

**Studien zur Verbesserung der  
 $\tau$ -Zerfallsrekonstruktion mit dem  
ATLAS-Detektor**

Martin Werres

Bachelorarbeit in Physik  
angefertigt im Physikalischen Institut

vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der  
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität  
Bonn

September 2016

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn, .....  
Datum

.....  
Unterschrift

- 1. Gutachter: Prof. Dr. Klaus Desch
- 2. Gutachter: Dr. Peter Wagner

# Danksagung

---

Ich möchte mich bei Prof. Klaus Desch bedanken für die Möglichkeit meine Arbeit in seiner Arbeitsgruppe schreiben zu können, sowie bei meinem Betreuer Dr. Peter Wagner für seine Bemühungen, Anregungen und Geduld. Insgesamt dient der Dank der gesamten Arbeitsgruppe für das gute Arbeitsklima, insbesondere aber Tobias Klingl, Maïke Hansen und Lara Schildgen. Ein weiterer Dank gilt Jan Lüdtké und Simon Holz für das fleißige Korrekturlesen.



# Inhaltsverzeichnis

---

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>3</b>
2.1	Das Standardmodell . . . . .	3
2.1.1	Teilchen im Standardmodell . . . . .	3
2.2	Das $\tau$ -Lepton . . . . .	6
<b>3</b>	<b>Das ATLAS-Experiment</b>	<b>9</b>
3.1	Aufbau des LHC . . . . .	9
3.2	Der ATLAS-Detektor . . . . .	11
3.2.1	Koordinatensystem des ATLAS-Detektors . . . . .	11
3.2.2	Aufbau des ATLAS-Detektors . . . . .	12
3.2.3	Energieauflösung ATLAS-Detektors . . . . .	13
3.3	Monte-Carlo-Simulation am ATLAS-Detektor . . . . .	14
<b>4</b>	<b><math>\tau</math>-Rekonstruktion mit dem ATLAS-Experiment</b>	<b>15</b>
4.1	$\tau$ -Rekonstruktion in Run 1 . . . . .	15
4.2	$\tau$ -Rekonstruktion in Run 2 . . . . .	16
4.2.1	PanTauCellBased . . . . .	17
4.2.2	Combined . . . . .	19
<b>5</b>	<b>Rekonstruktionsanalysen der <math>\pi^0</math>-Auflösung</b>	<b>21</b>
5.1	Auflösungseffekte der $\pi^0$ -Rekonstruktion in TR1p1n-Zerfällen . . . . .	21
5.2	Skalierung der $\pi^0$ -Energien . . . . .	24
5.3	$\pi^0$ -Rekonstruktion in 1p1n-Zerfällen, obwohl zweier neutraler Cluster . . . . .	27
<b>6</b>	<b>Fazit</b>	<b>35</b>
	<b>Literatur</b>	<b>37</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>41</b>
A.1	$\Delta \text{ true } p_T$ . . . . .	41
A.2	Ergänzende Abbildungen . . . . .	43
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>45</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>49</b>



---

# Einleitung

---

In der Teilchenphysik werden die elementaren Bausteine der Natur erforscht. Nach dem heutigen Stand der Forschung werden diese durch das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) beschrieben. Mit dem Large Hadron Collider (LHC) am europäischen Forschungszentrum CERN<sup>1</sup> werden derzeit neue Grenzen der Hochenergiephysik durchbrochen. Es kollidieren Protonen mit einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  [1]. Die Protonstrahlen werden an vier Interaktionspunkten zur Kollision gebracht, an denen jeweils ein großer Detektor aufgebaut ist. Der ATLAS<sup>2</sup>-Detektor ist der größte Detektor am LHC und ist darauf ausgelegt, durch die Ergebnisse eine möglichst breite Bandbreite an physikalischen Ereignissen interpretieren zu können [2]. Durch die Analysen des ATLAS-Detektors soll das SM in seiner Gültigkeit bestätigt werden und eventuell Physik erforscht werden, die über das SM hinausgeht. Ziel ist es, alle Teilchen, die bei der Kollision entstehen, zu identifizieren und die Viererimpulse zu rekonstruieren. Durch die hohe Schwerpunktsenergie am LHC können Teilchen mit hoher Masse erzeugt werden. Diese haben typischerweise geringe Lebensdauern, sodass sie nicht direkt detektiert werden können, sondern durch ihre Zerfallsprodukte nachgewiesen werden müssen.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Rekonstruktion von hadronisch zerfallenden  $\tau$ -Leptonen mit dem ATLAS-Detektor.  $\tau$ -Leptonen sind die schwersten der drei heute bekannten geladenen Leptonen und können als einzige hadronisch zerfallen. Um die Viererimpulse der Zerfallsprodukte der  $\tau$ -Leptonen möglichst genau zu rekonstruieren, wird die Methode des sogenannten „Tau Particle Flow“<sup>3</sup> [3] angewandt. Bei dieser Methode werden alle Informationen des Detektors ausgewertet, um jedes einzelne Zerfallsprodukt zu identifizieren. Somit ist auch eine Zerfallsmodenklassifizierung möglich.  $\tau$ -Leptonen sind relevant für die Erforschung vieler aktueller Phänomene, so kann zum Beispiel das erst kürzlich entdeckte Higgs-Boson in ein  $\tau^+$  und ein  $\tau^-$  zerfallen [4]. Die Genauigkeit der gemessenen Eigenschaften des Higgs-Bosons in diesem Zerfallskanal hängen stark von der Genauigkeit der rekonstruierten  $\tau$ -Leptonen ab.

Es werden Monte-Carlo-generierte  $Z \rightarrow \tau\tau$ -Zerfälle untersucht, in denen mindestens eins der  $\tau$ -Leptonen in ein geladenes Pion und ein neutrales Pion, sowie ein  $\tau$ -Neutrino zerfällt. Hierbei wird evaluiert, wie gut das neutrale Pion rekonstruiert wird. Zudem wird eine Möglichkeit vorgestellt und überprüft, die die Energieauflösung des neutralen Pions verbessern kann. Abschließend wird untersucht, wie das neutrale Pion rekonstruiert werden sollte, wenn kinematische Evaluationen den untersuchten Zerfallsmodus vorhersagen, jedoch zwei neutrale Cluster im Detektor detektiert werden.

Diese Arbeit ist in sechs Kapitel unterteilt. Nach der Einleitung beschreibt Kapitel 2 den theoretischen

---

<sup>1</sup> Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, französisch für Europäische Organisation für Kernforschung

<sup>2</sup> A Toroidal LHC ApparatuS, engl.: ein torusförmiger LHC-Apparat; mittlerweile häufiger als Eigenname benutzt

<sup>3</sup> engl.:  $\tau$  Teilchenfluss

Hintergrund dieser Arbeit. Kapitel 3 beschreibt den experimentellen Aufbau des ATLAS-Experiments. In Kapitel 4 wird die Rekonstruktion von  $\tau$ -Leptonen mit dem ATLAS-Experiment beschrieben. Kapitel 5 beschreibt die Studien zur  $\tau$ -Rekonstruktion, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden. Abschließend werden in Kapitel 6 die gewonnenen Ergebnisse zusammengefasst und ein Ausblick auf mögliche weitergehende Studien zur Verbesserung gegeben.



## Theorie

---

### 2.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) spiegelt das derzeitige Verständnis der Physik über die Natur der kleinsten Bausteine wider. Es beschreibt die Elementarteilchen, aus denen Materie besteht und die Kräfte zwischen ihnen als Austausch von Teilchen. Die Teilchen des SM sind schematisch in Abbildung 2.1 dargestellt. Das SM ist eine Sammlung mathematischer Modelle, welche sehr gute Vorhersagen für physikalische Experimente liefern. Zur Theorie dieser Arbeit wird das SM eher phänomenologisch erklärt, für eine detaillierte theoretische Beschreibung wird auf Referenz [5] verwiesen.

Im SM gibt es Teilchen mit halbzahligen Spin, sogenannte Fermionen, und ganzzahlige-Spin-Teilchen, sogenannte Bosonen. Die vier in der Natur auftretenden Wechselwirkungen sind die Gravitation, die elektromagnetische Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung und die starke Wechselwirkung. Die Gravitation wird nicht durch das SM beschrieben und ist ein Hinweis darauf, dass das SM nicht vollständig ist. Jedoch ist die Gravitationskraft auf einer für die Teilchenphysik üblichen Längenskala von 1 fm um 29 Größenordnungen schwächer als die schwache Wechselwirkung und somit nicht relevant für die Prozesse, die mit dem SM berechnet werden [5].

#### 2.1.1 Teilchen im Standardmodell

##### Fermionen

Die Fermionen im SM werden durch die verschiedenen Kräfte charakterisiert, die sie erfahren. Die schwache Wechselwirkung koppelt an alle Fermionen, die eine schwache Ladung  $g$  besitzen. Ähnlich ist es auch mit der elektromagnetischen Kraft. Diese koppelt nur an elektrisch geladene Fermionen. Die starke Wechselwirkung koppelt an Teilchen, die eine Farbladung tragen. Die Farbladung der starken Wechselwirkung ist das Pendant der elektrischen Ladung der elektromagnetischen Wechselwirkung. Da die Fermionen im SM unterschiedliche Eigenschaften haben, werden sie weitergehend klassifiziert. Es wird zwischen Leptonen und Quarks unterschieden. Beide treten in drei Generationen auf. Teilchen unterschiedlicher Generation haben die gleichen Quantenzahlen, jedoch verschiedene Massen. Zusätzlich gibt es für jedes Teilchen ein Antiteilchen, welches sich im Vorzeichen der additiven Quantenzahlen, zum Beispiel der elektrischen Ladung unterscheidet. Dies wird im folgenden genauer erläutert.

##### Leptonen

Zu den Leptonen zählen die elektrisch neutralen Neutrinos ( $\nu_l$ ) und die geladenen Leptonen  $l$ , die zusammen ein Dublett des schwachen Isospins ( $T = 1/2$ ) bilden. Die drei geladenen Leptonen heißen Elektron, Myon und Tauon und haben jeweils eine negative Ladung des Betrags  $|q| = e$ ,

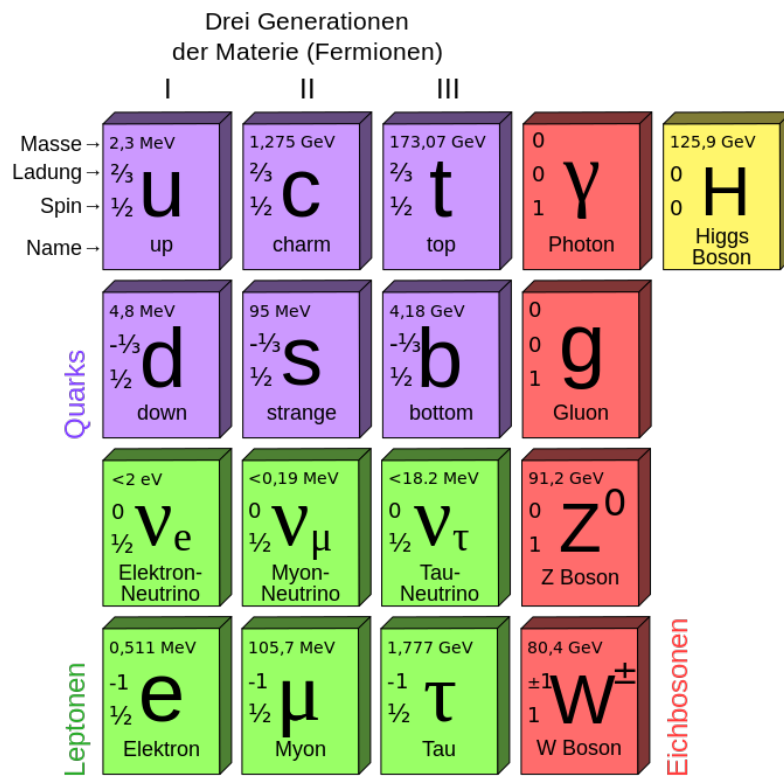


Abbildung 2.1: Schema der Elementarteilchen im SM. Dargestellt werden die drei Generationen der Quarks und Leptonen, die Austauschbosonen, sowie das Higgs-Boson mit einigen ihrer Eigenschaften [6].

weshalb sie als  $e^-$ ,  $\mu^-$  und  $\tau^-$  abgekürzt werden. Die dazugehörigen Antiteilchen haben die gleiche Masse, jedoch umgekehrtes Ladungsvorzeichen und werden daher als  $e^+$ ,  $\mu^+$  und  $\tau^+$  abgekürzt. Die Neutrinos werden zugehörig nach ihrer Generation mit  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  und  $\nu_\tau$  abgekürzt. Ihre Antiteilchen werden mit einem Balken über dem Teilchennamen gekennzeichnet:  $\bar{\nu}_e$ ,  $\bar{\nu}_\mu$  und  $\bar{\nu}_\tau$ . Im SM sind die Neutrinos masselos. Experimentell wurde allerdings gezeigt, zum Beispiel beim Super-Kamiokande-Experiment [7, 8], dass die Neutrinos Mischzustände der Masseneigenzustände  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  und  $\nu_3$  sind. Die Neutrinos des SM sind schwache Eigenzustände und können zwischen den verschiedenen Generationen oszillieren. Diese Oszillationen sind nur möglich, wenn die Neutrinos Massedifferenzen haben und somit nicht masselos sind. Jedoch sind die Massen der Neutrinos um 9 Größenordnungen kleiner als die Masse der übrigen Fermionen im SM [5].

### Quarks

Quarks sind Elementarteilchen mit drittelzahliger Ladung. Es treten Quarks mit einer elektrischen Ladung von  $q = +\frac{2}{3}e$ , sowie Quarks mit  $q = -\frac{1}{3}e$  auf. In der Natur werden nur Teilchen mit ganzzahlige Ladung beobachtet. Diese Teilchen sind Systeme aus Quark und Antiquark (Mesonen) oder Systeme aus drei (Anti-)Quarks (Baryonen). Für Quarks wird das Konzept der Farbladung eingeführt, nachdem jedes Quark eine Farbe und jedes Antiquark eine Antifarbe trägt. Dieses Konzept ist auch notwendig, um die Wellenfunktion der Quarks antisymmetrisch zu machen. In der Natur werden nur farbneutrale Hadronen (Mesonen oder Baryonen) beobachtet. Es gibt drei verschiedene Farbladungen und zu jeder eine zugehörige Antifarbe. Bei sehr hohen Energien oder kleinen Längenskalen können Quarks als freie, nicht farbneutrale Teilchen auftreten.

Dieses Phänomen wird als asymptotische Freiheit bezeichnet. Die Quarks mit elektrischer Ladung  $q = +2/3e$  heißen up  $u$ , charm  $c$  und top  $t$ . Die Quarks mit elektrischer Ladung  $q = -1/3e$  heißen down  $d$ , strange  $s$  und bottom  $b$ . Das zu einem Quark  $q$  zugehörige Antiquark wird mit  $\bar{q}$  bezeichnet.

### Bosonen

Im SM gibt es 13 verschiedene elementare Bosonen. Die zwölf Spin-1-Bosonen vermitteln im SM die beschriebenen Kräfte, weshalb sie auch Austauschbosonen genannt werden. Die Anzahl der Austauschbosonen hängt mit der mathematischen Beschreibung des SM zusammen. Das SM basiert auf zwei Eichtheorien. Eine Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung mit der Symmetriegruppe  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , welche die schwache Wechselwirkung mit der elektromagnetischen verbindet. Die andere Theorie der starken Wechselwirkung hat die Symmetriegruppe  $SU(3)_C$ . Die Anzahl der Austauschbosonen ist gleich der Anzahl der Generatoren der jeweiligen Theorie, somit gibt es vier Austauschbosonen in der elektroschwachen Theorie und acht in der Theorie zur starken Wechselwirkung. Das dreizehnte Boson ist das Higgs-Boson mit Spin  $s = 0$ . Seine Existenz folgt aus der spontanen Symmetriebrechung der elektroschwachen Theorie, die notwendig ist um den  $Z$ - bzw.  $W$ -Bosonen Masse zu verleihen [9]. Eine Eichtheorie ohne Symmetriebrechung würde nur mit masselosen Eichbosonen funktionieren. Die Austauschbosonen werden im folgenden kurz vorgestellt:

### Photon

Das elektrisch neutrale, masselose Photon ( $\gamma$ ) überträgt die elektromagnetische Kraft. Jedes Teilchen mit einer von Null verschiedenen elektrischen Ladung wechselwirkt elektromagnetisch.

### W-Boson

$W$  Bosonen übertragen schwache geladene Ströme. Es gibt ein positiv geladenes  $W^+$ -Boson, mit einer elektrischen Ladung von  $q = +e$  und ein negativ geladenes  $W^-$ -Boson, mit einer elektrischen Ladung von  $q = -e$ .  $W$ -Bosonen koppeln an Fermionen, die sich um eine Elementarladung  $e$  unterscheiden. Schwache geladene Ströme sind die einzige Möglichkeit, in denen Teilchen die Generation wechseln können. Die Kopplungskonstante für alle schwachen Zerfälle ist unabhängig von den daran teilnehmenden Teilchen. Diese Erkenntnis wird Universalität der schwachen Ladung genannt [10, 11]. Die *down*-type-Quarks sind keine Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung, sondern Mischzustände aus diesen.  $W$ -Bosonen besitzen eine Masse, die experimentell auf  $(80,385 \pm 0,015)$  GeV bestimmt wurde [12]. In der schwachen Wechselwirkung ist die Parität maximal verletzt, das heißt, sie koppelt nur an linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen [13, 14]. Da rechtshändige Neutrinos nur gravitativ wechselwirken würden und ihre Masse sehr klein wäre, wenn sie existieren sollten, wurden bisher keine rechtshändigen Neutrinos nachgewiesen. Im SM, in der die Neutrinos als masselos angesehen werden, gibt es keine rechtshändigen Neutrinos.

### Z-Boson

Das elektrisch neutrale  $Z^0$ -Boson überträgt einen schwachen neutralen Strom. Das heißt, dass dabei weder die Masse, noch die Ladung der teilnehmenden Teilchen geändert wird. Schwache neutrale Ströme wurden erstmals 1973 am CERN bei dem Gargamelle-Experiment beobachtet [15]. Die experimentell bestimmte Masse des  $Z^0$ -Bosons beträgt  $(91,1876 \pm 0,0021)$  GeV [12].

### Gluonen

Gluonen sind die Austauschbosonen der starken Wechselwirkung. Da es bei der Eichtheorie der starken Wechselwirkung acht Generatoren gibt, gibt es acht verschiedene Gluonen. Diese sind verschiedene Farbzustände, bestehend aus Farbe und Antifarbe. Gluonen sind masselos und elektrisch neutral. Da sie aber Farbladung tragen, können Gluonen, anders als das Photon, mit anderen Gluonen wechselwirken.

