

**Messung des Verhältnisses der
Verzweigungsverhältnisse der Zerfälle
 $W \rightarrow \tau\nu \rightarrow l\nu\nu\nu$ und $W \rightarrow l\nu$**

Hannah Schmitz

Bachelorarbeit in Physik
angefertigt im Physikalischen Institut

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

Juli 2019

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: Priv.-Doz. Dr. Philip Bechtle
2. Gutachter: Prof. Dr. Klaus Desch

Danksagung

Zu Beginn dieser Arbeit möchte ich mich zunächst bei Prof. Dr. Klaus Desch und Priv.-Doz. Dr. Philip Bechtle für die Möglichkeit, meine Bachelorarbeit in ihrer Arbeitsgruppe zu schreiben, bedanken.

Weiterhin möchte ich mich bei Philipp König bedanken, der mir immer mit Rat und Tat zur Seite stand und mir bei vielen Fragen und Problemen geholfen hat, sodass die Analyse am Ende gut funktioniert hat. Danke auch für das fleißige Korrekturlesen.

Für das freundliche und stets hilfsbereite Arbeitsklima möchte ich mich bei allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe bedanken.

Natürlich gilt mein Dank auch meiner Familie, die mich in den drei Jahren Studium immer unterstützt haben und trotz anfänglicher Rückschläge nie den Glauben an mich verloren haben - danke dafür.

Nicht zu vergessen sind an dieser Stelle meine Freunde, die mich im Studium begleitet haben und zu Freunden fürs Leben geworden sind. Ganz besonders möchte ich Larissa von Jasienicki danken. Ohne dich wäre jede Klausurenphase um einiges anstrengender und langweiliger geworden. Danke für eine lustige Zeit im Bachelor und eine noch bessere im Master.

Zudem möchte ich Lars Schall und Theresa Flöthner fürs Korrekturlesen danken.

Abschließend möchte ich bei Karl Jonathan Flöthner bedanken, der mich immer ermutigt und sich stets bemüht hat, mir soweit es geht zu helfen. Vielen Dank für deine fachlichen wie auch seelischen Ratschläge.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Grundlagen	3
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.1.1	Probleme des Standardmodells	5
2.1.2	Das τ -Lepton	6
2.2	Leptonuniversalität	7
2.3	Verzweigungsverhältnis	7
3	Das Experiment - LHC und ATLAS	9
3.1	Der LHC - Large Hadron Collider	9
3.2	Das ATLAS-Experiment	11
3.2.1	Koordinatensystem des Detektors	11
3.2.2	Aufbau des Detektors	12
3.2.3	Rekonstruktion der entstandenen Teilchen	16
3.2.4	Monte-Carlo Simulationen der Teilchenkollisionen im ATLAS-Detektor	17
4	Vergleich zweier Monte-Carlo Simulationen	19
4.1	Analysestrategie	19
4.2	Ergebnisse des Vergleichs	20
5	Statistische Methoden	25
5.1	HistFitter - Ein Framework zur Datenanalyse	25
5.2	Likelihood-Methode	27
5.2.1	Maximum Likelihood-Methode	27
5.3	Statistische Unsicherheit des Verzweigungsverhältnisses	28
6	Statistische Unsicherheit des Verzweigungsverhältnisses	29
6.1	Motivation und Einleitung der Analyse	29
6.2	Erstellen einer „aufgerollten“ zweidimensionalen Graphik	30
6.3	Ergebnisse der Analyse	31
6.3.1	Selektion des Transversalimpulses p_T	31
6.3.2	Pseudorapidität η	34
6.3.3	Der Stoßparameter d_0	36
6.3.4	Ergebnisse der Analyse für den Stoßparameter	40
7	Zusammenfassung und Ausblick	47

Literatur	49
A Anhang	53
A.1 Ergebnisse für die Variation der Binanzahl	53
A.2 Abhängigkeit der p_T -Form von d_0	54
A.3 Ergebnisse des Monte-Carlo Vergleichs	54
Abbildungsverzeichnis	57
Tabellenverzeichnis	59

Einleitung

„Woraus besteht unsere Umgebung?“, „Was passierte beim Urknall?“, „Warum ist das Universum so wie es ist?“, all diese Fragen und noch viele weitere stellen sich täglich hunderte von Menschen. Genauso kann man sich fragen, woraus ein Tisch besteht. „Aus Holz“, würden die meisten Menschen antworten. Aber auch Holz ist aus verschiedenen Komponenten zusammengesetzt und so kann die Struktur des sichtbaren Materials weiter erforscht werden bis hin zu solchen Strukturen, die für den Menschen ohne Hilfsmittel nicht mehr sichtbar sind.

Atome sind vielen als kleine Bauteile der Materie bekannt. Aber auch Atome sind nicht die kleinsten Bestandteile der Materie. Forscht man weiter, so findet man heraus, dass Atome aus Protonen, Neutronen und Elektronen bestehen. Dabei werden Protonen und Neutronen aus Quarks gebildet. Quarks und Elektronen sind die kleinsten, nicht weiter zerlegbaren Bestandteile der Materie, sogenannte Elementarteilchen. Aus diesen Teilchen ist die gesamte sichtbare Materie im Universum aufgebaut. Das Verständnis hinter der Wechselwirkung der Teilchen untereinander und dem Zusammenhang der Teilchen mit dem Urknall wird weltweit von Teilchenphysikern erforscht.

Um den Urknall realitätsnah nachzustellen werden immense Energien benötigt. Diese Energien werden in Teilchenbeschleunigern bei einer Kollision von zwei Strahlen erzeugt. Dazu wird der LHC¹ verwendet. In diesem werden Protonenstrahlen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV zur Kollision gebracht. Das Ziel ist das Wissen über die Teilchen und deren Wechselwirkungen zu erforschen und die Voraussagen des Standardmodells der Teilchenphysik zu prüfen. Das Standardmodell der Teilchenphysik umfasst alle bisher bekannten Elementarteilchen sowie die Wechselwirkungen dieser untereinander, genaueres dazu ist in Abschnitt 2.1 erläutert.

Das Standardmodell weist aber auch Probleme auf, die in Abschnitt 2.1.1 genannt werden. Die Frage dabei ist, wie Physik jenseits des Standardmodells aussieht. Ein Ansatz, der dies überprüft, ist die Gültigkeit der Leptonuniversalität. Dabei wird die Wechselwirkung der Leptonen untersucht.

Das Ziel dieser Arbeit besteht darin, die Sensitivität des Verhältnisses der Verzweigungsverhältnisse von $W \rightarrow \tau\nu \rightarrow l\nu\nu\nu$ und $W \rightarrow l\nu$ (wobei $l = e, \mu$) mit den Daten des LHCs zu bestimmen. Über das Verzweigungsverhältnis kann Leptonuniversalität geprüft und damit nach Physik jenseits des Standardmodells gesucht werden.

Dazu wird in Kapitel 2 eine Einleitung in die physikalischen Grundlagen gegeben. Darauf aufbauend werden in Kapitel 3 der LHC und das damit verbundene ATLAS-Experiment vorgestellt. Insbesondere werden Algorithmen vorgestellt, mit denen die bei einer Kollision entstandenen Teilchen rekonstruiert

¹ LHC: Large Hadron Collider

werden. Bevor die statistischen Methoden der Analyse in Kapitel 5 erläutert werden, wird ein Vergleich zwischen zwei Monte-Carlo Generatoren durchgeführt, die den in der Analyse betrachteten leptonicen Zerfall des τ -Leptons simulieren (siehe Kapitel 4). Abschließend werden in Kapitel 6 die Ergebnisse der Analyse zur statistischen Unsicherheit des Verzweungsverhältnisses vorgestellt. Zudem wird ein Ausblick sowie eine Zusammenfassung der Analyse in Kapitel 7 gegeben.

Physikalische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die physikalischen Grundlagen für die Analyse erläutert. Dazu wird zunächst das Standardmodell der Teilchenphysik (Abschnitt 2.1) eingeführt, in dem die bisher bekannten Elementarteilchen klassifiziert werden. Als Quelle dazu dient [1]. Darauf aufbauend wird genauer auf das τ -Lepton (Abschnitt 2.1.2) eingegangen, dessen Verzweungsverhältnis in der Analyse betrachtet wird, sodass abschließend das Verzweungsverhältnis in Abschnitt 2.3 erläutert wird.

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik (vgl. Abb. 2.1) fasst die bisher gefundenen Elementarteilchen mit ihren jeweiligen Eigenschaften zusammen. Aus den Elementarteilchen der ersten Generation ist jede sichtbare Materie im Universum zusammgebaut.

Man unterscheidet die Elementarteilchen in Fermionen (Spin- $\frac{1}{2}$ Teilchen) und Bosonen (Spin-1 Teilchen).

Die Fermionen werden weiter in Quarks und Leptonen unterschieden, die in drei Generationen eingeteilt sind. Aus der ersten Generation (Up- und Down-Quark, Elektron und Elektron-Neutrino) besteht stabile Materie, da diese aus Protonen, Neutronen und Elektronen besteht.

Alle weiteren Teilchen aus der zweiten und dritten Generation haben eine größere Masse und damit eine kurze Lebensdauer. Die Folge dessen ist, dass sie in leichtere Teilchen zerfallen. So kann ein τ -Lepton beispielsweise in ein Elektron e zerfallen. Die bildliche Darstellung des Zerfalls erfolgt in Feynmann-Diagrammen, welche auch die Rolle der vier Eichbosonen anschaulich darstellen.

Eichbosonen sind die Austauschteilchen der Materieteilchen, die bei der Wechselwirkung der Teilchen untereinander beteiligt sind. Die Wechselwirkung tritt in vier verschiedenen Formen auf.

Die **Elektromagnetische** Wechselwirkung ist über den Austausch von Photonen γ zwischen elektrisch geladenen Leptonen und Quarks möglich, wodurch Neutrinos aufgrund ihrer elektrischen Neutralität ausgeschlossen sind. Photonen sind masselose Teilchen. Daher ist die Reichweite der elektromagnetischen Wechselwirkung groß.

Wechselwirken Neutrinos mit anderen Teilchen, ist die **schwache** Wechselwirkung entscheidend. Diese kann unter Austausch eines ungeladenen Z -Bosons oder der geladenen W^\pm -Bosonen stattfinden. Das bedeutet, dass diese Wechselwirkung sowohl zwischen elektrisch geladenen als auch neutralen Teilchen stattfinden kann, dementsprechend allen Fermionen des Standardmodells.

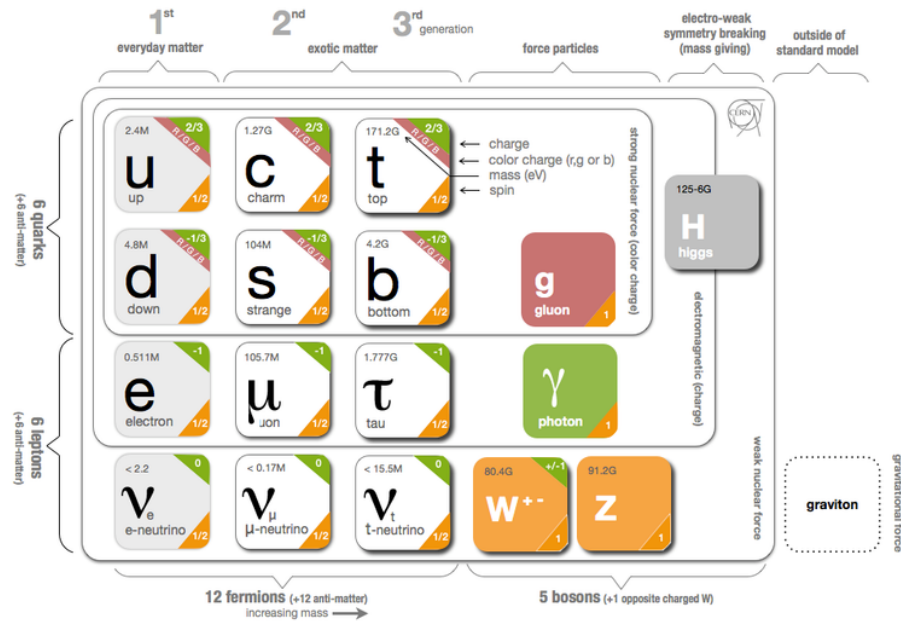


Abbildung 2.1: Das Standardmodell der Teilchenphysik. In hellgrau sind die Teilchen der ersten Fermionengeneration angegeben, in rot, grün und gelb die Eichbosonen und in grau das Higgs-Boson [2].

Aufgrund der hohen Masse der Austauschteilchen ($m_Z = (91,1876 \pm 0,0021) \text{ GeV}$ und $m_W = (80,385 \pm 0,015) \text{ GeV}$ [3]) ist die Reichweite dieser Kraft sehr gering.

Die Kraft, die Atomkerne und damit die Quarks zusammenhält, ist die **starke** Kraft. Unter Austausch von Gluonen können Quarks untereinander wechselwirken. Die Gluonmasse beträgt 0 eV^1 . Die Reichweite der Kraft ist aufgrund des *Confinement*² (siehe Abschnitt 3.2.3) auf die Atomkerngröße beschränkt und nicht unendlich weit wie die der elektromagnetischen Kraft. Ein weiterer Grund für die alleinige Wechselwirkung mit Quarks ist die Farbladung. Quarks und Gluonen sind im Gegensatz zu allen anderen Elementarteilchen farblich geladen. Daher koppelt das Gluon an elektrisch und farblich geladene Teilchen. Zusätzlich ist eine Selbstkopplung mehrerer Gluonen untereinander möglich.

Insgesamt gibt es sechs Farbladungen, drei für Quarks und drei für ihre Antiteilchen. Aufgrund der Kombination dieser gibt es neun Gluonen, wobei nur acht eine Farbladung tragen. Das neunte Gluon bildet mathematisch einen Singlett-Zustand und ist damit farblich neutral. Daher spricht man von acht existierenden Gluonen.

Die Farbladung ist hierbei nicht als wirklich sichtbare Farbe zu verstehen, sondern mehr als eine Eigenschaft der Quantenchromodynamik (QCD), die die quantenfeldtheoretische Beschreibung der starken Kraft ist.

Quarks können als Mesonen ($q\bar{q}$), Baryonen (qqq oder $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$) und Pentaquarks auftreten. Baryonen, Mesonen und Pentaquarks sind demnach keine Elementarteilchen mehr. Die Eigenschaften dieser Teilchen sind aber auf die der Elementarteilchen zurückzuführen.

¹ Alle verwendeten Einheiten sind in natürlichen Einheiten angegeben. Es gilt die Vorschrift $\hbar = c = k_B = \epsilon_0 = 1$. Daher ist die Energie äquivalent zu Masse.

² deutsch: Einschluss, Einschränkung, Gefangenschaft

Das Standardmodell beschreibt nicht nur die Wechselwirkung der Elementarteilchen untereinander, sondern auch das Konzept der Symmetrien [4]. Offensichtliche Symmetrien sind die Gliederung in drei Familien und die Unterteilung in Quarks und Leptonen. Innerhalb der Familien interagieren die Teilchen analog zueinander. Der einzige Unterschied liegt in der Masse, die mit der Generation steigt. Aufgrund der Masse sind verschiedene Zerfälle der Teilchen möglich.

Weitere Symmetrien sind abstrakter und beziehen sich auf intrinsische Eigenschaften der Teilchen. Diese werden in Gruppen zusammengefasst, die die Symmetrieoperationen zusammenfassen.

Die Theorie hinter den Wechselwirkungen ist die Eichtheorie. Eine Forderung der Erhaltung der Eichsymmetrie ist die Eichinvarianz, was zur Folge hat, dass die Austauschteilchen masselos sein sollten. Dies trifft auf die Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung jedoch nicht zu. Die Eichsymmetrie muss demnach in diesem Punkt gebrochen werden. Man spricht von spontaner Symmetriebrechung, da die Wechselwirkung des Teilchens erhalten bleiben muss, während die Teilchenmasse den Zustand des Teilchens verletzt. Die Lösung des Problems liefert der Higgs-Mechanismus, der nicht nur den Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung eine Masse gibt, sondern auch allen anderen Teilchen des Standardmodells. Experimentell wurde der Higgs-Mechanismus im Jahr 2012 durch die Entdeckung des Higgs-Teilchens verifiziert [5].

Das Higgs-Teilchen hat einen geradzahigen Spin und zählt damit zu den Bosonen. Wie das Photon und die Gluonen ist das Higgs-Boson elektrisch neutral geladen.

Mit der Entdeckung dieses Teilchens ist das Standardmodell vervollständigt worden. Jedoch wird eine grundlegende Kraft nicht im Standardmodell aufgeführt, die Gravitation. Dieser wird das hypothetische Graviton als Austauschteilchen vorhergesagt. Bisher ist dies experimentell nicht bestätigt worden.

2.1.1 Probleme des Standardmodells

Die Entdeckung des Higgs-Boson wirft die Frage auf, ob dieses wirklich ein elementares Teilchen ist. Ein Grund dafür ist, dass das Higgs-Feld nicht mit den anderen Feldern vereint ist. Die Theorie der Supersymmetrie findet einen Ansatz, der die Felder der Bosonen mit den Materieteilchen vereint. Experimentell wurde diese Theorie bisher nicht bestätigt.

Eine weitere ungeklärte Frage ist die Zusammensetzung des Universums. Dieses besteht zu etwa 5 % aus baryonischer Materie, 27 % aus dunkler Materie und zu 68 % aus dunkler Energie [6]. Davon ist nur die baryonische Materie bisher verstanden. Für dunkle Energie gibt es keine Theorien, die diese erklären.

Dunkle Materie ist nicht sichtbare Materie. Der Nachweis dieser ist über die Rotationsgeschwindigkeit verschiedener Objekte, beispielsweise Galaxien, und weiterer Gravitationseffekte erfolgt. Aus diesen Messungen lässt sich folgern, dass dunkle Materie nicht an die elektromagnetische Kraft koppelt, da sonst der Austausch von Photonen eine sichtbare Information geben würde. Aufgrund der hohen Rotationsgeschwindigkeit von Galaxien folgt weiter, dass eine gravitative Wechselwirkung erfolgt. Zudem ergibt sich eine Kopplung an die schwache Wechselwirkung. Die supersymmetrische Theorie sagt Teilchen voraus, die mit diesen Eigenschaften übereinstimmen. Die Entdeckung dieser Teilchen ist noch nicht erfolgt, würde aber eine Änderung des Standardmodells als Folge haben [7].

Das Standardmodell wirft eine weitere ungeklärte Frage auf: Warum gibt es mehr Materie als Antimaterie im Universum? Der Grund für die Frage besteht in der Tatsache, dass es zu Beginn des Universums genauso viel Materie wie Antimaterie gab. Wäre das immer noch so, würden Materie und

Antimaterie sich gegenseitig aufheben. Mehr Informationen dazu sind unter [8] zu finden.

2.1.2 Das τ -Lepton

Das τ -Lepton wurde 1975 unter der Leitung von Martin L. Perl am SLAC³ in einer Elektron-Positron-Kollision entdeckt [9].

Es gehört zur dritten Generation der Teilchen im Standardmodell und ist mit einer Masse von 1,777 GeV [3] das schwerste Lepton. Wie das Myon ist es nicht stabil und zerfällt nach $t_\tau = 2,9 \cdot 10^{-13}$ s [3] in leichtere Teilchen. Die Zerfallsprodukte können sowohl leptonischer als auch hadronischer Art sein (Tabelle 2.1).

Lepton	Zerfallskanal	Wahrscheinlichkeit
τ^-	$e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$	$(17,8 \pm 0,04)\%$
τ^-	$\mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau$	$(17,41 \pm 0,04)\%$
τ^-	$\pi^- + \pi^+ + \nu_\tau$	$(25,52 \pm 0,09)\%$
τ^-	$\pi^- + \nu_\tau$	$(10,83 \pm 0,06)\%$
τ^-	$2\pi^- + \pi^+ + \nu_\tau$	$(9,31 \pm 0,06)\%$
τ^-	$\pi^- + 2\pi^0 + \nu_\tau$	$(9,30 \pm 0,11)\%$
τ^-	$2\pi^- + \pi^+ + \pi^0 + \nu_\tau$	$(4,62 \pm 0,06)\%$
τ^-	$K^*(892)^- + \nu_\tau$	$(1,20 \pm 0,07)\%$
τ^-	$\pi^- + 3\pi^0 + \nu_\tau$	$(1,05 \pm 0,07)\%$
τ^-	$\pi^- + K^0 + \nu_\tau$	$(0,84 \pm 0,04)\%$
τ^-	$K^- + \nu_\tau$	$(0,70 \pm 0,01)\%$

Tabelle 2.1: Auswahl der möglichen leptonischen und semi-leptonische Zerfallskanäle, sowie deren Wahrscheinlichkeiten für das negativ geladene τ -Lepton. Analog kann der Zerfall auch für positiv geladene τ -Leptonen erfolgen. [10]

Der semi-leptonische Zerfall des τ -Leptons ist aufgrund seiner hohen Masse möglich. Elektronen und Myonen sind dazu nicht in der Lage. Da Quarks wegen des *Confinement* nicht einzeln vorkommen, sondern nur in gebundenen Zuständen, ist das leichteste hadronische Zerfallsprodukt das Pion. Dessen Masse ist größer als die von Myon und Elektron, sodass nur die Masse des τ -Leptons groß genug ist, um diesen Zerfall zu realisieren.

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit ist der leptonische Zerfall des τ -Leptons in ein Myon oder Elektron besonders interessant, da bei diesem die Richtigkeit zweier Monte-Carlo Simulationen geprüft wird (siehe Kapitel 4). Der Zerfall ist in Abbildung 2.2 zu sehen.

³ SLAC: Stanford Linear Accelerator Center

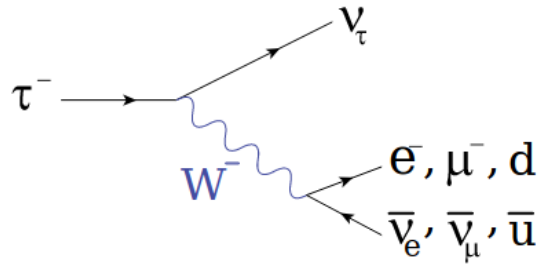


Abbildung 2.2: Graphische Darstellung leptonischer und semi-leptonischer τ -Zerfälle über die schwache Wechselwirkung. Relevant für diese Arbeit ist der Zerfall in ein Myon und ein Elektron [11].

