

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

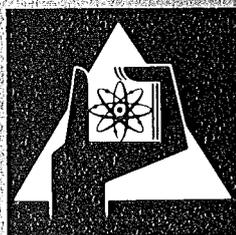
Mai 1977

KFK 2459

Institut für Experimentelle Kernphysik

**Untersuchung von Röntgenspektren leichter
antiprotonischer Atome**

H. Poth



**GESELLSCHAFT
FÜR
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2459

Institut für Experimentelle Kernphysik

UNTERSUCHUNG VON RÖNTGENSPEKTREN LEICHTER
ANTIPROTONISCHER ATOME⁺

H. Poth

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe

+ von der Fakultät für Physik der Universität (TH) Karlsruhe
genehmigte Dissertation

INVESTIGATION OF X-RAYS FROM LIGHT ANTIPROTONIC ATOMS

Abstract

The x-rays of light antiprotonic atoms have been measured. From the x-ray spectra the level shifts and widths characterizing the strong antiproton-nucleon interaction have been deduced and the relative intensities have been determined.

For the first time an isotope effect in antiprotonic atoms as well as nuclear γ -rays following antiproton annihilation have been observed. This has been achieved in a measurement on $\bar{p} - D_2 O^{16}/D_2 O^{18}$.

A comparison between the oxygen x-rays from a CO_2 target with those from the heavy water target has shown a considerable chemical effect in their relative intensities.

Cascade calculations have been performed in order to determine the initial distribution of the antiprotons in the atomic sublevels. For the water targets a statistical initial distribution was found, while the CO_2 required a more peripheral and the helium cascade a strongly central initial distribution.

The strong interaction effects have been analysed on the basis of the scattering length approximation. For the nuclear matter distributions, three models have been used. From the data of the spherical nuclei N^{14} , O^{16} , and S^{32} , a composite antiproton-nucleon scattering length has been obtained. This represents the sum of the antiproton-proton and antiproton-neutron interaction. It is within the scattering length approximation in disagreement with the scattering length derived from a one-boson-exchange potential.

The isotope measurements have been used to take the antiproton-nucleon interaction to pieces. With the fixed numerical distributions for the protons and neutrons in O^{16} and O^{18} of one of the density models, an effective antiproton-neutron and antiproton-proton scattering length has been extracted.

On the basis of a perturbation treatment, the ratio of the real to imaginary part of the antiproton-neutron scattering length could be deduced model-independently from the isotope effects.

Abriß

Es wurde die Röntgenstrahlung leichter antiprotonischer Atome gemessen. Aus den Röntgenspektren wurden die Verschiebungen und Verbreiterungen der untersten atomaren Niveaus bestimmt. Diese Größen charakterisieren die starke Wechselwirkung des Antiprotons mit dem Kern.

Ferner wurden die relativen Intensitäten der Röntgenlinien ermittelt. Erstmals bei antiprotonischen Atomen wurde ein Isotopie-Effekt beobachtet und Kern- γ -Linien nach erfolgter Antiproton-Annihilation nachgewiesen. Diese Messung wurde an einem $D_2 O^{16}/D_2 O^{18}$ -Target durchgeführt.

Ein Vergleich der Sauerstoff-Röntgenstrahlen von einem CO_2 -Target mit denen vom Schwerwasser-Target hat einen deutlichen chemischen Effekt in den relativen Intensitäten der Sauerstofflinien gezeigt.

Kaskadenrechnungen wurden durchgeführt, um die Anfangsverteilung der Antiprotonen in den atomaren Niveaus zu bestimmen. Für die Wassertargets ergab sich eine statistische Anfangsverteilung, während CO_2 eine mehr periphere und Helium eine stark zentrale Anfangsverteilung erforderte.

Die starken Wechselwirkungseffekte wurden auf der Grundlage des Streulängenansatzes durchgeführt. Für die Nukleonverteilungen wurden drei Modelle benutzt. Aus den Daten der sphärischen Kerne N^{14} , O^{16} und S^{32} wurde eine zusammengesetzte Antiproton-Nukleon-Streulänge bestimmt. Sie repräsentiert die Summe der Antiproton-Proton- und Antiproton-Neutron-Wechselwirkung. Im Rahmen des Streulängenansatzes steht sie im Widerspruch zu der Streulänge, die aus einem gängigen Ein-Boson-Austausch-Potential abgeleitet wurde.

Über die Isotopiemessung wurde die Antiproton-Nukleon-Wechselwirkung zerlegt. Mit einer festen numerischen Verteilung für Protonen und Neutronen in O^{16} und O^{18} aus einem der Modelle wurde eine effektive Antiproton-Neutron- und Antiproton-Proton-Streulänge extrahiert.

Auf störungstheoretischer Basis wurde das Verhältnis von Real- zu Imaginärteil der Antiproton-Neutron-Streulänge modellunabhängig aus dem Isotopie-Effekt bestimmt.

Übersicht

Die Arbeit ist aus drei Teilen aufgebaut. In Teil A wird nach einer historischen Übersicht aufgezeigt, welche Informationen aus antiprotonischen Atomen gezogen werden können. Danach folgt eine theoretische Behandlung der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung des Antiprotons in gebundenen Zuständen.

In Teil B wird der experimentelle Aufbau, die Durchführung der Messung und die Datenanalyse behandelt. Am Schluß dieses Teils sind die Meßergebnisse zusammengestellt.

Teil C behandelt die Interpretation der Daten. Im ersten Abschnitt wird die elektromagnetische Kaskade auf der Basis eines einfachen Kaskadenmodells untersucht. Danach werden die starken Wechselwirkungseffekte mit einem Streulängenmodell analysiert und der Isotopieeffekt zur Bestimmung der Antiproton-Neutron-Streulänge herangezogen.

Inhaltsverzeichnis

T e i l A Theorie

-----	Seite
I. Einleitung	1
II. Formation und Lebensweg antiprotonischer Atome	2
III. Kaskade	8
IV. Theorie antiprotonischer Atome	13
1. Hamiltonoperator	13
2. Termschema	16
3. Starke Wechselwirkung	23
a) Ein-Boson-Austausch Modell	23
b) $\bar{N}N$ -Streutheorie (Streulängenansatz)	27
c) Optisches Potential	30
d) Annihilation	31

T e i l B Experiment

I. Experimenteller Aufbau	35
1. Strahl	35
2. Zählerteleskop	39
3. Targets	44
4. Röntgenstrahl-Detektoren	46
II. Durchführung der Messung und Datenanalyse	48
1. Sauerstoff-Spektren	48
2. Isotopie-Effekte	55
3. Kernspektren	58
4. Titanspektrum	59
5. Heliumspektrum	61
III. Intensitätskorrekturen	68
1. Detektoransprechwahrscheinlichkeit	68
2. Targetkorrekturen	70

	Seite
IV. Ergebnisse	73
1. Absolute Ausbeute	73
2. Relative Intensitäten	74
3. Experimentelle Energien	75
4. Ergebnisse zur starken Wechselwirkung	75
5. Ergebnisse zum Isotopie-Effekt	76
6. Fehlerdiskussion	77

T e i l C Interpretation (Vergleich Experiment-Theorie)

I. Kaskadenanalyse	79
1. Sauerstoffkaskade	79
2. Heliumkaskade	84
II. Analyse der starken Wechselwirkungseffekte	88
1. Bestimmung der Summenstreulänge	88
2. Antiproton-Nukleon-Streulänge	92
3. Isotopie-Effekt	94
4. Modellunabhängige Bestimmung von ζ_{pn}^0	95
Zusammenfassung	98
Ausblick	99
Danksagung	101
Anhang I : Herleitung von Potentialen für nicht punktförmige Nukleonverteilungen	102
Anhang II: Rechnungen zum Isotopie-Effekt	107
Anhang III: Nukleonverteilungen	110
Literaturverzeichnis	111

I. Einleitung

Die Methode der exotischen Atome ist ein wichtiges physikalisches Instrument in einem Großteil der heutigen Mittelenergiephysik und beansprucht darüber hinaus ihren Platz sowohl in der Atom- und Kernphysik als auch in der Teilchenphysik. Bei exotischen Atomen ist ein Elektron der Hülle durch ein anderes negativ geladenes Teilchen ersetzt worden. Die einfachsten aller exotischen Atome sind die myonischen Atome. Erste Hinweise auf ihre Existenz wurden etwa zehn Jahre nach der Entdeckung des Myons¹ (1937) gefunden. Nahezu gleichzeitig damit wurde das Pion entdeckt². Die Existenz wurde schließlich durch den Nachweis der Röntgenstrahlung dieser Atome mit NaJ-Zählern manifestiert. Nach dem Bau der ersten Pionen produzierenden Teilchenbeschleunigern gelang Mitte der fünfziger Jahre auch die Formation pionischer Atome und der Nachweis ihrer charakteristischen Röntgenstrahlung³.

Erst Entwicklung und Einsatz hochauflösender Halbleiterdioden Anfang der sechziger Jahre leitete den Beginn einer neuen Röntgenspektroskopie ein. Im Jahre 1966 wurde die Röntgenstrahlung von kaonischen Atomen⁴ und 1970 von Σ^- -Atomen⁵ nachgewiesen. Kurz darauf wurden schließlich erstmals x-rays antiprotonischer Atome beobachtet⁶. Es gibt umfangreiche Zusammenfassungen über myonische Atome von Wu und Wilets⁷ über pionische Atome von Backenstoss⁸, für kaonische Atome von Koch⁹ und Seki und Wiegand¹⁰ und allgemein über mesonische Atome von Kim¹¹. Eine Übersicht über den gegenwärtigen experimentellen Stand wird in den Artikeln von Tauscher¹², Koch¹³ und Poth¹⁴ gegeben.

Unter den exotischen Atomen fällt den antiprotonischen Atomen eine gewisse Sonderstellung zu. Die Antiprotonen haben eine unendliche Lebensdauer und sind Antiteilchen des Nukleons. Wie alle Hadronen unterliegen sie der starken Wechselwirkung, die jedoch gegenüber den Pionen und Kaonen um vieles stärker ist.

Die Untersuchung antiprotonischer Röntgenspektren liefert eingehende Information über die fundamentalen Eigenschaften des Antiprotons und über die Antinukleon-Nukleon-Wechselwirkung. Sie gestatten das Studium von Atomhülleneffekten, von Eigenschaften des Kerns, insbesondere der Neutronenverteilung und erlaubt schließlich einen Einblick in Absorptions- und Annihilationsmechanismus. Eine Übersicht wird im nächsten Abschnitt gegeben.

II. Formation und Lebensweg antiprotonischer Atome

Antiprotonen werden neben Pionen und Kaonen in Kollisionen von hochenergetischen Protonen mit Atomkernen erzeugt. Von ihnen werden solche mit einem bestimmten Impuls aus dem Primärstrahl abgelenkt und anschließend werden die Antiprotonen von Pionen und Kaonen getrennt. Zur Bildung antiprotonischer Atome werden sie in einem Moderator soweit abgebremst, daß sie im Target zur Ruhe kommen. Sie werden dann in hochangeregte Zustände der Targetatome eingefangen.

Der Einfangprozeß, ein komplexer Mechanismus, ist abhängig vom Aggregatzustand des Targets von seinen physikalischen Zustandsgrößen, den physikalischen Eigenschaften des Atoms und der chemischen Verbindung, in der es vorliegt. In den Fällen, in denen der Einfangprozeß und die Kaskade nicht selbst Gegenstand der Untersuchung ist, genügt es häufig, von der Hypothese auszugehen, daß der Einfang in einem sehr hohen Niveau stattfindet und daß die l-Unterniveaus entsprechend ihren statistischen Gewichten besetzt werden.

Ist das Antiproton einmal eingefangen, beginnt die atomare Kaskade. Die verschiedenen Regionen dieser Kaskade sind in Abb.1 dargestellt. Man geht unter den genannten Bedingungen davon aus, daß das Antiproton in Zustände eingefangen wird, die in der Nähe der elektronischen 1s-Bahn liegt, dies entspricht $n_{\bar{p}} = 43$. Die Abregung innerhalb der Rydberg-Zustände erfolgt hauptsächlich über Augereffekt, da das Antiproton der Hülle noch sehr nahe und somit die Wahrscheinlichkeit für

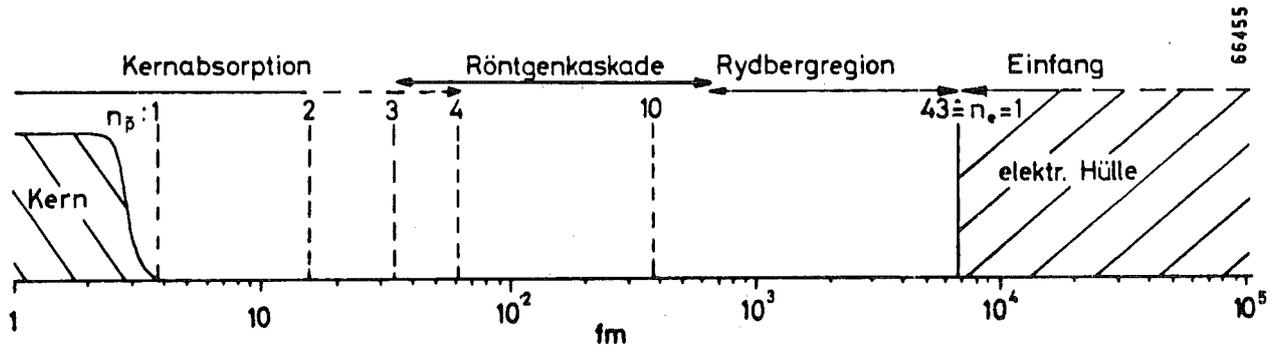


Abb. 1: Größenverhältnisse in antiprotonischen Atomen am Beispiel Sauerstoff

einen Zusammenstoß mit einem Elektron sehr groß ist. Je weiter es sich jedoch von $1s$ -Orbital entfernt, umso unwahrscheinlicher wird ein Augerübergang, und die Röntgenkaskade setzt allmählich ein. In diesem Bereich erfolgt die Abregung dominant über Emission von Röntgenstrahlung. Die typischen Zeiten der Antiprotonkaskade liegen zwischen 0.1 nsec und 1 nsec .

Die Kaskade bricht jäh ab, wenn das Antiproton so nahe an den Kern kommt, daß eine gewisse Wahrscheinlichkeit besteht, mit den Nukleonen wechselzuwirken. Es wird gestreut und absorbiert. Außer im antiprotonischen Wasserstoff hat das Antiproton nie eine Chance, in den atomaren Grundzustand zu gelangen. Die Absorption erfolgt durch Annihilation mit einem Nukleon, hauptsächlich unter Emission von Pionen. Ist das Nukleon ein Neutron, ist der Restkern ein Isotop des ursprünglichen; im anderen Fall erniedrigt sich seine Kernladungszahl um eins. Der Restkern bleibt in angeregtem Zustand zurück und geht seinerseits durch eine γ -Kaskade in den Grundzustand über. Auch eine Fragmentierung des Restkerns ist möglich.

Es wird nun im einzelnen besprochen, welche Informationen aus dem Röntgenspektrum gezogen werden können.

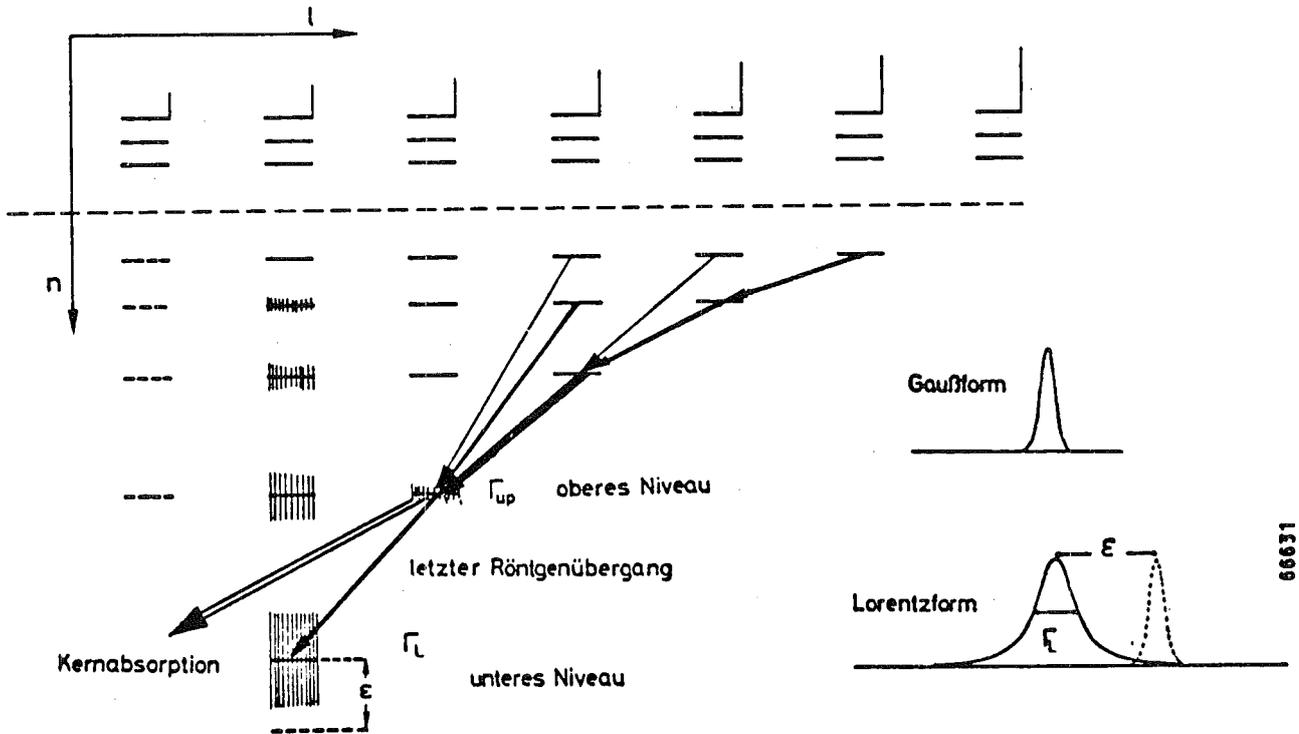


Abb. 2: Röntgenkaskade

Chemische Effekte

Die Einflüsse der Rydberg-Region äußern sich dahingehend, daß sie die Population der unteren Niveaus und somit die Intensitätsverhältnisse der Röntgenlinien bestimmen. Auf der Grundlage eines geeigneten Modells läßt sich umgekehrt wiederum aus den Intensitäten der Röntgenübergänge Information über den Einfangprozeß und über die bisher nicht beobachtbare Abregung im oberen Teil der Kaskade gewinnen. Dieser Aspekt der Kaskade wird häufig mit dem Begriff "chemische Effekte" benannt. Chemische Effekte sind sehr eingehend mit myonischen Atomen untersucht worden, doch sie sind auch bei antiprotonischen Atomen, wie später gezeigt wird, von großer Bedeutung. Ein Verständnis dieser Prozesse gestattet es, beispielsweise durch Änderung des chemischen oder physikalischen Zustandes des Targets den Ablauf der Kaskade in gezielter Weise zu verändern. Darauf wird später noch eingegangen werden.

Röntgenkaskade

Auger- und Röntgenübergänge sind durch ihre Auswahlregeln auf Übergänge mit $|l| = 1$ beschränkt. Dadurch und durch die Dreiecksform der Kaskade (Abb. 2) werden Zustände mit hohem l

stärker bevölkert, so daß Übergänge zwischen zirkularen Niveaus (maximales l) am intensivsten sind. Die natürlichen Breiten der Zustände sind durchweg sehr klein und können nicht beobachtet werden. Die Linien haben bei Verwendung von Halbleiterzählern die Form einer Gaußkurve, ihre Breite ist durch die Auflösung des Detektors gegeben.

