

Seminar
Grundlegende Experimente der
Elementarteilchenphysik WS 02/03

Antiteilchen

Victor Schneider, 222724

Betreuer
Prof. Manfred Tonutti
III. Physikalisches Institut
RWTH-Aachen

24. November 2002

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Teilchen und ihre Antiteilchen	3
2.1	Diracs theoretische Vorhersagen zur Existenz von Antimaterie	3
2.2	Entdeckung des Positrons, das Antiteilchen des Elektrons	6
2.3	Entdeckung des Antiprotons	9
2.4	Entdeckung des Antineutrons	15
2.5	Entdeckung des Antiwasserstoffatoms	20
2.6	Das ATHENA – Projekt	28
3	Ursprung und Eigenschaften von Materie und Antimaterie	37
3.1	Verletzung der C - und der P - Symmetrie.	37
3.2	Theoretische Vorhersagen zur CP - Verletzung	40
3.3	Messung der CP - Verletzung	42
3.4	Weiterführende Theorien	43
3.5	Suche nach kosmischer Antimaterie – Projekt AMS 1 + 2	44

1 Einleitung

Die Arbeit ist in zwei Großteile untergliedert. Im ersten, „Teilchen und ihre Antiteilchen“ werden die theoretischen Überlegungen Diracs nachvollzogen, die zur Vorhersage von Antimaterie geführt haben und die Experimente vorgestellt, die Positronen, Antiprotonen, Antineutronen und Antiwasserstoffatome nachwiesen. Im zweiten Abschnitt, „Ursprung der kosmischen Antimaterie“ wird auf aktuelle Versuche eingegangen, die versuchen den Ursprung und die Eigenschaften von Antimaterie zu verstehen.

2 Teilchen und ihre Antiteilchen

2.1 Diracs theoretische Vorhersagen zur Existenz von Antimaterie

Paul Dirac (1902 bis 1984, Nobelpreis 1933) verallgemeinerte 1928 die zeitabhängige Schrödinger-Gleichung für relativistische Fälle und erhielt einen für ihn zunächst nicht deutbaren Ausdruck. [1], [2], [3], [4]

Die zeitabhängige Schrödinger-Gleichung im Potential lautet:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2M} \Delta \Psi(\vec{r}, t) + V(\vec{r}, t) \quad (1)$$

Sie ergibt sich für den potentialfreien Raum mit der Energie $E = (\vec{p})^2/2M$.

Mit den Operatoren H für die Energie und $-i\hbar grad$ für den Impuls eingesetzt, würde sich aber nun eine Asymmetrie in dieser DGL bezüglich der Orts- und Zeitableitung ergeben. Diese Formel kann somit für den relativistischen Fall nicht richtig sein.

Dirac hatte die Idee, für die Energie einen relativistischen Ansatz zu wählen und somit eine in der Orts- und Zeitableitung symmetrische Differentialgleichung zu erhalten.

$$E = \sqrt{(\vec{p})^2 c^2 + M^2 c^4} \quad (2)$$

$$= c \vec{\alpha} \vec{p} + \beta M c^2 \quad (3)$$

Hierbei müssen $\vec{\alpha}$ und β 4×4 Matrizen sein und folgende Bedingungen erfüllen:

$$\begin{aligned} \vec{\alpha} &= (\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z) \\ (\alpha_x)^2 &= (\alpha_y)^2 = (\alpha_z)^2 = \beta^2 = 1 \\ \alpha_i \alpha_j + \alpha_j \alpha_i &= \alpha_i \beta + \beta \alpha_i = 0, i \neq j \end{aligned}$$

Werden nun E und p als Operatoren eingesetzt, so ergibt sich ebenfalls ein System von vier gekoppelten DGL's. Diese sind die Dirac-Gleichungen für den

potentialfreien Raum:

$$\left(i\hbar\frac{\partial}{\partial t} + Mc^2\right)\Psi_1 - ic\hbar\left(\frac{\partial\Psi_4}{\partial x} - i\frac{\partial\Psi_4}{\partial y} + \frac{\partial\Psi_3}{\partial z}\right) = 0 \quad (4)$$

$$\left(i\hbar\frac{\partial}{\partial t} + Mc^2\right)\Psi_2 - ic\hbar\left(\frac{\partial\Psi_3}{\partial x} - i\frac{\partial\Psi_3}{\partial y} + \frac{\partial\Psi_4}{\partial z}\right) = 0 \quad (5)$$

$$\left(i\hbar\frac{\partial}{\partial t} - Mc^2\right)\Psi_3 - ic\hbar\left(\frac{\partial\Psi_2}{\partial x} - i\frac{\partial\Psi_2}{\partial y} + \frac{\partial\Psi_1}{\partial z}\right) = 0 \quad (6)$$

$$\left(i\hbar\frac{\partial}{\partial t} - Mc^2\right)\Psi_4 - ic\hbar\left(\frac{\partial\Psi_1}{\partial x} - i\frac{\partial\Psi_1}{\partial y} + \frac{\partial\Psi_2}{\partial z}\right) = 0 \quad (7)$$

Die Dirac Gleichung gilt für Spin $\frac{1}{2}$ -Teilchen für den relativistischen Fall. Sie hat stets Lösungen für positive, wie auch negative Energien. Dieser Sachverhalt war für Dirac zuerst unverständlich, denn bis zu dieser Zeit war man immer von positiven Energien im potentialfreien Raum ausgegangen. Vielleicht wäre auch ein anderer Physiker nicht so sehr von dem Ergebnis seiner Gleichungen verstört gewesen.

Aus seinen Äußerungen ergibt sich für Dirac das Bild eines mathematischen Ästheten schließen, dem es unmöglich war, eine theoretische Lösung seiner Gleichung ungedeutet zu lassen. In Scientific American schrieb Dirac 1973: „Gott ist ein höchst genialer Mathematiker. Er hat das Universum nach tiefgründigen und feinsinnigen mathematischen Gesetzmäßigkeiten aufgebaut“.

Dirac beschäftigte sich in einem hohen Maße, inspiriert von seinem Fachkollegen Albert Einstein (1879 bis 1955, Nobelpreis 1921) und dem Mathematiker Hermann Weyl (1885 bis 1955), mit dem Begriff der „mathematischen Schönheit“, als einer der Natur innewohnenden Eigenschaft und als methodisches Hilfsmittel für ihre wissenschaftliche Erforschung. Für ihn war „eine mathematisch schöne Theorie eher richtig als eine häßliche, die mit gewissen Versuchsergebnissen übereinstimmt“.

Basierend auf seiner Gleichung entwickelte er in den Jahren 1929 bis 1931 die Löcher-Theorie und beschäftigte sich mit einem bis dahin unbeachteten Gebiet der Physik.

Ausgangspunkt war Diracs Erkenntnis, daß seine Gleichung vier Lösungen lieferte, von denen zwei zu Teilchen mit positiver Energie und dem Spin $\pm 1/2$ gehörten, während die beiden übrigen Lösungen Zustände negativer Energien beschrieben. Es müsste also für Teilchen mit positiver Energie möglich sein, in Zustände mit negativer Energie zu überzugehen. Eine Vorstellung, die die bis dahin bekannte Physik auf den Kopf stellte.

Gegen Ende des Jahres 1929 fand Dirac eine Erklärung für sein mathematisches Phänomen. Er stellte sich das Vakuum als einen gleichförmigen See von Zuständen mit negativer Energie vor, die alle von Elektronen besetzt wären. Da jeder Quantenzustand von nur einem einzigen Elektron eingenommen werden kann, müßten sich die Elektronen positiver Energie somit stets oberhalb dieses

Sees befinden und gleichsam angeregte Zustände bilden. Auch sollte es möglich sein, ein Elektron negativer Energie durch Zufuhr einer genügend großen Menge an positiver Energie aus dem Dirac-See in einen angeregten Zustand zu überführen. Im See bliebe dann ein Loch zurück, in das ein anderes Elektron mit negativer Energie hineinfallen könnte. Formal ließ sich ein solches Loch als Teilchen mit einer zum Elektron entgegengesetzten aber gleich großen Ladung interpretieren: „Diese Löcher haben positive Energie und verhalten sich daher in dieser Hinsicht wie normale Teilchen“.

Die Frage nach der Identifikation des Teilchens blieb aber noch eine Weile offen. Damals erschienen entweder das Proton oder ein positiv geladenes Elektron möglich, mit dem Proton gab es jedoch zwei Probleme: Zum einen sollte man erwarten, daß ein Elektron gelegentlich in ein Loch fallen könnte, wobei sich die beiden Teilchen in einem Blitz von Gammastrahlung gegenseitig vernichten würden, solche Proton-Elektron-Zerstrahlungen waren aber nicht beobachtet worden, zum anderen sollte das in Frage kommende Teilchen in allen Eigenschaften außer der elektrischen Ladung mit dem Elektron identisch sein.

Dennoch bevorzugte Dirac aus Gründen der Einfachheit zunächst das Proton, da dieses und das Elektron die im Jahre 1930 einzigen bekannten Elementarteilchen waren. Ein zusätzliches Teilchen einzuführen, für das es keine experimentellen Hinweise gab, erschien Dirac zu abwegig. Hätte er zudem das Protonen als negative, von den Elektronen verlassene Energiezustände deuten können, wäre die Anzahl der Elementarteilchen auf eins reduziert worden, was einer revolutionären Vereinfachung des bis dahin bekannten Modells gleichgekommen wäre. Für Dirac in seiner Eigenschaft als mathematischer Ästhet hätte dies einen weiteren Erfolg bedeutet, bei seinen Bestrebungen, die Welt in eine einzige mathematische Theorie zu betten.

Wegen der offenkundigen Unstimmigkeit mußte er aber diese Interpretation wieder verwerfen. Im Mai 1931 erklärte er widerstrebend, beim Loch handele es sich um ein Antielektron, „ein neues, noch nicht experimentell beobachtetes Teilchen, das dieselbe Masse wie ein Elektron, aber die entgegengesetzte Ladung hat“. Aufgrund der Symmetrie zwischen positiven und negativen Ladungen in seiner Theorie mußte er somit auch die Existenz eines Antiteilchens für das Proton anerkennen.[2],[7], [6], [1]

2.2 Entdeckung des Positrons, das Antiteilchen des Elektrons

1932 entdeckte Carl D. Anderson (1905 bis 1991; Nobelpreis 1936), ein Experimentalphysiker am California Institute of Technology (Pasadena, USA) das erste Antiteilchen, das Positron. [10], [8]

Anderson benutzte eine Nebelkammer als Detektor, mit der er kosmische Strahlung analysierte. Ein Teilchen flog durch eine geschwängerte Alkoholatmosphäre, wobei eine Spur aus Ionen erzeugt wurde. Mit einem Kolben konnte der Druck in der Kammer reguliert werden, durch Verringerung des Druckes kondensierten die gasförmigen Alkoholmoleküle zu Tröpfchen, die sich an die Ionen anlagerten; die Spur der kosmischen Teilchen wurde in der Kammer durch eine Spur von kondensierten Tröpfchen angezeigt.

Die Innovation in Andersons Experiment lag darin, dass er die Nebelkammer einem starken Magnetfeld aussetzte. Magnetfelder zwingen geladene Teilchen auf gekrümmte Bahnen, wobei die Krümmung abhängig von ihrer Ladung, Masse und Geschwindigkeit ist. Die Ladung des Teilchens ist für die Richtung der Ablenkung verantwortlich.

Anderson beobachtete Spuren von Elektronen, aber auch solche von Teilchen, deren Bahnen die selbe Krümmung aufwiesen, aber unter dem Einfluß des Magnetfeldes in die entgegengesetzte Richtung abgelenkt wurden. Die Massen und die Geschwindigkeiten der Teilchen schienen identisch zu sein, so dass positiv geladene Teilchen wie z.B. Protonen wegen ihrer wesentlich höheren Masse und damit grundlegend anderen Bahnspuren als Erklärung nicht in Frage kamen. Anderson schlußfolgerte letztendlich, dass es sich bei den beobachteten Teilchen um eine Art *positives Elektron* oder wie er vorschlug, um ein *Positron* handeln mußte. Erst später realisierte Anderson, dass er mit seinem Experiment das erste Antiteilchen entdeckt hatte und der erste Mensch überhaupt war, der Antimaterie beobachtet hatte.

Als Carl Anderson 1936 den Nobelpreis für seine Entdeckung des Positrons erhielt, wartete er immer noch auf seine Benennung zum Professor am California Institute of Technology.

In der Abb. 1 sieht man mehrere positive und negative Elektronen in einem Magnetfeld von 7900 Gauß. Die unterschiedlichen Ablenkungen resultieren aus unterschiedlichen Geschwindigkeiten. Die Abbildung war Bestandteil des Vortrags an der Swedish Royal Academy of Science, Stockholm im Dezember 1936, anlässlich seiner Nobelpreisverleihung.

In Abb. 2 sind die Bahnen von Elektronen und Positronen in einem sehr starken elektromagnetischen Feld dargestellt, aufgenommen von Carl Anderson, Robert Millikan, Seth Neddermeyer und William Pickering. Ein Elektron durchquert in der Mitte eine Bleiplatte und gibt dabei seine Energie an ein Positron ab.

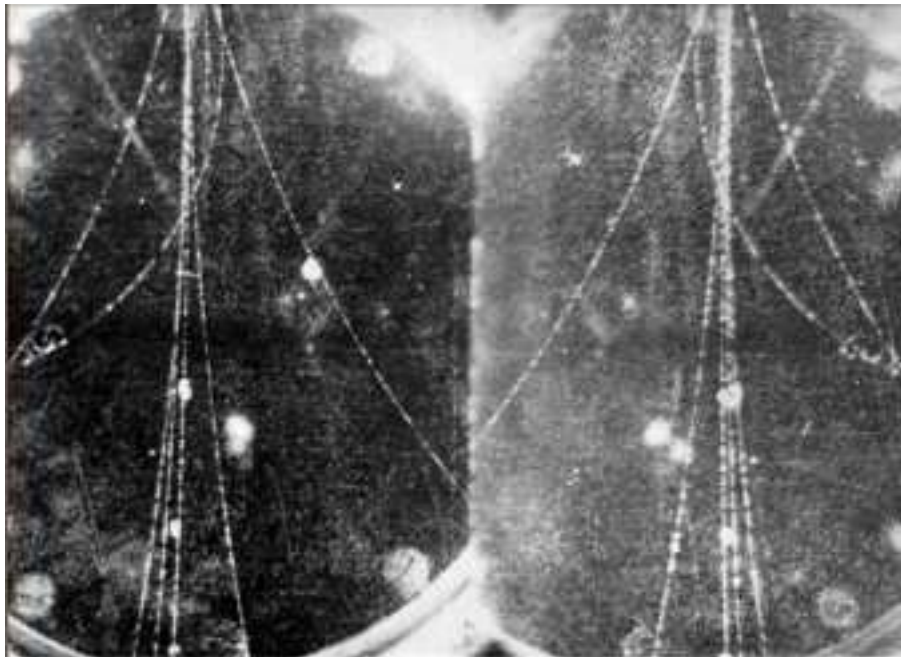


Abbildung 1: Kosmische Elektronen und Positronen 1936, [8]

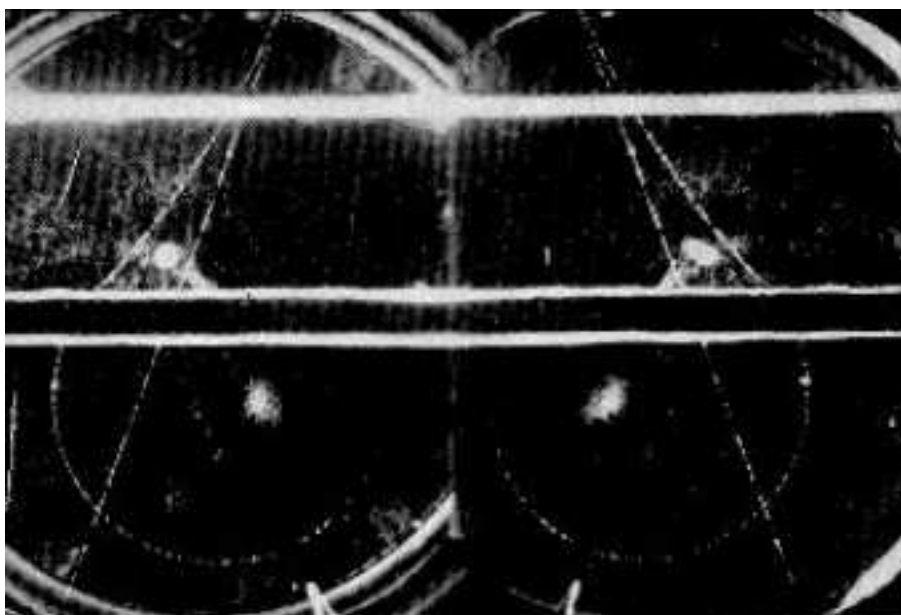


Abbildung 2: Energieabgabe von einem Elektron an ein Positron in einer Blei-
platte 1933, [8]



Abbildung 3: Carl Anderson und der Magnet der Nebelkammer zur Untersuchung kosmischer Höhenstrahlung im Guggenheim Aeronautics Lab, 1931, [8]

2.3 Entdeckung des Antiprotons

1955 entdeckten Owen Chamberlain, Emilio Segrè, Clyde Wiegand, und Thomas Ypsilanti mit einem Teilchenbeschleuniger des Lawrence – Berkeley – Laboratoriums in Berkeley (Kalifornien, USA) das Antiteilchen des Protons, das Antiproton. Für ihre Arbeit wurden sie 1959 für den Nobelpreis vorgeschlagen. [9]

Bevor das Antiproton entdeckt wurde, war es nicht gewiß, ob es zu dem Proton ein Teilchen gibt, das zu diesem in der gleichen Beziehung steht, wie das Positron zum Elektron. Es war nicht unumstritten, ob die Dirac-Gleichung überhaupt auf das Proton angewendet werden konnte, es also ein Dirac-Teilchen im eigentlichen Sinne sei. Die Dirac Gleichung schafft es z.B. nicht, das anormale magnetische Moment des Protons zu erklären, gibt also keine vollständige Beschreibung des Protons.