## Higgs-Boson

Die Existenz des Higgs-Bosons wird durch den Higgs-Mechanismus vorhergesagt [16, 17]. An dieser Stelle sei nur gesagt, dass ohne den Higgs-Mechanismus das SM keine konsistente Theorie wäre. Er generiert die Massen der  $W$ - und  $Z$ -Bosonen, sodass die lokale Eichinvarianz erhalten ist, was wiederum erforderlich ist, damit die Theorie renormierbar ist. Durch die Kopplung der Fermionen an das skalare Higgs-Feld, welches mit dem Higgs-Mechanismus eingeführt wird, kann ebenso die Masse der Materieteilchen erklärt werden. Im Jahr 2012 wurde am LHC ein Higgs-ähnliches Teilchen entdeckt, welches in den bisher vermessenen Eigenschaften mit dem SM-Higgs-Boson übereinstimmt [18]. Die experimentell bestimmte, kombinierte Masse des Higgs-Bosons liegt bei  $(125,09 \pm 0,24)$  GeV [19].

## 2.2 Das $\tau$ -Lepton

Das  $\tau$ -Lepton (kurz  $\tau$ ) ist mit  $m_\tau \approx 1777$  GeV [12] das schwerste der bisher bekannten Leptonen. Es wurde 1975 am SLAC<sup>1</sup> bei einer Elektron-Positron-Kollision entdeckt [20]. Es gehört zur dritten Generation der Fermionen und ist das einzige Lepton, welches sowohl leptonisch als auch hadronisch zerfallen kann. Es hat eine mittlere Lebensdauer von  $\tau = (290,3 \pm 0,5) \cdot 10^{-15}$  s. Die mittlere Fluglänge vor dem Zerfall  $L$  hängt von der Energie des  $\tau$ -Leptons ab. Aus relativistischen Überlegungen ergibt sich ein Zusammenhang zwischen der mittleren Fluglänge  $L$  und der  $\tau$ -Energie  $E$ , der Geschwindigkeit  $\beta c$  und dem Lorentzfaktor  $\gamma$ :

$$\begin{aligned} L &= \beta c \gamma \tau = \frac{c p}{E} \frac{E}{m_\tau} \tau \\ &= \frac{c p}{m_\tau} \tau \approx 49 \mu\text{m} \frac{E}{\text{GeV}} \end{aligned} \quad (2.1)$$

Daher zerfällt das  $\tau$  typischerweise, bevor es mit dem Detektor interagiert. Deshalb lassen sich leptonische  $\tau$ -Zerfälle kaum von Ereignissen entscheiden, in denen sogenannte Prompt-Elektronen, beziehungsweise Prompt-Myonen entstehen.

Die wichtigsten Zerfallsmöglichkeiten des  $\tau^-$  sind in Tabelle 2.1 gelistet. Für  $\tau^+$ -Zerfällen muss jedes aufgelistete Teilchen durch sein Antiteilchen ersetzt werden. Bei einem  $\tau$ -Zerfall entsteht immer ein  $\tau$ -Neutrino,  $\tau^- \rightarrow \nu_\tau X$ , welches in Tabelle 2.1 zur Vereinfachung weggelassen wird. Für die bei der  $\tau$ -Rekonstruktion wichtigen Zerfallsmoden wird eine Nomenklatur angegeben, welche in dieser Arbeit verwendet wird. Bei den hadronischen Zerfallsmoden wird die Anzahl der geladenen Zerfallsprodukte als Prong bezeichnet. Es ist erwähnenswert, dass die wichtigsten hadronischen Zerfallsprodukte geladene und neutrale Pionen sind. Geladene Pionen haben eine mittlere Lebensdauer von  $(2,6033 \pm 0,0005) \cdot 10^{-8}$  s und interagieren mit dem Detektor, bevor sie zerfallen. Neutrale Pionen dagegen haben eine mittlere Lebensdauer von nur  $(8,52 \pm 0,18) \cdot 10^{-17}$  s und zerfallen vor dem Detektorsystem. In 98,8 % zerfällt ein neutrales Pion in zwei Photonen [12].

Das  $\tau$  zerfällt schwach über ein virtuelles  $W$ -Boson. Das Feynman-Diagramm für einen  $\tau^-$ -Zerfall ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

---

<sup>1</sup> Stanford Linear ACcelerator

Zerfallskategorie	Zerfallsprodukte	Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}$ / %	Nomenklatur
hadronisch - 1 Prong	$h^- \geq 0n$	50,1	1p
	$\pi^-$	<b>10,8</b>	1p0n
	$K^-$	0,7	1p0n
	$\pi^- \pi^0$	<b>25,5</b>	1p1n
	$K^- \pi^0$	0,4	1p1n
	$\pi^- 2\pi^0$	<b>9,3</b>	1pXn
	$K^- 2\pi^0$	0,1	1pXn
	$\pi^- 3\pi^0$	1,1	1pXn
	$h^- K_S^0 \geq 0n$	0,9	1pXk
hadronisch - 3 Prong	$h^- h^- h^+ \geq 0n$	15,2	3p
	$\pi^- \pi^- \pi^+$	<b>9,3</b>	3p0n
	$\pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0$	<b>4,6</b>	3pXn
	$h^- h^- h^+ K^0$	0,2	3pXk
hadronisch - 5 Prong	$\geq h^\pm \geq 0n$	0,1	keine
leptonisch	$e^- \bar{\nu}_e$	17,83	keine
	$\mu^- \bar{\nu}_\mu$	17,41	keine

Tabelle 2.1: Zerfallsmoden des  $\tau^-$ -Leptons, entnommen aus Referenz [12]. Die Nomenklatur richtet sich nach Referenz [21].  $h^\pm$  bezieht sich auf die geladenen Hadronen,  $K^\pm$  oder  $\pi^\pm$ ;  $n$  bezieht sich auf neutrale Teilchen,  $\gamma$ ,  $\pi^0$  oder  $K^0$ . Das  $\nu_\tau$  wird weggelassen. Die wichtigsten Zerfallsmoden sind hervorgehoben.

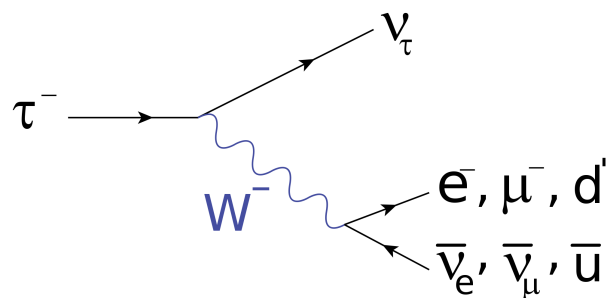


Abbildung 2.2: Feynman-Diagramm für einen  $\tau^-$ -Zerfall. Dabei ist  $d'$  der Mischzustand der *down*-type-Quarks  $d$  und  $s$ , nach Cabibbo [22]:  $d' = \cos \theta_C d + \sin \theta_C s$ , mit dem Cabibbo-Winkel  $\theta_C$ .



---

## Das ATLAS-Experiment

---

Dieses Kapitel beschreibt den Large Hadron Collider (LHC), sowie den ATLAS-Detektor. Informationen über den LHC sind aus Referenz [23] entnommen, Informationen über den ATLAS-Detektor aus Referenz [2].

### 3.1 Aufbau des LHC

Der LHC ist ein Ringbeschleuniger am CERN in Genf, bei dem Protonen oder Ionen beschleunigt und zur Kollision gebracht werden können. In zwei gegenläufigen Strahlleitern werden Protonen in einem Kreisumfang von ungefähr 27 km auf Energien bis zu 7 TeV beschleunigt (bisher 6,5 TeV erreicht). Bevor die Protonen jedoch in den LHC-Speicherring injiziert werden, werden sie durch mehrere kleinere Beschleuniger, einen Linearbeschleuniger und drei Proton-Synchrotrons, auf eine Injektionsenergie von 450 GeV gebracht. In dem ersten Lauf wurden Schwerpunktsenergien von  $\sqrt{s} = 7$  TeV (2010-2011) und  $\sqrt{s} = 8$  TeV (2012) erreicht. Die bisher höchste erreichte Schwerpunktsenergie liegt bei  $\sqrt{s} = 13$  TeV (2015). In einer weiteren Erhöhung soll letztlich die geplante Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14$  TeV erreicht werden. Die Protonenstrahlen werden an vier Interaktionspunkten zur Kollision gebracht, an welchen jeweils ein großer Detektor aufgebaut ist: ALICE<sup>1</sup>, ATLAS, CMS<sup>2</sup> und LHCb<sup>3</sup>. Zusätzlich gibt es noch zwei Detektoren, die sich mit Ereignissen beschäftigen, die sich in Vorwärtsrichtung ereignen: LHCf<sup>4</sup> und TOTEM<sup>5</sup>. Der Aufbau des LHC ist schematisch in Abbildung 3.1 dargestellt.

ALICE ist ein Detektor, der darauf spezialisiert ist Blei-Ionen-Kollisionen zu analysieren. Dabei soll er sogenanntes Quark-Gluonen-Plasma untersuchen, einen Zustand in dem Quarks und Gluonen nicht länger nur in Hadronen auftauchen, sondern als quasi freie Teilchen existieren. ATLAS und CMS sind beides Detektoren, die für verschiedenste physikalische Untersuchungen benutzt werden können. Das LHCb-Experiment ist aufgeteilt in eine Reihe kleinerer Detektoren, die vorwiegend Teilchen in Vorwärtsrichtung detektieren. Es ist darauf spezialisiert kleine Asymmetrien zwischen Materie und Anti-Materie in Interaktionen von Teilchen mit  $b$ -Quark zu detektieren.

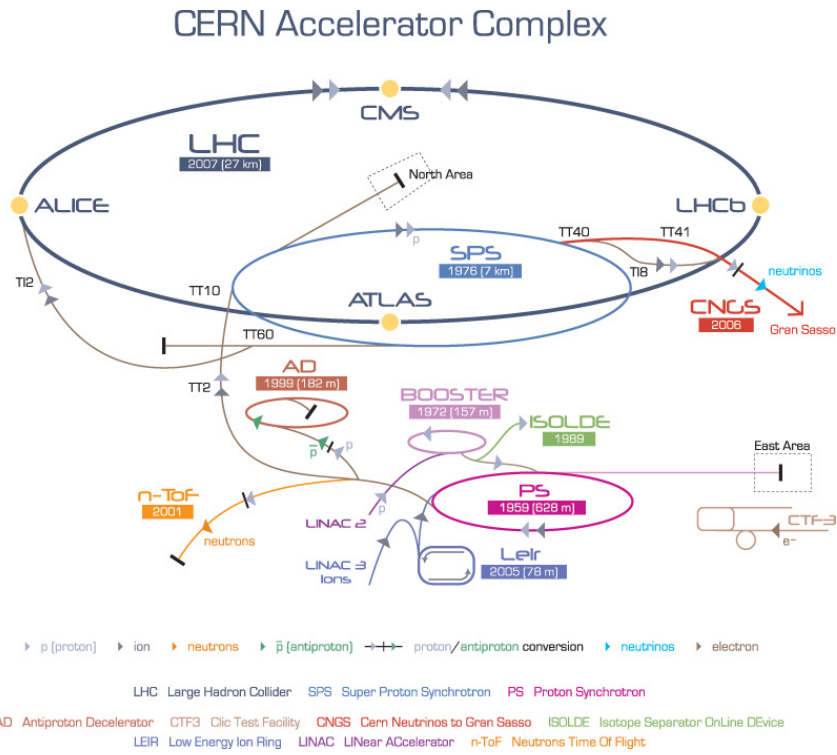


Abbildung 3.1: Schematischer Überblick des Beschleunigersystems am CERN [24]

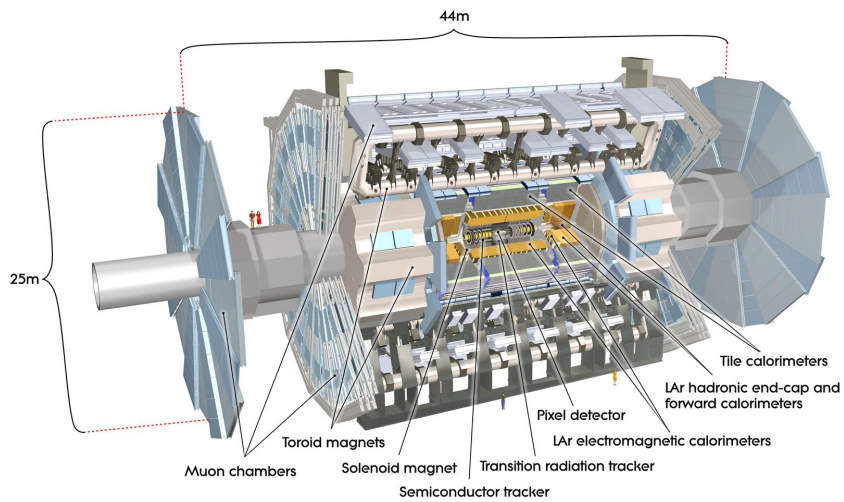


Abbildung 3.2: Beschrifteter Aufbau des ATLAS-Detektors [2]



## 3.2 Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor hat eine Länge von ungefähr 44 m, einen Durchmesser von 25 m (vgl. Abbildung 3.2) und wiegt circa 7 000 t. Die von dem ATLAS-Detektor umgesetzten Ansprüche sind unter anderem eine breite Akzeptanz in der Pseudorapidität<sup>6</sup>, eine Abdeckung des vollen Azimutalwinkels, sowie eine gute Energie- beziehungsweise Impulsauflösung der Bauteile. Dafür sind die einzelnen Sub-Detektoren zylindrisch, in einer Zwiebel-ähnlichen Struktur, um die Strahlachse aufgebaut. Zudem ist der ATLAS-Detektor symmetrisch in Vorwärts und Rückwärtsrichtung. Von innen nach außen folgt zuerst der innere Detektor, mit dem geladene Spuren vermessen werden können. Danach folgt ein Kalorimetersystem bestehend aus einem elektromagnetischen Kalorimeter und einem hadronischen Kalorimeter, welches zur Energiemessung von Photonen, Elektronen und Hadronen verwendet wird. Als äußerstes Bauteil folgt ein weiterer Spurdetektor zur Vermessung von Myonen. Die einzelnen Elemente werden in den nachfolgenden Abschnitten genauer beschrieben. Zunächst wird jedoch das Koordinatensystem des ATLAS-Detektors beschrieben, da es durchgängig für diese Arbeit benutzt wird.

### 3.2.1 Koordinatensystem des ATLAS-Detektors

Der Ursprung des Koordinatensystems des ATLAS-Detektors liegt in dem Interaktionspunkt der beiden Protonenstrahlen. Die  $z$ -Achse entspricht der Strahlenachse, während die  $x$ -Achse von dem Interaktionspunkt zum Mittelpunkt des LHC-Rings zeigt und die  $y$ -Achse nach oben, sodass die drei Achsen ein rechtshändiges Koordinatensystem bilden. Der Azimutalwinkel  $\phi$  wird um die Strahlenachse gemessen ( $\sin \phi = p_y/p_x$ ), während der Polarwinkel  $\theta$  den Winkel relativ zur Strahlenachse misst ( $\sin \theta = p_y/p_z$ ). Anstelle des Polarwinkels  $\theta$  wird üblicherweise die Pseudorapidität

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

verwendet, um die Richtung der Teilchen relativ zur Strahlenachse anzugeben.

Winkelabstände werden durch die Größe  $\Delta R$  angegeben, die wie folgt definiert ist:

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

Die gemessenen Eigenschaften der rekonstruierten Teilchen mit dem ATLAS-Detektor sind  $|\vec{p}|$ ,  $\eta$ ,  $\phi$  und das Ladungsvorzeichen für den inneren Detektor (siehe nächster Abschnitt), beziehungsweise  $E$ ,  $\eta$  und  $\phi$  für das Kalorimetersystem (siehe nächster Abschnitt). Deswegen werden anstelle des Vierervektors  $p = (E, \vec{p})$  vier andere Größen angegeben, die den Vierervektor eindeutig festlegen:  $p_T$ ,  $\eta$ ,  $\phi$  und  $m$ . Dabei ist  $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$  der Transversalimpuls und  $m = |p| = \sqrt{E^2 - \vec{p}^2}$  der Betrag des Viererimpulses (häufig die Ruhemasse eines Teilchens). Wird im Zuge dieser Arbeit davon gesprochen, dass die Masse des Vierervektors festgesetzt wird, so wird gemeint, dass die gemessenen Eigenschaften nicht verändert werden und aus diesen, mit der zusätzlichen Information  $m$  der Viererimpuls berechnet wird.

Die Angabe des Transversalimpulses hat den Vorteil, dass die Kollision auf der Strahlenachse ( $p_T = 0$ ) stattfindet und sich somit alle Transversalimpulse eines Ereignisses zu Null addieren müssen (mit Angabe

<sup>1</sup> A Large Ion Collider Experiment, englisch für ein großes Ionen-Kollisions-Experiment

<sup>2</sup> Compact Muon Solenoid, Beschreibung des Detektordesigns

<sup>3</sup> LHC beauty, Referenz für die Untersuchung von Teilchen mit  $b$ -Quarks

<sup>4</sup> LHC forward, Referenz für die Untersuchung von Teilchen in Vorwärtsrichtung

<sup>5</sup> TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement

<sup>6</sup> wie definiert in Abschnitt 3.2.1

des Vorzeichens der  $x$ -, beziehungsweise  $y$ -Achse).

### 3.2.2 Aufbau des ATLAS-Detektors

#### Der innere Detektor

Der innere Detektor ist 6,2 m lang und hat einen Durchmesser von 2,1 m. Mit ihm werden geladene Teilchen vermessen, die durch ein Magnetfeld von 2 T, welches parallel zur Strahlachse liegt, in der  $x$ - $y$ -Ebene abgelenkt werden. Das Magnetfeld wird durch eine Zylinderspule erzeugt. Durch Interaktion der Teilchen mit dem Detektormaterial können Teilchenspuren rekonstruiert werden. Durch die, von der Lorentzkraft verursachte, Krümmung der Bahn kann auf den Impuls der geladenen Teilchen geschlossen werden. Neutrale Teilchen können im inneren Detektor nicht vermessen werden, da sie das Detektormaterial nicht ionisieren.

Der innere Detektor besteht aus drei Sub-Detektoren. Von innen nach außen durchqueren die Teilchen zunächst den Pixeldetektor. Er ist so konzipiert, dass Teilchen unabhängig von ihrer Pseudorapidität  $\eta$  drei Siliziumsensoren passieren. Technisch ist dies realisiert, indem es eine Fassregion und eine Endkappenregion gibt. In der Fassregion sind die Lagen zylindrisch um die Strahlachse gelegt, in der Endkappenregion sind die Lagen als Scheiben angeordnet, die senkrecht zur Strahlachse stehen. In dem Pixeldetektor können auch mögliche Vertices<sup>7</sup> vermessen werden. Diese treten auf, wenn neutrale Hadronen erzeugt werden und nach einer gewissen Strecke in dem Pixeldetektor zerfallen. Um diese jedoch besser rekonstruieren zu können, wurde nachträglich eine vierte Lage zwischen dem Pixeldetektor und der Strahlachse eingefügt, die sogenannte einführbare B-Lage (IBL<sup>8</sup>)[25]. Der zweite Teil des inneren Detektors ist ein Siliziumstreifen-Detektor (SCT<sup>9</sup>). In der Fassregion gibt es vier Lagen Siliziumstreifen, die Endkappenregion besteht aus neun Scheiben. Hier durchqueren die Teilchen mindestens vier Lagen Siliziumdetektoren. Zusammen ergeben diese beiden Detektoren die Präzisionsmessung des inneren Detektors, da sie eine sehr gute räumliche Auflösung besitzen. Sie decken in der Pseudorapidität jeweils einen Bereich von  $|\eta| < 2.5$  ab. Bei der  $\tau$ -Rekonstruktion werden nur Teilchen untersucht, die in diesem Bereich liegen. Der dritte Sub-Detektor ist der Übergangsstrahlendetektor (TRT<sup>10</sup>). Er besteht aus zylindrischen, mit Gas<sup>11</sup> befüllten Röhren, in denen das Gas bei Durchqueren von geladenen Teilchen ionisiert wird.