2.2 Leptonuniversalität

Im Standardmodell gibt es drei geladene Leptonen: Elektronen, Myonen und τ -Leptonen. Die Eigenschaften der drei Teilchen sind bis auf die Masse, die mit der Generation steigt, identisch. Betrachtet man nun das Verhalten der Teilchen bei Vernachlässigung der Masse, so wird erwartet, dass Leptonen sich universell verhalten. Dieses Phänomen wird unter Leptonuniversalität verstanden.

Bei der Leptonuniversalität werden drei verschiedene Faktoren betrachtet [12]. Zwei davon sagen Universalität zwischen den Leptonen voraus: Die Kopplung der Leptonen an die Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung und der Higgs-Mechanismus (auf die elektroschwache Eichsymmetrie runtergebrochen), der die Eichkopplung erhält. Die Eichkopplung ist dabei die Kopplung der Eichtheorie, die in drei Formen, entsprechend der jeweiligen Wechselwirkung, auftritt.

Als dritter Faktor wird die Yukawa-Wechselwirkung zwischen dem Higgs-Feld und den Fermion-Feldern betrachtet, die nicht universell gültig ist. Über die Yukawa-Kopplung erhalten Fermionen und Quarks ihre Masse.

Nach der Yukawa-Theorie ist die Kopplung der Leptonen an das W^\pm -Boson nicht für alle Leptonen gleich. Mathematisch ist dies über bei der Diagonalisierung der Massen-Matrizen auftretenden Mischzustände zwischen verschiedenen Eigenzuständen begründbar.

2.3 Verzweigungsverhältnis

Das Verzweigungsverhältnis (Branching Ratio) \mathfrak{B}_i ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit mit der ein Teilchen in einen Endzustand zerfällt. Formell ist das Verzweigungsverhältnis als das Verhältnis der Zerfallsbreite Γ_i eines speziell betrachteten Zerfalls zu der totalen Zerfallsbreite Γ_{tot} , welches die Summe der partialen Zerfallsbreiten angibt, definiert [13].

$$\mathfrak{B}_i = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_{tot}} \quad (2.1)$$

Die Zerfallsbreite gibt die Energieunschärfe eines Teilchens an. Über die graphische Darstellung des Wirkungsquerschnittes als Funktion der Schwerpunktsenergie ergibt sich eine Breit-Wigner Verteilungsfunktion. Aus dieser kann die Halbwertsbreite bestimmt werden, welche der Zerfallsbreite entspricht. Aus der Zerfallsbreite ist die Lebensdauer τ eines Teilchens bestimmbar [13].

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \quad (2.2)$$

Die Lebensdauer ist proportional zur Zerfallskonstante, die sich aus dem Zerfallsgesetz ergibt. Unter Beachtung der Leptonuniversalität lässt sich folgern, dass das Verzweungsverhältnis für alle Leptonen in der ersten Ordnung gleich sein muss. Bei höheren Ordnungen ergeben sich Korrekturterme. Nach aktuellem Stand der Messung ist das Verzweungsverhältnis für den Zerfall

$$W \rightarrow \tau + \nu_{\tau} \quad (2.3)$$

$\mathfrak{B} = (11,38 \pm 0,21)\%$ (siehe Abb. 6.1). Dieser Wert weicht von den Verzweungsverhältnissen des Zerfalls in Elektronen und Myonen um $2\sigma^4$ [14] ab. In der Analyse wird daher die Genauigkeit des Wertes untersucht.

⁴ σ entspricht der Standardabweichung, die die durchschnittliche Abweichung der Messwerte zum arithmetischen Mittelwert angibt.

Das Experiment - LHC und ATLAS

In dieser Arbeit werden Daten verwendet, die vom LHC¹ aufgenommen werden. Die Datenaufnahme erfolgt mittels des ATLAS²-Detektors, der zu einem der vier großen Experimente am LHC gehört. Bevor die Datenaufnahme (siehe Abschnitt 3.2) genauer beschrieben wird, werden die Ziele und die Idee des LHC erläutert (siehe Abschnitt 3.1).

Abschließend wird auf die Rekonstruktion der Teilchen eingegangen (siehe Abschnitt 3.2.3).

3.1 Der LHC - Large Hadron Collider

Die Motivation hinter dem LHC und den dazugehörigen Experimenten ist die Suche nach neuer Physik, sowie die Vervollständigung des Standardmodells, was im Jahr 2012 durch die Entdeckung des Higgs-Boson erreicht wurde. Aktuelle Ziele sind unter anderem die Untersuchung dunkler Materie, die Suche nach Leptoquarks und die experimentelle Bestätigung der theoretisch möglichen Supersymmetrie.

Der LHC ist ein Hadronenbeschleuniger, der unterirdisch unter Gebieten der Schweiz und Frankreichs verläuft. Der Bau und die stetige Weiterentwicklung werden von der europäischen Kernforschungsorganisation CERN finanziert, deren Hauptsitz sich in der Nähe Genfs befindet.

Wie der Name (Large Hadron Collider) sagt, werden Hadronen, hier Protonen und Bleiionen, beschleunigt. Dabei durchlaufen die Protonen zunächst mehrere Vorbeschleuniger bevor sie die kreisförmige Strecke von 27 km 100 m [16] unter der Erde durchqueren, wie in Abbildung 3.1 zu sehen ist. Auf dieser Strecke sind verschiedene Experimente um die Kollisionspunkte der Strahlen angeordnet, in deren Detektoren die Ereignisse der Kollision detektiert werden. Die maximale Schwerpunktsenergie von 14 TeV kann dabei erreicht werden, wenn beide Strahlen jeweils eine Energie von 7 TeV besitzen. Weltweit ist das die höchst mögliche Energie, die bei solch einer Kollision erreicht werden kann.

Die verwendeten Daten stammen aus der ersten Datenaufnahme des LHC, dem sogenannten Run-1. Dieser umfasst die Datenaufnahme der Jahre 2009-2013. Die Daten zur Analyse wurden im Jahr 2011 bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV [17] aufgenommen.

Eine weitere Charakteristik des LHC ist die Luminosität \mathcal{L} , ein Maß für die Dichte des Teilchenstrahls

¹ LHC: Large Hadron Collider

² ATLAS: A Toroidal LHC Apparatus [15]

in Bezug auf die Frequenz [18]. Durch eine höhere Luminosität kann die Leistungsfähigkeit des Beschleunigers erhöht werden. Die Folge ist, dass mehr Teilchen entstehen. Ein zusätzlicher Faktor für die Teilchenproduktion ist durch die Schwerpunktsenergie gegeben. Eine Erhöhung dieser führt ebenfalls zu einer verstärkten Teilchenproduktion.

Um die Luminosität zu erhöhen, müssen verschiedene Faktoren verändert werden.

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 N_2 f N_b}{4\pi\sigma_x\sigma_y}$$

Hier ist N_i die Anzahl der Teilchen pro Teilchenpaket im Strahl, f die Strahlfrequenz, N_b die Anzahl der Teilchenpakete im Strahl, σ_i der Wirkungsquerschnitt in x - und y -Richtung. Die Strahlparameter werden unter Beachtung der experimentellen Möglichkeiten so variiert, dass die Luminosität maximal ist. Im LHC ist dies mit einer Luminosität von $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [18] gegeben.

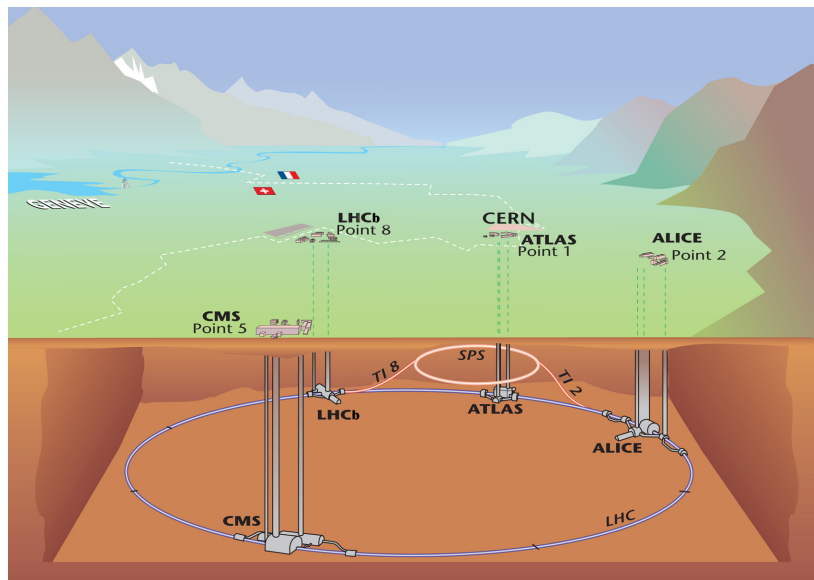


Abbildung 3.1: Übersicht des LHC und der verschiedenen Experimente [19].

Die vier großen Experimente sind: ATLAS, ALICE³, CMS⁴ und LHCb⁵. Im Folgenden wird genauer auf das ATLAS-Experiment eingegangen, dessen Daten im Rahmen dieser Arbeit genutzt werden.

³ ALICE: A Large Ion Collider Experiment [20]

⁴ CMS: Compact Muon Solenoid [21]

⁵ LHCb: Large Hadron Collider beauty [22]

3.2 Das ATLAS-Experiment

Das ATLAS-Experiment ist das größte Experiment am LHC und diente zunächst zum Nachweis des Higgs-Bosons. Weiter werden die Eigenschaften der Elementarteilchen untersucht, so auch die der Leptonen. Die Ergebnisse werden dabei durch das Schwesterexperiment CMS verifiziert beziehungsweise falsifiziert.

Um die bei einer Kollision entstandenen Teilchen zu analysieren, müssen diese zunächst nachgewiesen werden, was über den ATLAS-Detektor geschieht. Dabei sind nicht alle entstandenen Teilchen von Interesse, sodass zunächst die interessanten Kollisionen heraus gefiltert werden (siehe Abschnitt 3.2.2).

3.2.1 Koordinatensystem des Detektors

Das rechtshändige Koordinatensystem des ATLAS-Detektors wird durch die in Strahlrichtung zeigende z -Achse, die in den Mittelpunkt den Kreismittelpunkt des LHC zeigende x -Achse und die dazu senkrecht nach oben zeigende y -Achse aufgespannt. Der Ursprung des Systems liegt im Kollisionspunkt der Protonstrahlen [23].

In der Analyse wird der Detektor nicht im gewöhnlichen durch die Raumwinkel Θ und Φ definierten Koordinatensystem betrachtet, sondern in einem aus dem Winkel Φ und der Pseudorapidität η definierten System. Dabei ist die Korrelation zwischen Θ und η in Abbildung 3.2 zu sehen. Formell können die Größen ineinander überführt werden [24].

$$\eta = -\ln \tan(0,5 \cdot \Theta)$$

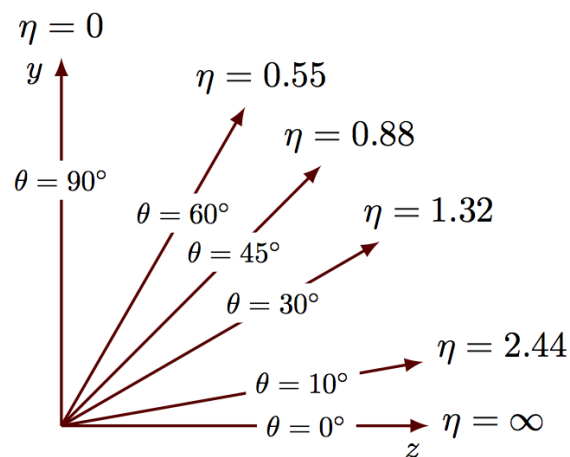


Abbildung 3.2: Zusammenhang der Pseudorapidität η mit dem Raumwinkel θ [25].

Der Zweck der Variable η liegt darin, dass der Winkel zur Strahlachse in einem Intervall angegeben wird, indem der Teilchenfluss nahezu konstant ist. Hinzu kommt die Lorentzinvarianz der Pseudorapidität, welche beim Polarwinkel nicht gegeben ist.

In der folgenden Analyse wird η zudem für die Bestimmung des systematischen Fehlers genutzt.

3.2.2 Aufbau des Detektors

Der Detektor besteht aus vier Hauptkomponenten: dem inneren Detektor, den Kalorimetern, der Myonenkammer und einem Magnetsystem. Die Anordnung dieser ist in Abbildung 3.3 zu sehen.

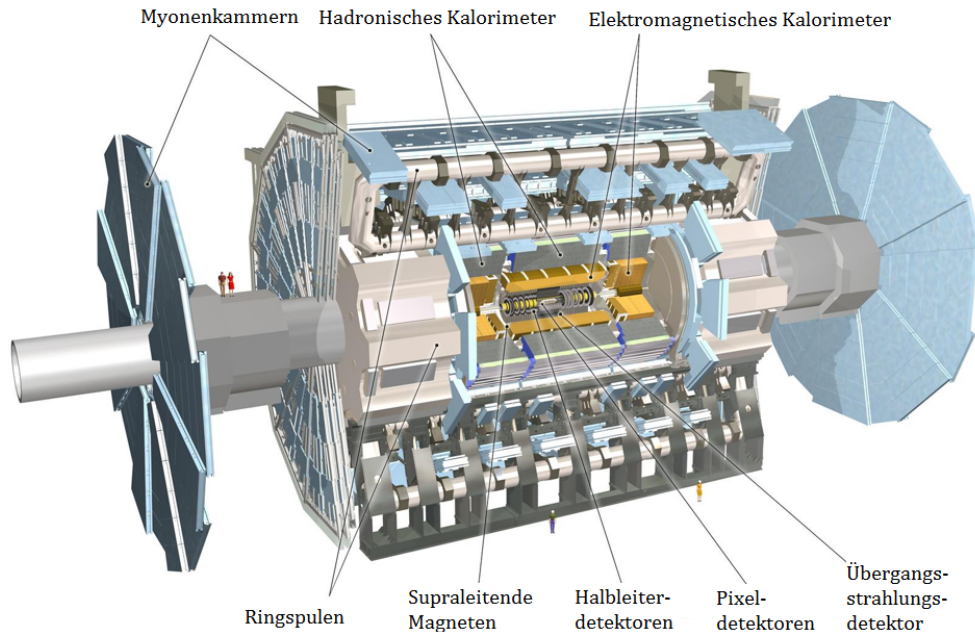


Abbildung 3.3: Aufbau des ATLAS Detektors mit einer Länge von 44 m, Breite von 22 m und Höhe von 22 m [26].

Innerer Detektor

Der innere Detektor ist der Detektor, der als erstes die Spuren der bei einer Kollision entstandenen geladenen Teilchen registriert. Daher ist er auf eine präzise und sensitive Messung ausgelegt. Um eine hohe Auflösung zu erreichen, wird der Detektor in drei Teile unterteilt: den Pixeldetektor, den Siliziumstreifen-Detektor und den Transition Radiation Tracker (Übergangstrahldetektor).

Das Ziel der Detektoren ist die Ladung, den Transversalimpuls und die Richtung des geladenen Teilchens zu detektieren. Die Ladung wird über die Krümmung der Teilchen aufgrund des angelegten Magnetfeldes gefunden. Wenn die Größe des Magnetfeldes bekannt ist, ist es möglich den Impuls zu berechnen.

Bei der Detektion von Teilchen werden transversale Größen betrachtet, wozu der Transversalimpuls zählt. Der Transversalimpuls ist vor einer Kollision null, sodass Transversalimpulse ungleich null eine Selektion der Teilchen ermöglichen. Ein weiterer Grund für dessen Nutzung ist die Eindeutigkeit transversaler Größen. Die Energie und der Dreierimpuls bilden den Viererimpuls eines Teilchens. Der Impuls wird im inneren Detektor bestimmt während die Energie im Kalorimeter (siehe Abschnitt 3.2.2) gemessen wird. Damit der Viererimpuls eindeutig ist, werden statt diesen Größen vier andere verwendet. Dazu zählen der Transversalimpuls, die Pseudorapidiät, der Winkel Φ und die Ruhemasse des entsprechenden Teilchens [23].

Der Streifen- und der Pixeldetektor bilden zusammen mit dem Übergangsstrahldetektor das *tracking* System des ATLAS-Detektors.

Das Ziel ist es, die Teilchenspuren so genau wie möglich aufzulösen. Dazu wird eine zweidimensionale Ortsinformation über den Pixeldetektor und eine eindimensionale Ortsinformation durch den Streifendetektor gegeben.

Ein weiteres Ziel des Pixeldetektors ist, den sekundären Vertex eines Teilchenzerfalls zu bestimmen. Dabei ist der sekundäre Vertex der Punkt, an dem eine zweite Wechselwirkung des Teilchens im Detektor stattfindet. Charakteristisch dafür ist der weitere Zerfall eines schweren, instabilen Teilchens in ein leichteres.

Neben sekundären Vertices sind primäre Vertices interessant, da an diesem Punkt die erste Wechselwirkung der Teilchenkollision beschrieben wird. Mittels des Pixeldetektors kann auch der primäre Vertex bestimmt werden. Diese Aufgabe wird aber mehr den Streifendetektoren, die in einer vierlagigen Schicht aus Mikrostreifendetektoren angeordnet sind, zugeteilt [27].

Sowohl Pixel- als auch Streifendetektoren⁶ sind Halbleiterdetektoren. Ein Halbleiterdetektor besteht aus pn-dotierten Dioden. Die Dioden lassen sich in verschiedenen Formen anordnen. Bei Streifendetektoren erfolgt eine streifenförmige Anordnung, die eine einfache Auslese der eindimensionalen Ortsinformation ermöglicht. Pixeldetektoren haben kleinere Flächen als einzelne Streifen. Zudem sind die Pixel voneinander isoliert, sodass jeder Pixel ein eigenes Auslesem modul benötigt, was 80,4 Millionen Auslesekanäle ergibt. Dies erschwert die Datenauslese deutlich, gibt aber eine bessere Ortsauflösung.

Im Experiment werden hybride Pixeldetektoren verwendet, die sich durch eine hohe Auslesegeschwindigkeit der zweidimensionalen Ortsinformation auszeichnen. Hybride Pixeldetektoren bilden eine Einheit aus Sensor und Elektronik-Chips, die durch *bump bonds* (Mikroverbindungen) miteinander verschaltet sind.

Der Transition Radiation Tracker dient auch zur Spurdetektion der Teilchen. Zusätzlich können Informationen über die Art des Teilchens herausgefunden werden.

Der Subdetektor besteht aus einer Mischung von gasgefüllten Straw⁷-Driftkammern und Übergangsstrahldetektoren.

Aufgrund der Ereignisse im Übergangsstrahldetektor werden Teilchen identifiziert. Dies ist durch Übergangsstrahlung möglich, welche beim Durchqueren eines geladenen Teilchens durch ein Medium mit unterschiedlicher Permittivität entsteht. In diesem Medium entstehen aufgrund des geladenen Teilchens abhängig vom Lorentzfaktor $\beta\gamma$ kurzzeitig Dipole, die unter Emission von Photonen in den neutralen Zustand fallen. Die Photonen löschen sich wegen einer ortsbedingten Phasendifferenz aus, sodass nur an der Grenzfläche Strahlung emittiert wird, die sogenannte Übergangsstrahlung [29]. Die Strahlung wird in der Straw-Driftkammer detektiert. Der Detektor besteht aus gasgefüllten Röhren innerhalb denen sich ein Draht befindet. Die entstandene Strahlung wird im Gas der Röhren absorbiert. Aufgrund der geringen Masse haben Elektronen einen besonders hohen $\beta\gamma$ -Faktor, sodass häufiger Strahlung entsteht und diese dadurch identifiziert werden können [30].

⁶ Die nachfolgenden Inhalte sind [28] entnommen

⁷ Deutsch: Strohalm

Kalorimeter

Das Kalorimeter misst den Energieverlust der Teilchen beim Durchqueren des Mediums und absorbiert die meisten der entstandenen Teilchen. Man differenziert das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter. Dabei wird im elektromagnetischen Kalorimeter (ECAL) der Energieverlust über die Wechselwirkung der Elektronen und Photonen mit der Materie bestimmt und im hadronischen über die Wechselwirkung der Hadronen mit den Atomkernen.

Bei der Elektron-Materie-Wechselwirkung treten drei Möglichkeiten auf: der Photoeffekt, der Compton-Effekt und die Paarproduktion. Diese sind in Abb. 3.4 dargestellt.

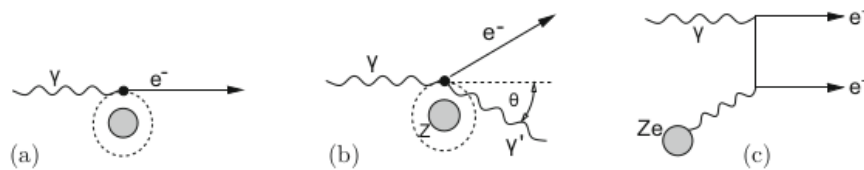


Abbildung 3.4: Darstellung der verschiedenen Licht-Materie-Wechselwirkungen: (a) Photoeffekt, (b) Compton-Effekt und (c) Paarbildung [28].

Der Photoeffekt beschreibt das Herauslösen eines Hüllenelektrons aufgrund der Anregung eines Photons. Die Photonenergie muss dabei mindestens so groß sein wie die Bindungsenergie des Elektrons.

Der Compton-Effekt tritt bei quasi-freien Elektronen auf. Trifft ein Photon auf solch ein Elektron, kommt es zu einem Impulsübertrag des Photonimpulses auf das Elektron, sodass die Flugrichtung von diesem geändert wird. Zudem ändert sich die Wellenlänge des Photons.

In der Nähe eines Kerns kann das Photon in ein Elektron-Positron-Paar zerfallen, was unter Paarbildung verstanden wird. Die Bedingung dafür ist, dass die Photonenergie $\geq 2m_e c^2$ sein muss.

Im Kalorimeter entstehen aufgrund der Bremsstrahlung und der Paarbildung elektromagnetische Schauer. Da Elektronen sehr leicht sind, haben sie eine hohe Bremsstrahlung. Über diese strahlt ein Elektron ein Photon ab, welches bei genügend hoher Energie über Paarbildung zerfällt. Dieser Prozess wiederholt sich solange, bis die Energie der Elektronen nicht mehr hoch genug ist und diese ihre Restenergie aufgrund von Ionisation abgeben [31].

