



GEORG-AUGUST-UNIVERSITÄT
GÖTTINGEN

Fakultät für
Physik 

Praktikumsprotokoll

Spezialisierungspraktikum in der Kern- und Teilchenphysik

angefertigt von

Philip Marszal

aus Kassel

am II. Physikalischen Institut

Praktikumszeitraum: 2. März 2015 bis 31. März 2015

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. L hc	3
2.1. Teilchenbeschleuniger	3
2.1.1. Idee	3
2.1.2. Der L HC	3
2.2. Der ATLAS-Detektor	3
3. Theoretische Grundlagen	5
3.1. Das Standardmodell	5
3.2. Quantenchromodynamik	5
3.2.1. Allgemeines	5
3.2.2. Regge-Theorie	6
3.2.3. Die starke Kopplungskonstante α_s	6
3.2.4. Partonen Verteilungen (PDF)	6
3.3. Jet-Physik	7
3.3.1. Hadronisation	7
3.3.2. Transversale Masse	7
3.4. Top-Quark Physik	8
3.5. Vorhersage des Top-Quarks	8
3.6. Produktion von Top-Quarks	8
3.7. Entdeckung und Eigenschaften	9
3.8. Higgs-Boson Physik	9
3.8.1. Der Higgs-Mechanismus	9
3.8.2. Entdeckung	10
4. Detektorphysik	11
4.1. Teilchen in Materie	11
4.1.1. Bethe-Bloch	11
4.1.2. Elektronen und Photonen	11

4.2. Gas-Detektoren	13
4.2.1. Lawinen-Bildung	13
4.2.2. Die Multi-Wire-Proportional-Chamber(MWPC)	13
4.2.3. Driftkammer	13
4.2.4. Time-Projection-Chamber (TPC)	14
4.3. Silizium Detektor	14
4.4. Kalorimeter	15
4.4.1. Prinzip	15
4.4.2. Hadronische Schauer	15
4.5. Teilchen Identifikation	16
5. Werkzeuge	17
5.1. Werkzeuge	17
5.2. ROOT Data Analysis Framework	17
5.3. Grid-Computing	17
6. Ergebnisse	19
7. Diskussion	21
8. Zusammenfassung	23
A. Anhang	25

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

Variable	Bedeutung	Einheit
A	Querschnittsfläche	m^2
c	Geschwindigkeit	m/s

Griechische Buchstaben

Variable	Bedeutung	Einheit
α	Winkel	$^\circ$; —
ϱ	Dichte	kg/m^3

Indizes

Index	Bedeutung
m	Meridian
r	Radial

Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
2D	zweidimensional
3D	dreidimensional
max	maximal

1. Einleitung

Um sich mit den komplexen Themen einer Bachelorarbeit im Bereich Teilchenphysik auseinandersetzen zu können, ist ein grundlegendes Verständnis der Theorie und experimentellen Methoden der Hochenergie-Physik notwendig. Im Verlauf des Spezialisierungspraktikums wurden Themen von den Anfängen der Quantenchromodynamik (QCD), über das Standardmodell, bis hin zu ´Beyond the Standardmodel´ bearbeitet. Es wurde sich intensiv damit beschäftigt wie man Vorgänge der Teilchenphysik experimentell messen kann. Im letzten Teil des Spezialisierungspraktikums, wurden fundamentale Werkzeuge für die Analyse von experimentellen Daten aus Kollisionsexperimenten (insbesondere des LHC am CERN) behandelt.

2. L hc

2.1. Teilchenbeschleuniger

2.1.1. Idee

Teilchenbeschleuniger sind das notwendige Werkzeug um zu verstehen woraus Materie, auf kleinster Ebene aufgebaut ist. Möchte man ein Sandkorn auflösen so benötigt man eine Lupe um etwas zu erkennen. Um ein Bakterium aufzulösen braucht man ein Mikroskop. Um Proteine aufzulösen braucht man ein Elektronenmikroskop. Und um ein Proton aufzulösen braucht man einen Teilchenbeschleuniger. Die Tendenz geht nicht nur zu räumlich größeren Geräten, sondern zu immer kleineren Wellenlängen der Teilchen mit denen man versucht das gesuchte aufzulösen. Nach dem Prinzip der Materiewellen, benötigt man einen immer größeren Impuls. Dies wird erreicht indem man geladene Teilchen mithilfe von elektrischen Feldern beschleunigt. Die hochenergetischen Teilchen werden dann zur Kollision gebracht, wobei sie durch inelastische Stöße Einsicht in die Physik der Teilchen bieten.

2.1.2. Der L hc

Der L HC ist ein Proton-Proton-Collider am CERN in Genf. Er basiert auf dem Synchrotronprinzip, wonach die Magnetfelder, die den Protonstrahl auf ihrer Kreisbahn halten, abhängig von der Energie der Protonen erhöht werden. Mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8$ TeV im Jahre 2012 und einer geplanten Schwerpunktsenergie von 13 TeV ab 2015, ist er der hochenergetischste *besseres Wort???* Teilchenbeschleuniger der Welt.

