

BACHELORARBEIT

---

**Studien zur Massenrekonstruktion  
mit dem Missing Mass Calculator  
in Lepton-Flavour-verletzenden  
Higgs-Boson-Zerfällen  
am ATLAS-Experiment**

Paul Haider



---

Fakultät für Mathematik und Physik  
Albert-Ludwigs-Universität Freiburg



# **Studien zur Massenrekonstruktion mit dem Missing Mass Calculator in Lepton-Flavour-verletzenden Higgs-Boson-Zerfällen am ATLAS-Experiment**

BACHELORARBEIT

vorgelegt von

Paul Haider

am 9. August 2016

Betreuer:

Prof. Dr. Markus Schumacher

Fakultät für Mathematik und Physik der

ALBERT-LUDWIGS-UNIVERSITÄT

Freiburg im Breisgau



---

# Inhaltsverzeichnis

<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>i</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Theorie</b>	<b>3</b>
2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	3
2.2 Lepton-Flavour-Verletzung . . . . .	9
<b>3 Der ATLAS-Detektor</b>	<b>13</b>
3.1 Verwendetes Koordinatensystem . . . . .	13
3.2 Aufbau des Detektors . . . . .	14
3.3 Auflösungsvermögen . . . . .	15
<b>4 Massenrekonstruktion für <math>H \rightarrow \tau\tau</math></b>	<b>19</b>
4.1 Die kollineare Näherung für $\tau^+\tau^-$ -Zerfälle . . . . .	19
4.2 Der MMC für $\tau^+\tau^-$ -Zerfälle . . . . .	20
<b>5 Massenrekonstruktion für <math>H \rightarrow \tau\ell</math></b>	<b>23</b>
5.1 Der MMC für LFV-Zerfälle . . . . .	23
5.2 Gewichtung mit dem Matrixelement . . . . .	26
5.3 Kollineare Näherung für LFV Higgs-Boson Zerfälle . . . . .	29
5.4 Korrektur von $E_T^{\text{miss}}$ . . . . .	30
<b>6 Signal- und Untergrundprozesse</b>	<b>33</b>
6.1 Signalprozesse . . . . .	33
6.2 Untergrundprozesse . . . . .	34
<b>7 MMC auf Generatorniveau</b>	<b>35</b>
7.1 Ereignis Selektion . . . . .	35
7.2 Selektion der "korrekten" Lösung für den $E_{2\nu}$ -Scan . . . . .	36

7.3	Untersuchung der beiden Lösungen des $m_{2\nu}$ -Scans . . . . .	38
7.4	Lösung der Gleichungssysteme ohne Scan . . . . .	38
7.5	Gewichtung mit dem Matrixelement . . . . .	40
7.6	Ergebnis des Scans auf Generatorniveau . . . . .	42
<b>8</b>	<b>MMC mit simulierter <math>E_T^{\text{miss}}</math>-Auflösung</b>	<b>49</b>
8.1	Simulation der erwarteten Auflösung des $E_T^{\text{miss}}$ -Vektors . . . . .	49
8.2	Korrektur des $E_T^{\text{miss}}$ -Vektors . . . . .	50
8.3	Der MMC mit $E_T^{\text{miss}}$ -Scan für Ereignisse mit simulierter Detektorauflösung	51
<b>9</b>	<b>MMC mit rekonstruierten Ereignissen</b>	<b>57</b>
9.1	Zuordnung der Leptonen zu den Mutterteilchen $H$ und $\tau$ . . . . .	57
9.2	Der MMC mit rekonstruierten Ereignissen des Signalprozesses $H \rightarrow \tau_{\text{lep}} \ell$	58
9.3	Der MMC für rekonstruierte Ereignisse des Untergrundprozesses $H \rightarrow$ $\tau_{\text{lep}} \tau_{\text{lep}}$ . . . . .	61
9.4	Der MMC für rekonstruierte Ereignisse des Untergrundprozesses $Z \rightarrow$ $\tau_{\text{lep}} \tau_{\text{lep}}$ . . . . .	63
9.5	Vergleich der verschiedenen Prozesse . . . . .	64
<b>10</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>69</b>
	<b>Literatur</b>	<b>73</b>
	<b>Literatur</b>	<b>73</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>79</b>
	<b>Erklärung der Selbständigkeit</b>	<b>81</b>

# Einleitung

Der Brout-Englert-Higgs-Mechanismus [1–6] (kurz: Higgs-Mechanismus) wurde bereits vor über 50 Jahren postuliert und spielt im Standardmodell der Teilchenphysik [7–10] eine elementare Rolle, da er die beobachteten Massen der Fermionen und der massiven Eichbosonen erklären kann [8, 11]. Das Standardmodell beschreibt die Elementarteilchen und ihre fundamentalen Wechselwirkungen in einer einheitlichen Theorie. Im Rahmen des Higgs-Mechanismus wird zusätzlich ein neues, skalares Teilchen postuliert — das Higgs-Boson — welches lange Zeit den letzten, fehlenden Baustein des Standardmodells dargestellt hat.

Im Jahr 2012, knapp 50 Jahre nach der Postulierung, wurde in der Suche nach dem Higgs-Boson zum ersten Mal ein Teilchen mit einer Masse von etwa 125 GeV an den Experimenten ATLAS<sup>1</sup> [12] und CMS<sup>2</sup> [13] am LHC<sup>3</sup> entdeckt [14]. Bisher sind alle gemessenen Eigenschaften innerhalb der Messgenauigkeit in Übereinstimmung mit den Vorhersagen des Standardmodells [15].

Ein weiteres Ziel des LHCs ist die Suche nach Physik jenseits des Standardmodells. Dazu gehört unter anderem die Suche nach Lepton-Flavour-Verletzung (kurz: LFV<sup>4</sup>), da diese im Rahmen des Standardmodells verboten ist. Im Jahr 2001 wurde durch die Beobachtung von Neutrinooszillationen am Super-Kamiokande Experiment [16] und am Sudbury Neutrino Observatorium [17], die Annahme des Standardmodells, dass Neutrinos keine Masse besitzen, widerlegt und gleichzeitig die Verletzung des Lepton-Flavours im Neutrinosektor beobachtet [18–20]. Es ist deshalb naheliegend auch bei anderen leptonischen Zerfällen nach Lepton-Flavour-Verletzung zu suchen.

In vielen Erweiterungen des Standardmodells treten Lepton-Flavour-verletzende Zerfälle des Higgs-Bosons auf natürliche Weise auf, sodass sich eine Suche nach den Zerfällen  $H \rightarrow \ell_i^+ \ell_j^-$  mit  $\ell = \tau, \mu, e$  und  $i \neq j$  am ATLAS-Experiment anbietet. Aus Prä-

---

<sup>1</sup>A Toroidal LHC ApparatuS

<sup>2</sup>Compact Muon Solenoid

<sup>3</sup>Large Hadron Collider

<sup>4</sup>Die Abkürzung LFV wird im Folgenden sowohl für das Nomen *Lepton-Flavour-Verletzung*, als auch das Adjektiv *Lepton-Flavour-verletzend* verwendet, doch sollte aus dem Kontext klar sein, was jeweils gemeint ist.

zisionsmessungen zu den im Standardmodell verbotenen Zerfällen  $\mu \rightarrow e\gamma$  [21] und  $\tau \rightarrow \ell\gamma$  mit  $\ell = e, \mu$  [22, 23] können jedoch bereits indirekte obere Grenzen auf das Verzweigungsverhältnis solcher LFV-Zerfälle abgeleitet werden, da die LFV-Kopplung des Higgs-Bosons in Korrekturen höherer Ordnungen auftritt. Für den Prozess  $H \rightarrow \mu e$  ergeben sich strenge obere Grenzen auf das Verzweigungsverhältnis, sodass dieser Prozess am LHC nicht beobachtet werden kann. Für die Zerfälle  $H \rightarrow \tau\mu$  und  $H \rightarrow \tau e$  ergibt sich aus den indirekten Suchen jedoch nur ein obere Grenze auf das Verzweigungsverhältnis von  $\mathcal{O}(10\%)$ . Direkte Suchen nach diesen beiden Prozessen schränken die obere Grenze auf das Verzweigungsverhältnis weiter ein und bislang wurde kein signifikanter Exzess beobachtet [24], wenngleich die Sensitivität für leptonische  $\tau$ -Zerfälle am höchsten ist. Umso wichtiger ist deshalb eine genaue Rekonstruktion der invarianten Masse des  $\tau\ell$ -Systems bei der Analyse solcher Zerfälle, die jedoch aufgrund der Neutrinos aus dem  $\tau$ -Zerfall im Endzustand erschwert wird.

Bisher wird in den LFV-Analysen mit leptonisch zerfallenden  $\tau$ -Leptonen nur die kollineare Näherung verwendet, während für  $H \rightarrow \tau_{\text{lep}}\tau_{\text{lep}}$ -Zerfälle im Standardmodell zusätzlich der sog. *Missing Mass Calculator* (kurz: MMC) verwendet wird. Dieser ermöglicht unter anderem eine genauere Rekonstruktion der invarianten Masse des  $\tau\tau$ -Systems. In der vorliegenden Arbeit werden deshalb verschiedene Varianten eines *Missing Mass Calculators* für Lepton-Flavour-verletzende-Zerfälle entwickelt. Zusätzlich werden bewährte Algorithmen des  $\tau\tau$ -MMCs, die eine genauere Massenauflösung ermöglichen, auf den MMC für LFV-Zerfälle übertragen. Die verschiedenen Varianten werden dann unter Verwendung von simulierten Monte-Carlo-Ereignissen für Signal- und Untergrundprozesse miteinander verglichen. Dabei wird insbesondere untersucht ob der MMC für LFV-Zerfälle eine bessere Rekonstruktion der invarianten Masse des  $\tau\ell$ -Systems im Vergleich mit der kollinearen Näherung erlaubt und ob eine Trennung der Signalverteilung von der Verteilung der Untergrundprozesse möglich ist.

Nach einer kurzen Beschreibung der theoretischen Grundlagen in [Kapitel 2](#) und des ATLAS-Detektors in [Kapitel 3](#), wird in [Kapitel 4](#) kurz die Massenrekonstruktion für  $\tau\tau$ -Zerfälle im Standardmodell vorgestellt. Anschließend wird in [Kapitel 5](#) der MMC für LFV-Zerfälle entwickelt und nach einer kurzen Beschreibung der untersuchten Signal- und Untergrundereignisse in [Kapitel 6](#), wird der MMC in [Kapitel 7](#) unter Verwendung von *truth*-Vektoren auf LFV-Ereignisse angewendet. In [Kapitel 8](#) wird der MMC auf Ereignisse, simulierter, erwartete,  $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ -Auflösung im Detektor, angewendet und in [Kapitel 9](#) wird der MMC schließlich auf rekonstruierte Ereignisse für Signal- und Untergrundprozesse angewendet und mit der kollinearen Näherung verglichen.



---

# Theorie

## 2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik [7–10] beschreibt die Elementarteilchen und ihre fundamentalen Wechselwirkungen — die starke, schwache und elektromagnetische Wechselwirkung — in einer einheitlichen Theorie [25]. Es handelt sich dabei um eine relativistische Quantenfeldtheorie, wobei die verschiedenen Wechselwirkungen durch Eichsymmetrien beschrieben werden. Die einzige nicht im Standardmodell berücksichtigte fundamentale Kraft ist die Gravitation. Sie spielt auf der Skala der hier betrachteten Physik jedoch auch nur eine vernachlässigbare Rolle, es sei denn es gibt große zusätzliche Raumdimensionen. Im Folgenden werden kurz die durch das Standardmodell beschriebenen Elementarteilchen aufgezählt und im Anschluss ein besonderes Augenmerk auf das Higgs-Boson gelegt.

### Elementarteilchen

Die Elementarteilchen lassen sich in zwei Gruppen einteilen: Fermionen mit halbzahligen Spin und Bosonen mit ganzzahligen Spin. Elementarteilchen werden sie deshalb genannt, da sie bisher keine bekannte Substruktur zeigen. In [Abbildung 2.1](#) ist eine Übersicht über die verschiedenen Teilchen zu sehen. Zusätzlich zu den Teilchenmassen (in natürlichen Einheiten) sind auch die Quantenzahlen, elektrische Ladung und Spin mit angegeben. *Fermionen* sind Teilchen mit Spin  $1/2$  und lassen sich weiter unterteilen in Leptonen und Quarks. Zu den *Leptonen* gehören das Elektron  $e$ , das Myon  $\mu$  und das Tauon  $\tau$  (nach aufsteigender Masse sortiert) mit ihren zugehörigen Neutrinos  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  und  $\nu_\tau$ . Die Teilchen  $e$ ,  $\mu$  und  $\tau$  tragen allesamt negative elektrische Ladung, vom Betrag einer Elementarladung  $e$ . Die Neutrinos hingegen sind elektrisch neutral und (im Rahmen des Standardmodells) außerdem masselos.

Bei *Quarks* unterscheidet man zwischen up, charm, top ( $u$ ,  $c$  und  $t$ ) mit elektrischer Ladung  $+2/3 e$  und down, strange und bottom ( $d$ ,  $s$  und  $b$ ) mit elektrischer Ladung  $-1/3 e$ , wobei die Quarks wieder nach aufsteigender Masse sortiert sind. Zusätzlich zur elek-

trischen Ladung tragen Quarks auch eine sogenannte Farbladung und nehmen damit an der starken Wechselwirkung teil.

Alle Fermionen nehmen an der schwachen Wechselwirkung teil und besitzen damit einen schwachen Isospin  $I$  und eine schwache Hyperladung  $Y$ . Die dritte Komponente des schwachen Isospins  $I_z$  und die schwache Hyperladung  $Y$  sind mit der elektrischen Ladung  $Q$  über den Zusammenhang  $Q = Y/2 + I_z$  verknüpft.

Drei Generationen  
der Materie (Fermionen)

	I	II	III		
Masse →	2,3 MeV	1,275 GeV	173,07 GeV	0	125,9 GeV
Ladung →	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	0
Spin →	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0
Name →	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b>γ</b> Photon	<b>H</b> Higgs Boson
				0	
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
Quarks	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> bottom	<b>g</b> Gluon	
	<2 eV	<0,19 MeV	<18,2 MeV	91,2 GeV	
	0	0	0	0	
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
	<b>ν<sub>e</sub></b> Elektron- Neutrino	<b>ν<sub>μ</sub></b> Myon- Neutrino	<b>ν<sub>τ</sub></b> Tau- Neutrino	<b>Z<sup>0</sup></b> Z Boson	
	0,511 MeV	105,7 MeV	1,777 GeV	80,4 GeV	
	-1	-1	-1	$\pm 1$	
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
Leptonen	<b>e</b> Elektron	<b>μ</b> Myon	<b>τ</b> Tau	<b>W<sup>±</sup></b> W Boson	Eichbosonen

Abbildung 2.1: Elementarteilchen im Standardmodell der Teilchenphysik: die zwölf fundamentalen Fermionen und fünf fundamentalen Bosonen. Die Quarks (violett) existieren jeweils in drei verschiedenen sog. "Farben" zu allen Fermionen existiert ein dazugehöriges Antifermion mit entgegengesetzter elektrischer Ladung [26].

Die drei verschiedenen Ausprägungen der jeweiligen Teilchen werden auch Generationen oder Familien genannt. Die uns umgebende Materie setzt sich aus den geladenen Leptonen und Quarks der jeweils ersten Generation zusammen. Zu allen hier genannten Fermionen existieren auch Antiteilchen mit selber Masse aber entgegengesetzter, elektrischer Ladung, Farbe, schwacher Hyperladung, etc.

Die *Eichbosonen* vermitteln die Wechselwirkung zwischen den verschiedenen Elementarteilchen und haben Spin 1. Alle fundamentalen Wechselwirkungen lassen sich aus der Forderung nach lokaler Eichinvarianz ableiten [25]. Das masselose *Photon*  $\gamma$

trägt keine Ladung und vermittelt die elektromagnetische Wechselwirkung. Die *Gluonen*  $g$  sind die Austauscheteilchen der starken Wechselwirkungen und ebenfalls masselos. Sie koppeln an die Farbladung der Quarks und tragen ebenfalls selbst Farbladung. Diese sind jedoch nicht "einfarbig" wie die Quarks, sondern tragen eine Farbkombination aus Farbe und Antifarbe. Insgesamt gibt es acht verschiedene Gluonen, die sich nur in ihrer Farbe voneinander unterscheiden.

Die Träger der schwachen Wechselwirkung sind das neutrale  $Z^0$ -Boson und die beiden geladenen  $W^\pm$ -Bosonen. Sie gehören zu den massiven Eichbosonen mit einer Masse von etwa 80 bzw. 91 GeV. Je nachdem unterscheidet man bei der schwachen Wechselwirkung zwischen geladenen Strömen (wenn die Wechselwirkung durch ein  $W$ -Boson vermittelt wurde) und neutralen Strömen (wenn die Wechselwirkung durch ein  $Z$ -Boson vermittelt wurde).

Eine besondere Rolle spielt das *Higgs-Boson*  $H$ , da es weder zu den Austauscheteilchen noch zu den Fermionen gehört. Als Boson trägt es ebenfalls einen ganzzahligen Spin, nämlich 0. Das Higgs-Boson wird im folgenden Abschnitt noch ausführlicher diskutiert.

## Phänomenologie des Higgs-Bosons

### Der Brout-Englert-Higgs-Mechanismus

Das Standardmodell ist eine Eichtheorie mit der Eichsymmetrie  $SU_c(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$  [27]. Allerdings kann die Lagrangedichte des Standardmodells  $\mathcal{L}_{\text{SM}}$  keine Massenterme beinhalten, da die Theorie damit nicht mehr renormierbar wäre, sodass die Fermionen und Eichbosonen im Standardmodell zunächst masselos sind. Dieses Problem kann durch Einführung eines skalaren Feldes und der spontanen Symmetriebrechung der elektroschwachen Symmetrie gelöst werden. Die oben genannte Eichgruppe wird zu der in der Natur realisierten Symmetrie  $SU_c(3) \times U_Q(1)$  gebrochen, wodurch Gluon und Photon im Standardmodell masselos bleiben. Für die elektroschwache Symmetriebrechung wird im Rahmen der Quantenfeldtheorie das Higgs-Feld [1–6] eingeführt, ein schwaches Isospin-Dublett, mit  $I_w = 1/2$  und  $Y = 1$ , aus zwei skalaren, komplexwertigen Feldern und damit vier Freiheitsgraden. Bei der Symmetriebrechung werden jedoch drei der vier Freiheitsgrade absorbiert und erzeugen die longitudinalen Polarisationsfreiheitsgrade der massiven Vektorbosonen  $Z^0$  und  $W^\pm$ , während der vierte Freiheitsgrad als freies, skalares Teilchen — das Higgs-Boson — beobachtet werden kann. Das Higgs-Feld hat einen von Null verschiedenen Vakuumerwartungswert, um welchen es entwickelt werden kann. Setzt man die Entwicklung des Higgsfelds in die Lagrangedichte ein, so ergeben sich, für Fermionen und Eichbosonen, Wechselwirkungsterme mit dem Higgs-Boson und Terme, die als Massen der verschiedenen Teilchen interpretiert werden können. Die Wechselwirkungsterme sind direkt proportional zur Masse der jeweiligen Teilchen, wodurch das Higgs-Boson bevorzugt an schwerere Teilchen koppelt.

## Produktion des Higgs-Bosons am LHC

Das Standardmodell sagt verschiedene Prozesse für die Produktion des Higgs-Bosons am LHC vorher. Die Feynmangraphen zu den vier wichtigsten Produktionsprozessen sind in [Abbildung 2.2](#) angegeben und in [Abbildung 2.3](#) sind die dazugehörigen Wirkungsquerschnitte für eine Higgsmasse von  $m_H = 125$  GeV gemeinsam mit ihrer Unsicherheit (Breite der Linie) dargestellt.

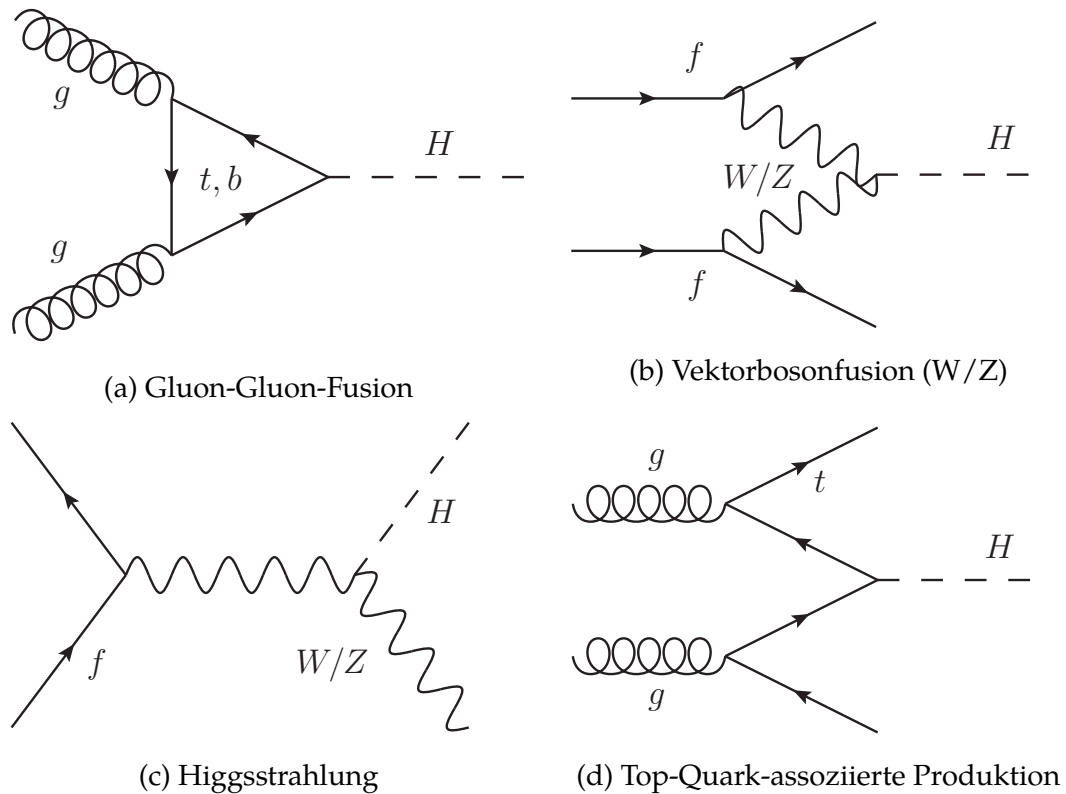


Abbildung 2.2: Feynmandiagramme der verschiedenen Produktionskanäle des Higgs-Bosons. Nur Kopplungen des Higgs-Bosons an das schwerste Fermion — das Top-Quark — und an die beiden massiven Vektorbosonen —  $W$  &  $Z$  — tragen signifikant zur Produktion des Higgs-Bosons am LHC bei.

Der größte Produktionswirkungsquerschnitt ergibt sich für die Gluon-Gluon-Fusion (GGF), auch  $ggH$ , siehe [Abbildung 2.2a](#), wobei zwei Gluonen über eine Quark-Schleife zu einem Higgs fusionieren. Aufgrund der bevorzugten Kopplung des Higgs-Bosons an schwerere Teilchen dominiert die Produktion über eine Top-Quark-Schleife, dem schwersten Elementarteilchen des Standardmodells, gegenüber anderen Quark-Schleifen, aber auch  $b$ -Quark-Schleifen liefern einen relevanten Beitrag. Der Produktionsmechanismus mit dem zweitgrößten Wirkungsquerschnitt ist gegenüber Gluon-Gluon-Fusion bereits um eine Größenordnung unterdrückt und wird Vektorbosonfusion (VBF), siehe [Abbildung 2.2b](#), genannt, wobei ein  $W$ - bzw.  $Z$ -Paar zu einem Higgs-Boson fusioniert. Die  $W$ - bzw.  $Z$ -assozierte Higgs-Produktion, wobei nach Fu-

sion eines Fermion-Antifermion-Paars, das dabei entstehende virtuelle Vektorboson ein Higgs-Boson abstrahlt, wird auch Higgsstrahlung genannt, siehe [Abbildung 2.2c](#). Als viertes ist noch die Top-Quark-assoziierte Produktion ( $ttH$ ) relevant (siehe [Abbildung 2.2d](#)). Jedoch ist dieser Produktionsmechanismus, wie in [Abbildung 2.3](#) zu sehen, bereits um zwei Größenordnungen unterdrückt.

Produktionswirkungsquerschnitte  $\sigma_{\text{prod}}$  und Verzweigungsverhältnisse BR für die verschiedenen Prozesse können im Standardmodell in Abhängigkeit der Teilchenmassen aus den Feynmandiagrammen berechnet werden. Das Produkt von  $\sigma_{\text{prod}}$  und BR ist ein Maß für die Gesamtwahrscheinlichkeit um diesen Prozess am ATLAS-Experiment zu beobachten.

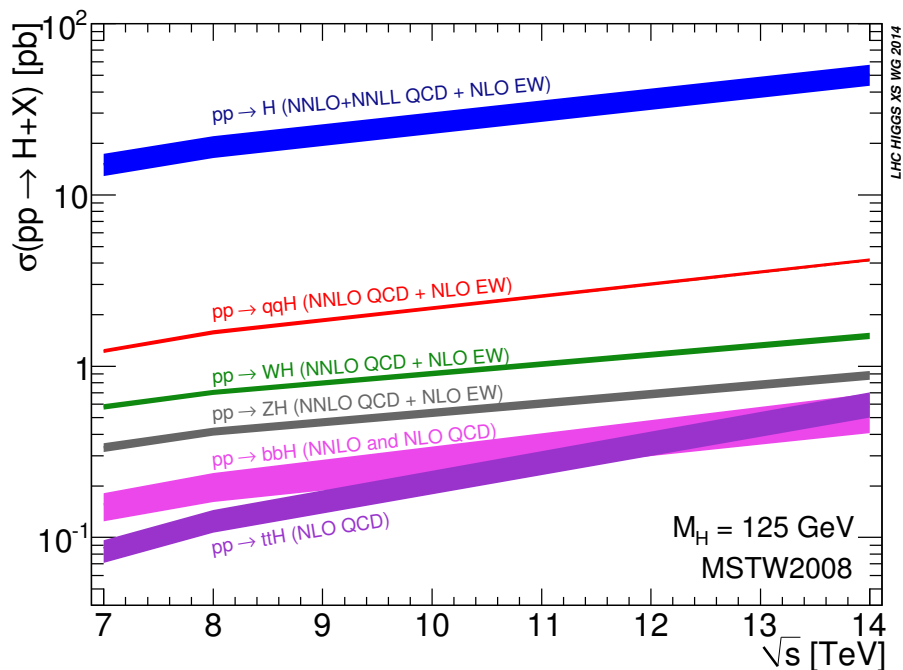


Abbildung 2.3: Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Produktionsmechanismen des Higgs-Bosons im Standardmodell als Funktion der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  in Proton-Proton-Kollisionen für  $m_H = 125$  GeV. Die Breite der Linie ist ein Maß für die Unsicherheit des betrachteten Wirkungsquerschnitts [28]

### Zerfälle des Higgs-Bosons

In [Abbildung 2.4](#) ist das Verzweigungsverhältnis als Funktion der Higgs-Boson-Masse für die verschiedenen Zerfallskanäle dargestellt. Im Standardmodell sind Zerfälle des Higgs-Bosons in Fermion-Antifermion-Paare  $H \rightarrow f\bar{f}$  erlaubt wenn beide Fermionen denselben *Flavour* haben. Zerfälle des Higgs-Bosons in Fermionen unterschiedlichen *Flavours*, das heißt  $H \rightarrow f_i\bar{f}_j$  mit  $i \neq j$ , sind im Standardmodell hingegen verboten. Zwei Top-Quarks sind zu schwer, als dass sie in einem Zerfall des Higgs-Bosons entstehen können, weshalb der Kanal mit dem größten Verzweigungsverhältnis der Zerfall

in ein  $b\bar{b}$ -Paar ist. Außerdem ist der Zerfallskanal in zwei  $\tau$ -Leptonen interessant, da das  $\tau$  das schwerste Lepton im Standardmodell ist und  $H \rightarrow \tau\tau$  damit das größte Verzweigungsverhältnis unter den leptonischen Zerfallskanälen hat. Die Verzweigungsverhältnisse für die verschiedenen Endzustände sind in [Abbildung 2.4](#) dargestellt.

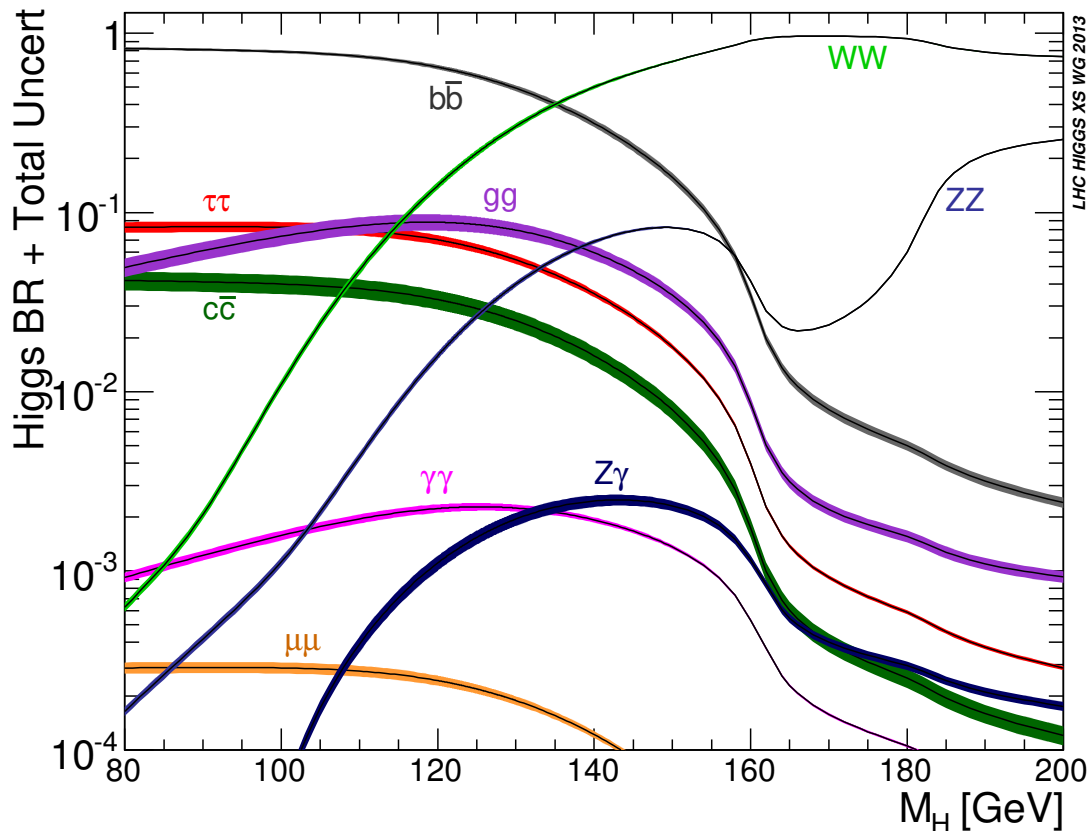


Abbildung 2.4: Verzweigungsverhältnisse der verschiedenen Zerfallskanäle des Higgs-Bosons im Standardmodell in Abhängigkeit der Higgs-Masse [29]

Im Jahr 2012 wurde, an den Experimenten ATLAS und CMS am LHC, zum ersten Mal ein Teilchen in der Suche nach dem Higgs-Boson bei etwa 125 GeV entdeckt [14]. Bisher sind alle gemessenen Eigenschaften, z.B.  $\sigma_{\text{prod}} \times \text{BR}$  und die Kopplungen an andere Teilchen [30], innerhalb der Messgenauigkeit in Übereinstimmung mit den Vorhersagen des Standardmodells. Aus der Kombination der Messung am ATLAS- und am CMS-Experiment wurde der Wert der Higgs-Masse zu  $m_H = 125.09 \pm 0.24$  GeV bestimmt [30]. Nach der Entdeckung des Higgs-Bosons in den bosonischen Zerfallskanälen  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ ,  $H \rightarrow \gamma\gamma$  und  $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$  wird nun versucht, das Higgs-Boson auch in den anderen, vom Standardmodell vorhergesagten Zerfallskanälen, nachzuweisen. Für den fermionischen Zerfallskanal  $H \rightarrow \tau\tau$  beträgt die am ATLAS-Detektor gemessene Signifikanz  $4.4\sigma$  bei einer erwarteten Signifikanz von  $3.3\sigma$ . Aus Kombination mit der Messung des CMS-Experiments von  $3.4\sigma$  (erwartet:  $3.7\sigma$ ) ergibt sich eine Signifikanz von  $5.5\sigma$  (erwartet:  $5.0\sigma$ ) [15].