Die Suche nach dem Antiteilchen des Protons war ein Gesichtspunkt, unter dem das Bevatron, ein Teilchenbeschleuniger des Lawrence – Berkeley – Laboratoriums entwickelt und dimensioniert wurde. Wichtigste Aufgabe der Physiker war es im Vorfeld die Energien abzuschätzen, die voraussichtlich benötigt werden würden, um ein Proton – Antiproton Paar zu erzeugen. Die minimale kinetische Energie, die bei einer Nukleon – Nukleon Kollision benötigt würde, ist 5.6 GeV. Ist eins der beiden Nukleonen in das Gefüge eines Atomkerns eingebettet, reduziert sich die Energie auf 4.3 GeV.

Das Detektionsprinzip beruhte auf der Messung der Massen elektrisch negativer Teilchen, die in Abb. 4 aus dem Target T des Bevatrons austraten, dafür mussten gleichzeitig der Impuls und die Geschwindigkeit gemessen werden. Probleme entstanden durch eine hohe Störstrahlung an Pionen, so dass die Messung mehrmals wiederholt werden musste, um eindeutige Ergebnisse zu erzielen. Insgesamt konnten mit diesem Aufbau 60 Antiprotonen registriert werden.

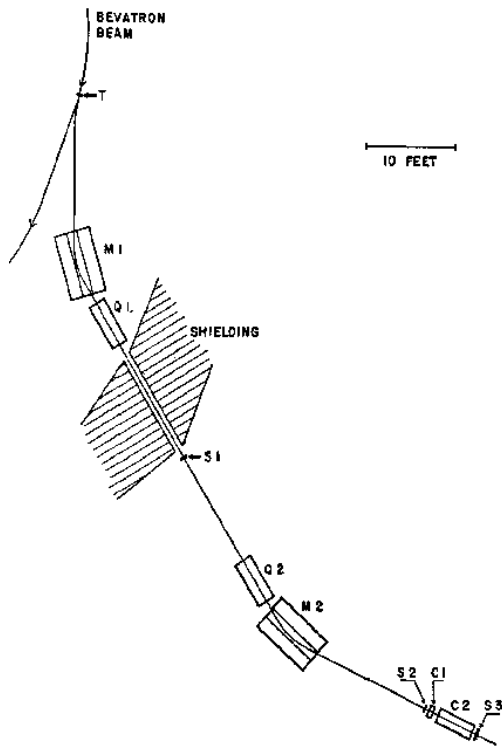


Abbildung 4: Schematischer Aufbau des Experiments

S_1, S_2	Plastik - Szintillatoren
C_1	Cerenkov - Detektoren aus flourochemical
C_2	Cerenkov - Detektor aus Quarz
Q_1, Q_2	fokussierende Quadrupolmagneten
M_1, M_2	Ablenkmagneten

Tabelle 1: Erklärung der Komponenten des Versuchsaufbaus

In der Abb. 4 trifft der Strahl des Bevatron auf ein Kupfer-Target. Negative Teilchen mit einem Impuls von 1.19 GeV/c verlassen das Target unter einem Winkel von 21° , sie werden um weitere 32° durch den Magneten M_1 abgelenkt. Mit dem Quadrupolmagneten Q_1 ¹ werden die Strahlen auf den Detektor S_1 fokussiert. Nachdem sie diesen durchquert haben, werden sie wieder fokussiert (Q_2) und von dem Ablenkmagneten M_2 um weitere 34° abgelenkt, so dass sie auf den zweiten Detektor S_2 treffen. Mit dieser Anordnung wird erreicht, dass die Teilchen mit einer Ungenauigkeit von zwei Prozent den selben Impuls von 1.19 GeV haben.

Teilchen mit einer Masse ähnliche der Protonen haben somit eine Geschwindigkeit von $\beta = v/c = 0.78$. Die verbrauchte Ionisationsenergie in den Detektoren S_1, C_1 und C_2 reduziert die durchschnittliche Geschwindigkeit auf $\beta = 0.765$. C_1 detektiert alle Teilchen mit $\beta > 0.79$, C_2 für $0.75 < \beta < 0.78$.

Die Geschwindigkeit der detektierten Teilchen wurde mit einer zweiten Methode, der Messung der Laufzeit zwischen den Detektoren S_1 und S_2 ermittelt. Ihr Abstand betrug 40 ft². Auf diese Weise konnten die bei diesem Versuch in Großen Mengen entstandenen Pionen³ von den Protonen⁴ unterschieden werden. Pionen mit der selben Impuls von 1.19 GeV wie die Protonen haben eine wesentlich höhere Geschwindigkeit von $\beta = 0.99$. Für die Pionen wurde eine Laufzeit von $40 \cdot 10^{-9}$ s über die 40 ft errechnet, die Protonen brauchen $51 \cdot 10^{-9}$ s. Dabei konnte mit einer Genauigkeit von $\pm 1 \cdot 10^{-9}$ s gemessen werden. Die Abb. 5 zeigt die charakteristischen Spuren der einzelnen Teilchen. Eine technische Herausforderung bestand darin, aus dem Teilchenstrom die wenigen Antiprotonen herauszufiltern. Dazu wurden die Zähler S_1, S_2, C_2 und S_3 als Koinzidenzzähler geschaltet. Die Zähler S_1 und S_2 filtern Teilchen mit einem Impuls von 1.19 GeV heraus. C_2 filtert solche, mit einer Geschwindigkeit von $0.75 < \beta < 0.78$. S_3 wurde dazu benutzt nur solche Teilchen in die Messung aufzunehmen, die entlang der gewünschten Achse C_2 passierten und nicht zu großen Winkeln hin gestreut wurden. Der Zähler C_1 sorgt dafür, dass zwei Pionen, die zufällig in dem richtigen Zeitfenster durch die Detektoren fliegen, nicht als Antiproton interpretiert werden, siehe Abb. 5c; er registriert alle Teilchen mit $\beta > 0.79$ und gibt somit an, dass ein Teilchen gefunden wurde, dass zu schnell ist, um ein Antiproton zu sein.

Vor der Inbetriebnahme, wurde die Apparatur dahin getestet, dass die Magnetfelder M_1, M_2, Q_1 und Q_2 umgepolt wurden und Protonen in den Aufbau geschickt wurden. Sie sollten sich dann wie die Antiprotonen verhalten. Es war somit möglich, die berechneten Werte zu überprüfen und ein Maß für die Güte des Aufbaus zu erhalten.

Über die Messungen des Impulses und der Geschwindigkeit konnte die Masse der Teilchen auf 10% genau bestimmt werden, was zur Identifikation als Antiteilchen zu den Protonen beitrug. Die Abb. 6 zeigt das Histogramm der Flugzeiten con

¹Besteht aus drei hintereinandergeschalteten Quadrupolmagneten

²12.192 m

³II-Mesonen

⁴1 Proton auf 44000 Pionen

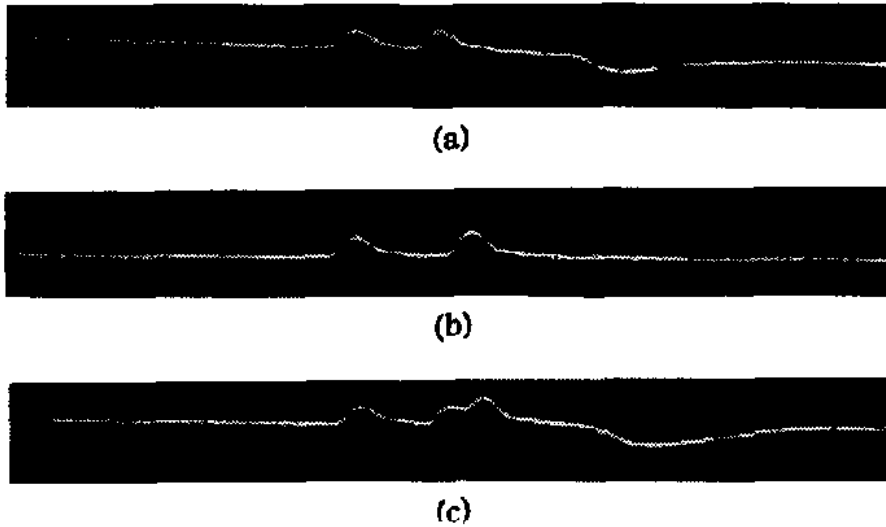


Abbildung 5: Spuren auf dem Oszilloskop. von links nach rechts aufgenommen von den Detektoren S_1 , S_2 und C_1 . (a) zeigt ein Pion, (b) ein Antiproton, (c) ein zufälliges Ergebnis von zwei Pionen. [9]

(a) einem Pion, (b) einem Proton und (c) einem zufälligen Ereignis von zwei Pionen. Es wird deutlich, dass sich (c) von den anderen beiden Diagrammen eindeutig abhebt, insbesondere durch die weite Aufspaltung der Kurve. In Abb. 7 ist die Kurve der Massen von Protonen aufgetragen, die bei der Justage der Apparatur aufgenommen wurde. Die Punkte zeigen die experimentellen Werte der Antiprotonen. Man kann deutlich eine Korellation erkennen, sowohl in der Position des Peaks, als auch in der statistischen Verteilung. Aufgrund dieser Verteilung konnte die Genauigkeit der Massenbestimmung auf 5% verbessert werden. Als Ergebnis dieser Grafik konnte davon ausgegangen werden, dass es sich bei den beobachteten Teilchen wirklich um Antiprotonen handelte. Aus den Erkenntnissen dieses Experiments wurde die Invarianz der Ladungskonfiguration (C-Symmetrie) abgeleitet.

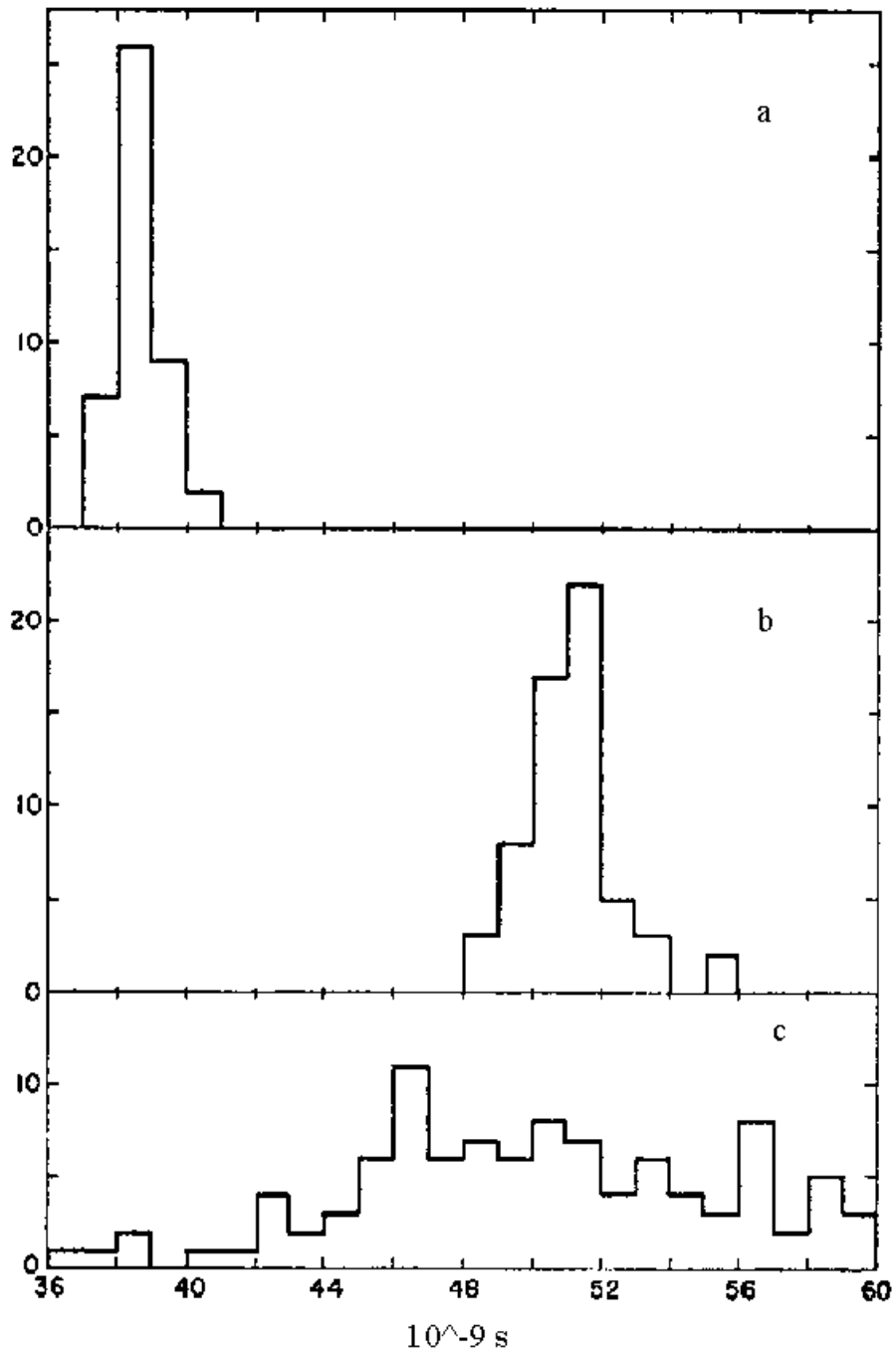


Abbildung 6: Typische Bilder auf dem Oszilloskop von (a) einem Pion, (b) einem Antiproton und (c) einem zufälligen Ereignis.[9]

