



Albert-Ludwig-Universität
Freiburg



Atlas Collaboration
CERN

Rekonstruktion der Vierervektoren der τ -Leptonen zur Untersuchung der CP-Natur des Higgs-Bosons mit dem ATLAS-Detektor am CERN in der Reaktion

$$H \rightarrow \tau \tau \rightarrow l a_1 3 \nu \rightarrow l 3 \pi^\pm 3 \nu$$

Bachelorarbeit

zur Erlangung des Grades eines Bachelor of Science (B.Sc.)
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Fabian Becherer

Erstgutachter: Prof. Dr. Markus Schumacher
Physikalisches Institut

Freiburg, im November 2014

Erklärung

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

.....
(Ort, Datum)

.....
(Unterschrift)

Angenommen am: 19.08.2014

1. Referent Prof. Dr. Schumacher

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.2	Higgs-Mechanismus	5
2.3	Higgs-Boson	7
2.3.1	Die Zerfallsprozesse des Higgs-Bosons	7
2.3.2	Die Suche nach dem Higgs-Boson	8
2.3.3	Der $\tau\tau$ -Zerfallskanal	9
2.4	$\mathcal{C}\mathcal{P}$ -Studien des Higgs-Bosons	11
2.4.1	$\mathcal{C}\mathcal{P}$ -Messungen	12
2.5	$\mathcal{C}\mathcal{P}$ -Observable	12
3	ATLAS-Experiment	16
3.1	Koordinatensystem	16
3.2	Komponenten und Eigenschaften des Detektors	17
4	Rekonstruktion der Viererimpulse der τ-Leptonen	20
4.1	Herleitung der Methode	20
4.1.1	Problemstellung	20
4.1.2	Hadronische Zerfallsseite	21
4.1.3	Leptonische Zerfallsseite	22
4.2	Bestätigung der Methode	25
4.2.1	Effizienz der Methode	27
4.2.2	Untersuchung der einzelnen Lösungen	29
4.2.3	Untersuchung der Optimalen Lösung	38
4.3	Rekonstruktionsvariablen auf Rekonstruktionsniveau	41
4.3.1	a_1 -Meson	41
4.3.2	Lepton	44
4.3.3	Flugrichtung des τ -Leptons	46
4.3.4	Fehlende transversale Energie	48
4.4	Effizienz der Methode auf Rekonstruktionsniveau	50
4.5	Güte der Methode auf Rekonstruktionsniveau	52
4.5.1	Untersuchung der einzelnen Lösungen	52
4.5.2	Untersuchung der optimalen Lösung	56
4.6	Einfluss des Auflösungsvermögen der einzelnen Variablen auf die Rekonstruktionsgüte der Methode	62
4.6.1	Rekonstruktion des a_1 -Mesons	62
4.6.2	Rekonstruktion des Leptons	65
4.6.3	Rekonstruktion der Flugrichtung des τ -Leptons	67
4.6.4	Rekonstruktion der fehlenden transversalen Energie	71
4.6.5	Effizienz der einzelnen Methoden	73

5	\mathcal{CP}-Observable	76
5.1	Umgewichtung der Ereignisse	76
5.2	Validierung der Implementation	76
5.3	\mathcal{CP} -Observable im Zerfall $H \rightarrow a_1^\pm l^\pm$	77
5.4	Einfluss des Leptons auf die \mathcal{CP} -Observable	80
5.5	Einfluss des a_1 -Mesons auf die \mathcal{CP} -Observable	81
6	Zusammenfassung	82
7	Anhang	83
7.1	Ergänzung zur Lösung der hadronischen Zerfallsseite	83
7.2	Ergänzung zur Lösung der leptonischen Zerfallsseite	84
7.3	Leptonische Seite auf Wahrheitsniveau	85
7.4	Hadronischen Seite auf Rekonstruktionsniveau	88
7.5	Leptonische Seite auf Rekonstruktionsniveau	89
	Abbildungsverzeichnis	92
	Tabellenverzeichnis	94
	Literatur	95

1 Motivation

In der Elementarteilchenphysik werden die Eigenschaften und Wechselwirkungen der fundamentalen Bausteine der Natur untersucht. Bislang wird der Mikrokosmos durch das Standardmodell am besten beschrieben. In diesem können nahezu alle Beobachtungen vollständig erklärt werden. Um dieses Modell zu falsifizieren und auf der Suche nach “neuer Physik“ werden weltweit Versuche an Teilchenbeschleunigern durchgeführt. Der größte und leistungsfähigste befindet sich in Genf am europäischen Labor für Teilchenphysik (CERN). Hier wurden bis zum Ende des Jahres 2012 im LHC (Large Hadron Collider) Protonen mit einer Energie von jeweils 4 TeV zur Kollision gebracht. Seitdem wird er umgebaut, um ab dem Jahr 2015 mit seiner vollen Leistung, was einer Protonenenergie von mindestens 6,5 TeV entspricht, in Betrieb zu gehen. Bevor die volle Designenergie genutzt werden kann, sind Wartungs- und Korrekturarbeiten notwendig. Am LHC wurde intensiv nach dem Higgs-Boson gesucht, welches eines der fundamentalen Teilchen ist, das durch das Standardmodell vorhergesagt wurde. Zunächst wurde dies im Kanal $H \rightarrow \gamma \gamma$, $H \rightarrow Z Z$, $H \rightarrow W W$ entdeckt [1, S. 13]. Ende 2012 konnte auch der Zerfallskanal $H \rightarrow \tau \tau$ bestätigt werden [2]. Die Umbauphase wird genutzt, um die gewonnenen Daten weiter auszuwerten und die vorhandenen Auswertungsprogramme zu optimieren. Zudem werden nun neue Methoden entwickelt, um die verschiedenen Eigenschaften des Higgs-Bosons zu untersuchen und so mögliche Abweichungen vom Standardmodell zu finden [3].

Einen interessanten Bereich der Teilchenphysik stellt das Verhalten der Wechselwirkungen unter diskreten Symmetrietransformationen, wie \mathcal{P} (Parität bzw. Raumspiegelung), \mathcal{C} (Ladungskonjugation), \mathcal{T} (Zeitumkehr) und Kombinationen von diesen, wie die $\mathcal{C}\mathcal{P}$ -Transformation, dar. Kombinationen bzw. Produkte der einzelnen Transformationen entsprechen der hintereinander durchgeführten Transformation dieser. Dabei ist das Ergebnis unabhängig von der Reihenfolge der einzelnen Operationen. Wenn die Form der physikalischen Gesetze eines System vor und nach einer Transformation gleich ist, ist es symmetrisch bzw. invariant zu dieser [4, S. 61-67]. Durch die Bestimmung von Symmetrieeigenschaften in Experimenten können zugrundeliegende mathematische Formen bestätigt werden und so bestimmte physikalische Modelle verifiziert oder widerlegt werden.

Paritätstransformation bedeutet eine Raumspiegelung des Systems am Ursprung. Die Bewegungsrichtungen der Teilchen drehen sich um, während Eigenschaften, wie der Spin und die Ladung, unverändert bleiben. Ladungskonjugation ist die Vertauschung aller Teilchen durch ihre Antiteilchen. Es drehen sich hierdurch die Vorzeichen der additiven Quantenzahlen um. Durch die Zeitumkehr drehen sich die Impuls- und die Spinrichtung der Teilchen um, während die anderen Eigenschaften unberührt bleiben. Genauere Informationen zu diesen Transformationen sind in [5, S. 43-52] zu finden.

Die Paritätserhaltung wurde 1956 von Yang und Lee in der schwachen Wechselwirkung angezweifelt [6], was auch im selben Jahr im Wu-Experiment bestätigt wurde [7]. Ebenso wird in der schwachen Wechselwirkung die Ladungskonjugation verletzt. Aus dieser Tatsache folgte die V-A-Theorie, in welcher sowohl die Parität als auch die Ladungskonjugation verletzt werden können, ihr Produkt, die $\mathcal{C}\mathcal{P}$ -Symmetrie, jedoch erhalten ist. Eine erste Verletzung der $\mathcal{C}\mathcal{P}$ -Symmetrie wurde schon im Jahre 1964 beobachtet [8, S. 138-140]. Hier

wurde gezeigt, dass das neutrale Kaon K_L^0 auch in zwei geladene Pionen mit einer Rate von $\sim 0,2\%$ zerfällt, was eine Verletzung der \mathcal{CP} -Symmetrie bedeutet. Diese Verletzung kann im Standardmodell erklärt werden [4, 5, S. 380-397, S. 178-181].

Die Hintereinanderschaltung aller drei Transformationen (\mathcal{CPT}) gilt bis heute in einer relativistischen und lokalen Feldtheorie als erhalten, weil die Brechung dieser in noch keinem Experiment beobachtet werden konnte [9, 10]. Eine direkte Folgerung aus der Verletzung der \mathcal{CP} -Symmetrie ist unter der Voraussetzung der Erhaltung der \mathcal{CPT} -Symmetrie, dass auch die Zeitumkehr verletzbar sein muss.

In direktem Zusammenhang zu diesen Symmetrien steht die Antisymmetrie von Materie und Antimaterie im Universum. In dem bis heute bekannten Teil des Universums konnte bisher nur Materie gefunden werden. Diese Asymmetrie der Natur ist eine ungeklärte Frage in der Kosmologie. A.D. Sakharov konnte 1967 zeigen, dass die Verletzung der \mathcal{CP} -Invarianz zwingend notwendig ist, um diese Asymmetrie der Baryonen zu erklären [11]. Die bisher entdeckten Verletzungen der \mathcal{CP} -Invarianz reichen jedoch im Standardmodell nicht aus, um diese Asymmetrie zu erklären. Aus diesem Grund werden neue \mathcal{CP} -Verletzungen gesucht. Das Higgs-Boson, welches am LHC experimentell bestätigt wurde, bietet sich hierfür an.

Durch die kurze Lebenszeit des Higgs-Bosons von $\sim 10^{-22}$ Sekunden kann dieses in Detektoren nicht direkt gemessen werden. Es werden deswegen seine Zerfallsprodukte gemessen und durch diese auf die Eigenschaften des Higgs-Bosons zurückgeschlossen. In einigen Zerfallskaskaden ist man dazu gezwungen noch weitere Rekonstruktionen durchzuführen, da die Zerfallsprodukte ebenfalls kurzlebig sind, wie im Zerfall $H \rightarrow \tau\tau$.

In dieser Arbeit wird eine Methode zur vollständigen Rekonstruktion der Vierervektoren der τ -Leptonen im Zerfall $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow l a_1 \bar{\nu}_l \bar{\nu}_\tau \nu_\tau$ entwickelt. Der Zerfall des Higgs-Bosons in zwei τ -Leptonen bietet sich für eine Messung der \mathcal{CP} -Natur an. Transversale Spinkorrelation zwischen den beiden τ -Leptonen lassen Rückschlüsse auf die \mathcal{CP} -Natur des Higgs-Bosons zu. Es können Observablen zur Bestimmung des \mathcal{CP} -Eigenwertes definiert werden, welche abhängig von dem Winkel zwischen den Zerfallsebenen der τ -Leptonen sind. Um diesen bestimmen zu können, ist es notwendig die Vierervektoren des τ -Leptonen zu kennen. Diese Observablen sind unabhängig von dem Produktionsprozess des Higgs-Bosons. Weitere Informationen zu diesen Observablen sind in den Literaturen [12–14] zu finden.

Der Zerfall $\tau^+ \tau^- \rightarrow l a_1 \bar{\nu}_l \bar{\nu}_\tau \nu_\tau$ bietet sich zur Rekonstruktion an. Das geladene a_1 -Meson ist sehr kurzlebig und zerfällt in drei geladene Pionen. Durch die Spuren der Pionen kann der Primär- und Sekundärvertex des τ -Leptons bestimmt werden und somit seine Flugrichtung. Diese ist notwendig, um den vollständigen Vierervektor des τ -Leptons zu rekonstruieren. Der Zerfall des zweiten τ -Leptons über ein Lepton wird als "Trigger" des Ereignisses verwendet. Geladene Leptonen können innerhalb des Detektors sehr genau bestimmt werden und bieten sich somit hierfür an.

Die Methode der Rekonstruktion der Vierervektoren der τ -Leptonen wird auf Wahrheitsniveau verifiziert und die Effizienz und die Güte dieser Methode auf Rekonstruktionsniveau untersucht. Hierzu werden simulierte Ereignisse der ATLAS-Collaboration bei einer Schwerpunktsenergie von 8 TeV genutzt.

Diese Arbeit ist die erste Untersuchung in diesem Bereich seit der Evidenz des $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$ Zerfalls im November 2012 am ATLAS-Experiment [2, S. 41 und 43].

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird ein qualitativer Überblick über die theoretischen Grundlagen, welche zum Verständnis dieser Arbeit notwendig sind, gegeben. Es wird zunächst eine Einführung in das Standardmodell geboten. Ein Überblick über den Higgs-Mechanismus und das Higgs-Boson folgen. Anschließend wird der in dieser Studie verwendete Zerfallskanal $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow a_1 l 3\nu \rightarrow 3\pi^\pm l 3\nu$ des Higgs-Bosons skizziert und eine Übersicht über die bisherigen CP-Studien am Higgs-Boson dargestellt. Schließlich werden die in der Arbeit verwendeten CP-Observablen diskutiert.

2.1 Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik (SM), welches alle uns bekannten Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen beschreibt, hat sich in den vergangenen Jahrzehnten bewährt und konnte bis jetzt experimentell nicht widerlegt werden. Es gilt als die beste Beschreibung der Teilchenphysik, die uns im Moment zur Verfügung steht. Die Elementarteilchen werden zunächst in zwei Arten unterschieden. Die erste sind die Fermionen mit halbzahligem Spin, die zweite die Bosonen mit ganzzahligem. Die Fermionen sind die Bausteine aus denen die Materie aufgebaut wird und die Bosonen die Austauschteilchen der Wechselwirkungen.

Es gibt zunächst zwei verschiedene Gruppen von Fermionen, die Leptonen (ν_e, e) , (ν_μ, μ) und (ν_τ, τ) und die Quarks (u,d), (c,s) und (b,t). Sie unterscheiden sich unter anderem dadurch, dass die Leptonen farblos und die Quarks farbgeladene Teilchen sind. Wenn ein Teilchen keine Farbe trägt bedeutet dies, dass es nicht an der starken Wechselwirkung teilnimmt, welche eine der vier fundamentalen Wechselwirkungen ist. Beide Gruppen lassen sich in drei Familien oder auch Generationen einordnen. Zu der ersten Generation gehören das Elektroneneutrino, das Elektron, das Up- und das Down-Quark. Die uns umgebende Materie ist aus den letzteren drei zusammengesetzt. Aus den Quarks setzen sich Neutronen und Protonen zusammen, die wiederum gemeinsam mit Elektronen die Atome bilden. In der zweiten und dritten Generation gibt es zu jedem dieser Teilchen ein Entsprechendes mit identischen Eigenschaften, abgesehen von einer anderen Masse. Zu jedem dieser Teilchen gibt es ein weiteres sogenanntes Antiteilchen, welches den selben Spin, die selbe Masse, Lebensdauer und Stärke der Wechselwirkung hat. Jedoch besitzen sie entgegengesetzte Eigenschaften in elektrischer Ladung, magnetischem Moment und allen ladungsartigen Quantenzahlen.

Die vier fundamentalen Kräfte sind die starke, schwache und elektromagnetische Kraft sowie die Gravitation. Die Gravitation nimmt hier eine gesonderte Rolle ein, da diese in subatomaren Größenordnungen sehr schwach ist und so gegen die anderen Kräfte zu vernachlässigen ist. Außerdem gibt es zur Zeit noch keine Beschreibung der Gravitation innerhalb der Quantentheorie im Gegensatz zu den anderen Kräften. Das für die Gravitation notwendige Austauschboson Graviton, mit Spin $s = 2$, konnte experimentell noch nicht bestätigt werden und ist deswegen in dem Standardmodell noch nicht berücksichtigt.

Die übrigen drei Wechselwirkungen werden im Rahmen des SM durch lokale Eichfeldtheorien erklärt.

Die erste Wechselwirkung, die verstanden wurde, war die elektromagnetische Wechselwirkung. Sie wirkt nur auf elektrisch geladene Teilchen, also auf alle Quarks und geladene

Leptonen. Neutrinos sind somit von dieser Kraft nicht betroffen. Die Kraft besitzt ein zu $\frac{1}{r}$ proportionales Potential und hat somit eine unendliche Reichweite. Das Austauschteilchen ist das masselose Photon.

Die schwache Wechselwirkung, welche unter anderem den Betazerfall bewirkt, koppelt an den schwachen Isospin. Alle Quarks und Leptonen tragen einen solchen und nehmen somit an dieser Wechselwirkung teil. Diese Kraft hat drei massive Austauschteilchen, die auch die schwache Ladung tragen. Diese Teilchen sind das Z^0 -Boson und die W^\pm -Bosonen. Da diese Teilchen im Gegensatz zu den Photonen massiv sind, ist die Reichweite der schwachen Wechselwirkung sehr klein. Wird ein Z^0 -Boson ausgetauscht, so spricht man von einem neutralen Strom, für die anderen beiden von geladenen Strömen. Während neutrale Ströme an alle Fermionen koppeln, wechselwirken die geladenen nur mit linkshändigen Teilchen und rechtshändigen Antiteilchen.

Die letzte dieser Wechselwirkungen, die starke, wirkt durch Gluonen als Austauschteilchen und wird im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Sie koppelt an die Farbladung, welche Quarks und Gluonen selbst besitzen. Auch wenn letztere masselos sind, ist die Reichweite der Kraft, wie bei der schwachen Wechselwirkung, limitiert. Dies liegt daran, dass die Gluonen durch ihre eigene Ladung miteinander wechselwirken.

Das letzte noch nicht erwähnte Teilchen des Standardmodells ist das Higgs-Boson. Da dieses einen zentralen Platz in dieser Arbeit einnimmt, wird dieses im nächsten Kapitel separat betrachtet. Eine Zusammenfassung aller hier eingeführten Teilchen und ihren Eigenschaften ist in die Abbildung 2.1 zu finden. [15, S. 11-16]

	1. Generation	2. Generation	3. Generation	Eichbosonen	
Photon				0	126 GeV
Higgs-Boson				0	H
Quarks	up 2,4 MeV $\frac{2}{3}$	charm 1,27 GeV $\frac{2}{3}$	top 171,2 GeV $\frac{2}{3}$	Photon	Higgs-Boson
down	down 4,8 MeV $-\frac{1}{3}$	strange 104 MeV $-\frac{1}{3}$	bottom 4,2 GeV $-\frac{1}{3}$	Gluon	
Leptonen	Elektron 0,511 MeV -1	Myon 105,7 MeV -1	Tau 1,777 GeV -1	Z^0 91,2 GeV schwache Kraft	
Elektron-Neutrino	Myon-Neutrino < 2,2 eV 0	Tau-Neutrino < 0,17 MeV 0	Tau-Neutrino < 15,5 MeV 0	W^\pm 80,4 GeV schwache Kraft	

Abbildung 2.1: Übersicht über die im Standardmodell berücksichtigten Teilchen und ihren Eigenschaften [15, S. 11-16].

2.2 Higgs-Mechanismus

Der Higgs-Mechanismus wurde 1964 erstmals veröffentlicht in den Arbeiten [16], [17], [18], [19]. Dieses Kapitel orientiert sich an den Arbeiten [20] und [21].

Die Eichfeldtheorien, die zur Beschreibung der Wechselwirkungen genutzt werden, fordern eine Invarianz der Lagrangedichte unter lokalen Eichtransformationen. Diese Symmetrien verbieten, dass Eichbosonen und Fermionen eine Masse besitzen. Experimentell wurden jedoch massive Austauschbosonen und auch die Massen der Fermionen bestätigt. Es ist somit eine Erweiterung der Theorie notwendig, um eine konsistente Beschreibung der Natur zu erreichen. Die Grundidee ist die Massenterme nicht “mit der Hand“ einzuführen, sondern sie dynamisch mit Hilfe eines skalaren Feldes hinzuzufügen. [15, S. 58-71].

Im Folgenden wird dieses skalare Feld zur Illustration für die Symmetrie $SU(2)_{I_W} \times U(1)_Y$ der elektroschwachen Kraft eingeführt. I_W beschreibt hierbei den schwachen Isospin und Y die schwache Hyperladung. Mit Einführung des skalaren Feldes wird die volle Symmetrie in der Lagrangedichte erhalten, während der Grundzustand nur eine $U(1)_Q$ -Symmetrie aufweist. Diese steht für die elektromagnetische Wechselwirkung. Das Einnehmen einer der unendlich vielen Grundzustände, bei der die $SU(2)_{I_W} \times U(1)_Y$ -Symmetrie zu einer $U(1)_Q$ -Symmetrie gebrochen wird, wird spontane Symmetriebrechung genannt. Die Massen für die Teilchen folgen aus der Wechselwirkung mit dem nicht verschwindenden Vakuumerwartungswert v des skalaren Feldes. Um die gewünschte Brechung zu erhalten, müssen bei der Konstruktion der entsprechenden Lagrangedichte einige Bedingungen beachtet werden.

So muss die Komponente des Skalarfeldes, welche den Vakuumerwartungswert v erhält, zum Beispiel eine nicht verschwindende Hyperladung Y und einen nicht verschwindenden schwachen Isospin I_W besitzen, um $U(1)_Y$ und $SU(2)_{I_W}$ zu brechen. Um gleichzeitig nicht die $U(1)_Q$ Symmetrie zu brechen, muss die Ladungsquantenzahl $Q = 0$ aufweisen. Die Lagrangedichte muss außerdem renormierbar sein. Renormierbarkeit bedeutet, dass es möglich ist durch Redefinition der Parameter auftretende Unendlichkeiten zu absorbieren [22, S. 307-356]. Außerdem muss sie die Einführung der Massenterme für die drei Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung und für die Fermionen zulassen. Die einfachste Darstellung dieses skalaren Feldes ist die des Standardmodells:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi_3 + i\Phi_4 \\ \Phi_1 + i\Phi_2 \end{pmatrix} \quad \Phi_i \in \mathbb{R} \quad Y = 1, I_W = \frac{1}{2} \quad (2.1)$$

Die eichsymmetrische Lagrangedichte $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$ ist gegeben durch:

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) \quad \text{mit} \quad (2.2)$$

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2; \quad \mu, \lambda > 0 \quad \text{und} \quad (2.3)$$

$$D_\mu \Phi = \left(\partial_\mu - \frac{1}{2} ig \vec{\sigma} \vec{W}_\mu - \frac{1}{2} igY B_\mu \right) \Phi. \quad (2.4)$$

Das hier neu eingeführte Skalarfeld Φ ist das Higgs-Feld, welches vier Freiheitsgrade besitzt. $V(\Phi)$ ist das Higgs-Potential und D_μ ist die eichkovariante Ableitung. g und g' sind die Kopplungskonstanten der beteiligten Wechselwirkungen zu den Eichgruppen $SU(2)_{I_W}$ und $U(1)_Y$. \vec{W}_μ sind Eichfelder zu $SU(2)_{I_W}$ und B_μ das Eichfeld zur Gruppe $U(1)_Y$. Eine Darstellung des

Higgs-Feldes für zwei Freiheitsgrade ist in Abbildung (2.2) zu finden. Es ist zu erkennen, dass an einem beliebigen, aber festen Punkt im Potentialminimum keine Rotationssymmetrie mehr gegeben ist. Die Auswahl einer der unendlich vielen Punkten in der Potentialmulde, wie z.B. $\Phi_1 = v/\sqrt{2}$, $\Phi_2 = 0$, wobei v dem Vakuumerwartungswert entspricht, ist eine spontane Symmetriebrechung. Anregungen dieses Feldes können als Teilchen interpretiert werden. Durch die Wahl des oben genannten Minimums gibt es drei flache Raumrichtungen $V = \text{const}$: Φ_2 , Φ_3 und Φ_4 , wobei in der Grafik die letzteren beiden nicht dargestellt sind. Anregungen entlang der flachen Raumrichtungen verbrauchen keine Energie und werden deswegen als masselose Teilchen interpretiert. Diese werden als Nambu-Goldstone-Bosonen bezeichnet [22, S.233-265]. Bei einer Anregung entlang der Φ_1 -Achse dagegen ändert sich das Potential. Dies kann als ein massives Teilchen interpretiert werden. Dieses ist das Higgs-Teilchen des Standardmodells. Im Rahmen der Eichtheorie sind die Nambu-Goldstone-Bosonen keine physikalischen Freiheitsgrade, sondern gehen in die longitudinalen Freiheitsgrade der drei schwachen Eichbosonen über. Die zuvor eingeführten masselosen schwachen Eichbosonen besaßen nur zwei transversale Freiheitsgrade und erhalten durch einen zusätzlichen longitudinalen Freiheitsgrad nun ihre Masse.

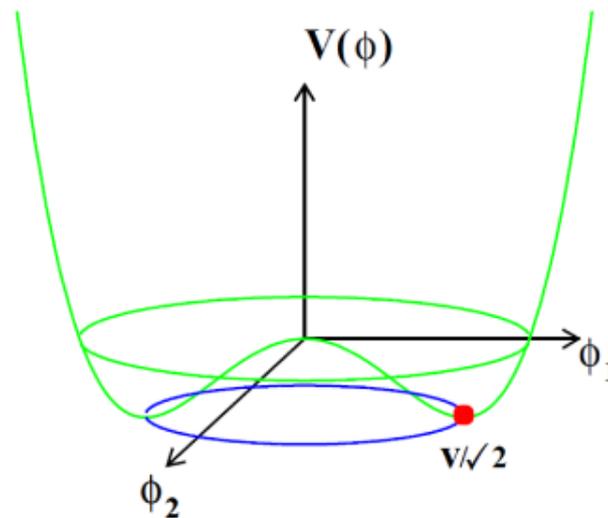


Abbildung 2.2: Das Higgs-Potential für zwei Freiheitsgrade. Es existiert ein nicht stabiles Maximum am Ursprung ($\Phi = 0$) [20].

Für die drei schwachen Austauschbosonen und die Fermionen können nun Massen eingeführt werden. Sie wechselwirken mit dem skalaren und allgegenwärtigen Vakuumerwartungswert v . Durch die Erhaltung der $U(1)_Q$ -Symmetrie bleibt das Photon masselos. Eine Anschauung für diesen Mechanismus ist der folgende: Durch den nicht verschwindenden Vakuumerwartungswert v reiben sich die Teilchen, welche attraktiv mit dem Higgs-Feld wechselwirken, an diesem. Diese Reibung kann als Masse interpretiert werden, da sich die wechselwirkenden

Teilchen langsamer durch den Raum propagieren. Effektiv lassen sich die Massen der W- und Z-Bosonen, sowie die der Fermionen wie folgt berechnen:

$$M_W = \frac{1}{2}vg \quad M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} \quad m_f = v\frac{\lambda_f}{\sqrt{2}}, \quad (2.5)$$

hierbei ist λ_f die Yukawa Kopplung [23]. Sie kann aus der Fermionenmasse bestimmt werden. Der Vakuumerwartungswert v des Potentials wird über die Fermikonstante G_F festgelegt:

$$v = \left(\sqrt{2}G_F\right)^{-1/2} = 246 \text{ GeV}. \quad (2.6)$$

Sowohl für Fermionen als auch für massive Eichbosonen ist das Produkt der schwachen Kopplungskonstanten und ihre Masse proportional zu ihrer Kopplung an das Higgs-Boson:

$$Hf\bar{f} : \frac{gm_f}{2M_W} \quad HW^+W^- : HZZ : gM_W. \quad (2.7)$$

Durch diese Theorie können nun alle Eigenschaften des Higgs-Bosons vorhergesagt werden, abgesehen von seiner Masse. Diese stellt in der Theorie einen freien Parameter dar und muss deswegen experimentell bestimmt werden. Die aus diesem Abschnitt folgenden Eigenschaften und die Messung der Masse werden im nächsten Kapitel erörtert.

2.3 Higgs-Boson

Hier wird ein kurzer Überblick über die Suche und die Entdeckung des Higgs-Bosons gegeben, sowie ein aktueller Stand der Forschung in diesem Bereich. Außerdem soll eine Übersicht über die Eigenschaften des Higgs-Teilchens gegeben werden. Es werden seine Zerfallsprozesse und der für die Arbeit relevante Zerfallsmodus $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow a_1^\pm l^\pm 3\nu$ näher beschrieben.

2.3.1 Die Zerfallsprozesse des Higgs-Bosons

Das Higgs-Boson kann nicht direkt in den Detektoren nachgewiesen werden, da seine Lebensdauer innerhalb des Standardmodells für eine Masse von 125 GeV nur $\sim 10^{-22}$ Sekunden beträgt. Deswegen kann das Higgs-Boson nur durch den Nachweis seiner Zerfallsprodukte und teilweise auch nur durch die Zerfallsprodukte der Zerfallsprodukte entdeckt und untersucht werden. Aus den in dem Detektor gemessenen Teilchen wird durch Rekonstruktionen auf die Teilchen geschlossen, aus denen sie entstanden sind. In manchen Fällen, wie im Zerfall $H \rightarrow \gamma\gamma$, kann so direkt auf ein Higgs-Boson geschlossen werden. In anderen Fällen muss zunächst noch ein Zwischenprodukt genutzt werden, wie im $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow l + a_1 + 3\nu$ -Kanal. Hierzu ist eine genaue Kenntnis über die Zerfallsprodukte notwendig. Die verschiedenen Zerfälle treten mit unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten auf (siehe Abbildung 2.3). Jedoch muss eine hohe Zerfallshäufigkeit nicht bedeuten, dass dies ein guter Suchkanal ist. Neben der zuvor genannten Rekonstruktion, die in einigen Kanälen schwieriger als in anderen ist, spielt ebenfalls eine Rolle, wie genau die Tochterteilchen gemessen werden können. Dies unterscheidet sich erheblich zwischen verschiedenen Teilchen. Ebenfalls muss beachtet werden, wie stark die Untergrundprozesse in einem Kanal sind und wie gut man das Signal von diesem trennen kann.

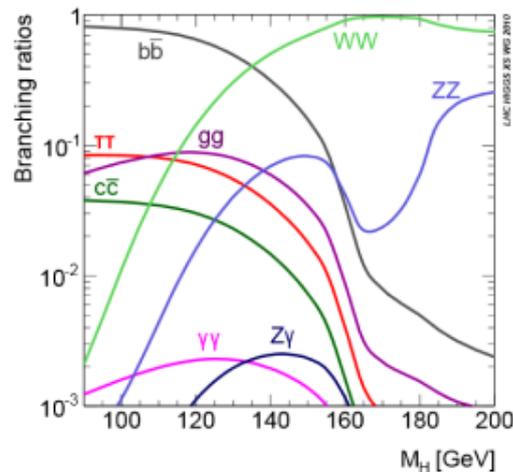


Abbildung 2.3: Verzweigungsverhältnisse des Higgs-Bosons in Abhängigkeit seiner Masse [24, S. 80].

2.3.2 Die Suche nach dem Higgs-Boson

Im Verlauf der letzten Jahrzehnten, seit von P.W. Higgs, F. Englert, R. Brout, G. Guralnik, C.R. Hagen und T. Kibble das Higgs-Boson postuliert wurde [16–19], suchte man systematisch nach dem Teilchen. Zunächst wurden durch indirekte Messungen über elektroschwache Observablen bevorzugte Werte für dessen Masse bestimmt. In diesen Experimenten wurde die Existenz des Bosons vorausgesetzt, um so mögliche Massenbereiche zu finden [25, 26]. Später konnten sowohl das ATLAS- als auch das CMS-Experiment am LHC mit den Daten von 2011 eine Erzeugung des Higgs-Teilchens in einer Massenregion von 124–126 GeV mit einer Signifikanz von $2,9$ und $3,1 \sigma$ nachweisen [1, S. 1]. Schließlich konnten bis Juli 2012 weitere Daten genommen werden. Die Ergebnisse am ATLAS-Detektor bei 7 TeV Schwerpunktsenergie konnten eine Masse von 126,5 GeV mit einer Signifikanz von $3,6 \sigma$ und die Ergebnisse bei 8 TeV mit einer Signifikanz von $4,9 \sigma$ bestätigen [1, S. 14]. Die kombinierte Signifikanz beider Messungen liegt bei 6σ [1, S. 13]. Eine Übersicht über die Ergebnisse in den einzelnen Zerfalls-Kanälen und Messungen ist in Tabelle 2.1 zu finden. Schließlich konnten 2013 noch weitere Zerfallskanäle bestätigt werden, auch der in dieser Arbeit verwendete Zerfall in ein Paar von τ -Leptonen mit einer Signifikanz von $4,2 \sigma$ [2]. Die neuste und präziseste Messung der Masse des Higgs-Bosonen durch den ATLAS-Detektor liegt bei $125,36 \pm 0,37(\text{stat.}) \pm 0,18(\text{syst.}) \text{ GeV}$ ([27]).

Suchkanal	Datenset	m_{max} [GeV]	Z_l [σ]	$E(Z_l)$ [σ]	$\hat{\mu}(m_H = 126 \text{ GeV})$
$H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$	7 TeV	125,0	2,5	1,6	$1,4 \pm 1,1$
	8 TeV	125,5	2,6	2,1	$1,1 \pm 0,8$
	7 & 8 TeV	125,0	3,6	2,7	$1,2 \pm 0,6$
$H \rightarrow \gamma\gamma$	7 TeV	126,0	3,4	1,6	$2,2 \pm 0,7$
	8 TeV	127,0	3,2	1,9	$1,5 \pm 0,6$
	7 & 8 TeV	126,5	4,5	2,5	$1,8 \pm 0,5$
$H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$	7 TeV	135,0	1,1	3,4	$0,5 \pm 0,6$
	8 TeV	120,0	3,3	1,0	$1,9 \pm 0,7$
	7 & 8 TeV	125,0	2,8	2,3	$1,3 \pm 0,5$
kombiniert	7 TeV	126,5	3,6	3,2	$1,2 \pm 0,4$
	8 TeV	126,5	4,9	3,8	$1,5 \pm 0,4$
	7 & 8 TeV	126,5	6,0	4,9	$1,4 \pm 0,3$

Tabelle 2.1: Messungen für die Signifikanz eines Higgs-Bosons am ATLAS-Detektor bis 2012. In der Tabelle sind gegeben: Der Massenwert m_{max} für den Z_l maximal ist, das Maximum der beobachteten lokalen Signifikanz Z_l und die erwartete Signifikanz $E(Z_l)$ [σ] im Standardmodell für $m_H = m_{max}$, sowie der beste Fit-Parameter für den Signalstärkeparameter $\hat{\mu}$ bei $m_H = 126 \text{ GeV}$. [1, S. 14]

2.3.3 Der $\tau\tau$ -Zerfallskanal

Der in dieser Arbeit betrachtete Zerfallskanal ist der Zerfall des Higgs-Bosons in zwei τ -Leptonen ($H \rightarrow \tau\tau$). Dieser Kanal zählte nicht zu den Kanälen, in denen das Higgs-Boson ursprünglich entdeckt wurde. Erst einige Zeit später wurde dieser mit einer Signifikanz von $4,2 \sigma$ [2] validiert. Die Zerfallswahrscheinlichkeit eines Higgs-Bosons ist abhängig von seiner Masse (siehe Abbildung (2.3)). Für eine Masse von 125 GeV, wie sie in den simulierten Ereignissen, die in dieser Arbeit verwendet werden, festgelegt werden, beträgt die Wahrscheinlichkeit $6,37 \cdot 10^{-2}$. Die τ -Leptonen können auf Grund ihrer kurzen Lebensdauer nicht direkt vermessen werden, sondern müssen über ihre Zerfallsprodukte rekonstruiert werden. Die τ -Leptonen zerfallen über verschiedene Zerfallskanäle. In Tabelle (2.2) ist eine Übersicht über die wichtigsten Zerfallskanäle zu finden. Die Zerfallskanäle können in hadronische und leptonische Zerfälle eingeteilt werden. Ein System, das aus zwei τ -Leptonen besteht, besitzt somit drei Zerfallsmöglichkeiten. Es können beide τ -Leptonen hadronisch oder leptonisch zerfallen oder das System zerfällt über einen semileptonischen Zerfall, in dem ein τ -Lepton hadronisch und eines leptonisch zerfällt. Für den rein hadronischen Zerfall liegt die Wahrscheinlichkeit bei 42 %, für einen rein leptonischen bei 12 % und für den semileptonischen bei 46 %.

Die τ -Leptonen sollen in dieser Untersuchung in dem Zerfallskanal $\tau\tau \rightarrow a_1^\pm l + 3\nu$ rekonstruiert werden. Hierbei ist a_1 ein geladenes a_1 -Hadron und l entweder ein Elektron (e) oder eine Myon (μ). Dies ist somit ein semileptonischer Zerfall. Es gibt vier verschiedene Möglichkeiten wie die τ -Leptonen in diesem Kanal zerfallen können. Es gibt die Möglichkeit, dass das τ^+ -Lepton über $\tau^+ \rightarrow a_1^+$ und das τ^- -Lepton über $\tau^- \rightarrow e$ oder $\tau^- \rightarrow \mu$ zerfällt. Außerdem kann der Zerfall der τ -Leptonen vertauscht werden, sodass das τ^- -Lepton hadronisch und das τ^+ -Lepton leptonisch zerfällt. Die kombinierte Wahrscheinlichkeit aller Zerfallsmöglichkeiten liegt bei 6,34 %, welche mit Hilfe der Tabelle (2.2) berechnet werden kann. Dieser

Kanal wird trotz seiner geringen Wahrscheinlichkeit in dieser Arbeit verwendet. Der Grund liegt darin, dass zur vollständigen Rekonstruktion der Vierervektoren der τ -Leptonen die Flugrichtung eines τ -Leptons benötigt wird. Diese kann mit Hilfe des a_1 -Mesons bestimmt werden.

Das a_1 -Mesons besitzt eine Masse von 1230 ± 30 MeV und eine mittlere Lebensdauer von $\sim 10^{-24}$ Sekunden [28]. Durch diese geringe Lebensdauer kann es nicht direkt vermessen werden. Stattdessen wird auch dieses über die Zerfallsprodukte rekonstruiert. Es kann ebenfalls in diverse Zerfallskanäle zerfallen, wobei nur der Zerfall in drei geladene Pionen (π^\pm) betrachtet wird. Die Spuren dieser drei geladenen Pionen können im Detektor relativ genau gemessen werden. So kann über den Schnitt der drei Pionenspuren der Zerfallsort des a_1 -Mesons bestimmt werden. Auf Grund der kurzen Lebensdauer entspricht dieser Ort dem Zerfallsort des τ -Leptons, welcher auch Sekundärvertex genannt wird. Mit Hilfe von diesem und dem Primärvertex, welcher der Entstehungsort des τ -Leptons ist, kann die Flugrichtung des τ -Leptons rekonstruiert werden.

Der Zerfall des zweiten τ -Leptons in ein Elektron oder in ein Myon bietet den Vorteil, dass diese sehr genau identifiziert werden können, während die Pionen im hadronischen Zerfall einen hohen Untergrund besitzen. Dies bietet die Möglichkeit einer Auslösung des “Triggers“ mit Hilfe des Leptons. Ein “Trigger“ dient dazu, in einem Experiment, wie am ATLAS-Detektor, eine Datenselektion in Echtzeit vorzunehmen. Es wird dort eine so große Anzahl an Ereignissen produziert, dass diese nicht alle gespeichert und analysiert werden können. Stattdessen wird mit Hilfe von Bedingungen vor der Speicherung entschieden, welche Ereignisse interessant sind. Dieser Vorgang wird durch einen “Trigger“ umgesetzt.

Zerfall	$\tau^+ \rightarrow$	f(%)
lep	$e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau$	$17,85 \pm 0,05$
	$\mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$	$17,36 \pm 0,05$
had	$\pi^+ \bar{\nu}_\tau$	$10,91 \pm 0,07$
	$\pi^+ \pi^0 \bar{\nu}_\tau$	$25,51 \pm 0,09$
	$\pi^+ 2\pi^0 \bar{\nu}_\tau$	$9,29 \pm 0,11$
	$2\pi^+ \pi^- \bar{\nu}_\tau$	$9,0 \pm 0,06$
	$2\pi^+ \pi^- \pi^0 \bar{\nu}_\tau$	$2,7 \pm 0,8$

Tabelle 2.2: Übersicht über die dominanten Zerfallsmodi des τ -Leptons und deren Verzweigungsverhältnisse f [29].

2.4 $\mathcal{C}\mathcal{P}$ -Studien des Higgs-Bosons

In diesem Kapitel wird eine kurze Einführung in die $\mathcal{C}\mathcal{P}$ -Transformation gegeben und anschließend ein Überblick über die aktuellen Messungen der $\mathcal{C}\mathcal{P}$ -Natur des Higgs-Bosons am ATLAS-Experiment gezeigt.

Parität \mathcal{P}

Die Parität beschreibt eine Punktspiegelung am Ursprung des Koordinatensystems. Die Punktspiegelung bedeutet eine Spiegelung des gesamten Raumes an den drei Ebenen, welche durch die Einheitsvektoren aufgespannt werden. Im Rahmen der Quantenmechanik wird der Parität ein Operator \mathcal{P} zugeordnet, welcher nur existiert, wenn es zu dem zu spiegelnden Objekt wirklich ein Spiegelbild gibt. Ein Zustand oder Objekt wird innerhalb der Quantenmechanik durch einen Ket-Vektor $|\psi(\vec{r})\rangle$ beschrieben. Sein Spiegelbild sei $|\psi(-\vec{r})\rangle$. Es gilt die Beziehung:

$$\mathcal{P}|\psi(\vec{r})\rangle = |\psi(-\vec{r})\rangle \quad (2.8)$$

Es wird zwischen zwei Arten von Paritätseigenschaften unterschieden: Gilt $\mathcal{P}|\psi(\vec{r})\rangle = |\psi(\vec{r})\rangle$ besitzt der Zustand eine positive bzw. gerade Parität, für den Fall $\mathcal{P}|\psi(\vec{r})\rangle = -|\psi(\vec{r})\rangle$ eine negative bzw. ungerade Parität.

Die Parität wurde von Eugen Paul Wigner in den 1930er eingeführt und galt die ersten Jahre innerhalb der Naturgesetze als erhalten [30]. In den 50er Jahre wurde diese Erhaltung von Yang und Lee angezweifelt [6] und konnte noch im selben Jahr im Wu-Experiment widerlegt werden [7].

