



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 A TLAS-Detektor	3
3. 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)	7
3.3. Jet-Physik	7
3.3.1. Hadronisation	7
3.3.2. Transversale Masse	8
3.4. Top-Quark Physik	8
3.5. Vorhersage des Top-Quarks	8
3.6. Entdeckung und Eigenschaften	9
3.7. Produktion von Top-Quarks	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. Halbleiter Detektoren	15
4.3.1. Halbleiter	15
4.3.2. Silizium Detektor	15
4.4. Kalorimeter	16
4.4.1. Prinzip	16
4.4.2. Hadronische Schauere	16
4.5. Teilchen Identifikation	17
5. Werkzeuge	19
5.1. Werkzeuge	19
5.2. ROOT Data Analysis Framework	19
5.3. Grid-Computing	19
6. Ergebnisse	21
7. Diskussion	23
8. Zusammenfassung	25
A. Anhang	27

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 bebracht, 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 ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor ist einer der vier Detektoren am L HC.

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 ent-

2. L_{HC}

stehenden 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. 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.

3. Grundlagen

3.2.2. Regge-Theorie

Die frühe Form der QCD ist die Regge-Theorie, die Vorgänge selbst bei nicht perturbativen Energien beschreiben kann. Der Kern der Regge-Theorie ist das Zulassen von komplexen Drehimpulsen bei Streuprozessen (Partialwellenansatz). Dabei werden sogenannte Trajektorien $\alpha(m^2)$ eingeführt, die den Drehimpuls in Abhängigkeit von der Energie darstellen. Die Energien an denen die Trajektorien ganzzahlige Werte annehmen entsprechen der Ruhemasse von Austauschpartikeln mit entsprechendem Drehimpuls. Auf diese Weise kann man, wenn man den Drehimpuls und die Masse eines Teilchens kennt, eine Reihe weiterer Teilchen vorhersagen. Im Rahmen der Streutheorie werden aus den Trajektorien die Wirkungsquerschnitte errechnet. *Die Quelle ist: <http://school-diff2013.physi.uni-heidelberg.de/Talks/Poghosyan.pdf> ... Das ist eine Präsentation:*

$$\sigma_i \propto \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_i(0)-1}$$

Betrachtet man alle bisher experimentell beobachteten Austauschpartikeln für die Streuung, folgt dass der Wirkungsquerschnitt (WQS) mit steigender Schwerpunktsenergie \sqrt{s} sinken müsste. Allerdings wird beobachtet, dass der WQS steigt. Dafür führt die Regge-Theorie das sogenannte *Pomeron* ein. Die Trajektorie des Pomerons soll gerade den Zuwachs des WQS erklären. Dieses Austauschpartikel lässt sich auf den Austausch von Gluonen bzw. Glueballs zurückführen.

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 Partonendichte innerhalb der Hadronen zu kennen, da diese sich direkt auf die Wirkungsquerschnitte der aller Reaktionen auswirkt. Gerade der Impuls der einzelnen Partonen spielt eine wichtige Rolle. Analog zum Formfaktor beim WQS von elastischen Stößen, gibt es bei inelastischen Stößen die sogenannten Strukturfunktionen, aus denen sich der WQS berechnen lässt. Die Strukturfunktionen hängen gleichzeitig von den Matrixelementen der betrachteten Prozesse im Hadron ab. Betrachtet man Gluon-Bremsstrahlung und Paarbildung als Prozesse innerhalb des Hadrons, so lassen sich die Dokshitzer–Gribov–Lipatov–Altarelli–Parisi Gleichungen (DGLAP) aufstellen, die Integro-Differentialgleichungen für die Partonverteilung in Abhängigkeit von dem Impulsübertrag beim inelastischen Stoß und dem Impulsanteil des Partons am Hadron-Impuls darstellen. *Moonstersatz* PDFs finden hauptsächlich in Monte-Carlo-Simulationen Anwendung.

