

Messung der Masse des W -Bosons

Tim Müller

Bachelorarbeit in Physik
angefertigt im Physikalischen Institut

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

Februar 2023

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, **06.01.2023**
.....
Datum

T. Mühl
.....
Unterschrift

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

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Das Standardmodell und das W-Boson	3
2.1	Das Standardmodell	3
2.1.1	Bestandteile des Standardmodells	3
2.1.2	Unzulänglichkeiten und Theorien neben dem Standardmodell	4
2.2	Das W -Boson	5
2.2.1	Produktion des W -Bosons	6
2.2.2	Zerfall des W -Bosons	7
3	Aufbau der experimentellen Datenaufnahme	9
3.1	Der Large Hadron Collider	9
3.1.1	Parameter des Teilchenbeschleunigers	9
3.1.2	Aufbau des Beschleunigungskomplexes und des Large Hadron Colliders	10
3.2	Der ATLAS-Detektor	11
3.2.1	Ablauf der Kollision	12
3.2.2	Geometrie und Koordinatensystem	12
4	Messung und Aufbereitung der Daten	15
4.1	Observablen für die Messung der Masse des W -Bosons	15
4.2	Die 2017-Analyse	16
4.3	Ereignisselektion	17
4.4	Der profile likelihood-Fit	18
4.5	Unsicherheiten der Parton Distribution Functions	19
5	Erstellung des kombinierten Fits	21
5.1	Vorbereitung der Daten	21
5.2	Durchführung des kombinierten Fits	23
5.3	Diskussion der Ergebnisse der unterschiedlichen Fits	25
5.3.1	Fits an die Daten einzelner Schwerpunktsenergien	25
5.3.2	Fits an Daten zweier Schwerpunktsenergien	26
5.3.3	Fits an die Daten aller drei Schwerpunktsenergien	27
6	Fazit	29

Literatur	31
Abbildungsverzeichnis	33
Tabellenverzeichnis	35
Acronyms	37

Einführung

In der Physik ist das Zusammenspiel von Theorie und Experiment unerlässlich. Nur so konnte wissenschaftlicher Fortschritt bis auf den heutigen Stand erzielt werden. Eine erfolgreiche Theorie oder Modell sollte die Grundlagen bereitstellen, um die Welt in der wir leben beschreiben und neue Beobachtungen mithilfe von Voraussagen der Theorie treffen zu können. Um diese Voraussagen zu bestätigen oder zu widerlegen, müssen Experimente durchgeführt werden, welche die Theorie überprüfen. Dies erweist sich allerdings besonders bei der Teilchenphysik als schwierig, da experimentelle Untersuchungen an Teilchen, die viel kleiner sind als alles, was wir mit dem bloßen Auge beobachten können, sehr aufwendig und schwer umzusetzen sind. Demnach war die Konstruktion von Teilchenbeschleunigern, welche eine Vielzahl von Versuchen an jeder Art von Teilchen möglich machen, eine hohe Priorität in der Teilchenphysik.

Am 10.09.2008 wurde der Large Hadron Collider am CERN in Betrieb genommen und verbleibt bis heute der größte und leistungsfähigste Teilchenbeschleuniger auf der Welt. In ihm können Teilchen auf nahezu Lichtgeschwindigkeit beschleunigt werden, welche dann maximale Energien von bis zu 7 TeV erreichen. Somit lassen sich viele zuvor unbekannte, hochenergetische Teilchenprozesse durchführen, welche zahlreiche neue Erkenntnisse in der Physik mit sich bringen. Somit konnte auch die Masse des W -Bosons bei neuen Gegebenheiten vermessen werden. Interessant an dieser Masse ist, dass es eine weitere Prüfung der Selbstkonsistenz des Standardmodells (SMs) darstellt. Dieses beschreibt bis heute den Großteil der Physik mit seinen Elementarteilchen. Mit der Messung der Masse des W -Bosons kann man also testen, ob die bisherige Physik nach diesem Modell universell gültig ist. Bis heute wurden zahlreiche Messungen sowohl am Large Hadron Collider, als auch an anderen Teilchenbeschleunigern durchgeführt. Aber besonders nach der neuesten Veröffentlichung der experimentellen Messung der Masse des W -Bosons der CDF-Kollaboration im April 2022 ist die weitere Untersuchung dieses Teilchens von großer Interesse. Diese CDFII-Messung am Tevatron des Fermilabs in den USA ermittelte eine relativ hohe W -Boson Masse, verglichen mit den vom Standardmodell vorhergesagten und bisher experimentell ermittelten Werten. Zudem erreichte diese Messung eine um einiges kleinere totale Unsicherheit, welche den Wert des Standardmodells nicht mit einschließt. Demnach steht nun die Frage, ob es zu einem unbekanntem Fehler bei dieser Messung kam oder dies ein Hinweis darauf ist, dass das Standardmodell nicht universell oder nur unvollständig ist und eventuell überarbeitet werden muss. Letzteres würde einen riesigen Umbruch in der modernen Physik darstellen und man müsste viele Erkenntnisse der letzten Jahre nochmals hinterfragen. Deshalb wird in der hier vorgelegten Arbeit versucht, mit einem Fit an mehreren Datensätzen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien

die Genauigkeit der Messung der Masse des W -Bosons vom Large Hadron Collider zu erhöhen. Wäre dies erfolgreich, könnte man ebenfalls Fitwerte für diese Masse mit ähnlicher Genauigkeit wie bei der CDFII-Analyse von anderen Teilchenbeschleunigern erhalten, welche eventuell Aufschluss über die Unstimmigkeit geben könnte. Außerdem sind die Genauigkeiten bei Fits an Daten einzelner Schwerpunktsenergien vom Large Hadron Collider zwischen zwei Observablen stark verschieden. Auch diese Diskrepanz soll mithilfe des kombinierten Fits reduziert werden.

Diese Bachelorarbeit ist wie folgt strukturiert: Zunächst werden in Kapitel 2 die grundlegenden Kenntnisse des Standardmodells dargelegt und erklärt, aus welchen Elementarteilchen und Wechselwirkungen es besteht. Auch auf Mängel des Modells wird kurz eingegangen und mit welchen Ansätzen einige von ihnen gelöst werden können. Danach wird das W -Boson als eines dieser Elementarteilchen vorgestellt und dessen Produktion und Zerfall präsentiert. Außerdem wird die Rolle der Partondichtefunktionen bei der Entstehung von W -Bosonen durch Proton-Proton-Kollision vorgebracht. In Kapitel 3 wird auf den experimentellen Aufbau der Aufnahme der betrachteten Daten eingegangen. Dafür werden zuerst wichtige Parameter definiert, dann der Teilchenbeschleuniger mit seinen Detektoren skizziert und das Koordinatensystem und der Ablauf und die Geometrie der Kollision vorgestellt. Außerdem werden in Kapitel 4 die Observablen der Messungen gegeben und wie diese ermittelt werden. An diesen Größen wird dann nach der Ereignis Selektion der profile likelihood-Fit durchgeführt, welche beide ebenfalls dargelegt werden. Zusätzlich wird eine Analyse von 2017 vorgestellt, auf der diese Arbeit basiert und auf den Einfluss der Unsicherheiten der Partondichtefunktionen eingegangen. In Kapitel 5 wird kurz beschrieben, wie die Daten der Messungen vorbereitet werden mussten, wie die Fits erstellt wurden und zuletzt werden die Ergebnisse dieser diskutiert. Schlussendlich wird in Kapitel 6 ein Fazit gezogen.

Das Standardmodell und das W -Boson

Dieses Kapitel skizziert die grundlegenden Eigenschaften des Standardmodells, welches bis heute die erfolgreichste Theorie der Teilchenphysik darstellt. Es beschreibt die Welt, in der wir leben, trotz einiger unberücksichtigten Phänomene, mit einer erstaunlichen Genauigkeit. Ein fundamentales Teilchen dieses Modells stellt das W -Boson dar, welches im Anschluss näher beleuchtet wird. Dabei wird darauf eingegangen, wie das W -Boson produziert werden kann und wie dieses danach wieder zerfällt. Dies wird später ausgenutzt, um die Masse dieses Teilchens experimentell zu bestimmen.

2.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell (SM) fasst die wesentlichen Erkenntnisse der Teilchenphysik bis heute zusammen. Seit über 50 Jahren behielt es seine Gültigkeit und dank ihm wurden neue Teilchen, welche vom SM vorausgesagt wurden, wie etwa das Higgs-Boson entdeckt. Demnach hat es bisher viele Erfolge zu verzeichnen, jedoch kommt es nicht ohne ein paar Mängel aus. Im folgenden wird das SM zunächst beschrieben und seine Elementarteilchen und Wechselwirkungen kurz vorgestellt und am Ende werden auf die Unzulänglichkeiten und eventuelle Lösungen für diese kurz eingegangen.

2.1.1 Bestandteile des Standardmodells

Das SM beschreibt alle bekannten Elementarteilchen und die schwache, starke und elektromagnetische Wechselwirkungen zwischen diesen. Lediglich die relativ schwache Gravitation wird nicht berücksichtigt. Die Teilchen werden dabei in Leptonen, Quarks und Austauschteilchen unterteilt. Dabei gehören die Leptonen und Quarks zu den Fermionen, welche einen Spin von $S = \frac{1}{2}$ besitzen, und die Austauschteilchen zu den Bosonen mit einem Spin von $S = 1$ oder $S = 0$. Zu den Leptonen gehören die geladenen Elektronen, Muonen und Tauonen mit ihren jeweiligen Neutrinos, welche keine Ladung besitzen, sowie Antiteilchen zu jedem dieser Leptonen. Die Quarks und ihre Antiquarks werden wiederum unterteilt in sechs unterschiedliche Quarktypen, welche auch „flavour“ genannt werden, wobei jeder Quarktyp außerdem noch eine der drei Farbladungen (rot, grün, blau) besitzen kann. Die Fermionen beschreiben hierbei die Teilchen der Materie und sind wiederum in drei Generationen unterteilt. Protonen und Neutronen, die Bausteine von Atomkernen, bestehen beispielsweise aus

„up“- und „down“-Quarks¹, den Quarks der ersten Generation. Sie gehören damit zu den Hadronen, Teilchen, die aus Quarks zusammengesetzt sind. Dabei ergibt sich die gesamte Ladung eines Hadrons q_{Hadron} aus der Summe der einzelnen Quarkladungen: $q_{\text{Proton}} = q_{\text{up}} + q_{\text{up}} + q_{\text{down}} = \frac{2}{3} + \frac{2}{3} - \frac{1}{3} = +1$. Die Quarks unterliegen aller im SM berücksichtigten Wechselwirkungen, jedoch sind es die einzigen Teilchen, welche von der starken Wechselwirkung beeinflusst werden. Zu jeder Wechselwirkung wurde ein Austauscheteilchen mit ganzzahligen Spin zugeordnet. Dabei gehört das Photon zu der elektromagnetischen, das Gluon zur starken und das Z^0 , sowie die positiv und negativ geladenen W^+ - und W^- -Bosonen zu der schwachen Wechselwirkung. Das Graviton wäre dementsprechend das Austauscheteilchen für die Gravitation. Zudem wurde vom SM das Higgs-Boson gefordert, welches keine Ladung und Spin haben sollte und dann auch 2012 nachgewiesen wurde [1]. Dieses sollte an jedes Teilchen mit einer Stärke proportional zu ihrer jeweiligen Teilchenmasse koppeln und damit für die Masse eines jeden Teilchens verantwortlich sein. [2, 3]

Diese hier beschriebene Einteilung der Teilchen mit ihren jeweiligen grundlegenden Eigenschaften ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

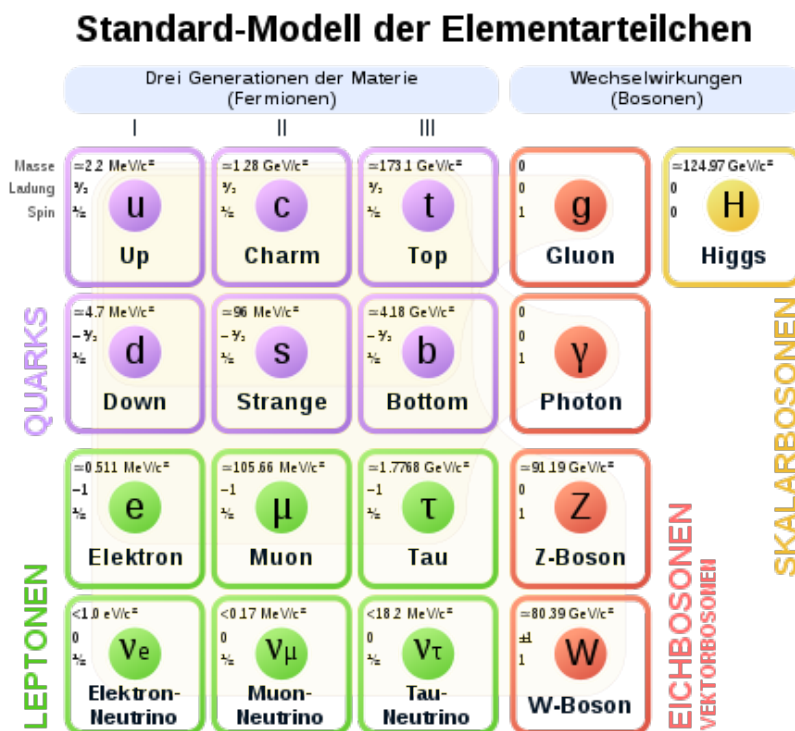


Abbildung 2.1: Die Teilchen des Standardmodells mit ihren grundlegenden Eigenschaften. [4]

2.1.2 Unzulänglichkeiten und Theorien neben dem Standardmodell

Trotz der großen Erfolge, welche das SM zu verzeichnen hat, kann es bisher nicht alle Phänomene der Teilchenphysik erklären. In diesem Abschnitt werden einige dieser Unzulänglichkeiten besprochen

¹ „up“- und „down“-Quarks werden zukünftig als u - und d -Quarks bezeichnet.

und zuletzt auf eventuelle Theorien eingegangen, welche manche dieser Mängel lösen könnte.

Durch die Messung der Rotationsgeschwindigkeiten von Sternen in einer Galaxie als Funktion ihrer Abstände vom galaktischen Zentrum und die Anwendung der Kepler-Gesetze wurde eine höhere Masse errechnet, als aus der gesamten Leuchtkraft der Galaxie schließen lässt. Somit muss es eine Materie geben, welche annähernd gleichmäßig in Galaxien verteilt ist und die zusätzliche Masse in diesen darstellt, ohne Strahlung zu absorbieren und emittieren. Diese noch unbekannte Materie wird „Dunkle Materie“ genannt und ist im SM nicht mit enthalten. Es wird derzeit intensiv nach neuen Teilchen gesucht, den sogenannten weakly interacting massive particles (WIMPs). Wie der Name schon sagt, sollen diese sehr schwer und schwach wechselwirkend sein, also gravitativ, aber nicht elektromagnetisch wechselwirken. Diese WIMPs könnten demnach eine Erklärung für die dunkle Materie liefern.