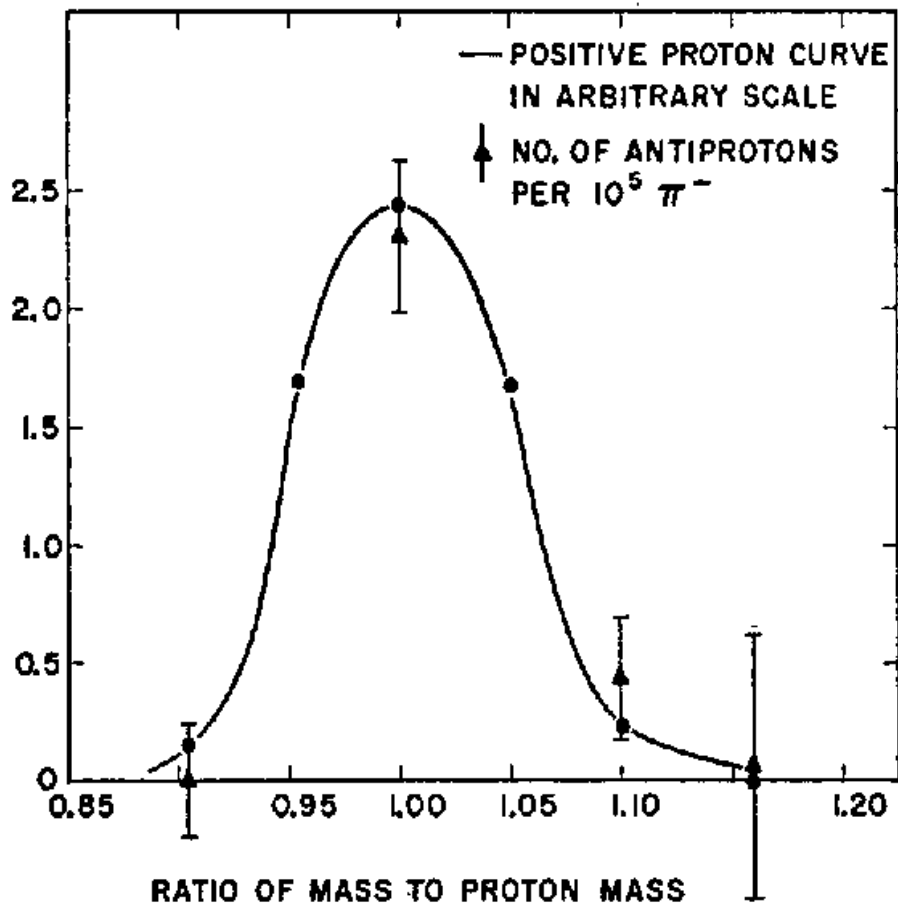


Abbildung 7: Die Kurve zeigt die Massenauflösung von Protonen. Bei den Punkten handelt es sich um die Messung der Massen von Antiprotonen[9]

2.4 Entdeckung des Antineutrons

Der nächste logische Schritt nach der Entdeckung des Protons war, nach weiteren Antiteilchen der zu der Zeit beobachtbaren Umwelt zu suchen; Das Neutron war als bekannter Baustein der Atome der nächste Kandidat. Die Frage nach den Eigenschaften eines Antineutrons war nur noch nicht geklärt. Bei dem Proton war klar, dass nach der damals immer populärer werdenden Theorie der C-Symmetrie die Ladung negativ sein müsste, aber sonst alle Eigenschaften erhalten blieben. Welche Eigenschaften sollte das Antiteilchen des Neutrons haben, das keine äußere Ladung hat. 1956 entdeckten Owen Chamberlain, Emilio Segrè, Clyde Wiegand, und Thomas Ypsilantis das Antineutron [11].

Das Experiment wurde entwickelt, um die Vernichtung von Antineutronen zu beobachten, die durch Ladungsaustausch aus Antiprotonen erzeugt wurden. Wegen der erwarteten geringen Ergiebigkeit der beteiligten Prozesse, wurde ein großer Strom von Antiprotonen benötigt.

Das Experiment wurde, wie das der Detektion von Antiprotonen am Bevatron durchgeführt.

Protonen mit einer Energie 6.2 GeV trafen (Abb. 4) auf ein Beryllium Target. Der Aufbau zur Selektion der Antiprotonen blieb prinzipiell der selbe wie im vorigen Kapitel, es konnten so 300 – 600 Antiprotonen pro Stunde detektiert werden. Die erzeugten Antiprotonen wurden in den Charge-Exchange-Scintillator *X* in der Abb. 8 weitergeleitet.

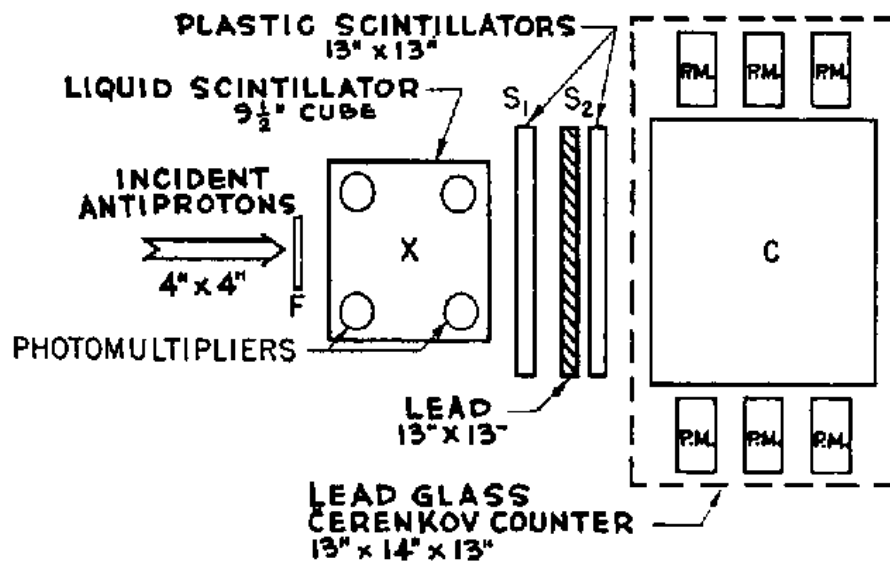


Abbildung 8: System zur Produktion und zum Nachweis von Antineutronen, [11]

X	Charge-Exchange-Szintillator
S ₁ , S ₂	Szintillationszähler
C	Blei-Glas-Chrenkovzähler

Die Antiprotonen treten von links in den Detektor ein und reagieren in dem Charge-Exchange-Scintillator(Liquid Scintillator) X . Dabei werden manchmal Antineutronen erzeugt, die die Szintillatoren S_1 und S_2 passieren ohne registriert zu werden. Im Blei-Glas-Cherenkovzähler C^5 erzeugen sie einen Lichtpuls, der so stark ist, dass er aus der Vernichtung zwischen einem Nukleon und seinem Antinukleon entstanden sein muss.

Zwischen den beiden Szintillatoren S_1 und S_2 befindet sich eine 1 in.⁶ breite Bleiplatte, um γ -Strahlung abzubremesen, die sonst vielleicht mit den Antineutronen in C verwechselt worden wären.

Neutronen und neutrale Mesonen können ebenfalls in C registriert werden, erzeugen aber einen wesentlich schwächeren Lichtpuls, als der der Vernichtung zwischen den Neutronen und Antineutronen.

Um diese Störstrahlung zu minimieren, wurde für den Charge-Exchange-Converter Toluene-terpheyyl als Szintillatormaterial gewählt. Vier parallel geschaltete Photomultiplier sind darum regelmäßig angeordnet. So konnten neutrale Teilchen, die Lichtpulse in C erzeugen, danach unterschieden werden, ob sie in einem Vernichtungsprozess (Starker Puls in X) oder bei wenig starken Prozessen, die die Antineutronenbildung begleiten, erzeugt wurden.

Das Spektrum in der Abb. 9 liefert anhand der verschiedenen Linien ein quantitatives Kriterium für die Unterscheidung der abgelaufenen Prozesse. Die

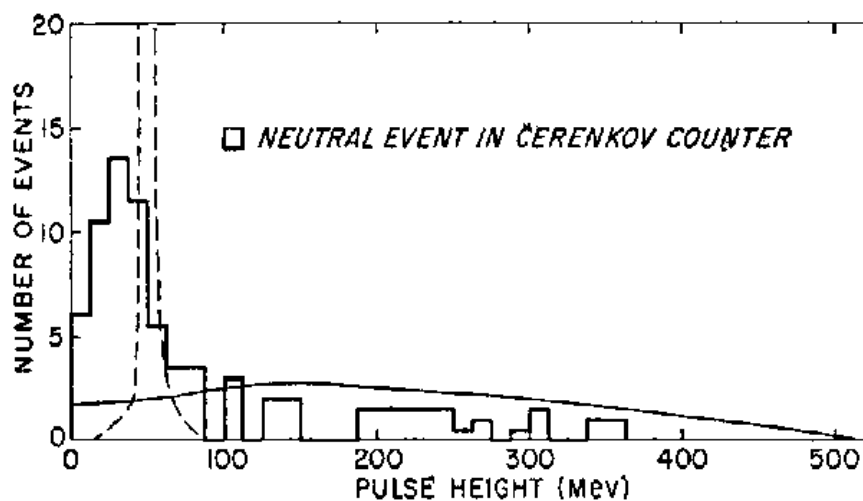


Abbildung 9: Pulshöhenspektrum von X . Die Kurven sind normiert. [11]

gestrichelte Kurve wurde in einem anderen Experiment aufgenommen; sie zeigt

⁵Die Bauweise ist ähnlich zu der aus dem Experiment zum Nachweis von Antiprotonen
⁶2.54 cm

das Spektrum der Antiprotonen, die X durchqueren, aber keine Wechselwirkung eingehen⁷. Die durchgezogene Kurve repräsentiert die Antiprotonen, die keinen Puls in S_1 oder S_2 auslösen, egal, was in C passiert. Also ist Abb. 9 ein Pulshöhenspektrum für neutrale Teilchen, die in C einen Lichtpuls erzeugen.

Der Unterschied zwischen der durchgezogenen Kurve und dem Histogramm zeigt, dass die wenigen Wechselwirkungen, aus denen neutrale Teilchen entstehen und die in C dann gemessen wurden, wesentlich weniger Energie in X freisetzen als andere.

Der Peak im Histogramm liegt energetisch unter dem erwarteten Ionisationsverlust der nicht-wechselwirkenden Antiprotonen (theoretisch bei 50 MeV). Wenn es sich also bei den erzeugten Teilchen um Antiprotonen handelte, so hätte keine Vernichtung dieser in C stattfinden können. Auf der anderen Seite sollte die Erzeugung von neutralen Teilchen einen charakteristischen Lichtpuls eines Vernichtungsereignisses in X auslösen. Es wird angenommen, dass die Apparatur einen kleinen Teil dieser Prozesse als Hintergrundstrahlung aufnahm. Der Peak bei 100 MeV wurde benutzt, um diesen Hintergrund (unterhalb) von den Antineutronen (oberhalb) zu unterscheiden. Abb. 10 zeigt die Bereiche über (gestrichelte Kurve) und unterhalb (durchgezogene Kurve) von 100 MeV. Der Große Unterschied und die Form der beiden Kurven ist ein weiterer Indiz für die Interpretation, dass sich die neutralen Ereignisse in Antineutronen und Hin-

⁷Hiermit wurden die Energien der Antiprotonen kalibriert

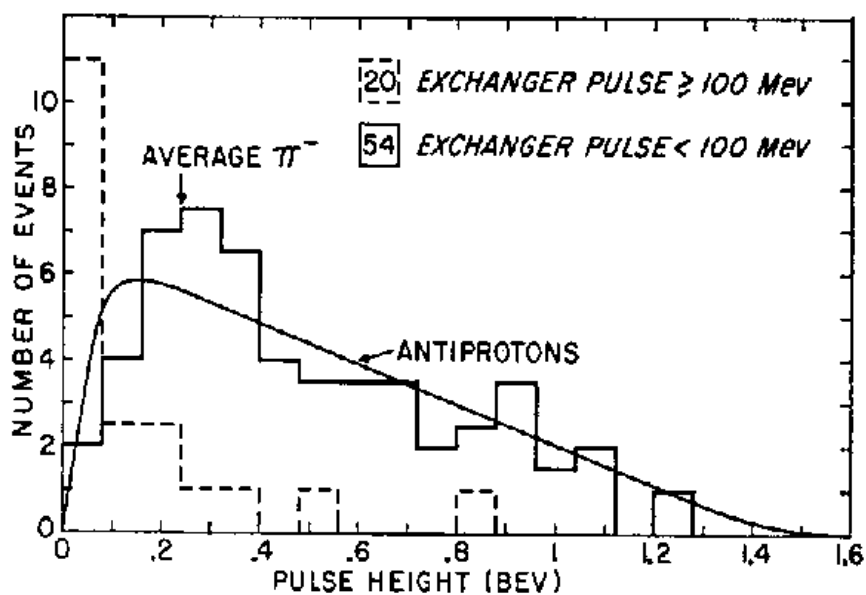


Abbildung 10: Pulshöhenspektrum in X im Vergleich. Die Kurven sind normiert.

tergrundstrahlung teilen.

Die durchgezogene Linie *Antiprotons* ist das Pulshöhenspektrum für Antiprotonen, die in *C* eindringen, wobei S_1, S_2 und die Bleiplatte entfernt wurden. Der Vergleich zwischen dieser und dem Histogramm rechtfertigt die Annahme, dass es sich bei den beobachteten Teilchen um Antineutronen handeln muss.

Um auszuschließen, dass es sich bei den beobachteten Teilchen um hochenergetische Neutronen handelt, wurde die Abb. 11 aufgenommen. Die durchgezoge-

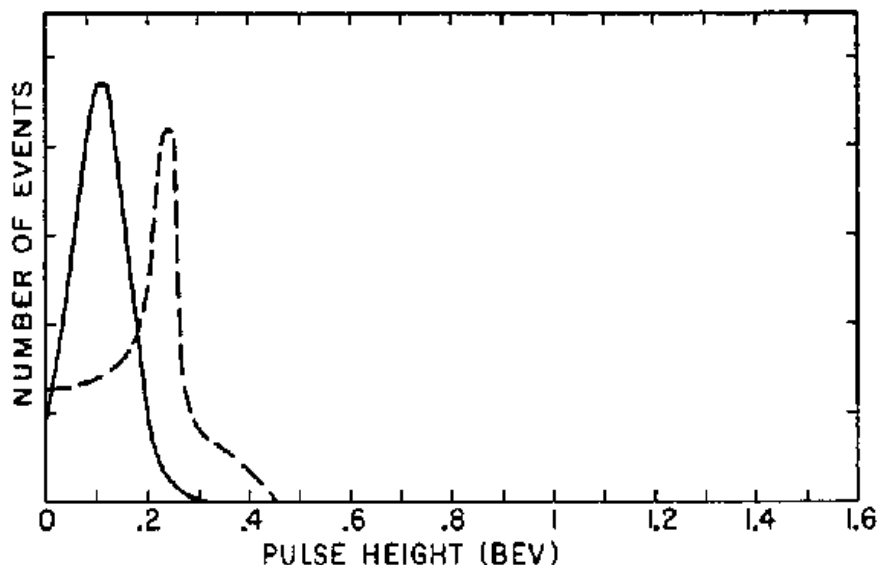


Abbildung 11: Pulshöhenspektrum in *C* für Pionen (gestrichelt) und Protonen (durchgezogen). Die Kurven sind normalisiert. [11]

ne Kurve zeigt das Pulshöhenspektrum von 750 MeV Protonen, die gestrichelte das von 600 MeV Pionen. Es zeigt sich, dass Teilchen mit solchen Energien wesentlich schmalere Verteilungen erzeugen. Also können die Kurven in Abb. 9, 10 nicht von hochenergetischen Neutronen erzeugt worden sein.

Um die Anzahl der γ -Quanten Ereignisse in S_1 zu ermitteln, wurde die Bleiplatte entfernt, die Zählrate der neutralen Ereignisse in *C* erhöhte sich dabei ca. um den Faktor 7. Aus der bekannten Transmissionswahrscheinlichkeit von γ -Quanten durch Blei, konnte eine Hintergrundstrahlung der γ -Quanten von 20% berechnet werden.