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. Grundlagen

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, da gelten muss:

$$M_{\text{Mutterteilchen}}^2 = p_\mu p^\mu = (p_{\text{Teilchen1}} + p_{\text{Teilchen2}})^2$$

Versucht man jedoch auf diese Weise die Masse eines W -Bosons zu rekonstruieren trifft man auf Schwierigkeiten. Zerfällt ein W -Boson in ein geladenes Lepton und ein Neutrino, so kann man die die Vierektoren nicht einfach addieren, da der Viererimpuls des Neutrinos nicht direkt gemessen werden kann, sondern nur anhand von Impulserhaltung rekonstruiert werden kann. Allerdings kann der Impuls in z -Richtung nicht rekonstruiert werden, da die im Beschleuniger kollidierenden Teilchen unterschiedliche Geschwindigkeiten in z -Richtung haben können. Deshalb wird in diesem Fall die transversale Masse definiert. Für die Masse des W -Bosons im $\ell\nu$ -Kanal erhält man dann die folgende Formel:

$$M_W^T = \sqrt{2E_\ell^T E_\nu^T (1 - \cos \Delta\Phi_{\ell,\nu})}$$

Dieser Wert hat eine obere Grenze bei der exakten Masse des W -Bosons.

3.4. Top-Quark Physik

3.5. Vorhersage des Top-Quarks

Aus Experimenten mit Kaonen wurde deutlich, dass die CP -Symmetrie verletzt ist. Die Eigenzustände eines Kaons zur CP -Symmetrie können als Superpositionen von Kaon und Antikaon beschrieben werden. Beide Zustände zerfallen in Pionen, wobei die Masse des Kaons nur geringfügig größer ist als die Masse von drei Pionen. Nun haben zwei Pionen einen CP -Eigenwert von $+1$ während eine ungerade Anzahl von Pionen einen Wert von -1 hat. Daraus folgt, dass das Kaon mit $CP = 1$ schnell in zwei Pionen zerfällt, während das andere Kaon langsam in drei Pionen zerfällt. Im Experiment wurde nachgewiesen, dass selbst nach einer Zeit in der die kurzlebigen Kaonen zerfallen sein müssen, noch immer Kaonen in zwei Pionen zerfallen. Dies stellt eine Verletzung der CP -Symmetrie dar. Um diese CP -Brechung zu erklären muss eine komplexe Phase in die Elemente der CKM-Matrix eingeführt werden. Dies ist jedoch nur möglich wenn die Matrix mindestens eine Größe von 3×3 hat. Deswegen ist eine dritte Generation von Quarks notwendig.

3.6. Entdeckung und Eigenschaften

Quellen sind vor allem PDG Das Topquark wurde erstmals 1995 am T EVATRON in den Detektoren DØ und CDF nachgewiesen. Mit einer Ruhemasse von $173.34 \pm 0.27(\text{stat.}) \pm 0.71(\text{sys.})$ GeV ist es das schwerste Elementarteilchen. Seine Zerfallsbreite ist 2.0 ± 0.5 GeV und seine Lebensdauer ist damit ca. $5 \cdot 10^{-25}$ s *Bessere Quelle als Wikipedia finden!!!*. 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. Dies macht es besonders leicht die Masse des Top-Quarks zu bestimmen.

3.7. Produktion von Top-Quarks

Die Produktion von Top-Quarks am L EP am C ERN würde vorherrschend über Anihilation der Elektronen geschehen. Diese Anihilation 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 T EVATRON wurden hauptsächlich Top-Paare durch Anihilation 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 allerings die Quark-Generation gewechselt werden, weswegen diese Reaktion unterdrückt ist. Am L HC werden Top-Quarks vor allem über Gluon-Gluon-Wechselwirkungen erzeugt.

3.8. Higgs-Boson Physik

3.8.1. Der Higgs-Mechanismus

Das Higgs-Boson ist das neuste Teilchen des Standardmodells. Es wurde 1964 von Peter Higgs *et al.* zusammen mit dem Higgs-Mechanismus postuliert[1]. Der Higgs-Mechanismus erklärt die Masse der W^\pm - und Z^0 -Bosonen. 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[2]. Das andere

3. Grundlagen

Feld spielt wirkt sich nur als komplexe Phase aus 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. 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[3].