Hadronische Wechselwirkungen lösen ebenfalls Schauer aus. Diese sind auf die Wechselwirkung der Hadronen mit den Atomkernen des Kalorimetermaterials zurückzuführen. Durch inelastische Streuprozesse entstehen neue Hadronen. Weitere Effekte sind die Kernspaltung und Kernanregung. Neu entstandene Hadronen wechselwirken ebenfalls mit den Atomkernen, sodass sich ein Schauer bildet [31].

Im Experiment besteht das ECAL aus mehreren 1,9 mm dicken Blei-Absorberschichten, in denen die elektromagnetischen Schauer entstehen. Zwischen den Schichten befindet sich flüssiges Argon, in dem die Teilchenspuren, die durch Ionisation des Gases entstehen, nachgewiesen werden.

Das hadronische Kalorimeter besteht ebenfalls aus passiven Elementen (Kupfer, Wolfram und Stahl), in denen die Schauer entstehen, und aktiven Elementen. Das aktive Element besteht neben Argon auch aus Plastikszintillatoren, die zur Energiemessung dienen [32].

Myonkammer

Die äußere Schicht des ATLAS-Detektors bildet die Myonenkammer. In dieser werden Myonen absorbiert. Diese hinterlassen im Kalorimeter zwar Spuren, werden aber nicht absorbiert. Der Grund dafür liegt in der Bremsstrahlung und der Wechselwirkung.

Im ECAL werden Myonen nicht absorbiert, da sie aufgrund ihrer hohen Masse nur eine geringe Bremsstrahlung haben. Im hadronischen Kalorimeter wechselwirken Myonen nicht mit dem Absorbermaterial, da sie nicht der starken Wechselwirkung unterliegen und dadurch anders als Hadronen nicht mit den Atomkernen wechselwirken.

Analog zum inneren Detektor ist die Bestimmung des Transversalimpulses das Ziel. Dazu wird ein ringförmiges Magnetsystem verwendet. Die Detektion geschieht über ein mehrlagiges Detektorsystem aus *Monitored Drift Tubes* (MDT), *Cathode Strip Chambers* (CSC), *Resistive Plate Chambers* (RPC) und *Thin Gap Chambers* (TGC) [27]. Die ersten beiden Detektoren dienen der Ortsmessung. Mit den letzten beiden Detektoren wird eine hohe Zeitauflösung erreicht, die zum Trigger-System beiträgt.

Das interne Triggersystem dient einer erhöhten Messgenauigkeit. Daneben liefert das System einen Beitrag zum gesamten Triggersystem des Detektors.

Triggersystem

Das Ziel des Triggersystem ist die bis zu 40 Millionen [27] Proton-Proton-Kollisionen pro Sekunde zu filtern, da nicht jedes Ereignis von Interesse ist und das Speichern von allen Ereignisse ein zu großes Datenvolumen hätte.

Das Triggersystem ist in drei Systeme unterteilt: den Hardware-Trigger (Level 1), den Level 2-Trigger und den Ereignisfilter.

Im Hardware-Trigger wird die Information von den Kalorimetern und den Myonkammern verwendet, sodass ein „Triggermenu“ entsteht, in dem verschiedene Optionen zum Triggern existieren. Zudem können Regions-of-Interest (ROI) im Detektor ausgewählt werden, die gewünschte Informationen liefern. Dazu zählt das Festlegen eines Raumintervalls durch die Koordinaten (η , Φ). Innerhalb dieses Raums liegen die interessanten Informationen.

Insgesamt wird von $1,7 \cdot 10^{12}$ Proton-Proton-Kollisionen pro Sekunde eine Datenrate von 100 kHz [27] herausgefiltert. Für die Entscheidung, ob ein Ereignis genutzt werden soll, bleiben $2,5 \mu\text{s}$ [27], da dies die Zeit zwischen zwei Kollisionen ist.

Der Level 2-Trigger ist softwareprogrammiert und dient zur ersten Datenrekonstruktion. Zudem können Informationen über die einzelnen Detektorschichten gewonnen werden. Damit wird die Rate an interessanten Ereignissen weiter auf 3,5 kHz reduziert [27].

Im letzten Schritt filtert der Ereignisfilter die rekonstruierten Ereignisse weiter, sodass die Datenrate auf 200 Hz reduziert wird. Bei allen Triggereinstellungen wird präzise vorgegangen, da einmal gefilterte Daten nicht zurückgewonnen werden können.

3.2.3 Rekonstruktion der entstandenen Teilchen

Nachdem die Ereignisse im Detektor detektiert wurden, erfolgt die Datenrekonstruktion. Dazu werden verschiedene Algorithmen verwendet, um die unterschiedlichen Teilchen zu identifizieren.

Jet Rekonstruktion

Bei einer Proton-Proton-Kollision kommt es zur Streuung der Partonen. Dadurch entstehen kurzzeitig Hadronfragmente, die einen Jet bilden.

Quarks können nicht wie andere Elementarteilchen, zum Beispiel Elektronen, als freie Teilchen existieren, da sie eine Farbladung besitzen. Protonen und andere Hadronen existieren als freie Teilchen, weil sich Quarks zu farbneutralen Teilchen zusammengesetzt haben. Bei einzelnen Quarks kommt es zum *Confinement*: Quarks wechselwirken durch Gluonen untereinander und bilden Quark-Antiquark-Paare. Die Richtung dieser entstehenden Teilchen ist durch die Richtung des ersten Zerfalls vorgegeben, sodass sich Jets bilden.

Jets werden am ATLAS-Detektor durch einen Algorithmus rekonstruiert [17]. Im ersten Schritt wird über die Energiedeposition im Kalorimeter ein Cluster erstellt. In das Cluster werden benachbarte Zellen des Kalorimeters geschrieben, sodass ein Topocluster entsteht.

Im zweiten Schritt werden die Jets mittels des Anti- k_T -Algorithmus [33] identifiziert. Aus dem Topocluster wird über den 4er-Impuls die Entfernung zwischen den Teilchen zueinander und zum Strahl ermittelt. Wenn die Entfernung der Teilchen zueinander minimal ist, werden diese Teilchen zu einem neuen Objekt zusammengefasst. Dieser Prozess wird in jeder Zelle durchgeführt und solange wiederholt, bis die Entfernung zwischen einem Objekt und dem Strahl minimal ist, das heißt kleiner als alle anderen ermittelten Abstände. Ist dies der Fall, wird von einem Jet gesprochen.

Im letzten Schritt wird die Jet Energie kalibriert. Bisher wurden Energie und Impuls in elektromagnetischen Skalen gemessen. Diese soll nun in eine hadronische überführt werden, da es sich um hadronische und nicht elektromagnetische Ereignisse handelt.

τ -Lepton Rekonstruktion [34]

τ -Leptonen sind die schwersten Leptonen und haben damit eine kurze Lebensdauer t von $t_\tau = 2,9 \cdot 10^{-13}$ s, was eine geringe Flugweite von $ct_\tau = 87 \mu\text{m}$ [3] zur Folge hat. Daher können τ -Leptonen nicht direkt im Detektor nachgewiesen werden, sodass das τ -Lepton rekonstruiert werden muss.

Die Rekonstruktion bezieht sich dabei auf den semi-leptonischen Zerfall des Leptons. Neben diesem ist auch ein leptonischer Zerfall in Elektronen und Myonen möglich. Diese Zerfallsprodukte können aber nicht auf τ -Leptonen zurückgeführt werden.

Die Schwierigkeit der hadronischen Rekonstruktion besteht darin, die entstandenen Jets durch τ -Leptonen von anderen hadronischen Jets zu unterscheiden. Um eine sinnvolle Unterscheidung zu treffen, betrachtet man verschiedene Parameter.

Zunächst werden potentielle Jets gesucht. Dazu werden nur Jets mit einer Energie größer 10 GeV [34]

betrachtet. Weiter soll der Strahl innerhalb der Öffnung von $\Delta R = \sqrt{(\Delta\Phi)^2 + (\Delta\eta)^2} < 0.4$ [34] liegen. Die Größe ΔR gibt Winkelabstände im Detektor an.

Über Monte Carlo Simulationen (siehe Abschnitt 3.2.4) können Kalibrationsfaktoren und statistische Fehler der Rekonstruktion festgelegt werden.

Im nächsten Schritt werden die τ -Leptonen identifiziert, um zwischen hadronischen Jets und τ -

Leptonen zu differenzieren. Dies geschieht über zwei Eigenschaften der Teilchen im Detektor. Zum einen unterscheiden sich die Öffnungen der Jets und zum anderen die Energiedepositionen. Für hadronische Jets ist die Öffnung weiter als die für τ -Leptonen, analog verhält sich die Energiedeposition. Um die Identifikation zu bestimmen, können verschiedene Methoden verwendet werden. Beispiele dafür sind Boosted Decision Trees (BDT) und die Likelihood-Methode.

3.2.4 Monte-Carlo Simulationen der Teilchenkollisionen im ATLAS-Detektor

Monte-Carlo Simulationen werden oftmals verwendet, um analytisch schwer lösbare Probleme zu lösen. Dabei werden Ereignisse durch Zufallszahlen simuliert.

Beim ATLAS-Experiment werden Monte-Carlo Simulationen genutzt, um die Ereignisse der Proton-Proton-Kollision zu simulieren. Daraus ergeben sich theoretische Vorhersagen für die Prozesse. Die experimentellen Ereignisse können dadurch auf Basis der Theorie interpretiert werden. Zudem lassen sich durch den Vergleich zwischen dem Experiment und der Theorie die theoretischen Vorhersagen überprüfen.

Die Monte-Carlo Simulation ist in zwei Teile gegliedert: der Event-Generator und der virtuelle Detektor [17]. Die nachfolgenden Inhalte beruhen auf [17].

Die Ereignisse finden alle mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit statt, sodass der Event-Generator diese unter Verwendung von Zufallszahlen darstellt. Der physikalische Prozess dahinter wird in vier Teile eingeteilt.

Beginnend mit der Proton-Proton-Kollision wird als erstes die Streuung der Partonen, also der Protonbestandteile, simuliert. Dabei wird von harter Streuung gesprochen. Das Ergebnis des Prozesses wird über einen störungstheoretischen Ansatz bestimmt.

Im nächsten Schritt wird eine Korrektur zwischen Anfangs- und Endstrahlung vorgenommen. Die Ursache für die Strahlkorrektur liegt in der Quantenchromodynamik (QCD) und der schwachen Wechselwirkung. Die Korrekturen werden über störungstheoretische Matrixelemente beschrieben und führen zu dem Ergebnis, dass die Anfangsstrahlung als raumartiger und die Endstrahlung als zeitartiger Partonenschauer beschrieben werden können.

Bei der Partonstreuung kann es zur Mehrfachstreuung kommen, welche im nächsten Schritt simuliert wird. Darunter ist die gleichzeitige Streuung mehrerer Partonen zu verstehen.

Abschließend wird die Hadronisierung simuliert. Bei der Streuung entstehen kurzzeitig einzelne farbgeladene Teilchen, die sich aufgrund des Confinements zu farbneutralen Teilchen zusammenschließen, sie hadronisieren. Hier ist zu beachten, dass die Simulation abhängig vom Generator ist.

Der virtuelle Detektor simuliert die Wechselwirkung der entstandenen Teilchen mit dem Detektor. Dabei werden die verschiedenen Möglichkeiten der Wechselwirkung sowie mögliche Teilchenschauer beachtet. Die Orte der Wechselwirkung werden dabei gespeichert.

Die beschriebene Vorgehensweise wird für alle Teilchen des Event-Generators durchgeführt. Daraus ergibt sich ein sogenanntes Monte-Carlo-Display, das analog zu dem aus dem Experiment resultierenden Event-Display ist.

Vergleich zweier Monte-Carlo Simulationen

In Abschnitt 2.1.2 sind die Zerfallsmöglichkeiten des τ -Leptons erläutert worden. Die leptonischen Zerfälle werden wie in Abschnitt 3.2.4 beschrieben durch Monte-Carlo Simulationen simuliert. Zerfällt ein τ -Lepton in ein Myon oder Elektron, so ist dieser Prozess nur durch den Austausch eines W^\pm -Bosons möglich. Der Austausch wird von mehreren Monte-Carlo Generatoren simuliert. In dieser Analyse werden die Generatoren **Sherpa**¹ [35] und **Powheg**² [36] verwendet. Sherpa dient zur Simulation verschiedener Lepton, Photon und Hadron Kollisionen. Die bei einer Teilchenkollision entstandenen Teilchenschauer werden unter anderem durch Powheg simuliert. Dieses Kapitel dient dazu die Ergebnisse der Generatoren zu vergleichen, um mögliche Unterschiede zwischen den beiden Generatoren herauszuarbeiten und als systematische Unsicherheit in die Hauptmessung zu übernehmen. Dazu wird in Abschnitt 4.1 zunächst die Strategie der Analyse erläutert. Danach werden in Abschnitt 4.2 die Ergebnisse der Analyse gezeigt.

4.1 Analysestrategie

Um die Generatoren miteinander zu vergleichen, werden verschiedene Größen, die von den Generatoren für die Leptonen generiert werden, miteinander verglichen. Dazu zählen neben kinematischen Observablen wie dem Transversalimpuls auch feste Größen wie der „PdgID“. Die PdgID ist eine Zahl, die ein Teilchen kategorisiert. So hat ein Myon eine PdgID von 13, das Elektron von 11 und das τ -Lepton 15. Die Antiteilchen haben entsprechend eine negative PdgID. Zudem werden in der Analyse die Pseudorapidität η und der Azimutalwinkel Φ miteinander verglichen.

Um den Vergleich durchzuführen, wird das Myon im Ruhesystem des τ -Leptons betrachtet. Dazu muss das Myon über den Lorentzvektor in dieses System überführt werden. Der Lorentzvektor ist aus der Pseudorapidität, dem Transversalimpuls, Φ und der Ruhemasse des jeweiligen Teilchens zusammengesetzt.

¹ Simulation of **H**igh-**E**nergy **R**eactions of **P**Articles

² **P**ositiv-**W**eight **H**ardest **E**mission **G**enerator

4.2 Ergebnisse des Vergleichs

Um die Ergebnisse zu vergleichen, werden die Ergebnisse der Generatoren für alle betrachteten Größen jeweils für Elektronen und Myonen dargestellt. Zusätzlich wird das Mutterteilchen der Leptonen (τ -Lepton) für den jeweiligen Zerfall betrachtet. Das entstandene Lepton, also Elektron e oder Myon μ , wird dann im Bezugssystem des Mutterteilchens betrachtet.

In den folgenden Abbildungen (Abb. 4.1 - Abb. 4.4) sind die Ergebnisse auf das Integral der jeweiligen Verteilung normiert, um unabhängig von der Statistik des Monte-Carlo Datensatzes zu sein. Zudem ist für jede Verteilung das Verhältnis der Verteilungen der beiden Generatoren angegeben. Die Erwartung ist, dass beide Generatoren annähernd gleiche Verteilungen simulieren, sodass das Verhältnis idealerweise eins ist.

In Abb. 4.1 sind die Ergebnisse des Vergleichs der Pseudorapidität für das jeweilige Mutterteilchen eines Elektrons und eines Myons dargestellt.

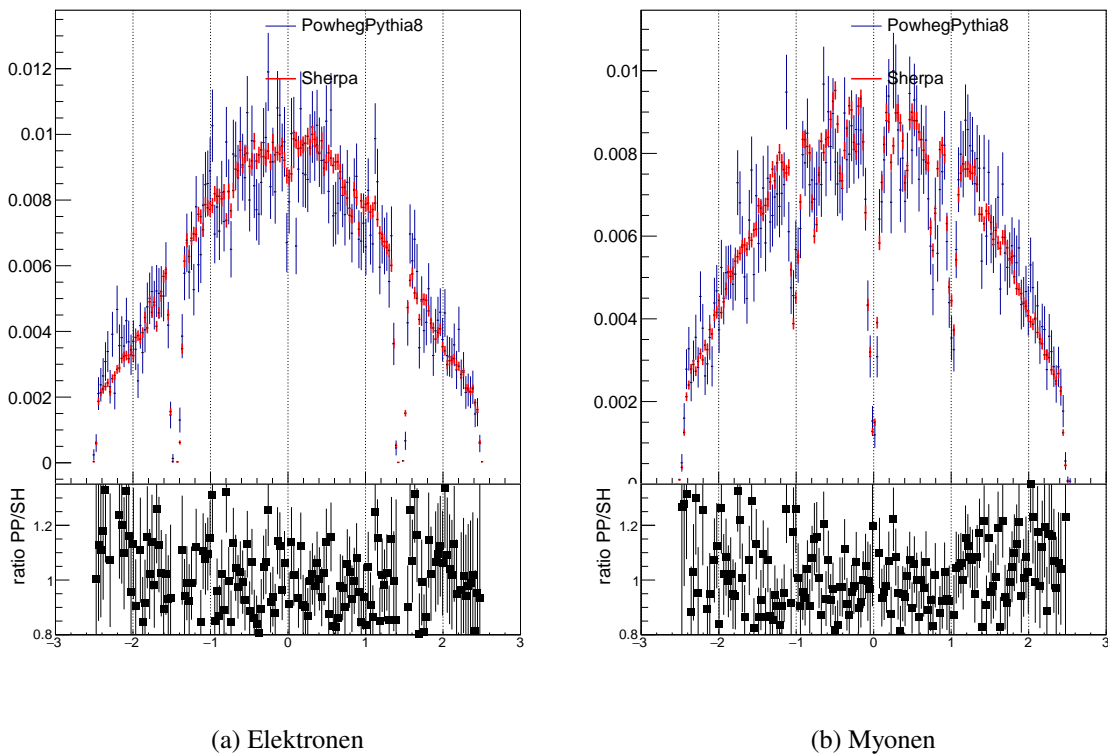


Abbildung 4.1: Ergebnisse des Vergleichs für die Pseudorapidität η des Mutterteilchens.

Aus der Abbildung geht hervor, dass für eine Pseudorapidität um $\eta = 0$ die meisten Ereignisse stattfinden. Wenn $\eta = 0$ ist, bedeutet das, dass ein Polarwinkel von $\Theta = 90^\circ$ vorliegt und das Teilchen nach außen fliegt. In diesem Bereich ist das Detektormaterial nicht sensitiv genug, sodass es genau bei null zu einem Abfall in der Verteilung kommt, der besonders in Abb. 4.1(b) zu sehen ist. Die geringe Sensitivität liegt daran wird durch den Übergang zwischen zwei Seiten in der Myonkammer verursacht.

Bei Elektronen ist dieser Übergang nicht vorhanden, sodass der Abfall dort nicht zu sehen ist. Betrachtet man die Verteilungen und vergleicht die Ergebnisse der Generatoren, so fällt auf, dass Sherpa viel geringere Fehler der Werte generiert als Powheg, was vermutlich an der vorhandenen Statistik liegt.

In Abb. 4.2 ist das Ergebnis für die PdgID des Mutterteilchens der Elektronen und Myonen dargestellt. Zu erwarten ist, dass die betrachteten Elektronen und Myonen aus dem Zerfall eines τ -Leptons entstehen, sodass die PdgID bei einem Wert von 15 beziehungsweise -15 für das Antiteilchen erwartet wird.

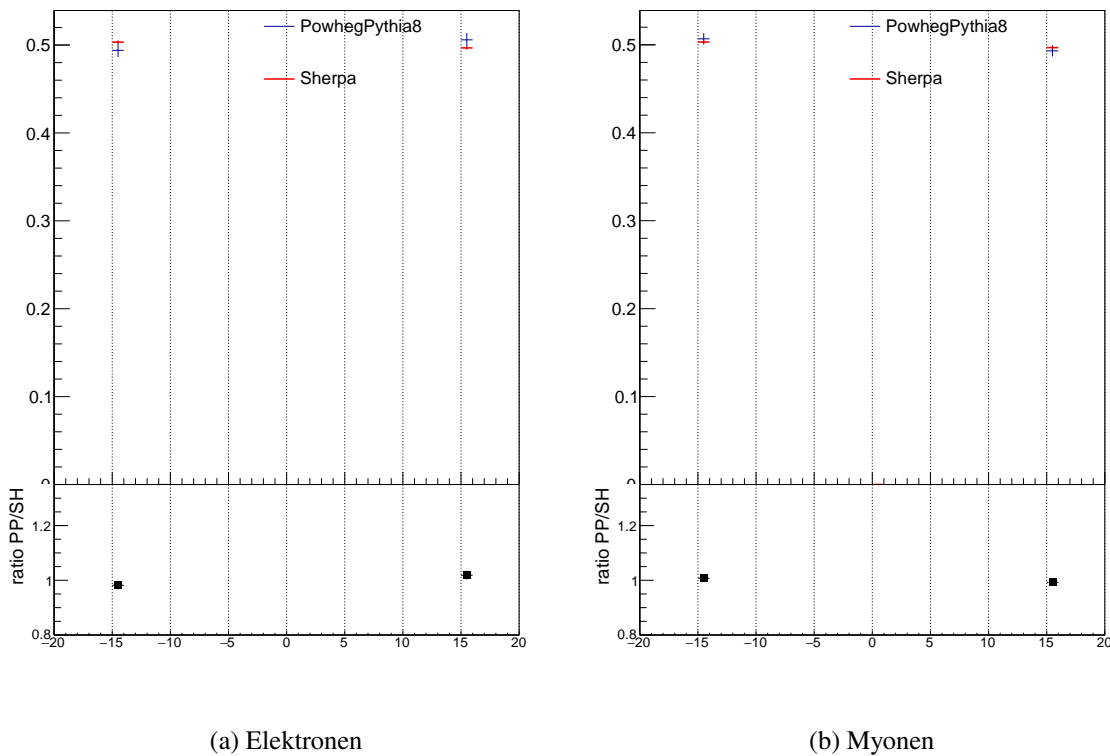


Abbildung 4.2: Ergebnisse des Vergleichs für die PdgID des Mutterteilchens.

Wie in Abb. 4.2 zu erkennen ist, wird diese Erwartung von beiden Generatoren erfüllt. Zudem sieht man, dass Powheg und Sherpa nicht komplett gleiche Ergebnisse generieren. Die Ursache dafür liegt in statistischen Schwankungen. Dennoch zeigt das Verhältnis der Verteilungen, dass die Ergebnisse gut sind.