Magnetisches Moment

Wie Elektron und Myon hat auch das Antiproton einen Spin, der zur Aufspaltung der Niveaus in zwei Komponenten (für $l > 0$) führt. Diese Aufspaltung wird für schwere Kerne meßbar, und aus ihr wurde mit hoher Genauigkeit das magnetische Moment des Antiprotons bestimmt¹⁵.

Masse

Im gleichen Experiment wurde aus der Position der von der starken Wechselwirkung ungestörten Röntgenlinien die Masse des Antiprotons mit großer Präzision gewonnen. Ein Vergleich mit den entsprechenden Größen des Protons läßt Aussagen über CPT-Invarianz und Dirac-Theorie zu.

Starke Wechselwirkungseffekte

Im unteren Teil der Kaskade setzt die starke Wechselwirkung ein und führt zu einer Verschiebung und Verbreiterung der Niveaus. Diese lassen sich nur im Falle des letzten (unteren) atomaren Niveaus direkt aus Verschiebung ϵ und Breite Γ_1 der letzten Röntgenlinie bestimmen. Diese Verbreiterung hat wie die natürliche Strahlungsbreite eine Lorentzform. Die Verschiebung des vorletzten (oberen) Niveaus Γ_{up} ist so klein, daß sie vorerst experimentell nicht bestimmt werden kann. Jedoch läßt sich seine Breite aus einer Intensitätsbilanz gewinnen¹⁶. Dazu werden die Übergänge, die dieses Niveau bevölkern, mit dem Übergang, der es depopuliert, verglichen. Die totale Breite des vorletzten Niveaus ist:

$$\Gamma_{tot} = \Gamma_{up} + \Gamma_x + \Gamma_A$$

Γ_x Strahlungsbreite
 Γ_A Augerübergangsbreite

Die Intensität der letzten Röntgenlinie ist dann:

$$I = P \cdot \frac{\Gamma_x}{\Gamma_{\text{tot}}}$$

Hierbei ist P die Population des oberen Niveaus. Die Ausbeute Y dieser Linie ist die Intensität, die auf eine 100%ige Population des Niveaus bezogen ist:

$$Y (\%) = \frac{I}{P} \cdot 100.$$

Immer dann, wenn das Niveau ausschließlich durch Röntgenübergänge bevölkert wird, läßt sich die Population aus den Intensitäten I_i der bevölkernden Linie bestimmen

$$P = \sum_i I_i \quad (x)$$

Der große Vorteil besteht darin, daß die Ausbeute aus relativen Intensitäten gewonnen werden kann. Man ist dann frei von allen Fehlern, die absoluten Messungen anhaften.

$$\frac{P}{I} = \sum_i \frac{I_i}{I}$$

Damit ergibt sich die Absorptionsbreite des oberen Niveaus als:

$$\Gamma_{\text{up}} = \left(\frac{P}{I} - 1\right) \Gamma_x - \Gamma_A$$

und

$$\frac{\Gamma_{\text{up}}}{\Gamma_x} = \left(\frac{P}{I} - 1\right) - \frac{\Gamma_A}{\Gamma_x}.$$

In vielen Fällen kann die Augerbreite gegenüber der Strahlungsbreite vernachlässigt werden:

$$\frac{\Gamma_{\text{up}}}{\Gamma_{\text{x}}} = \frac{P}{I} - 1.$$

Ist die Ausbeute größer als 50%, dann ist die Strahlungsbreite größer als die Absorptionsbreite.

Die Strahlungsbreite Γ_{x} und die Augerübergangsbreite Γ_{A} lassen sich nach den folgenden Formeln berechnen:

$$\Gamma_{\text{x}} = \hbar W_{\text{x}} = \frac{4}{3} \frac{\alpha}{(\hbar c)^2} (\Delta E)^3 |\langle \psi_{\text{f}} | r | \psi_{\text{i}} \rangle|^2$$

$$\Gamma_{\text{A}} = \hbar W_{\text{A}} = 2\pi |\langle \psi_{\text{f}} \phi_{\text{f}} | \frac{1}{\bar{r}} | \psi_{\text{i}} \phi_{\text{i}} \rangle|^2.$$

Dabei ist:

W	Übergangswahrscheinlichkeit
ΔE	Energie des Röntgenübergangs
$\psi_{\text{i}}, \psi_{\text{f}}$	Wellenfunktion des Anfangs- bzw. Endzustandes des Antiprotons
$\phi_{\text{i}}, \phi_{\text{f}}$	Wellenfunktion des Anfangs- bzw. Endzustandes des Elektrons
\bar{r}	Abstand zwischen Antiproton und Elektron.

Zusammen mit den relativen Intensitäten der Röntgenlinien läßt sich damit die obere Breite Γ_{up} ermitteln.

Es soll nochmals unterstrichen werden, daß die Beziehung (x) anwendbar ist, wenn das vorletzte Niveau im wesentlichen nur durch Röntgenübergänge populiert wird. Andere Einwirkungen, wie z.B. externer Augereffekt und Starkeffekt können die Population beträchtlich verändern.

Somit lassen sich drei Größen messen, die Einfluß und Stärke der Wechselwirkung von Antiproton mit Neutron und Proton im Kern kennzeichnen:

$$\epsilon = E^{\text{exp}} - E^{\text{QED}}$$

Verschiebung des unteren Niveaus

 E^{exp} gemessene Energie des Niveaus
 E^{QED} berechnete elektromagnetische
 Energie des Niveaus

$$\Gamma_L$$

Lorentzbreite des letzten Röntgenüber-
 gangs = Absorptionsbreite des unteren
Niveaus

$$\Gamma_{\text{up}} = \left(\frac{P}{I} - 1\right) \Gamma_x - \Gamma_A$$

Absorptionsbreite des oberen Niveaus

Zusammenfassend bedeutet dies:

Der obere Teil der Röntgenkaskade gibt Aufschluß über charakteristische Größen des Antiprotons, der untere Teil über die Antiproton-Nukleon-Wechselwirkung, und die Intensitätsverhältnisse insgesamt liefern Informationen über Einfang und Abregungsprozeß. Diese Darstellung ist stark vereinfachend. Die Verhältnisse sind realiter wesentlich komplizierter, deren Verständnis ist jedoch von großer Wichtigkeit. Im nächsten Kapitel wird aus diesem Grunde und im Hinblick auf die experimentellen Ergebnisse die Kaskade eingehend diskutiert.

III. Kaskade

Üblicherweise wird das Schicksal eines Mesons vom Eintritt ins Target bis zu seiner Absorption in drei Stadien eingeteilt:

- Stadium I: Einfang in gebundene Zustände (Übergang von Zuständen positiver Energie in Zustände negativer Energie)
- Stadium II: Passage durch die Elektronenhülle
- Stadium III: Abregung unter der Elektronenhülle und Absorption.

Die einzelnen Gruppen gehen ineinander über und bei Gasgemischen tritt noch der Transfermechanismus hinzu.

Seit der Pionierarbeit von Fermi und Teller¹⁷ war der Einfang negativer Mesonen häufig Gegenstand von experimentellen und theoretischen Untersuchungen. Bedeutendster experimenteller Zugang zum Verständnis der Einfangmechanismen und der Kaskade besteht augenblicklich nur über die Intensitäten der Röntgenlinien. Allerdings macht die Röntgenkaskade nur einen kleinen Anteil von Stadium III aus. Experimentell eingehend studiert wurden myonische, pionische und kaonische Röntgenspektren, bei Antiprotonen ist die Kaskade bislang nicht detailliert untersucht worden. Eine Zusammenstellung neuerer experimenteller Daten ist für Myonen in |¹⁸| und für Kaonen in |¹⁹| zu finden.

Zur Interpretation der experimentellen Ergebnisse wurde das Modell von Fermi und Teller erweitert und teilweise revidiert. So untersuchten auf der Basis dieses klassischen Modells Vogel et al.²⁰ und in ähnlicher Weise Leon und Seki²¹ eingehend die Stadien I und II für Myonen. In beiden Abhandlungen wird der Einfang und die Passage durch die Elektronenhülle mit Hilfe der Lösung einer klassischen Bewegungsgleichung beschrieben. Es wird davon ausgegangen, daß das Myon auf seinem Weg kontinuierlich Energie verliert. Auf diese Weise wird die Besetzung der Drehimpulszustände dicht unter der Elektronenhülle berechnet. Beide kommen zu einer annähernd statistischen Besetzung.

Durch Einbeziehung der starken Wechselwirkung erweiterten Leon und Seki ihr Modell auf negative Hadronen und berechneten Stadium II der Kaskade quantenmechanisch. Ihre Ergebnisse beschreiben das allgemeine Verhalten kaonischer Röntgenintensitäten, können aber nicht die beobachteten starken Schwankungen der absoluten Intensitäten innerhalb des Periodensystems erklären. Diese Schwankungen stehen möglicherweise in Zusammenhang²² mit der Variation der Atomgröße in Abhängigkeit von Z.

Ein Kernpunkt bei der Analyse von Röntgenspektren sind die chemischen Effekte, das sind Unterschiede in den Intensitäten, bedingt durch den unterschiedlichen chemischen Zustand des Targetmaterials. Es gibt eine Fülle von myonischen Daten, die sich auf diesen Aspekt beziehen. Zahlreich wurden Effekte

untersucht, bei denen das Targetatom in verschiedenen chemischen Verbindungen vorlag. Damit sollte unter anderem das "Z-Gesetz" von Fermi und Teller überprüft werden.

Ein anderer Gesichtspunkt chemischer Effekte ist die mögliche Existenz von molekularen mesonischen Bahnen am Anfang der Kaskade²³. Solche molekularen Zustände könnten die Population der atomaren Niveaus erheblich verändern. Dahingehend wurden insbesondere die Wasserstoffverbindungen untersucht. Ausführlich wurde der Gedanke der Mesomoleküle von Ponomarev²⁴ behandelt.

Eine ausgezeichnete Stellung innerhalb mesonischer Röntgenkaskaden nehmen Wasserstoff und Helium wegen ihrer Verwendung in Blaskammern ein. Bei Experimenten mit gestoppten negativen Hadronen ist es essentiell zu wissen, aus welchem Drehimpulszustand die Absorption stattfand. Beispielsweise ermöglicht die Kenntnis des Ausgangszustandes eine Einschränkung der Endzustände und läßt weitgehend Schlüsse über die Parität der Endprodukte zu. Einziger Zugang zu dieser Fragestellung war lange nur die Messung der Kaskadenzeiten. Diese wurden in Blaskammerexperimenten aus der Anzahl der π -Zerfälle in die rückwärtige Hemisphäre und für Kaonen aus der Anzahl der Zerfälle in drei geladene Pionen (τ -Zerfall) bestimmt. Hierbei ergaben sich unerwartet große Differenzen zwischen den Zeiten in Wasserstoff und Helium und den Voraussagen für Wasserstoff.

Wird ein Hadron von einem Proton im Wasserstoff eingefangen, bildet sich ein kleines neutrales System. Mögliche Abregungsprozesse sind Dissoziation von H_2 -Molekülen, externer Augereffekt (Emission des Elektrons eines Nachbaratoms) und Röntgenübergänge. Wegen seiner kleinen Dimension und seinem ungeladenen Zustand kann es unbeschadet in ein elektronisches Atom hineindriften und ist dort einem großen elektrischen Feld ausgesetzt. Der dadurch hervorgerufene Starkeffekt führt zu einer Mischung der atomaren Niveaus. So wird beispielsweise das s-Niveau zu Zuständen mit entgegengesetzter Parität beigemischt. Wegen des großen Überlapps von s-Zuständen mit dem Kern wird somit die schnelle Absorption des Hadrons

bereits weit oben in der Kaskade eingeleitet. Dadurch werden die Intensitäten der Röntgenlinien stark reduziert. Dieser Effekt machte es bislang unmöglich, Röntgenlinien von kaonischem bzw. antiprotonischem Wasserstoff nachzuweisen. Bei π^- -H ist die Situation insofern anders, da das Pion nur durch Ladungsaustausch oder Strahlungseinfang vom Proton absorbiert werden kann. Dies ist eine viel schwächere Reaktion als die Pionabsorption an zwei Nukleonen, wie sie in komplexen Kernen vorliegt.

Theoretisch haben sich in der Vergangenheit hauptsächlich Day et al.²⁵ und Bethe und Leon²⁶ mit der Wasserstoffkaskade befaßt. Ihre Voraussagen stimmen recht gut mit den gemessenen Kaskadenzeiten überein, die in flüssigem Wasserstoff für Pionen und Kaonen einige psec betragen.

In Anlehnung an die Verhältnisse in Wasserstoff sagen erste theoretische Arbeiten²⁷ ähnliche schnelle Kaskadenzeiten im Helium wie im mesonischen Wasserstoff voraus. Es wurde erwartet, daß hier molekulare elektrische Felder den Starkeffekt bewirken und zur schnellen Kernabsorption führen würden. Die theoretischen Voraussagen waren um etwa drei Größenordnungen kleiner als die gemessenen Kaskadenzeiten. Diese sind für Pionen und Kaonen etwa gleich lang und betragen ca. 0.25 nsec. Nachfolgende Arbeiten^{28,29} versuchten, die längeren Kaskadenzeiten durch die Existenz metastabiler Zustände zu begründen. In hochangeregten Zuständen kann ein Meson, das sich in einem zirkularen Orbital befindet, nur durch Strahlungsübergänge kaskadieren, da bei einem $\Delta n = 1$ Augerübergang die Energie nicht ausreicht, um ein Elektron zu emittieren. Die Röntgenübergangsraten sind dort jedoch sehr klein, so daß das Meson in diesen Zuständen gefangen ist und nur sehr viel langsamer niedrigere Niveaus erreicht. Ein 1s-Elektron in einem $\Delta n = 1$ Augerübergang zu emittieren, erfordert für das Myon $n \leq 10$, für das Pion $n \leq 11$, für das Kaon $n \leq 16$ und für das Antiproton $n \leq 19$ in zirkularen Zuständen. Bei dem Augereffekt handelt es sich wiederum um einen externen Augereffekt. Diese Bedingungen gelten auch für Wasserstoff, indessen kommen sie dort wegen des viel größeren Starkeffekts nicht zur Anwendung. In zahlreichen Arbeiten hat Russel²⁹ und Mitarbeiter die Kaskade

negativer Hadronen in flüssigem Helium auf der Basis eines solchen Modells behandelt. Überdies hat er angenommen, daß das hadronische Helium hauptsächlich in ungeladenem Zustand vorliegt.

Da nur ein kleiner Teil der Kaskade beliebiger exotischer Atome direkten Messungen zugänglich ist, genügt es, die Rechnungen zur Reproduktion der Röntgenintensitäten nur für Stadium III durchzuführen. Eisenberg und Kessler³⁰ haben gezeigt, daß mesonische Röntgenkaskaden gut durch eine modifizierte statistische Anfangsverteilung vom Typ

$$N(l) = (2l + 1) e^{\alpha l}$$

beschrieben werden können. Hierbei ist α ein Parameter, der an die jeweilige Kaskade angepaßt wird und gewissermaßen die chemischen Effekte repräsentiert. Diese Verteilung wird für ein Niveau angesetzt, das der elektronischen 1s-Bahn entspricht. Die Besetzung der darunterliegenden Niveaus wird dann aus den quantenmechanischen Übergangsraten berechnet (s. Seite 6,7). Von großer Bedeutung in hadronischen Kaskaden ist, wie schon erwähnt, die Kernabsorption. Sie bewirkt eine starke Beeinflussung der Populationsverhältnisse. Sie wird in die Rechnung über die gemessene Breite der unteren Niveaus miteinbezogen. Für die restlichen Zustände wird die Absorptionsrate störungstheoretisch aus den experimentellen Breiten extrapoliert. Aus Population und Übergangsraten werden dann die Röntgenintensitäten ermittelt. Diese berechneten Intensitäten werden durch Variation von α an die experimentellen Ergebnisse angepaßt. Darüberhinaus läßt sich die experimentell gefundene obere Breite überprüfen, da aus ihr die Absorptionsraten aller höheren Niveaus berechnet werden. Eine Änderung von Γ_{up} bewirkt eine starke Änderung der Besetzungsverhältnisse und damit der berechneten Intensitäten. Wie α läßt sich damit auch Γ_{up} aus der Anpassung an die gemessenen Intensitäten bestimmen.

Im folgenden sollen die hier wichtigen Aspekte der Kaskade nochmals herausgehoben werden:

Das Verständnis der Kaskade ist bei der Analyse von experimentellen Befunden von großer Wichtigkeit. Ein naheliegendes Beispiel ist die Bestimmung der Breite des vorletzten atomaren Zustandes hadronischer Atome. Die Kenntnis der Absorptionsraten aus den verschiedenen Drehimpulszuständen erleichtert die Interpretation von Experimenten mit gestoppten negativen Hadronen und erlaubt weitergehende Schlußfolgerungen (beispielsweise bei der Pionabsorption, bei der Formation von Hyperkernen durch K^- -Absorption und bei der Antiprotonannihilation). Eine Einsicht in die chemischen Effekte gestattet über die Erklärung des Einfangprozesses hinaus eine gezielte Manipulation der Kaskade. Eine Bestimmung der Anfangsverteilung bietet einen geeigneten Treffpunkt von Theorie und Experiment. Eine direkte experimentelle Überprüfung theoretischer Modelle wird dadurch möglich.

IV. Theorie antiprotonischer Atome

1. Hamiltonoperator

Das Antiproton ist als Fermion der Diracgleichung unterworfen. Der Hamiltonoperator für das System Antiproton-Kern-Hülle lautet:

$$H = H_N + H_H + H_p^- + H_{em} + H_{SW}$$

Die Anteile des Operators sind im einzelnen:

- H_N Er beschreibt die Nukleonen im Kern und kann in der Regel abgetrennt werden.
- H_H Dieser Operator beschreibt die restliche Elektronenhülle. Einflüsse der Hülle spielen nur bei der Massenbestimmung des Antiprotons eine Rolle. Die Masse wird aus den Energien von Übergängen hoch in der Kaskade bestimmt. Abschirmung der Kernladung durch die Elektronen kann dann einen meßbaren Beitrag liefern.

- $H_p = \vec{\alpha} \vec{p} + \beta m$ ist der Operator des freien Antiprotons.
- H_{em} ist der Operator für die elektromagnetische Wechselwirkung des Antiprotons. Er besteht im wesentlichen aus dem Coulombpotential für einen ausgedehnten Kern:

$$V_C = \int \frac{\rho_C(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\tau' \quad \rho_C = \text{Ladungsverteilung}$$

und dem Potential für QED- oder Strahlungs-
korrekturen.