#### Das Kalorimetersystem<sup>12</sup>

Das Kalorimetersystem besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Kalorimeter. Beide Kalorimeter sind in einen Fassbereich und in einen Endkappenbereich aufgeteilt. Das Kalorimetersystem deckt den kompletten Bereich in  $\phi$ ,  $[0, 2\pi)$ , und in der Pseudorapidität den Bereich  $|\eta| \leq 4,9$  ab.

Das elektromagnetische Kalorimeter (EM Kalorimeter) besteht aus abwechselnden Bleischichten und flüssigem Argon als Absorber, beziehungsweise Szintillator<sup>13</sup>. Es ist aufgeteilt in drei Schichten. Die erste Schicht, EM1, bietet eine gute Auflösung in  $\eta$ . Die Größe einer Zelle ist  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,003 \times 0,01$ . In der nächsten Schicht, EM2, deponieren Photonen und Elektronen den größten Teil ihrer Energie. Die dritte Schicht, EM3, wird benutzt um entkommene Energie von hochenergetischen Schauern zu detektieren. Zusätzlich gibt es noch eine dünne Schicht vor dem Kalorimeter, PS<sup>14</sup>, mit welcher der

---

<sup>7</sup> typischerweise „secondary vertices“ (engl.)

<sup>8</sup> engl.: Insertable **B**-Layer

<sup>9</sup> engl.: semi conductor tracker

<sup>10</sup> engl.: transition radiation tracker

<sup>11</sup> 70%Xe, 27%CO<sub>2</sub>, 3%O<sub>2</sub>

<sup>12</sup> generelle Informationen über Kalorimeter sind aus Referenz [26] entnommen

<sup>13</sup> diese Art Kalorimeter werden Sampling Kalorimeter genannt

<sup>14</sup> engl.: presampler

Energieverlust vor den Kalorimetern gemessen werden kann.

Einfallende Elektronen emittieren bei der Interaktion mit dem Detektormaterial Bremsstrahlung. Die Photonen der Bremsstrahlung erzeugen im Feld der Nukleonen  $e^+e^-$ -Paare, die ihrerseits wieder Bremsstrahlung emittieren. Dies wiederholt sich, bis die Energie der Photonen nicht mehr für Paarbildung ausreicht. Einfallende Photonen deponieren ihre Energie auf ähnliche Weise in dem EM Kalorimeter, mit dem Unterschied, dass Photonen zuerst über Paarbildung Elektronen und Positronen erzeugen. Die relevante Längenskala für elektromagnetische Schauer ist die Strahlungslänge  $X_0$ , bei der die Energie des Teilchens im Mittel nur noch den Bruchteil  $1/e$  der Ausgangsenergie beträgt.

Da die für den hadronischen  $\tau$ -Zerfall wichtigen neutralen Pionen in zwei Photonen zerfallen, wird die Energie dieser in dem elektromagnetischen Kalorimeter gemessen. Im Mittel deponieren die Photonen 10% ihrer Energie in PS, 30% in EM1 und 60% in EM2. Da fast keine Energie in EM3 deponiert wird, zählt dieser in  $\tau$ -Zerfällen schon zum hadronischen Kalorimeter [3].

Das hadronische Kalorimeter (HAD Kalorimeter) grenzt an das EM Kalorimeter. Als absorbierendes Material ist hier Stahl verbaut. Der Aufbau ähnelt dem des EM Kalorimeter. Da aber die Schauerentwicklung primär von hadronischen Schauern bestimmt ist, deren longitudinale Ausbreitung durch die hadronische Absorptionslänge  $\lambda_a$  bestimmt ist, die in der Regel deutlich größer als die mittlere Strahlungslänge  $X_0$  ist, muss in dem HAD Kalorimeter deutlich mehr Material verbaut werden. Allerdings deponieren Hadronen nicht ihre komplette Energie im HAD Kalorimeter, sondern auch einen Teil im EM Kalorimeter. Dies muss bei der  $\tau$ -Rekonstruktion berücksichtigt werden.

### Das Myonenspektrometer

Da Myonen eine deutlich höhere Masse als Elektronen haben ( $m_\mu \approx 200m_e$ ), deponieren sie nur einen Bruchteil ihrer Energie im EM Kalorimeter. Um die Myonen zu vermessen gibt es das Myonenspektrometer. Das Myonenspektrometer ist ein zusätzliches System zur Vermessung von geladenen Teilchen, ähnlich dem des inneren Detektors. Die detektierten Teilchen sind zumeist Myonen, gelegentlich können jedoch auch hadronische Schauern das HAD Kalorimeter verlassen und somit eine Spur im Myonenspektrometer hinterlassen.

### 3.2.3 Energieauflösung ATLAS-Detektors

Bei der  $\tau$ -Rekonstruktion sind die Energie- beziehungsweise Impulsaufösungen der Detektorsysteme wichtig. Für geladene Pionen ist die Auflösung des inneren Spurdetektors und des HAD entscheidend, für neutrale Pionen zusätzlich noch die des EM Kalorimeters. Die Impulsauflösung des inneren Detektors ist abhängig vom Transversalimpuls und beträgt:

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = 0,036\% \cdot \frac{p_T}{\text{GeV}} \oplus 1,3\%, \quad (3.3)$$

wobei  $\oplus$  eine quadratische Addition symbolisiert. Die Energieauflösung des EM Kalorimeters, beziehungsweise HAD Kalorimeters, ist Energieabhängig und beträgt:

$$\begin{aligned} \frac{\sigma(E)}{E} &= \frac{10\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \oplus 0,7\% & \text{EM} \\ \frac{\sigma(E)}{E} &= \frac{50\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \oplus 3\% & \text{HAD} \end{aligned} \quad (3.4)$$

Das Auflösungsverhalten der verschiedenen Detektoren ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

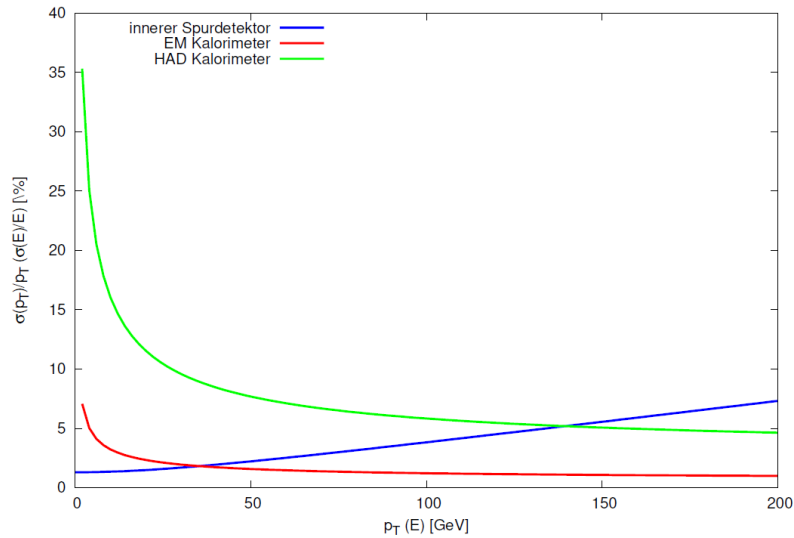


Abbildung 3.3: Dargestellt ist die Impuls-, beziehungsweise Energieauflösung der Detektoren in Abhängigkeit des Transversalimpulses, beziehungsweise der Energie.

### 3.3 Monte-Carlo-Simulation am ATLAS-Detektor

Um zum Beispiel die Genauigkeit der Teilchenrekonstruktionen zu evaluieren, werden Simulationen von Ereignissen durchgeführt und deren Detektion mit dem ATLAS-Detektor simuliert. Dies hat den Vorteil, dass jeder rekonstruierten Größe eine Monte-Carlo-generierte Größe zugeordnet werden kann. Für die Auswertung der  $\tau$ -Rekonstruktion werden simulierte  $Z \rightarrow \tau\tau$ -Zerfälle betrachtet. Dafür wird bei der Simulation zunächst mit Powheg [27] der harte Streuprozess, die Produktion und der Zerfall des Z-Bosons, generiert. Danach wird mit Pythia [28] das Parton Showering<sup>15</sup> und schließlich die Wechselwirkung mit dem Detektor simuliert. Das verwendete Dataset ist:

mc15\_13TeV:mc15\_13TeV.361108.PowhegPythia8EvtGen\_AZNLOCTEQ6L1\_Ztautau.merge.AOD.e3601\_s2785\_r7823\_r7676

Die Monte-Carlo-generierten Größen werden im Zuge dieser Arbeit mit „true“<sup>16</sup> bezeichnet. Die Zuordnung der generierten Variablen mit den rekonstruierten Variablen ist im Allgemeinen nicht trivial. Hierfür wird ein sogenanntes „TruthMatching“ durchgeführt, welches einem rekonstruierten  $\tau$  ein generiertes zuordnet. Für die generierten Pionen von hadronisch zerfallenden  $\tau$ -Leptonen werden die Zerfallsteilchen des generierten  $\tau$  betrachtet. Hierbei gab es möglicherweise Probleme. Wahrscheinlich wurden manchmal Pionen doppelt gezählt, denn in einigen Fällen entspricht die Addition der Viererimpulse der generierten Pionen nicht dem Viererimpuls des generierten  $\tau$ . Um diesen Fehler zu vermeiden wird eine Variable  $\Delta \text{true } p_T = |\text{true } \tau p_T - \text{true } \pi^\pm p_T - \text{true } \pi^0 p_T|$  eingeführt, auf die für die Analyse geschnitten wird. Ein Schnitt hierfür ist vertretbar, da nicht signifikant viel an Statistik ( $\sim 6,7\%$ ) verloren geht<sup>17</sup>.

Für die in Tabelle 2.1 eingeführte Nomenklatur wird eine Erweiterung vorgenommen. So wird der Monte-Carlo-generierte  $\tau$  Zerfallsmodus mit „T“ notiert (zum Beispiel: T1p0n). Entspricht der rekonstruierte Zerfallsmodus dem Monte-Carlo-generierten, so wird er mit „TR“ angegeben (zum Beispiel: TR1p0n).

<sup>15</sup> Model zur Hadronisierung von Partonen

<sup>16</sup> engl.: wahr

<sup>17</sup> Die Verteilung der Variable  $\Delta \text{true } p_T$  ist im Anhang unter Abschnitt A.1 dargestellt.

---

## $\tau$ -Rekonstruktion mit dem ATLAS-Experiment

---

Dieses Kapitel gibt einen kurzen Überblick über die verwendeten  $\tau$ -Rekonstruktionsalgorithmen beim ATLAS-Experiment. Zuerst wird kurz der in der ersten Periode der Datennahme (Run 1) verwendete Algorithmus, genannt „TauRec“ vorgestellt. Danach wird eine neue Rekonstruktionsmethode vorgestellt, die dem Prinzip des Teilchenflusses folgt und seit der zweiten Periode der Datennahme verwendet wird. Diese zweite Rekonstruktionsmethode bietet viele Vorteile gegenüber der ersten, zum Beispiel die Zerfallsmodenklassifizierung des  $\tau$ -Leptons. In dieser Arbeit wird sie, nach den verwendeten Algorithmen, mit „PanTauCellBased“ bezeichnet. Die Studien dieser Arbeit basieren auf dieser zweiten Rekonstruktionsmethode. Als drittes wird eine Rekonstruktionsmethode vorgestellt, welche die Vorzüge beider Methoden ausnutzt, indem die beiden erst benannten Algorithmen so kombiniert werden, dass der Algorithmus mit der besseren Energieauflösung für das betrachtete  $\tau$ -Lepton bevorzugt wird.

Wird in dieser Arbeit von  $\tau$ -Rekonstruktion gesprochen, so werden immer hadronisch zerfallende  $\tau$ -Leptonen induziert. Leptonisch zerfallende  $\tau$ -Leptonen können nur schwer von direkt produzierten Elektronen, beziehungsweise Myonen unterschieden werden und werden deswegen bei der  $\tau$ -Rekonstruktion nicht berücksichtigt. Ebenfalls wichtig ist, dass die  $\tau$ -Neutrinos nicht detektiert werden können. Der rekonstruierte Viererimpuls des  $\tau$ -Leptons entspricht daher nur dem sichtbaren Teil des Viererimpulses. Da zum Validieren der Rekonstruktionsalgorithmen die Impulsauflösung betrachtet wird, wird der rekonstruierte Impuls mit dem wahren sichtbaren Impuls verglichen ( $p_{\tau,vis} = p_{\tau} - p_{\nu_{\tau}}$ ).

### 4.1 $\tau$ -Rekonstruktion in Run 1

Die Hauptschwierigkeit bei der Rekonstruktion von  $\tau$ -Leptonen ist es, die hadronisch zerfallende  $\tau$ -Leptonen von QCD induzierten Jets zu unterscheiden. Jets von hadronisch zerfallenden  $\tau$ -Leptonen sind im Schnitt deutlich kollimierter, als QCD induzierte Jets (vergleiche Abbildung 4.1). Es wird zunächst in den Daten nach  $\tau$ -Kandidaten gesucht. Dabei wird jeder Jet in Betracht gezogen, der eine transversale Energie von  $E_T > 10 \text{ GeV}$  besitzt und im Bereich  $|\eta| < 2,5$  liegt. Jets werden mit dem Anti-Kt Algorithmus [29] und einem Distanzparameter von  $\Delta R < 0,4$  rekonstruiert. Für einen solchen Jet kann der Vertex bestimmt werden, von dem der Jet mit der höchsten Wahrscheinlichkeit stammt. Die Bestimmung des korrekten Vertex ist wichtig, da die gemessenen Spuren von dem Vertex abhängen. Über die Jetrekonstruktion kann das Baryzentrum des Jets bestimmt werden. Dies ist der gewichtete Schwerpunkt des Jets. Eine erste Messung des Viererimpulses des  $\tau$ -Kandidaten kann erhalten werden, indem jeder Viererimpuls der Cluster in einem  $\Delta R = 0,2$ -Kegel um das Baryzentrum aufaddiert wird. Cluster werden über die Kalorimeterinformationen gebildet. Dafür wird die Kalorimeterzelle mit der

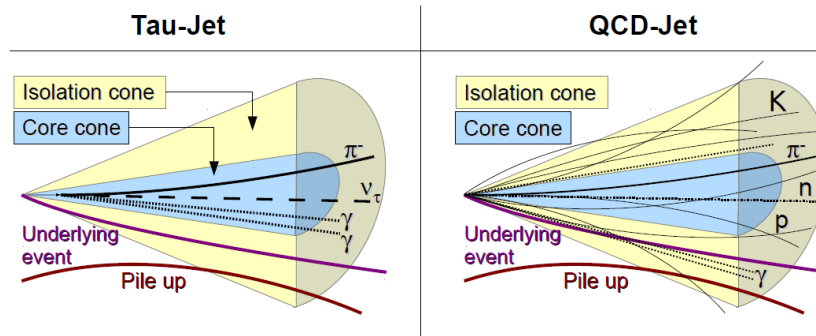


Abbildung 4.1: Skizze eines Jets von einem hadronisch zerfallenden  $\tau$ -Lepton im Vergleich zu einem QCD induzierten Jet. In dem blauen Kegel werden die Zerfallsprodukte erwartet, in dem gelben werden keine Teilchen erwartet, wenn der Jet von einem  $\tau$ -Lepton stammt. Dieses Kriterium ist zusammen mit der Konzentration der Energie in einem kleinen Kegel das wichtigste Kriterium zur Unterscheidung von  $\tau$ - und QCD induzierten Jets [21].

höchsten Energie ( $E > 4\sigma_{\text{Rauschen}}^1$ ) als Ursprungszelle genommen. Angrenzende Zellen werden, solange deren Energie über der Schwelle  $E > 2\sigma_{\text{Rauschen}}$  liegt, zu dem Cluster hinzu addiert. Die Richtung des Impulses, die so über die Addierung der Cluster-Viererimpulse gewonnen wird, entspricht der Achse des  $\tau$ -Kandidaten. Spuren aus dem Spurdetektor, die in einem Abstand von  $\Delta R < 0,2$  zu dieser Achse liegen, werden mit dem  $\tau$ -Kandidaten assoziiert. Über Parameter, wie die Isolierung des  $\tau$ -Kandidaten oder den Anteil der Energie, die in einem  $\Delta R = 0,1$ -Kegel liegt, kann eine Unterscheidung zwischen echten  $\tau$ -Leptonen (Signal) und QCD induzierten Jets (Untergrund) vorgenommen werden. Dies geschieht über einen Entscheidungsbaum (BDT<sup>2</sup>). Dieser wird so trainiert, dass ein gutes Signal über Untergrund Verhältnis erhalten wird [30].

## 4.2 $\tau$ -Rekonstruktion in Run 2

In der zweiten Periode der Datennahme (Run 2) am ATLAS-Detektor wurde das Prinzip des Teilchenflusses für die  $\tau$ -Rekonstruktion angewandt. Dieses besteht im Wesentlichen aus drei Schritten: Zunächst werden  $\tau$ -Leptonen identifiziert. Dies geschieht äquivalent wie bei der von TauRec benutzten Identifizierung, mit der zusätzlichen Einschränkung, dass die Anzahl der Spuren im Spurendetektor zwischen eins und fünf liegt. Der zweite Schritt ist eine Identifizierung der einzelnen Zerfallsprodukte. Für diesen Schritt wird der CellBased-Algorithmus verwendet, dessen Funktionsweise im folgenden Abschnitt erklärt wird. Als letzter Schritt wird mit dem PanTau-Algorithmus eine Analyse der Kinematik des  $\tau$ -Zerfalls durchgeführt. Anhand dieser Analyse können Aussagen darüber getroffen werden, ob der rekonstruierte Zerfallsmodus (mit den von CellBased rekonstruierten Zerfallsprodukten) zutreffend ist, oder ob ein anderer Zerfallsmodus wahrscheinlicher ist. Der wesentliche Vorteil von PanTauCellBased ist, dass es die, für relativ niedrige Energien gute, Impulsauflösung des inneren Detektors ausnutzt (vgl. Abbildung 3.3).

<sup>1</sup>  $\sigma_{\text{Rauschen}}$  ist ein Maß für die Energiemessung einer Zelle bedingt durch elektronisches Rauschen.

<sup>2</sup> engl.: boosted decision tree



### 4.2.1 PanTauCellBased

Es sei erwähnt, dass jedes rekonstruierte geladene Teilchen als geladenes Pion betrachtet wird. Dies ist gerechtfertigt, da in  $\tau$ -Zerfällen geladene Kaonen in deutlich geringeren Raten produziert werden (vgl. Tabelle 2.1).

Der CellBased-Algorithmus [31] besteht aus zwei Teilen. Der erste Teil ist die Approximation der Energie geladener Zerfallsprodukte in dem EM Kalorimeter. Diese Energie muss in dem EM Kalorimeter abgezogen werden, um die Energie der neutralen Cluster nicht zu überschätzen. Ein zweiter Teil ist die Identifizierung der neutralen Pionen aus der restlichen Energieverteilung im EM Kalorimeter.

