

Search for Anti- ${}^4\text{He}$ in e^+e^- -Collisions

Suche nach Anti- ${}^4\text{He}$ In e^+e^- -Kollisionen

Diego Semmler
Geb. in Lich
3. September 2009

Ich versichere, dass ich diese Bachelorarbeit selbstständig geschrieben und wissenschaftlich erarbeitet habe. Außer der angegebenen Literatur habe ich keine weiteren Hilfsmittel benutzt.

Laubach, der 3. September 2009

Diego Semmler

Inhaltsverzeichnis

I. Motivation.....	4
II. Theoretische Grundlagen.....	5
II.1. Helium im Universum.....	5
II.2. Relativitätstheorie.....	5
II.3. Fox-Wolfram-Momente.....	6
II.4. Wechselwirkung von geladenen Strahlen mit Materie.....	6
II.5. Die Bethe-Bloch-Formel	7
II.5.1. Korrekturen.....	8
II.5.2. Bestimmung der Ladung aus Bethe-Bloch.....	9
II.6. Antimaterie.....	9
III. Das Belle-Experiment.....	10
III.1. Detektor.....	10
III.1.1. SVD - Silicon Vertex Detektor.....	10
III.1.2. CDC - Charged Drift Chamber.....	11
III.1.3. TOF - Time of Flight Detektor.....	11
III.1.4. TDC – Time to Digital Converter.....	12
III.1.5. EMC – Elektro-Magnetic-Calorimeter.....	12
III.1.6. Photomultiplier.....	13
III.1.7. ACC - Aerogel Cherenkov Detektor.....	13
III.1.8. RPC - Resistive Plate Chamber.....	13
IV. Das AMS-02 Experiment.....	14
IV.1.1. TRD (Transition Radiation Detector).....	16
IV.1.2. RICH (Ring Image Cherenkov Counter).....	16
V. Die Arbeit des letzten Jahres.....	17
V.1. Unterschiede zur Arbeit des letzten Jahres.....	17
VI. Analyse.....	19
VI.1. Vorgehensweise.....	19
VI.2. Die Schnitte.....	19
VI.2.1. Experiment Nr. 37.....	20
VI.3. Diagramme.....	22
VI.4. Blick auf die einzelnen Kandidaten.....	24
VII. Diskussion.....	26
VIII. Verzeichnisse.....	26
VIII.1. Literatur.....	26
VIII.2. Abbildungen.....	26
IX. Anhang.....	27
X. Danksagung.....	27

I. Motivation

Wir gehen heute davon aus, dass das Universum durch den Urknall entstanden ist. Kurz nach dem Urknall war das Universum so heiß, dass sich permanent elektromagnetische Strahlung aus Materie gebildet hat und umgekehrt. Dabei entsteht ein Teilchen-/Antiteilchen-Paar aus zwei Photonen und umgekehrt. Nach heutigem Wissen entsteht bei jedem dieser Prozesse exakt genau so viel Materie wie Antimaterie.

Das Universum besteht aber fast ausschließlich aus Materie. Würden irgendwo im Universum größere Mengen Antimaterie existieren, so müsste es Gegenden im All geben, wo sich Materie und Antimaterie begegnen und auslöschen. Dabei entstünde elektromagnetische Strahlung mit charakteristischen Wellenlängen, die wir nachweisen könnten. Solche Strahlung hat man aber nicht in ausreichender Menge gefunden.

Die Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie ist bis heute nicht verstanden. Man versucht mit einer Vielzahl von Experimenten die Eigenschaften von Antimaterie zu verstehen. Hierzu gehört auch die Suche nach komplexen Gebilden aus Antimaterie und deren Verhalten. Man interessiert sich dafür, ob Antimaterie sich wirklich bis auf die Ladung der Teilchen nicht von Materie unterscheidet, wie allgemein angenommen.

Im letzten Jahr hat Stephanie Künze im Belle-Experiment Anti-Deuterium und Anti-Tritium in größerer Menge als erwartet nachgewiesen. Ich suche in dieser Bachelorarbeit das nächst komplexere Partikel, das Anti- ${}^4\text{He}$.

II. Theoretische Grundlagen

Bevor ich zu der Analyse der Daten komme, möchte ich einige theoretische Grundlagen erläutern, die ich verwenden werde.

II.1. Helium im Universum

Helium ist nach Wasserstoff das zweithäufigste Element im Universum. Ein Großteil dessen ist jedoch nicht, wie man zunächst vermuten könnte, durch Kernfusion in Sternen entstanden, sondern kommt aus der primordialen Nukleosynthese, die etwa 1000 Sekunden nach dem Urknall stattfand. Zu diesem Zeitpunkt war das Universum so weit abgekühlt, dass sich die ersten stabilen Atomkerne bilden konnten. Man kann beide Prozesse daran unterscheiden, dass bei der Kernfusion in Sternen die Dichte so hoch ist, dass sich neben ^4He auch durch den Drei-Alpha-Prozess ein gewisser Anteil an Kohlenstoff-12 bildet. Dieser ist im Universum nicht vorhanden.

Einige Sekunden nach Entstehung des Universums war die Temperatur mit 10^{10} K so hoch, dass es in etwa gleich viele Protonen und Neutronen gegeben haben muss. Diese konnten aufgrund der hohen Temperatur nicht zu stabilen Kernen verschmelzen. Erst als sich das Universum abgekühlt hat, nahm die Anzahl der Protonen gegenüber der Anzahl der Neutronen zu, da Protonen etwas leichter sind. Bei 10^9 K lag das Verhältnis von Protonen zu Neutronen bei 7:1. Nahezu alle Neutronen wurden in He-4-Kernen eingefangen, weil He-4 der stabilste unter den leichten Kernen ist. Erst der ^{12}C -Kern hat mehr Bindungsenergie pro Nukleon.

Daraus folgt, dass etwa ein Viertel der Masse des heutigen Universums aus He-4 besteht. Daneben gibt es Spuren von Deuterium, ^3He und ^7Li . Schwerere Kerne konnten sich nicht bilden, da für weitere Fusionen die Dichte zu gering war. Das Verhältnis dieser Isotope deckt sich mit den Beobachtungen und gilt als starker Beweis für die Urknalltheorie.

Man könnte annehmen, dass dies für Antimaterie genauso gelten muss, allerdings hat man bisher noch kein einziges Anti- ^4He -Teilchen in der Kosmischen Strahlung gefunden. (Siehe Kapitel „Das AMS-02-Experiment“)

II.2. Relativitätstheorie

Die Teilchen, die ich untersuche, haben alle relativistische Geschwindigkeiten. Daher ist es unerlässlich, mit der speziellen Relativitätstheorie zu rechnen.

Eine Aufgabe ist es, die Ruhemasse m eines Teilchens aus dem Impuls p und der Geschwindigkeit β zu bestimmen:

$$p = m\gamma v = \frac{m\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{mc}{\sqrt{\beta^{-2}-1}} \Leftrightarrow m = \frac{p}{c} \cdot \sqrt{\frac{1}{\beta^2}-1}$$

Der relative Fehler der Masse ergibt sich wie folgt aus der Fehlerrechnung:

$$\frac{\Delta m}{m} = \sqrt{\left(\frac{\partial m}{\partial p} \cdot \frac{\Delta p}{m}\right)^2 + \left(\frac{\partial m}{\partial \beta} \cdot \frac{\Delta \beta}{m}\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 + \left(\frac{\beta}{1-\beta^2} \Delta \beta\right)^2}$$

Da der Impuls nicht direkt gemessen werden kann, sondern nur das Verhältnis $\frac{p}{Q}$, muss die Formel mit Q erweitert werden:

$$m = \left(\frac{p}{Q}\right) \frac{Q}{c} \sqrt{\frac{1}{\beta^2} - 1} \Rightarrow \frac{\Delta m}{m} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\left(\frac{p}{Q}\right)}{\frac{p}{Q}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta Q}{Q}\right)^2 + \left(\frac{\beta}{1-\beta^2} \Delta \beta\right)^2}$$

II.3. Fox-Wolfram-Momente

Die Fox-Wolfram-Momente sind folgendermaßen definiert:

$$H_l = \sum_{i,j} \frac{|p_i||p_j|}{E_{vis}^2} \cdot P_l(\cos(\theta_{ij})); \quad l=0;1;2; \dots$$

Hierbei ist θ_{ij} der Winkel zwischen den Bahnen der Hadronen i und j, E_{vis} die sichtbare Energie (visible Energy) und P_l die Legendre Polynome:

$$P_0(x) = 1; \quad P_1(x) = x; \quad P_2(x) = \frac{1}{2}(3x^2 - 1);$$

Von Interesse ist für diese Arbeit nur das zweite Fox-Wolfram-Moment, welches für Ereignisse mit zwei Teilchenspuren ungefähr 1 sein sollte. Für sphärische Ereignisse sollte es nahezu 0 sein:

$$H_2 = \frac{1}{2 E_{vis}^2} \sum_{i,j} |p_i||p_j| \cdot (3 \cos(\theta_{ij})^2 - 1)$$

II.4. Wechselwirkung von geladenen Strahlen mit Materie

Wenn elektrisch geladene Teilchen durch Materie fliegen, erfahren sie verschiedene Wechselwirkungen:

- **Ionisation der Atome**

Diese Art des Energieverlustes wird durch die Bethe-Bloch-Formel (s.u.) beschrieben und ist für unseren Versuch der interessante Term.

- Ablenkung im Coulombfeld der Atomkerne und damit verbundene **Bremsstrahlung**.
Dieser Term ist allerdings nur für Elektronen interessant. Nur diese sind leicht genug, um eine genügend große Beschleunigung zu erfahren. Für alle schwereren Teilchen ist dieser Term vernachlässigbar.
- **Cherenkov-Strahlung**
Wenn ein geladenes Teilchen schneller fliegt, als die Gruppengeschwindigkeit des Lichtes im Material ist, wird Cherenkov-Strahlung produziert. Dabei polarisiert das durchfliegende Teilchen die umliegende Materie. Die Polarisation breitet sich dann als elektromagnetische Schockwelle aus, ähnlich wie bei dem Überschallknall. Auch der Energieverlust durch Cherenkov-Strahlung ist hinreichend klein, da nur einige hundert Photonen, vorwiegend im UV-Bereich, pro Meter produziert werden.