Für das Mutterteilchen wird abschließend die Verteilung der Transversalimpulse in Abb. 4.3 betrachtet. Aus den Ergebnissen wird deutlich, dass das τ -Lepton bei zu hohen Werten des Transversalimpulses weniger häufig auftritt. Der Vergleich zeigt, dass die Generatoren den Transversalimpuls unterschiedlich simulieren. Dabei ist die Form der jeweiligen Verteilung anders. Das Maximum der von Powheg generierten Verteilung ist größer als das von Sherpa generierte. Zudem verläuft die von Sherpa generierte Verteilung flacher als die von Powheg. Der Anstieg der jeweiligen Verteilung wird von beiden Generatoren zunächst gleich simuliert, bevor es zu den genannten Differenzen kommt. Dennoch

ist der Unterschied in den Verteilungen nicht unerwartet, da der Transversalimpuls des Mutterteilchens abhängig von dem beteiligten W -Boson ist und es so zu Unterschieden kommen kann.

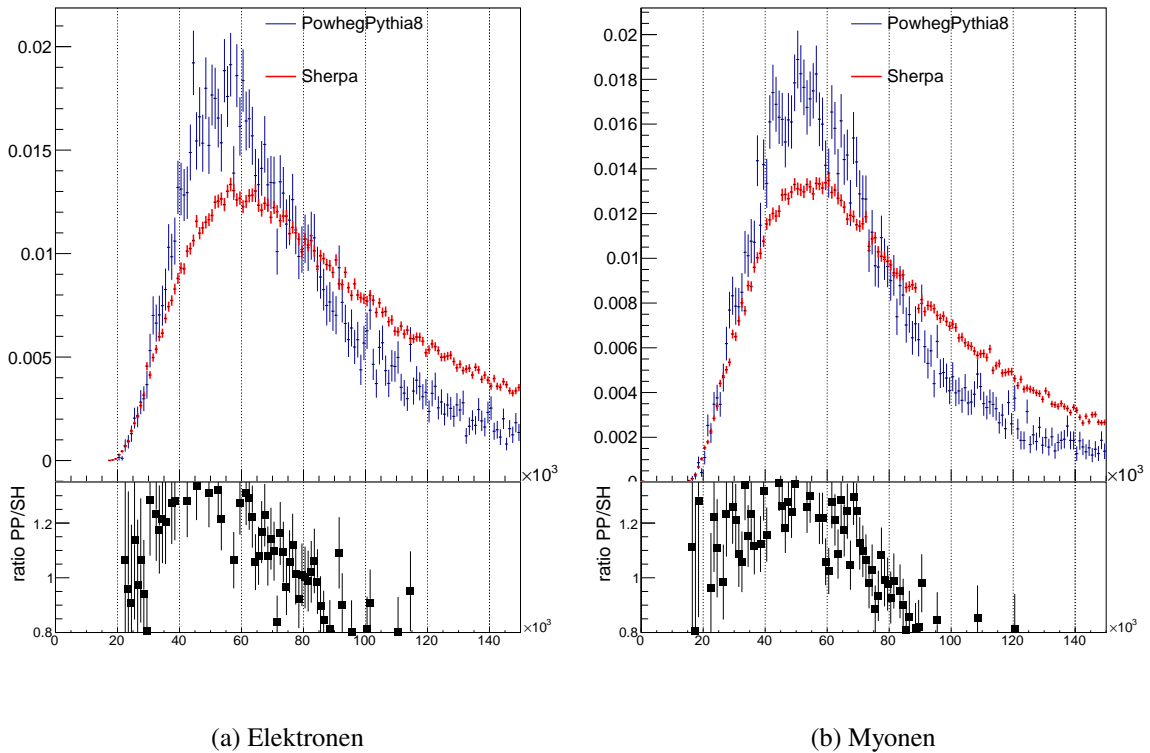


Abbildung 4.3: Ergebnisse des Vergleichs für den Transversalimpuls p_T des Mutterteilchens.

Analog zur Verteilung des Transversalimpulses des Mutterteilchens, wird der Transversalimpuls der Tochterteilchen, also der Elektronen und Myonen, in Abb. 4.4 verglichen. Dabei werden die entstandenen Leptonen im Bezugssystem des τ -Leptons betrachtet. Aus den Abbildungen geht hervor, dass das Maximum der Verteilungen bei einem geringeren Transversalimpuls liegt als das des τ -Leptons. Die Ursache dafür sind die beteiligten Neutrinos, die einen Teil des Impulses wegtragen. Vergleicht man die simulierte Verteilungen, so fällt auf, dass die Verteilungen zu höheren Impulsen der Elektronen beziehungsweise Myonen identischer wird. Bei einem Impuls von etwa 22 GeV sind die Verteilungen leicht unterschiedlich.

Um den Effekt des Wechsel des Bezugssystem zu verdeutlichen, ist in Abb. 4.5 die simulierte Verteilung des Transversalimpulses der Tochterteilchen in deren Bezugssystem dargestellt. Den Abbildungen ist ein deutlicher Unterschied der Verteilungen zu entnehmen. Durch den Vergleich zwischen den Bezugssystemen wird deutlich, dass aufgrund Wechsel des Bezugssystems ein höherer prozentualer Anteil bei einem Impuls von etwa 20 GeV vorliegt.

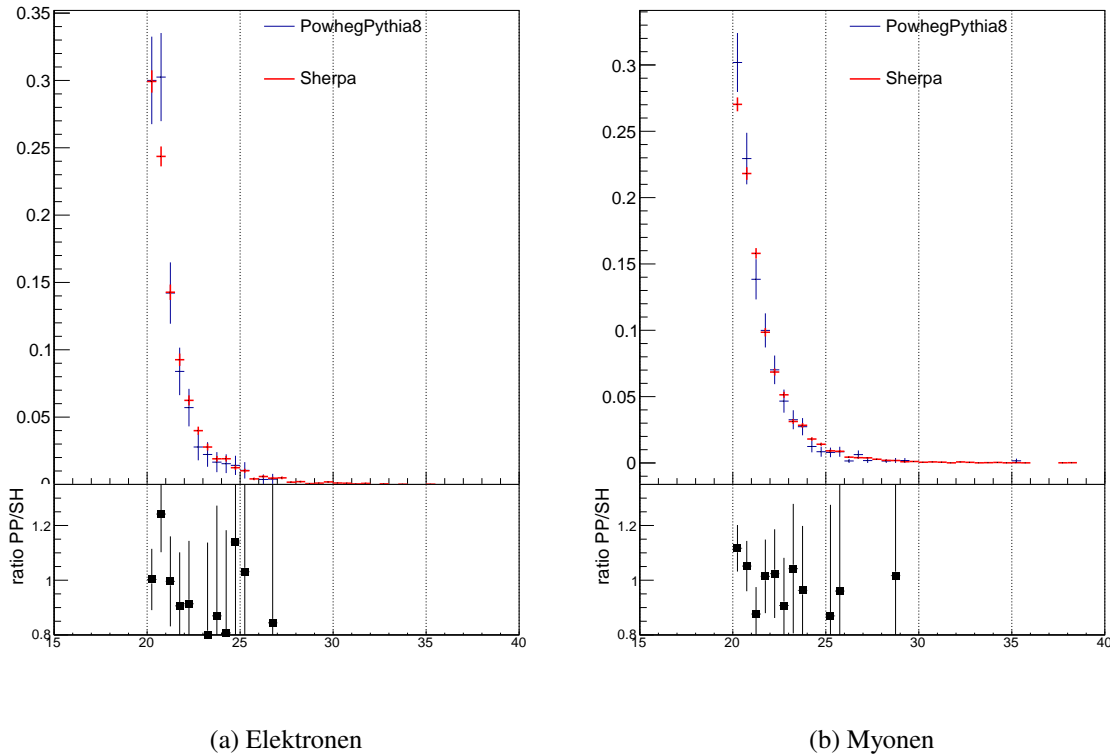
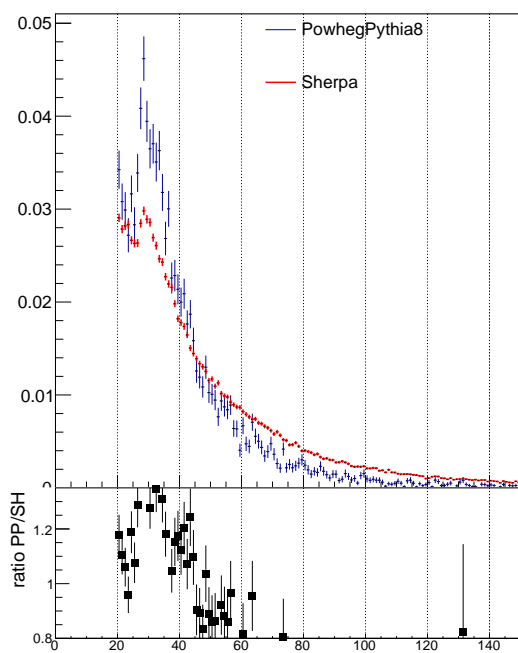
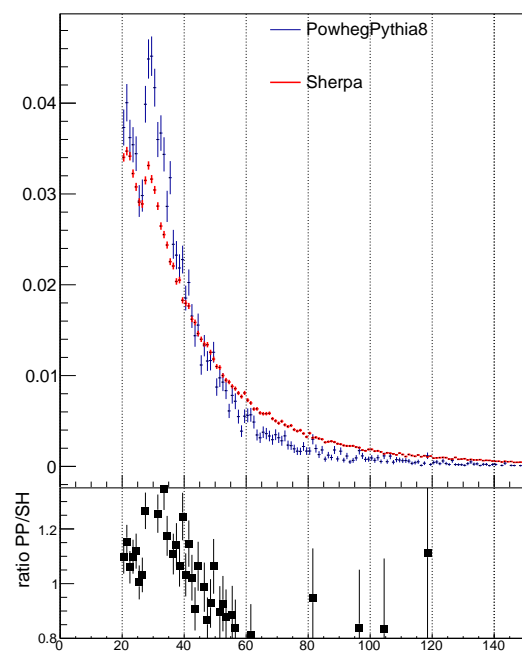


Abbildung 4.4: Ergebnisse des Vergleichs für den Transversalimpuls p_T der Tochterteilchen im Bezug auf das Ruhesystem des Mutterteilchens.

Insgesamt wird aus dem Vergleich der Generatoren für verschiedene Größen deutlich, dass beide Generatoren ähnliche Simulationen für die Verteilungen generieren. Der größte Unterschied liegt beim simulierten Transversalimpuls vor. Weiter Ergebnisse der Simulation sind in Anhang A.3 zu finden.



(a) Für Elektronen



(b) Für Myonen

Abbildung 4.5: Ergebnisse des Vergleichs für den Transversalimpuls p_T der Tochterpartikel in deren Bezugssystem.

Statistische Methoden

In diesem Kapitel werden die verwendeten statistischen Methoden erläutert. Um den statistischen Fehler des Verzweigungsverhältnisses zu bestimmen, wird die Software **HistFitter** [37][38] verwendet. Zunächst erfolgt ein Überblick über HistFitter im Allgemeinen und darauf aufbauend die in der Analyse genutzte Vorgehensweise unter Verwendung der Maximum Likelihood-Methode.

5.1 HistFitter - Ein Framework zur Datenanalyse

HistFitter wurde im Jahr 2012 für die Teilchenanalyse am ATLAS-Experiment mit dem Ziel supersymmetrische Teilchen zu finden, entwickelt. In dieser Analyse wird HistFitter zur Bestimmung der Unsicherheit des Verzweigungsverhältnisses genutzt.

Bei der Analyse einer Teilchenkollision muss eine Vorhersage über das erwartete Signal und die gleichzeitigen Hintergrundereignisse getroffen werden. HistFitter realisiert dies über statistisch unabhängige Regionen: die Kontrollregion (CR), die Validierungsregion (VR) und die Signalregion (SR).

1. **Signalregion:** Die Signalregion ist ein Phasenraum, in dem das meiste Signal erwartet wird. Dabei wird der Phasenraum durch kinematische Observablen definiert. Der Transversalimpuls p_T ist eine in der Analyse verwendete Größe. Zu beachten ist, dass die Region so modelliert sein muss, dass das Signal stärker ist als der erwartete Untergrund.
2. **Kontrollregion:** Neben den erwarteten Signalen gibt es Untergrundereignisse in der Signalregion. Diese werden in den Kontrollregion überprüft, in denen kein Signal vorhanden sein sollte. Der Untergrund wird innerhalb der Region abgeschätzt, wobei eine Kontrollregion auf genau eine Art des Untergrundes spezialisiert ist. Die Ereignisse werden mittels der Likelihood-Methode angepasst und normiert.
3. **Validierungsregion:** Die Vorhersagen sowie die Normierung der Kontrollregion werden in der Validierungsregion validiert. Die Normierung muss aufgrund einer möglichen Signalkontamination überprüft werden. Die Validierungsregion wird im Phasenraum zwischen der Kontroll- und Signalregion angeordnet. Mit dieser Region kann demnach ein Optimum zwischen minimaler Signalkontamination und maximaler statistischer Signifikanz gefunden werden. In Abbildung 5.1 ist der Zusammenhang der verschiedenen Regionen zueinander dargestellt.

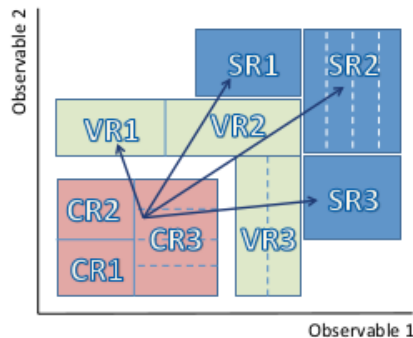


Abbildung 5.1: Graphische Darstellung des Zusammenhangs der verschiedenen Regionen bei Betrachtung zweier Observablen [38].

In der Analyse wird HistFitter nicht mit allen drei Regionen genutzt. Die Signalregion ist die einzige genutzte Region, deren erwartete Signale den der Prozesse

$$W \rightarrow \tau + \nu_\tau \rightarrow \mu + \nu_\mu + \nu + \nu$$

$$W \rightarrow \mu + \nu_\mu$$

entspricht. Die Daten werden über Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDFs) beschrieben. Die PDFs werden in jeder Region bestimmt, sodass die Parameter zwischen den Regionen ausgetauscht werden können. Um diese zu erzeugen, wird das Programm HistFactory genutzt. Das Resultat entspricht einer Likelihood-Funktion. Mittles der Likelihood-Funktion können Informationen über das Signal interpretiert und visualisiert werden.

Die Likelihood-Funktion besteht im Allgemeinen aus drei Teilen, zum einen aus den poissonverteilten Ereignissen in der Kontroll- und Signalregion und zum anderen aus den Unsicherheiten, die sich aus statistischen, experimentellen und theoretischen Unsicherheiten zusammensetzen. Die verschiedenen Teile werden automatisch beim Erstellen der PDFs zusammengefügt.

Um eine Anpassungsfunktion zu konstruieren, werden drei Möglichkeiten unterschieden.

1. **Background only:** Bei dieser Methode werden die Ereignisse in der Signalregion abgeschätzt. Da dies über die Extrapolation der Kontrollregion geschieht, wird die Anpassung in der Kontrollregion durchgeführt.
2. **Model-dependent signal fit:** Hier werden das Signal und der Untergrund gleichzeitig genutzt. Die Anpassung entspricht einem *shape fit*, da gleichzeitig mehrere Signalregionen angepasst werden. In der Analyse wird streng genommen kein *shape fit* durchgeführt, sondern ein *multi-bin fit*.
Die x -Achse eines Koordinatensystems ist in verschiedene Intervalle innerhalb eines vorgegebenen Wertebereichs eingeteilt. Jedes Intervall entspricht einem Bin. Dabei ist die Anzahl der Intervalle beliebig und kann variiert werden, um eine optimale Binanzahl zu finden. Ein Histogramm ergibt sich durch das Auffüllen eines Bins.
3. **Model-independent signal fit:** Durch diese Methode wird die Ereignisanzahl in einer bestimmten Signalregion eingeschränkt.

Die Ergebnisse der Anpassung werden von HistFitter als Histogramm dargestellt. Das Programm gibt die Histogramme vor und nach der Anpassung aus, sodass der Effekt der Anpassung untersucht werden kann.

5.2 Likelihood-Methode

Ziel der Likelihood-Methode ist, die Parameter einer Schätzung zu definieren. Das bedeutet, dass man aus bekannten Parametern für eine Stichprobe Parameter abschätzen muss, die die Grundgesamtheit sinnvoll beschreiben.

Der Grund dafür ist, dass es nicht immer möglich ist alle Parameter für eine große Menge zu bestimmen, für eine Stichprobe dieser Menge aber schon. Die Annahmen, die für diese Menge gemacht werden, gilt es sinnvoll für die gesamte Menge abzuschätzen. Die Idee ist, ein Modell zu finden, das aus den Daten n Ereignisse erhält mit der Tatsache, dass die Variable e den Wert x_e annimmt [39].

Die Umsetzung der Idee erfordert ein Modell, das die erwarteten Ereignisse beschreibt. Dazu wird eine Poissonverteilung genutzt, die die Wahrscheinlichkeit dafür, unter Beachtung eines Signals S der Stärke μ und des entsprechenden Untergrundes B zu finden, angibt. Außerdem muss die Wahrscheinlichkeitsdichte x_e beachtet werden. Diese hängt von der Signalform $f_s(x)$ beziehungsweise der Untergrundform $f_B(x)$ ab. Formell ergibt sich für die Wahrscheinlichkeit die in Gleichung (5.1) gezeigte Darstellung [39]:

$$P(x_1 \dots x_n | \mu) = \text{Pois}(n | \mu S + B) \prod_{e=1}^n \left(\frac{\mu S \cdot f_s(x_e) + B \cdot f_B(x_e)}{\mu S + B} \right) \quad (5.1)$$

Wenn diese Funktion nur von der Signalstärke abhängt, wird von der Likelihood-Funktion $L(\mu)$ gesprochen.

5.2.1 Maximum Likelihood-Methode

Auf der Likelihood-Methode aufbauend ergibt sich die Idee, die Likelihood-Funktion zu maximieren. Aus der Likelihood-Methode ergeben sich mehrere Werte, die die Grundgesamtheit beschreiben. Die Frage ist welcher der Werte am wahrscheinlichsten ist. Daher wird bei der Maximum-Likelihood-Methode der Wert gesucht, der den gesuchten Parameter der Grundgesamtheit am wahrscheinlichsten entspricht. Mathematisch folgt daraus, dass das Maximum der Likelihood-Funktion gesucht wird. Der maximale Wert der Funktion entspricht dem wahrscheinlichsten Wert.

Zudem wird die Funktion logarithmiert. Die Ursache dafür liegt in den Exponenten der Funktion. Innerhalb der Likelihood-Funktion sind weitere Funktionen, die Wahrscheinlichkeiten beschreiben. Damit die Rechnung mit den Exponenten in diesen Funktionen handlicher ist, wird die logarithmierte Funktion verwendet. Das Maximum der Funktion ändert sich durch diese Darstellung nicht.

Es ergibt sich die Funktion in Gleichung (5.2):

$$-\log L(\mu) = (\mu S + B) + \log n! - \sum_{e=1}^n \log(\mu S f_s(x_e) + B f_B(x_e)) \quad (5.2)$$

Die Summe entspricht der Anzahl an Bins in einem Histogramm, sodass gleichzeitig über alle Bins maximiert wird.

Die verwendeten Likelihood-Funktionen sind abhängig von Normierungsfaktoren und statistischen Unsicherheiten, die in die Signalformen integriert sind, welche mathematisch einer PDF entsprechen.

5.3 Statistische Unsicherheit des Verzweungsverhältnisses

Der beschriebene Algorithmus wird folgendermaßen verwendet: Für Myonen μ' und τ -Leptonen werden Histogramme mittels HistFitter erstellt. Beide Histogramme sind normiert, was in Gleichung (5.3) durch den Parameter μ dargestellt ist. Wie der Rechnung zu entnehmen ist, wird die Gleichung geschickt umgestellt, sodass sich für die Histogramme der τ -Leptonen ein Verhältnis der Normierungsparameter ergibt. Dieser Faktor $\mathfrak{R}_{\tau\mu}$ korreliert zu 100% mit dem Verhältnis der Verzweungsverhältnisse der Zerfälle $W \rightarrow \tau + \nu \rightarrow l\nu\nu\nu$ und $W \rightarrow l\nu$ (wobei $l = e, \nu$). Da das Verzweungsverhältnis der interessante Parameter ist, wird $\mathfrak{R}_{\tau\mu}$ *Parameter of Interest* (POI) genannt. Analog lässt sich die Rechnung für Elektronen durchführen.

$$H_{\text{data}} = \mu_{\tau} H_{\tau} + \mu_{\mu'} H_{\mu'} \quad (5.3)$$

$$= \mu_{\mu'} \left(\frac{\mu_{\tau}}{\mu_{\mu'}} \cdot H_{\tau} + H_{\mu'} \right) \quad (5.4)$$

$$= \mu_{\mu'} \left(\mathfrak{R}_{\tau\mu'} \cdot H_{\tau} + H_{\mu'} \right) \quad (5.5)$$

In der Gleichung (5.3) wird dabei nur von zwei Signalen ausgegangen, weil der Untergrund und die systematischen Unsicherheiten vernachlässigt wurden.

Das Programm berechnet auf den Faktor einen Fehler, der mit dem Fehler des Verzweungsverhältnisses korreliert. Dieser Fehler wird in der Analyse genauer untersucht.

Statistische Unsicherheit des Verzweigungsverhältnisses

In diesem Kapitel werden die Methode zur Bestimmung der statistischen Unsicherheit des Verzweigungsverhältnisses sowie deren Ergebnisse erläutert. Dabei wird zunächst die Idee dafür, in Anlehnung an Kapitel 1, gegeben. Darauf aufbauend wird die Methode eine zweidimensionale Graphik zu erstellen (siehe Abschnitt 6.2), die von HistFitter verarbeitet werden kann, erläutert sowie die Ergebnisse (siehe Abschnitt 6.3) der Analyse vorgestellt.