## 2.2 Lepton-Flavour-Verletzung

### Indirekte Ausschlussgrenzen

Neben dem Nachweis des Higgs-Bosons in weiteren Zerfallskanälen besteht eines der Hauptziele des LHCs außerdem in der Suche nach Physik jenseits des Standardmodells [24]. Dazu gehört die Suche nach Verletzung der Lepton-Flavours in Higgs- oder Z-Boson Zerfällen. Während die Verletzung der Leptonenzahl im Standardmodell verboten ist, wurde diese im Neutrino Sektor bereits beobachtet [18–20]. Durch die Beobachtung von Neutrinooszillationen (d.h. der Beobachtung von Übergängen eines Flavour-Eigenzustands in einen anderen, z.B.  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ ), am Super-Kamiokande Experiment [16] und am Sudbury Neutrino Observatorium [17], im Jahr 2001 wurde die Annahme, dass Neutrinos keine Masse besitzen, widerlegt. Zwar wechselwirken Neutrinos in ihren Flavour-Eigenzuständen, breiten sich aber in den Eigenzuständen des Hamiltonians für freie Teilchen aus — den Masseneigenzuständen — und besitzen damit eine von null verschiedene Masse [25]. Es ist deshalb naheliegend, auch bei anderen leptonischen Zerfällen nach Verletzung der Leptonenzahl zu suchen. Im Standardmodell sowie auch in dieser Arbeit werden die Neutrinos allerdings weiterhin als masselos angenommen. Ihre Masse ist so klein ist, dass sie keinen Einfluss auf die betrachtete Kinematik hat.

Für die im Standardmodell verbotenen Zerfälle  $\mu \rightarrow e\gamma$  [21] und  $\tau \rightarrow \ell\gamma$  mit  $\ell = e, \mu$  [22, 23] wurden bereits Präzisionsmessungen durchgeführt, um die Grenzen des Standardmodells zu überprüfen. Es lassen sich jedoch auch indirekte Aussagen über ande-

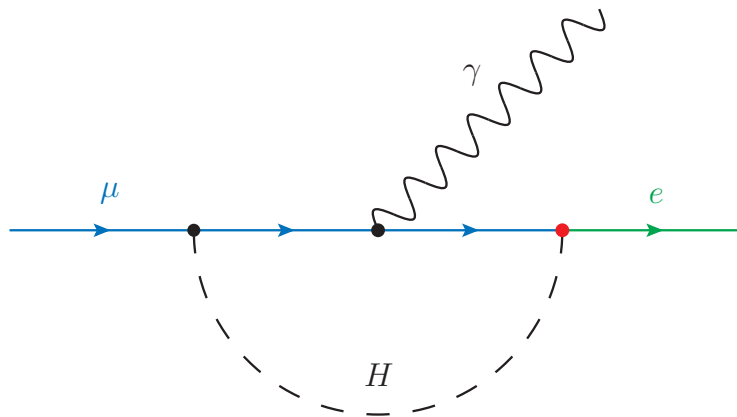


Abbildung 2.5: Beispielhaftes Feynmandiagramm einer Korrektur höherer Ordnung (NLO) des Prozesses  $\ell_i \rightarrow \gamma\ell_j$  (hier:  $\mu \rightarrow \gamma e$ ) mit Verletzung des Lepton-Flavours von einlaufendem Flavour (blau) zu auslaufendem Flavour (grün) in einem Vertex (rot)

re Vertices aus den obengenannten Präzisionsmessungen ableiten. Insbesondere für die in dieser Arbeit relevanten Prozesse  $H \rightarrow \tau\ell$  wobei  $\ell = \mu, e$ . Wie in [Abbildung 2.5](#) dargestellt, treten die LFV-Vertices des Higgs-Bosons nämlich in den Feynmandiagrammen höherer Ordnung der  $\ell_i \rightarrow \gamma\ell_j$ -Prozesse auf. Das heißt, es lassen sich aus

der Nichtbeobachtung von  $\ell \rightarrow \ell' \gamma$  bereits Grenzen auf die Verzweungsverhältnisse  $H \rightarrow \ell \ell'$  ableiten.

Es gibt bereits viele verschiedene Erweiterungen des Standardmodells, in denen Higgs-Boson Zerfälle,  $H \rightarrow \ell_i^+ \ell_j^-$  mit  $\ell = \tau, \mu, e$  und  $i \neq j$ , auf natürliche Weise auftreten [24]. Doch da diese LFV-Kopplungen immer auch in Korrekturen höherer Ordnung von im Standardmodell erlaubten Zerfällen auftreten [31], müssen solche erweiternden Theorien mit bisherigen Präzisionsmessungen verträglich sein.

Die verschiedenen Suchen wurden kombiniert, um Grenzen auf die Verzweungsverhältnisse der verschiedenen Lepton-Flavour-verletzenden Zerfälle abzuleiten. Aus Grenzen aus der Umwandlung  $\mu \rightarrow e$  in Atomkernen und aufgrund des Zerfalls  $\mu \rightarrow e \gamma$  ergeben sich starke obere Grenzen auf das Verzweungsverhältnis von  $H \rightarrow e \mu$  [32]. Mit  $\text{Br}(H \rightarrow \mu e) < 3 \cdot 10^{-9}$  ist es praktisch ausgeschlossen diesen Prozess, sofern dieser in der Natur überhaupt realisiert ist, am LHC zu beobachten, da das Verzweungsverhältnis dafür mehrere Größenordnungen zu niedrig ist. Hingegen ergibt sich für die Zerfälle  $H \rightarrow \tau \mu$  und  $H \rightarrow \tau e$  aus  $\tau \rightarrow \mu \gamma$  und  $\tau \rightarrow e \gamma$  jeweils eine obere Grenze auf das Verzweungsverhältnis von der Ordnung  $\mathcal{O}(10\%)$  [33]. Gleichzeitig verbietet die strenge Grenze auf  $\mu \rightarrow e \gamma$ , jedoch dass beide Zerfälle gleichzeitig ein Verzweungsverhältnis von  $\mathcal{O}(10\%)$  haben. Eine maximale obere Grenze von 10% ist prinzipiell groß genug, um einen solchen Prozess am LHC beobachten zu können, sodass Lepton-Flavor-verletzende Higgs-Boson-Zerfälle eine Möglichkeit darstellen, die Gültigkeit des Standardmodells zu überprüfen.

## Direkte Ausschlussgrenzen

Bei einem indirekt abgeleiteten Verzweungsverhältnis von maximal  $\mathcal{O}(10\%)$  bietet sich eine zusätzliche, direkte Suche an, um die oberen Grenzen auf die Verzweungsverhältnisse weiter einzuschränken. Endzustände mit zwei Leptonen, das heißt  $H \rightarrow \tau \mu \rightarrow e \nu \nu \mu$  und  $H \rightarrow \tau e \rightarrow \mu \nu \nu e$ , sind bei einer solchen Suche am sensitivsten. Endzustände mit zwei Leptonen desselben Flavours,  $\ell \nu \nu \ell$ , bieten sich nicht an, da für diese der Untergrund, z.B. durch  $Z \rightarrow \ell \ell$  zu groß ist. Sowohl am ATLAS- als auch am CMS-Experiment wurden direkte Suchen nach LFV-Ereignissen durchgeführt und die Ergebnisse werden im Folgenden kurz dargestellt.

Aus der Suche am ATLAS-Experiment ergeben sich strenge obere Grenzen auf die LFV-Verzweungsverhältnisse abgeleitet von  $\text{Br}(H \rightarrow e \tau) < 1.04\%$  (bei einem erwarteten Wert von  $1.21_{-0.34}^{+0.49}\%$ ) und  $\text{Br}(H \rightarrow \mu \tau) < 1.43\%$  (erwartet:  $1.01_{-0.29}^{+0.40}\%$ ) mit einem Vertrauensniveau von jeweils 95% [24]. Dabei wurde kein signifikanter Überschuss beobachtet. Diese Ergebnisse basieren auf dem Proton-Proton-Datensatz mit einer integrierten Luminosität von  $20.3 \text{ fb}^{-1}$  bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ . Bei der Analyse kann außerdem zwischen hadronisch ( $\tau_{\text{had}}$ ) und leptonisch ( $\tau_{\text{lep}}$ ) zerfallenden  $\tau$ -Leptonen unterschieden werden, sodass verschiedene Methoden zur Bestimmung des Untergrunds verwendet werden können.

Ähnliche Analysen der CMS-Kollaboration ergeben eine noch strengere obere Grenze auf das Verzweungsverhältnis für den  $e \tau$ -Endzustand, nämlich  $\text{Br}(H \rightarrow e \tau) < 0.69\%$  mit einem Vertrauensniveau von ebenfalls 95% [34]. Für das Verzweigungs-



verhältnis des  $\mu\tau$ -Endzustands ergibt die Analyse der CMS-Kollaboration eine obere Grenze von  $\text{Br}(H \rightarrow \mu\tau) < 1.51\%$ , wobei der  $19.7 \text{ fb}^{-1}$  umfassenden Datensatz bei  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  verwendet wurde [35]. Diese ist geringfügig größer als das Ergebnis der ATLAS-Kollaboration. Das aktuellste Ergebnis der CMS-Kollaboration basiert jedoch auf dem  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  Ereignissatz mit einer integrierten Luminosität von  $2.3 \text{ fb}^{-1}$  und setzt die obere Grenze für  $H \rightarrow \mu\tau$  auf  $\text{Br}(H \rightarrow \mu\tau) = 1.20\%$  (erwartet: 1.62%) [36].



---

## Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor (**A** Toroidal LHC Apparatu**S**) [12] gehört neben dem CMS-Detektor (**C**ompact **M**uon **S**olenoid) [13] zu den beiden Vielzweckdetektoren um Proton-Proton-Kollisionen am Large Hadron Collider (LHC) [37] des Europäischen Labors für Teilchenphysik (CERN) zu untersuchen. In Run 1 wurde der LHC mit einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  GeV in Proton-Proton-Kollisionen und  $\sqrt{s} = 8$  GeV betrieben. Dabei wurden Kollisionen aufgezeichnet, die einer integrierten Luminosität von etwa  $5 \text{ fb}^{-1}$  für  $\sqrt{s} = 7$  GeV und etwa  $20 \text{ fb}^{-1}$  für  $\sqrt{s} = 8$  GeV entsprechen. In Run 2, das heißt seit Sommer 2015, beträgt Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  in Proton-Proton-Kollisionen mittlerweile 13 TeV bei einer Design-Luminosität von  $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

### 3.1 Verwendetes Koordinatensystem

Der Detektor ist um die Strahlachse und in Vorwärts-Rückwärts-Richtung symmetrisch und in mehrere, verschiedene Lagen aufgeteilt. Es wird ein rechtshändiges Koordinatensystem verwendet, dessen nomineller Wechselwirkungspunkt im Ursprung liegt. Die Strahlrichtung definiert die  $z$ -Achse, sodass die  $x$ - $y$ -Ebene senkrecht zur Strahlrichtung orientiert ist. Die positive  $x$ -Achse zeigt dabei zum Zentrum des LHC-Rings, während die positive  $y$ -Achse nach oben zeigt. Aufgrund der oben genannten Symmetrien ist es jedoch praktisch, anstatt des orthogonalen, kartesischen Koordinatensystems, ein krummliniges zu verwenden. Der Azimutalwinkel  $\varphi$  wird um die Strahlachse herum definiert während der Polarwinkel  $\theta$  den Winkel zur Strahlachse bezeichnet. Eine nützliche, in der Teilchenphysik verwendete Größe ist die Rapidität  $y$ . Sie wird aus der Energie und dem Longitudinalimpuls  $p_z$  eines Teilchens berechnet

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right)$$

und hat den Vorteil, dass Rapiditätsabstände invariant gegenüber Lorentzboosts entlang der Strahlachse sind. Für Teilchen, deren Masse  $m$  gegenüber ihrem Impuls vernachlässigt werden kann, wird anstelle der Rapidität  $y$  üblicherweise die Pseudorapität

dität  $\eta$  verwendet. Im Grenzfall vernachlässigbarer Massen sind Rapidität und Pseudorapidität gleich, das heißt  $\eta = y$  für  $m = 0$ . Die Pseudorapidität  $\eta$  bietet den Vorteil, dass sie nur vom Winkel  $\theta$  abhängig ist:

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

Dadurch ist sie im Detektor leichter zu messen als die Rapidität  $y$  und wird häufig anstelle des Polarwinkels  $\theta$  verwendet. Mit  $\eta$  und  $\varphi$  kann der Abstand  $\Delta R$  im Pseudorapiditäts-Azimuthalwinkel-Raum definiert werden

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2}$$

Anstelle von  $p_x, p_y$  und  $p_z$  werden die Impulse üblicherweise in  $p_T, \eta$  und  $\varphi$  angegeben.  $p_T$  bezeichnet dabei den transversalen Impuls, d.h. den Impulsbetrag nach Projektion in die transversale Ebene.

Eine weitere wichtige Messgröße, zur Beschreibung von Teilchen die im Detektor *nicht* detektiert werden können wie z.B. Neutrinos, ist die fehlende, transversale Energie  $E_T^{\text{miss}}$ . Diese ist definiert als die negative, vektorielle Summe aller im Detektor gemessenen Energieeinträge im Detektor. Für Jets, Elektronen und Photonen werden dazu die Energiedepositionen in den Kalorimetern und für Myonen der in den Myonkammern rekonstruierte Transversalimpuls  $p_T$  verwendet, um die Beiträge der einzelnen Teilchen zur  $E_T^{\text{miss}}$  zu berechnen. Bei einer idealen Kollision zweier Protonen tragen diese nur einen longitudinalen Impuls, entlang der Strahlachse, ohne einen transversalen Anteil. Unter Berücksichtigung der Impulserhaltung folgt somit aus einer von null verschiedenen, fehlenden, transversalen Energie, die Existenz von nicht detektierten Teilchen im Detektor.

## 3.2 Aufbau des Detektors

Der ATLAS-Detektor besteht aus mehreren, verschiedenen Subdetektoren, welche im Folgenden kurz erläutert werden. In [Abbildung 3.1](#) ist ein schematischer Aufbau des ATLAS-Detektors zu sehen.

Der Aufbau des ATLAS-Detektors hängt mit dem verwendeten toroidalen Magnetfeld zusammen. Der Detektor kann in vier Subdetektoren unterteilt werden: der Innere Detektor, das elektromagnetische Kalorimeter, das hadronische Kalorimeter und die Myonkammern (von innen nach außen).

Der Innere Detektor wird von einem Solenoid-Magnetfeld der Stärke 2 Tesla durchdrungen und deckt einen Pseudorapiditätsbereich  $|\eta| < 2.5$  ab. Er dient sowohl der Rekonstruktion von Teilchenspuren, primären und sekundären Zerfallsvertices als auch der Impulsmessung von geladenen Teilchen.

Mit Hilfe des elektromagnetischen Kalorimeters ist eine Energiemessung und Ortsauflösung von Elektronen und Photonen möglich. Doch hadronische Schauer werden

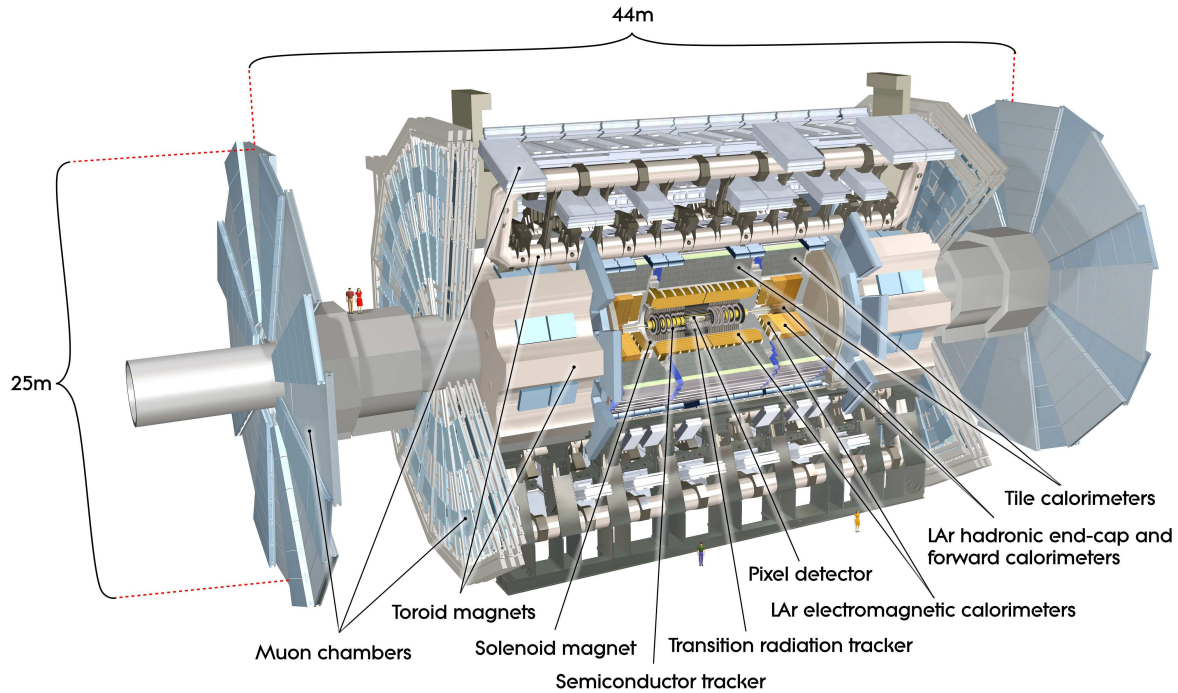


Abbildung 3.1: Der ATLAS-Detektors am LHC [12]

vom elektromagnetischen Kalorimeter nicht absorbiert, sondern erst im darauffolgenden, hadronischen Kalorimeter. Dieses besteht aus deutlich mehr Absorbermaterial, um die Jets zu absorbieren. Sowohl das elektromagnetische als auch das hadronische Kalorimeter decken einen Pseudorapiditätsbereich von  $|\eta| < 3.2$  ab. An den Seiten des ATLAS-Detektors befinden sich die beiden Vorwärts-Kalorimeter die einen zusätzlichen Pseudorapiditätsbereich von  $3.1 < |\eta| < 4.9$  abdecken.

Die äußerste Schicht bilden die sog. Myon-Kammern, da Myonen sowohl das elektromagnetische als auch das hadronische Kalorimeter durchdringen. Diese werden zudem von einem toroidalen Magnetfeld durchdrungen, um die Impulse der Myonen auflösen zu können und decken einen Pseudorapiditätsbereich von  $|\eta| < 2.7$  ab.

### 3.3 Auflösungsvermögen

Im letzten Abschnitt dieses Kapitels wird kurz das Auflösungsvermögen des ATLAS-Detektors erläutert. Bei der Impulsmessung im Spurdetektor ist das Auflösungsvermögen gegeben durch<sup>1</sup> [12]

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 0.05\% p_T \oplus 1\% \quad (3.1)$$

<sup>1</sup>Das  $\oplus$ -Zeichen notiert die quadratische Summe der beiden Größen, d.h.  $a \oplus b = \sqrt{a^2 + b^2}$ .

Für die Energieauflösung der im elektromagnetischen Kalorimeter detektierten Elektronen und Photonen gilt

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\% \quad (3.2)$$

Die Energieauflösung der Jets unterscheidet sich je nachdem, ob diese im zentralen Kalorimeter oder im Vorwärts-Kalorimeter detektiert wurden. Für den Zentralbereich gilt

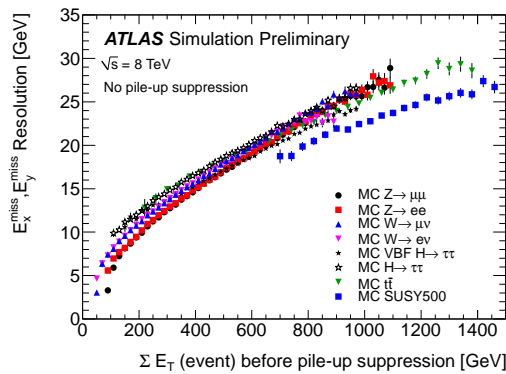
$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\% \quad (3.3)$$

und für das Vorwärts-Kalorimeter ist die Auflösung durch

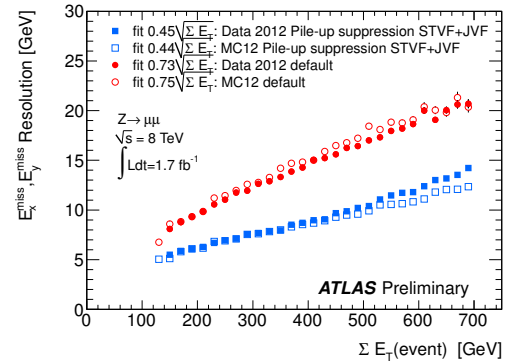
$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\% \quad (3.4)$$

gegeben. Für Myonen mit großem  $p_T$  ist die Unsicherheit unabhängig vom inneren Detektor und gegeben durch

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 10\% \quad \text{ab } p_T = 1 \text{ TeV} \quad (3.5)$$



(a) Zusammenfassung aller Auflösungen, der verschiedenen Monte-Carlo-Ereignisse, entnommen aus [38]



(b) Auflösung der  $x$ - und  $y$ -Komponente von  $E_T^{\text{miss}}$  als Funktion von  $\sum E_T$  vor und nach Pile-Up Unterdrückung, für  $Z \rightarrow \mu\mu$ -Ereignisse [39].

Abbildung 3.2: Auflösung der  $x$ - und  $y$ -Komponente von  $E_T^{\text{miss}}$  als Funktion der skalaren Summe aller transversalen Energien der Energieeinträge im Kalorimeter und der Myonen

Da sich die fehlende, transversale Energie  $E_T^{\text{miss}}$  aus den Myonimpulsen und den Energiedepositionen aller detektierten Teilchen berechnet, ist auch das Auflösungsvermögen dieser Messgröße von der im Detektor gemessenen Aktivität abhängig. Dies wurde bereits für verschiedenste Prozesse studiert und sowohl mit Monte-Carlo-Simulationen (genauer dazu siehe Kapitel 6) als auch aus Kollisionsdaten bestimmt.

Die Punkte in [Abbildung 3.2](#) zeigen die erwartete Abhängigkeit von der skalaren Summe aller, in die transversale Ebene projizierten Energieeinträge  $\sum E_T$ , das heißt man kann für die  $E_T^{\text{miss}}$ -Auflösung schreiben

$$\sigma = \alpha \sqrt{\sum E_T} \quad (3.6)$$

mit einer Konstante  $\alpha$  die je nach betrachtetem Prozess unterschiedlich sein kann.  $\sum E_T$  und  $\sigma$  müssen jeweils in GeV angegeben werden. Außerdem ergeben sich verschiedene Werte für  $\alpha$  je nachdem ob die Unterdrückung von *Pile-Up*-Effekten aktiviert ist oder nicht.<sup>2</sup>

Für den 8 TeV-Datensatz aus dem Jahr 2012 mit einer zugehörigen, integrierten Luminosität von  $1.7 \text{ fb}^{-1}$  ergibt sich, aus der Anpassung der oben genannten Funktionen mit *Pile-up* Unterdrückung ein Wert von  $\alpha = 0.45$ . Dieser Wert wird im Folgenden verwendet, um die erwartete  $E_T^{\text{miss}}$ -Auflösung in den auf Generatorniveau betrachteten Ereignisse zu simulieren.

---

<sup>2</sup>Bei einer Kollision kann es durchaus vorkommen, dass mehr als ein Proton-Paar kollidiert und damit zusätzliche Aktivität im Detektor registriert wird, welche nichts mit dem anderen beobachteten Prozess zu tun hat. Diese zusätzliche, im Detektor gemessene Aktivität wird auch als *Pile-up* bezeichnet und es wird versucht, solche Effekte in einer Analyse so gut wie möglich zu unterdrücken.





## Massenrekonstruktion für $H \rightarrow \tau\tau$

Bei Zerfällen eines Teilchens in ein Paar von  $\tau$ -Leptonen lässt sich die invariante Masse des  $\tau^+\tau^-$ -Systems im Experiment nicht exakt rekonstruieren, da diese kinematisch unterbestimmt sind. Das Problem bei leptonischen  $\tau^+\tau^-$ -Zerfällen,  $\tau_1\tau_2 \rightarrow \ell_1\nu_{\ell_1}\nu_{\tau_1}\ell_2\nu_{\ell_2}\nu_{\tau_2}$ , liegt darin, dass die vier Neutrinos im Endzustand nicht im Detektor gemessen werden können. Allerdings gibt es verschiedene Möglichkeiten bzw. Algorithmen die invariante  $\tau^+\tau^-$ -Masse näherungsweise zu rekonstruieren. In diesem Kapitel werden kurz zwei dieser Möglichkeiten, insbesondere der *Missing Mass Calculator*, vorgestellt.

### 4.1 Die kollineare Näherung für $\tau^+\tau^-$ -Zerfälle

Die grundlegende Idee der kollinearen Näherung [40] ist, dass die Masse des zerfallenden Bosons ( $H$  oder  $Z$ ) deutlich größer ist, als die Masse der Zerfallsprodukte, d.h. in diesem Fall der beiden  $\tau$ -Leptonen, sodass diese einen hohen Lorentzboost erhalten. Davon ausgehend lassen sich zwei Konsequenzen ableiten: Erstens können die Leptonmassen  $m_\tau$  und  $m_\ell$ , aufgrund des großen Boosts gegenüber den Impulsvektoren, für die weitere Rechnung vernachlässigt werden. Und zweitens fliegen die Zerfallsprodukte der einzelnen  $\tau$ -Leptonen, aus demselben Grund, in die gleiche Richtung, d.h. kollinear, weiter wie zuvor ihr Mutterteilchen.

Weiterhin wird angenommen, dass sich die fehlende, transversale Energie  $E_T^{\text{miss}}$  nur aus den vier Neutrinos zusammensetzt und dass die beiden Leptonen im Endzustand nicht in entgegengesetzte Richtung auseinanderfliegen. Letzteres ist gegeben, sofern das zerfallende Boson einen ausreichend großen Transversalimpuls besitzt. Die invariante Masse  $m_{2\nu}$  der zwei Neutrinos eines  $\tau$ -Zerfalls, ist unter Vernachlässigung der Neutrinomassen,  $m_\nu = 0$ , und aufgrund der Kollinearität, gleich null,  $m_{2\nu} = 0$ .

Aus der Impulserhaltung<sup>1</sup>

$$p_{T,\tau_1} + p_{T,\tau_2} = p_{T,\ell_1} + p_{T,\ell_2} + E_T^{\text{miss}} = \frac{p_{T,\ell_1}}{x_1} + \frac{p_{T,\ell_2}}{x_2} \quad (4.1)$$

lässt sich damit eine Näherung für die invariante Masse des Prozesses berechnen, die sog. kollineare Masse:

$$m_{\text{coll}}^2 = \frac{2p_{\ell_1} \cdot p_{\ell_2}}{x_1 x_2} \quad (4.2)$$

Hierbei bezeichnet  $x_i$  den Impulsbruchteil der Leptonen bezogen auf das jeweilige  $\tau$ -Lepton, d.h.  $p_{T,\ell} = x p_{T,\tau}$  und ist gegeben durch

$$x_i = \left( 1 + \frac{|E_T^{\text{miss}}| \sin(\angle E_T^{\text{miss}}, p_{T,\ell_i})}{|p_{T,\ell_i}| \sin(\angle p_{T,\ell_i}, p_{T,\ell_i})} \right)^{-1} \quad (4.3)$$

Aufgrund der großen Masse von Higgs- und Z-Boson ist die grundlegende Annahme der kollinearen Näherung gerechtfertigt und liefert damit eine einfache Möglichkeit, die invariante Masse, solcher  $\tau^+\tau^-$ -Zerfälle mit leptonischen Endzuständen, näherungsweise zu bestimmen.

## 4.2 Der MMC für $\tau^+\tau^-$ -Zerfälle

Im Vergleich zur kollinearen Masse gibt es auch andere Ansätze, um aus den im Detektor gemessenen, kinematischen Variablen eine Näherung für die invariante Masse zu bestimmen, wie zum Beispiel den sog. *Missing Mass Calculator*, kurz MMC. Jedes  $\tau$ -Lepton zerfällt dabei in  $e$  oder  $\mu$  und zwei Neutrinos. Über die individuelle Kinematik der beiden Neutrinos kann keine Aussage gemacht werden, sondern nur über die Kinematik des sog. Neutrinosystems. In [Abbildung 4.1](#) ist eine schematische Skizze eines solchen  $\tau^+\tau^-$ -Zerfalls zu sehen. Die beiden Neutrinos, die aus demselben  $\tau$ -

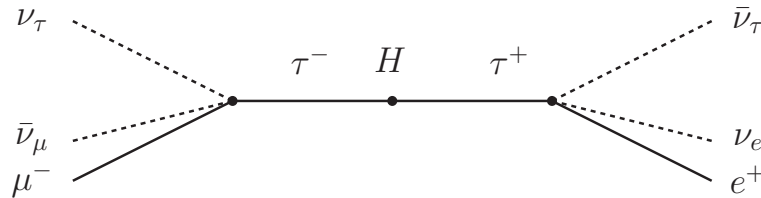


Abbildung 4.1: Exemplarischer Zerfall eines Higgs-Bosons in ein  $\tau$ -Lepton und ein  $\mu$  bei, sodass der Leptonen-Flavour verletzt wird

<sup>1</sup>Notation: Vierervektoren  $p$  werden durch normale Buchstaben notiert, für Vektoren mit drei Komponenten  $\mathbf{p}$  werden **fett** gedruckte Buchstaben verwendet und 2er-Vektoren  $p_T$  in der Transversalebene sind durch den Index T gekennzeichnet. Das zusätzliche Subskript  $\ell_i$  bezeichnet das Lepton aus dem  $\tau_i$ -Zerfall.

Zerfall stammen, das heißt dasselbe  $\tau$ -Mutterteilchen haben, werden zu solch einem Neutrinosystem zusammengefasst.

Während im Rahmen der kollinearen Näherung für die beiden  $\tau$ -Leptonen jeweils die drei Freiheitsgrade  $m_{2\nu}$ ,  $\angle(p_{T,\tau}, p_{T,\ell})$  und  $\angle(p_{T,\ell}, p_{T,2\nu})$  vernachlässigt werden, sodass sich ein vollständig bestimmtes Gleichungssystem (d.h. selbe Anzahl an Gleichungen wie Unbekannte) ergibt, ist die Grundidee des MMCs, einen Scan über die unbekanntesten Variablen durchzuführen. Durch den Scan werden die Vierervektoren der beiden Neutrinosysteme an jedem Scanpunkt bestimmt, sodass auch die invariante Masse des  $\tau^+\tau^-$ -Systems für jeden Scanpunkt eindeutig berechnet werden kann.

Die einzige, im Detektor gemessene Variable mit derer man direkt eine Information über die Neutrino kinematik erhält, ist die fehlende, transversale Energie  $E_T^{\text{miss}}$ . Hierbei muss, äquivalent zur kollinearen Näherung, angenommen werden, dass sich die fehlende, transversale Energie nur aus den nicht detektierten Neutrinos stammt. Dann gilt nämlich

$$E_T^{\text{miss}} = \sum_{\nu} p_T \quad (4.4)$$

wobei der Index  $\nu$  für die Summe über alle Neutrinos steht. Die beiden Vierervektoren der Neutrinosysteme  $p_{2\nu}$  können nicht im Detektor gemessen werden, sodass man zunächst acht Unbekannte hat. Mit den Zwangsbedingungen [Gleichung 4.4](#) und den Massenschalebedingungen für die beiden  $\tau$ -Leptonen reduziert sich die Anzahl an zu scannenden Variablen auf vier Unbekannte. Unter Hinzunahme von bekannten Häufigkeitsverteilungen der Scanvariablen wird die invariante Masse des  $\tau\tau$ -Systems für die einzelnen Scanpunkte gewichtet in ein Histogramm eingetragen. Als Ergebnis des MMC-Scans  $m_{\text{MMC}}$  für ein bestimmtes Ereignis kann dann z.B. das gewichtete Mittel der Massenwerte der einzelnen Scanpunkte oder auch der Massenwert mit dem größten Gewicht verwendet werden.

Dies wurde für leptonische  $\tau^+\tau^-$ -Zerfälle bereits ausführlich untersucht und in den Analysen verwendet (siehe z.B. [\[41\]](#)). Zwar stellt der MMC eine deutlich aufwendigere Methode dar als die kollineare Näherung, lässt sich aber im Gegensatz zur kollinearen Näherung auf alle verschiedenen topologischen Selektionen anwenden und liefert für leptonische Zerfälle von  $\tau$ -Lepton-Paaren eine bessere Massenauflösung.



## Massenrekonstruktion für $H \rightarrow \tau\ell$

In den bisherigen Studien zu Lepton-Flavour-verletzenden Higgs-Boson-Zerfällen mit leptonischem Endzustand wurde bisher ausschließlich die kollineare Näherung verwendet (siehe [31]), während der MMC für LFV-Zerfälle noch nicht implementiert ist. Dieser wird in diesem Kapitel aus den kinematischen Bedingungen abgeleitet.