Wie bereits erwähnt ist die im Vergleich zu den anderen Wechselwirkungen schwache Gravitation ebenfalls nicht im SM mit beinhaltet. Dieses hätte als Austauscheteilchen das Graviton. Ein Nachweis dieses Teilchens oder eine funktionierende Theorie zu dieser Wechselwirkung existiert allerdings noch nicht. Weitere Unzulänglichkeiten des SM sind die Ursache der Neutrinomassen, die bei Neutrino-Oszillationen beobachtet wurden, die Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie im Universum, sowie eine Theorie zur großen Vereinigung der drei Wechselwirkungen des SM, ähnlich wie die elektro-schwache Theorie, welche die elektromagnetische mit der schwachen Wechselwirkung vereinigt.

Es wurden bisher auch Theorien aufgestellt, welche experimentell noch nicht bestätigt wurden, aber ein paar der Mängel des SM lösen könnten. Die wahrscheinlich bekanntesten Ansätze für neue Modelle sind Versuche zur Vereinigung der drei im SM vorkommenden Wechselwirkungen in einer Grand Unified Theory (GUT). Solche Modelle beinhalten häufig Supersymmetrie (SUSY). Nach dieser besitzt jedes Lepton und jedes Quark ein Boson, womit eine Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen entstehen würde. Diese supersymmetrischen Paare werden „Squarks“ und „Sleptonen“ genannt. Ihre Massen sollen zwischen 0,3 TeV bis 1,0 TeV liegen und mit dem LHC wird derzeit nach diesen Teilchen gesucht. Diese Theorie könnte Dunkle Materie erklären, da die leichtesten SUSY-Teilchen stabil, nur schwach und gravitativ wechselwirkend und schwer genug wären.

Zum anderen besagt die sogenannte „Superstring-Theorie“, dass alle Elementarteilchen lediglich unterschiedliche Energiezustände eines einzelnen Teilchens sind, welches „String“ genannt wird. Diese Strings kann man sich wie schmale vibrierende Fäden vorstellen, welche in einem höherdimensionalen Raum schwingen und die verschiedenen Schwingungsfrequenzen würden den unterschiedlichen Teilchen entsprechen. Weiterhin müssten die Strings sehr klein sein und sehr hohe Schwingungsenergien über 10 TeV besitzen, weswegen man sie bisher nicht einmal im LHC nachweisen konnte.[2]

Es existieren also durchaus andere Theorien auch neben dem SM, welche eine andere Erklärung für physikalische Phänomene bieten, da das SM eben nicht alles erklären kann und seine Mängel hat. Viele Wissenschaftler sehen somit das SM nur als Schritt zu einer besseren und noch umfangreicheren Theorie.

2.2 Das W-Boson

Das W-Boson ist das geladene Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung und kann positiv oder negativ geladen sein. Es wurde 1983 zusammen mit dem Z^0 -Boson durch Proton-Antiproton-Kollision der UA1-[5] und UA2-Kollaborationen[6] am CERN entdeckt. Dies bestätigte die Gültigkeit der

elektroschwachen Theorie als Vereinigung der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung. Daraus entstehen Austauschteilchen wie das W -, aber auch das Z^0 -Boson. Demnach muss zuerst auf den Aufbau eines Protons eingegangen werden, um danach die Produktion von W -Bosonen zu verstehen. Danach wird auch auf den Zerfall des W -Bosons eingegangen, da bei der Datenaufnahme lediglich die Zerfallsteilchen detektiert werden.

2.2.1 Produktion des W -Bosons

Es gibt mehrere Möglichkeiten W -Bosonen zu erzeugen. Beispielsweise entsteht ein W^+ - und ein W^- -Boson durch Kollision eines Elektrons mit einem Positron:

$$e^+ + e^- \longrightarrow W^+ + W^-.$$

Meistens werden allerdings Quarks umgewandelt, sodass sich die Gesamtladung der benutzten Hadronen ändert und somit ein geladenes Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung erzeugt wird. Demnach kann man auch eine Proton-Antiproton-Kollision in einem Teilchenbeschleuniger durchführen, wie es etwa bei der CDF-Kollaboration getan wird. Dabei reagieren ein u - bzw. d -Valenzquark des Protons mit einem \bar{d} - bzw. \bar{u} -Valenzquark des Antiprotons zu einem W^+ - bzw. W^- -Boson:

$$u + \bar{d} \longrightarrow W^+ \quad \text{und} \quad \bar{u} + d \longrightarrow W^-. \quad (2.1)$$

Die Daten, welche in dieser Arbeit betrachtet werden, wurden am Large Hadron Collider (LHC) vom CERN aufgenommen, in welchem die W -Bosonen durch Proton-Proton-Kollision produziert werden. In diesem Fall reagieren dieselben Quarks wie bei der Proton-Antiproton-Kollision nach den Gleichungen 2.1 miteinander, um W -Bosonen zu erzeugen. Das jeweilige Antiquark wird allerdings aus den Seequarks der Protonen gewonnen, weshalb weitaus höhere Energien über der W -Bosonenmasse benötigt werden. Es werden dabei aber deutlich mehr W^+ - als W^- -Bosonen erzeugt, da Protonen kollidieren, welche durch ihre zwei u - und einem d -Valenzquarks positiv geladen sind. Im folgenden wird für das W^+ -Boson die Ladung $q = +1$ und für das W^- -Boson die Ladung $q = -1$ angegeben.

Um ein besseres Verständnis zur Produktion der W -Bosonen zu erhalten, ist es notwendig über den Aufbau und bestimmte Eigenschaften von Protonen zu sprechen. Ein Proton besteht aus drei Valenzquarks, zwei u - und einem d -Quark, welche die Quantenzahlen wie die Ladung bestimmen. Diese Valenzquarks sind aneinander durch den Austausch von Gluonen gebunden. Gluonen können auch untereinander interagieren und bilden somit Seequark-Paare. Die Valenz- und Seequarks von Hadronen werden als Partonen bezeichnet.

Bei Messungen der Masse des W -Bosons werden die Proton-Proton-Kollisionen in Teilchenbeschleunigern bei verschiedenen Schwerpunktsenergien durchgeführt, was näher in Abschnitt 3.1.1 beleuchtet wird. Die unterschiedlichen Partonen tragen bei Bewegung des Protons einen unterschiedlichen Anteil des Gesamtimpulses. Diese Impulsanteile verändern sich bei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien der Protonen. Die Veränderung der Impulsanteile des jeweiligen Partons wird mit den sogenannten Parton Distribution Functions (PDFs), oder auch „Partondichtefunktionen“ dargestellt. Sie beschreiben die Wahrscheinlichkeit, dass das jeweilige Parton einen bestimmten Impulsanteil x des Protons bei einer bestimmten Energieskala Q besitzt. Die Abhängigkeit der Funktion $x f(x, Q^2)$ von x und Q^2 kann nicht analytisch ermittelt werden, weshalb diese mithilfe eines globalen Fits an verschiedene

experimentelle Daten bestimmt wird. Ein Beispiel davon ist der globale PDF-Fit CT18, welcher in Abbildung 2.2 für Energieskalen $Q = 2 \text{ GeV}$ und $Q = 100 \text{ GeV}$ dargestellt ist und in Abschnitt 4.5 näher vorgestellt wird. Die gewählte Parametrisierung des Fits und die eingegebenen Daten führen zu unterschiedlichen PDFs mit bestimmten Eigenvektoren, welche die Unsicherheiten des globalen Fits beschreiben, die sogenannten PDF-Unsicherheiten. Auf diese wird ebenfalls in Abschnitt 4.5 näher eingegangen. [2, 3]

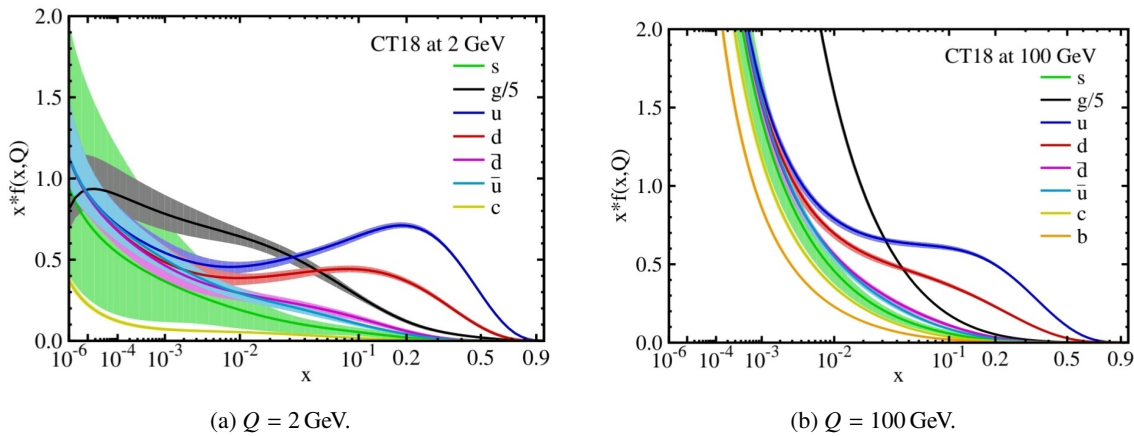
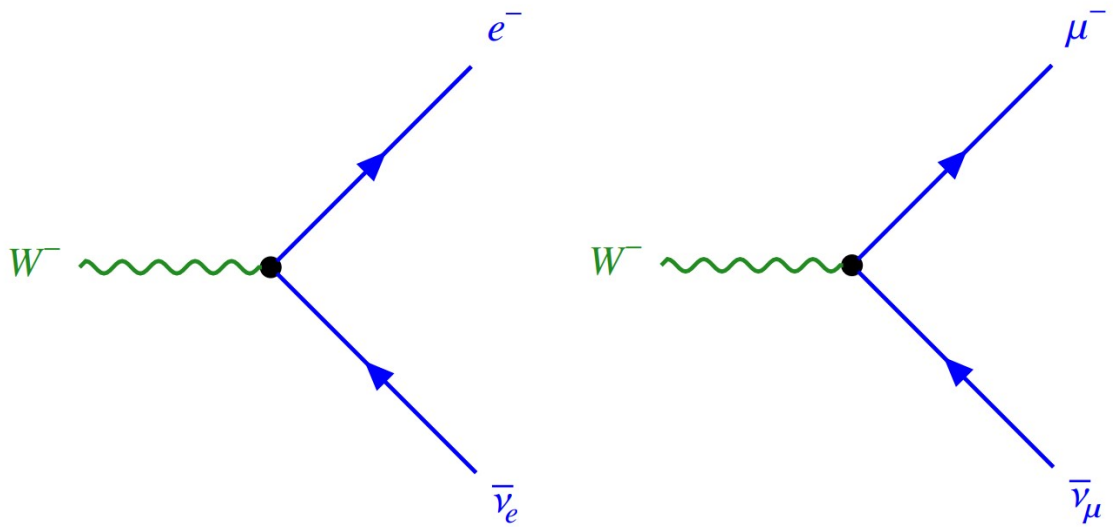


Abbildung 2.2: Die PDFs der globalen Analyse CT18 bei Energieskalen von (a) $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ und (b) $Q^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$ für $u, \bar{u}, d, \bar{d}, s = \bar{s}$ und g , wobei die Gluon-PDF um den Faktor 5 runterskaliert wurde. [7]

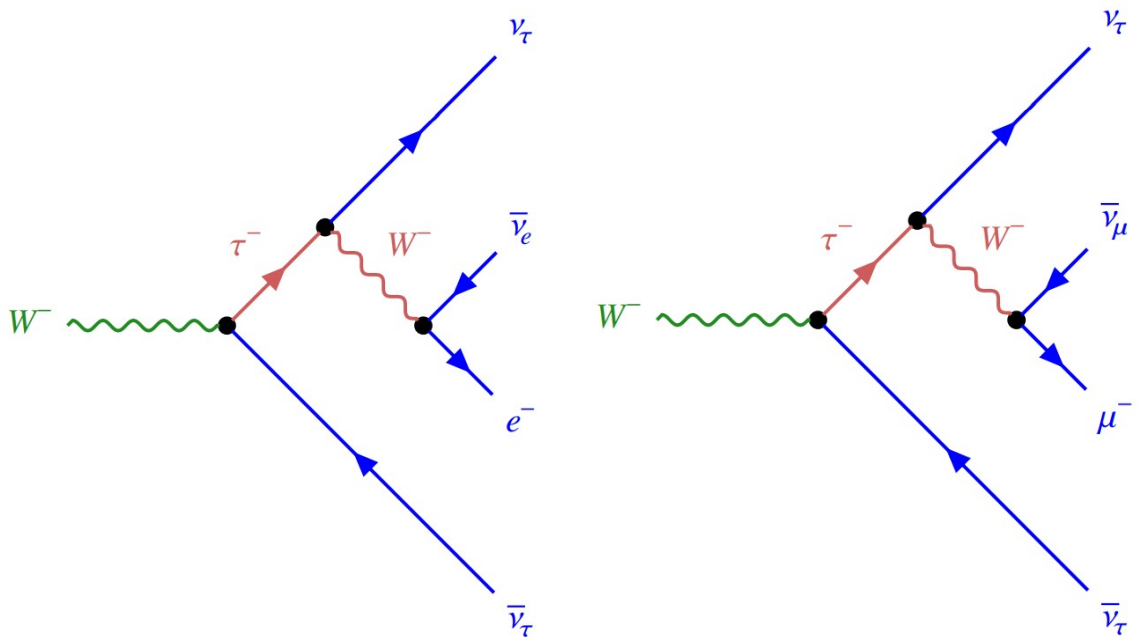
2.2.2 Zerfall des W-Bosons

Nach der Produktion der W -Bosonen können diese aber nicht direkt detektiert und dessen physikalischen Größen gemessen werden. Die schwache Wechselwirkung ist sehr kurzreichweitig, weshalb das W -Boson als dessen Austauschteilchen auch wieder nach kurzer Zeit von etwa $3 \cdot 10^{-25} \text{ s}$ zerfällt und deshalb nicht an den Detektor gelangen kann. Dabei ist es so massereich, dass es sowohl in Quarks, als auch in alle Leptonen, also Elektron, Muon oder Tauon mit dem jeweiligen Neutrino, zerfallen kann. Die hadronischen Zerfälle treten somit bei rund 67 % aller Zerfälle auf, wobei ein Quark und ein Antiquark des entgegengesetzten Typs entstehen. Die leptonischen Zerfälle haben jeweils eine Wahrscheinlichkeit von ungefähr 11 %, wobei der Zerfall in das Tauon geringfügig wahrscheinlicher ist. Das Tauon ist wiederum so massereich, dass es wieder zu einem Elektron oder Muon mit dem jeweiligen Neutrino zerfällt. Zu fast 65 % zerfällt dieses nun wiederum zu Hadronen. Dabei entstehen meist ein oder drei geladene Pionen mit einer willkürlichen Anzahl an neutralen Pionen. Diese Zerfälle wurden allerdings bei der weiteren Datenaufnahme und Analyse nicht berücksichtigt. In den restlichen 35 % tritt fast gleichermaßen ein Elektron- oder Muonzerfall auf. Es werden also im Teilchenbeschleuniger die Impulse, Energien und Ladungen nur der Elektronen und Muonen, also der leichten Leptonen detektiert. Die Ladungen dieser leichten Leptonen geben demnach auch Aufschluss über die Ladung, die das zerfallene W -Boson hatte. Die Neutrinos besitzen keine Ladung, weshalb durch sie nur indirekte Größen wie dem Rückstoß gemessen werden können. Die Zerfälle des W -Bosons sind in Abbildung 2.3 dargestellt, wobei es dann bei der Messung nur die zwei Zerfallskanäle für Elektron- und Muonzerfall gibt. [2, 3]



(a) Zerfall des W-Bosons in ein Elektron und ein Elektron-neutrino.