6.1 Motivation und Einleitung der Analyse

Wie in Abschnitt 2.3 erläutert ist das Verzweigungsverhältnis ein Maß für die Wahrscheinlichkeit mit der ein Teilchen zerfällt. Zudem kann über das Verzweigungsverhältnis Leptonuniversalität getestet werden.

Wenn Leptonuniversalität gilt, ist das Verzweigungsverhältnis für alle Leptonen gleich. Das heißt, dass beispielsweise der Zerfall eines W -Bosons in alle Leptonen gleich wahrscheinlich ist.

Verschiedene hochenergetische Experimente dienen unter anderem dem Test der Leptonuniversalität. Aus der Datenaufnahme der Experimente kann das τ -Lepton, wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, rekonstruiert werden, um daraus das Verzweigungsverhältnis zu bestimmen. In der Analyse werden die Daten des ATLAS-Experiments untersucht. Die Motivation dahinter beruht auf den Messungen des Large Electron-Positron Colliders (LEP), dem Vorgänger des LHC. Die Datenaufnahme erfolgte bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} = 130 \text{ GeV} - 209 \text{ GeV}$. Dabei wurden sowohl die Massen der W - und Z -Bosonen bestimmt, als auch elektroschwache Wechselwirkungen analysiert. Ein großer Erfolg ist zudem die Validierung der drei Teilchengenerationen gewesen [40].

In Abb. 6.1 sind die Ergebnisse des Verzweigungsverhältnisses, bestimmt durch die Daten verschiedener Experimente (linke Spalte in Abb. 6.1) am LEP, dargestellt. Die Messungen wurden bei Schwerpunktsenergien von über 161 GeV [14] durchgeführt.

W Leptonic Branching Ratios

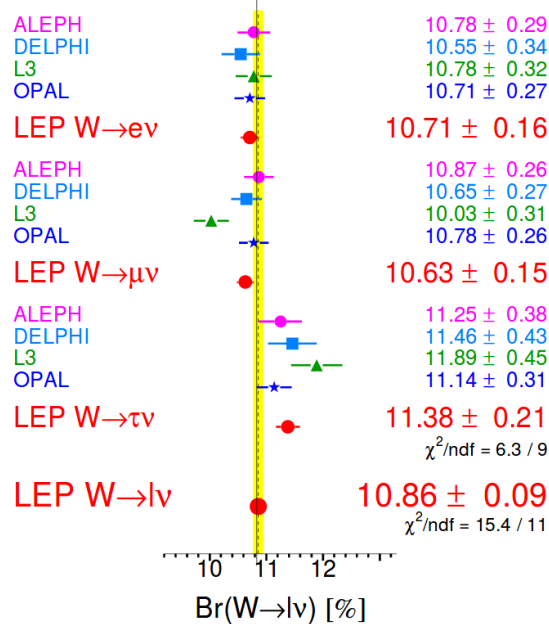


Abbildung 6.1: Prozentual gemessenes Verzweungsverhältnis \mathfrak{B} der Zerfälle $W \rightarrow l\nu$ [14].

Aus der Abbildung geht hervor, dass die Verzweungsverhältnisse für Elektronen und Myonen nahezu identisch sind, sodass hier die Leptonuniversalität gültig ist. Die Ergebnisse für das τ -Lepton weisen bei der Kombination der vier Experimente im LEP eine Abweichung zu diesen auf. Die Abweichung beträgt 2σ , wobei σ der Standardabweichung entspricht. Mit dem ATLAS-Detektor soll eine ähnliche Sensitivität der Messung erreicht werden. Dazu werden verschiedene Parameter analysiert.

Zunächst ist die Analyse von Philipp König für den Transversalimpuls durchgeführt worden. Das Ergebnis der Analyse ergibt eine statistische Unsicherheit von 3,58% [41]. Genauere Angaben dazu sind in Abschnitt 6.3.1 zu finden.

Ausgehend von diesem Ergebnis soll die Messung sensitiver werden.

6.2 Erstellen einer „aufgerollten“ zweidimensionalen Graphik

Um die Sensitivität zu erhöhen, werden neben dem Transversalimpuls gleichzeitig der Stoßparameter und die Pseudorapidität betrachtet.

Die Idee ist, ein zweidimensionales Histogramm zu entwerfen, bei dem gleichzeitig der Transversalimpuls, die Pseudorapidität und/oder der Stoßparameter betrachtet werden. Die Problematik hierbei ist, dass es nicht möglich ist, eine Anpassung an ein zweidimensionales Histogramm mittels HistFitter zu erstellen. Die Überlegung zwei eindimensionale Histogramme zu überlagern, würde zu falschen Ergebnissen führen, da die Daten doppelt benutzt werden würden. Die berechnete Unsicherheit würde dadurch fälschlicherweise verbessert werden.

Die Lösung des Problems ist ein „aufgerolltes“ zweidimensionales Histogramm. Dabei wird eine

Observable auf der Ordinate und die andere auf der Abzisse aufgetragen.

In der Analyse ist der Transversalimpuls auf der Abzisse in 20 Bins aufgetragen. Auf der Ordinate kann nun eine zweite Größe betrachtet werden. Diese kann ebenfalls in verschiedene Bins eingeteilt sein.

In Abb. 6.2 ist zu sehen, wie das aufgerollte Histogramm aufgebaut wird. Angenommen Observable eins hat einen Bin, so entsteht ein Histogramm mit sieben Bins, wie in Bild (a) zu sehen. In Bild (b) ist Observable eins in zwei Bins eingeteilt. Daher entstehen nun 14 Bins. In Bild (c) ist dies für fünf Bins der Observablen eins dargestellt.

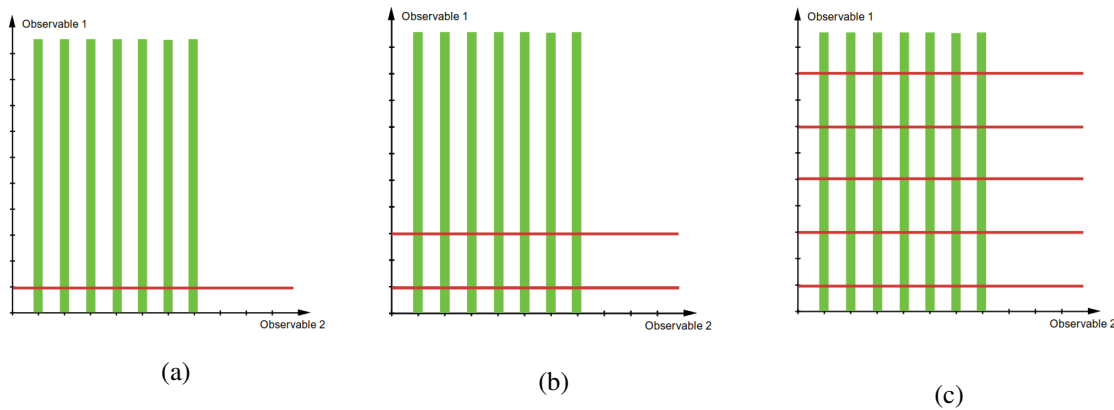


Abbildung 6.2: Graphische Darstellung zur Veranschaulichung eines aufgerollten zweidimensionalen Histogramms in einer Dimension.

Mit dieser Methode wurde die statistische Unsicherheit des Verzweigungsverhältnisses für verschiedene Kombinationen der Parameter, sowie unterschiedliche Variationen der Bins berechnet.

Neben dem leptonischen Zerfall in ein Muon, wird in der Analyse auch der Zerfall in ein Elektron betrachtet. Beide Leptonen wurden sowohl einzeln als auch gleichzeitig analysiert. Weiter ist sowohl zwischen positiv als auch negativ geladenen Leptonen differenziert worden. Daher wird die Analyse des Transversalimpulses für die genannten Fälle bei gleichzeitiger Betrachtung des Stoßparameters und der Pseudorapidität durchgeführt.

6.3 Ergebnisse der Analyse

Im Folgenden werden die in der Analyse genutzten Parameter sowie die Ergebnisse dieser vorgestellt. Darunter fallen der Transversalimpuls p_T (siehe Abschnitt 6.3.1), die Pseudorapidität η (siehe Abschnitt 6.3.2) und der Stoßparameter d_0 (siehe Abschnitt 6.3.3) der Myonen und Elektronen.

6.3.1 Selektion des Transversalimpulses p_T

In Abschnitt 3.2.2 wurde der Transversalimpuls bereits eingeführt. Daraus geht hervor, dass dieser eine charakteristische Größe bei einer Teilchenkollision ist.

Der Transversalimpuls kann beliebige Werte annehmen, sodass zunächst der Wertebereich des Transversalimpulses eingegrenzt werden muss, um die interessanten Prozesse zu identifizieren. Der

Startpunkt der Selektion liegt in der Messung der Masse des W -Bosons [42]. Das Ziel der Analyse ist, die Masse aus den leptonischen Zerfällen des W -Bosons in Elektronen und Myonen zu bestimmen. Die Analyse wird am LHC bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ und einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{int} = 4,6 \text{ fb}^{-1}$ für den Elektron Kanal und einer Luminosität von $\mathcal{L}_{int} = 4,1 \text{ fb}^{-1}$ für den Myon Kanal durchgeführt [42]. In den verwendeten Daten sind $1,4 \cdot 10^7$ rekonstruierte W -Bosonen und $1,8 \cdot 10^6$ Z -Bosonen [42]. Die Analysestrategie besteht darin, die W -Masse aus einer graphischen Anpassung der Verteilung der Transversalimpulse der genannten Leptonen zu bestimmen. In Abb. 6.3 ist die Häufigkeit verschiedener Teilchenprozesse in einer auf eins normierten Anzahl an Ereignissen bei verschiedenen Transversalimpulsen zu erkennen.

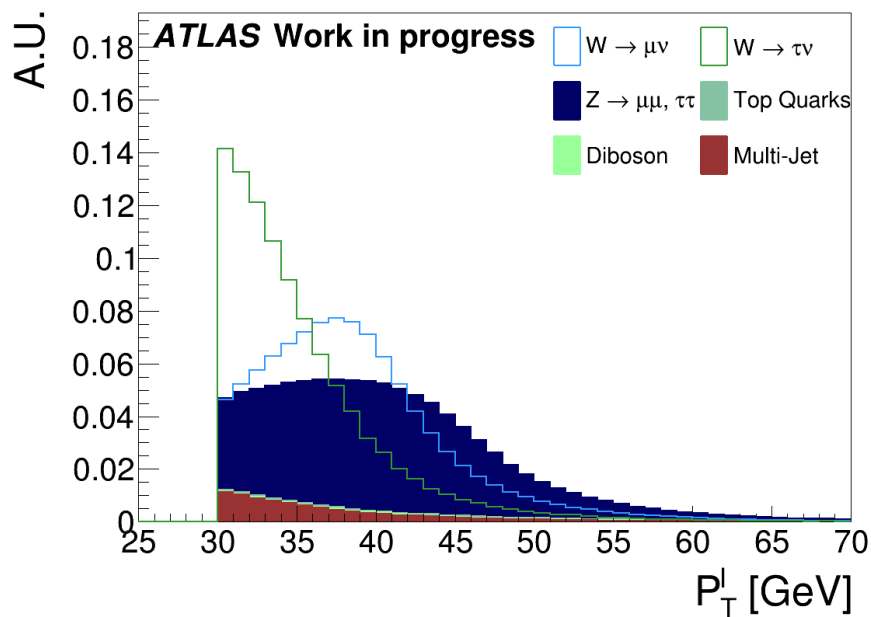


Abbildung 6.3: Darstellung des Transversalimpulses p_T [41].

Insgesamt sind sechs Prozesse in Abb. 6.3 zu sehen. Bei der Messung der W -Masse ist der interessante Prozess der Zerfall des W -Bosons in ein Myon und das entsprechende Neutrino, der in hellgrün dargestellt ist. Zusätzlich zu diesem Zerfall wird in der Analyse zur Bestimmung der statistischen Unsicherheit des Verzweungsverhältnisses der in hellblau dargestellte Zerfall des W -Bosons in ein τ -Lepton und das dazugehörige Neutrino als Signal angesehen. Die anderen Prozesse sind Untergrund. Die Auswahl der Prozesse liegt in der Auftrittshäufigkeit dieser bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ und der gegebenen Luminosität. Alle leichten Quarks, die bei elektroschwachen Prozessen entstehen, werden als Multi-Jet Ereignisse zusammengefasst. Weiter können Top-Quarks und Dibosonen entstehen. Diese Prozesse sind jedoch nicht so häufig wie die anderen aufgeführten Prozesse. Prozesse, die mit dem Higgs-Boson verbunden sind, werden nicht berücksichtigt, da der Wirkungsquerschnitt zu gering ist. Die Untergründe werden meistens über Monte-Carlo Simulationen abgeschätzt. Die Abschätzung versagt bei Multi-Jet Ereignissen, weil es zu viele verschiedene Prozesse gibt. Daher wird der Multi-Jet Untergrund datengetrieben abgeschätzt [42]. Dabei werden graphische Anpassungen an kinematische Observablen durchgeführt.

Die aufgeführten Prozesse werden in einem Impulsintervall von 30 GeV – 70 GeV betrachtet. Die Untergrenze ist aus folgenden Gründen gewählt worden. In der Abbildung sind die Multi-Jet Ereignisse in rot-braun zu erkennen. Ab Transversalimpulsen von 30 GeV wird das Signal dieser kontinuierlich geringer. Würden Impulse ≤ 30 GeV betrachtet werden, so wäre ein deutlicher Anstieg dieser Ereignisse zu erkennen. Die Folge dessen ist, dass es mehr Untergrundsignal, wozu die zu Beginn genannten Prozesse auch zählen, gäbe. Dadurch wäre das gesuchte Signal schwieriger vom Untergrund zu unterscheiden. Hinzu kommt, dass die Signalform der Multi-Jet Ereignisse und des Zerfalls $W \rightarrow \tau\nu$ eine ähnliche Form haben, sodass die Differenzierbarkeit der Signale schwierig ist. Ein weiteres Argument stammt aus der Messung der W -Masse. Das Ziel, diese aus der Transversalimpulsverteilung des leptonischen Zerfalls in ein Myon beziehungsweise Elektron zu bestimmen, hat zur Folge, dass die Untergründe als Störfaktoren minimal sein müssen. Daher wird der Zerfall des W -Bosons in das τ -Lepton soweit wie möglich weggeschnitten. Als optimale Schnittgrenze ist dabei ein Transversalimpuls von 30 GeV festgelegt worden.

Der Nachteil des Schnitts liegt darin, dass es weniger Statistik des interessanten Prozess $W \rightarrow \tau\nu$ gibt. Zudem sind die Signale der Prozesse $W \rightarrow \mu\nu$ und $W \rightarrow \tau\nu$ nicht optimal differenzierbar.

Wie der Abbildung zu entnehmen, ist die Unterscheidbarkeit der Prozesse bis zu einem Impuls von 50 GeV einigermaßen gegeben. Folglich wird dieser Wert als sinnvolle Obergrenze des Transversalimpulses genutzt.

Der Schnitt ist zudem aufgrund der mangelnden Statistik bei größeren Impulsen sinnvoll. Das ist in der Abbildung anhand des abfallenden Signals bei steigenden Impulsen zu erkennen.

Aus der Messung der W -Masse gehen zudem weitere Schnitte hervor, die hier kurz aufgeführt werden. Der Grund für diese Schnitte liegt darin, dass dadurch genau ein Elektron oder Myon exakt rekonstruiert werden kann [43].

Neben dem Transversalimpuls der Leptonen wird die transversale Masse des W -Bosons m_T^W betrachtet, die mit dem Transversalimpuls korreliert. Dabei wird der Schnitt auf $m_T^W \geq 60$ GeV gesetzt. Zudem werden Transversalimpulse des W -Bosons $p_T^W \leq 30$ GeV betrachtet. Für den fehlenden Transversalimpuls wird ein Schnitt ab $p_T^{\text{miss}} \geq 30$ GeV festgelegt. Der Trigger wird für den Elektron und Myon Kanal folgendermaßen festgelegt: Elektron: 20/22 GeV und Myon: 18 GeV.

6.3.2 Pseudorapidität η

Das Ziel, die interessanten Signale soweit wie möglich zu differenzieren, führt zu der Idee, weitere Parameter, die bei einer Teilchenkollision interessant sind, zu betrachten. Die Pseudorapidität η ist einer dieser Parameter. Im Gegensatz zum Transversalimpuls ist η keine dynamische Größe der Teilchen, sondern eine Raumkoordinate. Wie in Abschnitt 3.2.1 beschrieben, dient η unter anderem der Orientierung im Detektor.

Die Flugbahnen der Teilchen im Detektor können durch η beschrieben werden, sodass dadurch eine Teilchenidentifikation durchgeführt werden kann. Abb. 6.4 zeigt, dass Prozesse bei unterschiedlichen Werten von η unterschiedlich stark oder häufig auftreten.

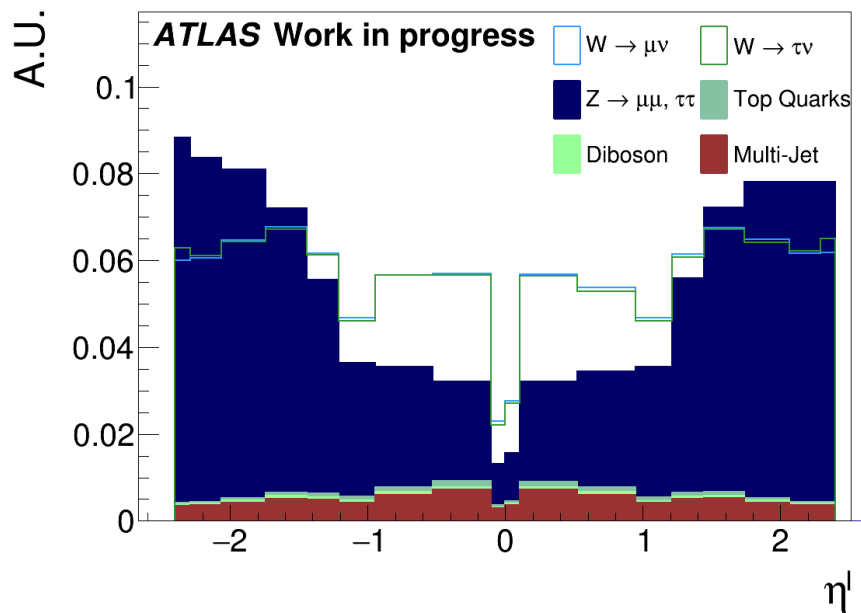


Abbildung 6.4: Darstellung verschiedener Prozesse bei variierenden Werten der Pseudorapidität η [41].

Deutlich ist, dass der Prozess $Z \rightarrow \mu\mu, \tau\tau$ zu hohen Werten von η dominiert. Die Ursache dafür liegt in der Winkelverteilung der Teilchen im Endzustand. Diese ist abhängig vom Spin der beteiligten Teilchen. Dabei ergibt sich für Fermionen eine Abhängigkeit von $\approx 1 + \cos^2(\theta)$ [44].

Bei kleineren Werten von η im Intervall von 0 bis 1 sind die Prozesse $W \rightarrow \mu\nu, \tau\nu$ stärker vertreten. Hier ist direkt sichtbar, dass die Prozesse kaum unterscheidbar sind.

Die Unterscheidbarkeit der Prozesse ist aber eine der Forderungen, die erfüllt sein muss, um das Ziel der Analyse zu erreichen. Die Auswirkung dessen wird in Abschnitt 6.3 zu sehen sein.

In Abb. 6.4 ist zudem eine Symmetrie um den Wert 0 zu erkennen. Dies ist auf die Symmetrie des Detektors zurückzuführen, die durch einen Winkel beschrieben wird. Im Koordinatensystem des ATLAS-Detektors wird dieser Winkel Θ durch η beschrieben (siehe Abschnitt 3.2.1). Der Wert 0 beschreibt einen rechten Winkel zur Strahlachse. Die niedrige Anzahl der Ereignisse ist aufgrund des Detektormaterials erklärbar, das an dieser Stelle nicht sensitiv genug ist.

In der Analyse wird aufgrund der Symmetrie der Bereich zwischen 0 und 2,4 betrachtet. Höhere Werte

von η werden nicht betrachtet, da bei diesen die Leptonidentifikation nicht mehr funktioniert und die Sensitivität des Detektors bei höheren Werten sinkt. Innerhalb des Intervalls werden vier Bins definiert: 0 bis 0,8 und 0,8 bis 1,4 und 1,4 bis 2,0 und 2,0 bis 2,4.

Neben dem Ziel die statistische Unsicherheit so genau wie möglich zu bestimmen, gehört zur finalen Angabe der Unsicherheit die systematische Unsicherheit. Bei diesen werden einige Systematiken in Abhängigkeit von η angegeben, sodass die Pseudorapidität in der Analyse beachtet werden muss.

Ergebnisse der Analyse für die Pseudorapidität

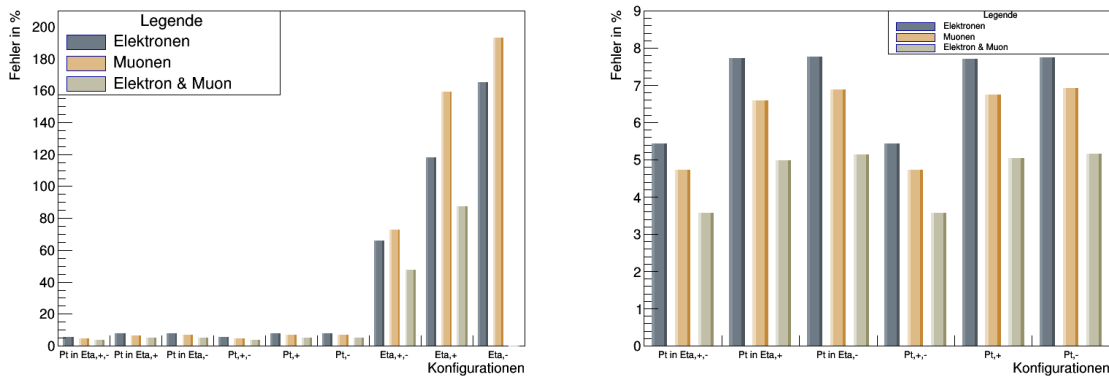
In diesem Abschnitt sind die Analyseergebnisse für die gleichzeitige Betrachtung der Pseudorapidität und des Transversalimpulses in Abb. 6.5 aufgeführt.