2.2. Der A tlas-Detektor

Bei Kollisionen im L HC entsteht eine enorme Menge an Teilchen. Um die zugrundelegenden Prozesse zu analysieren, muss erkannt werden was für Teilchen entstanden sind, wie viel kinetische Energie sie besaßen und in welche Richtung sie sich bewegt haben. Aus diesen Informationen lassen sich dann Erkenntnisse über die zugrundeliegenden Prozesse

2. LHC

während der Kollision gewinnen. Teilchendetektoren messen diese Eigenschaften der Kollisionsprodukte. Die meisten Teilchendetektoren sind modular aufgebaut, sodass bestimmte Teile des Detektors eine bestimmte Eigenschaft der Produkte messen. Im Folgenden ist der Aufbau des ATLAS-Detektors grob beschrieben.

Der ATLAS-Detektor ist einer der vier Detektoren am LHC. Der innerste Detektor des ATLAS ist der Pixel-Detektor. In ihm sind Schichtweise Halbleiter-Pixel verbaut, die den Zweck erfüllen die Bahn eines bei einer Kollision entstehenden Teilchens zu messen. In ihm herrscht ein 2 T großes Magnetfeld parallel zur Strahlachse, sodass geladene Teilchen gekrümmte Bahnen, vorweisen.

Der nächstaußere Detektor ist das elektromagnetische (EM) Kalorimeter. Der Zweck des EM Kalorimeters ist die kinetischen Energien geladener Teilchen zu messen. Dazu werden die Teilchen in einem Absorbermaterial aus Blei und Stahl gebremst und das Signal wird in einer Schicht aus flüssigem Argon aufgenommen (genauere Erklärungen zur Funktionsweise in Abschnitt 4.4). Der darauffolgende Detektor ist das hadronische Kalorimeter. Dieses misst die Energie von entstehenden Teilchen, die über die starke Wechselwirkung mit Materie interagieren. Es besteht aus Stahl als Absorbermaterial und Szintillatoren als Messschichten. Die letzte Schicht des ATLAS-Detektors bilden die Myonkammern. Wie der Name bereits andeutet werden sie verwendet um Myonen, die jede andere Detektorschicht passieren können, zu detektieren und über ihre Spur ihren Impuls zu bestimmen. Sie bestehen aus Driftröhrchen (Erklärung der Funktionsweise in Abschnitt 4.2.3).

3. Theoretische Grundlagen

3.1. Das Standardmodell

Das Standardmodell(SM) beschreibt alle bekannten Elementarteilchen und die zwischen ihnen herrschenden Wechselwirkungen. Die Elementarteilchen sind dabei in drei verschiedene Gruppen aufgeteilt: Quarks, Leptonen und Eichbosonen. Quarks und Leptonen sind Fermionen während Eichbosonen offensichtlich Bosonen sind. Die drei grundlegenden Wechselwirkungen, die durch das SM beschrieben werden sind: die elektromagnetische Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung und die starke Wechselwirkung. Die Gravitation wird jedoch nicht durch das SM beschrieben. Jede Wechselwirkung verfügt über Austauschteilchen. Diese Teilchen sind die zur Kraft gehörenden Eichbosonen. Die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung sind die Gluonen, die Austauschteilchen der elektromagnetischen Kraft sind die Photonen und die Austauschteilchen der schwachen Kraft sind die massiven W^\pm - und Z^0 -Bosonen. Die Fermionen des Standardmodells werden durch die Wechselwirkungen denen sie unterliegen charakterisiert. Neutrinos, die zu den Leptonen gehören, wechselwirken nur schwach, geladene Leptonen, wie z.B. das Elektron, wechselwirken schwach und elektromagnetisch. Quarks nehmen an jeder Wechselwirkung teil, insbesondere der starken Wechselwirkung.

3.2. Quantenchromodynamik

3.2.1. Allgemeines

Die Quantenchromodynamik ist die Theorie, die die starke Wechselwirkung beschreibt. Die Teilchen, die stark wechselwirken sind lediglich Quarks und Gluonen. So wie die elektromagnetische Kraft hat auch die starke Wechselwirkung eine Ladung, welche Farbe genannt wird. Es gibt dabei drei Farben: rot, grün und blau. Zusätzlich existieren noch die dazugehörigen Antifarben. Durch die Quantenchromodynamik wird sowohl die Wechselwirkung zwischen einzelnen Quark in einem Hadron z.B. Proton beschrieben, als auch die Wechselwirkung zwischen Hadronen wie die Wechselwirkungen zwischen Protonen und

3. Theoretische Grundlagen

Neutronen in einem Atomkern.

