

Missing Mass Calculator für geladene Higgs-Bosonen im Zerfall $t\bar{t} \rightarrow H^+bW^-\bar{b}$

Bachelorarbeit

zur Erlangung des Grades eines
Bachelor of Science Physik

vorgelegt von

Andreas Reichert

Freiburg im Breisgau 2012

Themenstellung: Prof. Dr. Markus Schumacher



Institut für Mathematik und Physik
Albert-Ludwig-Universität
Freiburg im Breisgau

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.

Freiburg, den 7. August 2012

Unterschrift

Bearbeitungszeitraum

09.05.2012 – 07.08.2012

Betreuer

Prof. Dr. Markus Schumacher

Dr. Martin Flechl

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	3
2.1	Das Standardmodell	3
2.2	SUSY und das geladene Higgs-Boson	8
2.3	Betrachteter Signalprozess	9
3	Der ATLAS-Detektor am LHC	12
3.1	Der Large Hadron Collider (LHC)	12
3.2	Der ATLAS-Detektor	12
3.3	Detektorkomponenten	13
4	Missing Mass Calculator	16
4.1	Motivation	16
4.2	Vorbemerkungen	17
4.3	Lösung der Gleichungen	19
5	Analyse auf Generatorniveau	23
5.1	Gewichtungsfunktionen	23
5.1.1	φ_2 : Die ΔR -Verteilung	24
5.1.2	φ_1 : Θ_{3D} zwischen ν_1 und H^+	28
5.1.3	Fehlende transversale Energie	29
5.1.4	Anwendung des <i>Scans</i> auf ein Ereignis	31
5.2	Algorithmen zur Auswahl der Masse	32
6	Analyse auf Detektorniveau	36
6.1	Rekonstruktion der Ereignisse	36
6.2	Vergleich mit Ereignissen auf Detektorniveau	38
6.3	Vergleich von Ereignissen mit richtig zugewiesenem b -Jet	43

6.4	Signifikanzen	45
7	Zusammenfassung	49
A	Anhang	i

1. Einleitung

Das Standardmodell der Teilchenphysik bietet eine theoretische Beschreibung der elementaren Bausteine der Materie und deren Wechselwirkungen. Diese Theorie basiert auf dem Prinzip der lokalen Eichsymmetrie, die es jedoch verbietet Massenterme für Elementarteilchen einzuführen. Um den Ursprung der Masse zu erklären, wurde 1960 der Higgs-Mechanismus postuliert, der ein überall präsentenes skalares Higgs-Feld vorhersagt. In dieser Formulierung führen Wechselwirkungen der Elementarteilchen mit dem nicht-verschwindenden Vakuumerwartungswert des Feldes zu einer effektiven Masse für die Teilchen. Eine Anregung dieses Feldes führt außerdem zu einem weiteren Boson; dem Higgs-Boson. Dieses Boson ist das einzige Teilchen im Standardmodell, dessen Existenz experimentell noch nicht nachgewiesen wurde. Ein Forschungsschwerpunkt der gegenwärtigen Teilchenphysik ist deshalb die Suche nach dem Higgs-Boson am LHC. Die Vorhersagen vom Standardmodell konnten bisher mit großer Genauigkeit bestätigt werden.

Doch trotz präziser Vorhersagen in der subatomaren Physik wird das Standardmodell nicht als finale Theorie angesehen, da es viele Probleme nicht erklären kann. Zu diesen Problemen zählt unter anderem die fehlende Beschreibung der dunklen Materie und eine fundamentale Herleitung der drei Teilchengenerationen. Sie liefert außerdem keine vereinheitlichte Beschreibung aller bekannten Grundkräfte. Deshalb haben sich neben dem Standardmodell viele andere Theorien entwickelt, die sich zum Ziel gesetzt haben, diese Probleme zu lösen. Eine mögliche Erweiterung des Standardmodells bieten Supersymmetrische Erweiterungen. Unter diese Erweiterungen fällt das Minimale Supersymmetrische Standardmodell (MSSM), welches mehr als doppelt so viele Teilchen vorhersagt. Außerdem existieren in diesem Modell fünf Higgs-Bosonen; drei neutrale und zwei geladene. Gegenstand dieser Arbeit sind geladene Higgs-Bosonen.

Bei der Suche nach Higgs-Bosonen wird als finale Diskriminante eine massensensitive Variable verwendet. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Missing Mass Calculator (MMC) für geladene Higgs-Bosonen im MSSM mit einer Masse kleiner der Top-Quark-Masse. Diese Massenrekonstruktionstechnik hat sich unter anderem bei der Suche nach dem Standardmodell Higgs-Boson als vielversprechend erwiesen. Sie wird für den erfolgsversprechendsten Zerfallskanal $t\bar{t} \rightarrow bH^+bW^- \rightarrow b\tau\nu bqq$ mit hadronisch zerfallendem τ im Endzustand untersucht.

Zunächst wird ein kurzer Überblick auf die Theorie gegeben. Anschließend wird das ATLAS-Experiment am LHC vorgestellt. Es folgt die Beschreibung der MMC-Idee, die Lösung der zugrunde liegenden Gleichungen und die Beschreibung der verwendeten Gewichtungsfunktionen. Schließlich wird die Güte der Massenrekonstruktionstechnik auf Generator- und Detektorniveau untersucht und der MMC im Bezug auf das Entdeckungspotential mit der transversalen Masse verglichen, welche bei bisherigen Analysen verwendet wird.

2. Theorie

In diesem Kapitel wird das Standardmodell und der Higgs-Mechanismus erläutert. Es wird auf eine mathematische Erklärung verzichtet und eine anschauliche Erklärung gegeben. Des Weiteren wird ein kurzer Überblick über die Einschränkungen des Modells und mögliche Erweiterungen gegeben. Außerdem wird das geladene Higgs-Boson näher erläutert und der untersuchte Prozess diskutiert.

2.1. Das Standardmodell

Das Standardmodell [1, 2, 3, 4] der Teilchenphysik umfasst die Beschreibung der elektromagnetischen, schwachen und starken Wechselwirkungen für alle bekannten Elementarteilchen. Dabei wird Materie durch punkartige Fermionen repräsentiert, zwischen denen Bosonen die Kräfte vermitteln. Die Fermionen, die eine halbzahlige Spinquantenzahl besitzen, lassen sich in Leptonen und Quarks gliedern, die sich wiederum in Generationen einteilen lassen. Jede Generation besteht aus zwei Quarks, einem geladenen Lepton und dem jeweiligen ungeladenen Neutrino. Eine weitere Teilchengeneration mit einem Neutrino mit der Masse kleiner als 45 GeV konnte am LEP-Experiment über die Lebensdauer des Z-Bosons ausgeschlossen werden [5]. In Tabelle 2.1 sind die Fermionen des Standardmodells zusammengefasst, wobei die Ladung in Einheiten der Elektronenladung angegeben ist. Zu den sechs Leptonen zählen das Elektron, das Myon und das Tau-Lepton und die dazugehörigen Neutrinos ν_e , ν_μ , ν_τ und zu den sechs Quarks das Up-, Down-, Strange-, Charm-, Bottom- und Top-Quark.

	1.Generation	2.Generation	3.Generation	Ladung
Quarks	Up (u)	Charm (c)	Top (t)	$2/3$
	Down (d)	Strange (s)	Bottom (b)	$-1/3$
Leptonen	Elektron e	Myon μ	Tau τ	1
	e -Neutrino ν_e	μ -Neutrino ν_μ	τ -Neutrino ν_τ	0

Tabelle 2.1.: Die Fermionen des Standardmodells lassen sich in Quarks und Leptonen gliedern. Die Quarks in der oberen Reihe tragen die elektrische Ladung $\frac{2}{3}$ und die in der unteren $-\frac{1}{3}$. Leptonen der oberen Reihe tragen die elektrische Ladung 1 und die Neutrinos sind ungeladen.

Im Standardmodell werden Wechselwirkungen durch Eichfeldtheorien beschrieben. Dabei wird die Invarianz der Lagrange-Dichte unter bestimmten lokalen Eichtransformationen gefordert, welche nur durch Einführung von Eichfeldern erreicht werden kann. Diese Eichfelder können mit Bosonen, die die jeweilige Wechselwirkung zwischen den Fermionen vermitteln, assoziiert werden. Bosonen sind Teilchen, die einen ganzzahligen Spin besitzen. Sie sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Das Photon γ , das W^\pm - und das Z^0 -Boson entspringt dabei der $SU(2)_{I_W} \times U(1)_Y$ -Symmetrie¹ der elektroschwachen Wechselwirkung, die zu einer $U(1)_Q$ -Symmetrie² gebrochen wird. $U(n)$ bezeichnet die unitäre Gruppe, die aus unitären $n \times n$ -Matrizen mit komplexen Einträgen besteht und $SU(n)$ ist die spezielle unitäre Gruppe, die zusätzlich Matrizen mit Determinante 1 besitzt. Die elektroschwache Wechselwirkung ist eine vereinigte Beschreibung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung. In ähnlicher Weise entspringen Gluonen der $SU(3)_C$ -Invarianz und repräsentieren die Vermittler der starken Wechselwirkung.

Teilchen, die eine Farbladung tragen, kommen nur in farblosen Kombinationen in der Natur vor. Quarks bilden dabei Bindungszustände aus drei Quarks (qqq oder $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$), welche als Baryonen bezeichnet werden, oder aus zwei Quarks ($q\bar{q}$), die man Mesonen nennt. Zusammen werden Baryonen und Mesonen als Hadronen bezeichnet.

Wechselwirkung	Boson
elektroschwach	Photon γ W^\pm -Bosonen, Z^0 -Boson
stark	Gluon g

Tabelle 2.2.: Die Bosonen des Standardmodells gegliedert nach der Art ihrer Wechselwirkung

Das einzige Teilchen im Standardmodell, das noch nicht sicher nachgewiesen wurde, ist das Higgs-Boson, welches Resultat des sogenannten Higgs-Mechanismus ist.

Im Rahmen der Eichfeldtheorien sind Massenterme für Bosonen und Fermionen verboten, da diese die Eichinvarianz verletzen. Was im Falle der Beschreibung der elektromagnetischen Wechselwirkung mit der $U(1)_Q$ -Symmetrie keine Probleme bereitet, da das Photon masselos ist, stellt für die Bosonen W^\pm und Z^0 ein Problem dar. Experimentell ist nämlich erwiesen, dass diese Bosonen eine Masse besitzen. Um im Formalismus

¹ Y bezeichnet hierbei die schwache Hyperladung und I_W den schwachen Isospin, der in der schwachen erhalten ist.

² Q steht für die elektrische Ladung.

³ C steht für die Farbladung, die in der starken Wechselwirkung erhalten ist.

der Eichfeldtheorien diese Massen erklären zu können wird mittels sogenanntem Higgs-Mechanismus [6, 7, 8, 9, 10] ein skalares Feld ϕ eingeführt. Dieses Feld besitzt auf der Potentialachse zwar eine $SU(2)_{I_W} \times U(1)_Y$ -Symmetrie, die im entarteten Grundzustand jedoch nur noch eine $U(1)_Q$ -Symmetrie aufweist. Das Phänomen, dass eine global vorhandene Symmetrie dem Grundzustand nicht anzusehen ist, wird auch als spontane Symmetriebrechung bezeichnet. Man spricht davon, dass die $SU(2)_{I_W} \times U(1)_Y$ -Symmetrie zu einer $U(1)_Q$ -Symmetrie gebrochen wird.

Die einfachste Wahl für das Feld ϕ ist das komplexe, skalare $SU(2)$ -Doublett

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_3 + i\phi_4 \\ \phi_1 + i\phi_2 \end{pmatrix}, \quad (2.1)$$

mit einem reellen ϕ , der Hyperladung $Y = 1$ und dem schwachen Isospin $I_W=1/2$. Dieses Feld wird als Higgs-Feld bezeichnet, dessen Potential die Form

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

besitzt, wobei $\mu^2 > 0$ und $\lambda > 0$ Parameter sind. In Abbildung 2.1 ist das Higgs-Potential für zwei Freiheitsgrade dargestellt. Der Vakuumerwartungswert für dieses Potenzial beträgt $v = \mu/\sqrt{\lambda}$, ist also nicht Null.

Die Wechselwirkung von Teilchen mit dem überall vorhandenen Higgs-Feld verleiht Teilchen aufgrund des nicht verschwindenden Vakuumerwartungswertes eine Masse. Je stärker die Wechselwirkung ist, desto schwerer erscheint das jeweilige Teilchen. Keine Wechselwirkung entspricht einem masselosen Teilchen. Fermionen erhalten durch Kopplung an dieses Higgs-Feld eine Masse.

Der Higgs-Mechanismus bietet also eine Möglichkeit sowohl die Masse der W^\pm und Z^0 Bosonen als auch die der Fermionen zu erklären, während das Photon masselos bleibt. Zusätzlich wird ein weiteres massives Teilchen vorhergesagt, das Higgs-Boson, welches als Anregung des Higgs-Feldes interpretiert werden kann.

Das Higgs-Boson ist das einzige noch nicht endgültig experimentell nachgewiesene Teilchen, so dass die Higgs-Masse der letzte freie Parameter im Standardmodell ist. Direkte Messungen an den Experimenten LEP [12], Tevatron [13] und dem LHC [14, 15] konnten eine Higgs-Masse unterhalb von 600 GeV, außer einer Region zwischen 116 GeV und 127 GeV, mit einem 95%-Vertrauensniveau ausschließen. Im Juli 2012 wurden Ergebnisse der beiden Experimente ATLAS und CMS am CERN veröffentlicht, die auf die Existenz

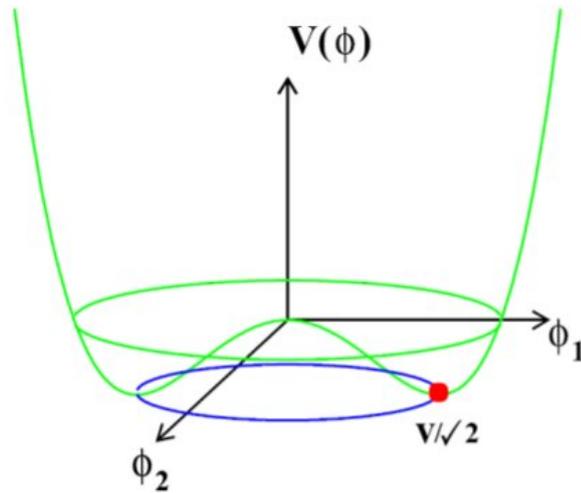


Abbildung 2.1.: Das Higgs-Potential dargestellt für zwei Freiheitsgrade. [11]

eines neutralen Bosons schließen lassen. Dieses Boson hat eine Masse von 125 GeV [16] bzw. 126 GeV [17]. Ob es sich um das Standardmodell-Higgs handelt, müssen weitere Messungen zeigen.

In Abbildung 2.2 ist die obere Grenze des Wirkungsquerschnitts der Higgs-Bosonproduktion geteilt durch den erwarteten Standardmodell-Wirkungsquerschnitt aufgetragen und in Abbildung 2.3 die Wahrscheinlichkeit (lokaler p-Wert), dass unter der Hypothese eines Standardmodell-Higgs-Signals gleich viele oder mehr Ereignisse auftreten als in den ATLAS-Daten gesehen wurden. Die Beobachtung weist eine Standardabweichung von 5.9σ auf.

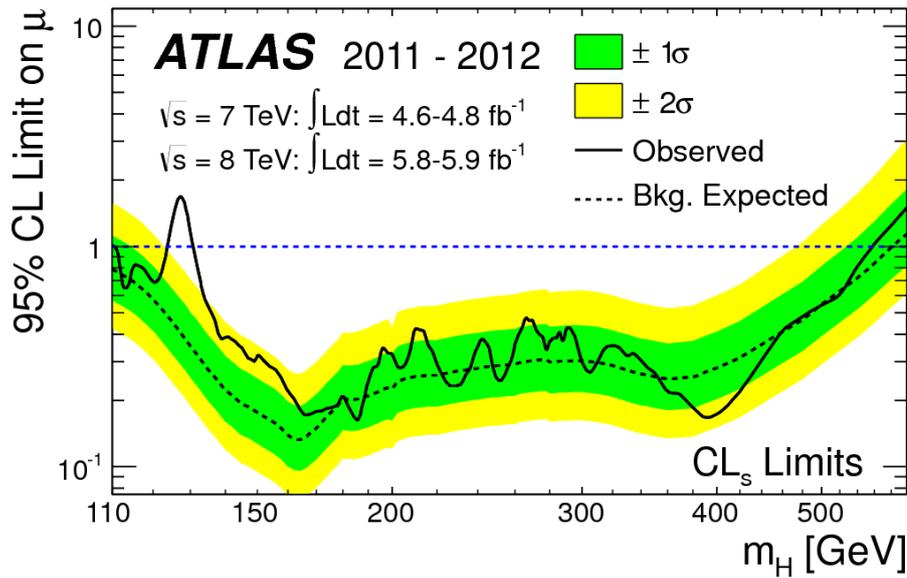


Abbildung 2.2.: Die obere Grenze des gemessenen Wirkungsquerschnitts geteilt durch den erwarteten Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Higgs-Masse m_H . [17]

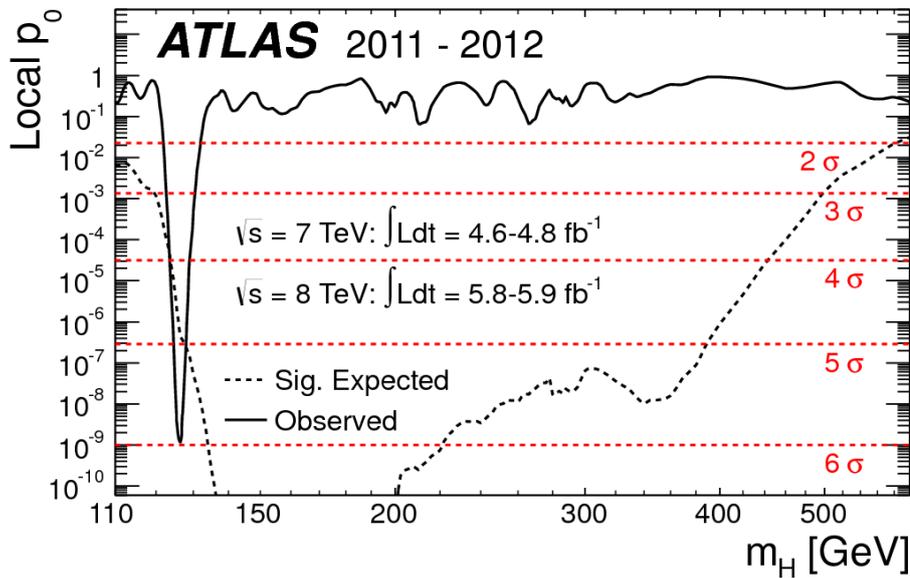


Abbildung 2.3.: Der lokale p-Wert unter der Hypothese eines Standardmodell-Higgs-Signals in Abhängigkeit von der Higgs-Masse m_H . [17]

2.2. SUSY und das geladene Higgs-Boson

Trotz der präzisen Vorhersagen des Standardmodells wird diese Theorie nicht als eine endgültige Theorie angesehen, denn viele Probleme bleiben ungelöst und fundamentale Tatsachen können nicht hergeleitet werden. Es wird vermutet, dass die Theorie nur bis zu bestimmten Energien komplett ist. Zu den ungelösten Problemen des Standardmodells gehören unter anderem:

- Die Existenz von genau drei Teilchengenerationen kann nicht aus fundamentalen Gleichungen hergeleitet werden.
- Die vierte fundamentale Kraft, die Gravitation, wird vom Standardmodell komplett vernachlässigt.
- Die CP-Verletzung, die es in manchen schwachen Zerfällen gibt, wird nicht erklärt.
- Die hohe Anzahl an Parametern, mindestens 18, erscheint unnatürlich hoch.
- Es gibt keine Erklärung für die nicht-verschwindende Ruhemasse von Neutrinos.
- Dunkle Materie, die etwa 25% des Universums ausmacht, kann mit den Teilchen im Standardmodell nicht erklärt werden.