(b) Zerfall des W-Bosons in ein Muon und ein Muonneutrino.



(c) Zerfall des W-Bosons in ein Elektron und ein Elektron-neutrino über den Tauonzerfall.

(d) Zerfall des W-Bosons in ein Muon und ein Muonneutrino über den Tauonzerfall.

Abbildung 2.3: Feynman-Diagramme der vier möglichen leptonen Zerfälle des W-Bosons mit einem leichten Lepton im Endzustand. In (a) und (b) wird der direkte Zerfall des W-Bosons (grün) in ein leichtes Lepton mit dem dazugehörigen Neutrino (beides in blau) dargestellt, (c) und (d) hingegen zeigen den zwischenzeitlichen Zerfall über ein Tauon (rot). All die aufgeführten Zerfälle sind nur für ein negativ geladenes W-Boson aufgeführt, da beim Zerfall des W^+ -Boson nur die jeweiligen Antiteilchen der Leptonen gebildet werden und somit die Ladungen der Zerfallsteilchen sich ändern.[3]

Aufbau der experimentellen Datenaufnahme

Um Aufschluss über die Masse des W -Bosons zu erhalten, müssen Teilchen auf enorme Schwerpunktsenergien beschleunigt werden, um eine effiziente Produktion über Proton-Proton- oder Proton-Antiproton-Kollisionen zu erreichen. An den Punkten der Kollision können dann auch die Zerfallsteilchen mit ihren physikalischen Größen detektiert und daraus die Masse des W -Bosons ermittelt werden. Am Large Hadron Collider können große Mengen an Proton-Proton-Kollisionen stattfinden, an welchen dann mit dem ATLAS-Detektor die Variablen der Zerfallsteilchen gemessen werden können. Der Aufbau beider Konstruktionen werden in diesem Kapitel vorgestellt.

3.1 Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (LHC) ist der bisher leistungsfähigste Teilchenbeschleuniger auf der Welt und ist Teil des Conseil europeen pour la recherche nucleaire (CERN) in der Schweiz. Er befindet sich in einem 27 km langen Tunnel ungefähr 100 m unter der Erde und wird benutzt, um unterschiedliche hochenergetische Experimente durchzuführen. Teilchen werden in ihm beschleunigt, kollidieren dann in bestimmten Punkten miteinander und die entstandenen Teilchen werden dann detektiert. In diesem Abschnitt werden zunächst die wichtigsten Parameter eines Teilchenbeschleunigers sowie der Aufbau des LHC mit seinem Beschleunigungskomplex vorgestellt.

3.1.1 Parameter des Teilchenbeschleunigers

In Teilchenbeschleunigern werden zwei Teilchenstrahlen beschleunigt, welche dann gegeneinander zirkulieren, bis es zu Kollisionen in einem Punkt kommt. Die Teilchen können im LHC jeweils eine Energie von bis zu 7 TeV erreichen. Die Schwerpunktsenergie, oder auch „centre-of-mass energy“ $E_{\text{cm}} = \sqrt{s}$ ist ein fundamentaler Parameter eines jeden Teilchenbeschleunigers und ist definiert durch

$$s = (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2,$$

wobei \mathbf{p}_i der Viererimpuls des jeweiligen Teilchens $i = 1, 2$ ist. Somit beträgt die Schwerpunktsenergie des LHC $E_{\text{cm}} = 14$ TeV. Die Datensätze, welche für diese Arbeit betrachtet werden, wurden bei drei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien aufgenommen: $E_{\text{cm},1} = 5$ TeV aus dem Jahre 2017, $E_{\text{cm},2} = 7$ TeV aus der Messung von 2011 und $E_{\text{cm},3} = 13$ TeV aus dem Jahre 2018. Somit wurden

unterschiedliche PDFs, welche in Abschnitt 2.2.1 erklärt wurden, zu den unterschiedlichen Partonen der Protonen abgedeckt.

Weiterhin ist die Luminosität \mathcal{L} eine wichtige Größe von Teilchenbeschleunigern. Sie beschreibt die Anzahl der Kollisionen über die Formel

$$\begin{aligned}\dot{N} &= \sigma \mathcal{L} \\ N &= \sigma \int \mathcal{L} dt = \sigma \mathcal{L}_{\text{int}}.\end{aligned}$$

Dabei ist N die totale Anzahl an Ereignissen, \dot{N} die Ereignisrate, σ der Wirkungsquerschnitt des Prozesses, \mathcal{L} die instantane Luminosität und \mathcal{L}_{int} die zeitlich integrierte Luminosität. Auch die integrierte Luminosität ist bei den drei zu betrachteten Datensätzen unterschiedlich. Somit beträgt diese bei $E_{\text{cm},1} = 5 \text{ TeV}$ ungefähr $\mathcal{L}_{5 \text{ TeV}}^{\text{int}} = 0,258 \text{ fb}^{-1}$ und bei $E_{\text{cm},3} = 13 \text{ TeV}$ ungefähr $\mathcal{L}_{13 \text{ TeV}}^{\text{int}} = 0,335 \text{ fb}^{-1}$. Die Messung bei $E_{\text{cm},2} = 7 \text{ TeV}$ unterscheidet zusätzlich zwischen den Zerfällen des W -Bosons und betragen somit für den Elektronzerfall $\mathcal{L}_{e,7 \text{ TeV}}^{\text{int}} = 4,591 \text{ fb}^{-1}$ und für den Muonzerfall $\mathcal{L}_{\mu,7 \text{ TeV}}^{\text{int}} = 4,059 \text{ fb}^{-1}$. [3]

3.1.2 Aufbau des Beschleunigungskomplexes und des Large Hadron Colliders

Wie in Abschnitt 2.2.1 erwähnt, werden im LHC zur Messung der Masse des W -Bosons Protonen beschleunigt. Zu Beginn werden diese in einem Komplex vor dem LHC vorbeschleunigt. Dafür werden sie aus einer Wasserstoffflasche nacheinander in den LINear ACcelerator 2 (LINAC 2), Proton Synchrotron Booster (PBS), Proton Synchrotron (PS) und Super Proton Synchrotron (SPS) geleitet und dort jeweils auf dessen bestimmte Energie beschleunigt. Der LINAC 2 war bis 2019 ein Teil des Beschleunigungskomplexes, danach wurde dieser durch den LINear ACcelerator 4 (LINAC 4) ersetzt. Nach Durchlaufen des Beschleunigungskomplexes mit einer Energie von 450 GeV gelangen die Teilchen in den LHC. In diesem kreisförmigen Teilchenbeschleuniger, welcher aus zwei getrennten Ringen besteht, werden dann die Protonen im und gegen dem Uhrzeigersinn bis auf die gewünschte Energie weiterbeschleunigt. Die geladenen Teilchen werden hier beim Durchlaufen von 16 Hohlräumen, 8 pro Protonstrahl, welche mit einem elektrischen Radiofrequenz-Feld durchsetzt sind, beschleunigt. Um die Teilchen in der Bahn zu halten, wirkt der Zentrifugalkraft die Lorentzkraft von zahlreichen supraleitenden Dipolmagneten nach

$$q(\vec{v} \times \vec{B}) = \frac{m\vec{v}}{r}$$

entgegen. Dabei ist \vec{v} die Geschwindigkeit und m die Masse des Teilchens, \vec{B} die magnetische Flussdichte und r der Radius des LHC-Ring. Außerdem müssen Protonen fokussiert werden, da sie elektrisch geladen sind und sonst divergieren würden. Dafür werden weitere Quadrupolmagneten benutzt, welche die Protonen in einem enorm schmalen Strahl bündeln und damit die Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkung bei Kollision der beiden Strahlen erhöht. Die beiden Protonstrahlen können dann in vier bestimmten Stellen, den sogenannten Interaction Points (IPs), kollidieren und die Zerfallsteilchen der entstandenen W -Bosonen werden dann von Detektoren an diesen Stellen aufgefangen. Der Aufbau des Large Hadron Colliders (LHCs) mit seinen vier Detektoren ATLAS, CMS, LHCb und ALICE an den IPs, sowie dem Beschleunigungskomplex ist in Abbildung 3.1 dargestellt. [3]

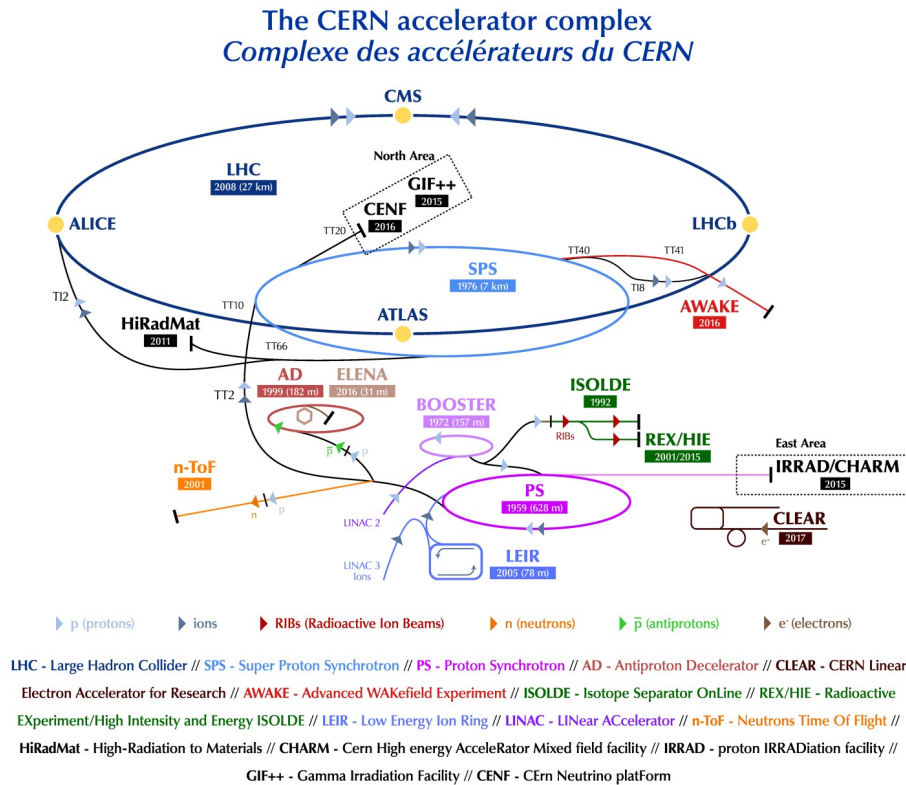


Abbildung 3.1: Aufbau des LHCs mit Beschleunigungskomplex, dem Teilchenring und den vier IPs, an welchem die Kollisionen stattfinden können und die Detektoren ATLAS, ALICE, CMS und LHCb die Teilchen registrieren. [8]

3.2 Der ATLAS-Detektor

Die hier relevanten Messungen wurden vom ATLAS-Detektor an einem der IPs aufgenommen, indem die Energie, der Impuls und die Ladung der Teilchen dort gemessen und diese identifiziert wurden. Der ATLAS-Detektor ist dabei der größte der sich am LHC befindlichen Detektoren und besteht aus mehreren Detektorschichten, welche alle eine unterschiedliche Funktion haben und um die Protonstrahlen übereinander gelagert sind. Geladene Teilchen, die hier hindurchfliegen, verursachen auf ihrem Weg sogenannte „hits“ durch Ionisierung. Diese werden benutzt, um die Laufbahn des Teilchens zu ermitteln. Außerdem werden die Detektoren von einem Magnetfeld durchsetzt, welches geladene Teilchen durch die Lorentzkraft von ihrer Bahn ablenkt und aus dessen Radius der Impuls ermittelt wird. Außerdem erhält man durch die Richtung der Ablenkung des Teilchens von seiner ursprünglichen Bahn dessen Ladung. Kalorimeter umschließen wiederum diese Detektorschichten, welche dafür verantwortlich sind, die geladenen und neutralen Teilchen, die bei der Kollision entstehen, zu stoppen und durch die Abbremsungen ihre Energien zu messen. Zusätzlich wird in den Kalorimetern getriggert. Der Trigger kontrolliert die Datenaufnahme und gibt an, wann diese erfolgen soll. Es wird nun weiterhin auf den Ablauf der Proton-Proton-Kollision eingegangen und die Geometrie, sowie das Koordinatensystem angegeben, welches am LHC benutzt wird.[3]

3.2.1 Ablauf der Kollision

Am IP treffen bei der Messung die Protonen aufeinander und wechselwirken dort, sodass, ganz nach der in Abschnitt 2.2.1 besprochenen Proton-Proton-Kollision, W -Bosonen entstehen. Innerhalb von kurzer Zeit zerfallen diese dann wieder in leichte Leptonen und Neutrinos nach Abschnitt 2.2.2. Die entstandenen Teilchen bewegen sich mit einem Impuls p_ℓ und in einem Winkel θ vom Zentrum des LHC-Rings weg. Das Impulsdiagramm der Proton-Proton-Kollision ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Dieses legt die ungefähren Wege, welche die beteiligten Teilchen nehmen, dar und zeigt übersichtlich, wie eine solche Kollision geometrisch ablaufen könnte. Von beiden Seiten prallt jeweils ein Proton (\bar{p}) aufeinander und es entsteht beispielsweise ein W^+ -Boson, welches fast instantan wieder zerfällt. Das Positron (e^+) ist nun das Zerfallsteilchen und bewegt sich nach dem roten Pfeil mit einem Winkel ϑ bzw. θ von der Kollision weg. Der transversale Impuls \vec{p}_t , in dieser Analyse p_T , ist ebenfalls anschaulich dargestellt. Neben dem Positron entsteht auch ein Neutrino ν_e , welches sich in die entgegengesetzte Richtung nach dem gestrichelten Pfeil wegbewegt.