### 5.1 Der MMC für LFV-Zerfälle

Während bei Zerfällen der SM-Bosonen  $H$  und  $Z$  in ein Paar leptonisch zerfallenden  $\tau$ -Leptonen, vier Neutrinos im Endzustand vorliegen, sind es bei LFV-Zerfällen  $H \rightarrow \tau\ell$ , wobei  $\ell = \mu, e$  und das  $\tau$ -Lepton wiederum leptonisch zerfällt, nur zwei Neutrinos. In [Abbildung 5.1](#) ist eine schematische Skizze eines solchen LFV-Zerfalls zu sehen. Dies vereinfacht den MMC für LFV im Vergleich zum MMC für SM-Zerfälle  $H \rightarrow \tau\tau$

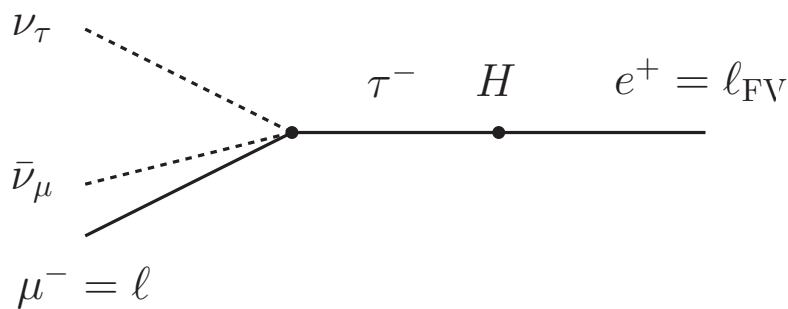


Abbildung 5.1: Exemplarischer Zerfall eines Higgs-Bosons in ein  $\tau$ -Lepton und ein Positron, sodass es dabei eine Verletzung des Lepton-Flavours stattfindet

erheblich. Der Viererimpuls des Neutrinosystems aus dem leptonischen Zerfall des  $\tau$ -Leptons,  $\tau \rightarrow \ell\nu\nu$ , kann experimentell wieder nicht bestimmt werden, sodass man zunächst vier Unbekannte hat. Mit Impulserhaltung und Massenschalebedingung für den  $\tau$ -Zerfall und durch die relativistische Energie-Impuls-Beziehung für das Neutrinosystem (zugehörige Größen sind durch den Index  $2\nu$  gekennzeichnet) erhält man

folgendes Gleichungssystem:

$$m_\tau^2 = (p_{2\nu} + p_\ell)^2 \quad (5.1a)$$

$$p_{2\nu}^2 = E_{2\nu}^2 - m_{2\nu}^2 \quad (5.1b)$$

Der Index  $\ell$  bezeichnet hierbei das aus dem  $\tau$ -Zerfall stammende Lepton, während das direkt aus dem Higgs-Zerfall stammende, flavour-verletzende Lepton im Folgenden mit  $\ell_{\text{FV}}$  bezeichnet wird. Wie bereits für den  $\tau\tau$ -MMC und auch die kollineare Näherung (siehe [Kapitel 4](#)) wird auch hier die Annahme gemacht, dass die fehlende, transversale Energie  $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$  sich nur aus den Impulsen der Neutrinos zusammensetzt, das heißt

$$p_{\text{T},2\nu} = E_{\text{T}}^{\text{miss}} \quad (5.2)$$

[Gleichung 5.2](#) entspricht zwei Zwangsbedingungen, sodass sich die vier Unbekannten mit der dritten Zwangsbedingung in [Gleichung 5.1a](#) zu einer Unbekannten reduzieren. Das bedeutet, dass im  $\tau\ell$ -Fall nur eine Variable gescannt werden muss, während für den  $\tau\tau$ -Fall ein vierdimensionaler Scan nötig ist. Aus [Gleichung 5.1](#) erhält man zunächst ein Gleichungssystem aus zwei Gleichungen und drei Unbekannten  $E_{2\nu}$ ,  $m_{2\nu}$  und  $p_{2\nu,z}$ .

$$\mathbf{p}_{2\nu} \cdot \mathbf{p}_\ell = \frac{1}{2} (m_{2\nu}^2 + m_\ell^2 + 2E_{2\nu}E_\ell - m_\tau^2) \quad (5.3a)$$

$$p_{2\nu,z}^2 = E_{2\nu}^2 - m_{2\nu}^2 - |E_{\text{T}}^{\text{miss}}|^2 \quad (5.3b)$$

Das Gleichungssystem ist unterbestimmt. Die Idee des MMCs ist es, nun einen Scan über den Raum des unbestimmten Parameters durchzuführen und das Gleichungssystem für jeden Scanpunkt zu lösen.

An dieser Stelle gibt es verschiedene Möglichkeiten das Gleichungssystem zu vereinfachen. Zunächst kann immer eine der drei Variablen eliminiert werden. Man erhält dann eine quadratische Gleichung für eine der beiden übrigen Variablen als Funktion der anderen. Die drei ursprünglichen Variablen  $m_{2\nu}$ ,  $E_{2\nu}$  und  $p_{2\nu,z}$  sind über [Gleichung 5.3b](#) miteinander verknüpft. Zunächst einmal kann jede der drei Variablen gleichermaßen als Scanvariablen gewählt werden. Aufgrund der quadratischen Gleichung erhält man (maximal) zwei Lösungen und mit [Gleichung 5.3b](#) erhält man zusätzlich zwei verschiedene Lösungen für die zuvor eliminierte Variable und damit im allgemeinsten Fall insgesamt maximal vier mögliche Lösungskombinationen. Dies würde das Problem jedoch unnötig verkomplizieren und durch geschickte Wahl der zu eliminierenden Variablen kann man sich bereits auf maximal zwei Lösungen beschränken. Eliminiert man nämlich  $E_{2\nu}$  oder  $m_{2\nu}$ , so kann die negative Lösung, die sich aus dem quadratischen Zusammenhang in [Gleichung 5.3b](#) ergibt, sofort ausgeschlossen werden, da sie aus physikalischer Sicht unsinnig ist. Hingegen müssten bei einer Elimination von  $p_{2\nu,z}$  sowohl die positive als auch negative Lösung berücksichtigt werden. Auf Lösungen mit insgesamt vier möglichen Kombinationen wird im Folgenden nicht weiter eingegangen. Die hier betrachteten Lösungswege führen zu zwei zunächst gleichwertigen Lösungen.

### Scan über $E_{2\nu}$

Die am einfachsten zu eliminierende Variable im Gleichungssystem (5.3) ist  $m_{2\nu}$ . Dadurch erhält man eine quadratische Gleichung für  $E_{2\nu}$  oder  $p_{2\nu,z}$ . Am einfachsten ist es die quadratische Gleichung für  $p_{2\nu,z}$  in Abhängigkeit von  $E_{2\nu}$  zu lösen:

$$a p_{2\nu,z}^2 + b p_{2\nu,z} + c = 0 \quad (5.4)$$

mit

$$a = 1 \quad (5.5a)$$

$$b = 2 p_{\ell,z} \quad (5.5b)$$

$$c = 2 \left( \sum_{i=x,y} p_{2\nu,i} p_{\ell,i} - E_{2\nu} E_{\ell} \right) + |E_{\text{T}}^{\text{miss}}|^2 - E_{2\nu}^2 - m_{\ell}^2 + m_{\tau}^2 \quad (5.5c)$$

Aufgrund der quadratischen Gleichung erhält man mit einer der allgemein bekannten Lösungsformeln, wie zum Beispiel [Gleichung 5.6](#), zwei Lösungen für  $p_{2\nu,z}$ :

$$p_{2\nu,z} = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \quad (5.6)$$

Für jede der beiden Lösungen am Scanpunkt  $E_{2\nu}$  lässt sich im nächsten Schritt der vollständige Vierervektor  $p_{2\nu}$  rekonstruieren und damit ein Wert für die invariante Masse des  $\tau\ell$ -Systems berechnen.

### Scan über $m_{2\nu}$

In Analogie zum Scan über die Energie ergibt sich nach Elimination von  $E_{2\nu}$  im Gleichungssystem (5.3) erneut eine quadratische Gleichung für  $p_{2\nu,z}$ , nun aber in Abhängigkeit der Scanvariablen  $m_{2\nu}$ :

$$a p_{2\nu,z}^2 + b p_{2\nu,z} + c = 0 \quad (5.7)$$

mit

$$a = E_{\ell}^2 - p_{\ell,z}^2$$

$$b = -2 p_{\ell,z} \left( \sum_{i=x,y} p_{2\nu,i} p_{\ell,i} + \frac{1}{2} (m_{\tau}^2 - m_{2\nu}^2 - m_{\ell}^2) \right)$$

$$c = E_{\ell}^2 \left( |E_{\text{T}}^{\text{miss}}|^2 + m_{2\nu}^2 \right) - \left( \sum_{i=x,y} p_{2\nu,i} p_{\ell,i} + \frac{1}{2} (m_{\tau}^2 - m_{2\nu}^2 - m_{\ell}^2) \right)^2$$

und wobei die Ergebnisse für  $p_{2\nu,z}$  wieder über [Gleichung 5.6](#) gegeben sind. Die invariante Masse des Neutrinosystems als Scanvariable zu wählen bietet sich aus verschiedenen Gründen an. Es handelt sich dabei um ein Lorentzskalar, das heißt der Wert von

$m_{2\nu}$  ist vom betrachtete Bezugssystem unabhängig. Die Energie des Neutrinosystems  $E_{2\nu}$  ist im Laborsystem definiert und offensichtlich vom betrachteten Bezugssystem abhängig ist. Dies wird bei der Herleitung einer, von der Scanvariablen abhängigen, Gewichtungsfunktion aus dem Matrixelement des zugrundeliegenden Prozesses im folgenden [Abschnitt 5.2](#) wichtig, da sich solche Berechnungen unter Verwendung von Lorentzskalaren in der Regel deutlich vereinfachen.

## 5.2 Gewichtung mit dem Matrixelement

Die Grundidee des MMCs, einen Scan über den Raum der unbestimmten Parameter durchzuführen, muss noch um eine geeignete Gewichtung der einzelnen Scanpunkte erweitert werden, da die verschiedenen Scanpunkte nicht alle gleichwahrscheinlich sind. Im Folgenden wird deshalb aus dem Matrixelement für leptonische  $\tau$ -Zerfälle eine analytische Zerfallswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der betrachteten Masse des Neutrinosystems abgeleitet, um die Scanpunkte damit zu gewichten.

Das Matrixelement  $\mathcal{M}$  für den Zerfall  $\tau \rightarrow \ell \nu_\tau \nu_\ell$  lässt sich aus den Feynmanregeln ableiten (siehe z.B. [\[25\]](#)) und lautet:

$$\mathcal{M} = \frac{g_w^2}{8M_W^2} \left( \bar{u}(\nu_\tau) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u(\tau) \right) \left( \bar{u}(\ell) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) v(\nu_\ell) \right)$$

wobei  $\bar{\psi} \equiv \psi^\dagger \gamma^0$  die Dirac-Konjugierte des Spinors  $\psi$  bezeichnet mit  $\psi = u, v$ . Für das Betragsquadrat des Matrixelements folgt somit:

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{g_w^4}{64M_W^4} \left( \bar{u}(\nu_\tau) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u(\tau) \bar{u}(\tau) \gamma^\nu (1 - \gamma_5) u(\nu_\tau) \right) \\ \times \left( \bar{u}(\ell) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) v(\nu_\ell) \bar{v}(\nu_\ell) \gamma_\nu (1 - \gamma_5) u(\ell) \right)$$

Für Fermionen  $u(\mathbf{p}, \sigma)$  und Antifermionen  $v(\mathbf{q}, \zeta)$ , wobei  $\mathbf{p}$  und  $\mathbf{q}$  jeweils die Impulse und  $\sigma$  und  $\zeta$  die Spins der Teilchen bezeichnen, gelten die Vollständigkeitsrelationen (in üblicher Feynman-Slash-Notation für das Lorentzskalarprodukt mit dem Vektor der Gammamatrizen  $\not{a} = \gamma_\mu a^\mu$ ):

$$\sum_{\sigma} u(\mathbf{p}, \sigma) \bar{u}(\mathbf{p}, \sigma) = \not{p} + m \\ \sum_{\zeta} v(\mathbf{q}, \zeta) \bar{v}(\mathbf{q}, \zeta) = \not{q} - m$$

Im Falle der Neutrinospinoren ( $\bar{u}(\nu_\tau)$  und  $v(\nu_\ell)$ ) fällt die Masse weg, da diese im Rahmen des Standardmodells gleich null angenommen wird. Da der Spinzustand des zerfallenden  $\tau$ -Leptons und des dabei entstehenden Leptons  $\ell$  unbekannt ist wird über alle möglichen Ausgangszustände summiert bzw. über die einfallenden Spinzustände gemittelt. Mit

$$\bar{u} M u = \bar{u}_i M_{ij} u_j = \text{tr}[M(u\bar{u})]$$



erhält man für den Erwartungswert des Matrixelements

$$\begin{aligned}
 \langle |\mathcal{M}|^2 \rangle &= \frac{1}{2} \sum_{\text{spins}} |\mathcal{M}|^2 \\
 &= \frac{g_w^4}{128 M_W^4} \text{tr} \left[ \gamma^\mu (1 - \gamma_5) (\not{p}_\tau + m_\tau) \gamma^\nu (1 - \gamma_5) \not{p}_{\nu_\tau} \right] \\
 &\quad \times \text{tr} \left[ \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \not{p}_{\nu_\ell} \gamma_\nu (1 - \gamma_5) (\not{p}_\ell + m_\ell) \right] \\
 &= 2 \frac{g_w^4}{M_W^4} (p_\tau \cdot p_{\nu_\ell}) (p_\ell \cdot p_{\nu_\tau})
 \end{aligned}$$

Die Masse des Leptons wird im Folgenden vernachlässigt, da  $m_\tau \gg m_\ell$  für  $\ell = e, \mu$ , sodass im Ruhesystem des  $\tau$  gilt:

$$p_\tau \cdot p_{\nu_\ell} = m_\tau E_{\nu_\ell}$$

und

$$p_\ell \cdot p_{\nu_\tau} = \frac{m_\tau^2 - m_\ell^2}{2} - m_\tau E_{\nu_\ell} \approx \frac{m_\tau^2}{2} - m_\tau E_{\nu_\ell}$$

und damit

$$\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle = \frac{g_w^4}{M_W^4} m_\tau^2 E_{\nu_\ell} (m_\tau - 2E_{\nu_\ell}) \quad (5.8)$$

Die differentielle Zerfallsrate ist nach Fermis Goldener Regel gegeben durch:

$$\begin{aligned}
 d\Gamma &= \frac{\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle}{2m_\tau} \frac{d^3 \mathbf{p}_{\nu_\ell}}{(2\pi)^3 2|\mathbf{p}_{\nu_\ell}|} \frac{d^3 \mathbf{p}_\ell}{(2\pi)^3 2|\mathbf{p}_\ell|} \frac{d^3 \mathbf{p}_{\nu_\tau}}{(2\pi)^3 2|\mathbf{p}_{\nu_\tau}|} (2\pi)^4 \delta^4(p_\tau - p_{\nu_\tau} - p_\ell - p_{\nu_\ell}) \\
 &= \frac{\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle}{2m_\tau (2\pi)^5} \frac{d^3 \mathbf{p}_{\nu_\ell}}{2|\mathbf{p}_{\nu_\ell}|} \frac{d^3 \mathbf{p}_\ell}{2|\mathbf{p}_\ell|} \frac{1}{2|\mathbf{p}_\ell + \mathbf{p}_{\nu_\ell}|} \delta(m_\tau - E_\ell - E_{\nu_\ell} - |\mathbf{p}_\ell + \mathbf{p}_{\nu_\ell}|)
 \end{aligned}$$

Mit der Substitution  $u^2 = |\mathbf{p}_\ell + \mathbf{p}_{\nu_\ell}|^2 = |\mathbf{p}_\ell|^2 + |\mathbf{p}_{\nu_\ell}|^2 + 2|\mathbf{p}_\ell||\mathbf{p}_{\nu_\ell}|\cos\theta$  und Integration über den Polarwinkel  $\varphi$  des Neutrinoimpulses  $p_{\nu_\ell}$  folgt:

$$d\Gamma = \frac{\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle}{m_\tau (4\pi)^4} \frac{d^3 \mathbf{p}_\ell}{|\mathbf{p}_\ell|^2} d|\mathbf{p}_{\nu_\ell}| \int_{u_-}^{u_+} \delta(m_\tau - E_\ell - E_{\nu_\ell} - u) du$$

wobei

$$u_\pm = \sqrt{|\mathbf{p}_\ell|^2 + |\mathbf{p}_{\nu_\ell}|^2} \pm |\mathbf{p}_\ell||\mathbf{p}_{\nu_\ell}|$$

wodurch sich Grenzen für das Integral über  $d|\mathbf{p}_{\nu_\ell}| = dE_{\nu_\ell}$  ergeben. Es folgt

$$\begin{aligned}
 d\Gamma &= \left( \frac{g_w}{4\pi M_W} \right)^4 m_\tau \frac{d^3 \mathbf{p}_\ell}{|\mathbf{p}_\ell|^2} \int_{m_\tau/2 - |\mathbf{p}_\ell|}^{m_\tau/2} E_{\nu_\ell} (m_\tau - 2E_{\nu_\ell}) dE_{\nu_\ell} \\
 &= \left( \frac{g_w}{4\pi M_W} \right)^4 m_\tau^2 \left( \frac{m_\tau}{2} - \frac{2}{3} |\mathbf{p}_\ell| \right) d^3 \mathbf{p}_\ell
 \end{aligned}$$

Mit  $d^3p_\ell = 4\pi E_\ell^2 dE_\ell$  folgt

$$\frac{d\Gamma}{dE_\ell} = \left(\frac{g_w}{M_W}\right)^4 \frac{m_\tau^2}{(4\pi)^3} \frac{E_\ell^2}{2} \left(1 - \frac{4}{3} \frac{E_\ell}{m_\tau}\right)$$

Da ein Scan über die Masse  $m_{2\nu}$  durchgeführt werden soll ergibt sich eine zusätzliche Einschränkung des Phasenraums in Form einer weiteren  $\delta$ -Funktion mit der invarianten Masse  $m_{2\nu}$  des Neutrinosystems, da diese durch den Scan festgelegt wird:

$$\delta\left((p_{\nu_\ell} + p_{\nu_\tau})^2 - m_{2\nu}^2\right) = \delta(E_\ell - E_\ell^*)$$

mit der Energie  $E_\ell^*$  des Leptons im Ruhesystem des Tau-Leptons:

$$E_\ell^* = \frac{m_\tau^2 + m_\ell^2 - m_\nu^2}{2m_\tau} \quad (5.9)$$

$$\Gamma_S = \int \delta(E_\ell - E_\ell^*) d\Gamma$$

und somit

$$\Gamma_S = \left(\frac{g_w}{M_W}\right)^4 \frac{m_\tau^2}{(4\pi)^3} \frac{E_\ell^{*2}}{2} \left(1 - \frac{4}{3} \frac{E_\ell^*}{m_\tau}\right)$$

Einsetzen von [Gleichung 5.9](#) folgt

$$\Gamma_S = \frac{1}{3(8\pi)^3} \left(\frac{g_w}{M_W}\right)^4 \left(1 + 2\frac{m_{2\nu}^2}{m_\tau^2}\right) (m_\tau^2 - m_{2\nu}^2)^2$$

Der Scan wird über  $m_{2\nu}$  (und nicht über  $m_{2\nu}^2$ ) durchgeführt, sodass sich ein zusätzlicher Jacobifaktor ergibt

$$\Gamma_S(m_{2\nu}) = \frac{dm_{2\nu}^2}{dm_{2\nu}} \Gamma_S(m_{2\nu}^2)$$

Mit Normierung der Zerfallsrate  $\Gamma_S$ , so dass gilt  $\int_0^{m_\tau} \Gamma_S(m_{2\nu}) dm_{2\nu} = 1$ , folgt schlussendlich

$$\Gamma_S(m_{2\nu}) = \frac{4m_{2\nu}}{m_\tau^2} \left(1 - 3\frac{m_{2\nu}^4}{m_\tau^4} + 2\frac{m_{2\nu}^6}{m_\tau^6}\right)$$

Die Gewichtung hängt somit nur von der lorentzinvarianten Größe  $m_{2\nu}$  ab, was zunächst den Scan über  $m_{2\nu}$  gegenüber dem  $E_{2\nu}$ -Scan bevorzugt, da die Gewichtung im ersten Fall direkt als analytische Funktion für jeden Scanpunkt gegeben ist. Bei einem Scan über die Variable  $E_{2\nu}$  muss zunächst der zugehörige Wert für  $m_{2\nu}$  über [Gleichung 5.3b](#) berechnet werden und dabei kann es passieren, dass sich auch Werte  $m_{2\nu} < 0$  oder  $m_{2\nu} > m_\tau$  ergeben. Da die beiden Neutrinos aus dem  $\tau$ -Zerfall stammen, ist die Gewichtung  $\Gamma(m_{2\nu})$  nur für physikalisch Werte  $0 < m_{2\nu} < m_\tau$  sinnvoll und

wird für negative und zu große invariante Massen des Neutrinosystems gleich null gesetzt. Eine äquivalente Herleitung in Abhängigkeit nur von  $E_{2\nu}$  ist nicht sinnvoll, da es sich dabei nicht um einen Lorentzskalar handelt und  $E_{2\nu}$  vom Laborsystem abhängt. Zusätzlich kann das Matrixelement nicht mehr im Ruhesystem des  $\tau$ -Leptons ausgewertet werden, sodass [Gleichung 5.8](#) nicht mehr gültig ist, was die Berechnung einer Gewichtung zusätzlich verkompliziert.

Für den  $E_{2\nu}$ -Scan muss aufgrund der Variablentransformation  $m_{2\nu} \rightarrow E_{2\nu}$  über die Energie-Impuls-Beziehung

$$E_{2\nu} = \sqrt{m_{2\nu}^2 + |E_{\text{T}}^{\text{miss}}|^2 + p_{2\nu,z}^2(m_{2\nu})}$$

noch der Jacobifaktor berücksichtigt werden. Dieser ist gegeben durch

$$\frac{dE_{2\nu}}{dm_{2\nu}} = \frac{1}{m_{2\nu}} \left( E_{2\nu} \mp \frac{E_{\ell} + E_{2\nu}}{\sqrt{b^2 - 4c}} \right) \quad (5.10)$$

wobei jedoch beachtet werden muss, dass  $p_{2\nu,z}$ ,  $m_{2\nu}$  und auch  $c$ , alle Funktionen von  $m_{2\nu}$  sind. Die beiden Variablen  $b$  und  $c$  wurden in [Gleichung 5.5](#) definiert. Damit erhält man für die Gewichtung des  $E_{2\nu}$ -Scans:

$$\Gamma_{\text{S}}(E_{2\nu}) = \Gamma_{\text{S}}(m_{2\nu}(E_{2\nu})) \frac{dE_{2\nu}}{dm_{2\nu}} \quad (5.11)$$

$$= \frac{\Gamma_{\text{S}}(m_{2\nu}(E_{2\nu}))}{m_{2\nu}(E_{2\nu})} \left( E_{2\nu} \mp \frac{E_{\ell} + E_{2\nu}}{\sqrt{b^2 - 4c(E_{2\nu})}} \right) \quad (5.12)$$

### 5.3 Kollineare Näherung für LFV Higgs-Boson Zerfälle

Die kollineare Näherung für LFV-Zerfälle leitet sich auf die selbe Weise ab wie für  $\tau\tau$ -Zerfälle. Zwar ist das Gleichungssystem für nur ein Neutrinosystem im Endzustand einfacher zu lösen als für den  $\tau\tau$ -Fall, doch ergibt sich gleichzeitig ein neues Problem: Hat  $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$  nämlich einen Anteil senkrecht zu  $p_{\text{T},\ell}$ , so ist die kollineare Näherung nicht erfüllt. Die grundlegende Idee bleibt dieselbe wie bei der kollinearen Näherung für  $\tau\tau$ -Zerfälle, doch gibt es zwei unterschiedliche Ansätze, um das erwähnte Problem zu lösen. Das heißt es werden zwei verschiedene Varianten von  $m_{\text{coll}}$  für  $H \rightarrow \tau\ell$  Zerfälle mit  $\ell = \mu, e$  abgeleitet.

Die Impulserhaltung in der transversalen Ebene lautet:

$$p_{\text{T},\tau} + p_{\text{T},\ell_{\text{FV}}} = \frac{p_{\text{T},\ell}}{x} + p_{\text{T},\ell_{\text{FV}}} = p_{\text{T},\ell} + p_{\text{T},\ell_{\text{FV}}} + E_{\text{T}}^{\text{miss}}$$

wobei der Impuls des flavourverletzenden Leptons  $p_{\text{T},\ell_{\text{FV}}}$  auf jeder Seite der Gleichung auftaucht, sodass  $x$  nur von  $p_{\text{T},\ell}$  und  $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$  abhängt. Löst man nach  $x$  auf so erhält man

$$x = \frac{p_{\text{T},\ell}^2}{p_{\text{T},\ell}^2 + p_{\text{T},\ell} \cdot E_{\text{T}}^{\text{miss}}} \quad (5.13)$$

Für die kollineare Masse  $m_{\text{coll}}$  folgt, unter Vernachlässigung der Leptonmassen  $m_\ell$  und  $m_{\ell_{\text{FV}'}}$ ,

$$m_{\text{coll}}^2 = \frac{2p_\ell \cdot p_{\ell_{\text{FV}'}}}{x} \quad (5.14)$$

**Gleichung 5.14** gilt für beide Varianten; allerdings hängt  $x$  von der verwendeten Variante ab. Setzt man  $x$  aus **Gleichung 5.13** in **Gleichung 5.14** ein, so erhält man

$$m_{\text{coll,CMS}}^2 = 2|p_{\text{T},\ell_{\text{FV}'}}| \left( |p_{\text{T},\ell}| + \frac{p_{\text{T},\ell} \cdot E_{\text{T}}^{\text{miss}}}{|p_{\text{T},\ell}|} \right) (\cosh \Delta\eta - \cos \Delta\varphi)$$

$\Delta\eta$  und  $\Delta\varphi$  bezeichnen Pseudorapiditäts- bzw. Azimutalwinkelabstände zwischen den beiden Leptonen  $\ell$  und  $\ell_{\text{FV}'}$ . Hierbei wurde  $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$  auf  $p_{\text{T},\ell}$  projiziert, d.h. es wird die Annahme gemacht, dass nur der zu  $p_{\text{T},\ell}$  parallele Anteil von dem Neutrinosystem verursacht wird und alle Anteile orthogonal dazu einen anderen physikalischen Ursprung haben. Diese Variante wird am CMS-Experiment verwendet und trägt deshalb den Index "CMS".

Für die zweite Variante der kollinearen Näherung, wird der Anteil von  $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$  senkrecht zu  $p_{\text{T},\ell}$  nicht "rausprojiziert", sondern  $x$ - und  $y$ -Komponente des Viererimpulses des Neutrinosystems direkt von  $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$  übernommen. Das heißt es wird angenommen, dass der Winkel zwischen  $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$  und  $p_{\text{T},\ell}$  gleich null ist, auch wenn dies in den meisten Fällen zwar näherungsweise, aber bereits aufgrund der endlichen Detektorauflösung nicht exakt erfüllt sein kann. **Gleichung 5.13** vereinfacht sich wegen  $p_{\text{T},\ell} \cdot E_{\text{T}}^{\text{miss}} = |p_{\text{T},\ell}| |E_{\text{T}}^{\text{miss}}|$  zu

$$x = \frac{|p_{\text{T},\ell}|}{|p_{\text{T},\ell}| + |E_{\text{T}}^{\text{miss}}|}$$

und man erhält unter der Annahme  $\angle(p_{\text{T},\ell}, E_{\text{T}}^{\text{miss}}) = 0$  für die kollineare Masse in LFV-Zerfällen:

$$m_{\text{coll,ATLAS}}^2 = 2|p_{\text{T},\ell_{\text{FV}'}}| \left( |p_{\text{T},\ell}| + |E_{\text{T}}^{\text{miss}}| \right) (\cosh \Delta\eta - \cos \Delta\varphi) \quad (5.15)$$

Diese zweite Variante der kollinearen Näherung trägt das Subskript "ATLAS", da sie in der Suche nach Lepton-Flavour-verletzenden Zerfällen am ATLAS-Detektor verwendet wird [24].

## 5.4 Korrektur von $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$

Die Auflösung des MMCs hängt zwar von allen verwendeten, kinematischen Größen  $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ ,  $p_\ell$  und  $p_{\ell_{\text{FV}'}}$  ab, doch wird sie von der Auflösung der fehlenden transversalen Energie dominiert. Um einen korrigierten und aus kinematischer Sicht bevorzugten  $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ -Vektor zu erhalten, kann ein zusätzlicher Scan über die fehlende, transversale Energie durchgeführt werden. Die verwendete Methode wurde aus [41] übernommen und soll deshalb an dieser Stelle nur kurz zusammengefasst werden.

Der Scan wird nicht über  $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$  selbst, sondern über den Differenzvektor  $\Delta E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ , des  $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ -Vektors am betrachteten Scanpunkt und des rekonstruierten  $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ -Vektors,

durchgeföhrt. Die Auflösung der  $x$ - und  $y$ -Komponenten von  $\Delta E_T^{\text{miss}}$  kann durch eine zweidimensionale Gaußverteilung beschrieben werden, wodurch sich folgende Variablentransformation anbietet

$$f : \begin{pmatrix} z \\ \varphi \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \Delta E_{T,x}^{\text{miss}} \\ \Delta E_{T,y}^{\text{miss}} \end{pmatrix} = \sqrt{-2 \ln z} \sigma \begin{pmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{pmatrix} \quad (5.16)$$

Die Variable  $\sigma$  bezeichnet die zugrundeliegende Breite der  $\Delta E_T^{\text{miss}}$  Verteilung und wird aus ATLAS-Daten bestimmt (siehe Gleichung 3.6). Die gaußsche Verteilung der Komponenten  $\Delta E_{T,i}^{\text{miss}}$  transformiert für  $z$  und  $\varphi$  in eine Gleichverteilung, sodass im Falle eines äquidistanten Scans über letztere Variablen keine zusätzliche Gewichtungsfunktion mehr in Betracht gezogen werden muss, da diese durch den äquidistanten Scan über  $z$  und  $\varphi$  schon berücksichtigt ist.

Für jeden Scanpunkt von  $\Delta E_T^{\text{miss}}$  respektive  $(z, \varphi)$  wird durch einen zusätzlichen  $m_{2\nu}$ -Scan, ein Gewicht  $w$  berechnet, welches gegeben ist durch

$$w(\Delta E_T^{\text{miss}}) = \sum_{M(\Delta E_T^{\text{miss}})} \Gamma_S(m_{2\nu})$$

wobei  $M(\Delta E_T^{\text{miss}}) = \{m_{2\nu} \mid \exists \text{ MMC-Lösung für } \Delta E_T^{\text{miss}} \text{ und } m_{2\nu}\}$  die Menge aller Massen  $m_{2\nu}$  bezeichnet, für die, zum jeweiligen  $\Delta E_T^{\text{miss}}$ -Vektor und zur jeweiligen Masse des Neutrinosystems  $m_{2\nu}$ , eine Lösung MMCs existiert. Zur Korrektur von  $E_T^{\text{miss}}$  wird also ein 3D-Scan durchgeführt - über  $z$ ,  $\varphi$  und  $m_{2\nu}$  - um einen aus kinematischer Sicht präferierten Wert für  $E_T^{\text{miss}}$  zu erhalten. Dabei kann es durchaus vorkommen, dass für den betrachteten Scanpunkt keine reelle Lösung des Gleichungssystems existiert und der Scanpunkt infolgedessen *nicht* (bzw. mit Gewicht null) zum korrigierten  $E_T^{\text{miss}}$ -Vektor beiträgt.

Der korrigierte  $E_T^{\text{miss}}$ -Vektor ist dann einfach durch das gewichtete Mittel aller Scanpunkte gegeben

$$E_{T,\text{corr}}^{\text{miss}} = E_T^{\text{miss}} + \Delta E_T^{\text{miss}} = E_T^{\text{miss}} + \frac{\sum_i w_i \Delta E_{T,i}^{\text{miss}}}{\sum_i w_i} = \frac{\sum_i w_i E_{T,i}^{\text{miss}}}{\sum_i w_i} \quad (5.17)$$

Hierbei bezeichnet der Index  $i$  die Summe über alle Scanpunkte, das heißt über alle Kombinationen  $(z, \varphi)$ . Diese Prozedur führt zu einer deutlichen Verbesserung der Auflösung der einzelnen Komponenten von  $E_T^{\text{miss}}$ , hat allerdings den Nachteil, dass die Verteilung von  $|E_T^{\text{miss}}|$  im Allgemeinen zu größeren Werten hin verschoben wird. Dafür gibt es auch eine einfache, intuitive Anschauung, denn neben  $\Delta E_T^{\text{miss}}$  ist auch  $E_T^{\text{miss}}$  selbst um den Nullvektor gaußverteilt, sodass, für die meisten Vektoren mit einer Länge von etwa null, eine Korrektur in jede beliebige Richtung auch eine Vergrößerung des Betrags mit sich bringt.