3.2.2. Regge-Theorie

Die Regge-Theorie ist ein Ansatz in der Streutheorie. Dabei werden im Gegensatz zu den ursprünglich zugelassenen ganzzahligen Drehimpulsen in der Partialwellenanalyse komplexe Drehimpulse zugelassen. Daraus ergeben sich sogenannte Trajektorien, die den Drehimpuls durch den Impulsaustausch parametrisieren. Diese Trajektorien bestimmen den Wirkungsquerschnitt der Streuung. Aus experimentellen Ergebnissen ist bekannt, dass dieser mit steigender Energie anwachsen muss. Die Erklärung dafür bildet das Pomeron, ein Austauscheteilchen, welches aus mehreren Gluonen besteht. Dieser Glueball trägt dabei zum Anwachsen der starken Kopplungskonstante in Abschnitt 3.2.3 bei.

3.2.3. Die starke Kopplungskonstante α_s

So wie die elektromagnetische Wechselwirkung, wird auch die Stärke der starken Wechselwirkung durch eine Kopplungskonstante bestimmt. Bei der elektromagnetischen Kraft wird eine theoretisch unendliche Ladung, durch Teilchen-Antiteilchen-Paare, die spontan entstehen und sich wieder vernichten, abgeschirmt. Dies führt zu dem Effekt, dass die Kopplungskonstante α_{em} bei steigenden Energien (d.h. geringerem Abstand zur Ladung) größer wird, weil weniger Abschirmung vorhanden ist. Dasselbe Phänomen gibt es bei der Farbladung. Jedoch wird die Abschirmung durch Quark-Antiquark-Paare von einer Verstärkung der Ladung durch Gluonen übertroffen. Aus diesem Effekt folgt die asymptotische Freiheit der Quarks, die besagt dass die Kraft zwischen Quarks bei steigender Energie abnimmt. Auch Hadronisation hängt mit dem Verhalten der starken Wechselwirkung bei unterschiedlichen Energien zusammen.

3.2.4. Partonen Verteilungen (PDF)

Bei der Untersuchung von Hadron-Kollisionen ist es für die theoretische Behandlung nötig die Partonenverteilung innerhalb der Hadronen zu kennen, da diese sich direkt auf die Wirkungsquerschnitte der aller Reaktionen auswirkt. Diese Gerade der Impuls der einzelnen Partonen spielt eine wichtige Rolle. Die Partonverteilungen für Protonen lassen sich über die Strukturfunktionen der inelastischen Streutheorie herleiten. Sie sind durch Integro-Differential-Gleichungen gegeben und müssen numerisch berechnet werden.

3.3. Jet-Physik

3.3.1. Hadronisation

Bei Kollisionen in Teilchenbeschleunigern wie dem LHC am CERN, entstehen zunächst freie Quarks. Allerdings sind freie Quarks in der Natur nicht nachzuweisen, da die starke Kopplungskonstante, bei wachsendem Abstand zwischen zwei Teilchen mit Farbladung, wächst. Ein einzelnes Quark hätte demnach ein unendliches Potential. Das Phänomen, dass Quarks nicht einzeln vorkommen wird als *Confinement* bezeichnet. Wenn nun bei einer Reaktion zwei Quarks entstehen, die entgegengesetzte Impulse haben bzw. sich auseinander bewegen, so steigt das Potential zwischen den Quarks an bis genug Energie im Potential ist um ein Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen. Die beiden entstehenden Quarks bilden nun mit den beiden ursprünglichen Quarks stabile Hadronen. Dieser Prozess wird als Hadronisation bezeichnet. Aus einem einzelnen Quark entstehen dabei eine große Anzahl an Hadronen. Im Detektor werden deshalb Quarks als Hadronenschauer, auch Jets genannt, sichtbar. Beim Detektieren spielt das b -Quark eine besondere Rolle, da die Zeit, die das b -Quark zur Hadronisation braucht, im Vergleich zu allen anderen Quarks besonders lang ist und deshalb vom b -Quark stammende Jets (b -Jets) identifiziert werden können.

3.3.2. Transversale Masse

Mit der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung lässt sich die Ruhemasse eines Teilchens aus seinem Vierer-Impuls p^μ berechnen. Auf diese Weise lässt sich aus zwei im Detektor gemessenen Teilchen die Ruhemasse des Mutterteilchens berechnen. So lässt sich zum Beispiel die Ruhemasse des Top-Quarks bestimmen, indem man die Lorentzimpulse der Zerfallsprodukte (b -Jet + W -Zerfallsprodukte) misst, addiert und die Minkowski-Norm betrachtet. Wenn jedoch Neutrinos eine Rolle spielen, wie in dem Zerfall des W -Bosons zu einem geladenen Lepton und einem Neutrino, muss man die Masse über die transversale Masse M_T bestimmen. Dies ist die Masse die sich nur aus den transversalen Impulsen berechnet. Das Maximum der transversalen Masse ist dann die Ruhemasse des Mutterteilchens. Dies findet Anwendung in Messungen der W -Masse.

3.4. Top-Quark Physik

3.5. Vorhersage des Top-Quarks

Die Existenz des Top-Quarks wurde vorhergesagt um die Brechung der CP -Symmetrie zu erklären. Hiernach ist eine Brechung dieser nur möglich, wenn in den Matrixelementen eine komplexe Phase auftaucht. Dafür ist es notwendig, dass die Dimension der CKM-Matrix, die einen Faktor im Matrixelement beschreibt, mindestens drei beträgt. Daher muss mindestens eine dritte Generation von Quarks existieren.