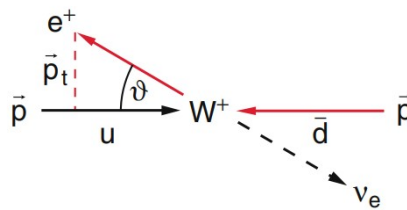


Abbildung 3.2: Impulsdiagramm der Produktion des W^+ -Bosons und des anschließenden Elektronzerfalls. ϑ ist hierbei der Winkel θ . [2]

Die allgemeinen Zerfallsteilchen, die dann detektiert werden, sind lediglich die leichten Leptonen Elektronen und Muonen, welche mit ihren jeweiligen Neutrinos entstehen. Diese werden dann von dem um den Beschleunigerring röhrenförmig gelagerten ATLAS-Detektor, registriert.[3]

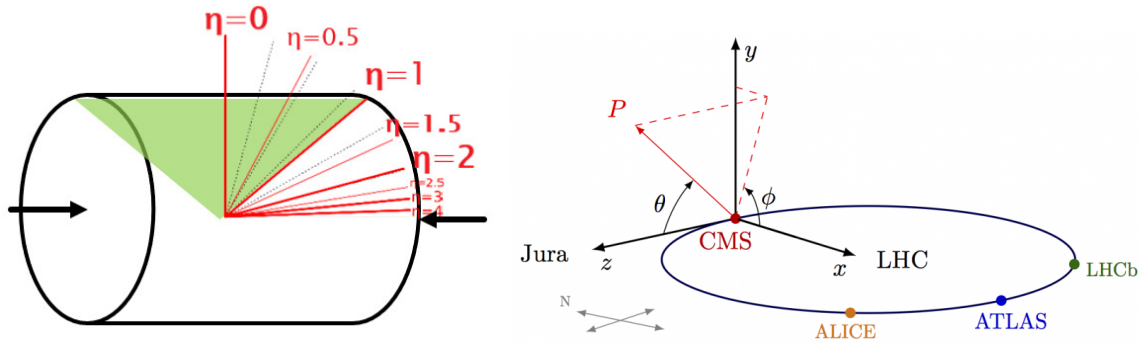
3.2.2 Geometrie und Koordinatensystem

Anstatt des Winkels θ wird im LHC allerdings die Pseudorapidität η benutzt, welche als

$$\eta = -\log \tan \frac{\theta}{2} \quad (3.1)$$

definiert ist. Dies hat den Grund, dass der Unterschied zweier Pseudorapiditäten $\Delta\eta$ zwischen zwei Teilchen invariant unter Lorentz-Boosts in z -Richtung, also entlang der Strahlrichtung, ist. Am LHC wird ein rechtshändiges Koordinatensystem mit dem IP als Zentrum benutzt. Die x -Achse zeigt in Richtung des Zentrums des LHC-Rings, die y -Achse senkrecht vom IP nach oben und die z -Achse in Richtung des Protonstrahls. Mit η aus Gleichung 3.1 wird das transversale, zylindrische Koordinatensystem entlang der y -Achse mit dem Azimutwinkel ϕ als Winkel um den Strahl herum, ergänzt. Die η -Bereiche sind dabei enger in Strahlennähe und breiter senkrecht zu den Protonstrahlen. Diese Einteilung hat den Vorteil, dass die Bereiche so verteilt sind, dass der Teilchenfluss zwischen ihnen konstant ist. Dies ist der Fall, da vermehrt die Teilchen nach der Kollision in Strahlennähe gestreut werden als senkrecht zu ihm. Die Einteilung in η -Bereiche, sowie das Koordinatensystem des

LHCs, sind in den Abbildungen 3.3(a) und 3.3(b) dargestellt. Dieses Koordinatensystem ist besonders nützlich, da der ursprüngliche Impuls der Protonen im Strahl nicht bekannt ist, aber transversale Größen wie der Impuls p_T ohne Probleme ermittelt und benutzt werden können. Der totale transversale Impuls der kollidierenden Teilchen ist schließlich bekannt und beträgt null.



(a) Einteilung der η -Bereiche in der Teilchenbeschleunigerröhre mit ihren jeweiligen Werten. Die schwarzen Pfeile symbolisieren die aufeinander-treffenden Protonenstrahlen. [9] (b) Koordinatensystem des LHCs, wobei aber θ durch η ersetzt wird. Das Koordinatensystem wird am gesamten LHC benutzt, also auch am ATLAS-Detektor. [10]

Abbildung 3.3: Einteilung der Pseudorapidität η in Abbildung 3.3(a) und restliches Koordinatensystem des LHC in Abbildung 3.3(b).

Die bei der Messung relevanten η -Werte werden zu vier Regionen zusammengefasst, welche später separat betrachtet werden. Diese sind aber je nach Zerfallsprozess wegen der Geometrie der verschiedenen Detektoren unterschiedlich eingeteilt. Die η -Regionen für den Muon- und Elektronzerfall sind in der Tabelle 3.1 dargestellt. Die Detektoren decken lediglich den Bereich bis zu einer Pseudorapidität von $|\eta| < 2,5$ ab, weshalb keine weiteren Regionen mit einem größeren η existieren.

Zuletzt ist zu erwähnen, dass bei der Detektierung der Elektronen als Zerfallsteilchen die η_3 -Region von $1,2 < |\eta| < 1,8$ verworfen wird, da dort im Kalorimeter für elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen Versorgungsleitungen und Kabel durchlaufen und daher die Teilchen nicht gemessen werden können. Der betroffene Bereich ist zwar etwas kleiner als $1,2 < |\eta| < 1,82$, der Einfachheit halber wird aber der komplette η_3 -Region nicht betrachtet. [3]

	Muonzerfall	Elektronzerfall
η_1 -Region	[0,0 ; 0,8]	[0,0 ; 0,6]
η_2 -Region	[0,8 ; 1,4]	[0,6 ; 1,2]
η_3 -Region	[1,4 ; 2,0]	{1,2 ; 1,8}
η_4 -Region	[2,0 ; 2,4]	[1,8 ; 2,4]

Tabelle 3.1: Einteilung der η -Regionen für den Muon- und Elektronzerfall. Die η_3 -Region des Elektronzerfalls wird allerdings nicht betrachtet, da die Teilchen dort nicht gemessen werden können.

Messung und Aufbereitung der Daten

Nach den Proton-Proton-Kollisionen im LHC entstehen W -Bosonen, welche nach ihrer Entstehung innerhalb des Strahlrohres zerfallen. Die Zerfallsteilchen treffen dann auf den ATLAS-Detektor und können schließlich durch ihn nachgewiesen werden. Bestimmte Größen der Teilchen werden ermittelt und anhand dieser profile likelihood-Fits durchgeführt, wie es schon in einer Analyse von 2017 getan und nach der sich in dieser Arbeit orientiert wurde. Es erfolgt auch dieselbe Ereignisselektion für die 7 TeV-Daten wie bei dieser 2017-Analyse, welche die Signale, die durch den Zerfall von W -Bosonen entstanden sind, von Hintergrundereignissen, die nicht durch W -Bosonen zustande kommen aber eine Existenz dieser vortäuschen, herausfiltern. Zuletzt müssen auch die Parton Distribution Function-Unsicherheiten, welche großen Einfluss auf die Messung haben, diskutiert werden.

4.1 Observablen für die Messung der Masse des W -Bosons

Die Masse des W -Bosons m_W kann nicht direkt ermittelt oder gemessen werden, da es innerhalb des Strahlrohres des LHC zerfällt. Deshalb müssen stattdessen unterschiedliche physikalische Größen der Zerfallsprodukte des W -Bosons detektiert werden. Zum einen erhält man den transversalen Impuls p_T^ℓ des geladenen Leptons relativ einfach, wie es in Abschnitt 3.2.2 besprochen wurde. Der Vierervektor dieser Größe wird durch die Pseudorapazität η_ℓ , den Azimutwinkel ϕ_ℓ und die Masse m_ℓ ergänzt.

Mit dem Impuls p_T^ℓ und dem beim Zerfall auftretenden, transversalen Impuls des Rückstoßes \vec{u}_T lässt sich dann der Vektor des fehlenden transversalen Impulses \vec{p}_T^{miss} und dessen Magnitude E_T^{miss} ermitteln, welche ein Maß für die nicht detektierbaren Neutrinos sind. Ersteres ist definiert als

$$\vec{p}_T^{\text{miss}} = -(\vec{p}_T^\ell + \vec{u}_T).$$

Die transversale Masse des W -Bosons m_T^W wird nun aus \vec{p}_T^{miss} und p_T^ℓ abgeleitet zu

$$m_T^W = \sqrt{2p_T^\ell p_T^{\text{miss}} \left(1 - \Delta\phi(p_T^\ell, p_T^{\text{miss}})\right)}.$$

p_T^ℓ und m_T^W sind empfindliche Observablen zu m_W , weshalb diese im Folgenden bei den Fits die Signalbeiträge identifizieren sollen. Der transversale Impuls des Leptons p_T^ℓ hat dabei in der Theorie

eine Kante bei der halben Masse des W -Bosons, da es zwei Zerfallsprodukte gibt, wohingegen bei m_T^W eine Kante bei der wahren Masse des W -Bosons sichtbar ist. Durch radiative Korrekturen und Detektoreffekte werden diese scharfen Kanten verschmiert. [11]

4.2 Die 2017-Analyse

Diese Messung beruht auf der bereits veröffentlichten Messung der Masse des W -Bosons der ATLAS-Kollaboration aus dem Jahre 2017[11]. Sie verarbeitete Daten von Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV im ATLAS-Detektor des LHC, welche 2011 aufgenommen wurden. Diese Daten bei $\sqrt{s} = 7$ TeV wurden auch in dieser Arbeit benutzt. Die Masse des W -Bosons wurde zu einem Wert von $m_W^{2017} = (80370 \pm 19)$ MeV berechnet. Dies war bis zu diesem Zeitpunkt die präziseste Einzelmessung von m_W . Da im weiteren Verlauf für die Fits mit $\sqrt{s} = 7$ TeV die Daten der Messung von 2011 verwendet wurden, werden in der Diskussion der ermittelten Fitergebnisse in Abschnitt 5.3 die Unsicherheiten des Einzelfits an $\sqrt{s} = 7$ TeV als Referenzwerte für die Unsicherheiten der kombinierten Fits genommen. Somit können die ermittelten Genauigkeiten bewertet werden.

In der Analyse von 2017 wurden erwartete Endzustandsverteilungen, die als „Massentemplates“ bezeichnet werden, für verschiedene m_W -Werte simuliert, welche Signal- und Hintergrundbeiträge enthielten. Auf die Massentemplates wird in Abschnitt 4.4 noch näher eingegangen. Diese Massentemplates wurden dann mittels eines χ^2 -Kompatibilitätstests mit der beobachteten Verteilung verglichen. Der χ^2 -Wert als Funktion von m_W wurde interpoliert und der gemessene Wert wurde durch analytische Minimierung der χ^2 -Funktion bestimmt. Die Vorhersagen für die verschiedenen Werte von m_W wurden aus einer einzigen simulierten Referenzprobe gewonnen. Das Endergebnis des m_W -Wertes wurde nun aus der Kombination unterschiedlichster Fits an p_T^ℓ oder m_T^W für mehrere Messungen in Elektron- und Muonkanälen, sowie Ladungs- und η -Kategorien ermittelt. Die Bezüge der Observablen p_T^ℓ und m_T^W zu m_W wurden im Abschnitt 4.1 bereits präsentiert. Eine Übersicht über die Kategorien der Messungen sind in Tabelle 4.1 dargestellt. Messungen von m_W , welche durch die p_T^{miss} -Verteilungen ermittelt wurden, verwendete man als Konsistenztests. Diese wurden aber wegen ihrer vergleichsweise niedrigen Genauigkeit nicht bei der Ermittlung von m_W mit einbezogen. Die Konsistenz der Ergebnisse in den Elektron- und Muonkanälen gibt einen weiteren Test der Kalibration des Experiments her.

Zerfallsprozess	$W \rightarrow e\nu$	$W \rightarrow \mu\nu$
η -Regionen	[0,0 ; 0,6], [0,6 ; 1,2], [1,8 ; 2,4]	[0,0 ; 0,8], [0,8 ; 1,4], [1,4 ; 2,0], [2,0 ; 2,4]
Observable	p_T^ℓ, m_T^W	
Ladung	$q = +1, q = -1$	

Tabelle 4.1: Alle unterschiedlichen Fitkategorien der durchgeführten Fits der 2017-Analyse an $\sqrt{s} = 7$ TeV, welche genutzt wurden, um m_W zu ermitteln.

Die systematische Unsicherheiten bei der Bestimmung von m_W wurden anhand von Pseudodaten bestimmt, die aus den nominell simulierten Daten der Ereignisse erzeugt wurden. Dafür wurden Parameter, welche jeweils einer Fehlerquelle entsprechen, nacheinander variiert. Die Unterschiede zwischen den m_W -Werten aus den Pseudo- und den nominellen Daten wurden zur Schätzung der Unsicherheit verwendet. Falls nötig wurden diese Variationen gleichzeitig in den Signal- und Hintergrundbeiträgen angewendet. Die systematischen Unsicherheiten wurden für jede Quelle und

Fitbereich, welche in 4.4 näher besprochen werden, getrennt abgeschätzt.

Es wurde zudem, um die Massentemplates zu erzeugen, ein unbekannter Offset auf den m_W -Referenzwert hinzugefügt. Dieser Offset wurde zufällig aus einer gleichmäßigen Verteilung im Bereich von $[-100 ; 100]$ MeV gewählt und für die ganzen unterschiedlichen Fitkategorien beibehalten. Somit konnte man die Konsistenz der experimentellen Kalibrationen und das Produktionsmodell des W -Bosons überprüfen. Nachdem die Messung der Masse des W -Bosons in allen Kategorien durchgeführt und das Analyseverfahren fertiggestellt wurde, hat man den Offset wieder entfernt und die Werte um $-17,8$ MeV korrigiert.[11]

4.3 Ereignis Selektion

Die interessanten Zerfälle, die für die Messung der Masse des W -Bosons relevant sind, sind die Prozesse $W \rightarrow \ell \nu (\ell = \mu, e)$ und $W \rightarrow \tau \nu$, welche als Signalereignisse gelten. Bei diesen liegt im Endzustand ein leichtes Lepton und mindestens ein Neutrino vor. Wegen des gleichen Endzustands, werden nur leptonische Zerfälle des Tau-Leptons betrachtet. Als Hintergrundereignisse bezeichnet man demnach andere SM-Prozesse, welche einen ähnlichen Endzustand, aber falsch identifizierte oder fehlende Objekte haben, was zu ähnlichen Spuren im Detektor führen. Der Prozess $Z \rightarrow \ell \ell (\ell = \mu, e)$ könnte beispielsweise ein Signalereignis imitieren, wenn eines der leichten Leptonen nicht detektiert wird. Diese Detektionen müssen demnach richtig selektiert werden, damit man lediglich die gewünschten Signale erhält. Signalereignisse hinterlassen im ATLAS-Detektor eine bestimmte Spur und durch die Ereignis Selektion soll nun diese über die Hintergrundereignisse herausgearbeitet werden. Diese Spur des Signals ist dabei ein leichtes Lepton mit hohem Impuls und ein Neutrino, wobei nur das Lepton eine einzigartige Spur im Detektor hinterlässt. Die Existenz eines Neutrinos erkennt man an den Größen E_T^{miss} und u_T . Zur Selektion werden mehrere Auswahlsschritte durchgeführt, um schlussendlich die relevanten Ereignisse zu erhalten.