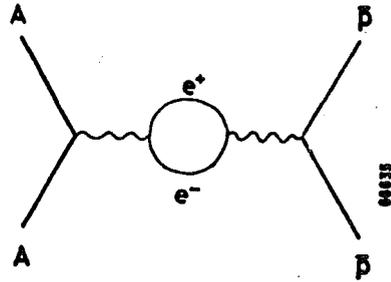
In Ergänzung zur Dirac-Theorie geben die Strahlungskorrekturen die Wechselwirkung der Teilchen mit den quantisierten elektromagnetischen Feld wieder. Sie werden durch die Quantenelektrodynamik beschrieben. Ihre Beiträge werden störungstheoretisch nach Potenzen von $Z\alpha$ entwickelt. Häufig genügt es, bereits nach dem ersten Glied abzubrechen. Die wichtigste Strahlungskorrektur bei exotischen Atomen ist die Vakuumpolarisation. Im elektrischen Feld des Kerns wird das Vakuum in Paare entgegengesetzter Ladung polarisiert. Diese Paarerzeugung ist umgekehrt proportional zur Masse des Paares; somit überwiegen Elektron-Positron-Paare und stellen den Hauptteil des Effektes dar. Die Reichweite des Potentials geht mit der Comptonwellenlänge der erzeugten Teilchen und ist damit etwa 390 fm. Der Effekt ist deshalb nicht nur in den untersten Niveaus von Bedeutung. Seine Wirkung ist attraktiv. Das Potential für die Vakuumpolarisation erster Ordnung in Elektron-Positron-Paare ist:

$$V_{VP}^1 = - \frac{2e^2}{3\pi} Z\alpha \int \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} Z_0(|\vec{r} - \vec{r}'|) d\tau' \quad \text{mit}$$

$$Z_0(r) = \int_1^\infty e^{-\frac{2r}{\lambda_e} t} \left(1 + \frac{1}{2t^2}\right) \frac{\sqrt{t^2 - 1}}{t^2} dt$$

λ_e = Comptonwellenlänge des
Elektrons.

Der zugehörige
Feynmangraph ist:



Zur genaueren Berechnung der Energieniveaus ist es oft notwendig, noch höhere Ordnungen zu berücksichtigen. Ihre Berechnung wird in ³¹ ausführlich besprochen. Eine andere Strahlungskorrektur ist die Selbstenergie des Antiprotons. Dies ist die Wechselwirkung des Antiprotons mit seinem eigenen Strahlungsfeld. Der Effekt ist proportional zum Quadrat der Comptonwellenlänge des Antiprotons $\lambda_p^2 \sim 1/m_p^2$. Er ist daher im Vergleich zur Vakuum-polarisation sehr klein (im Gegensatz zu elektronischen Atomen) und kann vernachlässigt werden.

Eine wichtige QED-Korrektur ist durch das anomale magnetische Moment des Antiprotons gegeben. In der Dirac-Theorie ist das magnetische Moment für Proton und Antiproton:

$$\mu = g_0 \mu_N \quad \mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c} = \text{Kernmagneton}$$

$$\text{mit } g_0 = \begin{cases} -1 & \text{für } \bar{p} \\ +1 & \text{für } p \end{cases}$$

Tatsächlich sind die magnetischen Momente aber¹⁵

$$\mu = \pm 2.79 \mu_N = (g_0 + g_1) \mu_N.$$

g_1 wird als anomaler Anteil des magnetischen Moments bezeichnet. Eine Berücksichtigung des Anteils kann in der Dirac-Theorie durch Ersetzen von g_0 durch $g_0 + g_1$ erreicht werden.

- H_{SW} ist der Operator der starken Wechselwirkung des Antiprotons mit dem Kern. Wegen der Absorption hat er einen Imaginärteil. Er wird im nächsten Kapitel ausführlich behandelt.

Bis auf die starke Wechselwirkung sind die Effekte der Wechselwirkung des Antiprotons die gleichen wie die des Myons in myonischen Atomen. Sie sind dort eingehend untersucht worden.

Nach Abtrennung von Kern und Hülle lautet damit die Diracgleichung:

$$H\psi = E\psi \quad \text{mit} \quad H = H_{\bar{p}} + V_C + V_{VP} + V_{SW}.$$

Eine Lösung der Gleichung mit diesen Potentialen ist nur noch numerisch möglich. Die Berechnung von Energien und Wellenfunktionen erfolgt mit Computerprogrammen. Unabhängig von den exakten Lösungen läßt sich die Grobstruktur des Atoms schon gut durch Näherungen beschreiben.

2. Termschema

In Bereichen, wo die starke Wechselwirkung noch nicht eingesetzt hat, läßt sich die Diracgleichung analytisch lösen, wenn man die Vakuumpolarisation vernachlässigt und den Kern als punktförmig ansieht. Die Energieniveaus werden dann durch die Punktkernlösung der Diracgleichung oder die Sommerfeld-Formel gegeben:

$$E_{n,j} = mc^2 \left\{ \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{(Z\alpha)^2}{\left[n - (j + \frac{1}{2}) + \sqrt{(j + \frac{1}{2})^2 - (Z\alpha)^2} \right]^2}}}} - 1 \right\}$$

- m reduzierte Masse des \bar{p} Atoms
- n Hauptquantenzahl
- j Drehimpulsquantenzahl
- α Feinstrukturkonstante.

In dieser Näherung sind die Energieniveaus mit $l = j \pm 1/2$ miteinander entartet. Für $Z\alpha < 1$ läßt sich die Wurzel nach Potenzen von $Z\alpha$ entwickeln:

$$E_{n,j} = \frac{mc^2}{2} \left(\frac{Z\alpha}{n}\right)^2 \left\{ 1 + \left(\frac{\alpha Z}{n}\right)^2 \left(\frac{n}{j+1/2} - \frac{3}{4}\right) + \dots \right\}$$

Der erste Term in dieser Entwicklung ergibt die Bohr-Formel:

$$E_n^0 = \frac{mc^2}{2} \left(\frac{Z\alpha}{n}\right)^2$$

Der Bohrradius der n-ten Bahn und die zugehörige Geschwindigkeit ist:

$$r_n = \frac{n^2}{mc^2} \frac{\hbar c}{Z\alpha}, \quad \frac{v}{c} = \beta = \frac{Z\alpha}{n}, \quad \beta(\%) \approx \frac{Z}{n}.$$

Feinstruktur

Der zweite Term in der Entwicklung beschreibt die Energieverschiebung durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung und die relativistische Massenänderung des umlaufenden Antiprotons:

$$E^1 = \frac{mc^2}{2} \frac{(Z\alpha)^4}{n^3} \left(\frac{1}{j+1/2} - \frac{3}{4n}\right) = E^{LS} + E^{rel}.$$

Die relativistische Massenänderung hängt nicht von dem Gesamtdrehimpuls ab, sondern nur von der Haupt- und Bahndrehimpulsquantenzahl. Sie trägt damit nicht zur Feinstrukturaufspaltung bei. Die Aufspaltung eines l-Niveaus ist dann: (für $j = l + 1/2, l > 0$)

$$\Delta E^{LS} = \Delta E^1 = \frac{mc^2}{2} \frac{(Z\alpha)^4}{n^3} \frac{1}{(j+\frac{1}{2})(j-\frac{1}{2})} = \frac{mc^2}{2} \frac{(Z\alpha)^4}{n^3} \frac{1}{l(l+1)}$$

Eine Berücksichtigung des anomalen magnetischen Moments führt zu

$$\Delta E^{LS} = (g_0 + 2g_1) \frac{(Z\alpha)^4}{2n^3} \frac{mc^2}{l(l+1)} (*) \quad \text{mit} \quad \mu_{\bar{p}} = (g_0 + g_1) \mu_N.$$

Bei sehr leichten Kernen müssen noch Rückstoßkorrekturen angebracht werden³²:

$$\gamma = g_0 + 2g_1 \quad \rightarrow \quad \gamma = g_0 + 2 \frac{m}{m_{\bar{p}}} g_1$$

$$m_{\bar{p}} = \text{Antiprotonmasse.}$$

Die Aufspaltung in zirkularen ($l = n-1$) Zuständen ist damit:

$$\Delta E_{\text{zir}}^{LS} = \gamma \frac{mc^2}{2} \left(\frac{Z\alpha}{n}\right)^4 \frac{1}{n-1} \Rightarrow \frac{\Delta E_{\text{zir}}^{LS}}{E_n^0} = \left(\frac{Z\alpha}{n}\right)^2 \frac{\gamma}{n-1}$$

Die Aufspaltung ist stark Z-abhängig. Sie ist nur in schweren Elementen meßbar. Doch ist auch dort der Effekt klein, da wegen der starken Wechselwirkung die Aufspaltung nur in höheren Niveaus beobachtet werden kann. Sie ist so meist kleiner als ein Promille.

Durch die Aufspaltung der Niveaus sind die Übergänge Triplets. Ihre relativen Intensitäten bei statistischer Population sind:

$$I_a : I_b : I_c = 1 : j(2j + 3) : (2j - 1)(j + 1)$$

und für zirkulare Übergänge ($j=n-\frac{1}{2}$):

$$I_a : I_b : I_c = 1 : (n + 1)(2n - 1) : (n-1)(2n+1)$$

Für große n spielt die Spin-Flip-Komponente gegenüber den beiden anderen Linien keine Rolle, so daß es sich bei den Übergängen im wesentlichen um Dubletts handelt. Ihr Energieabstand ist die Differenz der Spin- Bahn-Aufspaltung beider

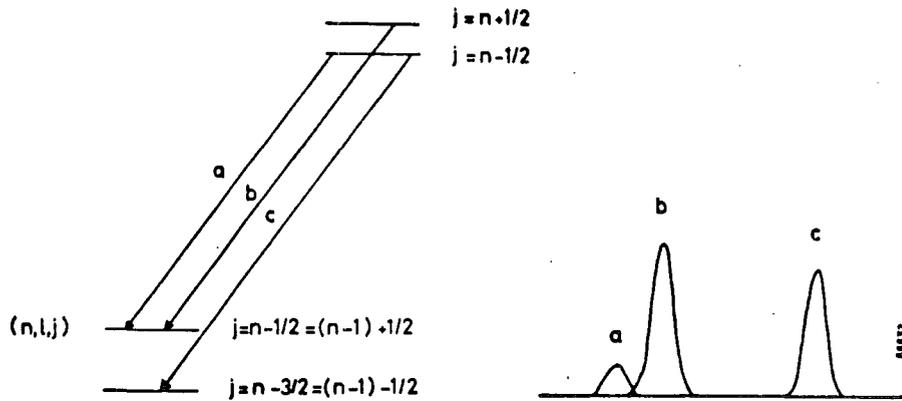


Abb. 3: Intensitäten der Feinstrukturkomponenten
(rechte Bezeichnungen beziehen sich auf maximales l
im unteren Zustand, d.h. zirkulares Niveau)

Niveaus. Wie man aus obiger Gleichung (*) erkennen kann, ist die Aufspaltung stark n -abhängig. Daher ist der Abstand der Linienkomponenten hauptsächlich die Aufspaltung des unteren Niveaus. Bei der heutigen Meßgenauigkeit ist die Spin- Bahn-Aufspaltung erst bei schweren Kernen meßbar.

Hyperfeinstruktur

Hier soll der Einfachheit halber nur die magnetische Hyperfein-Wechselwirkung betrachtet werden. Sie stellt die Wechselwirkung des magnetischen Moments des Kerns (soweit vorhanden) mit dem vom Antiproton am Kernort erzeugten Magnetfeld dar. Sie hat eine Kopplung von Kernspin und Gesamtdrehimpuls des Antiprotons zur Folge und führt zur weiteren Aufspaltung der Niveaus. Die Energieverschiebung der Hyperfein-Niveaus ist im nichtrelativistischen Fall³³:

$$E^{\text{HFS}} = \frac{mc^2}{2} \alpha g_I \left(\frac{\alpha Z}{n}\right)^3 \frac{f(f+1) - i(i+1) - j(j+1)}{j(j+1)(2I+1)}$$

f, i, j : Quantenzahlen für Gesamtdrehimpuls, Kernspin, und Gesamtdrehimpuls des \bar{p}

g_I : g : Faktor des Kerns

Für zirkuläre Bahnen und maximalen Drehimpuls j

$$E^{\text{HFS}} = \frac{mc^2}{2} \alpha g_I \left(\frac{\alpha Z}{n}\right)^3 \frac{f(f+1) - i(i+1) - (n - \frac{1}{2})(n + \frac{1}{2})}{(n - \frac{1}{2})(n + \frac{1}{2})(2n-1)}$$

Die Aufspaltung zwischen den äußersten Komponenten eines Multipletts ist:

$$\Delta E^{\text{HFS}} = 2mc^2 \alpha g_I \left(\frac{\alpha Z}{n}\right)^3 \cdot \begin{cases} \frac{i+1}{4n^2-1} & \text{für } j \leq i \\ \frac{i}{(2n-1)^2} & \text{für } j \geq i \end{cases}$$

$$\frac{\Delta E^{\text{HFS}}}{E_n} = 4 \frac{\alpha Z}{n} \alpha g_I \cdot \begin{cases} \frac{i+1}{4n^2-1} \\ \frac{i}{(2n-1)^2} \end{cases}$$

Das Verhältnis Hyperfein- zu Feinstrukturaufspaltung ist:

$$\frac{\Delta E^{\text{HFS}}}{\Delta E^{\text{FS}}} = \frac{4g_I}{Z} \cdot \begin{cases} \frac{(i+1)n(n-1)}{4n^2-1} & j \leq i \\ \frac{i \cdot n(n-1)}{(2n-1)^2} & j \geq i \end{cases}$$

Daraus ist ersichtlich, daß die Hyperfeinstrukturaufspaltung kleiner ist als die Feinstrukturaufspaltung.

Zusammenfassend läßt sich feststellen,

das Termschema antiprotonischer Atome läßt sich in Bereichen, in denen die starke Wechselwirkung keinen Einfluß hat, sehr gut durch die Punktkernlösung beschreiben. Ausgenommen davon sind S-Zustände, die wegen ihres großen Überlapps mit dem Kern stets der starken Wechselwirkung ausgesetzt sind. Die wichtigsten zusätzlichen elektromagnetischen Beiträge zu den Energien der Niveaus ergeben die Vakuumpolarisation und die

Berücksichtigung der endlichen Ausdehnung des Kerns ("Finite size"). Ihre Einflüsse lassen sich störungstheoretisch abschätzen. Alle diese Potentiale wie auch das Potential der starken Wechselwirkung haben mehr oder weniger die Form:

$$V \sim \int \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|} F(|\vec{r}-\vec{r}'|) d\tau$$

Die Energieverschiebungen sind in erster Näherung:

$$\Delta E = \langle \psi | V | \psi \rangle = \int |\psi|^2 V d\tau.$$

Im Anhang I wird beschrieben, wie diese Potentiale unter gewissen Voraussetzungen und durch Näherungen vereinfacht werden können. Man findet für die Vakuumpolarisation erster Ordnung:

$$V_{VP}^1 \cong -\frac{2e^2}{3\pi} \cdot Z\alpha \cdot \frac{Z_0(r)}{r}, \quad \Delta E_{VP}^1 = -\frac{2e^2}{3\pi} Z\alpha \int |\psi|^2 Z_0(r) r dr$$

und für den "Finite size"-Effekt:

$$V_{FS} \cong \begin{cases} \frac{Ze^2}{2R^3} (3R^2 - r^2) - \frac{Ze^2}{r} & \text{für } r \leq R \\ 0 & \text{für } r \geq R \end{cases} \quad R = \text{Kernradius}$$

$$\Delta E_{FS} = \frac{Ze^2}{2R^3} \int_0^R |\psi|^2 \left(3R^2 - r^2 - \frac{2R^3}{r} \right) r^2 dr.$$

Im Gegensatz zu myonischen Atomen spielt der Finite size-Effekt bei antiprotonischen Atomen keine große Rolle. Dadurch daß die Bahnen tiefliegender Zustände in myonischen Atomen innerhalb des Kerns liegen, wird nur ein Teil der Kernladung wirksam, und die Bindung wird herabgesetzt. Die Wirkung ist repulsiv. Bei antiprotonischen Atomen wird diese Erscheinung

bei weitem durch die Effekte der starken Wechselwirkung übertroffen. Sobald die Antiprotonwellenfunktion einen Überlapp mit dem Kern hat, setzt die starke Wechselwirkung ein. Die Energieverschiebung aufgrund dieser Wechselwirkung ist bedeutend größer.

Zuletzt sei der Vollständigkeit halber noch auf zwei weitere elektromagnetische Wechselwirkungen hingewiesen.

Kern- und Antiproton-Polarisation

Bei kleinen Abständen zwischen Kern und Antiproton sind beide Partner starken Coulombfeldern ausgesetzt. Dies kann zur Polarisation des Kerns im Feld des Antiprotons und umgekehrt zur Polarisation des Antiprotons im Kernfeld führen. Die dadurch hervorgerufenen Energieverschiebungen sind repulsiv. Sie wurden von Ericson und Hufner³⁴ für Niveaus mit $n \geq 4$ berechnet und sind vernachlässigbar klein.

Dynamische E2-Wechselwirkung

In exotischen Atomen ist es wegen der anderen Energieskala möglich, daß ein antiprotonischer Übergang mit der Energiedifferenz zwischen Grundzustand und erstem angeregten Zustand (z.B. $0^+ \rightarrow 2^+$) zusammenfällt. Bei großem Kernquadrupolmoment kann der angeregte Zustand erheblich zu Atomzuständen beimischen, bei denen der Kern im Grundzustand ist. Das führt zu Verschiebung der atomaren Energieniveaus und der Energie der Röntgenlinien. Dies konnte in \bar{p} -U²³⁸ beobachtet werden¹⁵. Die Nutzung des Effekts als zusätzliches Mittel zum Studium der Hadron-Nukleon-Wechselwirkung wurde von Leon vorgeschlagen³⁵.

3. Starke Wechselwirkung des Antiprotons

Zur Beschreibung starker Wechselwirkungseffekte in antiprotonischen Atomen ist man (wie bei allen anderen hadronischen Atomen) darauf bedacht, ein Potential zu konstruieren, das zusammen mit den anderen elektromagnetischen Potentialen in die Diracgleichung (oder Klein-Gordon-Gleichung) eingesetzt werden kann. Infolge der Absorption muß das Potential komplex sein. Die komplexen Eigenwerte der Dirac-Gleichung ergeben dann die Energien und Breiten der Zustände

$$H\psi = \varepsilon\psi \quad \varepsilon = E + i\frac{\Gamma}{2}$$

Im folgenden werden drei Modelle besprochen, die zur Konstruktion eines solchen Potentials herangezogen werden können. Es handelt sich um das Ein-Boson-Austausch (OBE) Modell, den Streulängenansatz und das phänomenologische optische Potential. Es ist von Vorteil, die starke Wechselwirkung des Antiprotons im Zusammenhang mit der NN-Wechselwirkung zu sehen. Zwar unterscheiden sich $\bar{N}N$ - und NN-System in ihrer Baryonenzahl, ihre reellen Potentiale aber sind durch eine G-Paritätstransformation verknüpft,

$$V_{\bar{N}N} = (-1)^G V_{NN}$$

sofern eine G-Parität definiert ist. Dies ist bei phänomenologischen Potentialen nicht der Fall. Die wesentlich weiterentwickelten NN-Modelle lassen sich dadurch zu einem besseren Verständnis des $\bar{N}N$ -Systems heranziehen. Das $\bar{N}N$ -System seinerseits gestattet es, die Wechselwirkung bei kleinen Reichweiten zu studieren, und es steht in einem Zusammenhang mit Mesonen und mesonischen Resonanzen. So haben z.B. noch lange vor der Entdeckung des Antiprotons³⁶ Fermi und Yang³⁷ das Pion als gebundenen Zustand des $\bar{N}N$ -Systems vorgeschlagen.