3.6. Produktion von Top-Quarks

Die Produktion von Top-Quarks am LEP am CERN würde vorherrschend über Annihilation der Elektronen geschehen. Diese Annihilation kann über Photon oder Z -Boson stattfinden. Es ist in erster Ordnung nur möglich Top-Paare zu erzeugen, weswegen eine besonders hohe Schwerpunktsenergie notwendig wäre. Es wären ca. 340 GeV nötig gewesen während die Höchstleistung des LEP bei 209 GeV lag. Am TEVATRON wurden hauptsächlich Top-Paare durch Annihilation zweier leichter Quarks erzeugt. Aufgrund der geringen Energie (2 TeV) rühren der Großteil der Reaktionen von Quark-Quark-Interaktionen her. Wechselwirkungen zwischen Gluonen spielen eine untergeordnete Rolle. Die Produktion von einzelnen Top-Quarks kann nur über die schwache Wechselwirkung stattfinden. Dazu muss allerdings die Quark-Generation gewechselt werden, weswegen diese Reaktion unterdrückt ist. Am LHC werden Top-Quarks vor allem über Gluon-Gluon-Wechselwirkungen erzeugt. In Abbildung 3.1 sind die Feynmandiagramme der wichtigsten Produktionsprozesse dargestellt. Aufgrund seiner geringen Lebensdauer zerfällt das Top-Quark bevor es hadronisiert. Die Wahrscheinlichkeit für einen Zerfall über ein W -Boson in ein b -Quark ist nahezu 100%.

3.7. Entdeckung und Eigenschaften

Quellen sind vor allem PDG Das Topquark wurde erstmals 1995 am TEVATRON in den Detektoren DØ und CDF nachgewiesen[2]. Mit einer Ruhemasse von $173.34 \pm 0.27(\text{stat.}) \pm 0.71(\text{sys.})$ GeV ist es das schwerste Elementarteilchen [3]. Seine Zerfallsbreite ist 2.0 ± 0.5 GeV und seine Lebensdauer ist damit ca. $5 \cdot 10^{-25}$ s (berechnet aus [4]). Diese geringe Lebensdauer liegt deutlich unter der Zeit die das Top-Quark zur Hadronisation brauchen würde. Damit ist es das einzige Quark, das zerfällt bevor es Hadronisieren kann.

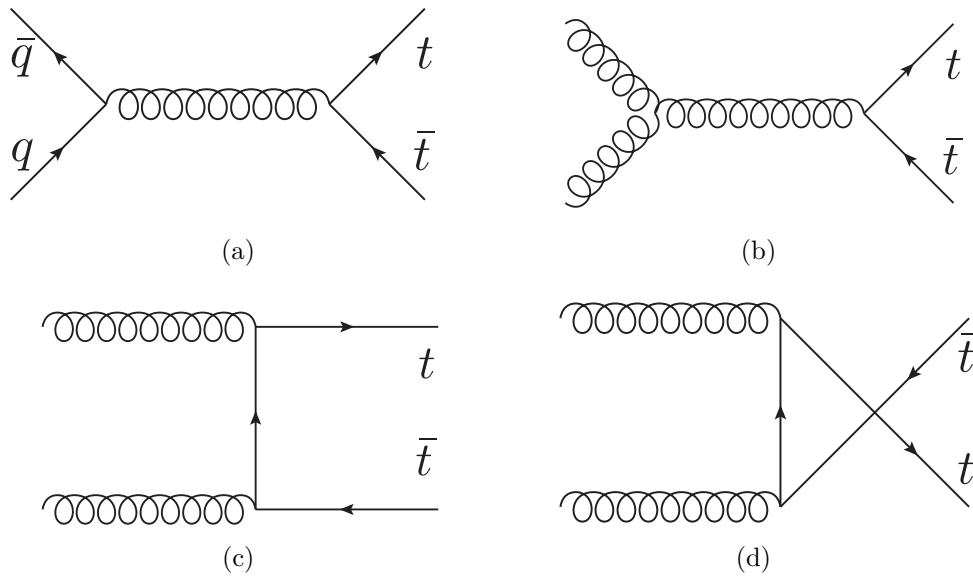


Abb. 3.1.: $t\bar{t}$ Erzeugung über die starke Wechselwirkung. (a) Annihilation (vorherrschend bei Proton-Antiproton-Kollisionen bei geringen Energien), (b)-(d) über Gluonen (vorherrschend bei Hadron-Hadron-Kollisionen bei großen Energien)[1].

Dies macht es besonders leicht die Masse des Top-Quarks über seine Zerfallsprodukte zu bestimmen.

