der Optimalen Observablen mit Selektion	45
6.9. Skalierte Eichkurve der invarianten Masse des ZH-Systems mit Selektion	45
6.10. Mittelwerte der Optimalen Observablen für die Untergrundprozesse	47
6.11. Berücksichtigung des Untergrundes in die Eichkurve der Optimalen Observablen für eine Sortierung nach $q\bar{q}$	48

6.12. Berücksichtigung des Untergrundes in die Eichkurve der Optimalen Observablen für eine Sortierung nach η	48
6.13. Die Verteilung der invarianten Masse des ZH-Systems für die Untergrundprozesse . . .	49
6.14. Eichkurve der invarianten Masse des ZH-Systems unter Berücksichtigung von Signal- und Untergrundereignisse	50
D.1. Vergleich der Eichkurven der Optimalen Observablen mit und ohne Schnittkriterien mit der zufälligen, nach η - und $q\bar{q}$ -Sortierung	59
D.2. Skalierte Eichkurven der Optimalen Observablen mit Selektion mit zufälliger, η und $q\bar{q}$ -Sortierung	59

B. Tabellenverzeichnis

1.	Wechselwirkungen mit ihren Feldquanten	4
2.	Auflösung der Detektionselemente des ATLAS-Detektors	13
3.	Verwendete Monte-Carlo-Generatoren	20
4.	Die Kriterien der Vorselektion	23
5.	Signal- zu Untergrundverhältnis und Signifikanzen nach den jeweiligen Selektionsschnitten und die verbleibende Anzahl erwarteter Signalereignisse in dem $M(j,j)$ -Massenfenster	30
6.	Anzahl der Signal- und Untergrundereignisse nach den einzelnen Schnittkriterien . . .	35
7.	Steigung der Eichkurven der Optimalen Observable vor und nach der Selektion	41
8.	Vergleich der Eichkurven der invarianten Masse des ZH-Systems vor und nach der Selektion	44

C. Literaturverzeichnis

- [A⁺04] P. Achard et al. Search for anomalous couplings in the Higgs sector at LEP. *Phys. Lett.*, B589:89–102, 2004.
- [A⁺08] G. Aad et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3:S08003, 2008.
- [A⁺12] G. Aad et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett.*, B716:1–29, 2012.
- [A⁺16] Georges Aad et al. Test of CP Invariance in vector-boson fusion production of the Higgs boson using the Optimal Observable method in the ditau decay channel with the ATLAS detector. *Eur. Phys. J.*, C76(12):658, 2016.
- [Aab17] M. et al. Aaboud. Performance of the ATLAS Trigger System in 2015. *Eur. Phys. J.*, C77(5):317, 2017.
- [And17] A. et al. Andreatza. Measurement of the $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ cross-section in 13 TeV Collisions with the ATLAS Detector. Technical Report ATL-COM-PHYS-2017-446, CERN, Geneva, Apr 2017.
- [Bec17] F. Becherer. Estimation of background processes with a jet misidentified as a hadronically decaying t-lepton and measurements of Simplified Template Cross Sections in the $H \leftrightarrow \tau_{lep}\tau_{had}$ decay channel with the ATLAS experiment at $\sqrt{s} = 13$ TeV. Master's thesis, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, Physikalisches Institut, Abteilung Prof. Dr. M. Schumacher, 2017.
- [BKPT17] J. Brehmer, F. Kling, T. Plehn, and T. M. P. Tait. Better Higgs-CP Tests Through Information Geometry. 2017.
- [BW86] W. Buchmüller and D. Wyler. Effective lagrangian analysis of new interactions and flavour conservation. *Nuclear Physics B*, 268(3):621 – 653, 1986.
- [C⁺08] The ALICE Collaboration et al. The ALICE experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08002, 2008.
- [C⁺12] S. Chatrchyan et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys. Lett.*, B716:30–61, 2012.
- [CCFT64] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay. Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson. *Phys. Rev. Lett.*, 13:138–140, Jul 1964.
- [Col] ATLAS Collaboration. The physics. <https://atlas.cern/discover/physics>, besucht am 5.10.2017 um 15h.
- [Col13a] ATLAS Collaboration. Performance of Missing Transverse Momentum Reconstruction in ATLAS studied in Proton-Proton Collisions recorded in 2012 at 8 TeV. Technical Report ATLAS-CONF-2013-082, CERN, Geneva, Aug 2013.
- [Col13b] ATLAS Collaboration. Pile-up subtraction and suppression for jets in ATLAS. Technical Report ATLAS-CONF-2013-083, CERN, Geneva, Aug 2013.
- [Col16] ATLAS Collaboration. Optimisation of the ATLAS b -tagging performance for the 2016 LHC Run. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2016-012, CERN, Geneva, Jun 2016.