Zuerst wird eine Vorselektion über alle Ereignisse beider Zerfallskanäle durchgeführt, um zu überprüfen, ob der Detektor in guter Verfassung während der Datenaufnahme war. Ist dies der Fall gewesen und keine Teile des Detektors hatten eine Betriebsstörung während des jeweiligen Ereignisses, wird dieses als „good for physics“ erklärt und es wird weiter gebraucht. Außerdem müssen die transversalen Impulse der jeweiligen Leptonen als Trigger eine bestimmte Energie übersteigen. Bei der 7 TeV-Messung gelten für Muonen eine Anforderung von $p_T^\mu > 18$ GeV und für Elektronen, dass $p_T^e > 20$ GeV oder 22 GeV ist. Die Grenze von dem einfachen Elektronzerfall-Trigger wurde von 20 GeV auf 22 GeV angehoben, um der erhöhten Datenmenge der Messung von 2011 entgegen zu wirken.[3] Bei 5 TeV und 13 TeV können die Grenzen wegen des geringeren Pile-ups auf 15 GeV für Elektronen und 14 GeV für Muonen gesetzt werden. Außerdem darf das Event kein zweites rekonstruiertes Lepton erhalten, womit man den Z -Untergrund unterdrücken möchte.

Ausgewählte Signalschnitte werden anschließend auf die Ereignisse angewandt, um das Signal gegenüber dem Untergrund anzureichern. Diese sind für die verschiedenen Schwerpunktsenergien in Tabelle 4.2 dargestellt. Das rekonstruierte Lepton muss dabei einen gewissen Impuls von $p_T^\ell > 25$ GeV bzw. $p_T^\ell > 30$ GeV haben und die transversale Masse des W -Bosons $m_T^W > 50$ GeV bzw. $m_T^W > 60$ GeV sein. Die Bedingung an den transversalen Impuls des rekonstruierten Rückstoßes beträgt $u_T < 25$ GeV bzw. $u_T < 30$ GeV. Die Anforderungen für E_T^{miss} unterdrücken den Untergrund, bestehend aus vielen Ereignissen, die durch die starke Wechselwirkung entstanden sind.[3, 12]

	7 TeV	5 TeV	13 TeV
p_T^ℓ	> 30 GeV	> 25 GeV	
u_T	< 30 GeV	< 25 GeV	
E_T^{miss}	> 30 GeV	> 25 GeV	
m_T^W	> 60 GeV	> 50 GeV	

Tabelle 4.2: Signalschnitte an den Daten der drei Schwerpunktsenergien 5 TeV, 7 TeV und 13 TeV. Dabei wurden diese Schnitte an den Größen p_T^ℓ , u_T , E_T^{miss} und m_T^W durchgeführt.

4.4 Der profile likelihood-Fit

Nach der Messung und der Ereignisselektion werden die Daten gefittet. Die Masse des W -Bosons wurde demnach aus mehreren sogenannten profile likelihood (PLH)-Fits an dem transversalen Impuls des Leptons p_T^ℓ oder an die transversale Masse des W -Bosons m_T^W ermittelt. Die verwendeten Fitbereiche wurden für p_T^ℓ zwischen 30 GeV und 50 GeV und für m_T^W zwischen 60 GeV und 100 GeV gesetzt.

Beim PLH-Fit werden alle systematischen Fehlerquellen gleichzeitig gefittet und können leicht zwischen den unterschiedlichen Messkategorien korreliert werden. Dabei werden die systematischen Unsicherheiten als M unbekannte Parameter $\theta = (\theta_1, \dots, \theta_M)$, welche als nuisance parameters (NPs) bezeichnet werden, in eine sogenannte „likelihood function“ $\mathcal{L}(\mu, \theta)$ einbezogen. Diese ist eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion und faktorisiert zwei Hauptterme, welche die gemessenen Beträge und die unbekannt Parameter repräsentieren. Diese Funktion ist wie folgt definiert

$$\mathcal{L}(\mu, \theta) = \prod_{j \in \text{bins}} \mathcal{P}(n_j | \mu s_j + b_j) \times \prod_{i \in \text{systematics}} \mathcal{G}(\theta_i^0 | \theta_i, \Delta\theta_i),$$

wobei θ_i^0 der Mittelwert und $\Delta\theta_i$ die Streuung des i -ten NPs θ_i ist. Die gemessenen Mengen und ihre Funktion \mathcal{P} wird durch eine Poisson-Verteilung mit den Signal- und Hintergrunderträgen s_j und b_j , sowie der Signalstärke μ beschrieben. Die NPs können theoretisch jeder beliebigen Verteilung folgen, am Besten werden sie jedoch nach einer Gauß-Verteilung \mathcal{G} eingearbeitet. Danach wird die Funktion nach einem Maximum untersucht und daraus erhält man dann den gewünschte Resultat.

Die NPs werden mithilfe von Interpolation und Extrapolation behandelt. Demnach werden für alle NPs nun eine nominale Referenz $\theta_i = 0$ und eine „up“- ($\theta_i = 1$) und „down“-Variation ($\theta_i = -1$) erstellt. Danach werden die Eigenvektoren zusammengefasst, welche in Abschnitt 4.5 vorgestellt werden. Die Interpolation eines jeden NPs kann die Signal- und Hintergrunderträge $s_j(\theta_j)$ und $b_j(\theta_j)$ beeinflussen. Die Messung von m_W bewertet den Wahrscheinlichkeitswert für unterschiedliche Massenwerte, anstatt die likelihood function durch Ermittlung der besten Signalstärke zu optimieren. Somit möchte man den Normalisationsfaktor μ des Signals entfernen und stattdessen eine Abhängigkeit der Signalstärke von diesem Normalisationsparameter einführen:

$$\mu s_j(\theta_j) \rightarrow s_j(\mu, \theta_i).$$

Es werden nun für diese Transformation mehrere Massentemplates mit unterschiedlichen Massenwerten in den PLH-Fit eingespeist. In der hier vorgelegten Arbeit liegen diese Massenwerte bei

$$\Delta m_W = [\pm 0 \text{ MeV}, \pm 25 \text{ MeV}, \pm 50 \text{ MeV}, \pm 100 \text{ MeV}, \pm 150 \text{ MeV}, \pm 200 \text{ MeV}]$$

im Vergleich zu $m_W = 80\,399$ MeV. Der Fit wird nun zwischen diesen eindeutigen Massentemplate-Hypothesen interpolieren, um m_W -Werte messen zu können. Dafür wird das sogenannte „vertikale Morphing“ verwendet. Damit man zwischen den gegebenen Massentemplates interpolieren kann, wird jedes Template $T(m_W)$ eines beliebigen Massenwertes m_W durch Neugewichtung eines jeden Templates T_k mit einem Gewichtungsfaktor w_k

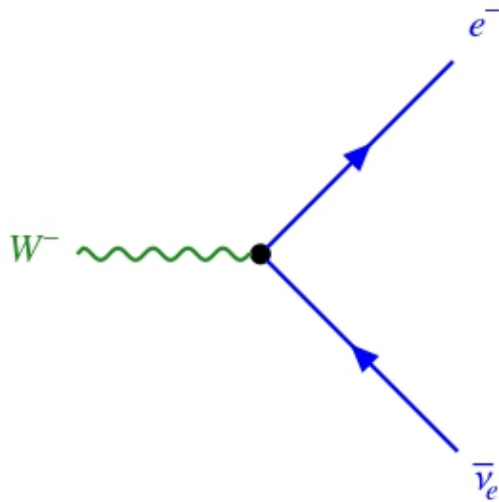
$$T(m_w) = \sum_{k=1}^N w_k(m_W) T_k,$$

wobei N die Gesamtanzahl an Templates ist, welche produziert wurden. Die individuelle Gewichtungsfaktor wird über eine stückweise lineare Interpolation definiert. Für jeden m_W -Wert tragen jetzt nur zwei Templates zur interpolierten Verteilung bei. Da die Massentemplates jedoch in der Form von Histogrammen erstellt wurden, wird das Template $T(m_W)$ durch Neugewichtung jedes Bins durch den Gewichtungsfaktor w_k erzeugt. Die Bineinträge der gegebenen Bins verlaufen dabei nahezu linear zu den Massentemplates.[3]

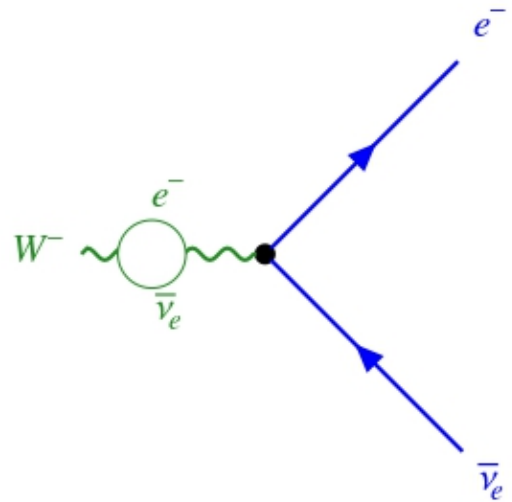
4.5 Unsicherheiten der Parton Distribution Functions

Zuletzt wird nochmals der Einfluss der Proton-PDFs auf die Messung besprochen, da diese die einzige Fehlerquelle bei den hier durchgeführten Fits ist. In dieser Arbeit wird der globale CT18 PDF-Fit verwendet, auf welchem bereits in Abschnitt 2.2.1 eingegangen und für unterschiedliche Energieskalen in Abbildung 2.2 dargestellt wurde. Dieser baut auf den CT14 PDF-Sets auf und beschreibt mit zahlreichen globalen Fits die PDFs. Dafür wurden Messungen von sowohl den ATLAS-, CMS- und LHCb-Detektoren vom LHC, dem Tevatron in der USA, als auch vom Teilchenbeschleuniger Hadron-Electron Ring Accelerator (HERA) des DESY in Hamburg verwendet. Die bestimmten PDFs hängen von zahlreichen systematischen Faktoren der für den Fit verwendeten Daten ab. Wie in Abschnitt 2.2.1 beschrieben, werden also Eigenvektoren als Unsicherheiten des globalen Fits erzeugt, welche die PDFs wiedergeben. CT18 beinhaltet somit 58 Eigenvektoren, welche für den PLH-Fit in 29 Eigenvektoren mit „up“- und „down“-Variation zusammengefasst wurden.

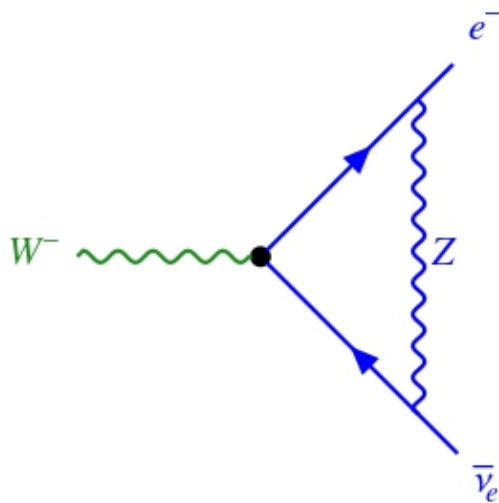
Der dominante Beitrag eines Wirkungsquerschnitts oder einer Zerfallsrate wird durch ein Leading Order (LO) Feynman-Diagramm beschrieben. In diesem Fall geht es um den Zerfall des W^- -Bosons, wo in Abbildung 4.1(a) ein möglicher einfacher Zerfall dargestellt ist. Die am Prozess beteiligten Teilchen haben bei dem LO-Diagramm eine minimale Anzahl an Interaktionen. Diagramme mit genau einer weiteren Interaktion heißen demnach Next-to-Leading Order (NLO) und sind für den W^- -Bosonzerfall in Abbildung 4.1(b) und 4.1(c) zu sehen. Sie sind Korrekturen erster Ordnung. Dabei gibt es zwei Möglichkeiten an NLO-Diagrammen für den betrachteten Zerfall: der NLO-Propagator aus Abbildung 4.1(b), welcher vor dem Zerfall kurzzeitig ein Elektron und ein Antineutrino aus dem W^- -Boson erzeugt und der NLO-Vertex, bei dem nach dem Zerfall das Elektron und das Antineutrino mithilfe eines Z-Boson wechselwirken. Für den globalen CT18 PDF-Fit werden allerdings Prozesse bis zu Next-to-Next-to-Leading Order (NNLO) verwendet, wo eine weitere Interaktion stattfindet, wie es in Abbildung 4.1(d) gezeigt ist. [3, 7]



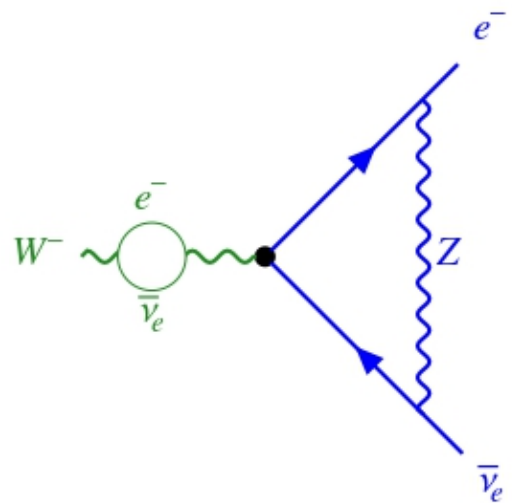
(a) LO-Prozess des betrachteten W^- -Zerfalls.



(b) NLO-Propagator beim betrachteten W^- -Zerfall.



(c) NLO-Vertex beim betrachteten W^- -Zerfall.



(d) NNLO-Diagramm mit Propagator und Vertex beim betrachteten W^- -Zerfall.

Abbildung 4.1: Feynman-Diagramme und mögliche Interaktionen bei einem der möglichen W^- -Zerfälle. Die Zerfallsprodukte, hier das Elektron und das Antineutrino, sind in blau dargestellt und das W^- -Boson ist grün gezeichnet. Abbildung 4.1(a) zeigt den LO-Prozess und in Abbildung 4.1(b) und 4.1(c) sind die NLO-Versionen zu sehen. Abbildung 4.1(d) legt ein NNLO-Diagramm dar, worin Propagator und Vertex vorkommen.