Die Subtraktion der Energie geladener Pionen im EM Kalorimeter erfolgt in drei Schritten: Zunächst muss die im EM Kalorimeter deponierte Energie abgeschätzt werden. Diese Abschätzung erfolgt über den gemessenen Impuls der Spur  $p_{\text{Spur}}$ , sowie die deponierte Energie im HAD Kalorimeter  $E_{\text{HAD}}$ :

$$E_{\text{EM}}^{\text{approx}} = p_{\text{Spur}} - E_{\text{HAD}} \quad (4.1)$$

Sollte diese abgeschätzte Energie negativ sein<sup>3</sup>, so wird angenommen, dass die geladenen Pionen keine Energie im EM Kalorimeter deponiert haben.

Der nächste Schritt ist eine Abschätzung, welcher Energiebetrag in welcher Schicht des EM Kalorimeters (PS, EM1 & EM2) deponiert wurde. Dafür werden Gewichte berechnet, die den Energieanteil in jeder Schicht abschätzen (für Details siehe Referenz). Als letzter Schritt muss für jede Schicht des EM Kalorimeters die genaue Verteilung der Energie der geladenen Pionen für die einzelnen Zellen abgeschätzt werden. Dies geschieht ähnlich der Abschätzung des zweiten Schrittes mit einer Gewichtung.

Nach der Subtraktion der Energie der hadronischen Schauern im EM Kalorimeter werden aus den übrigen Energieverteilungen Cluster gebildet. Idealerweise stammen alle neutralen Cluster nach der Energiesubtraktion von neutralen Pionen. Neutrale Pionen können unterschiedliche Clustersignaturen hinterlassen. Entweder kann ein Cluster aus einem Photon des  $\pi^0$ -Zerfalls stammen, oder aber auch von beiden Photonen des  $\pi^0$ -Zerfalls. Eine dritte Möglichkeit wäre, das Cluster aus verschiedenen Photonen von verschiedenen neutralen Pionen entstehen. Da aber auch andere Effekte eine Rolle spielen, müssen diese auch berücksichtigt werden. Neutrale Cluster können auch durch sogenanntes „pile-up“ entstehen, also durch Interaktionen anderer Teilchen, die zufällig Energie in der Detektorregion des  $\tau$ -Kandidaten deponieren. Außerdem können Cluster durch Rauschen gebildet werden oder wenn die Energie der hadronischen Schauer unterschätzt wird. Aufgrund dieser Schwierigkeiten kann nicht zwingend jedes neutrale Cluster einem  $\pi^0$  zugeordnet werden. Zunächst wird ein von  $\eta$  abhängiger Schnitt auf die neutralen Cluster bezüglich ihrer transversalen Energie gemacht (in der Größenordnung 1,5 GeV). Unterhalb dieser Energien werden sie nicht als  $\pi^0$ -Kandidaten betrachtet. Des Weiteren werden Informationen wie Form oder Länge in einem Entscheidungsbaum (BDT) ausgewertet. Jedem neutralen Cluster wird ein Wert (Pi0BDTScore) zugeordnet. Überschreitet der Pi0BDTScore eine gewisse Grenze, so wird das Cluster einem neutralen Pion zugeschrieben.

Es werden Objekte des Teilchenflusses (PFOs<sup>4</sup>) gebildet, in denen sämtliche Informationen der Cluster gespeichert werden. Jedes rekonstruierte geladene Teilchen mit einem transversalen Impuls  $p_{\text{T}} > 1$  GeV wird als geladenes Objekt (Charged<sup>5</sup> PFO) abgespeichert. Die Masse des Clusters wird, wie schon erwähnt, auf die des geladenen Pions gesetzt. Neutrale Cluster werden als ungeladene Objekte

<sup>3</sup> bedingt durch Energie- und Impulsauflösung des HAD Kalorimeters, beziehungsweise des inneren Detektors vgl. Abbildung 3.3

<sup>4</sup> engl.: Particle Flow Objects

<sup>5</sup> engl.: geladen

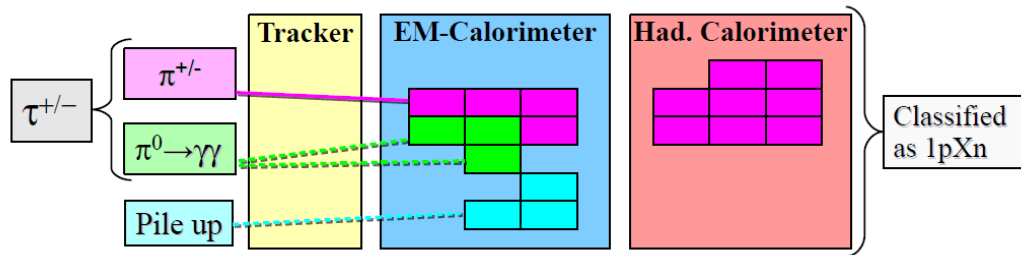


Abbildung 4.2: Schematisches Beispiel eines T1p1n  $\tau$ -Zerfalls, der mit dem CellBased-Algorithmus als 1pXn missklassifiziert wurde. In diesem Beispiel wurden beide ungeladenen Cluster als neutrale Pionen identifiziert, obwohl ein Cluster aus pile-up entstanden ist. Mit dem PanTau-Algorithmus können Informationen wie der Energieanteil der neutralen Pionen an der  $\tau$ -Energie ausgewertet werden, um nachher den wahren Zerfallsmodus zu identifizieren [21].

(Neutral<sup>6</sup> PFOs) abgespeichert. Neutral PFOs, die nach Abzug der hadronischen Schauern im EM Kalorimeter eine transversale Energie über einer gewissen Grenze haben und zusätzlich einen genügend hohen Pi0BDTScore haben, werden als  $\pi^0$ -PFOs gespeichert. Für  $\tau$ -Zerfälle werden nur PFOs in einem  $\Delta R = 0, 2$ -Kegel um das Baryzentrum betrachtet. Anhand dieser Informationen kann eine Zerfallsmodenklassifizierung vorgenommen werden. Diese Zerfallsmodenklassifizierung ist noch nicht final. An dieser Stelle setzt der PanTau-Algorithmus [21] an und evaluiert die Kinematik des  $\tau$ -Zerfalls.

Der PanTau-Algorithmus vergleicht verschiedene, wahrscheinliche Zerfallsmoden miteinander und wählt den wahrscheinlichsten aus. Die Motivation dies zu tun, liegt an der Missklassifizierung der Zerfallsmoden. Abbildung 4.2 zeigt ein Beispiel, wie so eine Missklassifizierung aussehen könnte. Eine falsche Klassifizierung des Zerfallsmodus kann verschiedene Gründe haben. Neben der gezeigten Überschätzung der neutralen Pionen durch pile-up, kann auch die Anzahl der neutralen Pionen unterschätzt werden. Zum einen kann dies durch nicht perfekte Energiesubtraktion geschehen. Wird die im EM Kalorimeter deponierte Energie eines geladenen Pions überschätzt, wird zu viel Energie dort abgezogen. Da  $\tau$ -Zerfälle sehr kollimiert sind, überlagern sich häufig Cluster von neutralen und geladenen Pionen. Wird zu viel Energie in einer Region abgezogen, in dem das Cluster des neutralen Pions liegt, könnte die Energie dieses Clusters unter die Grenzenergie fallen und somit würde das neutrale Pion nicht für die CellBased-Rekonstruktion in Frage kommen. Ein weiterer Grund könnte sein, dass das neutrale Pion an sich schon eine zu kleine Energie besitzt. Auch können in Zerfällen mit mehreren neutralen Pionen diese in gleiche Cluster fallen.

Um die Zerfallsmodenklassifizierung zu verbessern werden in PanTau drei verschiedene Tests durchgeführt, 1p0n-vs-1p1n, 1p1n-vs-1pXn und 3p0n-vs-3pXn. Bei den Tests werden die kinematischen Eigenschaften der  $\tau$ -Kandidaten evaluiert und der Zerfallsmodus mit einem Entscheidungsbaum (BDT) ausgewählt. Entscheidet der PanTau-Algorithmus, dass ein anderer Zerfallsmodus, als der von CellBased rekonstruierte, wahrscheinlicher ist, so müssen die PFOs angepasst werden. Da sich die Studien dieser Arbeit auf 1p1n-Zerfälle beziehen, werden nur die relevanten Änderungen vorgestellt.

Wird der Zerfallsmodus von CellBased auf 1p0n festgelegt, aber eine Auswertung von PanTau ergibt, dass 1p1n wahrscheinlicher ist, so wird das Neutral PFO mit dem höchsten Pi0BDTScore als neutrales Pion angenommen. Dabei wird die Energie und Richtung des Neutral PFOs genommen und die Masse auf die  $\pi^0$ -Masse gesetzt. Gibt eine Auswertung von PanTau den Zerfallsmodus 1p1n an, obwohl CellBased 1pXn rekonstruiert hat, so wird die Masse der beiden  $\pi^0$ -PFOs auf Null gesetzt, da davon ausgegangen

<sup>6</sup> engl.: ungeladen



wird, dass die beiden Photonen des  $\pi^0$ -Zerfalls in zwei separate Cluster fallen und diese fälschlicherweise als zwei neutrale Pionen angesehen werden.

In letzteren Fällen ( $1pXn \rightarrow 1pXn$ ) gibt es eine weitere Möglichkeit den  $\tau$ -Viererimpuls zu modifizieren. Dafür wird die Masse der beiden  $\pi^0$ -PFOs auf Null gesetzt und diese beiden dann zu einem Objekt kombiniert. Die Viererimpulse der beiden Objekte werden addiert. Die Masse wird auf die wahre  $\pi^0$ -Masse gesetzt und aus der Energie und der Masse der Impuls neu berechnet. Es wird ebenfalls angenommen, dass die beiden neutralen Cluster von zwei Photonen des gleichen  $\pi^0$ -Zerfalls stammen. Die invariante Masse des Zerfalls muss die  $\pi^0$ -Masse sein. Dies wird durch Setzen der  $\pi^0$ -Masse umgesetzt. Die zweite vorgestellte Möglichkeit wird im Zuge dieser Arbeit als Standardmethode verwendet, um den Viererimpuls der neutralen Pionen zu korrigieren. Außerdem werden beide Möglichkeiten miteinander verglichen und deren Leistungsfähigkeit überprüft.

### 4.2.2 Combined

Die Energieauflösung der beiden  $\tau$ -Rekonstruktionen von TauRec und PanTauCellBased sind unterschiedlich. Werden die beiden miteinander verglichen, so ist bei TauRec der Bereich relativ groß, in dem 68% der Werte liegen, dafür aber der Bereich kleiner, in dem 95% der Werte liegen. Um diese Vorzüge optimal auszunutzen werden die beiden Energierekonstruktionen kombiniert [32].

Während bei dem Combined-Algorithmus die Informationen über die Richtung des sichtbaren  $\tau$ -Impulses von PanTauCellBased übernommen wird, werden die Energien der beiden Rekonstruktionsalgorithmen gemäß:

$$E_T^{\text{Combined}} = w \cdot E_{T, \text{calib}}^{\text{TauRec}} + (1 - w) \cdot E_{T, \text{calib}}^{\text{PanTauCellBased}}, \quad (4.2)$$

wobei  $E_{T, \text{calib}}^{\text{Algorithmus}} = E_T^{\text{Algorithmus}} - \overline{E_T^{\text{Algorithmus}}}$ ,

kombiniert. Hierbei ist  $w$  ein Gewichtungsfaktor, der für jeden  $\tau$ -Zerfall in Abhängigkeit von  $p_T$ ,  $\eta$ , dem rekonstruierte Zerfallsmodus und der Energieauflösung der beiden Algorithmen neu berechnet wird. Es wird ein  $\sigma_{\text{Combined}}$  bestimmt, welches sich aus den Energieauflösungen der beiden Algorithmen ergibt. Ist die Abweichung  $\Delta E_T = |E_T^{\text{TauRec}} - E_T^{\text{PanTauCellBased}}|$  größer als  $5\sigma_{\text{Combined}}$ , so wird an Stelle der kombinierten Energie die rekonstruierte Energie von TauRec verwendet.

Die Masse des rekonstruierten sichtbaren  $\tau$ -Viererimpulses wird bei Combined auf Null gesetzt, da unklar ist, wie die Masse zu bestimmen ist.



## Rekonstruktionsanalysen der $\pi^0$ -Auflösung

Dieses Kapitel fasst die Studien zur Auflösung neutraler Pionen in TR1p1n-Zerfällen zusammen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden. Alle Studien beziehen sich auf simulierte  $\tau$ -Zerfälle, die wiederum in  $Z \rightarrow \tau\tau$ -Zerfällen entstehen.

Zunächst wird in Abschnitt 5.1 eine Auswertung der bisherigen  $\pi^0$ -Rekonstruktion vorgestellt. Dafür wird die Auflösung verschiedener kinematischer Variablen berechnet, anhand derer die Qualität der  $\pi^0$ -Rekonstruktion beurteilt werden kann. Des Weiteren wird untersucht, wie stark sich die Auflösungseffekte der neutralen Pionen in der Rekonstruktion des sichtbaren  $\tau$ -Viererimpulses widerspiegeln.

Danach wird in Abschnitt 5.2 eine Möglichkeit vorgestellt die rekonstruierte Energie der neutralen Pionen zu skalieren, sodass die Summe der Energien der Pionen mit der von Combined korrigierten  $\tau$ -Energie übereinstimmt. In den Fällen, in denen die Energie von Combined von TauRec übernommen wird, wird ausgewertet, ob diese Skalierung einen positiven Einfluss auf die Auflösung der sichtbaren  $\tau$ -Masse hat. Der Gedanke hierbei ist, dass in diesen Fällen die Energieauflösung von PanTauCellBased deutlich schlechter als von TauRec ist, was daran liegen kann, dass die Energieabschätzung der neutralen Pionen sehr ungenau ist. Da die Energieauflösung der geladenen Pionen ungefähr eine Größenordnung besser ist, wird die Energie dieser nicht skaliert<sup>1</sup>.

Als Letztes werden in Abschnitt 5.3 nur 1p1n-Zerfälle betrachtet, die auch als solche rekonstruiert werden, bei denen es jedoch zwei neutrale Cluster gibt<sup>2</sup>. Hierbei wird die Hypothese gestellt, dass die beiden neutralen Cluster von den beiden Photonen kommen, die bei dem Zerfall des neutralen Pions entstehen. Es wird untersucht, ob diese Hypothese gerechtfertigt ist. Zudem wird untersucht, wie gut die bisherige Umsetzung dieser Hypothese ist und ob mithilfe von kinematischen Relationen die Energieauflösung in gerade solchen Fällen verbessert werden kann.

### 5.1 Auflösungseffekte der $\pi^0$ -Rekonstruktion in TR1p1n-Zerfällen

Die Auflösung einer kinematischen Variable beschreibt, wie gut diese rekonstruiert wird. Dafür wird die rekonstruierte Variable in Relation zu der Monte-Carlo-generierten Variable gesetzt. Die wichtigsten kinematischen Variablen sind die des Viererimpulses. Der Viererimpuls wird durch die Variablen  $p_T$ ,  $\eta$ ,  $\phi$  und  $m$  eindeutig festgelegt. Dabei ist  $p_T$  der Transversalimpuls,  $\eta$  und  $\phi$  die in Abschnitt 3.2.1 vorgestellten Winkelkoordinaten und  $m$  die Masse. Im Zuge dieser Arbeit sollen die Auflösungseffekte des neutralen Pions genauer betrachtet werden. Da die Masse der Viererimpulse der Cluster von neutralen Pionen auf

<sup>1</sup> Der Vergleich der Auflösung von neutraler und geladener Pionen ist im Anhang A.3 dargestellt.

<sup>2</sup> In diesem Kapitel sind mit neutralen Clustern nur solche gemeint, deren Pi0BDTScore so hoch ist, dass sie von CellBased als  $\pi^0$  eingestuft werden

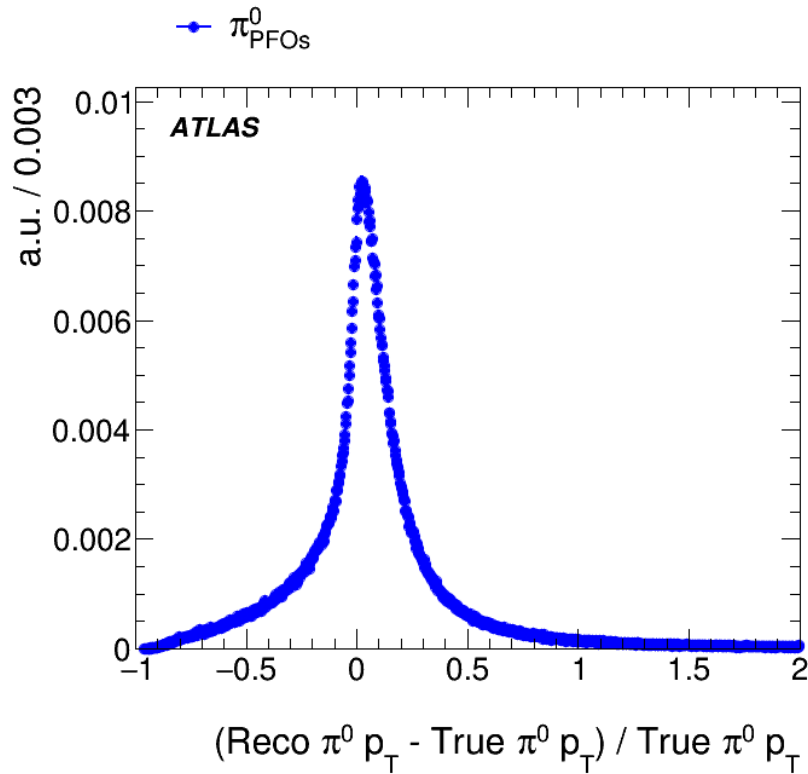


Abbildung 5.1: Dargestellt ist die  $p_T$  Auflösung der neutralen Pionen. Das 68%-Quantile beträgt ungefähr 0,22. Das 95%-Quantile beträgt ungefähr 0,8.

die wahre  $\pi^0$ -Masse festgesetzt wird, ist die Auflösung in diesem Fall nicht relevant. Für die anderen Variablen sind die Auflösungen in Abbildung 5.1 und 5.2 dargestellt. Mit den sogenannten Quantiles kann die Qualität der Auflösung beschrieben werden. Die 68%-, beziehungsweise 95% Quantiles geben an, wie groß der Bereich ist, in dem 68%, beziehungsweise 95% der Werte liegen.