Weitere Energieverluste, die ich jedoch nicht näher erläutern möchte, da sie für unser Experiment ohne Belang sind, verursachen z.B. folgende Effekte:

- Elastische Streuung am Kern
- Kernreaktionen

II.5. Die Bethe-Bloch-Formel

Für den Energieverlust durch Ionisation der Atome haben Bethe & Bloch unter Berücksichtigung der Quantenmechanik folgende Formel aufgestellt:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{Q^2}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 \right]$$

Hierbei ist:

$$2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0,1535 \frac{\text{MeV cm}^2}{\text{g}}$$

$$r_e \equiv \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 m_e c^2} = 2,817 \cdot 10^{-13} \text{ cm} \quad \text{der klassische Elektronenradius}$$

$$m_e = 0,5110 \frac{\text{keV}}{c^2} \quad \text{die Elektronenmasse}$$

$$N_a = 6,022 \cdot 10^{23} \quad \text{die Avogadrozahl}$$

$$I = 85,7 \text{ eV} \quad \text{das mittlere Ionisationspotential der Atome im Detektor}$$

$$Z = 7,2 \quad \text{die mittlere Ordnungszahl der Atome im Detektor}$$

$$A = 14,4054 u \quad \text{die mittlere Atommasse des Absorbermaterials}$$

$$\rho = 1,293 \cdot 10^{-3} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \quad \text{die Dichte des Absorbermaterials}$$

Q die Ladung des Partikels in Einheiten von e .

β, v und γ haben ihre übliche Bedeutung im Sinne der Geschwindigkeit und des relativistischen Faktors.

M ist die Masse des einfallenden Teilchens.

$$W_{max} = \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma \frac{m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2} \approx 2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$$

Die Näherung ist gerechtfertigt, wenn das einfallende Teilchen viel schwerer als ein Elektron ist, was bei (Anti-)⁴He der Fall ist.

Ferner hängt dadurch der Energieverlust nicht mehr von der Masse des Teilchens ab, sondern nur noch von dessen Geschwindigkeit und Ladung.

II.5.1. Korrekturen

Um die Genauigkeit der Bethe-Bloch-Formel zu erhöhen, verwenden wir zwei Korrekturen: Die Schalenkorrektur C und die Dichte-Korrektur δ .

Weitere Korrekturen wie z.B. eine Strahlungskorrektur für ultrarelativistische Teilchen, QED-Prozesse höherer Ordnung, Korrekturen wegen Spin und Struktur der Teilchen, etc. sind zwar möglich, machen nur noch 1% Unterschied aus, weshalb sie hier vernachlässigt werden.

Mit den Korrekturen lautet die Bethe-Bloch-Formel also:

$$-\frac{dE}{dx}(\beta; Q; m) = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{Q^2}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2 m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta(\beta\gamma) - 2\frac{C(\beta\gamma)}{Z} \right]$$

Die Dichte-Korrektur berücksichtigt, dass ein geladenes einfliegendes Teilchen das umliegende Material polarisiert und auf diese Weise die weiter entfernten Elektronen abschirmt. Diese tragen daher nicht so stark zum Energieverlust bei, wie in der ursprünglichen Formel angenommen.

Diese Korrektur ist wichtig bei höheren Geschwindigkeiten und lässt sich folgendermaßen beschreiben:

$$\delta(\beta\gamma) = \begin{cases} 0 & X < X_0 \\ 4,6052 X + C_0 + a(X_1 - X)^m & X_0 \leq X \leq X_1 \\ 4,6052 X + C_0 & X > X_1 \end{cases}$$

Wobei $X = \log_{10}(\beta\gamma)$ und $X_0 = -1,742$, $X_1 = 4,28$, $C_0 = 10,6$ und $m = 3,40$ Materialkonstanten sind.

Die Schalenkorrektur ist bedeutungsvoll bei niedrigen Geschwindigkeiten. Wenn die Geschwindigkeit der einfallenden Teilchen in den Bereich der Geschwindigkeit der Elektronen im Material kommt, verliert die Bethe-Bloch-Formel ihre Gültigkeit, da bei der Herleitung der Formel angenommen wurde, dass die Elektronen im Material in Ruhe sind. Für $\beta\gamma \geq 0,1$ kann man eine empirische Formel angeben, die das berücksichtigt:

$$C(\beta\gamma) = (0,422377(\beta\gamma)^{-2} - 0,0304043(\beta\gamma)^{-4} + 0,00038106(\beta\gamma)^{-6}) \cdot 10^{-6} I^2 \\ + (3,850190(\beta\gamma)^{-2} - 0,1667989(\beta\gamma)^{-4} + 0,00157955(\beta\gamma)^{-6}) \cdot 10^{-9} I^3$$

II.5.2. Bestimmung der Ladung aus Bethe-Bloch

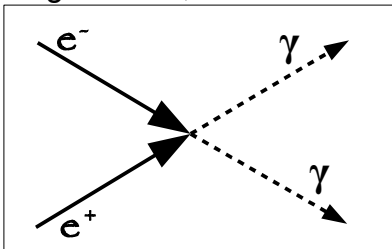
Der Energieverlust eines einfallenden Teilchens ist (bei hinreichend großer Masse) nur abhängig von der Geschwindigkeit und der Ladung des Teilchens. Umgekehrt kann man die Ladung eines Teilchens bestimmen, wenn man dessen Geschwindigkeit und Energieverlust kennt. Damit lässt sich Q berechnen:

$$Q = \sqrt{\frac{\frac{dE}{dx}|_{\text{Gemessen}}}{\frac{dE}{dx}(\beta)|_{Q=1}}} \quad \text{und} \quad \Delta Q = \frac{Q}{2} \sqrt{\left(\frac{\Delta \frac{dE}{dx}|_{\text{Gemessen}}}{\frac{dE}{dx}|_{\text{Gemessen}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \frac{dE}{dx}(\beta)|_{Q=1}}{\frac{dE}{dx}(\beta)|_{Q=1}}\right)^2}$$

II.6. Antimaterie

Die bei uns präsenste Materie hat positiv geladene Atomkerne und negativ geladene Atomhüllen. Im Standardmodell gibt es für jedes Teilchen auch ein Antiteilchen, das die umgekehrte Ladung, aber ansonsten identische Eigenschaften (Masse, Spin, etc.) hat. Einige Teilchen, wie das Photon, sind ihr eigenes Antiteilchen.

Da bis auf das Vorzeichen der Ladung alle weiteren Eigenschaften gleich sind, muss es möglich sein, auch aus Antimaterie komplexe Strukturen zu produzieren. Diese hat dann negativ geladene Atomkerne und positiv geladene Hüllen.



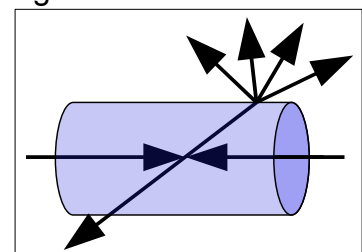
Zeichnung 1: Feynman-Diagramm Paarvernichtung

Produziert man aus Energie ein Teilchen, muss man im gleichen Schritt auch das entsprechende Antiteilchen produzieren, damit die Teilchenzahl erhalten bleibt. Materieteilchen haben die Teilchenzahl 1 und Antimaterieteilchen die Zahl -1, sodass die Summe der Teilchen vor und nach der Reaktion 0 ergibt. Das Vorzeichen ist eine willkürliche Konvention.

Umgekehrt können sich ein Teilchen und ein Antiteilchen zu Energie umwandeln. In diesem Fall werden (meist) zwei Photonen ausgesandt, damit der Impulssatz erhalten bleibt.

Nach dieser Theorie müssten wir in unserem Experiment genau gleich viel Materie und Antimaterie detektieren. In den Bildern weiter unten sieht man, dass es deutlich mehr Materie gibt. Das ist dadurch zu erklären, dass die Apparatur für das Experiment aus Materie besteht und es zu Zusammenstößen mit Restgas im Experiment oder dem Strahlrohr kommt, was selbstverständlich auch im Detektor nachgewiesen wird.

Das ist der wesentliche Grund, warum ich Antimaterie und nicht normale Materie untersuche. Wenn ein Teilchen aus Antimaterie detektiert wird, kann ich ziemlich sicher sein, dass es im Experiment entstanden ist und nicht aus dem Restgas kommt. Hinzu kommt, dass es in der Umgebung so gut wie keine Positronen gibt. Damit können wir die Möglichkeit, dass ein Anti-⁴He-Kern ein oder sogar zwei Positronen einfängt vernachlässigen.



Zeichnung 2: Reaktion mit dem Strahlrohr

III. Das Belle-Experiment

Der Belle-Detektor befindet sich am KEKB-Teilchenbeschleuniger des KEK, einem nationalen Hochenergieforschungszentrum in Japan. Der KEKB-Teilchenbeschleuniger hat einen Umfang von 3026 m und lässt Elektronen mit einer Energie von 8 GeV mit Positronen mit einer Energie von 3,5 GeV zusammenstoßen. Das entspricht einer Schwerpunktsenergie von 10,58 GeV. In dem Ring befinden sich bis zu 2 mal 5000 Pakete mit jeweils $1,4 \cdot 10^{10}$ Elektronen bzw. $3,3 \cdot 10^{10}$ Positronen. Die Luminosität beträgt $2 \cdot 10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}$. Die integrierte Luminosität beträgt $849 \frac{1}{\text{fb}} = 8,49 \cdot 10^{41} \text{cm}^{-2}$. Für meine Auswertung sind nicht alle Daten brauchbar, daher ist meine integrierte Luminosität mit $469,461 \frac{1}{\text{fb}} = 4,69461 \cdot 10^{41} \text{cm}^{-2}$ etwas niedriger. Das bedeutet, ich werte $469,461 \frac{1}{\text{fb}} \cdot 3,0 \cdot 10^6 \text{fb} = 1,4$ Mrd. Ereignisse aus.