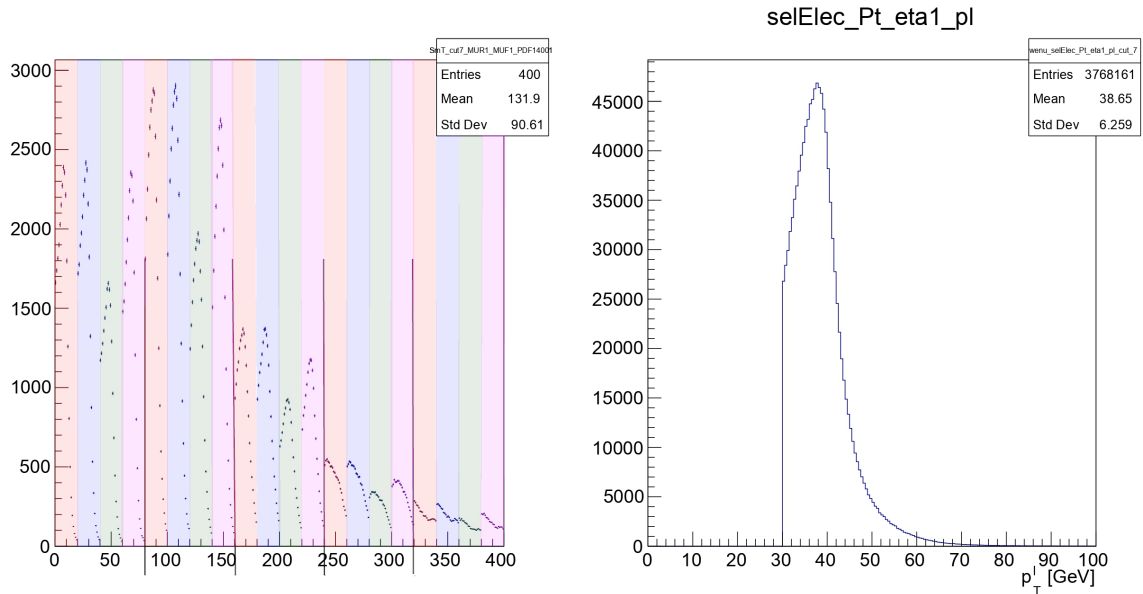
Erstellung des kombinierten Fits

In diesem Kapitel wird das Vorgehen zur Erstellung des kombinierten Fits der drei Schwerpunktsenergien präsentiert. Dabei wird auf die Vorbereitung und Anpassung der unterschiedlichen Daten, die Durchführung des Fits und auf das Ergebnis eingegangen, welches schlussendlich diskutiert wird. Es wurden auch Fits für die einzelnen Schwerpunktsenergien, sowie für die Zweierkombinationen von Schwerpunktsenergien durchgeführt. Alle Fits von mehreren Schwerpunktsenergien wurden mit den Ergebnissen der Analyse bei $\sqrt{s} = 7$ TeV verglichen.

5.1 Vorbereitung der Daten

Um einen kombinierten Fit der drei Schwerpunktsenergien zu erzeugen, müssen zunächst die Messdaten gleich formatiert und abgespeichert werden. Die hier vorgestellte Arbeit basiert auf der Re-Analyse der 2017-Analyse der ATLAS-Kollaboration[3], vorgestellt in Abschnitt 4.2. Auch die Re-Analyse benutzte PLH-Fits mit linearer Interpolation, um die Masse des W -Bosons zu bestimmen. Für die technische Umsetzung des PLH-Fits wurde die selbe Infrastruktur wie in der Re-Analyse benutzt. Die Daten zu $\sqrt{s} = 5$ TeV und $\sqrt{s} = 13$ TeV wurden anders strukturiert abgespeichert und mussten zunächst in der Form der 7 TeV-Messung gebracht werden. Außerdem wurde bei den beiden genannten Energien alle η - und u_T -Regionen in einem Histogramm dargestellt, bei $\sqrt{s} = 7$ TeV hingegen wurde für jede η -Region ein separates Histogramm erstellt, was für die Analyse günstiger ist. Die Observable u_T wurde inklusiv betrachtet in der 7 TeV-Analyse. Demnach müssen auch diese Histogramme von $\sqrt{s} = 5$ TeV und $\sqrt{s} = 13$ TeV entsprechend aufgeteilt werden. Diese Aufteilung wurde hier für die nominellen Verteilungen, die verschiedenen Massentemplates und die PDF-Unsicherheiten durchgeführt. Zwei Beispielhistogramme, welche in den 5 TeV- und 7 TeV-Messungen erstellt wurden, werden in Abbildung 5.1 aufgeführt. Diese sind dabei für die gleiche Observable (p_T^ℓ), den gleichen Zerfallskanal (Elektronzerfall) und der gleichen Ladung des Leptons ($q = +1$) dargestellt. In Abbildung 5.1(a) ist dabei ein ursprüngliches Histogramm der 5 TeV-Messung zu sehen, welches die Bineinträge aller η und u_T -Regionen zeigt. Die schwarzen vertikalen Linien trennen die u_T -Bereiche in 5 GeV-Bins auf. Deshalb existieren davon fünf, da in Abschnitt 4.3 die Bedingung bezüglich des transversalen Impulses des Rückstoßes bei $u_T < 25$ GeV für die 5 TeV- und 13 TeV-Messungen gesetzt wurden. Um Histogramme zu jeder einzelnen η -Region zu erhalten, wurden die farblich passenden Bineinträge von jedem u_T -Bereich aufaddiert. Dabei entspricht der orangene Bereich der η_1 -Region, der blaue Bereich

der η_2 -Region, der grüne Bereich der η_3 -Region und der pinke Bereich der η_4 -Region aus Tabelle 3.1 in Abschnitt 3.2.2. Somit erhält man aus einem Histogramm der 5 TeV- und 13 TeV-Messung jeweils vier Histogramme, separiert in η und inklusiv in u_T , welche ähnlich zu dem Histogramm der 7 TeV-Messung aus Abbildung 5.1(b) sind.

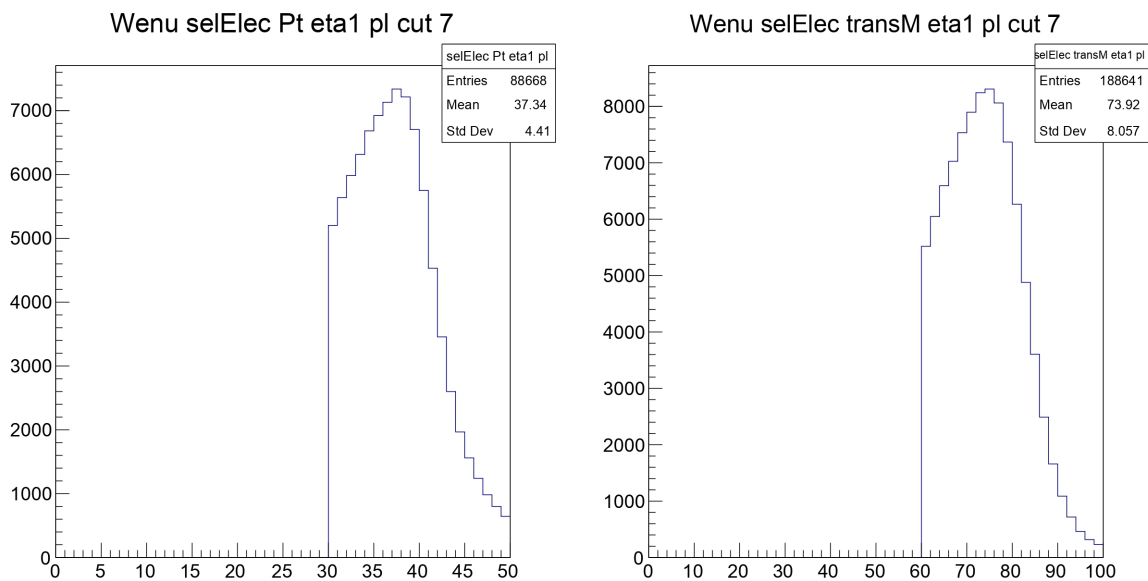


(a) Histogramm des 5 TeV-Datensatzes von allen η -Regionen. (b) Histogramm des 7 TeV-Datensatzes der ersten η -Region.

Abbildung 5.1: Histogramme der benutzten Datensätze vom Elektronzerfall über die Observable p_T^l mit positiver Ladung des Leptons. Abbildung 5.1(b) zeigt ein Histogramm bei $\sqrt{s} = 5$ TeV, wobei alle η und u_T -Regionen in einem Histogramm dargestellt sind. Abbildung 5.1(a) zeigt das Histogramm bei $\sqrt{s} = 5$ TeV von der ersten η -Region, inklusiv in u_T . Die farbigen Bereiche des Histogramms aus Abbildung 5.1(a) wurden jeweils aufaddiert und einzeln abgespeichert, um die Histogramme der einzelnen η -Regionen wie in Abbildung 5.1(b) zu erhalten.

In den Abbildungen 5.2 sind nun die zugeschnittenen 5 TeV-Histogramme der ersten η -Region ($\eta \in [0, 0; 0, 6]$) der beiden Observablen bei dem gleichen Zerfallskanal (Elektronzerfall) und Ladung des Leptons ($q = +1$) dargestellt. Dabei entstand das Histogramm aus Abbildung 5.2(a) aus den aufaddierten, orangenen Bineinträgen des Histogramms aus Abbildung 5.1(a). Das Histogramm in Abbildung 5.2(b) wurde aus einem anderen Histogramm der 5 TeV-Messung mit m_T^W als Observable erzeugt. Die Aufteilung der ursprünglichen Histogramme, wie dem aus Abbildung 5.1(a), erfolgte für beide Observablen gleich. Lediglich die Bereiche der Bins auf der x -Achse wurden angepasst. Für p_T^l sind die Bins von 30 GeV bis 50 GeV gefüllt, für m_T^W hingegen gehen die Bins von 60 GeV bis 100 GeV. Die Histogramme der 13 TeV-Messung wurden analog behandelt. Man erkennt die Ähnlichkeit zwischen den in Abbildung 5.2 aufgeführten, zugeschnittenen Histogrammen, und dem in Abbildung 5.1(b) dargestellten Histogramm. Letzterer besitzt allerdings deutlich mehr Ereignisse und ein feineres Binning, weshalb die Verteilung glatter ist. Dies ist für jedes 7 TeV-Histogramm zu verzeichnen, da der aufgezeichnete Datensatz bei dieser Schwerpunktsenergie eine höhere integrierte Luminosität besitzt.

Die 5 TeV- und 13 TeV-Analyse benutzen bisher nur Signalereignisse. Um alle drei Analysen zu



(a) Histogramm des 5 TeV-Datensatzes der ersten η -Region für p_T^{ℓ} . (b) Histogramm des 5 TeV-Datensatzes der ersten η -Region für m_T^W .

Abbildung 5.2: 5 TeV-Histogramme vom Elektronzerfall mit positiver Ladung des Leptons, dem 0-ten up-Eigenvektor der 29 Eigenvektoren, über die Observable p_T^{ℓ} in Abbildung 5.2(a) und über m_T^W in Abbildung 5.2(b).

harmonisieren, werden alle Messungen nur auf Signalsamples durchgeführt. Dabei werden auch nur die Ereignisse betrachtet, welche durch den direkten Zerfall des W -Bosons in leichte Leptonen entstanden sind, und die Zerfälle in Tau-Leptonen werden nicht berücksichtigt. Anstatt Daten werden Asimov-Daten verwendet, die die Summe der entsprechenden Monte-Carlo-Samples darstellen. Der Zentralwert sollte also die Masse des W -Bosons der Monte-Carlo-Samples wiederfinden und daher unerheblich sein. Entscheidend ist die Größe der Unsicherheiten, die im Folgenden im Vordergrund stehen soll und die Sensitivität der Analyse widerspiegelt.

Die Fitkategorien bei $\sqrt{s} = 5$ TeV und $\sqrt{s} = 13$ TeV entsprechen nun den vierzehn Fitkategorien bei $\sqrt{s} = 7$ TeV der 2017-Analyse, welche in Tabelle 4.1 in Abschnitt 4.2 bereits dargestellt wurden.

5.2 Durchführung des kombinierten Fits

Nachdem alle Datensätze der drei Schwerpunktsenergien nun dieselbe Struktur haben und gleich abgespeichert wurden, kann das Fitprogramm aufgesetzt werden. Jeder Fit wurde im Folgenden einmal nur mit statistischen Unsicherheiten und einmal mit Berücksichtigung der PDF-Unsicherheiten durchgeführt. Wie zuvor erwähnt hat man anstatt Daten für den Fit zu nehmen, künstliche Asimov-Daten verwendet, da der Fokus hier auf einer Verbesserung der Unsicherheiten durch einen kombinierten Fit gelegt wurde und diese auch unter Benutzung von simulierten Daten ersichtlich wird. Dafür wurde der nominale Wert auf $m_W^{\text{nom}} = 80399$ MeV festgelegt. Die gefittete Masse lag in allen hier dargestellten Resultaten bei $m_W = 80399$ MeV.

Diese berechneten Resultate für m_W wurden mit ihren statistischen und totalen Unsicherheiten für einen Fit in einem weiteren Graphen dargestellt. Neben den einzelnen Fitkategorien, gibt es auch einen kombinierten („combined“) Fit, der alle vierzehn Regionen gleichzeitig optimiert und somit den Endwert für m_W und dessen Unsicherheit angibt. Ein solcher Graph ist in Abbildung 5.3 für den 7 TeV-Fit über m_T^W mit PDF-Unsicherheiten dargestellt. Auf der linken Seite des Graphen sind die Fitkategorien aufgelistet und auf der rechten Seite sind die ermittelten m_W -Werte, welche hier durch die Asimov-Daten den Zentralwert wiedergeben, mit seinen totalen und statistischen Unsicherheiten gegeben. Die Unsicherheit des kombinierten Fits ist die entscheidende Größe, die dann auch zum Beispiel in Tabelle 5.1 zu finden ist.

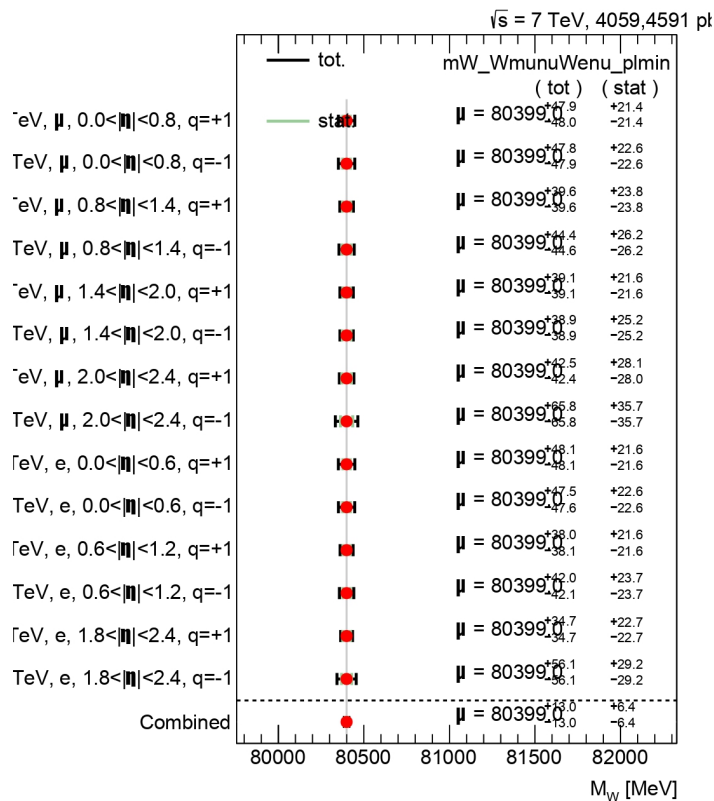


Abbildung 5.3: Darstellung aller ermittelten m_W -Werte mit seinen statistischen und totalen Unsicherheiten des 7 TeV-Fits über m_T^W mit PDF-Unsicherheiten.