Die Schnitte für die erstellten Histogramme sind in Tabelle 5.1 dargestellt. Der Schnitt auf den Transversalimpuls des  $\tau$ -Leptons ( $\tau p_T > 20 \text{ GeV}$ ) ist darin begründet, dass bei der Rekonstruktion der Transversalimpuls des rekonstruierten  $\tau$ -Kandidaten eine Schwelle von  $\tau_{\text{Kandidat}} p_T > 10 \text{ GeV}$  überschreiten muss. Leider konnte der Schnitt nicht mehr geändert werden, sonst wäre die Schwelle auf  $\tau p_T > 10 \text{ GeV}$  gesetzt worden. Der Schnitt auf die Pseudorapidität des  $\tau$ -Leptons liegt an der Bauweise der Detektoren. Da der Spurdetektor einen Bereich von  $|\eta| < 2,5$  präzise vermessen kann, sollte der Wert  $|\eta| = 2,5$  nicht überschritten werden. Der Bereich  $1,37 < |\eta| < 1,52$  wird wegen einer blinden Stelle des Detektors ausgeschlossen. Der Schnitt auf die BDT-ID (medium) des rekonstruierten  $\tau$ -Leptons dient zum besseren Vergleich mit bereits vorhandenen Daten. Der Schnitt TR1p1n ist dadurch motiviert, dass zu jedem Pion ein wahres Pion vorhanden sein muss. Andere Zerfallskanäle mit mehreren ( $>1$ ) verschieden geladenen Pionen können nicht evaluiert werden, da die Zuordnung rekonstruiertes Pion zu generiertem Pion dann nicht mehr trivial ist. Zusätzlich gibt es noch einen Schnitt auf die generierten  $\tau$  Zerfallsprodukte, um die, in Abschnitt 3.3, beschriebenen Komplikationen zu vermeiden.

Die Auflösung des neutralen Pions ist vergleichbar mit bereits durchgeführten Studien. In [3] wurde das 68%-Quantile der  $\pi^0 p_T$ -Auflösung auf 0,16 bestimmt. Dies liegt unter dem hier bestimmten Wert von 0,22. Allerdings könnte dies auch an leicht unterschiedlichen Schnitten der Objektselektion liegen.

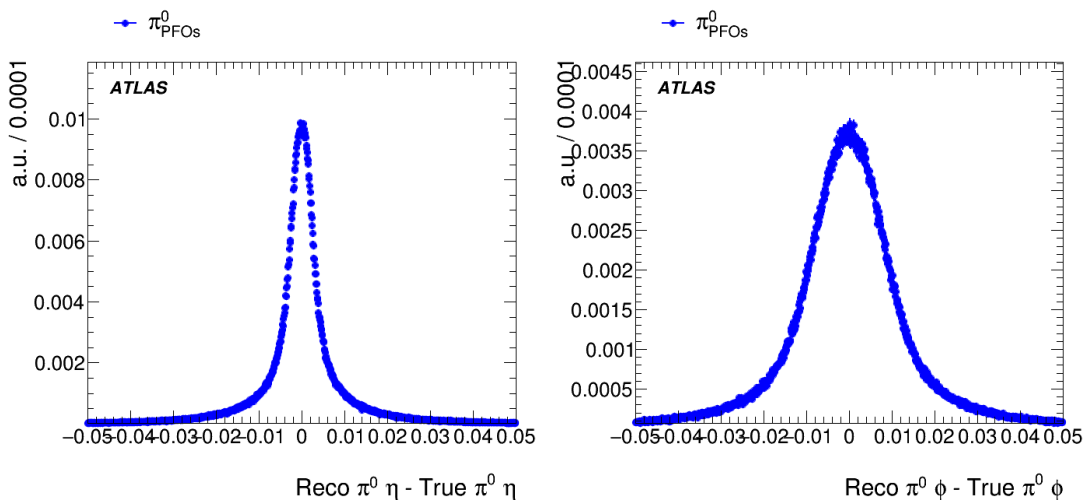


Abbildung 5.2: Dargestellt ist die  $\eta$  und  $\phi$  Auflösung der neutralen Pionen. Die 68%-Quantile betragen ungefähr 0,006 für  $\eta$  und 0,011 für  $\phi$ . Die 95%-Quantile betragen ungefähr 0,024 für  $\eta$  und 0,033 für  $\phi$ .

Schnittebene	Variable	Durchlasskriterium	Anzahl Ereignisse
Monte-Carlo Daten	$\tau p_T$ , $\tau \eta$	$\tau p_T > 20 \text{ GeV}$ $0 <  \eta  < 1,37$ oder $1,52 <  \eta  < 2,5$	6824084
Auswertung	BDTJetScore	medium	3525960
Auswertung	Zerfallsmodus	TR1p1n	945773
Auswertung	$\Delta \text{ true } p_T$	$\Delta \text{ true } p_T < 0,1 \text{ GeV}$	882148

Tabelle 5.1: Schnitte für Histogramme in Abschnitt 5.1. Die Schnittebene gibt an, wann der Schnitt vollzogen wurde. Bei dem Schnitt „Monte-Carlo Daten“ sind die Schnitte bei einem Erzeugungsschritt der Daten für diese Analyse angewandt worden. Daten die diese Schnitte nicht passieren können nicht mehr erhalten werden. Schnitte auf der Auswertungsebene sind nur für die spezielle Analyse notwendig. Anmerkung zu  $\tau p_T$  und  $\tau \eta$ : Es wird auf den von TauRec ermittelten Werte geschnitten.  $\Delta \text{ true } p_T$  ist eine Variable zur Vermeidung fehlerhafter Monte-Carlo Daten, wie in Abschnitt 3.3 definiert.

Die 68%-Quantile der Winkel des neutralen Pions wurden in selbiger Studie auf  $\sim 0,0056$  für  $\eta$  und  $\sim 0,012$  für  $\phi$  bestimmt. Diese Werte passen sehr gut zu den hier ermittelten Werten von ungefähr 0,006 für  $\eta$  und 0,011 für  $\phi$ .

Bei der Rekonstruktion des  $\tau$ -Viererimpulses, kann nur der sichtbare Teil rekonstruiert werden. Deshalb kann die Masse nicht einfach auf die  $\tau$ -Masse festgelegt werden, sondern muss als invariante Masse der Zerfallsprodukte bestimmt werden. Die Möglichkeit dies tun zu können, ist ein weiterer Vorteil von PanTauCellBased gegenüber TauRec. Die Auflösung dieser sogenannten sichtbaren Masse ist ein wichtiger Test der Leistungsfähigkeit der  $\tau$ -Rekonstruktion, da sowohl die Winkel- als auch die Energieauflösung eine wichtige Rolle spielen. Für eine Evaluation der Auflösung der sichtbaren Masse wird in TR1p1n-Zerfällen der Viererimpuls des neutralen Pions mit dem des geladenen Pions addiert und daraus die Masse bestimmt. Das Auflösungshistogramm ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Hierbei wurden die Schnitte aus Tabelle 5.1 verwendet. Um festzustellen wie groß der Einfluss der verschiedenen  $\pi^0$  Variablen auf die Auflösung der sichtbaren Masse ist, wird jeweils eine gemessene Variable durch die dazugehörige generierte ersetzt. Die gemessenen Variablen sind die Energie  $E$ , sowie die Winkelvariablen

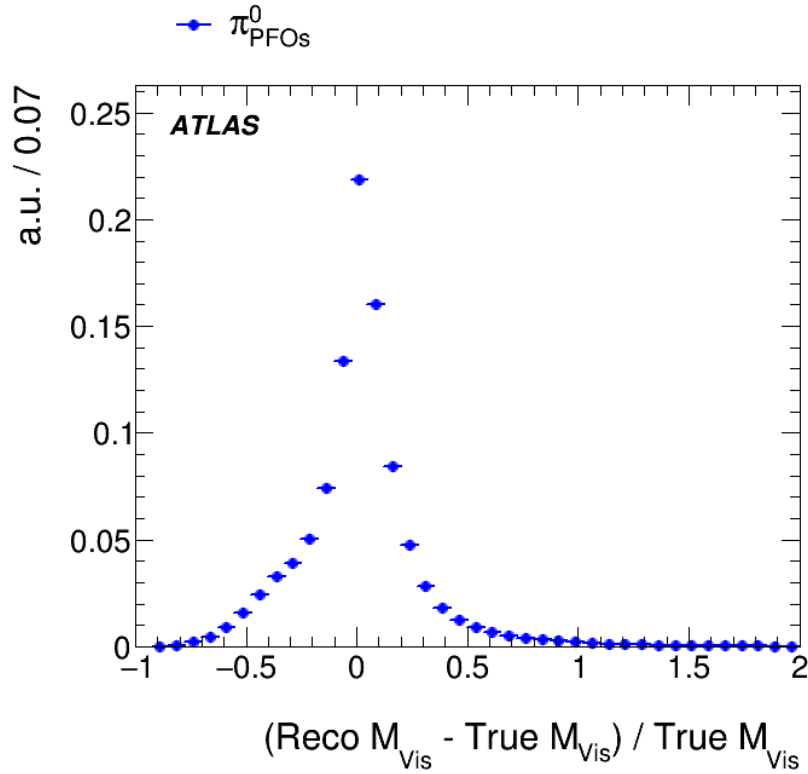


Abbildung 5.3: Dargestellt ist die Auflösung der sichtbaren  $\tau$ -Masse in TR1p1n-Zerfällen. Das 68%-Quantile beträgt ungefähr 0,2. Das 95%-Quantile beträgt ungefähr 0,6.

$\eta$  und  $\phi$ . Der Viererimpuls des neutralen Pions wird für alle drei Fälle neu berechnet und anschließend die sichtbare Masse. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.4 dargestellt.

Aus Abbildung 5.4 ist erkennbar, dass die Energieauflösung der neutralen Pionen nicht unbedingt den größten Einfluss auf die Auflösung der sichtbaren  $\tau$ -Masse hat. Die größte Verbesserung ist zu erkennen, wenn der Azimutalwinkel  $\phi$  der generierten Pionen verwendet wird und damit die sichtbare  $\tau$ -Masse neu berechnet wird. Das Problem ist, dass es sehr schwer ist die  $\phi$ -Auflösung der neutralen Pionen zu verbessern.

## 5.2 Skalierung der $\pi^0$ -Energien

Da die Combined Methode eine bessere Energieauflösung als PanTauCellBased bietet, könnte mit einer Skalierung der Energie der  $\tau$  Zerfallsprodukte dort auch eine bessere Auflösung erzielt werden. In den Fällen, in denen die von Combined verwendete Energie der von TauRec entspricht, wird angenommen, dass diese näher an der generierten  $\tau$ -Energie liegt. Die Energien der neutralen Pionen werden so skaliert, dass die Summe der Energien der Pionen der von Combined entspricht. Da die Energieauflösung für geladene Pionen ungefähr eine Größenordnung besser ist, wird nur die Energie der neutralen Pionen

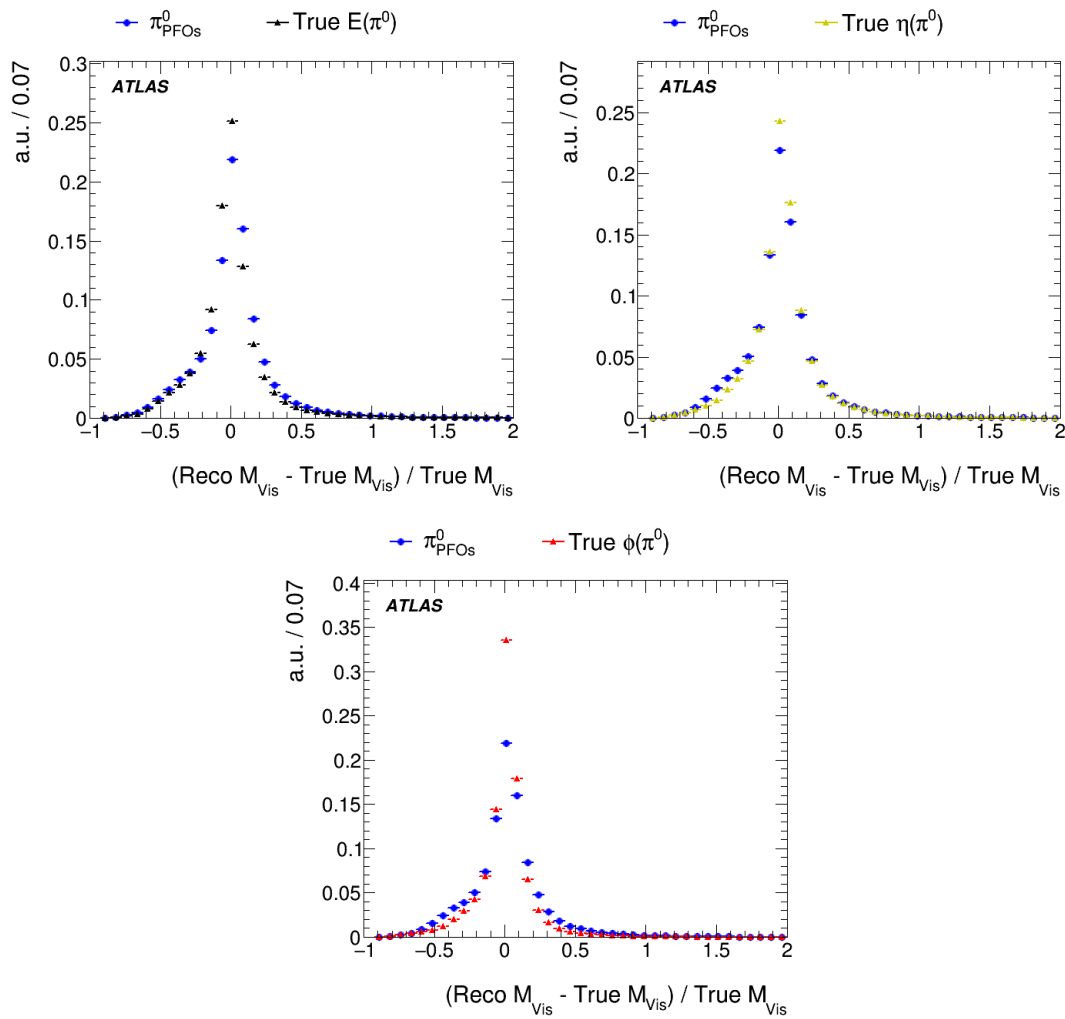


Abbildung 5.4: Dargestellt ist die Auflösung der sichtbaren  $\tau$ -Masse in TR1p1n-Zerfällen mit jeweils einer generierten  $\pi^0$  Variable (links:  $\text{True } \pi^0 E$ , rechts:  $\text{True } \pi^0 \eta$ , unten:  $\text{True } \pi^0 \phi$ ) im Vergleich zu der Auflösung der sichtbaren  $\tau$ -Masse in TR1p1n-Zerfällen und dem rekonstruierten  $\pi^0$ . Die 68%-Quantiles betragen ungefähr 0,17 (links), 0,17 (rechts) und 0,13 (unten). Die 95%-Quantiles betragen ungefähr 0,55 (links), 0,57 (rechts) und 0,47 (unten).

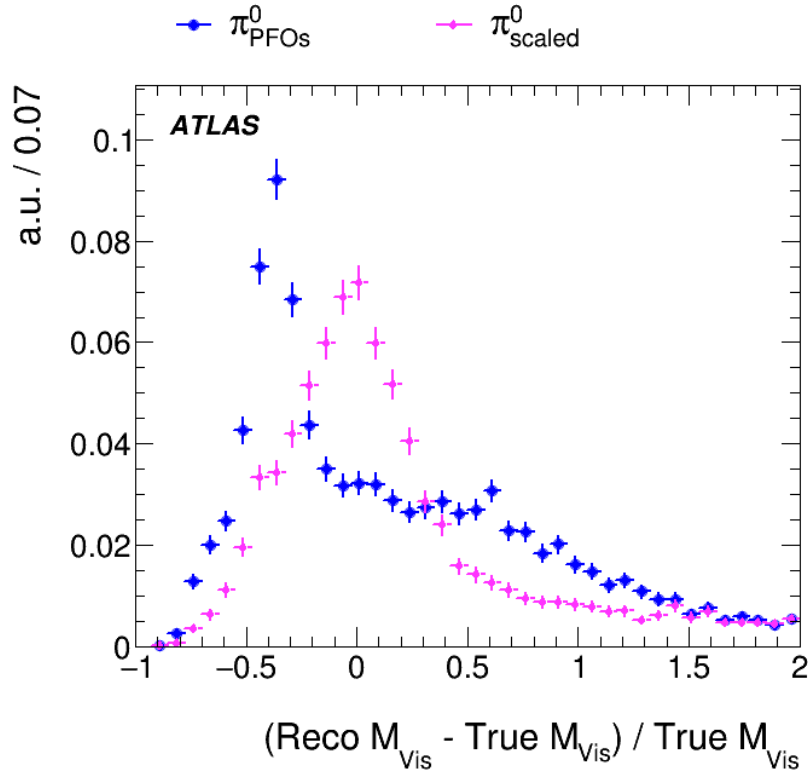


Abbildung 5.5: Dargestellt ist die Auflösung der sichtbaren  $\tau$ -Masse in TR1p1n-Zerfällen in den Fällen, dass die kombinierte Energie von TauRec übernommen wurde. Die blaue Kurve zeigt die Auflösung mit unskalierter  $\pi^0$ -Energie, magenta die mit skaliertes. Die 68%-Quantiles betragen ungefähr 0,45 (skaliert) und 0,65 (unskaliert). Die 95%-Quantiles betragen ungefähr 1,15 (skaliert) und 1,15 (unskaliert).

skaliert. Die Skalierung folgt der Gleichung 5.1:

$$\begin{aligned}
 E_{\text{combined}} &= E_{\pi^\pm} + x \cdot E_{\pi^0} \\
 \Leftrightarrow x &= \frac{E_{\text{combined}} - E_{\pi^\pm}}{E_{\pi^0}}
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

Mit der skalierten Energie wird der Viererimpuls der Pionen neu berechnet, indem die wahre Pionmasse gesetzt wird und  $\eta$  und  $\phi$  von den rekonstruierten Pionen übernommen wird. Diese skalierte  $\pi^0$ -Energie wird evaluiert, indem die Auflösung der sichtbaren  $\tau$ -Masse betrachtet wird. Ein Vergleich mit den nicht skalierten  $\pi^0$ -Energien zeigt, ob eine Verbesserung der Auflösung erzielt werden kann. Zudem wäre eine Skalierung der Energie der neutralen Pionen eine Möglichkeit die sichtbare Masse des Combined Vierervektors festzulegen. Der Vergleich der beiden Auflösungen der sichtbaren Masse ist in Abbildung 5.5 dargestellt, die benutzten Schnitte in Tabelle 5.2. Zusätzlich zu den bereits motivierten Schnitten wird ein Schnitt auf die Differenz zwischen dem nach Combined und dem nach TauRec ermittelten Transversalimpuls gemacht, um sicher zu stellen, dass die beiden übereinstimmen. Wegen der möglichen Ungenauigkeiten der abgespeicherten Werte wird nicht gefordert, dass diese exakt gleich sind, sondern sich nur minimal unterscheiden.

Es ist zu erkennen, dass mit skaliertes  $\pi^0$ -Energie die Auflösung der sichtbaren  $\tau$ -Masse verbessert werden kann. Die sichtbare  $\tau$ -Masse wird häufiger in der Region der generierten  $\tau$ -Masse rekonstruiert.