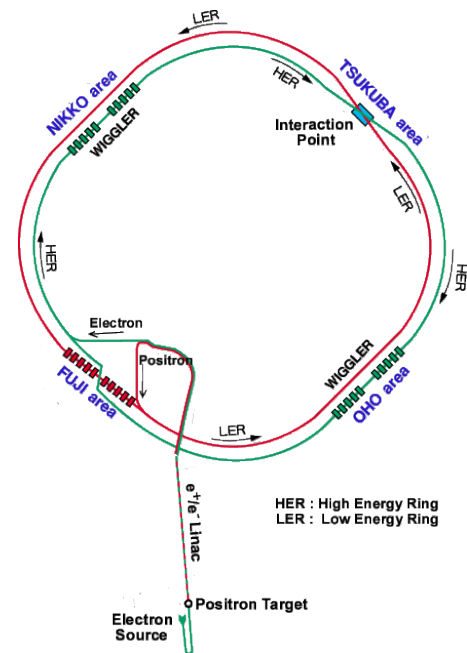


Abbildung 1: Aufbau des KEK

III.1. Detektor

III.1.1. SVD - Silicon Vertex Detektor

Dieser Detektortyp besteht aus einem Halbleiterkristall, meist aus hoch reinem Silizium oder Germanium. Durchdringt ionisierende Strahlung diesen Kristall, werden Elektronen vom Leitungsband in das Valenzband gehoben. Im Kristallgitter bleibt ein Elektronenloch zurück. Nicht selten hat das Elektron im Valenzband eine so hohe Energie (bis 20 keV), dass weitere Ionen erzeugt werden, sog. Sekundärionen.

An diesen Kristall legt man eine hohe Spannung an, sodass die Elektronen im Valenzband nicht mit den zurückbleibenden Löchern rekombinieren können, sondern über die Spannungsquelle abgesaugt und mit einer geeigneten Elektronik ausgelesen werden können.

Wenn man nicht nur wissen möchte, dass ein Teilchen durchgeflogen ist, sondern der Ort des Teilchens von Interesse ist, strukturiert man den Siliziumdetektor und fertigt Pixel an, die sich einzeln auslesen lassen. Bringt man verschiedene Detektorebenen um den Vertex-Punkt an, kann man bei anlegen eines Magnetfeldes die Bahn des Teilchens nachvollziehen und aus der Krümmung derselben das Verhältnis $\frac{p}{Q}$ berechnen.

III.1.2. CDC - Charged Drift Chamber

Eine Charged Drift Chamber dient zum Nachvollziehen der Bahnen ionisierender Teilchen. Sie besteht aus einer mit Gas gefüllten Kammer und Drähten in z- bzw. Strahlrichtung. Es gibt zwei Arten von Drähten, eine sensitive Art, mit der gemessen wird und eine insensitive Sorte, welche dazu dient das elektrische Feld zwischen den sensitiven Drähten möglichst homogen zu halten. Die Drähte befinden sich auf unterschiedlichen Hochspannungen.

Durchdringt ein geladenes Teilchen diese Kammer, ionisiert es das Gas. Die Ionen und herausgeschlagenen Elektronen fliegen zu den Drähten, wo sie aufgesammelt und an die Messelektronik weiter gegeben werden. Um die Drähte herum findet man hohe Feldstärken, sodass die Elektronen stark beschleunigt werden und in einer Kettenreaktion weitere Ionen und Elektronen bilden. Dieser Effekt verstärkt die ursprünglich erzeugte Ladung um einen Faktor 100.

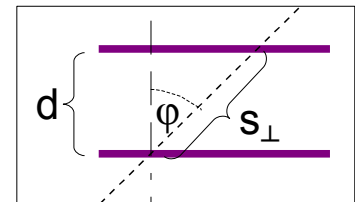
Wenn man bei einem Ereignis nicht nur einen einzelnen Draht betrachtet, sondern auch die Drähte der Umgebung mit ein bezieht, kann man die Position des Teilchens um den Faktor $\frac{1}{\sqrt{12}} = 0,29$ genauer bestimmen. Eine noch bessere Auflösung bekommt man hin, wenn man die Driftzeit der Elektronen betrachtet. In einem homogenen Feld ist diese nahezu konstant und die Signale kommen je nach Entfernung verzögert an. Die Limitierung dieser Technik sind die Zeitauflösung der Messinstrumente und Feldinhomogenitäten.

Wenn man an beiden Enden des Drahtes einen Detektor aufstellt, kann man das Ladungsverhältnis und die Zeitdifferenz, die entsteht, weil das Signal in dem Draht eine endliche Geschwindigkeit hat, bestimmen. Aus diesen Daten kann man berechnen, an welcher Stelle auf dem Draht (z-Position) das Teilchen vorbei geflogen ist.

III.1.3. TOF - Time of Flight Detektor

Ein TOF-Detektor misst die Flugzeit eines Teilchens. Das Teilchen passiert mindestens zwei Detektoren:

Mit einem time to digital converter (TDC) wird die Zeit ausgelesen, die das Teilchen benötigt hat, um vom einen zum anderen Detektor zu kommen. Hieraus kann man, wenn man die Flugstrecke kennt, dessen Geschwindigkeit ermitteln. Es muss beachtet werden, dass die Flugstrecke länger wird, wenn sie nicht senkrecht zum Detektor verläuft:



$$v = \beta c = \frac{s_{\perp}}{t} = \frac{d}{t \cdot \cos(\varphi)} \Leftrightarrow \beta = \frac{s_{\perp}}{c t}$$

Über die TOF-Daten kann ich das β der Teilchen bestimmen, das ich für die Bethe-Bloch-Formel benötige.

III.1.4. TDC – Time to Digital Converter

Ein Time to Digital Converter erhält ein Start- und ein Stopp-Signal und gibt eine Digitalzahl aus, die proportional zur Zeit ist, die zwischen dem Start- und dem Stopp-Signal vergangen ist.

Die einfachste Variante ist ein Zähler, der ab dem Startsignal in möglichst gleichmäßigen Intervallen hoch zählt. Eine etwas kompliziertere, aber für kurze Zeitspannen (und für die Zwecke dieses Experimentes) besser geeignete Methode ist ein Kondensator, der durch eine Stromquelle aufgeladen wird und anschließend mit einem herkömmlichen Analog zu Digital Wandler (ADC) ausgelesen wird. Die Zeitauflösung, die der TDC im Belle-Experiment erreicht, beträgt $100 \text{ ps} = 3 \frac{\text{cm}}{c}$.

III.1.5. EMC – Elektro-Magnetic-Calorimeter

Das Elektromagnetische Kalorimeter bestimmt die Energie einfliegender elektrisch geladener Teilchen und Photonen, indem es diese stoppt. Während dieses Prozesses entsteht meist ein ganzer Schauer von Teilchen, da Photonen durch Paarerzeugung Elektron-/Positron-Paare erzeugen und Elektronen bzw. Positronen durch Bremsstrahlung Photonen erzeugen, die beide wiederum so hohe Energien haben können, dass sie weitere Generationen von Teilchen erzeugen.

Wenn für diesen Prozess nicht mehr genügend Energie vorhanden ist, werden die Teilchen weiter abgebremst, indem sie das Detektormaterial ionisieren. Wenn die frei werdenden Elektronen mit den Löchern wieder rekombinieren, entstehen Photonen im UV oder sichtbaren Bereich, die durch einen Photomultiplier verstärkt und anschließend von der Elektronik vermessen werden. Das Messsignal ist proportional zur Energie des einfallenden Teilchens. Allerdings sind die oben geschilderten Prozesse statistischer Natur, was die Energieauflösung des Kalorimeters auf Promille oder Prozent begrenzt.

Da die Prozesse der Paarerzeugung und Bremsstrahlung quadratisch von der Ordnungszahl der Detektormaterialien abhängen, benötigt man Materialien, die zum einen eine möglichst hohe Ordnungszahl haben und zum anderen durchsichtig sind, damit die Photonen in den Photomultiplier gelangen können. In der Praxis verwendet man z.B. Blei-Wolframat-Kristalle oder wechselnde Schichten von Blei und transparenten Materialien. Im Belle-Experiment wird ein Cäsiumjodit-Kristall mit Tellur-Dotierung verwendet.

III.1.6. Photomultiplier

Mit einem Photomultiplier ist es möglich einzelne Photonen zu detektieren. Trifft ein Photon auf die Photokathode, wird ein einzelnes Photoelektron ausgelöst und durch eine Spannung zur ersten Dynode hin beschleunigt. Dort löst das Photoelektron so genannte Sekundärelektronen aus, die wiederum zur zweiten Dynode beschleunigt werden und ihrerseits eine größere Zahl an Elektronen auslösen. Dieser Vorgang wird einige Male wiederholt, bis genug freie Elektronen vorhanden sind, sodass der daraus resultierende Strom von einer Elektronik verarbeitet werden kann.