3.a. Ein-Boson-Austausch (OBE) Modell

Die Wechselwirkung in diesem Modell erfolgt in Erweiterung von Yukawas Theorie durch Austausch von Bosonen zwischen den Nukle-

onen. Die Reichweite der Potentiale wird durch die Compton-Wellenlänge der ausgetauschten Teilchen charakterisiert. Erste quantitative Rechnungen durch Transformation damaliger NN-Potentiale wurden von Ball und Chew³⁸ durchgeführt. Das spätere verfeinerte Modell von Bryan und Scott³⁹ für die niederenergetische NN-Wechselwirkung haben Bryan und Phillips⁴⁰ verwendet und das gegenwärtig gebräuchlichste $\bar{N}N$ -Potential für niedrige Energien aufgestellt. Das Potential von Bryan und Scott beruht auf dem Austausch der Bosonen π, η, ρ, ω ; zusätzlich wurden noch die hypothetischen Mesonen σ_0 und σ_1 eingeführt, um den Zwei-Pionenaustausch zu simulieren. Ihre hier maßgeblichen Eigenschaften zeigt die folgende Tabelle:

Statisches Modell (Nichtstatisches Modell)

	m (MeV)	λ (fm)	g^2	I^G	J^P	sign(NN)	sign($\bar{N}N$)
π	138.7	1.4	11.7 (12.66)	1^-	0^-	+	-
η	548.7	0.36	7.0 (3.0)	0^+	0^-	+	+
ρ	763.0	0.26	0.68 (2.44)	1^+	1^-	+	+
ω	782.8	0.25	21.5 (23.7)	0^-	1^-	+	-
σ_0	560.0 (550.0)	0.35 (0.36)	9.4 (9.46)	0^+	0^+	-	-
σ_1	770.0 (600.0)	0.25 (0.33)	6.1 (1.97)	1^-	0^+	-	+

Tabelle 1: Parameter des $\bar{N}N$ -Potentials⁴⁰

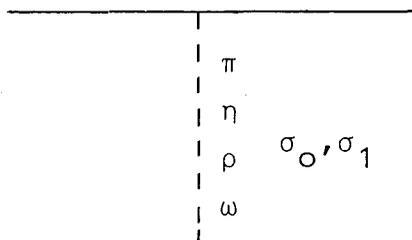


Abb. 4: Feynmanngraph zum OBE-Modell

Alle Kopplungskonstanten g und die Massen von σ_0 und σ_1 wurden so bestimmt, daß die niederenergetischen NN-Wirkungsquerschnitte reproduziert wurden. In der nicht-statischen Version des Potentials wurde noch ein Gradiententerm hinzugefügt. Ohne ihn können die s-Wellen-Phasenverschiebungen nicht beschrieben werden. Das ganze Potential wurde wegen quadratischen bzw. kubischen Divergenzen für $r < 0.6$ fm nullgesetzt. Bryan und Phillips haben das Potential G-transformiert und einen Imaginärteil hinzugefügt. Er hat die Form eines Woods-Saxon Potentials und dient der phänomenologischen Beschreibung der Annihilation

$$i W(r) = - \frac{i W_0}{1 + e^{ar}}$$

$W_0 = 62 \text{ GeV}$	$a = 6 \text{ fm}^{-1}$ /statische Version
$W_0 = 8.3 \text{ GeV}$	$a = 5 \text{ fm}^{-1}$ /nicht- statische Version

Die beiden Parameter wurden so angepaßt, daß sie den totalen und elastischen $\bar{p}p$ -Wirkungsquerschnitt wiedergaben.

Mit dem Potential von Bryan und Phillips wurde das $\bar{N}N$ -System von Shapiro und Mitarbeitern⁴¹ in zahlreichen Arbeiten eingehend untersucht. Jedoch wurden die Tensorkräfte weggelassen, das Zentrifugalpotential für $r < 0.6$ fm nullgesetzt und der Imaginärteil als Störung behandelt. In einer nachfolgenden Arbeit von Dover⁴² wird zwar das Zentrifugalpotential und die Tensorkräfte beibehalten, indessen der absorptive Term wiederum nur störungstheoretisch einbezogen. Beide Gruppen sagen eine Vielzahl von Resonanzen und gebundene Zustände in der Nähe der Schwelle ($E = 2m_N = 1876 \text{ MeV}$) voraus. Die Prognosen differieren im Wesentlichen nur in den Bindungsenergien, enthalten sonst aber das gleiche Spektrum an Niveaus. Die Bindungsenergien liegen zwischen mehreren hundert MeV und 1 GeV, die störungstheoretisch gewonnenen Breiten reichen von einigen MeV bis zu mehreren hundert MeV. Es sind zahlreiche Zustände mit hohen Drehimpulsen vertreten.

Das Bemerkenswerte dieser Voraussagen ist die große Anzahl relativ stabiler und eng zusammenliegender gebundener Zustände und Resonanzen. In einem vorsichtigen Vergleich mit experimentellen Daten diskutiert Dover die Assoziation von gut etablier-

ten Bosonen (wie π, ρ, η, ω und ρ', f, f', A_2 etc.) mit $\bar{N}N$ -Zuständen. Weiterhin gibt es experimentelle Evidenzen für einen gebundenen Zustand bei 1897 MeV⁴³ und eine gut etablierte schmale Resonanz bei 1932 MeV⁴⁴. Die Existenz von Strahlungsübergängen zwischen gebundenen Zuständen wird in der Literatur diskutiert und diesbezüglich experimentelle Untersuchungen sind durchgeführt worden^{45, 46}. Es wäre ein großer Erfolg dieser Theorie, wenn sie Bosonen im Rahmen eines $\bar{N}N$ - oder noch allgemeiner eines Antibaryon-Baryon-Modells zusammenfassen könnte.

In kürzlich erschienenen Arbeiten kritisierten Myhrer et al.⁴⁷ die störungstheoretische Behandlung des Imaginärteils durch die Shapiro-Gruppe und Dover und bezweifelten die Voraussagekraft der Modelle. Sie zeigten die Schwächen des OBE-Potentials von Bryan und Phillips:

- der phänomenologische Imaginärteil
- die Nullsetzung (cut) des Potentials für $r < 0.6$ fm
- die allgemeine Unsicherheit in der Beschreibung der Wechselwirkung bei kleinen Abständen

Darüber hinaus demonstrierten sie, daß ein voller Einbezug des Absorptionsterms zum völligen Verschwinden der Resonanzen führen kann. Sie unterstreichen damit die Erfahrung von Bryan und Phillips, daß der Absorptionsterm extrem stark ist und über den Realteil dominiert. Weiterhin stellten sie fest, daß eine kleine Änderung des Potential-"cuts" große Einflüsse auf das Verhalten der Streuamplituden hat.

Eine direkte Anwendung des OBE-Potentials auf antiprotonische Atome ist bisher noch nicht erfolgt. Eine solche Behandlungsweise würde erfordern, daß das OBE-Potential in die Schrödingergleichung eingesetzt und zusammen mit den elektromagnetischen Potentialen integriert würde. Die Schwierigkeiten einer korrekten Behandlung der Wechselwirkung des Antiprotons mit den Nukleonen im Kern und den Nukleonen untereinander schließen ein derartiges Verfahren (außer bei den leichtesten Kernen) aus.

Das OBE-Potential liefert hingegen eine Streulänge, die die Konstruktion eines Pseudopotentials (siehe nächsten Abschnitt)

zuläßt. Diese Methode ist vor allem von der Moskauer Gruppe⁴¹ in der Berechnung von Protonium angewendet worden.

Zusammenfassend bedeutet dies: Die NN-Wechselwirkung ist eingehend untersucht. Es gibt OBE-Modelle^{39,48}, die die niederenergetischen Streudaten ausgezeichnet reproduzieren. Im Gegensatz zu pionischen und kaonischen Atomen läßt sich hier das wohlverstandene NN-Potential auf das $\bar{N}N$ -System übertragen. In der vollständigen analytischen Form sind Bahndrehimpuls, Spin und Isospin inbegriffen. Die Unsicherheiten liegen im Verhalten bei kleinen Reichweiten und in der Behandlung der Annihilation. Von Bedeutung scheint weiterhin der Austausch von mehr als einem Pion. Die Untersuchung der Existenz von Resonanzen und gebundenen Zuständen in der Nähe der Schwelle kann entscheidend zur Reduzierung dieser Ungewißheiten beitragen und wiederum weitere Information für das NN-System liefern. Eine allgemeine Behandlung antiprotonischer Atome mit vollem OBE- und QED-Potential erscheint gegenwärtig nur bei Wasserstoff möglich. Alle anderen \bar{p} -Atome können mit den aus dem OBE-Modell gewonnenen Streuamplituden behandelt werden.

3.b. $\bar{N}N$ -Streutheorie

Eine andere Möglichkeit zur Beschreibung der Wechselwirkung des Antiprotons bietet die Streutheorie.

Die Wechselwirkung des Antiprotons mit den Nukleonen im Kern läßt sich als Streuprozeß verstehen. Zur Behandlung von Streuprozessen existiert die ausführliche Theorie der S-Matrix oder äquivalente Formalismen. Diese Verfahren sind mit viel Erfolg auf pionische und kaonische Atome^{49,50} angewendet worden. Eine Erweiterung auf antiprotonische Atome liegt nahe⁵¹. Ein vereinfachter Zusammenhang zwischen Streuung des Antiprotons am Kern und der starken Wechselwirkung des Antiprotons in \bar{p} -Atomen kann leicht hergestellt werden⁴⁹.

In Born'scher Näherung läßt sich aus der Streuamplitude ein Zweiteilchenpotential konstruieren, das ähnlich wie beim Finite-size-Effekt und wie bei der Vakuumpolarisation mit der Nukleonen-

dichte gefaltet wird, um ein Antiproton-Kern-Potential aufzustellen.

$$V_{SW}(r) = \int \frac{\rho_p(r')}{|r-r'|} U_{\bar{p}p}(|r-r'|) d\tau' + \int \frac{\rho_n(r')}{|r-r'|} U_{\bar{p}n}(|r-r'|) d\tau'$$

Dabei ist U das aus der Streuamplitude abgeleitete Potential. Aus rechentechnischen Gründen fordert man oft, daß das Potential eine δ -Reichweite hat. Dann läßt sich die Integration ausführen, und es gilt

$$V_{SW}(r) = \rho_p(r) U_{\bar{p}p} + \rho_n(r) U_{\bar{p}n}$$

Als weitere Näherung wird angenommen, daß die Streuamplitude für das gebundene System durch das niederenergetische ($K \rightarrow 0$) Limit, die Streulänge, ersetzbar ist und daß die s-Welle über alle anderen Partialwellen dominiert. Dann ist

$$U = -4\pi \frac{\hbar^2}{2m} a \quad a: \text{ s-Wellenstreulänge}$$

und

$$V_{SW}(r) = -2\pi \frac{m_p}{m^2} \{ a_{\bar{p}p} \rho_p(r) + a_{\bar{p}n} \rho_n(r) \}$$

oder wenn die Streulängen in Isospinanteile zerlegt werden

$$V_{SW}(r) = -2\pi \frac{m_p}{m^2} \{ \frac{1}{2}(a_0 + a_1) \rho_p(r) + a_1 \rho_n(r) \}$$

Das Potential wird in die Diracgleichung eingesetzt und mit den elektromagnetischen Potentialen integriert. Dieses Potential ist seiner einfachen Form wegen populär. Über die Streulängen läßt sich das OBE-Modell miteinbeziehen und überprüfen. Diese Vereinfachung kam jedoch über starke Näherungen zustande:

- s-Wellendominanz:

Es ist fraglich, ob die Streuamplitude allein durch die s-Wellenamplitude ersetzt werden darf. Bei pionischen Atomen ist der p-Wellenanteil so stark, daß es aufgrund seines entgegengesetzten Vorzeichens zu Aufhebung der Energieverschiebung

kommen kann. Zwar erfolgt die Annihilation bei Wasserstoff hauptsächlich aus s-Niveaus, dies ist jedoch kein Argument für die s-Wellendominanz. Ebenso deutet der zu niedrigen Energien stark ansteigende Absorptionswirkungsquerschnitt auf Beteiligung höherer Partialwellen hin^{5 2}.

- Energieabhängigkeit der Streuamplitude:

Es ist sicher eine grobe Näherung, die Streuamplitude durch die Streulänge zu ersetzen. Bei kaonischen Atomen führte dies zu falschen Resultaten, da unmittelbar unter der Schwelle die Y_0 (1405) Resonanz liegt. Den Nukleonen im Kern steht ein Impuls zur Verfügung, der zu unterschiedlichen Energien im Hadron-Nukleon-System führt. Eine Mittelung der Streuamplitude über die verfügbaren Energien führte zur deutlichen Verbesserung in der Beschreibung der Daten kaonischer Atome. Eine Beobachtung gebundener Zustände im $\bar{N}N$ -System, wie sie durch das OBE-Modell vorausgesagt werden, würde eine ähnliche Behandlung erfordern.

- Restkern:

Die Konstruktion des Antiproton-Kernpotentials durch Faltung der Streuamplitude mit der Nukleonendichte stellt eine weitere Vereinfachung dar. Jegliche Korrelationen der Nukleonen untereinander werden dabei vernachlässigt. Ebenso ist die δ -Reichweite eine grobe Näherung^{5 1} und steht deutlich im Widerspruch zu OBE-Modellen, bzw. zur Reichweite eines Pionenaustauschpotentials. Eine Berücksichtigung der endlichen Reichweite führt zu keinen nennenswerten numerischen Schwierigkeiten und kann leicht einbezogen werden^{5 3}.

Die $\bar{p}N$ -Streulänge ist experimentell nicht bekannt. Die Streudaten sind zu mager, als daß sich eine eindeutige Phasenanalyse durchführen ließe. Umgekehrt bedeutet dies: Unter den genannten Voraussetzungen lassen sich die Ergebnisse antiprotonischer Atome dazu verwenden, die Streulänge des $\bar{p}p$ - bzw. $\bar{p}n$ -Systems zu bestimmen. Ähnlich wie bei pionischen Atomen können sie damit wesentlich zum Verständnis der $\bar{N}N$ -Wechselwirkung bei kleinen Energien beitragen. Sie sind dabei reinen Streuexperimenten weit überlegen, da diese bei niedrigen Energien mit

großen Korrekturen behaftet sind.

Das "overall"-Verhalten der Nukleon-Nukleon-Streuung über dem gesamten Energiebereich kann wie die πN -Streuung durch Dispersionsrelationen beschrieben werden. Es lassen sich der totale Wirkungsquerschnitt und die Vorwärtsstreuamplitude bestimmen. Bei niedrigen Energien führt der Mangel an Daten und Unsicherheiten in der Behandlung der unphysikalischen Region $- 0 < \frac{p^2}{2} < 4 \text{ m}^2$ - zu großen Unbestimmtheiten⁵⁴. Die Unsicherheiten sind zu groß, daß selbst die Kenntnis des Vorzeichens des Realteils der Streuamplitude ein bedeutender Fortschritt bedeuten würde. Die bisher einzigen Voraussagen über Streulängen des $\bar{N}N$ -Systems von Bryan und Phillips ergeben ein negatives Vorzeichen des Realteils. Sie stehen damit im Gegensatz zum Trend der Dispersionsanalysen, die auf ein positives Vorzeichen, zumindest für das $\bar{p}p$ -System, hinweisen. Beim $\bar{p}n$ -System ist die Situation bei niedrigen Energien ganz und gar ungewiß. Eine Bestimmung der Streulängen aus den Daten antiprotonischer Atome würde ein erhebliches Weiterkommen auf diesem Gebiet bewirken.

Nicht zuletzt besteht ein großes kosmologisches Interesse an der $\bar{p}p$ -Streulänge, bzw. am niederenergetischen Verhalten des $\bar{p}p$ -Systems⁵⁵. Von entscheidender Wichtigkeit ist die Frage, ob die Wechselwirkung repulsiv oder attraktiv ist und ob es gebundene Zustände nahe der Schwelle gibt, und somit eine ursprüngliche Separation des Universums in Materie und Antimaterie denkbar wäre oder ausgeschlossen werden könnte.

3.c. Optisches Potential

Ein in der Kernphysik häufig verwendetes Potential ist das optische Potential. Es dient der phänomenologischen Beschreibung von Prozessen und kann auch in diesem Sinne auf antiprotonische Atome übertragen werden. Es findet immer dann Anwendung, wenn das Interesse der Untersuchung von Kerneigenschaften gilt und nicht der Beschreibung der Wechselwirkung des Antiprotons mit den Nukleonen. Das Potential kann in folgender Form parametrisiert werden:

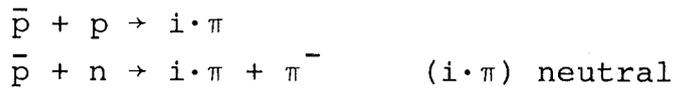
$$V_{SW} = A_{\bar{p}n} \rho_n(r) + A_{\bar{p}p} \rho_p(r)$$

Die Stärke der Wechselwirkung wird charakterisiert durch die komplexen Konstanten A ; die Dichten $\rho(r)$ repräsentieren den Kern. Bei Kernen, deren Nukleonenverteilungen gut bekannt sind, lassen sich die Parameter des Potentials aus den Verschiebungen und Breiten der Zustände antiprotonischer Atome bestimmen. Mit den somit festgelegten Parametern können dann bei anderen Kernen die Nukleonenverteilungen analysiert werden. Wegen der starken Absorptionswahrscheinlichkeit des Antiprotons dringt es nie in der Kern ein, sondern wird bereits weit draußen vernichtet. Mit antiprotonischen Atomen läßt sich daher besonders die Kernoberfläche abtasten. Das Verfahren ist bereits auf geringe Dichten äußerst sensitiv.

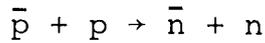
Da die Ladungsverteilung von myonischen Atomen oder Elektronenstreuung her meist bekannt ist und die $\bar{p}n$ -Wechselwirkung sich in ihrer Stärke kaum von der $\bar{p}p$ -Wechselwirkung unterscheidet, läßt sich mit dieser Methode insbesondere die Neutronenverteilung studieren. Die Untersuchung eventueller Neutronenhalos in schweren Kernen basiert damit auch stark auf den Daten antiprotonischer Atome^{5 6}. Aber auch bei leichten Kernen kann durch Messung an Isotopen ausführliche Information über Unterschiede in der Proton- und Neutronverteilung gewonnen werden. Diese Methode ist damit Blasenkammerexperimenten^{5 7} weit überlegen, da durch Nachweis des Röntgenquants der Kern eindeutig bestimmt ist und eine Beeinflussung der Resultate durch Kontamination ausgeschlossen werden kann. Darüber hinaus geben die Kern- γ -Spektren der Restkerne noch zusätzliche Information über den Anihilationspartner.

3.d. Annihilation

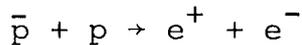
Ein besonderer Aspekt der Antiproton-Nukleon-Wechselwirkung ist die Annihilation. Die Anihilationsprodukte sind hauptsächlich (~90%) Pionen und zu einem geringen Teil Kaonen.



Die Ladungsaustauschreaktion



ist selten. Vor kurzen ist die sehr schwache Reaktion



mit einem Verzweigungsverhältnis von $3.2 \cdot 10^{-7}$ zur totalen Annihilationsrate gemessen worden^{5 8} (die Angaben beziehen sich auf die Annihilationsrate in Ruhe).

Die folgende Tabelle zeigt die Verzweigungsverhältnisse der $\bar{p}p$ -Annihilationsrate in Pionen in Ruhe^{5 9}.