3.8. Higgs-Boson Physik

3.8.1. Der Higgs-Mechanismus

Das Higgs-Boson ist das neueste Teilchen des Standardmodells. Es wurde 1964 von Peter Higgs *et al.* zusammen mit dem Higgs-Mechanismus postuliert[5]. Der Higgs-Mechanismus erklärt, warum W^\pm - und Z^0 -Bosonen im Gegensatz zu Photonen und Gluonen eine Ruhemasse besitzen. Nach der allgemeinen Eichtheorie können Austauschbosonen keine Masse haben. Um dies zu erklären führten Higgs *et al.* das Weak-Symmetry-Breaking ein, nach welchem das Potential im Lagrangian über zwei Minima verfügt. Wenn man nun das Potential um eines der Minima entwickelt, so tauchen durch die Entwicklung neue Felder auf von denen eines das Higgs-Feld darstellt[6]. Das andere Feld spiegelt sich nur als komplexe Phase wieder und kann aufgrund der lokalen Eichinvarianz absorbiert werden. Die Existenz eines Higgs-Feldes suggeriert die Existenz eines massiven neutralen skalaren Bosons, welches Higgs-Boson genannt wird. Über die sogenannte Yukawa-Kopplung koppelt das Higgs-Boson auch an Fermionen, und erzeugt auch deren Masse.

3.8.2. Entdeckung

Im Jahr 2012 wurde am LHC in Genf ein neutrales Skalarboson mit einer Masse von $125.36 \pm 0.37(\text{stat.}) \pm 0.18(\text{syst.})$ GeV entdeckt [7]. Damit stimmt es in seinen Eigenschaften mit dem gesuchten Higgs-Boson überein. Es wurde zunächst über die Zerfallskanäle $H \rightarrow 4\ell$, $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow e\nu\mu\nu$ und Zerfallskanäle zu ZZ^* , WW^* , $\tau^+\tau^-$ und $b\bar{b}$ gemessen.

4. Detektorphysik

4.1. Teilchen in Materie

4.1.1. Bethe-Bloch

Geladene Teilchen die sich durch Materie bewegen verlieren durch Interaktionen mit den Atomen an Energie. Diese Interaktionen umfassen Bremsstrahlung bei hohen Energien, Ionisation bei mittleren Energien und Anregung von Atomen bei geringen Energien. Der Energieverlust in Abhängigkeit von der Energie des Teilchens ist in Abb. 4.1 dargestellt. Für schwere geladene Teilchen, wie z.B. das Muon wird der Energieverlust durch Ionisation durch die Bethe-Bloch Formel beschrieben[8]. Der Energieverlust durch Ionisation hängt dabei nicht von der Masse des Teilchens ab und ist nur durch die Materialbeschaffenheit und die Geschwindigkeit und Ladung des Teilchens eindeutig bestimmt. Um diesen Mittelwert ist der Energieverlust nach der Landau-Verteilung verteilt.

4.1.2. Elektronen und Photonen

Photonen und Elektronen verlieren ihre Energie in Materie hauptsächlich durch Bremsstrahlung (Elektronen), und Paarerzeugung (Photonen). Weil ein Elektron durch Bremsstrahlung Photonen aussendet und ein Photon durch Paarerzeugung Elektronen erzeugt sind beide Vorgänge eng miteinander verbunden. Eine Materialkonstante, die eine wichtige Rolle spielt ist die Strahlungslänge X_0 . Sie entspricht der Länge nachdem ein Elektron in Materie alles bis auf $1/e$ seiner Energie abgegeben hat. Gleichzeitig ist es $7/9$ der mittleren freien Weglänge eines Photons in diesem Material. Die aufeinander folgende Bremsstrahlung und Paarerzeugung von Photonen und Elektronen führt zu einer Teilchenkaskade. Die Teilchenkaskade endet, wenn die kritische Energie E_c erreicht wird. Dies ist die Energie der Elektronen bei der der Energieverlust durch Ionisation überwiegt, somit fast keine Bremsstrahlung mehr auftritt.