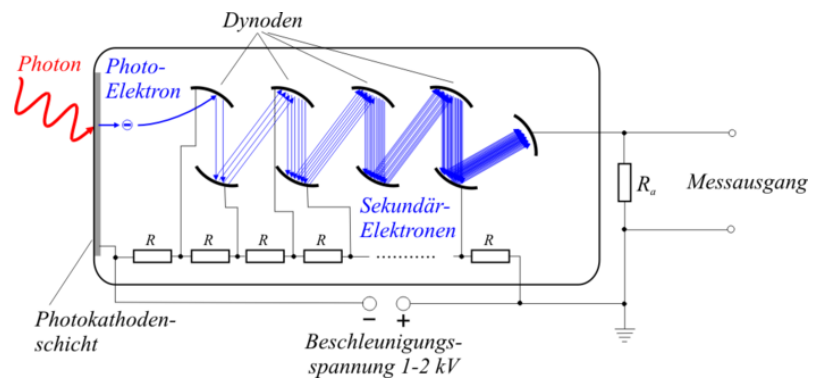


Abbildung 2: Aufbau eines Photomultiplier

III.1.7. ACC - Aerogel Cherenkov Detektor

Ein geladenes Teilchen in einem Dielektrikum polarisiert die Atome, an denen es vorbei fliegt. Diese werden dann zu einer erzwungenen Schwingung angeregt und senden Licht aus. Ist die Geschwindigkeit β größer als die Phasengeschwindigkeit des Lichtes in dem Material, bildet sich eine Schockwelle aus, wie man es von Überschallgeschwindigkeit fliegenden Düsenjets kennt.

Ein Aerogel Cherenkov Detektor benutzt diesen Effekt, um zu bestimmen, ob ein Teilchen Cherenkov-Strahlung macht (d.h. $\beta > \frac{1}{n}$) oder nicht. Damit kann man je nach Brechungsindex und Impuls zwei Teilchensorten voneinander unterscheiden. Will man mehr Teilchensorten unterscheiden, kann man mehrere ACCs mit verschiedenen Brechungsindizes hintereinander schalten.

III.1.8. RPC - Resistive Plate Chamber

Die Resistive Plate Chamber unter anderem dient als Hadron Kalorimeter. Sie besteht aus Materialien mit hohen Ordnungszahlen wie Blei oder Uran oder wie z.B. im Belle aus Eisen. Dazwischen befindet sich ein Gas. Das Besondere an der RPC ist, dass der Zwischenraum durch dünne Wände mit hohem Widerstand (im Belle z.B. Glas) in verschiedene Unterkammern eingeteilt wird. Dies hat den Vorteil, dass die entstehenden Funken kleiner sind, was das Material schont.

Hadronische Strahlung macht starke Wechselwirkung mit dem Material und bildet Sekundärteilchen. Sowohl die Sekundärteilchen als auch Primärteilchen, wie z.B. Myonen oder Hadronen, ionisieren das Gas zwischen den Platten. Die entstehende Ladung induziert ein elektrisches Signal, das anschließend von der Elektronik ausgewertet wird.

IV. Das AMS-02 Experiment

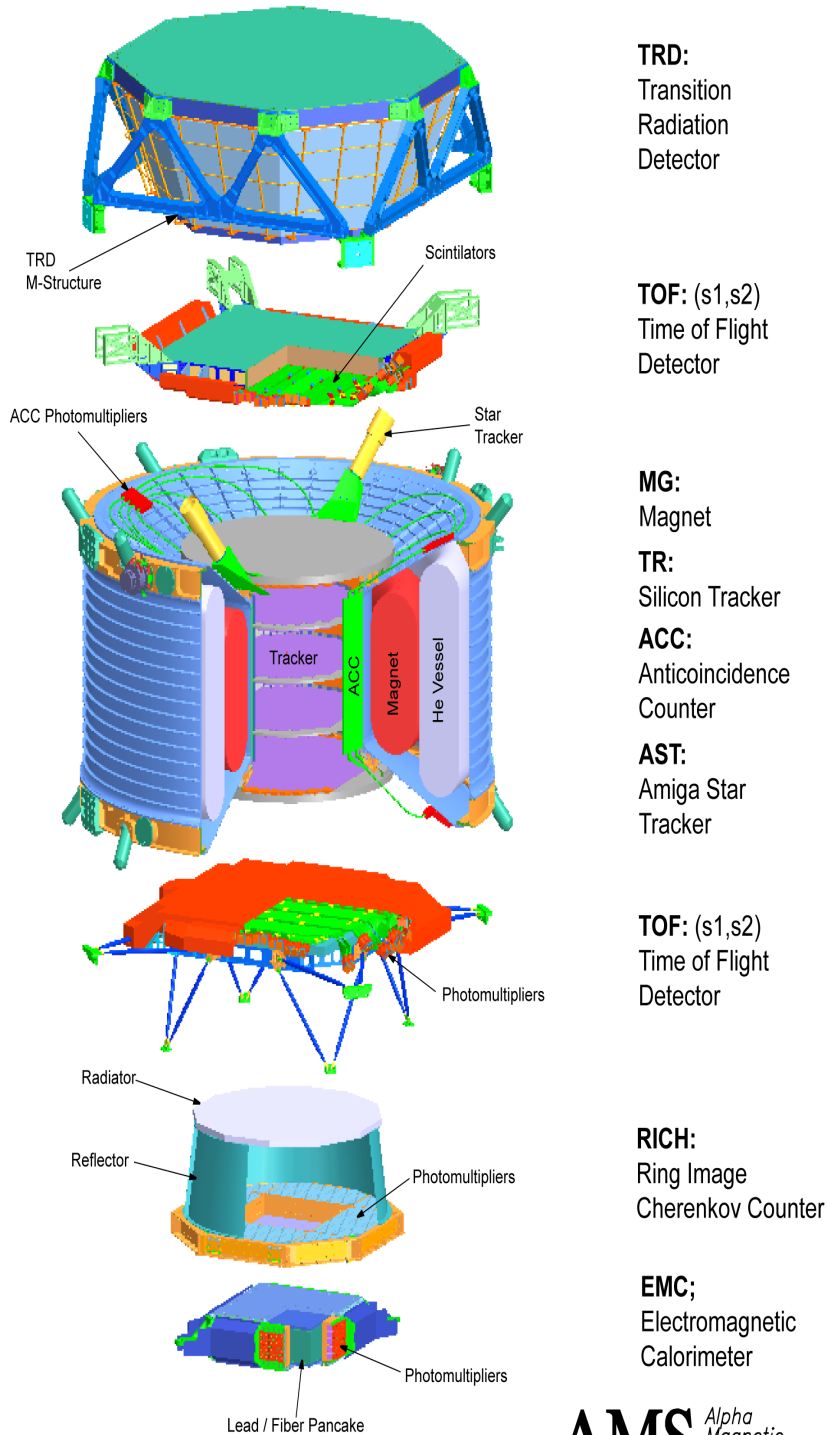
Das AMS-02 Experiment ist ein Teilchendetektor, der in 400 km Höhe die Erde umkreist und die kosmische Strahlung analysiert. Man führt das Experiment oberhalb der Atmosphäre durch, weil diese mit der Strahlung wechselwirkt und das Strahlungsbild verändert.

Ziele des Experimentes sind unter anderem den Aufbau der kosmischen Strahlung zu erforschen und die Suche nach Antimaterie.

Der Aufbau ist den Teilchendetektoren auf der Erde sehr ähnlich. Er besteht im Einzelnen aus folgenden Komponenten:

AMS 02

(Exploded View)



TRD:
Transition
Radiation
Detector

TOF: (s1,s2)
Time of Flight
Detector

MG:
Magnet

TR:
Silicon Tracker

ACC:
Anticoincidence
Counter

AST:
Amiga Star
Tracker

TOF: (s1,s2)
Time of Flight
Detector

RICH:
Ring Image
Cherenkov Counter

EMC;
Electromagnetic
Calorimeter

R.Becker 09/05/03

AMS *Alpha
Magnetic
Spectrometer*
Integration **MIT**

RB0305AMSexpld

Zeichnung 3: Aufbau des AMS Spektrometers

IV.1.1. TRD (Transition Radiation Detector)

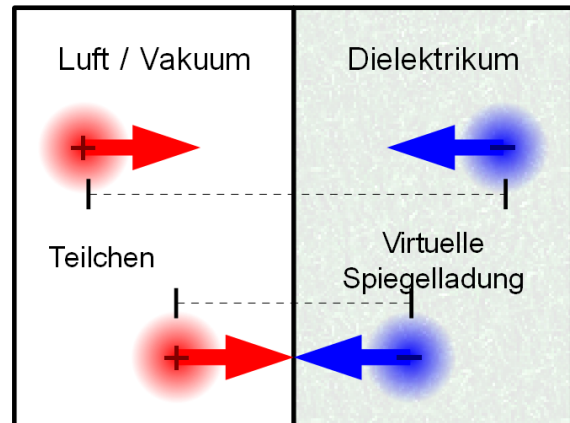
Wenn ein geladenes Teilchen z.B. von Luft oder Vakuum in ein optisch dichteres Medium (Dielektrikum) übergeht, bildet sich in dem Dielektrikum eine virtuelle Spiegelladung. Diese und die Ladung des Teilchens bilden einen sich ändernden Dipol, der nach den Maxwell'schen Gesetzen elektromagnetische Wellen abstrahlt. Diese können wir als Photonen im Röntgenbereich messen.

Dabei wird folgende Energie W abgestrahlt:

$$W = \frac{1}{3} \alpha \hbar \omega_p \gamma \quad \omega_p = \sqrt{\frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}$$

$\alpha = \frac{1}{137}$ ist die Feinstrukturkonstante,

ω_p die Plasmafrequenz des Materials, N_e die Elektronendichte und alle übrigen Konstanten haben ihre übliche Bedeutung.



Zeichnung 4: Herzscher Dipol, der für die Übergangsstrahlung verantwortlich ist

Dieser Detektor ist wichtig um Teilchen mit hohen Energien identifizieren zu können, da der Effekt $\sim \gamma$ ist und nicht wie die meisten Effekte $\sim \beta$, das bei hohen Energien von 1 nicht mehr zu unterscheiden ist.

IV.1.2. RICH (Ring Image Cherenkov Counter)

Ein RICH benutzt den gleichen Effekt wie ein AAC. Der Unterschied ist, dass der RICH nicht nur das Vorhandensein von Cherenkov-Strahlung detektiert, sondern misst auch den Winkel des Cherenkov-Lichtkegels, um daraus die Geschwindigkeit des Teilchens zu bestimmen.