### 5.3 $\pi^0$ -Rekonstruktion in 1p1n-Zerfällen, obwohl zweier neutraler Cluster

Schnittebene	Variable	Durchlasskriterium	Anzahl Ereignisse
Monte-Carlo Daten	$\tau p_T,$ $\tau \eta$	$\tau p_T > 20 \text{ GeV}$ $0 <  \eta  < 1,37$ oder $1,52 <  \eta  < 2,5$	6824084
Auswertung	BDTJetScore	medium	3525960
Auswertung	Zerfallsmodus	TR1p1n	945773
Auswertung	$\Delta \text{ true } p_T$	$\Delta \text{ true } p_T < 0,1 \text{ GeV}$	882148
Auswertung	$ p_T^{\text{Combinded}} - p_T^{\text{TauRec}} $	$ p_T^{\text{Combinded}} - p_T^{\text{TauRec}}  < 0,001 \text{ GeV}$	6173

Tabelle 5.2: Schnitte für Histogramme in Abschnitt 5.2. Die Schnittebene gibt an, wann der Schnitt vollzogen wurde. Bei dem Schnitt „Monte-Carlo Daten“ sind die Schnitte bei einem Erzeugungsschritt der Daten für diese Analyse angewandt worden. Daten die diese Schnitte nicht passieren können nicht mehr erhalten werden. Schnitte auf der Auswertungsebene sind nur für die spezielle Analyse notwendig. Anmerkung zu  $\tau p_T$  und  $\tau \eta$ : Es wird auf den von TauRec ermittelten Werte geschnitten.  $\Delta \text{ true } p_T$  ist eine Variable zur Vermeidung fehlerhafter Monte-Carlo Daten, wie in Abschnitt 3.3 definiert.

Mit unskalierter  $\pi^0$ -Energie ist eine Spitze der sichtbaren  $\tau$ -Massenauflösung bei 60% der generierten  $\tau$ -Masse zu erkennen. Das heißt, dass die sichtbare  $\tau$ -Masse häufig unterschätzt wird. Dies wird mit skaliertes  $\pi^0$ -Energie korrigiert. Auch nimmt die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse ab, in denen die sichtbare  $\tau$ -Masse deutlich zu hoch oder deutlich zu niedrig abgeschätzt wird.

### 5.3 $\pi^0$ -Rekonstruktion in 1p1n-Zerfällen, obwohl zweier neutraler Cluster

Es gibt Fälle, in denen der Zerfallsmodus von PanTau auf 1p1n festgelegt wird, obwohl CellBased zwei Cluster identifiziert, die von neutralen Pionen kommen. In solchen Fällen kann die Hypothese aufgestellt werden, dass die beiden Cluster von den im  $\pi^0$ -Zerfall entstandenen Photonen stammen. Im Anhang A.2 wird unter Abbildung A.4 dargestellt, wie häufig in TR1p1n-Zerfällen zwei neutrale Cluster rekonstruiert werden, die beide jeweils einem neutralen Pion zugeordnet werden. Die bisherige Umsetzung der Hypothese in PanTauCellBased ist, dass die Masse der Vierervektoren der beiden Cluster auf Null gesetzt wird, da sie beide von einem Photon kommen. Eine zweite Methode geht von diesem Schritt aus und addiert die Impulsvektoren dieser beiden Cluster und setzt die Masse des resultierenden Vektors auf die  $\pi^0$ -Masse. Diese zweite Methode wird im Zuge der Studien dieser Arbeit benutzt. Der sichtbare Viererimpuls des  $\tau$  wird dann berechnet, indem der korrigierte Viererimpuls des neutralen Pions mit dem des geladenen Pions addiert wird. Die berechnete sichtbare Masse des  $\tau$  wird mit der von PanTauCellBased Implementierung berechneten sichtbaren Masse in Abbildung 5.6 verglichen. Die hierfür verwendeten Schnitte sind in Tabelle 5.3 dargestellt.

Es fällt auf, dass die Masse der PanTauCellBased Berechnung nicht mit der Berechnung über den korrigierten  $\pi^0$ -Viererimpuls übereinstimmt. Des Weiteren fällt auf, dass die Massenauflösung mit dem korrigierten  $\pi^0$ -Viererimpuls besser ist, als PanTauCellBased. Dies lässt darauf schließen, dass die zweite Umsetzung der Zwei-Photon-Hypothese bessere Ergebnisse liefert, als einfach nur die Masse der neutralen Cluster auf Null zu setzen.

Die von PanTauCellBased realisierte Variante der Zwei-Photonen-Hypothese liefert schlechtere Ergebnisse, da die invariante Masse der beiden Photonen in den allermeisten Fällen nicht mit der Masse des neutralen Pions übereinstimmt.

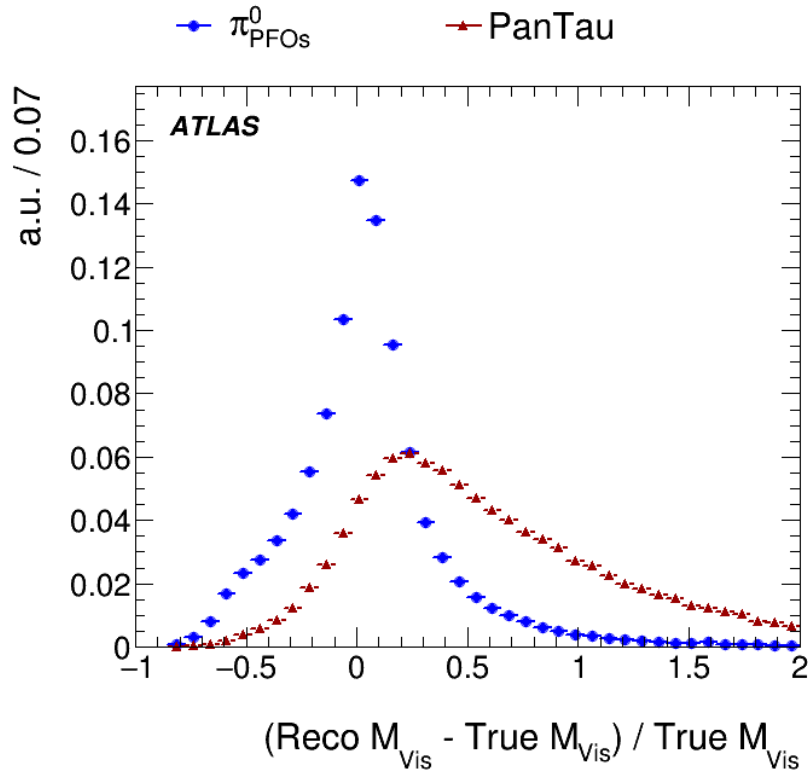


Abbildung 5.6: Dargestellt ist der Vergleich der Auflösung der sichtbaren  $\tau$ -Masse in TR1p1n-Zerfällen mit zwei neutralen Cluster für die Methode der gesetzten  $\pi^0$ -Masse (blau) und der in PanTauCellBased implementierten Methode (rot). Die 68%-Quantiles betragen ungefähr 0,20 (PFOs) und 0,32 (PanTauCellBased). Die 95%-Quantiles betragen ungefähr 0,6 (PFOs) und 0,8 (PanTauCellBased).

Schnittebene	Variable	Durchlasskriterium	Anzahl Ereignisse
Monte-Carlo Daten	$\tau p_T$ , $\tau \eta$	$\tau p_T > 20 \text{ GeV}$ $0 <  \eta  < 1,37$ oder $1,52 <  \eta  < 2,5$	6824084
Auswertung	BDTJetScore	medium	3525960
Auswertung	Zerfallsmodus	TR1p1n	945773
Auswertung	$\Delta \text{true } p_T$	$\Delta \text{true } p_T < 0,1 \text{ GeV}$	882148
Auswertung	Anzahl $\pi^0$ -PFOs	$N \pi^0\text{-PFOs} = 2$	72667

Tabelle 5.3: Schnitte für Histogramme 5.6, 5.7, 5.8 und 5.10. Die Schnittebene gibt an, wann der Schnitt vollzogen wurde. Bei dem Schnitt „Monte-Carlo Daten“ sind die Schnitte bei einem Erzeugungsschritt der Daten für diese Analyse angewandt worden. Daten die diese Schnitte nicht passieren können nicht mehr erhalten werden. Schnitte auf der Auswertungsebene sind nur für die spezielle Analyse notwendig. Anmerkung zu  $\tau p_T$  und  $\tau \eta$ : Es wird auf den von TauRec ermittelten Werte geschnitten.  $\Delta \text{true } p_T$  ist eine Variable zur Vermeidung fehlerhafter Monte-Carlo Daten, wie in Abschnitt 3.3 definiert.

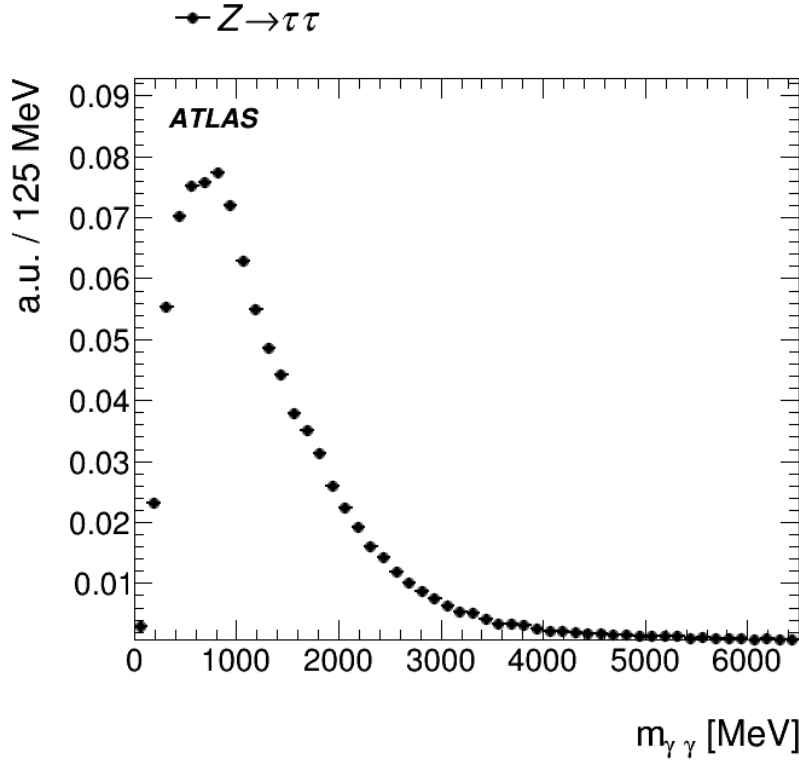


Abbildung 5.7: Dargestellt ist die Verteilung der invarianten Masse der beiden neutralen Cluster in TR1p1n Zerfällen mit zwei neutralen Clustern.

Die invariante Masse wird über die Energie und den Winkelabstand der beiden Cluster errechnet:

$$m^2 = (p_{\gamma_1} + p_{\gamma_2})^2 = E_{\gamma_1} \cdot E_{\gamma_2} \cdot (1 - \cos \theta) \quad (5.2)$$

Der Winkelabstand  $\cos \theta$  kann über das Skalarprodukt der beiden Impulse berechnet werden:

$$\cos \theta = \frac{\vec{p}_{\gamma_1} \cdot \vec{p}_{\gamma_2}}{E_{\gamma_1} \cdot E_{\gamma_2}} \quad (5.3)$$

Für die Fälle, in denen zwei neutrale Cluster in 1p1n-Zerfällen rekonstruiert werden, wird diese invariante Masse der zwei Photonen berechnet. Die Verteilung der invarianten Masse dieser zwei neutralen Cluster ist in Abbildung 5.7 dargestellt.

In den meisten Fällen liegt die invariante Masse deutlich über der  $\pi^0$ -Masse von 134,98 MeV. Weitergehend wird überprüft, ob eine Skalierung der Energien der Photoncluster, sodass die invariante Masse der des neutralen Pions entspricht, eine bessere Energieauflösung bietet. Dafür werden die Energien beider Cluster im gleichen Maße skaliert:

$$m_{\pi^0}^2 = m^2 = x^2 \cdot E_{\gamma_1} \cdot E_{\gamma_2} \cdot (1 - \cos \theta) \quad (5.4)$$

Hierbei ist  $x$  der Skalierungsfaktor der beiden Clusterenergien. Die Auflösung des transversalen Impulses dieser skalierten Energie im Vergleich zur unskalierten ist in Abbildung 5.8 dargestellt.

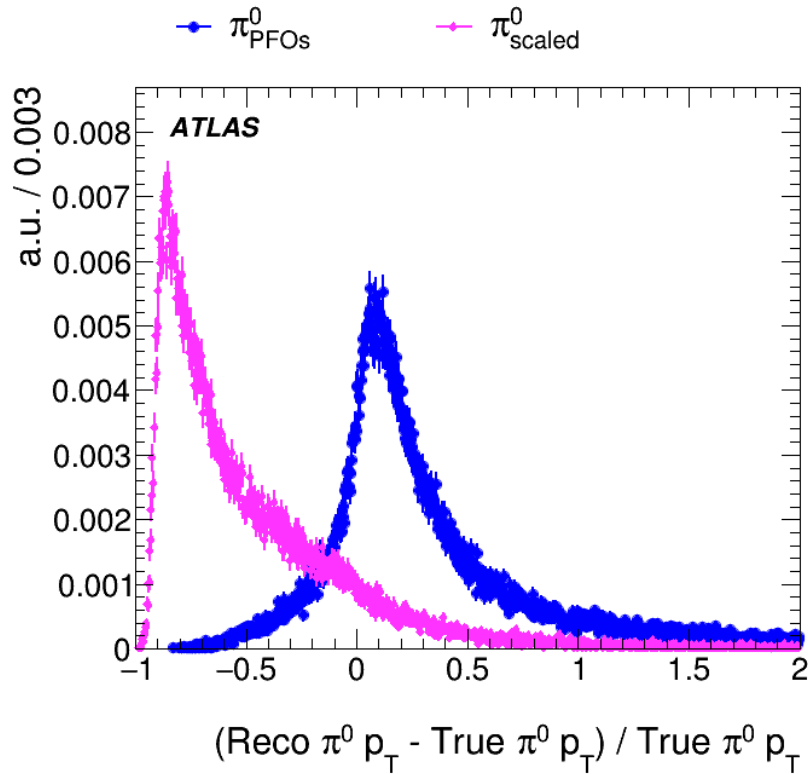


Abbildung 5.8: Dargestellt ist der Vergleich der Auflösung des transversalen Impulses in TR1p1n-Zerfällen mit zwei neutralen Cluster mit skalierter (türkis) und unskalierter Energie (blau).

Es ist erkennbar, dass die Skalierung der Energie die Auflösung deutlich verschlechtert. Grund hierfür ist, dass die Energie viel zu stark runter skaliert wird, da die invariante Masse der beiden Cluster im Schnitt deutlich höher als die Pionmasse ist. Um die Pionmasse als invariante Masse herauszubekommen und die Energie nur in einem sinnvollen Maße skalieren zu müssen, müssten auch die Winkel der beiden Cluster verändert werden. Die Winkel der beiden Cluster würden allerdings vier zusätzliche Freiheitsgrade mit sich bringen, was eine analytische Lösung der Skalierung unmöglich macht. Hierfür könnten Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt werden, die die Winkel und Energien der beiden Cluster innerhalb der typischen Standardabweichung verändern und die invariante Masse bestimmen, bis sie der Masse des neutralen Pions entspricht. Gleichzeitig wird jedoch auch deutlich, dass der transversale Impulse der unskalierten  $\pi^0$ -Energie im Mittel zu hoch rekonstruiert wird. Dies liegt aber wahrscheinlich an einem systematischen Fehler, der bei der Subtraktion der Energien der geladenen Pionen im EM-Kalorimeter auftritt. Für eine Skalierung der Energie müssten also andere Kriterien gefunden werden.

Zunächst soll aufgezeigt werden, wie sich die Auflösung der sichtbaren  $\tau$ -Masse in Fällen mit einem, beziehungsweise zwei neutralen Clustern unterscheidet. Hierfür werden Histogramme der Auflösung der sichtbaren  $\tau$ -Masse für beide Fälle erstellt, diese werden dann normiert und miteinander verglichen. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.9 dargestellt.

Es fällt auf, dass die Auflösung der sichtbaren  $\tau$ -Masse für Fälle mit nur einem neutralen Cluster deutlich besser ist, als für Fälle mit zwei neutralen Clustern. Dies ist so auch zu erwarten, da dort die Unsicherheiten von mehr gemessenen Größen einfließen.

Zuletzt soll noch untersucht werden, wie sich die Auflösung der sichtbaren  $\tau$ -Masse verhält, wenn in

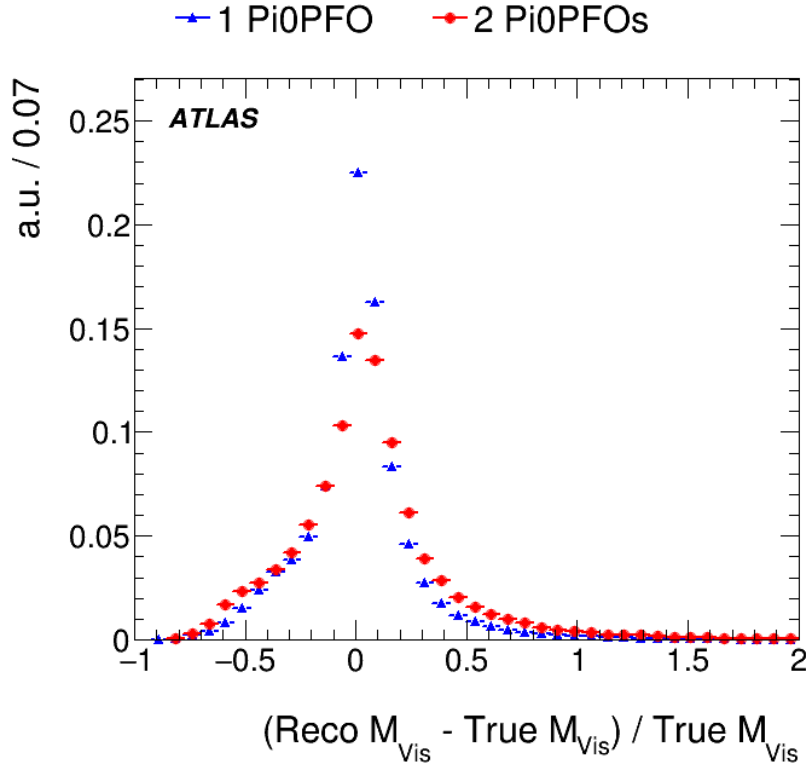


Abbildung 5.9: Dargestellt ist der Vergleich der Auflösung der sichtbaren  $\tau$ -Masse in TR1p1n-Zerfällen mit einem (blau), beziehungsweise zwei (rot) neutralen Clustern. Die 68%-Quantiles betragen ungefähr 0,19 (ein neutrales Cluster) und 0,27 (zwei neutrale Cluster). Die 95%-Quantiles betragen ungefähr 0,55 (ein neutrales Cluster) und 0,75 (zwei neutrale Cluster).

Fällen mit zwei neutralen Clustern der Viererimpuls von nur einem neutralen Cluster benutzt wird. Dies ist darin begründet, dass eventuell nur ein Cluster wirklich von einem neutralen Pion stammt und das andere durch Pile-up entsteht. Durch die Algorithmen von PanTau und CellBased haben die neutralen Cluster einen Pi0BDTScore. Es wird abwechselnd überprüft, wie sich die Auflösung der sichtbaren  $\tau$ -Masse verhält, wenn nur der Viererimpuls mit dem Cluster des höheren, beziehungsweise niedrigeren Pi0BDTScore als rekonstruierter  $\pi^0$ -Viererimpuls benutzt wird. Hierbei muss beachtet werden, dass zuvor die Masse der Cluster jeweils auf Null gesetzt wurde. Deshalb wird die Energie der Cluster für die neuen Viererimpulse übernommen und mit der wahren  $\pi^0$ -Masse der Viererimpuls neu berechnet. Der Vergleich der beiden Auflösungen der sichtbaren  $\tau$ -Masse ist in Abbildung 5.10 dargestellt.