Supersymmetrie (SUSY) stellt eine mögliche Lösung für einige der oben genannten Probleme dar. In supersymmetrischen Erweiterungen des Standardmodells gibt es zu jedem Fermion einen supersymmetrischen Boson-Partner und umgekehrt. Die Minimale Supersymmetrische Erweiterung (MSSM) des Standardmodells ist eine davon. Mit dem sogenannten Neutralino bietet das MSSM unter anderem einen Kandidaten für die Dunkle Materie. Bisher wurden aber keine experimentellen Hinweise auf supersymmetrische Teilchen gefunden.

Geladene Higgs-Bosonen werden in verschiedenen supersymmetrischen Theorien vorhergesagt. Darin werden insgesamt fünf Higgs-Bosonen vorhergesagt: drei neutrale (A , h und H) und zwei geladene Higgs-Bosonen (H^+ und H^-)⁴. Der Grund dafür ist, dass der Higgs-Mechanismus im MSSM mit einem zusätzlichen Higgs-Dublett mit entgegengesetzter Hyperladung beschrieben wird. Üblicherweise wird zwischen einem leichten geladenen Higgs-Boson, leichter als das Top-Quark, und einem schweren geladenen Higgs-Boson,

⁴Im folgenden bezeichnet H^+ sowohl das positiv als auch das negativ geladene Higgs-Boson.

schwerer als das Top-Quark, unterschieden. Die Beobachtung eines geladenen Higgs-Bosons würde zweifellos auf neue Physik jenseits des Standardmodells schließen.

2.3. Betrachteter Signalprozess

In dieser Arbeit wird das leichte geladene Higgs-Boson betrachtet. Der erwartete Hauptproduktionskanal für ein leichtes geladenes Higgs-Boson am LHC ist durch den Zerfall eines Top-Quark Paares gegeben: $t\bar{t} \rightarrow H^+bW^-b$. Es wird also erwartet, dass ein Top-Quark zu einem geladenen Higgs-Boson und einem Bottom-Quark zerfällt. Für $\tan\beta > 3$, wobei $\tan\beta$ das Verhältnis der beiden Vakuumerwartungswerte der Higgs-Doublets ist, ist der Zerfall $H^+ \rightarrow \tau\nu$ dominant [18] und wird hier mit $\mathcal{B}(H^+ \rightarrow \tau\nu) = 100\%$ angenommen.

In Abbildung 2.4 ist das erwartete Verzweungsverhältnis von $\mathcal{B}(t \rightarrow H^+b)$ für das geladene Higgs-Boson als Funktion von $\tan\beta$ für das m_h^{max} -Szenario [19] dargestellt. In Abbildung 2.5 ist die Ausschlussgrenzen zu einem Vertrauensniveau von 95% auf das Verzweungsverhältnis $\mathcal{B}(t \rightarrow H^+b)$ in Abhängigkeit von der Higgs-Masse für das geladene Higgs-Boson abgebildet.

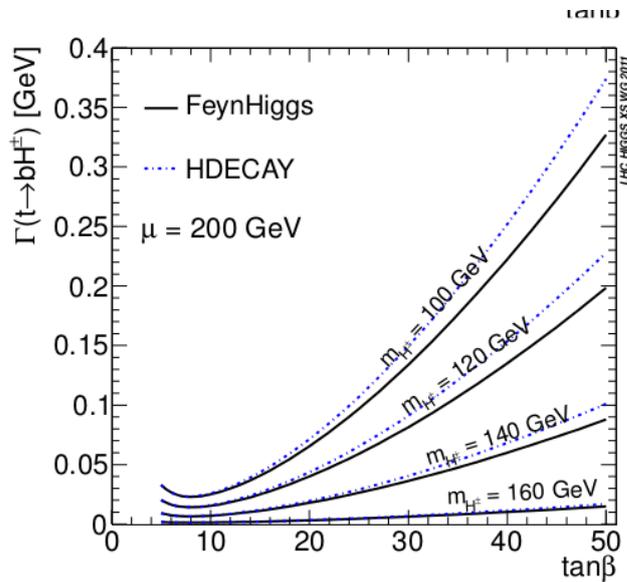


Abbildung 2.4.: Verzweungsverhältnis $\mathcal{B}(t \rightarrow H^+b)$ in Abhängigkeit von $\tan\beta$ für verschiedene Massen des geladenen Higgs-Boson. [20].

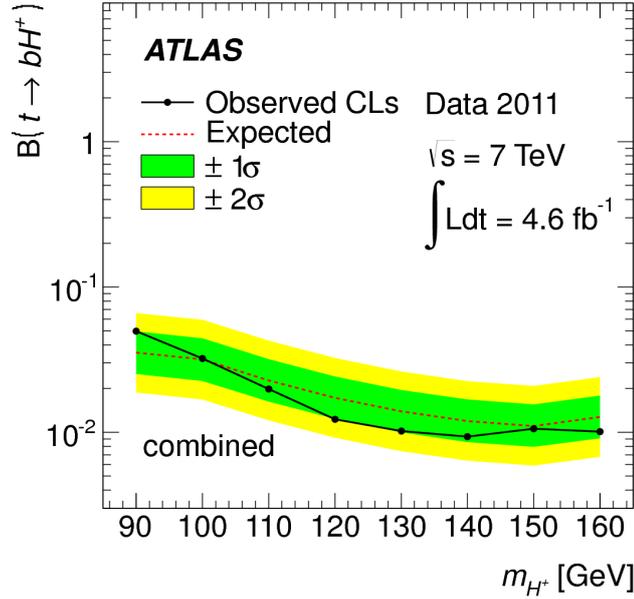


Abbildung 2.5.: Ausschlussgrenzen für Verzweungsverhältnis $\mathcal{B}(t \rightarrow H^+b)$ in Abhängigkeit der Masse für das geladene Higgs-Boson. [20].

Der für diese Arbeit betrachtete Signalprozess für das leichte geladene Higgs-Boson in führender Ordnung ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Es wird außerdem nur der hadronische Zerfall für das τ -Lepton und das W -Boson in Betracht gezogen. Zusammengefasst ergibt sich damit die folgende Zerfallskette: $t\bar{t} \rightarrow bH^+\bar{b}W^- \rightarrow b\tau\nu_1\bar{b}qq \rightarrow b\tau_{\text{vis}}\nu_2\nu_1\bar{b}qq$. τ_{vis} bezeichnet hier und im folgenden die sichtbaren hadronischen Zerfallsprodukte des τ -Leptons. Der Endzustand ist also durch ein hadronisch zerfallendes τ -Lepton, zwei b -Jets, zwei weitere Jets und fehlende transversale Energie aufgrund der beiden Neutrinos definiert. Für den Signalprozess wird das Verzweungsverhältnis $\mathcal{B}(t \rightarrow H^+b) = 0.05$ angenommen und für den Standardmodell Untergrund-Prozess $t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{b}W^-$ das Verzweungsverhältnis $\mathcal{B}(t \rightarrow H^+b) = 0.95$. Das Verzweungsverhältnis für hadronisch zerfallende τ -Leptonen beträgt 64.79% und für hadronisch zerfallende W -Bosonen 67.6% [21]. Für die Analyse der Signalereignisse werden PYTHIA [22] generierte ATLAS-Ereignisse mit $m_{H^+} = 90$ GeV, $m_{H^+} = 130$ GeV und $m_{H^+} = 160$ GeV und für die Untergrundergebnisse MC@NLO [23] generierte Ereignisse verwendet.

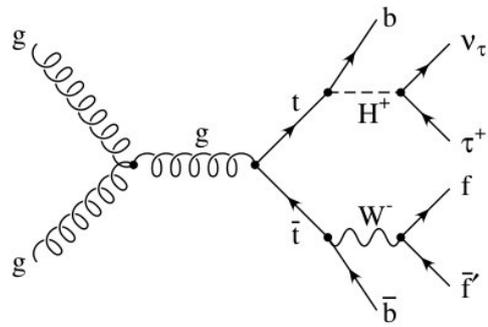


Abbildung 2.6.: Der erwartete Signalprozess für das positiv geladene Higgs-Boson in führender Ordnung. [24]

3. Der ATLAS-Detektor am LHC

3.1. Der Large Hadron Collider (LHC)

Der LHC [25] ist ein kreisförmiger Teilchenbeschleuniger, der sich am CERN⁵ bei Genf befindet und mit einigen Unterbrechungen seit 2008 im Betrieb ist. In diesem Beschleuniger-Ring, der einen Umfang von etwa 27 km besitzt, können sowohl Protonen als auch Bleikerne beschleunigt und an vier Stellen zur Kollision gebracht werden. An diesen vier Wechselwirkungspunkten befinden sich die Detektoren ALICE, ATLAS, CMS und LHCb, um die Kollisionen aufzuzeichnen. Die Design-Schwerpunktsenergie für Proton-Proton-Kollisionen beträgt 14 TeV. Bis Anfang des Jahres 2010 war der Detektor bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV mit einer integrierten Luminosität von 4.6 fb^{-1} in Betrieb. Seit Anfang 2012 ist er mit 8 TeV in Betrieb.

Die Ziele bei der Erbauung des Teilchenbeschleunigers waren unter anderem der Nachweis der Existenz oder Nicht-Existenz des Higgs-Bosons im Standardmodell und die Suche nach neuer Physik jenseits des Standardmodells. Dazu zählen auch supersymmetrische Teilchen.

3.2. Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS⁶-Detektor [26], zu sehen in Abbildung 3.1, ist mit einer Länge von 44 m, einem Durchmesser von 25 m und einem Gewicht von etwa 7 t der größte Detektor am LHC. Die Aufgabe des Detektors ist die Impulsmessung geladener Teilchen in einem Magnetfeld, die Messung der Energien geladener und neutraler Teilchen und die Vermessung von fehlender transversaler Energie. Um dies bewerkstelligen zu können ist der ATLAS-Detektor in Schichten aus Subdetektoren aufgebaut.

Zur Beschreibung von Teilchenkollisionen in diesem Detektor wird ein rechtshändiges Koordinatensystem mit Ursprung im Kollisionspunkt verwendet. Die x-Achse zeigt vom Kollisionspunkt zur Ringmitte des LHC und die y-Achse vertikal nach oben. Die z-Achse wird durch die Richtung des einlaufenden Teilchenstrahls, der gegen den Uhrzeigersinn verläuft, definiert. Die x-y-Ebene ist die zum Teilchenstrahl transversale Ebene, in der

⁵Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

⁶A Toroidal LHC ApparatuS

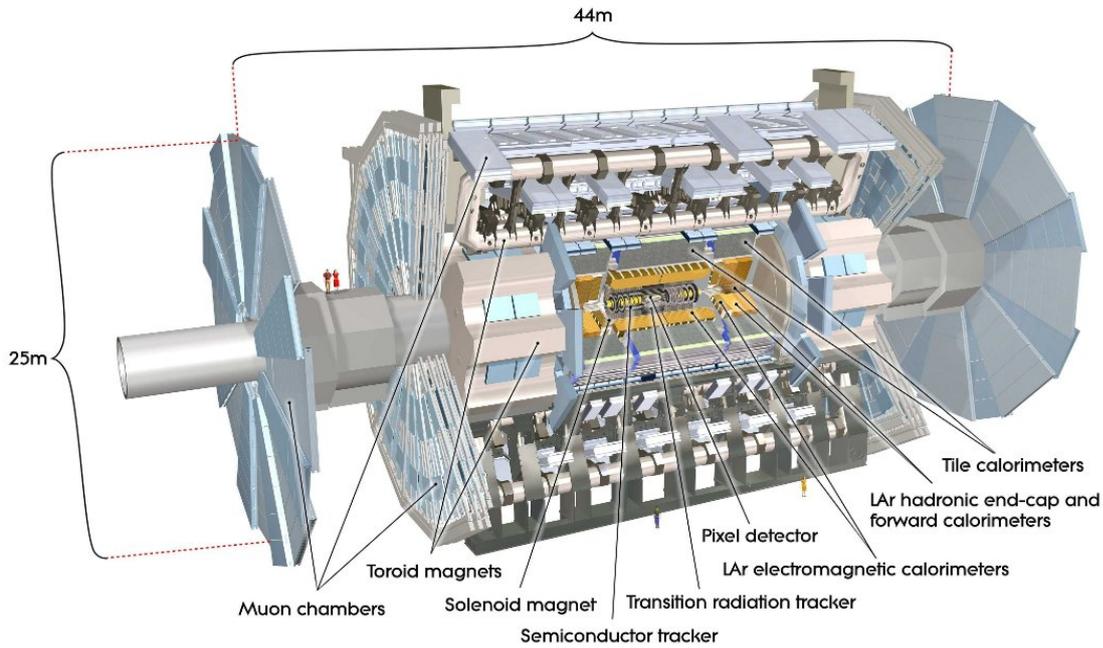


Abbildung 3.1.: Der ATLAS-Detektor[26].

unter anderem die fehlende transversale Energie E_T und der transversale Impuls p_T definiert sind.

Der Polarwinkel θ ist der Winkel zur Strahlachse (z -Achse) und der Azimutwinkel φ verläuft um die Strahlachse. Statt des Winkels θ wird bei Hadronbeschleunigern oft die Pseudorapidität η verwendet, die wie folgt definiert ist:

$$\eta = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right). \quad (3.1)$$

Die Beschreibung des räumlichen Abstandes in der (η, φ) -Ebene erfolgt oft mit

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta \eta)^2 + (\Delta \varphi)^2}. \quad (3.2)$$

3.3. Detektorkomponenten

Von innen nach außen besteht der Detektor aus dem inneren Detektor, dem elektromagnetischen und dem hadronischen Kalorimeter und dem Myon-System.

Der innere Detektor besteht aus drei Teilen, welche sich in einem Magnetfeld der Stärke 2 T befindet. Das Magnetfeld wird durch zentrale Solenoidspulen erzeugt und ermöglicht eine genaue Impulsbestimmung geladener Teilchen, die in diesem abgelenkt werden. Der Impuls kann aus der Bahnkurve der Teilchen rekonstruiert werden. Des Weiteren dient der Detektor zur Bestimmung des Entstehungsortes der geladenen Teilchen. Der innerste Teil des inneren Detektors ist ein Pixel-Detektor, der die höchste Auflösung besitzt, um Teilchenspuren rekonstruieren zu können. Er deckt eine Pseudorapidität von $|\eta| < 2.5$ ab. Auf den Pixel-Detektor folgt der Halbleiter-Spurdetektor, der die gleiche Pseudorapidität abdeckt. Er ermöglicht eine 3D-Spurrekonstruktion der Teilchen. Der äußerste Teil des inneren Detektors besteht aus einem Übergangsstrahlungs-Detektor der einen Bereich von $|\eta| < 2.0$ abdeckt. Er liefert neben Spurinformatoren wichtige Informationen zur Identifikation von Elektron durch Vermessung von Übergangsstrahlung. Die Impulsauflösung im inneren Detektor beträgt $\sigma_{p_t}/p_t = 0.05\% \cdot p_t$.

Die Kalorimeter dienen der Vermessung der Energie geladener und neutraler Teilchen. Im ATLAS-Detektor bestehen sie abwechselnd aus Absorber- und Detektionsmaterial. Das gesamte Kalorimetersystem ist in das zentrale elektromagnetische Kalorimeter mit $|\eta| < 3.2$, das zentrale hadronische Kalorimeter mit $|\eta| < 1.7$, sowie zwei Endkappen-Kalorimeter in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung des Detektors unterteilt.

Das elektromagnetische Kalorimeter vermisst die Energien von produzierten Elektronen und Photonen. Als Detektionsmaterial besitzt es flüssiges Argon und als Absorbermaterial Edelstahl beschichtetes Blei. Durch elektromagnetische Wechselwirkung mit dem Absorber- und Detektormaterial deponieren die einfallenden Teilchen ihre gesamte Energie im Kalorimeter. Diese Energie wird auf sekundäre Teilchen, die in Wechselwirkungsprozessen, wie der Bremsstrahlung entstehen, übertragen. Solche Prozesse führen zu vielen Schauern, die in den aktiven Lagen des Detektors ein zur ursprünglichen Energie proportionales Signal erzeugen, welches messbar ist. Die Energieauflösung für Elektronen und Photonen im elektromagnetischen Kalorimeter beträgt $\sigma_E/E = 10\% \cdot \sqrt{E}$.

Das hadronische Kalorimeter besitzt im Zentralbereich als Detektionsmaterial Plastiksintillatoren und als Absorbermaterial Eisen. Wechselwirkungen von Hadronen, wie Protonen und Neutronen, mit den Absorberplatten führen zu hadronischen Schauern. Diese Schauer verursachen im Szintillatorteil Lichtemission aus der auf die Energie der Hadronen geschlossen werden kann. In den Endkappenbereichen des Kalorimeters wird flüssiges Argon mit Kupfer-Absorberplatten eingesetzt. Die Energieauflösung beträgt $\sigma_E/E = 50\% \cdot \sqrt{E}$ im Zentral- und Endkappen-Bereich und $\sigma_E/E = 100\% \cdot \sqrt{E}$ im Vorwärts-Kalorimeter.

Das Myonspektrometer schließlich macht den größten Teil des ATLAS-Detektors aus. Es dient der Identifikation und der Messung von Impulsen von Myonen, die in den Kalorimetern nicht absorbiert werden können. Die Detektion der Myonen erfolgt durch die Ablenkung der Myonen in einem Magnetfeld der Stärke 3-8 Tesla, welches von Toroidmagneten erzeugt wird.

Eine weiterer wichtiger Bestandteil des ATLAS-Detektors ist das sogenannte Trigger-System. Es dient der Vorselektion von physikalisch relevanten Ereignissen, da es durch die hohe Luminosität in Proton-Proton-Kollisionen unmöglich ist, alle Ereignisse aufzuzeichnen. Es besteht aus drei Stufen, die die Ereignisrate von 40 MHz auf 100-200 Hz reduzieren.

4. Missing Mass Calculator

Als finale Diskriminante bei der Suche nach geladenen Higgs-Bosonen wird eine massensensitive Variable verwendet. Für die Analyse ist die Rekonstruktion der Masse also elementar. Zu diesem Zweck wird der Missing Mass Calculator (MMC) [27] in dieser Arbeit analysiert.

Die Idee des MMC wurde unter anderem für den Zerfall $Z/H \rightarrow \tau\tau$ [28, 29] näher untersucht und optimiert. Da sich diese Massenrekonstruktionstechnik als vielversprechend erwiesen hat wird sie in der vorliegenden Arbeit im Detail für leichte, positiv geladene Higgs-Bosonen H^+ im Zerfall $t\bar{t} \rightarrow bH^+bW^- \rightarrow b\tau_{\text{vis}}\nu_2\nu_1bqq$ untersucht, wobei τ_{vis} die sichtbaren Zerfallsprodukte des τ -Leptons bezeichnet. Bei einer perfekten Funktionsweise des MMC, wird eine vollständige Trennung vom Standardmodell-Untergrund erwartet. Zunächst wird die Vorgehensweise motiviert, dann die grundlegenden kinematischen Gleichungen gelöst und schließlich wird der MMC mit PYTHIA simulierten ATLAS-Ereignissen bei $\sqrt{s} = 7$ TeV getestet. Die Funktionsweise wird sowohl auf Generator- als auch auf Detektorniveau erprobt.