0 prong	$\pi^+ \pi^-$	$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$\pi^+ \pi^- i \pi^0$	2 prong	$2\pi^+ 2\pi^-$	$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$
3.	$.375 \pm .03$	$6.9 \pm .35$	$35.8 \pm .8$	$43 \pm .9$	$6.9 \pm .6$	$19.6 \pm .7$
$2\pi^+ 2\pi^- i \cdot \pi^0$	4 prong	$3\pi^+ 3\pi^-$	$3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$	$3\pi^+ 3\pi^- i \pi^0$	6 prong	
$20.8 \pm .7$	47.3 ± 1.2	$2.1 \pm .25$	$1.85 \pm .15$	$.3 \pm .1$	$4.25 \pm .31$	

Tabelle 2: Verzweigungsverhältnisse für $\bar{p}p$ -Annihilationsrate (%) ($i > 1$)

Die mittlere Anzahl der produzierten Pionen ist^{5 9}

$$\langle n_{\pi} \rangle = 5.0 \pm 0.15$$

Umstritten ist die Frage, in welchem atomaren Zustand sich die Annihilationsrate in Protonium ereignet. Wenigstens 95% scheinen in s-Zuständen stattzufinden. In offensichtlichem Widerspruch dazu steht die Beobachtung der Häufigkeit der $2\pi^0$ -Vernichtung^{6 0}. Infolge der Auswahlregeln^{6 1} (beispielsweise: Erhaltung der Parität, der Ladungskonjugation und der G-Parität) für die Annihilationsrate ist dieser Prozeß nur aus einem p-Niveau möglich. Unverstanden ist ebenso der neutrale Überschuss^{6 2} (d.h. die im

Verhältnis zu geladenen Pionen zahlreicher produzierten π^0), der über einen weiten Energiebereich konstant ist. Auch bei e^+e^- -Annihilation in Pionen herrscht ein von der Energie wenig abhängender Überschuss an neutralen Pionen⁶³. Diese Überproduktion von π^0 bei Annihilation in Ruhe wird von der Shapiro-Gruppe und Kalogeropoulos als Argument für die Existenz von gebundenen Zuständen angewendet. In einer kürzlichen Arbeit von Möhring⁶⁴ wird der neutrale Überschuss auf das Zusammenspiel von dynamischen Effekten und Resonanzproduktionen zurückgeführt.

In Anbetracht der experimentellen Schwierigkeiten gibt es bei niedrigen Energien kaum Daten für σ_{tot} , σ_{el} , σ_{ann} . Lediglich das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte ist gemessen⁶⁵:

$$\frac{\sigma_{\text{ann}}(\bar{p}p)}{\sigma_{\text{ann}}(\bar{p}n)} = 1.3$$

Unklarheiten gibt es weiterhin in der Reichweite der Annihilation (0.1 fm - 2 fm)^{52,60,66} und in der Frage, ob die Annihilation zentral oder peripher stattfindet⁶⁷.

Die populärsten Modelle zur Beschreibung der Annihilation (zur Übersicht s. |⁵²| und |⁵⁹|) sind unter anderen das statistische Bootstrap-Modell, das Potential-Modell und das Quark-Modell, wobei insbesondere das letztere nach anfänglichen Mißerfolgen⁶⁸ in jüngster Zeit wiederum an Bedeutung gewinnt^{69,70} und eine Möglichkeit zur mikroskopischen Beschreibung bietet. So läßt sich in diesem Bild die Antiproton-Nukleon-Annihilation als Umordnung (rearrangement) ihrer Quark-Konstituenten ansehen. In diesem Rahmen können auch die Ergebnisse der niederenergetischen $\bar{p}N$ -Wechselwirkung zur Klärung der Struktur der Nukleonen beitragen.

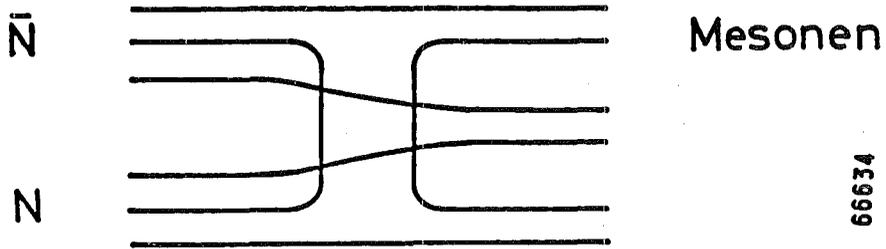


Abb. 5: Beispiel eines Quark-Diagrammes für $\bar{N}N$ -Annihilation

Da es sich bei den meisten Experimenten in diesem Gebiet um Blasenkammerexperimente handelt, ist die Wechselwirkung des Antiprotons hauptsächlich in leichten Kernen untersucht. Es gibt nur undifferenzierte Vorstellungen über den Annihilationsmechanismus in schweren Kernen. So ist z.B. nicht klar, inwiefern sich ein $\bar{p}N$ -System kurz vor der Annihilation am Rande eines Kerns etablieren kann und ob, falls es gebundene Zustände gibt, diese dann auch in schweren Kernen beobachtbar sind.

T e i l B : Experiment

I. Experimenteller Aufbau

1. Der Strahl

Das Experiment wurde am K 18-Strahl des CERN-Protonensynchrotrons durchgeführt. Der K 18 ist ein intensiver, elektrostatisch separierter Strahl für niederenergetische Kaonen und Antiprotonen. Ihre Produktion erfolgt am internen Target (Be, 10 mm lang, 2 mm breit, 1 mm hoch) durch Protonen von 24 GeV/c. Der Strahl ist entworfen für einen Impulsbereich von 0.4 - 0.9 GeV/c. Die Wiederholrate ist 2.2 sec und die Pulslänge (burst) 400 msec. Abb. 6 gibt eine schematische Darstellung der Strahlführung.

Die Strahlelemente haben folgende Funktionen:

- M1 Der Septum-Magnet lenkt den sekundären Strahl vom PS-Ring weg. Die Extraktion erfolgt unter 300 mrad.
- Q1 Der Quadrupol Q1 ist in horizontaler Richtung fokussierend und ermöglicht in erster Linie eine große Akzeptanz in dieser Ebene.
- Q2, Q3 Die nachfolgenden Quadrupole Q2 und Q3 bringen den Strahl möglichst achsennahe durch den Separator und sorgen für einen kleinen Fokus am Massenschlitz.
- M2 Der Magnet M2 lenkt den Strahl horizontal ab und bestimmt im Wesentlichen den Nominalimpuls.
- S Der Separator S (2 m lang, 10 cm gap, 92.5 KV/cm) gestattet die elektrostatische Trennung der Strahlkonstituenten. Er bestimmt auch die vertikale Akzeptanz.
- SM Der Separatormagnet SM zu beiden Seiten des Separators kompensiert die elektrostatische Ablenkung. Durch Änderung seines Feldes kann der massenzerlegte Strahl über den Massenschlitz geschwenkt werden, so daß nach und nach die einzelnen Komponenten durch ihn hindurchtreten.
- MaS Durch den Massenschlitz MaS wird der gewünschte Teilchenstrahl ausgeblendet. Er steht am vertikalen Fokus. Zur

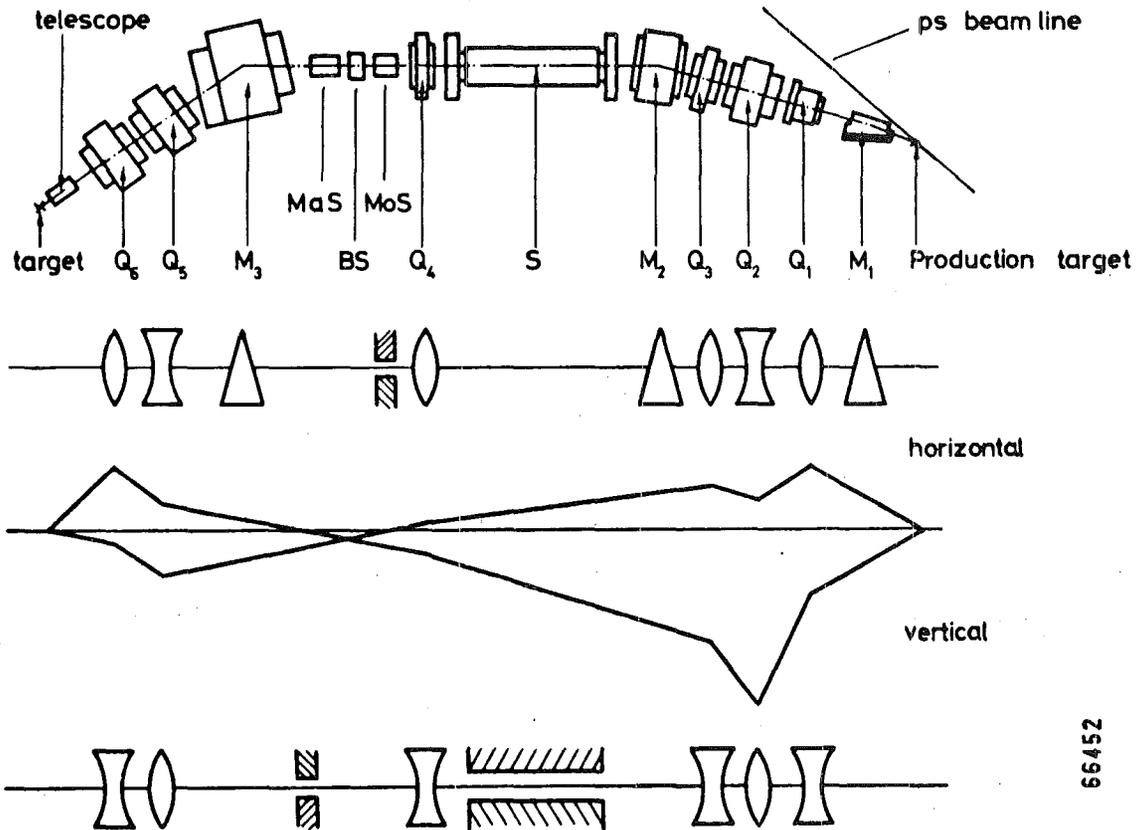


Abb. 6: Schematische Darstellung des K 18 - Strahls

effektiven Separation muß das Targetbild dort klein, der vertikale Abbildungsmaßstab also möglichst gering sein.

BS Der Beamstopper BS (30 cm Messingblock) kann in den Strahl gebracht werden und gestattet die Abschaltung des Strahls im hinteren Teil ohne Störung des Primärstrahls.

MoS Der Impulsschlitz MoS erlaubt eine Begrenzung des Impulsbandes; unter anderem zur Verbesserung der Strahl-optik.

Q4 Der Quadrupol Q4 wirkt als Feldlinse. Er soll die Dispersion korrigieren und einen möglichst dispersionsfreien Strahl am experimentellen Fokus liefern.

M3 Der Magnet M3 lenkt den Strahl weiter horizontal ab und sorgt für die Impulsrekombination an diesem Fokus.

Q5, Q6 Das Quadrupol-Duplett Q5 und Q6 schließlich fokussiert den Strahl horizontal und vertikal auf den experimentellen Fokus.

In Tabelle 3 sind einige der wichtigsten Strahldaten aufgeführt. Zum Vergleich sind die Daten für die beiden anderen niederenergetischen, separierten Strahlen am CERN PS und für den LESB des AGS in Brookhaven zusammengestellt. Die drei kurzen Strahlen sind kombinierte K- und \bar{p} -Strahlen, während m_{14} ein reiner Antiprotonenstrahl ist. K 18 und m_{14} haben interne Targets, die beiden anderen werden durch externe Targets versorgt.

Tabelle 3: Charakteristische Daten der Strahlen K 18, K 19, m_{14} , LESB

Strahldaten	Einheit	K 18	K 19	m_{14} ⁷¹	LESB ⁷²
Art des Targets		intern	extern	intern	extern
Targetdimension (Höhe, Breite, Länge)	mm	1, 2, 10	2, 5, 25	1,2,10	
Targetmaterial		Be	W	Be	Cu
Strahllänge	m	16.5	17.5	46	15.2
max. Impuls	MeV/c	0.9	0.85	0.9	1.1
Impulstransmiss.	%	± 2.5	± 2.5	±1.8	±2.0
Produktionswinkel	mrad	300	0	360	184
horizontale Akzeptanz	"	± 50	± 80	± 92	± 60
vertikale Akzeptanz	"	± 21	± 25	± 22	± 11
erfaßter Raumwinkel	msterad	3.3	6.7	6.4	2.6
Größe d. Fokus	cm	6 x 5 (moderiert)	6 x 5 (moder.)	8 x 3 (unmod.)	
K-Rate		300-350 ⁺	400-450 ⁺		8x10 ^{4*}
\bar{p} -Rate (Stops pro 10 ¹² p)		200	300-400	400	
π/p^- (moderiert)		120	500	10 [*]	10 [*]
Raten bezogen auf Impuls	MeV/c	850	800	900	800

+ Stops pro 10¹²p bei 750 MeV/c

* im Fluge pro 10¹²p

In Anbetracht des starken Interesses an $\bar{N}N$ -Wechselwirkungen bei Energien um die Schwelle und der Nachfrage nach hochintensiven Antiprotonenstrahlen wird im folgenden kurz auf die Problematik dieser Einrichtungen eingegangen. Die Limitierung der Intensität für interne Targets, die zwar wegen ihrer Kürze wenig Untergrund liefern und unmittelbare Extraktionen des erzeugten Partikels erlauben, favorisieren immer stärker externe Produktionen für Hochfluß-K- und \bar{p} -Strahlen. Wegen der einmaligen Passage der Partikel müssen diese Targets lang sein (typisch eine Wechselwirkungslänge). Dadurch durchlaufen die produzierten Teilchen einen relativ langen Weg im Target, bevor sie extrahiert werden können. Dies gibt Anlaß zur weiteren Wechselwirkung, bedingt ihren teilweisen Verlust und Produktion von Untergrund. Durch Wahl eines endlichen Produktionswinkels lassen sich diese Effekte herabsetzen, führen dann aber zu einem größeren Fokus in der Horizontalen, denn ein Target der Länge l , von der Seite unter dem Winkel α gesehen, erscheint in einer Breite $l \cdot \sin \alpha$.

Ein Vorteil externer Targets liegt in der Möglichkeit, mit den Quadrupolen nahe an das Target heranzukommen und dadurch eine große Akzeptanz zu erreichen. Dies ist wiederum nur möglich bei Produktion unter kleinen Winkeln.

Wegen der geringen Lebensdauer der Kaonen müssen kombinierte K- und \bar{p} -Strahlen kurz sein. Für hohe Raten niederenergetischer oder gestoppter Kaonen erweist sich ein Nominalimpuls um 800 MeV/c als optimal. Bei niedrigeren Impulsen ist die Produktionsrate zu gering, bei höheren ist es schwierig, den Strahl kurz zu halten und die Pionen abzutrennen. Antiprotonen dagegen haben im Vakuum eine unendliche Lebensdauer. Das Produktionsmaximum durch 24 GeV/c Protonen scheint bei 4 GeV/c zu liegen⁷³ (Abb. 7). Für einen reinen Antiprotonenstrahl kann zu höheren Impulsen gegangen werden, und eine Beschränkung auf einen kurzen Strahl ist nicht erforderlich. Der Fokus wird dadurch nicht notwendigerweise schlecht. Eine Abbremsung

der Antiprotonen an einem Zwischenfokus wäre möglich ohne übermäßige Verschlechterung der Strahlqualität. Weiterhin kann bei einem langen Strahl der Untergrund erheblich herabgesetzt werden.

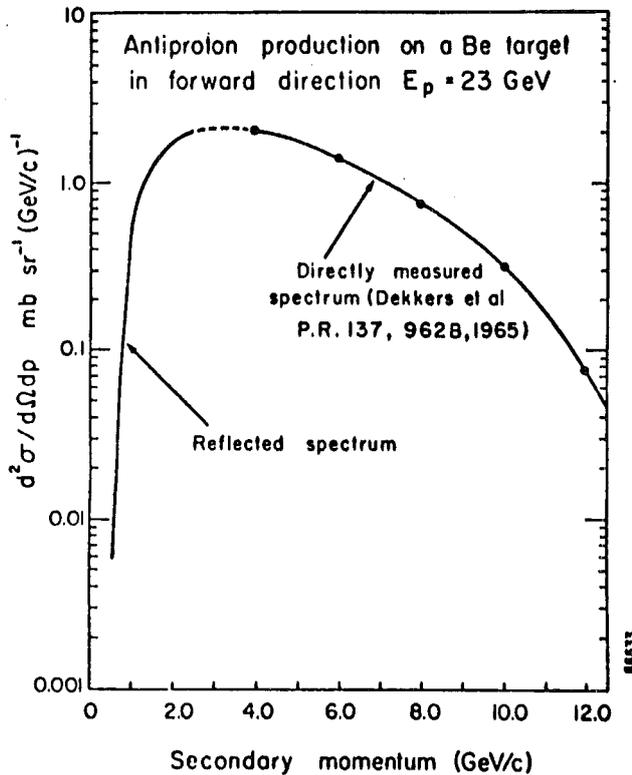
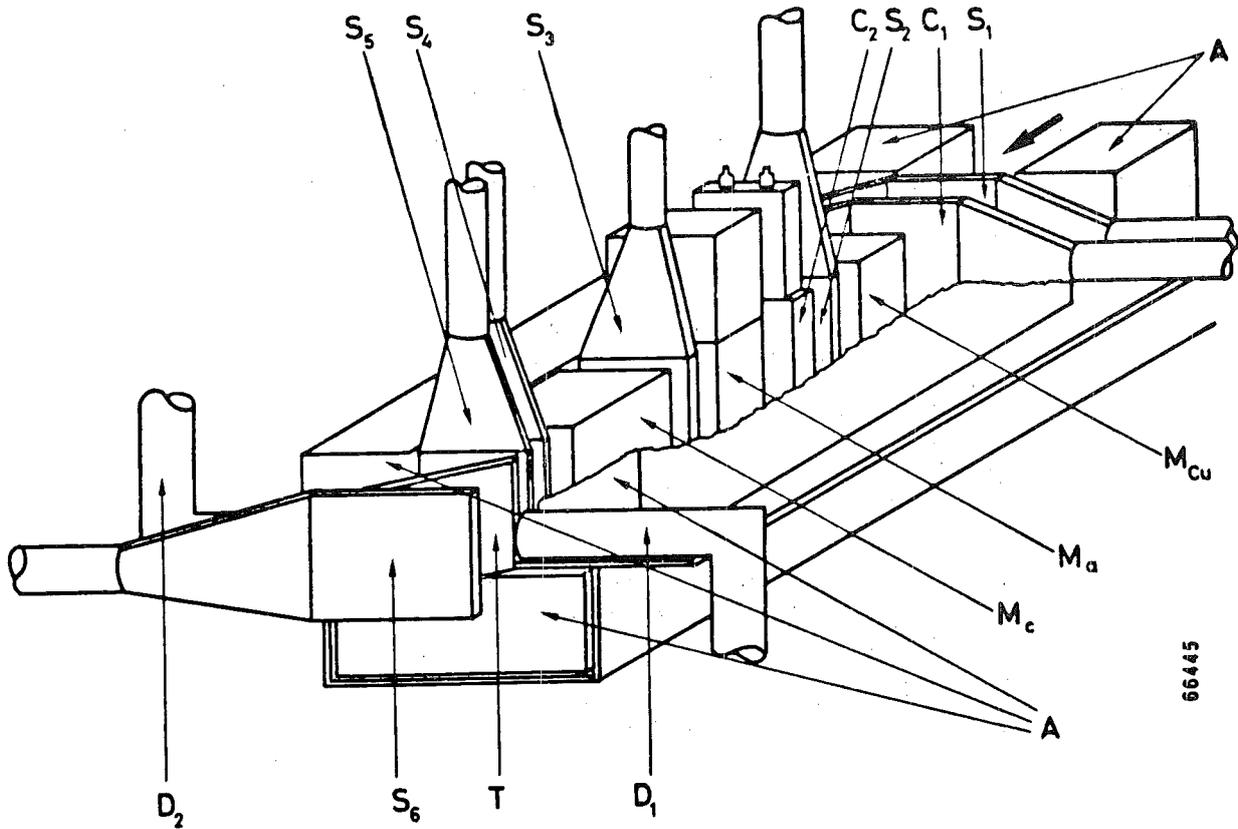


Abb. 7: Antiprotonenausbeute nach $|^{73}|$

2. Das Zählerteleskop

Das Teleskop registriert die einlaufenden Teilchen und sorgt für die benötigten Trigger. Es besteht aus 5 Szintillations- und 2 Cerenkovzählern. Der erste ist ein total reflektierender Cerenkovzähler, der zweite arbeitet als Schwellenzähler. Die drei letzten Szintillationszähler werden als Energieverlustzähler benutzt. Der Strahl wird durch Kupfer- und Kohlenstoffblöcke derart moderiert, daß die Antiprotonen im Target zur Ruhe kommen. Der vor Zähler S3 stehende variable Moderator (Marionetten genannt) erlaubt die genaue Einstellung der Reichweite.