Es zeigt sich, dass die sichtbare  $\tau$ -Masse unterschätzt wird, wenn das neutrale Pion nur durch eines der beiden neutralen Cluster beschrieben wird. Dies bedeutet, dass in den meisten Fällen die Energie des neutralen Pions wirklich in zwei separaten Clustern deponiert wird und dass beide Cluster für die Rekonstruktion in Betracht bezogen werden müssen. Um zu überprüfen, ob die Energie des neutralen Pions wirklich unterschätzt wird, wird zusätzlich noch die Auflösung des Transversalimpulses in Abbildung 5.11 betrachtet.

Hierbei wird deutlich, dass die im EM Kalorimeter deponierte Energie des neutralen Pions nicht durch nur ein Cluster beschrieben werden kann, da die Energie sonst unterschätzt wird. In dem Cluster mit dem höheren Pi0BDTScore wird ein größerer Teil der Energie des neutralen Pions deponiert.

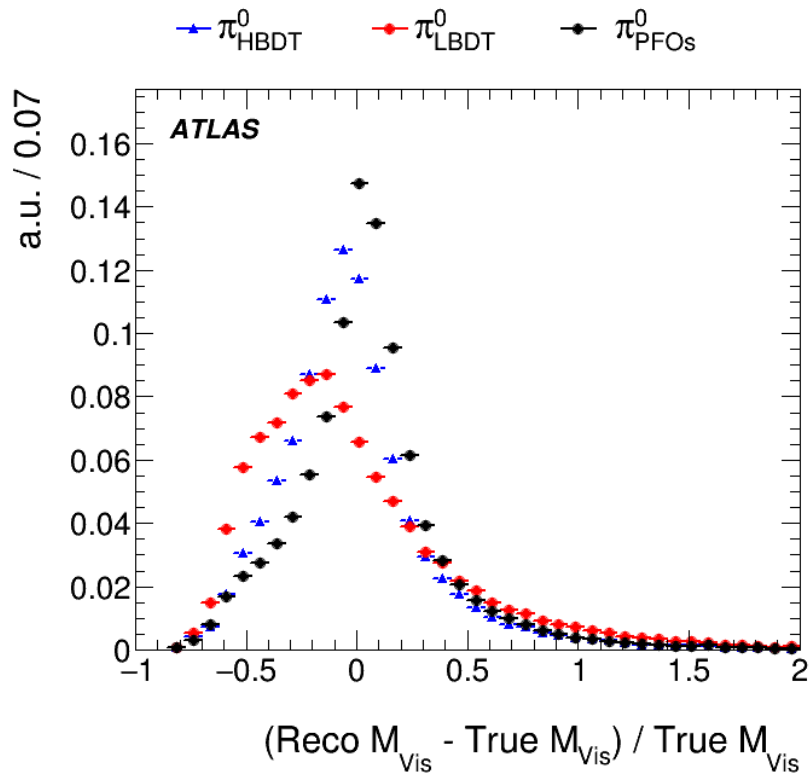


Abbildung 5.10: Dargestellt ist der Vergleich der Auflösung der sichtbaren  $\tau$ -Masse in TR1p1n-Zerfällen mit zwei neutralen Clustern, für nur den Viererimpuls des Clusters mit höherem (blau), beziehungsweise niedrigeren (rot) Pi0BDTScore als Viererimpuls des neutralen Pions und dem berechneten Viererimpuls aus beiden Clustern mit der gesetzten  $\pi^0$ -Masse (schwarz). Die 68%-Quantiles betragen ungefähr 0,26 (beide Cluster), 0,28 (höherer Pi0BDTScore) und 0,40 (niedrigerer Pi0BDTScore). Die 95%-Quantiles betragen ungefähr 0,75 (beide Cluster), 0,75 (höherer Pi0BDTScore) und 0,90 (niedrigerer Pi0BDTScore).

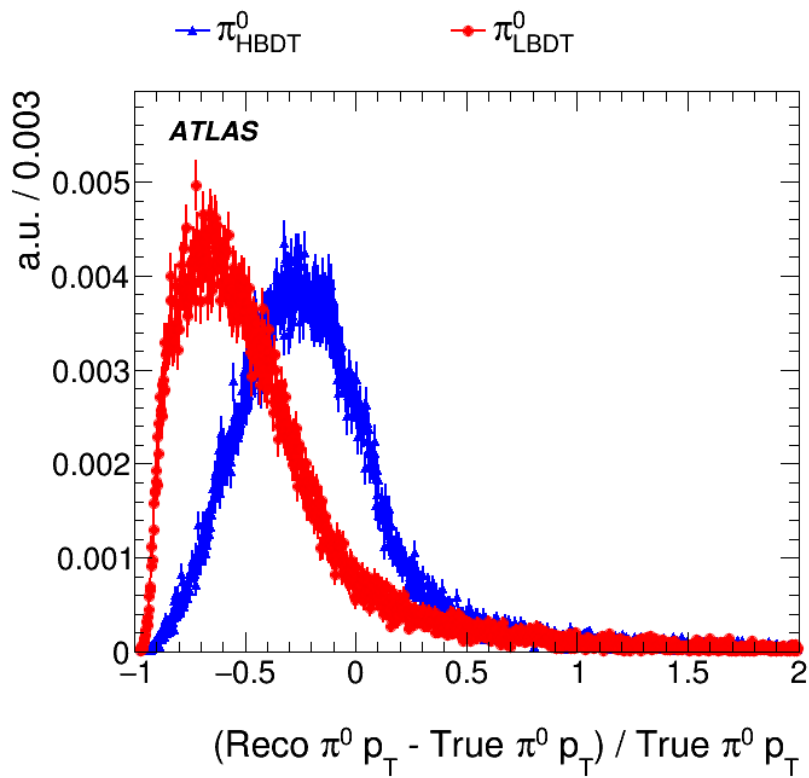


Abbildung 5.11: Dargestellt ist der Vergleich der Auflösung des  $\pi^0$ -Transversalimpulses in  $1p1n$ -Zerfällen mit zwei neutralen Clustern, für nur den Viererimpuls des Clusters mit höherem (blau), beziehungsweise niedrigeren (rot) Pi0BDTScore als Viererimpuls des neutralen Pions.





---

## Fazit

---

Im Zuge dieser Arbeit wurden einige Effekte der  $\pi^0$ -Auflösung in TR1p1n- $\tau$ -Zerfällen untersucht. Die Auflösung des neutralen Pions wurde untersucht und mit bereits vorhandenen Studien verglichen. Dabei konnten die 68%-Quantile der Variablen  $p_T$ ,  $\eta$  und  $\phi$  auf 0,22, 0,006 beziehungsweise 0,011 abgeschätzt werden. Die Richtungsauflösung stimmt mit der in [3] ermittelten sehr gut überein. Allerdings gibt es in der Auflösung des Transversalimpulses kleine Unterschiede. Der in [3] ermittelte Wert von 0,16 weicht etwas von dem hier abgeschätzten Wert von 0,22 ab. Dies könnte an leicht unterschiedlichen Objektschnitten liegen, was in einer nachfolgenden Untersuchung noch einmal überprüfen sollte. Weitergehend wurde herausgearbeitet, dass für eine Verbesserung der Rekonstruktion des sichtbaren  $\tau$ -Viererimpulses nicht nur die Energieauflösung des neutralen Pions verbessert werden müsste, sondern auch die Richtungsauflösung. Hierfür wurde die Auflösung der sichtbaren  $\tau$ -Masse betrachtet in Fällen, in denen eine rekonstruierte Variable des neutralen Pions durch die dazugehörige generierte ersetzt wurde. Die größte Verbesserung der Auflösung wurde erzielt, wenn der rekonstruierte Azimutalwinkel  $\phi$  durch den generierten ausgetauscht wurde.

Für die Fälle, in denen die von Combined ermittelte  $\tau$ -Energie von TauRec übernommen wurde, wurde eine Möglichkeit überprüft die Energie des neutralen Pions zu skalieren. Mit dieser skalierten Energie konnte die sichtbare  $\tau$ -Masse neu berechnet werden und eine Verbesserung der Auflösung im Vergleich zu der mit den Objekten des Teilchenflusses berechneten erzielt werden. Diese Methode eignet sich zudem um die sichtbare Masse für die Combined Methode in 1p1n-Zerfällen zu berechnen. Mögliche weitergehende Studien in diesem Bereich könnten untersuchen, ob eine ähnliche Methode auch in anderen Zerfallskanälen zur Verbesserung der Auflösung der sichtbaren  $\tau$ -Masse führt.

Der größte Teil dieser Arbeit beschäftigt sich mit Zerfällen, die als 1p1n generiert wurden und erst durch die Korrektur von PanTau (1pXn $\rightarrow$ 1p1n) auch als solche rekonstruiert wurden. Dadurch gibt es bei solchen Zerfällen zwei neutrale Cluster, die von CellBased als neutrale Pionen eingestuft werden. Die Hypothese, dass dies dadurch geschieht, dass die beiden Photonen des  $\pi^0$ -Zerfalls in separate Cluster fallen und diese dadurch entstanden sind, wird in PanTauCellBased umgesetzt, indem die Masse der beiden Cluster auf Null gesetzt wird. Untersuchungen ergaben, dass das neutrale Pion besser rekonstruiert wird, wenn die Impulse der beiden Cluster miteinander addiert werden und zusätzlich die Masse auf die  $\pi^0$ -Masse festgelegt wird. Diese Umsetzung wird teilweise schon benutzt, doch auch eine Implementierung in PanTauCellBased würde sich lohnen. Des Weiteren wurde untersucht, ob mit einer Skalierung der Clusterenergien eine Verbesserung der  $\pi^0$ -Auflösung erzielt werden kann. Dies ist leider nicht möglich, da die invariante Masse der beiden Cluster größtenteils deutlich über der  $\pi^0$ -Masse liegt. Abschließend wurde überprüft, wie gut das neutrale Pion rekonstruiert wird, wenn nur eines der beiden neutralen Cluster für das  $\pi^0$  in Betracht gezogen wird. Hierfür ergaben die Analysen, dass dies zu einer

Unterschätzung der  $\pi^0$ -Energie führen würde. Dies alles unterstützt die Aussage, dass die momentan bestmögliche Rekonstruktion des neutralen Pions in diesen Zerfällen dadurch erzielt wird, dass beide neutralen Cluster berücksichtigt werden und die Masse auf die  $\pi^0$ -Masse festgesetzt wird. Interessant wäre eine Untersuchung hinsichtlich der Frage, warum überhaupt zwei getrennte Cluster rekonstruiert werden. Möglicherweise würden Studien in dieser Richtung aufzeigen, ob die Photonen wirklich so stark räumlich getrennt auf das EM Kalorimeter treffen, oder ob die Cluster durch die Subtraktion der hadronischen Schauer künstlich getrennt werden.

# Literatur

---

- [1] CERN, *The Large Hadron Collider*, Zuletzt eingesehen: 31.08.2016,  
URL: <https://home.cern/topics/large-hadron-collider>.
- [2] T. A. Collaboration u. a., *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*,  
*Journal of Instrumentation* **3** (2008) S08003,  
URL: <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08003>.
- [3] A. Collaboration,  
*Reconstruction of hadronic decay products of tau leptons with the ATLAS experiment*, (2015),  
eprint: [arXiv:1512.05955](https://arxiv.org/abs/1512.05955).
- [4] S. Berge, W. Bernreuther und S. Kirchner,  
*Prospects of constraining the Higgs CP nature in the tau decay channel at the LHC*, (2015),  
eprint: [arXiv:1510.03850](https://arxiv.org/abs/1510.03850).
- [5] M. Thomson, *Modern Particle Physics*, 3. Aufl., Cambridge University Press, 2015.
- [6] *Standardmodell*, Zuletzt eingesehen: 09.08.2016,  
URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/Standardmodell>.
- [7] Y. Fukuda u. a., *Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos*,  
*Phys. Rev. Lett.* **81** (8 1998) 1562,  
URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.1562>.
- [8] R. Wendell u. a., *Atmospheric neutrino oscillation analysis with subleading effects in Super-Kamiokande I, II, and III*, *Phys. Rev. D* **81** (9 2010) 092004,  
URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.81.092004>.
- [9] A. Djouadi,  
*The anatomy of electroweak symmetry breaking: Tome I: The Higgs boson in the Standard Model*,  
*Physics Reports* **457** (2008) 1, ISSN: 0370-1573,  
URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157307004334>.
- [10] R. P. Feynman und M. Gell-Mann, *Theory of the Fermi Interaction*, *Phys. Rev.* **109** (1 1958) 193,  
URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.109.193>.
- [11] S. S. Gerstein und Y. B. Zeldovich, *Theory of the Fermi Interaction*, *ZhETE* **29** (1956) 698.
- [12] K. A. Olive u. a., *Review of Particle Physics*, *Chin. Phys.* **C38** (2014) 090001.
- [13] C. S. Wu u. a., *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*,  
*Phys. Rev.* **105** (4 1957) 1413,  
URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.105.1413>.
- [14] M. Goldhaber, L. Grodzins und A. W. Sunyar, *Helicity of Neutrinos*,  
*Phys. Rev.* **109** (3 1958) 1015,  
URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.109.1015>.

- [15] F. Hasert u. a., *Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the gargamelle neutrino experiment*, *Physics Letters B* **46** (1973) 138, ISSN: 0370-2693, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269373904991>.
- [16] P. Higgs, *Broken symmetries, massless particles and gauge fields*, *Physics Letters* **12** (1964) 132, ISSN: 0031-9163, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0031916364911369>.
- [17] F. Englert und R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, *Phys. Rev. Lett.* **13** (9 1964) 321, URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.321>.
- [18] G. Aad u. a., *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the {ATLAS} detector at the {LHC}*, *Physics Letters B* **716** (2012) 1, ISSN: 0370-2693, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931200857X>.
- [19] ATLAS und C. Collaborations, *Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments*, (2015), eprint: [arXiv:1503.07589](https://arxiv.org/abs/1503.07589).
- [20] M. L. Perl u. a., *Evidence for Anomalous Lepton Production in  $e^+ - e^-$  Annihilation*, *Phys. Rev. Lett.* **35** (22 1975) 1489, URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.35.1489>.
- [21] C. Limbach, *Development of a new reconstruction and classification method for Tau leptons and its application in the ATLAS detector at the LHC*, Diss.: Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2014.
- [22] N. Cabibbo, *Unitary Symmetry and Leptonic Decays*, *Phys. Rev. Lett.* **10** (12 1963) 531, URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.10.531>.
- [23] C. Lefevre, „LHC: the guide“, 2008, URL: <https://cds.cern.ch/record/1092437>.
- [24] *CERN Komplex*, Zuletzt eingesehen: 10.08.2016, URL: <http://www.lhc-facts.ch/>.
- [25] M. Capeans u. a., *ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report*, Techn. Ber. CERN-LHCC-2010-013. ATLAS-TDR-19, 2010, URL: <https://cds.cern.ch/record/1291633>.
- [26] U. M. Kramer, *Detektoren in der Hochenergiephysik*, Zuletzt eingesehen: 15.08.2016, 2006, URL: [https://ab-div-bdi-bl-blm.web.cern.ch/ab-div-bdi-bl-blm/Literature/V0-6-Kalorimeter\\_discussion\\_lecture.pdf](https://ab-div-bdi-bl-blm.web.cern.ch/ab-div-bdi-bl-blm/Literature/V0-6-Kalorimeter_discussion_lecture.pdf).
- [27] S. Alioli u. a., *NLO vector-boson production matched with shower in POWHEG*, *JHEP* **07** (2008) 060, arXiv: [0805.4802](https://arxiv.org/abs/0805.4802) [hep-ph].
- [28] T. Sjöstrand u. a., *An Introduction to PYTHIA 8.2*, (2014), eprint: [arXiv:1410.3012](https://arxiv.org/abs/1410.3012).
- [29] M. Cacciari, G. P. Salam und G. Soyez, *The Anti-k(t) jet clustering algorithm*, *JHEP* **04** (2008) 063, arXiv: [0802.1189](https://arxiv.org/abs/0802.1189) [hep-ph].
- [30] *Identification of the Hadronic Decays of Tau Leptons in 2012 Data with the ATLAS Detector*, Techn. Ber. ATLAS-CONF-2013-064, CERN, 2013, URL: <https://cds.cern.ch/record/1562839>.
- [31] B. T. Winter, *Reconstruction of neutral pions in hadronic tau lepton decays in the ATLAS detector*, Magisterarb.: Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2013.

- [32] T. Klingl, *Non MVA TES calibration*, Arbeitsgruppeninterner Vortrag, Passwort geschützt, 2016,  
URL: [https://indico.cern.ch/event/451488/contributions/1959941/attachments/1272864/1887096/Non\\_MVA\\_Calibration.pdf](https://indico.cern.ch/event/451488/contributions/1959941/attachments/1272864/1887096/Non_MVA_Calibration.pdf).



# Anhang

## A.1 $\Delta$ true $p_T$

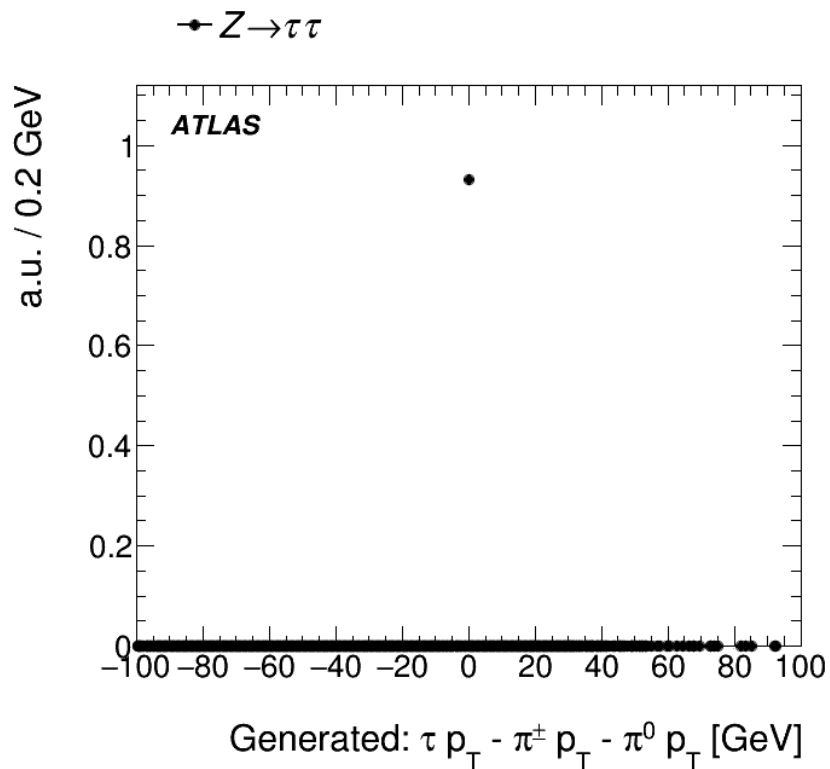


Abbildung A.1: Dargestellt ist die Verteilung des generierten (sichtbaren)  $\tau$  Transversalimpulses, abzüglich der Transversalimpulse seiner Konstituenten in T1p1n-Zerfällen. Von Null verschiedene Einträge deuten auf Fehler in der Bestimmung der generierte Impulse der Konstituenten hin.