4.1. Motivation

Um die Masse eines Teilchens, welches zerfällt, zu bestimmen, muss man prinzipiell nur die Vierervektoren der Zerfallsprodukte kennen. Durch Impuls- und Energiemessung und Teilchenidentifikation lassen sich diese im Allgemeinen auch bestimmen. Treten jedoch in der Zerfallskette Neutrinos auf, so gibt es immer Unbekannte, da diese nicht oder nur indirekt in Form von fehlender transversaler Energie messbar sind.

Im hier betrachteten Zerfall gibt es zwei Neutrinos im Endzustand. Das System enthält also, unter Vernachlässigung der Masse der Neutrinos, sechs Unbekannte, nämlich die Komponenten der Impulse der beiden Neutrinos, welche sich aber mit vier Zwangsbedingungen auf zwei verringern lassen können. Mit Kenntnis dieser Unbekannten kann man den Vierervektor des geladenen Higgs-Bosons rekonstruieren und daraus die Masse bestimmen. Ein sogenannter *Scan* über die unbekannt Variablen legt die gesamte Ereignistopologie fest. Mit *Scan* ist hierbei gemeint, dass man für die unbekannt Größen im physikalisch sinnvollen Bereich Werte einsetzt, so dass die Gleichungen wieder voll bestimmt sind. Die Viererimpulse der beiden Neutrinos lassen sich so berechnen

und daraus ergeben sich für jeden *Scan*-Punkt vier Lösungen für die Masse des geladenen Higgs-Bosons. Nicht jede dieser Lösungen ist aber gleich wahrscheinlich. Um diesem Sachverhalt Rechnung zu tragen, werden typische Verteilungen auf Generatorniveau im betrachteten Zerfall untersucht und daraus sogenannte Gewichtungsfunktionen bestimmt, die ein Maß dafür sind, wie wahrscheinlich ein *Scan*-Punkt bzw. die daraus resultierenden Lösungen für die Masse sind. Jede Masse im *Scan* bekommt eine Wahrscheinlichkeit zugewiesen.

4.2. Vorbemerkungen

Zunächst werden die für die grundlegenden Gleichungen benötigten Variablen definiert und die Gleichungen schließlich nach den verbleibenden Unbekannten aufgelöst.

Wie in Abbildung 4.1 zu sehen, lässt sich jeder (Impuls-)Vektor in einen transversalen, gekennzeichnet durch den Index T , und einen longitudinalen Anteil zerlegen

$$\vec{p} = (\vec{p}_T, p_z). \quad (4.1)$$

Der eindimensionale Anteil des Vektors ist hierbei parallel zur Strahlrichtung und die zweidimensionale, transversale Ebene ist senkrecht dazu. Die weitere Zerlegung des Vektors ergibt dann

$$\vec{p}_T = (p_x, p_y) = (|\vec{p}_T| \cos \varphi, |\vec{p}_T| \sin \varphi) \equiv (p_T \cos \varphi, p_T \sin \varphi) \quad (4.2)$$

und

$$p_z = |\vec{p}| \cos \theta = \frac{p_T}{\sin \theta} \cos \theta = p_T \cot \theta, \quad (4.3)$$

wobei der Winkel φ den Winkel zwischen der x-Achse und \vec{p}_T und θ den Winkel zwischen Strahlachse und \vec{p} bezeichnet. Somit lässt sich der Impuls eines Teilchens durch die Größen p_T , φ und θ beschreiben:

$$\vec{p} = (p_T \cos \varphi, p_T \sin \varphi, p_T \cot \theta). \quad (4.4)$$

Aus der Impulserhaltung folgt, dass der transversale Gesamtimpuls, also die vektorielle Summe der transversalen Impulse aller entstandenen Teilchen, nach der Kollision 0 sein muss. Wenn die Messung dem widerspricht, müssen in der Kollision für den Detektor unsichtbare Teilchen entstanden sein, z.B. ein oder mehrere Neutrinos, die genau diesen

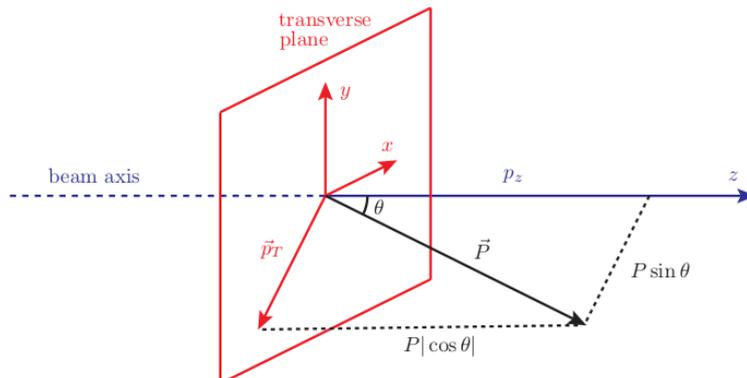


Abbildung 4.1.: Standardgeometrie in einem Teilchenbeschleuniger [30].

fehlenden transversalen Impuls besitzen. In Wahrheit trägt aber das Auflösungsvermögen des Detektors zur transversalen Energie bei, sodass die Energie nicht vollständig den unsichtbaren Teilchen entspricht. Im folgenden gilt aber die Annahme, dass die fehlende transversale Energie komplett der transversalen Energie der beiden Neutrinos im Endzustand $bqqb\tau_{\text{vis}}\nu_1\nu_2$ entspricht.

Mit μ indizierte Größen bezeichnen im folgenden Vierervektoren

$$p^\mu = (E, \vec{p}) \quad (4.5)$$

mit der Energie E . In dieser Arbeit gilt ohne Ausnahme

$$c \equiv \hbar \equiv 1 \quad (4.6)$$

für die Lichtgeschwindigkeit c und das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum \hbar . Außerdem gilt die Energie-Impuls Beziehung

$$p_\mu p^\mu = E^2 - \vec{p}^2 \equiv m^2, \quad (4.7)$$

wobei m die Ruhemasse bezeichnet.

4.3. Lösung der Gleichungen

Im folgenden steht Index 1 für das Neutrino, welches aus dem H^+ -Zerfall stammt, Index 2 für das Neutrino aus dem τ -Zerfall und h für die sichtbaren hadronischen τ -Zerfallsprodukte τ_{vis} . Für den kompletten Zerfall ergeben sich insgesamt sechs Unbekannte (jeweils φ_i, θ_i und $|\vec{p}_{T,i}| \equiv p_{T,i}$), die bestimmt werden müssen, um auf die Masse vom geladenen Higgs-Boson schließen zu können. Aus Energie- und Impulserhaltungsgründen ergeben sich für den betrachteten Zerfall $t \rightarrow bH^+ \rightarrow b\nu_1\tau \rightarrow b\nu_1\tau_{\text{vis}}\nu_2$ die Vierervektoren

$$p_\tau^\mu = p_2^\mu + p_h^\mu, \quad (4.8)$$

$$p_{H^+}^\mu = p_1^\mu + p_\tau^\mu, \quad (4.9)$$

$$p_t^\mu = p_{H^+}^\mu + p_b^\mu. \quad (4.10)$$

Mit der fehlenden transversalen Energie folgen für den betrachteten Zerfall insgesamt die vier kinematischen Zwangsbedingungen

$$\cancel{E}_{T,x} = \sum p_{T,x} = p_{T,1} \cos \varphi_1 + p_{T,2} \cos \varphi_2, \quad (4.11)$$

$$\cancel{E}_{T,y} = \sum p_{T,y} = p_{T,1} \sin \varphi_1 + p_{T,2} \sin \varphi_2, \quad (4.12)$$

$$m_\tau^2 = (p_2^\mu + p_h^\mu)^2, \quad (4.13)$$

$$m_t^2 = (p_b^\mu + p_1^\mu + p_2^\mu + p_h^\mu)^2. \quad (4.14)$$

Die Gleichungen 4.11 und 4.12 sind hierbei die x- und y-Komponente der fehlenden transversalen Energie \cancel{E}_T . Gleichungen 4.13 und 4.14 sind lediglich die Energie-Impuls-Beziehungen des τ -Leptons und des top-Quarks.

Mit diesen Gleichungen lassen sich die sechs Unbekannten auf zwei reduzieren. Dazu werden zuerst die Gleichungen 4.11 und 4.12 einerseits nach $p_{T,2}$ und andererseits $p_{T,1}$ gleichgesetzt. Das liefert

$$p_{T,1} = \frac{\cancel{E}_{T,x} \sin \varphi_2 - \cancel{E}_{T,y} \cos \varphi_2}{\sin \varphi_2 \cos \varphi_1 - \cos \varphi_2 \sin \varphi_1} = \frac{\cancel{E}_{T,x} \sin \varphi_2 - \cancel{E}_{T,y} \cos \varphi_2}{\sin(\varphi_2 - \varphi_1)}, \quad (4.15)$$

$$p_{T,2} = \frac{\cancel{E}_{T,x} \sin \varphi_1 - \cancel{E}_{T,y} \cos \varphi_1}{\sin \varphi_1 \cos \varphi_2 - \cos \varphi_1 \sin \varphi_2} = \frac{\cancel{E}_{T,x} \sin \varphi_1 - \cancel{E}_{T,y} \cos \varphi_1}{\sin(\varphi_1 - \varphi_2)}. \quad (4.16)$$

Ein *Scan* über die Winkel φ_1 und φ_2 legt die transversalen Impulse $p_{T,1}$ und $p_{T,2}$ der beiden Neutrinos fest. Diese Variablen werden im folgenden also als bekannt vorausgesetzt. Als Unbekannte bleiben lediglich die Winkel θ_1 und θ_2 der beiden Neutrinos, die es noch aus den anderen Variablen zu bestimmen gibt.

Für θ_2 formt man Gleichung 4.13 um:

$$m_\tau^2 = (p_2^\mu + p_h^\mu)^2 \quad (4.17)$$

$$= m_h^2 + E_h E_2 - 2\vec{p}_2 \vec{p}_h \quad (4.18)$$

$$= m_h^2 + E_h \sqrt{p_{T,2}^2 (1 + \cot^2 \theta_2)} - 2p_{T,2} (p_{x,h} \cos \varphi_2 + p_{y,h} \sin \varphi_2 + p_{z,h} \cot \theta_2) \quad (4.19)$$

Fasst man alle bekannten Größen mit

$$A := m_\tau^2 - m_h^2 + 2p_{T,2} (p_{x,h} \cos \varphi_2 + p_{y,h} \sin \varphi_2) \quad (4.20)$$

zusammen, so erhält man

$$A = 2E_h \sqrt{p_{T,2}^2 (1 + \cot^2 \theta_2)} - 2p_{T,2} p_{z,h} \cot \theta_2. \quad (4.21)$$

Quadrieren dieser Gleichung führt auf

$$A^2 + 4Ap_{T,2} p_{z,h} \cot \theta_2 + 4p_{T,2}^2 p_{z,h}^2 \cot^2 \theta_2 = 4E_h^2 p_{T,2}^2 (1 + \cot^2 \theta_2) \quad (4.22)$$

$$\Rightarrow \underbrace{p_{T,2}^2 - p_{z,h}^2 - E_h^2 p_{T,2}^2 \cot^2 \theta_2}_{=:r} + \underbrace{Ap_{T,2} p_{z,h} \cot \theta_2}_{=:s} + \underbrace{\frac{A^2}{4} - E_h^2 p_{T,2}^2}_{=:t} = 0 \quad (4.23)$$

Die Lösungen für diese quadratische Gleichung sind gegeben durch:

$$\cot \theta_2^\pm = -\frac{s}{2r} \pm \sqrt{\left(\frac{s}{2r}\right)^2 - \frac{t}{r}} \quad (4.24)$$

$$\Rightarrow \theta_2^\pm = \operatorname{arccot} \left(-\frac{s}{2r} \pm \sqrt{\left(\frac{s}{2r}\right)^2 - \frac{t}{r}} \right) \quad (4.25)$$

Die beiden weiteren Lösungen $\theta_2 = \pi - \theta^\pm$ genügen nicht der Zwangsbedingung 4.13. Insgesamt ergeben sich also zwei Lösungen für θ_2 , welche auf zwei Vierervektoren für das Neutrino ν_2 führen.

Daraus lässt sich nun auch noch die letzte Unbekannte θ_1 bestimmen. Dazu betrachtet man die Zwangsbedingung 4.14, die sich analog zur Herleitung oben umformen lässt

$$m_t^2 = (p_b^\mu + p_1^\mu + p_2^\mu + p_h^\mu)^2 \quad (4.26)$$

$$= m_b^2 + m_h^2 + 2(p_{b,\mu}p_1^\mu + p_{1,\mu}p_2^\mu + p_{1,\mu}p_h^\mu + p_{b,\mu}p_2^\mu + p_{b,\mu}p_h^\mu + p_{2,\mu}p_h^\mu) \quad (4.27)$$

Alle Größen, die von θ_1 abhängen, lassen sich umformen

$$\begin{aligned} p_{b,\mu}p_1^\mu + p_{1,\mu}p_2^\mu + p_{1,\mu}p_h^\mu &= \sqrt{p_{T,1}^2(1 + \cot^2 \theta_1)}(E_b + E_2 + E_h) - \{ \cot \theta_1 p_{T,1}(p_{z,b} + p_{z,2} + p_{z,h}) \\ &\quad + p_{T,1}(p_{x,b} \cos \varphi_1 + p_{y,b} \sin \varphi_1 + p_{x,2} \cos \varphi_1 + p_{y,2} \sin \varphi_1 \\ &\quad + p_{x,h} \cos \varphi_1 + p_{y,h} \sin \varphi_1) \} \end{aligned} \quad (4.28)$$

Alle bekannten Größen werden mit

$$\begin{aligned} B &:= m_t^2 - m_b^2 - m_h^2 - 2(p_{b,\mu}p_2^\mu - p_{b,\mu}p_h^\mu - p_{2,\mu}p_h^\mu) \\ &\quad + p_{T,1}(p_{x,b} \cos \varphi_1 + p_{y,b} \sin \varphi_1 + p_{x,2} \cos \varphi_1 + p_{y,2} \sin \varphi_1 + p_{x,h} \cos \varphi_1 + p_{y,h} \sin \varphi_1) \end{aligned} \quad (4.29)$$

$$= 2 \left(\sqrt{p_{T,1}^2(1 + \cot^2 \theta_1)}(E_b + E_2 + E_h) - \cot \theta_1 p_{T,1}(p_{z,b} + p_{z,2} + p_{z,h}) \right) \quad (4.30)$$

zusammengefasst. Anschließendes quadrieren liefert

$$\begin{aligned} B^2 + 4B \cot \theta_1 p_{T,1}(p_{z,b} + p_{z,2} + p_{z,h}) + 4p_{T,1}^2(p_{z,b} + p_{z,2} + p_{z,h})^2 \cot^2 \theta_1 \\ = 4p_{T,1}^2(1 + \cot^2 \theta_1)(E_b + E_2 + E_h)^2 \end{aligned} \quad (4.31)$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \underbrace{p_{T,1}^2((p_{z,b} + p_{z,2} + p_{z,h})^2 - (E_b + E_2 + E_h)^2)}_{=:r} \cot^2 \theta_1 \\ + \underbrace{B p_{T,1}(p_{z,b} + p_{z,2} + p_{z,h})}_{=:s} \cot \theta_1 + \underbrace{\frac{B^2}{4} - (E_b + E_2 + E_h)^2 p_{T,1}^2}_{=:t} = 0 \end{aligned} \quad (4.32)$$

Dies ist wieder eine quadratische Gleichung in $\cot \theta$ und die Lösung dafür ist wie oben gegeben:

$$\theta_1^\pm = \operatorname{arccot} \left(-\frac{s}{2r} \pm \sqrt{\left(\frac{s}{2r}\right)^2 - \frac{t}{r}} \right) \quad (4.33)$$

Die beiden weiteren Lösungen $\theta_1 = \pi - \theta^\pm$ genügen nicht der Zwangsbedingung 4.14. Zu beachten ist, dass es für jedes θ_2 zwei Lösungen für θ_1 gibt, die mit $\theta_1^{+\pm}$ für θ_2^+ und mit $\theta_1^{-\pm}$ für θ_2^- bezeichnet werden. Es gibt also insgesamt vier Lösungen für die Winkel θ , nämlich θ_2^+ und $\begin{cases} \theta_1^{++} \\ \theta_1^{+-} \end{cases}$ bzw. θ_2^- und $\begin{cases} \theta_1^{-+} \\ \theta_1^{--} \end{cases}$.

Für jedes (φ_1, φ_2) -Paar folgen also sechs Winkel θ , woraus sich vier Vierervektoren p_1^μ und p_2^μ für die Neutrinos berechnen lassen. Mit den Gleichungen 4.8 und 4.9 und der Energie-Impuls-Beziehung folgen daraus die vier möglichen Massen für das geladene Higgs-Boson für ein (φ_1, φ_2) -Paar: $m_{H^+}(\theta_2^+, \theta_1^{++})$, $m_{H^+}(\theta_2^+, \theta_1^{+-})$, $m_{H^+}(\theta_2^-, \theta_1^{-+})$ und $m_{H^+}(\theta_2^-, \theta_1^{--})$.

5. Analyse auf Generatorniveau

In diesem Kapitel erfolgen Analysen des MMC für Ereignisse auf Generatorniveau, für die drei Massen $m_{H^+} = 90$ GeV, $m_{H^+} = 130$ GeV und $m_{H^+} = 160$ GeV, worauf die folgenden Schnitte angewendet wurden:

- $\cancel{E}_T > 20$ GeV
- $p_{T,h} > 20$ GeV
- $p_{T,b} > 20$ GeV
- $|\eta| < 2.4$

5.1. Gewichtungsfunktionen

Für jeden *Scan*-Punkt (φ_1, φ_2) folgen theoretisch vier mögliche Lösungen für m_{H^+} . Da aber nicht alle Massen gleich wahrscheinlich sind, wurden typische Verteilungen mit Hilfe von simulierten Ereignissen auf Generatorniveau mit $m_{H^+} = 130$ GeV untersucht, um daraus Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen zu bestimmen und jeder Masse eine Wahrscheinlichkeit zuzuordnen. Dazu wurden Winkelverteilungen zwischen den beiden Neutrinos und den anderen Teilchen sowohl im Laborsystem, als auch im top- und H^+ -Ruhesystem betrachtet. Zusätzlich wurden noch die entsprechenden Verteilungen für alle *Scan*-Punkte betrachtet. Sie werden im folgenden als *Scan*-Verteilung bezeichnet und enthalten alle Lösungen aus dem *Scan*. Ergab sich eine merkliche Diskrepanz zwischen der Winkelverteilung auf Generatorniveau und der *Scan*-Verteilung und keine m_{H^+} -Abhängigkeit, so wurde die Funktion als Gewichtungsfunktion ausprobiert. Für jede aus dem *Scan* berechnete Masse wird anschließend mit Hilfe dieser Gewichtungsfunktion eine Wahrscheinlichkeit berechnet und die Higgs-Masse damit gewichtet. Mehrere Gewichtungsfunktionen multiplizieren sich nach den Gesetzen der Wahrscheinlichkeitsrechnung unter Annahme ihrer Unabhängigkeit. Am erfolversprechendsten erwiesen sich die im folgenden beschriebenen Gewichtungsfunktionen.

Ein *Scan* über (φ_1, φ_2) entspricht einem zweidimensionalen *Scan*, zusätzlich wurde aber noch *Scan* über die beiden Komponenten der fehlenden transversalen Energie $\cancel{E}_{T,x}$ und $\cancel{E}_{T,y}$ durchgeführt, welches einem vierdimensionalen *Scan* entspricht.