# Signal- und Untergrundprozesse

## 6.1 Signalprozesse

Die Analyse in dieser Arbeit basiert rein auf aus Monte-Carlo-Simulationen stammenden Ereignissen (im folgenden mit MC-Ereignisse abgekürzt). Zunächst wurden MC-Ereignisse verwendet in denen ausschließlich Lepton-Flavour-verletzende Ereignisse  $H \rightarrow \tau\ell$  mit  $\ell = \mu, e$  simuliert sind. Alle betrachteten Ereignisse wurden für eine Higgs-Boson-Masse von 125 GeV und eine Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s} = 8$  TeV simuliert. Für die assoziierten Produktionsprozesse  $WH$  und  $ZH$  wurde der Ereignisgenerator PYTHIA [42] in führender Ordnung der QCD (LO) und die CTQ6L1 [43] Parametrisierung für die Partondichteverteilungen verwendet. Für GGF und VBF wurde der Ereignisgenerator POWHEG [44–47] in Störungstheorie nächstführender Ordnung der QCD (NLO) und die CT10 [48] Parametrisierung für die Partondichteverteilungen verwendet und für die Simulation der Partonschauer wurde erneut PYTHIA verwendet. Bei der Simulation wurden auch Effekte wie *Pile-Up* und *Underlying Event* berücksichtigt.

Man unterscheidet zwischen leptonischen und hadronischen Zerfällen des  $\tau$ -Leptons, die mit  $\tau_{\text{lep}}$  und  $\tau_{\text{had}}$  abgekürzt werden. Jedoch werden hier ausschließlich Ereignisse mit leptonisch zerfallenden  $\tau$ -Leptonen, das heißt  $\tau^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell \bar{\nu}_\tau$  und  $\tau^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \nu_\tau$  mit  $\ell = \mu, e$ , betrachtet. Die MC-Ereignisse liegen für verschiedene Produktionsmechanismen des Higgs-Bosons, nämlich Gluon-Gluon-Fusion, Vektorbosonfusion und  $W$ - bzw.  $Z$ -assoziierte Higgsproduktion, getrennt vor, sodass diese wenn nötig unabhängig voneinander untersucht werden können. Wenn Unterschiede zwischen den verschiedenen Produktionsprozessen auftreten, so müssten bei einer gemeinsamen Analyse die in [Abbildung 2.3](#) dargestellten, Produktionswirkungsquerschnitte  $\sigma_{\text{prod}}$  zur Gewichtung der einzelnen Produktionsprozesse herangezogen werden.

Die Kinematik der jeweiligen Ereignisse in den MC-Datensätze liegt immer in zwei verschiedenen Formen vor: den sog. *truth*-Variablen und den rekonstruierten Variablen. Bei den *truth*-Variablen handelt es sich um die wahren, simulierten Größen, wohingegen für die rekonstruierten Variablen der Durchgang der Teilchen durch den

Detektor und das Detektormaterial simuliert wird, um die verschiedenen Teilchen dann, wie aufgezeichnete Daten, zu rekonstruieren. Bei der Rekonstruktion sollen die Teilchen dabei zunächst einmal so gut wie möglich identifiziert und ihre Kinematik, d.h. in erster Linie der zugehörige Lorentzvektor, aber auch andere Größen wie zum Beispiel  $E_T^{\text{miss}}$ , rekonstruiert werden. Durch diesen Prozess sind die rekonstruierten Größen mit einer gewissen Unsicherheit behaftet (siehe [Abschnitt 3.3](#)).

Dabei kann es vorkommen, dass ein im Detektor rekonstruiertes Lepton in Wirklichkeit durch einen Jet verursacht wurde, da die im Detektor gemessene Aktivität für Leptonen und Jets nicht grundlegend verschieden sein muss und die Zuordnung durchaus fehlerbehaftet ist. Solche falsch zugeordneten Leptonen werden auch als *fake*-Leptonen bezeichnet, spielen für die vorgestellte Studie allerdings keine wirklich bedeutende Rolle. Die rekonstruierten und identifizierten Leptonen lassen sich allerdings in die Kategorien *loose*, *medium* und *tight* einteilen [49, 50]. Je nach Kategorie werden unterschiedlich strenge Anforderungen an die Leptonen gestellt, wodurch diese sich hauptsächlich im Bezug auf Effizienz und Reinheit der Selektion unterscheiden. Auf die detaillierten Unterschiede soll an dieser Stelle jedoch nicht weiter eingegangen werden.

Um von diesen Detektoreffekten bei Rekonstruktion und Identifikation zunächst unbeeinflusst zu sein, wurde der MMC erst auf Generatorniveau entwickelt, das heißt unter Verwendung der in den MC-Datensätzen vorhandenen *truth*-Vektoren und erst im Anschluss auch auf rekonstruierte Ereignisse übertragen.

## 6.2 Untergrundprozesse

Zusätzlich zu den Signalprozessen  $H \rightarrow \tau_{\text{lep}}\ell$  mit  $\ell = \mu, e$  werden noch die beiden Untergrundprozesse  $H \rightarrow \tau_{\text{lep}}\tau_{\text{lep}}$  und  $Z \rightarrow \tau_{\text{lep}}\tau_{\text{lep}}$  betrachtet. Die  $H \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse wurden mit denselben Ereignisgeneratoren wie für die LFV-Ereignisse simuliert und für die  $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse wurde SHERPA [51] verwendet, ebenfalls für  $m_H = 125$  GeV,  $\sqrt{s} = 8$  TeV und mit der CT10 Parametrisierung für die Partondichteverteilungen. Diese haben im Detektor dieselbe Signatur wie die oben genannten Lepton-Flavour-verletzenden Zerfälle. Der einzige Unterschied liegt in der Anzahl der Neutrinos im Endzustand und für  $Z \rightarrow \tau\tau$  in der geringeren Masse des  $\tau\tau$ -Systems. Für leptonische  $\tau\tau$ -Zerfälle liegen vier Neutrinos im Endzustand, während man bei Lepton-Flavour-verletzenden Zerfällen nur zwei Neutrinos im Endzustand hat. Doch da die Neutrinos im Detektor nicht rekonstruiert werden können, ist dieser Unterschied in der Anzahl nicht sichtbar. Einerseits wurde der MMC entwickelt, um eine genauere Massenrekonstruktion für LFV-Ereignisse zu ermöglichen, doch auf der anderen Seite besteht auch Interesse darin, eine Variable zu finden, welche eine Unterscheidung der betrachteten LFV-Prozesse von den oben genannten Untergrundprozessen erlaubt.



## MMC auf Generatorniveau

In [Kapitel 5](#) wurden verschiedene Methoden des MMCs für Lepton-Flavour-verletzende Zerfälle vorgestellt. In diesem Kapitel sollen nun die verschiedenen Möglichkeiten miteinander verglichen werden. Es stellte sich heraus, dass aufgrund der quadratischen Gleichung jede Möglichkeit zunächst zwei Lösungen liefert.<sup>1</sup> Deshalb geht es in diesem Kapitel außerdem darum, aufzuzeigen, ob und wie sich die korrekte Lösung selektieren lässt. Von den simulierten Monte-Carlo-Ereignissen werden dazu zunächst die *truth*-Vektoren verwendet.

### 7.1 Ereignisselektion

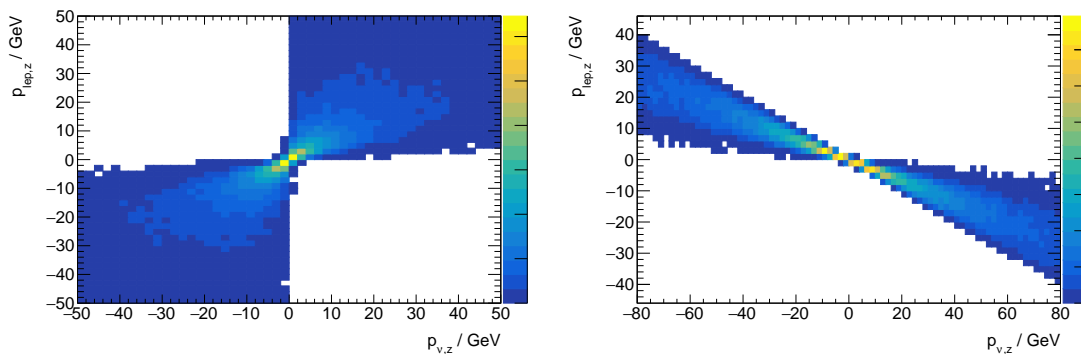
Auf Generatorniveau stehen alle kinematischen Informationen zur Verfügung, insbesondere die der Neutrinos. Dazu wurden Ereignisse mit der Signatur  $H \rightarrow \tau_{\text{lep}} \ell_{\text{FV}} \rightarrow \ell_{\tau} \nu_{\ell_{\tau}} \nu_{\tau} \ell_{\text{FV}}$  und  $\ell = \mu, e$  selektiert. Das Lepton aus dem  $\tau$ -Zerfall wird hier und im Folgenden zusätzlich mit dem Index  $\tau$  versehen um Verwechslungen zu vermeiden. Insbesondere wurde überprüft, ob es sich bei den Zerfallsprodukten des  $\tau$ -Leptons auch wirklich um ein  $\tau$ -Neutrino und entweder ein Elektron oder ein Myon mit dem zugehörigen Neutrino handelt. Dadurch kann sichergestellt werden, dass in den untersuchten Ereignissen nur Lepton-Flavour-verletzende Ereignisse vorliegen.

Aus den Vierervektoren der beiden Neutrinos kann der Vierervektor des Neutrinosystems berechnet werden. Davon werden  $x$ - und  $y$ -Komponente verwendet, um den Vektor der fehlenden transversalen Energie zu erhalten. Die Lösungen der Gleichungssysteme sind natürlich abhängig vom betrachteten Scanpunkt, weshalb für die folgenden Abschnitte zunächst *kein* Scan über mehrere Werte durchgeführt wird, sondern stattdessen der wahre Wert für  $m_{2\nu}$  bzw.  $E_{2\nu}$  aus dem *truth*-Vierervektor des Neutrinosystems verwendet wird. Dadurch kann zum einen die Korrektheit der Gleichungen überprüft werden und es können Variablen gefunden werden, die sich zur Selektion der bevorzugten Lösungen eignen.

<sup>1</sup>Natürlich entspricht nur eine der beiden Lösungen für  $p_{2\nu,z}$  wirklich der in den *truth*-Vektoren vorliegenden Größe. Diese wird im Folgenden oftmals auch als die "korrekte" Lösung bezeichnet.

## 7.2 Selektion der “korrekten” Lösung für den $E_{2\nu}$ -Scan

Der Scan über die Variable  $E_{2\nu}$  liefert aufgrund der quadratischen Gleichung in [Gleichung 5.4](#) zwei Lösungen für den z-Impuls des Neutrinosystems  $p_{2\nu,z}$ . Bei einer genaueren Betrachtung der Lösungen fällt auf, dass man in mehr als 99% der Fälle jeweils eine positive und eine negative Lösung erhält. Diese Beobachtung kann man sich zunutze machen, um die richtige Lösung zu selektieren. In Analogie zur kollinearen Näherung liegt die Vermutung nahe, dass der z-Impuls des Neutrinosystems mit dem z-Impuls des Leptons  $\ell_\tau$  korreliert ist. Schließlich stammen beide aus dem Zerfall desselben  $\tau$ -Leptons, welches selbst bereits einen großen Lorentzboost besitzt und die Zerfallsprodukte dadurch meist in dieselbe Richtung weiterfliegen sollten. Um dies zu überprüfen, wurden beide Lösungen für  $p_{2\nu,z}$  jeweils mit der im *truth*-Vektor des Neutrinosystems vorliegenden Komponente für  $p_{2\nu,z}$  verglichen. Die Lösung, deren Differenz kleiner, war, wurde in [Abbildung 7.1a](#) gegenüber der z-Komponente des Leptonimpulses eingetragen und die andere Lösung entsprechend in [Abbildung 7.1b](#).



(a) Positive Korrelation zwischen der korrekten Lösung für den z-Impuls des Neutrinosystems und dem z-Impuls des Leptons aus dem  $\tau$ -Zerfall

(b) Negative Korrelation zwischen der falschen Lösung für den z-Impuls des Neutrinosystems und dem z-Impuls des Leptons aus dem  $\tau$ -Zerfall

Abbildung 7.1: Korrelation der z-Impulse von Neutrinosystem und Lepton  $\ell_\tau$  unter Verwendung der wahren Energie  $E_{2\nu}$  aus dem *truth*-Vektor des Neutrinosystems

In den 2D-Histogrammen in [Abbildung 7.1](#) ist die starke positive (links) bzw. negative Korrelation (rechts) der z-Impulse deutlich zu erkennen und kann verwendet werden um die korrekte “Lösung” zu selektieren. In dieser Arbeit sollen zwei verschiedene Ansätze diskutiert und untersucht werden: Bei der erste Möglichkeit werden die Vorzeichen der z-Impulse von Lepton und Neutrinosystem miteinander verglichen und es wird diejenige Lösung für  $p_{2\nu,z}$  selektiert, deren Vorzeichen mit dem der z-Komponente des Leptonimpulses  $p_{\ell,z}$  übereinstimmt. Dominiert bei Neutrinosystem- und Leptonimpuls jedoch hauptsächlich die transversale Komponente, so kann es theoretisch vorkommen, dass die Lösung für  $p_{2\nu,z}$  mit demselben Vorzeichen, stärker von der Richtung des Leptons im dreidimensionalen Raum abweicht, als die Lösung mit dem verschiedenen Vorzeichen. Zusätzlich dazu kann mit dieser Methode

zunächst keine Lösung selektiert werden, wenn der seltene Fall zweier  $p_{2\nu,z}$ -Lösungen mit selbem Vorzeichen eintritt.

Alternativ kann man die korrekte Lösung über die kleinere Betragsdifferenz der  $z$ -Impulse von Lepton und Neutrinosystem selektieren. Hier fließt erneut die Idee der kollinearen Näherung mit ein, da angenommen wird, dass die korrekte Lösung für  $p_{2\nu,z}$  mehr in Richtung des  $z$ -Impulses des Leptons zeigen sollte, als die andere Lösung.

Beide verschiedenen Ansätze wurden implementiert und auf Generatorniveau getestet und beide erzielen auf Generatorniveau sehr gute Ergebnisse. Aufgrund der begrenzten numerischen Präzision bei der Berechnung der Lösungen der quadratischen Gleichung 5.6 im MeV-Bereich wurde überprüft, ob die selektierte Lösung für  $p_{2\nu,z}$  und die im *truth*-Vektor des Neutrinosystems vorliegende Komponente innerhalb von 1 MeV miteinander übereinstimmen. Im Falle der Selektion über dasselbe Vorzeichen wurden auf Generatorniveau 152430 aus 153337 Ereignissen richtig selektiert, was einem Bruchteil von 99.41% entspricht. Für die Selektion über die kleinere  $p_z$  Betragsdifferenz erhält man entsprechend 152923 aus 153337 korrekt selektierte Ereignisse was einem Verhältnis von 99.73% entspricht. Das Verhältnis bezieht sich dabei auf die Gesamtanzahl an ausgewerteten Ereignissen, wobei in diesem Fall alle LFV-Ereignisse, das heißt alle verschiedenen Produktionsmechanismen (GGF, VBF, *WH* & *ZH*), miteinbezogen wurden, da sich diese untereinander nur um weniger als 0.3% unterscheiden, was einer Schwankung auf dem Promille-Niveau entspricht. Die Selektion über dasselbe Vorzeichen hat aufgrund der Ereignisse, in denen beide Lösungen für  $p_{2\nu,z}$  dasselbe Vorzeichen haben, eine geringere Effizienz. Insgesamt lassen sich mit der Differenz-Methode etwa 900 Ereignisse mehr richtig zuordnen, was einem Bruchteil von 0.6% entspricht. Der Anteil an Ereignissen für die beide Lösungen für  $p_{2\nu,z}$  dasselbe Vorzeichen haben beträgt etwa 0.4%. Das heißt, es handelt sich um einen sehr kleinen Bruchteil an Ereignissen, doch im Hinblick auf den in den folgenden Abschnitten betrachteten Scan ist es sinnvoll, eine robuste Methode zu wählen die keine Ereignisse unausgewertet lässt und in jedem Fall eine Selektion vornimmt. Für die Vorzeichen-Methode wurden deshalb die Ergebnisse für  $m_{\tau,\ell_{\text{EV}}}$  für den Fall, dass beide Lösungen für  $p_{2\nu,z}$  dasselbe Vorzeichen haben, genauer betrachtet.

In [Abbildung 7.2](#) sind einerseits der Mittelwert der beiden Lösungen für  $m_{\text{MMC}}$  und die einzelnen Lösungen des MMCs zu sehen. In beiden Fällen erhält man eine scharfe Verteilung um die Higgs-Boson-Masse mit vereinzelt Abweichungen um etwa maximal 10 GeV. Anscheinend liefern beide Lösungen auf Generatorniveau ein sinnvolles Ergebnis, sodass im Fall gleichen Vorzeichens trotzdem eine der beiden Lösungen oder deren Mittelwert verwendet werden kann und keine Ereignisse unnötig verworfen werden müssen.

Somit liegen für den  $E_{2\nu}$ -Scan zwei praktisch gleichwertige Möglichkeiten vor, um aus den beiden Lösungen für  $p_{2\nu,z}$  die korrekte Lösung zu selektieren. Auf Generatorniveau beträgt der Anteil an falsch selektierten Ereignissen für die Differenz-Methode weniger als 0.3% und für die Vorzeichen-Methode weniger als 0.6%. Diese beiden Methoden werden im Folgenden verwendet und für die Vorzeichen-Methode wird im Falle desselben Vorzeichens der Mittelwert beider Lösungen für  $m_{\text{MMC}}$  verwendet.

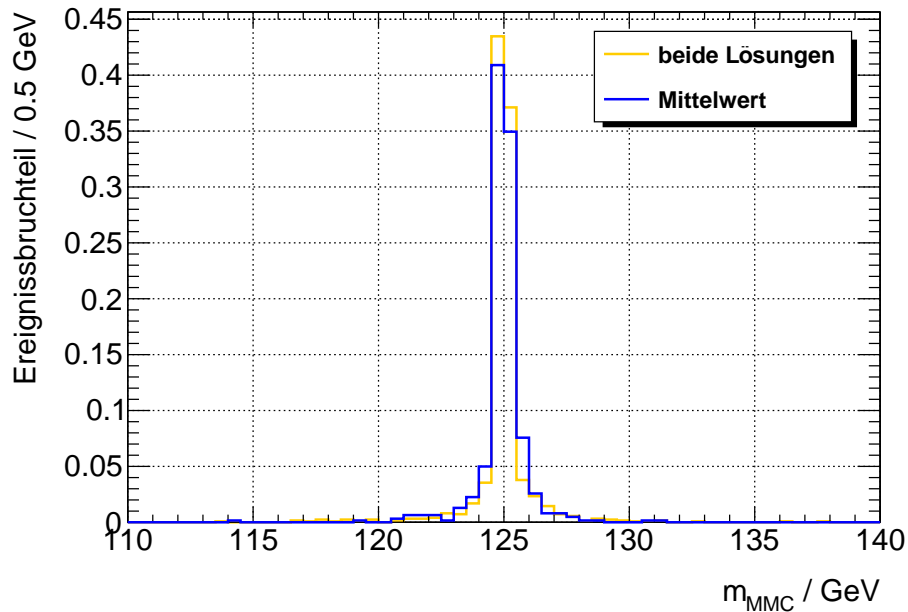


Abbildung 7.2: Verteilungen der beiden Lösungen und des Mittelwert der beiden Lösungen, der invarianten Masse des  $\tau\text{-}\ell_{\text{FV}}$ -Systems,  $m_{\tau\ell_{\text{FV}}}$ , wenn die Selektion der korrekten Lösung über dasselbe Vorzeichen *nicht* möglich ist

### 7.3 Untersuchung der beiden Lösungen des $m_{2\nu}$ -Scans

Für den Scan über die invariante Masse des Neutrinosystems müssen nun dieselben Überlegungen angestellt werden wie für den  $E_{2\nu}$ -Scan. Auch in diesem Fall ergeben sich aufgrund der quadratischen Gleichung für  $p_{2\nu,z}$  wieder zwei Lösungen, doch wurde keine Korrelation wie im Falle des  $E_{2\nu}$ -Scans beobachtet. Die beiden Lösungen für  $p_{2\nu,z}$  haben stattdessen für die meisten Ereignisse, dasselbe Vorzeichen und unterscheiden sich vom Betrag kaum. Der Wurzelterm in [Gleichung 5.6](#), wodurch sich die beiden unterschiedlichen Lösungen ergeben, ist in der Regel um etwa einen Faktor 100 kleiner, als der  $-b$ -Term davor. Dadurch unterscheiden sich die Lösungen für  $p_{2\nu,z}$  nur auf dem Prozentniveau.

Aufgrund dieser Ähnlichkeit der beiden Lösungen ist es prinzipiell schwierig und im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich gewesen, die korrekte Lösung zu selektieren. Stattdessen sollen zwei verschiedene Möglichkeiten versucht werden. Erstens die Verwendung von beiden Lösungen gleichermaßen als stammten sie aus zwei verschiedenen Ereignissen und zweitens die Verwendung des Mittelwerts der beiden Lösungen.

### 7.4 Lösung der Gleichungssysteme ohne Scan

Bisher wurden lediglich das Gleichungssystem gelöst und Strategien aufgezeigt, um, sofern möglich, "falsche" Lösungen auszusortieren. Außerdem wurde bisher noch

kein Scan über  $m_{2\nu}$  oder  $E_{2\nu}$  durchgeführt, sondern immer der wahre Wert aus dem *truth*-Vektor verwendet und damit die Lösungen der verschiedenen MMC-Varianten auf Konsistenz überprüft. Das Ergebnis dieser Überprüfung ist in [Abbildung 7.3](#) noch einmal zusammengefasst. Abgesehen von etwa 30 Ereignissen ergibt sich aus den

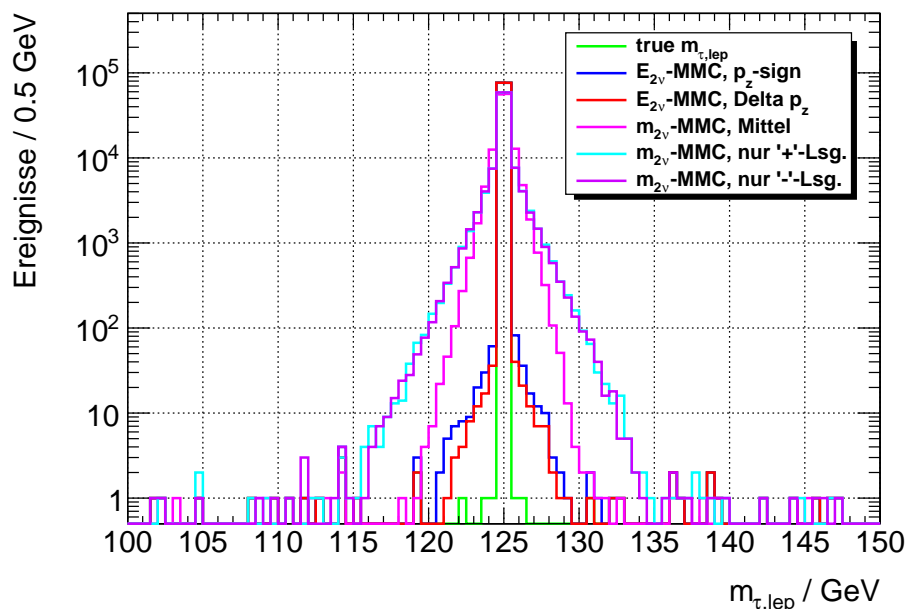


Abbildung 7.3: Zwischenergebnis zur Überprüfung der Konsistenz der verschiedenen invarianten  $\tau\ell_{FV}$ -Massen unter Verwendung der verschiedenen Lösungen für  $p_{2\nu,z}$  bzw. nach Selektion einer der beiden Lösungen. Dabei wurde noch kein Scan durchgeführt sondern der *truth*-Wert für die Scanvariable eingesetzt.

*truth*-Vektoren für praktisch alle der etwa 150000 ausgewerteten Ereignissen eine invariante Masse des  $\tau\ell_{FV}$ -Systems von 125 GeV — die Masse des Higgs-Bosons. Die Ursache der vereinzelt Ereignisse mit einer von 125 GeV verschiedenen invarianten Masse wurde nicht weiter untersucht, da diese nur einen Bruchteil von weniger als 0.02% der betrachteten Ereignisse darstellen und damit für die weiteren Betrachtungen vernachlässigbar sind. Die Lösungen der zum  $E_{2\nu}$ -Scan gehörenden Gleichungen mit Selektion über die  $p_z$ -Differenz bzw. das Vorzeichen, ergeben aufgrund der hohen Effizienz der beiden Selektionsmethoden eine vergleichsweise schmale Verteilung wobei die Methode mit der kleineren  $p_z$ -Differenz an den Flanken eine geringfügig genauere Auflösung erreicht. In beiden Histogrammen lässt sich die in [Abschnitt 7.2](#) angesprochene Verbreiterung der Verteilungen aufgrund des falsch selektierten Anteils von etwa 0.5% erkennen. Die beiden breitesten Kurven entsprechen den Lösungen der für den  $m_{2\nu}$ -Scan konzipierten Gleichungen. Auch hier ist kein signifikanter Unterschied zwischen den beiden Lösungen erkennbar, das heißt keine der beiden Lösungen ist gegenüber der anderen bevorzugt. Damit entspricht jede der beiden Lösungen in etwa 50% der Fälle dem richtigen Ergebnis. Die Mittelung der beiden Lösungen führt zu einer Verschmälerung der Kurve der Ausläufer gegenüber den einzelnen Lösun-

gen, da der gemittelte Wert neben der falschen Lösung auch einen Beitrag der richtigen Lösung erhält. Ein umgekehrter Effekt ist allerdings für den Zentralbereich der Verteilungen erkennbar. Hier ist die gemittelte Kurve breiter als die einzelnen Lösungen, da sich auch die korrekten Lösungen aufgrund der Mittelung etwas zur falschen Lösung hin verschieben.

## 7.5 Gewichtung mit dem Matrixelement

Bei der Durchführung des Scans ist die in [Abschnitt 5.2](#) hergeleitete Gewichtungsfunktion relevant. In [Abbildung 7.4a](#) ist die analytische Form über den physikalischen Bereich von  $0 \leq m_{2\nu} \leq m_\tau$  dargestellt. Außerdem ist das normierte Histogramm der in den Monte-Carlo-Samples beobachteten Häufigkeit für  $m_{2\nu}$  miteingezeichnet. Offensichtlich ist die aus dem Matrixelement berechnete Verteilung gegenüber der Verteilung in den Monte-Carlo-Ereignissen zu größeren Massen hin verschoben.

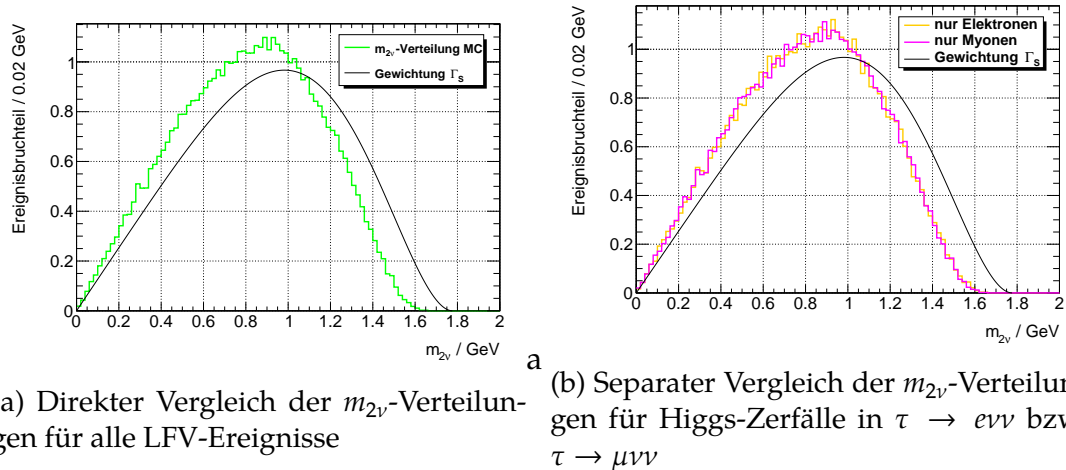
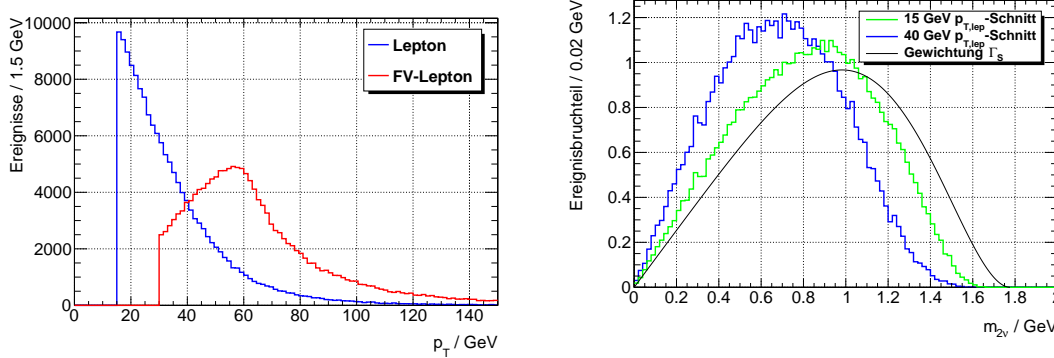


Abbildung 7.4: Vergleich von analytischer Gewichtungsfunktion und tatsächlicher Verteilung von  $m_{2\nu}$  in den Monte-Carlo-Samples

Um zu überprüfen, ob dies mit der Vernachlässigung der Leptonmassen bei der Berechnung der Zerfallswahrscheinlichkeit  $\Gamma_s$  zusammenhängt, wurden die  $m_{2\nu}$ -Verteilungen für  $\tau \rightarrow e\nu\nu$ - und  $\tau \rightarrow \mu\nu\nu$ -Ereignisse getrennt betrachtet. Schließlich müsste sich der Effekt für Higgs-Boson-Zerfälle in  $\tau\mu$  stärker auswirken, als für Zerfälle in  $\tau e$ , da der relative Fehler für das Myon größer ist als für das Elektron. Wie in [Abbildung 7.4b](#) zu sehen, ist dies jedoch nicht der Fall. Bei Trennung der Ereignisse für  $e$  und  $\mu$  ist kein Unterschied in den Verteilungen erkennbar.

Stattdessen hat die Verschiebung der Verteilung höchstwahrscheinlich eine andere Ursache. In den Monte-Carlo-Samples finden sich keine Ereignisse mit einem Transversalimpuls des Leptons aus dem  $\tau$ -Zerfall von  $p_{T,\ell_\tau} < 10$  GeV, das heißt bereits bei der Ereignissimulation wurde ein Schnitt auf den Transversalimpuls des Leptons angewendet. Wie in [Abbildung 7.5a](#) zu sehen ist, wurden neben den vorhandenen

kinematischen Schnitte aufgrund der Ereignissimulation für eine Analyse typische Schnitte auf die Transversalimpulse der Leptonen angewendet. Für das Lepton aus dem Zerfall des Higgs-Bosons  $\ell_{\text{FV}}$  wurde  $p_{\text{T}} > 30$  GeV und für das Lepton aus dem  $\tau$ -Zerfall  $\ell_{\tau}$  wurde  $p_{\text{T}} > 15$  GeV verlangt.



(a) Verteilung der Transversalimpulse der Leptonen aus  $\tau$ - und  $H$ -Zerfall mit Schnitten den angewendeten Schnitten  $p_{\text{T},\ell} > 15$  GeV bzw.  $p_{\text{T},\ell_{\text{FV}}} > 30$  GeV

(b) Vergleich der Häufigkeitsverteilungen von  $m_{2\nu}$  mit den beiden unterschiedlichen Schnitten auf den Transversalimpuls des Leptons von 15 GeV und 40 GeV gemeinsam mit der analytischen Verteilung

Abbildung 7.5: Zusammenhang zwischen  $p_{\text{T}}$ -Schnitt und Verschiebung der  $m_{2\nu}$ -Verteilung

In [Abbildung 7.5b](#) ist erneut die analytische  $m_{2\nu}$ -Verteilung zu sehen, gemeinsam mit der in den MC-Ereignissen beobachteten Häufigkeitsverteilung bei einem 15 GeV- bzw. 40 GeV-Schnitt auf den Transversalimpuls des Leptons  $\ell_{\tau}$ . Die zusätzliche Verschiebung der Verteilung mit dem strengeren Schnitt auf  $p_{\text{T},\ell_{\tau}}$  gegenüber der  $\Gamma_S$ -Kurve macht deutlich, dass der Grund in der Verschiebung der Verteilung höchstwahrscheinlich mit dem Generatorschnitt auf  $p_{\text{T},\ell_{\tau}}$  zu tun hat. Es kann nicht gezeigt werden, dass sich ohne Schnitt die analytische Kurve ergibt, da kein MC-Ereignissatz ohne kinematische Schnitte vorliegt.