Ladungskonjugation \mathcal{C}

Die Ladungskonjugation vertauscht alle Teilchen durch ihre Antiteilchen. Diese unterscheiden sich in den Vorzeichen ihrer additiven Quantenzahlen. Auch für die Ladungskonjugation ist ein Operator \mathcal{C} innerhalb der Quantenmechanik definiert. Dieser transformiert ein Teilchen in sein Antiteilchen. Neutrale Teilchen können Eigenzustand zu \mathcal{C} mit Eigenwert ± 1 sein. Die zweimalige Ausführung des Operators transformiert ein Teilchen in sich selbst. Innerhalb der schwachen Wechselwirkung wird die Symmetrie unter Ladungskonjugation verletzt.

$\mathcal{C}\mathcal{P}$ -Symmetrie

Die $\mathcal{C}\mathcal{P}$ -Transformation ist die hintereinander durchgeführte Transformation von \mathcal{C} und \mathcal{P} . Das Ergebnis der Transformation ist unabhängig von der Reihenfolge der einzelnen Operationen. Nach Entdeckung der Paritätsverletzung wurde die V-A-Theorie entwickelt, in welcher sowohl die Verletzung der Parität als auch die der Ladungskonjugation erklärt werden können, aber die $\mathcal{C}\mathcal{P}$ -Symmetrie erhalten ist.

Eine erste Verletzung der $\mathcal{C}\mathcal{P}$ -Symmetrie wurde im Jahre 1964 beobachtet [8, S. 138-140]. Es konnte gezeigt werden, dass das neutrale Kaon K_L^0 auch in zwei geladene Pionen mit einer Rate von $\sim 0,2\%$ zerfallen kann, was eine Verletzung der $\mathcal{C}\mathcal{P}$ -Symmetrie bedeutet. Diese Verletzung kann innerhalb des Standardmodell erklärt werden [4, 5, S. 380-397, S. 178-181].

2.4.1 \mathcal{CP} -Messungen

Die \mathcal{CP} -Symmetrie steht in direkter Verbindung zur Antisymmetrie zwischen Materie und Antimaterie im Universum. Die Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie in der Natur ist eine ungeklärte Frage in der Kosmologie. 1967 konnte von A.D. Sakharov gezeigt werden, dass die Asymmetrie der Baryonen nur durch die Verletzung der \mathcal{CP} -Symmetrie erklärbar ist [11]. Diese Bedingung ist eine von drei notwendigen Bedingungen zur Erklärung der Asymmetrie. Die bisher beobachteten Verletzungen reichen jedoch für eine stichhaltige Erklärung nicht aus.

Aus diesem Grund werden Untersuchungen der \mathcal{CP} -Eigenschaften des Higgs-Bosons im ATLAS-Experiment durchgeführt. Hierzu wurden Tests in den Zerfallskanälen $H \rightarrow ZZ$, $H \rightarrow \gamma\gamma$ und $H \rightarrow WW$ durchgeführt, in denen die Hypothese des Standardmodells, welches ein Higgs-Boson im Zustand $J^{PC} = 0^{++}$ vorhersagt, mit alternativen Zuständen verglichen wurde. J steht bei dieser Eigenschaft für den Drehimpuls des Higgs-Bosons. Für die Tests wurden sowohl die Daten mit einer Schwerpunktenergie von 8 TeV als auch die mit einer Energie von 7 TeV genutzt. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Tabelle (2.3) zu finden. Die Messungen zeigen, dass andere Zustände des Higgs-Bosons innerhalb dieses Experiments ausgeschlossen werden können. Das gefundene Higgs-Boson hat somit dominant die theoretisch vorhergesagte Eigenschaft $J^{PC} = 0^{++}$ des Standardmodells. Ein Überlagerung bzw. ein Mischung von verschiedenen Zuständen kann jedoch zur Zeit noch nicht ausgeschlossen werden, was eine \mathcal{CP} -Verletzung ermöglichen würde.

Zustand	Ausschlusswahrscheinlichkeit	Zerfallskanäle
0^-	97,8%	$H \rightarrow ZZ$
1^+	99,97%	$H \rightarrow ZZ$ und $H \rightarrow WW$
1^-	99,7%	$H \rightarrow ZZ$ und $H \rightarrow WW$
2^+	99,9%	$H \rightarrow ZZ$, $H \rightarrow WW$ und $H \rightarrow \gamma\gamma$

Tabelle 2.3: Übersicht der aktuellen J^{CP} -Studien des ATLAS-Experiments. Es wurden die Zustände in der ersten Spalte gegen den $J^P = 0^+$ Zustand des Standardmodells verglichen. In der zweiten Spalte ist das Vertrauensniveau der Hypothesenzurückweisung des Zustandes und in Spalte 3 die Zerfallskanäle, die berücksichtigt wurden, angegeben. [31].

2.5 \mathcal{CP} -Observable

In diesem Kapitel wird eine Einführung in die \mathcal{CP} -Observable gegeben, die im Laufe dieser Arbeit verwendet wird. Weiterführende Literatur hierzu sind [12–14].

Diese Herleitung orientiert sich an [32] und beschreibt den Zerfall $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$. Die Lagrangedichte für die Wechselwirkung des Higgs-Bosons H mit dem τ -Lepton ist gegeben durch:

$$\mathcal{L}_\gamma = -N(\cos\Phi \bar{\tau}\tau + \sin\Phi \bar{\tau}i\gamma_5\tau)H \quad (2.9)$$

Hierbei ist Φ der Mischungswinkel zwischen dem skalaren und pseudoskalaren Anteil des Higgs-Bosons. Für ein rein skalares Teilchen ist $\Phi = 0$ und für ein rein pseudoskalares ist $\Phi = -\pi/2$. Das $\tau\tau$ -System besitzt die Eigenschaften:

$$\mathcal{P} = (-1)^{L+1} \quad \mathcal{C} = (-1)^{L+S} \quad (2.10)$$

Hierbei ist L der Drehimpuls und S der Spin des Systems. Nun ist es möglich zu unterscheiden, ob sich das System im 1S_0 oder im 3P_0 Zustand befindet, hierbei entspricht der erste Zustand einem skalaren Higgs-Teilchen H und der zweite einem pseudoskalaren Higgs-Teilchen A. Die sich hieraus ergebenden Eigenschaften sind in Tabelle (2.4) dargestellt. Das $\tau\tau$ -System kann den Spin S=1 oder S=0 besitzen. Für das Higgs-Teilchen muss $J = 0$ gelten, woraus folgt, dass für den Drehimpuls des Systems L=0 bzw. L=1 gilt. Hieraus lassen sich über die Relationen (2.10) die $\mathcal{C}\mathcal{P}$ -Eigenschaften der beiden Zustände bestimmen.

Zustand Teilchen	1S_0 A	3P_0 H
J^{PC}	0^{-+}	0^{++}
S	0	1
L	0	1
Φ	$-\pi/2$	0
CP_{Higgs}	-1	1

Tabelle 2.4: Übersicht der Eigenschaften des $\tau\tau$ -System im Zerfall $H \rightarrow \tau\tau$ [14, 32].

Die Zerfallswahrscheinlichkeit ist:

$$\Gamma(H, A \rightarrow \tau^- \tau^+) \sim 1 - s_z^{\tau^-} s_z^{\tau^+} \pm s_T^{\tau^-} s_T^{\tau^+} \quad (2.11)$$

Hierbei steht das H für ein skalares Higgs-Teilchen und A für ein pseudoskalares. Die Notation ist so zu verstehen, dass für H die Terme addiert und für A subtrahiert werden. s_z^{τ} steht für den Spinanteil des jeweiligen τ -Lepton in Richtung der z-Achse und s_T^{τ} für den transversalen Anteil. Die z-Achse ist hierbei so definiert, dass die Impulsvektoren der τ -Leptonen in ihr liegen. Da sich zwischen H und A nur das Vorzeichen des Terms mit den transversalen Spinanteilen ändert, kann nur durch Bestimmung der transversalen Spinkorrelation zwischen H und A unterschieden werden.

Im Folgenden wird eine $\mathcal{C}\mathcal{P}$ -Observable für den Zerfall $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \pi^+ \pi^- 2\nu$ hergeleitet. Das π^- wird im τ^- -Ruhesystem vorzugsweise in der τ^- -Spin Richtung emittiert. Analog gilt dies für π^+ und den τ^+ -Spin (siehe Abbildung 2.4 (a)). Mit Hilfe dieser Kenntnis lässt sich eine Observable definieren, die sensitiv zu den τ -Spins ist und somit auch zum $\mathcal{C}\mathcal{P}$ -Eigenwert des Higgs-Bosons. Diese Observable wird wie folgt definiert: Es ist der Azimuthalwinkel φ zwischen der Zerfallsebene des τ^- und der des τ^+ (siehe Abbildung 2.4 (b)). Dieser Winkel lässt sich bestimmen, indem in das Higgs-Schwerpunktsystem transformiert wird. In diesem System liegen die τ -Vektoren in einem Winkel von 180° zueinander. Sie zeigen somit in genau entgegengesetzte Richtungen. Nun können die Normalenvektoren der beiden

Zerfallsebenen durch das Kreuzprodukt des τ -Impulsvektors mit dem entsprechenden π -Impulsvektor bestimmt werden. Der Winkel zwischen diesen Vektoren entspricht genau dem Azimutalwinkel zwischen den beiden Ebenen. Es ergibt sich folgende Abhängigkeit zwischen Γ und φ :

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma(h \rightarrow \pi^+ \pi^- + 2\nu)}{d\varphi} = \frac{1}{2\pi} \left[1 - \frac{\pi^2}{16} \cos(\varphi - 2\Phi) \right] \quad \text{mit} \quad \varphi = \varphi_+ - \varphi_- \quad (2.12)$$

Dabei ist φ^\pm der Azimutalwinkel der π^\pm in ihren entsprechenden τ^\pm -Ruheystemen. Hierbei wird der Winkel φ so definiert, dass immer von der τ^+ -Ebene zur τ^- -Ebene gemessen wird. Durch diese Definition wird eine volle Winkelverteilung zwischen 0 und 2π erreicht. Die sich ergebende Winkelverteilung ist in Abbildung (2.5) zu sehen. Hier ist die Winkelverteilung für den Fälle $\mathcal{CP}_{Higgs} = 1$ und $\mathcal{CP}_{Higgs} = -1$ gezeigt. Für die \mathcal{CP} -Beimischung dieses Zustandes sollte sich eine Überlagerung beider Verteilungen ergeben, welche in der Abbildung (2.5) ebenfalls eingezeichnet ist. Die Verteilung verschiebt sich um 2Φ , wobei Φ der Mischungswinkel ist.

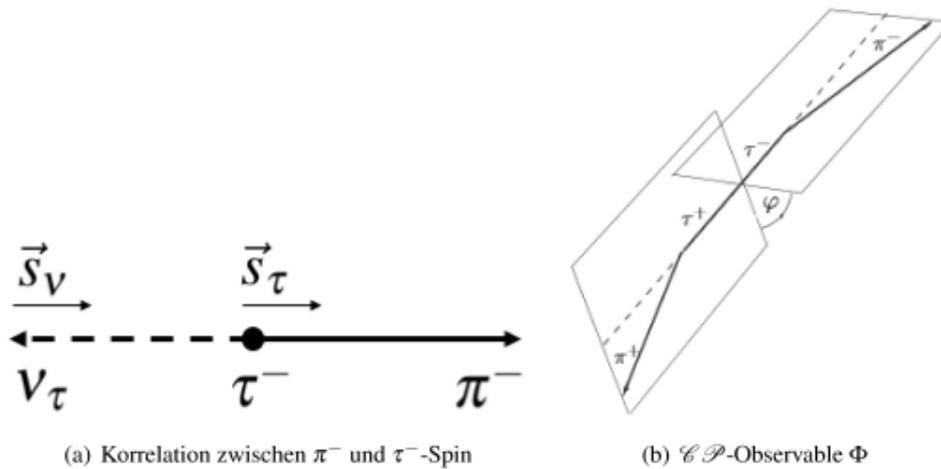


Abbildung 2.4: (a) Die Flugrichtung des π^- korreliert mit der τ^- -Spin Richtung und hat somit im τ -Ruheystem keine Gleichverteilung. (b) Definition der \mathcal{CP} -Observablen φ [32].

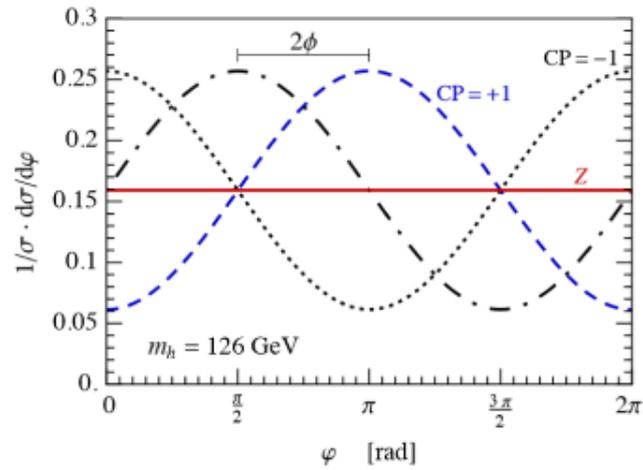


Abbildung 2.5: Verteilung der \mathcal{CP} -Observablen ϕ im $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \pi\pi$ -Kanal. Die Verteilung ist für $\mathcal{CP}_{Higgs} = 1$ (lange Striche), für $\mathcal{CP}_{Higgs} = -1$ (kurze Striche) und für eine Mischung von der Größe Φ (Striche und Punkte) gezeigt [32].

3 ATLAS-Experiment

Das ATLAS-Experiment befindet sich am LHC (Large Hadron Collider) am CERN [33, 34]. Der Detektor des Experiments ist ringförmig um die Strahlachse angebracht. Der LHC ist ein Proton-Proton-Beschleuniger, welcher seit 2008 in Betrieb ist. Er ist der bisher größte und höchst energetische Teilchenbeschleuniger der Welt. Neben ATLAS gibt es noch drei weitere Experimente an diesem: ALICE, CMS und LHCb. Sie sind an den 4 Kollisionspunkten des LHC positioniert. Der ATLAS-Detektor ist mit einem Durchmesser von 25 m, einer Länge von 44 m und einem Gewicht von 7000 t der größte jemals gebaute Teilchendetektor an einem Beschleuniger. Eine Übersicht über seinen Aufbau ist in Abbildung (3.1) zu finden. Im folgenden Kapitel soll ein kurzer Einblick in die verschiedenen Komponenten des Detektors und das verwendete Koordinatensystem gegeben werden. Eine ausführliche Beschreibung ist in [33] zu finden.

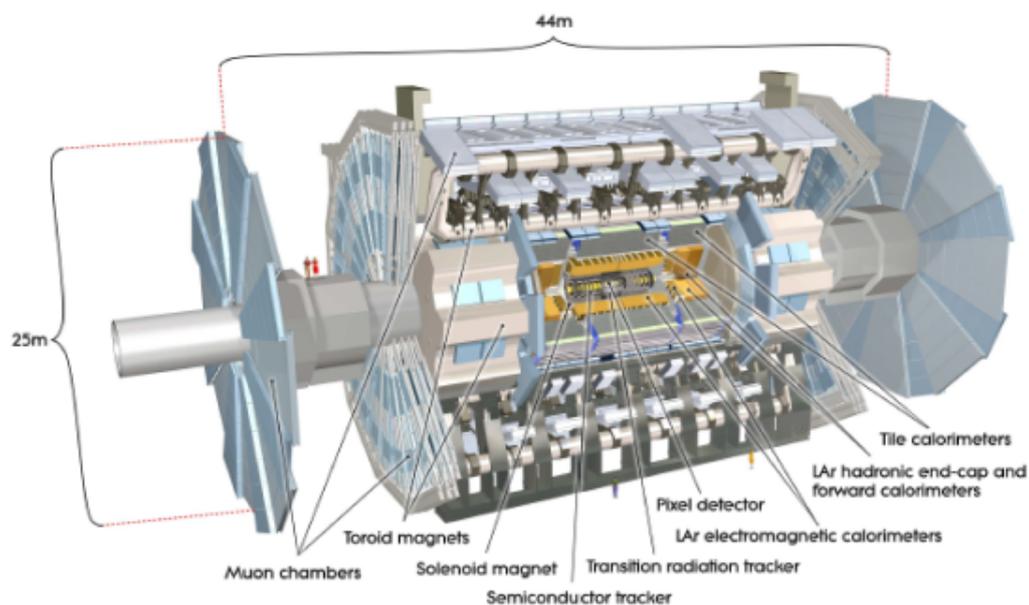


Abbildung 3.1: Aufbau des ATLAS-Detektor [33].

3.1 Koordinatensystem

Die x - y -Ebene wird so definiert, dass sie transversal zur Strahlröhre aufgespannt wird. Dabei zeigt die x -Achse zum Mittelpunkt des LHCs und die y -Achse steht senkrecht zur ihr in Richtung Erdoberfläche. Die z -Achse ist längs zu den eingehenden Protonenstrahlen definiert, sodass die drei Achsen zusammen ein rechtshändiges Koordinatensystem bilden. Hierdurch

wird die konventionelle Definition des Azimuthalwinkels Φ in der x-y-Ebene gewährleistet. Statt des Polarwinkels Θ , der den Winkel zwischen der Richtung eines Teilchens und der positiven z-Achse angibt, wird in der Praxis die Pseudorapidität η verwendet. Diese ist wie folgt definiert:

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

Durch die Vielzahl weicher QCD-Prozesse bei den Proton-Proton-Kollisionen im Beschleuniger, weist die Teilchendichte eine annähernd flache Verteilung in η auf [35]. Des weiteren entspricht die Pseudorapidität für verschwindende Massen oder für sehr hohe Energien gerade der Rapidität y . Dies kann auf Grund der hohen Energie am LHC für nahezu alle Teilchen angenommen werden. Aus der Lorentzinvarianz von Δy folgt daher in diesem Fall ebenfalls eine Invarianz für $\Delta \eta$. Dies ist wichtig, da der ‘‘Boost‘‘ in z-Richtung des kollidierenden Protonpaares unbekannt ist [36, S. 22-23].

Durch die Differenzen $\Delta \eta$ und $\Delta \Phi$ können die Abstände zweier Teilchen in den entsprechenden Koordinaten beschrieben werden. Eine weitere wichtige Größe ist $\Delta R = \sqrt{(\Delta \eta)^2 + (\Delta \Phi)^2}$. Sie beschreibt einen Kegel um die Flugbahn eines Teilchens und wird unter anderem in der späteren Rekonstruktion und Zuordnung von Teilchen verwendet. Der Vorteil dieser Variable liegt darin, dass sie nur von $\Delta \eta$ und $\Delta \Phi$ abhängig ist. Wie bereits erwähnt sind $\Delta \eta$ und $\Delta \Phi$ lorentzinvariant unter ‘‘Boost‘‘ entlang der z-Richtung. Somit ist ΔR ebenfalls lorentzinvariant unter ‘‘Boost‘‘ in die z-Richtung. Eine weitere wichtige Größe in der Auswertung ist die Projektion der Teilchenimpulse auf die x-y-Ebene. Diese Größe wird transversaler Impuls $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ genannt. Für genauere Informationen bietet sich die Literatur [33, 37] an.

3.2 Komponenten und Eigenschaften des Detektors

Der Detektor (Abb. (3.1)) ist aus verschiedenen Subsystemen aufgebaut, welche ein System von supraleitenden Magnetspulen umgeben. Er ist zylindrisch in Schichten aufgebaut, wobei seine Subsysteme von innen nach außen die Folgenden sind: innerer Detektor, elektromagnetisches und hadronisches Kalorimeter und das Myon-System.

Der Erste, der innere Detektor, ist dabei für die Messung der geladenen Teilchen verantwortlich und liefert hier präzise Spuren von diesen. Ein Magnetfeld der Stärke 2 T, welches durch supraleitende Solenoidspulen erzeugt wird, lenkt dabei die geladenen Teilchen ab, sodass ihr Impuls gemessen werden kann. Für ein Teilchen der Ladung ± 1 ergibt sich hierbei der Impuls p durch die Feldstärke B und dem Radius R zu:

$$p[\text{GeV}/c] = 0,3 \cdot B[\text{T}] \cdot R[\text{m}] \quad [38]. \quad (3.2)$$

Die geforderte Impulsauflösung des Spurdetektors beträgt $\sigma_{p_T}/p_T = 0,05\% p_T \oplus 1\%$ mit p_T in GeV. In Abbildung (3.2) sind die Auflösungen für die Stoßparameter d und z zu finden. Durch die Bestimmung der Spuren können Primär- und Sekundärvertex des beobachteten Zerfalls rekonstruiert werden. Der Primärvertex ist hierbei der Zerfallsort des Higgs-Bosons und der Sekundärvertex der Zerfallsort seines Tochterteilchens. Hierbei ist die Auflösung der Vertices abhängig von der Anzahl der Spuren, die für die Rekonstruktion zur Verfügung stehen.

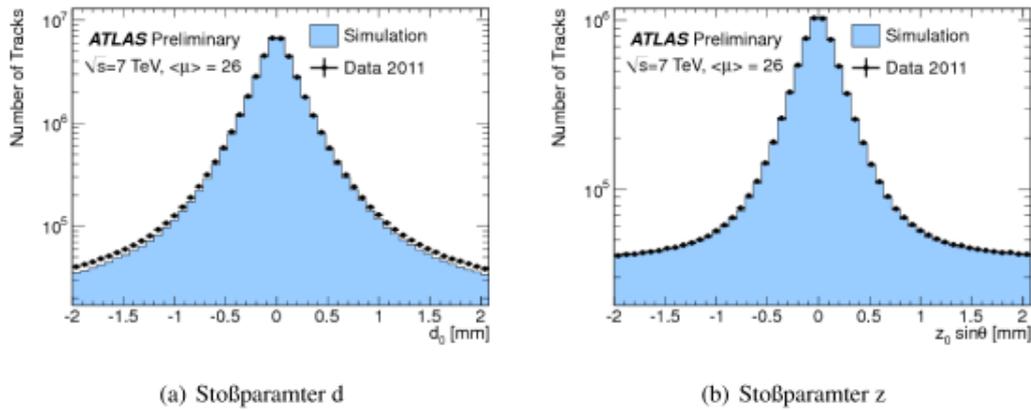


Abbildung 3.2: Auflösung der Stoßparameter des ATLAS-Detektors.

Diese ist nicht für jedes Ereignis konstant, weswegen keine allgemeine Auflösung angegeben werden kann. Meist stehen jedoch mehr Spuren für die Rekonstruktion des Primärvertex zur Verfügung, weswegen dieser eine höhere Genauigkeit besitzt. Genauere Informationen zu diesen Rekonstruktionsmethoden sind in [39] zu finden.

Dieser innere Teil kann wiederum in drei Komponenten aufgeteilt werden. Diese sind der Pixel-Detektor, der Silizium-Streifen-Detektor, welche beide einen Bereich von $|\eta| < 2,5$ abdecken, und der Übergangsstrahlungs-Detektor mit einem Bereich von $|\eta| < 2,0$. Hierbei liefert der letzte Teil entscheidende Informationen bei der Identifikation von Elektronen.

Das Kalorimeter dient zur Messung der Energie von Elektronen, Photonen und Jets. Dieses ist in vier Sektionen eingeteilt: Das zentrale elektromagnetische Kalorimeter (ECAL), das zentrale hadronische Kalorimeter (HCAL) und die zwei Endkappen-Kalorimeter, die wiederum unterteilt sind in ECAL, HCAL und ein Vorwärtskalorimeter (FCAL). Das Kalorimeter ist umgeben von acht supraleitenden Toroidspulen, welche azimuthal symmetrisch um das zentrale Kalorimeter angebracht sind und jeweils 8 Spulen in jeder Endkappe.

Diese 24 Spulen gehören zum äußersten Element, dem Myon-System. Dieses dient letztlich zu Identifikation von Myonen und zur Messung ihrer Impulse. Hierbei verursacht das toroidale Magnetfeld eine starke Ablenkung zur Impulsmessung. Dieses System nimmt einen Großteil des gesamten Volumen des Detektors ein. Eine Übersicht über die Auflösung und die Messbereiche der einzelnen Detektorteile ist in Tabelle 3.1 zu finden.

Das letzte Element ist das Trigger-System des Detektors. Die bisher höchste erreichte Luminosität betrug $7,73 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Dies folgt unter anderem aus der hohen Rate der Paketkollisionen im Detektor, welche zunächst 20 MHz und am Ende 40 MHz betrug. Diese hohe Anzahl an Daten ist unmöglich zu speichern. Deswegen ist ein Trigger-System notwendig, welches innerhalb kürzester Zeit entscheiden kann, ob ein Ereignis physikalisch interessant ist oder nicht. Dieses ist dreistufig aufgebaut und stellt an die Ereignisse Selektionskriterien, sodass eine Rate von etwa 400 Hz überbleibt mit einer Datenmenge von 1,3 MByte pro Ereignis.

Detektorkomponente	angestrebte Auflösung	η Bereich	
		Messung	Trigger
Spurdetektor	$\sigma_{p_T/p_T} = 0,05\% p_T \oplus 1\%$	$\pm 2,5$	
EM Kalorimeter	$\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$	$\pm 3,2$	$\pm 2,5$
hadron. Kalorimeter zentral und Endkappen	$\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$	$\pm 3,2$	$\pm 3,2$
Vorwärts	$\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$	$3,1 < \eta < 4,9$	$3,1 < \eta < 4,9$
Myonspektrometer	$\sigma_{p_T/p_T} = 10\%$ bei $p_T = 1 \text{ TeV}$	$\pm 2,7$	$\pm 2,4$

Tabelle 3.1: Übersicht des Auflösungsvermögens und des Pseudorapiditätsbereiches der Subdetektoren. Sowohl die Energie E , als auch der transversale Impuls p_T sind in GeV angegeben [33].

4 Rekonstruktion der Viererimpulse der τ -Leptonen

Im folgenden Kapitel soll eine Methode zur vollständigen Rekonstruktion der Vierervektoren der τ -Leptonen hergeleitet werden. Diese Methode benutzt bereits existierende Methoden, welche zur Identifikation des hadronischen Zerfalls des τ -Leptons mit den ATLAS-Daten von 2012 entwickelt wurde. Diese rekonstruieren den sichtbaren Anteil des τ -Leptons. Nähere Informationen sind in [40] zu finden. Anschließend wird die Methode mit Hilfe von simulierten Ereignissen auf Wahrheitsniveau bestätigt und die Effizienz und die Güte der Methode auf Rekonstruktionsniveau untersucht.

4.1 Herleitung der Methode

In dieser Studie wird nur eine Zerfallskombination im $\tau\tau$ -Zerfallskanal betrachtet. Dabei zerfällt ein τ -Lepton leptonisch ($\tau \rightarrow l \nu_l \nu_\tau$) und ein τ -Lepton hadronisch über ein a_1 -Meson ($\tau \rightarrow a_1 \nu_\tau \rightarrow 3\pi^\pm \nu_\tau$). Hierbei entstehen auf der hadronischen Seite ein Neutrino und auf der leptonischen Seite zwei Neutrinos (siehe Abbildung 4.1).

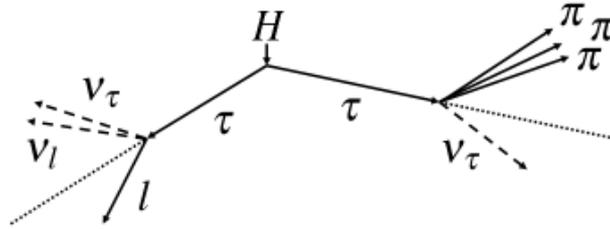


Abbildung 4.1: Zerfall des Higgs-Bosons über ein Lepton und ein a_1 -Meson ($H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow a_1^\pm l^\pm 3\nu \rightarrow 3\pi^\pm l^\pm 3\nu$), welcher in dieser Studie untersucht wird.

4.1.1 Problemstellung

Die τ -Leptonen sind zu kurzlebig, als dass diese direkt gemessen werden können. Daher ist es notwendig die Tochterteilchen zu messen, um aus diesen auf das ursprüngliche τ -Lepton zurückzuschließen. Hier ergibt sich nun das Problem, dass Neutrinos kaum wechselwirken, weswegen diese nicht gemessen werden. In diesem betrachteten Fall sind somit nur die Vierervektoren des Leptons, der Pionen und somit das a_1 -Meson bekannt. Außerdem lässt sich über weitere Rekonstruktionsmethoden der Primär-, der Sekundärvertex, sowie die fehlende transversale Energie \vec{E}_T^{miss} ("missing transverse momentum") bestimmen. \vec{E}_T^{miss} ist die gesamte fehlende transversale Energie in diesem Zerfall und somit die Summe der Impulse aller drei Neutrinos in transversaler Richtung. Da jedoch keine Aussage über den Beitrag der einzelnen Neutrinos getroffen werden kann, hilft diese Information zunächst nicht weiter. Der Primärvertex entspricht dem Entstehungsort des τ -Leptons und der Sekundärvertex dem des Zerfalls des τ -Leptons. Durch die Differenz dieser Orte lässt sich die Flugrichtung des τ -Leptons rekonstruieren. Diese Methode benötigt jedoch mehrere messbare Tochterteilchen, weswegen es nur auf der hadronischen Seite möglich ist, einen Zerfallsvertex des τ -Leptons

zu bestimmen. Darum wird zunächst nur diese Zerfallsseite betrachtet und die drei Pionen zum a_1 -Meson zusammengefasst.

4.1.2 Hadronische Zerfallsseite

Zur Lösung der hadronischen Zerfallsseite wird das Bezugssystem gewechselt. Durch die Flugrichtungen des τ -Leptons, des a_1 -Mesons und des τ -Neutrinos wird eine Ebene aufgespannt. Deswegen wird ein rechtshändiges Koordinatensystem gewählt in dem eine Koordinatenachse der Flugrichtung des τ -Leptons entspricht. Hierdurch wird das Problem zweidimensional, da nun alle Vektoren durch einen parallelen und senkrechten Anteil zum τ -Richtungsvektor beschrieben werden können (siehe Abbildung 4.2).

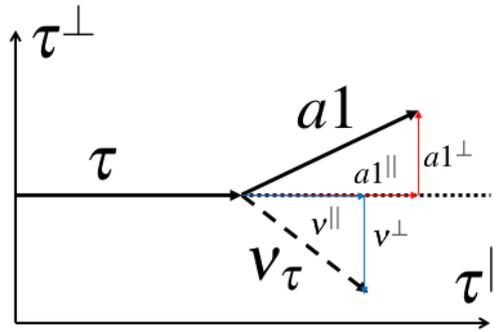


Abbildung 4.2: Hadronischer Zerfall des τ -Leptons. Alle beteiligten Teilchen können durch einen senkrechten und parallelen Anteil zum τ -Lepton dargestellt werden.

Durch Impuls- und Energieerhaltung kann folgendes Gleichungssystem aufgestellt werden:

$$\vec{p}_\tau^{\parallel} = \vec{p}_\nu^{\parallel} + \vec{p}_{a_1}^{\parallel} \quad (4.1)$$

$$\vec{p}_\tau^{\perp} = 0 = \vec{p}_\nu^{\perp} + \vec{p}_{a_1}^{\perp} \quad (4.2)$$

$$E_\tau = E_\nu + E_{a_1} \quad (4.3)$$

In diesem Gleichungssystem gibt es zunächst 3 Unbekannte. Gegeben sind lediglich die vollen kinematischen Informationen des a_1 -Mesons. Unbekannt sind hingegen \vec{p}_τ^{\parallel} , \vec{p}_ν^{\parallel} , \vec{p}_ν^{\perp} , aus diesen lässt sich E_τ und E_ν über die Energie-Impuls-Beziehung

$$E = \sqrt{\vec{p}^2 + m^2} \quad (4.4)$$

bestimmen. Diese Relation und dass das einzelne Neutrino als masselos angenommen werden kann, werden ausgenutzt um Gleichung (4.3) zu vereinfachen:

$$E_\tau = \sqrt{\vec{p}_\nu^2 + m_\nu^2} + E_{a_1} = \sqrt{\vec{p}_\nu^{\parallel 2} + \vec{p}_\nu^{\perp 2}} + E_{a_1} \quad (4.5)$$

Werden nun Gleichungen (4.1), (4.2) genutzt und berücksichtigt, dass die Vektoren entweder parallel oder senkrecht zueinander stehen, ergibt sich:

$$E_\tau = \sqrt{(\vec{p}_\tau^\parallel - \vec{p}_{a1}^\parallel)^2 + |\vec{p}_{a1}^\perp|^2} + E_{a1} \quad (4.6)$$

Die Gleichung wird auf Normalform gebracht und auf E_τ die Energie-Impuls-Beziehung (4.4) angewendet.

$$0 = \sqrt{(\vec{p}_\tau^\parallel - \vec{p}_{a1}^\parallel)^2 + |\vec{p}_{a1}^\perp|^2} + E_{a1} - \sqrt{|\vec{p}_\tau^\parallel|^2 + m_\tau^2} \quad (4.7)$$

Da die invariante Masse des τ -Leptons mit $1776,82 \pm 0,16$ MeV [41] bekannt ist, ist nun die letzte Unbekannte $|\vec{p}_\tau^\parallel|$. Somit lässt sich die Gleichung lösen. Es handelt sich hier um eine quadratische Gleichung, wodurch sich zwei Lösungen ergeben. Diese sind:

$$|\vec{p}_\tau^\parallel|_{1,2} = \frac{\beta}{2\alpha} \pm \sqrt{\frac{\beta^2}{4\alpha^2} - \frac{\gamma}{\alpha}} \quad (4.8)$$

mit den Definitionen:

$$\alpha = 1 - \frac{|\vec{p}_{a1}^\parallel|^2}{E_{a1}^2}$$

$$\beta = 2A \frac{|\vec{p}_{a1}^\parallel|}{E_{a1}} + 2|\vec{p}_{a1}^\parallel|$$

$$\gamma = |\vec{p}_{a1}^\parallel|^2 + |\vec{p}_{a1}^\perp|^2 + A^2 = |\vec{p}_{a1}|^2 + A^2$$

$$A = \frac{m_\tau^2 - E_{a1}^2 - |\vec{p}_{a1}^\parallel|^2 - |\vec{p}_{a1}^\perp|^2}{2E_{a1}} = \frac{m_\tau^2 - E_{a1}^2 - |\vec{p}_{a1}|^2}{2E_{a1}}$$

Die vollständige Herleitung der Lösung ist im Anhang in Kapitel 7.1 zu finden. Beide Lösungen liegen im physikalischen sinnvollen Bereich, weswegen analytisch keine der beiden Lösungen ausgeschlossen werden kann. Somit werden im Folgenden beide Lösungen betrachtet. Aus dem berechneten Impulsbetrag und der bereits bekannten Flugrichtung des τ -Leptons sowie der invarianten Masse, kann der vollständige Vierervektor des τ -Leptons konstruiert werden. Hierzu wird die Definition $\tau^\mu = (\vec{p}_\tau, E_\tau)$ genutzt, wobei sich E_τ über die Energie-Impulsbeziehung (4.4) bestimmen lässt. Durch die volle Rekonstruktion des τ -Leptons lässt sich nun auch der Vierervektor des τ -Neutrinos berechnen ($v_{\tau had}^\mu = \tau_{had}^\mu - a_1^\mu$). Somit ist das System auf der hadronischen Seite des Zerfalls vollständig bekannt.

4.1.3 Leptonische Zerfallsseite

Nun soll ebenfalls die leptonische Seite mit Hilfe der gewonnenen Informationen auf der hadronischen gelöst werden. Die beiden Neutrinos werden zu einem Pseudoteilchen ν zusammengefasst (siehe Abbildung 4.3).

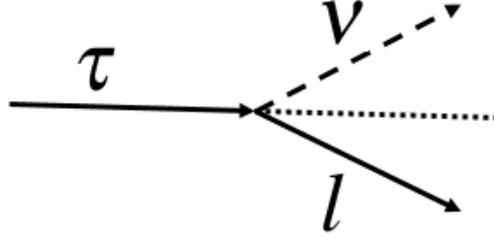


Abbildung 4.3: Der leptoniche Zerfall $\tau \rightarrow l\nu_l\nu_\tau$. Als Bezugssystem wurde das Laborsystem gewählt. Das eingezeichnete Teilchen ν ist das Pseudoteilchen des $\nu_l\nu_\tau$ -Systems der beiden Neutrinos.

Um bei dieser Problemstellung eine Lösung zu finden, muss neben der invarianten Masse des τ -Leptons zusätzlich die des Higgs-Bosons genutzt werden. Dadurch lässt sich jedoch durch die Methode nicht mehr auf die Masse des Higgs-Bosons zurückschließen, da diese als Massenbedingung vorausgesetzt wird. In den folgenden Rechnungen wird die Masse des Higgs-Bosons auf $m_H = 125$ GeV festgesetzt, so wie sie in der Simulation verwendet wird. Ausgehend von der Energie-Impuls-Beziehung (Gleichung 4.4) für das Higgs-Boson H wird der leptoniche Zerfall gelöst:

$$E_H^2 - \vec{p}_H^2 = m_H^2 \quad (4.9)$$

Es wird Energie- und Impulserhaltung im Zerfall des Higgs-Bosons in der Form von $E_H = E_{\tau_{had}} + E_{\tau_{lep}}$, wobei τ_{had} für das hadronisch zerfallende und τ_{lep} für das leptoniche zerfallende τ -Lepton steht, genutzt. Zusätzlich wird die Relation $\vec{p}_H = \vec{p}_{\tau_{had}} + \vec{p}_{\tau_{lep}}$ verwendet:

$$(E_{\tau_{had}} + E_{\tau_{lep}})^2 - (\vec{p}_{\tau_{had}} + \vec{p}_{\tau_{lep}})^2 = m_H^2 \quad (4.10)$$

Nun wird die Energie-Impuls-Beziehung auf das τ_{lep} -Lepton angewendet und sein Impuls in seinen transversalen und in den in z-Richtung zeigenden Anteil aufgeteilt:

$$\left(E_{\tau_{had}} + \sqrt{m_{\tau_{lep}}^2 + \vec{p}_{\tau_{lep}}^T{}^2 + \vec{p}_{\tau_{lep}}^z{}^2}\right)^2 - (\vec{p}_{\tau_{had}} + \vec{p}_{\tau_{lep}}^T + \vec{p}_{\tau_{lep}}^z)^2 = m_H^2 \quad (4.11)$$

Anschließend kann der transversale Anteil des Impulses des τ_{lep} -Leptons berechnet werden. Er setzt sich aus dem des Leptons l und dem des Neutrinosystems ν zusammen ($\vec{p}_{\tau_{lep}}^T = \vec{p}_l^T + \vec{p}_\nu^T$). Der Impuls des letzteren kann zwar nicht gemessen werden, jedoch kann sein Wert bestimmt werden, indem von der \vec{E}_T^{miss} der bereits bestimmte Anteil des Neutrinos auf der hadronischen Seite $\vec{p}_{\nu_{had}}^T$ abgezogen wird ($\vec{p}_\nu^T = \vec{E}_T^{miss} - \vec{p}_{\nu_{had}}^T$). Nun ergibt sich $\vec{p}_{\tau_{lep}}^T = \vec{p}_l^T + \vec{E}_T^{miss} - \vec{p}_{\nu_{had}}^T$ und somit:

$$(E_{\tau_{had}} + m_{\tau_{lep}}^2 + (\vec{p}_l^T + \vec{E}_T^{miss} - \vec{p}_{\nu_{had}}^T)^2 + \vec{p}_{\tau_{lep}}^z{}^2)^2 - (\vec{p}_{\tau_{had}} + (\vec{p}_l^T + \vec{E}_T^{miss} - \vec{p}_{\nu_{had}}^T)^2 + \vec{p}_{\tau_{lep}}^z{}^2)^2 = m_H^2 \quad (4.12)$$

Wieder ergibt sich eine quadratische Gleichung, in der \vec{p}_{lep}^z die letzte unbekannte Variable darstellt. Die Lösung ergibt sich zu:

$$(\vec{p}_{lep}^z)_{1,2} = \frac{\beta}{2\alpha} \pm \sqrt{\frac{\beta^2}{4\alpha^2} - \frac{\gamma}{\alpha}} \quad (4.13)$$

mit:

$$\begin{aligned} \alpha &= 1 - \frac{\vec{p}_{had}^2}{E_{had}} \\ \beta &= 2A \frac{\vec{p}_{had}^z}{E_{had}} \\ \gamma &= m_\tau^2 + (\vec{p}_l^T + \vec{E}_T^{miss} - \vec{p}_{had}^T)^2 - A^2 \\ A &= \frac{m_H^2 - 2m_\tau^2 + 2\vec{p}_{had}^T \cdot (\vec{p}_l^T + \vec{E}_T^{miss} - \vec{p}_{had}^T)}{2E_{had}} \end{aligned}$$

Auch hier findet sich die ausführliche Herleitung der Lösung im Anhang in Kapitel 7.2. Nun kann der Vierervektor des τ -Leptons auf der leptonischen Seite rekonstruiert werden. Es wird die folgende Notation des Vierervektors genutzt: $p^\mu = (\vec{p}, E)$, wobei $\vec{p} = (\vec{p}^T, p_z)$ ist und die Energie E durch die Energie-Impulsbeziehung bestimmt wird. Es bleibt noch zu erwähnen, dass die Lösungen der hadronischen Seite zur Berechnung genutzt wurden. Da es bereits dort zwei Lösungen gibt, ergeben sich auch für jede Lösung der leptonischen Seite zwei Möglichkeiten, sodass insgesamt vier Lösungspaare $(|\vec{p}_\tau|_{1,2}, (\vec{p}_{lep}^z)_{1,2})$ vorhanden sind. Auch hier lässt sich rein analytisch keine Lösung ausschließen. Deswegen werden alle vier Lösungen im folgenden Kapitel mit Hilfe von simulierten Ereignissen untersucht.

4.2 Bestätigung der Methode

Zur Bestätigung der in Kapitel 4.1 hergeleiteten Rekonstruktion der Vierervektoren der τ -Leptonen, wird diese mit Hilfe von simulierten Ereignissen der ATLAS Kollaboration untersucht. Zunächst werden nur Wahrheitsinformationen für die Methode genutzt. Dies bedeutet es werden die wahren Werte für die kinetischen Informationen des a_1 -Meson und des Leptons sowie die Flugrichtung des hadronisch zerfallenden τ -Leptons verwendet. Die fehlende transversale Energie \vec{E}_T^{miss} des Systems wird durch die Addition der Vierervektoren der drei Neutrinos des Systems bestimmt.