- [DDKM15] Ansgar Denner, Stefan Dittmaier, Stefan Kallweit, and Alexander Mück. Hawk 2.0: A monte carlo program for higgs production in vector-boson fusion and higgs strahlung at hadron colliders. *Computer Physics Communications*, 195:161 – 171, 2015.
- [Dem16] W. Demtröder. *Experimentalphysik 4; Kern-, Teilchen und Astrophysik*, volume 5. Springer Spektrum, 2016. 978-3-662-52884-6.
- [dF⁺16] D. de Florian et al. Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 4. Deciphering the Nature of the Higgs Sector. 2016.
- [ea08a] The CMS Collaboration et al. The CMS experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08004, 2008.
- [ea08b] The LHCb Collaboration et al. The LHCb Detector at the LHC. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08005, 2008.
- [eaPDG12a] J. Berninger et al. (Particle Data Group). W-boson. 2012. <http://pdg.lbl.gov/2012/listings/rpp2012-list-w-boson.pdf>.
- [eaPDG12b] J. Berninger et al. (Particle Data Group). Z-boson. 2012. <http://pdg.lbl.gov/2012/listings/rpp2012-list-z-boson.pdf>.
- [eaPDG16] C. Patrignani et al. (Particle Data Group). τ branching fractions. *Chin. Phys. C*, 2016. <http://pdg.lbl.gov/2014/reviews/rpp2014-rev-tau-branching-fractions.pdf>.
- [eaPDG17] C. Patrignani et al. (Particle Data Group). Quarks. *Chin. Phys. C*, 2017.
- [EB08] L. Evans and P. Bryant. LHC Machine. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08001, 2008.
- [EMPS11] A. Elagin, P. Murat, A. Pranko, and A. Safonov. A New Mass Reconstruction Technique for Resonances Decaying to di-tau. *Nucl. Instrum. Meth.*, A654:481–489, 2011.
- [FO16] C. Freytag and W. W. Osterhage. *Wie man Elementarteilchen entdeckt - Vom Zyklotron zum LHC – ein Streifzug durch die Welt der Teilchenbeschleuniger*. Springer-Verlag GmbH Berlin Heidelberg, 2016. 978-3-662-49955-9.
- [Gla61] S. L. Glashow. Partial-symmetries of weak interactions. *Nuclear Physics*, 22(4):579 – 588, 1961.
- [GM62] Murray Gell-Mann. Symmetries of baryons and mesons. *Phys. Rev.*, 125:1067–1084, Feb 1962.
- [Gri96] D. Griffiths. *Einführung in die Elementarteilchenphysik*. Akademie Verlag GmbH, 1996. [translated by T. Stange].
- [HKZF06] V. Hankele, G. Klamke, D. Zeppenfeld, and T. Figy. Anomalous Higgs boson couplings in vector boson fusion at the CERN LHC. *Phys. Rev.*, D74:095001, 2006.
- [Kam14] W. Kamke. *Der Umgang mit experimentellen Daten, insbesondere Fehleranalyse im Physikalischen Anfänger-Praktikum*, volume 10. Shaker Verlag, 2014. 978-3-8440-2921-5.
- [KJ] G. Pospiech U. Bilow M. Pedersen F. Ould-Saada E. Gramstad K. Jende, M. Kobel. International masterclasses - hands on particle physics. <http://atlas.physicsmasterclasses.org/de/atlas.htm>.

- [Mar09] B. R. Martin. *Nuclear and Particle Physics - An Introduction*, volume 2. John Wiley and Sons, 2009. An Introduction.
- [MCS16] M. Kado M. Carena, C. Grojean and V. Sharma. Status of higgs boson physics. *Chin. Phys.*, 2016. <http://pdg.lbl.gov/2016/reviews/rpp2016-rev-higgs-boson.pdf>.
- [NNP05] O. Nachtmann, F. Nagel, and M. Pospischil. Anomalous gauge boson couplings and the Higgs boson mass. *Eur. Phys. J.*, C42:139–161, 2005.
- [PRS07] G. M. Prospero, M. Raciti, and C. Simolo. On the running coupling constant in QCD. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 58:387–438, 2007.
- [Rot17] B. Rottler. Optimizing the measurement of the signal strength for Higgs-boson production in the $H \rightarrow \tau\tau$ decay using multivariate techniques at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ with the ATLAS detector. Master's thesis, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, Physikalisches Institut, Abteilung Prof. Dr. M. Schumacher, 2017.
- [Rut14] N. Ruthmann. *Search for Standard Model $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ Decays in the Lepton-Hadron Final State in Proton-Proton Collisions with the ATLAS Detector at the LHC*. PhD thesis, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, Physikalisches Institut, Abteilung Prof. Dr. K. Jakobs, 2014.
- [Sal68] A. Salam. Weak and Electromagnetic Interactions. *Conf. Proc.*, C680519:367–377, 1968.
- [Sam13] D. Sammel. Suche nach dem Higgs-Boson des Standardmodells im Zerfallskanal $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$ mit Schwerpunkt in der Higgs-Strahlung mit dem ATLAS-Detektor. Diplomarbeit, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, Physikalisches Institut, Abteilung Prof. Dr. M. Schumacher, 2013.
- [SD14] Matthias Schott and Monica Dunford. Review of single vector boson production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$. *Eur. Phys. J.*, C74:2916, 2014.
- [Tho13] M. Thomson. *Modern Particle Physics*, volume 1. Cambridge university press, 2013. 978-1-107-03426-6.
- [vLf] Administrator von LHC-facts. Lhc-facts. <http://www.lhc-facts.ch/index.php?page=kollision>, besucht am 25.02.2018 um 14h.
- [Wei67] S. Weinberg. A Model of Leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19:1264–1266, 1967.