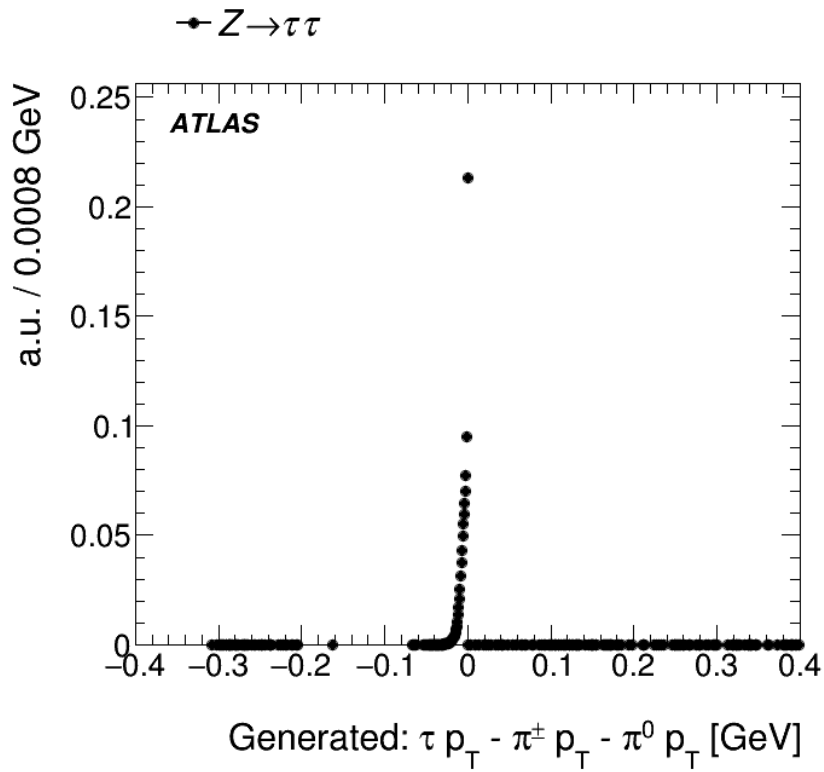


Abbildung A.2: Dargestellt ist die Verteilung des generierten (sichtbaren)  $\tau$  Transversalimpulses, abzüglich der Transversalimpulse seiner Konstituenten in T1p1n-Zerfällen um 0 GeV. Von Null verschiedene Einträge deuten auf Fehler in der Bestimmung der generierte Impulse der Konstituenten hin. Unklar ist, ob die Einträge nahe Null nur aus der Ungenauigkeit der abgespeicherten Zahlen stammen.



## A.2 Ergänzende Abbildungen

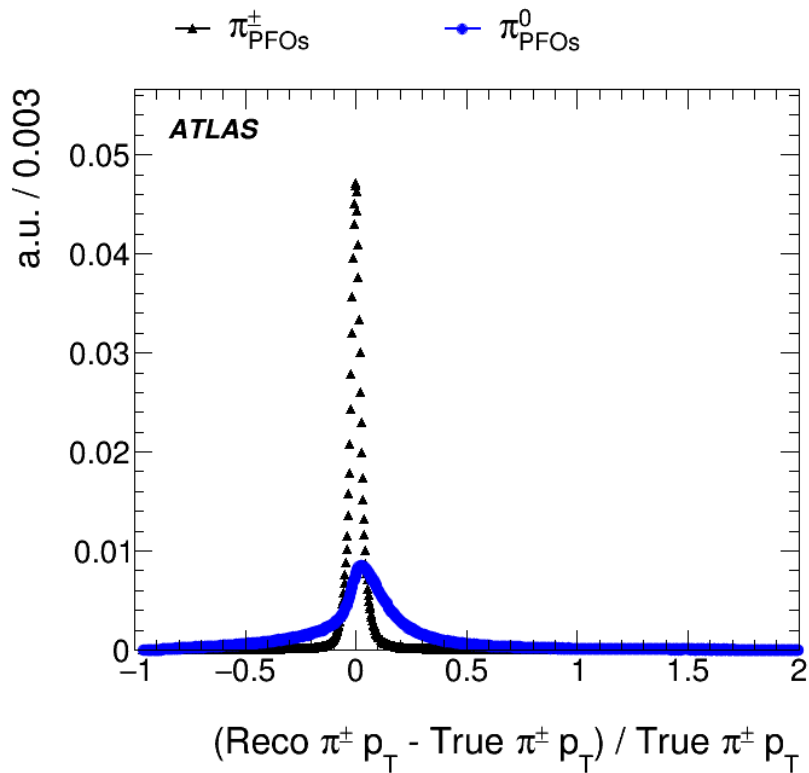


Abbildung A.3: Dargestellt ist der Vergleich der Auflösung des transversalen Impulses für geladene (schwarz) und neutrale (blau) Pionen in TR1p1n-Zerfällen. Die 68% Quantiles betragen ungefähr 0,03 für geladene und 0,22 für neutrale Pionen. Die 95% Quantiles betragen ungefähr 0,11 für geladene und 0,8 für neutrale Pionen.

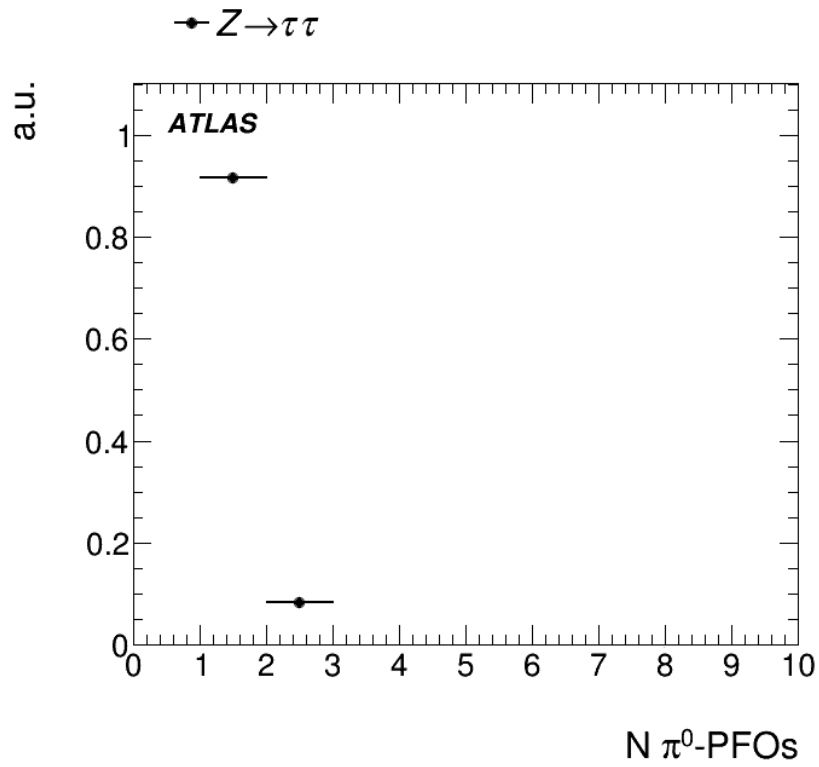


Abbildung A.4: Dargestellt ist die Anzahl der neutralen Cluster ( $N \pi^0$ -PFOs) in TR1p1n-Zerfällen. In  $\sim 91,76\%$  der Fälle (809481) wird in TR1p1n-Zerfällen nur ein neutrales Cluster eines neutralen Pions rekonstruiert. In  $\sim 8,24\%$  der Fälle (72667) werden zwei neutrale Cluster rekonstruiert, die nach CellBased von einem neutralem Pion stammen.

# Abbildungsverzeichnis

---

2.1	Schema der Elementarteilchen im SM. Dargestellt werden die drei Generationen der Quarks und Leptonen, die Austauschbosonen, sowie das Higgs-Boson mit einigen ihrer Eigenschaften [6]. . . . .	4
2.2	Feynman-Diagramm für einen $\tau^-$ -Zerfall. Dabei ist $d'$ der Mischzustand der <i>down</i> -type-Quarks $d$ und $s$ , nach Cabibbo [22]: $d' = \cos \theta_C d + \sin \theta_C s$ , mit dem Cabibbo-Winkel $\theta_C$ . . . . .	7
3.1	Schematischer Überblick des Beschleunigersystems am CERN [24] . . . . .	10
3.2	Beschrifteter Aufbau des ATLAS-Detektors [2] . . . . .	10
3.3	Dargestellt ist die Impuls-, beziehungsweise Energieauflösung der Detektoren in Abhängigkeit des Transversalimpulses, beziehungsweise der Energie. . . . .	14
4.1	Skizze eines Jets von einem hadronisch zerfallenden $\tau$ -Leptons im Vergleich zu einem QCD induzierten Jet. In dem blauen Kegel werden die Zerfallsprodukte erwartet, in dem gelben werden keine Teilchen erwartet, wenn der Jet von einem $\tau$ -Lepton stammt. Dieses Kriterium ist zusammen mit der Konzentration der Energie in einem kleinen Kegel das wichtigste Kriterium zur Unterscheidung von $\tau$ - und QCD induzierten Jets [21]. . . . .	16
4.2	Schematisches Beispiel eines TR1p1n $\tau$ -Zerfalls, der mit dem CellBased-Algorithmus als 1pXn missklassifiziert wurde. In diesem Beispiel wurden beide ungeladenen Cluster als neutrale Pionen identifiziert, obwohl ein Cluster aus pile-up entstanden ist. Mit dem PanTau-Algorithmus können Informationen wie der Energieanteil der neutralen Pionen an der $\tau$ -Energie ausgewertet werden, um nachher den wahren Zerfallsmodus zu identifizieren [21]. . . . .	18
5.1	Dargestellt ist die $p_T$ Auflösung der neutralen Pionen. Das 68%-Quantile beträgt ungefähr 0,22. Das 95%-Quantile beträgt ungefähr 0,8. . . . .	22
5.2	Dargestellt ist die $\eta$ und $\phi$ Auflösung der neutralen Pionen. Die 68%-Quantile betragen ungefähr 0,006 für $\eta$ und 0,011 für $\phi$ . Die 95%-Quantile betragen ungefähr 0,024 für $\eta$ und 0,033 für $\phi$ . . . . .	23
5.3	Dargestellt ist die Auflösung der sichtbaren $\tau$ -Masse in TR1p1n-Zerfällen. Das 68%-Quantile beträgt ungefähr 0,2. Das 95%-Quantile beträgt ungefähr 0,6. . . . .	24
5.4	Dargestellt ist die Auflösung der sichtbaren $\tau$ -Masse in TR1p1n-Zerfällen mit jeweils einer generierten $\pi^0$ Variable (links: True $\pi^0 E$ , rechts: True $\pi^0 \eta$ , unten: True $\pi^0 \phi$ ) im Vergleich zu der Auflösung der sichtbaren $\tau$ -Masse in TR1p1n-Zerfällen und dem rekonstruierten $\pi^0$ . Die 68%-Quantiles betragen ungefähr 0,17 (links), 0,17 (rechts) und 0,13 (unten). Die 95%-Quantiles betragen ungefähr 0,55 (links), 0,57 (rechts) und 0,47 (unten). . . . .	25

5.5	Dargestellt ist die Auflösung der sichtbaren $\tau$ -Masse in TR1p1n-Zerfällen in den Fällen, dass die kombinierte Energie von TauRec übernommen wurde. Die blaue Kurve zeigt die Auflösung mit unskalierter $\pi^0$ -Energie, magenta die mit skaliertes. Die 68%-Quantiles betragen ungefähr 0,45 (skaliert) und 0,65 (unskaliert). Die 95%-Quantiles betragen ungefähr 1,15 (skaliert) und 1,15 (unskaliert). . . . .	26
5.6	Dargestellt ist der Vergleich der Auflösung der sichtbaren $\tau$ -Masse in TR1p1n-Zerfällen mit zwei neutralen Cluster für die Methode der gesetzten $\pi^0$ -Masse (blau) und der in PanTauCellBased implementierten Methode (rot). Die 68%-Quantiles betragen ungefähr 0,20 (PFOs) und 0,32 (PanTauCellBased). Die 95%-Quantiles betragen ungefähr 0,6 (PFOs) und 0,8 (PanTauCellBased). . . . .	28
5.7	Dargestellt ist die Verteilung der invarianten Masse der beiden neutralen Cluster in TR1p1n Zerfällen mit zwei neutralen Clustern. . . . .	29
5.8	Dargestellt ist der Vergleich der Auflösung des transversalen Impulses in TR1p1n-Zerfällen mit zwei neutralen Cluster mit skaliertes (türkis) und unskalierter Energie (blau). . . . .	30
5.9	Dargestellt ist der Vergleich der Auflösung der sichtbaren $\tau$ -Masse in TR1p1n-Zerfällen mit einem (blau), beziehungsweise zwei (rot) neutralen Clustern. Die 68%-Quantiles betragen ungefähr 0,19 (ein neutrales Cluster) und 0,27 (zwei neutrale Cluster). Die 95%-Quantiles betragen ungefähr 0,55 (ein neutrales Cluster) und 0,75 (zwei neutrale Cluster). . . . .	31
5.10	Dargestellt ist der Vergleich der Auflösung der sichtbaren $\tau$ -Masse in TR1p1n-Zerfällen mit zwei neutralen Clustern, für nur den Viererimpuls des Clusters mit höherem (blau), beziehungsweise niedrigeren (rot) Pi0BDTScore als Viererimpuls des neutralen Pions und dem berechneten Viererimpuls aus beiden Clustern mit der gesetzten $\pi^0$ -Masse (schwarz). Die 68%-Quantiles betragen ungefähr 0,26 (beide Cluster), 0,28 (höherer Pi0BDTScore) und 0,40 (niedrigerer Pi0BDTScore). Die 95%-Quantiles betragen ungefähr 0,75 (beide Cluster), 0,75 (höherer Pi0BDTScore) und 0,90 (niedrigerer Pi0BDTScore). . . . .	32
5.11	Dargestellt ist der Vergleich der Auflösung des $\pi^0$ -Transversalimpulses in TR1p1n-Zerfällen mit zwei neutralen Clustern, für nur den Viererimpuls des Clusters mit höherem (blau), beziehungsweise niedrigeren (rot) Pi0BDTScore als Viererimpuls des neutralen Pions. . . . .	33
A.1	Dargestellt ist die Verteilung des generierten (sichtbaren) $\tau$ Transversalimpulses, abzüglich der Transversalimpulse seiner Konstituenten in T1p1n-Zerfällen. Von Null verschiedene Einträge deuten auf Fehler in der Bestimmung der generierte Impulse der Konstituenten hin. . . . .	41
A.2	Dargestellt ist die Verteilung des generierten (sichtbaren) $\tau$ Transversalimpulses, abzüglich der Transversalimpulse seiner Konstituenten in T1p1n-Zerfällen um 0 GeV. Von Null verschiedene Einträge deuten auf Fehler in der Bestimmung der generierte Impulse der Konstituenten hin. Unklar ist, ob die Einträge nahe Null nur aus der Ungenauigkeit der abgespeicherten Zahlen stammen. . . . .	42
A.3	Dargestellt ist der Vergleich der Auflösung des transversalen Impulses für geladene (schwarz) und neutrale (blau) Pionen in TR1p1n-Zerfällen. Die 68% Quantiles betragen ungefähr 0,03 für geladene und 0,22 für neutrale Pionen. Die 95% Quantiles betragen ungefähr 0,11 für geladene und 0,8 für neutrale Pionen. . . . .	43

A.4 Dargestellt ist die Anzahl der neutralen Cluster ( $N \pi^0$ -PFOs) in TR1p1n-Zerfällen. In  $\sim 91,76\%$  der Fälle (809481) wird in TR1p1n-Zerfällen nur ein neutrales Cluster eines neutralen Pions rekonstruiert. In  $\sim 8,24\%$  der Fälle (72667) werden zwei neutrale Cluster rekonstruiert, die nach CellBased von einem neutralem Pion stammen. . . . . 44



# Tabellenverzeichnis

---

2.1	Zerfallsmoden des $\tau^-$ -Leptons, entnommen aus Referenz [12]. Die Nomenklatur richtet sich nach Referenz [21]. $h^\pm$ bezieht sich auf die geladenen Hadronen, $K^\pm$ oder $\pi^\pm$ ; $n$ bezieht sich auf neutrale Teilchen, $\gamma$ , $\pi^0$ oder $K^0$ . Das $\nu_\tau$ wird weggelassen. Die wichtigsten Zerfallsmoden sind hervorgehoben. . . . .	7
5.1	Schnitte für Histogramme in Abschnitt 5.1. Die Schnittebene gibt an, wann der Schnitt vollzogen wurde. Bei dem Schnitt „Monte-Carlo Daten“ sind die Schnitte bei einem Erzeugungsschritt der Daten für diese Analyse angewandt worden. Daten die diese Schnitte nicht passieren können nicht mehr erhalten werden. Schnitte auf der Auswertungsebene sind nur für die spezielle Analyse notwendig. Anmerkung zu $\tau p_T$ und $\tau \eta$ : Es wird auf den von TauRec ermittelten Werte geschnitten. $\Delta \text{ true } p_T$ ist eine Variable zur Vermeidung fehlerhafter Monte-Carlo Daten, wie in Abschnitt 3.3 definiert. . . . .	23
5.2	Schnitte für Histogramme in Abschnitt 5.2. Die Schnittebene gibt an, wann der Schnitt vollzogen wurde. Bei dem Schnitt „Monte-Carlo Daten“ sind die Schnitte bei einem Erzeugungsschritt der Daten für diese Analyse angewandt worden. Daten die diese Schnitte nicht passieren können nicht mehr erhalten werden. Schnitte auf der Auswertungsebene sind nur für die spezielle Analyse notwendig. Anmerkung zu $\tau p_T$ und $\tau \eta$ : Es wird auf den von TauRec ermittelten Werte geschnitten. $\Delta \text{ true } p_T$ ist eine Variable zur Vermeidung fehlerhafter Monte-Carlo Daten, wie in Abschnitt 3.3 definiert. . . . .	27
5.3	Schnitte für Histogramme 5.6, 5.7, 5.8 und 5.10. Die Schnittebene gibt an, wann der Schnitt vollzogen wurde. Bei dem Schnitt „Monte-Carlo Daten“ sind die Schnitte bei einem Erzeugungsschritt der Daten für diese Analyse angewandt worden. Daten die diese Schnitte nicht passieren können nicht mehr erhalten werden. Schnitte auf der Auswertungsebene sind nur für die spezielle Analyse notwendig. Anmerkung zu $\tau p_T$ und $\tau \eta$ : Es wird auf den von TauRec ermittelten Werte geschnitten. $\Delta \text{ true } p_T$ ist eine Variable zur Vermeidung fehlerhafter Monte-Carlo Daten, wie in Abschnitt 3.3 definiert.	28