5.1.1. φ_2 : Die ΔR -Verteilung

Für den Winkel φ_2 wird, ähnlich wie für den Fall $H \rightarrow \tau\tau$ [27], als Gewichtungsfunktion G_2 die ΔR -Verteilung für die Zerfallsprodukte des τ -Leptons, also den Hadronen und dem Neutrino, benutzt. ΔR gibt den Abstand zwischen dem sichtbaren (Hadronen) und unsichtbaren (Neutrino) Anteil der Zerfallsprodukte des τ -Leptons in der (η, φ) -Ebene an. In Abbildung 5.1 sind die Verteilungen auf Generatorniveau, und die Scan-Verteilung, die alle Lösungen aus dem *Scan* berücksichtigt, dargestellt. Für die *Scan*-Verteilung werden alle Werte angenommen, während die Verteilung auf Generatorniveau kaum Lösungen im Bereich $\Delta R > 0.5$ besitzt. Wird diese Funktion also als Gewichtungsfunktion benutzt, werden diese unwahrscheinlichen Lösungen aussortiert, da sie das Gewicht Null zugewiesen bekommen.

Je schneller das τ -Lepton ist, desto näher liegen die Zerfallsprodukte zusammen. Dies führt zu einer Korrelation zwischen p_τ und ΔR , wie sie in Abbildung 5.3 zu sehen ist. Deshalb wurde ΔR für verschieden p_τ -Bereiche zwischen 35 GeV und 150 GeV in 5 GeV Schritten aufgetragen. Jede Verteilung steht also für ein p_τ -Impulsintervall mit der Länge 5 GeV. Alle Impulse größer 150 GeV wurden in einer Verteilung zusammengefasst. Anschließend wurde ein Fit mit einer *Crystal-Ball*-Funktion durchgeführt und diese Funktion normiert, um eine Wahrscheinlichkeit zu definieren. Die *Crystal-Ball*-Funktion wurde für den Fit folgendermaßen definiert:

$$f_{CB}(x; \alpha, n, \bar{x}, \sigma) = N \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right), & \text{für } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} < \alpha \\ A \cdot (B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma})^{-n}, & \text{für } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \geq \alpha \end{cases} \quad (5.1)$$

wobei $A = \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right)$ und $B = -\frac{n}{|\alpha|} + |\alpha|$. Die *Crystal-Ball*-Funktion besitzt die vier Parameter α, n, \bar{x} und σ .

In Abbildung 5.4 und 5.5 sind beispielhaft zwei der insgesamt 25 Fits für die angegebenen τ -Impulsintervalle angegeben und in Tabelle 5.1 die Parameter aus dem Fit.

Für jeden aus dem *Scan* berechneten Vierervektor für Neutrino ν_2 wird nun der ΔR_{Scan} -Wert berechnet. Je nach $p(\tau)$ wird dann die entsprechende Gewichtungsfunktion G_2 ausgelesen und der Wert an der Stelle ΔR_{Scan} als Gewicht benutzt.

In Abbildung 5.2 ist die Winkeldifferenz $\Delta\varphi$ der beiden Azimutwinkel φ_2 und φ_h zu sehen. Der Winkel φ_2 besitzt also eine ausgezeichnete Richtung, so dass er im Bereich $[\varphi_h - 0.5, \varphi_h + 0.5]$ durchlaufen wird.

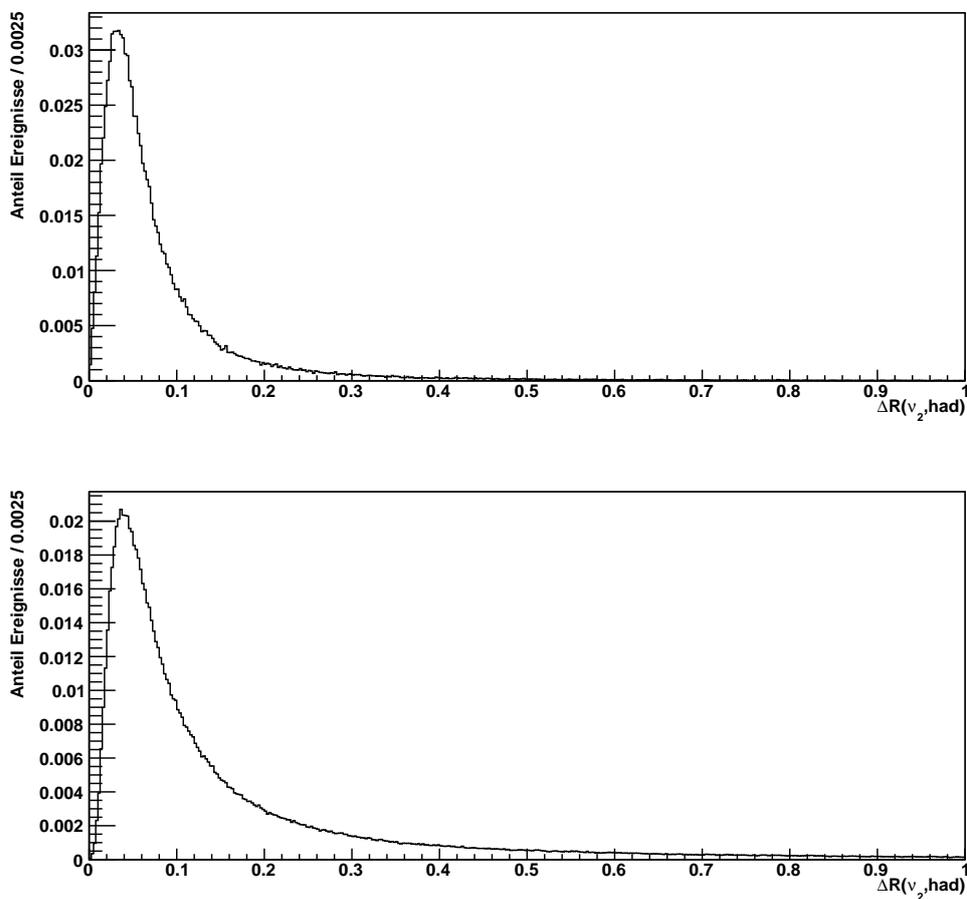
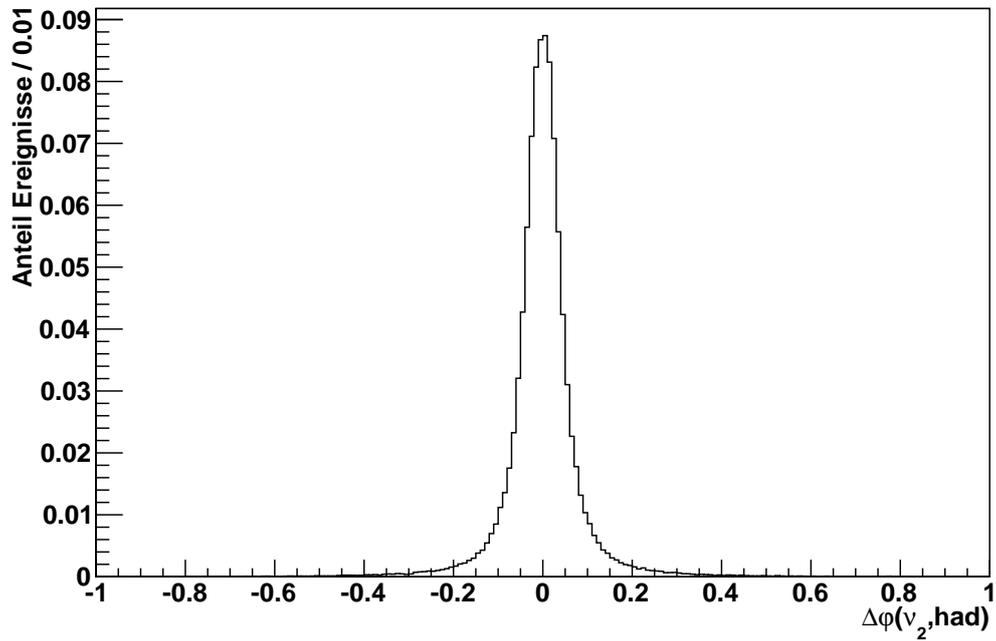
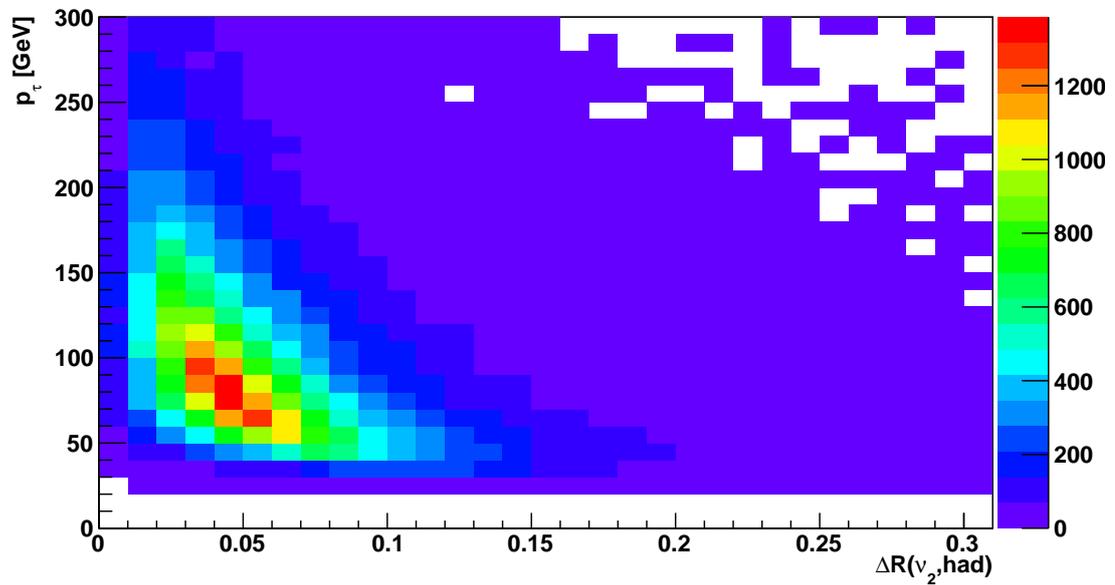


Abbildung 5.1.: Vergleich zwischen der Verteilung auf Generatorniveau (oben) und der *Scan*-Verteilung(unten), die alle Lösungen aus dem *Scan* berücksichtigt. Beide Verteilungen sind auf 1 normiert.

Parameter	$35 \text{ GeV} < p_\tau < 40 \text{ GeV}$	$130 \text{ GeV} < p_\tau < 140 \text{ GeV}$
α	0.902222	0.667784
n	3	3
\bar{x}	0.0979828	0.0295683
σ	0.0348376	0.0129764

Tabelle 5.1.: Fitparameter für die beiden Gewichtungen dargestellt in Abbildung 5.4 und 5.5.

Abbildung 5.2.: Winkeldifferenz $\Delta\varphi$ der beiden Azimutwinkel φ_2 und φ_h .Abbildung 5.3.: Korrelation zwischen $p(\tau)$ und ΔR .

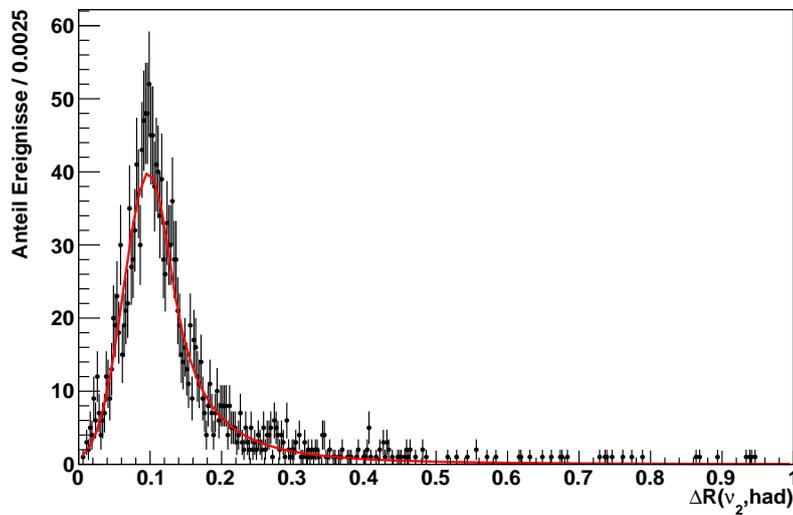


Abbildung 5.4.: Die ΔR -Verteilung für τ -Impulse größer als 35 GeV und kleiner als 40 GeV. Die durchgezogene rote Linie stellt das Fit-Ergebnis dar.

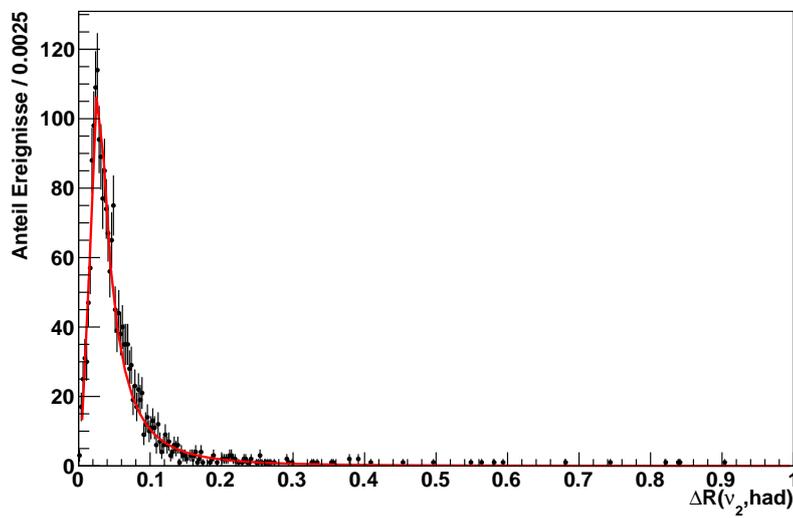


Abbildung 5.5.: Die ΔR -Verteilung für τ -Impulse größer als 130 GeV und kleiner als 135 GeV. Die durchgezogene rote Linie stellt das Fit-Ergebnis dar.

5.1.2. φ_1 : Θ_{3D} zwischen ν_1 und H^+

Als Gewichtungsfunktion G_1 für φ_1 wurde der Öffnungswinkel θ_{3D} zwischen ν_1 und H^+ verwendet. Um den theoretischen Verlauf dieser Verteilung zu beschreiben, wurde ein Fit mit einem Polynom 9. Grades $f(x) = \sum_0^9 p_i x^i$ durchgeführt und dieser anschließend zwischen 0 und π auf eins normiert. Eine Abhängigkeit von p_τ lag nicht vor. Die Häufigkeitsverteilung inklusive Fit ist in Abbildung 5.6 zu sehen. Die Parameter für den Fit inklusive Fehler sind in Tabelle 5.2.

Der Winkel φ_1 wird im Bereich $[-\pi, +\pi]$ durchlaufen.

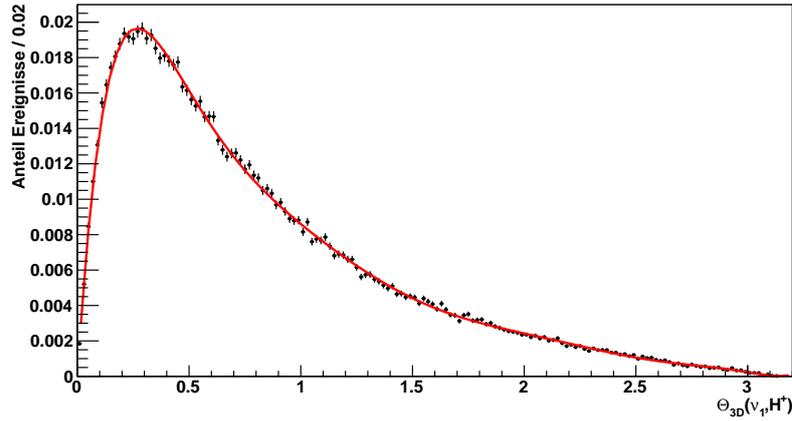


Abbildung 5.6.: Die Verteilung für den Öffnungswinkel zwischen ν_1 und H^+ , welche als Gewichtungsfunktion für φ_1 dient, wird mit einem Polynom 9. Grades beschrieben. Die durchgezogene rote Linie stellt das Fit-Ergebnis dar.

p_i	p_0	p_1	p_2	p_3	p_4
Wert	$(-4.24 \pm 0.11) \cdot 10^{-5}$	0.202 ± 0.003	-0.762 ± 0.016	1.38 ± 0.04	-1.47 ± 0.06
p_i	p_5	p_6	p_7	p_8	p_9
Wert	0.97 ± 0.05	-0.41 ± 0.02	0.105 ± 0.006	$(-150 \pm 9) \cdot 10^{-4}$	$(9.1 \pm 0.6) \cdot 10^{-5}$

Tabelle 5.2.: Die Parameter für den Fit mit einem Polynom 9. Grades. Der Chi-Quadrat-Test ergibt $\chi^2 = 175$ mit 147 Freiheitsgraden.

Für den zweidimensionalen *Scan* wird als Gewicht das Produkt aus G_1 und G_2 verwendet.

5.1.3. Fehlende transversale Energie

Als zusätzliche Größe für den *Scan* wird die fehlende transversale Energie in x- und y-Richtung berücksichtigt. Eine Abweichung der rekonstruierten \cancel{E}_T von der wahren fehlenden Energie kann nämlich zu größeren Abweichungen in der Berechnung der Masse und somit zu einer Verbreiterung der Auflösung führen. Die Annahme, dass die fehlende transversale Energie sich nur aus der transversalen Energie der Neutrinos zusammensetzt, ist nämlich nicht erfüllt.

Die Differenz zwischen wahrer und rekonstruierter \cancel{E}_T ist näherungsweise gaußverteilt (siehe Abbildung 5.7) [31]. Sie lässt sich also mit

$$f(\cancel{E}_{T,x}^{\text{truth}} - \cancel{E}_{T,x}^{\text{recon}}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(\cancel{E}_{T,x}^{\text{recon}} - \cancel{E}_{T,x}^{\text{truth}})^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5.2)$$

beschreiben, wobei die Auflösung σ von der gesamten deponierten transversalen Energie $\sum E_T$ abhängt (siehe Abbildung 5.8),

$$\sigma = \alpha \sqrt{\sum E_T}. \quad (5.3)$$

Für α wurde der Wert 0.7 benutzt. Der komplette Zusammenhang gilt analog für die y-Komponente.

Als Gewicht für die fehlende transversale Energie \cancel{E}_T ergibt sich dann

$$G_{\cancel{E}_T} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(\cancel{E}_{T,x}^{\text{recon}} - \cancel{E}_{T,x}^{\text{truth}})^2}{2\sigma^2}\right) \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(\cancel{E}_{T,y}^{\text{recon}} - \cancel{E}_{T,y}^{\text{truth}})^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5.4)$$

Ein zusätzliches durchfahren der beiden Variablen $\cancel{E}_{T,x}^{\text{recon}}$ und $\cancel{E}_{T,y}^{\text{recon}}$ macht aus dem zweidimensionalen einen vierdimensionalen *Scan*. Die beiden Variablen werden im Bereich $[\cancel{E}_{T,x}^{\text{recon}} - 3\sigma, \cancel{E}_{T,x}^{\text{recon}} + 3\sigma]$ bzw. $[\cancel{E}_{T,y}^{\text{recon}} - 3\sigma, \cancel{E}_{T,y}^{\text{recon}} + 3\sigma]$ durchfahren. Als Gesamtgewicht bei dem vierdimensionalen *Scan* wird dann die Größe

$$G = G_1 \cdot G_2 \cdot G_{\cancel{E}_T} \quad (5.5)$$

verwendet.