Das Kapitel gliedert sich in zwei Abschnitte. Im ersten werden die vier Lösungen, die durch diese Methode gefunden werden, einzeln betrachtet und miteinander verglichen. Im zweiten Abschnitt werden die Lösungen nicht mehr einzeln betrachtet, sondern zusammengefasst. Es wird für jedes Ereignis gezielt eine der vier Lösungen gewählt. Es wird die Lösung gewählt, welche am dichtesten am wahren Wert liegt. Näheres hierzu ist in Kapitel 4.2.3 zu finden.

Damit die im Folgenden betrachteten Ergebnisse besser interpretiert werden können, werden zunächst die absoluten Werte der Komponenten der Vierervektoren der τ -Leptonen untersucht. Diese sind in Abbildung (4.4) zu finden. Es werden hier nur die Ereignisse verwendet, die auch später zur Rekonstruktion der Vierervektoren der τ -Leptonen benutzt werden. Dies bedeutet, dass nur Ereignisse berücksichtigt werden, die über den Zerfall $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow a_1^\pm l^\pm 3\nu$ zerfallen. Ansonsten sind keine weiteren Selektionskriterien angewendet. Die transversalen Impulse haben beide einen Mittelwert von 54 GeV, die Gesamtimpulse einen Wert von 87 GeV. Der Φ -Winkel ist gleich verteilt, während η bevorzugt kleinere Werte annimmt. In Tabelle (4.1) sind die Mittelwerte und die Standardabweichung der Verteilungen zu diesen Parametern zu finden. Es gibt keinen signifikanten Unterschied in den kinetischen Eigenschaften der τ -Leptonen wenn sie leptonisch oder hadronisch zerfallen.

Komponente	Zerfall	Mittelwert	σ	Zerfall	Mittelwert	σ	Einheit
p	hadronisch	87	43	leptonisch	87	43	GeV
p_T	hadronisch	54	24	leptonisch	54	24	GeV
Φ	hadronisch	1,6	0,9	leptonisch	1,6	0,9	rad
η	hadronisch	1,2	0,8	leptonisch	1,2	0,9	rad

Tabelle 4.1: Mittelwerte und Standardabweichung der Komponenten der τ -Leptonen auf Wahrheitsniveau. σ entspricht der Standardabweichung der jeweiligen Verteilung.

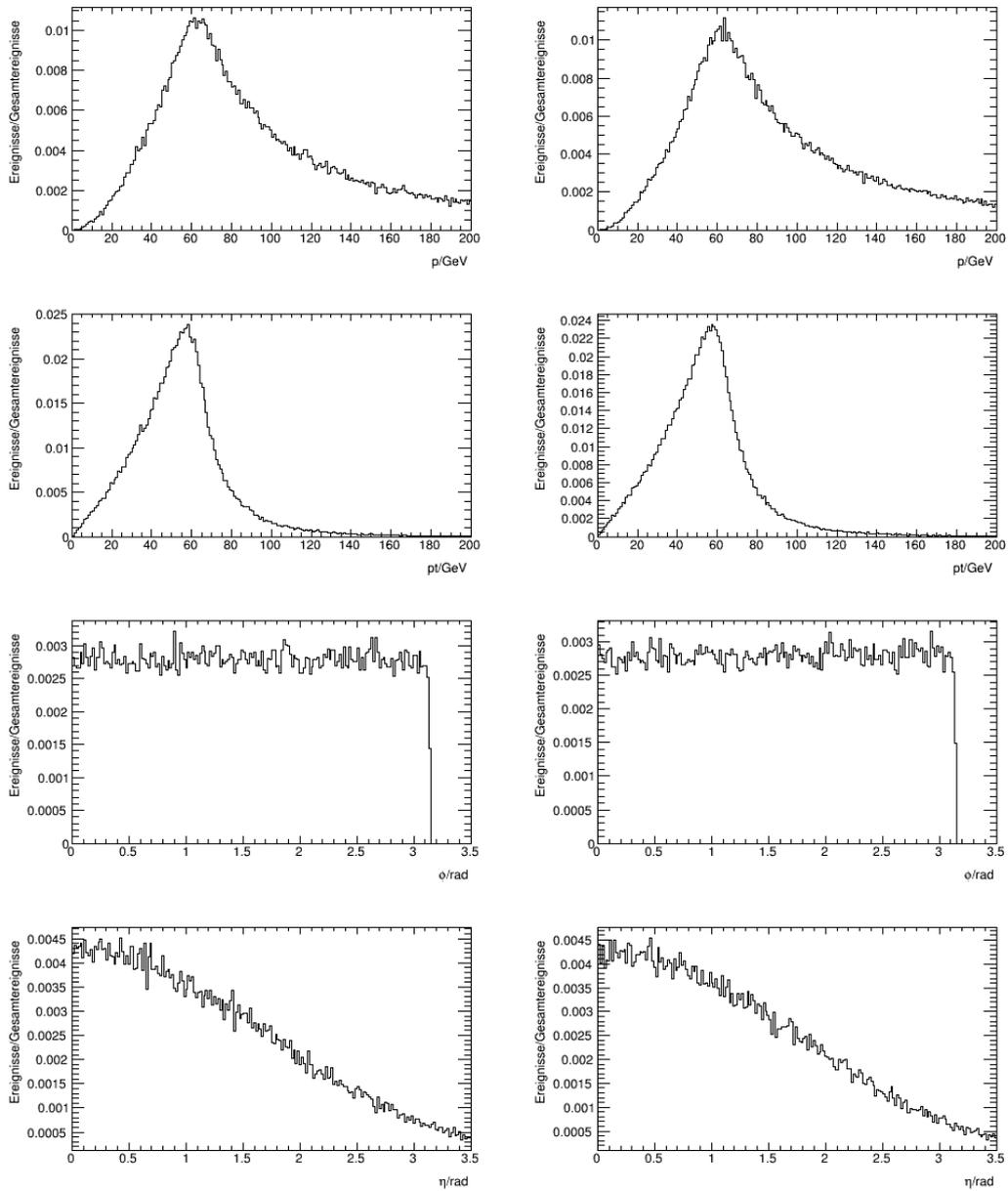


Abbildung 4.4: Verteilung der absoluten Werte der kinetischen Komponenten der τ -Leptonen auf Wahrheitsniveau. In der linken Spalte ist die hadronische, auf der rechten die leptonische Zerfallsseite dargestellt. In der ersten Zeile sind die Verteilungen für den Gesamtimpuls (p) und in der zweiten Zeile für den transversalen Impuls (p_T) gegeben. In der dritten und vierten Zeile sind die Winkelverteilung für Φ und η aufgetragen. Die Impulsverteilungen sind in GeV und die Winkelverteilungen in Radiant eingezeichnet.

4.2.1 Effizienz der Methode

Die Effizienz der Methode wird als erstes betrachtet. Die Effizienz der Methode wird in dieser Arbeit als die Anzahl der Ereignisse betrachtet auf die die Methode erfolgreich angewendet werden kann. Erfolgreich heißt in diesem Kontext, dass sie ein reelles Ergebnis ausgibt. Die Ergebnisse hierzu sind in Tabelle (4.2) zu finden. Die Verluste sind in zwei Teile gegliedert. Der erste Teil "Selektion" stellt Auswahlkriterien vor der Anwendung der Methode dar und gliedert sich wiederum in 3 Subteile.

Die Ursache "Zerfallskanal" steht für alle Fälle, in denen das gefundene Higgs-Boson nicht im Kanal $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow a_1 l + 3\nu$ zerfällt. Die Zerfallswahrscheinlichkeit liegt über der theoretischen Wahrscheinlichkeit für ein Higgs-Boson der Masse 125 GeV (siehe Kapitel 2.3.3). Dies ist durch die in dieser Arbeit verwendeten simulierten Ereignisse zu erklären. An diese ist die Bedingung gestellt, dass immer ein τ -Lepton leptonisch und ein τ -Lepton hadronisch zerfällt. Hierdurch werden die Zerfallswahrscheinlichkeiten zu Gunsten dieser Zerfallskombination verschoben. Die leptonische Seite des Zerfalls ist in jedem Ereignis erfüllt und nur auf der hadronischen Seite muss der Zerfall über das geladene a_1 -Meson stattfinden. Hier werden mit Abstand die meisten Ereignisse aussortiert, was an der niedrigen Wahrscheinlichkeit des Zerfallskanals liegt.

"Zerfallsvertices" steht für Fälle, in denen der Primär- oder Sekundärvertex inkonsistente Ergebnisse lieferte. Es wurden Ereignisse gefunden, in denen nicht alle Pionen aus dem selben Sekundärvertex entstanden sind. Da dies auf Wahrheitsniveau nicht auftreten sollte, wurden diese Ereignisse aussortiert. In anderen Fällen stimmte der Zerfallsort des Higgs-Bosons nicht mit dem Produktionsort der beiden τ -Teilchen überein. Da diese Ereignisse weniger als 0,5% der Gesamt Ereignisse ausmachen, wurde die Ursache im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersucht.

Bereich	Ursache	Ereignisse	Verlust	Lösungen	Lösungen in %
Selektion	Zerfallskanal	1119897	964226	155671	13,90
	Zerfallsvertices	155671	695	154976	99,55
	γ -Abstrahlung	154976	63422	91554	59,08
	Insgesamt	1119897	1029403	91554	8,12
Methode	Hadronisch	91554	302	91252	99,67
	Leptonisch	91252	493	90759	99,46
	Insgesamt	91554	795	90759	99,13
	Insgesamt	1119897	1029138	90759	8,10

Tabelle 4.2: Übersicht über die verschiedenen Stufen, in denen Ereignisse aussortiert werden. Die Tabelle ist in Selektion und Methode eingeteilt. Der Bereich Selektion findet vor der Methode statt. Hier werden Ereignisse, die nicht die richtigen Teilchen beinhalten oder inkonsistente Eigenschaften haben, aussortiert. Im Teil Methode ist ein Überblick, wie viele Lösungen innerhalb der Methode auf Wahrheitsniveau verloren gehen, indem sie imaginäre Werte ergeben.

Die nächste Selektion “ γ -Abstrahlung“ berücksichtigt Fälle, in denen zusätzlich zu den zwei τ -Leptonen noch ein Photon im Zerfall des Higgs-Bosons auftritt. Dieses Photon beinhaltet ebenfalls einen Teil der Gesamtenergie, was sowohl den Impuls, als auch die Flugrichtung der beiden τ -Leptonen beeinflusst. In diesen Fällen sind die Impulse der τ -Leptonen nicht mehr konsistent mit denen ihrer Tochterpartikeln, was undefinierte Ergebnisse der Methode zur Folge hat. Dies sortiert weitere 40% der verbleibenden Fälle aus. Dieser Verlust sollte im Rahmen von weiteren Arbeiten minimiert werden, wird jedoch innerhalb dieser Arbeit akzeptiert.

Insgesamt werden so über 90% der Ereignisse bereits vor der Anwendung der Methode aussortiert. Die Folge ist, dass eine hohe Anzahl von Ereignissen untersucht werden muss, um eine entsprechende Anzahl an relevanten Ereignissen zu bekommen.

Im zweiten Abschnitt “Methode“ ist der Verlust während der Rekonstruktion dargestellt. Der Verlust liegt sowohl auf der hadronischen als auch auf der leptonischen Seite unter 0,6%. Insgesamt generieren unter 1% der Ereignisse keine Lösung. Dieser Verlust ist auf Rundungsfehler zurückzuführen. Im Verlauf der Methode werden geringe Differenzen zwischen großen Zahlen berechnet (siehe Gleichung (4.8) und (4.13)). Deswegen ist die Methode anfällig auf solche Rundungsfehler. Durch die Rundungsfehler liefern die Wurzelterme in den Gleichungen (4.8) und (4.13) imaginäre Werte. Da die Anzahl an Verlusten, die vor allem in Ereignissen mit extremen Impuls- bzw. Flugrichtungsverteilungen auftreten, sehr gering ist, wurde auf eine weitere Untersuchung und Optimierung innerhalb dieser Arbeit verzichtet.

4.2.2 Untersuchung der einzelnen Lösungen

In diesem Kapitel werden zunächst die alle Lösungen der Methode betrachtet. Hierzu wird gesondert die hadronische und anschließend die leptonische Seite untersucht.

Hadronische Seite

Auf der hadronischen Seite ergeben sich für jedes Ereignis durch die quadratische Gleichung (4.8) zwei Lösungsmöglichkeiten. Die erste Lösung ist in Abbildung (4.5) zu finden, diese ist die Lösung, in der die Terme von Gleichung (4.8) addiert werden. Es ist jeweils die Differenz zwischen der rekonstruierten Komponente und seinem wahren Wert gezeigt. Für den Impuls (p) und den transversalen Impuls (p_T) sind die Verteilungen sowohl in GeV als auch in einem relativen Maßstab zum wahren Wert dargestellt ($(p_{reco} - p_{wahr})/p_{wahr}$). Für die Impulsparameter sind nahezu Deltafunktionen bei Null zu erkennen. Beide haben einen Ausläufer, der im positiven Bereich liegt. Dies bedeutet, dass für den Impuls entweder der richtige oder ein zu hoher Wert bestimmt wurde. Für die Winkelverteilungen sind keine Ausläufer zu erkennen, diese liefern nahezu Deltafunktionen. Dies war zu erwarten, da für die Bestimmung der Flugrichtung des τ -Leptons der Primär- und Sekundärvertex genutzt wird, welche auf Wahrheitsniveau die exakte Richtung angeben. Daher sind die Funktionen auf der hadronischen Seite eine reine Bestätigung, dass die Vertexbestimmungen der simulierten Ereignisse korrekt sind.

Die zweite Lösung, die in Abbildung (4.6) dargestellt ist, zeigt die gleichen Deltafunktionen für die Verteilungen der Winkeldifferenzen $\Delta\eta$ und $\Delta\Phi$. Dies ist die Lösung, in der die Terme von Gleichung (4.8) subtrahiert werden. Für die Impulsverteilung zeigt sich ein gespiegeltes Bild. Hier sind die Lösungen entweder exakt richtig oder zu klein. Eine genauere Untersuchung zeigt, dass in jedem Ereignis eine der beiden Lösungen die korrekte ist. Hierzu wird eine Selektion genutzt, die immer eine der beiden Lösungen auswählt. Diese Methode wird im nächsten Kapitel 4.2.3 näher beschrieben.

Parameter	Lösung	Mittelwert	σ	Lösung	Mittelwert	σ	Einheit
Δp_T	1	14	22	2	-9	13	GeV
Δp	1	15	25	2	-14	22	GeV
$\Delta\Phi$	1	0,00	< 0,00	2	0,00	< 0,00	rad
$\Delta\eta$	1	0,00	< 0,00	2	0,00	< 0,00	rad

Tabelle 4.3: Mittelwerte der Differenzen der Lösungen der hadronischen Seite mit ihren wahren Werten auf Wahrheitsniveau. σ entspricht der Standardabweichung der jeweiligen Verteilung.

Auch ein Blick auf die Mittelwerte der Verteilungen der beiden Lösungen, welche in Tabelle (4.3) dargestellt sind, bestätigt das an den Graphen beobachtete Verhalten. In den Impulsparametern ist für die erste Lösung ein positiver und für die zweite Lösung ein negativer

Mittelwert zu erkennen.

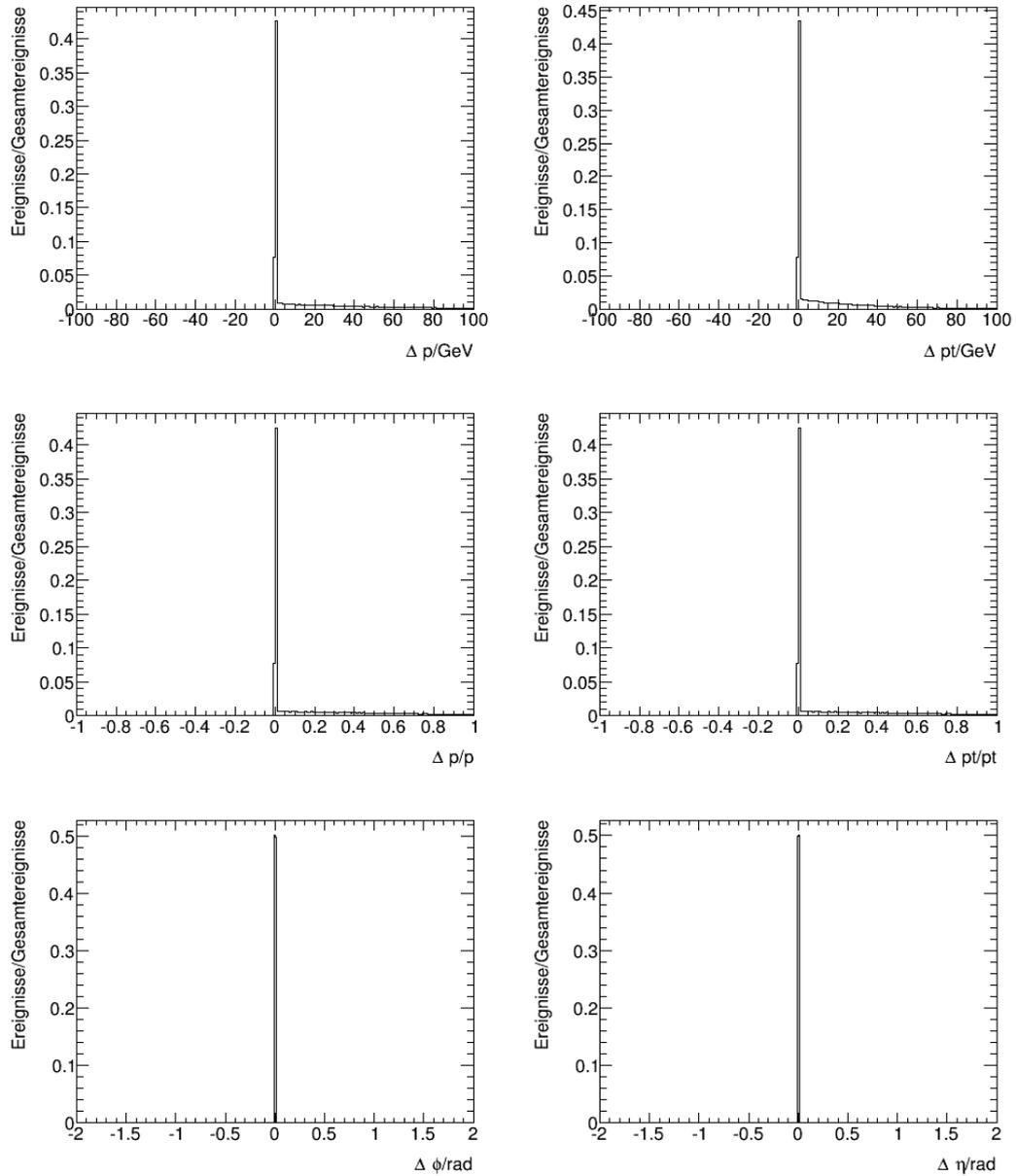


Abbildung 4.5: Verhalten der ersten Lösung für die hadronische Zerfallsseite auf Wahrheitsniveau. In der ersten Zeile sind die Differenzen für Impuls (p) und transversalen Impuls (p_T) mit ihren wahren Werten in GeV zu sehen. In der zweiten sind die relativen Differenzen dieser zu finden, indem diese mit dem wahren Wert normiert wurden. In der letzten Zeile sind die Differenzen für die Winkel Φ und η in Radiant dargestellt.

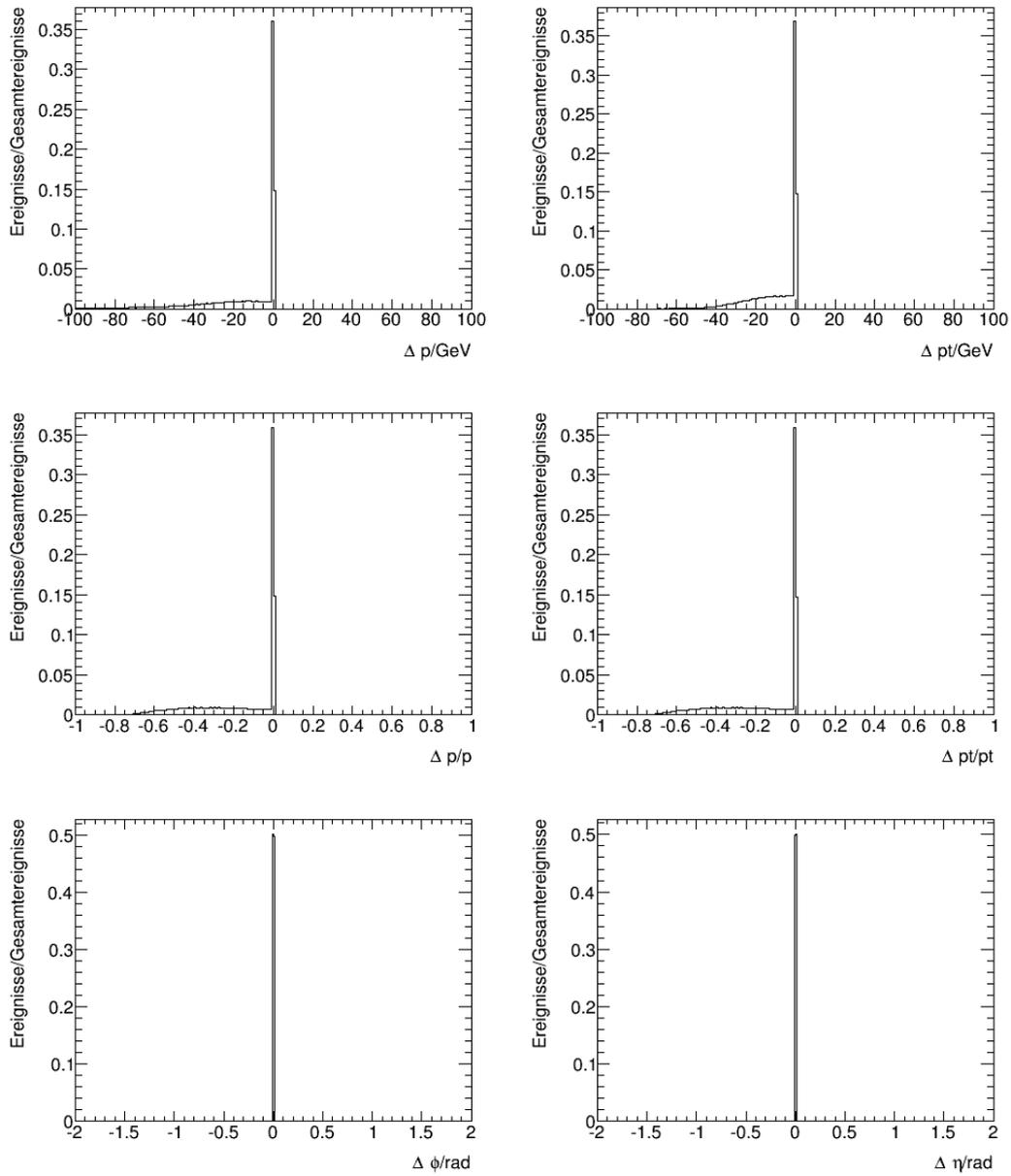


Abbildung 4.6: Verhalten der zweiten Lösung für die hadronische Zerfallsseite auf Wahrheitsniveau. In der ersten Zeile sind die Differenzen für Impuls (p) und transversalen Impuls (p_T) mit ihren wahren Werten in GeV zu sehen. In der zweiten sind die relativen Differenzen dieser zu finden, indem diese mit dem wahren Wert normiert wurden. In der letzten Zeile sind die Differenzen für die Winkel Φ und η in Radiant dargestellt.

Leptonische Seite

Mit Hilfe der Ergebnisse der hadronischen Seite kann die Rekonstruktion auf der leptonischen Seite durchgeführt werden. Durch die zwei Lösungen auf der hadronischen Seite und der quadratischen Gleichung auf der leptonischen Seite ergeben sich vier Lösungen. Es werden in diesem Kapitel für den Impulsbetrag exemplarisch alle vier Lösungen dargestellt und untersucht. Anschließend wird die Lösung 1 ausführlich betrachtet. Die Ergebnisse der anderen drei Lösungen sind hingegen im Anhang 7.3 zu finden.

Die vier Lösungen entsprechen den vier Kombinationsmöglichkeiten, welche man durch die Möglichkeit der Addition oder Subtraktion der Wurzelterme in den Gleichungen (4.8) und (4.13) bekommt. Die Zuordnung der Lösungen sind in Tabelle (4.4) dargestellt.

Methode	hadronisch	leptonisch
Lösung 1	+	+
Lösung 2	+	-
Lösung 3	-	+
Lösung 4	-	-

Tabelle 4.4: Hier sind die Zuordnungen der vier Lösungen zu den Vorzeichen der Wurzelterme in den Lösungen (4.8) und (4.13). Lösung 1 entspricht somit der Addition des Wurzelterm sowohl in der hadronischen als auch in der leptonischen Lösung.

Vergleich der vier leptonischen Lösungen

Für einen Vergleich der vier verschiedenen Lösungen wurde der Gesamtimpuls (p) gewählt. Die Graphen hierzu sind in Abbildung (4.7) zu finden. Es ist jeweils die absolute Differenz des rekonstruierten Impulses und des wahren Impulses in GeV, sowie die relative Differenz ($(p_{reco} - p_{wahr})/p_{wahr}$) zwischen diesen angegeben. Für alle Lösungen ist bei $\Delta p = 0$ ein deutlicher Peak zu erkennen, was auf die Korrektheit der Methode schließen lässt. Ein starker Unterschied zwischen den einzelnen Lösungen ist auf den ersten Blick nicht zu erkennen.

Lösung	1	1	2	2	3	3	4	4	
Parameter	Mittelwert	σ	Mittelwert	σ	Mittelwert	σ	Mittelwert	σ	Einheit
Δp_T	12	21	12	21	-5	11	-5	11	GeV
ΔP	0	29	0	29	5	34	5	35	GeV
$\Delta \Phi$	0,00	0,3	0,0	0,3	0,0	0,5	0,0	0,5	rad
$\Delta \eta$	0,9	1,5	-0,9	1,5	1,4	1,4	-1,4	1,4	rad

Tabelle 4.5: Mittelwerte der Differenzen aller Lösungen mit ihren wahren Werten der leptonischen Seite auf Wahrheitsniveau. σ entspricht der Standardabweichung der jeweiligen Verteilung.

Zu einer besseren Untersuchung wird Tabelle (4.5) genutzt. Hier sind die Mittelwerte der Verteilungen der Differenzen und deren Standardabweichungen aller Lösungen für die Parameter Δp , Δp_T , $\Delta \Phi$ und $\Delta \eta$ aufgelistet. Es sind Zusammenhänge zwischen den einzelnen Lösungen

erkennbar.

Hadronischer Einfluss

Zunächst wird der Einfluss von der hadronischen Seite untersucht. Dafür werden die erste und die zweite Lösung, welche die selbe hadronische Lösung benutzen, mit der dritten bzw. der vierten Lösung verglichen. Hier ist zu erkennen, dass sich der Mittelwert von Δp_T vom Positiven (Lösung 1 bzw. 2) ins Negative (Lösung 3 bzw. 4) verschiebt. Für den Gesamtimpuls p wird der Mittelwert für Δp ins Positive verschoben. Für η vergrößert sich der Betrag des Mittelwerts $\Delta\eta$. Die hadronische Methode beeinflusst somit den Mittelwert der Differenzen der Komponenten p , p_T und η .

Der Einfluss auf Δp_T wird durch die Korrektur der fehlenden transversalen Energie \vec{E}_T^{miss} , welche für die leptonische Seite genutzt wird, verursacht. Diese wird mit dem Impuls des Neutrinos auf der hadronischen Seite korrigiert und entspricht gerade dem p_T des Neutrinos auf der leptonischen Zerfallsseite. Der Impuls des Neutrinos wird durch die Subtraktion des Vierervektors des a_1 -Mesons von dem rekonstruierten Vierervektor des hadronisch zerfallenden τ -Leptons berechnet: $p_V^\mu = p_\tau^\mu - p_{a_1}^\mu$. Für den Fall, dass die erste Lösung der hadronischen Seite falsch ist, konnte festgestellt werden, dass der Wert des rekonstruierten Impulses des τ -Leptons über dem wahren Wert liegt. Da der Impuls des a_1 -Mesons jedoch korrekt ist, wird in diesen Fällen auch für das Neutrino ein zu hoher Impuls bestimmt. Bei der Korrektur der fehlenden transversalen Energie ist zu beachten, dass diese vektoriell durchgeführt wird. Deswegen müssen die unterschiedlichen Flugrichtungen des Neutrinosystems der leptonischen Seite und des Neutrinos der hadronischen Seite berücksichtigt werden ($\vec{E}_T^{miss} = \vec{E}_{T\text{korr}}^{miss} + \vec{p}_{T\nu\text{had}}$, $\vec{E}_{T\text{korr}}^{miss}$ ist der korrigierte fehlende transversale Impuls). Für ein Higgs-System, welches nur eine geringe kinetische Energie hat, zeigen die Impulsvektoren der Neutrinos in entgegengesetzte Richtungen (siehe Abbildung (4.1)). Erst bei einer großen kinetischen Energie des Higgs-Bosons drehen sich die die Flugrichtungen der τ -Leptonen und somit der Neutrinos soweit, dass sie annähernd in die gleiche Richtung zeigen. Somit haben $\vec{E}_{T\text{korr}}^{miss}$ und $\vec{p}_{T\nu\text{had}}$ unterschiedliche Vorzeichen in den meisten Ereignissen. Dies bedeutet, dass ein zu hoch bestimmter Wert für $\vec{p}_{T\nu\text{had}}$ auch einen zu hohen Wert für $\vec{E}_{T\text{korr}}^{miss}$ zur Folge hat, bei gegebenen \vec{E}_T^{miss} ($\vec{E}_T^{miss} = \vec{E}_{T\text{korr}}^{miss} + \vec{p}_{T\nu\text{had}}$). Die korrigierte fehlende transversale Energie wird zu hoch berechnet und somit auch p_T für das leptonisch zerfallende τ -Lepton, da gilt: $\vec{p}_{T\tau\text{lep}} = \vec{E}_{T\text{korr}}^{miss} + \vec{p}_{T\text{lep}}$. Hier ist $\vec{p}_{T\tau\text{lep}}$ der transversale Impuls des leptonisch zerfallenden τ -Leptons und $\vec{p}_{T\text{lep}}$ der transversale Impuls des Leptons, in das es zerfällt. Dies erklärt die Verschiebung des Mittelwertes der Differenz Δp_T für Lösung 1 und 2 ins Positive. Für Lösung 3 und 4 entstehen für den Impuls des hadronisch zerfallenden τ -Leptons zu niedrige Werte, was hier die Verschiebung von Δp_T ins Negative erklärt.

Leptonischer Einfluss

Um den Einfluss der leptonischen Methode zu untersuchen, wird die Lösung 1 mit der Lösung 2 und die Lösung 3 mit der Lösung 4 verglichen.

Die Beträge der Lösungen innerhalb jedes dieser Paare bleiben gleich. Für $\Delta\eta$ dreht sich das Vorzeichen des Mittelwertes um, während die restlichen Komponenten das gleiche Vorzeichen behalten. Dies bedeutet, dass die leptonische Lösung nur $\Delta\eta$ beeinflusst. Durch die leptonische Methode wird die z-Komponente des Gesamtimpulses bestimmt. Diese hat einen direkten Zusammenhang mit η in der folgenden Form:

$$p_z = p_T \sinh(\eta). \quad (4.14)$$

Da p_T durch die fehlende korrigierte transversale Energie $\vec{E}_{T\text{kor}}^{\text{miss}}$ festgelegt ist und somit für jedes einzelne Ereignis konstant ist, gilt: $p_z \propto \sinh(\eta)$. Daraus folgt, dass die Verschiebung von η durch p_z verursacht wird. Somit liegen mehr Werte von p_z für Lösung 1 und 3 über und für Lösung 2 und 4 unter dem wahren Wert. Die Schlussfolgerung hieraus ist, dass sich die leptonische Methode analog zur hadronischen verhält. Eine der Lösungen stimmt immer mit dem wahren Wert überein, während die andere einen falschen Wert liefert. Für die Addition des Wurzelterms in der Lösung (siehe Gleichung (4.13)) liegen die falschen Werte über dem wahren Wert. Dies ist für Lösung 1 und 3 der Fall (siehe Tabelle (4.4) und (4.5)). Im Fall der Subtraktion des Wurzelterms in Gleichung (4.13) liegen die falschen Werte unter dem wahren Wert, wie es in Lösung 2 und 4 der Fall ist.

Lediglich für $\Delta\Phi$ verändert sich der Mittelwert nicht. Der Mittelwert von $\Delta\Phi$ liegt konstant bei Null und wird weder von der hadronischen noch von der leptonischen Methode beeinflusst.

Untersuchung der ersten leptonischen Lösung

Nachdem der Einfluss der einzelnen Lösungen untereinander untersucht wurden, soll exemplarisch die erste Lösung genauer betrachtet werden. Die Graphen zu dieser Lösung sind in Abbildung (4.8) zu finden. Hier sind sowohl für den Gesamtimpuls p als auch für den transversalen p_T die Differenz zwischen rekonstruierten Wert und dem wahren Wert in GeV und relativ zum wahren Impuls gezeigt. Ebenso sind diese Differenzen für Φ und η in Radiant angegeben. Für alle Parameter ist ein Peak an dem Wert Null zu erkennen. Im Vergleich mit den Werten in Tabelle (4.5) ist zu erkennen, dass nicht alle Mittelwerte der Differenzen direkt bei Null liegen. Dies liegt daran, dass gerade für p_T und η die falschen Lösungen, welche durch die Methode entstehen, nicht gleich verteilt sind, sondern für die erste Lösung bevorzugt über dem wahren Wert liegen. Nur für den Gesamtimpuls P und Φ verteilen sich die falschen Lösungen gerade so, dass sie sich bei der Berechnung des Mittelwertes der Differenzen kompensieren und nur Einfluss auf die Breite der Verteilung haben.

Die Standardabweichung für die Winkeldifferenzen $\Delta\Phi$ und $\Delta\eta$ Werte liegen deutlich über Null. Dies war auf der hadronischen Seite nicht zu erkennen. Dort wurde die Richtung des τ -Leptons allein durch die Vertices und nicht durch die Methode bestimmt. Auf der leptonischen Seite hingegen geht auch die Methode selbst in die Bestimmung der Richtung mit ein. Mit nur einem sichtbaren Tochterteilchen auf der leptonischen Seite können die Vertices nicht rekonstruiert werden. Deswegen wird auf der leptonischen Seite nicht der Betrag des Impulses $|p|$, sondern die z-Komponente des Impulses p_z rekonstruiert. Diese hat Einfluss auf die Winkelverteilungen η . Wird ausgenutzt, dass die Pseudorapidität in diesem Zerfall gerade

der Rapidität y entspricht, vergleiche hierzu Kapitel 3.1, kann η wie folgt durch kartesische Koordinaten ausgedrückt werden:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_z}{p - p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = y \quad \text{für } m = 0 \quad (4.15)$$

Es gibt einen direkten Zusammenhang zwischen η und der Impulskomponente. Φ wird dagegen nicht direkt durch p_z beeinflusst. Die dennoch auftretende Breite kann durch die verwendete \vec{E}_T^{miss} erklärt werden. Diese wird mit den Ergebnissen für das Neutrino auf der hadronischen Seite korrigiert. Hier treten für das Neutrino falsche Lösungen auf Grund der Dualität der Lösung auf. Bei der Verwendung des falschen Neutrinos werden somit unkorrekte Ergebnisse für Φ berechnet. Die Werte für die Neutrinos ν sind nicht symmetrisch verteilt, was aus der Asymmetrie für die hadronischen τ -Leptonen für die erste Lösung folgt. Ihr Einfluss auf Φ ist aber eine in erster Näherung symmetrische Verbreiterung des "Peaks" um Null. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass nur der Impulsbetrag $|p_\nu|$ nicht symmetrisch verteilt ist. In Φ fließt jedoch ebenfalls die Richtung des Neutrinos ein. Diese ist gleich verteilt. Somit werden Werte des Impulsbetrages gleichmäßig im positiven und negativen Wertebereich verteilt und erklären so die symmetrische Verbreiterung von Φ . Eine genauere Untersuchung, welche in Kapitel 4.2.3 zu finden ist, zeigt, dass auch auf der leptonischen Seite immer eine der vier Lösungen den erwarteten Wert liefert.

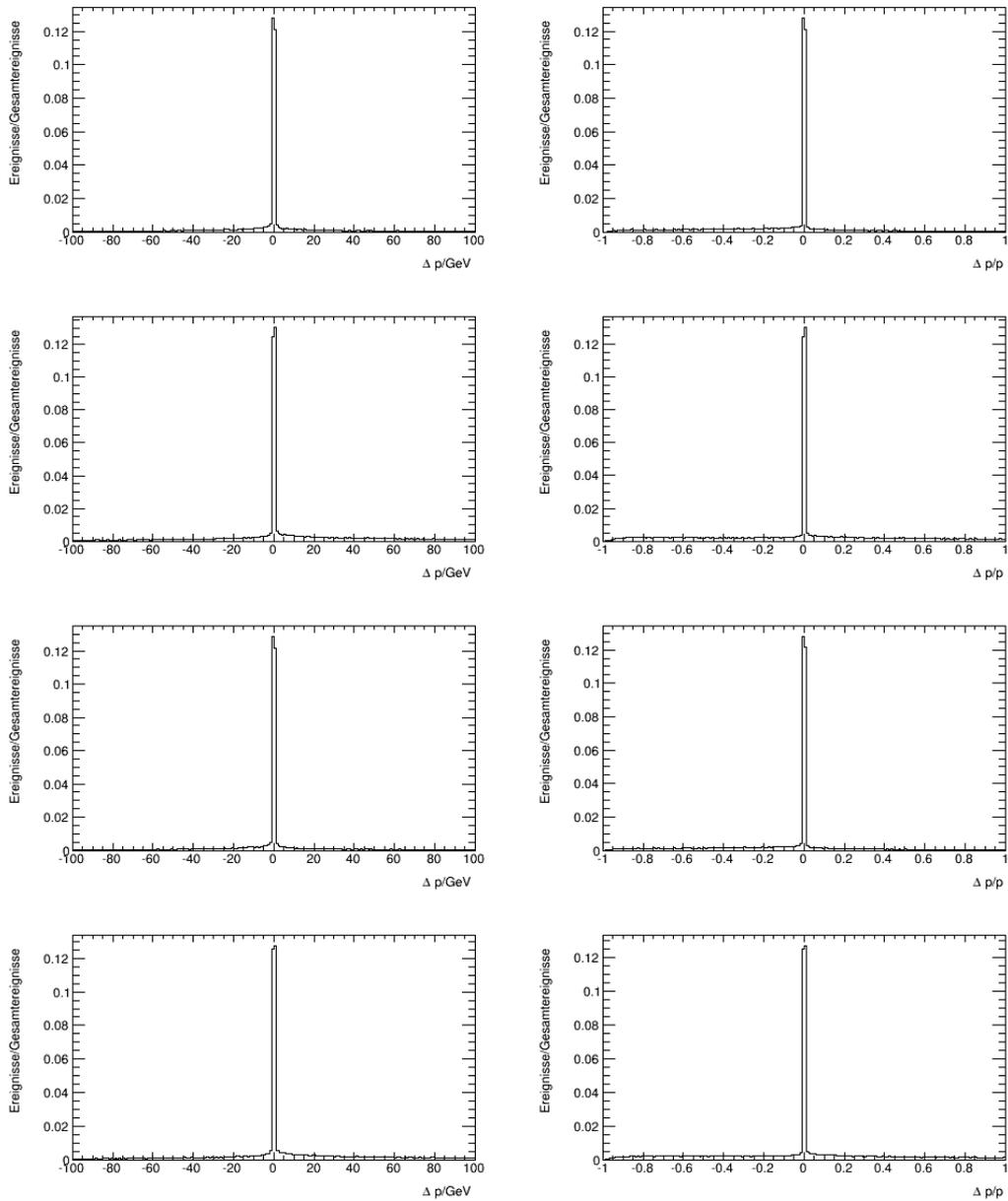


Abbildung 4.7: Verhalten der vier Lösungen für die leptonische Zerfallsseite auf Wahrheitsniveau. In der ersten Zeile sind die Differenzen für den Impuls (p) in GeV und relativ zum wahren Impuls für die erste Lösung gegeben. In den weiteren Zeilen folgen dann die Lösungen 2-4 ebenfalls in GeV und relativ zum wahren Wert. Die ersten beiden Lösungen verwendeten die erste Lösung der hadronischen Seite, das zweite Paar die zweite Lösung.