Zudem wurde untersucht, ob nicht eine Gewichtung mit einer an die, in den Monte-Carlo-Ereignissen beobachtete, angepasste Verteilung bessere Ergebnisse für den MMC liefert. Es stellt sich jedoch heraus, dass das Gegenteil der Fall ist und sich die Ergebnisse verschlechtern. Der Grund dafür ist, dass die wirklich zugrunde liegende Verteilung durch die berechnete Kurve  $\Gamma_S(m_{2\nu})$  gegeben ist während die beobachtete Verteilung nur aufgrund der angewendeten Schnitte zustande kommt.

Für jeden Scanpunkt wird (sofern existent) eine Lösung für die invariante Masse des  $m_{\tau,\ell_{\text{FV}}}$ -Systems berechnet und mit der durch  $\Gamma_S$  gegebenen Gewichtung in ein Histogramm eingetragen. Es kann jedoch auch vorkommen, dass aufgrund der kinematischen Einschränkungen gar keine reelle Lösung für diesen Scanwert existiert. Für das Ergebnis des MMC-Scans — die Lösung des MMCs wird im Folgenden mit  $m_{\text{MMC}}$  abgekürzt — gibt es wie in [Abschnitt 4.2](#) bereits angesprochen verschiedene Möglichkeiten. In dieser Arbeit sollen zwei Methoden untersucht werden: Die Verwendung

eines gewichteten Mittelwerts aller Einträge des Histogramms (abkürzend auch *Mean-MMC* genannt) oder die Verwendung der Position des Bins<sup>2</sup> mit der größten Summe der Gewichte (abkürzend auch *Max-MMC* genannt). Letzere Methode bringt aufgrund der endlichen Binbreite jedoch eine systematische Unsicherheit mit sich. Zwar kann die Binbreite verkleinert werden um diese Unsicherheit zu verringern, doch für zu kleine Binbreiten erhält man entweder maximal einen oder gar keinen Eintrag pro Bin, sodass für die Methode mit dem größten Gewicht unter diesen Umständen kein sinnvolles Ergebnis berechnet werden kann. Das während dem Scan gefüllte Histogramm wurde deshalb in Bins mit einer Breite von 0.1 GeV unterteilt.

## 7.6 Ergebnis des Scans auf Generatorniveau

Im Folgenden werden die Ergebnisse des  $E_{2\nu}$ - und  $m_{2\nu}$ -Scans diskutiert. Zunächst werden die  $E_{2\nu}$ - und  $m_{2\nu}$ -Scans unabhängig voneinander betrachtet und erst im Anschluss miteinander verglichen.

### Der $E_{2\nu}$ -Scan

Für den  $E_{2\nu}$ -Scan werden die in [Abschnitt 7.2](#) beschriebenen Methoden unterschieden. In beiden Fällen wurde die invariante Masse des  $\tau\ell_{FV}$ -Systems für 1000 verschiedene Energien  $E_{2\nu}$  berechnet. Da die im Detektor gemessene Größe  $E_T^{\text{miss}}$  der  $x$ - und  $y$ -Komponente des Neutrinosystems entspricht, macht es keinen Sinn über Energien  $E_{2\nu} < |E_T^{\text{miss}}|$  zu scannen, da in diesem Fall keine reelle Lösung für die übrigen Komponenten des Vierervektors des Neutrinosystems existieren würden. Eine sinnvolle obere Grenze für  $E_{2\nu}$  kann aus der zugehörigen Verteilung für simulierte Ereignisse abgelesen werden. Diese ist in [Abbildung 7.6](#) zu sehen.

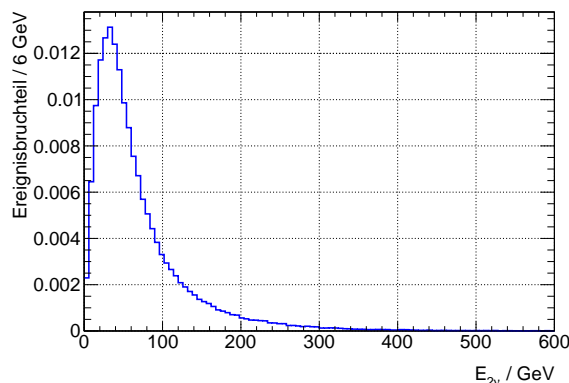


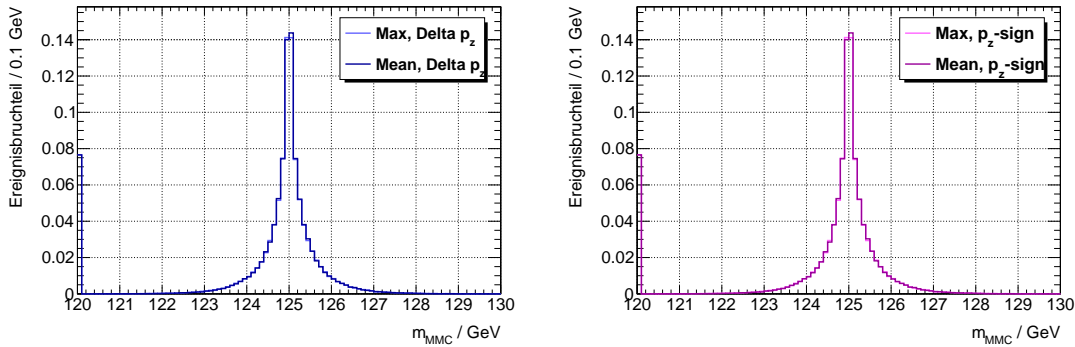
Abbildung 7.6: Verteilung der Energie des Neutrinosystems  $E_{2\nu}$  in den Monte-Carlo-Datensätzen

<sup>2</sup>Die Bezeichnung *Bin* stammt aus dem Englischen und wird im Deutschen auch Klasse (eines Histogramms) genannt, doch wird in dieser Arbeit der geläufigere, englische Begriff verwendet.



Da der Raum der Scanpunkte möglichst alle in den Ereignissen vorkommenden Werte beinhalten sollte, wurde für diesen Scan 1000 äquidistante Punkte innerhalb  $|E_T^{\text{miss}}| < E_{2\nu} < 500$  GeV gewählt.

In [Abbildung 7.7a](#) sind die Ergebnisse des Scans mit Selektion der  $p_{2\nu,z}$ -Lösung über die geringere  $p_{2\nu,z}$ -Betragsdifferenz zu sehen und in [Abbildung 7.7b](#) entsprechend die Ergebnisse mit Selektion der  $p_{2\nu,z}$ -Lösung über dasselbe Vorzeichen. Die Histogramme sind jeweils auf eins normiert, um die verschiedenen Verteilungen miteinander vergleichen zu können.



(a) Mit kleinerer  $p_z$ -Differenz und auf die Anzahl der Ereignisse normiert

(b) Mit gleichem  $p_z$ -Vorzeichen und auf die Anzahl der Ereignisse normiert

Abbildung 7.7: Verteilung der Ergebnisse  $m_{\text{MMC}}$  des  $E_{2\nu}$ -Scans für die beiden verschiedenen Selektionsmethoden. Außerdem werden die MMC-Varianten *Max*- und *Mean*-MMC unterschieden.

Lässt sich für ein betrachtetes Ereignis keine MMC-Masse berechnen, so wird im ersten Bin des Histogramms ein Eintrag vorgenommen. Der Bruchteil an Ereignissen im ersten Bin gibt die Ineffizienz der betrachteten Methode an. Die einzelnen Kurven unterscheiden sich kaum für die verschiedenen Higgs-Produktionsprozesse, sodass diese zunächst alle zusammen in ein Histogramm eingetragen wurden.

In jedem der beiden Graphen in [Abbildung 7.7](#) ist eine Verteilung des *Max*-MMC und eine des *Mean*-MMCs dargestellt. In beiden Fällen scheint mit dem Auge kein großer Unterschied zwischen der *Max*- und der *Mean*-Methode erkennbar zu sein. Von den verschiedenen Verteilungen wurden jeweils die Mittelwerte und das *Root Mean Square* (kurz: RMS, im Deutschen auch Wurzel des Quadratischen Mittels genannt) berechnet um die Verteilungen besser miteinander vergleichen zu können. Die Ergebnisse dieser Berechnungen sind in [Tabelle 7.1](#) zusammengefasst.

Zwischen den Mittelwerten von 125.005 GeV bzw. 125.007 GeV der verschiedenen  $E_{2\nu}$ -Scans sind innerhalb der statistischen Schwankung keine Unterschiede zu erkennen. Bei der Betrachtung des RMS fällt auf, dass die Auflösung des *Mean*-Scans mit einem RMS von 0.636 GeV um etwa 0.01 GeV besser ist als die Auflösung des *Max*-Scans mit einem RMS von 0.648 GeV. Zwischen den beiden Selektionen der  $p_{2\nu,z}$ -Lösung ist kein Unterschied erkennbar. Auffallend ist jedoch ein nicht zu vernachlässigender Anteil an Ereignissen von knapp 8% im ersten Bin für alle Histogramme des  $E_{2\nu}$ -Scans.

Histogramm	Mittel / GeV	RMS / GeV
<i>Max</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, Mittelwert	$125.011 \pm 0.002$	$0.619 \pm 0.001$
<i>Mean</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, Mittelwert	$125.011 \pm 0.002$	$0.619 \pm 0.001$
<i>Max</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, beide Lsg.	$124.593 \pm 0.003$	$0.984 \pm 0.002$
<i>Mean</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, beide Lsg.	$125.011 \pm 0.002$	$0.619 \pm 0.001$
<i>Max</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, gleiches VZ	$125.005 \pm 0.002$	$0.648 \pm 0.001$
<i>Mean</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, gleiches VZ	$125.007 \pm 0.002$	$0.636 \pm 0.001$
<i>Max</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, $p_z$ -Differenz	$125.005 \pm 0.002$	$0.648 \pm 0.001$
<i>Mean</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, $p_z$ -Differenz	$125.007 \pm 0.002$	$0.636 \pm 0.001$
kollineare Näherung (CMS)	$124.957 \pm 0.002$	$0.752 \pm 0.001$
kollineare Näherung (ATLAS)	$124.973 \pm 0.002$	$0.752 \pm 0.001$

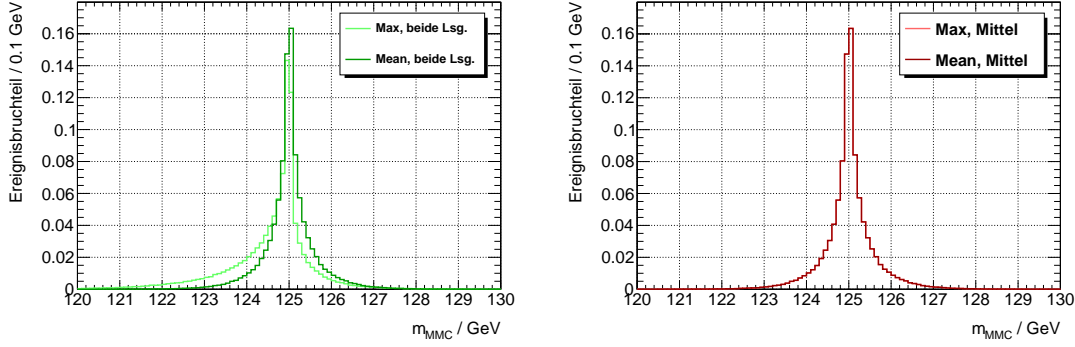
Tabelle 7.1: Mittelwert und RMS der normierten Verteilungen für  $H \rightarrow \tau\ell$ -Ereignisse auf Generatorniveau

Das Problem des  $E_{2\nu}$ -Scans liegt dabei nicht in der Berechnung der Lösungen des Gleichungssystems 5.4, sondern darin, dass nach Selektion der “korrekten” Lösung für  $p_{2\nu,z'}$  keine reelle Lösung für  $m_{2\nu}$  berechnet werden kann. Doch wird die Masse  $m_{2\nu}$  benötigt, um den jeweiligen Scanpunkt zu gewichten. Das heißt für jedes betrachtete Ereignis, kann während des Scans über  $E_{2\nu}$  nur für 1% der betrachteten Scanpunkte eine Gewichtung berechnet werden, sodass im Mittel auch nur 1% der Scanpunkte zum Ergebnis  $m_{\text{MMC}}$  des Scans für dieses Ereignis beitragen.

## Der $m_{2\nu}$ -Scan

Für den  $m_{2\nu}$ -Scan wurde auf die gleiche Weise verfahren. Auch hier werden, wie in [Abschnitt 7.3](#) beschrieben, zwei Methoden unterschieden: Die Verwendung beider Lösungen und die Verwendung des Mittelwerts beider Lösungen in [Abbildung 7.8](#).

Während sich die Kurven in [Abbildung 7.8b](#) ebenfalls kaum voneinander unterscheiden, ist im Falle der Kurven in [Abbildung 7.8a](#) ein deutlicher Unterschied zwischen *Mean*- und *Max*-MMC erkennbar. Für den speziellen Fall des *Max*-MMCs ergibt sich unter Verwendung beider Lösungen ein verschobener Mittelwert von 124.593 GeV und eine deutlich breitere, asymmetrische Verteilung mit einem RMS von 0.984 GeV. Diese Asymmetrie hängt mit der Verteilung der Gewichte, die während des Scans berechnet wurden, zusammen und offensichtlich liegt das Maximum der Gewichte öfter bei kleineren Massen. Mittelwerte und RMS für alle anderen  $m_{2\nu}$ -Verteilungen sind innerhalb der statistischen Unsicherheit identisch. Für den Mittelwert ergibt sich ein Wert von 125.011 GeV und für das RMS ein Wert von 0.619 GeV. Im Gegensatz zum  $E_{2\nu}$ -Scan fällt auf, dass im ersten Bin keine Einträge sind, das heißt dass die Effizienz des  $m_{2\nu}$ -Scans bei praktisch 100% liegt.



(a) Mit beiden Lösungen für  $m_{2\nu}$  und auf die Anzahl der Ereignisse normiert

(b) Mit  $m_{2\nu}$ -Mittelwert und auf die Anzahl der Ereignisse normiert

Abbildung 7.8: Verteilung der Ergebnisse für  $m_{\text{MMC}}$  des  $m_{2\nu}$ -Scans für beide Lösungen (links) und deren Mittelwert (rechts) und für die beiden MMC-Varianten *Max* und *Mean*

## Vergleich von $E_{2\nu}$ -Scan, $m_{2\nu}$ -Scan und der kollinearen Näherung für die verschiedenen Produktionsprozesse

Nachdem die Kurven einzeln diskutiert wurden, soll als nächstes ein Vergleich der verschiedenen Methoden auf Generatorniveau gemacht werden, insbesondere auch mit der in [Abschnitt 5.3](#) hergeleiteten kollinearen Näherungen für Lepton-Flavour-verletzende Higgs-Boson-Zerfälle. Zusätzlich werden nun die verschiedenen Produktionsprozesse des Higgs-Bosons unterschieden.

Alle normierten Histogramme der verschiedenen MMCs und der beiden kollinearen Näherungen sind gemeinsam in [Abbildung 7.9](#) dargestellt.

Histogramm	Mittel / GeV	RMS / GeV
<i>Max</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, Mittelwert	$125.014 \pm 0.002$	$0.555 \pm 0.002$
<i>Mean</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, Mittelwert	$125.013 \pm 0.002$	$0.555 \pm 0.002$
<i>Max</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, beide Lsg.	$124.618 \pm 0.004$	$0.906 \pm 0.003$
<i>Mean</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, beide Lsg.	$125.013 \pm 0.002$	$0.555 \pm 0.002$
<i>Max</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, gleiches VZ	$125.009 \pm 0.003$	$0.581 \pm 0.002$
<i>Mean</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, gleiches VZ	$125.012 \pm 0.003$	$0.571 \pm 0.002$
<i>Max</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, $p_z$ -Differenz	$125.009 \pm 0.003$	$0.581 \pm 0.002$
<i>Mean</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, $p_z$ -Differenz	$125.012 \pm 0.003$	$0.571 \pm 0.002$
kollineare Näherung (CMS)	$124.959 \pm 0.003$	$0.626 \pm 0.002$
kollineare Näherung (ATLAS)	$124.976 \pm 0.003$	$0.626 \pm 0.002$

Tabelle 7.2: Mittelwert und RMS der normierten Verteilungen für Gluon-Gluon-Fusion für  $H \rightarrow \tau\ell$ -Ereignisse auf Generatorniveau

Zusätzlich zu [Tabelle 7.1](#) wurden auch für die einzelnen Produktionsprozesse die Mittelwerte und das RMS der bestimmt, um diese besser vergleichen zu können. In

## 7. MMC AUF GENERATORNIVEAU

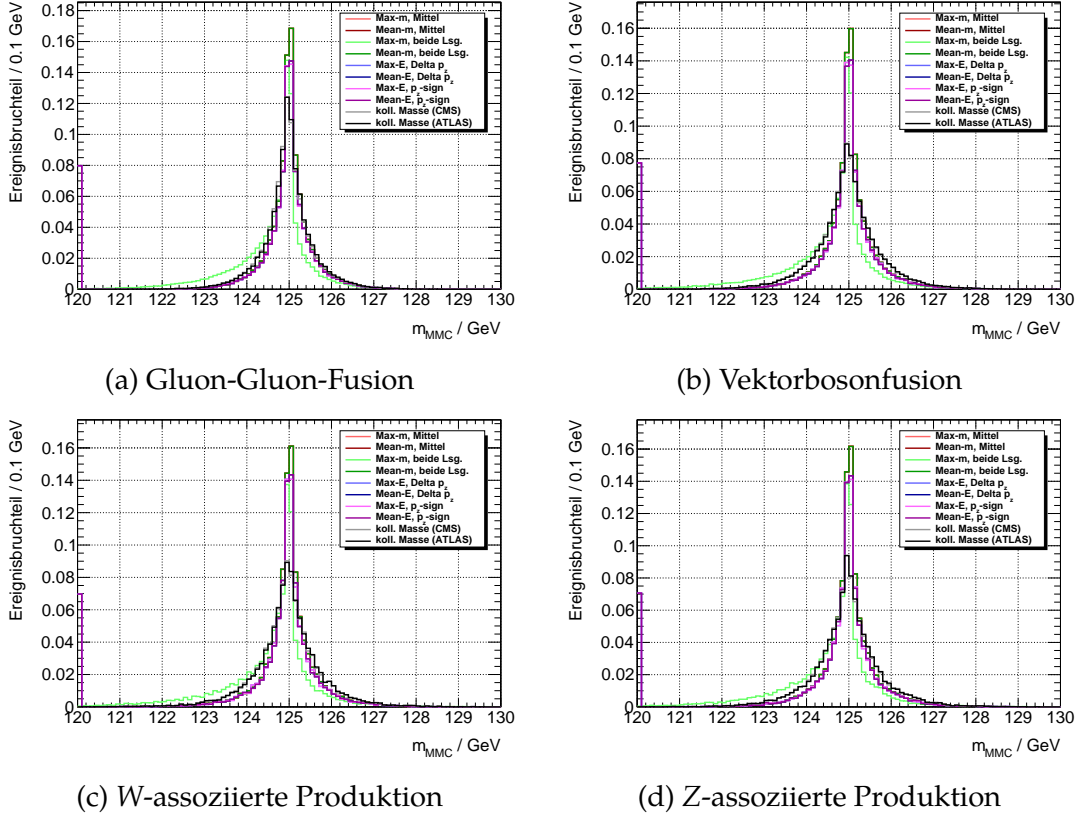


Abbildung 7.9: Vergleich der verschiedenen MMC-Methoden und der beiden kollinearen Massen auf Generatorniveau für die verschiedenen Produktionsmechanismen

Histogramm	Mittel / GeV	RMS / GeV
$Max-m_{2,\nu}$ -Scan, Mittelwert	$125.013 \pm 0.003$	$0.659 \pm 0.002$
$Mean-m_{2,\nu}$ -Scan, Mittelwert	$125.013 \pm 0.003$	$0.659 \pm 0.002$
$Max-m_{2,\nu}$ -Scan, beide Lsg.	$124.576 \pm 0.004$	$1.024 \pm 0.003$
$Mean-m_{2,\nu}$ -Scan, beide Lsg.	$125.013 \pm 0.003$	$0.659 \pm 0.002$
$Max-E_{2,\nu}$ -Scan, gleiches VZ	$125.006 \pm 0.003$	$0.690 \pm 0.002$
$Mean-E_{2,\nu}$ -Scan, gleiches VZ	$125.009 \pm 0.003$	$0.677 \pm 0.002$
$Max-E_{2,\nu}$ -Scan, $p_z$ -Differenz	$125.006 \pm 0.003$	$0.690 \pm 0.002$
$Mean-E_{2,\nu}$ -Scan, $p_z$ -Differenz	$125.009 \pm 0.003$	$0.677 \pm 0.002$
kollineare Näherung (CMS)	$124.959 \pm 0.003$	$0.816 \pm 0.002$
kollineare Näherung (ATLAS)	$124.974 \pm 0.003$	$0.815 \pm 0.002$

Tabelle 7.3: Mittelwert und RMS der normierten Verteilungen für Vektorbosonfusion für  $H \rightarrow \tau\ell$ -Ereignisse auf Generatorniveau

den Tabellen 7.2 bis 7.5 sind die Ergebnisse für GGF, VBF, WH und ZH zusammengefasst. Das RMS der verschiedenen Verteilungen ist für Gluon-Gluon-Fusion mit einem Wert von 0.555 GeV für die  $m_{2,\nu}$ -Scans am geringsten, während der Wert für die übr-

Histogramm	Mittel / GeV	RMS / GeV
<i>Max</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, Mittelwert	125.003 $\pm$ 0.005	0.646 $\pm$ 0.004
<i>Mean</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, Mittelwert	125.002 $\pm$ 0.005	0.646 $\pm$ 0.004
<i>Max</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, beide Lsg.	124.573 $\pm$ 0.008	1.039 $\pm$ 0.006
<i>Mean</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, beide Lsg.	125.002 $\pm$ 0.005	0.646 $\pm$ 0.004
<i>Max</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, gleiches VZ	124.990 $\pm$ 0.006	0.669 $\pm$ 0.004
<i>Mean</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, gleiches VZ	124.994 $\pm$ 0.005	0.659 $\pm$ 0.004
<i>Max</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, $p_z$ -Differenz	124.990 $\pm$ 0.006	0.669 $\pm$ 0.004
<i>Mean</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, $p_z$ -Differenz	124.994 $\pm$ 0.005	0.659 $\pm$ 0.004
kollineare Näherung (CMS)	124.946 $\pm$ 0.007	0.818 $\pm$ 0.005
kollineare Näherung (ATLAS)	124.961 $\pm$ 0.007	0.818 $\pm$ 0.005

Tabelle 7.4: Mittelwert und RMS der normierten Verteilungen für  $W$ -assoziierte Produktion für  $H \rightarrow \tau\ell$ -Ereignisse auf Generatorniveau

Histogramm	Mittel / GeV	RMS / GeV
<i>Max</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, Mittelwert	125.007 $\pm$ 0.004	0.648 $\pm$ 0.003
<i>Mean</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, Mittelwert	125.007 $\pm$ 0.004	0.648 $\pm$ 0.003
<i>Max</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, beide Lsg.	124.591 $\pm$ 0.007	1.022 $\pm$ 0.005
<i>Mean</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, beide Lsg.	125.007 $\pm$ 0.004	0.648 $\pm$ 0.003
<i>Max</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, gleiches VZ	125.000 $\pm$ 0.005	0.677 $\pm$ 0.003
<i>Mean</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, gleiches VZ	125.001 $\pm$ 0.005	0.663 $\pm$ 0.003
<i>Max</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, $p_z$ -Differenz	125.000 $\pm$ 0.005	0.677 $\pm$ 0.003
<i>Mean</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, $p_z$ -Differenz	125.001 $\pm$ 0.005	0.663 $\pm$ 0.003
kollineare Näherung (CMS)	124.956 $\pm$ 0.006	0.817 $\pm$ 0.004
kollineare Näherung (ATLAS)	124.970 $\pm$ 0.006	0.817 $\pm$ 0.004

Tabelle 7.5: Mittelwert und RMS der normierten Verteilungen für  $Z$ -assoziierte Produktion für  $H \rightarrow \tau\ell$ -Ereignisse auf Generatorniveau

gen Produktionsprozesse um etwa 0.1 GeV größer ist, nämlich 0.659 GeV für Vektorbosonfusion und 0.647 GeV für die assoziierten Produktionsprozesse über  $WH$  und  $ZH$ . Für die Mittelwerte ist jedoch kein signifikanter Unterschied zwischen den verschiedenen Produktionsprozessen erkennbar. Der Bruchteil an Ereignissen, für die keine Lösung des  $E_{2\nu}$ -MMCs existiert, beträgt für GGF und VBF etwa 8% und ist für die beiden assoziierten Produktionsmechanismen ein Prozent geringer.

Abgesehen vom  $m_{2\nu}$ -Scan mit beiden Lösungen, sind zwischen den MMC-Varianten  $E_{2\nu}$ - und  $m_{2\nu}$ -Scan innerhalb der statischen Schwankungen keine unterschiedlichen Mittelwerte zu erkennen. Bei der Betrachtung des RMS ergibt sich jedoch für die  $m_{2\nu}$ -Scans ein um etwa 0.1 GeV oder 0.2 GeV geringerer Wert, je nachdem ob mit dem *Max*- oder *Mean*- $E_{2\nu}$ -MMC verglichen wird. Dies ist bemerkenswert, da für den  $m_{2\nu}$ -Scan keine Variable gefunden wurde, um die beiden Lösungen pro Scanpunkt zu unterscheiden, sodass immer beide Lösungen, jeweils oder über ihren Mittelwert, bei der Berechnung der MMC-Masse beitragen und die Auflösung des  $m_{2\nu}$ -Scan trotzdem

geringer ist als für den  $E_{2\nu}$ -Scan. Die geringere Effizienz der  $E_{2\nu}$ -Scans ist nicht nur am ersten Bin sichtbar, sondern fällt im direkten Vergleich mit den  $m_{2\nu}$ -Scans auch aufgrund der unterschiedlichen Höhe der Verteilungen auf. Die asymmetrische Verteilung beider Lösungen des  $m_{2\nu}$ -Scans ist von der Amplitude ebenfalls kleiner als die übrigen  $m_{2\nu}$ -Verteilungen.

Die beiden Varianten der kollinearen Näherung sind kaum voneinander zu unterscheiden, doch sind die Verteilungen erkennbar breiter, als die MMC-Verteilungen. Die Mittelwerte der  $m_{\text{coll}}$ -Verteilungen sind um knapp 0.05 GeV für die CMS-Variante und um etwa 0.03 GeV für die ATLAS-Variante geringer als die Mittelwerte der MMC-Verteilungen. Für Gluon-Gluon-Fusion erreicht die kollineare Näherung, verglichen mit den MMC-Verteilungen, die beste Auflösung nämlich 0.626 GeV, während die Auflösung der verschiedenen MMC-Verteilungen um etwa 0.055 GeV für die  $E_{2\nu}$ -Scans bzw. 0.071 GeV für die  $m_{2\nu}$ -Scans geringer ist. Für die anderen Produktionsprozesse beträgt der Unterschied etwa 0.15 GeV und ist damit mehr als doppelt so groß.

## MMC mit simulierter $E_T^{\text{miss}}$ -Auflösung

In [Abschnitt 3.3](#) wurde motiviert, dass die fehlende, transversale Energie  $E_T^{\text{miss}}$ , die im Detektor gemessene Größe mit der größten Unsicherheit darstellt. Das bedeutet, dass das Endergebnis des MMCs davon abhängt, ob der MMC auch mit Vektoren der fehlenden, transversalen Energie  $E_T^{\text{miss}}$  eine sinnvolle Lösung liefert, wenn diese mit einer für den Detektor typischen Unsicherheit behaftet sind. Um dies zu überprüfen wurden für die  $E_T^{\text{miss}}$ -Vektoren<sup>1</sup> zunächst das am ATLAS-Detektor erwartete Auflösungsvermögen der fehlenden, transversalen Energie  $E_T^{\text{miss}}$  simuliert. Im Anschluss wurde der MMC unter der Berücksichtigung der Auflösung des  $E_T^{\text{miss}}$ -Vektors optimiert, indem ein zusätzlicher Scan über mögliche  $E_T^{\text{miss}}$ -Vektoren durchgeführt wurde, um den kinematisch bevorzugten  $E_T^{\text{miss}}$ -Vektor zu selektieren (siehe [Abschnitt 5.4](#)).

### 8.1 Simulation der erwarteten Auflösung des $E_T^{\text{miss}}$ -Vektors

Das Auflösungsvermögen des ATLAS-Detektor wurde in [Abschnitt 3.3](#) vorgestellt und für den Vektor der fehlenden transversalen Energie ergibt sich nach [Gleichung 3.6](#) eine zur Summe aller transversalen Energien  $\sum E_T$  proportionale Auflösung. Entsprechend wurde eine gaußverteilte Zufallszahl mit Mittelwert 0 und der oben genannten Standardabweichung  $\sigma = \alpha \sqrt{\sum E_T}$  jeweils zu den beiden Komponenten von der simulierten  $E_T^{\text{miss}}$  addiert. Für  $\alpha$  wird dabei der Wert 0.45 verwendet (siehe [Abschnitt 3.3](#)) und  $\sum E_T$  wird normalerweise im Detektor gemessen. Da in diesem Teil der Analyse jedoch noch keine rekonstruierten Ereignisse untersucht werden, wird der Wert für  $\sum E_T$  ebenfalls aus den *truth*-Vektoren, durch Addition der Beträge der transversalen Impulse der beiden Leptonen, berechnet. In [Abbildung 8.1](#) ist das Ergebnis des MMCs unter Verwendung von simulierten  $E_T^{\text{miss}}$ -Vektoren zu sehen. Diese Betrachtung ist rein

<sup>1</sup>Mit der Bezeichnung " $E_T^{\text{miss}}$ -Vektor" ist an dieser Stelle *nicht* die im Detektor gemessene, fehlende, transversale Energie gemeint, sondern die vektorielle Summe der transversalen Neutrinoimpulse aus den *truth*-Vektoren der Neutrinos.

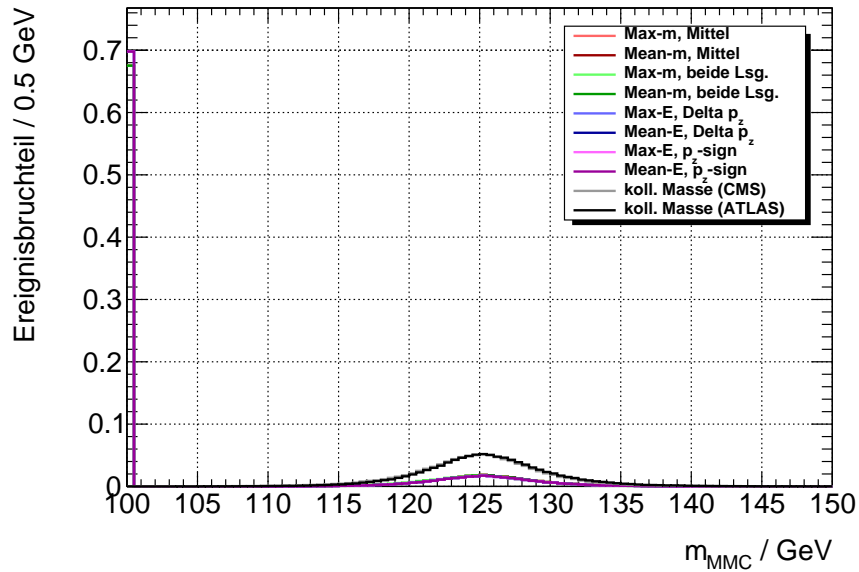


Abbildung 8.1: Verteilungen von  $m_{\text{MMC}}$  und  $m_{\text{coll}}$  der verschiedenen Versionen des MMCs und der kollinearen Näherung unter Verwendung von  $E_T^{\text{miss}}$ -Vektoren, für die die erwartete Auflösung des ATLAS-Detektors simuliert wurde. Die Einträge im ersten Bin des Histogramms entsprechen der Anzahl an Ereignissen für die keine Lösung des MMCs berechnet werden konnte.

qualitativ, sodass an dieser Stelle auch nicht zwischen den verschiedenen Produktionsprozessen unterschieden wird. Für keine der implementierten MMC-Versionen ergibt sich eine Massenauflösung die mit der kollinearen Näherung vergleichbar ist. Für den Großteil der Ereignisse, nämlich etwa 68% für die  $m_{2\nu}$ -Scans und etwa 70% für die  $E_{2\nu}$ -Scans, kann keine Lösung des MMCs berechnet werden, da die kinematischen Gleichungen unter Verwendung des simulierten  $E_T^{\text{miss}}$ -Vektors keine reellen Lösung ergeben. Die kollineare Näherung hingegen liefert in jedem Fall eine Lösung und ist damit für solche Konfigurationen zunächst besser geeignet.