Der Aufbau ist in Abb. 8 schematisch dargestellt.



66445

- S : Szintillationszähler
- C : Čerenkovzähler
- A : Kupferabschirmung
- M_{Cu} Kupfermoderator
- M_a Marionetten
- M_c Kohlenstoffmoderator
- T : Target
- D : Halbleiterdetektor

Strahl

Abb. 8: Zählerteleskop

Die Funktionen der Zähler sind im einzelnen:

Zähler S1 registriert einkommende Teilchen und trifft in Verbindung mit C1 eine grobe Vorauswahl zwischen Pionen und Antiprotonen. Danach wird der Strahl in einem Kupfermoderator soweit abgebremst, daß nur noch die Pionen mit ihrem β über der Schwelle des zweiten Čerenkovzählers liegen. S2 definiert den Strahl nach der Moderation. In den nachfolgenden Blöcken wird der Strahlimpuls weiter erniedrigt, so daß die Antiprotonen im Target stoppen. Die Pulse der Zähler S3, S4 und S5 werden

nach ihrer Höhe analysiert. Die langsamen Antiprotonen liefern große Signale, während die Pionen solche knapp über dem Rauschen ergeben. Durch Setzen einer Schwelle können die Antiprotonen dadurch nochmals von den Pionen unterschieden werden. Die Triggerbedingungen sind die folgenden:

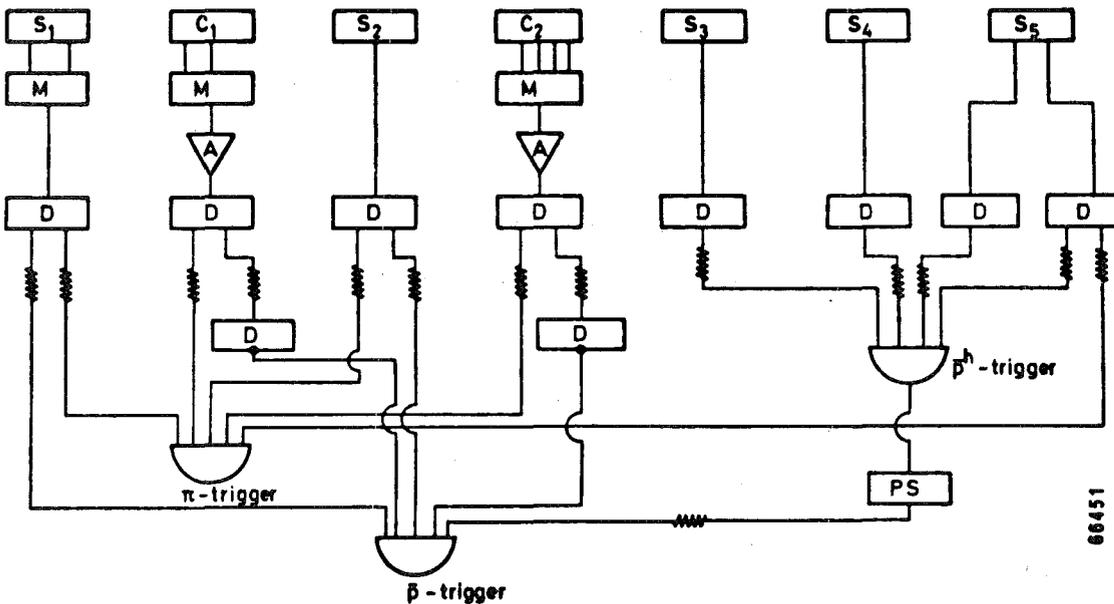
Antiproton-Trigger: $\bar{p} = S_1 * \bar{C}_1 * S_2 * \bar{C}_2 * S_3^h * S_4^h * S_5^h * S_5^l$

Pion-Trigger: $\pi = S_1 * S_2 * C_1 * C_2 * S_5^l$

Der Index h steht für Pulse über der Schwelle des jeweiligen Zählers, l für beliebige Pulse und dient der Zeitreferenz. \bar{C}_1 und \bar{C}_2 bedeutet Zähler in Antikoinzidenz. Ein weiterer Trigger ist:

$$\bar{p}^h = S_3^h, S_4^h, S_5^h, S_5^l$$

Er wird für die Eichspektren benutzt.



- S : Szintillationszähler
- C : Čerenkovzähler
- M : Analogmixer
- A : Verstärker
- D : Diskriminator
- PS: Pulsformer
- ⚡ : Verzögerungsleitung

Abb. 9: Blockdiagramm des Teleskops

Einstellen des Teleskops

Von großem Vorteil ist die Möglichkeit, bei Experimenten mit Antiprotonen, Teleskop und Strahl mit Protonen justieren zu können. Die Strahlelemente müssen dazu nur umgepolt werden, die anderen Konditionen sind identisch. Der positive Strahl enthält eine Vielzahl von Protonen.

Das Teleskop wird mit einem rohen \bar{p} -Trigger (in diesem Fall Protonen) auf die richtige Reichweite eingestellt. Dann werden nacheinander die Schwellen der dE/dx-Zähler eingestellt, indem die Diskriminatorschwellen solange hochgedreht werden, bis die \bar{p} -Rate abnimmt. Mit den Čerenkovzählern wird in umgekehrter Weise verfahren. Da sie in Antikoinzidenz sind, werden die Schwellen langsam von hohen Werten zu niedrigen Einstellungen gebracht. Normiert wird auf eine konstante Zählrate. Durch wiederholte Anwendung des Verfahrens wird der \bar{p} -Trigger optimiert. Seine Güte zeigt sich in der Unterdrückung der Pionen in der Separatorkurve und dem Untergrund unter der Reichweitekurve. Der \bar{p} -Trigger in Antikoinzidenz mit Zähler S6, unmittelbar hinter dem Target aufgestellt, definiert ein gestopptes Antiproton: $\bar{p}_{\text{stop}} = \bar{p} * \overline{S6}$. Diese Stoprate in Abhängigkeit von der Moderatordicke aufgetragen, ergibt die Reichweitekurve.

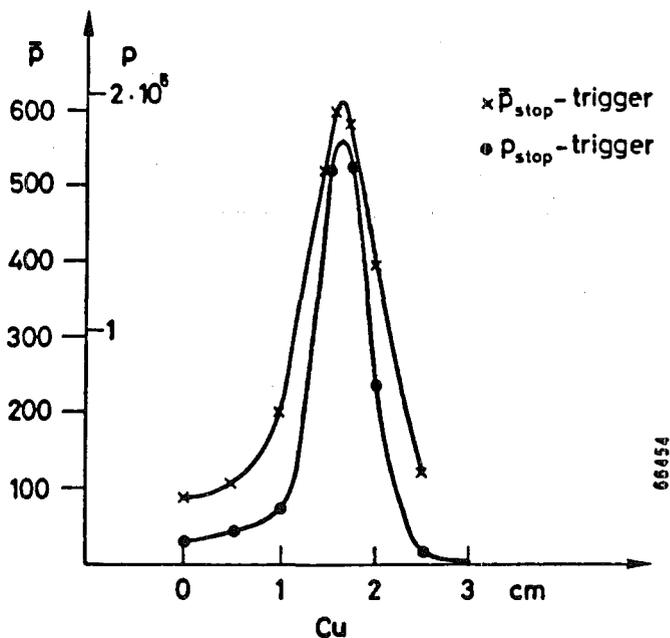


Abb. 10: Reichweitekurve

Abb. 10 zeigt die Reichweitekurve für das $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ -Target für negativen und positiven Strahl.

Die Breite der Reichweitekurve ist eine Faltung von Impulsband des Strahls mit der Dicke des Targets.

Moderator

Die richtige Wahl des Moderators ist schwierig. Die Coulomb-Viel-fachstreuung läßt Elemente mit niedrigem Z (etwa Be) vorteilhaft erscheinen. Wegen ihrer geringen Dichte sind solche Moderatoren sehr lang und für die Strahloptik äußerst nachteilig. Dies führte dazu, daß der Moderator aus einem mittelschweren Element, Kupfer, strahlaufwärts und einem leichten, Kohlenstoff, kurz vor dem Target zusammengesetzt wurde. Diese Kombination lieferte bei der gegebenen Strahlkonfiguration und dem Target optimale Stopraten und Strahlausmaße. In Abb. 11 wird die Ausdehnung des positiven Strahls 5 mm hinter Zähler S5 gezeigt. Die Abbildung 12 ist eine Polaroid-Fotographie des Strahls.

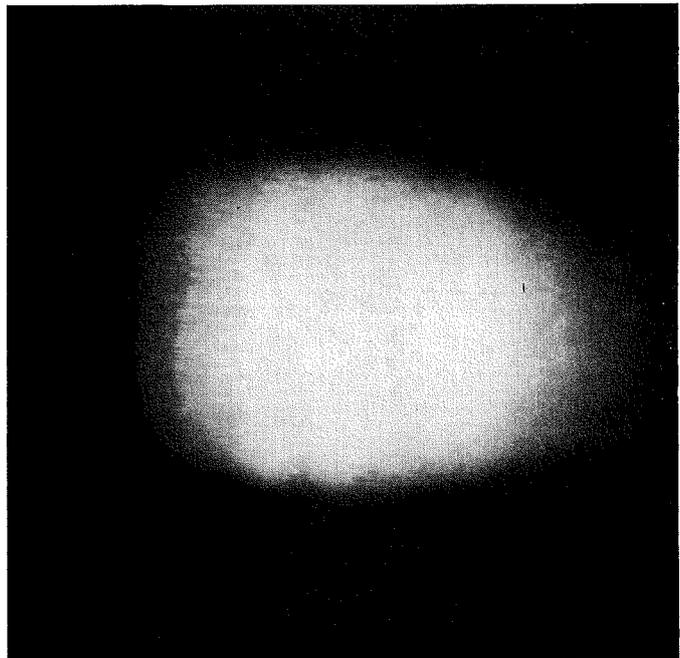
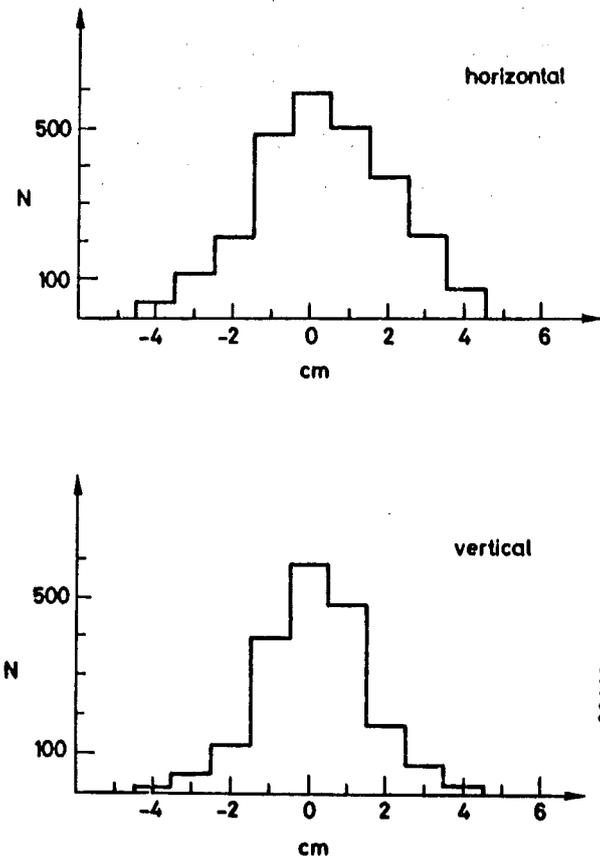


Abb. 11: Strahlausdehnung am Targetort

Abb. 12: Polaroid-Fotographie des Strahls 1:1

3. Targets

Für die Messungen mußten spezielle Targets entwickelt werden. Die Sauerstoffisotope waren in Form von schwerem Wasser vorhanden. Zur Durchführung einer Differenzmessung mußte das schwere und superschwere Wasser ($D_2^{16}O$, $D_2^{18}O$) in absolut gleichartige Behälter gefüllt werden. Sie mußten aus solchem Material hergestellt sein, daß ihre antiprotonischen Röntgenstrahlen als Energiestandards verwendbar waren und keine Stör-
linien an den Positionen der Sauerstofflinien auftraten.

Titan erwies sich als geeignet. Die beiden Targets hatten die Form von Salamischeiben und wurden unter 45° in den Strahl gestellt. Dies diente dazu, den Weg der Röntgenstrahlen im Target kurz zu halten und die Absorption dadurch herabzusetzen. Die Behälter wurden übereinander montiert und durch dünne Titanschienen gehalten. Das Ganze saß auf einem Rohr, das durch einen Preßluftstößel gehoben oder gesenkt werden konnte (Abb. 13).

Über eine Zählerlogik gesteuert, wurden die Targets nach einer vorgewählten Zahl von Antiprotonenstops abwechselnd in den Strahl gefahren. Auf diese Weise konnten identische Bedingungen erreicht werden, und die Spektren unterschieden sich in ihrer Identifikation nur durch ein Routing bit. So differierte zum Beispiel die Gesamtzahl aller Ereignisse in den Spektren beider Targets um weniger als 1%.

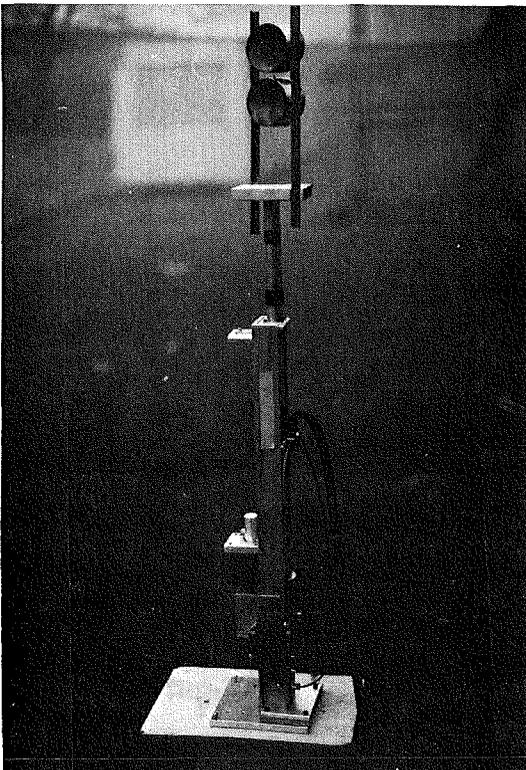


Abb. 13:

$^{16}O/^{18}O$ -Zwillingstarget

Das Titantarget war unproblematisch. Es diente in erster Linie der Bestimmung eventueller Störlinien aus dem Titan. Es war eine Titanplatte (10 mm hoch, 12,5 cm breit, 8 mm dick), die unter 45° in den Strahl gestellt wurde.

Für die Heliummessung war zur Erzielung einer hohen Stopprate ein Flüssigtarget nötig. Hauptanforderungen waren, äußerst wenig Fremdmaterial in der Umgebung des Strahls zu haben und die Absorption für die Strahlung aus dem Target zu minimieren. Es galt, Röntgenstrahlen bis herunter zu 3.5 KeV mit großer Effizienz nachzuweisen. In Strahlnähe befindliches Material liefert eine dichte Ansammlung antiprotonischer und pionischer Linien bei diesen niedrigen Energien. Zwar sind die Intensitäten dieser Linien gering, doch liegen sie dicht beieinander und ergeben einen nicht separierbaren Untergrund.

Als Behälter wurde ein Mylar-Zylinder mit 200 μm starken Wänden gewählt. Er war mit dünnen aluminisierten Mylarfolien zur Wärmeisolation umwickelt. Dort, wo die Dioden auf das Target gerichtet waren, saßen 25 μm dünne Fenster, mit wenigen Lagen isoliert. Der ganze Behälter hing an der Heliumzuführung in einem

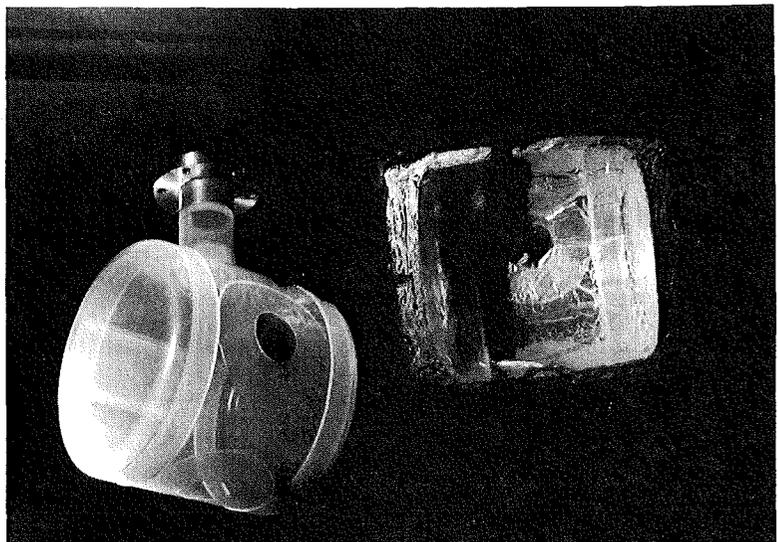
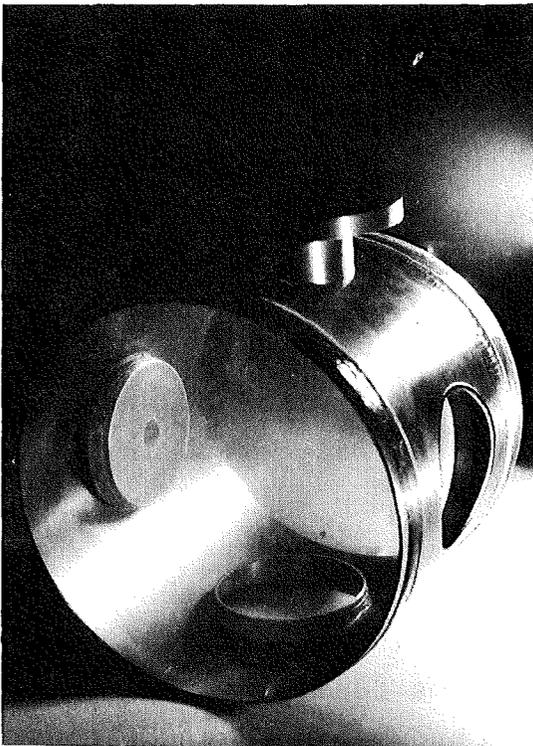


Abb. 14: Heliumtarget
a) Titanvakuumtank

b) Mylarbehälter ohne Isolierung
und mit Isolierung aufgeschnitten

dünnwandigen Vakuumtank aus Titan von großem Durchmesser und mit dünnen Mylarfenstern für die Dioden (Abb. 14).