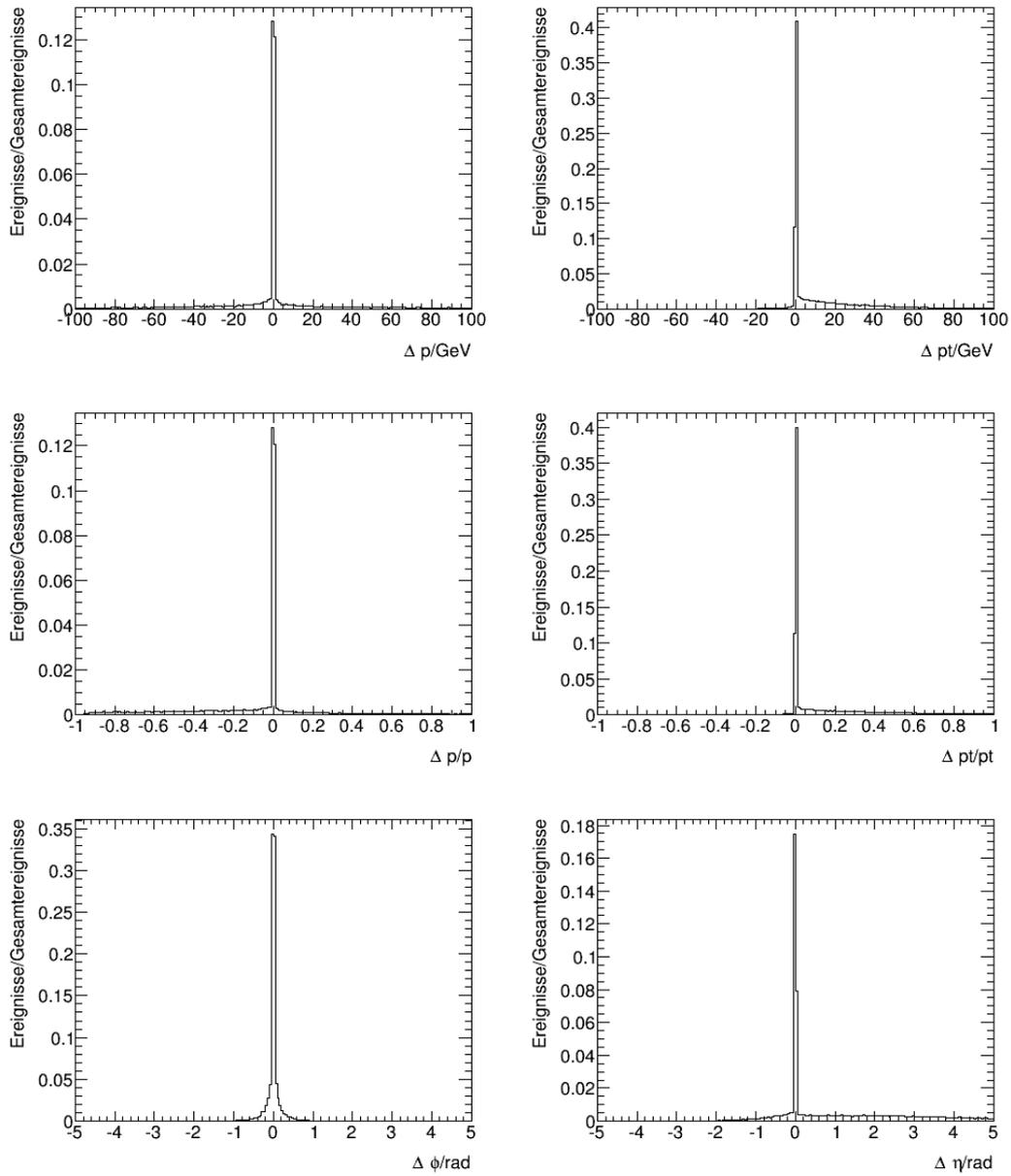


Abbildung 4.8: Verhalten der ersten Lösung für die leptonische Zerfallsseite auf Wahrheitsniveau. In der ersten Zeile sind die Differenzen für Impuls (p) und transversalem Impuls (p_T) mit ihren wahren Werten in GeV zu sehen. In der zweiten sind die relativen Differenzen dieser zu finden, indem diese mit dem wahren Wert normiert wurden. In der letzten Zeile sind die Differenzen für die Winkel Φ und η in Radiant dargestellt.

4.2.3 Untersuchung der Optimale Lösung

Im Fall der Daten kann nicht entschieden werden, welche Lösung die Richtige ist, da die wahren Werte der Impulskomponenten nicht bekannt sind. Mit simulierten Ereignissen ist jedoch der wahre Wert bekannt. Im folgenden Kapitel wird aus jedem Ereignis diejenige Lösung genutzt, die die geringste Abweichung von der wahren Lösung hat. Diese optimale Lösung validiert die Richtigkeit der Methode.

Hadronische Zerfallsseite

Zunächst wird wieder nur die hadronische Seite betrachtet. In der Abbildung (4.9) ist der durch die Methode bestimmte Wert minus den wahren Wert der jeweiligen Eigenschaft dargestellt. Hierbei ist die Differenz für den transversalen und den gesamten Impuls sowohl in GeV als auch relativ zu seinem wahren Wert dargestellt, $(p_{\tau reco} - p_{\tau wahr})/p_{\tau wahr}$. Die Winkeldifferenzen sind in den letzten Zeile dargestellt und werden in Radiant angegeben. Alle 6 Darstellungen zeigen nahezu eine Deltafunktion. Somit stimmen die rekonstruierten Werte sehr genau mit ihren wahren Werten überein. Diese Abbildungen bestätigen die analytisch hergeleitete Methode. Zur vollständigen Validierung der Methode werden zusätzlich die Mittelwerte der Graphen betrachtet, welche in Tabelle (4.6) zu finden sind. Die Mittelwerte liegen alle auf dem Ursprung und die Verteilungen besitzen eine geringe Breite im Vergleich zu den absoluten Werten der Komponenten, welche in Abbildung (4.4) gezeigt sind. Diese Breite entsteht durch Rundungseffekte innerhalb der Berechnung der Methode und haben keine physikalische Ursache. Somit kann die hadronische Methode durch die simulierten Ereignisse bestätigt werden.

Komponente	Zerfall	Mittelwert	σ	Zerfall	Mittelwert	σ	Einheit
Δp_T	hadronisch	0,0	0,1	leptonisch	0,0	0,1	GeV
ΔP	hadronisch	0,0	0,2	leptonisch	0,0	0,8	GeV
$\Delta \Phi$	hadronisch	0,0	< 0,0	leptonisch	0,0	< 0,00	rad
$\Delta \eta$	hadronisch	0,0	< 0,0	leptonisch	0,0	< 0,0	rad

Tabelle 4.6: Mittelwerte der Differenzen der optimalen Lösungen auf Wahrheitsniveau.

Leptonische Zerfallsseite

Es soll ebenfalls die optimale Lösung auf der leptonischen Seite betrachtet werden. Um diese zu finden, wird die optimale Lösung auf der hadronischen Seite genutzt und anschließend aus den verbleibenden zwei Lösungen der leptonischen Seite diejenige gewählt, die näher am wahren Wert liegt. Die Ergebnisse sind in Abbildung (4.10) zu finden. Auch hier sind Deltafunktionen zu erkennen, welche die Methode bestätigen. Die entsprechenden Mittelwerte mit Fehlerangaben sind in Tabelle (4.6) zu finden. Auch diese stimmen mit dem Wert Null überein und die Verteilungen besitzen eine geringe Breite. Somit kann auch hier die Methode eindeutig bestätigt werden.

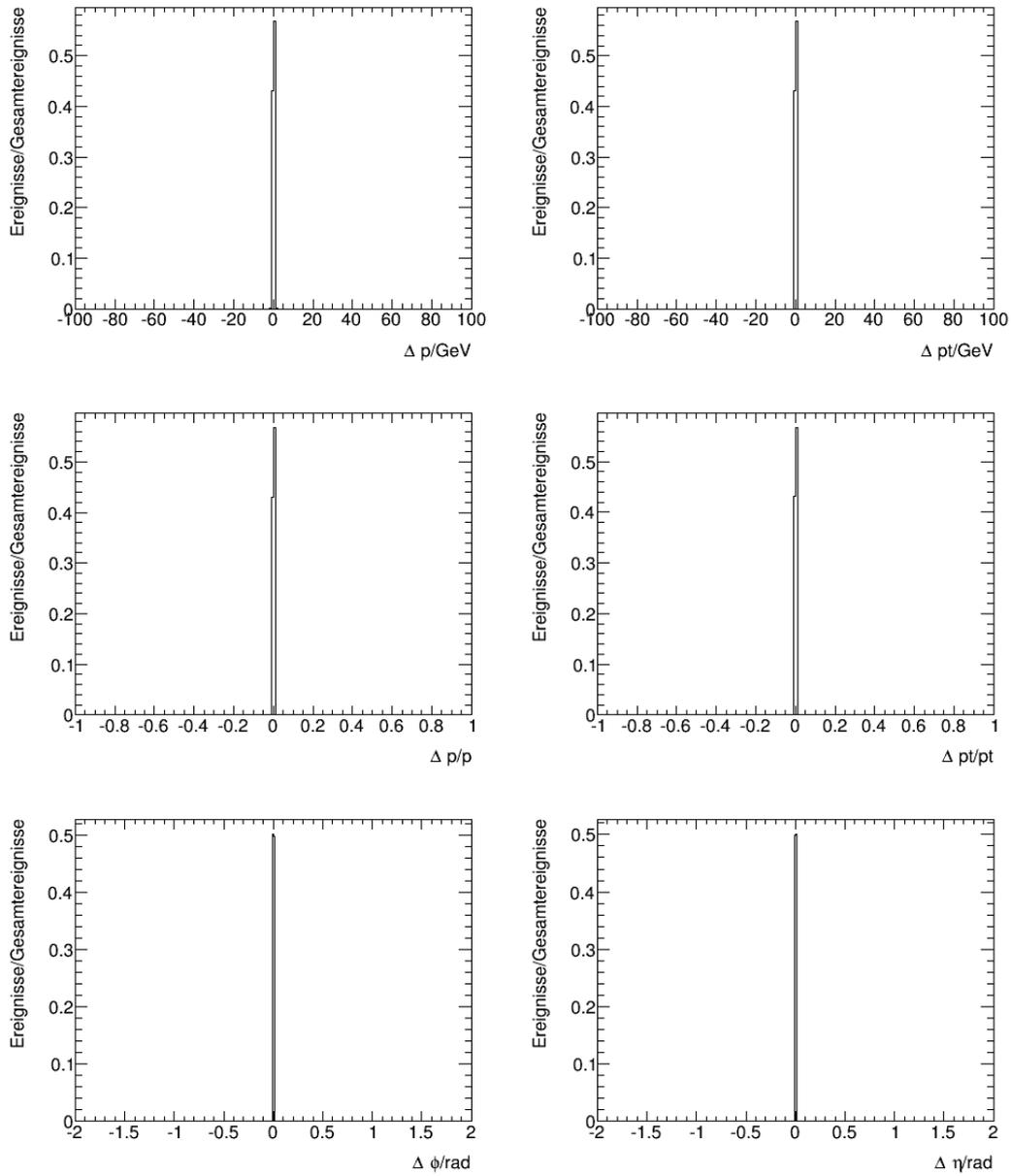


Abbildung 4.9: Verhalten der optimalen Lösungen für die hadronische Zerfallsseite auf Wahrheitsniveau. In der ersten Zeile sind die Differenzen für Impuls (p) und transversalen Impuls (p_T) mit ihren wahren Werten in GeV zu sehen. In der zweiten sind die relativen Differenzen dieser zu finden, indem diese mit dem wahren Wert normiert wurden. In der letzten Zeile sind die Differenzen für die Winkel Φ und η in Radiant dargestellt.

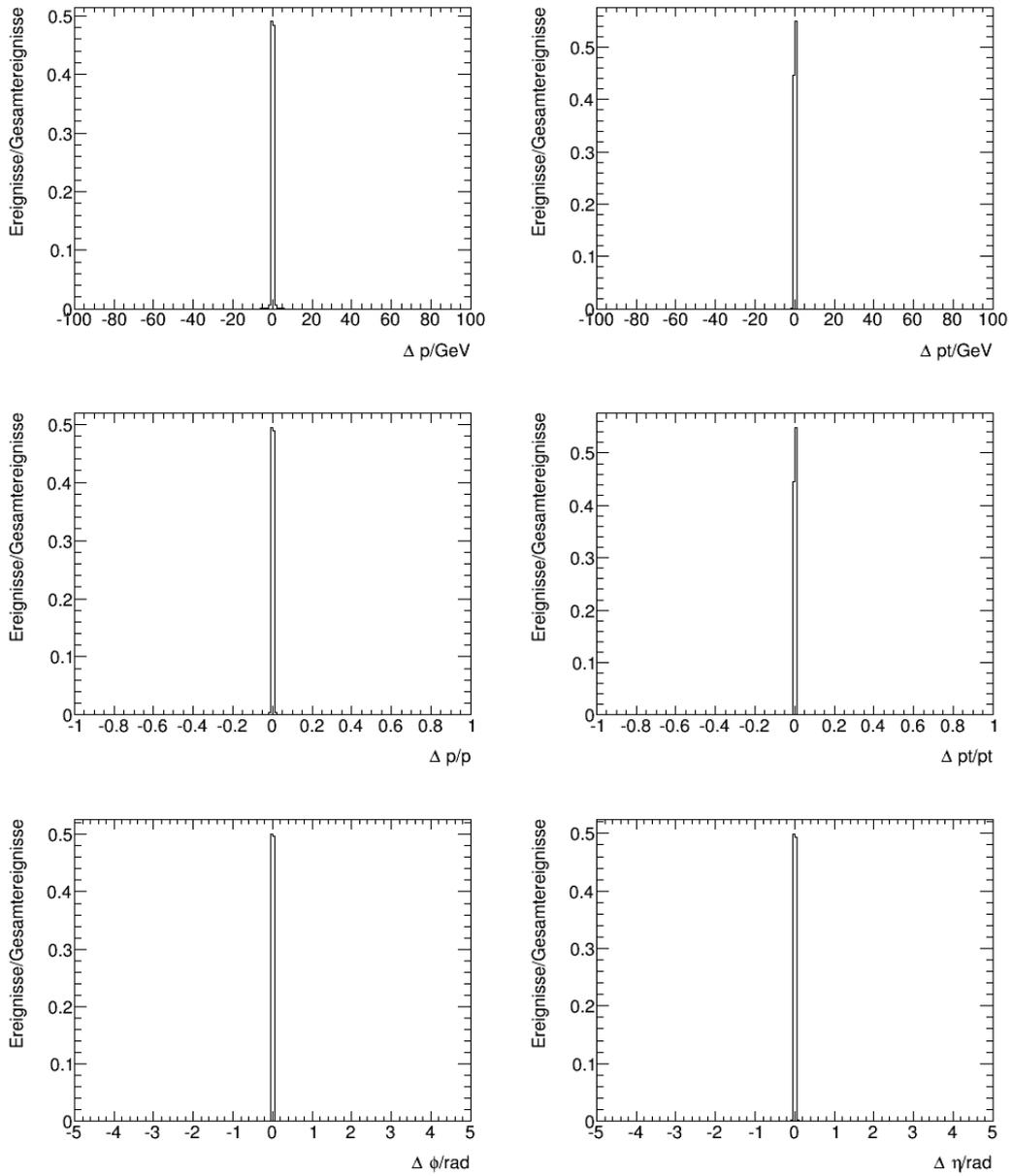


Abbildung 4.10: Verhalten der optimalen Lösungen für die leptonischen Zerfallsseite auf Wahrheitsniveau. In der ersten Zeile sind die Differenzen für Impuls (p) und transversalen Impuls (p_T) mit ihren wahren Werten in GeV zu sehen. In der zweiten sind die relativen Differenzen dieser zu finden, indem diese mit dem wahren Wert normiert wurden. In der letzten Zeile sind die Differenzen für die Winkel Φ und η in Radiant dargestellt.

4.3 Rekonstruktionsvariablen auf Rekonstruktionsniveau

Die Methode, welche in Kapitel 4.1 hergeleitet wurde, konnte erfolgreich in Kapitel 4.2.3 bestätigt werden. Eine Untersuchung in wie weit die Methode am ATLAS-Detektor eingesetzt werden kann ist nun notwendig. Hierzu wird auf die für die Methode benötigten Variablen eingegangen und ihre Auflösung auf Rekonstruktionsniveau untersucht.

Diese Untersuchung beruht ebenfalls auf simulierten Ereignissen. Es stehen sowohl die wahren Werte der Messgrößen als auch die rekonstruierten Werte zur Verfügung. Diese werden mit Hilfe der bekannten wahren Werten und den ebenfalls bekannten Messeigenschaften des ATLAS-Detektors berechnet. Somit werden die Messdaten auf Grundlage der wahren Werte simuliert.

Für die Methode werden insgesamt vier Vektoren benötigt. Diese sind der Impulsvektor des Meson a_1 und des Lepton l , die fehlende transversale Energie \vec{E}_T^{miss} und die Flugrichtung des hadronischen τ -Leptons $\vec{e}_{\tau_{had}}$. Diese Variablen sind Vektoren, die in ihre Komponenten aufgeteilt werden können. So teilen sich a_1 in die Komponenten (p_T, Φ, η, m) und l in die Komponenten (p_T, Φ, η) auf, \vec{E}_T^{miss} in $(E_{Tx}^{miss}, E_{Ty}^{miss})$ und die Flugrichtung $\vec{e}_{\tau_{had}}$ in $(SV - PV)$, wobei hier SV für den Sekundärvertex und PV für den Primärvertex stehen und somit auch in x-y-z-Komponenten aufgeteilt sind. Der Primärvertex entspricht dem Entstehungsort und der Sekundärvertex dem Zerfallsort der τ -Leptons. So ergeben sich nun insgesamt 15 Komponenten, die für die Methode benötigt werden.

Eine wichtige Unterscheidung bei diesen Variablen ist, dass einige von ihnen für die hadronische, andere für die leptonische Methode verwendet werden. Die leptonische Seite baut auf den Ergebnissen der hadronischen Seite auf. Somit haben Variablen, die für die hadronische Seite genutzt werden, einen Einfluss auf die Rekonstruktion der Vierervektoren beider τ -Leptonen. Dagegen haben die für die leptonische Methode genutzten Variablen nur Einfluss auf das leptonisch zerfallende τ -Lepton. Für die hadronische Seite werden \vec{p}_{a_1} und $\vec{e}_{\tau_{had}}$ verwendet, während \vec{E}_T^{miss} und \vec{p}_l auf der leptonischen Seite genutzt werden.

4.3.1 a_1 -Meson

Selektion

Auf Rekonstruktionsniveau ergibt sich die Schwierigkeit, dass die gesuchten a_1 -Mesonen, welche in 3 geladene Pionen zerfallen, in den τ -Kandidaten gefunden werden müssen. Um das richtige Meson zu finden, müssen Auswahlkriterien getroffen werden. Hier werden zunächst folgende Eigenschaften gefordert:

1. Die Anzahl der Spuren im τ -Kandidaten muss Drei sein, da bekannt ist, dass das a_1 -Meson in drei geladene Pionen zerfällt.
2. Die Gesamtladung des τ -Kandidat muss ± 1 sein, da ein geladenes a_1 -Meson entweder in $\pi^+ \pi^+ \pi^-$ oder in $\pi^+ \pi^- \pi^-$ zerfällt und somit die Ladung ± 1 besitzt. Die Ladung der Pionen wird über die Krümmung der Spur bestimmt.

Zusätzlich werden noch zwei weitere Bedingungen gestellt. Es wird gefordert, dass die Bedingung des mittleren Identifikationskriteriums für τ -Leptonen erfüllt ist. Dieses Kriterium trifft eine Aussage darüber, wie zuverlässig die gemessenen Daten des Detektors sind und findet so die τ -Leptonen innerhalb der τ -Kandidaten. Es fordert eine hohe Zuverlässigkeit, schließt jedoch nicht so viele Ereignisse aus, dass die notwendige Statistik für die Methode nicht mehr erreicht wird. Genauere Informationen zu diesem Kriterium finden sich in [42]. Die zweite Bedingung, die gefordert wird ist, dass $\Delta R < 0,2$ zwischen dem rekonstruierten a_1 -Meson und dem wahren a_1 -Meson ist. Um diese Bedingung zu testen, werden die Eigenschaften des a_1 -Mesons auf Wahrheitsniveau genutzt. Dies kann in einer späteren wahren Messung nicht mehr verwendet werden. Trotzdem soll diese Bedingung zunächst genutzt werden, um einen Überblick über die Güte der Methode zu gewinnen. Zusätzlich sind Schnitte auf die Werte p_T und η der Pionen gesetzt. Es wird gefordert, dass $|p_T| > 15$ GeV und $|\eta| < 2,5$ Radiant ist. Der Einfluss auf die Effizienz der Methode, der durch diese Selektion entsteht, wird in Kapitel 4.4 untersucht.

Rekonstruktionsgüte

Die Rekonstruktion der Flugrichtung des a_1 -Mesons erfolgt in dieser Arbeit durch Addition der drei einzelnen Vierervektoren der Pionen. Hierfür werden die Impulsdaten des Detektors genutzt und die Masse der Pionen auf $m_{\pi^\pm} = 139,57018 \pm 0,00035 \text{ MeV}$ [43] gesetzt. Die Auflösungsplots zum a_1 -Meson sind in Abbildung (4.11) zu finden. Hier sind die Differenzen zwischen den Werten, welche auf Rekonstruktionsniveau bestimmt wurden, den wahren Werten der Komponenten p_T , Φ , η und der Masse (m) zu sehen. Die entsprechenden Mittelwerte sind in Tabelle (4.7) zu finden. Die Auflösung ist für Φ und η sehr gut. Die Differenzen zeigen einen Mittelwert von Null und haben mit $\leq 0,1$ Radiant eine geringe Breite. Für p_T und m ist ebenfalls der Mittelwert Null. Die Breiten sind jedoch deutlicher zu erkennen. So beträgt diese für p_T 5 GeV, was jedoch im Vergleich zum absoluten Wert von p_T immer noch sehr gering ist. Für die Masse m des a_1 -Mesons ergibt sich eine Breite von 0,3 GeV. Dies liegt daran, dass sich seine Masse durch die Addition der Vierervektoren der Pionen ergibt. Deren Massen wurde zwar auf $m_{\pi^\pm} = 139,6$ MeV gesetzt, doch die p_T -Auflösung des Detektors fließt ebenfalls bei der Addition der Vierervektoren mit ein. Die Breite ist im Vergleich zu der Masse des a_1 -Mesons von $1,23 \pm 0,03$ GeV [28] akzeptabel, jedoch nicht vernachlässigbar.

Komponente	Mittelwert	σ	Einheit
Δp_T	0	5	GeV
$\Delta \Phi$	0,00	0,06	rad
$\Delta \eta$	0,0	0,1	rad
Δm	0,0	0,3	GeV

Tabelle 4.7: Mittelwerte der Differenzen der rekonstruierten Komponenten des a_1 -Mesons mit ihren wahren Werten. σ entspricht der Standardabweichung der jeweiligen Verteilung.

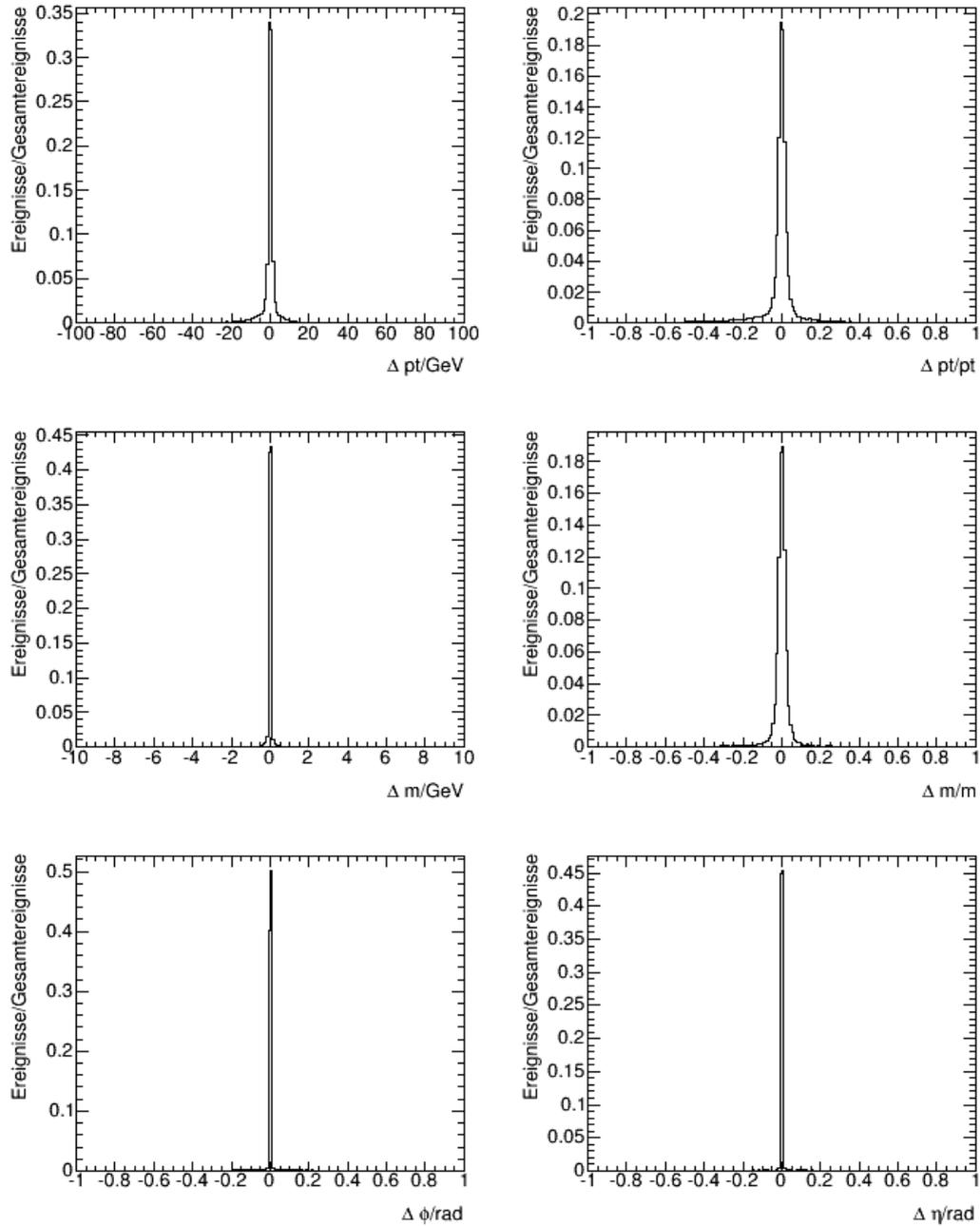


Abbildung 4.11: Auflösungsvermögen der Messung der kinetischen Eigenschaften des a_1 -Mesons auf Rekonstruktionsniveau. In der ersten Zeile ist die Differenz für den transversalem Impuls (p_T) mit seinem wahren Wert in GeV und relativ zum wahren Wert zu sehen. In der zweiten ist die absolute Differenz in GeV und die relative Differenzen der Masse (m) zu finden. In der letzten Zeile sind die Differenzen für die Winkel Φ und η in Radiant dargestellt.

4.3.2 Lepton

Selektion

Das Lepton, welches entweder ein Elektron oder ein Myon ist, wird direkt vom Detektor gemessen und muss nicht durch seine Tochterpartikel bestimmt werden. Es handelt sich daher um ein einzelnes geladenes Teilchen, welches im Detektor gemessen wird. Dies ist einfacher zu finden und zu messen. Deswegen sind weniger Kriterien als im hadronischen Fall notwendig. Es wird lediglich gefordert, dass das gefundene Lepton im Bereich $\Delta R < 0,2$ zum wahren Lepton liegt. Falls dies von mehreren Leptonen erfüllt wird, wird das näherliegende Lepton verwendet. Dieses Selektionskriterium ist bei einer experimentellen Messung nicht möglich, da dort die Flugrichtung auf Wahrheitsniveau nicht zur Verfügung steht. Trotzdem wird diese Selektion genutzt, um den Einfluss des Leptons auf die Güte der Methode zu untersuchen. Durch die Verifizierung der rekonstruierten Leptonen mit den Leptonen auf Wahrheitsniveau müssen keine weiteren Schritte mehr für p_T und η genutzt werden. Es konnte jedoch durch die Verteilungen von eta für die rekonstruierten Myonen und Elektronen bestimmt werden, dass für die Myonen $|eta| < 3$ Radiant und für die Elektronen $|eta| < 4,8$ Radiant ist. Der Einfluss auf die Effizienz der Methode, der durch diese Selektion entsteht, wird in Kapitel 4.4 untersucht.

Rekonstruktionsgüte

Auch hier werden die 4 Komponenten p_T , Φ und η betrachtet. Auflösungsplots zu diesen sind in der Abbildung (4.12) zu finden und die entsprechenden Mittelwerte in Tabelle (4.8). Es werden die Differenzen zwischen den rekonstruierten und den wahren Komponenten betrachtet. Für p_T und m sind diese sowohl in GeV als auch relativ zum wahren Wert angegeben, $(p_{T_{reco}} - p_{T_{wahr}}) / p_{T_{wahr}}$. Φ und η werden in Radiant dargestellt. Die einzelnen Auflösungen für das Lepton sind genauer als die des a_1 -Mesons. Hier sind Φ , η und m nahezu fehlerfrei rekonstruiert, lediglich im transversalen Impuls p_T gibt es eine geringe Breite von 3 GeV. Diese ist jedoch im Vergleich zum absoluten Wert ebenfalls sehr gering und bringt somit keine große Unsicherheit mit sich. Die Masse m der Leptonen wurde auf einen Wert von 0,511 MeV für den Fall eines Elektrons und auf 105,7 MeV für den Fall eines Myons gesetzt [41] und nicht rekonstruiert.

Komponente	Mittelwert	σ	Einheit
Δp_T	1	3	GeV
$\Delta \Phi$	0,00	0,02	rad
$\Delta \eta$	0,00	0,01	rad

Tabelle 4.8: Mittelwerte der Differenzen der rekonstruierten Komponenten des Leptons mit ihren wahren Werten. σ entspricht der Standardabweichung der jeweiligen Verteilung.

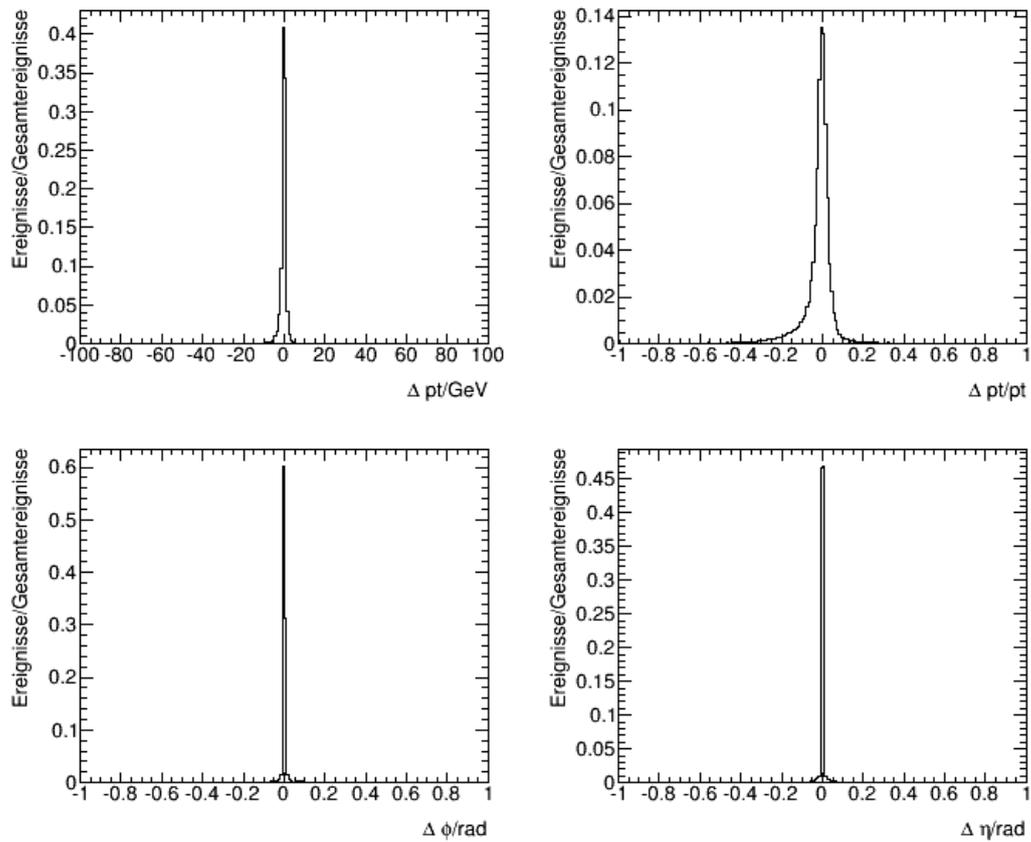


Abbildung 4.12: Auflösungsvermögen von der Messung des Leptons auf Rekonstruktionsniveau. In der ersten Zeile ist die Differenz für den transversalem Impuls (p_T) mit seinem wahren Wert in GeV und relativ zum wahren Wert zu sehen. In der letzten Zeile sind die Differenzen für die Winkel Φ und η in Radiant dargestellt.

4.3.3 Flugrichtung des τ -Leptons

Die Flugrichtung kann nur für das hadronisch zerfallende τ -Lepton rekonstruiert werden. Zur Rekonstruktion der Flugrichtung des τ -Leptons wird ein von der ATLAS Kollaboration eingesetztes Programm zur Rekonstruktion des Primärvertex (PV) und Sekundärvertex (SV) verwendet [39]. Mit Hilfe der Vertices kann die Flugrichtung des τ -Leptons wie folgt bestimmt werden:

$$\vec{e}_{\tau_{had}} = \frac{\vec{SV} - \vec{PV}}{|\vec{SV} - \vec{PV}|} \quad (4.16)$$

Deswegen werden zunächst die Auflösungen der Vertices untersucht und anschließend die Genauigkeit der Flugrichtung des τ -Leptons. Für die Vertices sind in Abbildung (4.13) die Differenzen zwischen dem rekonstruierten Wert und dem wahren Wert in Millimeter gezeigt. Hierbei sind die einzelnen x-y-z-Komponenten der Ortsvektoren im Laborsystem aufgeführt. In den Abbildungen ist zu erkennen, dass die Rekonstruktion des Primärvertex deutlich besser als die des Sekundärvertex ist. Der Grund hierfür ist, dass während für die Rekonstruktion des Sekundärvertex nur die drei Spuren der Pionen genutzt werden, für den Primärvertex deutlich mehr Spuren zur Verfügung stehen. Umso mehr Spuren genutzt werden, desto genauer kann ein Vertex rekonstruiert werden. In Tabelle (4.9) sind die Mittelwerte und Standardabweichung der Verteilung angegeben. Auch in den Breiten der Verteilungen zeigt sich, dass der Sekundärvertex deutlich schlechter rekonstruiert ist. Mit 0,4 Millimeter ist die Abweichung hier in Größenordnungen, die nicht mehr zu vernachlässigen sind und somit einen Einfluss auf die Genauigkeit der Methode haben.

Vertex	Komp.	Mittelwert	σ	Einheit	Vertex	Komp.	Mittelwert	σ	Einheit
PV	x	0,00	0,01	mm	SV	x	0,0	0,4	mm
PV	y	0,00	0,01	mm	SV	y	0,0	0,4	mm
PV	z	0,00	0,07	mm	SV	z	0,0	0,4	mm

Tabelle 4.9: Mittelwerte der Differenzen der rekonstruierten Komponenten der Vertices mit ihren wahren Werten in Millimeter. σ entspricht der Standardabweichung der jeweiligen Verteilung.

Um besser zu beurteilen, wie gut die Richtung rekonstruiert ist, wird der 3D-Winkel zwischen der rekonstruierten und der wahren Richtung des τ -Leptons in Abbildung (4.14) gezeigt. Wie zu erwarten, ist ein "Peak" bei Null zu erkennen, der aber einen Ausläufer in Richtung π hat. Es ist des weiteren ein kleiner Anstieg gegen π zu erkennen. Dieser kann durch Fälle erklärt werden, in denen kleine Werte für die Differenz $\vec{SV} - \vec{PV}$ auftreten. In diesen Fällen können leichte Abweichungen von Koordinaten einen Vorzeichenwechsel verursachen. Im Betrag ist die Abweichung gering, jedoch dreht sich durch den Vorzeichenwechsel die Richtung des Vektors. Dadurch zeigen sie nicht mehr in die gleiche Richtung, sondern stehen nahezu antiparallel zueinander. Dies kann den Anstieg gegen den Wert π erklären.

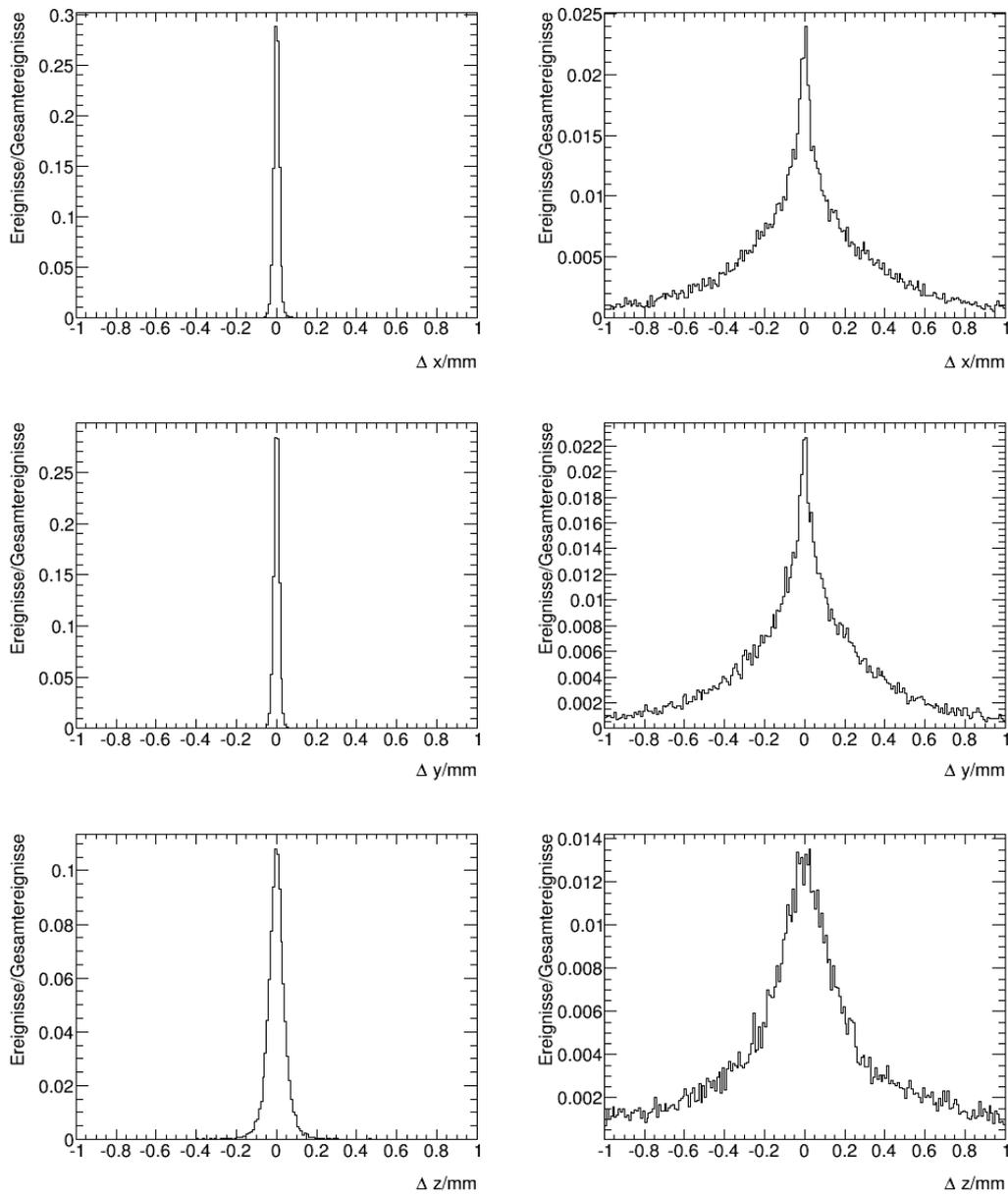


Abbildung 4.13: Güte der Rekonstruktion der Vertices auf Rekonstruktionsniveau. In der ersten Spalte ist der Primärvertex und in der zweiten der Sekundärvertex dargestellt. Es sind jeweils die Differenzen der einzelnen rekonstruierten x-y-z-Komponenten mit ihren wahren Werten in Millimeter dargestellt. Hierbei befinden sich in der ersten Zeile die x-, in der zweiten die y- und in der letzten die z-Komponente.

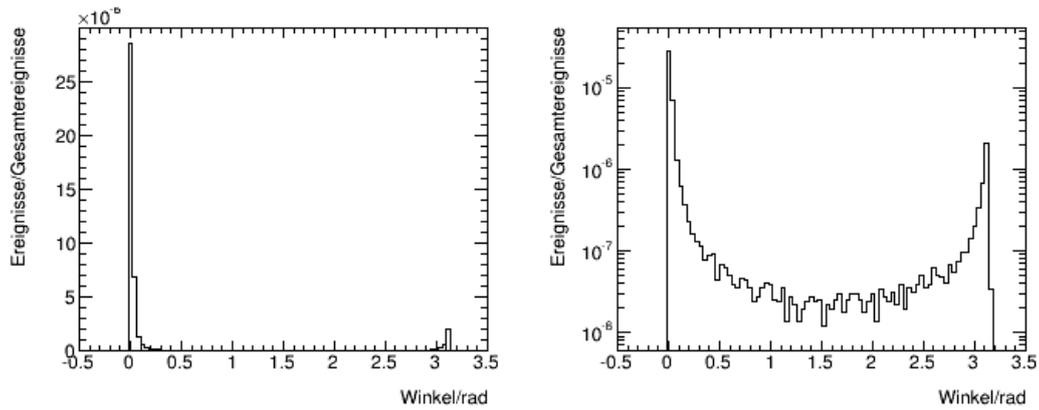


Abbildung 4.14: Es ist der 3D-Winkel zwischen der rekonstruierten und der wahren Flugrichtung des hadronisch zerfallenden τ -Leptons abgebildet. Der Winkel ist in Radiant angegeben. Die linke Abbildung ist hierbei mit linearen Achsen aufgetragen, während in der rechten die y-Achse logarithmisch aufgetragen wurde.

4.3.4 Fehlende transversale Energie

Für die fehlende transversale Energie wird ebenfalls eine Rekonstruktionsmethode der ATLAS Kollaboration genutzt [44]. In Abbildungen (4.15) sind die Verteilungen der Differenzen zwischen dem Betrag der x-Komponente und der y-Komponente von \vec{E}_T^{miss} und ihren wahren Werten gezeigt. Der wahre Wert ist hierbei durch die Addition der einzelnen Vierervektoren der Neutrinos auf Wahrheitsniveau bestimmt. Dabei sind diese jeweils in GeV und relativ zu ihrem wahren Wert aufgetragen. In Tabelle (4.10) sind die Mittelwerte dieser Differenzen gegeben. Die Differenzen der fehlenden transversalen Energie sind nicht verschoben. Sie haben jedoch eine große Breite. Dies liegt an dem Algorithmus, welcher diese rekonstruiert. Diese Methode ist nicht sehr genau, was teilweise zu sehr starken Abweichungen von dem rekonstruierten Wert für \vec{E}_T^{miss} zu seinem wahren Wert führen kann. Diese Breite ist auch relativ zu der Größe von \vec{E}_T^{miss} nicht zu vernachlässigen, was in den relativen Graphen bestätigt wird. In den relativen Graphen ist ebenfalls eine Verschiebung in den negativen Bereich zu erkennen. Offensichtlich wird die fehlende transversale Energie tendenziell zu niedrig rekonstruiert. Da diese Verschiebung jedoch nicht in der absoluten Differenzen zu erkennen ist, werden vor allem in Fällen, in denen die fehlende transversale Energie gering ist, ein falscher Wert rekonstruiert. Dies bedeutet einen nicht zu vernachlässigen Effekt dieser Rekonstruktion auf die Methode, die in Kapitel (4.1) hergeleitet wird.