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K \cdot \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \cdot \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \cdot \beta^2 \cdot \gamma^2 \cdot T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (4.1)$$

Diese Formel hängt lediglich von der Ladung z und der relativistischen Geschwindigkeit β des Teilchens und dem Material K ab. Sie hängt explizit nicht von der Masse des Teilchens ab. Sie gibt den mittleren Energieverlust pro Strecke an. 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

4. Detektorphysik

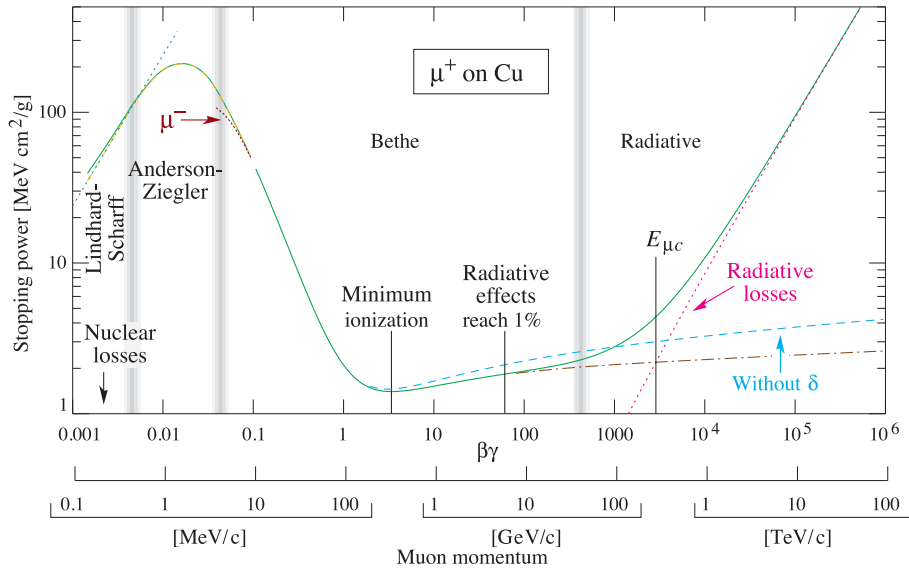


Abb. 4.1.: Energieverlust pro Strecke (Stopping power) aufgetragen gegen den Impuls eines Muons. Der Verlust durch Ionisation findet in einem Bereich von 10 MeV und 100 GeV statt[3].

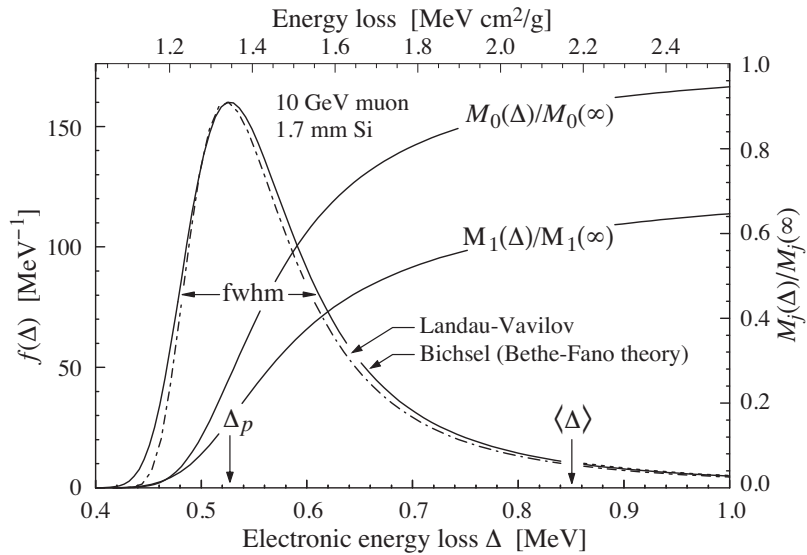


Abb. 4.2.: Landau-Verteilung des nach Bethe-Bloch berechneten Energieverlusts.[3]

Bremsstrahlung mehr auftritt.