Dabei sind die Ergebnisse für die Unsicherheit in Prozent für die unterschiedlichen Konfigurationen dargestellt. In Abb. 6.5(a) ist deutlich zu sehen, dass die Pseudorapidität kein geeigneter Parameter ist, um die statistische Unsicherheit des Verzweigungsverhältnisses zu bestimmen. Der Grund dafür liegt darin, dass mittels der Pseudorapidität die Prozesse $W \rightarrow \mu\nu$ und $W \rightarrow \tau\nu$ nicht differenziert werden können, sodass das Verzweigungsverhältnis stark fehlerbehaftet ist. Hier liegt der größte Fehler bei der Analyse von Myonen mit einem Wert von 193% vor.

Um den Einfluss der Pseudorapidität bei der Analyse der zweidimensionalen Betrachtung der Parameter genauer zu erkennen, sind in Abb. 6.5(b) die Analyseergebnisse ohne die Ergebnisse für die Pseudorapidität zu sehen.

Bei allen Ergebnissen ist die Konfiguration „positiv und negativ geladene Leptonen (Elektronen und Myonen)“ verwendet worden, da bei dieser die meiste Statistik vorliegt und somit die besten Ergebnisse erwartet werden. Zudem ist Konfiguration 1 der Binanzahl, welche in Abschnitt 6.3.3 erläutert wird, verwendet worden.

Aus der Analyse geht hervor, dass die gleichzeitige Analyse der Pseudorapidität und des Transversalimpulses eine Verbesserung der statistischen Unsicherheit von 0,02% auf 3,56% zur Folge hat.



(a) p_T und η gleichzeitig und einzeln

(b) p_T einzeln und gleichzeitig mit η

Abbildung 6.5: Darstellung der Ergebnisse für den Transversalimpuls p_T und die Pseudorapidität η

6.3.3 Der Stoßparameter d_0

Da die Differenz zwischen den Signalen der Prozesse $W \rightarrow \mu\nu, \tau\nu$ durch die Pseudorapidität nicht deutlich genug dargestellt wird, wird ein weiterer Parameter betrachtet.

Der Stoßparameter d_0 ist im Gegensatz zu η eine dynamische Größe, die abhängig von den entstandenen Teilchen ist, aber unabhängig von kinematischen Observablen.

In Abb. 6.6 ist der Zusammenhang zwischen einem Teilchenzerfall und dem Stoßparameter zu sehen.

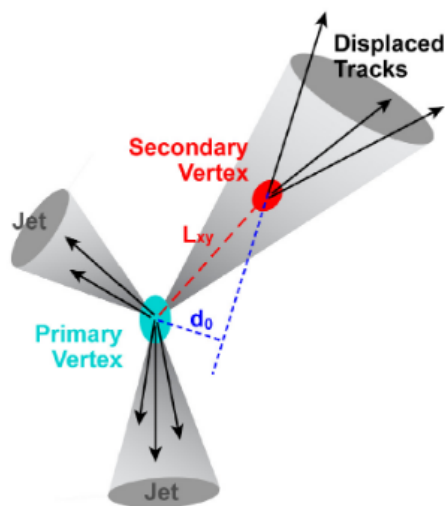


Abbildung 6.6: Darstellung der Konstruktion des Stoßparameters d_0 anhand eines Teilchenzerfalls [45].

Das bei einer Kollision beteiligte Teilchen ist in türkis dargestellt. Unter *primary vertex* ist der erste Interaktionspunkt des Teilchens zu verstehen. Das heißt, dass hier die beschleunigten Teilchen, im ATLAS-Detektor die Protonen, kollidieren. In Abb. 6.6 werden bei der Kollision Jets und ein kurzlebiges Teilchen erzeugt. Ist das türkise Teilchen ein Proton, so entstehen die Jets aufgrund der hadronisierenden Quarks.

Innerhalb der Jets kann es zu weiteren Wechselwirkungen kommen. Die neu entstandenen Teilchen können weiter zerfallen und mit anderen Teilchen interagieren. Die Wechselwirkung wird als *secondary vertex*¹ dargestellt.

Der Abstand zwischen den Interaktionspunkten entspricht der Lebensdauer eines Teilchens, da dieser genau der Strecke entspricht, die ein Teilchen bis zu seinem Zerfall zurücklegt.

Im zweiten Interaktionspunkt entstehen je nach Teilchenart unterschiedlich viele neue Teilchen. Durch die Rekonstruktion der verschobenen Teilchenspur (*displaced track*) kann der Stoßparameter d_0 bestimmt werden. Dazu wird die Spur der Teilchen zurückgeführt und senkrecht zu dieser der Abstand zum ersten Interaktionspunkt gebildet. Der Abstand entspricht dem Stoßparameter in transversaler Richtung. Analog dazu ist der Stoßparameter z_0 in longitudinaler Richtung zu ermitteln. Dieser ist in Abb. 6.6 jedoch nicht dargestellt.

Der zweite Interaktionspunkt muss nicht zwangsläufig der Zerfall eines Hadrons sein.

Das τ -Lepton zerfällt wie in Abschnitt 2.1.2 beschrieben unter anderem semi-leptonisch, sodass sich Jets bilden. Daher kann auch bei diesem Zerfall der Stoßparameter bestimmt werden. In der Analyse

¹ deutsch: zweiter Interaktionspunkt

wird nicht der semi-leptonische, sondern der leptonische Zerfall des τ -Leptons betrachtet.

In Abb. 6.7 ist der Stoßparameter d_0 für Leptonen dargestellt. Dabei ist die Anzahl verschiedener Prozesse, die in der Abbildung in der Legende aufgeführt und auf das Integral der Verteilung normiert sind, für unterschiedliche Stoßparameter aufgetragen.

Der Stoßparameter ist dabei in einem Intervall von $-0,15$ mm bis $0,15$ mm angegeben. Auch hier ist eine symmetrische Verteilung erkennbar.

Der Prozess $Z \rightarrow \mu\mu, \tau\tau$ hat in der Mitte ein Maximum. Der Grund dafür ist, dass der erste Interaktionspunkt (*primary vertex*) wohl bekannt ist und somit eine gute Rekonstruktion erfolgen kann. Ähnlich verhalten sich die Prozesse $W \rightarrow \mu\nu, \tau\nu$. Die Höhe dieser Verteilungen sind niedriger als die der Prozesse $Z \rightarrow \mu\mu, \tau\tau$. Das liegt daran, dass die Lage des Vertex aufgrund des entstehenden Neutrinos weniger gut bekannt ist. Die Breite der Verteilungen ist abhängig von der Lebensdauer der entstandenen Teilchen. So ist beim Zerfall des Z-Bosons nur eine sehr geringe Lebensdauer messbar, sodass die Verteilung schmal ist.

Weiter ist erkennbar, dass die Prozesse $W \rightarrow \mu\nu, \tau\nu$ gut differenzierbar sind. Das liegt daran, dass Teilchen mittels d_0 signifikant besser zu unterscheiden sind als mit der Pseudorapidität. Das Myon ist dabei sehr gut im Detektor nachzuweisen, da es nur wenige Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial eingeht und den gesamten Detektor bis zur Myonenkammer passiert.

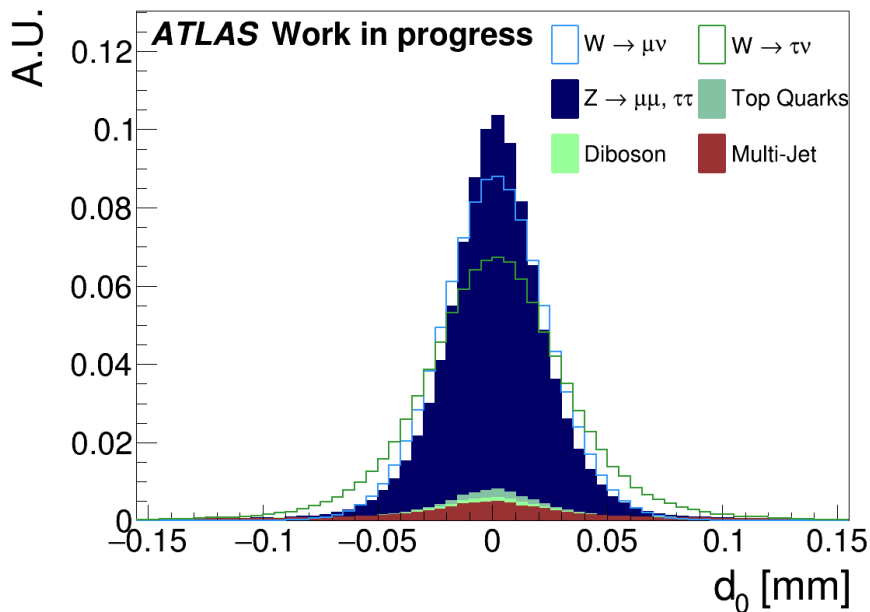


Abbildung 6.7: Darstellung des Stoßparameters d_0 für verschiedene Teilchenprozesse [41].

Weiter Untergrundprozesse haben eine geringe Häufigkeit. Bei Multi-Jet Ereignissen liegt die Ursache in der Anzahl der unterschiedlichen Teilchen, die entstehen. Bei Dibosonen und Top-Quarks ist es ebenfalls schwierig den Vertex zu rekonstruieren, da die Teilchen quasi instantan zerfallen und Wechselwirkungen eingehen.

Optimierung des Binning für den Stoßparameter d_0

Dieser Abschnitt widmet sich der Frage, in wie vielen Bins der Stoßparameter dargestellt werden soll, damit das in Abschnitt 6.2 beschriebene Verfahren sinnvolle Ergebnisse gibt.

In Abb. 6.7 ist zu erkennen, dass im Intervall $-0,05$ mm bis $0,05$ mm mehr Ereignisse stattfinden als in den äußeren Bereichen. Daher wird dieser Bereich in feinere Bins eingeteilt als der äußere, um mehr Signifikanz zu erhalten.

In Konfiguration 1 werden 12 Bins festgelegt, wie in Abb. 6.8 zu sehen ist. Dabei sind die Bins folgendermaßen eingeteilt: $[-0,5, -0,3]$, $[-0,3, -0,1]$, $[-0,1, -0,075]$, $[-0,075, -0,05]$, $[-0,05, -0,025]$, $[-0,025, 0]$, $[0, 0,025]$, $[0,025, 0,05]$, $[0,05, 0,075]$, $[0,075, 0,1]$, $[0,1, 0,3]$ und $[0,3, 0,5]$.

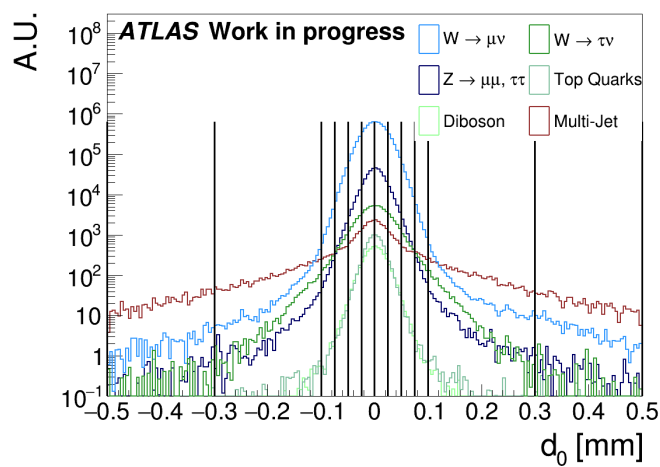


Abbildung 6.8: Darstellung des Stoßparameters mit einer Einteilung in 12 Bins [41]

Da in den äußeren Bins nur wenig Statistik vorhanden ist, erfolgt die Reduktion der jeweils drei äußeren Bins auf jeweils einen äußeren in Konfiguration 2, wie in Abb. 6.9 zu sehen. Zudem werden die inneren Bins feiner unterteilt, sodass sich insgesamt 26 Bins ergeben.

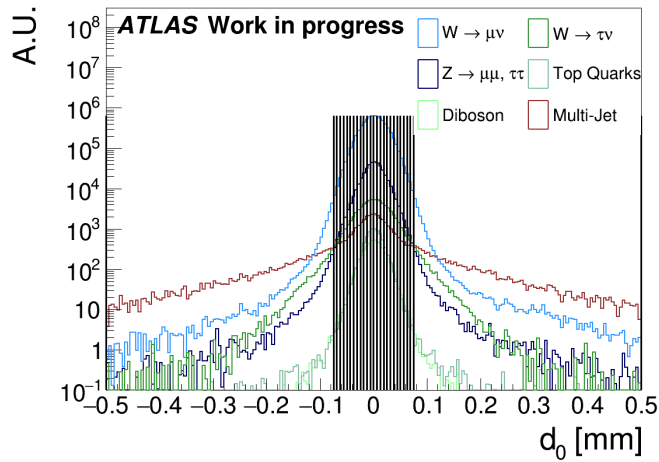


Abbildung 6.9: Darstellung des Stoßparameters mit einer Einteilung in 26 Bins [41]

Ausgehend von der Verteilung in Konfiguration 2 wird ein Optimum gesucht.

Die Idee ist, die Anzahl der 24 Bins im Intervall $-0,075$ bis $0,075$ zu variieren. Aus der Variation ergeben sich folgende acht Möglichkeiten für die Binanzahl: 24, 12, 8, 6, 4, 3, 2, 1. Zusätzlich zu diesen Bins kommen jeweils die zwei Bins der äußeren Bereiche von $\pm 0,5$ bis $\pm 0,075$.

Diese äußeren Bins sind sehr groß gewählt, sodass viele Informationen verloren gehen. Aus diesem Grund wird eine dritte Konfiguration eingeführt, bei der zwei weitere Bins zwischen $\pm 0,075$ und $\pm 0,1$ festgelegt werden. Insgesamt ergeben sich damit 28 Bins. Diese sind in Abb. 6.10 zu sehen.

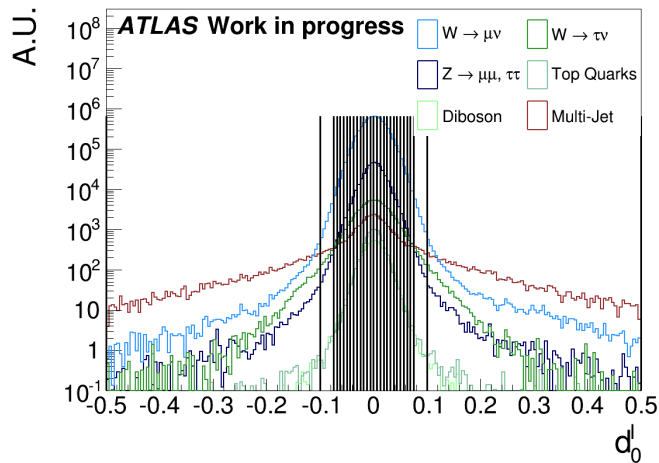


Abbildung 6.10: Darstellung des Stoßparameters mit einer Einteilung in 28 Bins [41].

Die Motivation für diese Bingröße ist die hohe Statistik in dem gewählten Bereich, sodass ein besseres Ergebnis als bei einer Binanzahl von 26 Bins erwartet wird. Die Ergebnisse der Analyse für die drei vorgestellten Konfigurationen werden im Folgenden aufgeführt.

6.3.4 Ergebnisse der Analyse für den Stoßparameter

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Analyse des Stoßparameters vorgestellt. Dabei ist die Analyse für alle Konfigurationen des Binnings durchgeführt worden. Abschließend werden alle Ergebnisse verglichen und ein Ausblick gegeben, wie die statistische Unsicherheit weiter optimiert werden könnte.

Zunächst sind die Ergebnisse für eine gleichzeitige Analyse des Transversalimpulses und des Stoßparameters in Abb. 6.11(a) und Abb. 6.11(b) zu sehen. Dabei wird Konfiguration 1 der Binanzahl verwendet.

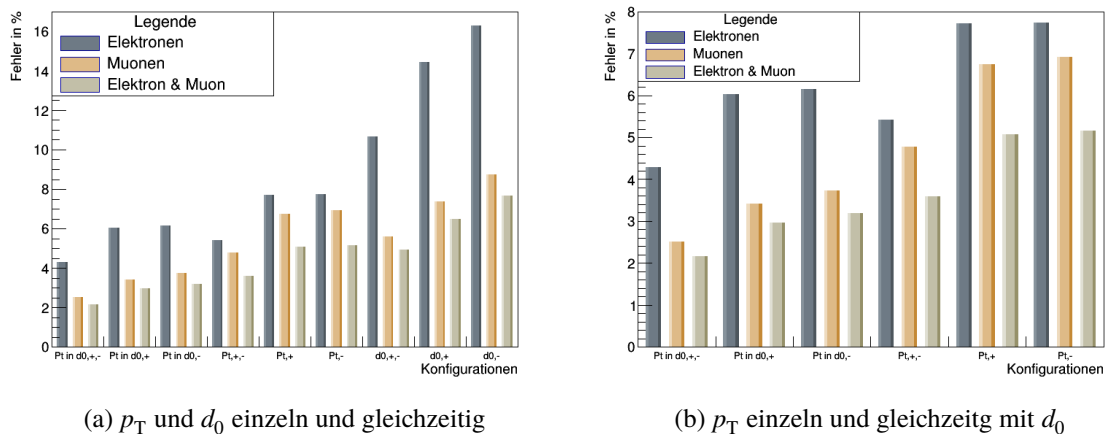


Abbildung 6.11: Darstellung der Ergebnisse für den Transversalimpuls p_T und den Stoßparameter d_0 .

In den Abbildungen ist analog zur Pseudorapidität der statistische Fehler des Verzweungsverhältnisses in Prozent für die verschiedenen Konfigurationen angegeben. Die Konfigurationen sind dabei in die Analyse des Transversalimpulses, des Stoßparameters und die zweidimensionale Analyse beider Parameter unterteilt. In jeder Konfiguration werden die entstandenen Elektronen und Myonen gleichzeitig und einzeln bei verschiedenen Ladungskonfigurationen analysiert.

Die Abkürzungen der Konfigurationen sind im Folgenden aufgeführt:

1. Transversalimpuls mit Stoßparameter gleichzeitig bei positiv und negativ geladenen Leptonen: Pt in d0, +, -
2. Transversalimpuls mit Stoßparameter gleichzeitig bei nur positiv geladenen Leptonen: Pt in d0, +
3. Transversalimpuls mit Stoßparameter gleichzeitig bei nur negativ geladenen Leptonen: Pt in d0, -
4. Transversalimpuls bei positiv und negativ geladenen Leptonen: Pt, +, -
5. Transversalimpuls bei nur positiv geladenen Leptonen: Pt, +
6. Transversalimpuls bei nur negativ geladenen Leptonen: Pt, -
7. Stoßparameter bei positiv und negativ geladenen Leptonen: d0, +, -

8. Stoßparameter bei nur positiv geladenen Leptonen: $d0, +$

9. Stoßparameter bei nur negativ geladenen Leptonen: $d0, -$

Die Ergebnisse der verschiedenen Konfigurationen sind in Abb. 6.11(a) dargestellt. Um das Ergebnis der zweidimensionalen Analyse genauer zu erkennen, ist in Abb. 6.11(b) das Ergebnis für die eindimensionale Analyse des Stoßparameters nicht zu sehen. Aus den Abbildungen wird deutlich, dass der Stoßparameter besser geeignet ist als die Pseudorapidität. Zudem geht aus der Abbildung hervor, dass der beste Wert bei gleichzeitiger Betrachtung beider Parameter bei positiv und negativ geladenen Leptonen vorliegt. Der Grund dafür ist, dass bei Betrachtung beider Leptonen mit beiden Ladungskonfigurationen mehr Statistik vorliegt, sodass ein besseres Ergebnis von 2,17% mittels HistFitter erzielt werden kann.

Des Weiteren ist erkennbar, dass die Werte für Myonen (2,51%) insgesamt besser sind als für Elektronen (4,29%). Das liegt daran, dass das Myon sehr gut rekonstruierbar ist. Das Myon wechselwirkt anders als das Elektron nicht mit dem Detektormaterial und hat eine geringere Bremsstrahlung. Zudem ist die Spur des Myons bis in die Myonkammer nachweisbar. Dagegen wird das Elektron bereits im elektromagnetischen Kalorimeter absorbiert. Hinzu kommt, dass Elektronen keine eindeutige Spur hinterlassen, sodass diese mit der Spur geladener Pionen verwechselt werden können. Betrachtet man die Schnitte, die auf den Elektron und Myon Kanal angewandt werden so fällt auf, dass nach Anwenden aller Schnitte mehr Myon- als Elektronereignisse übrig bleiben.

Die Analyse wurde mit veränderter Binanzahl (26 Bins) erneut durchgeführt, mit dem Ziel das Ergebnis zu optimieren. In Abb. 6.12 sind die Ergebnisse dargestellt. Aufgrund der Übersicht ist das Ergebnis des Stoßparameters selbst hier nicht aufgeführt. Dieses ist wie in Abb. 6.11(b) schlechter als das für den Transversalimpuls.

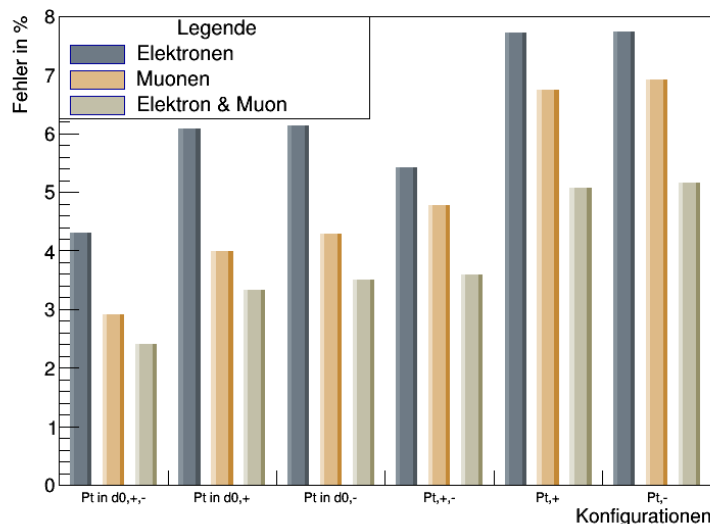


Abbildung 6.12: Darstellung der Ergebnisse für eine Binanzahl von 26 Bins

Aus der Abbildung gehen die gleichen Erkenntnisse hervor wie zuvor. Um den Einfluss der unterschiedlichen Binanzahlen zu sehen, sind die besten Ergebnisse für die statistische Unsicherheit in Tabelle 6.1 aufgeführt.