Komponente	Mittelwert	σ	Einheit
$\Delta \vec{E}_T^{miss} $	2	17	GeV
$\Delta E_{T_x}^{miss}$	0	18	GeV
$\Delta E_{T_y}^{miss}$	0	18	GeV

Tabelle 4.10: Mittelwerte der Differenzen der rekonstruierten Komponenten von \vec{E}_T^{miss} mit ihren wahren Werten. σ entspricht der Standardabweichung der jeweiligen Verteilung.

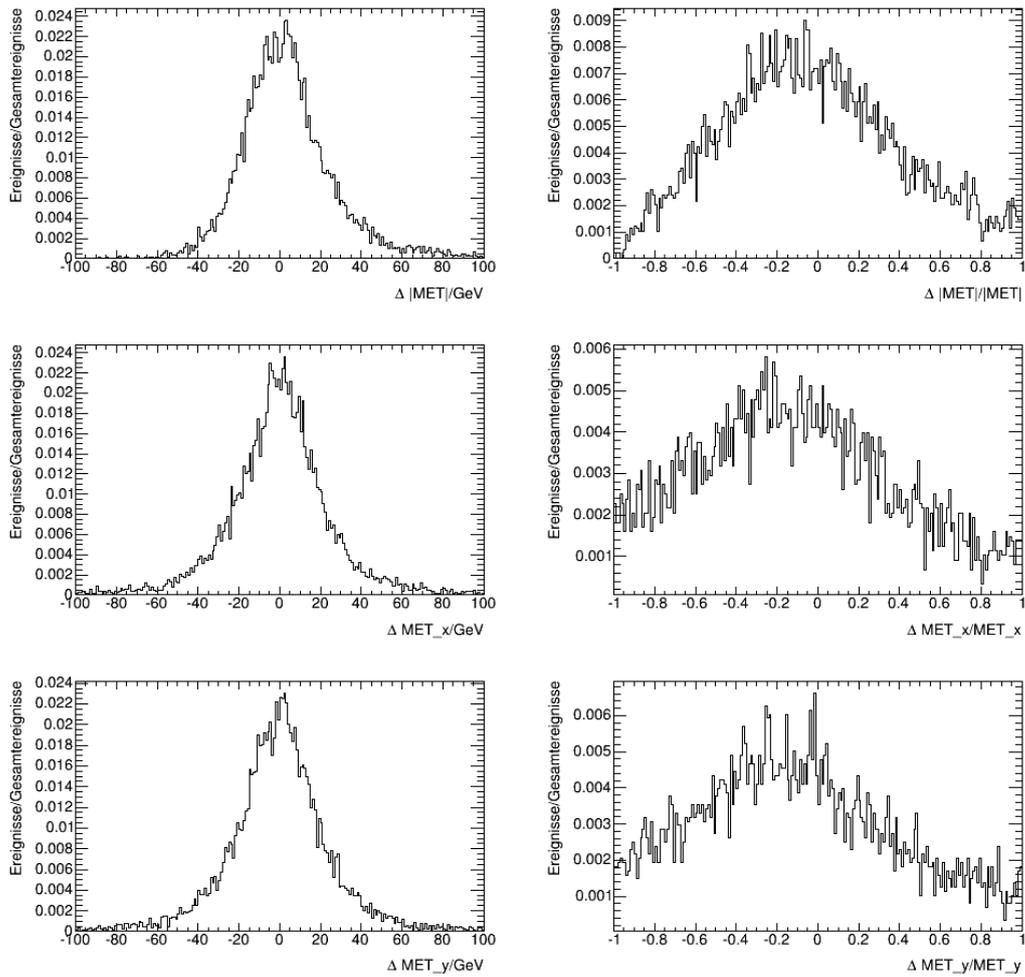


Abbildung 4.15: In der ersten Zeile ist die Differenz zwischen dem Betrag der rekonstruierten fehlenden transversalen Energie und ihrem wahren Wert gezeigt. In der zweiten und dritten Zeilen sind die Differenzen zwischen der x- bzw. y-Komponente dieser mit ihrem wahren Wert gezeigt. In der ersten Spalte sind die Differenzen jeweils in GeV, in der zweiten Spalte relativ zum wahren Wert dargestellt.

4.4 Effizienz der Methode auf Rekonstruktionsniveau

Auf Rekonstruktionsniveau treten zwei Effekte auf, die die Effizienz im Vergleich zum Wahrheitsniveau beeinflussen. Zunächst müssen das a_1 -Meson und das Lepton identifiziert werden. Die genauen Kriterien, die hierzu verwendet werden, sind in Kapitel 4.3.1 und 4.3.2 zu finden. Dies sorgt für zusätzliche Verluste vor der eigentlichen Methode. Durch die Anforderung, welche an die Rekonstruktion des Impuls-Vektors der a_1 -Mesonen und der Leptonen gestellt werden, werden nicht in jedem Ereignis, welches über $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \pi l + 4\nu$ zerfällt, beide Teilchen gefunden. An die Rekonstruktion der Flugrichtung des τ -Leptonen und der fehlenden transversalen Energie werden keine weiteren Bedingungen gestellt, weswegen diese keine Ereignisse ausschließen und deswegen in diesem Kapitel nicht berücksichtigt werden müssen. Das a_1 -Meson kann nicht direkt nachgewiesen werden, sondern wird selbst über seine Tochterpartikel, die drei geladene Pionen sind, nachgewiesen. Zusätzlich gibt es im hadronischen Zerfall noch weitere τ -Kandidaten neben den drei Pionen, weswegen diese nicht einfach zu identifizieren sind. Deswegen ist ein Verlust an Ereignissen bei der Suche nach den a_1 -Mesonen zu erwarten.

Die Leptonen hingegen sind geladene Teilchen, die direkt gemessen werden können. Diese Messung ist mit dem ATLAS-Detektor sehr genau möglich. Aus diesem Grund müssen hier keine hohen Anforderungen an das gefundene Lepton gestellt werden. Deswegen sollte hier eine deutlich höhere Effizienz zu finden sein. Die Effizienzen sind in Tabelle (4.11) zu finden und bestätigen die vorausgegangenen Überlegungen. Während in über 83% der Ereignissen ein zufriedenstellendes Lepton gefunden wird, kann nur in unter 30% ein a_1 -Meson gefunden werden.

Bereich	Ursache	Ereignisse	Verlust	Lösungen	Lösungen in %
Selektion		1119897	1029403	91554	8,12
Identifikation	a_1 -Meson	91554	64927	26627	29,08
	Lepton	91554	15168	76386	83,43
	Beide	91554	68966	22588	24,67
Insgesamt		1119897	1097309	22588	2,01
Methode	Hadronisch	22588	12966	9622	42,60
	Leptonisch	9622	2087	7535	78,31
Insgesamt		22588	15053	7535	33,36
Insgesamt		1119897	1030283	7535	0,67

Tabelle 4.11: Übersicht über die verschiedenen Stufen, in denen Ereignisse aussortiert werden. Dabei ist die Tabelle in einen Bereich, der vor der Methode stattfindet, und in einen Bereich, der während der Methode stattfindet, eingeteilt. Im ersten Bereich werden Ereignisse, die nicht die richtigen Teilchen beinhalten oder inkonsistente Eigenschaften haben, aussortiert. Im zweiten Bereich ist ein Überblick gegeben, wie viele Ereignisse innerhalb der Methode auf Rekonstruktionsniveau durch imaginäre Lösungen verloren gehen.

Zusätzlich beeinflusst die Auflösung der rekonstruierten Variablen die Anzahl der Lösungen, die in der Methode selbst gefunden werden. In Tabelle (4.11) sind diese Einflüsse ebenfalls dargestellt. In der Tabelle sind zusätzlich noch einmal die Verluste, die durch Selektionen entstehen, eingetragen, welche bereits in Kapitel 4.2.1 diskutiert sind.

Durch diese beiden Ursachen verbleiben lediglich ca. 2% der ursprünglichen Ereignisse, welche für die Methode genutzt werden. Innerhalb der Methode treten weitere hohe Verluste auf. Der Verlust auf der hadronischen Seite ist deutlich stärker und liegt bei über 50% der Ereignissen. Auf der leptonischen Seite werden weitere 20% aussortiert. Dass der Verlust auf der hadronischen Seite stärker ausfällt, ist darauf zurückzuführen, dass dort alle rekonstruierten Ereignisse genutzt werden, während auf der leptonischen Seite nur noch die Ereignisse genutzt werden, welche auf der hadronischen Seite eine Lösung gebracht haben und somit besser rekonstruiert wurden. Insgesamt gehen durch die Auflösungseffekte der Rekonstruktion der Variablen, die in Kapitel 4.3 beschrieben sind, innerhalb der Methode fast 70% der Ereignisse verloren. Die unterschiedlichen Einflüsse der einzelnen Variablen auf diesen Wert sind in Kapitel 4.6.5 beschrieben. Somit liefern unter 1% der Ereignisse ein Ergebnis mit welchem weitere Untersuchungen durchgeführt werden können.

4.5 Güte der Methode auf Rekonstruktionsniveau

In diesem Kapitel werden an Stelle der wahren Werte alle verwendeten Variablen auf Rekonstruktionsniveau benutzt. Dies bedeutet, dass die Komponenten des a_1 -Mesons, des Leptons, der τ -Flugrichtung und der \vec{E}_T^{miss} rekonstruiert werden. Genauer zu den einzelnen Variablen und deren Auflösungen ist in Kapitel 4.3 zu finden. Zunächst werden die einzelnen Lösungen der Methode untersucht und anschließend die optimale Lösung, wie sie in Kapitel 4.2.3 schon definiert wurde.

4.5.1 Untersuchung der einzelnen Lösungen

Zur Untersuchung der einzelnen Lösungen wird für die hadronische Seite die erste der beiden Lösungen betrachtet. Auf der leptonischen wird ebenfalls die erste Lösung untersucht, welche auf der gewählten hadronischen Lösung aufbaut. Die restlichen Abbildungen zu den weiteren Lösungen sind im Anhang in Kapiteln 7.4 und 7.5 zu finden.

Hadronische Zerfallsseite

Zur Untersuchung werden die Differenzen der Komponenten p , p_T , η und Φ zu ihren wahren Werten untersucht. Hierbei sind die Differenzen für p und p_T in GeV und relativ zu ihrem wahren Wert $((p_{reco} - p_{wahr})/p_{wahr})$ gezeigt. Die Winkeldifferenzen sind in Radiant angegeben. Alle Graphen sind in Abbildung (4.16) zu finden.

In den Abbildungen ist deutlich zu erkennen, dass die wahren Werte die am häufigsten rekonstruierten Werte sind. Für η und Φ erhält man noch immer nahezu Deltafunktionen. Dies liegt daran, dass, wie in Kapitel 4.6.3 gezeigt wird, eine falsche Flugrichtung und somit inkorrekte Winkelkomponenten des hadronischen τ -Leptons imaginäre Lösungen und somit keinen Beitrag zur gezeigten Verteilung liefern. Der Wurzelterm der hadronischen Lösung (Gleichung (4.8)), welcher in diesen Ereignissen imaginäre Werte annimmt, verursacht diesen Effekt. Der Einfluss durch die falsche Flugrichtung zeigt sich dadurch nicht in den Verteilungen, sondern nur in der Untersuchung der Effizienz der Methode in Kapitel 4.4.

Im Gegensatz hierzu sind in den Verteilungen von p und p_T deutliche Breiten zu erkennen. Außerdem ist eine Asymmetrie zu höheren Werten zu erkennen, welche bereits auf Wahrheitsniveau in Kapitel 4.2.2 zu finden ist. Diese wird durch Ereignisse verursacht, in denen die zweite Lösung und nicht die hier dargestellte erste Lösung das richtige Ergebnis liefert. Diese falschen Lösungen liegen über dem wahren Wert und verursachen die Asymmetrie. Zusätzlich zu diesem Effekt ist auch ein Ausläufer im negativen Bereich zu erkennen. Dieser wird durch Auflösungseffekte der Rekonstruktion verursacht und ist symmetrisch. Im positiven Bereich wird sie jedoch von dem Effekt der falschen Lösungen überlagert und ist so nicht mehr eindeutig zu erkennen. Auch die Mittelwerte der Differenzen in Tabelle (4.12) bestätigen dies. Während die Mittelwerte für $\Delta\Phi$ und $\Delta\eta$ 0 Radiant sind, sind die für Δp_T und Δp 14 GeV. Die Werte für die Standardabweichung von Δp_T und Δp zeigen auch deutlich, dass Ergebnisse teilweise stark von den wahren Werten abweichen. Im Gegensatz hierzu sind die Breiten für $\Delta\Phi$ und $\Delta\eta$ relativ gering.

Komponente	Mittelwert	σ	Einheit
Δp_T	14	34	GeV
ΔP	14	40	GeV
$\Delta\Phi$	0,0	0,2	rad
$\Delta\eta$	0,0	0,3	rad

Tabelle 4.12: Mittelwerte der Differenzen der ersten Lösung der hadronischen Zerfallsseite auf Rekonstruktionsniveau. σ entspricht der Standardabweichung der jeweiligen Verteilung.

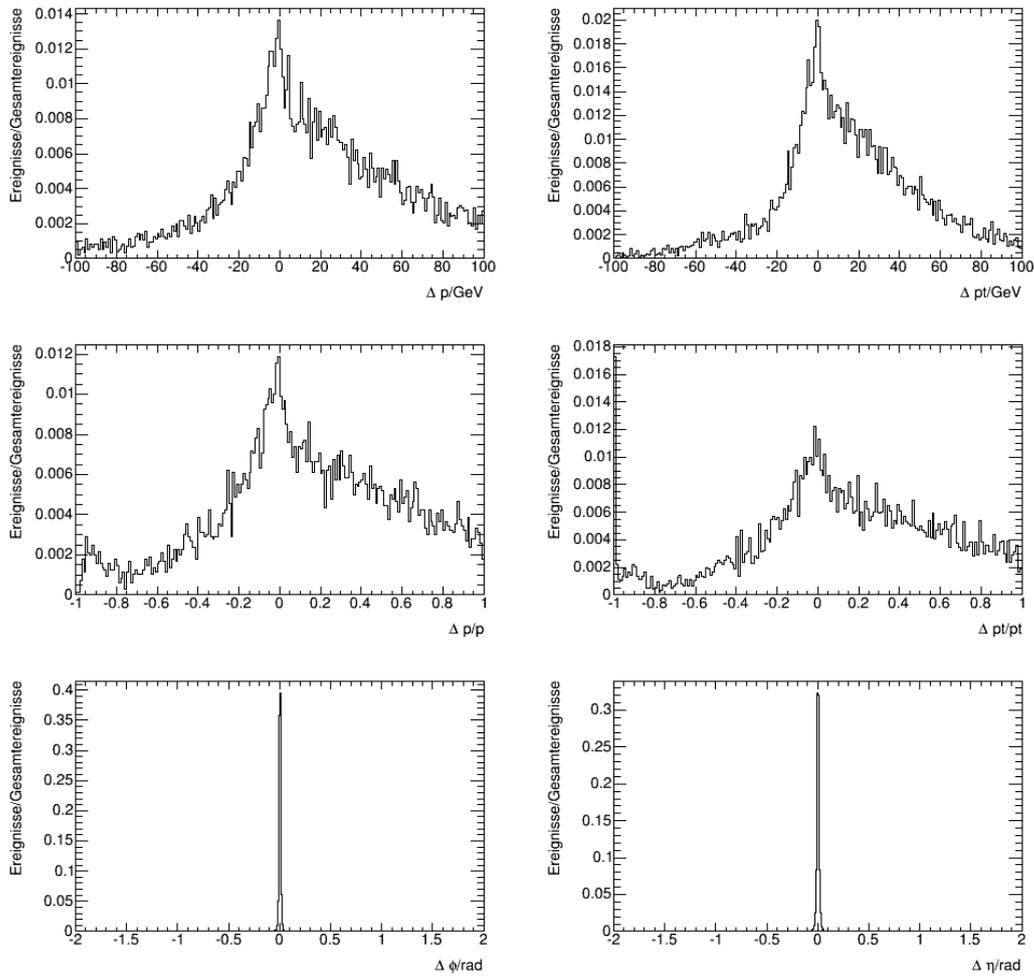


Abbildung 4.16: Verhalten der ersten Lösung für die hadronische Zerfallsseite auf Rekonstruktionsniveau. In der ersten Zeile sind die Differenzen für Impuls (p) und transversalen Impuls (p_T) mit ihren wahren Werten in GeV zu sehen. In der zweiten sind die relativen Differenzen dieser zu finden, indem diese mit dem wahren Wert normiert wurden. In der letzten Zeile sind die Differenzen für die Winkel Φ und η in Radiant dargestellt.

Leptonische Zerfallsseite

Für die Untersuchung der leptonischen Seite wird die erste Lösung benutzt (Vergleich Tabelle (4.4)). Die Differenzen zwischen den rekonstruierten Werten für die Komponenten p , p_T , Φ und η und ihren wahren Werten sind in Abbildung (4.17) dargestellt. Für Δp und Δp_T sind die Differenzen sowohl in GeV als auch relativ zum wahren Wert angegeben. Die Winkeldifferenzen $\Delta\Phi$ und $\Delta\eta$ sind in Radiant festgehalten. Die Mittelwerte der Differenzen und die Breite ihrer Verteilungen sind in Tabelle (4.13) zusammengefasst.

Für die Differenz des Gesamtimpuls liegt der Mittelwert leicht über 0 GeV. Berücksichtigt man jedoch die Standardabweichung von 44 GeV und zieht die Graphen der Verteilungen hinzu, ist keine entscheidende Asymmetrie zu erkennen. Nur eine sehr hohe Breite ist zu erkennen, welche durch die Rekonstruktionen der Komponente verursacht wird. Vergleichen wir die Lösung für p mit der Lösung auf Wahrheitsniveau in Kapitel 4.2.2 zeigt sich, dass sich auch dort keine Verschiebung des Mittelwerts Δp ergeben hat und somit die Rekonstruktion nur eine Vergrößerung der Breite, nicht aber eine Verschiebung des Mittelwertes verursacht. Für Δp_T ist sowohl im Graphen als auch beim Mittelwert ein Drift in den positiven Bereich zu erkennen. Ein Vergleich mit der Lösung auf Wahrheitsniveau in Kapitel 4.2.2 zeigt jedoch, dass dieser bereits dort zu erkennen war und durch die falschen Lösungen der Methode verursacht wird. Dies bedeutet, dass auch hier die Rekonstruktion sich nur in einer deutlichen Vergrößerung der Breite der Verteilung zeigt. Diese ist mit 33 GeV ebenso wie die von Δp mit 44 GeV auch relativ zur Größe der Impulse nicht vernachlässigbar. Dies zeigt sich auch in den relativen Graphen in Abbildung (4.17). Die Lösungen weichen somit zum Teil stark vom wahren Wert ab.

Für $\Delta\Phi$ ist auf Wahrheitsniveau keine Verschiebung zu erkennen und die Verteilung hat mit 0,3 Radiant eine erkennbare, aber keine große Breite (siehe Kapitel 4.2.2). Auf Rekonstruktionsniveau ist ebenfalls keine Verschiebung zu erkennen, jedoch ist die Breite mit 1 Radiant mehr als drei mal so hoch. Beachtet man, dass Φ nur Werte zwischen 0 und π annehmen kann, ist eine Breite von 1 Radiant sehr hoch.

Komponente	Mittelwert	σ	Einheit
Δp_T	13	33	GeV
ΔP	5	44	GeV
$\Delta\Phi$	0	1	rad
$\Delta\eta$	1,5	1,6	rad

Tabelle 4.13: Mittelwerte der Differenzen der ersten Lösung der leptonischen Zerfallsseite auf Rekonstruktionsniveau. σ entspricht der Standardabweichung der jeweiligen Verteilung.

Für $\Delta\eta$ ist eine Verschiebung in den positiven Bereich mit einem Mittelwert von 1,5 Radiant zu erkennen. Auf Wahrheitsniveau ist jedoch ebenfalls eine Verschiebung zu erkennen (Kapitel 4.2.2). Die Breite der Verteilung hat mit einem Wert von 1,5 Radiant nicht stark zugenommen.

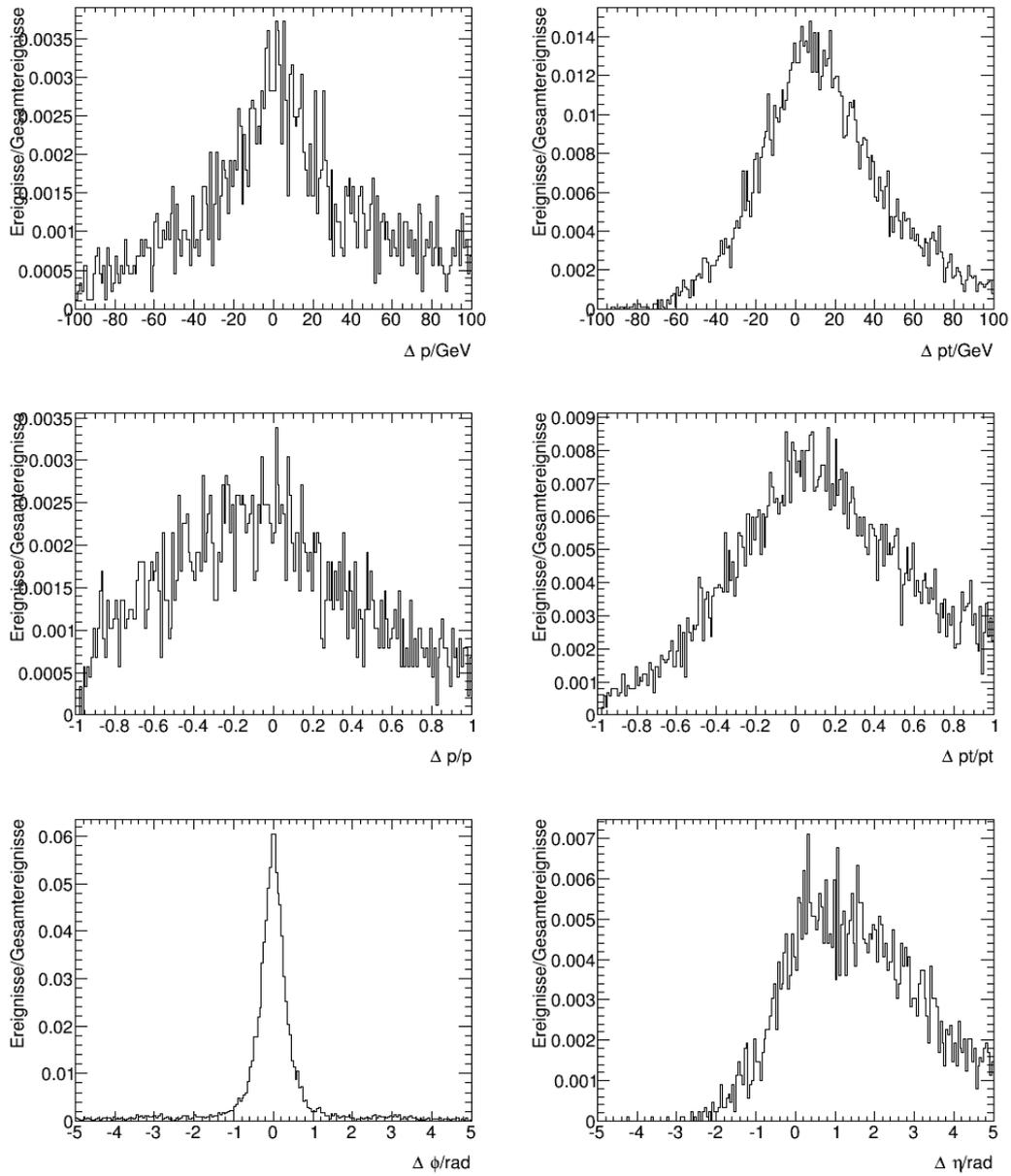


Abbildung 4.17: Verhalten der ersten Lösung für die leptonenischen Zerfallsseite auf Rekonstruktionsniveau. In der ersten Zeile sind die Differenzen für Impuls (p) und transversalen Impuls (p_T) mit ihren wahren Werten in GeV zu sehen. In der zweiten sind die relativen Differenzen dieser zu finden, indem diese mit dem wahren Wert normiert wurden. In der letzten Zeile sind die Differenzen für die Winkel Φ und η in Radiant dargestellt.

Jedoch ist im Graph in Abbildung (4.17) im Vergleich zum Wahrheitsniveau in Abbildung (4.8) deutlich zu erkennen, dass seltener der wahre Wert rekonstruiert wird. Dass sich dies nicht in der Breite zeigt liegt daran, dass bereits auf Wahrheitsniveau viele Werte auftauchen, die deutlich neben dem wahren Wert liegen und dort bereits eine hohe Breite verursachen. Die Breite, die durch die Rekonstruktion verursacht wird, ist deutlich sichtbar, jedoch folgen aus ihr geringere Abweichungen vom wahren Wert, als durch die falschen Lösungen der Methode. Auch für η können auf Rekonstruktionsniveau keine zuverlässigen Aussagen mehr durch die Methode getroffen werden.

4.5.2 Untersuchung der optimalen Lösung

Auf Rekonstruktionsniveau wird wie auf Wahrheitsniveau die optimale Lösung untersucht (Vergleiche Kapitel 4.2.3). Es kann so der Einfluss der Rekonstruktion auf die Ergebnisse untersucht werden, ohne zusätzliche Effekte durch falsche Lösungen der Methode berücksichtigen zu müssen, wie dies in Kapitel 4.5.1 der Fall ist.

Hadronische Zerfallsseite

Für die hadronische Lösung werden die Differenzen zwischen den rekonstruierten Werten und den wahren Werten für die Komponenten p , p_T , Φ und η untersucht. Die Verteilungen dieser Differenzen sind in Abbildung (4.18) zu finden. Für p und p_T sind diese sowohl in GeV als auch relativ zum wahren Wert aufgeführt ($(p_{reco} - p_{wahr})/p_{wahr}$). Die Winkeldifferenzen $\Delta\Phi$ und $\Delta\eta$ sind in Radiant angegeben. Zusätzlich sind die Mittelwerte der Differenzen und die Breite ihrer Verteilungen in Tabelle (4.14) gegeben.

In den absoluten Verteilung in GeV für Δp und Δp_T sind stärkere Ausläufer in den negativen Bereich zu erkennen. Dies wird bestätigt durch die Mittelwerte der Verteilungen von -10 GeV für Δp und -8 GeV für Δp_T . In den relativen Differenzen dieser Verteilung sind zusätzlich zwei Beobachtungen zu machen. Zum einen ergeben sich für beide Verteilungen ein zusätzlicher leichter "Peak" in der Umgebung von -1 . Zusätzlich tritt für Δp_T ein weiterer sehr hoher "Peak" bei -1 auf. Diese Beobachtungen verschieben zusätzlich zur generellen Asymmetrie der Verteilungen den Mittelwert weiter in den negativen Bereich und erklären so die starke Abweichung dessen vom Wert Null.

Komponente	Mittelwert	σ	Einheit
Δp_T	-8	18	GeV
Δp	-10	25	GeV
$\Delta\Phi$	0	0,2	rad
$\Delta\eta$	0	0,3	rad

Tabelle 4.14: Mittelwerte der Differenzen der optimalen Lösung der hadronischen Zerfallsseite auf Rekonstruktionsniveau. σ entspricht der Standardabweichung der jeweiligen Verteilung.

Diese zusätzlichen ‘‘Peaks‘‘ können verschiedene Ursprünge haben. Für die optimale Lösung wird die Lösung für $|p_\tau|$ verwendet, welche näher am wahren Wert liegt. Auf Wahrheitsniveau kann so immer die Lösung identifiziert werden, die den wahren Wert zurückgibt. Auf Rekonstruktionsniveau liefern aber beide Ergebnisse in vielen Fällen, auf Grund der Auflösungseffekte der verschiedenen Variablen, welche in Kapitel 4.3 gezeigt sind, ein falsches Ergebnis. In diesen Fällen können beide Lösungen eine hohe Abweichung von dem wahren Wert aufweisen. In einige Fällen könnte die Verschiebung der beiden Werte so stark sein, dass die eigentlich falsche Lösung näher am wahren Wert liegt. Da die Lösung 1 immer Werte zurückgibt, die größer sind als der wahre Wert und Lösung 2 Werte, die kleiner sind (Vergleiche Kapitel 4.2.2) und die Methode anfälliger auf zu hohe Impulswerte als auf zu niedrige reagiert, könnte dies die zusätzlichen ‘‘Peaks‘‘ erklären.

Lösung	Ereignisse	Ereignisse (ohne Verschiebung)
1	5066	3808
2	4556	3776
keine	12968	15006

Tabelle 4.15: Eine Übersicht über die Verteilung der optimalen Lösungen auf Rekonstruktionsniveau für die hadronische Zerfallsseite. In der Tabelle ist aufgeführt in wie vielen Ereignissen Lösung 1 bzw. Lösung 2 als optimale Lösung genutzt wird. In der zweiten Spalte wurde zur Auswahl der optimalen Lösung nur die Differenz zwischen dem rekonstruierten und dem wahren Wert für $|p_\tau|$ genutzt. In der dritten Spalte wird zusätzlich gefordert, dass für jedes Ereignis auf Rekonstruktionsniveau die Lösung als optimale Lösung genutzt wird, die auf Wahrheitsniveau verwendet wurde.

Zur Untersuchung dieser Ursache ist in Tabelle (4.15) die Anzahl an Ereignissen gegeben, in denen Lösung 1 bzw. Lösung 2 als optimale Lösung verwendet wurde. Diese Anzahl ist zunächst in Spalte 2 gegeben für den Fall, dass immer die nähere Lösung als optimale Lösung verwendet wird. In Spalte 3 wurde zusätzlich die Bedingung gestellt, dass eine Lösung auf Rekonstruktionsniveau für ein Ereignis nur dann verwendet wird, wenn auf Wahrheitsniveau die selbe Lösung genutzt wird für dieses Ereignis. So wird sichergestellt, dass auch immer die Lösung verwendet wird, welche der wahren Lösung entsprechen sollte. Es ist zu erkennen, dass die Anzahl an Ereignissen für beide Lösungen durch diese zusätzliche Bedingung stark abnimmt. Dies zeigt, dass es wirklich eine Verschiebung zwischen den beiden Lösungen auf Rekonstruktionsniveau gibt. Durch Ausschluss dieser Ereignisse konnte ein starker Rückgang der zusätzlichen ‘‘Peaks‘‘ beobachtet werden. Der Effekt konnte aber nicht endgültig beseitigt werden. Im Rahmen dieser Arbeit konnte jedoch auf Grund des Zeitrahmens keine weitere Untersuchung in diesem Bereich stattfinden.

Weitere Untersuchungen in diesem Bereich könnten wie folgt aussehen. Bereits in beiden einzelnen Lösungen der hadronischen Seite in Kapitel 4.5.1 konnten ‘‘Peaks‘‘ in den Verteilungen der relativen Differenzen bei einem Wert von -1 gesehen werden. Dies bedeutet, dass

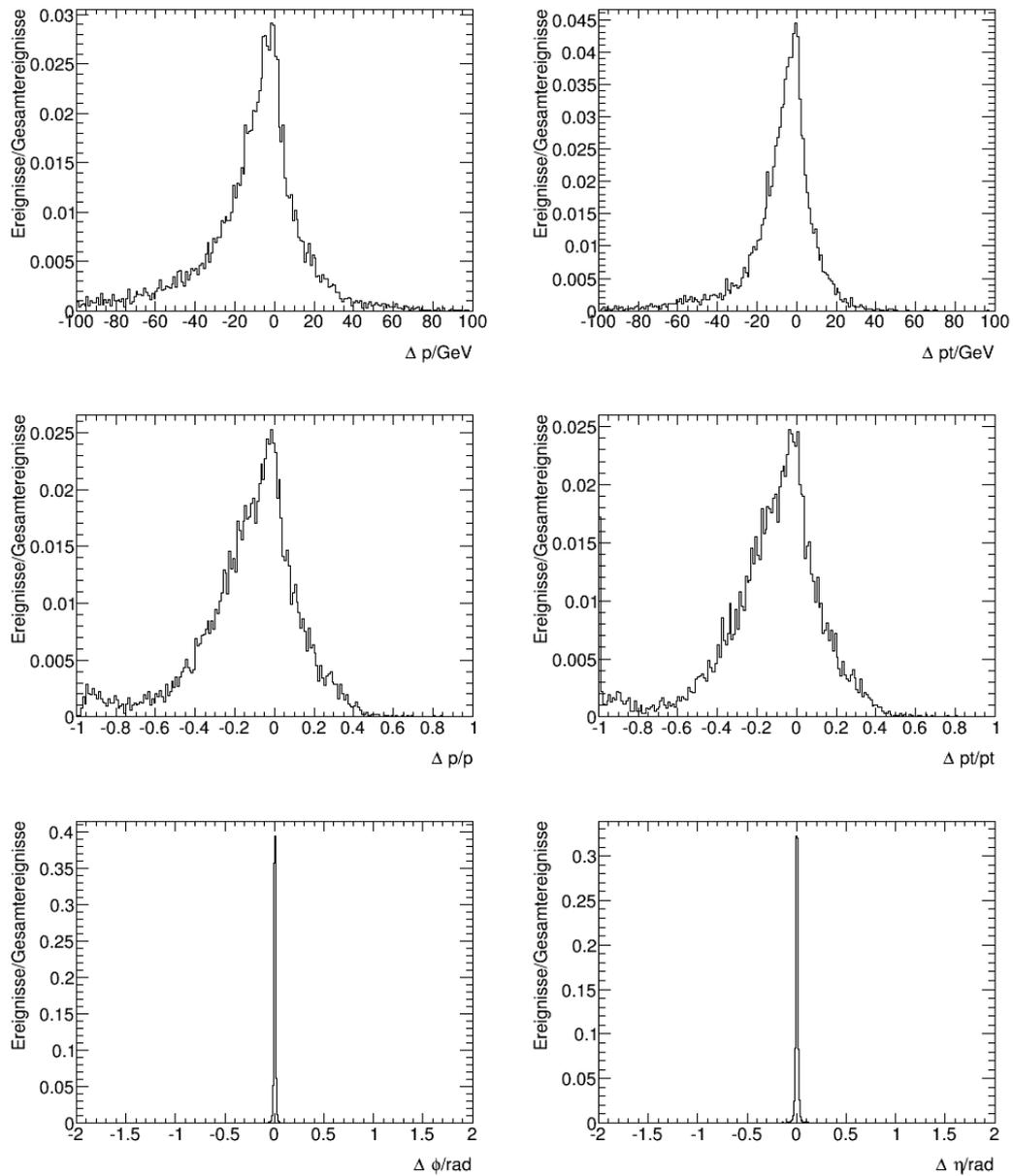


Abbildung 4.18: Verhalten der optimalen Lösung für die hadronischen Zerfallsseite auf Rekonstruktionsniveau. In der ersten Zeile sind die Differenzen für Impuls (p) und transversalen Impuls (p_T) mit ihren wahren Werten in GeV zu sehen. In der zweiten sind die relativen Differenzen dieser zu finden, indem diese mit dem wahren Wert normiert wurden. In der letzten Zeile sind die Differenzen für die Winkel Φ und η in Radiant dargestellt.

unabhängig von der Verschiebung zwischen den Lösungen und unabhängig davon, ob Lösung 1 oder Lösung 2 betrachtet wird, dieser Effekt auftritt. Deswegen sollten zunächst die einzelnen Lösungen weiter untersucht werden, um hier die Ursache des Effekts zu erkennen.

Für die Rekonstruktion der Richtung ist die Verteilung der Methode nicht sensitiv. Wie sich sowohl in den Verteilungen der Differenzen $\Delta\Phi$ und $\Delta\eta$ als auch in den Mittelwerten dieser zeigt, werden keine Verschiebungen durch die Rekonstruktion verursacht. Auch eine starke Zunahme der Breite der Verteilungen ist nicht wahrzunehmen. Dies liegt daran, dass falsche Richtungsrekonstruktionen meist imaginäre Wurzelterme in Gleichung (4.8) verursachen. Deswegen entstehen keine hohen Breiten in den Verteilungen, stattdessen sinkt die Anzahl der Lösungen der Methode stark. Dieser Effekt wird in Kapitel 4.6.3 genauer untersucht.

Leptonische Zerfallsseite

Die Verteilungen der Differenzen zwischen p , p_T , Φ und η und ihren wahren Werten sind in Abbildung (4.19) für die optimale leptonische Lösung zu finden. Für p und p_T sind diese jeweils in GeV und relativ zu ihrem wahren Wert gezeigt. Für Φ und η sind die Differenzen in Radiant angegeben. In Tabelle (4.16) sind die entsprechenden Mittelwerte für die Differenzen und die Breiten ihrer Verteilungen gegeben.

Für Δp_T ist eine Verschiebung in den negativen Bereich zu erkennen. Somit liegen die Rekonstruierten Werte der Methode tendenziell unter den wahren Werten. In den Verteilungen der relativen Differenzen ist zu erkennen, dass keine zusätzlichen ‘‘Peaks‘‘, wie auf der hadronischen Seite, auftauchen, die die generelle Verschiebung verstärken. Trotzdem wurde der Effekt darauf untersucht, ob auf Rekonstruktionsniveau andere Lösungen als auf Wahrheitsniveau gefunden werden. Es konnten ebenfalls Ereignisse gefunden werden, in denen nicht die selbe leptonische Lösung auf Rekonstruktionsniveau wie auf Wahrheitsniveau als optimale Lösung ausgewählt wurde. Eine genauere Untersuchung war jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich, da hier vier Lösungen auftreten, die untereinander verschiedene Abhängigkeiten besitzen, wie in Kapitel 4.2.2 gezeigt wurde. Diese Korrelationen machen eine Untersuchung aufwendiger. Durch die zusätzliche Bedingung, dass auf Rekonstruktionsniveau die Lösung als optimale Lösung verwendet wird, die auch auf Wahrheitsniveau die optimale Lösung ist, konnte die Verschiebung der Mittelwerte der Verteilungen minimiert werden. Die komplette Verschiebung konnte jedoch nicht aufgehoben werden.

Komponente	Mittelwert	σ	Einheit
Δp_T	-7	21	GeV
ΔP	6	39	GeV
$\Delta\Phi$	0,0	1,0	rad
$\Delta\eta$	0,0	1,3	rad

Tabelle 4.16: Mittelwerte der Differenzen der optimalen Lösung der leptonischen Zerfallsseite auf Rekonstruktionsniveau. σ entspricht der Standardabweichung der jeweiligen Verteilung.

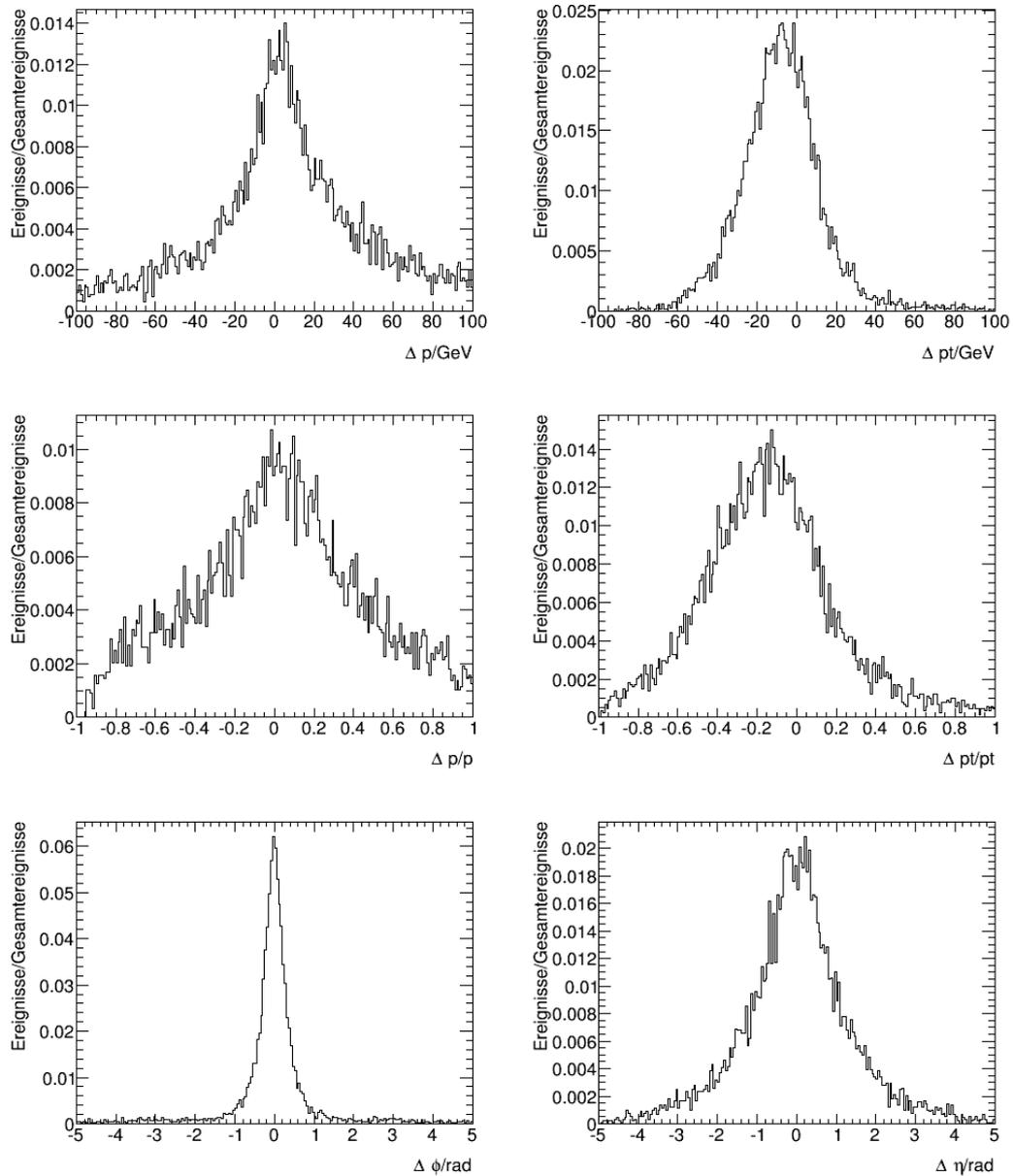


Abbildung 4.19: Verhalten der optimalen Lösung für die leptonischen Zerfallsseite auf Rekonstruktionsniveau. In der ersten Zeile sind die Differenzen für Impuls (p) und transversalen Impuls (p_T) mit ihren wahren Werten in GeV zu sehen. In der zweiten sind die relativen Differenzen dieser zu finden, indem diese mit dem wahren Wert normiert wurden. In der letzten Zeile sind die Differenzen für die Winkel Φ und η in Radiant dargestellt.