Da *C* sehr sensibel auf γ -Strahlen reagiert, wurde die gesamte Messung nochmals mit einem Liquid Scintillator in einem leicht veränderten Versuchsaufbau durchgeführt. Dabei wurden aber keine qualitativ neuen Ergebnisse gewonnen, die erhaltenen Werte liegen im Bereich der Fehlerabschätzung. Es konnte allerdings aufgrund von höheren Zählraten die Genauigkeit der Messung verbessert werden.

2.5 Entdeckung des Antiwasserstoffatoms

1995 erzeugten Wissenschaftler am CERN Antiwasserstoffatome, indem sie kurzfristig gebundene Zustände von Antiprotonen und Positronen herstellten [12].

Das CP-Theorem besagt, dass Antiteilchen die selbe Masse, Lebensdauer und den selben Spin wie ihre uns bekannten Pendanten haben. Ebenso haben sie den selben Betrag, aber entgegengesetzte Vorzeichen was ihre elektrische Ladung und ihre magnetischen Momente betrifft. Ausgehend von diesem Theorem, folgt der Schluss, dass sich Antiteilchen, genau wie „normale“ Teilchen zu Materie zusammenführen lassen sollten. Eine Forschungsgruppe am Cern wählte für ihre Untersuchungen das einfachste aller Antiatome, das Antiwasserstoffatom: \bar{H}^0 . Bis dahin war es nicht möglich dieses zu beobachten. Die Gruppe versprach sich, aus den Eigenschaften fundamentale, neue Erkenntnisse über das Verhalten von Antimaterie zu erhalten, insbesondere Wasserstoff und Antiwasserstoff simultan unter symmetrischen Bedingungen untersuchen zu können.

Der Grundgedanke zur Produktion von Antiwasserstoff, ist ein Antiproton \bar{p} und ein Positron e^+ mit definierten Energien und Impulsen nahe genug zusammenzubringen, so dass sie zu Antiwasserstoff reagieren können.

Durchquert ein Antiproton das Coulomb-Feld eines Atomkerns mit der Ladung Z , so wird es ein e^-e^+ -Paar erzeugen. Manchmal wird es dann das Positron einfangen und ein Antiwasserstoffatom bilden. In niedrigster Ordnung werden dabei zwei Effekte erwartet.

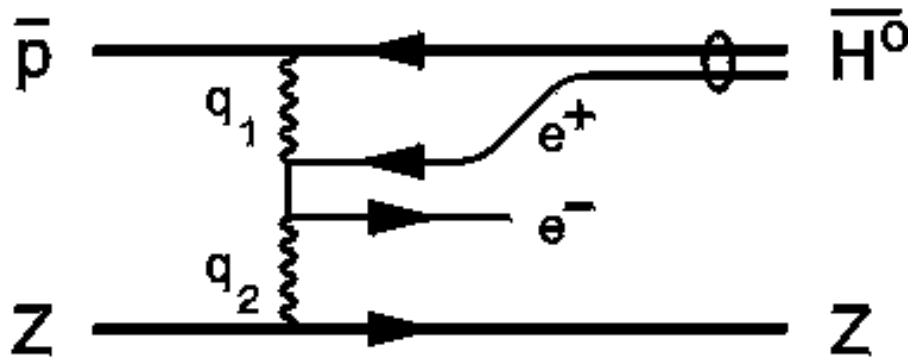


Abbildung 12: Schematische Darstellung der \bar{H}^0 -Produktion. [12]

- Die Produktion eines e^+e^- -Paares mit zwei γ -Quanten. Siehe Abb. 12.
 $\bar{p}Z \rightarrow \bar{p}\gamma\gamma Z \rightarrow \bar{p}e^+e^-Z \rightarrow \bar{H}^0e^-Z$
- e^+e^- -Produktion mit Hilfe der Bremsstrahlung von Photonen
 $\bar{p}Z \rightarrow \bar{p}\gamma^*Z \rightarrow \bar{p}e^+e^-Z \rightarrow \bar{H}^0e^-Z$

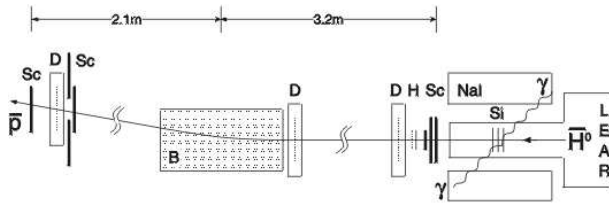
Aus Berechnungen folgte, dass die zweite Reaktion um zwei bis drei Größenordnungen kleiner ist, als die erste.

Die Produktion von \bar{H}^0 erfordert ein sehr dünnes Target, auf das die Antiprotonen treffen, sonst würde das \bar{H}^0 wieder in seine Bestandteile zerfallen, noch bevor es das Target verlassen konnte; auf der anderen Seite wird wegen des geringen Wirkungsquerschnitts eine hohe Leuchtstärke benötigt. Eine Möglichkeit diese beiden Forderungen zu erfüllen, wurde in der Verwendung eines Cluster-Targets aus Xenon gefunden. Während verschiedener Testläufe wurden die technischen Einstellungen optimiert und es konnte eine fast konstante Leuchtstärke (luminosity) erreicht werden.

Die aus der Kollision resultierende Kinematik, die zu einem gebundenen Zustand von \bar{p} und e^+ führt, liegt dicht neben der aus der elastischen $\bar{p}p$ -Streuung. Es wurde ein maximaler transversaler Impuls in der Größenordnung von 0.5 MeV/c gemessen, wobei sich der longitudinale Impuls in der Größenordnung von 1.94 GeV/c befand. Der gebundene Zustand kann nur zustande kommen, wenn die e^+ eine im Vergleich zu \bar{p} relative Geschwindigkeit von maximal der Wasserstoff-Rydbergkonstanten (13.6 eV) haben. Die Geschwindigkeit der e^+ muss also ähnlich der der \bar{p} sein.

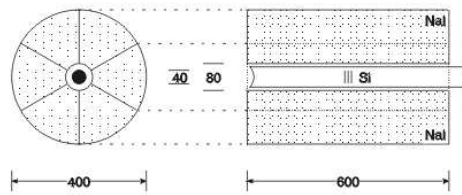
Der Wirkungsquerschnitt der \bar{H}^0 wurde mit $2pb \cdot Z^2 \simeq 6 \cdot 10^{-33} cm^2$ theoretisch vorhergesagt, was einer zu beobachtenden Anzahl von 30 \bar{H}^0 entspricht. Nach einer Monte-Carlo-Simulation und einer errechneten Effizienz von $\epsilon = 0.3$ reduziert sich die Anzahl auf neun, von der nochmals experimentell ermittelte 15% abgezogen werden müssen, die aus Stößen der Antiprotonen und Verlusten der Technik resultieren.

Für die Auswahl der \bar{H}^0 wurden folgende Kriterien aufgestellt (Vgl. dazu Abb. 13)



schematic top view

Sc: Trigger and time-of-flight scintillators, Si: Silicon counters, D: Delay wire chambers
 Nal : six-fold NaI-calorimeter, H: scintillating fibre hodoscope, B: magnetic dipole field



e^+ detecting section

Si: Silicon counters, Nal : six-fold NaI-calorimeter

Abbildung 13: (a) Aufbau der Selektions- und Detektionseinheit (PS210); (b) Dimensionierung des NaI/Silizium Detektors (Die Dimensionen in b.) sind in mm). [12]

1. \bar{H}^0 besitzt keine Ladung und verlässt deshalb Beschleunigerring(LEAR) tangential. Das dreifache Halbleiterzählersystem (Si) befindet sich noch im LEAR Vakuumsystem, und identifiziert das Teilchen. Beide Komponenten des \bar{H}^0 haben hier die selbe Geschwindigkeit, aus einem Strahlimpuls der \bar{p} von 1.94 GeV/c folgt eine kinetische Energie von 0.663 MeV für das e^+ und 1.217 GeV für das \bar{p} . Beide Teilchen treffen gleichzeitig auf den ersten Zähler. Zusammen mit den zweiten wird dE/dx des *barp* plus die kinetische Energie der in den beiden Zählern gestoppten Positronen gemessen. Das Signal des dritten sollte dann nur proportional zu dE/dx der \bar{p} sein. Alle Halbleiterzähler haben eine Oberfläche von 1200 mm². Der erste und der dritte sind 700 μ m, der zweite 500 μ m dick.
2. Bei der Vernichtung der e^+ entstehen zwei γ -Quanten mit einer Energie von jeweils 511 KeV, die in dem zylindrischen NaI-Detektor registriert werden(Nachweiss-effizienz 82%, nochmal multipliziert mit 0.71). Das Halbleiterzählersystem befindet sich in der Mitte des NaI-Detektors. Die Temperatur des NaI-Detektors wurde während der Versuche auf $(17 \pm 0.5)^\circ$ gehalten.
3. Die \bar{p} , die das Szintillatorsystem verlassen, haben eine Geschwindigkeit von $\beta = 0.900$ und passieren ein System von drei Start-Szintillatoren und ein Hodoskop⁸. Die hintergeschaltete Elektronik wie ADC's und TDC's wurden vor dem Experiment mit kosmischer Höhenstrahlung kalibriert.
4. Dann wurde die Ablenkung der \bar{p} mit einem Spektrometer aus drei horizontal angeordneten Driftkammern bestimmt. Diese hatten eine effektive Größe von 8×8 cm² Das Magnetfeld wurde dabei zwischen 0.05 T und 0.15 T variiert. Die Ablenkung wurde in den Berechneten Werten angenommen, wobei eine Streuung von max. ± 12 cm toleriert wurde, die aus Wechselwirkungen mit Materie im Strahl resultieren können.

Nach der Anordnung der einzelnen Komponenten musste das gesamte System justiert und kalibriert werden. Dazu wurde ein Na²²-Strahler für die NaI-Detektoren und ein Ru¹⁰⁶, sowie Bi²⁰⁷-Strahler für die Energie- und Zeiteichung der Halbleiterzähler und des Hodoskops benutzt.

Analyse und Interpretation der aufgenommenen Daten Bei der Analyse der Daten konnten keine Einschränkungen bezüglich der Flugzeit oder der magnetischen Ablenkung vorgenommen werden. Abb. 14 zeigt die Signalamplitude in Abhängigkeit des Flugzeit. Die Pulse im Bereich zwischen 17 und 19 ns resultieren aus einer mehrfachen Pion Erzeugung. Diese kommen aus einer Antineutronvernichtung im Halbleiterzählersystem. Die Pulse oberhalb von 19.5 ns sind Protonen oder Antiprotonen, die wahrscheinlich ebenfalls aus den Vernichtungsprozessen der Antineutronen entstehen. Die Antineutronen können, da sie ebenfalls nicht geladen sind auf dem gleichen Weg wie das Antiwasserstoffatom

⁸stellt Geschwindigkeitsvektoren dar

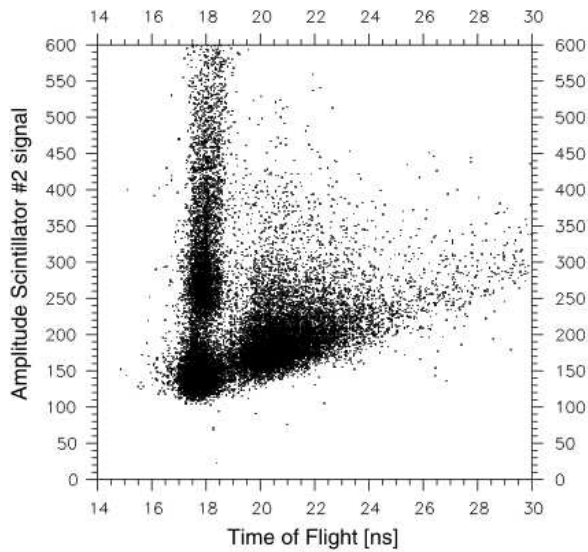


Abbildung 14: Signalamplitude des letzten Szintillators in Abhängigkeit von der Flugzeit(30000 Ereignisse). [12]

den Beschleunigerring verlassen und somit in die Detektionsstrecke eindringen. Es war nicht möglich, diese Ereignisse von den Antiprotonen des Antiwasserstoffs zu trennen.

Die Abb. 15 zeigt die Auftragung der Ablenkung in Abhängigkeit von der Flugzeit exemplarisch für ein Experiment mit 0.136 T. Die Antiprotonen des Antiwasserstoffatoms würden bei einer Ablenkung von (39.5 ± 12) mm und einer Flugzeit von (19.7 ± 0.6) ns erwartet werden, wobei eine Abweichung von 2.5σ angenommen wurde.

In der Abb. 16 a) sind die Ablenkungen normiert aufgetragen, so dass die erwartete Zeit bei Null liegt.

In der zweiten Abb. 16 b) mit 94 übriggebliebenen Events wurden folgende Kriterien angesetzt.

1. Die Summe der Signale der ersten beiden Halbleiterzähler ist vergleichbar mit der kinetischen Energie des gestoppten Positrons plus dem Energieverlust des Antiprotons. Der dritte ist nur von dem Energieverlust abhängig.
2. Die Spur des detektierten Teilchens zeigt auf das Target im Beschleunigerring.
3. Die Signalamplitude des Flugzeitszintillators steht im vernünftigen Verhältnis zum Energieverlust der Antiprotonen vom Antiwasserstoffatom.

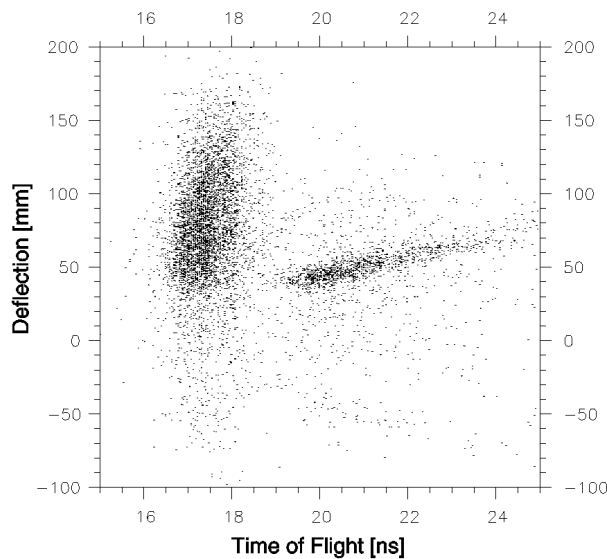


Abbildung 15: magnetische Ablenkung in Abhängigkeit von der Flugzeit (23300 Ereignisse). [12]

Mit diesen Anforderungen konnten die Pionen aus den Daten herausgefiltert werden (Abb. 16 b). Abb. 16 c zeigt das Datenvolumen unter der Annahme einer auswertbaren Flugzeit.

Für die Auswertung in Abb. 17 wurden die Daten aus Abb. 16 b benutzt. Die gestrichelten Linien zeigen die Energien von 511 KeV γ -Quanten, die im Vorfeld des eigentlichen Versuchs mit der Na^{22} -Quelle ermittelt wurden.

Abb. 17 a zeigt in der Mitte acht $\gamma\gamma$ -Ereignisse, die die Kriterien erfüllen. Höhere Energien in beiden Kristallen (rechts oben) wurden nicht beobachtet. Weiterhin zeigt sich, dass es zwei Energiebanden gibt, wobei ein Szintillator ein fast kontinuierliches Spektrum aufweist, während im anderen unterhalb von 511 KeV detektiert wird.

Abb. 17 b liefert ein ähnliches Bild wie in a, wobei hier nur drei $\gamma\gamma$ -Ereignisse registriert werden. Die nicht-benachbarten Kristalle werden in die Auswertung der Ereignisse mit einbezogen, weil davon ausgegangen werden muss, dass nicht alle e^+ -Vernichtungen in der Mitte des NaI-Detektors stattfinden. Monte-Carlo-Simulationen und geometrischen Überlegungen führten zu der Erwartung, dass 41% der registrierten Ereignisse in diesem Fall zu finden sein.