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

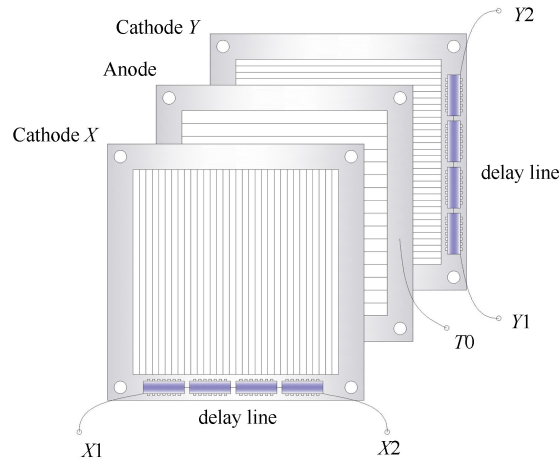


Abb. 4.3.: Schematische Darstellung einer MWPC[4].

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 eingesetzt werden. Im ATLAS 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.

Andere Möglichkeiten Teilchen zu identifizieren umfassen den Energieverlust eines Teilchens in der Materie, wobei die Ladung des Teilchens aus der Bethe-Bloch-Formel (4.1) bestimmt werden kann, Time-of-Flight Detektoren, die die Zeit messen die ein Teil-

chen braucht um sich von einem Interaktionspunkt zu einem zweiten zu bewegen, und Cherenkov-Detektoren.

4.3. Halbleiter Detektoren

4.3.1. Halbleiter

In einem Festkörper werden die Leitungseigenschaften durch die Band-Niveaus des Festkörpers festgelegt. Für die elektrische Leitfähigkeit wichtig ist das sogenannte Leitungsband. In einem Leiter überschneidet sich das Leitungsband mit dem Valenzband, wodurch Ladungen frei bewegt werden können. In einem Isolator ist die Lücke zwischen Leitungs- und Valenzband groß sodass die Leitfähigkeit sehr gering ist. In einem Halbleiter ist der Abstand zwischen Leitungs- und Valenzband gering, sodass durch der Halbleiter durch Anregung leitfähig wird.

Es ist möglich Halbleiter zu dotieren indem man gezielt Fremdatome in das Kristallgitter einbringt. Bringt man Atome mit einer geringeren Zahl an Valenzelektronen in das Gitter ein sinkt die Leitfähigkeit. Man nennt dies p-Dotierung. Andererseits steigt die Leitfähigkeit beim Eingringen von Fremdatomen mit einer größeren Anzahl an Valenzelektronen. Dies wird als n-Dotierung bezeichnet. Durch Verbindungen von n- und p-Dotieren lassen sich interessante Effekte hervorrufen. An der Grenze zwischen einem n-dotierten und einem p-dotierten Gebiet in einem Halbleiter, kommt es zu einer Ladungsdiffusion, wobei Elektronen von der n-dotierten Seite zur p-dotierten Seite fließen. Es stellt sich ein Gleichgewicht ein wenn das entstehende Feld einen weiteren Fluss von Elektronen verbietet. An dem sogenannten pn-Übergang stellt sich eine Raumladungszone ein. Legt man nun eine Spannung an, so fließt nur Strom durch den pn-Übergang wenn der negative Pol an der n-dotierten Seite des pn-Übergangs angeschlossen wird und der positive entsprechend an der p-dotierten. Dies ist das Konzept eine Halbleiter-Diode.

4.3.2. Silizium Detektor

Ein Halbleiter-Detektor detektiert ionisierende Teilchen in Halbleiter-Pixeln. Ein Beispiel für einen Silizium-Detektor ist der Pixel-Detektor des ATLAS am LHC. 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 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 Myonkammern, 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.

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] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys.Rev.Lett. **13**, 508 (1964)
- [2] F. Halzen, A. Martin, *QUARK & LEPTONS: AN INTRODUCTORY COURSE IN MODERN PARTICLE PHYSICS*, Wiley India Pvt. Limited (2008), URL <http://books.google.com.pe/books?id=ITQy9G62H0gC>
- [3] K. Olive, et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Chin. Phys. **C38** (2014)
- [4] 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