Für Δp tritt eine Verschiebung des Mittelwertes in den positiven Bereich auf. Dieser Effekt konnte bereits in Kapitel 4.2.2 festgestellt werden und wurde ausführlich diskutiert. Für eine Verschiebung von Δp_T in den negativen Bereich trat bereits hier eine Verschiebung für Δp in den positiven Bereich auf. Daher ist dieser Effekt bereits auf Wahrheitsniveau zu erkennen und wird von der Methode selbst verursacht.

Für $\Delta\Phi$ und $\Delta\eta$ sind keine Verschiebungen des Mittelwertes zu erkennen. Es tritt jedoch eine starke Zunahme der Standardabweichung im Vergleich zum Wahrheitsniveau (Kapitel 4.2.3) auf. Dieser Standardabweichung wird durch die Auflösungseffekte der einzelnen verwendeten Variablen, die in Kapitel 4.3 gezeigt werden, verursacht. Der genaue Einfluss der einzelnen Parameter hierzu ist in Kapitel 4.6 beschrieben.

4.6 Einfluss des Auflösungsvermögen der einzelnen Variablen auf die Rekonstruktionsgüte der Methode

Die Einflüsse der einzelnen Variablen auf die Methode, die in Kapitel 4.3 rekonstruiert werden, werden in diesem Kapitel untersucht. Dies bedeutet, dass in jedem Abschnitt nur eine der vier Variablen (a_1 -Meson, Lepton, Flugrichtung des τ -Leptons, E_T^{miss}) auf Rekonstruktionsniveau gesetzt wird, während die anderen auf Wahrheitsniveau bleiben. Durch dieses Vorgehen ist es möglich genau zu beurteilen, welchen Einfluss die einzelnen Elemente haben und wie stark sie das Ergebnis verzerren. Da es in diesem Kapitel lediglich um den Einfluss der Rekonstruktionen der einzelnen Variablen geht, wird in diesem Kapitel nur die optimale Lösung, wie sie in Kapitel 4.2.3 definiert wurde, untersucht. Durch dieses Vorgehen kann der Einfluss des Auflösungsvermögen in den einzelnen Variablen im Vergleich zur Studie auf Wahrheitsniveau untersucht werden, ohne störende Einflüsse der falschen Lösungen.

4.6.1 Rekonstruktion des a_1 -Mesons

Zunächst soll der Einfluss der Rekonstruktion des a_1 -Mesons untersucht werden. Die Methode zur Rekonstruktion dieses Teilchens ist in Kapitel 4.3.1 zu finden. Die kinetischen Eigenschaften des a_1 -Mesons werden für die Rekonstruktion des hadronisch zerfallenden τ -Leptons genutzt. Da die Ergebnisse der hadronischen Seite für den leptonischen Zerfall benötigt werden, hat die Auflösung der Rekonstruktion des Impuls-Vektors des a_1 -Mesons sowohl Einfluss auf die hadronische als auch auf die leptonische Seite.

Der Einfluss auf die hadronische Seite ist in Abbildung (4.20) gezeigt. Hier sind die Differenzen für die rekonstruierten Werte von p , p_T , Φ und η mit ihren wahren Werten dargestellt. Die Differenzen Δp und Δp_T sind hierbei sowohl in GeV als auch relativ zum wahren Wert abgebildet. Für die Winkeldifferenzen $\Delta\Phi$ und $\Delta\eta$ wird die Einheit Radiant verwendet.

In den Impulsverteilung Δp und Δp_T sind Ausläufer in den negativen Bereich zu erkennen. Dies wird auch durch die Mittelwerte der Verteilungen, die in Tabelle (4.17) dargestellt sind, bestätigt. Die Mittelwerte sind mit -2 GeV für Δp_T und -3 GeV für Δp leicht ins negative verschoben.

Komponente	Zerfall	Mittelwert	σ	Zerfall	Mittelwert	σ	Einheit
Δp_T	hadronisch	-2	9	leptonisch	-1	7	GeV
ΔP	hadronisch	-3	15	leptonisch	2	23	GeV
$\Delta\Phi$	hadronisch	0,00	0,01	leptonisch	0,0	0,4	rad
$\Delta\eta$	hadronisch	0,00	0,02	leptonisch	0,0	0,6	rad

Tabelle 4.17: Mittelwerte und Standardabweichungen für die Differenzen der optimalen Lösungen des rekonstruierten Impuls-Vektor des a_1 -Mesons mit seinen wahren Werten. σ entspricht der Standardabweichung der jeweiligen Verteilung.

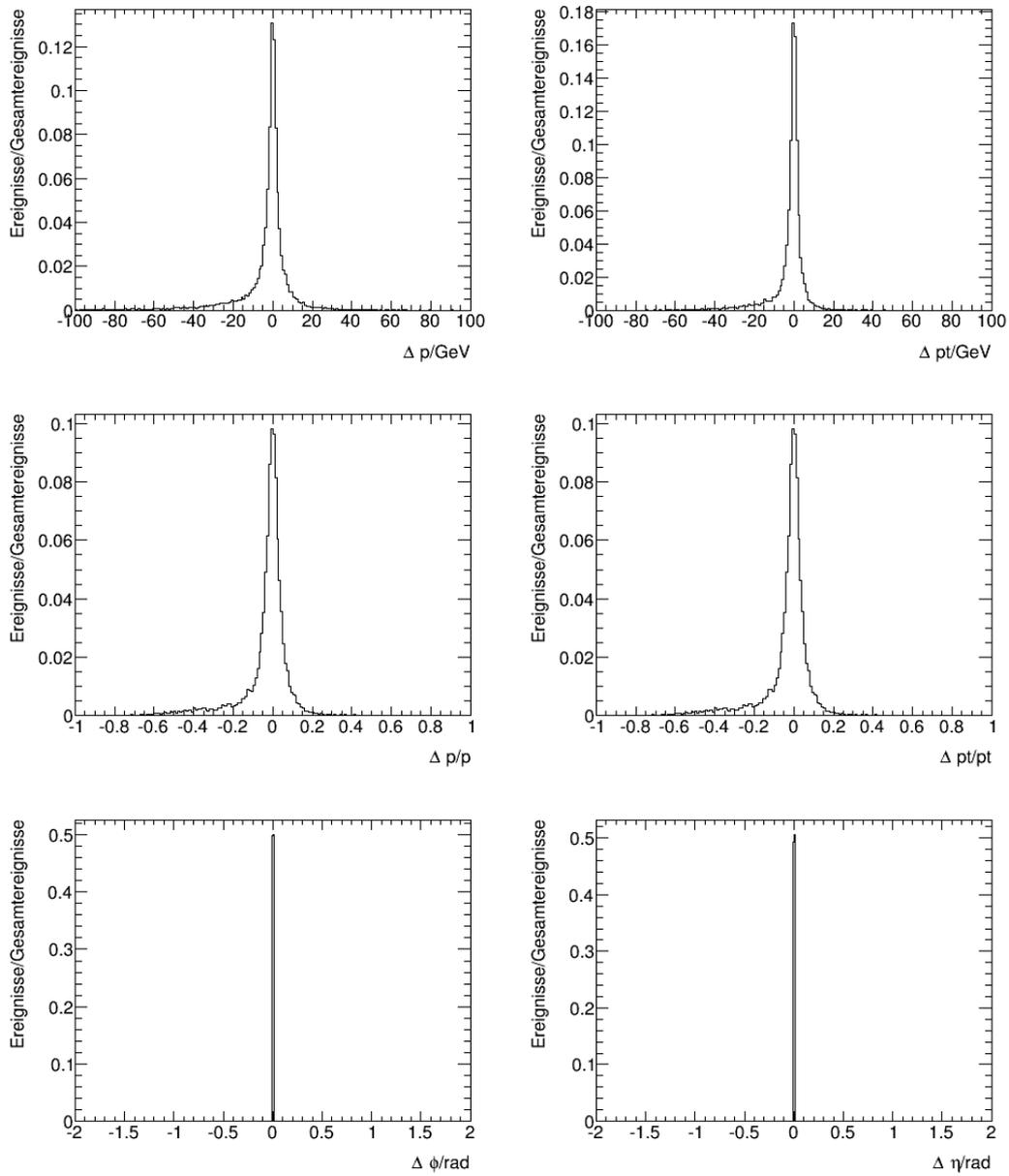


Abbildung 4.20: Verhalten der optimalen Lösungen für die hadronische Zerfallsseite bei Rekonstruktion der kinetischen Eigenschaften des a_1 -Mesons. In der ersten Zeile sind die Differenzen für Impuls (p) und transversalen Impuls (p_T) mit ihren wahren Werten in GeV zu sehen. In der zweiten sind die relativen Differenzen dieser zu finden, indem diese mit dem wahren Wert normiert wurden. In der letzten Zeile sind die Differenzen für die Winkel Φ und η in Radiant dargestellt.

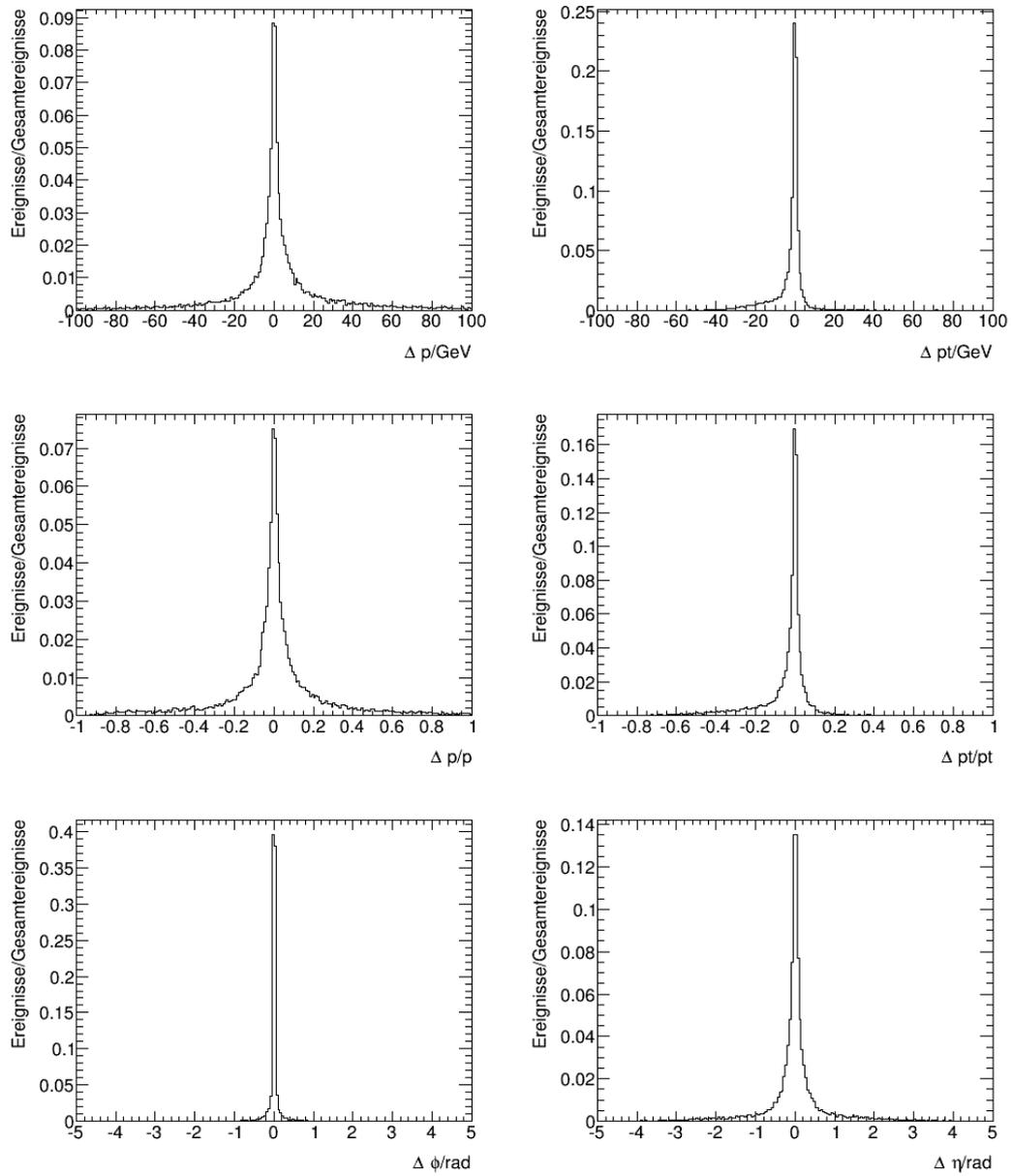


Abbildung 4.21: Verhalten der optimalen Lösungen für die leptonische Zerfallsseite bei Rekonstruktion der kinetischen Eigenschaften des a_1 -Mesons. In der ersten Zeile sind die Differenzen für Impuls (p) und transversalen Impuls (p_T) mit ihren wahren Werten in GeV zu sehen. In der zweiten sind die relativen Differenzen dieser zu finden, indem diese mit dem wahren Wert normiert wurden. In der letzten Zeile sind die Differenzen für die Winkel Φ und η in Radiant dargestellt.

Die Rekonstruktion des Impuls-Vektors des a_1 -Mesons hat dagegen keinen Einfluss auf die Verteilungen der Winkeldifferenzen $\Delta\Phi$ und $\Delta\eta$. Die Graphen in Abbildung (4.20) zeigen nahezu Deltafunktionen. Der Mittelwert zeigt keine Verschiebung und die Breite ist gering (siehe Tabelle (4.17)).

Für die leptonische Seite werden ebenfalls die Verteilungen der Differenzen Δp , Δp_T , $\Delta\Phi$ und $\Delta\eta$ untersucht, die in Abbildung (4.21) zu finden sind. Hier sind ebenfalls die Impulsdifferenzen in GeV und relativ zum wahren Wert angegeben, während die Winkeldifferenzen in Radiant dargestellt sind. Die Mittelwerte und die Standardabweichungen der Verteilung sind in Tabelle (4.17) zu finden.

In den Graphen ist für Δp_T wie auf der hadronischen Seite ein Ausläufer in negativer Richtung zu erkennen. Dieser ist jedoch nicht sehr ausgeprägt, was sich auch in der geringeren Verschiebung des Mittelwertes auf -1 GeV zeigt. Für Δp hingegen kann ein stärkerer Ausläufer in den positiven Bereich beobachtet werden, was ebenfalls durch einen Mittelwert von 2 GeV bestätigt wird.

Der Einfluss durch das a_1 -Meson auf die Verteilungen der Winkeldifferenzen $\Delta\Phi$ und $\Delta\eta$ zeigt sich durch eine höhere Standardabweichung als auf Wahrheitsniveau. Auf Wahrheitsniveau wird eine vernachlässigbare Standardabweichung beobachtet (siehe Tabelle (4.6)), während durch die Rekonstruktion des a_1 -Mesons eine Standardabweichung von 0,4 Radiant für $\Delta\Phi$ und von 0,6 Radiant für $\Delta\eta$ verursacht wird.

4.6.2 Rekonstruktion des Leptons

Zur Untersuchung des Einflusses, welchen die Rekonstruktion des Leptons verursacht, wird die Rekonstruktionsmethode aus Kapitel 7.2 verwendet. Die Genauigkeit der Leptonrekonstruktion ist besser, als die des a_1 -Mesons. Des weiteren wird das Lepton nur auf der leptonischen Zerfallsseite benutzt, weswegen diese keinen Einfluss auf die hadronische Seite hat. Dadurch ergeben sich auf der hadronischen Seite die Verteilungen der Methode auf Wahrheitsniveau, welche in Abbildung (4.9) bereits gezeigt wurden. Auf die leptonische Seite ist ein geringerer Einfluss des Leptons als des a_1 -Mesons zu erwarten, da dieses genauer rekonstruiert wurde.

In Abbildungen (4.22) sind die Differenzen zwischen den rekonstruierten Werten für die Komponenten p , p_T , Φ und η und ihren wahren Werten gezeigt. Hierbei sind Δp und Δp_T sowohl

Komponente	Zerfall	Mittelwert	σ	Zerfall	Mittelwert	σ	Einheit
Δp_T	hadronisch	0,0	0,1	leptonisch	0	4	GeV
ΔP	hadronisch	0,0	0,3	leptonisch	0	11	GeV
$\Delta\Phi$	hadronisch	0,00	0,00	leptonisch	0,00	0,09	rad
$\Delta\eta$	hadronisch	0,00	0,00	leptonisch	0,0	0,3	rad

Tabelle 4.18: Mittelwerte der Differenzen der optimalen Lösungen mit rekonstruierten Komponenten des Leptons. σ entspricht der Standardabweichung der jeweiligen Verteilung.

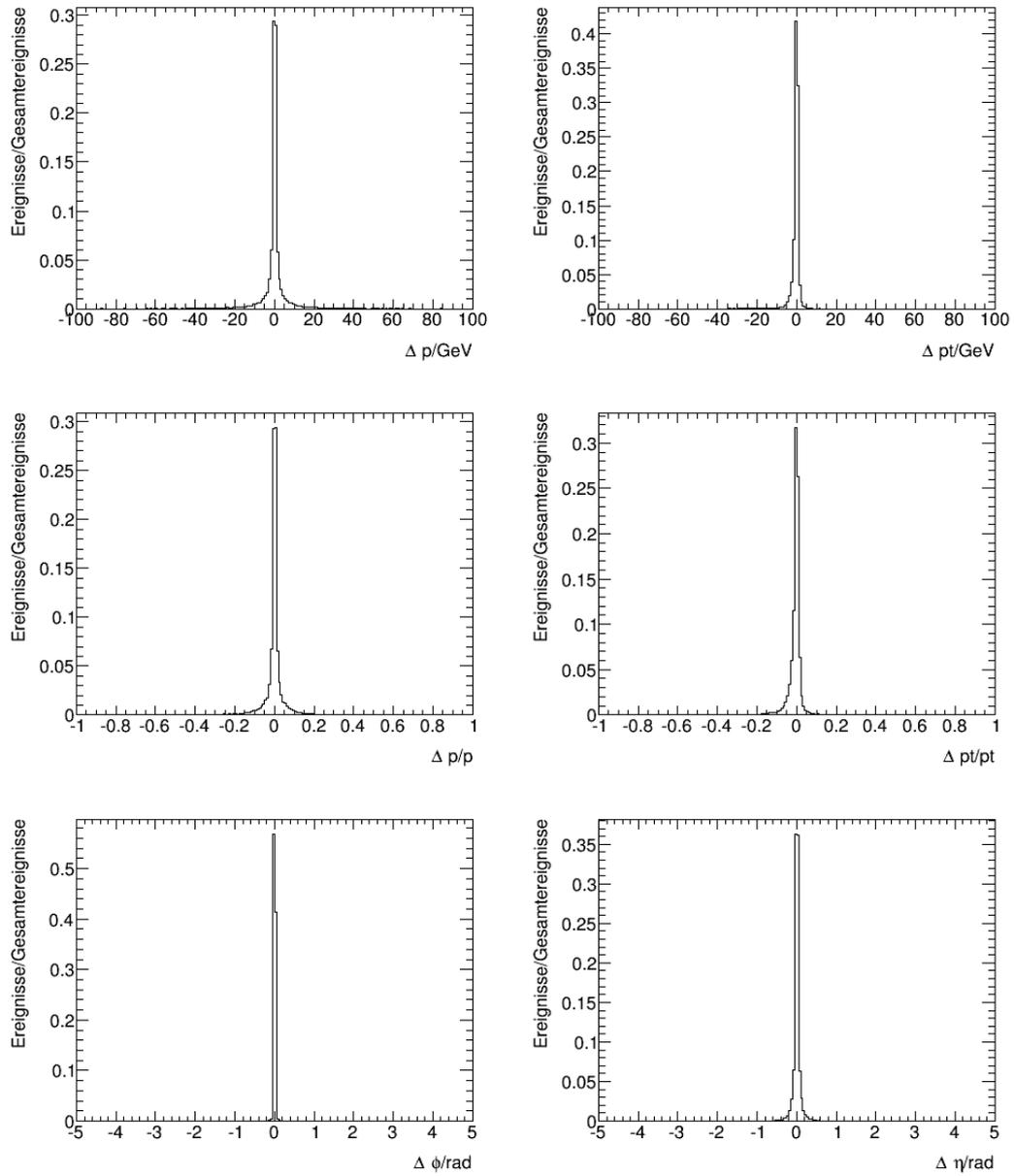


Abbildung 4.22: Verhalten der optimalen Lösungen für die leptonicen Zerfallsseite bei Rekonstruktion der Komponenten des Leptons. In der ersten Zeile sind die Differenzen für Impuls (p) und transversalen Impuls (p_T) mit ihren wahren Werten in GeV zu sehen. In der zweiten sind die relativen Differenzen dieser zu finden, indem diese mit dem wahren Wert normiert wurden. In der letzten Zeile sind die Differenzen für die Winkel Φ und η in Radiant dargestellt.

in GeV als auch relativ zum wahren Wert angeben, während $\Delta\Phi$ und $\Delta\eta$ in Radiant dargestellt werden. Die Mittelwerte und Standardabweichungen der Verteilungen sind in Tabelle (4.18) aufgeführt. Zum Vergleich sind dort auch die Mittelwerte und Standardabweichungen der hadronischen Seite angegeben, welche mit denen der Verteilung auf Wahrheitsniveau übereinstimmen (siehe Tabelle (4.6)).

Für die Verteilungen der Differenzen auf der hadronischen Seite sind keine Asymmetrien oder Verschiebungen zu erkennen. Auch die Mittelwerte der Verteilungen stimmen alle mit Null überein (siehe Tabelle (4.18)).

Der Einfluss der Rekonstruktion des Leptons zeigt sich nur durch den Anstieg der Standardabweichungen der Verteilungen. Die Standardabweichungen für Δp , Δp_T und $\Delta\eta$ sind auch in den Graphen in Abbildung (4.22) zu erkennen. Sie sind jedoch im Vergleich zu den absoluten Werten dieser Komponenten relativ gering, sodass die rekonstruierten Werte gut mit den wahren Werten übereinstimmen. Für die Verteilung $\Delta\Phi$ ist die Standardabweichung mit 0,09 Radiant vernachlässigbar klein.

4.6.3 Rekonstruktion der Flugrichtung des τ -Leptons

Die Flugrichtung des τ -Leptons auf der hadronischen Seite wird durch den Primär- und den Sekundärvertex bestimmt, wie es in Kapitel 4.3.3 beschrieben ist. Dort ist gezeigt, dass die Bestimmung des Sekundärvertex ungenau ist. Bereits auf Wahrheitsniveau ist zu sehen, welchen Einfluss eine ungenaue Flugrichtung des τ -Leptons hat. Durch eine falsche Bestimmung werden imaginäre Lösungen in der Rekonstruktionsmethode verursacht (siehe Kapitel 4.2.1). Wird die Flugrichtung des hadronischen τ -Leptons rekonstruiert, was bedeutet, dass diese wie die Rekonstruktion des Impuls-Vektors des a_1 -Mesons einen Einfluss sowohl auf die hadronische als auch auf die leptonische Seite hat, kann somit ein starker Einfluss auf die Effizienz der Methode erwartet werden, diese wird in Kapitel 4.6.5 untersucht.

Komponente	Zerfall	Mittelwert	σ	Zerfall	Mittelwert	σ	Einheit
Δp_T	hadronisch	-3	11	leptonisch	-4	9	GeV
ΔP	hadronisch	-5	21	leptonisch	4	34	GeV
$\Delta\Phi$	hadronisch	0,00	0,01	leptonisch	0,0	0,5	rad
$\Delta\eta$	hadronisch	0,0	0,2	leptonisch	0,0	0,9	rad

Tabelle 4.19: Mittelwerte und Standardabweichungen für die Differenzen der optimalen Lösungen mit rekonstruierter Flugrichtung des τ -Leptons. σ entspricht der Standardabweichung der jeweiligen Verteilung.

Hadronische Zerfallsseite

In Abbildung (4.23) sind die Differenzen für die Komponenten p , p_T , Φ und η des hadronisch zerfallenden τ -Leptons zwischen den rekonstruierten und den wahren Werten zu finden. Δp und Δp_T sind sowohl in GeV als auch relativ zum wahren Wert angegeben. Die Winkeldifferenzen $\Delta\Phi$ und $\Delta\eta$ sind in Radiant gezeigt.

Für Δp und Δp_T sind sowohl eine leichte Verschiebung in den negativen Bereich als auch eine Breite zu erkennen. Auch der Mittelwert und die Standardabweichung dieser Verteilungen in Tabelle (4.19) bestätigen dies. Die Standardabweichung für die Verteilungen der Differenzen der Impulskomponenten sind auch relativ zu ihrem absoluten Wert nicht zu vernachlässigen, was ist den relativen Darstellungen in Abbildung (4.23) deutlich wird. Diese Auflösung und Verschiebung haben somit einen starken Einfluss auf die Rekonstruktionsmethode der τ -Leptonen.

Für die Winkeldifferenzen zeigt sich kein Einfluss durch die Rekonstruktion der Flugrichtung des hadronisch zerfallenden τ -Leptons. Es ist weder eine Verschiebung noch eine relevante Standardabweichung in der Abbildung (4.23) oder in der Tabelle (4.19) zu erkennen.

Leptonische Zerfallsseite

Der Einfluss auf die leptonische Seite wird durch die Differenzen der Komponenten p , p_T , Φ und η des leptonisch zerfallenden τ -Leptons zwischen den rekonstruierten und den wahren Werten untersucht. Diese sind in Abbildung (4.24) gezeigt und ihre Mittelwerte und Standardabweichungen in Tabelle (4.19).

Für Δp_T ist ein Ausläufer in den negativen Bereich zu erkennen, der sich im Mittelwert von -4 GeV widerspiegelt. Auch die Standardabweichung von 9 GeV ist relativ zum Wert von p_T nicht vernachlässigbar. Für Δp ist keine Asymmetrie zu erkennen, jedoch hat die Standardabweichung von 34 GeV im Vergleich zu seinem absoluten Wert einen starken Einfluss.

Für die Winkeldifferenzen sind keine Verschiebungen der Verteilungen zu erkennen. Während $\Delta\Phi$ schon eine Standardabweichung von 0,5 Radiant aufweist, ist die Standardabweichung von η mit 0,9 Radiant sehr hoch. Eine zuverlässige Aussage über η des leptonisch zerfallenden τ -Leptons ist durch die Rekonstruktion der Flugrichtung des hadronisch zerfallenden τ -Leptons nicht mehr möglich.

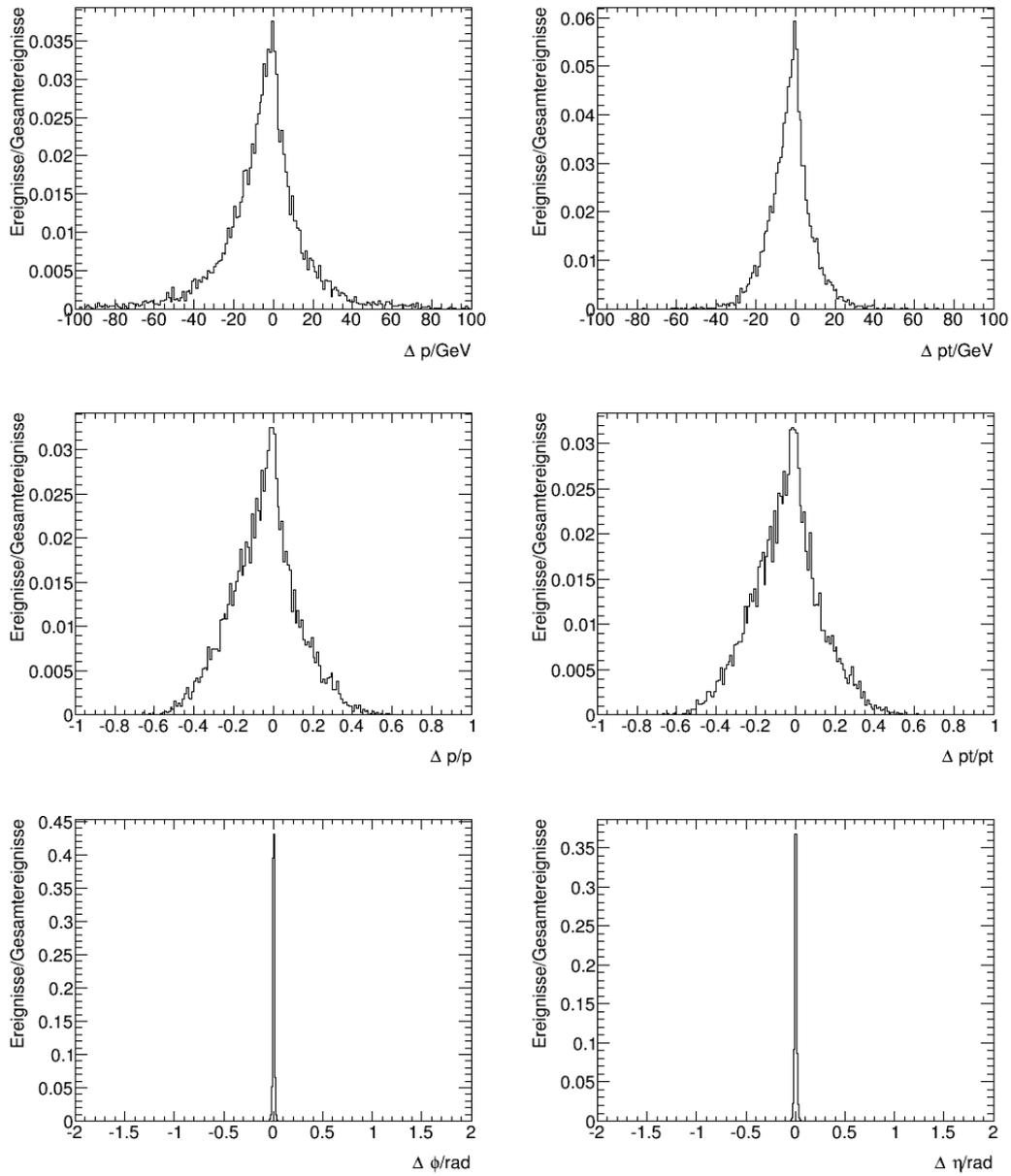


Abbildung 4.23: Verhalten der optimalen Lösungen für die hadronische Zerfallsseite bei Rekonstruktion der Flugrichtung des τ -Leptons. In der ersten Zeile sind die Differenzen für Impuls (p) und transversalen Impuls (p_T) mit ihren wahren Werten in GeV zu sehen. In der zweiten sind die relativen Differenzen dieser zu finden, indem diese mit dem wahren Wert normiert wurden. In der letzten Zeile sind die Differenzen für die Winkel Φ und η in Radiant dargestellt.

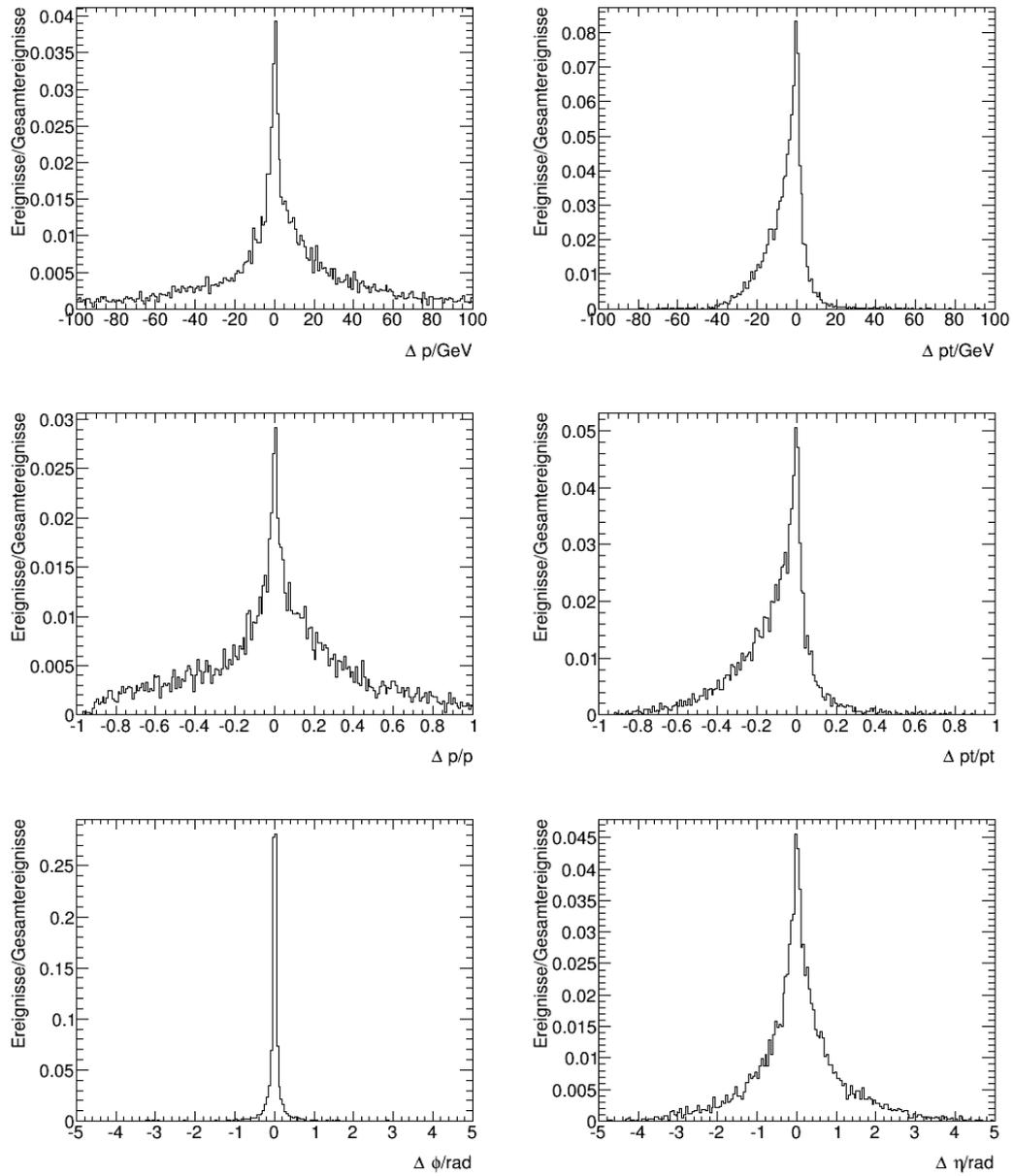


Abbildung 4.24: Verhalten der optimalen Lösungen für die leptonische Zerfallsseite bei Rekonstruktion der Flugrichtung des τ -Leptons. In der ersten Zeile sind die Differenzen für Impuls (p) und transversalen Impuls (p_T) mit ihren wahren Werten in GeV zu sehen. In der zweiten sind die relativen Differenzen dieser zu finden, indem diese mit dem wahren Wert normiert wurden. In der letzten Zeile sind die Differenzen für die Winkel Φ und η in Radiant dargestellt.

4.6.4 Rekonstruktion der fehlenden transversalen Energie

Die letzte Observable die zu untersuchen bleibt, ist die der fehlenden transversalen Energie \vec{E}_T^{miss} . Diese wird im Zerfall des τ -Leptons benutzt, das in ein Lepton zerfällt. Somit hat \vec{E}_T^{miss} keinen Einfluss auf die hadronische Seite, weshalb sich die Ergebnisse auf Wahrheitsniveau aus Abbildung (4.9) ergeben. Auf die leptonische Seite ist jedoch ein starker Einfluss zu erwarten. Dies folgt aus der Tatsache, dass bereits die Rekonstruktion von \vec{E}_T^{miss} , welche in Kapitel 4.3.4 untersucht wurde, eine deutliche Breite aufweist. In vielen Ereignissen wird deswegen diese Energie nur sehr ungenau rekonstruiert.

Komponente	Zerfall	Mittelwert	σ	Zerfall	Mittelwert	σ	Einheit
Δp_T	hadronisch	0,0	0,1	leptonisch	-4	16	GeV
ΔP	hadronisch	0,0	0,3	leptonisch	0	29	GeV
$\Delta \Phi$	hadronisch	0,00	< 0,00	leptonisch	0,0	0,5	rad
$\Delta \eta$	hadronisch	0,00	< 0,00	leptonisch	0,0	0,6	rad

Tabelle 4.20: Mittelwerte der Differenzen der optimalen Lösungen mit rekonstruierter \vec{E}_T^{miss} . σ entspricht der Standardabweichung der jeweiligen Verteilung.

Zur Untersuchung des Einflusses der Rekonstruktion der fehlenden transversalen Energie werden die Differenzen der rekonstruierten Werte für die Komponenten p , p_T , Φ und η des leptonisch zerfallenden τ -Leptons mit ihren wahren Werten untersucht. Die Verteilungen für diese Differenzen sind in Abbildung (4.25) gezeigt. Δp und Δp_T sind sowohl in GeV als auch relativ zum wahren Wert angegeben. Die Winkeldifferenzen $\Delta \Phi$ und $\Delta \eta$ sind in Radiant gezeigt. Die Mittelwerte und Standardabweichungen der Verteilungen sind in Tabelle (4.20) zusammengefasst.

Für Δp_T ist eine Standardabweichung von 16 GeV und auch eine leichte Verschiebung in den negativen Bereich des Mittelwertes gegeben. Dies kann auch in den Abbildungen erkannt werden. Die relative Darstellung zum wahren Wert zeigt deutlich, dass weder die Verschiebung noch die Standardabweichung vernachlässigt werden können. Für Δp ergibt sich ebenfalls eine auffällige Breite in der Verteilung, eine Verschiebung ist jedoch nicht zu erkennen.

Für die Winkeldifferenzen sind ebenfalls keine Verschiebungen des Mittelwertes zu erkennen. Beide haben jedoch eine nicht vernachlässigbare Standardabweichung von 0,5 Radiant für Φ und von 0,6 Radiant für η .

Der Einfluss der Rekonstruktion der transversalen Energie ist bereits allein so stark, dass keine zuverlässige Aussage über die kinetischen Informationen des leptonisch zerfallenden τ -Leptons getroffen werden kann.

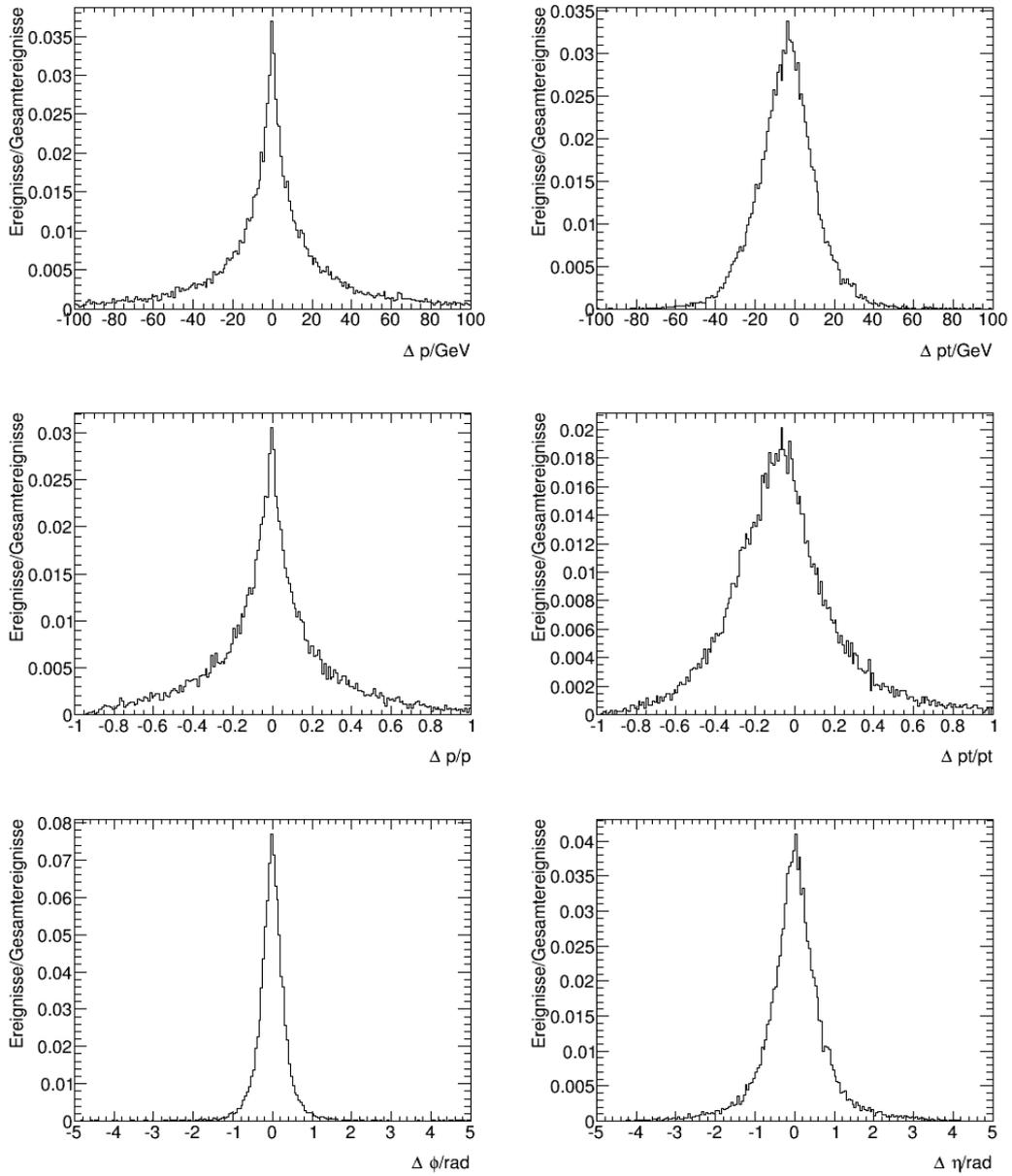


Abbildung 4.25: Verhalten der optimalen Lösungen für die leptonenischen Zerfallsseite bei Rekonstruktion von \vec{E}_T^{miss} . In der ersten Zeile sind die Differenzen für Impuls (p) und transversalen Impuls (p_T) mit ihren wahren Werten in GeV zu sehen. In der zweiten sind die relativen Differenzen dieser zu finden, indem diese mit dem wahren Wert normiert wurden. In der letzten Zeile sind die Differenzen für die Winkel Φ und η in Radiant dargestellt.