Somit wurden also für jede Schwerpunktsenergie die Observable zwischen p_T^ℓ und m_T^W und die Unsicherheiten zwischen nur statistischen und mit Unsicherheiten der PDFs variiert, für jede Schwerpunktsenergie also vier Fits erstellt. Zudem wurden diese vier Fits dann auch für die möglichen Zweierkombinationen und schließlich einmal für die Kombination aller drei Schwerpunktsenergien durchgeführt.

Beim erstmaligen Fit der einzelnen Energien war zu erkennen, dass bei $\sqrt{s} = 7$ TeV die Systematiken bei ungefähr der Hälfte der Eigenvektoren die selbe Polarität hatten, sprich beide Systematiken positiv oder beide negativ waren. Dies könnte bei der Interpolation des PLH-Fits zu Problemen führen. Bei $\sqrt{s} = 5$ TeV und $\sqrt{s} = 13$ TeV wurden die Systematiken hingegen selbst symmetrisiert. Im Rahmen dieser Arbeit wurde einfachheitshalber beschlossen auch die Systematiken bei $\sqrt{s} = 7$ TeV zu symmetrisieren.

5.3 Diskussion der Ergebnisse der unterschiedlichen Fits

Wie bereits erwähnt wurden jeweils vier Fits der einzelnen Schwerpunktsenergien, den drei Kombinationen aus zwei der Schwerpunktsenergien und der Kombination aus allen drei Schwerpunktsenergien durchgeführt. Der Fokus wird in dieser Diskussion auf die berechneten totalen Unsicherheiten der kombinierten Einzelfits gelegt. In Tabelle 5.1 sind die Ergebnisse der separaten Fits zu den einzelnen Schwerpunktsenergien aufgelistet und diese werden in Abschnitt 5.3.1 diskutiert. In Tabelle 5.2 werden die Werte für die Fits der Zweierkombinationen und in Tabelle 5.3 die Ergebnisse der Fits zu allen drei Schwerpunktsenergien gezeigt, wobei dessen Unsicherheiten immer mit denen der Einzelfits zu $\sqrt{s} = 7$ TeV verglichen werden. Diese Ergebnisse werden in Abschnitt 5.3.2 und Abschnitt 5.3.3 besprochen.

5.3.1 Fits an die Daten einzelner Schwerpunktsenergien

Die vier besprochenen Fits zu jeder einzelnen Schwerpunktsenergie wurden durchgeführt und die totalen Unsicherheiten sind nun in Tabelle 5.1 dargestellt. Dabei werden die Ergebnisse der $\sqrt{s} = 7$ TeV-Fits zuerst angegeben, da diese später als Referenz für die kombinierten Fits gelten.

	7 TeV	5 TeV	13 TeV
nur statistische Unsicherheiten			
p_T^ℓ	$\pm 5,664$ MeV	$\pm 24,454$ MeV	$\pm 16,623$ MeV
m_T^W	$\pm 7,660$ MeV	$\pm 13,687$ MeV	$\pm 9,896$ MeV
mit Unsicherheiten der PDFs			
p_T^ℓ	$\pm 9,863$ MeV	$\pm 35,807$ MeV	$\pm 30,704$ MeV
m_T^W	$\pm 12,984$ MeV	$\pm 22,454$ MeV	$\pm 19,823$ MeV

Tabelle 5.1: Totale Unsicherheiten der Fits an die Daten einer Schwerpunktsenergie unter Berücksichtigung von statistischen Unsicherheiten und PDFs. Die Masse des W -Bosons wurde auf $m_W^{\text{nom}} = 80399$ MeV festgelegt und von den positiven und negativen Unsicherheiten wurde der Mittelwert genommen.

Logischerweise sind die Ergebnisse unter Betrachtung von lediglich statistischen Unsicherheiten um einiges kleiner als mit Berücksichtigung der PDF-Unsicherheiten, da größere Fehler einbezogen werden. Die 7 TeV-Fits haben die niedrigsten totalen Unsicherheiten und daher sind dies die genauesten Einzelfits. Die totalen Unsicherheiten der 5 TeV-Fits sind die größten der drei Schwerpunktsfits mit etwa dem fünf-fachen an statistischen Fehlern verglichen zu den 7 TeV-Fitergebnissen. Dabei sind besonders die Ungenauigkeiten von den p_T^ℓ -Fits sehr groß, $\pm 35,807$ MeV beim Fit mit PDFs. Für den Fit an m_T^W ist dieser Fehler lediglich $\pm 22,454$ MeV. Das gleiche Verhalten ist bei den 13 TeV-Fits zu

erkennen: die Fehler von p_T^ℓ sind deutlich größer als von m_T^W . Die Sensitivität der kinematischen Observablen ist jedoch bei den 7 TeV-Fits gerade entgegengesetzt. Mit Berücksichtigung der PDFs ist die totale Unsicherheit für p_T^ℓ nur $\pm 9,863$ MeV und für m_T^W nur $\pm 12,984$ MeV. Demnach sind die 7 TeV-Fits über p_T^ℓ genauer, die 5 TeV- und 13 TeV-Fits hingegen sind über m_T^W sensitiver.

Um die Messung weiter zu verbessern, kann man die Ergebnisse der Fits an die kinematischen Observablen kombinieren. Da bei den verschiedenen Schwerpunktsenergien jeweils eine kinematische Observable deutlich sensitiver ist als die andere, wird auch die Kombination von diesem Fit dominiert werden. Der größtmögliche Gewinn bei Kombination der Observablen p_T^ℓ und m_T^W ergibt sich, wenn beide eine ähnliche totale Unsicherheit aufweisen. Dies soll erreicht werden, indem die Datensätze von verschiedenen Schwerpunktsenergien gleichzeitig gefittet werden.

5.3.2 Fits an Daten zweier Schwerpunktsenergien

Nun wurden nach den Einzelfits zunächst die Fits der Zweierkombinationen der Schwerpunktsenergien durchgeführt und dessen Ergebnisse sind in Tabelle 5.2 zu finden. Diese werden sowohl hier als auch bei der späteren Dreierkombination aller Schwerpunktsenergien in Tabelle 5.3 mit den Ergebnissen des 7 TeV-Fits verglichen.

	7 TeV	(5+7) TeV	(5+13) TeV	(7+13) TeV
nur statistische Unsicherheiten				
p_T^ℓ	$\pm 5,664$ MeV	$\pm 5,518$ MeV	$\pm 13,748$ MeV	$\pm 5,361$ MeV
m_T^W	$\pm 7,660$ MeV	$\pm 6,685$ MeV	$\pm 8,020$ MeV	$\pm 6,058$ MeV
mit Unsicherheiten der PDFs				
p_T^ℓ	$\pm 9,863$ MeV	$\pm 8,997$ MeV	$\pm 21,683$ MeV	$\pm 8,493$ MeV
m_T^W	$\pm 12,984$ MeV	$\pm 10,287$ MeV	$\pm 14,390$ MeV	$\pm 9,934$ MeV

Tabelle 5.2: Totale Unsicherheiten der Fits an die Daten zweier Schwerpunktsenergien unter Berücksichtigung von statistischen Unsicherheiten und PDFs. Die Masse des W -Bosons wurde auf $m_W^{\text{nom}} = 80399$ MeV festgelegt und von den positiven und negativen Unsicherheiten wurde der Mittelwert genommen.

Die Fits von 7 TeV und einer weiteren Schwerpunktsenergie verändern die totalen Unsicherheiten nur geringfügig verglichen zum 7 TeV-Einzelfit. Jedoch ist zu erkennen, dass sich die totalen Unsicherheiten für Fits in der Observablen m_T^W für die Kombinationen (5+7) TeV- und (7+13) TeV stärker reduzierten als für p_T^ℓ . Bei den (5+7) TeV-Fits beispielsweise nimmt die totale Unsicherheit bei m_T^W mit PDFs von $\pm 12,984$ MeV auf $\pm 10,287$ MeV ab, bei p_T^ℓ hingegen sinkt diese nur von $\pm 9,863$ MeV auf $\pm 8,997$ MeV. Die Genauigkeiten der Bestimmung der Masse des W -Bosons über die zwei Observablen nähern sich also an. Vergleicht man die soeben genannten reduzierten Werte der (5+7) Fits mit PDF-Unsicherheiten, so sind die Fehler $\pm 10,287$ MeV für m_T^W und $\pm 8,997$ MeV für p_T^ℓ fast gleich. Die totalen Unsicherheiten über m_T^W sind aber immernoch augenmerklich größer als über p_T^ℓ , was aber mit der Dreierkombination der Schwerpunktsenergien weiter verbessert wird. Die (7+13) TeV-Fits verhalten sich ähnlich, wobei diese eine noch bessere Genauigkeit aufweisen.

Verglichen zu den Einzelfits der jeweils anderen Schwerpunktsenergie, welche für die jeweiligen Zweierfits benutzt wurden, verringerten sich jedoch alle totalen Unsicherheiten enorm und man erkennt, dass die Daten von 7 TeV einen deutlichen Einfluss auf den Fit haben. Für die (5+7) TeV-Fits

mit PDF-Unsicherheiten reduzierten sich die Fehler für m_T^W von $\pm 22,454$ MeV auf $\pm 10,287$ MeV und bei p_T^ℓ sogar noch mehr. Dies ist bereits eine große Verbesserung und der Diskrepanz zwischen den Fehlern der beiden Observablen bei den 5 TeV-Fits wurde durch die gleichzeitige Anpassung an die 7 TeV-Daten entgegengewirkt. Das gleiche ist auch bei den (7+13) TeV-Fits und bei den Fits nur mit statistischen Unsicherheiten zu erkennen.

Der kombinierte (5+13) TeV-Fit weist ebenfalls kleinere totale Unsicherheiten als dessen Einzelfits auf. Besonders die Fehler der p_T^ℓ -Fits mit PDFs wurde von $\pm 30,704$ MeV (13 TeV-Fit) und $\pm 35,807$ MeV (5 TeV-Fit) auf $\pm 21,683$ MeV deutlich reduziert. Verglichen zu dem 7 TeV-Fit hingegen, sind die totalen Unsicherheiten aber immernoch augenfällig schlechter: für p_T^ℓ ist das Ergebnis des (5+13) TeV-Fits mit PDFs mehr als doppelt so groß, aber für m_T^W ist dies nur geringfügig größer. Besonders die statistische Unsicherheit ist mit $\pm 8,020$ MeV sehr nahe der statistischen Unsicherheit von $\pm 7,660$ MeV beim 7 TeV-Fit.

Die Diskrepanz der totalen Unsicherheiten zwischen den zwei Observablen bei den (5+13) TeV-Fits hat sich hingegen kaum verändert. Die Ungenauigkeit der p_T^ℓ -Fits sind mit $\pm 21,683$ MeV immernoch deutlich größer als die der m_T^W -Fits mit $\pm 14,390$ MeV, wobei die Fits die PDF-Unsicherheiten einbezogen. Dieses Verhältnis ist noch sehr nahe an den Diskrepanzen der 5 TeV- und 13 TeV-Einzelfits, welche in Abschnitt 5.3.1 vorgestellt wurden. Nur die Werte der totalen Unsicherheiten sind deutlich zurückgegangen. Wenn man aber bedenkt, dass für diese Zweierfits keine der 7 TeV-Daten berücksichtigt wurden, wo eine bessere Genauigkeit über p_T^ℓ erreicht wurde, ist das Ergebnis durchaus sinnvoll. Die beiden Schwerpunktsenergien, die für diese Fits benutzt wurden, hatten bei ihren Einzelfits bereits beide ein ähnliches Verhältnis zwischen den Ungenauigkeiten der beiden Observablen, weshalb dieses sich bei dieser Zweierkombination nicht nennenswert veränderte.

5.3.3 Fits an die Daten aller drei Schwerpunktsenergien

Zuletzt wurde der kombinierte Fit für alle drei Schwerpunktsenergien¹ durchgeführt, dessen Ergebnisse in Tabelle 5.3 dargestellt sind, und diese mit den totalen Unsicherheiten des Einzelfits zu den 7 TeV-Daten verglichen werden.

	7 TeV	(5+7+13) TeV
nur statistische Unsicherheiten		
p_T^ℓ	$\pm 5,664$ MeV	$\pm 5,237$ MeV
m_T^W	$\pm 7,660$ MeV	$\pm 5,539$ MeV
mit Unsicherheiten der PDFs		
p_T^ℓ	$\pm 9,863$ MeV	$\pm 7,258$ MeV
m_T^W	$\pm 12,984$ MeV	$\pm 7,728$ MeV

Tabelle 5.3: Totale Unsicherheiten der Fits an die Daten aller drei Schwerpunktsenergien unter Berücksichtigung von statistischen Unsicherheiten und PDFs. Die Masse des W -Bosons wurde auf $m_W^{\text{nom}} = 80399$ MeV festgelegt und von den positiven und negativen Unsicherheiten wurde der Mittelwert genommen.

Die Kombination aus allen drei Schwerpunktsenergien verzeichnet einen Fit mit sehr guten Unsicherheiten und somit bessere Messgenauigkeit für die Masse des W -Bosons. Alle Ergebnisse übertreffen

¹ Dieser Fit wird fortlaufend auch als „Dreierkombination“ bezeichnet.

die Genauigkeiten aller anderen durchgeführten Fits. Somit betragen die totalen Unsicherheiten der Dreierkombination bei nur statistischen Unsicherheiten $\pm 5,237$ MeV für p_T^ℓ und $\pm 5,539$ MeV für m_T^W . Verglichen mit dem 7 TeV-Fit wurden für p_T^ℓ die totale Unsicherheit von $\pm 5,664$ MeV um 8 % und für m_T^W die Unsicherheit $\pm 7,660$ MeV um 28 % herabgesenkt. Für Berücksichtigung der PDFs bei p_T^ℓ beträgt die totale Unsicherheit der Dreierkombination $\pm 7,258$ MeV und für m_T^W $\pm 7,728$ MeV, was beides deutlich geringer als die Ungenauigkeiten $\pm 9,863$ MeV bzw. $\pm 12,984$ MeV von dem 7 TeV-Fit ist. Diese Unsicherheiten haben sich also für p_T^ℓ um 26 % und für m_T^W sogar um 40 % im Bezug zum 7 TeV-Fit erniedrigt. Zu den anderen beiden Einzelfits der Schwerpunktsenergien aus Tabelle 5.1 haben die Ungenauigkeiten sogar bis zu 80 % abgenommen. Dies stellt eine enorme Verbesserung der Genauigkeit des Fits dar, besonders für die jeweils ungenaue Observable der Einzelfits und bei den Fits mit PDF-Unsicherheiten.