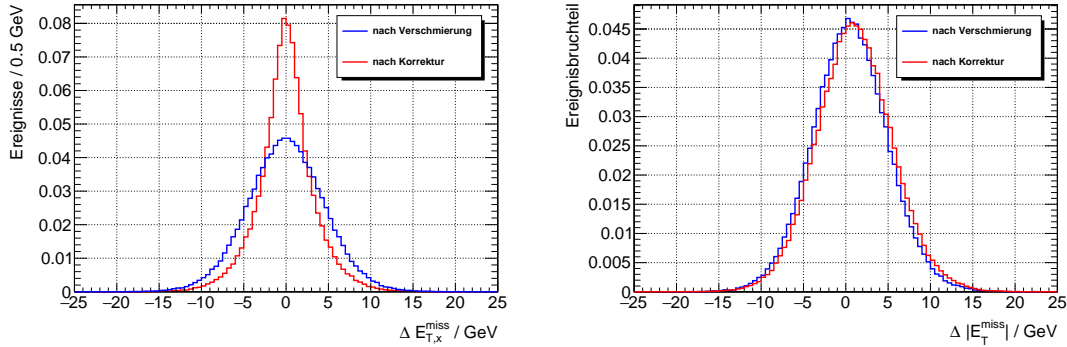
## 8.2 Korrektur des $E_T^{\text{miss}}$ -Vektors

Um die Massenauflösung und Effizienz des MMCs zu verbessern, wurde in Abschnitt 5.4 ein Algorithmus zur Korrektur des  $E_T^{\text{miss}}$ -Vektors vorgestellt. Dieser Algorithmus, im Folgenden auch abkürzend als  $E_T^{\text{miss}}$ -Scan bezeichnet, entspricht einem dreidimensionalen Scan über die Parameter  $z$ ,  $\varphi$  und  $m_{2\nu}$ . Da sich für den  $E_{2\nu}$ -Scan nur in etwa 1% der Scanpunkte ein zugehöriges Gewicht berechnen lässt, wird für den Korrektur des  $E_T^{\text{miss}}$ -Vektors nur der  $m_{2\nu}$ -Scan verwendet. Für jeden der drei Parameter wird über zehn äquidistante Punkte gescannt, sodass sich insgesamt 1000 Scanpunkte pro Ereignis ergeben. Um die Verbesserung der Auflösung des  $E_T^{\text{miss}}$ -Vektors zu überprüfen ist in [Abbildung 8.2a](#) die Auflösung der  $x$ -Komponente im Bezug auf den *truth*-Vektor



### 8.3. Der MMC mit $E_T^{\text{miss}}$ -Scan für Ereignisse mit simulierter Detektorauflösung

der fehlenden, transversalen Energie vor und nach der Korrektur über den dreidimensionalen  $E_T^{\text{miss}}$ -Scan zu sehen.



(a) Auflösung der  $x$ -Komponente der fehlenden, transversalen Energie  $E_{T,x}^{\text{miss}} - E_{T,x,\text{truth}}^{\text{miss}}$  für den simulierten und den korrigierten  $E_T^{\text{miss}}$ -Vektor

(b) Verteilung der Betragsdifferenz der fehlenden, transversalen Energie  $|E_T^{\text{miss}} - |E_{T,\text{truth}}^{\text{miss}}||$  für den simulierten und den korrigierten  $E_T^{\text{miss}}$ -Vektor

Abbildung 8.2: Vergleich des mit der erwarteten Detektorunsicherheit behafteten, simulierten  $E_T^{\text{miss}}$ -Vektors mit dem über den 3D- $E_T^{\text{miss}}$ -Scan korrigierten  $E_T^{\text{miss}}$ -Vektor, im Bezug auf den *truth*-Vektor der fehlenden, transversalen Energie auf Generatorniveau

Für die  $x$ -Komponente ist eine deutliche Verbesserung der Auflösung zu sehen und für die  $y$ -Komponente verhält es sich genauso. Doch gleichzeitig ist in [Abbildung 8.2b](#) auch die, bereits am Ende von [Abschnitt 5.4](#) angesprochene, Verschiebung der Verteilung des Betrags von  $E_T^{\text{miss}}$  hin zu größeren Werten erkennbar. Dies ist ein Nebeneffekt des dreidimensionalen  $E_T^{\text{miss}}$ -Scans, welcher aufgrund Verteilung der fehlenden transversalen Energie  $E_T^{\text{miss}}$  um den Nullvektor nicht vermieden werden kann und wurde auch beim MMC für  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow 2\ell 4\nu$  beobachtet [\[41\]](#). Um eine bessere Auflösung der einzelnen Komponenten des  $E_T^{\text{miss}}$ -Vektors zu erhalten, muss man eine Verfälschung des  $E_T^{\text{miss}}$ -Betrags hinnehmen. Wie sich jedoch herausstellen wird ist dies gerechtfertigt, da eine verbesserte Auflösung der Komponenten von  $E_T^{\text{miss}}$  die Massenrekonstruktion deutlich verbessert.

## 8.3 Der MMC mit $E_T^{\text{miss}}$ -Scan für Ereignisse mit simulierter Detektorauflösung

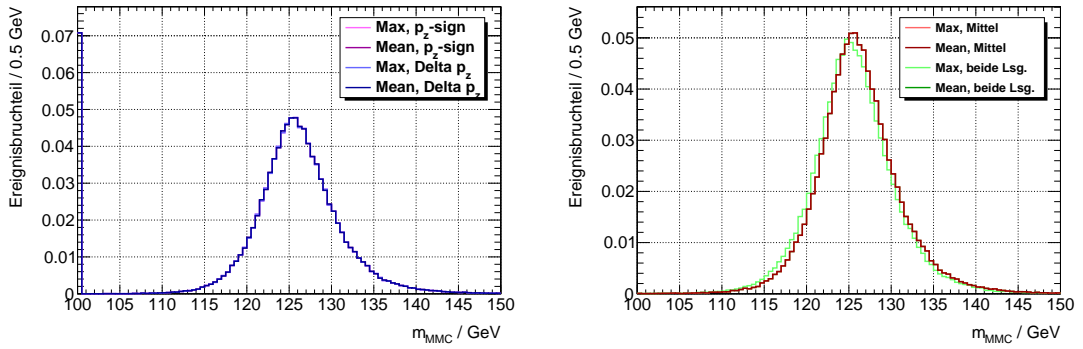
Im vorherigen Abschnitt wurde die Verbesserung der Auflösung der einzelnen Komponenten des  $E_T^{\text{miss}}$ -Vektors aufgezeigt, doch wurde noch nicht untersucht welche Auswirkung dies auf die Auflösung der MMC-Verteilungen hat. Für jedes Ereignis wird im Folgenden immer zunächst ein 3D-Scan über  $z, \varphi$  und  $m_{2\nu}$  durchgeführt, um den kinematisch bevorzugten  $E_{T,\text{korr}}^{\text{miss}}$ -Vektors zu erhalten. Anschließend wird dann, unter Verwendung von  $E_{T,\text{korr}}^{\text{miss}}$ , der eigentliche 1D-Scan über die Variable  $m_{2\nu}$  bzw.  $E_{2\nu}$  durchgeführt und das Ergebnis  $m_{\text{MMC}}$  berechnet. Auch für die Verteilungen mit simulierter

## 8. MMC MIT SIMULIERTER $E_T^{\text{miss}}$ -AUFLÖSUNG

$E_T^{\text{miss}}$ -Auflösung soll wieder ein quantitativer Vergleich durchgeführt werden. Doch nun werden die Ergebnisse aus der Anpassung einer Gaußfunktion

$$\mathcal{N}(x; A, \mu, \sigma) = A \cdot \exp\left(-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right)$$

an die Kurven, gewonnen. Dazu wird der erste Bin in den Histogrammen auf null gesetzt. Die Ergebnisse der Anpassung sind in den Tabellen 8.1 bis 8.4 zusammengefasst. Den  $m_{\text{MMC}}$ -Verteilungen liegt zwar keine exakte Gaußfunktion zugrunde, doch können mit Hilfe der Anpassung trotzdem Aussagen über die Auflösung der verschiedenen Verteilungen und insbesondere Vergleiche der Auflösungen untereinander gemacht werden.



(a) Verteilungen von  $m_{\text{MMC}}$  der verschiedenen  $E_{2\nu}$ -Scans (b) Verteilungen von  $m_{\text{MMC}}$  der verschiedenen  $m_{2\nu}$ -Scans

Abbildung 8.3: Verteilungen der  $m_{\text{MMC}}$ -Masse für die verschiedenen  $E_{2\nu}$ - (links) und  $m_{2\nu}$ -Scans (rechts) mit Simulation der Detektorauflösung und anschließendem 3D- $E_T^{\text{miss}}$ -Scan für LFV-Ereignisse aller Produktionsprozesse. Die Einträge im ersten Bin des Histogramms entsprechen der Anzahl an Ereignissen für die keine Lösung des MMCs berechnet werden konnte.

Während der MMC ohne zusätzlichen Scan über die fehlende, transversale Energie kein befriedigendes Ergebnis liefert, da für den Großteil an ausgewerteten Ereignissen, keine Lösung berechnet werden kann, ändert sich dies unter Anwendung des  $E_T^{\text{miss}}$ -Scans wie in [Abbildung 8.3](#) zu sehen ist.

Links sind die Verteilungen der MMC-Masse für die verschiedenen  $E_{2\nu}$ -Scans zu sehen. Die verschiedenen Kurven sind jedoch kaum voneinander zu unterscheiden. Das heißt, es macht an dieser Stelle keinen (sichtbaren) Unterschied, ob der *Mean*- oder der *Max*-MMC verwendet wird. Auch für die beiden verschiedenen Möglichkeiten zur Selektion der richtigen  $p_{2\nu,z}$ -Lösung ist kein Unterschied zu erkennen. Diese Beobachtung spiegelt sich auch in den Ergebnissen der Anpassung wider. Für alle verschiedenen  $E_{2\nu}$ -Scans stimmen die Mittelwerte  $\mu$  und Breiten  $\sigma$  aus der Anpassung innerhalb der statistischen Unsicherheit überein. Auffallend ist jedoch, dass für die

### 8.3. Der MMC mit $E_T^{\text{miss}}$ -Scan für Ereignisse mit simulierter Detektorauflösung

$E_{2\nu}$ -Scans wieder ein nicht zu vernachlässigender Anteil an Ereignissen von im Mittel etwa 7.1% kein Ergebnis liefert.

Histogramm	$\mu$ / GeV	$\sigma$ / GeV
<i>Max</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, Mittelwert	$126.07 \pm 0.02$	$4.56 \pm 0.02$
<i>Mean</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, Mittelwert	$126.07 \pm 0.02$	$4.56 \pm 0.02$
<i>Max</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, beide Lsg.	$125.56 \pm 0.02$	$4.65 \pm 0.02$
<i>Mean</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, beide Lsg.	$126.07 \pm 0.02$	$4.56 \pm 0.02$
<i>Max</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, gleiches VZ	$126.09 \pm 0.02$	$4.52 \pm 0.02$
<i>Mean</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, gleiches VZ	$126.09 \pm 0.02$	$4.51 \pm 0.02$
<i>Max</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, $p_z$ -Differenz	$126.09 \pm 0.02$	$4.52 \pm 0.02$
<i>Mean</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, $p_z$ -Differenz	$126.09 \pm 0.02$	$4.51 \pm 0.02$
kollineare Näherung (CMS)	$124.97 \pm 0.02$	$4.58 \pm 0.02$
kollineare Näherung (ATLAS)	$125.47 \pm 0.02$	$4.52 \pm 0.02$

Tabelle 8.1: Ergebnisse der Gaußanpassung normierten Verteilungen für Gluon-Gluon-Fusion mit simulierter Auflösung des  $E_T^{\text{miss}}$ -Vektors für  $H \rightarrow \tau\ell$ -Ereignisse

Histogramm	$\mu$ / GeV	$\sigma$ / GeV
<i>Max</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, Mittelwert	$125.91 \pm 0.02$	$4.24 \pm 0.02$
<i>Mean</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, Mittelwert	$125.91 \pm 0.02$	$4.24 \pm 0.02$
<i>Max</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, beide Lsg.	$125.38 \pm 0.02$	$4.38 \pm 0.02$
<i>Mean</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, beide Lsg.	$125.91 \pm 0.02$	$4.24 \pm 0.02$
<i>Max</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, gleiches VZ	$125.93 \pm 0.02$	$4.19 \pm 0.02$
<i>Mean</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, gleiches VZ	$125.93 \pm 0.02$	$4.19 \pm 0.02$
<i>Max</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, $p_z$ -Differenz	$125.93 \pm 0.02$	$4.19 \pm 0.02$
<i>Mean</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, $p_z$ -Differenz	$125.93 \pm 0.02$	$4.19 \pm 0.02$
kollineare Näherung (CMS)	$124.97 \pm 0.02$	$4.22 \pm 0.02$
kollineare Näherung (ATLAS)	$125.39 \pm 0.02$	$4.18 \pm 0.02$

Tabelle 8.2: Ergebnisse der Gaußanpassung normierten Verteilungen für Vektorboson-fusion mit simulierter Auflösung des  $E_T^{\text{miss}}$ -Vektors für  $H \rightarrow \tau\ell$ -Ereignisse

Für die verschiedenen  $m_{\text{MMC}}$ -Verteilungen der  $m_{2\nu}$ -Scans ist erneut die Verschiebung und Asymmetrie der, unter Verwendung beider Lösungen mit der *Max*-MMC-Methode, berechneten Verteilung gegenüber den übrigen drei  $m_{\text{MMC}}$ -Verteilungen zu beobachten. Der Mittelwert ist für alle Produktionsprozesse gleichermaßen um etwa 0.5 GeV kleiner als für die anderen Scan-Methoden und die Breite  $\sigma$  dieser Verteilung ist etwa 0.14 GeV verglichen mit den  $m_{2\nu}$ -Scans und etwa 0.2 GeV verglichen mit den  $E_{2\nu}$ -Scans größer.

Davon abgesehen sind jedoch auch alle  $m_{2\nu}$ -Verteilungen ebenfalls nicht voneinander zu unterscheiden. Die Werte der Anpassungsparameter  $\mu$  und  $\sigma$  stimmen wieder innerhalb der statistischen Unsicherheit überein und die  $m_{2\nu}$ -Scans erreichen weiterhin eine Effizienz von praktisch 100%.

## 8. MMC MIT SIMULIRTER $E_T^{\text{miss}}$ -AUFLÖSUNG

Histogramm	$\mu$ / GeV	$\sigma$ / GeV
<i>Max</i> - $m_{2,\nu}$ -Scan, Mittelwert	$125.83 \pm 0.04$	$4.21 \pm 0.04$
<i>Mean</i> - $m_{2,\nu}$ -Scan, Mittelwert	$125.83 \pm 0.04$	$4.21 \pm 0.04$
<i>Max</i> - $m_{2,\nu}$ -Scan, beide Lsg.	$125.30 \pm 0.04$	$4.38 \pm 0.04$
<i>Mean</i> - $m_{2,\nu}$ -Scan, beide Lsg.	$125.83 \pm 0.04$	$4.21 \pm 0.04$
<i>Max</i> - $E_{2,\nu}$ -Scan, gleiches VZ	$125.85 \pm 0.04$	$4.17 \pm 0.03$
<i>Mean</i> - $E_{2,\nu}$ -Scan, gleiches VZ	$125.85 \pm 0.04$	$4.17 \pm 0.04$
<i>Max</i> - $E_{2,\nu}$ -Scan, $p_z$ -Differenz	$125.85 \pm 0.04$	$4.17 \pm 0.03$
<i>Mean</i> - $E_{2,\nu}$ -Scan, $p_z$ -Differenz	$125.85 \pm 0.04$	$4.17 \pm 0.04$
kollineare Näherung (CMS)	$124.92 \pm 0.03$	$4.19 \pm 0.03$
kollineare Näherung (ATLAS)	$125.33 \pm 0.03$	$4.16 \pm 0.03$

Tabelle 8.3: Ergebnisse der Gaußanpassung normierten Verteilungen für  $W$ -assoziierte Produktion mit simulierter Auflösung des  $E_T^{\text{miss}}$ -Vektors für  $H \rightarrow \tau\ell$ -Ereignisse

Histogramm	$\mu$ / GeV	$\sigma$ / GeV
<i>Max</i> - $m_{2,\nu}$ -Scan, Mittelwert	$125.93 \pm 0.03$	$4.30 \pm 0.03$
<i>Mean</i> - $m_{2,\nu}$ -Scan, Mittelwert	$125.93 \pm 0.03$	$4.30 \pm 0.03$
<i>Max</i> - $m_{2,\nu}$ -Scan, beide Lsg.	$125.40 \pm 0.03$	$4.42 \pm 0.03$
<i>Mean</i> - $m_{2,\nu}$ -Scan, beide Lsg.	$125.93 \pm 0.03$	$4.30 \pm 0.03$
<i>Max</i> - $E_{2,\nu}$ -Scan, gleiches VZ	$125.95 \pm 0.03$	$4.24 \pm 0.03$
<i>Mean</i> - $E_{2,\nu}$ -Scan, gleiches VZ	$125.95 \pm 0.03$	$4.24 \pm 0.03$
<i>Max</i> - $E_{2,\nu}$ -Scan, $p_z$ -Differenz	$125.95 \pm 0.03$	$4.24 \pm 0.03$
<i>Mean</i> - $E_{2,\nu}$ -Scan, $p_z$ -Differenz	$125.95 \pm 0.03$	$4.24 \pm 0.03$
kollineare Näherung (CMS)	$124.98 \pm 0.03$	$4.24 \pm 0.03$
kollineare Näherung (ATLAS)	$125.41 \pm 0.03$	$4.19 \pm 0.03$

Tabelle 8.4: Ergebnisse der Gaußanpassung normierten Verteilungen für  $Z$ -assoziierte Produktion mit simulierter Auflösung des  $E_T^{\text{miss}}$ -Vektors für  $H \rightarrow \tau\ell$ -Ereignisse

In [Abbildung 8.4](#) werden die  $m_{\text{MMC}}$ - und  $m_{\text{coll}}$ -Verteilungen aller verschiedenen Produktionsprozesse in einem Histogramm verglichen. Die Mittelwerte der  $E_{2,\nu}$ - und  $m_{2,\nu}$ -Scans sind für die jeweiligen Produktionsprozesse innerhalb der statistischen Unsicherheit miteinander verträglich. Unabhängig vom betrachteten Scan fällt auf, dass alle MMC-Verteilungen eine Asymmetrie aufweisen. Die rechte Flanke, bei größeren  $m_{\text{MMC}}$ -Massen ist stärker ausgeprägt als die linke Seite. Entsprechend sind auch die Mittelwerte  $\mu$  der Verteilungen um etwa 1 GeV gegenüber der nominellen Masse des Higgs-Bosons zu größeren  $m_{\text{MMC}}$ -Massen verschoben. Diese allgemeine Verschiebung ist auf die Verschiebung von  $|E_T^{\text{miss}}|$  hin zu größeren Beträgen zurückzuführen (siehe [Abbildung 8.5](#)) und wird deshalb in den Verteilungen der kollinearen Näherung nicht beobachtet, da diese den simulierten, aber unkorrigierten  $E_T^{\text{miss}}$ -Vektor verwenden. Verwendet man jedoch für die kollineare Näherung ebenfalls den korrigierten  $E_T^{\text{miss}}$ -Vektor, so kann man die Verschiebung auch bei diesen Verteilungen beobachten.

Mit der simulierten Auflösung des  $E_T^{\text{miss}}$ -Vektors ist nun auch ein Unterschied zwi-

### 8.3. Der MMC mit $E_T^{\text{miss}}$ -Scan für Ereignisse mit simulierter Detektorauflösung

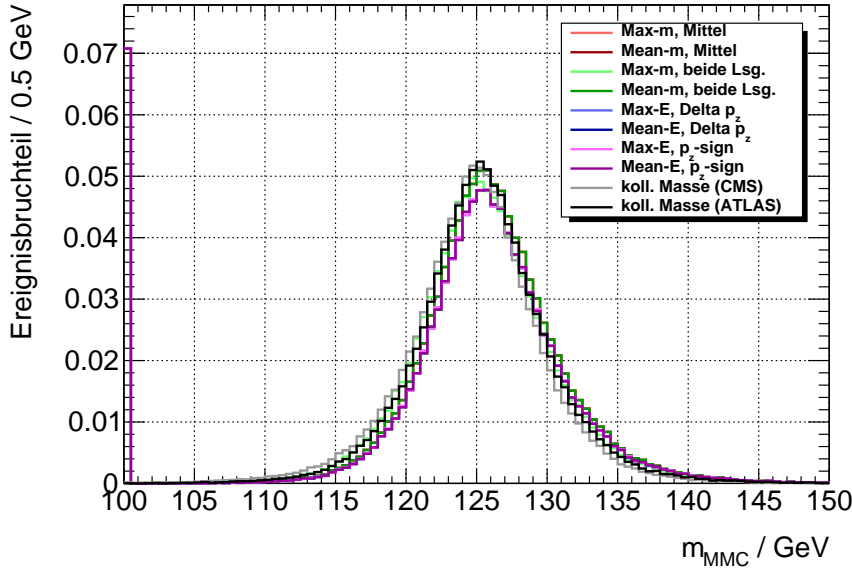


Abbildung 8.4: Vergleich der verschiedenen MMC-Methoden und der beiden kollinearen Masse auf LFV-Ereignisse und unter Simulation der erwarteten Detektorauflösung für alle Produktionsprozesse gemeinsam

schen den beiden Varianten der kollinearen Näherung zu sehen. Der Mittelwert der Verteilung für die CMS-Variante stimmt am Besten mit der Masse des Higgs-Bosons überein, während sich für ATLAS-Variante ein 0.3 GeV bis 0.5 GeV größerer Mittelwert für die verschiedenen Verteilungen ergibt. Diese Verschiebung ist auch in [Abbildung 8.5](#) zu erkennen. Andererseits ist die Massenauflösung  $\sigma$  im Falle der ATLAS-Variante tendenziell besser, als der entsprechende Wert für die CMS-Variante.

Die Unterschiede zwischen den  $m_{\text{MMC}}$ -Verteilungen und den Verteilungen der kollinearen Massen  $m_{\text{coll,CMS}}$  und  $m_{\text{coll,ATLAS}}$  sind für alle verschiedenen Produktionsprozesse ähnlich. Für Gluon-Gluon-Fusion ist die Auflösung von  $m_{\text{coll,CMS}}$  gleich groß wie die Auflösung des  $m_{2\nu}$ -MMCs. Die Auflösung von  $m_{\text{coll,ATLAS}}$  hingegen ist entsprechend geringer und etwa gleich groß wie die Auflösung des  $E_{2\nu}$ -MMCs. Für Vektorbosonfusion und auch für  $W$ -assoziierte Higgs-Boson-Produktion ergeben sich unter Berücksichtigung der statistischen Schwankung keine signifikanten Unterschiede, doch ist dieselbe Tendenz wie für GGF erkennbar. Für die  $Z$ -assoziierte Higgs-Boson-Produktion ist die Auflösung von  $m_{\text{coll,ATLAS}}$  mit 4.2 GeV um 0.1 GeV besser als für die Verteilungen der  $m_{2\nu}$ -Scans mit 4.3 GeV, während die Auflösungen für  $m_{\text{coll,CMS}}$  und den MMC mit den  $E_{2\nu}$ -Scans dazwischen liegen.

Als nächstes sollen die Verteilungen für die verschiedenen Produktionsprozesse des Higgs-Bosons verglichen werden. In [Abbildung 8.5](#) sind die  $m_{\text{MMC}}$ -Verteilungen gemeinsam mit den beiden Varianten der kollinearen Näherung für die verschiedenen Produktionsprozesse dargestellt.

Die Mittelwerte der MMC-Verteilungen stimmen für VBF und  $ZH$ -assoziierte Produktion innerhalb der statistischen Schwankungen überein. Für  $WH$ -assoziierte Pro-

## 8. MMC MIT SIMULIERTER $E_T^{\text{miss}}$ -AUFLÖSUNG

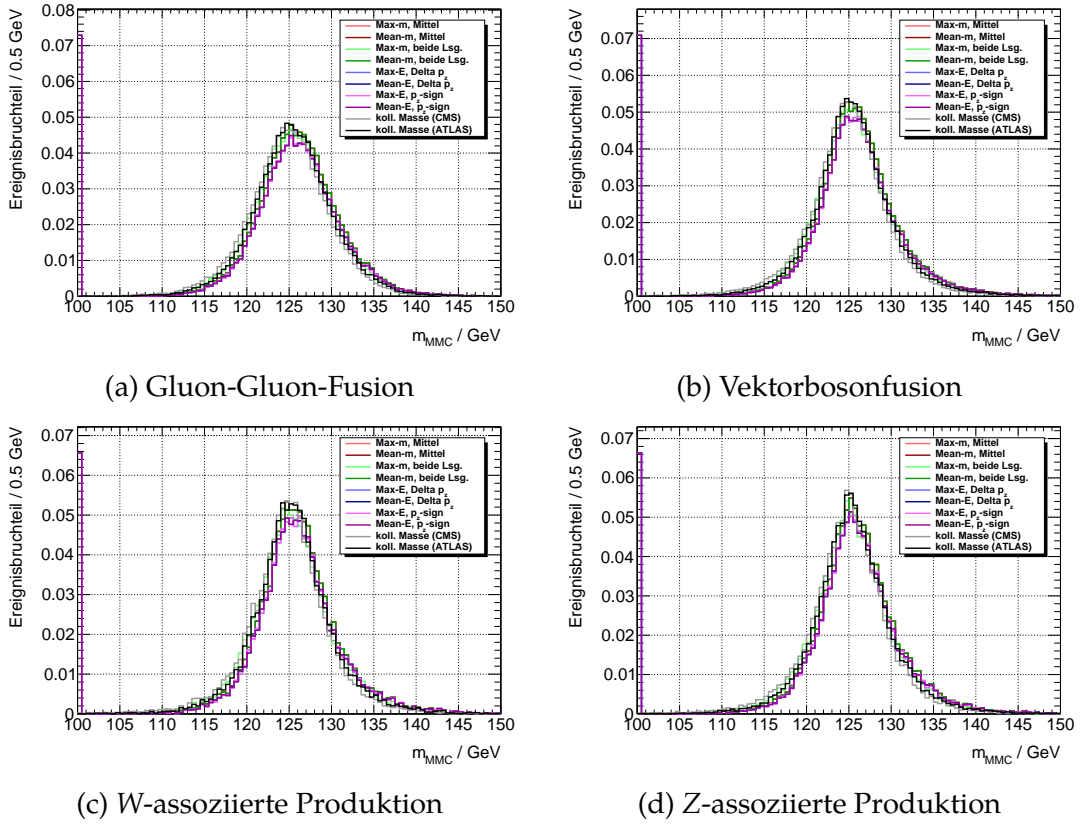


Abbildung 8.5: Vergleich der verschiedenen MMC-Methoden und den beiden kollinearen Massen für die verschiedenen Produktionsprozesse, unter Simulation der erwarteten Detektorauflösung für  $E_T^{\text{miss}}$

duktion ist der Mittelwert dagegen um 0.1 GeV geringer und GGF um 0.2 GeV größer.

Ein weiterer Unterschied ist in der Breite  $\sigma$  der Verteilungen für die verschiedenen Produktionsprozesse zu sehen. Für Ereignisse, bei denen das Higgs-Boson über Gluon-Gluon-Fusion produziert wurde, ergibt sich mit  $\sigma = 4.5$  GeV eine um 0.3 GeV schlechtere Massenauflösung von etwa 4.5 GeV als für Vektorbosonfusion,  $WH$ -Produktion oder  $ZH$ -Produktion mit innerhalb der statistischen Schwankungen verträglichen Auflösungen von etwa 4.2 GeV für die  $E_{2\nu}$ -Scans.

## MMC mit rekonstruierten Ereignissen

Neben der in [Kapitel 6](#) erwähnten, begrenzten Auflösung des Detektors, welche im vorherigen Kapitel für  $E_T^{\text{miss}}$  simuliert wurde, wird nun die vollständige Simulation des ATLAS-Detektors verwendet, wobei auch Effekte von *Underlying Event*, *Pile-Up* und Rauschen berücksichtigt werden. Bei der Verwendung von rekonstruierten Ereignissen kommt hinzu, dass die rekonstruierten Leptonen zunächst nicht  $\ell_\tau$  und  $\ell_{\text{FV}}$  zugeordnet werden können. Diese Information ist für die Berechnungen des MMCs jedoch notwendig. Bisher wurde die Information darüber, welches der beiden rekonstruierten Leptonen aus dem Zerfall des  $\tau$ -Leptons  $\ell_\tau$  und welches direkt aus dem Higgs-Zerfall  $\ell_{\text{FV}}$  stammt, direkt aus den *truth*-Vektoren übernommen. Im Fall von rekonstruierten Ereignissen fehlt diese Information jedoch zunächst, sodass eine geeignete Methode implementiert werden muss, um die beiden Leptonen den unterschiedlichen Zerfallsprozessen zuzuordnen. Dazu wird die in [\[31\]](#) eingeführte, Leptonzuordnung (im Englischen *Lepton Labeling* genannt) verwendet, welche im folgenden Abschnitt kurz beschrieben wird. Und anschließend wird der MMC, unter Verwendung der Leptonzuordnung, für den Signalprozess  $H \rightarrow \tau\ell$  und die beiden Untergrundprozesse  $H \rightarrow \tau\tau$  und  $Z \rightarrow \tau\tau$  betrachtet. Nach der Rekonstruktion und Identifikation der Leptonen, werden im Folgenden nur Ereignisse mit genau zwei Leptonen im Endzustand betrachtet. Diese müssen beide aus der Kategorie *medium* sein (siehe [Kapitel 6](#)). Im nächsten Schritt werden die Leptonen  $\ell_\tau$  und  $\ell_{\text{FV}}$  zugeordnet, um anschließend, wie bereits für die Betrachtungen auf Generatorniveau,  $p_{T,\ell_\tau} > 15$  GeV und  $p_{T,\ell_{\text{FV}}} > 30$  GeV zu verlangen. Auf die Pseudorapidität der Leptonen wird kein expliziter Schnitt angewendet. Jedoch werden Leptonen der Kategorie *medium* aufgrund der beschränkten Akzeptanz der Spurdetektoren nur innerhalb  $|\eta| < 2.5$  rekonstruiert.

### 9.1 Zuordnung der Leptonen zu den Mutterteilchen $H$ und $\tau$

Bei Lepton-Flavour-verletzenden Zerfällen haben die beiden geladenen Leptonen im Endzustand jeweils einen unterschiedlichen Ursprung und unterscheiden sich des-

halb bezüglich ihrer kinematischen Eigenschaften. Eines der beiden stammt direkt aus dem Zerfall des Higgs-Bosons, während das andere aus dem Zerfall des  $\tau$ -Leptons stammt. Die unterschiedlichen, kinematischen Eigenschaften sind außerdem ein Identifikationsmerkmal für das LFV-Signal, um dieses von Untergrundprozessen wie  $H \rightarrow \tau\tau$  und  $Z \rightarrow \tau\tau$  mit je zwei gleichwertigen Leptonen unterscheiden zu können. Dazu eignen sich die Variablen  $p_T$  und  $\Delta\varphi = \angle(p_T, E_T^{\text{miss}})$ , der Differenzbetrag der Azimutalwinkel  $\varphi$  des Leptonimpulses und der fehlenden transversalen Energie. Im Mittel trägt das, aus dem Zerfall des Higgs-Bosons stammende Lepton einen größeren Transversalimpuls als das aus dem  $\tau$ -Zerfall und auch die Winkeldifferenz  $\Delta\varphi$  fällt im Durchschnitt für das aus dem Higgs-Zerfall stammende Lepton größer aus. Dies wird klar, wenn man einen idealen LFV-Zerfall betrachtet, wobei für den Transversalimpuls des Higgs-Bosons  $p_T = 0$  gilt und die kollineare Näherung erfüllt ist. Denn dann folgt für die betrachteten Winkel  $\Delta\varphi_{\ell_{\text{FV}}} = \angle(p_{T,\ell_{\text{FV}}}, E_T^{\text{miss}}) = \pi$  und  $\Delta\varphi_{\ell_\tau} = \angle(p_{T,\ell_\tau}, E_T^{\text{miss}}) = 0$ . Diese Korrelation wird für die Leptonzuordnung ausgenutzt, um die beiden Leptonen zu diskriminieren. Als unterscheidende Bedingung ergibt sich

$$p_{T,\ell_{\text{FV}}} - p_{T,\ell_\tau} > -c \cdot (|\Delta\varphi_{\ell_{\text{FV}}}| - |\Delta\varphi_{\ell_\tau}|) \quad (9.1)$$

mit einer anzupassenden Konstanten  $c$ . Je nach zugrundeliegendem Produktionsprozess ergeben sich verschiedene Anpassungen von  $c$  aus den Monte-Carlo-Ereignissen für Vektorbosonfusion und Gluon-Gluon-Fusion. In der Analyse kann jedoch zunächst nicht ohne weiteres zwischen den verschiedenen Produktionsprozesse unterschieden werden, sodass ein gemeinsamer Wert verwendet werden muss. Dies stellt allerdings keine große Einschränkung dar, da der korrekt Anteil an zugeordneten Leptonen, für die unterschiedlichen Produktionsprozesse innerhalb der statistischen Unsicherheit konstant ist. Für  $c$  wird deshalb der in [31] bestimmte Wert von  $c = 92.5$  verwendet, womit die Leptonen in etwa 90% der Fälle korrekt zugeordnet werden. Dieser Wert wurde für die Produktion über Vektorbosonfusion optimiert, doch ist die Effizienz für Gluon-Gluon-Fusion gleich groß.