Der Winkel der Schockwelle ist direkt abhängig von der Geschwindigkeit des Teilchens:

$$\theta_C = \arccos\left(\frac{1}{\beta n}\right)$$

Er umfasst außerdem ein **TOF** (Time of Flight Detektor), ein **EMC** (Electro-Magnetic-Calorimeter) und ein **SVD** (Silicon Vertex Detector).

Diese Komponenten kommen auch im Belle-Experiment vor und sind dort genauer beschrieben.

V. Die Arbeit des letzten Jahres

2008 hat Stephanie Künze in ihrer Bachelorarbeit Antideuterium und Antitritium in e^+/e^- -Kollisionen nachweisen können.

Hierzu wurde im Impuls-Energieverlust-Diagramm folgender Schnitt eingefügt, der die Bethe-Bloch-Formel näherungsweise beschreibt:

$$\frac{dE}{dx} \geq Cut = f Q^2 \left(1 + \frac{1}{\left(\frac{Qp}{m} \right)^2} \right)$$

Mit Vorfaktor $f = 0,8$ (experimentell bestimmt)

Ladung $Q = 1$

Impuls p und Masse $m = \frac{1}{2}(m_1 + m_2)$, wobei m_1 die Masse des schwersten Teilchens ist, welches man nicht untersuchen möchte (also die der Protonen bzw. Deuteronen) und m_2 die Massen des Teilchens ist, welches man untersuchen möchte (also Deuteronen bzw. Tritonen).

Anschließend wurde ein Histogramm mit $\frac{dE}{dx} - Cut$ geplottet auf dem dann Peaks an den entsprechenden Stellen zu sehen waren.

Die Produktionsraten von Anti-Deuterium und Anti-Tritium wurden wie folgt bestimmt:

$$B_R(\bar{d}) = 5,266 \cdot 10^{-4}$$

$$B_R(\bar{t}) = 5,06997 \cdot 10^{-5}$$

V.1. Unterschiede zur Arbeit des letzten Jahres

Zunächst habe ich versucht diese Methode auf Anti- ^4He zu übertragen. Aufgrund der geringen Zahl von Ereignissen hatte ich damit keinen Erfolg und ich musste mich für eine Methode mit höherer Selektivität entscheiden. Meine Idee war es, einen Masse-Ladungs-Plot zu zeichnen.

Ferner musste ich beachten, dass (Anti-)Helium die Ladung 2 hat. Da der SVD nur $\frac{p}{Q}$ bestimmen kann, liegt die ^4He -Kurve weiter rechts als Teilchen mit der gleichen Masse, aber Ladung 1.

Bei meinen Untersuchungen habe ich außerdem festgestellt, dass die Näherung für kleine Impulse nicht ausreichend ist und aus diesem Grund mit der exakten Bethe-Bloch-Formel gerechnet.

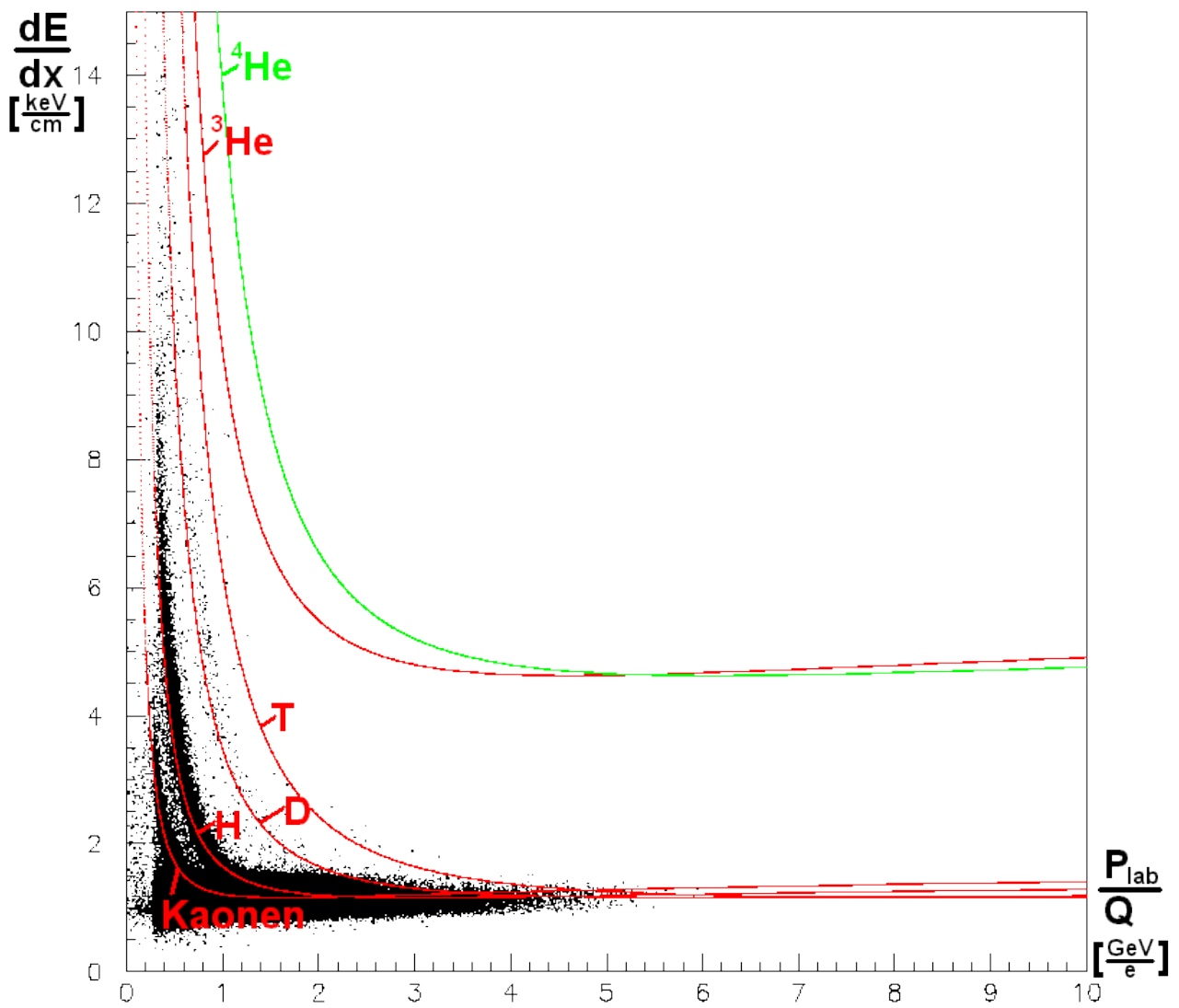


Abbildung 3: Energieverlust nach Bethe Bloch für verschiedene Teilchen

VI. Analyse

Im Folgenden erläutere ich die einzelnen Analyseschritte und warum ich sie so gemacht habe.

VI.1. Vorgehensweise

Mithilfe des TOF-Detektors habe ich zunächst die Geschwindigkeit $\beta = \frac{s}{c \cdot t}$ der Teilchen bestimmt. Mit der umgestellten Bethe-Bloch-Formel konnte ich deren Ladung Q ermitteln. Anschließend konnte ich daraus P_{lab} ermitteln und über die relativistische Formel die Masse des Teilchens.

Auf eine Fehlerrechnung für die einzelnen Teilchen habe ich verzichtet, da es viel Rechenkapazität brauchen würde. Ohnehin geht es in dieser Arbeit nur um einen qualitativen Nachweis. Der Fehler lässt sich durch die große Anzahl an Punkten grob abschätzen:

Ich nehme einen Fehler von $\Delta \frac{m}{Q}$ von $0,2 \frac{\text{GeV}}{c^2 e}$ und ΔQ von $\frac{1}{2} e$ an.

VI.2. Die Schnitte

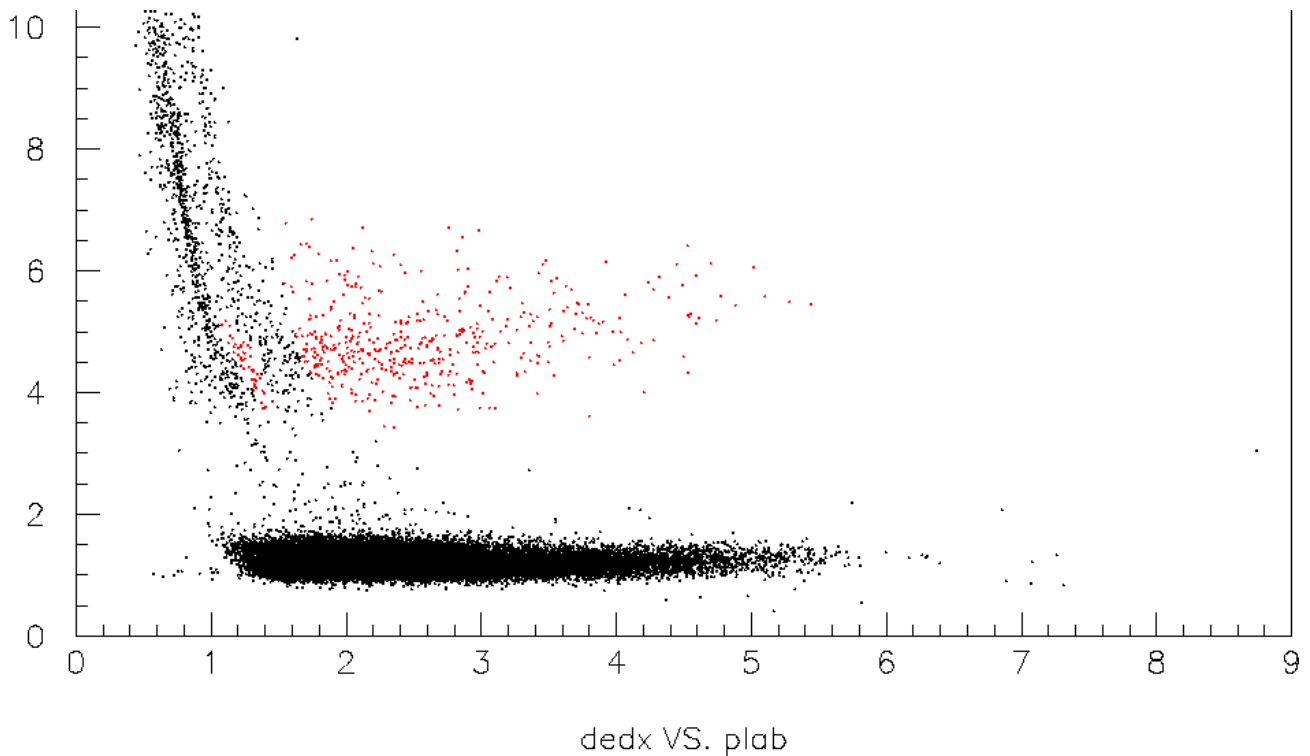
Da es nicht sinnvoll ist, die Daten aller 1,4 Milliarden Ereignisse zu kopieren und zu zeichnen, habe ich einen Schnitt eingefügt, der wichtige von unwichtigen Daten trennen soll. Da ich mich für Anti- ^4He mit einer Masse von knapp $4 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ interessiere, habe ich alle Teilchen mit einer Masse $\leq 2,3 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ heraus gefiltert. Der Schnitt ist bewusst so niedrig gewählt, da auf diese Weise auch Tritium in den gefilterten Daten enthalten ist. So habe ich eine Kontrolle, ob das System funktioniert. Es blieben nach dem Schnitt ca. 500.000 geladene Tracks übrig.