4. Detektorphysik

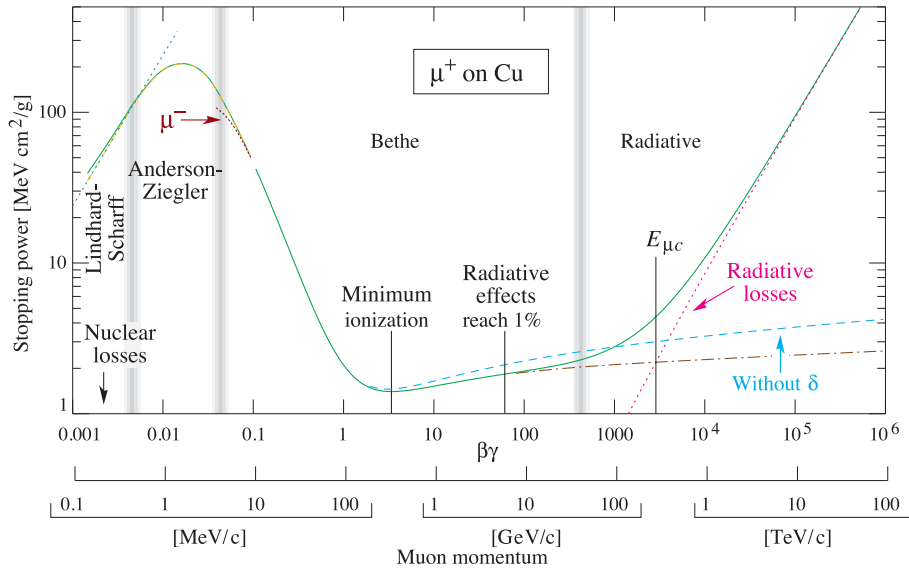


Abb. 4.1.: Energieverlust pro Strecke (Stopping power) aufgetragen gegen den Impuls eines Muons. Der Verlust durch Ionisation findet in einem Bereich von 10 MeV und 100 GeV statt[8].

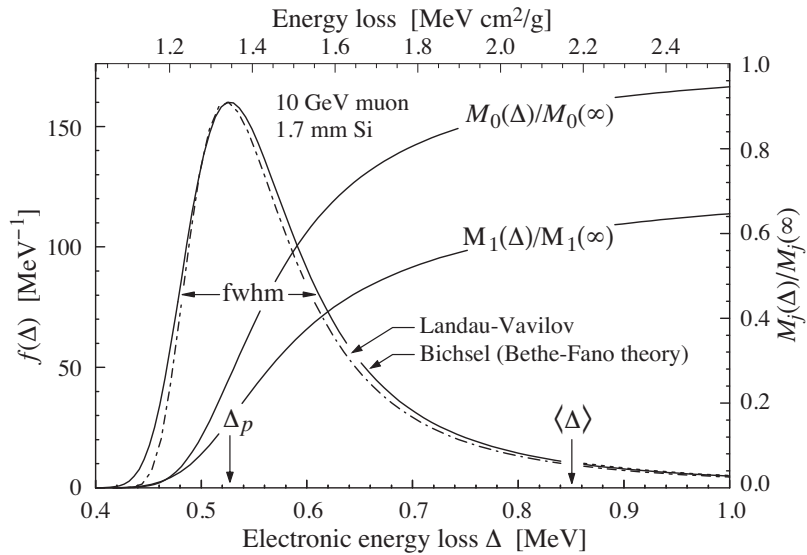


Abb. 4.2.: Landau-Verteilung des nach Bethe-Bloch berechneten Energieverlusts.[8]

4.2. Gas-Detektoren

4.2.1. Lawinen-Bildung

Gas-Detektoren sind Ionisationskammern. Sie bestehen im Allgemeinen aus einer Anode und einer Kathode zwischen denen sich ein Gas als Ionisationsmedium befindet. Trifft ein ionisierendes Teilchen in die Kammer, so schlägt es Elektronen aus den Gasmolekülen heraus. Diese Elektronen werden durch die Spannung zwischen Anode und Kathode beschleunigt, sodass sie selbst wieder genug kinetische Energie haben um selbst Moleküle zu ionisieren. Ein einfallendes Teilchen produziert auf diese Weise eine Elektronen-Lawine, die als messbarer Strom zwischen Anode und Kathode nachgewiesen werden kann. In Abhängigkeit von der angelegten Spannung ist das Signal entweder proportional zu der durch das ursprünglich einfallende Teilchen verursachten Ionisation, oder für jedes Teilchen gleich. Der letztere Fall tritt zum Beispiel beim Geiger-Müller-Zählrohr auf, bei dem lediglich gemessen wird ob ein ionisierendes Teilchen im Zählrohr aufgetroffen ist oder nicht. Für die Teilchenphysik sind vor allem Detektoren von Nutzen, die ein zur Ionisation proportionales Signal liefern, da in diesem Fall zwischen Teilchen unterschieden werden kann.

4.2.2. Die Multi-Wire-Proportional-Chamber(MWPC)

Die MWPC ist eine Ionisationskammer bestehend aus vielen einzelnen Anodendrähten und Kathodenplatten die parallel zur Ebene der Drähte angeordnet sind(siehe Abb. 4.3). Durch die Verwendung mehrerer Anodendrähte ist es möglich den Einschlagsort des Teilchens in der Achse senkrecht zu den Anodendrähten zu bestimmen. Verwendet man mehrere Ebenen so lassen sich auch zwei- und dreidimensionale Messungen durchführen.