## 9.2 Der MMC mit rekonstruierten Ereignissen des Signalprozesses $H \rightarrow \tau_{\text{lep}}\ell$

Mit dem im vorherigen Kapitel beschriebenen Algorithmus zur Leptonzuordnung kann der MMC nun auch auf rekonstruierte Ereignisse angewendet werden. Dafür werden im Folgenden nur die dominanten Produktionsprozesse GGF und VBF betrachtet.

Die Ergebnisse des MMCs im Vergleich mit der kollinearen Näherung für die rekonstruierten Ereignisse sind in [Abbildung 9.1](#) dargestellt. Wie schon für die vorherigen Betrachtungen, wurde eine Gaußfunktion an die einzelnen Kurven angepasst und die Ergebnisse sind in den [Tabellen 9.1](#) und [9.2](#) finden.



## 9.2. Der MMC mit rekonstruierten Ereignissen des Signalprozesses $H \rightarrow \tau_{lep} \ell$

Histogramm	$\mu / \text{GeV}$	$\sigma / \text{GeV}$
<i>Max</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, Mittelwert	$125.00 \pm 0.11$	$19.99 \pm 0.11$
<i>Mean</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, Mittelwert	$125.00 \pm 0.11$	$19.99 \pm 0.11$
<i>Max</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, beide Lsg.	$124.54 \pm 0.11$	$19.87 \pm 0.10$
<i>Mean</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, beide Lsg.	$125.00 \pm 0.11$	$19.99 \pm 0.11$
<i>Max</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, gleiches VZ	$129.17 \pm 0.10$	$16.26 \pm 0.08$
<i>Mean</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, gleiches VZ	$129.17 \pm 0.10$	$16.25 \pm 0.08$
<i>Max</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, $p_z$ -Differenz	$129.17 \pm 0.10$	$16.26 \pm 0.08$
<i>Mean</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, $p_z$ -Differenz	$129.17 \pm 0.10$	$16.25 \pm 0.08$
kollineare Näherung (CMS)	$124.01 \pm 0.09$	$17.62 \pm 0.08$
kollineare Näherung (ATLAS)	$129.93 \pm 0.09$	$16.56 \pm 0.07$

Tabelle 9.1: Ergebnisse der Gaußanpassung an normierte Verteilungen des MMCs und der kollinearen Masse für Ereignisse aus Gluon-Gluon-Fusion

Histogramm	$\mu / \text{GeV}$	$\sigma / \text{GeV}$
<i>Max</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, Mittelwert	$125.86 \pm 0.09$	$17.80 \pm 0.10$
<i>Mean</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, Mittelwert	$125.86 \pm 0.09$	$17.80 \pm 0.10$
<i>Max</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, beide Lsg.	$125.34 \pm 0.09$	$17.67 \pm 0.10$
<i>Mean</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, beide Lsg.	$125.86 \pm 0.09$	$17.80 \pm 0.10$
<i>Max</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, gleiches VZ	$128.59 \pm 0.09$	$14.76 \pm 0.08$
<i>Mean</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, gleiches VZ	$128.60 \pm 0.09$	$14.76 \pm 0.08$
<i>Max</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, $p_z$ -Differenz	$128.59 \pm 0.09$	$14.76 \pm 0.08$
<i>Mean</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, $p_z$ -Differenz	$128.60 \pm 0.09$	$14.76 \pm 0.08$
kollineare Näherung (CMS)	$124.13 \pm 0.08$	$15.99 \pm 0.08$
kollineare Näherung (ATLAS)	$128.92 \pm 0.09$	$15.21 \pm 0.07$

Tabelle 9.2: Ergebnisse der Gaußanpassung an normierte Verteilungen des MMCs und der kollinearen Masse für Ereignisse aus Vektorbosonfusion

Für die  $E_{2\nu}$ -Scans beträgt die Effizienz 81% für GGF bzw. 79% für VBF. Zwischen den vier Varianten des  $E_{2\nu}$ -Scans sind wieder keine Unterschiede zu erkennen. Alle Mittelwerte, für GGF und VBF, sind aufgrund der  $E_T^{\text{miss}}$ -Verschiebung während des 3D-Scans um etwa 4 GeV nach oben verschoben, das heißt zu etwa 129 GeV. Die Auflösung beträgt für GGF 16.3 GeV und für VBF 14.8 GeV.

Für die  $m_{2\nu}$ -Scans hingegen ist kein signifikanter Anteil an Ereignissen ohne  $m_{\text{MMC}}$ -Lösung zu erkennen. Die Mittelwerte der MMC-Verteilungen für die  $m_{2\nu}$ -Scans liegen bei 125 GeV für GGF und 126 GeV für VBF. Die Asymmetrie des *Max*- $m_{2\nu}$ -Scans mit beiden Lösungen, gegenüber den anderen  $m_{2\nu}$ -Verteilungen ist weniger ausgeprägt, doch der zugehörige Mittelwert ist weiterhin um etwa 0.5 GeV geringer. Betrachtet man die Verteilungen in [Abbildung 9.1](#) so fällt die breite Flanke für kleine Massen in den  $m_{\text{MMC}}$ -Verteilungen der  $m_{2\nu}$ -Scans auf, wodurch sich, trotz der Verschiebung durch den  $E_T^{\text{miss}}$ -Scan, ein Mittelwert in der Nähe der Higgs-Boson-Masse ergibt. Die

Auflösung der  $m_{2\nu}$ -Verteilungen sind 20 GeV für GGF und 17.8 GeV für VBF, während die Auflösung für den  $Max-m_{2\nu}$ -Scan mit beiden Lösungen um etwa 0.1 GeV geringer ist. Verglichen mit dem  $E_{2\nu}$ -Scan ist die Auflösung damit 3 bis 4 GeV schlechter, doch erreicht der  $m_{2\nu}$ -Scan wieder eine Effizienz von praktisch 100%.

Die beiden Varianten der kollinearen Näherung unterscheiden sich für die rekonstruierten Ereignisse deutlich. Aus den Gaußanpassungen erhält man für den Mittelwert der CMS-Variante einen Wert von etwa 124 GeV mit einer Breite  $\sigma$  von 16.0 GeV für Vektorbosonfusion und 17.6 GeV für Gluon-Gluon-Fusion, während die ATLAS-Variante hingegen eine etwas bessere Auflösung von 16.6 GeV für GGF bzw. 15.2 GeV für VBF erreicht, wobei der angepasste Mittelwert jedoch, über der Higgs-Masse, bei 130 GeV für GGF bzw. 129 GeV für VBF liegt.

Generell ergibt sich für Vektorbosonfusion eine bessere Massenauflösung und auch ein genauerer Mittelwert als für Gluon-Gluon-Fusion. Die Verteilungen der  $E_{2\nu}$ -Varianten des MMCs, sind abgesehen von dem Anteil an Ereignissen ohne  $m_{MMC}$ -Ergebnis, mit der Verteilung von  $m_{coll,ATLAS}$  vergleichbar. Die Mittelwerte der  $E_{2\nu}$ -Scans liegen mit 129.2 GeV, nur 0.7 GeV unter dem Mittelwert der  $m_{coll,ATLAS}$ -Verteilung und auch die Auflösung der  $E_{2\nu}$ -Scans ist mit 16.3 GeV um 0.3 GeV besser als die Auflösung der  $m_{coll,ATLAS}$ -Verteilung. Aufgrund des Ausläufers in den Verteilungen der  $m_{2\nu}$ -Scans ergibt sich für deren Mittelwert zwar ein Wert von 125 GeV, jedoch ist die Auflösung im Vergleich mit den  $E_{2\nu}$ -Scans um 2.7 GeV schlechter.

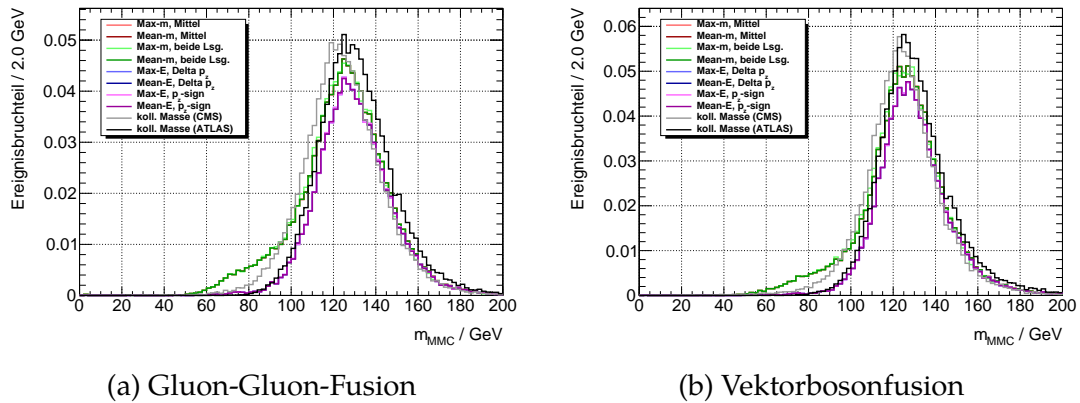


Abbildung 9.1: Vergleich der verschiedenen MMC-Methoden und der beiden Varianten der kollinearen Masse mit rekonstruierten LFV-Ereignissen, für die verschiedenen Produktionsprozesse. Aufgrund der Ähnlichkeit ist nur das zuletzt gezeichnete Histogramm der  $E_{2\nu}$ - und  $m_{2\nu}$ -Scans zu sehen.

### 9.3 Der MMC für rekonstruierte Ereignisse des Untergrundprozesses $H \rightarrow \tau_{\text{lep}} \tau_{\text{lep}}$

Nachdem der MMC für Lepton-Flavour-verletzende Higgs-Boson-Zerfälle diskutiert wurde, soll nun noch untersucht werden wie die rekonstruierten Massenverteilungen für Untergrundprozesse wie den im Standardmodell vorkommenden Zerfall des Higgs-Bosons in zwei  $\tau$ -Leptonen aussehen. Wie bereits für die LFV-Ereignisse werden auch hier nur leptonische Endzustände betrachtet und die gleiche Selektion wie für den Signalprozess angewendet.

Die Verteilungen sind in [Abbildung 9.2](#) wieder für Gluon-Gluon-Fusion und Vektorbosonfusion getrennt dargestellt.

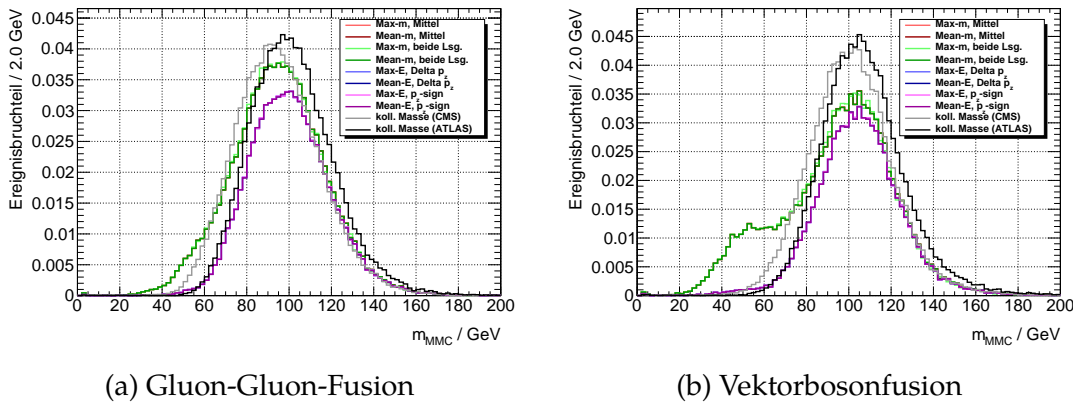


Abbildung 9.2: Vergleich der verschiedenen MMC-Methoden und den beiden Varianten der kollinearen Masse mit rekonstruierten Monte-Carlo-Ereignissen, für die verschiedenen Produktionsprozesse für  $H \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse. Aufgrund der Ähnlichkeit ist nur das zuletzt gezeichnete Histogramm der  $E_{2\nu}$ - und  $m_{2\nu}$ -Scans zu sehen.

Mit den Scans über  $E_{2\nu}$  liefert der MMC für 22.2% der GGF-Ereignisse und etwa 26% der VBF-Ereignisse, kein Ergebnis. Dies ist in den folgenden Abbildungen jedoch nicht mehr aus dem ersten Bin ablesbar. Denn verglichen mit dem Bruchteil an Ereignissen für den keine Lösung existiert, ist der maximale Ereignisbruchteil der eigentlichen Verteilungen so gering, dass diese kleiner skaliert und damit deutlich schwieriger voneinander zu unterscheiden wären.

Wie in den Anpassungsergebnissen in den Tabellen 9.1 und 9.4 zu sehen ist, vergleichen sich die verschiedenen Verteilungen untereinander, praktisch wie die die Verteilungen der bereits diskutierten LFV-Ereignisse. Mit dem Unterschied, dass, aufgrund der Vernachlässigung von zwei Neutrinos, der Mittelwert der Verteilungen für die  $m_{2\nu}$ -Scans deutlich geringer ist als der Wert der Higgs-Boson-Masse. Für Gluon-Gluon-Fusion erhält man für die Mittelwerte etwa 95 GeV und 100 GeV für die  $m_{2\nu}$ - bzw.  $E_{2\nu}$ -Scans und für Vektorbosonfusion entsprechend 95 GeV für die  $m_{2\nu}$ -Scans bzw. 105 GeV für die  $E_{2\nu}$ -Scans. Der Mittelwert der  $m_{2\nu}$ -Verteilungen, mit einer Breite von etwa 22 GeV für GGF und 26 GeV für VBF, ist somit 30 GeV von der nominellen

Histogramm	$\mu$ / GeV	$\sigma$ / GeV
<i>Max</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, Mittelwert	$94.57 \pm 0.09$	$21.73 \pm 0.07$
<i>Mean</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, Mittelwert	$94.57 \pm 0.09$	$21.73 \pm 0.07$
<i>Max</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, beide Lsg.	$94.28 \pm 0.09$	$21.56 \pm 0.07$
<i>Mean</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, beide Lsg.	$94.57 \pm 0.09$	$21.73 \pm 0.07$
<i>Max</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, gleiches VZ	$99.80 \pm 0.09$	$18.30 \pm 0.06$
<i>Mean</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, gleiches VZ	$99.81 \pm 0.09$	$18.30 \pm 0.06$
<i>Max</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, $p_z$ -Differenz	$99.80 \pm 0.09$	$18.30 \pm 0.06$
<i>Mean</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, $p_z$ -Differenz	$99.81 \pm 0.09$	$18.30 \pm 0.06$
kollineare Näherung (CMS)	$94.69 \pm 0.08$	$18.84 \pm 0.05$
kollineare Näherung (ATLAS)	$101.18 \pm 0.08$	$17.56 \pm 0.05$

Tabelle 9.3: Ergebnisse der Gaußanpassung an normierte Verteilungen des MMCs und der kollinearen Masse für  $H \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse aus Gluon-Gluon-Fusion

Histogramm	$\mu$ / GeV	$\sigma$ / GeV
<i>Max</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, Mittelwert	$95.42 \pm 0.12$	$25.75 \pm 0.09$
<i>Mean</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, Mittelwert	$95.46 \pm 0.12$	$25.70 \pm 0.09$
<i>Max</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, beide Lsg.	$95.14 \pm 0.12$	$25.33 \pm 0.09$
<i>Mean</i> - $m_{2\nu}$ -Scan, beide Lsg.	$95.46 \pm 0.12$	$25.70 \pm 0.09$
<i>Max</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, gleiches VZ	$104.50 \pm 0.09$	$18.36 \pm 0.08$
<i>Mean</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, gleiches VZ	$104.50 \pm 0.09$	$18.36 \pm 0.08$
<i>Max</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, $p_z$ -Differenz	$104.50 \pm 0.09$	$18.36 \pm 0.08$
<i>Mean</i> - $E_{2\nu}$ -Scan, $p_z$ -Differenz	$104.50 \pm 0.09$	$18.36 \pm 0.08$
kollineare Näherung (CMS)	$100.68 \pm 0.08$	$18.80 \pm 0.06$
kollineare Näherung (ATLAS)	$105.95 \pm 0.08$	$17.82 \pm 0.06$

Tabelle 9.4: Ergebnisse der Gaußanpassung an normierte Verteilungen des MMCs und der kollinearen Masse für  $H \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse Vektorbosonfusion

Masse des Higgs-Bosons entfernt, während der Mittelwert der  $E_{2\nu}$ -Verteilungen, mit einer Breite von 18 GeV für GGF und VBF, nur 25 GeV für GGF und 20 GeV für VBF von  $m_H$  entfernt sind. Dies entspricht im Falle der  $m_{2\nu}$ -Scans für beide Produktionsprozesse einer relativen Verschiebung von 24% im Bezug auf die Masse des Higgs-Bosons. Für die  $E_{2\nu}$ -Scans ergibt sich dagegen nur eine relative Verschiebung von 20% für GGF bzw. 16% für VBF.

Für die CMS-Variante der kollinearen Näherung ergibt sich für GGF derselbe Mittelwert von 95 GeV wie für die  $m_{2\nu}$ -Scans und für VBF liegt der Mittelwert mit 101 GeV zwischen den unterschiedlichen  $E_{2\nu}$ - und  $m_{2\nu}$ -Scans. Der Mittelwert ATLAS-Variante hingegen ist für GGF und VBF um etwa 2 GeV größer als die Mittelwerte der  $E_{2\nu}$ -Scans. Die ATLAS-Variante erreicht auch für den Untergrundprozess die höchste Auflösung von 17.6 GeV und 17.8 GeV für GGF und VBF. Die Auflösung der CMS-Variante ist dagegen, für beide betrachteten Produktionsprozesse, um etwa 0.5 GeV größer als die Auflösung der  $E_{2\nu}$ -Scans.

## 9.4 Der MMC für rekonstruierte Ereignisse des Untergrundprozesses $Z \rightarrow \tau_{\text{lep}} \tau_{\text{lep}}$

Als zweiten Untergrundprozess wird Drell-Yan-Produktion eines  $\tau^+ \tau^-$ -Paares betrachtet, welches wiederum in leptonische Endzustände zerfällt. Dabei wurden dieselben Selektionsschnitte wie zuvor angewendet.

Die MMC-Verteilungen sind in [Abbildung 9.3](#) gemeinsam mit den Verteilungen der beiden kollinearen Näherungen dargestellt.

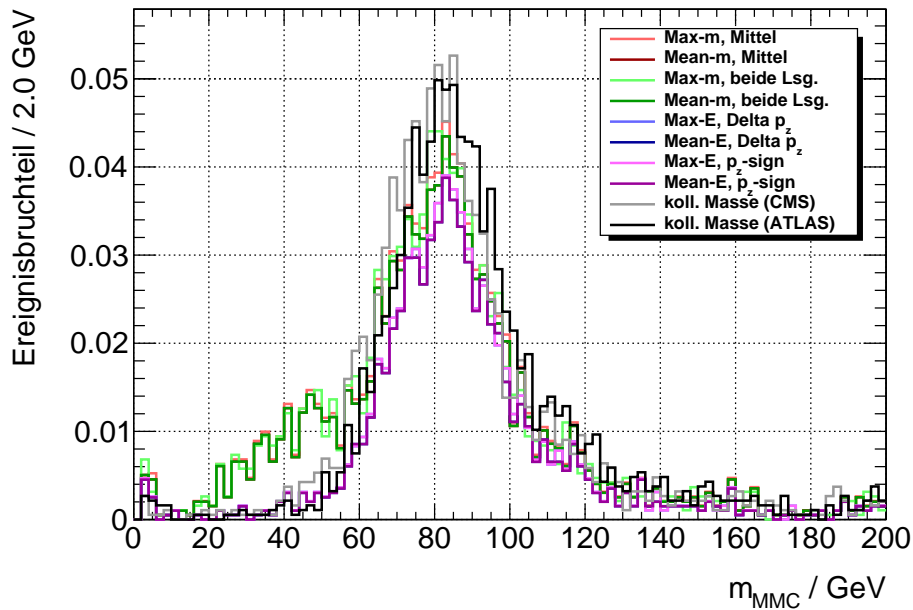


Abbildung 9.3: Vergleich der verschiedenen MMC-Methoden und den beiden Varianten der kollinearen Masse mit rekonstruierten Monte-Carlo-Ereignissen, für die verschiedenen Produktionsprozesse. Aufgrund der Ähnlichkeit ist nur das zuletzt gezeichnete Histogramm der  $E_{2\nu}$ - und  $m_{2\nu}$ -Scans zu sehen.

Der Anteil an Ereignissen für die sich über die  $E_{2\nu}$ -Scans keine Ergebnis für  $m_{\text{MMC}}$  berechnen lässt, ist für  $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse noch größer. Wird über  $E_{2\nu}$  gescannt so erhält man in etwa 30% der Fälle keine Lösung für  $m_{\text{MMC}}$  und sogar der *Max-Scan* über  $m_{2\nu}$  liefert für  $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse in etwa 0.3% der Fälle keine Lösung. Abgesehen davon sind die Unterschiede in der Form der Verteilung zwischen den verschiedenen Varianten qualitativ ähnlich.

Für die Mittelwerte ergibt sich aus der Anpassung ein Wert von etwa 79 GeV für die  $m_{2\nu}$ -Scans und 84 GeV für die  $E_{2\nu}$ -Scans. Das heißt die Verteilungen sind gegenüber der nominellen  $Z$ -Boson-Masse  $m_Z$  um 12 GeV bzw. 7 GeV verschoben, was einer relativen Verschiebung von 13% und 8% entspricht. Das heißt äquivalent zu den  $H \rightarrow \tau\tau$ -Ereignissen sind die Verteilungen um eine kleinere Masse als die des zerfallenen Bosons zentriert. Die Auflösung der Verteilungen des  $E_{2\nu}$ -MMCs und den den beiden Varianten

Histogramm	$\mu$ / GeV	$\sigma$ / GeV
<i>Max-<math>m_{2\nu}</math>-Scan, Mittelwert</i>	$78.67 \pm 0.61$	$24.38 \pm 0.67$
<i>Mean-<math>m_{2\nu}</math>-Scan, Mittelwert</i>	$78.67 \pm 0.61$	$24.38 \pm 0.67$
<i>Max-<math>m_{2\nu}</math>-Scan, beide Lsg.</i>	$78.29 \pm 0.61$	$24.18 \pm 0.68$
<i>Mean-<math>m_{2\nu}</math>-Scan, beide Lsg.</i>	$78.67 \pm 0.61$	$24.38 \pm 0.67$
<i>Max-<math>E_{2\nu}</math>-Scan, gleiches VZ</i>	$83.79 \pm 0.49$	$15.86 \pm 0.50$
<i>Mean-<math>E_{2\nu}</math>-Scan, gleiches VZ</i>	$83.79 \pm 0.49$	$15.88 \pm 0.50$
<i>Max-<math>E_{2\nu}</math>-Scan, <math>p_z</math>-Differenz</i>	$83.79 \pm 0.49$	$15.86 \pm 0.50$
<i>Mean-<math>E_{2\nu}</math>-Scan, <math>p_z</math>-Differenz</i>	$83.79 \pm 0.49$	$15.88 \pm 0.50$
kollineare Näherung (CMS)	$81.64 \pm 0.45$	$16.45 \pm 0.44$
kollineare Näherung (ATLAS)	$85.57 \pm 0.47$	$15.94 \pm 0.41$

Tabelle 9.5: Ergebnisse der Gaußanpassung an normierte Verteilungen des MMCs und der kollinearen Masse

ten der kollinearen Näherung sind alle innerhalb der statistischen Schwankung mit etwa 16 GeV. Die Auflösung  $m_{2\nu}$ -MMC's dagegen ist um mehr als 8 GeV schlechter. Der Mittelwert der ATLAS-Variante der kollinearen Näherung liegt bei 86 GeV und damit nur etwa 5 GeV unterhalb des erwarteten Werts  $m_Z$ . Für die CMS-Variante liegt der Mittelwert immerhin bei etwa 82 GeV und damit 9 GeV unterhalb von  $m_Z$ .

## 9.5 Vergleich der verschiedenen Prozesse

Die Ereignisse aus den verschiedenen Signal- und Untergrundprozessen können auch direkt für die einzelnen Varianten des MMCs, miteinander verglichen werden, um deren spezifische Charakteristiken miteinander vergleichen zu können. In diesen Betrachtungen fehlt jedoch immer die Information darüber, wieviele Ereignisse aus der Monte-Carlo-Simulation, aufgrund der strengen Einschränkung auf genau zwei Leptonen im Endzustand, nicht berücksichtigt werden. Dazu müssten die relativen Wirkungsquerschnitte und die Effizienz der Selektion berücksichtigt werden, sodass hier nur Aussagen über die Effizienz des MMCs im Bezug auf Ereignisse mit zwei Leptonen gemacht werden können.

Die Verteilungen der  $m_{2\nu}$ -Scans sind [Abbildung 9.4](#) dargestellt. Die LFV-Verteilungen mit der simulierten  $E_T^{\text{miss}}$ -Auflösung (siehe [Kapitel 8](#)) waren deutlich schmaler als die Verteilungen mit rekonstruierten LFV-Ereignissen. Der Grund dafür liegt wahrscheinlich darin, dass die erwartete  $E_T^{\text{miss}}$ -Auflösung zu niedrig abgeschätzt wurde, da für  $\sum E_T$  in [Kapitel 8](#) nicht die im Detektor gemessene Größe verwendet wurde, sondern die Summe der transversalen Energien der beiden Leptonen. Auch  $E_T^{\text{miss}}$  wurde bisher immer aus den Vierervektoren der Neutrinos berechnet und anschließend die Detektorauflösung simuliert. Doch für die rekonstruierten Ereignisse werden für  $E_T^{\text{miss}}$  als auch  $\sum E_T$  nun rekonstruierten Werte verwendet. Bei den rekonstruierten Ereignissen kommen zusätzlich noch weitere Auflösungseffekte durch die vollständige Detektorsimulation hinzu, insbesondere *Pile-Up*, *Underlying Event*, etc. Das begrenzte

Auflösungsvermögen auf die Leptonkinematik oder auch *fake*-Leptonen sollten hingegen eine vernachlässigbare Rolle spielen.

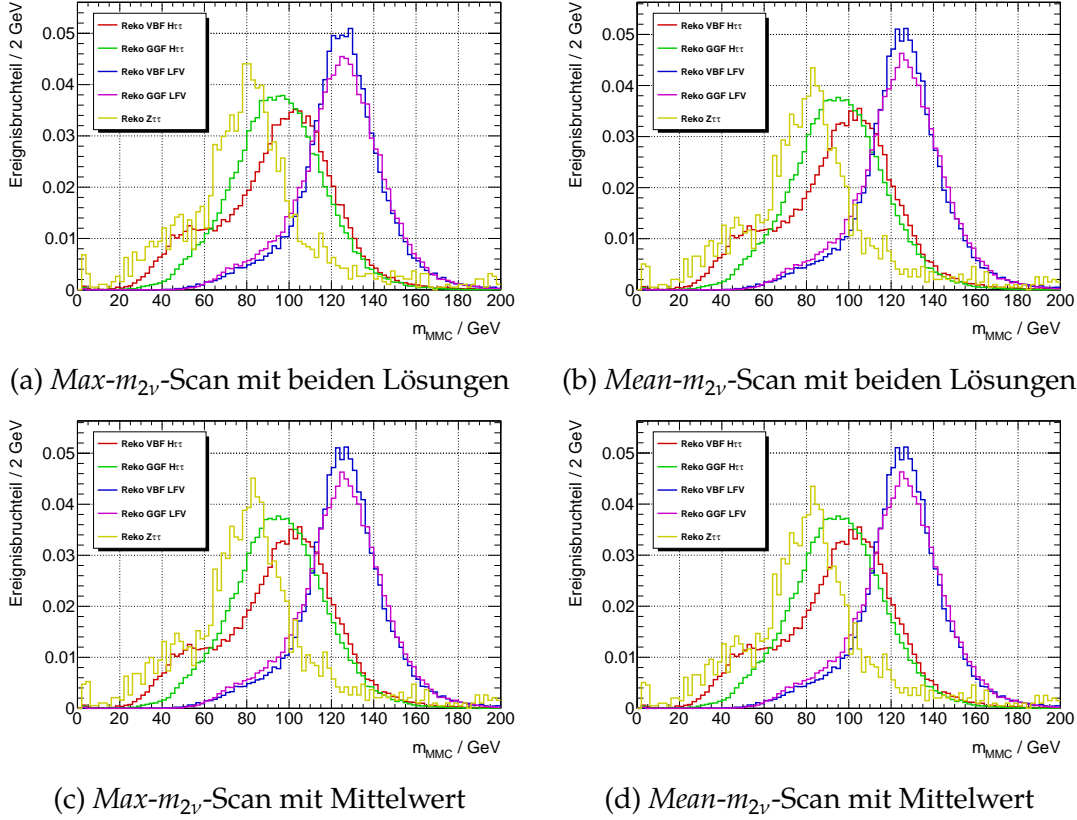
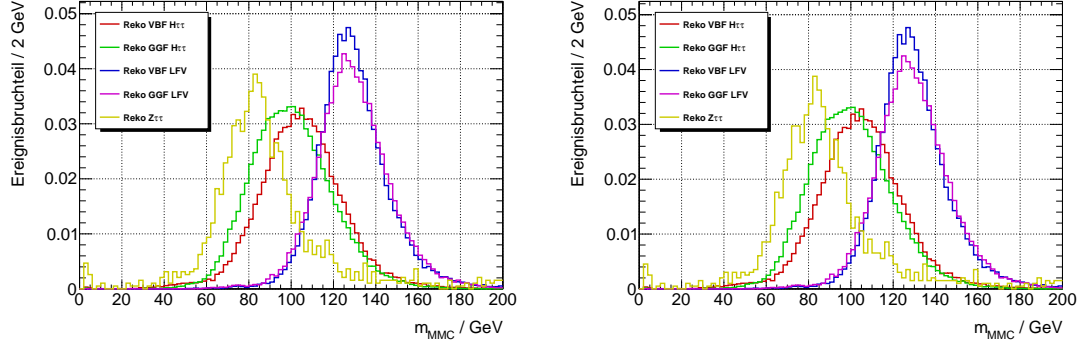


Abbildung 9.4: Vergleich der verschiedenen Produktionsprozesse für die verschiedenen Varianten des  $m_{2\nu}$ -MMC mit rekonstruierten Monte-Carlo-Ereignissen

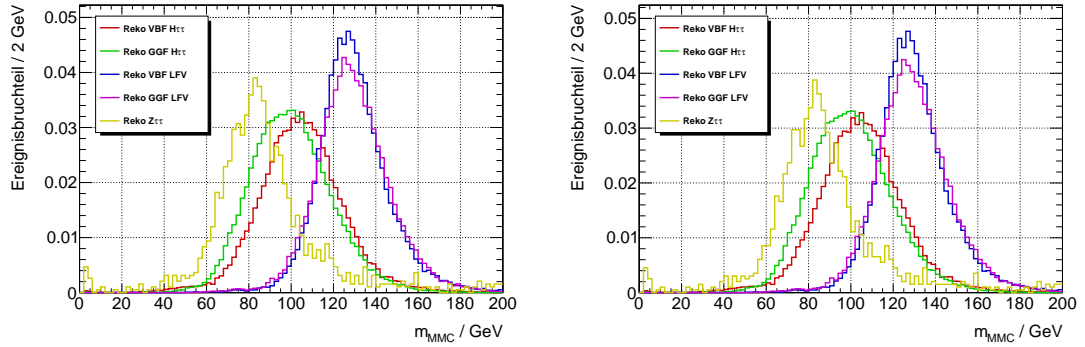
Charakteristisch für die Verteilungen der  $m_{2\nu}$ -Scans sind die, oben bereits erwähnten, breiten Flanken auf der linken Seite der Verteilungen bei kleineren Massen  $m_{MMC}$ . Für die LFV-Verteilungen ist der Verlauf des linken Ausläufer für GGF und VBF praktisch gleich, doch für die  $H \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse unterscheiden sich die Verteilungen für GGF und VBF deutlich. Qualitative Unterschiede zwischen *Mean*- und *Max*-MMC oder auch unter der Verwendung beider Lösung oder deren Mittelwerts sind für die  $m_{2\nu}$ -Scans kaum zu erkennen, außer dass der *Mean*-MMC für etwa 3.5% der  $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse kein Ergebnis für  $m_{MMC}$  liefern kann. Die Mittelwerte der Verteilungen der Signalereignisse und den Verteilungen des  $H \rightarrow \tau\tau$ -Signals unterscheiden sich um 30 GeV für GGF und um 31 GeV für VBF. Mit den beobachteten Auflösungen der Signalverteilungen von 20 GeV für GGF und 18 GeV für VBF und der  $H \rightarrow \tau\tau$ -Verteilungen von 22 GeV für GGF und 26 GeV für VBF, überlappen die  $1\sigma$ -Bereiche der Verteilungen über einen Bereich von 12 GeV für GGF und um 13 GeV für VBF. Der Mittelwert der  $Z \rightarrow \tau\tau$ -Verteilungen ist um etwa 46 GeV für das GGF-Signal und 47 GeV für das VBF-Signal gegenüber den LFV-Verteilungen verschoben. Die  $1\sigma$ -Bereiche der

Verteilungen überlappen nicht, sondern sind für das GGF-Signal um 3 GeV und für das VBF-Signal um 5 GeV voneinander getrennt.