Bei einigen Bildern habe ich noch zusätzliche Schnitte eingefügt, z.B. alle Punkte mit einem $\frac{dE}{dx} \leq 2$ entfernt, weil diese Punkte mit einem so großen Fehler behaftet waren, dass sie nur Untergrund darstellen und das eigentlich Interessante verdecken. Solche zusätzlichen Schnitte sind bei dem jeweiligen Bild angegeben. Bei der Auswahl der Anti- ^4He -Kandidaten habe ich keine weiteren Schnitte verwendet.

Experiment Nr. 37 habe ich nicht verwertet, weil im Impuls-Energieverlust-Diagramm ein zusätzliches Band von Ereignissen aufgetreten ist, das ich nicht erklären kann. Mehr dazu im folgenden Kapitel.

VI.2.1. Experiment Nr. 37

Bei allen $\frac{dE}{dx} / p_{lab}$ -Plots war im Bereich $3 keV \leq \frac{dE}{dx} \leq 7 keV \wedge 2 GeV \leq P_{lab}$ ein merkwürdiges Band zu sehen. Während der Computer einen Plot zeichnete, fiel mir auf, dass fast alle Punkte aus diesem Band zur selben Zeit gezeichnet wurden. Das brachte mich auf die Idee nach zu schauen, ob dieses Band vielleicht nur aus einem Experiment stammt.



dedx VS. plab
 Abbildung 4: Merkwürdiges Band in Experiment 37 (rot gefärbt) [Schnitt: $m \geq 2,3 GeV$]
 Ich habe mir im folgenden alle Experimente einzeln zeichnen lassen und festgestellt, dass dieses auffällige Band nur in Experiment Nr. 37 zu sehen war, was darauf hinweist, dass es sich um eine Störung handelt.
 Weiterhin zeigen diese Teilchen auch im Masse-Ladungs-Diagramm eine merkwürdige Form, insbesondere aber im Ladungs-Geschwindigkeits-Diagramm. Es scheint so zu sein, dass die Ladung proportional zur Geschwindigkeit ist. Da die Ladung aber eine Lorentz-Invariante Größe ist, vermute ich viel mehr, dass diese Abhängigkeit aus der Analyse kommt, da die Ladung unter anderem aus der Geschwindigkeit ermittelt wird.
 Eine genaue Analyse würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Aus diesem Grund verzichte ich darauf.

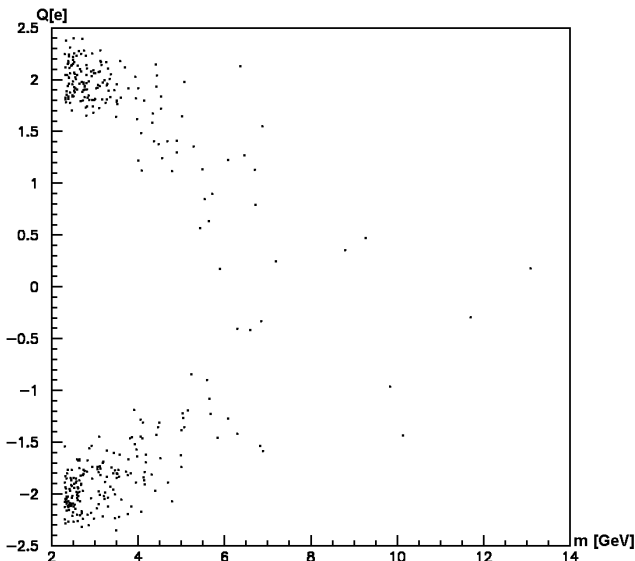


Abbildung 5: Experiment 37 - Masse vs. Ladung

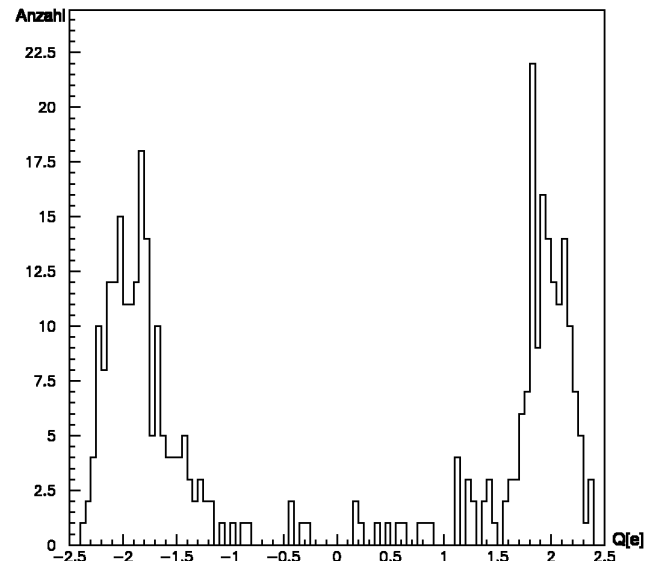


Abbildung 6: Exp. 37 - Ladungsverteilung

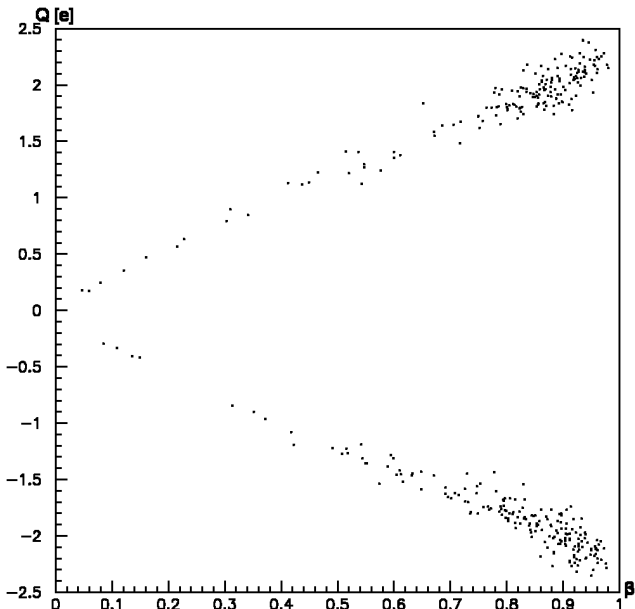


Abb. 7: Exp. 37 - Geschwindigkeit vs. Ladung

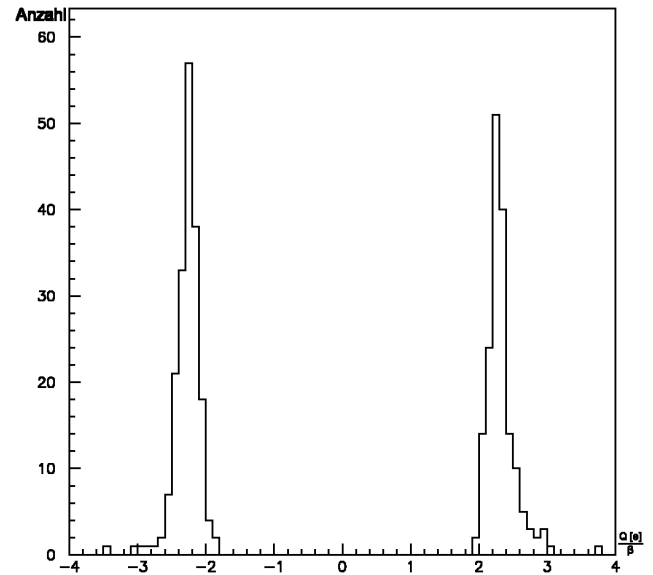


Abbildung 8: Experiment 37 - Ladung durch Geschwindigkeit

Interessant ist, dass der Ladungs-Geschwindigkeits-Koeffizient bei $2,30 \pm 0,21$ liegt und dass es mit 187 Antiteilchen sogar mehr von dieser Sorte gibt als die 170 Teilchen, obwohl die Antiteilchen um einen Faktor 1000 unterdrückt sein sollten.

Es müsste als nächstes geklärt werden, ob diese Auffälligkeiten schlicht und einfach aus der Analyse kommen oder andere Gründe haben. Ich verzichte an dieser Stelle auf diese Untersuchung, weil es zu weit führt und nicht zu meiner Aufgabe gehört.