4. Röntgenstrahl-Detektoren

Zum Nachweis der Röntgenstrahlung antiprotonischer Atome und der Kaskade der Restkerne wurden hochauflösende Halbleiterdetektoren (Dioden) verwendet. Die Titan- und die Sauerstoffspektren wurden mit Germaniumdioden und das niederenergetische Heliumspektrum mit Siliziumdetektoren gemessen. Die Daten der Detektoren sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

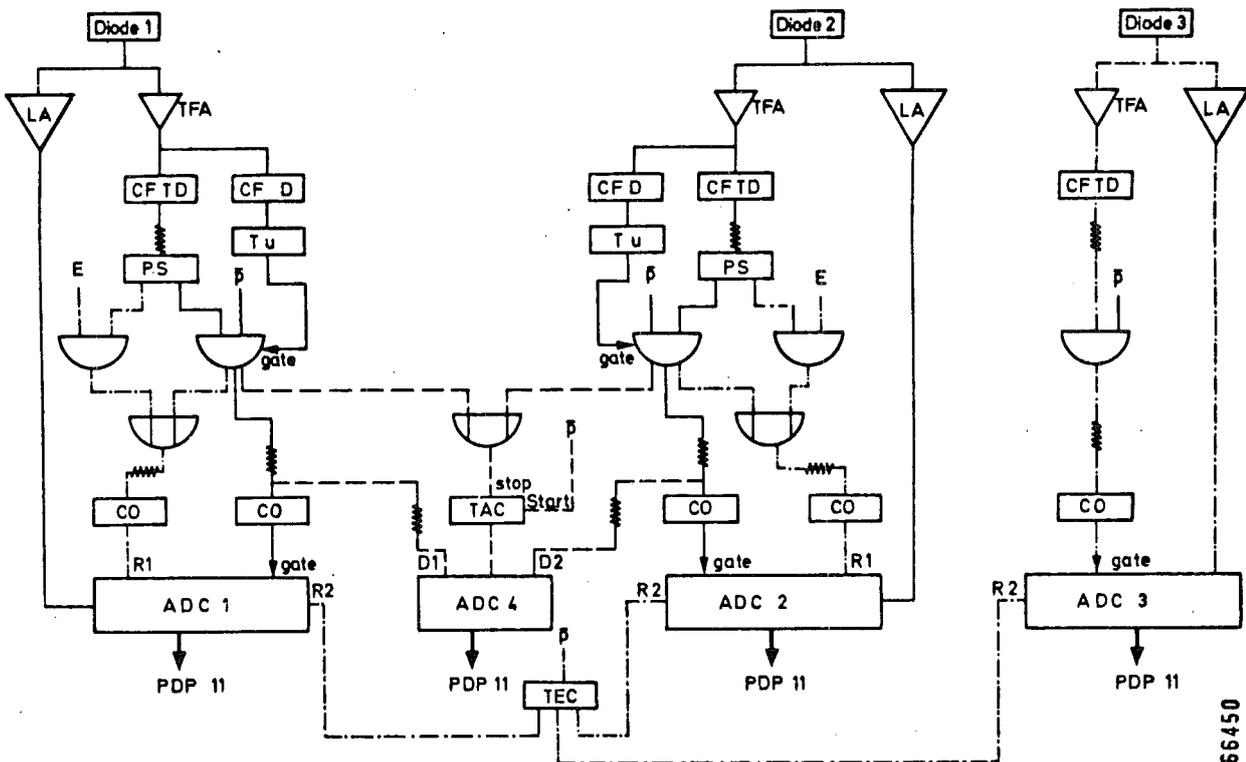
Tabelle 4: Daten der Halbleiterdetektoren

Detektor	KeveX II	Ortec	Princeton	Getac
Detek.-Fläche	0.8 cm ²	2 cm ²	2 cm ²	17 cm ²
Detek.-Dicke	3 mm	5.3 mm	6.4 mm	
Auflösung bei	210 eV	600 eV	600 eV	2.3 keV
Energie	6 keV	60 keV	60 keV	870 keV

Das Signal einer Diode wurde in zwei Zweige zerlegt (Abb. 15). Ein schneller logischer Puls sorgte für zeitliche Abstimmung mit dem Teleskop-Trigger, das langsame analoge Signal wurde seiner Pulshöhe nach analysiert. War der Timing-Puls koinzident mit dem Antiproton-Trigger (Koinzidenzbreite 400 ns für He, sonst 100 ns), wurde das analoge Signal konvertiert und als antiprotonisches Röntgenquant gewertet. Im Falle des Heliumspektrums wurde noch die Zeit zwischen \bar{p} -Trigger und Diodensignal registriert. Zur Eichung wurden Röntgenstrahlen von einer radioaktiven Quelle (unmittelbar vor der Diode angebracht) in zufälliger Koinzidenz mit dem verzögerten Trigger \bar{p}^h in das Eichspektrum eingezählt.

Wichtig ist die Abschirmung der Dioden gegenüber dem Strahl. Durchdringt ein geladenes Teilchen den Detektor, löst es einen hohen Puls aus und überlädt die Diode. Dies führt zu einer großen Totzeit während des Strahlbursts und beeinträchtigt die Energieauflösung des Systems. Lange Kupferblöcke auf drei Seiten des Teleskops wurden aufgestellt, um eine optimale Abschirmung zu erreichen.

Eine neuartige Methode zur Kontrolle der Stabilität und der elektronischen Nachweiswahrscheinlichkeit wurde bei der Heliummessung angewendet. Etwa alle 8 Stunden wurde das System mit einem Testpuls unter Strahlbedingungen überprüft. Dazu wurde ein Puls, der durch eine schnelle Koinzidenz dreier Zähler erzeugt wurde, unmittelbar hinter der Diode in den Vorverstärker eingespeist. Ein Vergleich der eingegebenen mit den konvertierten Zählraten ergab die elektronische Nachweiswahrscheinlichkeit unter den gleichen Bedingungen wie bei einem echten antiprotonischen Röntgenquant. Über einen Abschwächer konnte die Pulshöhe variiert werden.



66450

- | | |
|----------------------------------|-------------------------------|
| LA : linearer Verstärker | CO : Konverter |
| TFA: Timing Filter Amplifier | TAC: Zeit/Pulshöhen Konverter |
| CFD: Constant Fraction Diskr. | ADC: Analog/Digital Konverter |
| CFTD Const. Fract. Timing Diskr. | R : Routing |
| Tu : Timing Unit | D : " |
| PS : Pulsformer | TEC: Targetwechsel-Logik |
| E : Eichtrigger | z : Verzögerungsleitung |
| \bar{p} : \bar{p} -Trigger | |

Abb. 15: Blockdiagramm der Halbleiterdetektoren
 (--) nur für Helium, (-.-) nur für Sauerstoff

Datenaufnahme

Die Signale der Halbleiterzähler wurden in extrem linearen (Nichtlinearität $\leq 10^{-4}$) und stabilisierbaren Analog-Digital-Wandlern (ADC) konvertiert und direkt in einen PDP 11-Rechner eingelesen. Nach Zwischenspeicherung in einem Puffer wurden sie auf ein Magnetband übertragen und im Kernspeicher des Rechners abgespeichert. Sie waren jederzeit abrufbar und konnten über einen Monitor kontrolliert werden. Die Zählraten wurden über CAMAC-Zähler in den Rechner eingegeben und ebenfalls auf Magnetband geschrieben. Während den Messungen wurden ständig automatische Zählratenkontrollen durchgeführt. Die Datenanalyse der auf Magnetband abgespeicherten Informationen wurden auf der Großrechenanlage des CERN mit der Programmpackung YETI⁷⁴ ausgeführt.

II. Durchführung der Messung und Datenanalyse

Mit der beschriebenen experimentellen Anordnung wurden die antiprotonischen Röntgenspektren der Elemente ^4He , ^{16}O , ^{18}O und Titan gemessen. Die antiprotonischen Sauerstoffspektren wurden mit zwei planaren Ge (Li)-Detektoren (Princeton und Ortec) aufgenommen, und ein koaxialer Ge (Li)-Detektor wurde zur Beobachtung der Abregungsspektren der Restkerne verwendet. Die Behälter des Sauerstoff-Zwillingstargets waren aus Titan angefertigt. Deshalb wurde eine getrennte Messung am Titan durchgeführt. Sie sollte vor allem die Beiträge dieses Behälters klären und lieferte eine zusätzliche Möglichkeit der Eichung.

Das Heliumspektrum wurde mit zwei hochauflösenden Si (Li)-Detektoren aufgenommen.

1. Sauerstoffspektren

Eichung der Dioden

Simultan mit der Messung der antiprotonischen Röntgenspektren wurden Eichspektren radioaktiver Quellen aufgenommen. Die

Röntgenquanten der Quellen wurden in zufälliger Koinzidenz mit dem verzögerten und verbreiterten \bar{p}^h -Trigger und zeitweise auch dem π -Trigger registriert. Die Quellen waren unmittelbar vor den Detektoren aufgestellt. Eichlinien und antiprotonische Röntgenlinien hatten dadurch annähernd die gleiche Geometrie und Triggerbedingung. Für beide Spektren konnten damit nahezu identische Aufnahmekonditionen erreicht werden.

Eine besondere Eichmethode bietet die Möglichkeit, ungestörte, d.h. von der starken Wechselwirkung verschonte, antiprotonische Röntgenlinien zu benutzen. Dies wurde dadurch erreicht, daß der Targetbehälter aus einem Material angefertigt wurde, das antiprotonische Linien in der Nähe der zu untersuchenden Linie hatte. Natürlich mußte gewährleistet sein, daß andere Linien des Behältermaterials nicht störten. Im Falle von Sauerstoff erfüllte Titan diese Bedingungen. Auf diese Weise konnte erreicht werden, daß in unmittelbarer Nähe der absorbierten Linie eine starke Eichlinie lag. Sie stellte gewissermaßen eine eingebaute Energieeichung und einen Monitor für die Auflösung in unmittelbarer Nachbarschaft des verbreiterten Übergangs dar.

Eine weitere Eichmöglichkeit ist in der Verwendung der eigenen ungestörten Linien des Targetmaterials gegeben. In günstigen Fällen sind viele Linien der Kaskade vorhanden und reichen bis an die verbreiterte Linie heran. Sie können sowohl im Hinblick auf die Energieeichung wie auch zur Bestimmung der Auflösung benutzt werden.

Eine einzigartige Gelegenheit zur Energieeichung bot sich bei der Isotopiemessung. Die Linien in ^{18}O sind gegenüber ^{16}O um das Verhältnis der reduzierten Massen beider Systeme zu höheren Energien verschoben. Das Verhältnis ist sehr genau bekannt und die Verschiebung der Linien beträgt einige hundert eV. Dieser Effekt konnte bei der Bestimmung der Isotopieverschiebung (Kapitel B II,2 und Anhang II) aufgrund der starken Wechselwirkung sehr gut ausgenutzt werden.

Auswertung

Zunächst wurden die Eichspektren (Abb. 16) ausgewertet.

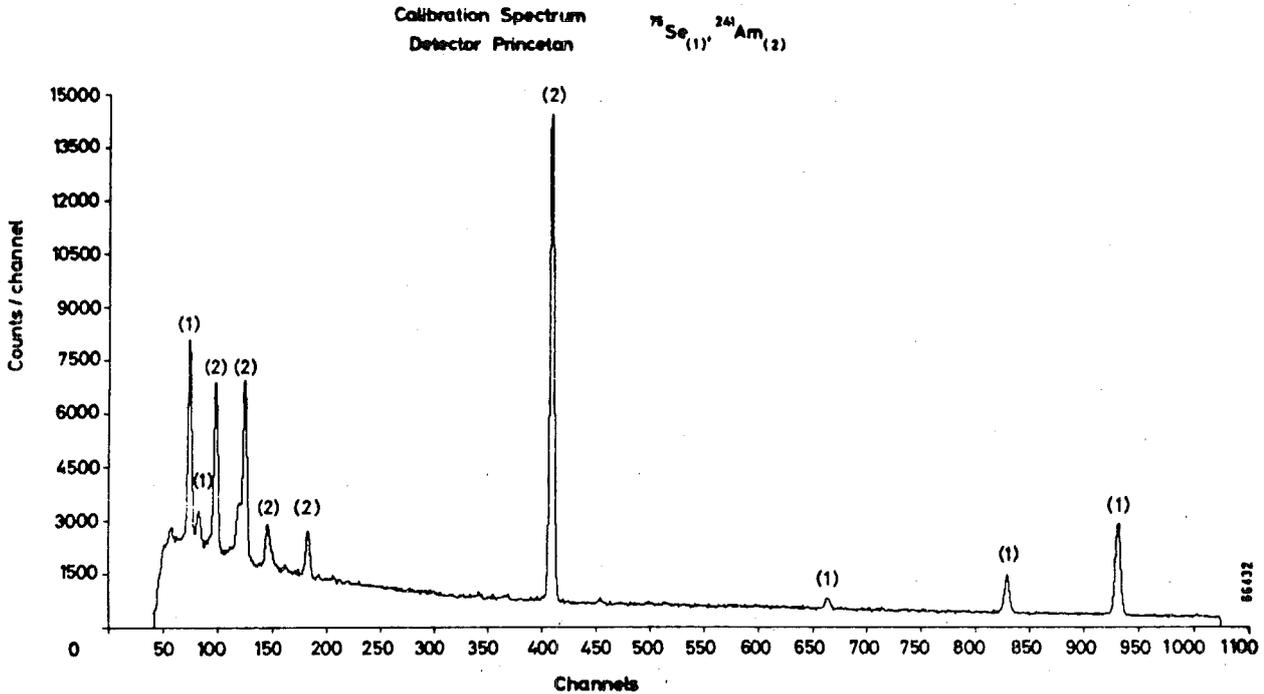


Abb. 16: Eichspektrum

Die Form der Eichlinien (Gaußkurven) wurde untersucht und auf Asymmetrien überprüft. Aus den Positionen der Eichlinien wurde das Eichpolynom bestimmt. Die Breite in Abhängigkeit von der Linienposition gab die Auflösungskurve. Aus dem Verhältnis der theoretischen zu den gemessenen Linienintensitäten wurde die Nachweisempfindlichkeit unter Strahlbedingungen ermittelt. Ein Vergleich der getriggerten Eichspektren mit solchen ohne Strahl aufgenommen, lieferte Hinweise auf die Form des strahlkorrelierten Untergrundes. Weiterhin wurde die Abhängigkeit des Untergrundes von der Wahl der Triggerbedingungen untersucht. Die so gewonnenen Daten bildeten die Startwerte für die Auswertung der antiprotonischen Röntgenspektren.

Die Spektren der beiden Sauerstoffisotopen werden in Abb. 17 gezeigt. Die letzte beobachtbare Röntgenlinie der Kaskade ist der Übergang 4-3. Die O-Serie ($i=5, 6, 7, \dots$) und die N-Serie ($i=4, 5, 6, \dots$) sind vollständig bis zu ihren Seriengrenzen

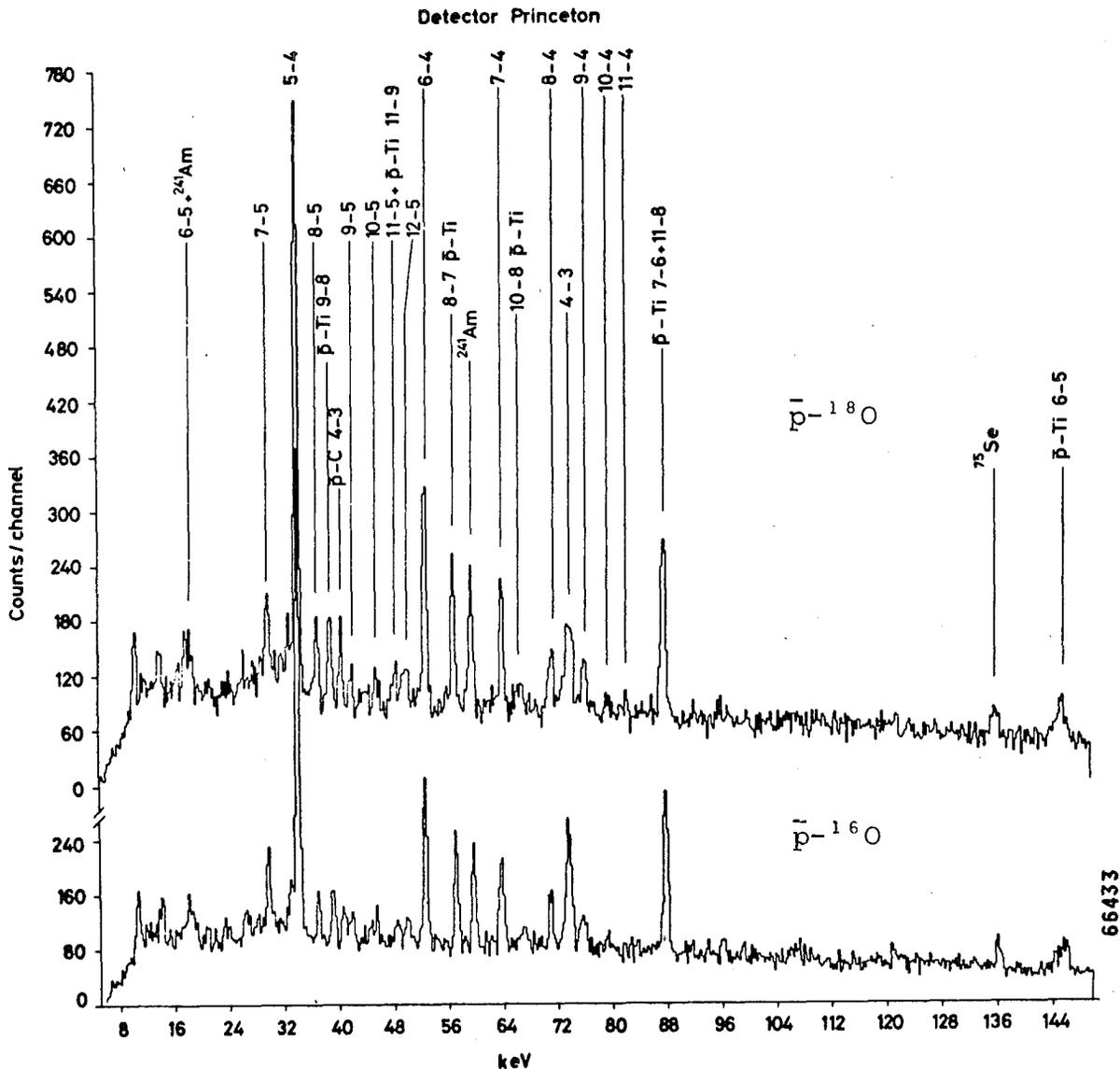


Abb. 17: Röntgenspektrum von antiprotonischem $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$

vertreten. Die N-Serie bevölkert das Ausgangsniveau des 4-3-Übergangs. Bis auf diesen Übergang sind die Intensitäten aller Linien in beiden Spektren gleich. Ein Vergleich mit den ungestörten Nachbarlinien läßt schon aus der Abbildung erkennen, daß diese Linie im ^{18}O -Spektrum gegenüber dem ^{16}O -Spektrum stark abgeschwächt und verbreitert ist.