4.2.3. Driftkammer

Die Driftkammer ist eine Ionisationskammer in der ein sehr homogenes elektrisches Feld herrscht. Die durch Ionisation freiwerdenden Elektronen haben eine nahezu konstante Driftgeschwindigkeit zur Anode, und werden erst in unmittelbarer Nähe der Anode stark beschleunigt um eine Lawinenbildung zu ermöglichen. Ist der Einschlagszeitpunkt des Teilchens bekannt, so ist es möglich aus der Zeitdifferenz zwischen Zeitpunkt des Auftreffens und Signal den Abstand des Teilchens von der Anode zu berechnen. Auf diese Weise ist eine größere Ortsauflösung bei gleichzeitig weniger Materialkosten zu erzeugen. Eine häufig benutzte Variante der Driftkammer ist das Driftröhrchen (Drifttube). Drifttubes finden z.B. im ATLAS-Detektor Anwendung, wo sie zur Detektion von Myonen einge-

4. Detektorphysik

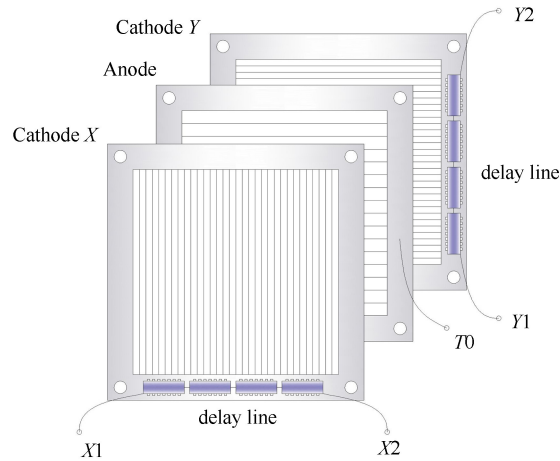


Abb. 4.3.: Schematische Darstellung einer MWPC[9].

setzt werden. Im A TLAS werden sie dabei leicht versetzt geschichtet eingesetzt, sodass eine gute Auflösung in den beiden Achsen senkrecht zu den Drifttubes möglich wird. Den Auftreffort des Teilchen in der Achse parallel zu den Drifttubes kann man über die Stärke des Signals an beiden Enden des Drifttubes bestimmen. Die Ionisationslawine fließt in beide Richtungen des Anodendrahtes ab, die Stärke des Signals jedoch hängt jedoch von der zurückgelegten Strecke ab. Aus dem Verhältnis der Signale lässt sich berechnen an welcher Stelle des Drahtes die Ionisation stattgefunden hat.

4.2.4. Time-Projection-Chamber (TPC)

Die TPC funktioniert ähnlich wie die Driftkammer mit dem Unterschied, dass in der TPC die Anode eine Fläche ist, die aufgeteilt in Anodensegmente ist. In jedem der Segmente lässt sich unabhängig von benachbarten Segmenten ein Strom messen. Durchquert ein Teilchen die TPC so hinterlässt es eine Spur aus Ionen und Elektronen. Die Elektronen driften nun zur Anode hin, aus den Zeitpunkten zu denen die Elektronen auf die Anodensegmente auftreffen lässt sich nun die gesamte Bahn des Teilchens rekonstruieren. Der Abstand der Teilchenbahn zur Anode wird also auf die Zeit, die Elektronen zu Anode brauchen, projiziert.

4.3. Silizium Detektor

Ein Halbleiter-Detektor detektiert ionisierende Teilchen in Halbleiter-Pixeln. Ein Beispiel für einen Silizium-Detektor ist der Pixel-Detektor des A TLAS am L HC. Trifft ein geladenes Teilchen auf einen Pixel des Halbleiter-Detektors, so ionisiert es die Atome des

Kristalls, die frei werdenden Elektronen werden in das Leitungsband des Halbleiters absorbiert. Was man detektiert, ist der Strom der durch ein ionisierendes Teilchen erzeugt wird. Durch δ -Elektronen, Elektronen die durch den Stoß genug Energie bekommen um selbst Atome zu ionisieren, ist es möglich ein Signal in mehreren Pixeln zu erhalten. In diesem Fall verbessert sich die Auflösung, da man aus der Signalstärke der einzelnen Pixel den Eintrittsort des ursprünglichen ionisierenden Teilchens genauer bestimmen kann als es das Signal eines einzelnen Pixel erlauben würde.

4.4. Kalorimeter

4.4.1. Prinzip

In den hadronischen und elektromagnetischen Kalorimetern wird die kinetische Energie eines Teilchens gemessen. Das elektromagnetische Kalorimeter misst die Energie von geladenen Teilchen, vor allem Elektronen, und Photonen. Die Wechselwirkungen von Elektronen und Photonen mit Materie wurden bereits in 4.1.2 beschrieben. Die entstehenden Teilchenschauer dienen zur Bestimmung der kinetischen Energie des ursprünglichen Teilchens. Bei einem Sampling-Kalorimeter wechseln sich Absorberschichten, die den Schauer erzeugen, und Messschichten, die die deponierte Energie messen, ab. Die Messschichten können zum einen wie Ionisationskammern aufgebaut sein, zum anderen können aber auch Szintillatoren verwendet werden die durch ionisierende Strahlung Licht erzeugen, welches dann gemessen werden kann. Der erste Fall findet im EM Kalorimeter des ATLAS Anwendung und der zweite Fall im hadronischen Kalorimeter desselben. Aus der Position des Schauermaximums lässt sich die kinetische Energie des einfallenden Teilchen bestimmen. Die relative Auflösung wird dabei mit steigender kinetischer Energie besser.