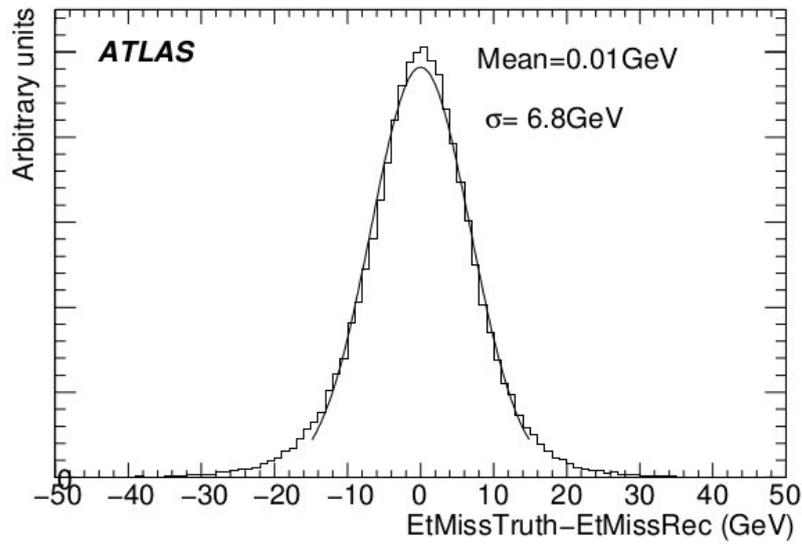


Abbildung 5.7.: Die Differenz zwischen wahrer und rekonstruierter fehlender Energie \cancel{E}_T ist gaußverteilt. Hier dargestellt für den Prozess $Z \rightarrow \tau\tau$. [31]

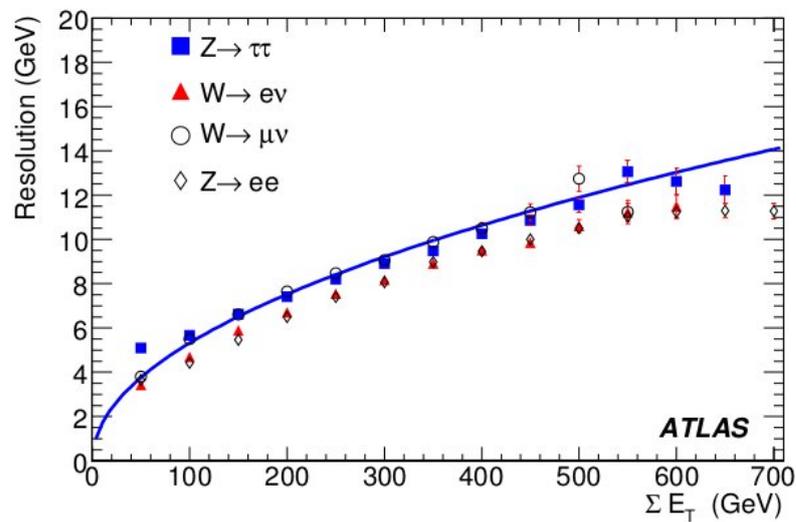


Abbildung 5.8.: Die Auflösung σ der fehlenden transversalen Energie \cancel{E}_T dargestellt in Abhängigkeit von der totalen transversalen Energie $\sum E_T$. [31]

5.1.4. Anwendung des *Scans* auf ein Ereignis

In Abbildung 5.9 ist ein zweidimensionaler und in Abbildung 5.10 ein vierdimensionaler *Scan* für jeweils das gleiche Ereignis mit der Masse $m_{H^+} = 130$ GeV zu sehen. Das zusätzliche Durchlaufen der beiden Variablen $\cancel{E}_{T,x}$ und $\cancel{E}_{T,y}$ erhöht zwar die Auflösung der Verteilungen für den *Scan*, bringt jedoch wie weiter oben erwähnt, einen Vorteil bei einem *Scan* auf Detektorniveau. Die Anzahl der Lösungen betragen bei dem zweidimensionalen *Scan* 100 und werden mit dem vierdimensionalen *Scan* auf 89768 erhöht. Dabei werden die Winkel φ_1 und φ_2 in 50 Schritten und $\cancel{E}_{T,x}$ und $\cancel{E}_{T,y}$ in 30 Schritten im Bereich von drei σ durchlaufen.

Diese Einstellungen wurden für alle Verteilungen in dieser Arbeit verwendet.

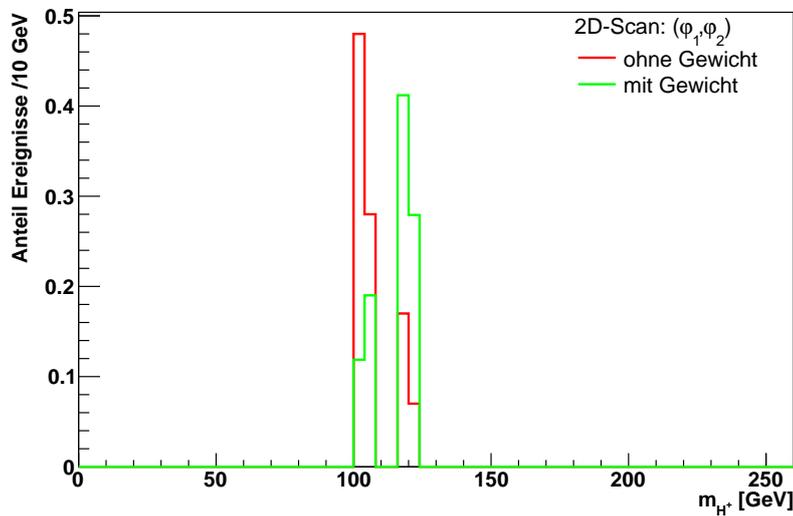


Abbildung 5.9.: Der 2D-*Scan* für ein Ereignis auf Generatorniveau bei der Masse $m_{H^+} = 130$ GeV. Die Verteilungen sind auf 1 normiert.

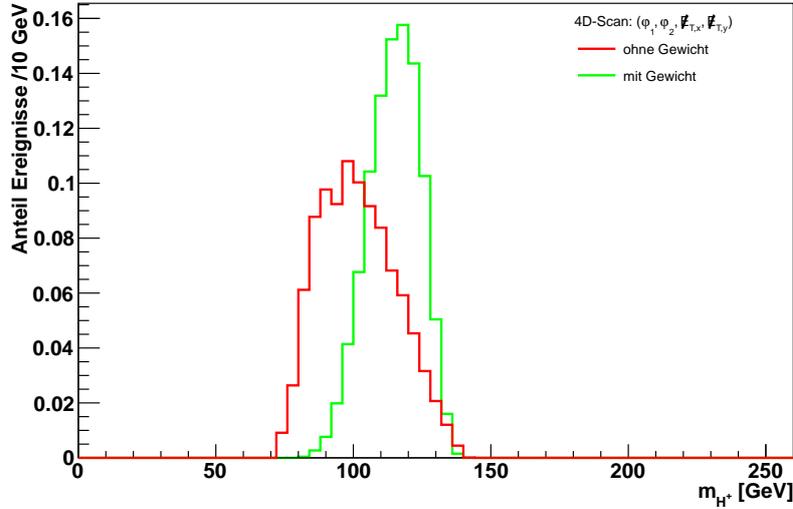


Abbildung 5.10.: Der 4D-Scan für ein Ereignis auf Generatorniveau bei der Masse $m_{H^+} = 130$ GeV. Die Verteilungen sind auf 1 normiert.

5.2. Algorithmen zur Auswahl der Masse

Ein *Scan* über ein Ereignis liefert sehr viele Lösungen mit entsprechenden Gewichten für die Masse zurück. Damit für ein Ereignis genau eine Masse ausgegeben werden kann, wurden verschiedene Methoden implementiert und verglichen. Falls der *Scan* keine Lösung, liefert wird von allen drei Methoden der Wert -1 zurückgegeben.

Maximum der gewichteten Verteilung (*MMC-Peak*)

Alle Massen, die aus einem Scan kommen, werden gewichtet und in ein Histogramm gefüllt. Das Histogramm ist im Bereich zwischen 0 und 200 GeV mit einer Binbreite von 1 GeV definiert. Von diesem wird dann das Bin mit der größten Gewichtssumme zurückgegeben.

Gewichteter Mittelwert (*MMC-Mean*)

Diese Methode berücksichtigt alle Massen und Gewichte. Es wird der gewichtete Mittelwert

$$\bar{m}_{H^+} = \frac{\sum_i G_i \cdot m_{i,H^+}}{\sum_i G_i} \quad (5.6)$$

	2D m_{H^+} [GeV]	4D m_{H^+} [GeV]
Peak	131.5	119.5
Mean	109.3	120.5
MaxProb	87.2	126.8

Tabelle 5.3.: Die Ergebnisse für die drei Methoden zur Auswahl der "besten" Masse für ein Ereignis.

aus den jeweiligen Massen m_{i,H^+} und ihren Gewichten G_i berechnet und zurückgegeben. Die Summe läuft dabei über alle Lösungen des *Scans*.

Größtes Gewicht (*MMC-MaxProb*)

Hierbei wird die Masse mit dem größten Gewicht G_i vom Scan ausgewählt und ausgegeben, da dieser Masse die größte Wahrscheinlichkeit zugeschrieben wird.

Für die oben betrachteten Verteilungen aus Abbildung 5.9 und 5.10 für den zwei- und vierdimensionalen Scan über ein Ereignis liefern diese Methoden die in Tabelle 5.3 angegebenen Werte.

In Abbildung 5.11 und 5.12 sind die drei Methoden für den zwei- bzw. den vierdimensionalen *Scan* für die Masse $m_{H^+} = 130$ GeV für etwa 2500 Ereignisse aufgetragen. Ereignisse ohne Lösung sind im ersten Bin eingetragen. Die Effizienz, die das Verhältnis zwischen Anzahl der Lösungen des MMC und der Gesamtzahl der Ereignisse angibt, ist für den vierdimensionalen *Scan* höher als für den zweidimensionalen und liegt bei fast 100 %. Um die Methoden miteinander vergleichen zu können, sind in Tabelle 5.4 und 5.5 der Mittelwert, die Standardabweichung der Verteilung und das Maximums-Bin ohne *Rebin* für beide *Scans* eingetragen.

Auffällig ist, dass der vierdimensionale *Scan* die Mittelwerte nach oben zur richtigen Lösung hin verschiebt und alle Methoden eine schmalere Verteilung liefern, wobei das Maximums-Bin etwa gleich bleibt. Die Methoden *Peak* und *MaxProb* sind jeweils näher an der Masse $m_{H^+} = 130$ GeV sowohl bei Mittelwert als auch im Maximums-Bin. Die Methode *Mean* jedoch ist zu kleineren Massen hin verschoben, da sie bei der Auswahl auch Ausläufer in den Massen mit einbezieht.

Alle folgenden Verteilungen sind mit der Methode *MMC-Peak* gezeichnet. Die Verteilungen mit den anderen Methoden befinden sich jeweils im Anhang.

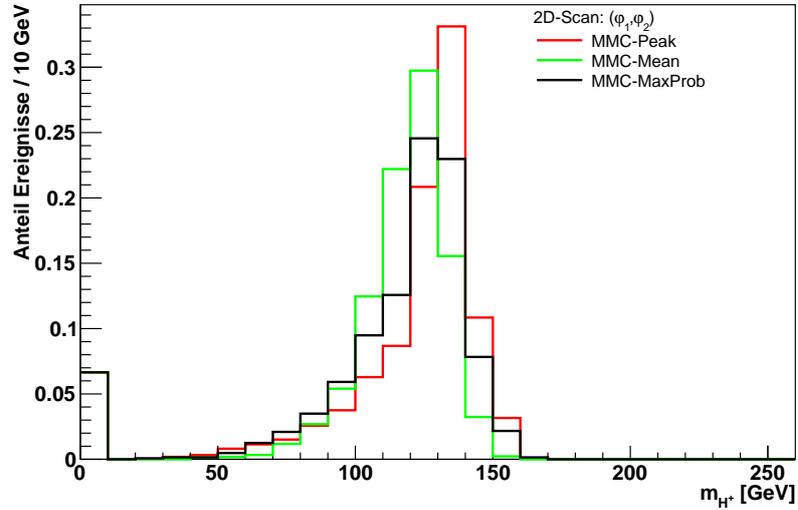


Abbildung 5.11.: Vergleich der drei Auswahl-Methoden für den 2D-Scan über (φ_1, φ_2) für $m_{H^+} = 130$ GeV auf Generatorniveau. Die Verteilungen sind auf 1 normiert. Im ersten Bin überdecken sich alle Verteilungen.

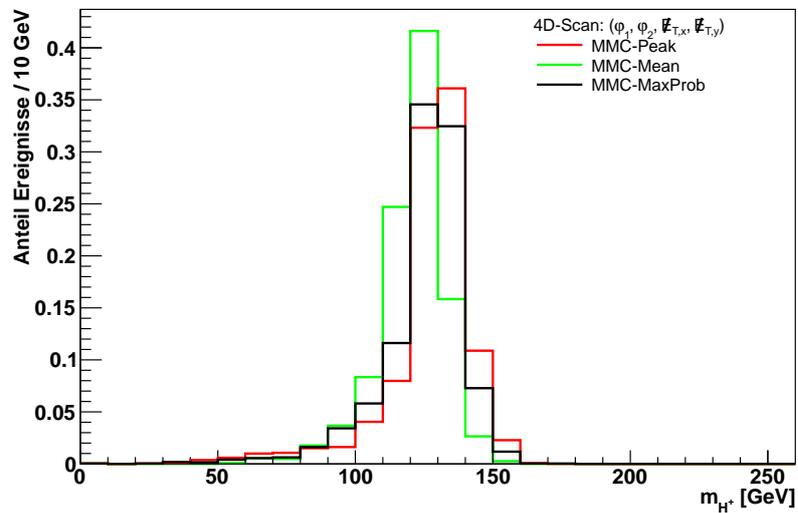


Abbildung 5.12.: Vergleich der drei Auswahl-Methoden für den 4D-Scan über $(\varphi_1, \varphi_2, \cancel{E}_{T,x}, \cancel{E}_{T,y})$ für $m_{H^+} = 130$ GeV auf Generatorniveau. Die Verteilungen sind auf 1 normiert.

<i>2D-Scan</i>	Mittelwert [GeV]	Standardabweichung [GeV]	Maximums-Bin [GeV]
Peak	117.6 ± 0.69	34.53 ± 0.49	131
Mean	111.8 ± 0.61	30.91 ± 0.43	125
MaxProb	113.6 ± 0.67	33.71 ± 0.47	131

Tabelle 5.4.: Vergleich für die Verteilungen der verschiedenen Algorithmen auf Generatortorneau für die Auswahl der Masse für $m_{H^+} = 130$ GeV für den 2D-Scan.

<i>4D-Scan</i>	Mittelwert [GeV]	Standardabweichung [GeV]	Maximums-Bin [GeV]
Peak	127 ± 0.33	16.61 ± 0.23	131
Mean	120.7 ± 0.25	12.5 ± 0.18	123
MaxProb	124.9 ± 0.3	15.45 ± 0.22	131

Tabelle 5.5.: Vergleich für die Verteilungen der verschiedenen Algorithmen auf Generatortorneau für die Auswahl der Masse für $m_{H^+} = 130$ GeV für den 4D-Scan.

6. Analyse auf Detektorniveau

6.1. Rekonstruktion der Ereignisse

Bisher wurde der MMC ausschließlich auf Generatorniveau angewendet. Der folgende Abschnitt behandelt eine Analyse basierend auf rekonstruierten Größen, die einer Simulation des Detektors entsprechen. Dafür Durchlaufen die Ereignisse einige Selektionskriterien, die im folgenden kurz Beschrieben werden. Die Namen entsprechen dabei der Bezeichnung im ATLAS-Datenformat. Für den Endzustand im Zerfall $t\bar{t} \rightarrow b\tau_{\text{vis}}\nu_2\nu_1\bar{b}qq$ werden zwei b-Jets, ein hadronischer τ -Jet und zwei weitere Jets verlangt.

Für die Auswahl der hadronischen Ereignisse wurden dabei folgende Kriterien benutzt:

- $\tau_LlhMedium = 1$
Hiermit werden τ -Jets, also die hadronischen Zerfallsprodukte, mit einer *Likelihood*-Methode von anderen *Jet*-Ereignissen getrennt und ausgewählt. Die *Jet*-Ereignisse müssen dabei das Kriterium *Medium* erfüllen, was bedeutet, dass sie mit 50%iger Effizienz bezüglich wahrer Ereignisse rekonstruiert werden.
- $\tau_numtrack = 1$ oder $\tau_numtrack = 3$
Es werden nur τ -Jets zugelassen, für die genau eine oder genau drei Spuren im Detektor rekonstruiert werden.
- $|\tau_eta| < 2.4$
Damit wird berücksichtigt, dass der Detektor nur Ereignisse in einem gewissen Raumwinkel detektieren kann.
- $\tau_EleBDTMedium = 1$
Dieses Kriterium ist für die Trennung von τ -Jets von Elektron-Ereignissen mit einer *Boosted-Decision-Tree*-Methode.
- $\tau_muonVeto = 1$
Damit werden die Ereignisse von Myonen getrennt.
- $\tau_pt > 20 \text{ GeV}$
Eine untere Grenze auf den τ -Impuls wird gesetzt.

Für die Rekonstruktion der *b*-Jets wurden folgende Kriterien benutzt

- $jet_pt > 20 \text{ GeV}$
Jets mit einem transversalen Impuls kleiner als 20 GeV werden aussortiert.
- $|jet_eta| < 2.4$
Wie bei den τ -Jets, werden nur *Jets* in einer gewissen Raumrichtung zugelassen.
- $|jet_jvtxf| > 0.75$
Diese Variable definiert die Wahrscheinlichkeit, dass ein *Jet* einem bestimmten Vertex angehört.
- $jet_flavor_weight_Comb > 4.75$
Wird dieses Kriterium erfüllt handelt es sich um einen *b-Jet*, ansonsten um einen anderen *Jet*. Der Arbeitspunkt hat eine Effizienz von 60%.

Außerdem wurde ein sogenannter *Overlap-Removal* zwischen verschiedenen Größen, die ein $\Delta R < 0.4$ besitzen, durchgeführt. Wird diese Bedingung zwischen einem τ - und *b-Jet* erfüllt, so wird der *b-Jet* gelöscht. Ebenfalls werden die anderen *Jets* gelöscht, wenn sie sich mit den τ -*Jets* überlappen.

Nach der Selektion und dem *Overlap-Removal* werden genau zwei *b-Jets*, genau ein τ -*Jet* und zwei weitere *Jets* verlangt, um die untersuchte Ereignistopologie zu erreichen. Zusätzlich wird auf die rekonstruierte fehlende transversale Energie eine untere Grenze auf 20 GeV gesetzt.

Als *b-Jet*, welcher zum H^+ -Boson zerfällt, wird jener gewählt, der den kleineren transversalen Impuls besitzt.

In Tabelle 6.1 sind die Ereignisse für die verschiedenen Massen und zusätzlich für den Standardmodell-Untergrund nach den jeweiligen Selektionskriterien und Schnitten zusammengefasst.

Prozess	$m_{H^+}=90\text{GeV}$	$m_{H^+}=130\text{GeV}$	$m_{H^+}=160\text{GeV}$	SM $t\bar{t}$
Ereignisse	249949	249948	249899	499999
Generator-Selektion	160671	160634	160928	66518
τ -Selektion	46513	50752	51515	19917
<i>Jet</i> -Selektion	35898	36140	30012	15198
$\tau_{\text{vis}} = 1$	34364	34556	28786	14542
$b = 2$	11094	8903	2313	4647
<i>Jets</i> ≤ 2	3624	2871	759	1776
$\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV}$	3334	2720	740	1615

Tabelle 6.1.: Anzahl der Ereignisse nach der jeweiligen Selektion bzw. dem jeweiligen Schnitt.