(a)  $Max-E_{2\nu}$ -Scan mit kleinerer  $p_z$ -Differenz

(b)  $Mean-E_{2\nu}$ -Scan mit kleinerer  $p_z$ -Differenz



(c)  $Max-E_{2\nu}$ -Scan mit Selektion über dasselbe Vorzeichen von  $p_z$

(d)  $Mean-E_{2\nu}$ -Scan Selektion über dasselbe Vorzeichen von  $p_z$

Abbildung 9.5: Vergleich der verschiedenen Produktionsprozesse für die verschiedenen Varianten des  $E_{2\nu}$ -MMCs mit rekonstruierten Monte-Carlo-Ereignissen

In [Abbildung 9.5](#) sind die Verteilungen von  $m_{MMC}$  für die  $E_{2\nu}$ -Scans dargestellt. Für alle Varianten des  $E_{2\nu}$ -Scans ist der verhältnismäßig große Anteil an Ereignissen für die kein Ergebnis  $m_{MMC}$  berechnet werden kann, charakteristisch. Für die Untergrundprozesse  $H \rightarrow \tau\tau$ , mit Produktion des Higgs-Bosons über VBF, und  $Z \rightarrow \tau\tau$  beträgt dieser Anteil etwa 30%, während der Anteil für  $H \rightarrow \tau\tau$  über GGF und die LFV-Signale Ereignisse geringer ist und etwa 20% beträgt. Ansonsten sind auch für die beiden Varianten  $Max$ - und  $Mean$ -Scan oder die verschiedenen Selektionen der korrekten  $p_{2\nu,z}$ -Lösung keine signifikanten Unterschiede untereinander zu erkennen. Die Mittelwerte der Verteilungen der Signale Ereignisse und der Verteilungen der  $H \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse unterscheiden sich um 29 GeV für GGF und um 24 GeV für VBF. Mit den beobachteten Auflösungen der Signalverteilungen von 16 GeV für GGF und 15 GeV für VBF und der  $H \rightarrow \tau\tau$ -Verteilungen von 18 GeV für beide Produktionsprozesse, überlappen die  $1\sigma$ -Bereiche der Verteilungen über einen Bereich von 5 GeV für GGF und um 9 GeV für VBF. Der Mittelwert der  $Z \rightarrow \tau\tau$ -Verteilungen ist um etwa 45 GeV für das GGF-



und VBF-Signal den LFV-Verteilungen verschoben. Das heißt die  $1\sigma$ -Bereiche der Verteilungen überlappen nicht, sondern sind für das GGF-Signal um 13 GeV und für das VBF-Signal um 14 GeV voneinander getrennt.

Im Prinzip erreicht der MMC mit Scan über die Variable  $E_{2\nu}$  eine bessere Auflösung als der Scan über  $m_{2\nu}$  und das obwohl nur ein Bruchteil von 1% der Scanpunkte pro Ereignis in die Berechnung der Ergebnisse  $m_{\text{MMC}}$  miteinfließt.

Die Auflösungen für die beiden Varianten der kollinearen Näherung sind zur Vollständigkeit in [Abbildung 9.6](#) dargestellt.

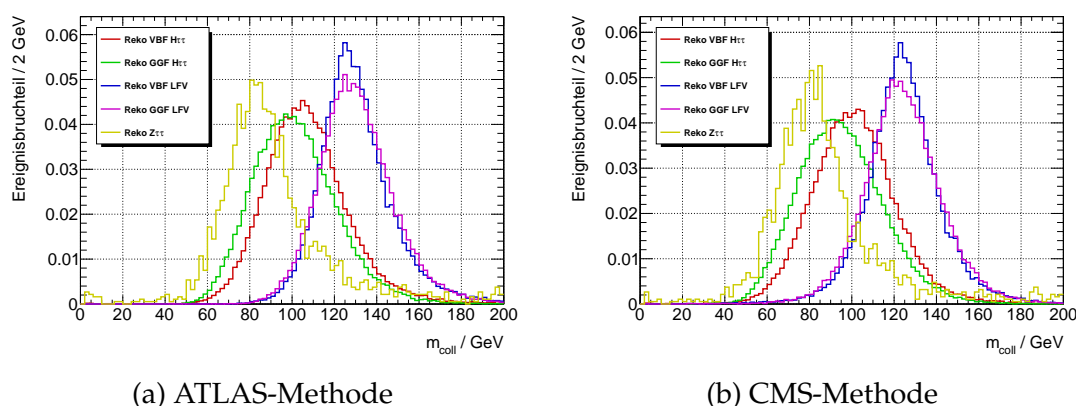


Abbildung 9.6: Vergleich der verschiedenen Produktionsprozesse für die verschiedenen Varianten der kollinearen Näherung mit rekonstruierten Monte-Carlo-Ereignissen

Der Verlauf der einzelnen Kurven relativ zueinander, zeigt auch für die beiden Varianten der kollinearen Masse keine deutlich unterschiedliche Charakteristik. Für beide Varianten der kollinearen Näherung sind der Mittelwert der Signalverteilungen gegenüber der  $H \rightarrow \tau\tau$ -Verteilung um 29 GeV für GGF und 23 GeV für VBF verschoben. Für GGF überlappen die  $1\sigma$ -Bereiche der Verteilungen um 8 GeV für die CMS-Variante und 6 GeV für die ATLAS-Variante. Für VBF überlappen die  $1\sigma$ -Bereiche der Verteilungen um 12 GeV für die CMS-Variante und 10 GeV für die ATLAS-Variante. Der Mittelwert der  $Z \rightarrow \tau\tau$ -Verteilungen ist gegenüber den Signalverteilungen um etwa 42 GeV für die CMS-Variante und um 44 GeV für die ATLAS-Variante verschoben. Auch für die kollinearen Näherungen überlappen die Signalverteilungen innerhalb des  $1\sigma$ -Bereichs nicht mit  $Z \rightarrow \tau\tau$ -Verteilungen, sondern sind für die CMS-Variante um etwa 9 GeV (mit Abweichungen von 1 GeV je nachdem ob GGF oder VBF betrachtet wird) und für die ATLAS-Variante 12 GeV (ebenfalls mit Abweichungen von 1 GeV bei Unterscheidung von GGF und VBF). Die Überlappung ist für GGF aufgrund der schlechteren Auflösung um etwa 2 GeV größer als für VBF. Die kollineare Näherung bietet im Vergleich zum MMC den Vorteil, dass in jedem Fall eine Lösung für die invariante Masse des betrachteten Prozesses berechnet werden kann.



---

## Zusammenfassung

Lepton-Flavour-verletzende Zerfälle  $H \rightarrow \tau e / \tau \mu$  des Higgs-Bosons mit einer Masse von 125 GeV treten in vielen Erweiterungen des Standardmodells auf. Eine genaue Rekonstruktion der invarianten Masse des Leptonpaares trotz der beiden Neutrinos im Endzustand ist von großer Bedeutung für die Trennung von Signal und Untergrund. In der vorliegenden Arbeit wurde für die Zerfälle  $H \rightarrow \tau \ell \rightarrow \ell \ell' 2\nu$  bei einer Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s} = 8$  GeV am ATLAS-Experiment eine neue Variante des MMCs entwickelt und untersucht. Diese unterscheiden sich im Bezug auf die verwendeten Scanvariablen und im Umgang mit den beiden Lösungen, welche sich aus der quadratischen Gleichung ergeben.

Zunächst wurde der MMC auf Generatorniveau entwickelt, das heißt es wurden die *truth*-Vektoren aus der Ereignissimulation verwendet, um die verschiedenen Varianten des MMCs, unbeeinflusst von Detektoreffekten, untersuchen zu können. Um dem Auflösungsvermögen im Experiment näher zu kommen wurde anschließend die Auflösung des ATLAS-Detektors für die Messgröße  $E_T^{\text{miss}}$  simuliert. Dadurch sinkt die Effizienz des MMCs zunächst drastisch und muss deshalb um einen zusätzlichen Scan über die fehlende, transversale Energie erweitert werden. Die verwendete Algorithmus findet auch im MMC für  $\tau\tau$ -Zerfälle Anwendung. In einem dritten Schritt wurden dann die Ergebnisse des MMCs unter Verwendung von rekonstruierten Ereignissen untersucht. Das heißt unter Berücksichtigung der vollständigen Detektorsimulation.

Die einzelnen Varianten des MMCs, wurden für verschiedene Produktionsprozesse betrachtet und miteinander verglichen. Als Maß für die Auflösung in den LFV-Suchen, wurden die MMC-Verteilungen zusätzlich mit der kollinearen Näherung verglichen, da diese in bisherigen LFV-Analysen bereits verwendet wurde.

Der MMC wurde für zwei verschiedene Scanvariablen untersucht: die Energie des Neutrinosystems  $E_{2\nu}$  im Laborsystem und die invariante Masse  $m_{2\nu}$  des Neutrinosystems. Durch den dreidimensionalen  $E_T^{\text{miss}}$ -Scan kann die Auflösung der fehlenden transversalen Energie in  $x$ - und  $y$ -Komponente deutlich verbessert werden. Allerdings geht diese verbesserte Auflösung mit einer Verschiebung des Betrags der fehlenden

transversalen Energie  $|E_T^{\text{miss}}|$  einher. Dadurch verschieben sich insbesondere auch die MMC-Verteilungen hin zu größeren Massen  $m_{\text{MMC}}$ .

Für beide Scanvariablen ergeben sich aufgrund der quadratischen Gleichung zwei Lösungen.

Für den  $E_{2\nu}$ -Scan sind die beiden Lösungen des Gleichungssystems jedoch mit dem  $z$ -Impuls des Leptons  $\ell_\tau$  korreliert, sodass in 99% der Fälle eine Selektion der "korrekten" Lösung möglich ist. Die beiden Methoden zur Selektion der korrekten Lösung, über den Vergleich der Vorzeichen der  $z$ -Impulse von Neutrinosystem und Lepton  $\ell_\tau$  oder über die geringere Differenz der  $z$ -Impulse, sind dabei völlig gleichwertig und unterscheiden sich weder in der Form der Verteilungen, noch in Mittelwert, Auflösung oder Effizienz. Auch macht es Ereignisse mit simulierter  $E_T^{\text{miss}}$ -Auflösung und für rekonstruierte Ereignisse keinen Unterschied, ob der *Max*- oder der *Mean*-MMC verwendet wird. Jedoch erreicht der MMC mit  $E_{2\nu}$ -Scan für rekonstruierte Ereignisse nur eine Effizienz von etwa 80% für GGF und 81% für VBF.

Für den  $m_{2\nu}$ -Scans konnte keine Methode gefunden werden, um die beiden Lösungen der quadratischen Gleichung voneinander zu unterscheiden. Stattdessen verwendet der  $m_{2\nu}$ -Scan entweder beide Lösungen für  $m_{\tau,\ell_{\text{FV}}}$  oder deren Mittelwert. Die Effizienz der  $m_{2\nu}$ -Scans liegt auch für rekonstruierte Ereignisse praktisch bei 100%. Gleichzeitig sind jedoch die linken Flanken in den Verteilungen der  $m_{2\nu}$ -Scans deutlich stärker ausgeprägt, als für die Verteilungen der  $E_{2\nu}$ -Scans oder der kollinearen Masse. Das heißt die nominelle Effizienz des  $m_{2\nu}$ -Scans beträgt zwar 100%, da dieser immer ein Ergebnis  $m_{\text{MMC}}$  berechnet, jedoch wird für einen Teil der Ereignisse auch eine deutlich zu geringe Masse  $m_{\text{MMC}}$  berechnet.

Die beiden Varianten der kollinearen Näherung erreichen ebenfalls eine Effizienz von 100%. Hier wurde sowohl die CMS- als auch die ATLAS-Variante der kollinearen Näherung betrachtet, die sich durch verschiedene Annahmen bzgl. der nicht gegebenen Kollinearität,  $p_{T,\ell_\tau} \not\parallel E_T^{\text{miss}}$ , unterscheiden.

Diese unterschiedlichen Methoden zur Massenrekonstruktion wurden, sowohl für den Signalprozess  $H \rightarrow \tau_{\text{lep}} \ell$  mit  $\ell = \mu, e$ , als auch für die beiden Untergrundprozesse  $H \rightarrow \tau_{\text{lep}} \tau_{\text{lep}}$  und  $Z \rightarrow \tau_{\text{lep}} \tau_{\text{lep}}$  untersucht und miteinander verglichen.

Die Mittelwerte der  $E_{2\nu}$ -Verteilungen für rekonstruierte LFV-Ereignisse sind aufgrund des  $E_T^{\text{miss}}$ -Scans um etwa 4 GeV bzgl. der nominellen Masse des Higgs-Bosons verschoben. Für die  $m_{2\nu}$ -Verteilungen ist der Zentralbereich ebenfalls zu größeren Massen  $m_{\text{MMC}}$  verschoben, doch ergibt sich für den Mittelwert der Verteilungen, aufgrund des linken Ausläufers, wieder zufällig ein Wert von 125 GeV für den Produktionsprozess GGF und 126 GeV für VBF. Der Mittelwert in den Verteilungen der kollinearen Näherung ist mit 124 GeV im Fall der CMS-Variante etwas zu gering und mit etwa 129 GeV für VBF und 130 GeV für GGF im Fall der ATLAS-Variante um etwa 4 bis 5 GeV zu groß.

Für die Auflösung der Verteilungen des LFV-Signals erhält man mit den  $E_{2\nu}$ -Scans, sowohl für GGF als auch VBF, die beste Auflösung. Gegenüber der  $m_{2\nu}$ -Scans ist die Auflösung um 3 GeV besser und gegenüber der  $m_{\text{coll,ATLAS}}$ -Verteilungen um 0.3 GeV für GGF und 0.4 GeV für VBF. Die Auflösung der CMS-Variante ist schlechter als die

---

der ATLAS-Variante und damit gegenüber der  $E_{2\nu}$ -Scans ebenfalls um etwa 1.3 GeV geringer.

Verglichen mit den Untergrundprozessen überlappen die  $1\sigma$ -Bereiche der  $Z \rightarrow \tau\tau$ -Ereignisse, für alle betrachteten Methoden zur Massenrekonstruktion, nicht mit den Verteilungen des LFV-Signals. Die größte Trennung der Verteilungen wird für die  $E_{2\nu}$ -Scans beobachtet mit einem Abstand der  $1\sigma$ -Bereiche von 13 GeV für GGF und 14 GeV für VBF. Für die beiden Varianten der kollinearen Näherung beträgt der Abstand hingegen nur etwa 9 GeV (mit Unterschieden von 1 GeV je nach betrachtetem Produktionsprozess) und für die  $m_{2\nu}$ -Scans wird die geringste Trennung der Verteilungen beobachtet mit einem Abstand von nur etwa 3 GeV für GGF und 5 GeV für VBF.

Für den Untergrundprozess  $H \rightarrow \tau\tau$  überlappen die  $1\sigma$ -Bereiche zwar, doch sind die relativen Unterschiede zwischen den verschiedenen Methoden zur Massenrekonstruktion äquivalent zum  $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrund. Für die  $E_{2\nu}$ -Scans überlappen die  $1\sigma$ -Bereiche der Verteilungen nur um 5 GeV für GGF und 9 GeV für VBF, während die  $1\sigma$ -Bereiche der  $m_{2\nu}$ -Scans dagegen um 12 GeV für GGF und 13 GeV für VBF überlappen. Auch mit der kollinearen Näherung ist keine vollständige Trennung der Zentralbereiche von den  $H \rightarrow \tau\tau$ -Verteilungen und den Signalverteilungen, sondern man erhält für die GGF eine Überlappung der  $1\sigma$ -Bereiche von 8 GeV für die CMS-Variante und 6 GeV für die ATLAS-Variante und für VBF von 12 GeV für die CMS-Variante und von 10 GeV für die ATLAS-Variante.

Das heißt die beste Trennung der Signal- und Untergrundprozesse ist mit den  $E_{2\nu}$ -Scans des MMCs möglich. Allerdings haben diese für das LFV-Signal nur eine Effizienz von etwa 80%. Alternativ kann die ATLAS-Variante der kollinearen Näherung verwendet werden mit einer Effizienz von 100% und einer nur geringfügig schlechteren Trennung der verschiedenen Verteilungen.

Allerdings konnten dabei nicht alle offenen Fragen zu den beobachteten Charakteristiken der verschiedenen Massenrekonstruktionsmethoden untersucht werden. Ist die genaue Ursache der Flanken in Verteilungen der  $m_{2\nu}$ -Scans noch nicht vollständig verstanden.

Außerdem ist die Gewichtung der Scanpunkte für den  $E_{2\nu}$ -Scan nicht optimal, da diese über die invariante Masse des Neutrinosystems  $m_{2\nu}$  berechnet werden muss, wenngleich für 99% der Scanpunkte keine reelle Lösung für  $m_{2\nu}$  existiert. Durch eine Optimierung der Gewichtung ergibt sich möglicherweise auch eine Steigerung der Effizienz des  $E_{2\nu}$ -Scans. Entweder kann die Gewichtungsfunktion in Abhängigkeit von  $E_{2\nu}$  im Laborsystem berechnet werden. Dies wird jedoch komplizierter als für die invariante Masse  $m_{2\nu}$ , da  $E_{2\nu}$  vom betrachteten Bezugssystem abhängig ist. Alternativ kann auch eine Anpassung an die beobachtete  $E_{2\nu}$ -Verteilung vorgenommen werden und die einzelnen Scanpunkte damit gewichtet werden.

In einem nächsten Schritt, können nun die verschiedenen, erwarteten Verteilungen der Signal- und Untergrundprozesse unter Berücksichtigung von  $\sigma_{\text{prod}} \times \text{BR}$  gemeinsam betrachtet und ein Wert für die erwartete Signifikanz der Signalereignisse gegenüber den Untergrundereignissen berechnet werden.



---

## Literatur

- [1] F. Englert und R. Brout. "Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons". In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (9 Aug. 1964), S. 321–323. doi: [10.1103/PhysRevLett.13.321](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.321).
- [2] P.W. Higgs. "Broken symmetries, massless particles and gauge fields". In: *Physics Letters* 12.2 (1964), S. 132–133. ISSN: 0031-9163. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0031-9163\(64\)91136-9](http://dx.doi.org/10.1016/0031-9163(64)91136-9).
- [3] Peter W. Higgs. "Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons". In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (16 Okt. 1964), S. 508–509. doi: [10.1103/PhysRevLett.13.508](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.508).
- [4] G. S. Guralnik, C. R. Hagen und T. W. B. Kibble. "Global Conservation Laws and Massless Particles". In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (20 Nov. 1964), S. 585–587. doi: [10.1103/PhysRevLett.13.585](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.585).
- [5] Peter W. Higgs. "Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons". In: *Phys. Rev.* 145 (4 Mai 1966), S. 1156–1163. doi: [10.1103/PhysRev.145.1156](https://doi.org/10.1103/PhysRev.145.1156).
- [6] T. W. B. Kibble. "Symmetry Breaking in Non-Abelian Gauge Theories". In: *Phys. Rev.* 155 (5 März 1967), S. 1554–1561. doi: [10.1103/PhysRev.155.1554](https://doi.org/10.1103/PhysRev.155.1554).
- [7] Sheldon L. Glashow. "Partial-symmetries of weak interactions". In: *Nuclear Physics* 22.4 (1961), S. 579–588. ISSN: 0029-5582. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0029-5582\(61\)90469-2](http://dx.doi.org/10.1016/0029-5582(61)90469-2).
- [8] Steven Weinberg. "A Model of Leptons". In: *Phys. Rev. Lett.* 19 (21 Nov. 1967), S. 1264–1266. doi: [10.1103/PhysRevLett.19.1264](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.1264).
- [9] Abdus Salam. "Weak and Electromagnetic Interactions". In: *Conf. Proc.* C680 519 (1968), S. 367–377.
- [10] G. 't Hooft und M. Veltman. "Regularization and renormalization of gauge fields". In: *Nuclear Physics B* 44.1 (1972), S. 189–213. ISSN: 0550-3213. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213\(72\)90279-9](http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213(72)90279-9).

- [11] Y. Nambu und G. Jona-Lasinio. “Dynamical Model of Elementary Particles Based on an Analogy with Superconductivity. I”. In: *Phys. Rev.* 122 (1 Apr. 1961), S. 345–358. doi: [10.1103/PhysRev.122.345](https://doi.org/10.1103/PhysRev.122.345).
- [12] ATLAS Collaboration. “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider”. In: *Journal of Instrumentation S08003* 3 (2008).
- [13] CMS Collaboration. “The CMS experiment at the CERN LHC. The Compact Muon Solenoid experiment”. In: *Journal of Instrumentation S08004* 3 (2008).
- [14] ATLAS Collaboration. “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”. In: *Phys. Lett. B* 716 (Aug. 2012), 1–29. 39 p.
- [15] ATLAS und CMS Collaborations. “Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC  $pp$  collision data at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV”. In: (2016). arXiv: [1606.02266](https://arxiv.org/abs/1606.02266) [hep-ex].
- [16] Super-Kamiokande Collaboration. “Solar  ${}^8\text{B}$  and hep Neutrino Measurements from 1258 Days of Super-Kamiokande Data”. In: *Phys. Rev. Lett.* 86 (25 Juni 2001), S. 5651–5655. doi: [10.1103/PhysRevLett.86.5651](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.5651).
- [17] SNO Collaboration. “Measurement of the Rate of  $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$  Interactions Produced by  ${}^8\text{B}$  Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory”. In: *Phys. Rev. Lett.* 87 (7 Juli 2001), S. 071301. doi: [10.1103/PhysRevLett.87.071301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.071301).
- [18] Super-Kamiokande Collaboration. “Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos”. In: *Phys. Rev. Lett.* 81 (8 Aug. 1998), S. 1562–1567. doi: [10.1103/PhysRevLett.81.1562](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.1562).
- [19] Super-Kamiokande Collaboration. “Measurement of Atmospheric Neutrino Flux Consistent with Tau Neutrino Appearance”. In: *Phys. Rev. Lett.* 97 (17 Okt. 2006), S. 171801. doi: [10.1103/PhysRevLett.97.171801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.171801).
- [20] Super-Kamiokande Collaboration. “Atmospheric neutrino oscillation analysis with subleading effects in Super-Kamiokande I, II, and III”. In: *Phys. Rev. D* 81 (9 Mai 2010), S. 092004. doi: [10.1103/PhysRevD.81.092004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.81.092004).
- [21] MEG Collaboration. “New Constraint on the Existence of the  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$  Decay”. In: *Phys. Rev. Lett.* 110 (20 Mai 2013), S. 201801. doi: [10.1103/PhysRevLett.110.201801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.201801).
- [22] Belle Collaboration. “New search for  $\tau \rightarrow \mu\gamma$  and  $\tau \rightarrow e\gamma$  decays at Belle”. In: *Physics Letters B* 666.1 (2008), S. 16–22. ISSN: 0370-2693. doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2008.06.056>.
- [23] BABAR Collaboration. “Searches for Lepton Flavor Violation in the Decays  $\tau^\pm \rightarrow e^\pm \gamma$  and  $\tau^\pm \rightarrow \mu^\pm \gamma$ ”. In: *Phys. Rev. Lett.* 104 (2 Jan. 2010), S. 021802. doi: [10.1103/PhysRevLett.104.021802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.021802).



- [24] ATLAS Collaboration. "Search for lepton-flavour-violating decays of the Higgs and Z bosons with the ATLAS detector". In: (2016). arXiv: [1604.07730 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1604.07730).
- [25] David Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. Wiley VCH Verlag GmbH, 2008. ISBN: 3527406018.
- [26] MissMJ. *Standard model of elementary particles: the 12 fundamental fermions and 5 fundamental bosons*. Lizensiert unter [CC BY 3.0](https://creativecommons.org/licenses/by/3.0/). 2010. URL: [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard\\_Model\\_of\\_Elementary\\_Particles-de.svg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg) (besucht am 18.07.2016).
- [27] C. P. Burgess und G. D. Moore. *The standard model: A primer*. Cambridge University Press, 2006. ISBN: 9780521860369.
- [28] LHC Higgs Cross Section Working Group. *Standard Model Higgs boson production total cross sections*. 2015. URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/pub/LHCPHysics/LHCHXSWGCrossSectionsFigures/7-14.xsec.eps> (besucht am 02.08.2016).
- [29] LHC Higgs Cross Section Working Group. *Standard Model Higgs boson decay branching ratios and total width*. 2013. URL: [https://twiki.cern.ch/twiki/pub/LHCPHysics/LHCHXSWGCrossSectionsFigures/Higgs\\_BR\\_LM.eps](https://twiki.cern.ch/twiki/pub/LHCPHysics/LHCHXSWGCrossSectionsFigures/Higgs_BR_LM.eps) (besucht am 02.08.2016).
- [30] ATLAS und CMS collaborations. "Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments". In: *Phys. Rev. Lett.* 114 (2015), S. 191803. DOI: [10.1103/PhysRevLett.114.191803](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.191803). arXiv: [1503.07589 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1503.07589).
- [31] Ulrich Baumann. "Search for the Lepton-Flavor-Violating Higgs Boson Decays  $H \rightarrow \tau\mu$  and  $H \rightarrow \tau e$  in Di-Lepton Final States with the ATLAS Experiment". Masterarbeit. Physikalisches Institut, Fakultät für Mathematik und Physik, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2015.
- [32] Gianluca Blankenburg, John Ellis und Gino Isidori. "Flavour-changing decays of a 125 GeV Higgs-like particle". In: *Physics Letters B* 712.4–5 (2012), S. 386–390. ISSN: 0370-2693. DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2012.05.007>.
- [33] Roni Harnik, Joachim Kopp und Jure Zupan. "Flavor Violating Higgs Decays". In: *JHEP* 03 (2013), S. 026. DOI: [10.1007/JHEP03\(2013\)026](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2013)026). arXiv: [1209.1397 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1209.1397).
- [34] CMS Collaboration. "Search for lepton flavour violating decays of the Higgs boson to  $e\tau$  and  $e\mu$  in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV". In: arXiv: 1607.03561 (Juli 2016).
- [35] CMS Collaboration. "Search for lepton-flavour-violating decays of the Higgs boson". In: *Phys. Lett. B* 749. arXiv:1502.07400 (Feb. 2015), 337. 37 p.

- [36] CMS Collaboration. “Search for Lepton Flavour Violating Decays of the Higgs Boson in the mu-tau final state at 13 TeV”. In: (2016).
- [37] Lyndon Evans und Philip Bryant. “LHC Machine”. In: *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08001.
- [38] ATLAS Collaboration. “Performance of Missing Transverse Momentum Reconstruction in ATLAS studied in Proton-Proton Collisions recorded in 2012 at 8 TeV”. In: ATLAS-CONF-2013-082 (Aug. 2013).
- [39] ATLAS Collaboration. *Resolution vs sum of transverse energies after pile-up suppression*. 2012. URL: [https://twiki.cern.ch/twiki/pub/AtlasPublic/JetEtmisApproved2012EtmisWithPileup/fig\\_02.eps](https://twiki.cern.ch/twiki/pub/AtlasPublic/JetEtmisApproved2012EtmisWithPileup/fig_02.eps) (besucht am 29.07.2016).
- [40] R.K. Ellis u. a. “Higgs decay to  $\tau + \tau$  – A possible signature of intermediate mass Higgs bosons at high energy hadron colliders”. In: *Nuclear Physics B* 297.2 (1988), S. 221–243. ISSN: 0550-3213. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213\(88\)90019-3](http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213(88)90019-3).
- [41] Julian Maluck. “Studien zur Optimierung und Massenrekonstruktion in der Suche nach dem Higgs-Boson des Standardmodells im Zerfall  $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell\ell + 4\nu$  mit dem ATLAS-Experiment”. Diplomarbeit. Physikalisches Institut, Fakultät für Mathematik und Physik, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2013.
- [42] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna und Peter Z. Skands. “A Brief Introduction to PYTHIA 8.1”. In: *Comput. Phys. Commun.* 178 (2008), S. 852–867. DOI: [10.1016/j.cpc.2008.01.036](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2008.01.036). arXiv: [0710.3820](https://arxiv.org/abs/0710.3820) [hep-ph].
- [43] J. Pumplin u. a. “New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis”. In: *JHEP* 07 (2002), S. 012. DOI: [10.1088/1126-6708/2002/07/012](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2002/07/012). arXiv: [hep-ph/0201195](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0201195) [hep-ph].
- [44] Paolo Nason. “A New method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms”. In: *JHEP* 11 (2004), S. 040. DOI: [10.1088/1126-6708/2004/11/040](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2004/11/040). arXiv: [hep-ph/0409146](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0409146) [hep-ph].
- [45] Stefano Frixione, Paolo Nason und Carlo Oleari. “Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method”. In: *JHEP* 11 (2007), S. 070. DOI: [10.1088/1126-6708/2007/11/070](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2007/11/070). arXiv: [0709.2092](https://arxiv.org/abs/0709.2092) [hep-ph].
- [46] Simone Alioli u. a. “A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs: the POWHEG BOX”. In: *JHEP* 06 (2010), S. 043. DOI: [10.1007/JHEP06\(2010\)043](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2010)043). arXiv: [1002.2581](https://arxiv.org/abs/1002.2581) [hep-ph].
- [47] E. Bagnaschi u. a. “Higgs production via gluon fusion in the POWHEG approach in the SM and in the MSSM”. In: *JHEP* 02 (2012), S. 088. DOI: [10.1007/JHEP02\(2012\)088](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2012)088). arXiv: [1111.2854](https://arxiv.org/abs/1111.2854) [hep-ph].

- 
- [48] Hung-Liang Lai u. a. “New parton distributions for collider physics”. In: *Phys. Rev. D* 82 (2010), S. 074024. DOI: [10.1103/PhysRevD.82.074024](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.82.074024). arXiv: [1007.2241](https://arxiv.org/abs/1007.2241) [hep-ph].
- [49] ATLAS Collaboration. “Measurement of the muon reconstruction performance of the ATLAS detector using 2011 and 2012 LHC proton–proton collision data”. In: *Eur. Phys. J. C* 74.11 (2014), S. 3130. DOI: [10.1140/epjc/s10052-014-3130-x](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3130-x). arXiv: [1407.3935](https://arxiv.org/abs/1407.3935) [hep-ex].
- [50] ATLAS Collaboration. “Electron reconstruction and identification efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2011 LHC proton-proton collision data”. In: *Eur. Phys. J. C* 74.7 (2014), S. 2941. DOI: [10.1140/epjc/s10052-014-2941-0](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-2941-0). arXiv: [1404.2240](https://arxiv.org/abs/1404.2240) [hep-ex].
- [51] T. Gleisberg u. a. “Event generation with SHERPA 1.1”. In: *JHEP* 02 (2009), S. 007. DOI: [10.1088/1126-6708/2009/02/007](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2009/02/007). arXiv: [0811.4622](https://arxiv.org/abs/0811.4622) [hep-ph].



---

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Leuten bedanken, die mich beim Entstehen dieser Arbeit unterstützt haben.

Zuallererst bei Prof. Dr. Markus Schumacher für die ausgezeichnete Betreuung und dafür, dass er sich immer persönlich Zeit genommen hat, um mir die Teilchenphysik auf verständliche und anschauliche Weise näher zu bringen. Dadurch ist mir vieles deutlich klarer geworden und ich habe in diesem Zeitraum viele neue Erkenntnisse erlangt.

Ein weiterer Dank geht an meinen Betreuer Dr. Duc Bao Ta, der mir permanent unter die Arme gegriffen hat, sei es mit physikalischen Erläuterungen oder programmiertechnischen Hilfestellungen. Ohne ihn wäre ein so schneller Einstieg in Welt von ROOT nicht möglich gewesen.

Auch bei den anderen Mitgliedern der Abteilung, nämlich den Post-Docs Michael Böhler und Ulrike Schnoor und den Doktoranden Alena Lösle, Katharina Schleicher und Dirk Sammel, möchte ich mich für die tolle und persönliche Arbeitsatmosphäre und die unterhaltsamen und entspannten Kaffeepausen bedanken.

Ein weiterer Dank geht an Laura Hilt, die versucht hat alle Komma- und Rechtschreibfehler aufzuspüren und abschließend möchte ich noch Griseldis danken, die mich in den stressigen, letzten Tagen ertragen musste und mich in meinem Vorhaben unterstützt und aufgemuntert hat.



---

# Erklärung der Selbstständigkeit

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 \_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_  
Paul Haider