In Abb. 17 c ist das Ergebnis zweier benachbarter Kristalle aufgetragen. Es existiert nur ein Ereignis, das den Kriterien entspricht. Wahrscheinlich resultiert dieses aus einer einzelnen Compton-Streuung hochenergetische γ -Quanten, oder kommt aus zufälligen $\gamma\gamma$ -Ereignis.

Es wurde darauf geschlossen, dass insgesamt 11 Ereignisse registriert wurden, die den Kriterien genügen, also die Merkmale eines Antiwasserstoffatoms aufwie-

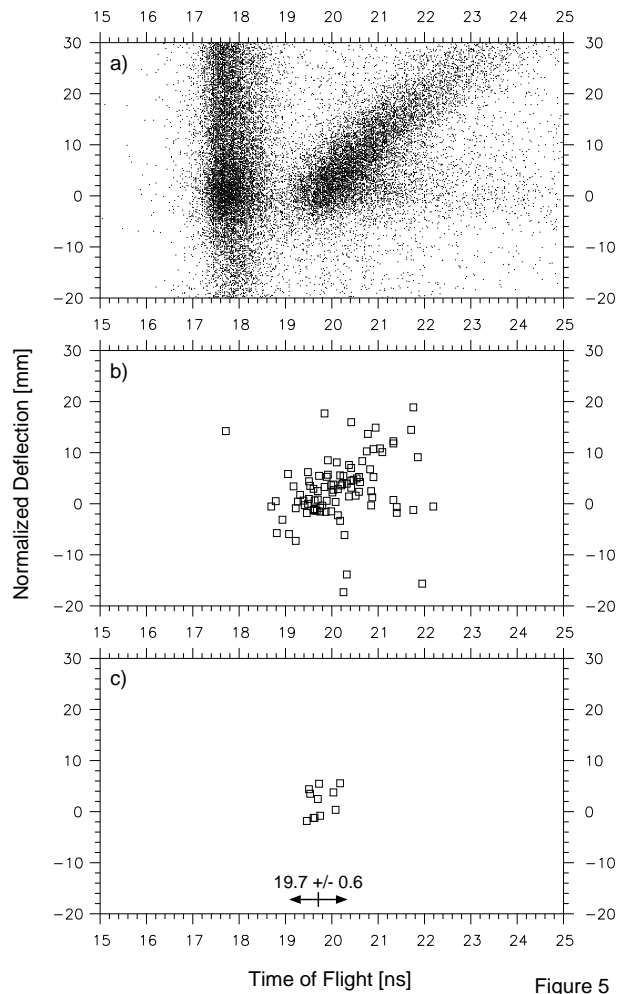


Figure 5

Abbildung 16: magnetische Ablenkung in Abhängigkeit von der Flugzeit mit Cuts der Daten. [12]

sen. Zusätzlich existierte ein Hintergrundereignis, das nicht eindeutig zugeordnet werden konnte. Alle diese Ereignisse zeigten zudem die erwartete Ablenkung innerhalb der 12 mm und waren im Bereich der erwarteten Flugzeit von (19.7 ± 0.6) ns.⁹ Aus den Eigenschaften des Antiwasserstoffatoms verspricht man sich, in der Zukunft weitere Erkenntnisse über CPT-Verletzung zu erhalten.

⁹Die Diskussion des Rauschverhaltens der Detektoren und technischer Probleme kann der Originalliteratur entnommen werden

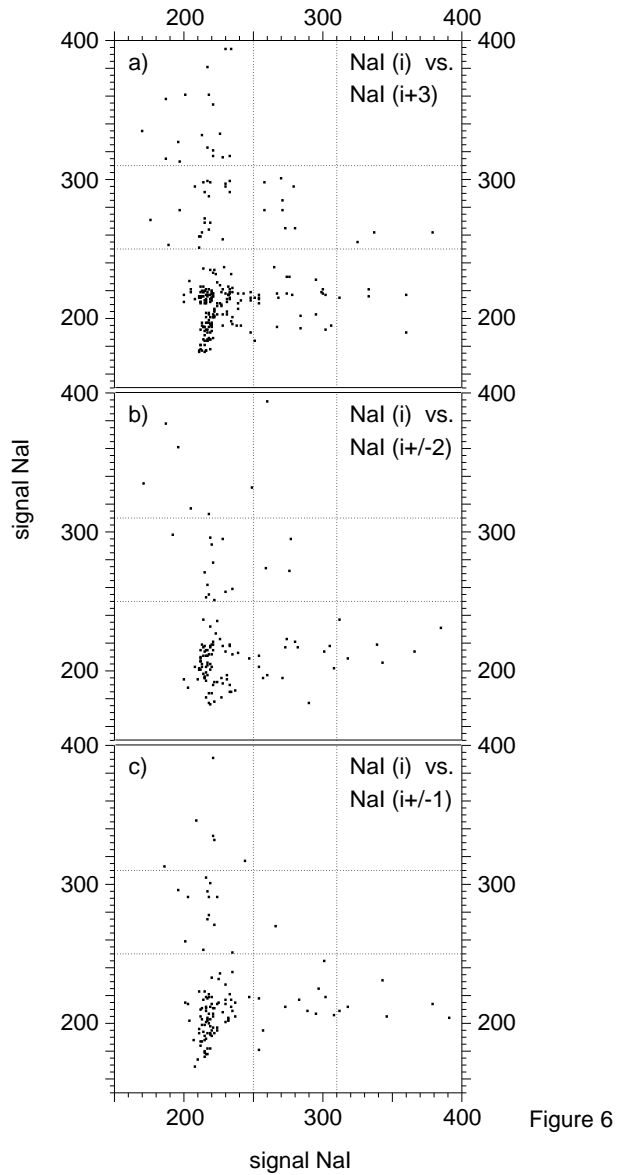


Figure 6

Abbildung 17: Signale des NaI-Detektors von a) gegenüberliegenden Kristallen, b) von nicht benachbarten und nicht gegenüberliegenden Kristallen, c) benachbarte Kristalle. Die Energiebereich zur Selektion der Positronen sind durch gepunktete Linien angegeben. [12]

2.6 Das ATHENA – Projekt

Weiterführende Ideen, zur Untersuchung von Antiwasserstoff wurden unter anderem von der ATHENA Gruppe am Cern entworfen. Die Grundidee besteht darin, Antiprotonen und Positronen, mit jeweils definierten Energien lokal zusammenzubringen und die Bildung von Antiwasserstoff bzw. dessen Vernichtung beobachten zu können. Weiterhin ist geplant, die Antiwasserstoffatome zu lagern, um mit ihnen die Eigenschaften von Antimaterie untersuchen zu können.

Folgende Ziele sollen dabei erreicht werden:

- Verfügbarkeit ausreichender Mengen von Antiwasserstoff für Spektroskopieanalysen
- Kombinierung zu Atomen bei Temperaturen $T \leq 1$ K, so dass diese in einem magnetischen Potential festgehalten werden können.
- Antiwasserstoff im Grundzustand oder in niedrigen Anregungszuständen zu erhalten.
- Diese Ziele sollen in möglichst kurzer Zeit erreicht werden.

Daraus können weitere Erkenntnisse über die CPT - Verletzung von Leptonen und Baryonen gewonnen werden. Denn nach der Theorie sollten sich Elektronenübergänge in den Schalen bei Wasserstoff und Antiwasserstoff gleich verhalten. Dazu soll der 1S – 2S Übergang der beiden Atome untersucht werden. Dieser eignet sich besonders, wegen seiner langen Lebensdauer von 122 ms und der relativ schmalen natürlichen Linienbreite von $5 \cdot 10^{-16}$. Dieser soll von einem eigens entwickelten Laser angeregt werden.

Experimente mit einer extrem hohen Präzision sollen Aufschlüsse über die Gravitationswechselwirkung von Antiwasserstoff geben. Eine Verschiebung der Frequenz im 1S – 2S Übergang könnte nicht nur aus einer CPT – Verletzung resultieren, sondern auch aus unterschiedlichem Verhalten von Materie und Antimaterie gegenüber der Gravitation.

Im Augenblick arbeitet die ATHENA Gruppe an der Erzeugung von Antiwasserstoff, was erstmals im September 2002 nachgewiesen werden konnte und an der Optimierung des Versuchsaufbaus.

Der Aufbau des Experiments begann 1999/2000 an einem der drei Experimentierplätze des Antiproton Decelerator (AD) des Cerns. Der AD erzeugt $5 \cdot 10^7$ Antiprotonen mit 3.5 GeV/c und bremst diese auf 100 MeV ab (Kinetische Energie von 5.3 MeV). Dabei wird ein Verfahren aus stochastischer und Elektronenkühlung verwendet. Diese Antiprotonen werden als Paket innerhalb von 250 ns abgegeben. Ein Paket besteht dabei aus $3 - 4 \cdot 10^7$ Antiprotonen und ist alle 96 Sekunden verfügbar. Die Abb. 18 oben zeigt den bisher geleisteten Aufbau des ATHENA Experimentes, die Phase AD – 1, mit dem Die Antiwasserstoffatome erzeugt und nachgewiesen werden. Dieser besteht aus der

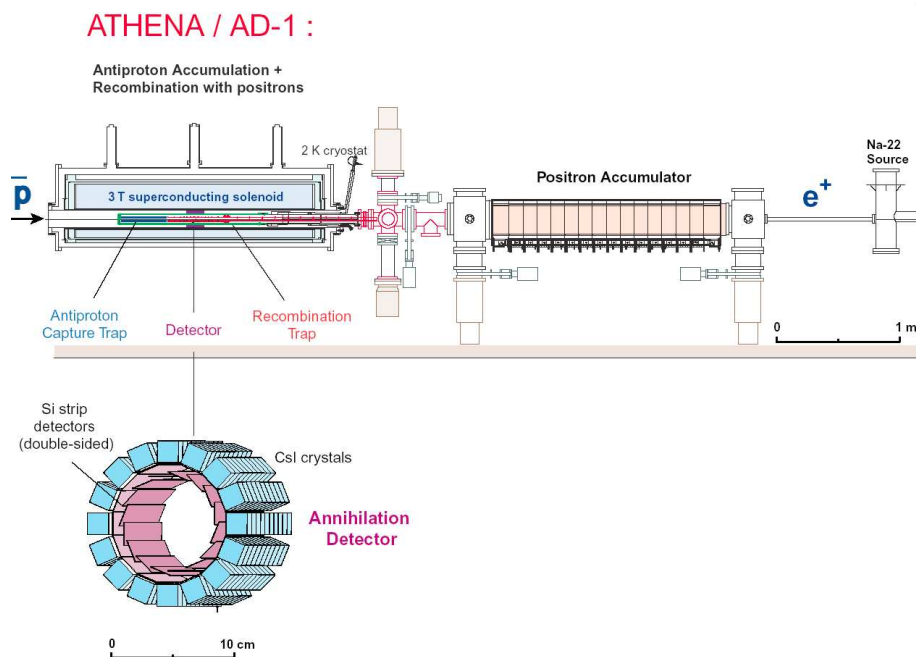


Abbildung 18: Oben: Schematischer Aufbau des Athena Experiments zur Erzeugung von Antiwasserstoff. Unten: Schematischer Aufbau des CsI - Detektors zum Nachweis der Antiwasserstoffvernichtung

Antiprotonenfalle (Antiproton Capture Trap), in der die Antiprotonen, die vom AD kommen gesammelt und gekühlt werden. Weiterhin der Vereinigungsfalle (Recombination Trap), in der Positronen und Antiprotonen zusammengebracht werden und die sich innerhalb des kryogenischen Vakuums und des Supraleitenden Magneten befinden (axial 3 T). Der Positronenaccumulator (positron accumulator) sammelt Positronen aus einer ^{22}Na - Quelle, kühlt diese in großen Mengen ($> 10^8$) ab und schickt diese alle 3 – 5 Minuten an die Vereinigungsfalle. Unten ist der Detektor vergrößert dargestellt, mit dem die Produkte der Antiwasserstoffvernichtung nachgewiesen werden. Dieser besteht im äußeren Ring aus einer segmentierten, hochgranularen festen CsI – Struktur zum Nachweis von γ – Quanten, deren Pulse über speziell optimierte Photodioden ausgelesen werden. Darunter liegt eine Schicht aus Siliziumstreifendetektoren, die die Zerfallsprodukte der Antiprotonenzerstrahlung nachweisen.

Die Antiprotonenfalle besteht aus sieben Elektroden, die in der Sammelregion ein harmonisches Feld erzeugen. Dazu kommen jeweils drei Elektroden an der Ober- und Unterseite, die je nach Anforderung, also Sammlung, Lagerung oder Weiterleitung, das Feld nach den Erfordernissen formen können. Weiterhin zwei Elektroden an den Enden, die Hochspannung für den Einfang der Antiprotonen

bereitstellen. Diese können in kürzester Zeit auf 10 kV gebracht werden, um so teilweise den Antiprotonenstrom des AD einzufangen. Pro Paket werden ca. 20 000 Antiprotonen eingefangen. Bevor aber die Antiprotonen in die Falle gehen, werden dort ca. 10^8 Elektronen deponiert. Die Elektronenwolke kühlt sich über Synchrotronstrahlung schnell auf 10 K ab. Die Antiprotonen im KeV Bereich stoßen dann mit den thermisch langsamen Elektronen und kühlen sich innerhalb von 20 – 30 Sekunden ab und werden in der Mitte des Potentials festgehalten. Die Antiprotonen haben dort eine gemessene Lebensdauer von ca. 10 Stunden. Die Hochspannungselektroden an den Enden der Falle werden bei Ankunft des nächsten Pakets erniedrigt und weitere Antiprotonen können in die Falle aufgenommen werden. Genauso können alle gesammelten Antiprotonen bei Bedarf auf der anderen Seite ausgeschieden werden.

Die Positronen werden von einer 50 mCi ^{22}Na – Quelle erzeugt. Die relativ schnellen Positronen werden in festem Neon abgebremst und der jetzt $7 \cdot 10^6$ Positronen/s starke Strahl wird in ein 0.14 T Magnetfeld gelenkt. Die Positronen treten in ein Array von zylindrischen Elektroden mit sich vergrößernden Radien und definierten elektrischen Potentialen ein. Sie werden weiter durch inelastische Stöße mit Stickstoffmolekülen abgebremst. Eine sechs - fach, azimuthal segmentierte Elektrode komprimiert den Strahl über ein rotierendes elektrisches Feld von mehreren hundert kHz (rotating wall). Ein Vergleich der Anzahl der gesammelten Positronen ist in Abb. 19 gezeigt. Ohne diese Technik reduziert sich der Maximalanteil der speicherbaren Positronen auf 10^8 .

Diese Technik reduziert den Durchmesser des Positronenplasmas von 15 auf 4 mm.

Die Positronen werden dann in die Vereinigungsfalle weitergeleitet, indem das Puffergas abgepumpt wird und der Magnet eingeschaltet wird (1.2 T in 20 ms). Die Elektrostatische Falle wird nun geöffnet und die Hochspannungselektroden beschleunigen die Positronen in Richtung der Vereinigungsfalle. Die Positronen kommen dort nach 1 s mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 50 % an und kühlen sich wieder durch Synchrotronstrahlung auf $T = 10$ K ab. In der Vereinigungsfalle herrscht ein harmonisches Potential, in dem die Positronen eine Lebensdauer von einigen Stunden haben.

Die Vereinigungsfalle Abb. 20 besteht aus 21 zylindrischen Elektroden mit einem festen Radius von 1.25 cm und einer Gesamtlänge von 41 cm. Die Positronen werden abgebremst, verdichtet und mit den Antiprotonen vermischt. Die Abb. 21 zeigt den Verlauf des Potentials und die Position der Positronen bzw. der Antiprotonen.