4.4.2. Hadronische Schauer

Hadronische Schauer entstehen wenn hochenergetische Hadronen mit Materie wechselwirken. Durch Interaktionen mit Atomkernen entstehen neue Hadronen, die ähnlich wie die elektromagnetischen Schauer eine Kaskade an neu entstehenden Hadronen erzeugen. Allerdings geht nur ein Teil der Energie des ursprünglichen Hadrons in den hadronischen Schauer über. In einem Hadronischen Schauer entstehen unter anderen Mesonen Pionen, die zu zwei Photonen zerfallen können. Diese Photonen wiederum rufen einen elektromagnetischen Schauer hervor. Im Gegensatz zu Kernreaktionen lassen sich die Interaktionen zwischen Photonen, Elektronen und Materie über Ionisation messen. Deswegen werden aus dem elektromagnetischen Teil eines hadronischen Schauers die tatsächlich deponierte

4. Detektorphysik

Energie berechnet. Um statistische Schwankungen zu minimieren muss dafür das Kalorimeter so gebaut sein, dass die Energie, die durch den hadronischen Teil deponiert wird, der Energie, die durch den elektromagnetischen Teil deponiert wird, entspricht.

4.5. Teilchen Identifikation

Teilchen können auf verschiedene Weisen identifiziert werden. Am einfachsten ist die Identifikation durch ihre Interaktion mit dem Detektor. Geladene Teilchen hinterlassen eine Spur im Spurdetektor, und erzeugen einen Schauer im elektromagnetischen(EM) Kalorimeter. Anhand der Krümmung der Spur kann die Ladung und der Impuls des Teilchens bestimmt werden. Auf diese Weise werden Elektronen detektiert. Photonen bilden keine sichtbare Spur im Spurdetektor, erzeugen jedoch einen Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter, können also auf diese Weise identifiziert werden. Geladene Hadronen wie z.B. das π^+ -Meson, hinterlassen sowohl eine Spur im Spurdetektor als auch einige Hits im EM Kalorimeter. Zusätzlich erzeugen sie einen Schauer im hadronischen Kalorimeter. Neutrale Hadronen wie das Neutron hinterlassen keine Spur im Spurdetektor, und sind auch im EM Kalorimeter nicht messbar. Allerdings erzeugen sie einen Schauer im hadronischen Kalorimeter. Somit sind sie auf diese Weise nachweisbar. Ein Problem stellt das Myon dar, was trotz Ladung, nicht durch die Kalorimeter gestoppt wird. Myonen werden durch spezielle Myonenkammern detektiert, die die äußersten Bestandteile eines Detektors bilden. Bei den Myonenkammern handelt es sich um Ionisationskammern. Beim ATLAS-Detektor sind dies Drifttubes. Außer den Myonen hinterlassen keine anderen Teilchen Spuren in den Myonenkammern, da sie bereits in den Kalorimetern gestoppt wurden. Neutrinos können nicht detektiert werden, da sie nur schwach wechselwirken. Deswegen können Neutrinos nur aus der transversalen Impulserhaltung rekonstruiert werden, wobei deren Energie als *missing transverse energy* \cancel{E}_T bezeichnet wird.

Andere Möglichkeiten Teilchen zu identifizieren umfassen den Energieverlust eines Teilchens in der Materie, wobei die Ladung des Teilchens aus der Bethe-Bloch-Formel bestimmt werden kann, Time-of-Flight Detektoren, die die Zeit messen die ein Teilchen braucht um sich von einem Interaktionspunkt zu einem zweiten zu bewegen, und Cherenkov-Detektoren.

5. Werkzeuge

5.1. Werkzeuge

5.2. ROOT Data Analysis Framework

5.3. Grid-Computing

6. Ergebnisse

7. Diskussion

8. Zusammenfassung

A. Anhang

Literaturverzeichnis

- [1] B. Lemmer, *Measurement of Spin Correlations in $t\bar{t}$ Events from pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the Lepton + Jets Final State with the ATLAS Detector* (2014), 1410.1791
- [2] CDF, DØ Collaborations, *Observation of Top Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.74.2626>
- [3] *First combination of Tevatron and LHC measurements of the top-quark mass* (2014), 1403.4427
- [4] A. Quadt, *Top quark physics at hadron colliders*, European Physical Journal C **48**, 835 (2006)
- [5] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys.Rev.Lett. **13**, 508 (1964)
- [6] F. Halzen, A. Martin, *QUARK & LEPTONS: AN INTRODUCTORY COURSE IN MODERN PARTICLE PHYSICS*, Wiley India Pvt. Limited (2008)
- [7] G. Aad, et al. (ATLAS), *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys.Lett. **B716**, 1 (2012), 1207.7214
- [8] K. Olive, et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Chin. Phys. **C38** (2014)
- [9] S.-W. Tang, P. Ma, L.-M. Duan, Z.-Y. Sun, C.-G. Lu, et al., *A normal-pressure MWPC for beam diagnostics at RIBLL2*, Chin.Phys. **C37(6)**, 066002 (2013), 1305.5007