Zusätzlich sind noch die Anzahl der erwarteten Ereignisse

$$N = L\sigma_s\epsilon \quad (6.1)$$

in Tabelle 6.2 dargestellt, wobei $L = 4.6 \text{ fb}^{-1}$ und $\sigma_s = 15.85 \text{ pb}$ der Wirkungsquerschnitt für Signalereignisse, der für den betrachteten Zerfall angenommen wird, entsprechend dem Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(t \rightarrow bH^+) = 0.05$ und $\sigma_b = 81.7 \text{ pb}$ für Untergrundereignisse entsprechend $\mathcal{B}(t \rightarrow bW^+) = 0.95$. Die Effizienz ϵ ist dabei das Verhältnis zwischen den jeweiligen selektierten Ereignissen und den Ereignissen nach der Selektion für das Generatorniveau.

Prozess	$m_{H^+}=90\text{GeV}$	$m_{H^+}=130\text{GeV}$	$m_{H^+}=160\text{GeV}$	SM $t\bar{t}$
Ereignisse	72910	72910	72910	375820
Generator-Selektion	46868	46857	46877	49998
τ -Selektion	13568	14804	15029	14970
<i>Jet</i> -Selektion	10471	10542	8756	11423
$\tau_{\text{vis}} = 1$	10024	10080	8399	10930
$b = 2$	5034	2597	675	3493
<i>Jets</i> ≤ 2	1057	837	221	1335
$\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV}$	973	793	216	1214

Tabelle 6.2.: Anzahl der erwarteten Ereignisse nach der jeweiligen Selektion bzw. dem jeweiligen Schnitt.

6.2. Vergleich mit Ereignissen auf Detektorniveau

In diesem Abschnitt erfolgt ein Vergleich der Verteilungen auf Detektor- und Generatorniveau. Zunächst werden die drei Methoden zur Auswahl der besten Masse auf Detektorniveau miteinander verglichen (siehe dazu die Abbildungen 6.1 und 6.2) und wie beim Vergleich auf Generatorniveau der Mittelwert, Standardabweichung und Maximumx-Bin der Verteilungen für den vierdimensionalen *Scan* bei $m_{H^+} = 130 \text{ GeV}$ gegenüber gestellt (siehe Tabelle 6.3 und 6.4). Ähnlich wie auf Generatorniveau sind die Mittelwerte beim zweidimensionalen *Scan* zu kleineren Massen hin verschoben. Der vierdimensionale *Scan*, der die bessere Auflösung hat, verschiebt die Massen zu höheren Massen. Wieder sind die beiden Methoden *Peak* und *MaxProb* näher an der richtigen Masse, ihr Maximum ist aber zu höheren Massen hin verschoben. Auffällig bei den Verteilungen ist, dass es nun sehr viel mehr Einträge im ersten Bin gibt, der MMC also nicht immer eine Lösung

6.2. VERGLEICH MIT EREIGNISSEN AUF DETEKTORNIVEAU FÜR GELADENE HIGGS-BOSONEN

findet. Die Bins sind jeweils überdeckt. Der vierdimensionale Scan erhöht die Effizienz für alle Methoden von 79.3% auf 96.4% merklich.

Im Vergleich zu den Verteilungen auf Generatorniveau in Kapitel 5.2 ist die Auflösung etwa doppelt so groß und der Mittelwert zu kleineren Massen hin verschoben. Aus den drei Methoden ergibt sich kein bevorzugter Wert für die Masse des geladenen Higgs-Bosons.

2D-Scan	Mittelwert [GeV]	Standardabweichung [GeV]	Maximums-Bin [GeV]
Peak	98.24 ± 1.08	54.53 ± 0.76	139
Mean	93.52 ± 1	50.71 ± 0.71	127
MaxProb	94.09 ± 1.04	52.22 ± 0.74	139

Tabelle 6.3.: Vergleich für die Verteilungen der verschiedenen Algorithmen auf Detektorniveau für die Auswahl der Masse für $m_{H^+} = 130$ GeV für den 2D-Scan.

4D-Scan	Mittelwert [GeV]	Standardabweichung [GeV]	Maximums-Bin [GeV]
Peak	119.1 ± 0.69	34.64 ± 0.48	139
Mean	114.4 ± 0.59	30.04 ± 0.42	131
MaxProb	118.8 ± 0.64	32.22 ± 0.45	139

Tabelle 6.4.: Vergleich für die Verteilungen der verschiedenen Algorithmen auf Detektorniveau für die Auswahl der Masse für $m_{H^+} = 130$ GeV für den 4D-Scan.

Zusätzlich aufgetragen ist noch ein Vergleich mit der transversale Masse m_T angewandt auf die rekonstruierten Größen, da diese bei bisherigen Analysen verwendet wird. Sie ist gegeben durch

$$m_T = \sqrt{2p_{T,h} \cancel{E}_T (1 - \cos \Delta\varphi_{h,\text{miss}})}, \quad (6.2)$$

wobei $\Delta\varphi_{h,\text{miss}}$ der Azimutwinkel zwischen dem sichtbaren Anteil des τ -Zerfalls und der Richtung des fehlenden Impulses bezeichnet.

Die Verteilungen sind in den Abbildungen 6.3, 6.4 und 6.5 zu sehen. Die *Scan*-Verteilungen sind immer jeweils mit der Methode *MMC-Peak* dargestellt. Die Verteilungen mit den anderen Methoden kann man dem Anhang entnehmen.

Allgemein lässt sich sagen, dass es auf Detektorniveau eine Verbreiterung der Verteilungen gibt. Der vierdimensionale *Scan* verbessert die Anzahl der Lösungen im Bereich der richtigen Masse. Die Verteilung für die Masse $m_{H^+} = 90$ GeV in Abbildung 6.3 ist zu höheren Massen hin verschoben. Die Verteilung für $m_{H^+} = 160$ GeV in Abbildung 6.5 zu kleineren hin. Ein Grund dafür konnte im Rahmen dieser Bachelorarbeit nicht gefunden werden.

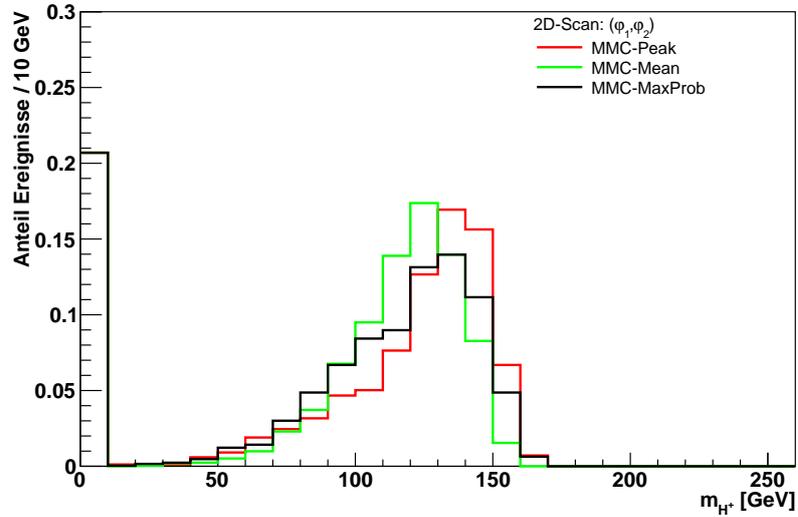


Abbildung 6.1.: Vergleich der drei Auswahl-Methoden für den 2D-Scan über (φ_1, φ_2) für $m_{H^+} = 130$ GeV auf Detektorniveau. Die Verteilungen sind auf 1 normiert. Im ersten Bin überdecken sich alle Verteilungen.

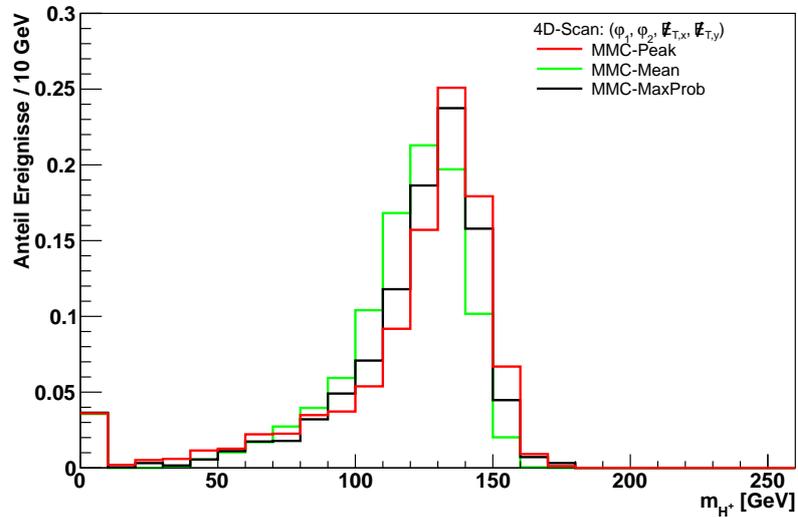


Abbildung 6.2.: Vergleich der drei Auswahl-Methoden für den 2D-Scan über (φ_1, φ_2) für $m_{H^+} = 130$ GeV auf Detektorniveau. Die Verteilungen sind auf 1 normiert. Im ersten Bin überdecken sich alle Verteilungen.

6.2. VERGLEICH MIT EREIGNISSEN AUF DETEKTORNIVEAU FÜR GELADENE HIGGS-BOSONEN

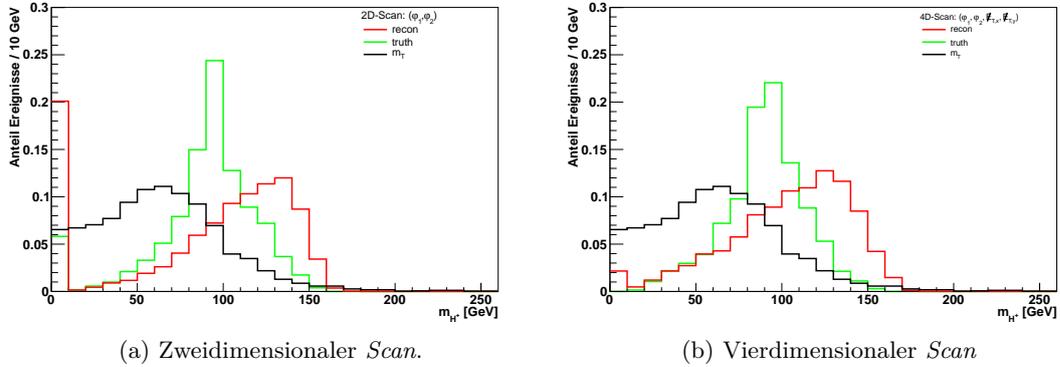


Abbildung 6.3.: Vergleich des *Scans* auf Generator- und Detektorniveau für die *MMC-Peak*-Methode für $m_{H^+} = 90$ GeV. Bild (a) zeigt dabei den zweidimensionalen und Bild (b) den vierdimensionalen *Scan*.

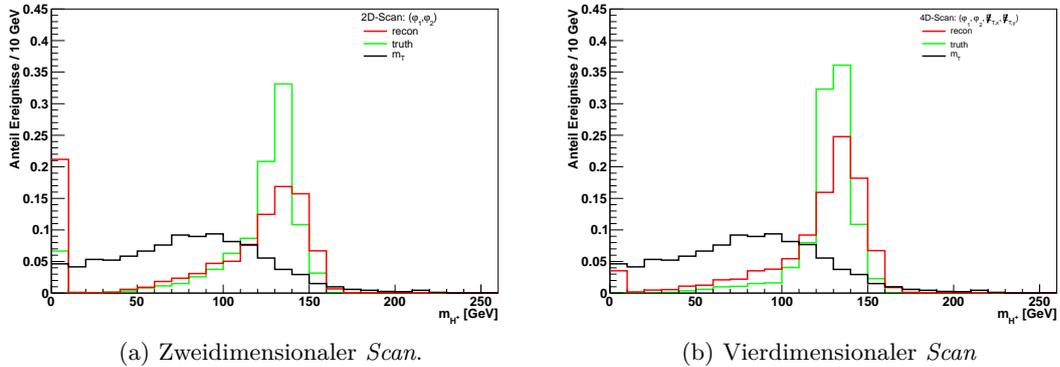


Abbildung 6.4.: Vergleich des *Scans* auf Generator- und Detektorniveau für die *MMC-Peak*-Methode für $m_{H^+} = 130$ GeV. Bild (a) zeigt dabei den zweidimensionalen und Bild (b) den vierdimensionalen *Scan*.

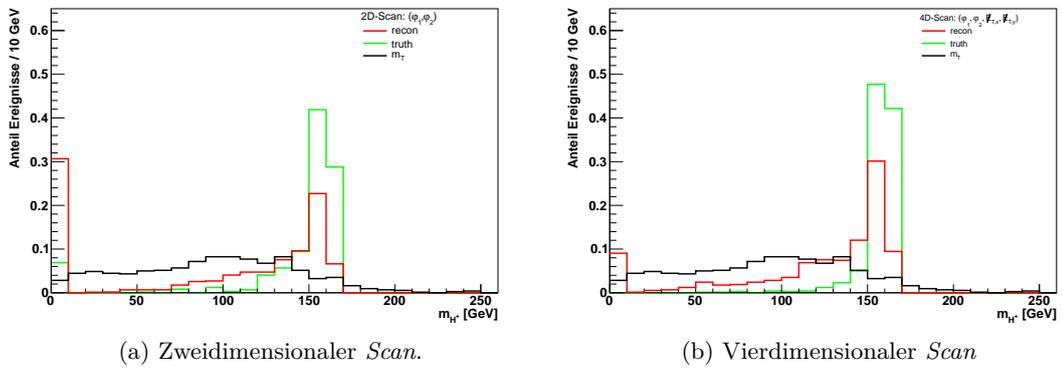


Abbildung 6.5.: Vergleich des *Scans* auf Generator- und Detektorniveau für die *MMC-Peak*-Methode für $m_{H^+} = 160$ GeV. Bild (a) zeigt dabei den zweidimensionalen und Bild (b) den vierdimensionalen *Scan*.

6.3. Vergleich von Ereignissen mit richtig zugewiesenem b -Jet

In diesem Abschnitt werden Verteilungen verglichen, die alle Ereignisse enthalten und welche, die nur Ereignisse mit dem richtigen b -Jet berücksichtigen. Als Ereignisse mit dem richtigen b -Jet werden diejenigen bezeichnet, die ein $\Delta R < 0.4$ im Vergleich zu den Ereignissen auf Generatorniveau besitzen. Auf Generatorniveau wird aus den beiden b -Jets, der Jet mit dem kleineren transversalen Impuls ausgewählt, der zum H^+ -Boson zerfällt. In Tabelle 6.5 ist die Anzahl der Ereignisse mit den richtigen b -Jets zusammengefasst. Im Mittel werden 50% der b -Jets richtig ausgewählt.

Die Verteilungen sind in den Abbildungen 6.6, 6.7 und 6.8 zu sehen. Wird nur der richtige b -Jet ausgewählt, so wird, wie man an den Einträgen im ersten Bin erkennen kann, die *Scan*-Effizienz erhöht.

m_{H^+} [GeV]	90	130	160
Gesamtereignisse	3334	2720	740
Ereignisse nach 2D-Scan	2144	2437	513
Ereignisse nach 4D-Scan	3263	2625	673
Ereignisse mit richtigem b -Jet	1504	1744	333

Tabelle 6.5.: Anzahl der richtig rekonstruierten b -Jets für die verschiedenen Massen

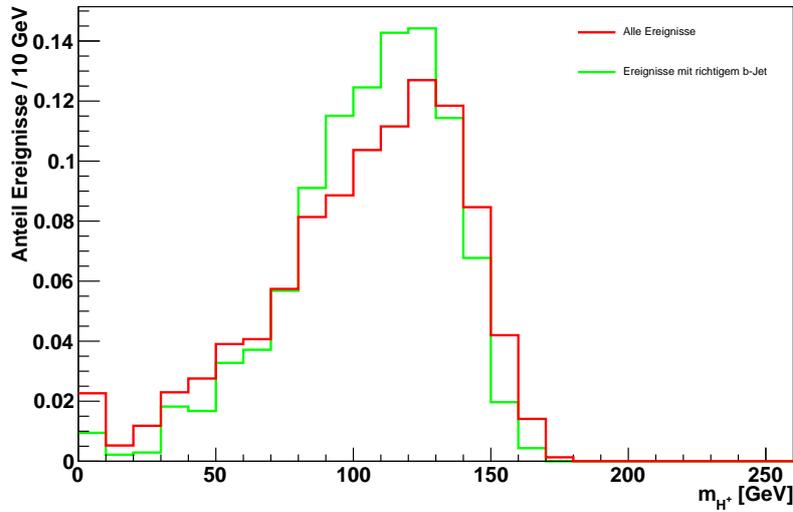


Abbildung 6.6.: Vergleich der Ereignisse mit allen Jets und dem richtig zugewiesenen b-Jet für den vierdimensionalen Scan über $(\varphi_1, \varphi_2, \cancel{E}_{T,x}, \cancel{E}_{T,y})$ für $m_{H^+} = 90$ GeV auf Detektorniveau. Die Verteilungen sind auf 1 normiert.

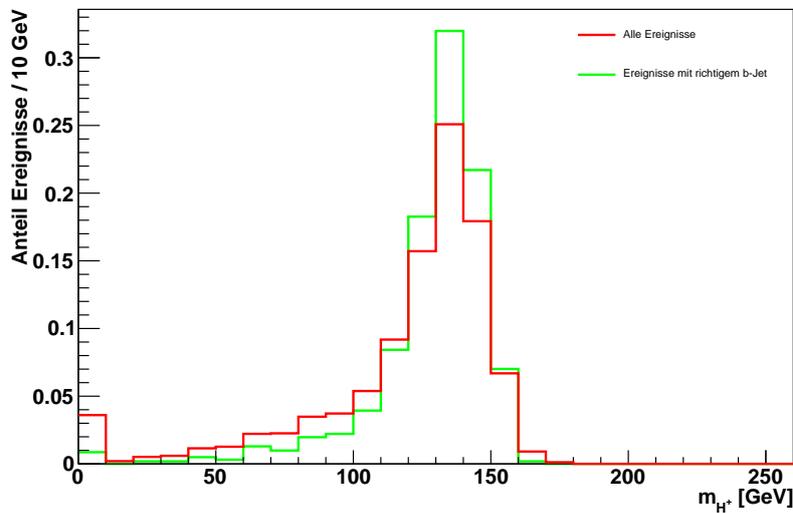


Abbildung 6.7.: Vergleich der Ereignisse mit allen Jets und dem richtig zugewiesenen b-Jet für den vierdimensionalen Scan über $(\varphi_1, \varphi_2, \cancel{E}_{T,x}, \cancel{E}_{T,y})$ für $m_{H^+} = 130$ GeV auf Detektorniveau. Die Verteilungen sind auf 1 normiert.

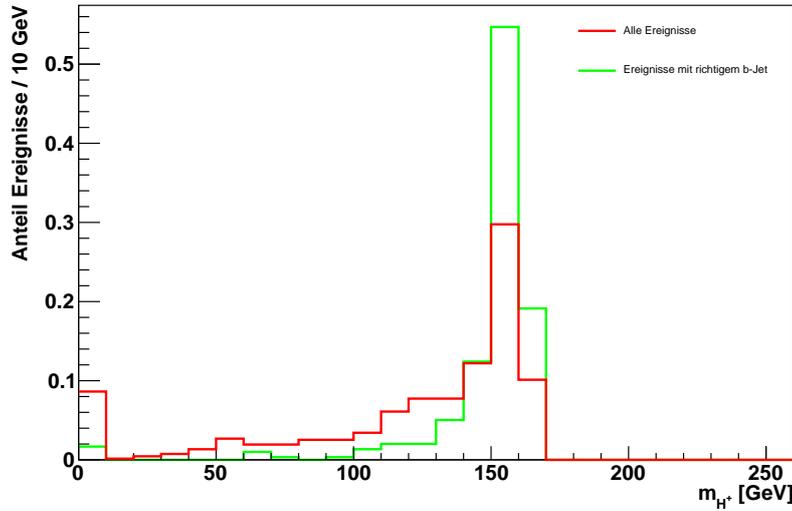


Abbildung 6.8.: Vergleich der Ereignisse mit allen Jets und dem richtig zugewiesenen b-Jet für den vierdimensionalen Scan über $(\varphi_1, \varphi_2, \cancel{E}_{T,x}, \cancel{E}_{T,y})$ für $m_{H^+} = 160$ GeV auf Detektorniveau. Die Verteilungen sind auf 1 normiert.