Der eigentliche Detektor registriert Antiproton- und Positronvernichtungen im Restgas oder an den Elektroden und misst die Größe, die Form und den Ort des Plasmas. Die Antiwasserstoffatome sind nicht mehr an das elektrische Potential gebunden, und bewegt sich frei durch den Raum, wobei sie innerhalb 1 ms die Oberfläche der Elektroden erreichen und dort zerstrahlen. Die Antiprotonvernichtung erzeugt im Mittel drei geladene Pionen und drei hochenergetische γ - Quanten. Die Positronvernichtungen erzeugt immer zwei entgegengesetzte

γ -Quanten. Schematisch sind diese Prozesse inkl. der Detektion in Abb. 22 dargestellt.

Die Pionen werden von zwei zylindrischen Lagen aus je 16 Halbleiterzählern nachgewiesen. Diese haben mittlere Radien von 3.9 cm und 4.5 cm.

Die 511 KeV Photonen aus der Positronvernichtungen werden von 16 Reihen aus je 12 CsI-Kristallen¹⁰ absorbiert. Die abgegebene Lichtmenge vor mit Hilfe von eigens optimierten Photodioden ausgelesen.

Dabei müssen alle Detektoren eine gute Auflösung im Ort und in der Energie aufweisen. Antiprotonenzerstrahlungen an der Elektrodenoberfläche können hochenergetische Photonen hervorrufen können, die wiederum Elektron – Positron Paare erzeugen, welche dann wieder zerstrahlen. Die dabei entstandenen Photonen werden dann ebenfalls von dem CsI-Detektor registriert. Dieser Effekt bildet unter anderem die zu filternde Störstrahlung. Insgesamt werden wir Pionenbahnen rekonstruiert und der Ursprung dieser muss mit den Trajektorien der Photonen übereinstimmen.

Der Detektor wird aus technischen Gründen bei einer Temperatur von 77 – 140 K betrieben, wobei auch die Photonenausbeute pro MeV der Antiprotonen optimiert wird. Die ersten Zerstrahlungen von Antiprotonen konnten so im Sommer 2001 registriert werden.

Die Übertragung, der Einfang und das Festhalten der Positronen in der Vereinigungsfalle kann über ihre Vernichtung im CsI-Detektor gemessen werden. Typische Kurven für die aus Vernichtungen resultierende Photonen sind in den Abb. 23 – 24 dargestellt.

Am 18. September 2002 veröffentlichte die ATHENA Gruppe ein Papier, in dem sie deklarierte, mehrere Antiwasserstoffatome erzeugt zu haben. Unter Berücksichtigung der oben aufgeführten Kriterien wurden 131 ± 22 Antiwasserstoffatome registriert. Bei einer Effizienz von $2.5 \cdot 10^{-3}$ kann somit auf eine Gesamtzahl von ca. 55 000 Atomen geschlossen werden, was mit einer Ausgangszahl der Antiprotonen von $1.5 \cdot 10^6$ im Einklang ist. Diese Ergebnisse werden als erste grobe Näherungen präsentiert. Um quantitative Aussagen machen zu können, müssen weitere Ergebnisse gesammelt werden. [17], [18], [19], [20]

¹⁰ $13 \times 17.5 \times 17 \text{ mm}^2$

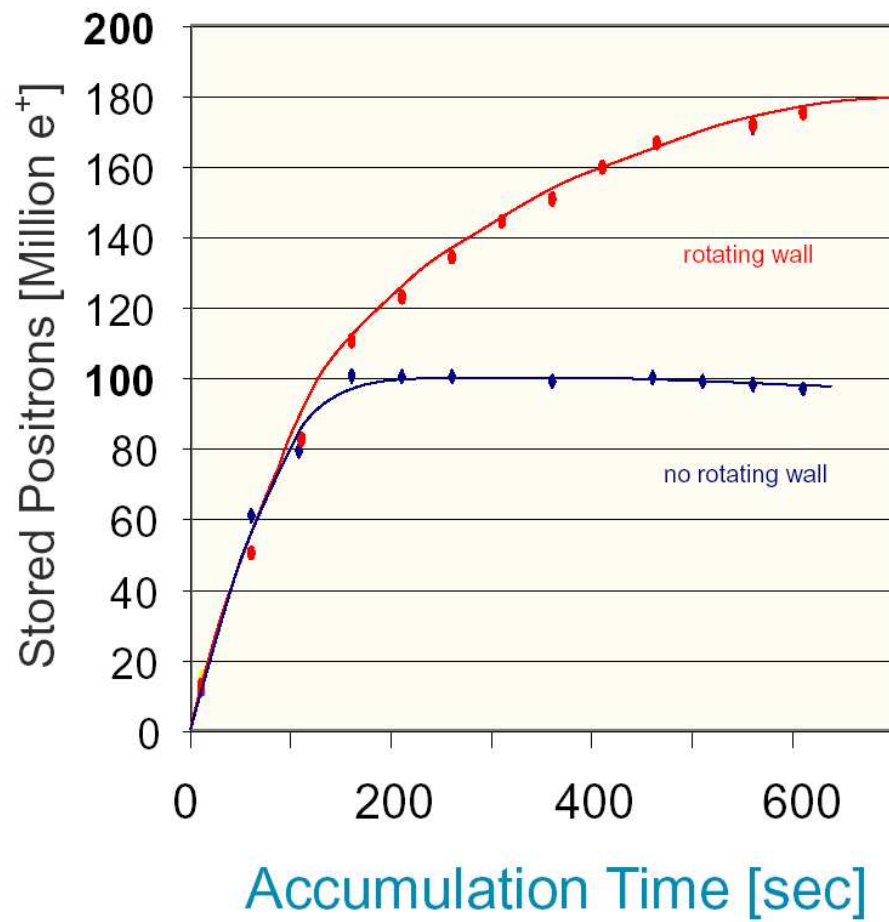


Abbildung 19: Anzahl der gefangenen Positronen als Funktion der Zeit, mit(blau) und ohne(rot) Kompression.

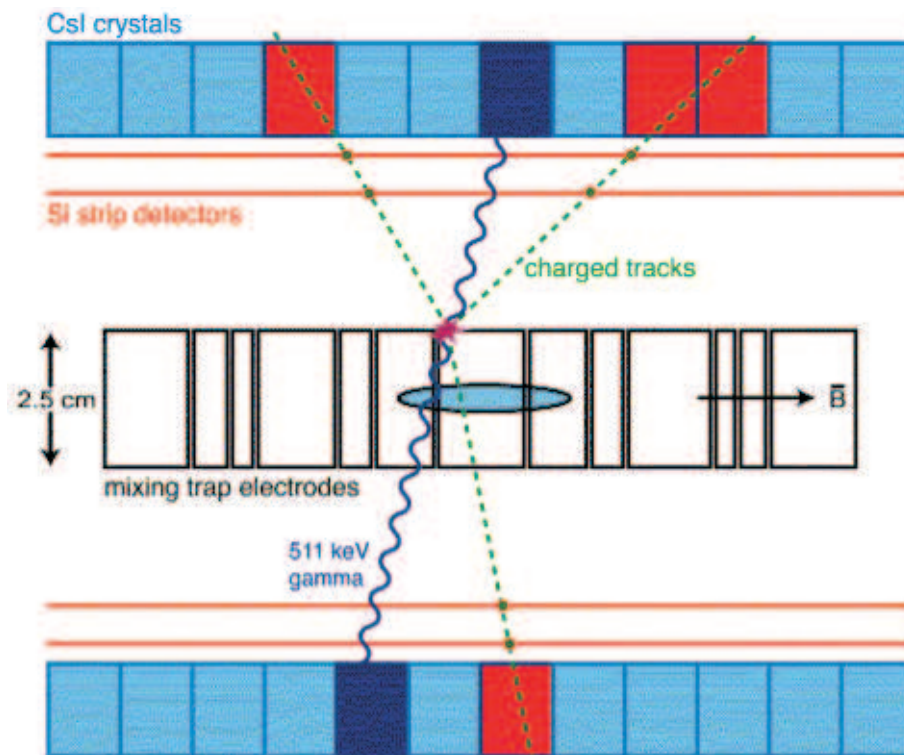


Abbildung 20: Seitenansicht des der Vereinigungsfalle und des Detektors

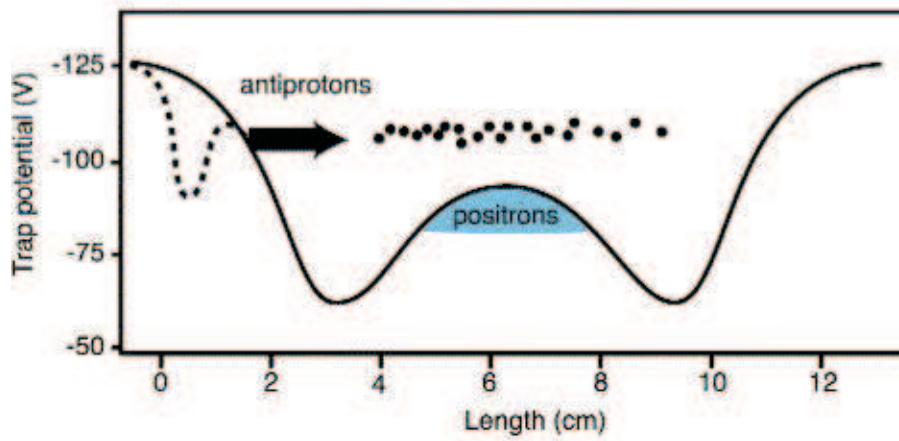


Abbildung 21: Das Potential der Vereinigungsfalle ist gegen die Fallenlänge aufgetragen. Die gestrichelte Linie ist das Potential, kurz bevor Antiprotonen transferiert werden. Die durchgezogene Linie beschreibt das Potential während der Mischung.

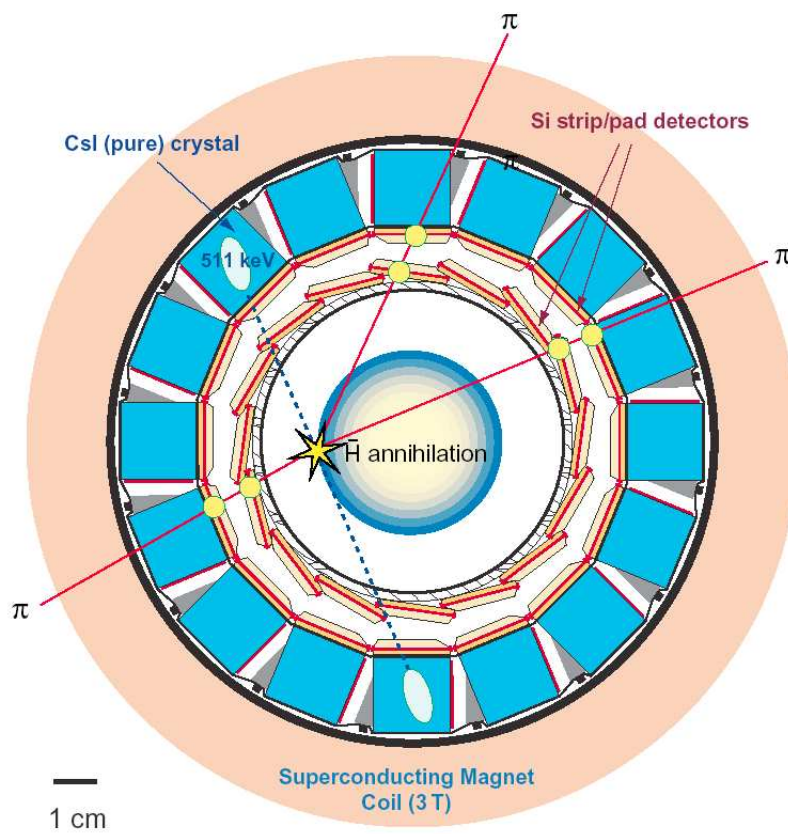


Abbildung 22: Detektoreinheit. Si-Pad-Detektoren zum Nachweis von Pionen; CsI-Detektoren zum Nachweis von γ -Quanten.

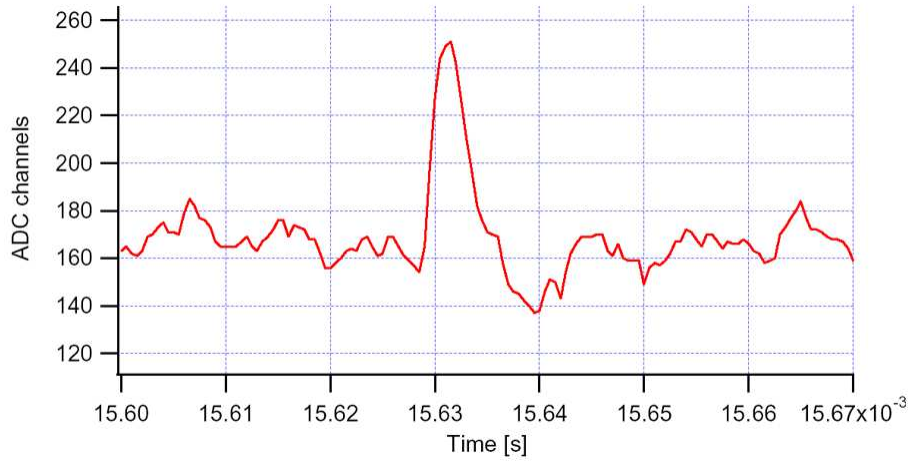


Abbildung 23: Zeit-Signal eines 511 KeV Photons in einem der 192 CsI-Kristalle des bei einer Füllung mit Positronen bei 140 K.

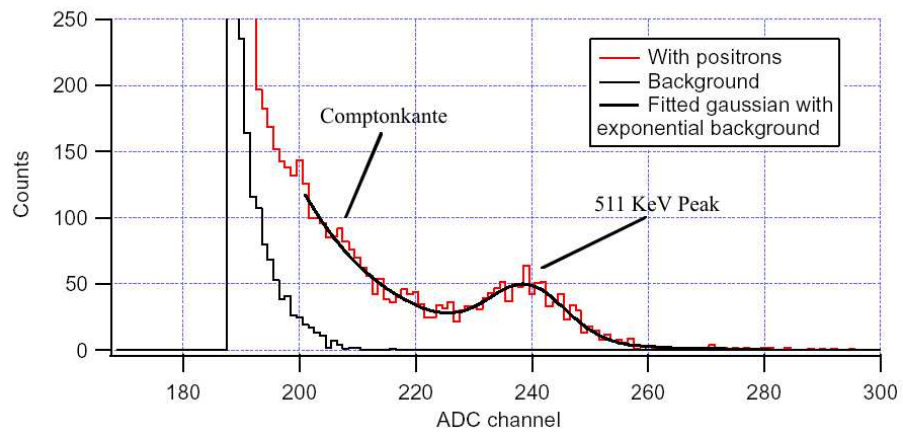


Abbildung 24: γ - Energie Verteilung eines CsI-Kristalls, während die Vereinigungsfalle mit Positronen gefüllt ist. Die obere Kurve zeigt das Spektrum einer Positron - Elektron Vernichtung mit einem Peak bei 511 KeV und der Comptonkante. Die untere zeigt das Hintergrundspektrum.

3 Ursprung und Eigenschaften von Materie und Antimaterie

Die Physik geht heute davon aus, dass am Anfang unserer bekannten Welt, dem Urknall, Materie und Antimaterie in gleichen Mengen vorhanden waren. Berührten sich Materie und Antimaterie, so wandelten sie sich sofort wieder in reine Energie um. Die Materie konnte sich nun offensichtlich in dem von uns beobachtbaren Universum durchsetzen, es muss also eine Asymmetrie gegeben haben, die Materie begünstigt und ihr verhalf, sich gegen die Antimaterie durchzusetzen. Dieser bisher unzureichend gelöste Effekt wird CP-Verletzung genannt. C und P stehen hierbei für Charge und Parity. Die Ladungen eines Teilchens und seines Antiteilchens sind entgegengesetzt, aber vom Betrag her gleich; Parität steht für Spiegelsymmetrie und beschreibt einen Prozess, bei dem der Zerfall in eines Teilchens und seines Antiteilchens gleich wahrscheinlich ist.