Um das Ergebnis der restlichen Arbeit nicht zu beeinflussen, werde ich dieses Experiment komplett heraus lassen. Dies vermindert die integrierte Luminosität um $61,658 \frac{1}{fb}$.

VI.3. Diagramme

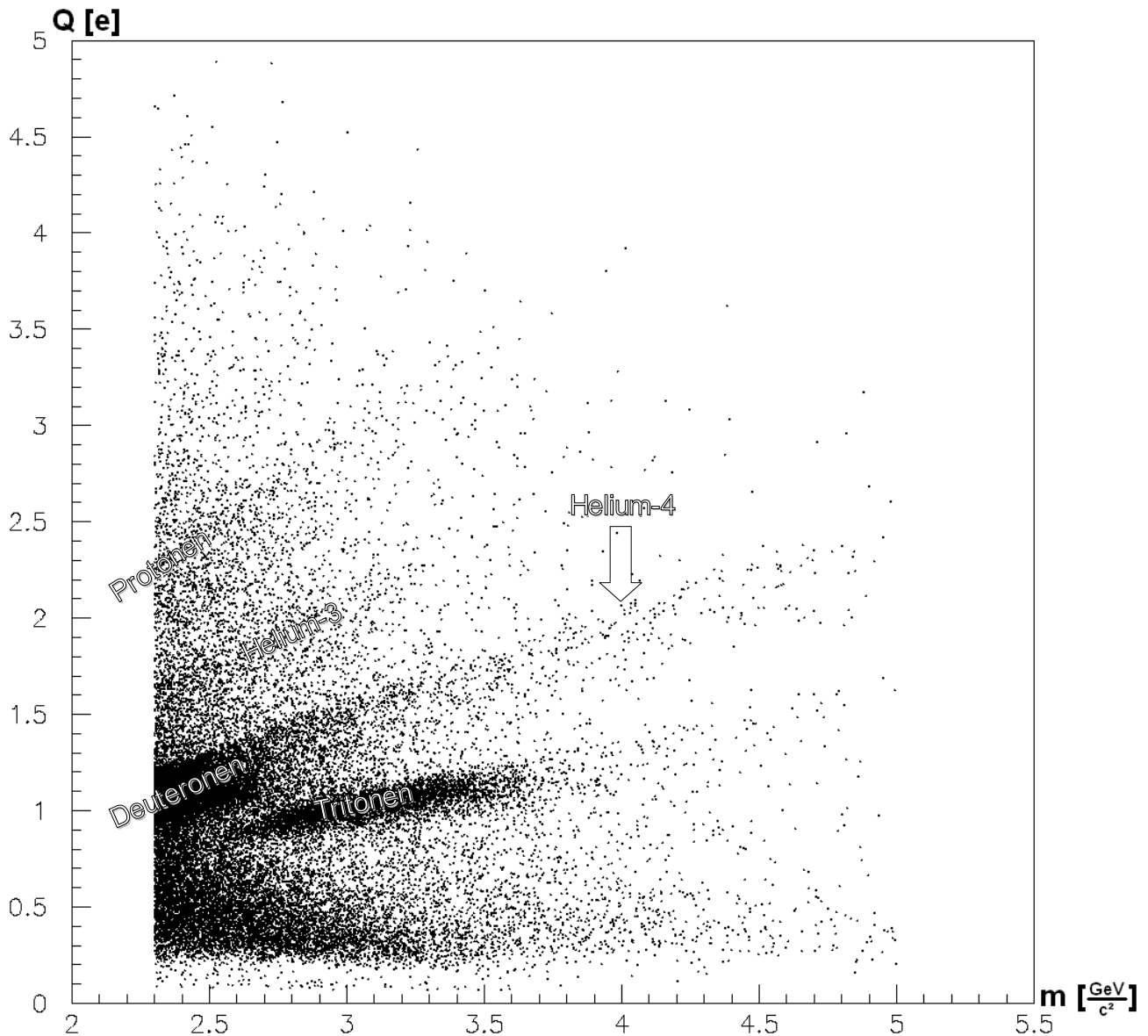


Abbildung 9: Masse-Ladungs-Diagramm der Materie [Schnitt: $Plab > 2$]

In dem Masse-Ladungs-Diagramm oben kann man verschiedene Teilchensorten erkennen:

Am deutlichsten sieht man die Tritonen bei Masse 3 und Ladung 1. An diesen Teilchen sieht man sehr gut, dass das Verhältnis $\frac{Q}{m}$ recht scharf durch den Impuls bestimmt ist, während die absolute Ladung Q weniger gut bestimmt ist. Daher sind alle Teilchen entlang der $\frac{Q}{m}$ -Achse stärker verschmiert als senkrecht dazu.

Das hat zur Folge, dass man auch noch die Deuteronen sieht, die durch den Schnitt $m > 2,3$ eigentlich raus geschnitten werden sollten. Wenn man genauer hinsieht kann man auch Protonen erkennen und zwischen Deuteronen und Protonen das ^3He .

^4He sieht man nicht. Das ist verwunderlich, denn ^3He kommt in natürlichem Helium nur in der Konzentration von 1,4 ppm vor. Sollte das Helium aus der Kühlung der Magnete stammen, so würde ich erwarten, dass man ^4He sieht, nicht aber ^3He . Auf der anderen Seite kann man das Vorkommen des ^3He auch nicht dadurch erklären, dass es bei der e^+ -

e^- -Reaktion entstanden ist, denn in diesem Fall müsste deutlich mehr Anti- ^3He zu sehen sein, als im Bild unten:

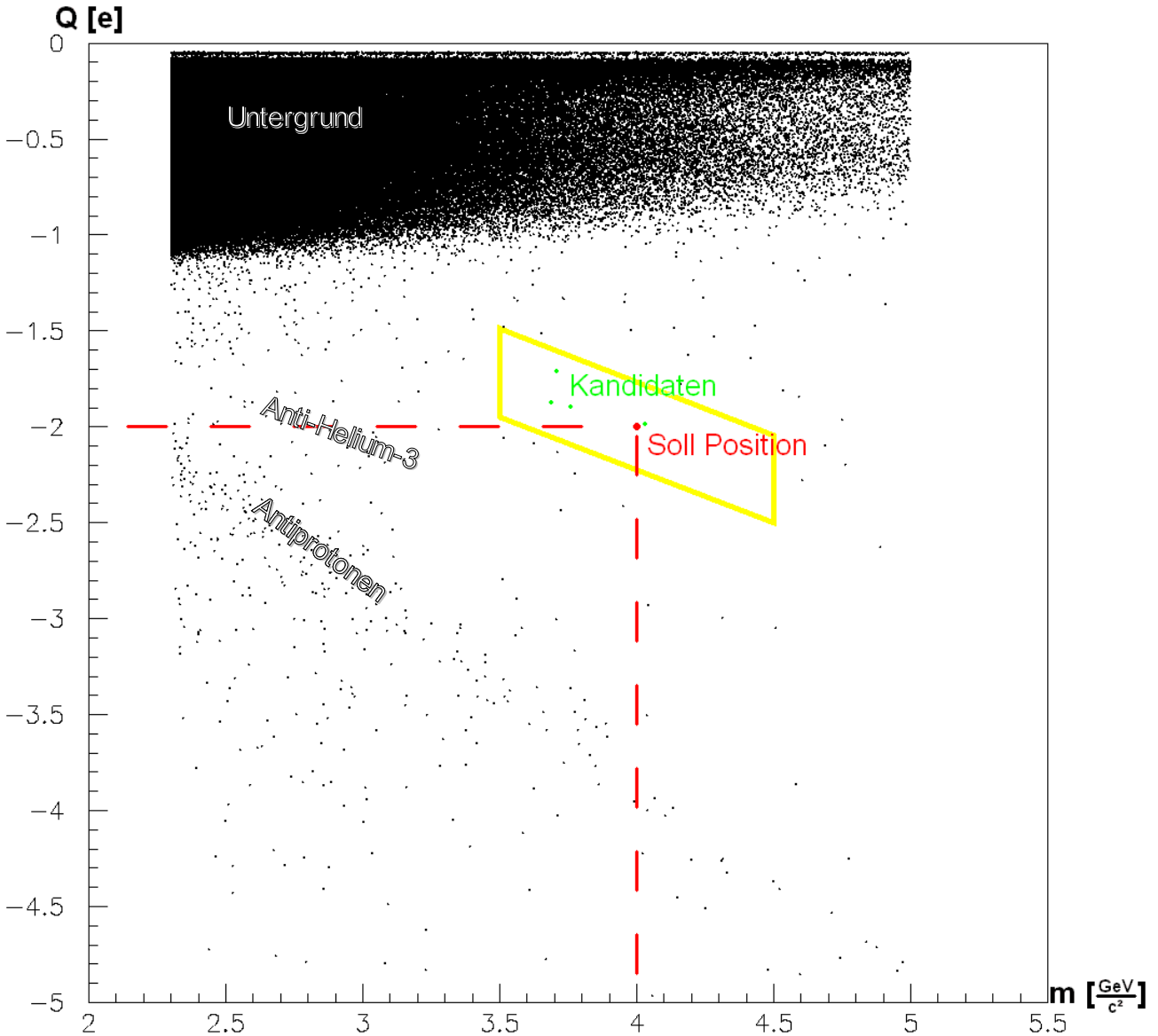


Abbildung 10: Masse-Ladungs-Diagramm der Anti-Materie (Ohne Schnitt)

Im Diagramm der Antimaterie sieht man deutlich weniger Teilchen und man kann nur die Antiprotonen und einige Anti- ^3He erkennen. Im Unterschied zum vorherigem Bild habe ich hier keinen weiteren Schnitt benutzt, damit kein Kandidat für Anti- ^4He durch einen unachtsamen Schnitt verloren gehen kann.

Als Anti- ^4He -Kandidaten betrachte ich alle Teilchen für die gilt $3,5 < m < 4,5 \wedge 1,8 < \frac{m}{Q} < 2,2$. Dieses Viereck entspricht in Form und Größe in etwa der Verteilung der Tritonen.