4.6.5 Effizienz der einzelnen Methoden

In den vorigen Abschnitten wurde der Einfluss der Rekonstruktionsgüte der einzelnen Observablen auf die Rekonstruktionsgüte der τ -Leptonen untersucht. Nun sollen diese miteinander verglichen werden. Hierzu werden einerseits die bereits gewonnenen Erkenntnisse genutzt, zum anderen aber zusätzlich die Effizienz der einzelnen Methoden untersucht. In den vorhergegangenen Kapiteln wurde nicht untersucht, wie viele Lösungen nach der Rekonstruktion einer Variablen gefunden wurden. Es wurde lediglich der Einfluss auf die Lösungen untersucht, die keinen imaginären Wert annehmen.

Die Einflüsse der einzelnen Observablen auf die Effizienz der Methode sind in Tabelle (4.21) zusammengefasst. Dort ist die Anzahl an Ereignissen zu finden, in denen die Methode eine reelle Lösung gebracht hat, wenn nur eine der Observablen auf Rekonstruktionsniveau gesetzt, während die restlichen Observablen auf Wahrheitsniveau genutzt wurden. Hierdurch wird deutlich, welchen Einfluss die Rekonstruktion einer Observablen auf die Effizienz der Methode hat.

Rekonstruktion	Seite	Ereignisse	Verlust	Lösungen	Lösungen in %
a_1 -Meson	hadronisch	22588	3249	19339	85,62
	leptonisch	19339	2435	16904	87,41
	beide	22588	5684	16904	74,84
Lepton	hadronisch	22588	175	22413	99,23
	leptonisch	22413	443	21970	98,02
	beide	22588	618	21970	97,26
Flugrichtung	hadronisch	22588	14485	8103	35,87
	leptonisch	8103	1513	6590	81,33
	beide	22588	15998	6590	29,17
E_T^{miss}	hadronisch	22588	175	22413	99,23
	leptonisch	22413	6421	15992	71,35
	beide	22588	6596	15992	70,80

Tabelle 4.21: In der Tabelle sind die Einflüsse der Rekonstruktion der einzelnen Observablen auf die Effizienz der Methode zusammengefasst. Hierfür wurden in jeder Durchführung nur eine der vier Observablen auf Rekonstruktionsniveau genutzt, während für die anderen Observablen die Informationen auf Wahrheitsniveau verwendet wurden.

In der Tabelle ist zur erkennen, dass die Rekonstruktion des Leptons den geringsten Einfluss hat. Trotz dieser Rekonstruktion erhält man noch immer in über 97% der Ereignisse eine reelle Lösung der Methode. Hierbei ist zusätzlich zu berücksichtigen, dass durch Rundungsfehler innerhalb der Methode bereits auf Wahrheitsniveau Ereignisse imaginäre Lösungen

verursachen (siehe Kapitel 4.2.1). Dies ist bei dieser Rekonstruktion auch deutlich zu erkennen, da die Rekonstruktion des Leptons nur einen Einfluss auf die leptonische Seite hat, während die hadronische Seite unverändert bleibt. Dennoch werden auch dort 175 Ereignisse aussortiert. Berücksichtigt man zusätzlich diesen Rundungseffekt, ist der Einfluss durch die Rekonstruktion des Leptons noch geringer. Auch die Güte der Rekonstruktion, die in Kapitel 7.2 untersucht wird, zeigt sehr gute Ergebnisse. Aus diesen Ergebnisse lässt sich schließen, dass die Rekonstruktion des Leptons nur einen geringen Einfluss auf die Effizienz und auf die Güte der Methode hat.

Durch die Rekonstruktion des Impuls-Vektors des a_1 -Mesons ergeben insgesamt $\sim 25\%$ der Ereignisse keine Lösung. Diese Quote ist zwar deutlich schlechter als die der Rekonstruktion des Leptons, dennoch liegt sie bei einem akzeptablen Wert. Der höhere Wert der Verluste ist zum Teil darauf zurückzuführen, dass die Rekonstruktion des a_1 -Mesons für die Rekonstruktion beider τ -Leptonen verwendet wird, während die Rekonstruktion des Leptons nur für die Rekonstruktion des leptonisch zerfallenden τ -Leptons genutzt wird. Der Einfluss der Rekonstruktion des a_1 -Mesons, welche ausführlich in Kapitel 4.3.1 untersucht wird, ist ebenfalls stärker als der der Rekonstruktion des Leptons. Dennoch sind auch hier die Effekte in einer Größenordnung, in der noch zuverlässige Aussagen über die rekonstruierten τ -Leptonen getroffen werden können. Der Einfluss der Rekonstruktion des a_1 -Mesons sowohl auf die Effizienz als auch auf die Güte der Methode ist größer als die der Rekonstruktion des Leptons, ist aber dennoch so gut, dass die gewonnenen Ergebnisse für weitere Untersuchungen verwendet werden können.

Der Einfluss der Rekonstruktion der fehlenden transversalen Energie \vec{E}_T^{miss} auf die Effizienz der Methode liegt mit einem Verlust von $\sim 30\%$ höher als die des a_1 -Mesons. Diese hohen Verluste finden nur auf der leptonischen Seite statt, da \vec{E}_T^{miss} nur zur Rekonstruktion des leptonisch zerfallenden τ -Leptons verwendet wird. Deswegen ist der Einfluss auf die Anzahl an Ereignissen, die durch Rekonstruktion von \vec{E}_T^{miss} entstehen, stärker zu bewerten. Auch in der Untersuchung des Einflusses der Rekonstruktion von \vec{E}_T^{miss} auf die Güte der Methode zeigte sich ein starker Einfluss (siehe Kapitel 4.3.4). Es zeigt sich bei allen rekonstruierten Komponenten des leptonisch zerfallenden τ -Leptons hohe Standardabweichung für die Verteilungen der Differenzen zwischen den rekonstruierten und den wahren Werten. Diese Einflüsse auf die Güte der Methode sind so stark, dass mit den Ergebnissen, die hier gewonnen werden, keine zuverlässige Aussage über das rekonstruierte leptonisch zerfallende τ -Lepton getroffen werden kann.

Die Rekonstruktion der Flugrichtung des hadronisch zerfallenden τ -Leptons hat den stärksten Einfluss aller rekonstruierten Observablen auf die Effizienz der Methode. Durch diese Rekonstruktion ergeben über 70% der Ereignisse imaginäre Lösungen, die nicht verwendbar sind. Der Großteil der Ereignisse produziert bereits auf der hadronischen Seite eine solche undefinierte Lösung. Die Anzahl an Verlusten ist so hoch, dass keine sinnvollen weiteren Untersuchungen mit den hier gewonnen Daten durchgeführt werden kann. Auch der Einfluss auf die Güte der Methode, der in Kapitel 4.3.3 betrachtet wird, ist sehr stark. Während auf der hadronischen Seite noch die Verteilungen der Differenzen zwischen den rekonstruierten Werten und den wahren Werten für Φ und η des τ -Leptons geringe Standardabweichungen aufweisen sind alle Standardabweichungen für die Verteilungen der leptonischen Seite sehr

hoch. Die geringe Standardabweichung für die Winkeldifferenzen auf der hadronischen Seite sind jedoch auf den hohen Effizienzverlust auf dieser Seite zurückzuführen. Der Einfluss der Rekonstruktion des hadronisch zerfallenden τ -Leptons auf die Effizienz und die Güte der Methode ist am größten und ermöglicht keine weitere Verwendung der gewonnenen Daten. Die Untersuchung der vier verwendeten rekonstruierten Observablen zeigt, dass während die Einflüsse der Rekonstruktion des Leptons und des a_1 -Mesons relativ gering sind, die Einflüsse der Rekonstruktionen der \vec{E}_T^{miss} und der Flugrichtung des hadronisch zerfallenden τ -Leptons sehr hoch sind. Die schlechte Güte der Methode und die schlechte Effizienz der Methode auf Rekonstruktionsniveau sind somit auf die Auflösungseffekte dieser beiden Observablen zurückzuführen.

5 \mathcal{CP} -Observable

Mit Hilfe der Rekonstruktion der Vierer-Vektoren der τ -Leptonen soll die \mathcal{CP} -Natur des Higgs-Bosons untersucht werden. Hierfür wird die \mathcal{CP} -Observable, welche in Kapitel 2.5 hergeleitet wird, benutzt. Die Winkelverteilung wird sowohl für den Fall des Standardmodells mit $\mathcal{CP} = 1$ als auch für den Fall eines pseudoskalaren Higgs-Bosons mit $\mathcal{CP} = -1$ untersucht.

5.1 Umgewichtung der Ereignisse

Die verwendeten simulierten Ereignisse sind nach dem Standardmodell mit $\mathcal{CP} = 1$ für das Higgs-Boson generiert. Um ebenfalls den Fall $\mathcal{CP} = -1$ betrachten zu können, müssen die Ereignisse umgewichtet werden. Dies bedeutet, dass jedem Ereignis ein Gewicht hinzugegeben wird, um die \mathcal{CP} -Natur des Higgs-Bosons künstlich zu verändern. Hierzu wird das "TAUOLA"-Programm genutzt [45]. Dieses Programm wurde ursprünglich dazu entwickelt die longitudinalen Spin-Eigenschaften umzugewichten. Für die hier verwendete \mathcal{CP} -Observable werden jedoch die transversalen Spin-Eigenschaften der τ -Leptonen genutzt. Hierfür wurde das Programm modifiziert, um auch diese Spin-Eigenschaften ändern zu können.

5.2 Validierung der Implementation

Zur Validierung der Methode werden zunächst simulierte Ereignisse verwendet, in denen beide τ -Leptonen hadronisch zerfallen. In diesen werden gezielt auf Wahrheitsniveau die Ereignisse selektiert, die den Zerfallsmodus $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$ besitzen. Dieser Zerfallsmodus ist derjenige, der in Kapitel 2.5 genutzt wurde, um die theoretische Verteilung der Observablen

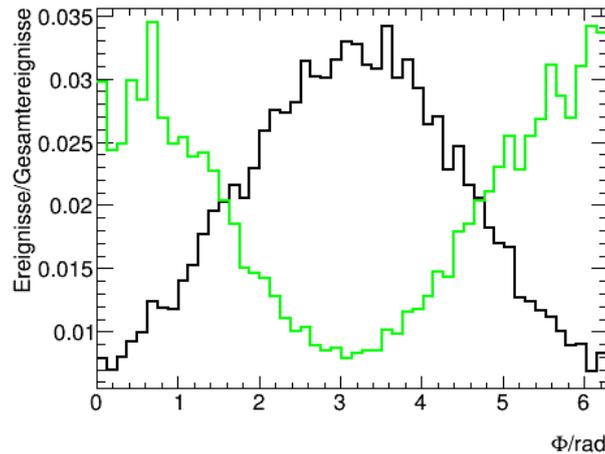


Abbildung 5.1: Verteilung der \mathcal{CP} -Observablen ϕ im $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$ -Kanal. Die Verteilung ist für $\mathcal{CP}_{Higgs} = 1$ (schwarz) und für $\mathcal{CP}_{Higgs} = -1$ (grün) gezeigt.

herzuleiten. Dieser Zerfallskanal dient deswegen zur Überprüfung der richtigen Implementation der Methode. Die Verteilungen können für einen anderen Zerfallskanal abweichen.

In Abbildung (5.1) sind die Winkelverteilungen sowohl für ein Higgs-Boson mit $\mathcal{CP} = 1$ als auch für ein Higgs-Boson mit $\mathcal{CP} = -1$ eingezeichnet. Zusätzlich wurden die theoretischen Sinusfunktionen eingezeichnet, wie sie durch die Herleitung in Kapitel 2.5 erwartet werden. Die gemessenen Verteilungen stimmen sehr gut mit den theoretischen Verteilungen überein. Die Abweichungen, die vor allem nach der Umgewichtung im Bereich zwischen $\Phi = 0$ und $\Phi = 1$ auftreten, sind auf eine zu geringe Statistik zurückzuführen. Auf Grund der Umgewichtung durch das ‘‘TAUOLA‘‘-Programm bekommen die Ereignisse zum Teil sehr unterschiedlich starke Gewichte. Deswegen ist eine deutlich höhere Statistik nötig, um statische Schwankungen zu minimieren. Im Rahmen dieser Arbeit standen hierfür nicht genügend simulierte Ereignisse zur Verfügung. Trotzdem kann die richtige Implementation der Observable und des ‘‘TAUOLA‘‘-Programms zur Umgewichtung durch diese Verteilungen validiert werden.

5.3 \mathcal{CP} -Observable im Zerfall $H \rightarrow a_1^\pm l^\pm$

In diesem Abschnitt wird die \mathcal{CP} -Observable, deren korrekte Implementation in Kapitel 5.2 im Zerfall $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$ verifiziert wird, für den Zerfallskanal $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow a_1^\pm l^\pm$ untersucht.

Die Observable wird auf Wahrheitsniveau untersucht. Die Zerfallsebenen der τ -Leptonen, die im Zerfall $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$ durch die Impuls-Vektoren der τ -Leptonen und den Impuls-Vektoren der Pionen definiert werden, müssen neu festgelegt werden. Anstelle der Impuls-Vektoren der Pionen werden nun der Impuls-Vektor des Leptons und der Impuls-Vektor des a_1 -Mesons benutzt. Der Impuls-Vektor des a_1 -Mesons wird hierbei durch die Addition der Vierer-Vektoren der drei Pionen, in die es zerfällt, bestimmt. Die Observable wird, abgesehen von der Redefinition der Zerfallsebenen, analog zu Kapitel 5.2 berechnet.

Die Verteilungen für den Fall eines skalaren Higgs-Bosons, wie es im Standardmodell vorhanden ist, und für den Fall eines pseudoskalaren Higgs-Bosons sind in Abbildung (5.2) zu finden. Die Verteilung ist für ein skalares Higgs-Boson flach. Auch nach der Umgewichtung, bis auf vereinzelte ‘‘Peaks‘‘, die auf große Gewichte des ‘‘TAUOLA‘‘-Programms für vereinzelte Ereignisse zurückzuführen sind, bleibt die Verteilung flach. Eine Unterscheidung zwischen einem skalaren und pseudoskalaren Higgs-Boson ist somit mit Hilfe dieser Observablen in dem Zerfallskanal $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow a_1^\pm l^\pm$ nicht möglich.

Um sicherzustellen, dass die Verteilung nicht durch die Ladungsvertauschungen beeinflusst werden, werden auch die Verteilungen für die Kanäle $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow a_1^+ l^-$ und $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow a_1^- l^+$ separat betrachtet. Es wäre denkbar, dass durch die Vertauschung des Leptons mit dem a_1 -Meson eine entgegengesetzte Verteilung entsteht. Vertauschung bedeutet hierbei, dass an Stelle des τ^- -Leptons das τ^+ -Lepton in das Lepton zerfällt. Es wird somit durch sein Antiteilchen ersetzt und ändert das Vorzeichen seiner additiven Quantenzahlen. Ebenso ist dann das a_1 -Meson im Zerfall des τ^+ -Leptons und nicht im Zerfall des τ^- zu finden. Die Vertauschung und die daraus möglicherweise folgende entgegengesetzte Verteilung könnten zur Folge haben, dass wenn beide Verteilungen gleichzeitig betrachtet werden, sich die

Verteilungen gerade gegenseitig kompensieren und so eine flache Verteilung ergeben. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in Abbildung (5.3) und (5.4) zu finden. Beide Abbildungen zeigen ebenfalls flache Verteilungen sowohl für ein skalares als auch für ein pseudoskalares Higgs-Boson. Die Vertauschung des Zerfallkanals des τ^+ -Leptons mit dem des τ^- -Leptons hat somit keinen Einfluss auf die Verteilung. Es ist jedoch zu erkennen, dass die sehr großen Gewichte, die bereits in der gemeinsamen Verteilung zu erkennen waren,

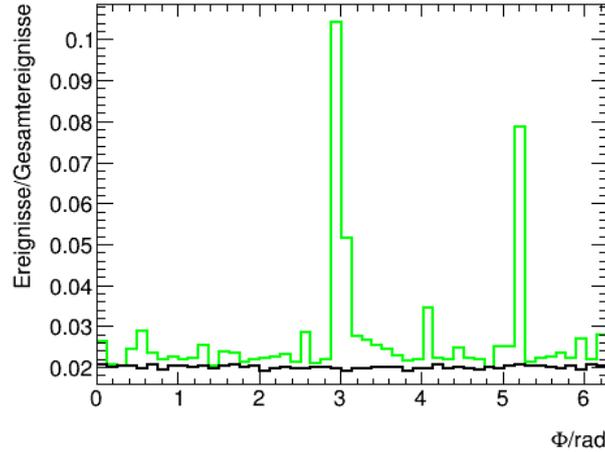


Abbildung 5.2: Verteilung der \mathcal{CP} -Observablen ϕ im $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow a_1^\pm l^\pm$ -Kanal. Die Verteilung ist für $\mathcal{CP}_{Higgs} = 1$ (schwarz) und für $\mathcal{CP}_{Higgs} = -1$ (grün) gezeigt.

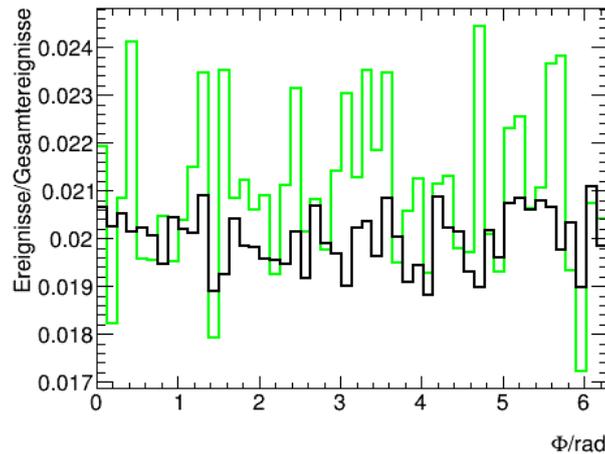


Abbildung 5.3: Verteilung der \mathcal{CP} -Observablen ϕ im $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow a_1^- l^+$ -Kanal. Die Verteilung ist für $\mathcal{CP}_{Higgs} = 1$ (schwarz) und für $\mathcal{CP}_{Higgs} = -1$ (grün) gezeigt.

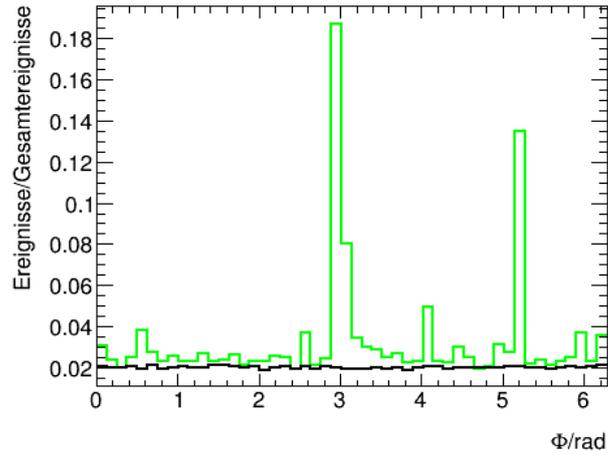


Abbildung 5.4: Verteilung der \mathcal{CP} -Observablen ϕ im $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow a_1^+ l^-$ -Kanal. Die Verteilung ist für $\mathcal{CP}_{Higgs} = 1$ (schwarz) und für $\mathcal{CP}_{Higgs} = -1$ (grün) gezeigt.

ausschließlich im Zerfall $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow a_1^+ l^-$ vorkommen. Dieser Effekt sollte jedoch durch eine deutlich höhere Anzahl an verwendeten Ereignissen kompensierbar sein. Dies konnte jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht genauer untersucht werden.

Eine Untersuchung der theoretischen Herleitung für einen Zerfall in ein a_1 -Meson zeigt, dass die Verteilung in diesen Kanälen abhängig ist von dem Polaritätszustand des a_1 -Mesons. Für die beiden unterschiedlichen Polaritätszustände (longitudinal und transversal) des a_1 -Mesons erhält man gespiegelte Verteilungen. Separiert man diese beiden Zustände nicht voneinander, erhält man deswegen eine flache Verteilung. Da keine Informationen in den simulierten Ereignissen über die Polaritätszustände vorliegen, müssen zur Trennung der beiden kinetischen Schnitte auf die Winkelverteilungen der drei Pionen, in die das a_1 -Meson zerfällt, gesetzt werden. Im Rahmen dieser Arbeit blieb für die Implementation dieser Schnitte keine Zeit. Weitere Informationen zu diesem Effekt und die theoretische Begründung der flachen Verteilung sind in [46, S.67-70] zu finden. Um dennoch diese Ursache für die flache Verteilung für die \mathcal{CP} -Observable im Zerfallskanal $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow a_1^\pm l^\pm$ zu bestätigen, werden in den nachfolgenden Kapiteln Zerfallskanäle untersucht, in denen ein τ -Lepton weiterhin in ein Pion zerfällt. Die Zerfallskanäle, die betrachtet werden, sind $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow a_1^\pm \pi^\pm$ und $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \pi^\pm l^\pm$. Da die Observable sensitiv auf den $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$ Zerfall ist, kann so untersucht werden, ob der Verlust der Sensitivität an dem Lepton, am a_1 -Meson im neuen Zerfallskanal liegt oder die Kombination beider Teilchen im Zerfallskanal die Ursache ist.

Eine Untersuchung der Observable mit den durch die Rekonstruktionsmethode bestimmten Vierer-Vektoren der τ -Leptonen wird nicht durchgeführt, da bereits auf Wahrheitsniveau keine Aussage ohne die entsprechenden kinetischen Schnitte über die \mathcal{CP} -Natur des Higgs-Bosons getroffen werden kann.

5.4 Einfluss des Leptons auf die \mathcal{CP} -Observable

In diesem Abschnitt wird der Einfluss auf die \mathcal{CP} -Observable untersucht, der durch Nutzung eines Leptons entsteht. Hierfür wird die \mathcal{CP} -Observable, wie sie in Kapitel 5.2 validiert ist, genutzt. An Stelle des Zerfalls $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$ wird jedoch der Zerfall $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \pi^\pm l^\pm$ untersucht. Die Verteilungen, sowohl für ein skalares als auch für ein pseudoskalares Higgs-Boson, sind in Abbildung (5.5) zu finden. In beiden Fällen sind Sinusfunktionen zu erkennen. Die Funktionen sind um π phasenverschoben zueinander. Somit ist die \mathcal{CP} -Observable sensitiv für die \mathcal{CP} -Natur des Higgs-Bosons. Der Vergleich der beiden Verteilungen mit den Verteilungen für den Zerfall $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (Abb. (5.1)) zeigt, das beide Verteilungen um π phasenverschoben sind. Die Verteilung, die zuvor die Verteilung für das Higgs-Boson des Standardmodells war, entspricht jetzt im Zerfallskanal $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \pi^\pm l^\pm$ der Verteilung des pseudoskalaren Higgs-Teilchens. Dies zeigt, dass die \mathcal{CP} -Observable zwar sensitiv auf die \mathcal{CP} -Natur des Higgs-Bosons ist, aber das Aussehen der Verteilung abhängig ist vom Zerfallskanal.

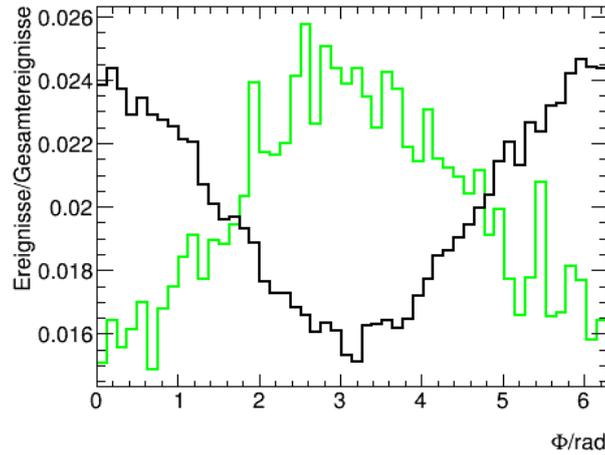


Abbildung 5.5: Verteilung der \mathcal{CP} -Observablen φ im $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \pi^\pm l^\pm$ -Kanal. Die Verteilung ist für $\mathcal{CP}_{Higgs} = 1$ (schwarz) und für $\mathcal{CP}_{Higgs} = -1$ (grün) gezeigt.

5.5 Einfluss des a_1 -Mesons auf die \mathcal{CP} -Observable

Um den Einfluss auf die \mathcal{CP} -Observable zu untersuchen, der durch das a_1 -Meson verursacht wird, wird die Implementation der Observable aus Kapitel 5.2 verwendet. Es wird der Zerfallskanal $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm$ durch den Zerfallskanal $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \pi^\pm a_1^\pm$ ersetzt. Die Winkelverteilung für den Fall eines skalaren und für den Fall eines pseudoskalaren Higgs-Bosons sind in Abbildung (5.6) gegeben. Es ist für beide Fälle eine Gleichverteilung zu erkennen. Lediglich für die Verteilung des pseudoskalaren Higgs-Bosons ist ein ‘‘Peak‘‘ zu sehen. Dieser wird durch ein sehr hohes Gewicht verursacht und würde durch eine höhere Statistik kompensiert werden. Es ist zu erkennen, dass durch die Verwendung des a_1 -Mesons an Stelle des Pions die Sensitivität der Observablen zur \mathcal{CP} -Natur des Higgs-Bosons verloren geht. Somit kann durch die hier gewonnenen Ergebnisse und unter Berücksichtigung von Kapitel 5.3 bestätigt werden, dass der Verlust der Sensitivität im Zerfallskanal $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow a_1^\pm l^\pm$ durch das a_1 -Meson verursacht wird.

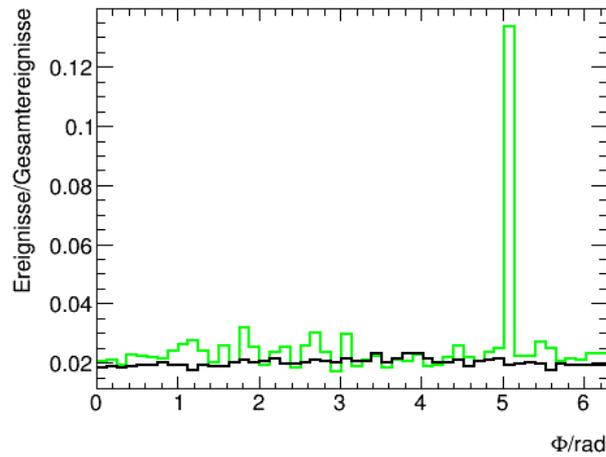


Abbildung 5.6: Verteilung der \mathcal{CP} -Observablen ϕ im $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \pi^\pm a_1^\pm$ -Kanal. Die Verteilung ist für $\mathcal{CP}_{Higgs} = 1$ (schwarz) und für $\mathcal{CP}_{Higgs} = -1$ (grün) gezeigt.

6 Zusammenfassung

Es wurde in dieser Arbeit eine Methode zur vollständigen Rekonstruktion der Vierer-Vektoren der τ -Leptonen im Zerfall $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow a_1^\pm l^\pm 3\nu \rightarrow 3\pi^\pm l^\pm 3\nu$ hergeleitet (Kapitel 4.1). Diese konnte mit simulierten Ereignissen auf Wahrheitsniveau bestätigt werden (Kapitel 4.2.3). Auf Rekonstruktionsniveau konnten die Vierer-Vektoren der τ -Leptonen nicht mit einer Genauigkeit, welche für eine weitere Verwendung dieser nötig wäre, rekonstruiert werden (Kapitel 4.5.2).

Als Ursache für diese ungenauen Ergebnisse der Methode auf Rekonstruktionsniveau konnte die Auflösung der Rekonstruktion der Flugrichtung des hadronisch zerfallenden τ -Leptons und die Auflösung der rekonstruierten fehlenden transversalen Energie bestimmt werden (Kapitel 4.6.5). Die ungenaue Rekonstruktion der τ -Flugrichtung konnte auf die Rekonstruktionsauflösung des Primär- und Sekundärvertex zurückgeführt werden. Vor allem der Sekundärvertex hat einen sehr starken Einfluss auf die Rekonstruktion (Kapitel 4.3.3).

Die Auflösungseffekte, die durch die Rekonstruktion der Impuls-Vektoren des a_1 -Mesons und des Leptons entstehen, können im Vergleich zu den Effekten der beiden anderen Variablen vernachlässigt werden (Kapitel 4.6.5).

Es konnte erfolgreich die \mathcal{CP} -Observable, welche in Kapitel 2.5 hergeleitet wurde, für den Zerfall $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$ implementiert werden. Ebenso konnte das modifizierte "TAUOLA"-Programm zur Umgewichtung der transversalen Spin-Eigenschaften validiert werden (Kapitel 5.2).

Für den Zerfallskanal $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow a_1^\pm l^\pm$ konnte keine Sensitivität zur Untersuchung der \mathcal{CP} -Natur in dieser Observablen festgestellt werden (Kapitel 5.3).

Weitere Untersuchungen konnten zeigen, dass das Ersetzen eines Pions im Zerfall $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$ durch ein Lepton zwar einen Einfluss auf die Verteilung hat, die Sensitivität der Observablen zwischen skalarem und pseudoskalarem Higgs-Boson jedoch in geringerem Maße bestehen bleibt (Kapitel 5.4).

Das Ersetzen eines Pions im Zerfallskanal $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$ hingegen löst die Sensitivität vollständig auf (Kapitel 5.5).

Somit kann als Ursache für den Sensitivitätsverlust der \mathcal{CP} -Observable im Zerfall $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow a_1^\pm l^\pm$ gegenüber der Sensitivität im Zerfall $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$ das a_1 -Meson als Ursache bestätigt werden. Die Ursache für den Verlust der Sensitivität der \mathcal{CP} -Observable konnte darauf zurückgeführt werden, dass bei den Ereignissen nicht unterschieden wurde, in welchem Polaritätszustand das a_1 -Meson vorliegt (Kapitel 5.3).

Durch geeignete kinetische Schnitte der Winkelverteilung der drei Pionen, in die das a_1 -Meson zerfällt, könnten diese Zustände voneinander getrennt werden. So wäre die \mathcal{CP} -Observable auch in diesem Zerfall sensitiv für die \mathcal{CP} -Natur des Higgs-Bosons. Jedoch könnte auch die Methode der Rekonstruktion der Vierer-Vektoren der τ -Leptonen zur Zeit nicht hierfür genutzt werden, da die Auflösungen auf Rekonstruktionsniveau mit den aktuellen Auflösungsvermögen der Rekonstruktion der fehlenden transversalen Energie und der Rekonstruktion des Sekundärvertex die Winkelverteilung der \mathcal{CP} -Observable zu stark beeinflusst.

7 Anhang

7.1 Ergänzung zur Lösung der hadronischen Zerfallseite

Es wird die Lösung dieses Problem ausgehend von Gleichung (4.7) gezeigt:

$$0 = \sqrt{(\vec{p}_\tau^{\parallel} - \vec{p}_{a1}^{\parallel})^2 + |\vec{p}_{a1}^{\perp}|^2} + E_{a1} - \sqrt{|\vec{p}_\tau^{\parallel}|^2 + m_\tau^2} \quad (7.1)$$

Zunächst wird die Gleichung so umgestellt, dass der Term, welcher nur Informationen des τ -Leptons beinhaltet, separiert wird:

$$\sqrt{|\vec{p}_\tau^{\parallel}|^2 + m_\tau^2} = \sqrt{(\vec{p}_\tau^{\parallel} - \vec{p}_{a1}^{\parallel})^2 + |\vec{p}_{a1}^{\perp}|^2} + E_{a1} \quad (7.2)$$

Es wird eine Quadrierung der gesamten Gleichung durchgeführt und auf der rechten Seite die auftretenden binomischen Formeln ausmultipliziert:

$$|\vec{p}_\tau^{\parallel}|^2 + m_\tau^2 = |\vec{p}_\tau^{\parallel}|^2 + |\vec{p}_{a1}^{\parallel}|^2 - 2 \cdot |\vec{p}_\tau^{\parallel}| \cdot |\vec{p}_{a1}^{\parallel}| + |\vec{p}_{a1}^{\perp}|^2 + 2 \cdot E_{a1} \cdot \sqrt{(\vec{p}_\tau^{\parallel} - \vec{p}_{a1}^{\parallel})^2 + |\vec{p}_{a1}^{\perp}|^2} + E_{a1}^2 \quad (7.3)$$

Die Gleichung wird umgestellt, um den Wurzelterm zu separieren:

$$\frac{m_\tau^2 - E_{a1}^2 - |\vec{p}_{a1}^{\parallel}|^2 - |\vec{p}_{a1}^{\perp}|^2}{2E_{a1}} + \frac{|\vec{p}_{a1}^{\parallel}|}{E_{a1}} |\vec{p}_\tau^{\parallel}| = \sqrt{(\vec{p}_\tau^{\parallel} - \vec{p}_{a1}^{\parallel})^2 + |\vec{p}_{a1}^{\perp}|^2} \quad (7.4)$$

Es wird die Variable A gemäß der Gleichung (4.8) eingeführt und erneut quadriert:

$$A^2 + 2A \frac{|\vec{p}_{a1}^{\parallel}|}{E_{a1}} |\vec{p}_\tau^{\parallel}| + \left(\frac{|\vec{p}_{a1}^{\parallel}|}{E_{a1}} |\vec{p}_\tau^{\parallel}| \right)^2 = (\vec{p}_\tau^{\parallel} - \vec{p}_{a1}^{\parallel})^2 + |\vec{p}_{a1}^{\perp}|^2 \quad (7.5)$$

Durch Umstellen der Gleichung auf Normalform ergibt sich:

$$0 = \underbrace{\left(1 - \left(\frac{|\vec{p}_{a1}^{\parallel}|}{E_{a1}} \right)^2 \right)}_{:=\alpha} |\vec{p}_\tau^{\parallel}|^2 - \underbrace{\left(2A \frac{|\vec{p}_{a1}^{\parallel}|}{E_{a1}} |\vec{p}_\tau^{\parallel}| + 2|\vec{p}_{a1}^{\parallel}| \right)}_{:=\beta} |\vec{p}_\tau^{\parallel}| + \underbrace{|\vec{p}_{a1}^{\perp}|^2 + |\vec{p}_{a1}^{\parallel}|^2 - A^2}_{:=\gamma} \quad (7.6)$$

In dieser Form kann die Gleichung durch die "pq"-Formel gelöst werden und liefert die Lösung die in Gleichung (4.8) dargestellt ist:

$$|\vec{p}_\tau^{\parallel}|_{1,2} = \frac{\beta}{2\alpha} \pm \sqrt{\frac{\beta^2}{4\alpha^2} - \frac{\gamma}{\alpha}} \quad (7.7)$$

7.2 Ergänzung zur Lösung der leptonischen Zerfallsseite

Es wird die Lösung dieses Problem ausgehend von Gleichung (4.10) gezeigt:

$$(E_{\tau_{had}} + E_{\tau_{lep}})^2 - (\vec{p}_{\tau_{had}} + \vec{p}_{\tau_{lep}})^2 = m_H^2 \quad (7.8)$$

Zunächst werden die binomischen Formeln aufgelöst:

$$E_{\tau_{had}}^2 + E_{\tau_{lep}}^2 + 2E_{\tau_{lep}}E_{\tau_{had}} - \vec{p}_{\tau_{had}}^2 - \vec{p}_{\tau_{lep}}^2 - 2\vec{p}_{\tau_{lep}}\vec{p}_{\tau_{had}} = m_H^2 \quad (7.9)$$

Nun wird die Energie-Impuls-Beziehung (4.4) zweimal benutzt:

$$2m_\tau^2 + 2E_{\tau_{lep}}E_{\tau_{had}} - 2\vec{p}_{\tau_{lep}}\vec{p}_{\tau_{had}} = m_H^2 \quad (7.10)$$

Es wird die Relation (4.4) auf $E_{\tau_{lep}}$ angewendet. Gleichzeitig werden aus den Impulsen die transversalen Anteile separiert:

$$2m_\tau^2 + 2E_{\tau_{had}}\sqrt{m_\tau^2 + \vec{p}_{\tau_{lep}}^T{}^2 + \vec{p}_{\tau_{lep}}^z{}^2} - 2\vec{p}_{\tau_{lep}}^T\vec{p}_{\tau_{had}}^T - 2\vec{p}_{\tau_{lep}}^z\vec{p}_{\tau_{had}}^z = m_H^2 \quad (7.11)$$

Analog zur hadronischen Seite wird der Term, welcher eine Wurzel enthält, separiert:

$$\underbrace{\frac{m_H^2 - 2m_\tau^2 + 2\vec{p}_{\tau_{lep}}^T\vec{p}_{\tau_{had}}^T}{2E_{\tau_{had}}}}_{:=A} + \frac{\vec{p}_{\tau_{had}}^z\vec{p}_{\tau_{lep}}^z}{E_{\tau_{had}}} = \sqrt{m_\tau^2 + \vec{p}_{\tau_{lep}}^T{}^2 + \vec{p}_{\tau_{lep}}^z{}^2} \quad (7.12)$$

Die Wurzel wird durch eine Quadrierung aufgelöst, zu Vereinfachung wird eine Variable A eingeführt:

$$A^2 + 2A\frac{\vec{p}_{\tau_{had}}^z\vec{p}_{\tau_{lep}}^z}{E_{\tau_{had}}} + \left(\frac{\vec{p}_{\tau_{had}}^z\vec{p}_{\tau_{lep}}^z}{E_{\tau_{had}}}\right)^2 = m_\tau^2 + \vec{p}_{\tau_{lep}}^T{}^2 + \vec{p}_{\tau_{lep}}^z{}^2 \quad (7.13)$$

Es folgt das Umstellen auf die Normalform:

$$0 = \underbrace{\left(1 - \left(\frac{\vec{p}_{\tau_{had}}^z}{E_{\tau_{had}}}\right)^2\right)}_{:=\alpha} \vec{p}_{\tau_{lep}}^z{}^2 - \underbrace{2A\frac{\vec{p}_{\tau_{had}}^z\vec{p}_{\tau_{lep}}^z}{E_{\tau_{had}}}}_{:=\beta} + \underbrace{m_\tau^2 + \vec{p}_{\tau_{lep}}^T{}^2 - A^2}_{:=\gamma} \quad (7.14)$$

Auch hier kann die Gleichung nun mit der ‘‘pq‘‘-Formel gelöst werden:

$$(\vec{p}_{\tau_{lep}}^z)_{1,2} = \frac{\beta}{2\alpha} \pm \sqrt{\frac{\beta^2}{4\alpha^2} - \frac{\gamma}{\alpha}} \quad (7.15)$$

7.3 Leptonische Seite auf Wahrheitsniveau

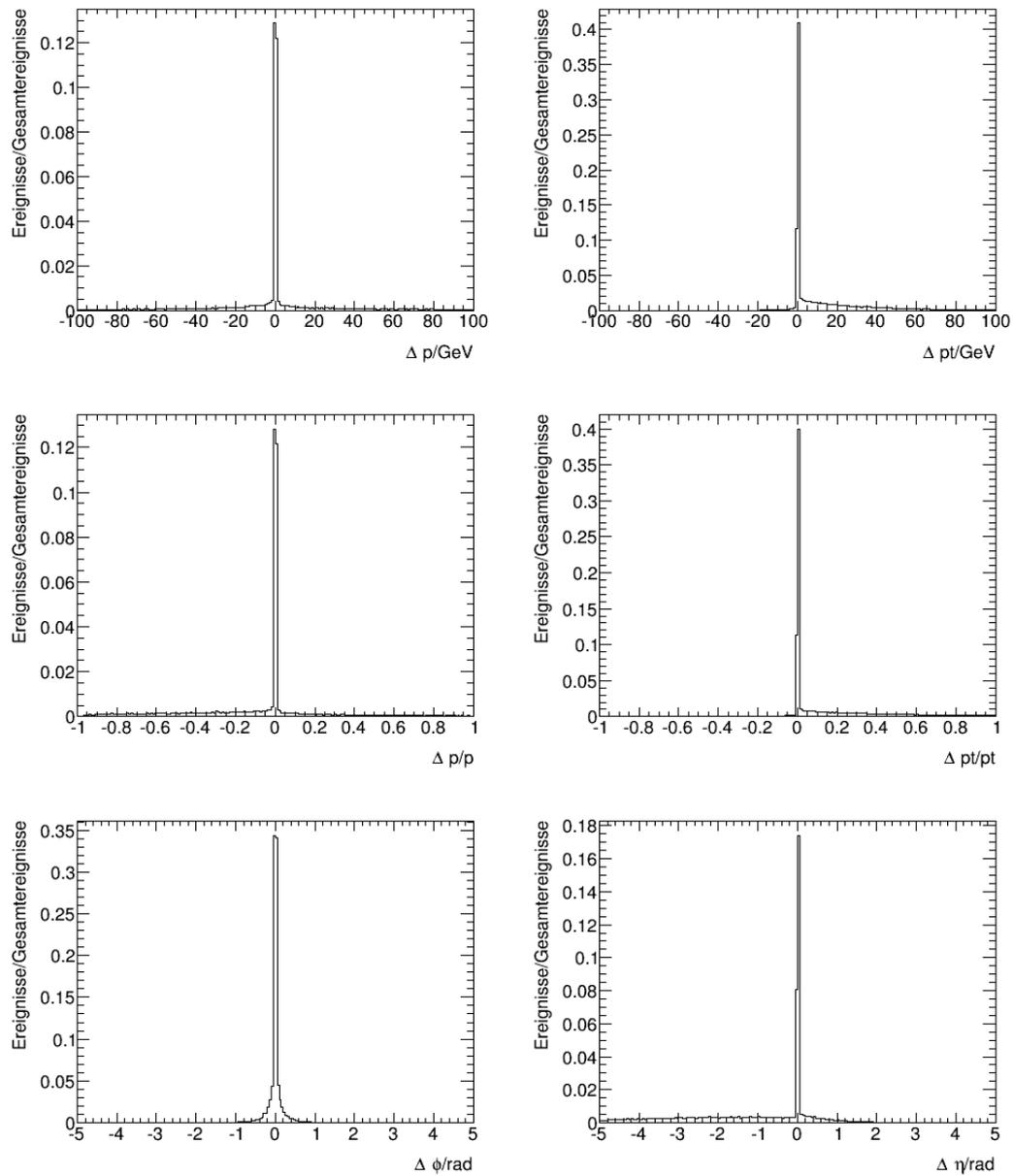


Abbildung 7.1: Verhalten der zweiten Lösung für die leptonische Zerfallsseite auf Wahrheitsniveau. In der ersten Zeile sind die Differenzen für Impuls (p) und transversalem Impuls (p_T) mit ihren wahren Werten in GeV zu sehen. In der zweiten sind die relativen Differenzen dieser zu finden, indem diese mit dem wahren Wert normiert wurden. In der letzten sind die Differenzen für die Winkel Φ und η in Radiant dargestellt.