3.1 Verletzung der C - und der P - Symmetrie.

Die Verletzung der C - und P - Symmetrie wurde 1957 von R. Garvin et al. anhand des Zerfalls von positiven Pionen beobachtet [13]. Wie schon von Lee und Yang 1956 vorhergesagt wurde, ist für die Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie die schwache Wechselwirkung verantwortlich. Ihre Hypothese besagte, dass diese Verletzung in den Reaktionen

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu \quad (8)$$

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + 2\nu \quad (9)$$

zu finden sei. Ebenso wurde hervorgehoben, dass eine Verletzung der Parität eine Polarisation des Spins des Myons zur Folge hat. Das Myon entsteht dabei aus gestoppten Pionen in Gl. 8 und bewegt sich in Strahlrichtung. Weiterhin sollte die Winkelverteilung der Elektronen in Gl. 9 Aufschlüsse über die Polarisation der Myonen liefern.

Der Versuchsaufbau ist in der Abb. 25 dargestellt. Der Strahl der positiven Pionen in Abb. 25 wurde aus dem Nevis Beschleuniger (New York, USA) abgeleitet. Der Strahl bestand aus ca. 10% Myonen, die im Zentrum des Targets als Folgeprodukt des Pionenzerfalls entstanden. Der Carbon Absorber wurde dazu benutzt, die Myonen zu selektieren und die übriggebliebenen Pionen zu stoppen. Ein Myon wird somit durch die in Koinzidenz geschalteten Szintillatoren 1 und 2 registriert. Der dann folgenden Zerfall der Myonen in Positronen wurde mit dem Positron Teleskop 3 – 4 bestimmt. Mit dieser Anordnung konnten auch die Lebensdauern der Myonen bestimmt werden. Wenn davon ausgegangen wird, dass die Myonen auf der Höhe des Szintillators 2 stark polarisiert sind und diese Eigenschaft auch beibehalten, so sollten die erzeugten Elektronen eine Winkelverteilung der Form

$$1 + a \cdot \cos\theta \quad (10)$$

aufweisen. Durch Anlegen eines kleinen magnetischen Feldes in der geschirmten Kammer, werden die Myonen zu einer Präzession angeregt. Die Winkelvertei-

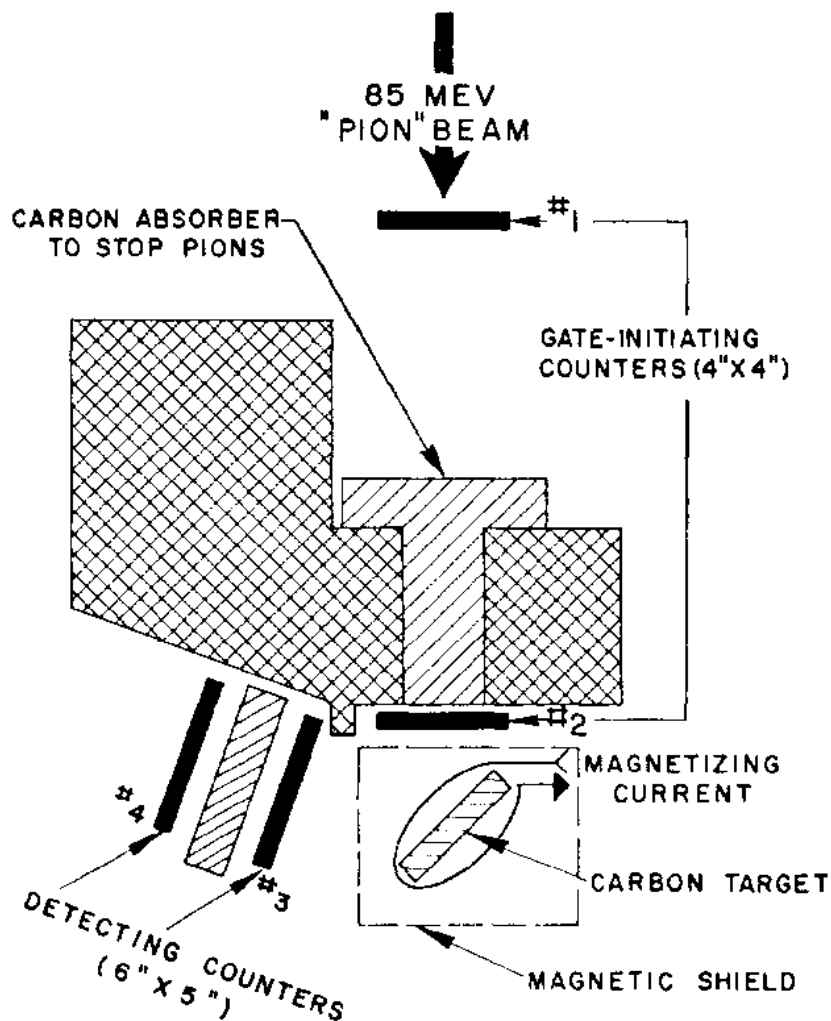


Abbildung 25: Aufbau des Experiments zur Messung der Polarisation von Myonen. [13]

lung ändert sich dann mit dem μ -Spin. Abb. 26 zeigt die Zählrate in Abhängigkeit des Magnetfeldstroms. Es zeigt sich also eine deutliche Übereinstimmung zwischen den theoretischen Vorhersagen von Lee und Yang und den experimentellen Ergebnissen. Nach einem weiteren Theorem von Lee, Oehme und Yang kann somit von einer Verletzung der C - und der P - Symmetrie ausgegangen werden. Analoge Ergebnisse wurden für negative Myonen gefunden.

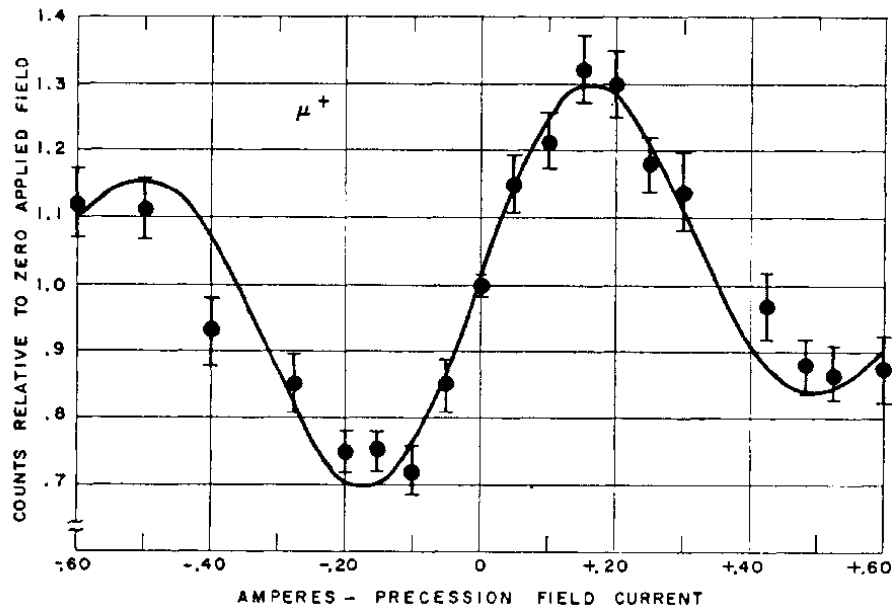


Abbildung 26: Änderung der Zählrate in Abhängigkeit des Magnetfeldstroms für positive Myonen. Die Kurve stellt einen Fit der Funktion $1 - \frac{1}{3}\cos\theta$ dar.[13]

Die einzelnen Symmetrien waren also nicht mehr erfüllt. Man ging aber davon aus, dass die gemeinsame CP - Symmetrie erhalten bliebe.

3.2 Theoretische Vorhersagen zur CP - Verletzung

Ausgehend von der offensichtlichen Asymmetrie der Materie und der Antimaterie im Weltraum, postulierte Andrej Sacharow drei Bedingungen, unter denen diese zustande gekommen sein könnte.

- Es gibt eine Kraft, die die Symmetrie zwischen Materie und Antimaterie zerstört.(verletzt)
- Es gibt eine Kraft, die die Anzahl der schweren Teilchen geringfügig verändert.
- Bei der Expansion des Universums gibt es Phasen, bei denen das thermodynamische Gleichgewicht nicht gilt.

Diese Bedingungen sollten erklären, warum es überhaupt Materie, also unser bekanntes Universum überhaupt gab. Theoretisch hätten sich Materie und Antimaterie nach ihrer Bildung wieder vollständig zu Photonen auslöchen sollen, aus denen dann unsere Welt bestanden hätte.

Die erste Bedingung bedeutet, dass die uns bekannten physikalischen Gesetze nicht symmetrisch auf Materie und Antimaterie angewendet werden können, sondern, dass Unterschiede bestehen müssen.

Die zweite, dass auch Protonen nicht unbegrenzt stabil sind. Experimentelle Grenzen liegen heute bei 10^{31} Jahren.

Die Deutung der dritten Bedingung ließe sich in einem Phasenübergang 1. Ordnung der elektroschwachen Wechselwirkung bei der Expansion des Universums finden.

Aufgrund der experimentellen Zugänglichkeit knüpfen Erklärungsansätze meist an der ersten Bedingung an. Die Theorie geht davon aus, dass eine solche Kraft in der frühen Phase des Universums einen Überschuss von Quarks über Antiquarks von ca. 10^{-9} bewirkte, bei der anschließenden Vernichtung der Quarks und Antiquarks wäre dann Materie übriggeblieben. Nach allen bisher bekannten Ergebnissen, verhalten sich die Gravitation, die elektromagnetische Kraft und die Kernkraft symmetrisch im Bezug auf Materie und Antimaterie. Ansatz weiterer Überlegungen war somit die schwache Wechselwirkung, die Lee und Yang später die Ansätze ihrer Überlegungen zur Paritätsverletzung lieferte. Konkret bedeutet das, dass die schwache Kraft die Emission von linksdrehenden Elektronen und linksdrehenden Neutrinos bevorzugt; wenn aber Antiteilchen bei einem Zerfall entstehen, so sind diese meist rechtsdrehend. Das einfachste Beispiel ist der Zerfall des freien Neutrons



wobei ein linksdrehendes Elektron und ein rechtsdrehendes Antineutrino entstehen.

Nach klassischen Überlegungen sollte nun auch die analoge Reaktion der Antineutronen gelten. Ein Antineutron zerfällt in ein Antiproton, ein linksdrehendes Positron und ein rechtsdrehendes Neutrino(Der Drehsinn ist unter der

C-Spiegelung erhalten). Dieser Prozess konnte jedoch nie beobachtet werden, mehr noch, es gibt weder rechtsdrehende Neutrinos noch linksdrehende Positronen. Die C - Symmetrie ist hier also verletzt. Es wird auf die gekoppelte CP Operation zurückgegriffen, die dem linksdrehenden Neutrino das rechtsdrehende Antineutrino zuordnet, wie es auch beobachtet werden kann.

Daraus ergibt sich nun ein besonderer Fall für das K - Meson. Dieses besitzt eine besondere Quantenzahl S, die in den Wechselwirkungen bis auf die schwache erhalten ist. Dabei ist das Antiteilchen des K^0 - Mesons mit $S = +1$ das \bar{K}^0 - Meson mit $S = -1$. Der Zerfall dieser Teilchen erfolgt über die schwache Wechselwirkung, so dass für deren Beschreibung die Eigenzustände herangezogen werden müssen. Unter der Annahme der CP-Invarianz der schwachen Wechselwirkung, sind die Eigenschaften dieser Teilchen Eigenzustände der CP-Operatoren, sie ergeben sich aus der Linearkombination der Zuständen.

$$\begin{aligned} K_1 &= (K^0 + \bar{K}^0)/\sqrt{2} & \text{CP - Eigenwert} &= +1 \\ K_2 &= (K^0 - \bar{K}^0)/\sqrt{2} & \text{CP - Eigenwert} &= -1 \end{aligned}$$

Ein Zustand aus zwei π -Mesonen mit Bahndrehimpuls null hat den Eigenwert +1. Der Zerfall der K_1 -Mesonen in diesen ist somit erlaubt, der der K_2 -Mesonen verboten, es zerfällt in Zustände mit drei Teilchen und hat im Mittel eine 600-fach größere Lebensdauer.

3.3 Messung der CP - Verletzung

Die Verletzung der CP-Symmetrie wurde 1964 von Val Fitch und James Cronin Anhand des Zerfalls von K-Mesonen(Kaonen) beobachtet. Sie bekamen für Ihre Arbeit 1980 den Nobelpreis in Physik. Sie zeigten, dass K_2 -Mesonen zu einem geringen Anteil auch in π -Mesonen zerfallen können, was eine Verletzung der bis dahin gültigen CP-Symmetrie bedeutet(siehe Kap. 3.2).

Abb. 27 zeigt den schematischen Aufbau des Experiments. Die K_2^0 -Mesonen

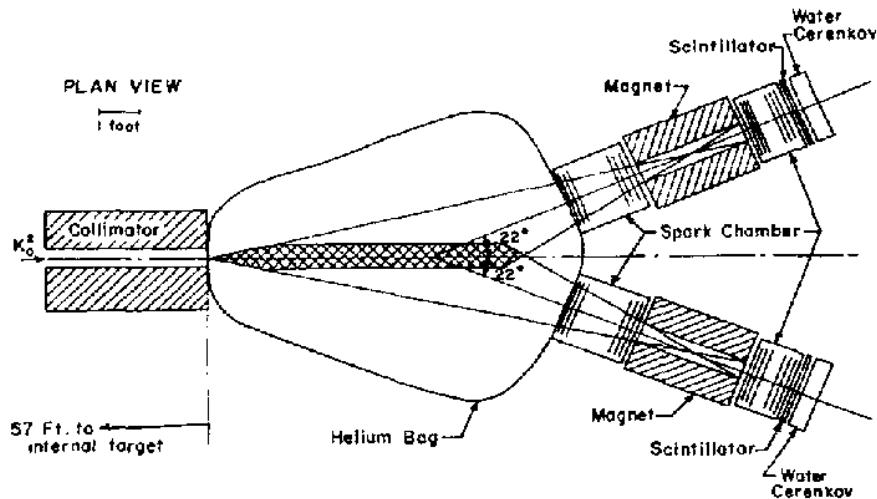


Abbildung 27: Experimenteller Aufbau zur Messung der Zerfallsprodukte aus K_2^0 -Mesonen.[15]

wurden im Beschleuniger in Brookhaven AGS produziert, indem ein 30 GeV Protonenstrahl auf ein Be - Target geschossen wurden. Der eigentliche Detektor für die Zerfallsprodukte besteht aus zwei Spektrometern, die je aus zwei Funkenkammern (spark chambers) bestehen. Diese wurden von einem Koinzidenzsystem aus einem Cherenkovzähler und einem Szintillator getriggert. Mit dieser Anordnung konnten die Impulsvektoren und die Ruhemassen der Zerfallsprodukte bestimmt werden. Dabei wurde angenommen, dass geladene Teilchen die Masse eines Pions hätten. Es traten dabei folgende Zerfälle in drei Teilchen auf: K_{e3} , $K_{\mu3}$, $K_{\pi3}$. Dabei zerfiel das K_2^0 -Mesonen in jeweils 3 Elektronen, Myonen oder Pionen.

Die Kalibrierung der Anlage wurde mit K_1^0 -Mesonen durchgeführt, da diese so zerfallen, wie es von dem 2 Körperzerfall der K_2^0 -Mesonen erwartet wird.