Weiterhin haben sich die totalen Unsicherheiten zwischen p_T^ℓ und m_T^W bedeutend reduziert und sind nun nahezu gleich. Wie zuvor erwähnt, betragen die totalen Unsicherheiten der Dreierkombination bei nur statistischen Unsicherheiten $\pm 5,237$ MeV für p_T^ℓ und $\pm 5,539$ MeV für m_T^W . Die totale Unsicherheit bei der Dreierkombination mit den PDFs ergibt sich für p_T^ℓ zu $\pm 7,258$ MeV und für m_T^W zu $\pm 7,728$ MeV. Die Ergebnisse von Fits in unterschiedlichen kinematischen Observablen liegen erstaunlich nahe beieinander, die Fehler für m_T^W sind nur noch rund 6 % größer als für p_T^ℓ . Dies stellt einen großen Erfolg dar. Nicht nur konnten die totalen Unsicherheiten generell stark reduziert werden, sondern diese Unsicherheiten zwischen den beiden Observablen sind auch so gesunken, dass sie nun beinahe gleich groß sind. Die Fits der Dreierkombination sind nun also für p_T^ℓ und m_T^W gleich sensitiv und die Bestimmung der Masse des W -Bosons kann über beide Observablen mit der gleichen Genauigkeit erfolgen.

Vergleicht man die Fits der Dreierkombination mit denen der Zweierkombinationen für (5+7) TeV und (7+13) TeV, so sind die Genauigkeiten nicht stark besser geworden. Der Unterschied zu den (5+13) TeV-Fits ist dahingehend viel deutlicher und die totalen Unsicherheiten haben sich dort enorm reduziert. Das weist wieder nach, dass die Daten von $\sqrt{s} = 7$ TeV einen starken Einfluss auf die Ungenauigkeiten haben und die Verbesserung dieser beim kombinierten Fit hauptsächlich durch Einbezug dieser Daten möglich war. Das hat zum einen den Grund, dass ganz im Gegensatz zu den 5 TeV und 13 TeV-Fits die 7 TeV-Fits eine bessere Genauigkeit in p_T^ℓ als in m_T^W haben und eine viel höhere Luminosität besitzen. Die 7 TeV-Daten schließen daher viel mehr Ereignisse ein, was den anderen beiden Datensätzen im Bezug auf die Unterschiede der Unsicherheiten zwischen den Observablen entgegenwirkt.

Somit wurde mit dem kombinierten Fit an den Daten der drei Schwerpunktsenergien 5 TeV, 7 TeV und 13 TeV eine Möglichkeit gefunden, die totalen Unsicherheiten des Fits zur Bestimmung der Masse des W -Bosons zu verringern und das teilweise drastisch. Außerdem konnten die Ungenauigkeiten des Fits an der Observablen m_T^W und des Fits an die Observable p_T^ℓ auf nahezu den selben Wert herabgesenkt werden, mit einem Unterschied von lediglich 6 %. Damit kann die Masse des W -Bosons nun über beide Observablen mit näherungsweise der selben Genauigkeit bestimmt werden.

Eine Kombination der Fits an die beiden Observablen p_T^ℓ gegen m_T^W würde von der gleichzeitigen Betrachtung aller drei Schwerpunktsenergien profitieren. Dieser ist kompliziert, denn zwei Observablen können in einer Dimension nicht simultan gefittet werden, da sie auf denselben Ereignissen basieren. Die technische Umsetzung eines Fits in zwei Dimensionen ist noch nicht möglich, sollte aber auch im Hinblick auf die Reduktion der PDF-Unsicherheiten ins Auge gefasst werden. In jedem Fall kann ein gleichzeitiger Fit der Daten der drei Schwerpunktsenergien von 5, 7 und 13 TeV aufgrund der resultierenden niedrigeren Unsicherheit empfohlen werden.

Fazit

Diese Arbeit legte die Vorgehensweise der Messung der Masse des W -Bosons durch Ausnutzung des leptonischen Zerfalls dar und präsentierte einen Fit an Daten drei unterschiedlicher Schwerpunktsenergien, um Unsicherheiten zu reduzieren. Dabei basiert diese Arbeit auf einer Analyse von 2017. Diese nutzte Daten, welche 2011 durch Proton-Proton-Kollisionen am ATLAS-Detektor des Large Hadron Collider bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV und integrierter Luminosität von $\mathcal{L}_{e,7\text{TeV}}^{\text{int}} = 4,591 \text{ fb}^{-1}$ und $\mathcal{L}_{\mu,7\text{TeV}}^{\text{int}} = 4,059 \text{ fb}^{-1}$ bereitgestellt wurden. 2017 und 2018 wurden die beiden anderen benutzten Datensätze bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 5$ TeV und $\sqrt{s} = 13$ TeV ebenfalls am Large Hadron Collider durch Proton-Proton-Kollision bei einer Luminosität von $\mathcal{L}_{5\text{TeV}}^{\text{int}} = 0,258 \text{ fb}^{-1}$ und $\mathcal{L}_{13\text{TeV}}^{\text{int}} = 0,335 \text{ fb}^{-1}$ aufgenommen. Die Ereignisselektion der 2017-Analyse wurde für den 7 TeV-Datensatz verwendet, welche aber für die Daten der anderen Schwerpunktsenergien angepasst wurde. Um die Daten alle gleich und kombiniert fitten zu können, mussten die 5 TeV- und 13 TeV-Daten so editiert werden, dass sie formal den 7 TeV-Daten entsprechen. Damit wurden die Fitkategorien des 7 TeV-Fits aus der 2017-Analyse auf alle Daten angewendet. Anschließend wurden profile likelihood-Fits an die einzelnen Schwerpunktsenergien, sowie an den Zweier- und Dreierkombinationen dieser durchgeführt. Als systematische Unsicherheiten wurden nur Fehler auf die PDFs berücksichtigt. Durch das gleichzeitige Fitten bei verschiedenen Schwerpunktsenergien erwartet man eine Reduktion der systematischen Fehler durch die PDFs. Dabei wurden die kinematischen Observablen p_T^ℓ und m_T^W als Verteilungen für den Fit benutzt. Angegeben ist auch immer der Fehler bei Fits nur mit statistischen Unsicherheiten. Mehrere Massentemplates mit verschiedenen Massenwerten sind erstellt worden, welche von dem nominalen Wert $m_W = 80399 \text{ MeV}$ unterschiedlich stark abweichen. Mit Hilfe einer linearen Interpolation kann der profile likelihood-Fit jede beliebige Masse zwischen den diskreten Massenpunkten simulieren. Anstatt an Daten zu fitten wurden Asimov-Daten verwendet, da sich auf die Unsicherheiten der Fits fokussiert wird.

Die Ergebnisse der Fits mehrerer Schwerpunktsenergien sind durchaus zufriedenstellend. Die totalen Unsicherheiten der Fits einzelner Schwerpunktsenergien haben bezüglich der beiden Observablen p_T^ℓ und m_T^W eine teilweise starke Differenz. Demnach ist hier die Bestimmung der Masse des W -Bosons über eine Observable ungenauer als über die andere. Bei den 5 TeV- und 13 TeV-Fits waren die Unsicherheiten bei p_T^ℓ und bei den 7 TeV-Fits die Unsicherheiten bei m_T^W deutlich größer. Durch Fits an die Kombination dieser drei Schwerpunktsenergien wurden nun nicht nur geringere Unsicherheiten der Fits im Allgemeinen, sondern auch der Unterschied in der Genauigkeiten der Fits zwischen beiden kinematischen Observablen deutlich reduziert. Bei Berücksichtigung der PDFs hat sich

die totale Unsicherheit von m_T^W beispielsweise von $\pm 12,984$ MeV des 7 TeV-Fits auf $\pm 7,728$ MeV bei der Kombination aller Schwerpunktsenergien verringert. Bei p_T^ℓ beträgt die Unsicherheit der Dreierkombination nur noch $\pm 7,258$ MeV. Somit ist die Unsicherheit von m_T^W nur noch rund 6 % größer gegenüber p_T^ℓ . Dies ist eine drastische Verbesserung gegenüber der Unsicherheiten der 7 TeV-Fits mit PDFs, welche sich zu $\pm 9,863$ MeV für p_T^ℓ und $\pm 12,984$ MeV für m_T^W ergeben. Beim Vergleich der Kombination aller Schwerpunktsenergien mit den Einzelfits bei 5 und 13 TeV wird deutlich, dass sich die Unsicherheiten bei Fits in p_T^ℓ bis zu 80 % reduzieren.

Demnach war die Erstellung des kombinierten Fits an die drei Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} = 5$ TeV, $\sqrt{s} = 7$ TeV und $\sqrt{s} = 13$ TeV erfolgreich. Die Unsicherheiten wurden teilweise drastisch verringert. Die Sensitivität der beiden kinematischen Observablen ist nun etwa gleich groß. Somit kann der gleichzeitige Fit an die Daten der drei Schwerpunktsenergien 5 TeV, 7 TeV und 13 TeV empfohlen und die Messung der Masse des W -Bosons kann nun auch in Zukunft über beide Observablen mit der gleichen Genauigkeit durchgeführt werden. Besonders die statistische Kombination von p_T^ℓ und m_T^W bei einer gemeinsamen Analyse aller drei Schwerpunktsenergien verspricht eine deutlich verbesserte Sensitivität.

Literatur

- [1] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. B **716** (2012) 1, arXiv: 1207.7214[hep-ex] (siehe S. 4).
- [2] W. Demtröder, *Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen-, Astrophysik*, 4. Aufl., SpringerSpektrum, 2014 (siehe S. 4, 5, 7, 12).
- [3] P. T. König, *Measurements of the mass and width of the W-boson, and test of lepton universality in W-boson decays with the ATLAS detector*, BONN-IR-2022-06, PhD Thesis: University of Bonn, 2022 (wird noch veröffentlicht), URL: http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss_online (siehe S. 4, 7, 8, 10–13, 17, 19, 21).
- [4] *Standardmodell*, URL: <https://www.biancahoegel.de/konstanten/standardmodell.html> (siehe S. 4).
- [5] G. A. et al., *Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $s=540\text{GeV}$* , Physics Letters B **122** (1 1983) 103, URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269383911772> (siehe S. 5).
- [6] M. B. et al., *Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN pp collider*, Physics Letters B **122** (1 1983) 103, URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269383916052> (siehe S. 5).
- [7] T.-J. Hou u. a., *New CTEQ global analysis of quantum chromodynamics with high-precision data from the LHC*, Phys. Rev. D **103** (1 2021) 014013, URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.103.014013> (siehe S. 7, 19).
- [8] *The CERN accelerator complex - August 2018. Complexe des accélérateurs du CERN - Août 2018*, URL: <https://cds.cern.ch/record/2636343> (siehe S. 11).
- [9] *Diagram of Pseudorapidity*, URL: https://www.researchgate.net/figure/Diagram-of-Pseudorapidity-A-diagram-showing-where-the-pseudorapidity-values-map-onto_fig4_360164601 (siehe S. 13).
- [10] *CMS Coordinate System*, URL: https://wiki.physik.uzh.ch/cms/_detail/latex:cms_coordinate_system.png?id=latex%5C%3Atikz (siehe S. 13).

- [11] ATLAS Collaboration, *Measurement of the W-boson mass in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, Eur. Phys. J. C **78** (2018) 110, arXiv: 1701.07240 (siehe S. 16, 17).
- [12] A. Collaboration, *Measurement of the p_T spectrum of W and Z bosons produced in pp collisions at $\sqrt{s} = 5$ TeV and 13 TeV in low-pileup runs*, (2022) (siehe S. 17).

Abbildungsverzeichnis

2.1	Die Teilchen des Standardmodells mit ihren grundlegenden Eigenschaften.	4
2.2	Die PDFs der globalen Analyse CT18 bei unterschiedlichen Energieskalen.	7
2.3	Feynman-Diagramme der vier möglichen leptonischen Zerfälle des W-Bosons mit einem leichten Lepton im Endzustand.	8
3.1	Aufbau des LHCs.	11
3.2	Impulsdiagramm der Produktion des W^+ -Bosons und des anschließenden Elektronzerfalls.	12
3.3	Einteilung der Pseudorapidität η und restliches Koordinatensystem des LHCs.	13
4.1	Feynman-Diagramme und mögliche Interaktionen bei einem der möglichen W^- -Zerfälle.	20
5.1	Histogramme der benutzten Datensätze vom Elektronzerfall über die Observable p_T^ℓ mit positiver Ladung des Leptons.	22
5.2	5 TeV-Histogramme vom Elektronzerfall mit positiver Ladung des Leptons, dem 0-ten up-Eigenvektor der 29 Eigenvektoren, über beide Observablen.	23
5.3	Darstellung aller ermittelten m_W -Werte mit seinen statistischen und totalen Unsicherheiten des 7 TeV-Fits über m_T^W mit PDF-Unsicherheiten.	24

Tabellenverzeichnis

3.1	Einteilung der η -Regionen für den Muon- und Elektronzerfall.	13
4.1	Alle unterschiedlichen Fitkategorien der durchgeführten Fits der 2017-Analyse an $\sqrt{s} = 7$ TeV.	16
4.2	Signalschnitte an den Daten der drei Schwerpunktsenergien 5 TeV, 7 TeV und 13 TeV.	18
5.1	Totale Unsicherheiten der Fits an die Daten einer Schwerpunktsenergie unter Berücksichtigung von statistischen Unsicherheiten und PDFs.	25
5.2	Totale Unsicherheiten der Fits an die Daten zweier Schwerpunktsenergien unter Berücksichtigung von statistischen Unsicherheiten und PDFs.	26
5.3	Totale Unsicherheiten der Fits an die Daten aller drei Schwerpunktsenergien unter Berücksichtigung von statistischen Unsicherheiten und PDFs.	27

Akronyme

CERN Conseil europeen pour la recherche nucleaire. 1, 6, 9

GUT Grand Unified Theory. 5

HERA Hadron-Electron Ring Accelerator. 19

IP Interaction Point. 10–12

LHC Large Hadron Collider. 1, 2, 5, 6, 9–13, 15, 16, 19, 29, 33

LINAC 2 LINear ACcelerator 2. 10

LINAC 4 LINear ACcelerator 4. 10

LO Leading Order. 19, 20

NLO Next-to-Leading Order. 19, 20

NNLO Next-to-Next-to-Leading Order. 19, 20

NPs nuisance parameters. 18

PBS Proton Sychrotron Booster. 10

PDF Parton Distribution Function. 6, 7, 10, 15, 19, 21, 23–30, 33, 35

PLH profile likelihood. 2, 15, 18, 19, 21, 25, 29

PS Proton Synchrotron. 10

SM Standardmodell. 1–5, 17

SPS Super Proton Synchrotron. 10

SUSY Supersymmetrie. 5

WIMPs weakly interacting massive particles. 5