Binanzahl und Konfiguration	Elektronen	Myonen	Elektronen und Myonen
12 Bins: p_T in $d_0, +, -$	4,29%	2,51%	2,17%
26 Bins: p_T in $d_0, +, -$	4,30%	2,92%	2,41%

Tabelle 6.1: Vergleich der Ergebnisse für eine unterschiedliche Binanzahl bei gleicher Konfiguration

Die Ergebnisse für die unterschiedlichen Binanzahlen weichen um 0,24% voneinander ab. Die Ursache für diese Abweichung liegt in dem zu groß gewählten äußeren Bin, wodurch zu viel Sensitivität verloren geht.

Um zu testen, ob eine Binanzahl von 24 Bins in dem interessanten Bereich optimal ist, wird die Binanzahl im Folgenden nach dem in Abschnitt 6.3.3 beschriebenen Prinzip variiert.

Die Ergebnisse der Variation sind in Abb. 6.13 dargestellt.

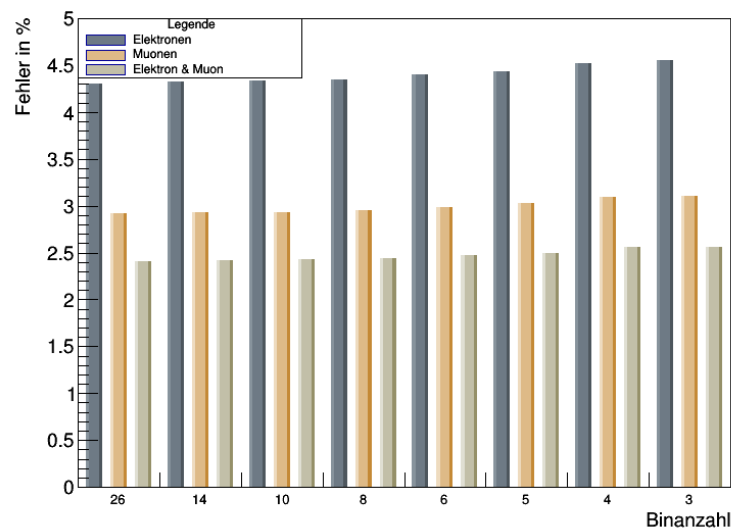


Abbildung 6.13: Darstellung der Ergebnisse für die Unsicherheit bei verschiedenen Binanzahlen.

In der Abbildung ist die statistische Unsicherheit für die verschiedenen Binanzahlen aufgetragen. Dabei wird bei jeder Binanzahl die Konfiguration „ p_T in $d_0, +, -$ “ verwendet, da bei dieser die besten Ergebnisse erzielt worden sind.

Um den Einfluss der verschiedenen Binanzahlen zu erkennen, sind die Ergebnisse für Elektronen und Myonen in Abb. 6.14 dargestellt.

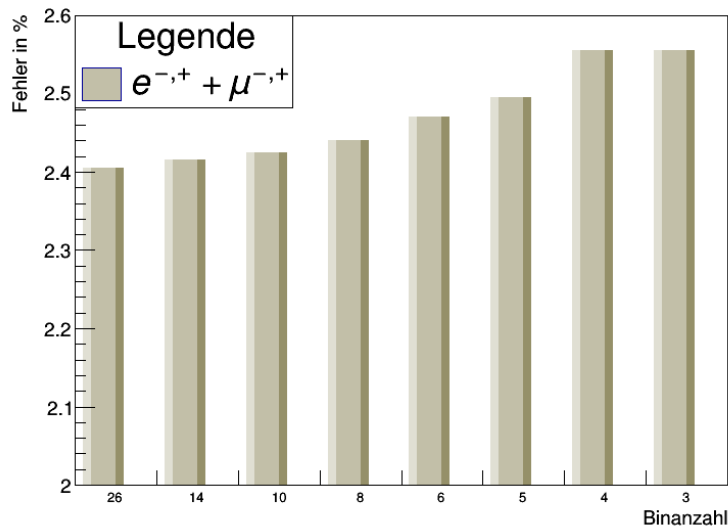


Abbildung 6.14: Vergleich der Ergebnisse bei gleichzeitiger Betrachtung von Elektronen und Myonen bei einer Variation des Binnings

Aus der Abbildung geht hervor, dass die Unsicherheit mit abnehmender Binanzahl steigt. Die Ursache dafür liegt in der Anpassung pro Bin. Das Problem ist, dass bei zu breiten Bins mehr Informationen verloren gehen, sodass die Anpassung keine besseren Ergebnisse bringen kann.

Um den Einfluss der äußeren Bins zu testen, wird die Analyse mit Konfiguration 3 des Binnings durchgeführt. In Tabelle 6.2 ist das Ergebnis der Konfiguration aufgeführt. Durch die Unterteilung des äußersten Bins in zwei Bins, wird mehr Sensitivität gewonnen, sodass die Anpassung besser ist. Abschließend wird die Analyse für die dritte Konfiguration sowohl für den Stoßparameter als auch für die Pseudorapidität durchgeführt. Das Ergebnis dazu ist ebenfalls in Tabelle 6.2 zu finden.

Alle Ergebnisse der Analyse sind für einen besseren Vergleich in Tabelle 6.2 aufgeführt. Dabei ist mit Standardschnitt die von Philipp König durchgeführte Analyse bei einem Transversalimpuls $p_T \geq 30 \text{ GeV}$ gemeint. Durch den Vergleich wird deutlich, dass der Transversalimpuls und der Stoßparameter die Unsicherheit im Gegensatz zur Pseudorapidität deutlich optimieren, wobei eine Binanzahl von 28 Bins optimal ist.

Konfiguration bei $p_T \geq 30 \text{ GeV}$	Elektronen	Myonen	Elektronen und Myonen
Standardschnitt	5,42%	4,78%	3,58%
p_T in η , +, -	5,44%	4,74%	3,56%
26 Bins: p_T in d_0 , +, -	4,30%	2,92%	2,41%
12 Bins: p_T in d_0 , +, -	4,29%	2,51%	2,17%
28 Bins: p_T in d_0 , +, -	4,25%	2,48%	2,14%
28 Bins: p_T in η , d_0 , +, -	4,29%	2,41%	2,095%

Tabelle 6.2: Vergleich der jeweils besten Analyseergebnisse, differenziert in die möglichen Konfigurationen für die unterschiedlichen leptonicen Zerfallsmodi

Mit dem Ergebnis der Analyse ist das Ziel, eine ähnliche Sensitivität wie mit LEP, welche 21% beträgt, zu erreichen, umgesetzt worden. Als ein Ausblick für eine mögliche Optimierung ist die Analyse mit der dritten Konfiguration für die Binanzahl bei einem Transversalimpuls von $p_T \geq 20$ GeV und einer transversalen Masse des W -Bosons von $m_T^W \geq 40$ GeV erneut durchgeführt worden. Die Motivation dafür beruht auf den von Daniil Ponomarenko [46] berechneten Ergebnissen für die statistische Unsicherheit des Verzweigungsverhältnisses. Dabei sind bei dieser Analyse Daten aus dem zweiten Lauf des LHC bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV verwendet worden. Die Problematik dabei ist, dass es einige Unterschiede zu den Daten aus dem ersten Lauf des LHC gibt, wie der höhere Wirkungsquerschnitt von 11,31 nb für das W^+ -Boson und 8,28 nb für das W^- -Boson [41]. Das entspricht fast dem doppelten Wirkungsquerschnitt wie in der Analyse von Run-1. Der Unterschied zwischen den W^\pm -Bosonen liegt in der Zusammensetzung des Protons. Da dieses aus 2 Up-Quarks und einem Down-Quark besteht, ist der Wirkungsquerschnitt für das W^+ Boson höher als der des W^- -Bosons. Hinzu kommt die veränderte Luminosität von $\mathcal{L}_{\text{int}} = 3,21 \text{ fb}^{-1}$ [41]. Dennoch wird die Analyse interessehalber durchgeführt. Dabei wird für Run2 ein ähnliches Vorhergehen verwendet. Zusätzlich zu der Anpassung eines zweidimensionalen Histogramms wird ein Boosted Decision Tree verwendet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.3 aufgeführt.

Konfiguration bei $p_T \geq 20$ GeV	Elektronen	Myonen	Elektronen und Myonen
28 Bins: p_T in $d_0, +, -$	1,21%	0,57%	0,51%
Lauf 2: p_T in $d_0, +, -$	1,02%	0,55%	-

Tabelle 6.3: Vergleich des besten Ergebnis der Analyse mit dem Ergebnis des zweiten Laufs des LHC für die verschiedenen leptonischen Zerfallsmodi.

Der Vergleich zeigt, dass die Ergebnisse ähnlich sind. Zu beachten ist, dass dieser Schnitt für den Transversalimpuls Probleme mit sich bringt. Wie in Abschnitt 6.3.1 erläutert, ist der Transversalimpuls für $p_T \geq 30$ GeV unter anderem aus dem Grund der Differenzierbarkeit der Signale des W -Boson Zerfalls gewählt wurde. Der niedrigere Transversalimpuls hat demnach zur Folge, dass die Häufigkeit der auftretenden Untergrundprozesse höher ist, sodass diese einen erhöhten Einfluss auf die Analyse haben. Die minimierte statistische Unsicherheit ist demnach kritisch zu sehen, da diese minimal ist, obwohl die Untergrundprozesse innerhalb des Impulsintervalls nicht genau analysiert worden sind. Da die Triggereinstellung für Elektronen bei 20/22 GeV liegt und der Schnitt auf den Transversalimpuls ebenfalls auf 20 GeV eingestellt ist, ist eine maximale Effizienz des Triggers nicht gegeben. Daher wird die Analyse erneut für folgende Einstellung durchgeführt: $p_T \geq 25$ GeV und $m_T^W \geq 50$ GeV. Dabei wird die dritte Konfiguration der Binanzahl verwendet (28 Bins) für die gleichzeitige Analyse von Elektronen und Myonen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.4 dargestellt.

Konfiguration bei $p_T \geq 25$ GeV	Elektronen	Myonen	Elektronen und Myonen
28 Bins: p_T in $d_0, +, -$ und η	1,84%	1,04%	-

Tabelle 6.4: Ergebnisse für einen Transversalimpuls von $p_T \geq 25$ GeV und eine transversale Masse des W -Bosons von $m_T^W \geq 50$ GeV.

Aus der Tabelle geht hervor, dass die Analyse nicht für die Konfiguration „ p_T in $d_0, +, -$ “ durchgeführt wurde. Die Ursache dafür liegt in der langen Laufzeit des Programms und dem daraus folgenden Zeitmangel. Aus diesem Grund muss die Analyse noch für diese Konfiguration wiederholt werden.

Dennoch wird deutlich, dass das Ergebnis für die statistische Unsicherheit schlechter ist als das Ergebnis für einen Transversalimpuls ab $p_T \geq 20$ GeV. Die Erwartung war, dass das Ergebnis aufgrund des effizienteren Triggers besser ist. Vermutlich liegt die Ursache für die Verschlechterung daran, dass aufgrund des Schnitts weniger Statistik vorhanden ist.

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Sensitivität des Verhältnisses der Verzweigungsverhältnisse $W \rightarrow \tau\nu \rightarrow l\nu\nu\nu$ und $W \rightarrow l\nu$ (wobei $l = e, \mu$) bestimmt. Dazu werden die Daten des ersten Laufs des LHC bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV und einer Luminosität von $\sqrt{s} = 4,6 \text{ fb}^{-1}$ verwendet, die mittels des ATLAS-Detektors aufgenommen wurde. Die Bestimmung des Verhältnisses der Verzweigungsverhältnisse dient dem Ziel, Leptonuniversalität zu prüfen. Die Vorhersage aus dem Standardmodell ist, dass Leptonen sich bei Vernachlässigung der Masse universell verhalten. Wenn Leptonuniversalität gilt, ist das Verhältnis genau eins. Kommt es zu Abweichungen, so ist dies ein Indiz für die Brechung der Leptonuniversalität, was auf Physik jenseits des Standardmodells deutet. Um das Verhältnis zu berechnen, wurde das Datenanalyse Programm HistFitter (siehe Kapitel 5) verwendet, dessen primäre Aufgabe darin liegt, eine Anpassung an Histogramme durchzuführen. Die Anpassung ist mit statistischen Fehlern verbunden, sodass aufgrund der Korrelation zwischen dem Verhältnis der Verzweigungsverhältnisse der Zerfälle $W \rightarrow \tau\nu \rightarrow l\nu\nu\nu$ und $W \rightarrow l\nu$ und dem Normierungsparameter der jeweiligen Histogramme der statistische Fehler für das Verzweigungsverhältnis bestimmt werden kann.

Im Laufe der Analyse galt es diesen Wert zu optimieren. Dazu werden verschiedene Observablen betrachtet. Um neben dem Transversalimpuls weitere Größen zu betrachten, wurde eine zweidimensionale Graphik (siehe Abschnitt 6.2) erstellt, die aufgerollt wurde, um eine Anpassung an das Histogramm mittels HistFitter durchzuführen.

Als weitere Größen dienen die Pseudorapidität η und der Stoßparameter d_0 (siehe Abschnitt 6.3). Die Pseudorapidität stellte sich als kein guter Parameter heraus, da das anfängliche Ergebnis für den statistischen Fehler von 3,58% für die Kombination der Elektron und Myon Kanäle lediglich auf 3,56% verbessert wurde, was an der gleichen Form der Signale für die Pseudorapidität liegt. Dennoch ist die Analyse dieser Größe sinnvoll, da einige systematische Unsicherheiten abhängig von der Pseudorapidität evaluiert worden.

Die Analyse des Stoßparameters, der die Lebenszeit der Teilchen berücksichtigt und mit der Masse der Teilchen zunimmt, hat zu einer signifikanten Verbesserung der Unsicherheit geführt, sodass diese bei 2,14% liegt. Zusätzlich zum Stoßparameter ist die Pseudorapidität betrachtet worden. Die Kombination der Größen ergibt eine Unsicherheit von 2,095%. Während der Analyse wurde eine Optimierung des Binnings für den Stoßparameter erarbeitet. Das Ergebnis ist, dass eine Binanzahl von 28 Bins optimal ist. Die Analyse ist ausgehend von der Messung der Masse des W -Bosons bei einem Transversalimpuls $p_T \geq 30$ GeV durchgeführt worden (siehe Abschnitt 6.3.4). Um den Einfluss dieses Schnitts auf das

Analyseergebnis zu testen, ist die Analyse erneut für einen Transversalimpuls von $p_T \geq 20$ GeV umgesetzt worden. Dabei kam es zu einer deutlichen Verbesserung der Unsicherheit auf einen Wert von 0,51%. Die Problematik bei diesem Schnitt auf den Transversalimpuls liegt darin, dass andere Parameter für diesen Impulsbereich weniger gut modelliert sind und somit das Ergebnis nicht exakt ist. Um den Transversalimpuls ab $p_T \geq 20$ GeV zu betrachten, müssen daher zunächst alle anderen Größen genau genug modelliert werden. Für eine maximale Triggereffizienz wurde die Analyse abschließend für einen Transversalimpuls von $p_T \geq 25$ GeV wiederholt. Das Ergebnis ergibt einen Wert von 1,84% für die gleichzeitige Analyse des Transversalimpulses, des Stoßparameters und der Pseudorapidität für Elektronen. Für Myonen erhält man einen Wert von 1,04%, was einer Verschlechterung entspricht. Die Ursache dafür liegt vermutlich an der geringeren Statistik.

Die nächsten Schritte der Analyse würden darin bestehen die Modellierung des Untergrundes für kleinere Transversalimpulse durchzuführen, sowie die Implementation der systematischen Unsicherheiten. Außerdem muss die Analyse für die Kombination von Elektronen und Myonen bei einem Transversalimpuls von $p_T \geq 25$ GeV durchgeführt werden.

Zudem wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Vergleich zwischen den Simulationen für den Zerfall eines τ -Leptons in ein Elektron oder Myon der Monte-Carlo Generatoren Sherpa und Powheg durchgeführt (siehe Kapitel 4). Dazu werden die entstandenen Leptonen im Bezugssystem des τ -Leptons betrachtet. Das Ergebnis des Vergleichs ist in Abschnitt 4.2 aufgeführt. Daraus geht hervor, dass die Generatoren ähnliche Verteilungen für verschiedene Größen wie die Pseudorapidität und den Transversalimpuls simulieren.

Das nächste Ziel ist, die gefundenen Unterschiede in der Simulation der beiden Generatoren zu verstehen und diese als systematische Unterschiede in die Hauptmessung einzubinden.

Literatur

- [1] B. Povh u. a., *Teilchen und Kerne. Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*, Springer-Verlag GmbH, 2004 (siehe S. 3).
- [2] Online erhältlich unter <https://stfc.ukri.org/stfc/cache/file/8E510467-ACAF-4734-9FEAE2766B53FD1A.png>; eingesehen am 24.06.2019 (siehe S. 4).
- [3] P. D. Group, *Particle Physics Booklet*, 2014 (siehe S. 4, 6, 16).
- [4] Online erhältlich unter <https://www.mpg.de/848162/forschungsSchwerpunkt1>; eingesehen am 18.06.2019 (siehe S. 5).
- [5] Online erhältlich unter <https://www.weltdrphysik.de/gebiet/teilchen/bausteine/higgs/>; eingesehen am 24.07.2019 (siehe S. 5).
- [6] Online erhältlich unter <https://home.cern/science/physics/dark-matter>; eingesehen am 24.06.2019 (siehe S. 5).
- [7] Online erhältlich unter www.elusives.eu/sites/default/files/outreach_entries/documents/problems_in_the_standard_model2_0.pdf; eingesehen am 24.06.2019 (siehe S. 5).
- [8] Online erhältlich unter <https://www.spektrum.de/magazin/die-asymmetrie-zwischen-materie-und-antimaterie/824993>; eingesehen am 24.06.2019 (siehe S. 6).
- [9] M. L. Perl, *Evidence for Anomalous Lepton Production in e^+e^- -Annihilation*, Physical Review Letters 35 (1975) 1489 (siehe S. 6).
- [10] J. Beringer, *Review of Particle Physics*, Physical Review D 86 (2012) (siehe S. 6).
- [11] Online erhältlich unter https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/1/11/Feynman_diagram_of_decay_of_tau_lepton.svg; eingesehen am 18.06.2019 (siehe S. 7).
- [12] Online erhältlich unter <https://arxiv.org/pdf/1809.06229.pdf>; eingesehen am 18.06.2019 (siehe S. 7).
- [13] Online erhältlich unter <https://de.wikipedia.org/wiki/Zerfallsbreite>; eingesehen am 19.06.2019 (siehe S. 7).
- [14] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and the LEP Electroweak Working Group, *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, 2005, arXiv: [hep-ex/0511027](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0511027) (siehe S. 8, 29, 30).
- [15] Online erhältlich unter <http://www.lhc-facts.ch/index.php?page=atlas>; eingesehen am 07.06.2019 (siehe S. 9).

- [16] Online erhältlich unter <http://www.lhc-facts.ch/index.php?page=allgemeines>; eingesehen am 07.06.2019 (siehe S. 9).
- [17] Oliver Ricken, *Development and Analysis of Simplified Models in the Search for Supersymmetry with Tau Leptons in the Finale State at the ATLAS Experiment*, 2013 (siehe S. 9, 16, 17).
- [18] Online erhältlich unter <https://cds.cern.ch/record/941318/files/p361.pdf>; eingesehen am 24.06.2019 (siehe S. 10).
- [19] Online erhältlich unter <http://cds.cern.ch/journal/CERNBulletin/2008/38/News%20Articles/1125888>; eingesehen am 07.06.2019 (siehe S. 10).
- [20] Online erhältlich unter <http://www.lhc-facts.ch/index.php?page=alice>; eingesehen am 07.06.2019 (siehe S. 10).
- [21] Online erhältlich unter <http://www.lhc-facts.ch/index.php?page=cms>; eingesehen am 07.06.2019 (siehe S. 10).
- [22] Online erhältlich unter <http://www.lhc-facts.ch/index.php?page=lhcb>; eingesehen am 07.06.2019 (siehe S. 10).
- [23] M. Werres, *Studien zur Verbesserung der au-Zerfallsrekonstruktion mit dem ATLAS-Detektor*, 2016 (siehe S. 11, 12).
- [24] Online erhältlich unter https://tu-dresden.de/mn/physik/iktp/ressourcen/dateien/studium/praktikum/Versuchsbeschreibung_ATLAS_e214.pdf?lang=de; eingesehen am 17.06.2019 (siehe S. 11).
- [25] Online erhältlich unter https://wiki.physik.uzh.ch/cms/_detail/latex:theta-eta.png?id=latex%3Atikz; eingesehen am 06.05.2019 (siehe S. 11).
- [26] Online erhältlich unter <https://atlas.physicsmasterclasses.org/de/atlas.htm>; eingesehen am 16.06.2019 (siehe S. 12).
- [27] Online erhältlich unter <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08003/pdf>; eingesehen am 17.06.2019 (siehe S. 13, 15).
- [28] H. Kolanoski und N. Wermes, *Teilchendetektoren*, Springer Spektrum, 2016 (siehe S. 13, 14).
- [29] Online erhältlich unter <http://www.lhc-facts.ch/index.php?page=trd>; eingesehen am 17.06.2019 (siehe S. 13).
- [30] Online erhältlich unter www.lhc-facts.ch/index.php?page=atlas#solenoid; eingesehen am 17.06.2019 (siehe S. 13).
- [31] Online erhältlich unter <https://web-docs.gsi.de/~wolle/Schuelerlabor/TALKS/DETEKTOREN/VO-6-Kalorimeter.pdf>; eingesehen am 25.06.2019 (siehe S. 14).
- [32] Online erhältlich unter <http://www.lhc-facts.ch/index.php?page=atlas#trt>; eingesehen am 25.06.2019 (siehe S. 14).
- [33] Online erhältlich unter <https://arxiv.org/pdf/0802.1189v2.pdf>; eingesehen am 17.06.2019 (siehe S. 16).