Wie erwartet zerfielen die K_2^0 -Mesonen auch in einem Zweikörperzerfall mit einer Rate von:

$$R = (K_2 \rightarrow \pi^+ \pi^-) / (K_2 \rightarrow \text{andere}) = (2.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-3} \quad (12)$$

Diese Rate wurde schon in einem anderen Experiment auf $1/300$ abgeschätzt¹¹, aber noch nie mit einer Genauigkeit gemessen, die zur Bestimmung der Konstanten gereicht hätte. Es muss also angenommen werden, dass das K_2^0 -Mesonen kein reiner Eigenzustand des CP Operators ist, es wird deshalb von einer Mischung der Zustände ausgegangen. der langlebige K_L und der kurzlebige Zustand K_S werden als Mischung der beiden Zustände $CP=+1$ und $CP=-1$ angesehen, mit:

$$\begin{aligned} K_L &= K_1 + \epsilon K_2 \\ K_S &= K_2 + \epsilon K_1 \end{aligned}$$

Aus den gewonnenen Daten kann nun das ϵ errechnet werden:

$$|\epsilon|^2 \cong \frac{2}{3} R \tau_1 \tau_2 \quad (13)$$

$2/3 R$ ist hierbei die Zerfallsrate aufgeteilt auf die Zwei- und Dreikörperzerfälle wobei der Zerfall in die beiden π^0 noch berücksichtigt werden muss. τ_1 und τ_2 sind die Zerfallsdauern der bei den Zustände K_1^0 und K_2^0 .

Damit ergibt sich ein Wert von

$$|\epsilon| \cong 2.3 \cdot 10^{-3}. \quad (14)$$

Weitergehende Experimente lieferten bis heute Ergebnisse von $(2.27 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$

3.4 Weiterführende Theorien

L. Wolfenstein erdachte die Möglichkeit einer fünften, sehr schwachen Wechselwirkung (super weak interaction). Wogegen M. Kobayashi und T. Maskawa im Rahmen des Standardmodells an der schwachen Quarkmischung ansetzten (KM-Modell). Eine Reihe von Experimenten darunter auch das NA48-Experiment am Cern halfen, diese offene Frage zugunsten des MK-Modells zu entscheiden.

¹¹M. Bardon et al., Ann. Phys. 5, 156 (1958)

3.5 Suche nach kosmischer Antimaterie – Projekt AMS 1 + 2

Mit den Projekten AMS 1 und AMS 2 hofft man unter anderem Erkenntnisse über die Verteilung von Antimaterie im Weltraum zu erlangen und damit auch besser dessen Entstehung erklären zu können. Abb. 28 zeigt den Aufbau des AMS 1 Detektors, wie er 1998 einen 10 tägigen Flug mit dem Space Shuttle Discovery, in einer Höhe von 370 – 400 km absolvierte. Der Detektor besteht

Alpha Magnetic Spectrometer on STS-91

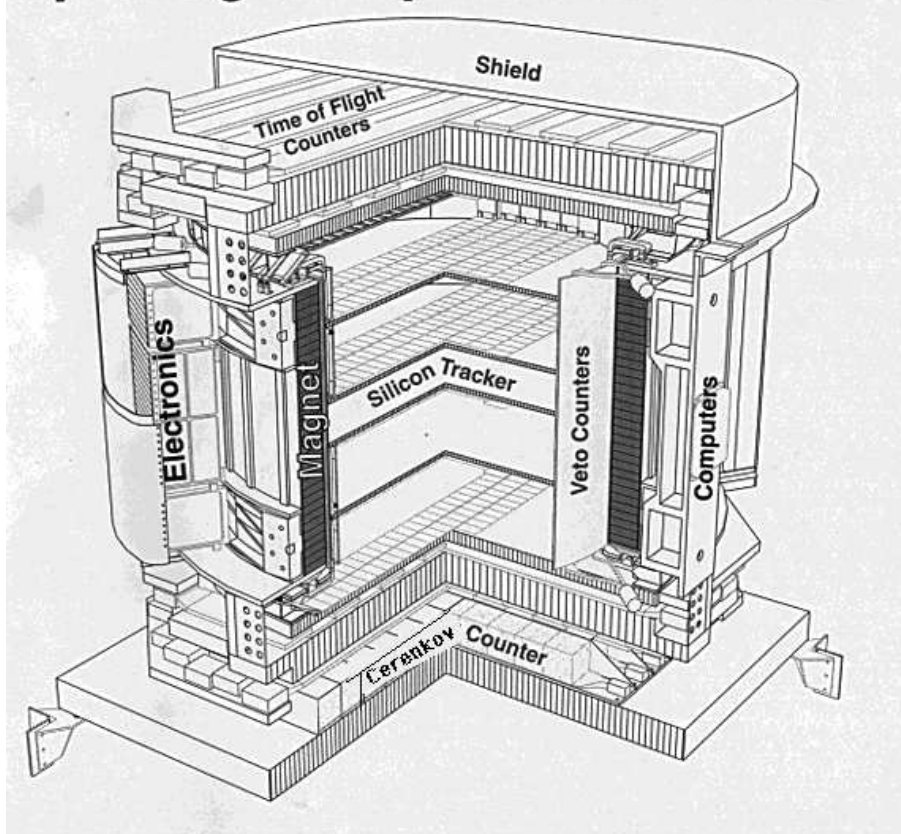


Abbildung 28: Aufbau des AMS I - Detektors.[16]

aus einem Energieschild, der unerwünschte Strahlung absorbiert; einem Permanentmagnet, der entlang der Mittelachse ein konstantes Dipolfeld von 0.15 T erzeugt; 6 Ebenen aus Halbleiterzählern, mit deren Hilfe die Spur der Teilchen im Detektor rekonstruiert werden konnten und Cherenkov Zählern am Boden der Anordnung, um niederenergetische Teilchen nachzuweisen. Ober- und Unterhalb des Magneten befinden sich zwei Hodoskope, mit denen eine Messung

der Flugzeit und somit der Geschwindigkeit der Teilchen möglich ist.

Ergebnisse Abb. 29 zeigt die Zählraten von Helium und Antihelium. Das

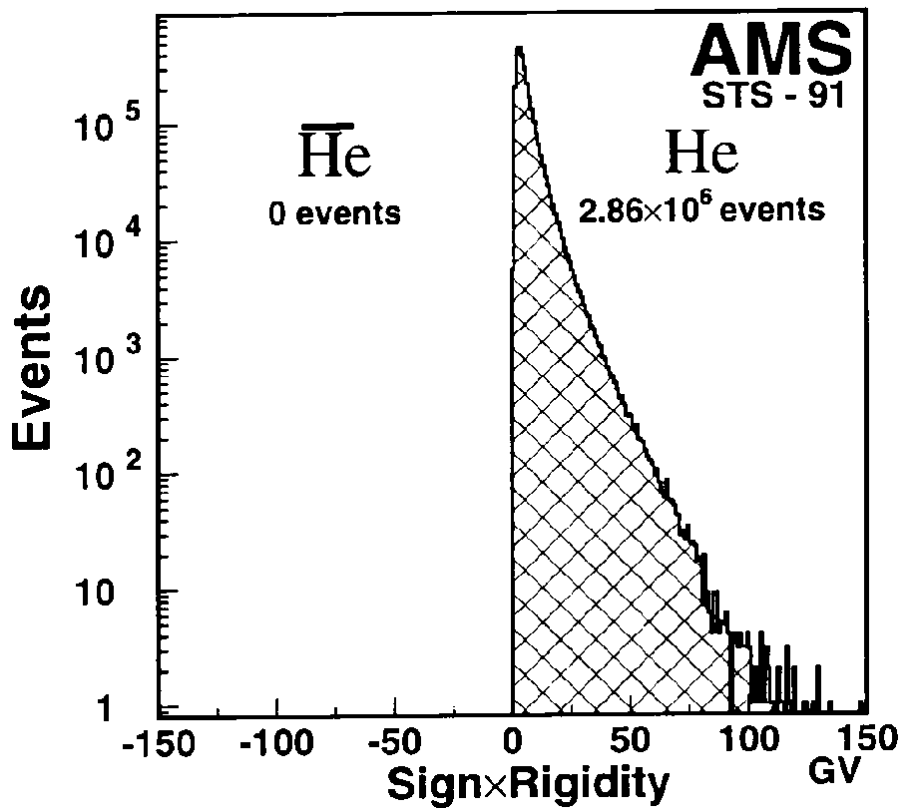


Abbildung 29: Verteilung der $Z = 2$ Teilchen. Positive Werte entsprechen normaler Materie, negative entsprechen Antimaterie. Rigidity bezeichnet den Impuls, geteilt durch die Masse. [16]

Ergebnis des Experiments war, die Schranke für die Existenz von Antimaterie auf

$$\bar{H}e/He = 1.1 \cdot 10^{-6}$$

festsetzen zu können.

Ebenfalls konnten keine Teilchen mit $Z \neq 2$ detektiert werden.

Im Oktober 2003 soll nun das zweite Spektrometer nach Antiteilchen suchen. Das AMS 2 wird für eine Zeitspanne von 3 bis 5 Jahren als Modul Bestandteil

der Weltraumstation ISS sein. Die AMS 2 in Abb. 30 wird in vielerlei Hinsicht Verbesserungen gegenüber der AMS 1 darstellen. Der Hauptunterschied wird

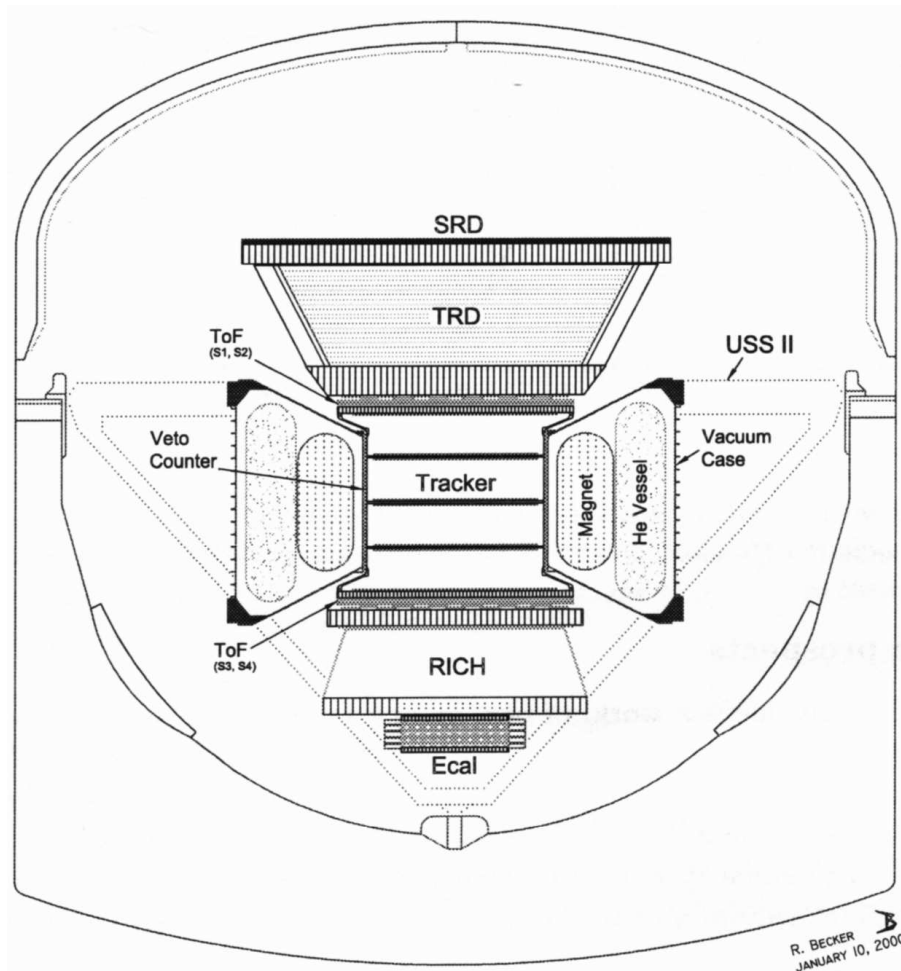


Abbildung 30: Aufbau und Position im Shuttle des AMS 2 Detektors. [16]

in einem wesentlich stärkeren, supraleitenden Magneten bestehen, der Magnetfelder von bis zu 1 Tesla erzeugen kann. Daraus folgt eine sechs mal bessere Auflösung der detektierten Teilchen, insbesondere des Impulses. Weiterhin werden neue Detektoren verwendet: Ein Transition Radiation Detector (TRD) ermöglicht die Identifikation und Spurrekonstruktion von Leptonen mit einer Energie von bis zu 300 GeV. Ein Cherenkov Detektor (RICH) kann radioaktive Isotope bis 13 GeV/c für Massen um die des Kohlenstoffs erkennen. Ein Elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) misst die Energie von elektromagnetischen Teilchen, wie γ Leptonen und erlaubt die Unterscheidung zu den Hadronen bis

in den TeV Bereich. Der Synchrotron Radiation Detector (SRD) erlaubt die Unterscheidung und Identifikation von Positronen und Elektronen bei sehr hohen Energien.

Durch eine um drei bis vier mal größere Statistik erhofft sich die Physik neue und unerwartet Kenntnisse zu erlangen. Insbesondere, bessere Einblicke in die Verteilung von Materie und Antimaterie im Weltraum zu erhalten. Untersucht werden e^- , e^+ , p , \bar{p} und die leichten Ionen d , t , 3,4He . Schwere Ionen und Elemente können bis zu einer Masse von $A \approx 20$ untersucht werden.

Literatur

- [1] Hovis, C.; Kragh, H.: *Paul Dirac und das Schöne in der Physik*, Spektrum der Wissenschaft, Juli 1993
- [2] Otter, G.; Honecker, R.: *Atome – Moleküle – Kerne Band 1 Atomphysik*, Teubner 1993
- [3] Otter, G.; Honecker, R.: *Atome – Moleküle – Kerne Band 2 Molekül- und Kernphysik*, Teubner 1996
- [4] Martin, A.; Spearman, T.: *Elementary Particle Physics, North-Holland*, 1970
- [5] Quinn, H.; Witherell, M.: *Die Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie*, Spektrum der Wissenschaft, Dezember 1998
- [6] Fullick, P. (Hrsg.: Steve Adams): *Particle Physics*, Heinemann, 1998
- [7] Dirac, P.: *The Evolution of the Physicist's Picture of Nature*, Scientific American, 1973
- [8] Bilderarchiv des *California Institute of Technology*, Pasadena(USA), <http://www.caltech.gov>
- [9] Chamberlain, O.; Segrè, E.; Wiegand, C.; Ypsilantis, T.: *Observation of Antiprotons*, Phys. Rev. 100 (1955)
- [10] Anderson, C.: *The positive electron*, Phys. Rev. 43, 491-494 (1933)
- [11] Cork, B.; Lambertson, G.; Piccioni, O.; Wenzel, W.: *Antineutrons produced from antiprotons in charge-exchange collisions* Phys. Rev. 104, 1193-1197 (1956)
- [12] *Production Of Antihydrogen*, Physics Letters B, 368 (1996), 251-258
- [13] Garwin, R.; Lederman L.; Weinrich, M.: *Observation of the failure of conservation of parity and charge Conjugation in Meson Decays: the Magnetic Moment of the Free Myon*, Physical Review, 105 (4), 1957.
- [14] Kleinknecht, K.: *Verletzung der Symmetrie zwischen Materie und Antimaterie*, Phys. Blätter 57 (2001) Nr 7/8
- [15] Christenson, J.; Cronin, J.; Fitch, V.; Turlay, R.: *Evidence for the 2π decay of the K - meson* Phys. Rev. Lett. 13, 138 (1964)
- [16] Battiston, R.: *AMS, A particle spektrometer in space*, Talk given at the XXIV Symposium on Nuclear Physics, Jan. 2001, Taxco, Mexico
- [17] C.M. Surko, R.G. Greaves, M. Charlton: *Stored positrons for antihydrogen production*, Hyperfine Interactions 109 (1997) 181 - 188

- [18] C. Amsler et al.: *Production and spectroscopy of antihydrogen*, N.I.M. A 480 (2002) 492
- [19] The ATHENA collaboration (M.H. Holzscheiter et al.): *Antihydrogen production and precision experiments*, Hyperfine Interactions 109 (1997) 1 - 32
- [20] M. Amoretti et al. : *Production and detection of antihydrogen atoms*, Nature advance online publication, 18 September 2002(doi: 10.1038/nature01096)