6.4. Signifikanzen

Um einen Vergleich mit der bisher bei Analysen verwendeten Variable m_T im Bezug auf das Entdeckungspotential bewerten und quantifizieren zu können, wird in diesem Abschnitt die Signifikanz für die *Scan*-Verteilungen für die verschiedenen Auswahlmethoden und m_T berechnet. Die Signifikanz ist definiert als [32] :

$$\Sigma = \sqrt{2 \left((s+b) \ln\left(1 + \frac{s}{b}\right) - s \right)}. \quad (6.3)$$

s bezeichnet hierbei die Anzahl der Signalereignisse und b die Anzahl der Untergrundergebnisse. Die Gesamtsignifikanz ergibt sich aus der quadratischen Summe der binweise berechneten Signifikanzen.

Als Signalereignisse werden Ereignisse aus dem vierdimensionalen *Scan* verwendet und für die Standardmodell-Untergrundergebnisse wurde der *Scan* über die Ereignisse $t\bar{t} \rightarrow bW_1bW_2$ mit $W_1 \rightarrow \tau\nu$ und $W_2 \rightarrow qq$ laufen gelassen. Es wird also nicht der gesamte $t\bar{t}$ -Untergrund berücksichtigt.

Dafür werden die Verteilungen nicht mehr auf eins normiert, sondern der integrierten

Luminosität $L = 4.6 \text{ fb}^{-1}$ für Daten aus dem Jahr 2011 entsprechend auf die Anzahl der erwarteten Ereignisse

$$N = \sigma L \epsilon, \quad (6.4)$$

wobei σ der Wirkungsquerschnitt und ϵ die Effizienz ist, welche das Verhältnis zwischen den selektierten und allen Ereignissen angibt. Der Wirkungsquerschnitt für den betrachteten Zerfall beträgt für Untergrundereignisse $\sigma_b = 81.7 \text{ pb}$ entsprechend dem Verzweigungsverhältnis.

Die Ergebnisse dafür sind in Tabelle 6.6 zusammengefasst.

	$m_{H^+} = 90 \text{ GeV}$	$m_{H^+} = 130 \text{ GeV}$	$m_{H^+} = 160 \text{ GeV}$
<i>Peak</i>	27.94	27.04	33.28
<i>Mean</i>	28.31	28.03	36.35
<i>MaxProb</i>	28.05	26.99	32.25
m_T	29.03	30.81	36.27

Tabelle 6.6.: Signifikanzen \sum für verschiedene Massen und verschiedene Methoden zur Auswahl der "besten" Masse für den vierdimensionalen *Scan*.

In den Abbildung 6.9, 6.10 und 6.11 sind die Signal- und Untergrundereignisse für die Methode *MMC-Peak* für die drei verschiedenen Massen und in Abbildung 6.12 zum Vergleich die m_T -Verteilung für $m_{H^+} = 130 \text{ GeV}$ eingezeichnet. Die restlichen Verteilungen kann man im Anhang einsehen. Auffällig ist eine Überhöhung des Untergrunds bei etwa 130 GeV für alle drei Higgs-Massen, es sollte nämlich nur eine Erhöhung im Bereich der W -Masse sichtbar sein. Eine Ursache der Verschiebung konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht geklärt werden.

Die MMC-Methode scheint im Vergleich zur transversalen Masse m_T keine Verbesserung zu ergeben. Eine Verbesserung könnte das einbeziehen anderer Untergrund-Ereignisse, wie QCD-Untergrund, bringen, da sie Ereignisse für $m_T > 110 \text{ GeV}$ liefern. Eine solche Analyse konnte aber aus zeitlichen Gründen nicht mehr durchgeführt werden.

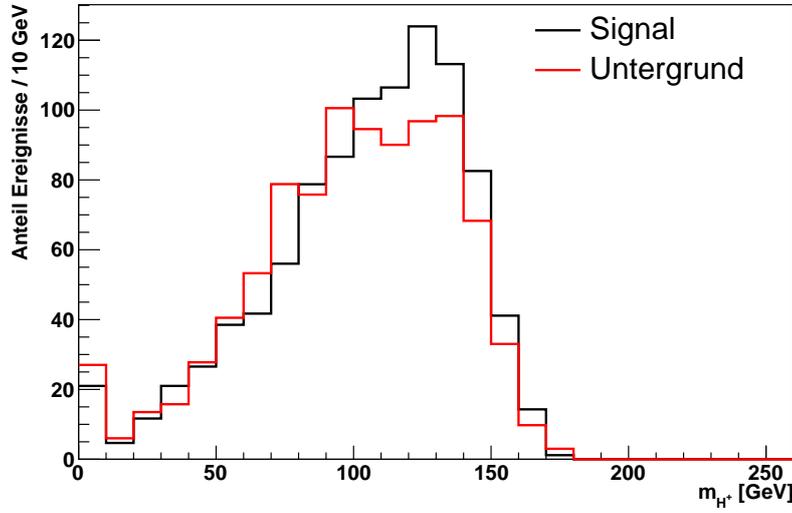


Abbildung 6.9.: Verteilung für Signal und den Untergrund $t\bar{t} \rightarrow bW_1bW_2$ mit $W_1 \rightarrow \tau\nu$ und $W_2 \rightarrow qq$ für den vierdimensionalen Scan über $(\varphi_1, \varphi_2, \cancel{E}_{T,x}, \cancel{E}_{T,y})$ für $m_{H^+} = 90$ GeV. Die Verteilungen sind der Luminosität entsprechend normiert.

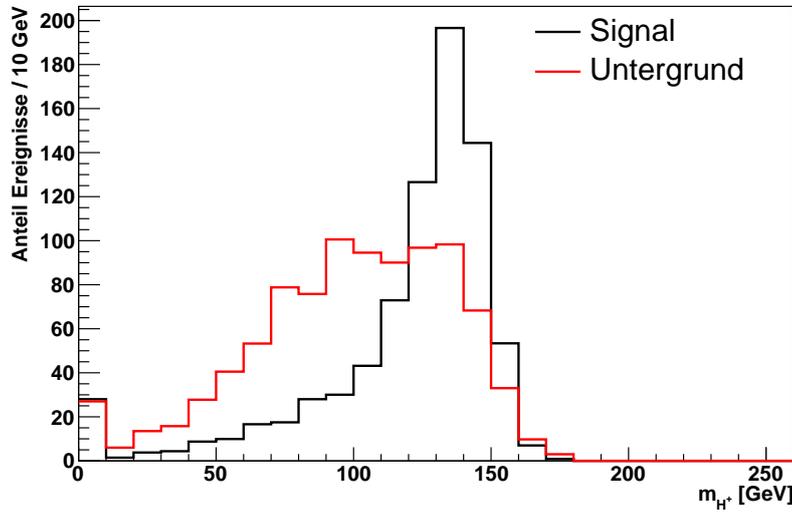


Abbildung 6.10.: Verteilung für Signal und den Untergrund $t\bar{t} \rightarrow bW_1bW_2$ mit $W_1 \rightarrow \tau\nu$ und $W_2 \rightarrow qq$ für den vierdimensionalen Scan über $(\varphi_1, \varphi_2, \cancel{E}_{T,x}, \cancel{E}_{T,y})$ für $m_{H^+} = 130$ GeV. Die Verteilungen sind der Luminosität entsprechend normiert.

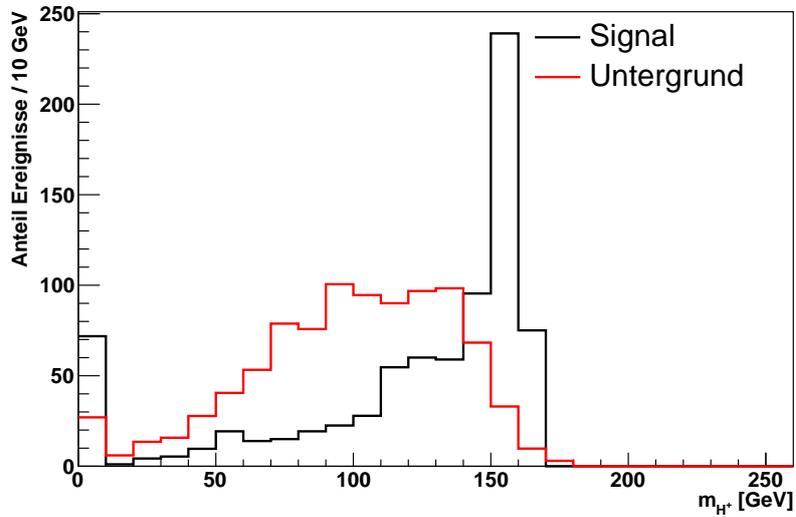


Abbildung 6.11.: Verteilung für Signal und den Untergrund $t\bar{t} \rightarrow bW_1bW_2$ mit $W_1 \rightarrow \tau\nu$ und $W_2 \rightarrow qq$ für den vierdimensionalen Scan über $(\varphi_1, \varphi_2, \cancel{E}_{T,x}, / E_{T,y})$ für $m_{H^+} = 160$ GeV. Die Verteilungen sind der Luminosität entsprechend normiert.

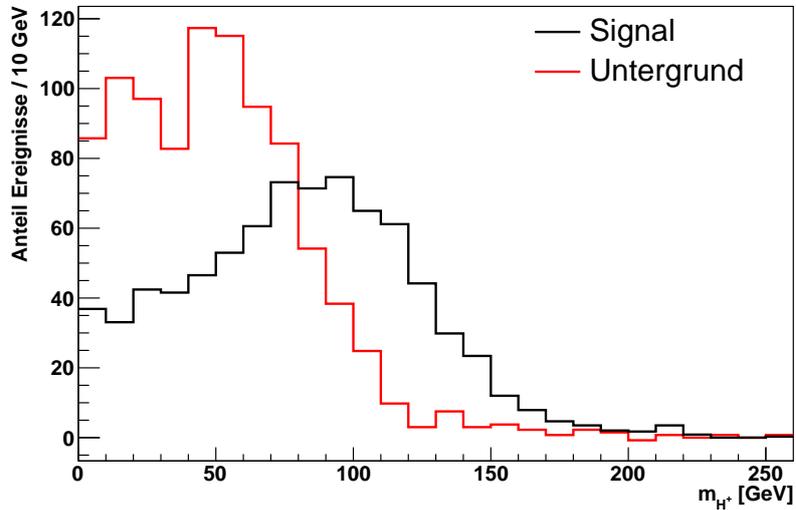


Abbildung 6.12.: Verteilung für Signal und den Untergrund $t\bar{t} \rightarrow bW_1bW_2$ mit $W_1 \rightarrow \tau\nu$ und $W_2 \rightarrow qq$ für m_T für $m_{H^+} = 130$ GeV. Die Verteilungen sind der Luminosität entsprechend normiert.

7. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde der Missing Mass Calculator (MMC) für leichte geladene Higgs-Bosonen im Zerfallskanal $t\bar{t} \rightarrow bH^+bW^- \rightarrow b\tau\nu bq$ für hadronische Endzustände des τ -Leptons untersucht. Die Analyse erfolgte sowohl auf Generator- als auch auf Detektorniveau mit PYTHIA simulierten ATLAS-Ereignissen bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 7$ TeV für drei Higgs-Boson Massen $m_{H^+} = 90$ GeV, $m_{H^+} = 130$ GeV und $m_{H^+} = 160$ GeV.

Bei der Sucha nach geladenen Higgs-Bosonen wird als finale Diskriminante eine massensensitive Variable verwendet. Beim Missing Mass Calculator handelt es sich um eine vielversprechende Massenrekonstruktionstechnik, bei der unbekannte Variablen in physikalisch sinnvollen Bereich mit einem sogenannten *Scan* durchgeföhren werden, um die den Prozess beschreibenden kinematischen Gleichungen lösen zu können. Der MMC wurde programmiert, optimale Gewichtungsfunktionen bestimmt und Algorithmen zur Auswahl der Masse implementiert. Der *Scan* über die unbekanntenen Variablen erfolgt zweidimensional und mit Einbeziehung der fehlenden transversalen Energie. Es wurde ein Vergleich der Algorithmen für die Auswahl der Masse durchgeföhrt und die Funktionsweise des MMC für Ereignisse auf Generator- und Detektorniveau getestet und verglichen.

Eine Signifikanzsteigerung gegenüber der bei bisherigen Analysen verwendeten transversalen Masse m_T konnte im Rahmen der Bachelorarbeit nicht festgestellt werden.

A. Anhang

Zum Vergleich der Methoden zur Auswahl der Masse

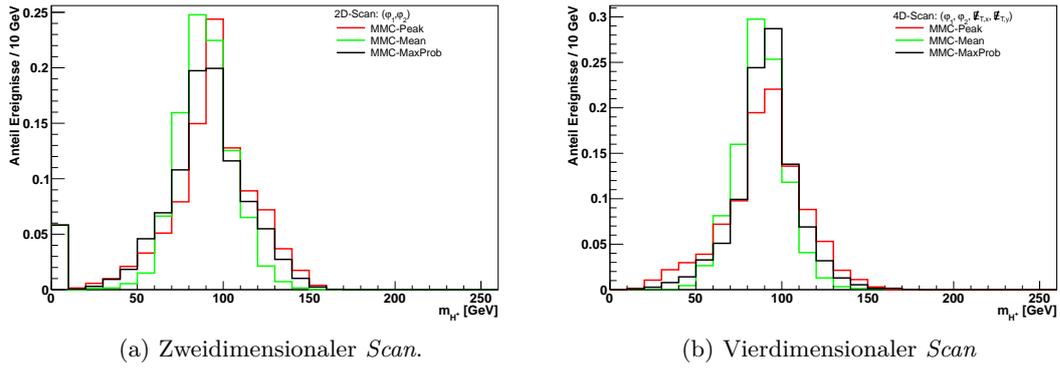


Abbildung A.1.: Vergleich der drei Auswahl-Methoden für den zwei- und vierdimensionalen *Scan* für $m_{H^+} = 90$ GeV. Die Verteilungen sind auf 1 normiert.

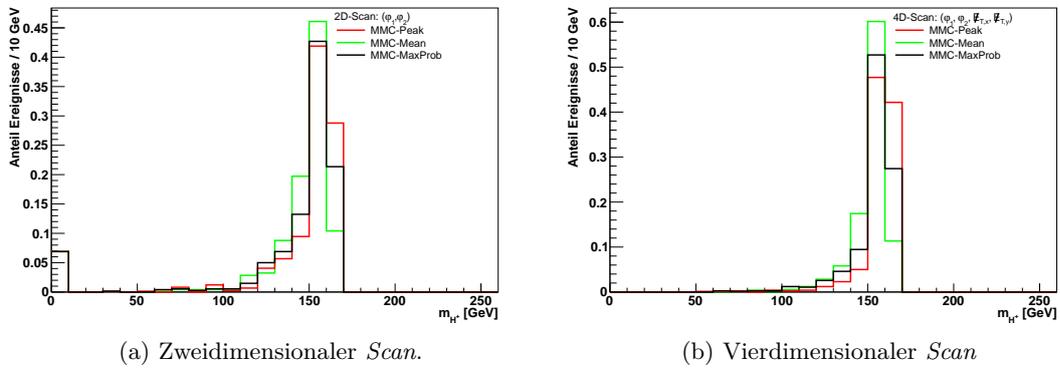


Abbildung A.2.: Vergleich der drei Auswahl-Methoden für den zwei- und vierdimensionalen *Scan* für $m_{H^+} = 160$ GeV. Die Verteilungen sind auf 1 normiert.

Zum Vergleich der Verteilungen auf Generator- und Detektorniveau

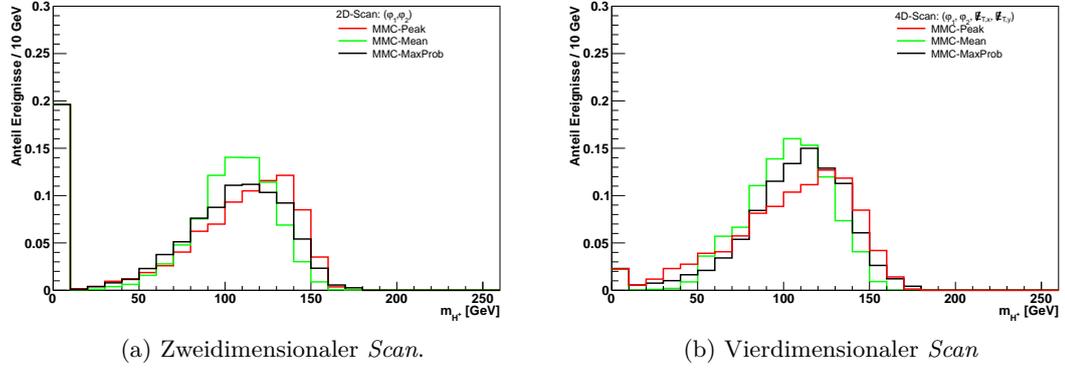


Abbildung A.3.: Vergleich der drei Auswahl-Methoden für den 2D-*Scan* über (φ_1, φ_2) für $m_{H^+} = 190$ GeV auf Detektorniveau. Die Verteilungen sind auf 1 normiert. Im ersten Bin überdecken sich alle Verteilungen.

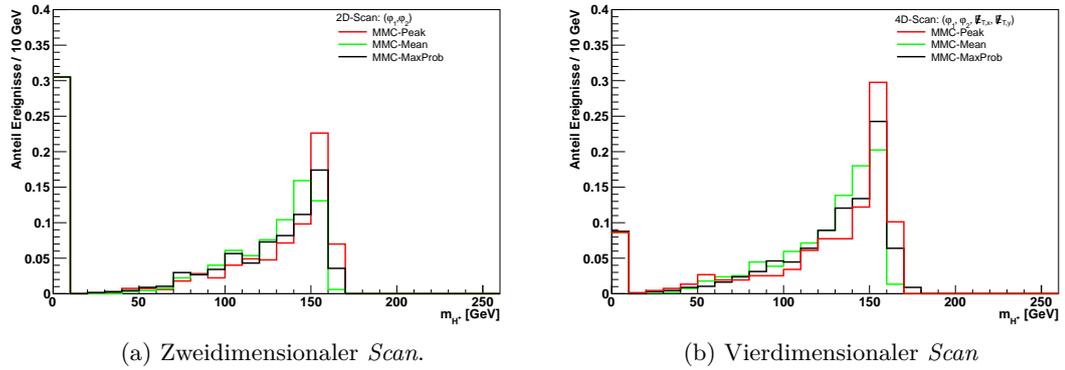
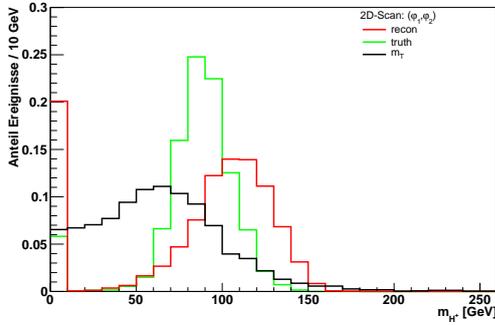
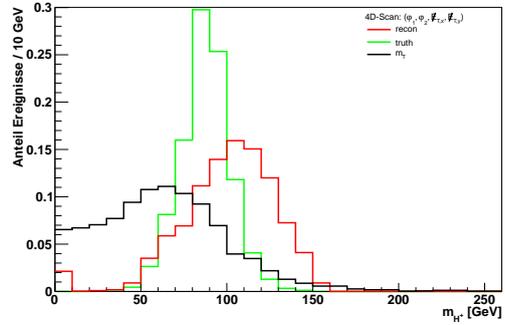


Abbildung A.4.: Vergleich der drei Auswahl-Methoden für den 2D-*Scan* über (φ_1, φ_2) für $m_{H^+} = 160$ GeV auf Detektorniveau. Die Verteilungen sind auf 1 normiert. Im ersten Bin überdecken sich alle Verteilungen.