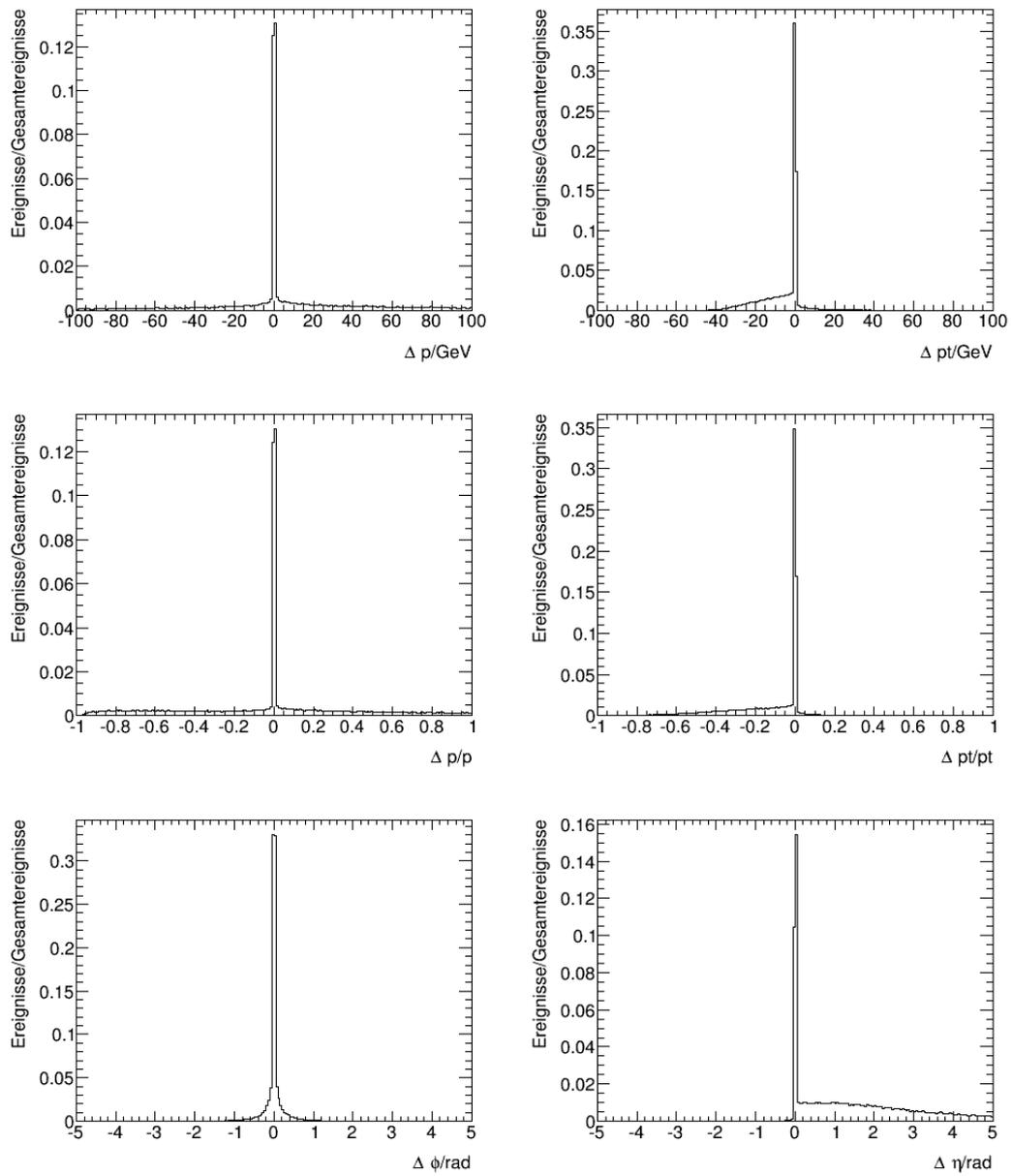


Abbildung 7.2: Verhalten der dritten Lösung für die leptonische Zerfallsseite auf Wahrheitsniveau. In der ersten Zeile sind die Differenzen für Impuls (p) und transversalem Impuls (p_T) mit ihren wahren Werten in GeV zu sehen. In der zweiten sind die relativen Differenzen dieser zu finden, indem diese mit dem wahren Wert normiert wurden. In der letzten sind die Differenzen für die Winkel Φ und η in Radian dargestellt.

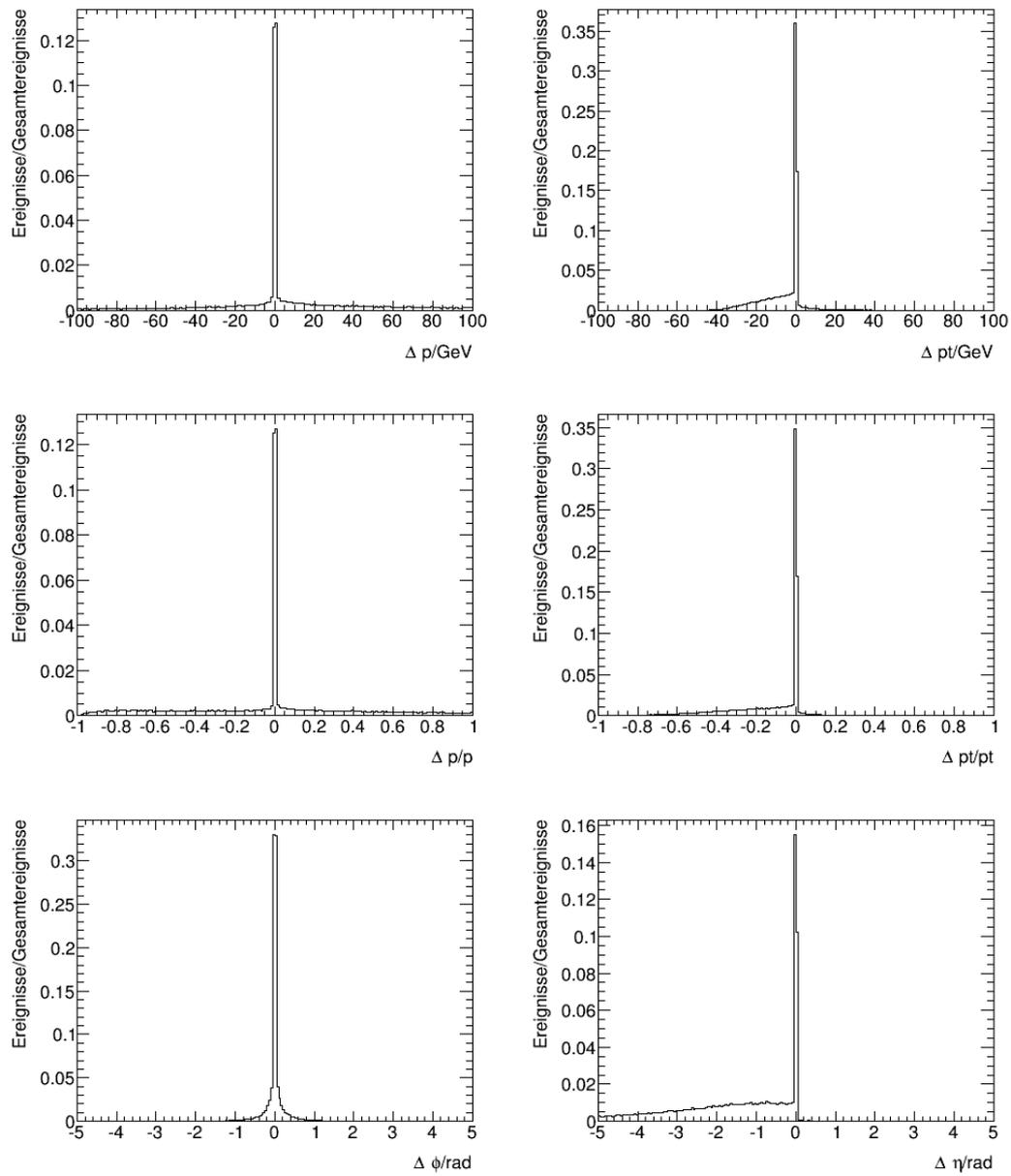


Abbildung 7.3: Verhalten der vierten Lösung für die leptonische Zerfallsseite auf Wahrheitsniveau. In der ersten Zeile sind die Differenzen für Impuls (p) und transversalem Impuls (p_t) mit ihren wahren Werten in GeV zu sehen. In der zweiten sind die relativen Differenzen dieser zu finden, indem diese mit dem wahren Wert normiert wurden. In der letzten sind die Differenzen für die Winkel Φ und η in Radian dargestellt.

7.4 Hadronischen Seite auf Rekonstruktionsniveau

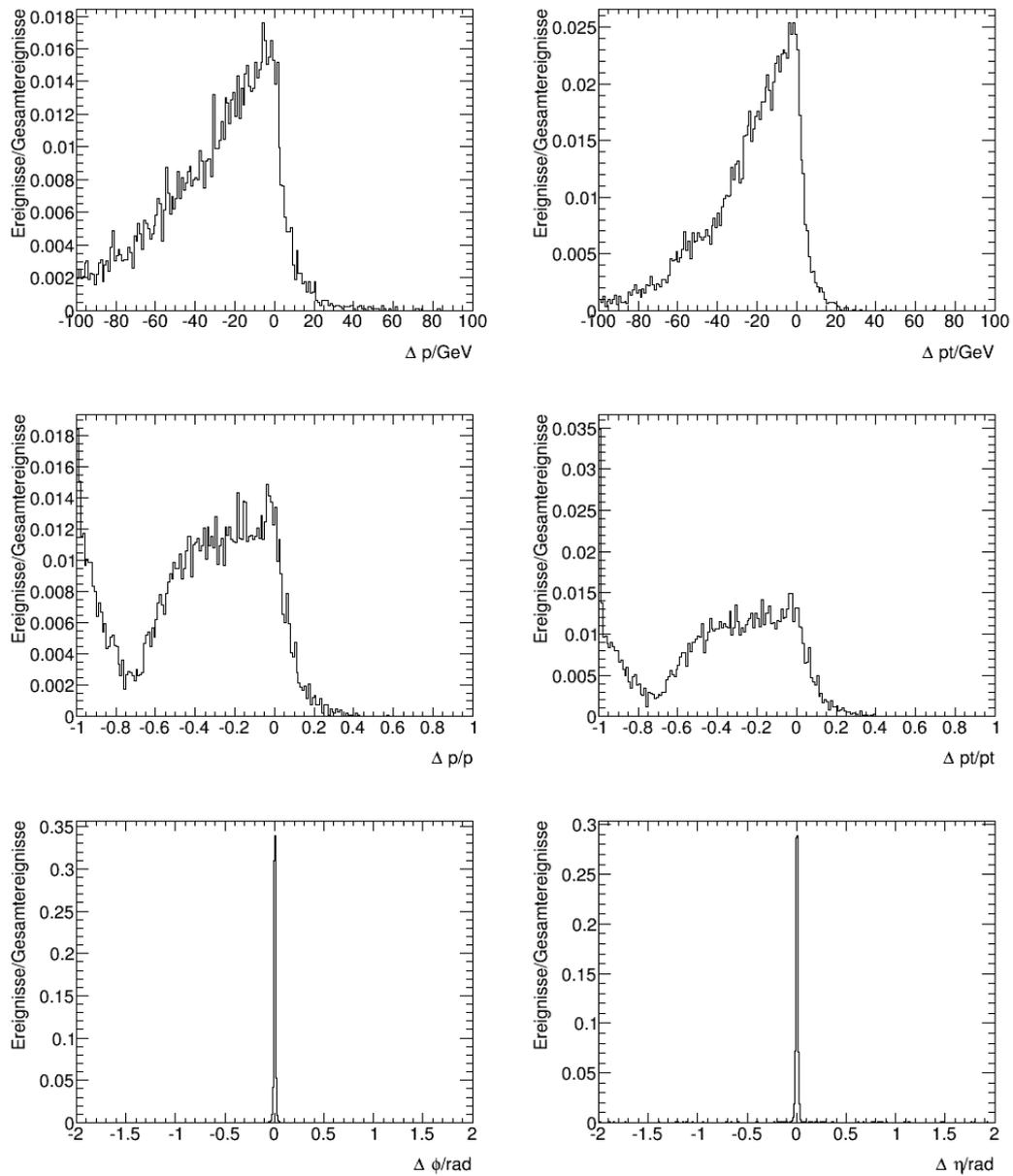


Abbildung 7.4: Verhalten der zweiten Lösung für die hadronische Zerfallsseite auf Rekonstruktionsniveau. In der ersten Zeile sind die Differenzen für Impuls (p) und transversalem Impuls (p_T) mit ihren wahren Werten in GeV zu sehen. In der zweiten sind die relativen Differenzen dieser zu finden, indem diese mit dem wahren Wert normiert wurden. In der letzten sind die Differenzen für die Winkel Φ und η in Radiant dargestellt.

7.5 Leptonische Seite auf Rekonstruktionsniveau

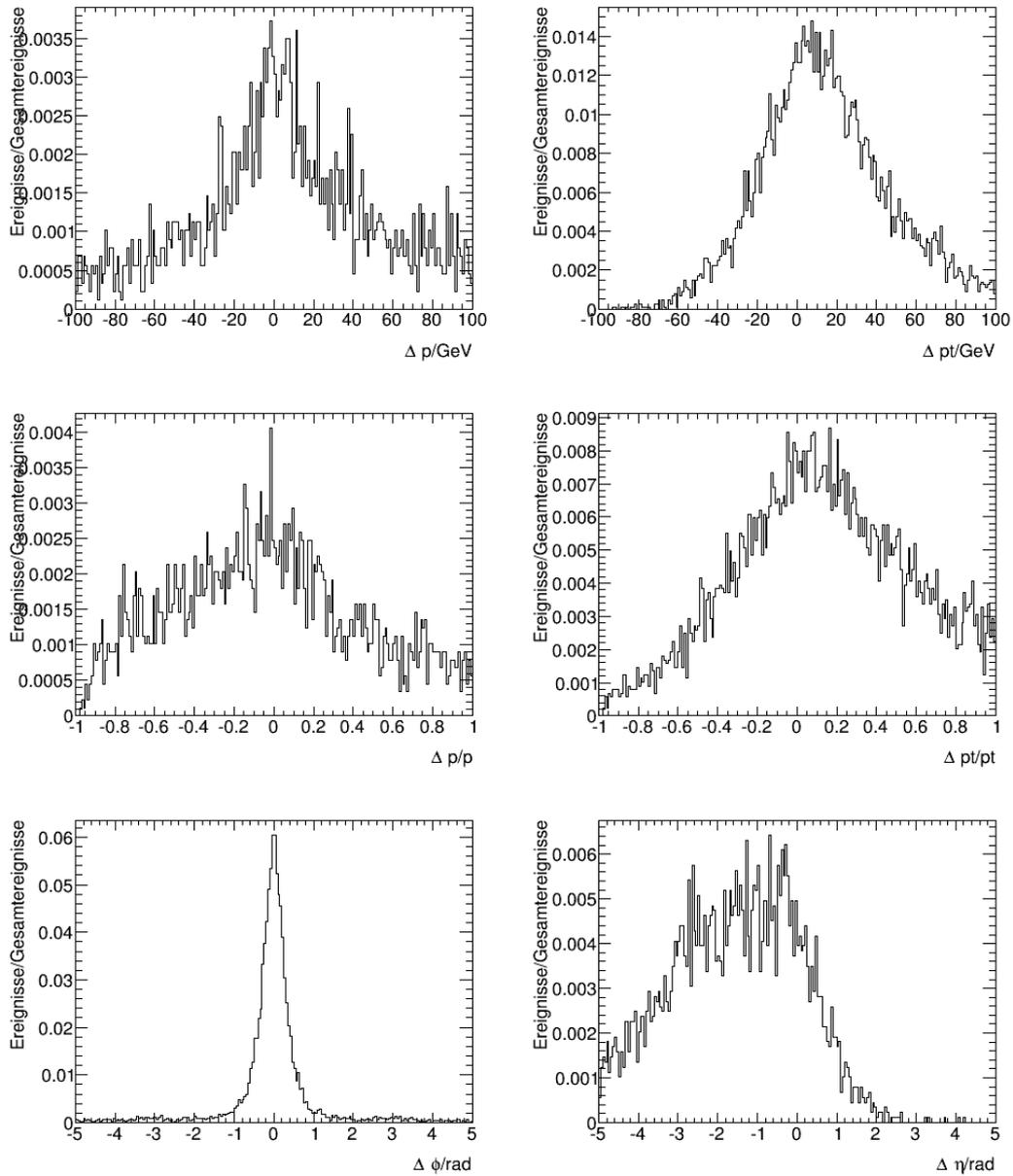


Abbildung 7.5: Verhalten der zweiten Lösung für die leptonische Zerfallsseite auf Rekonstruktionsniveau. In der ersten Zeile sind die Differenzen für Impuls (p) und transversalem Impuls (p_T) mit ihren wahren Werten in GeV zu sehen. In der zweiten sind die relativen Differenzen dieser zu finden, indem diese mit dem wahren Wert normiert wurden. In der letzten sind die Differenzen für die Winkel Φ und η in Radiant dargestellt.

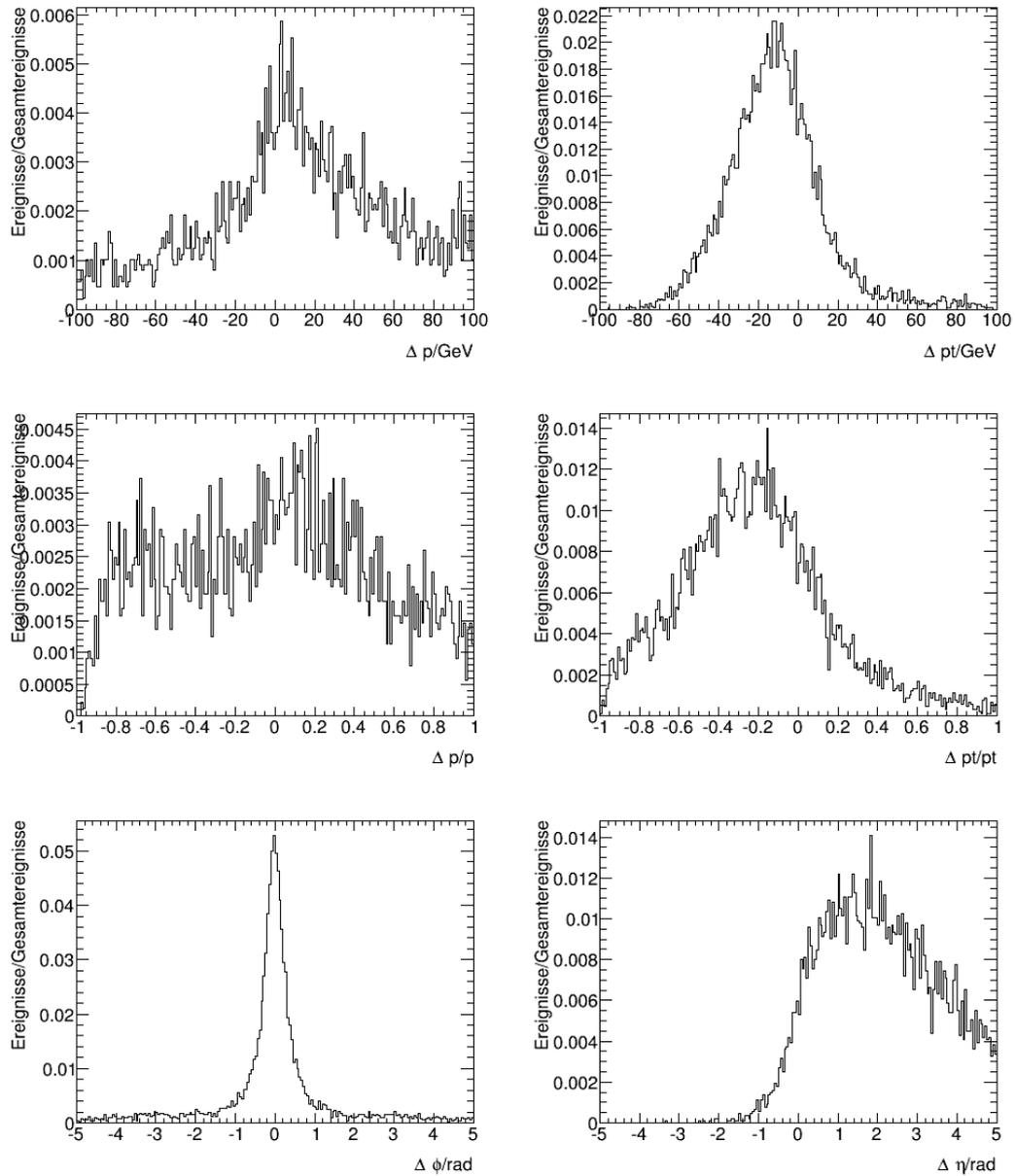


Abbildung 7.6: Verhalten der dritten Lösung für die leptonische Zerfallsseite auf Rekonstruktionsniveau. In der ersten Zeile sind die Differenzen für Impuls (p) und transversalem Impuls (p_T) mit ihren wahren Werten in GeV zu sehen. In der zweiten sind die relativen Differenzen dieser zu finden, indem diese mit dem wahren Wert normiert wurden. In der letzten sind die Differenzen für die Winkel Φ und η in Radiant dargestellt.

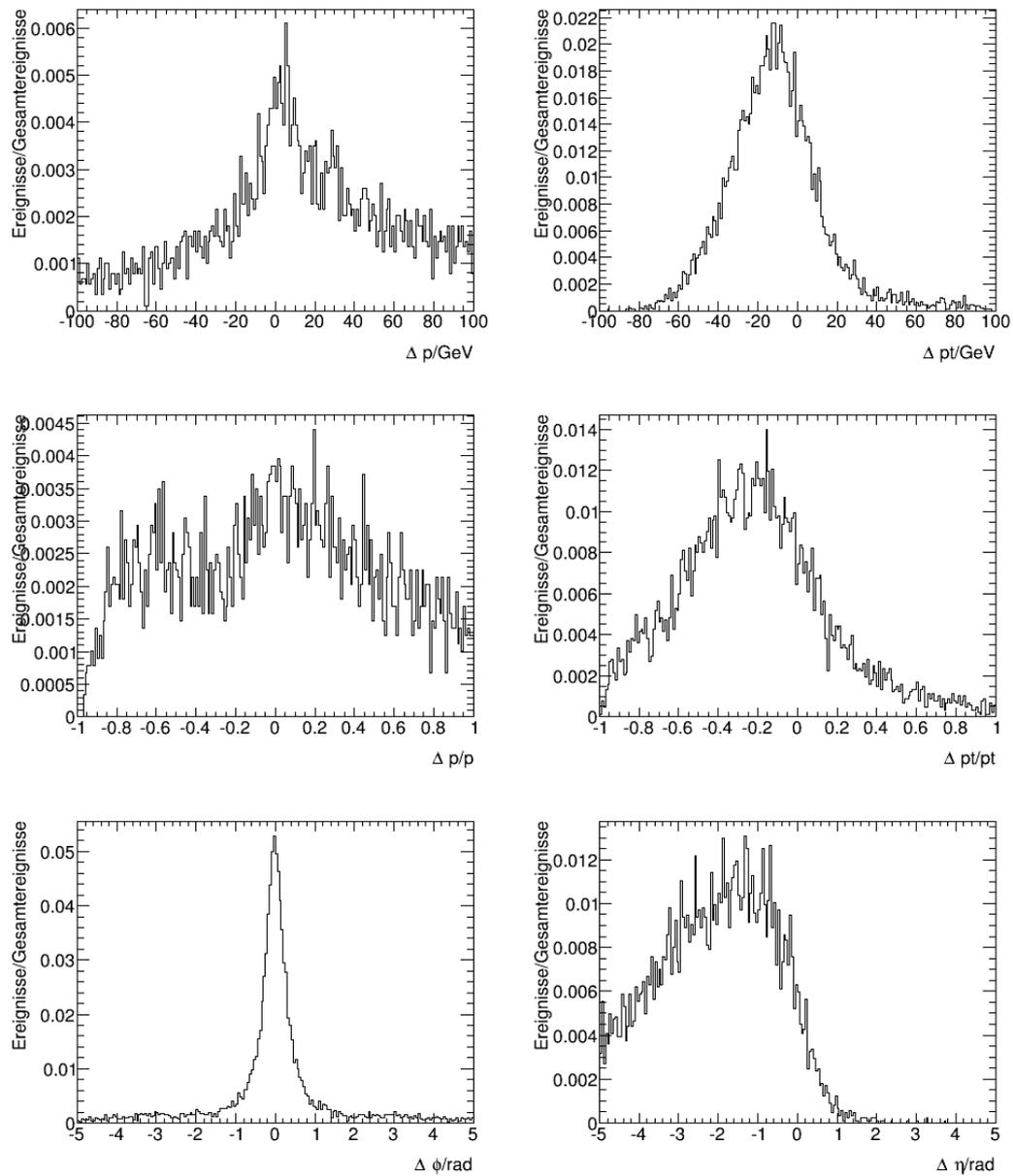


Abbildung 7.7: Verhalten der vierten Lösung für die leptonische Zerfallsseite auf Rekonstruktionsniveau. In der ersten Zeile sind die Differenzen für Impuls (p) und transversalem Impuls (p_T) mit ihren wahren Werten in GeV zu sehen. In der zweiten sind die relativen Differenzen dieser zu finden, indem diese mit dem wahren Wert normiert wurden. In der letzten sind die Differenzen für die Winkel Φ und η in Radiant dargestellt.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Standardmodell	4
2.2	Das Higgs-Potential für zwei Freiheitsgrade	6
2.3	Zerfallsbreiten des Higgs-Boson	8
2.4	Definition der $\mathcal{C}\mathcal{P}$ -Observable φ	14
2.5	Verteilung der $\mathcal{C}\mathcal{P}$ -Observable φ (theoretisch, $H \rightarrow 2\pi^\pm$)	15
3.1	Aufbau des ATLAS-Detektor	16
3.2	Auflösung der Stoßparameter des ATLAS-Detektors.	18
4.1	Zerfall des Higgs-Boson ($H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow a_1^\pm l^\pm 3\nu \rightarrow 3\pi^\pm l^\pm 3\nu$)	20
4.2	Hadronischer Zerfall des τ -Leptons ($\tau^\pm \rightarrow a_1^\pm \nu$)	21
4.3	Leptonischer Zerfall des τ -Leptons ($\tau^\pm \rightarrow l^\pm 2\nu$)	23
4.4	Verteilung der kinetischen Komponenten des τ -Leptons auf Wahrheitsniveau	26
4.5	Erste Lösung der hadronischen Zerfallsseite auf Wahrheitsniveau	30
4.6	Zweite Lösung der hadronischen Zerfallsseite auf Wahrheitsniveau	31
4.7	Vergleich der vier Lösungen der leptonischen Zerfallsseite auf Wahrheitsniveau	36
4.8	Erste Lösung der leptonischen Zerfallsseite auf Wahrheitsniveau	37
4.9	Optimale Lösung der hadronischen Zerfallsseite auf Wahrheitsniveau	39
4.10	Optimale Lösung der leptonischen Zerfallsseite auf Wahrheitsniveau	40
4.11	Rekonstruktion der kinetischen Informationen des a_1 -Meson	43
4.12	Rekonstruktion der kinetischen Informationen des Lepton	45
4.13	Rekonstruktion des Primär- und Sekundärvertex	47
4.14	Rekonstruktion der Flugrichtung des hadronisch zerfallenden τ -Leptons	48
4.15	Rekonstruktion der fehlenden transversalen Energie	49
4.16	Erste Lösung der hadronischen Zerfallsseite auf Rekonstruktionsniveau	53
4.17	Erste Lösung der leptonischen Zerfallsseite auf Rekonstruktionsniveau	55
4.18	Optimale Lösung der hadronischen Zerfallsseite auf Rekonstruktionsniveau	58
4.19	Optimale Lösung der leptonischen Zerfallsseite auf Rekonstruktionsniveau	60
4.20	Einfluss der Rekonstruktion des a_1 -Mesons auf die hadronische Zerfallsseite	63
4.21	Einfluss der Rekonstruktion des a_1 -Mesons auf die leptonische Zerfallsseite	64
4.22	Einfluss der Rekonstruktion des Leptons auf die leptonische Zerfallsseite	66
4.23	Einfluss der Rekonstruktion der τ -Flugrichtung auf die hadronische Zerfallsseite	69
4.24	Einfluss der Rekonstruktion der τ -Flugrichtung auf die leptonische Zerfallsseite	70
4.25	Einfluss der Rekonstruktion von \vec{E}_T^{miss} auf die leptonische Zerfallsseite	72
5.1	Verteilung der $\mathcal{C}\mathcal{P}$ -Observable φ (experimentell, $H \rightarrow 2\pi^\pm$)	76
5.2	Verteilung der $\mathcal{C}\mathcal{P}$ -Observable φ (experimentell, $H \rightarrow a_1^\pm l^\pm$)	78
5.3	Verteilung der $\mathcal{C}\mathcal{P}$ -Observable φ (experimentell, $H \rightarrow a_1^- l^+$)	78
5.4	Verteilung der $\mathcal{C}\mathcal{P}$ -Observable φ (experimentell, $H \rightarrow a_1^+ l^-$)	79
5.5	Verteilung der $\mathcal{C}\mathcal{P}$ -Observable φ (experimentell, $H \rightarrow \pi^\pm l^\pm$)	80
5.6	Verteilung der $\mathcal{C}\mathcal{P}$ -Observable φ (experimentell, $H \rightarrow \pi^\pm a_1^\pm$)	81
7.1	Zweite Lösung der leptonischen Zerfallsseite auf Wahrheitsniveau	85
7.2	Dritte Lösung der leptonischen Zerfallsseite auf Wahrheitsniveau	86
7.3	Vierte Lösung der leptonischen Zerfallsseite auf Wahrheitsniveau	87

7.4	Zweite Lösung der hadronischen Zerfallsseite auf Rekonstruktionsniveau . .	88
7.5	Zweite Lösung der leptonischen Zerfallsseite auf Rekonstruktionsniveau . .	89
7.6	Dritte Lösung der leptonischen Zerfallsseite auf Rekonstruktionsniveau . .	90
7.7	Vierte Lösung der leptonischen Zerfallsseite auf Rekonstruktionsniveau . . .	91

Tabellenverzeichnis

2.1	Ergebnisse für die Signifikanz eines Higgs-Bosons am ATLAS (2012)	9
2.2	Dominante Zerfallsmodi des τ -Leptons	10
2.3	Aktuelle J^{CP} -Studien des ATLAS-Experiments (2013)	12
2.4	Eigenschaften des $\tau\tau$ -Systems im Zerfall $H \rightarrow \tau\tau$	13
3.1	Auflösungsvermögen des ATLAS-Detektor	19
4.1	Mittelwerte der Komponenten der τ -Leptonen auf Wahrheitsniveau	25
4.2	Effizienz der Rekonstruktionsmethode auf Wahrheitsniveau	27
4.3	Güte der Methode für alle Lösungen (hadronisch, Wahrheitsniveau)	29
4.4	Definition der Lösungen (1-4) auf der leptonischen Zerfallsseite	32
4.5	Güte der Methode für alle Lösungen (leptonisch, Wahrheitsniveau)	32
4.6	Güte der Methode für die optimale Lösungen auf Wahrheitsniveau	38
4.7	Güte der Rekonstruktion des a_1 -Meson	42
4.8	Güte der Rekonstruktion des Leptons	44
4.9	Güte der Rekonstruktion des Primär- und Sekundärvertex	46
4.10	Güte der Rekonstruktion von \vec{E}_T^{miss}	49
4.11	Effizienz der Methode auf Rekonstruktionsniveau	50
4.12	Güte der Methode für die erste Lösung (hadronisch, Rekonstruktionsniveau)	53
4.13	Güte der Methode für die erste Lösung (leptonisch, Rekonstruktionsniveau)	54
4.14	Güte der Methode für die optimale Lösung (hadronisch, Rekonstruktionsniveau)	56
4.15	Verteilung der optimalen Lösung auf Rekonstruktionsniveau (hadronisch)	57
4.16	Güte der Methode für die optimale Lösung (leptonisch, Rekonstruktionsniveau)	59
4.17	Einfluss der Rekonstruktion des a_1 -Mesons auf die optimale Lösung	62
4.18	Einfluss der Rekonstruktion des Leptons auf die optimale Lösung	65
4.19	Einfluss der Rekonstruktion der τ -Flugrichtung auf die optimale Lösung	67
4.20	Einfluss der Rekonstruktion von E_T^{miss} auf die optimale Lösung	71
4.21	Einfluss auf die Effizienz der Methode durch die einzelnen Rekonstruktionen	73

Literatur

- [1] B.V. Elsevier, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector*. The ATLAS Collaboration, Phys. Lett. B716, (2012).
- [2] The ATLAS Collaboration, *Evidence for Higgs Boson Decays to the $\tau^+\tau^-$ Final State with the ATLAS Detector*. ATLAS-CONF-2013-108, (2013).
- [3] K. Pommes, “<http://atlas.ch>,” (25.07.2014).
- [4] O. Nachtmann, *Elementarteilchenphysik: Phänomene und Konzepte*. Vieweg, (1986).
- [5] K. Sibold, *Theorie der Elementarteilchen*. Teubner Studienbücher Physik, (2001).
- [6] T.D. Lee, C.N. Yang, *Phys. Rev.* 104. (1956).
- [7] Wu et al., *Phys. Rev.* 105, p. 1413. (1957).
- [8] J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch, R. Turlay, *Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson*. Phys. Rev. Lett. 13, (1964).
- [9] W. Pauli, *Niels Bohr and the Development of Physics*. McGraw-Hill, New York, (1955).
- [10] G.Lüders, Det. Kong, *Danske Videnskabernes Selskab Mat.fysiske Meddelelser*. 28, no. 5, (1954).
- [11] A.D. Sakharov, *JETP Lett.* 5. (1967).
- [12] S. Berge, W. Bernreuther, J. Ziethe, *Determining the CP parity of Higgs bosons at the LHC in their τ decay channels*. RWTH Aachen, arXiv:0801.2297v1 [hep-ph], (2008).
- [13] S. Berge, W. Bernreuther, *Determining the CP parity of Higgs bosons at the LHC in the τ to 1-prong decay channels*. RWTH Aachen, arXiv:0812.1910v1 [hep-ph], (2008).
- [14] S. Berge, W. Bernreuther, B. Niepelt, H. Spiesberger, *How to pin down the CP quantum numbers of a Higgs boson in its tau decays at the LHC*. RWTH Aachen, arXiv:1108.0670v2 [hep-ph], (2012).
- [15] D. Ebert, *Eichtheorien*. VCH, (1989).
- [16] P.W. Higgs, *Broken Symmetries, Massless Particles and Gauge Fields*, pp. 132–133. Phys. Lett. 12, (1964).
- [17] P.W. Higgs, *Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons*, pp. 1156–1163. Phys. Rev. 145, (1966).
- [18] G.S. Guralnik, C.R. Hagen, T.W.B. Kibble, *Global Conservation Laws and Massless Particles*, pp. 585–587. Phys. Rev. Lett. 13, (1964).

- [19] F. Englert, R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, pp. 321–322. *Phys. Rev. Lett.* 13, (1964).
- [20] M. Schumacher, *Suche nach neutralen Higgs-Bosonen mit dem OPAL-Detektor am LEP2*. Dissertation, BONN-IR-99-19, (1999).
- [21] C. Hofmann, *Sensitivität des ATLAS-Experiments am LHC für die Entdeckung des Higgs-Bosons im Zerfall $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + 4\nu$ erzeugt in Vektorbosonfusion bei $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$* . Bachelorarbeit, Universität Freiburg, (2011).
- [22] T. Kugo, *Eichtheorie*. Springer-Verlag, (1997).
- [23] J. Hansen, *Yukuwa-Kopplung und Quarkmischung*. Präsentation, KIT - Karlsruhe, <http://www.ttp.kit.edu/karsten/data/V02-hansen.pdf>, (30.04.2010).
- [24] S. Dittmaier et al., *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables*. [LHC Higgs Cross Section Working Group Collaboration], arXiv:1101.0593 [hep-ph], (2011).
- [25] R. Barate et al., *Search for the standard model Higgs boson at LEP*. [LEP Working Group for Higgs boson searches and ALEPH and DELPHI and L3 and OPAL Collaboration], *Phys. Lett.* B565, (2003).
- [26] T. CDF, D. Collaborations, t. T. N. Phenomena and H. W. Group, *Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs Boson Production with up to 8.6 fb⁻¹ of Data*. arXiv:1107.5518 [hep-ex], (2011).
- [27] The ATLAS Collaboration, *Measurement of the Higgs boson mass from the $H \rightarrow \gamma\gamma$ and $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ channels with the ATLAS detector using 25 fb⁻¹ of pp collision data*. CERN-PH-EP-2014-122, (2014).
- [28] C. Amsler et al., PDG, *$a_1(1260)$* . pdg.lbl.gov, (2008).
- [29] K.G. Hayes, PDG, *τ BRANCHING FRACTIONS*. Hillsdale College, pdg.lbl.gov, (2010).
- [30] E. Wigner, *Über die Operation der Zeitumkehr in der Quantenmechanik*. Göttingen, (1932).
- [31] The ATLAS Collaboration, *Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data*. *Phys. Lett.* B726, (2013).
- [32] S. Berge, *Determination of the Higgs CP mixing angle in the tau decay channels: Z-boson background processes*. RWTH Aachen, 12th Workshop of tau Analysis Work Group DESY, Präsentation, (04.04.2014).
- [33] The ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*. JINST 3, (2008).

-
- [34] Communication Group, *CERN-Brochure-2009-003-Eng.* (2009).
- [35] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Pixel Detector Electronics and Sensor.* JINST 3, (2008).
- [36] B. Amend, *Suche nach Monojets mit dem ATLAS-Detektor.* Diplomarbeit, Heidelberg, (2008).
- [37] J. Maluck, *Studien zur Optimierung und Massenrekonstruktion in der Suche nach dem Higgs-Boson des Standardmodells im Zerfall $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 4\nu$ mit dem ATLAS-Experiment.* Diplomarbeit, Universität Freiburg, (2013).
- [38] H. Frauenfelder, E.M. Henley, *Subatomic Physics.* Prentice Hall, (1991).
- [39] E. Bouhova-Thacker, P. Lichard, V. Kostyukhin, W. Liebig, M. Limper, G. Piacquadio, C. Weiser, A. Wildauer, *Vertex Reconstruction in the ATLAS Experiment at the LHC.* The ATLAS Collaboration, ATL-INDET-PUB-2009-001, ATL-COM-INDET-2009-011, (2009).
- [40] The ATLAS Collaboration, *Identification of Hadronic Decays of Tau Leptons in 2012 Data with the ATLAS Detector.* ATLAS-CONF-2013-064, (2013).
- [41] J. Beringer et al., PDG, *sum leptons.* pdg.lbl.gov, (2013).
- [42] The ATLAS Collaboration, *Reconstruction, Energy Calibration, and Identification of Hadronically Decaying Tau Leptons.* ATLAS-CONF-2011-077, (2011).
- [43] J. Beringer et al., PDG, *sum mesons.* pdg.lbl.gov, (2013).
- [44] The ATLAS Collaboration, “Performance of Missing Transverse Momentum Reconstruction in ATLAS studied in Proton-Proton Collisions recorded in 2012 at 8 TeV,” (2013).
- [45] Z. Was, *TAUOLA the library for τ lepton decay, and KKMC/KORALB/KORALZ/... status report.* arXiv:hep-ph/0011305v1, (2000).
- [46] S. Berge, W. Bernreuther, S. Kirchner, *Determination of the Higgs CP mixing angle in the tau decay channels at the LHC including the Drell-Yan background.* arXiv:1408.0798 [hep-ph], (2014).

Danksagung

Die Erarbeitung meiner Bachelorarbeit war für mich eine sehr lehrreiche und interessante Erfahrung. Es war ein schönes und zufriedenstellendes Ereignis sich über Monate ausschließlich mit einer Aufgabenstellung zu beschäftigen und in diese einzutauchen. Diese Möglichkeit verdanke ich vor allem der intensiven, lehrreichen und hilfsbereiten Betreuung, die ich durch Prof. Markus Schumacher und Dr. Stan Lai erfahren durfte. Zahlreiche Gespräche und Diskussionen brachten mich im Verständnis dieses Forschungsfeldes sehr voran.

Ebenso gilt mein Dank Michaela Oettle, Marco Zimmermann und Christian Schillo, die mit mir ein Büro geteilt haben. Sie waren jederzeit bereit bei kleineren Fragestellungen Hilfe zu leisten und waren ein guter Diskussionspartner ob bei fachlichen oder privaten Themen. Auch bei der restlichen Arbeitsgruppe möchte ich mich für die Hilfsbereitschaft und die Freundlichkeit bedanken. Ebenso möchte ich mich bei allen bedanken, die mich in technischen oder formalen Fragen unterstützt haben.

Ein ganz besonderer Dank geht auch an Greta Cambensi, die viel Zeit in die Korrektur meiner schriftlichen Arbeit investiert hat.

Auch meinen Mitbewohnerinnen Tatjana Vitt und Laura Glassl, die in jeder Phase meiner Arbeit Verständnis hatten und mich im Alltag unterstützt haben.

Zuletzt möchte ich mich bei meiner Familie bedanken, die mich jeder Zeit ideell und materiell unterstützt hat.