-
- [34] Online erhältlich unter <https://arxiv.org/pdf/1201.5466.pdf>; eingesehen am 17.06.2019 (siehe S. 16).
- [35] Online erhältlich unter <https://sherpa.hepforge.org/trac/wiki>; eingesehen am 22.07.2019 (siehe S. 19).
- [36] Online erhältlich unter <https://indico.desy.de/indico/event/2200/session/3/contribution/43/material/slides/0.pdf>; eingesehen am 22.07.2019 (siehe S. 19).
- [37] M. Baak u. a., *HistFitter software framework for statistical data analysis*, 2014, arXiv: [1410.1280](https://arxiv.org/abs/1410.1280) (siehe S. 25).
- [38] M. Baak u. a., *HistFitter: a flexible framework for statistical data analysis*, (2015) (siehe S. 25, 26).
- [39] Online erhältlich unter <https://cds.cern.ch/record/1456844/files/CERN-OPEN-2012-016.pdf>; eingesehen am 21.06.2019 (siehe S. 27).
- [40] Online erhältlich unter <https://home.cern/science/accelerators/large-electron-positron-collider>; eingesehen am 16.07.2019 (siehe S. 29).
- [41] P. König, Private Kommunikation, 2019 (siehe S. 30, 32, 34, 37–39, 44).
- [42] T. A. Collaboration, *Measurement of the W-boson mass in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, 2017, arXiv: [1701.07240](https://arxiv.org/abs/1701.07240) (siehe S. 32).
- [43] P. König, 2018 (siehe S. 33).
- [44] Online erhältlich unter https://www-zeuthen.desy.de/~husemann/teaching/2009_ss/exp_teilchenphysik/skript/skript_03.pdf; eingesehen am 16.07.2019 (siehe S. 34).
- [45] Online erhältlich unter <https://hal.sorbonne-universite.fr/hal-01307067/document>; eingesehen am 28.06.2019 (siehe S. 36).
- [46] D. Ponomarenko, „VTAU 13 TEV ANALYSIS“, 2019 (siehe S. 44).

Anhang

In Abschnitt 6.3.3 ist die Variation der Binanzahl beschrieben worden. Dabei wurde für diese die Analyse bei gleichzeitiger Betrachtung der Pseudorapidität und des Stoßparameters durchgeführt. Da die Ergebnisse zu keiner signifikanten Besserung führten, sind diese unter Anhang A.1 zu finden. Zudem ist bei der Analyse aufgefallen, dass sich die Form der Histogramme für den Transversalimpuls bei Betrachtung des Stoßparameters innerhalb der Bins ändert (siehe Anhang A.2). Abschließend sind weitere Ergebnisse des Vergleichs der Monte-Carlo Simulationen in Anhang A.3 aufgeführt.

A.1 Ergebnisse für die Variation der Binanzahl

In Abb. A.1 sind die Ergebnisse für die Variation der Binanzahl bei gleichzeitiger Betrachtung des Stoßparameters und der Pseudorapidität dargestellt.

Hierbei ist deutlich zu erkennen, dass die Unsicherheit mit abnehmender Binanzahl steigt. Zudem sind die Ergebnisse für diese Binanzahlen schlechter als die Ergebnisse für eine Binanzahl von 12 Bins.

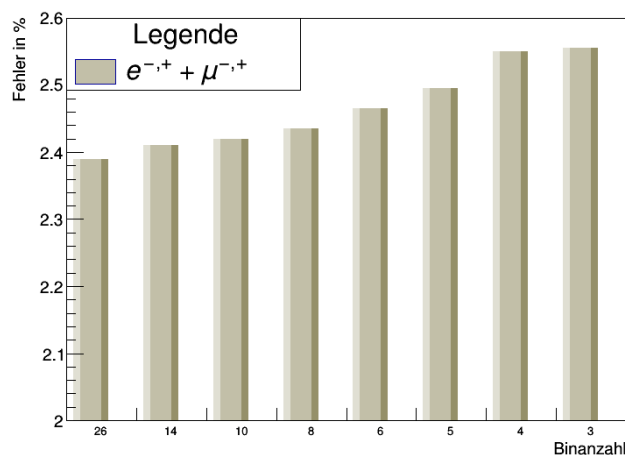


Abbildung A.1: Ergebnisse der Variation der Binanzahl für den Transversalimpuls bei gleichzeitiger Betrachtung der Pseudorapidität und des Stoßparameters

A.2 Abhängigkeit der p_T -Form von d_0

Im Folgenden ist die Abhängigkeit der Form des Transversalimpulses von dem Stoßparameter dargestellt. Um dies zu verdeutlichen ist der Transversalimpuls für verschiedene Bins des Stoßparameters in Anhang A.2 abgebildet.

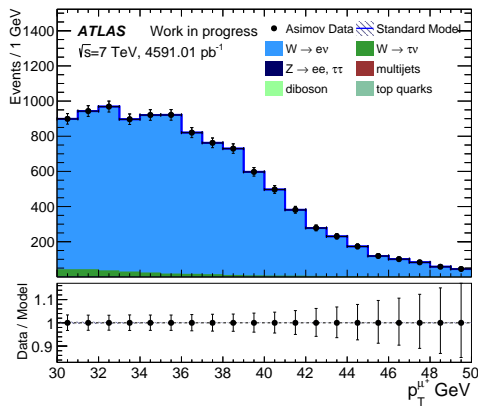


Abbildung A.2: p_T -Form im ersten d_0 -Bin

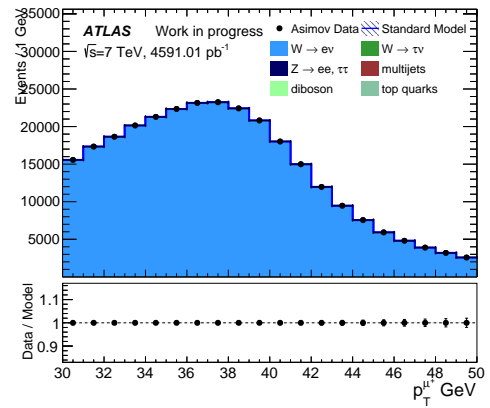


Abbildung A.3: p_T -Form im zehnten d_0 -Bin

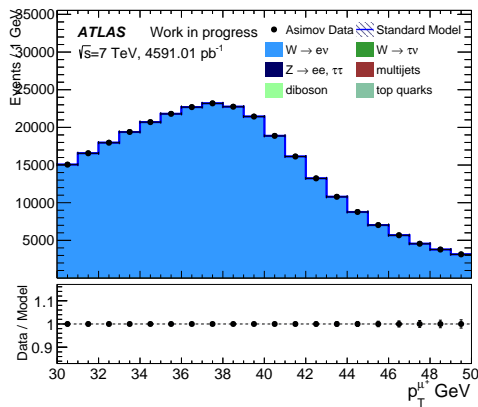


Abbildung A.4: p_T -Form im siebzehnten d_0 -Bin

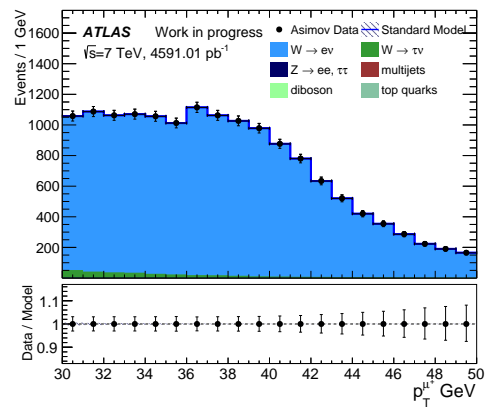


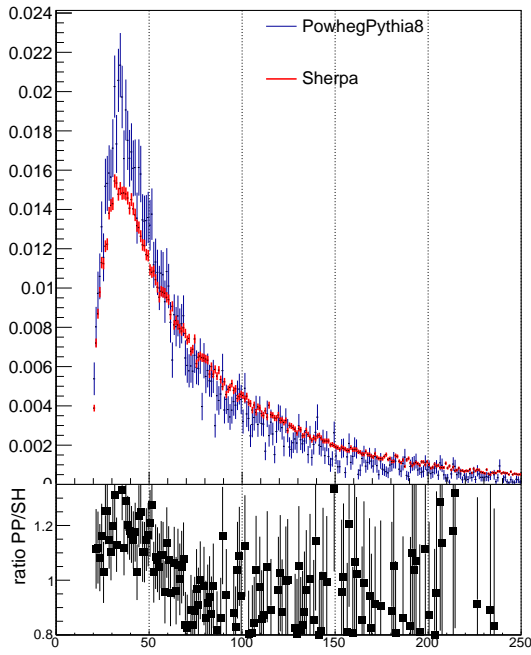
Abbildung A.5: p_T -Form im sechsundzwanzigsten d_0 -Bin

Die Erwartung vor der Analyse war, dass der Stoßparameter unabhängig anderer kinematischer Größen ist. Aus den Abbildungen geht hervor, dass dies nicht so ist. Die Ursache dafür ist vermutlich der *boost*¹ der Teilchen.

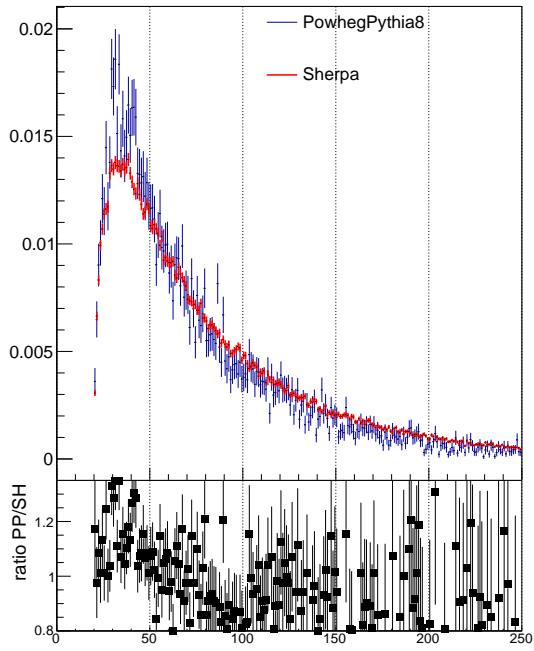
A.3 Ergebnisse des Monte-Carlo Vergleichs

Im Folgenden sind weitere Ergebnisse des Monte-Carlo Vergleichs dargestellt.

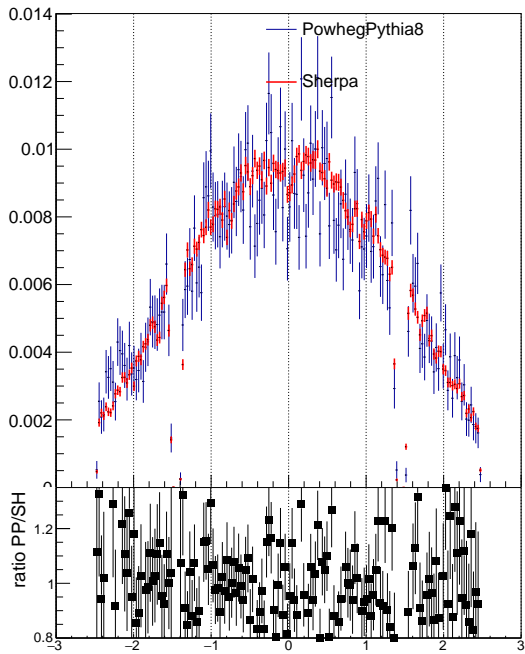
¹ Deutsch: Erhöhung, Auftrieb



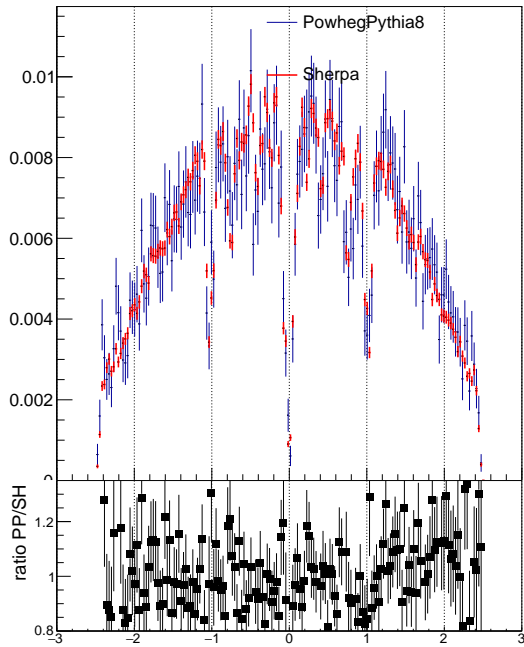
(a) Ruheenergie des Elektron



(b) Ruheenergie des Myon

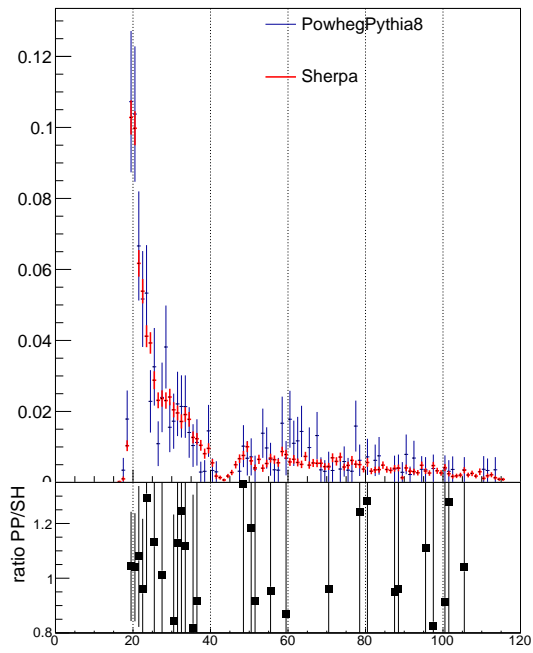


(c) Pseudorapidity des Elektron

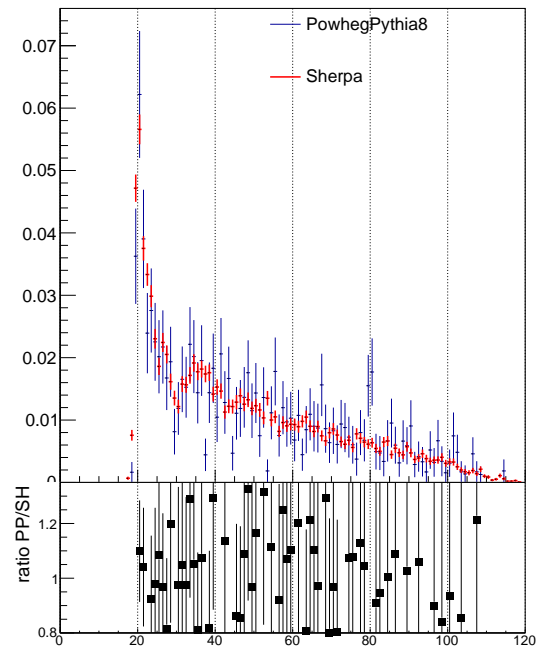


(d) Pseudorapidity des Myon

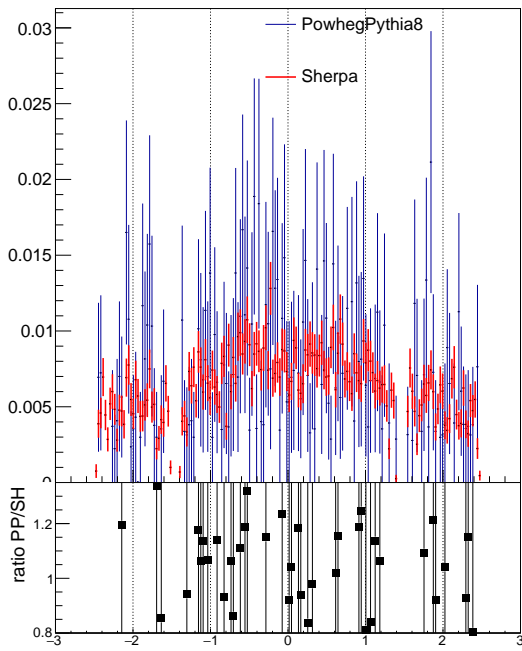
Abbildung A.6: Verteilungen der entstandenen Tochterpartikeln in ihrem eigenen Bezugssystem.



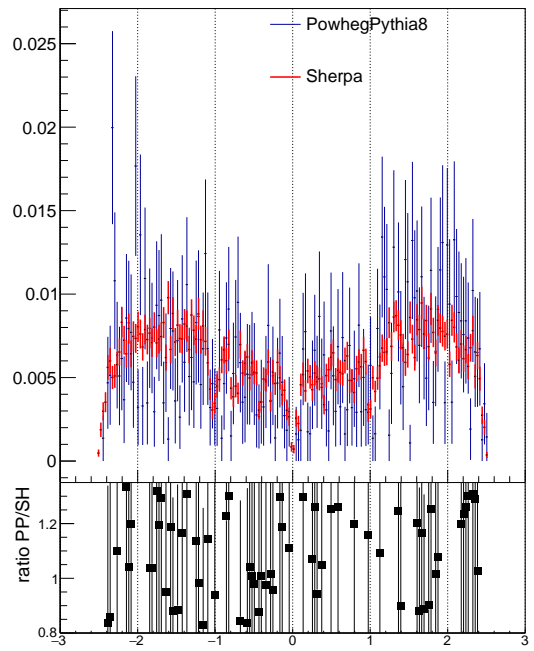
(a) Ruheenergie des Elektron



(b) Ruheenergie des Myon



(c) Pseudorapidity des Elektron



(d) Pseudorapidity des Myon

Abbildung A.7: Verteilungen der entstandenen Tochterpartikel im Bezugssystem des Mutterpartikels.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik. In hellgrau sind die Teilchen der ersten Fermionengeneration angegeben, in rot, grün und gelb die Eichbosonen und in grau das Higgs-Boson [2].	4
2.2	Graphische Darstellung leptonischer und semi-leptonischer τ -Zerfälle über die schwache Wechselwirkung. Relevant für diese Arbeit ist der Zerfall in ein Myon und ein Elektron [11].	7
3.1	Übersicht des LHC und der verschiedenen Experimente [19].	10
3.2	Zusammenhang der Pseudorapidität η mit dem Raumwinkel θ [25].	11
3.3	Aufbau des ATLAS Detektors mit einer Länge von 44 m, Breite von 22 m und Höhe von 22 m [26].	12
3.4	Darstellung der verschiedenen Licht-Materie-Wechselwirkungen: (a) Photoeffekt, (b) Compton-Effekt und (c) Paarbildung [28].	14
4.1	Ergebnisse des Vergleichs für die Pseudorapidität η des Mutterteilchens.	20
4.2	Ergebnisse des Vergleichs für die PdgID des Mutterteilchens.	21
4.3	Ergebnisse des Vergleichs für den Transversalimpuls p_T des Mutterteilchens.	22
4.4	Ergebnisse des Vergleichs für den Transversalimpuls p_T der Tochterteilchen im Bezug auf das Ruhesystem des Mutterteilchens.	23
4.5	Ergebnisse des Vergleichs für den Transversalimpuls p_T der Tochterteilchen in deren Bezugssystem.	24
5.1	Graphische Darstellung des Zusammenhangs der verschiedenen Regionen bei Betrachtung zweier Observablen [38].	26
6.1	Prozentual gemessenes Verzweigungsverhältnis \mathfrak{B} der Zerfälle $W \rightarrow l\nu$ [14].	30
6.2	Graphische Darstellung zur Veranschaulichung eines aufgerollten zweidimensionalen Histogramms in einer Dimension.	31
6.3	Darstellung des Transversalimpulses p_T [41].	32
6.4	Darstellung verschiedener Prozesse bei variierenden Werten der Pseudorapidität η [41].	34
6.5	Darstellung der Ergebnisse für den Transversalimpuls p_T und die Pseudorapidität η .	35
6.6	Darstellung der Konstruktion des Stoßparameters d_0 anhand eines Teilchenzerfalls [45].	36
6.7	Darstellung des Stoßparameters d_0 für verschiedene Teilchenprozesse [41].	37
6.8	Darstellung des Stoßparameters mit einer Einteilung in 12 Bins [41]	38
6.9	Darstellung des Stoßparameters mit einer Einteilung in 26 Bins [41]	39
6.10	Darstellung des Stoßparameters mit einer Einteilung in 28 Bins [41].	39
6.11	Darstellung der Ergebnisse für den Transversalimpuls p_T und den Stoßparameter d_0 . . .	40

6.12	Darstellung der Ergebnisse für eine Binanzahl von 26 Bins	41
6.13	Darstellung der Ergebnisse für die Unsicherheit bei verschiedenen Binanzahlen. . . .	42
6.14	Vergleich der Ergebnisse bei gleichzeitiger Betrachtung von Elektronen und Myonen bei einer Variation des Binnings	43
A.1	Ergebnisse der Variation der Binanzahl für den Transversalimpuls bei gleichzeitiger Betrachtung der Pseudorapidität und des Stoßparameters	53
A.2	p_T -Form im ersten d_0 -Bin	54
A.3	p_T -Form im zehnten d_0 -Bin	54
A.4	p_T -Form im siebzehnten d_0 -Bin	54
A.5	p_T -Form im sechsundzwanzigsten d_0 -Bin	54
A.6	Verteilungen der entstandenen Tochterpartikel in ihrem eigenen Bezugssystem.	55
A.7	Verteilungen der entstandenen Tochterpartikel im Bezugssystem des Mutterpartikels.	56

Tabellenverzeichnis

2.1	Auswahl der möglichen leptonischen und semi-leptonische Zerfallskanäle, sowie deren Wahrscheinlichkeiten für das negativ geladenen τ -Lepton. Analog kann der Zerfall auch für positiv geladene τ -Leptonen erfolgen. [10]	6
6.1	Vergleich der Ergebnisse für eine unterschiedliche Binanzahl bei gleicher Konfiguration	42
6.2	Vergleich der jeweils besten Analyseergebnisse, differenziert in die möglichen Konfigurationen für die unterschiedlichen leptonischen Zerfallsmodi	43
6.3	Vergleich des besten Ergebnis der Analyse mit dem Ergebnis des zweiten Laufs des LHC für die verschiedenen leptonischen Zerfallsmodi.	44
6.4	Ergebnisse für einen Transversalimpuls von $p_T \geq 25$ GeV und eine transversale Masse des W -Bosons von $m_T^W \geq 50$ GeV.	44