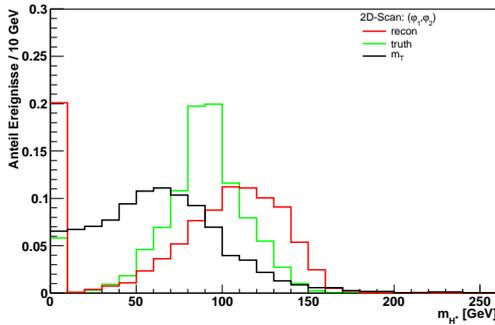


(a) Zweidimensionaler *Scan*.

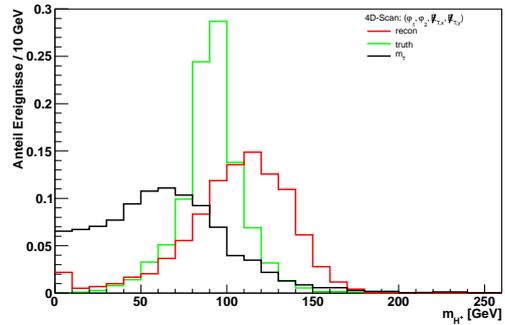


(b) Vierdimensionaler *Scan*

Abbildung A.5.: Vergleich des *Scans* auf Generator- und Detektorniveau für die *MMC-Mean*-Methode für $m_{H^+} = 90$ GeV. Bild (a) zeigt dabei den zweidimensionalen und Bild (b) den vierdimensionalen *Scan*.



(a) Zweidimensionaler *Scan*.



(b) Vierdimensionaler *Scan*

Abbildung A.6.: Vergleich des *Scans* auf Generator- und Detektorniveau für die *MMC-MaxProb*-Methode für $m_{H^+} = 90$ GeV. Bild (a) zeigt dabei den zweidimensionalen und Bild (b) den vierdimensionalen *Scan*.

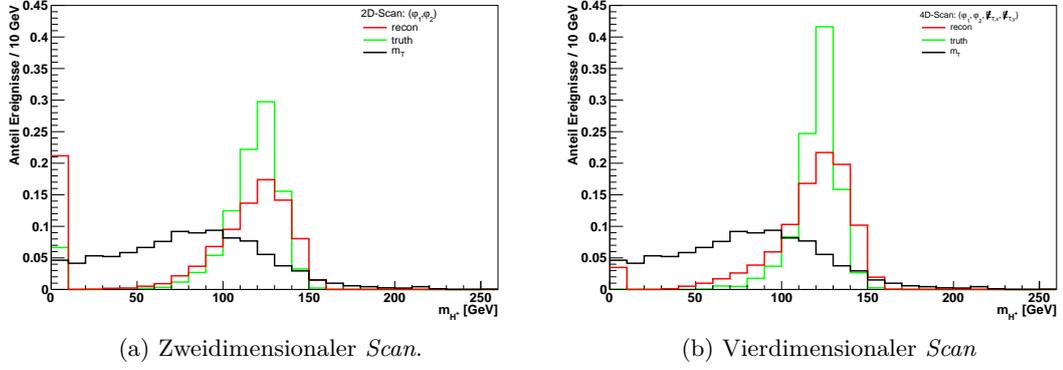


Abbildung A.7.: Vergleich des Scans auf Generator- und Detektorniveau für die *MMC-Mean*-Methode für $m_{H^+} = 130$ GeV. Bild (a) zeigt dabei den zweidimensionalen und Bild (b) den vierdimensionalen Scan.

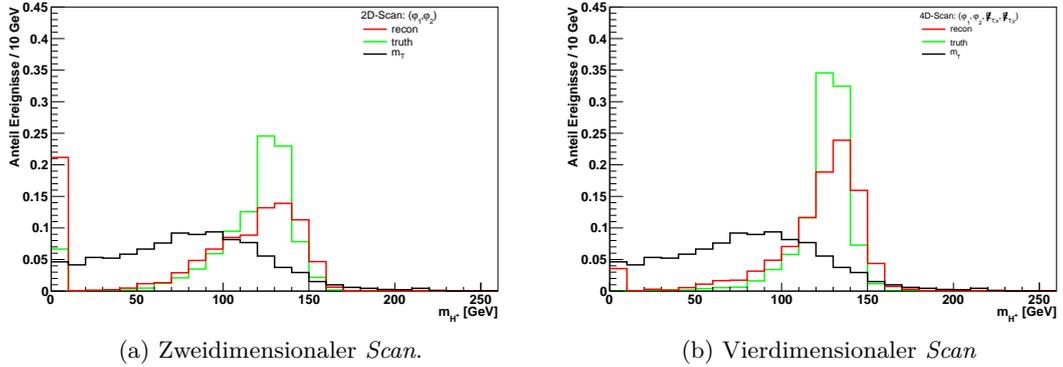
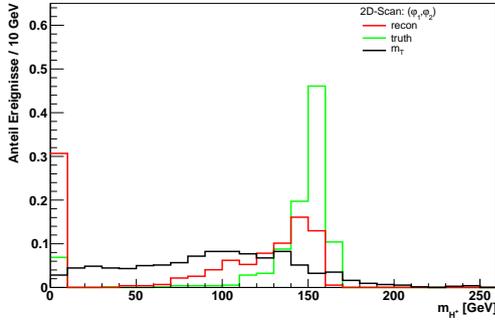
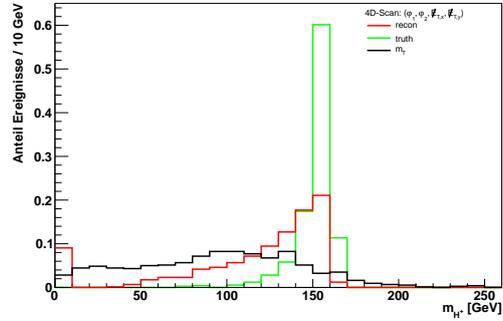


Abbildung A.8.: Vergleich des Scans auf Generator- und Detektorniveau für die *MMC-MaxProb*-Methode für $m_{H^+} = 130$ GeV. Bild (a) zeigt dabei den zweidimensionalen und Bild (b) den vierdimensionalen Scan.

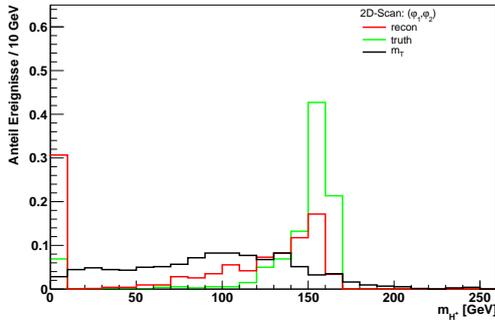


(a) Zweidimensionaler *Scan*.

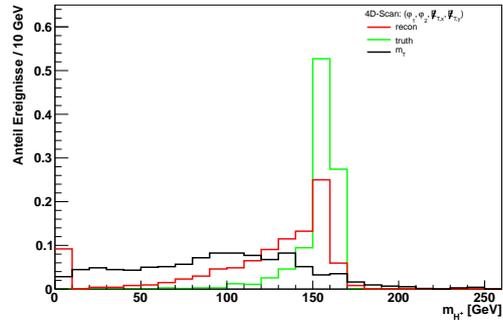


(b) Vierdimensionaler *Scan*

Abbildung A.9.: Vergleich des *Scans* auf Generator- und Detektorniveau für die *MMC-Mean*-Methode für $m_{H^+} = 160$ GeV. Bild (a) zeigt dabei den zweidimensionalen und Bild (b) den vierdimensionalen *Scan*.



(a) Zweidimensionaler *Scan*.



(b) Vierdimensionaler *Scan*

Abbildung A.10.: Vergleich des *Scans* auf Generator- und Detektorniveau für die *MMC-MaxProb*-Methode für $m_{H^+} = 160$ GeV. Bild (a) zeigt dabei den zweidimensionalen und Bild (b) den vierdimensionalen *Scan*.

Verteilungen zur Berechnung der Signifikanz

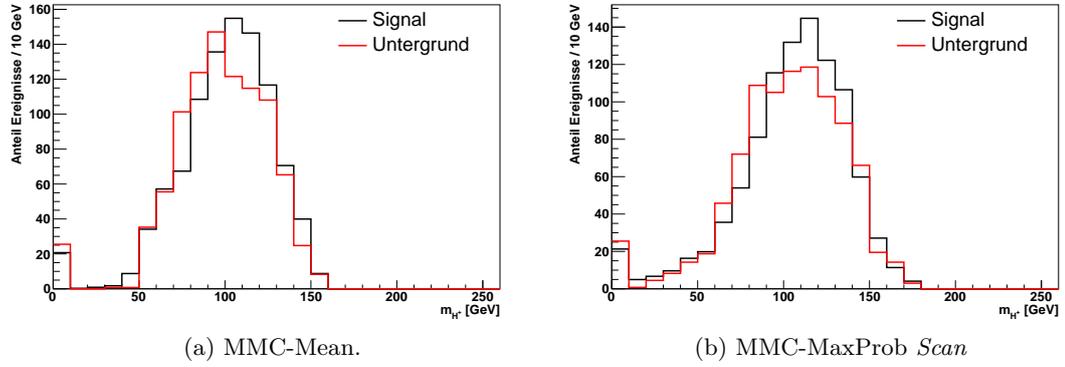


Abbildung A.11.: Verteilung für Signal und Untergrund für den vierdimensionalen Scan über $(\varphi_1, \varphi_2, \cancel{E}_{T,x}, \cancel{E}_{T,y})$ für *Mean* und *MaxProb* für $m_{H^+} = 90$ GeV. Die Verteilungen sind der Luminosität entsprechend normiert.

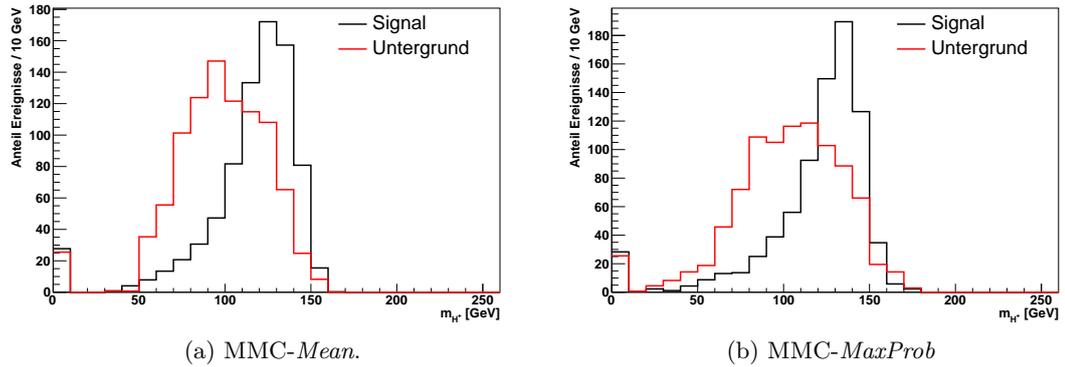
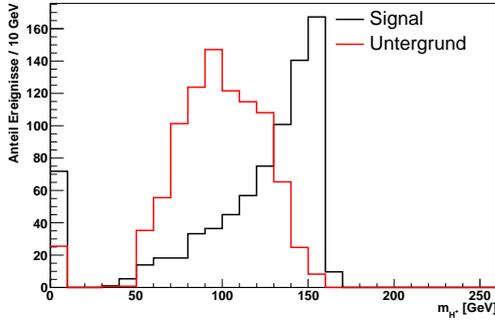
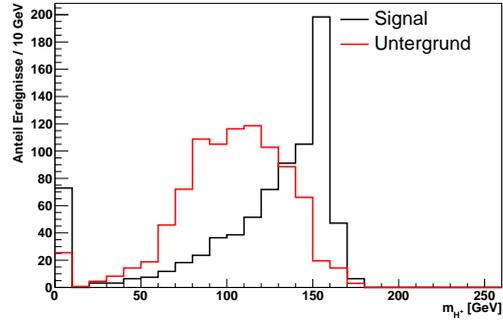


Abbildung A.12.: Verteilung für Signal und Untergrund für den vierdimensionalen Scan über $(\varphi_1, \varphi_2, \cancel{E}_{T,x}, \cancel{E}_{T,y})$ für *Mean* und *MaxProb* für $m_{H^+} = 130$ GeV. Die Verteilungen sind der Luminosität entsprechend normiert.

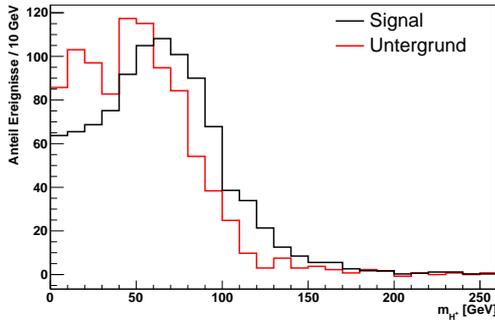


(a) MMC-Mean.

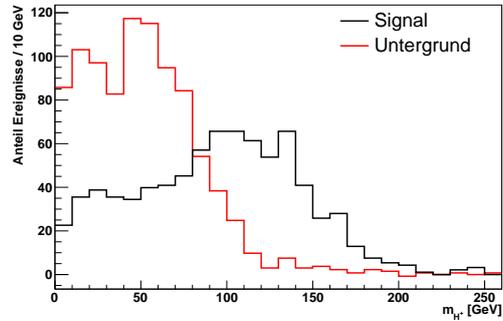


(b) MMC-MaxProb

Abbildung A.13.: Verteilung für Signal und Untergrund für den vierdimensionalen Scan über $(\varphi_1, \varphi_2, \cancel{E}_{T,x}, \cancel{E}_{T,y})$ für *Mean* und *MaxProb* für $m_{H^+} = 160$ GeV. Die Verteilungen sind der Luminosität entsprechend normiert.



(a) m_T für $m_{H^+} = 90$ GeV.



(b) m_T für $m_{H^+} = 160$ GeV.

Abbildung A.14.: Verteilung für Signal und Untergrund für m_T für $m_{H^+} = 90$ GeV und $m_{H^+} = 160$ GeV. Die Verteilungen sind der Luminosität entsprechend normiert.

Literaturverzeichnis

- [1] S. L. Glashow. *Partial-symmetries of weak interactions*. Nuclear Physics, Volume 22, Issue 4, 579-588, 1961.
- [2] Abdus Salam. *Elementary Particle Theory*. Almqvist and Wiksells, Stockholm, 1969.
- [3] Steven Weinberg. *A Model of Leptons*. Phys. Rev. Lett. 19, 1967.
- [4] G.'t Hooft and M. Veltman. *Regularization and Renormalization of Gauge Fields*. Nucl. Phys. B44, 189-213, 1972.
- [5] The ALEPH Collaboration et al. *Precision electroweak measurements on the Z resonance*. arXiv:hep-ex/0509008v3, 2005.
- [6] P. W. Higgs. *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*. Phys. Rev. Lett. 13, 508-509, 1964.
- [7] P. W. Higgs. *Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons*. Phys. Rev. 145, 1156-1163, 1966.
- [8] T. W. B. Kibble G. S. Guralnik, C. R. Hagen. *Global Conservation Laws and Massless Particles*. Phys. Rev. Lett. 13, 585-587, 1964.
- [9] R. Brout F. Englert. *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*. Phys. Rev. Lett. 13, 321-322, 1964.
- [10] T. W. B. Kibble. *Symmetry breaking in non Abelian gauge theories*. Phys. Rev. 155, 1554-1561, 1967.
- [11] M. Schumacher. *Suche nach neutralen Higgs-Bosonen mit dem OPAL-Detektor am LEP2*. BONN-IR-99-19, 1999.
- [12] G. Abbiendi et al. *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*. arXiv:hep-ex/0306033v1, 2003.
- [13] D0 Collaboration CDF Collaboration. *Evidence for a particle produced in association with weak bosons and decaying to a bottom-antibottom quark pair in Higgs boson searches at the Tevatron*. arXiv:1207.6436v1 [hep-ex], 2003.

- [14] ATLAS Collaboration. *Combined search for the Standard Model Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*. arXiv:1207.0319v2 [hep-ex], 2012.
- [15] CMS Collaboration. *Combined results of searches for the standard model Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*. arXiv:1202.1488v1 [hep-ex], 2012.
- [16] The CMS Collaboration. *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*. arXiv:1207.7235v1 [hep-ex], 2012.
- [17] ATLAS Collaboration. *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*. arXiv:1207.7214v1 [hep-ex], 2012.
- [18] LHC Higgs Cross Section Working Group. *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables*. arXiv:1101.0593v3 [hep-ph], 2011.
- [19] M. Carena et al. *Suggestions for Benchmark Scenarios for MSSM Higgs Boson Searches at Hadron Colliders*. arXiv:hep-ph/0202167v1, 2002.
- [20] ATLAS Collaboration. *Search for charged Higgs bosons decaying via $H^+ \rightarrow \tau \nu$ in top quark pair events using pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*. ATLAS-CONF-2012-011, 2012.
- [21] J. Beringer et al. (Particle Data Group). *The Review of Particle Physics*. Phys. Rev. D86, 010001, 2012.
- [22] P. Z. Skands T. Sj ? strand, S. Mrenna. *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*. arXiv:hep-ph/0603175v2, 2006.
- [23] B.R. Webber S. Frixione. *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*. arXiv:hep-ph/0204244v2, 2002.
- [24] The ATLAS collaboration. *Data-driven estimation of the background to charged Higgs boson searches using hadronically-decaying tau final states in ATLAS*. ATLAS-CONF-2011-051, 2011.
- [25] Lyndon Evans and Philip Bryant. *LHC Machine*. JINST 3 S08001, 2008.
- [26] The ATLAS Collaboration et al. *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*. JINST 3 S08003, 2008.

- [27] A.Elagin, P.Murat, A.Pranko, A.Safonov. *A New Mass Reconstruction Technique for Resonances Decaying to di-tau*. arXiv:1012.4686v2 [hep-ex], 2011.
- [28] Nicole Utecht. *Untersuchung der Z-Bosonproduktion mit Zerfall $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ mit dem ATLAS-Experiment am LHC*. Diplomarbeit, 2011.
- [29] ATLAS Collaboration. *Search for the Standard Model Higgs boson in the H to tau+tau- decay mode in $\sqrt{s} = 7$ TeV pp collisions with ATLAS*. arXiv:1206.5971v1 [hep-ex], 2012.
- [30] A. J. Barr, T. J. Khoo, P. Konar, K. Kong, C. G. Lester, K. T. Matchev, M. Park. *Guide to transverse projections and mass-constraining variables*. arXiv:1105.2977v2 [hep-ph], 2011.
- [31] The ATLAS Collaboration. *Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics*. arXiv:0901.0512v4 [hep-ex], 2009.
- [32] Glen Cowan, Kyle Cranmer, Eilam Gross, Ofer Vitells. *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*. arXiv:1007.1727v2 [physics.data-an], 2010.