D. Anhang

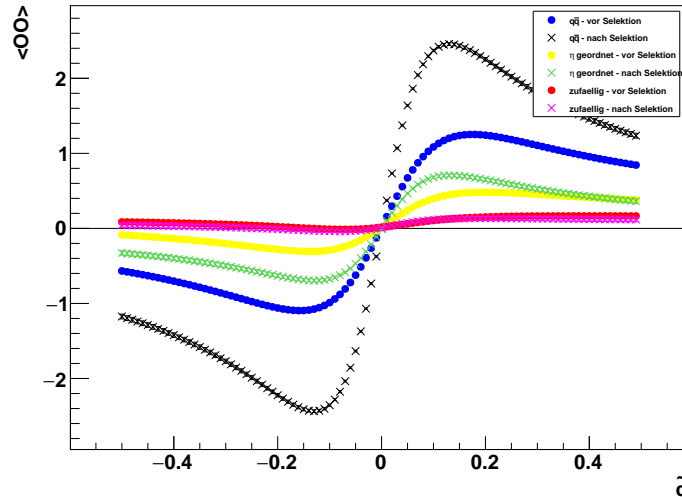


Abbildung D.1: Vergleich der Eichkurven der Optimalen Observablen mit und ohne Schnittkriterien mit der zufälligen, nach η - und $q\bar{q}$ -Sortierung

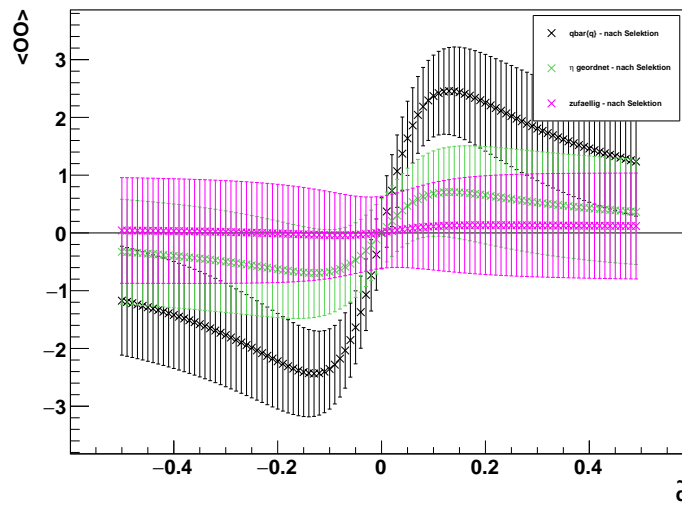


Abbildung D.2: Die skalierten Eichkurven der Optimalen Observablen mit Selektion mit der zufälligen, η und $q\bar{q}$ -Sortierung

Danksagung

In der Zeit als Bachelorarbeitsstudentin in der Arbeitsgruppe Schumacher konnte ich viel Neues erlernen und habe mich vor allem intensiv mit der Teilchenphysik beschäftigen können. So möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Markus Schumacher bedanken für die Bereitstellung eines solch interessanten Bachelorarbeitsthemas und die wissenschaftlichen Gespräche. Außerdem möchte ich mich bedanken für die intensive Betreuung von Felix Bühner, der mir immer geduldig weiter geholfen hat, sobald ich ein Problem hatte.

Einen Dank aussprechen möchte ich auch bei Dr. Duc Bao Ta, Benjamin Rottler und Fabian Becherer, die mir weiterhelfen konnten bei technischen Problemen. Ein weiterer Dank gilt der gesamten Arbeitsgruppe, welche mich freundlich und offen aufgenommen haben.

Danken möchte ich mich auch meiner Familie und meinen Freunden, die für mich da waren und mich in schwierigen Phasen aufgebaut haben. Hier möchte ich mich besonders bei Thea und Antoine bedanken, die immer ein offenes Ohr für mich und meine Arbeit hatten.