VI.4. Blick auf die einzelnen Kandidaten

Leider kann ich aus Zeitgründen nicht bei allen Teilchen exakt bestimmen, ob es sich wirklich um Anti- ^4He handelt oder um andere Teilchen mit statistischen Schwankungen des $\frac{dE}{dx}$. Hierzu müsste man sich die einzelnen Werte aus dem SVD ausgeben lassen und nach schauen, ob es sich bei den Kandidaten wirklich um ein Teilchen handelt oder ob mehrere Teilchen eine Spur hinterlassen haben, welche die Analyse lediglich so interpretiert hat. Weiterhin müsste man sehen, ob die $\frac{dE}{dx}$ -Werte in den verschiedenen Detektoren übereinstimmen oder ob der Durchschnittswert, den wir sehen, dadurch zustande kommt, dass das Teilchen in einem Detektor übermäßig viel Energie deponiert hat.

Ich werde jedoch im folgenden einen Blick auf die einzelnen Kandidaten werfen. Ein sehr starkes Indiz für ein Anti- ^4He -Teilchen ist ein Gamma-Blitz von 3,727 GeV oder 7,455 GeV. Dieser kommt vor, wenn sich der Anti- ^4He -Kern mit einem Teil eines Kerns im Detektormaterial annihiliert. Auf der anderen Seite wäre auch ein 1 GeV oder 2 GeV Blitz ein Indiz, da es prinzipiell auch möglich ist, dass sich einzelne Nukleonen auslöschen.

Bei drei Events ist kein solcher Blitz zu sehen, was aber die Existenz von Anti- ^4He nicht ausschließt. Das letzte Ereignis enthält einen 3,686 GeV Gamma-Blitz. Da die Energie des Blitzes bis auf wenige Prozent mit der Ruheenergie des Teilchens übereinstimmt und ein so hoch energetischer Blitz für dieses Experiment extrem ungewöhnlich ist, gehe ich davon aus, dass es sich hier wirklich um ein Anti- ^4He handelt.

Hier die Tabellen der einzelnen Teilchen. E_{vis} ist die sichtbare Energie und R2 das zweite Fox-Wolfram-Moment:

Experiment 11	Run 820		Event 15581		
R2	0.202984				
Evis [GeV]	7.235346				
Gammas [GeV]	0.432431; 0.315153; 0.232917; 0.130615; 0.128520; 0.120140; 0.119035; 0.092927; 0.038311; 0.037779; 0.034652; 0.021629				
Teilchen	Q [e]	m [GeV]	Plab [GeV]	dEdx [keV]	beta
	-1.871366	3.685353	0.374163	59.145134	0.186655
	-0.822931	0.734824	1.045777	1.042524	0.760493
	-0.861572	0.203305	0.653101	0.862953	0.940495
	-0.904503	0.151332	0.480144	0.949262	0.944312
	0.932140	0.129145	0.438721	1.005368	0.953581
	+		1.313539	1.015428	
	0.964915		0.990286	1.055983	1.014041
	-		0.395782	0.992977	
	-		0.345507	1.039805	
	+		0.215558	0.884169	
	-		0.126925	1.809055	
	+		0.109547	2.836495	

Experiment 39		Run 612		Event 4187256	
R2	0.076983				
Evis [GeV]	4.922614				
Gammas [Gev]	0.362608; 0.320308; 0.280785; 0.246504; 0.197747; 0.121889; 0.083790; 0.066072; 0.038874; 0.031360; 0.029317; 0.024702; 0.023567; 0.022279				
Teilchen	Q [e]	m [GeV]	Plab [GeV]	dEdx [keV]	beta
	-1.984787	4.029551	0.349762	77.887199	0.169777
	-0.857438	0.426472	0.957355	0.902722	0.887385
	+		1.086197	1.196397	
	+		0.495341	0.897133	
	+		0.452490	1.071076	
	-		0.178885	1.261591	

Experiment 43		Run 490		Event 1626132	
R2	0.165367				
Evis [GeV]	7.431916				
Gammas [Gev]	0.470846; 0.451516; 0.375227; 0.266470; 0.244845; 0.171726; 0.165412; 0.161336; 0.157484; 0.155208; 0.122180; 0.114255; 0.066622; 0.063867; 0.061824; 0.059721; 0.053790; 0.051742; 0.046968; 0.037976; 0.037114; 0.033512; 0.030534; 0.025542; 0.025330; 0.022063				
Teilchen	Q [e]	m [GeV]	Plab [GeV]	dEdx [keV]	beta
	-1.892534	3.756675	0.351080	67.881218	0.174164
	0.911147	0.934985	1.460306	1.140250	0.818191
	-0.266700	0.543433	0.399348	1.142713	0.192329
	0.894043	0.148319	0.469399	0.928076	0.942847
	-1.582863		1.288451	1.079403	1.369023
	-		0.312139	1.128250	
	+		0.310168	2.841385	
	+		0.240197	1.065994	
	+		0.148651	1.223464	
	+		0.128876	6.693499	

Experiment 41		Run 324		Event 904082	
R2	0.069748				
Evis [GeV]	11.804083				
Gammas [Gev]	3.685737 ; 0.804519; 0.753335; 0.650212; 0.179445; 0.159433; 0.158095; 0.096716; 0.085078; 0.061853; 0.045050; 0.035275; 0.025692; 0.025475; 0.020524				
Teilchen	Q [e]	m [GeV]	Plab [GeV]	dEdx [keV]	beta
	-1.710503	3.707361	1.141829	10.365602	0.466094
	-0.930957	0.468120	1.349001	1.009649	0.937021
	0.924831	0.151758	0.499451	0.990360	0.950039
	0.925040		2.950459	1.186623	1.001417
	+		0.204150	1.040941	-1.000000

Wir können aus den Daten ersehen, dass aufgrund des niedrigen R2 die Ereignisse sphärisch sind. Weiterhin gibt es immer neben dem Anti-⁴He-Kandidat weitere geladene Teilchen, meist Protonen oder Pionen, und eine Reihe von Gammas. Das $\frac{dE}{dx}$ der Anti-⁴He-Kandidaten ist jeweils sehr hoch.

Damit ergibt sich eine eindeutige Signatur der Events.

VII. Diskussion

Ein Anti- ^4He -Kern ist noch nie beobachtet worden. Daher war die Wahrscheinlichkeit ein Signal nachzuweisen von Anfang an nicht sehr hoch.

Nicht zuletzt aufgrund der großen integrierten Luminosität ist es mir schließlich gelungen über einen Masse-Ladungs-Plot, 4 Kandidaten für Anti- ^4He zu finden. In einem Fall konnte ich dessen Existenz durch eine zweite, unabhängige Untersuchung bestätigen, indem ich den Gamma-Blitz von der Auslöschung des Anti- ^4He -Kerns mit normaler Materie beobachtet habe.

Der nächste Schritt sollte eine genauere Überprüfung der verbleibenden drei Kandidaten sein.

VIII. Verzeichnisse

VIII.1. Literatur

- [1] <http://eps2003.physik.rwth-aachen.de/data/talks/parallel/02CosmicRays/02Burger.ppt>
- [2] Spektrum der Wissenschaft August 1988 S. 64 f.
- [3] Bachelorarbeit von Stephanie Künze (Und dazugehörige Programme)
- [4] Vorlesungsscript Experimentalphysik 5 / 6 Prof. Düren
- [5] <http://belle.kek.jp>
- [6] W.R. Leo - Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments

VIII.2. Abbildungen

- [Abbildung 1] <http://belle.kek.jp/belle/transparency/Bellering4.gif>
- [Abbildung 2] Bachelorarbeit von Stephanie Künze, Universität Gießen, S. 32
- [Zeichnung 3] <http://eps2003.physik.rwth-aachen.de/data/talks/parallel/02CosmicRays/02Burger.ppt>

IX. Anhang

Hier ist eine Auswahl der wichtigsten Programme, die ich im Rahmen dieser Bachelor-Arbeit erstellt habe. Die Quellcodes finden sich auf der beigelegten CD.

Bethe.c	Berechnet die Ladung eines Teilchens aus Bethe-Bloch und umgekehrt.
ChargedParticles.cc Run	Findet interessante Partikel mithilfe des Bethe-Programms Lässt das ChargedParticles-Programm über einen Datensatz laufen, der als Parameter angegeben wird. Diese Methode erspart es für jeden Datensatz eine eigene Run-Datei zu haben.
Pics.f	Erstellt mithilfe von Paw die verwendeten Bilder aus den fz-Dateien.
mergefzs.sh	Fasst mehrere fz-Dateien mithilfe von Paw direkt von der Konsole zusammen.
moreps2pdf sendfiles.sh	Erstellt aus vielen Post Script Dateien PDF-Files. Packt alle angegebenen Dateien in ein Archiv und schickt es auf den Gateway.
getfiles	Lädt die mit sendfiles.sh geschickten Dateien vom Gateway herunter und gibt den Speicher dort wieder frei.
Cleaner.sh	Löscht alle Log-Dateien, die älter als 3 Tage sind.

X. Danksagung

Ein ganz besonderer Dank geht an **Dr. Jens Sören Lange**, der mir das Thema für diese Arbeit vorgeschlagen und mich bei der Ausführung immer unterstützt hat.

Bei **Stephanie Künze** möchte ich mich für die Einarbeitung in das Themengebiet und die Arbeitsweise besonders bedanken.

Prof. Dr. Wolfgang Kühn und der gesamten Arbeitsgruppe danke ich für die herzliche Aufnahme in dieselbe. Insbesondere danke ich Thomas Sander für das ChargedParticles-Programm.

Ich danke meinen Bürokollegen David Münchow und Matthias Ullrich für die vielen Ratschläge in Paw und für alle Dinge, die nichts mit der Bachelorarbeit zu tun haben.

Ein weiterer Dank geht an meine Familie, ohne die ich erst gar nicht so weit gekommen wäre.