Die reduzierten Massen beider Isotopensysteme unterscheiden sich geringfügig. Das äußert sich darin, daß alle Sauerstofflinien in ^{18}O zu höheren Energien verschoben sind. Dieser kleine Effekt von 6.6×10^{-3} im Verhältnis der reduzierten Massen ist ebenfalls bereits aus der Abbildung zu entnehmen

und zeigt die Empfindlichkeit der Apparatur. Diese Energiedifferenz bildet eine einzigartige Eichmöglichkeit bei der Bestimmung der Isotopieverschiebung des 4-3-Übergangs aufgrund der starken Wechselwirkung.

Wegen des Spins des Antiprotons sind alle antiprotonischen Linien Tripletts. Dies wurde bei der N-Serie berücksichtigt, bei der O-Serie sind die Aufspaltungen so klein, daß sie beim Fit vernachlässigt werden konnten. Relative Intensitäten, Energieabstände und Linienbreiten eines Feinstrukturtripletts wurden festgehalten und nur das Linienmultiplett als Ganzes angepaßt. Wie sich aus Kaskadenrechnungen gezeigt hat, konnten Parallelübergänge vernachlässigt werden. (Parallelübergänge sind Übergänge zwischen Niveaus mit denselben Hauptquantenzahlen, aber unterschiedlichen Bahndrehimpuls-Quantenzahlen. Die ^{16}O - und ^{18}O -Spektren wurden zunächst unabhängig voneinander betrachtet, im späteren Verlauf der Auswertung dann aber simultan behandelt.

Mit den Startwerten der Eichspektren wurden alle ungestörten Röntgenlinien der antiprotonischen Sauerstoff- und Titanspektren angepaßt. Auch hier wurden die Linien zunächst auf Asymmetrien untersucht und das Auflösungspolynom bestimmt. Im nächsten Schritt wurde der Untergrund ermittelt. Alle Regionen, in denen sich Linien befanden, wurden dabei ausgeklammert. Der Untergrund wurde mit einem Polynom angepaßt und die Abhängigkeit vom Grad des Polynoms und der Wahl der Fit-Region detailliert untersucht. Es ergaben sich innerhalb der Fehler keine Unterschiede zwischen den Isotopenspektren.

Mit den so ermittelten Daten wurden die verbreiterten Linien analysiert. Die Linienform war eine symmetrische Lorentzkurve, gefaltet mit einer Gaußkurve. Die elektromagnetische Spin-Bahnaufspaltung wurde auch hier berücksichtigt. Gaußbreite (Auflösung) und Untergrund wurden festgehalten und Position, Intensität und Lorentzbreite des Linientripletts gemeinsam angepaßt (Abb. 18).

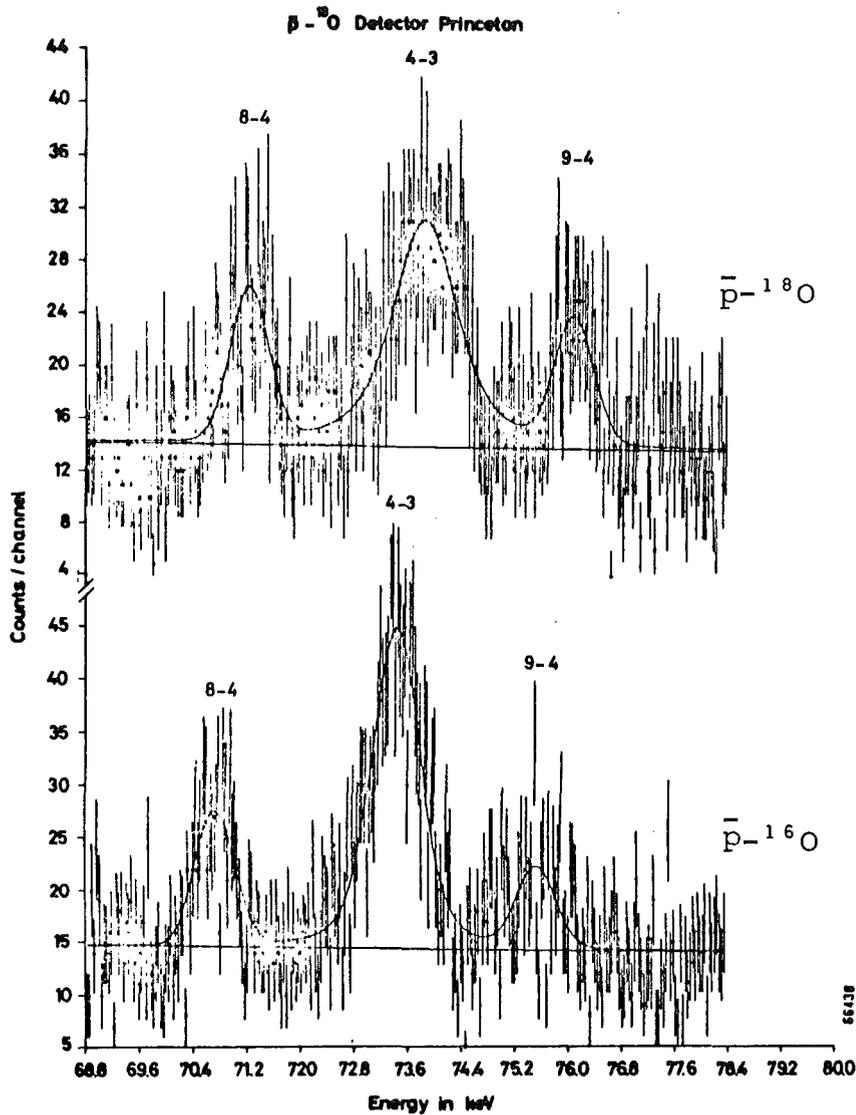


Abb. 18: Fit der verbreiterten Linie 4-3

Um mögliche Fehlerquellen auszuschließen, wurden zahlreiche Untersuchungen durchgeführt. Der Einfluß von unterschiedlichen Fit-Regionen, von Auflösung, Untergrund und Fit-Parametrisierung wurden eingehend studiert (siehe Kapitel B IV, Fehlerdiskussion). Die Zuverlässigkeit der Unterprogramme zur Anpassung von Gauß- und Gauß-Lorentz-Kurven wurden unabhängig überprüft. Die dazu notwendigen Spektren wurden nach der Monte-Carlo-Methode generiert. Mögliche Störlinien im Bereich des 4-3-Übergangs konnten ausgeschlossen werden. Sowohl die Eichspektren wie auch die Titanspektren zeigen ein glattes Verhalten in dieser Region.

Aus den Fits konnte die Lorentzbreite des 4-3-Übergangs und die unkorrigierten Intensitäten aller Linien direkt gewonnen werden.

Die Energien der von der starken Wechselwirkung verschonten antiprotonischen Röntgenlinien lassen sich sehr genau berechnen. Um systematische Fehler klein zu halten, wurde aus ihren Positionen ein von den Kalibrationsspektren unabhängiges Eichpolynom abgeleitet. Dieses Polynom wurde zur Bestimmung der Energieverschiebung der 4-3-Linie herangezogen.

In der folgenden Tabelle sind die Ergebnisse der Spektrenauswertung für beide Detektoren zusammengestellt. In der ersten Kolonne stehen die theoretisch berechneten elektromagnetischen Energien⁷⁵. Bei den Sauerstofflinien handelt es sich um Energien von ¹⁶O. Durch Multiplikation mit dem Faktor 1.00664 (Verhältnis der reduzierten Massen) können die ¹⁸O-Energien erhalten werden. In den folgenden Spalten sind die Fitdaten der Linienpositionen und Intensitäten für alle Sauerstoffspektren angegeben. Bei der N-Serie (i-4) und der 4-3 beziehen sich die Linienpositionen auf die stärkste Komponente des Triplets, bei allen anderen auf die Multiplettschwerpunkte. Die Energien der Titanlinien werden unter Abschnitt 4 nochmals detailliert angegeben. Bei den Fehlern handelt es sich um die rein statistischen.

Tabelle 5: Ergebnisse der Sauerstoffspektren (Theoretische Energie E^{QED} in KeV, experimentelle in Kanälen)

Linie	E ^{QED}	PRINCETON				ORTEC			
		E ¹⁶	Int ¹⁶	E ¹⁸	Int ¹⁸	E ¹⁶	Int ¹⁶	E ¹⁸	Int ¹⁸
7-5	29.547	818.11 ± .75	269 ± 35	824.95 ± .98	256 ± 38	787.3 ± 1.0	142 ± 28	793.74 ± .8	230 ± 30
3-2 w ⁻ O	33.854	910.2 ± 1.1	220 ± 31	911.3 ± 1.6	164 ± 32	878.5 ± 1.3	146 ± 24	879.8 ± .9	176 ± 23
5-4	33.996	938.75 ± .21	1958 ± 61	944.88 ± .22	1972 ± 63	911.04 ± .23	1501 ± 49	917.34 ± .19	1549 ± 48
8-5	36.751	1016.7 ± .9	181 ± 36	1022.2 ± 1.0	245 ± 37	986.9 ± .9	174 ± 25	994.5 ± 1.4	176 ± 32
9-8 p-Ti	38.981	1075.7 ± 1.0	220 ± 32	1074.77 ± .75	251 ± 31	1050.3 ± .9	154 ± 23	1052. ± 1.	165 ± 26
4-3 p-C	40.539	1118. ± 1.	151 ± 29	1118.0 ± .8	180 ± 28	1090. ± 2.	45 ± 20	1091. ± 1.6	52 ± 18
9-5	41.69	1149. ± 1.	131 ± 27	1157. ± .8	71 ± 22	1122. ± 2.	91 ± 23	1131.1 ± .5	72 ± 15
10-5	45.222	1245. ± 1.	89 ± 22			1212. ± 6.	123 ± 40	1223. ± 4.	128 ± 36
(11-9 p-Ti)+11-5	47.834	1328. ± 3.	100 ± 36	1331. ± 2.	103 ± 30	1312. ± 3.5	109 ± 31	1312. ± 1.2	108 ± 22
12-5	49.823	1370. ± 2.	122 ± 35	1371.7 ± 2.5	181 ± 46	1351. ± 2.7	57 ± 22	1356. ± 3.6	93 ± 32
6-4	52.446	1441.95 ± .41	738 ± 42	1451.5 ± .4	775 ± 43	1421.75 ± .34	570 ± 31	1430.5 ± .48	558 ± 36
8-7 p-Ti	56.907	1565.44 ± .54	471 ± 34	1564.28 ± .51	460 ± 34	1547.36 ± .66	275 ± 28	1546.26 ± .65	251 ± 26
²⁴¹ Am	59.537	1635.73 ± .59	427 ± 33	1635.7 ± .6	449 ± 35	1619.2 ± .58	452 ± 33	1619.3 ± .4	472 ± 30
7-4	63.531	1745.46 ± .72	488 ± 39	1756.75 ± .57	402 ± 34	1730.1 ± .7	325 ± 31	1741.17 ± .75	294 ± 29
10-8 p-Ti	66.719	1835.7 ± 3.6	124 ± 42	1832. ± 4.	107 ± 42	1817. ± 5.	39 ± 26	1823.6 ± 2.1	52 ± 21
8-4	70.742	1941.5 ± .8	263 ± 27	1953.9 ± .8	213 ± 23	1930.2 ± 2.1	171 ± 21	1943.6 ± 1.3	145 ± 20
4-3	73.569	2014.57 ± .68	932 ± 123	2025.7 ± 1.1	730 ± 88	2003.8 ± .8	506 ± 100	2016.6 ± 1.2	370 ± 83
9-4	75.683	2076.4 ± .8	160 ± 24	2089.7 ± .8	179 ± 23	2065.2 ± 2.	90 ± 19	2081.3 ± 2.2	83 ± 19
10-4	79.215	2173.8	68 ± 22	2188.12	36 ± 21	2164.	36 ± 19	2178.6	46 ± 18
11-4	81.828			2259.96	34 ± 21	2236.3	13 ± 18	2251.4	14 ± 17
12-4	83.82	2299.38	17 ± 21	2314.56	19 ± 21	2291.3	6 ± 18	2306.7	17 ± 17
7-6+11-8 p-Ti	87.762	2403.2 ± .4	870 ± 60	2403.2 ± .5	867 ± 59	2399.1 ± .7	401 ± 43	2400.3 ± .8	438 ± 49

Bei den Angaben ohne Fehler sind die Linienpositionen im Fit auf die theoretischen Energien fixiert worden.

2. Isotopie-Effekte

Ermittlung der Intensitätsunterschiede in den 4-3-Übergängen aus dem Differenzspektrum

Als Isotopie-Effekte werden hier nur solche verstanden, die von der starken Wechselwirkung herrühren. Diese Unterschiede zu untersuchen, war ein wichtiges Ziel der Sauerstoffmessungen. Wie oben bereits beschrieben, ist eine Verbreiterung und Abschwächung des 4-3-Übergangs in ^{18}O gegenüber ^{16}O direkt aus dem Spektrum zu entnehmen. Die relativen Effekte möglichst genau zu bestimmen und die Fehler auf die rein statistischen zu reduzieren, war Kernpunkt der Isotopiemessung. Wie ähnlich die Spektren der Sauerstoffisotope sind, zeigt das Differenzspektrum* (Abb. 19).

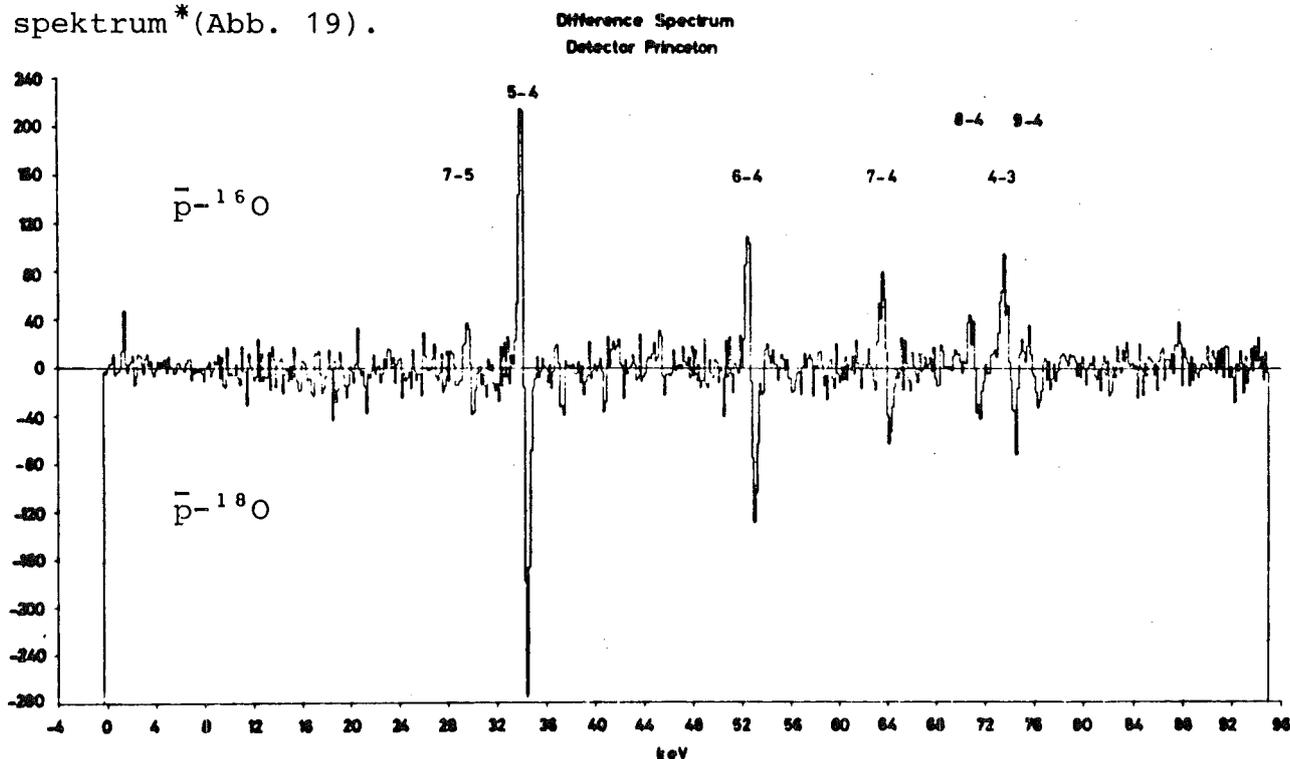


Abb. 19: Differenzspektrum ($\bar{p}-^{16}\text{O}$) - ($\bar{p}-^{18}\text{O}$)

Es wurde dadurch erzeugt, daß das ^{18}O -Spektrum Kanal für Kanal vom ^{16}O -Spektrum abgezogen wurde. Dabei mußten keinerlei Korrekturen angewendet werden. Die Kanalinhalte schwanken statistisch um Null, ein Beweis für die absolute Gleichheit des Untergrundes in beiden Spektren. Nur die Sauerstofflinien bleiben wegen

* Nach einem Vorschlag von P. Blüm

ihrer Energieverschiebungen aufgrund der unterschiedlichen reduzierten Massen erhalten, alle anderen Linien heben sich gegenseitig auf.

Dieses Spektrum wurde zur Bestimmung der Intensitätsunterschiede in der abgeschwächten Linie herangezogen. Im Anhang II wird abgeleitet, wie die relativen Intensitäten der 4-3-Linie mit der relativen Breite des 4f-Niveaus in Beziehung stehen. Im Rahmen der Meßgenauigkeit gilt:

$$\frac{\delta I}{I_{18}} = - \frac{\delta \Gamma_{up}}{\Gamma_{up}^{16}} \quad \frac{\delta I}{\delta \Gamma_{up}} = \frac{I_{18} - I_{16}}{\Gamma_{up}^{18} - \Gamma_{up}^{16}}$$

I_{18}, I_{16} : Intensität der 4-3 Linie im jeweiligen Isotop

$\Gamma_{up}^{18}, \Gamma_{up}^{16}$: Breite des 3d-Niveaus im jeweiligen Isotop

Die Differenz der Intensitäten wurde aus dem Differenzspektrum gewonnen, indem die Kanäle im Bereich der 4-3 Linie aufaddiert wurden. Als Fehler wurde der mittlere quadratische Fehler der Einzelintensitäten genommen. Es wurde über beide Dioden gemittelt.

Separate Bestimmung der relativen Verschiebung $\delta\varepsilon$

Trägt man Energiedifferenz und -verhältnis der Sauerstofflinien über der Linienposition auf, erhält man folgendes Verhalten (Abb. 20). Die Differenzen liegen auf einer Geraden mit der Steigung R-1 ($R = \frac{m^{18}}{m^{16}}$), die Verhältnisse sind für alle Linien nahezu gleich, nämlich R. Der Isotopie-Effekt äußert sich deutlich im Abweichen des 4-3-Übergangs von dieser Tendenz. Es läßt sich zeigen (Anhang II), daß diese Abweichung direkt die absolute ($\delta\varepsilon = \varepsilon^{18} - \varepsilon^{16}$), bzw. die relative ($\delta\varepsilon / E_{4-3}^{16}$) Differenz der Verschiebung durch die starke Wechselwirkung ist:

$$\delta\varepsilon = \varepsilon_{4-3} - \varepsilon_{4-3}^{em} \quad \varepsilon_{4-3} : \text{gemessene Energiedifferenz (in Kanälen)}$$

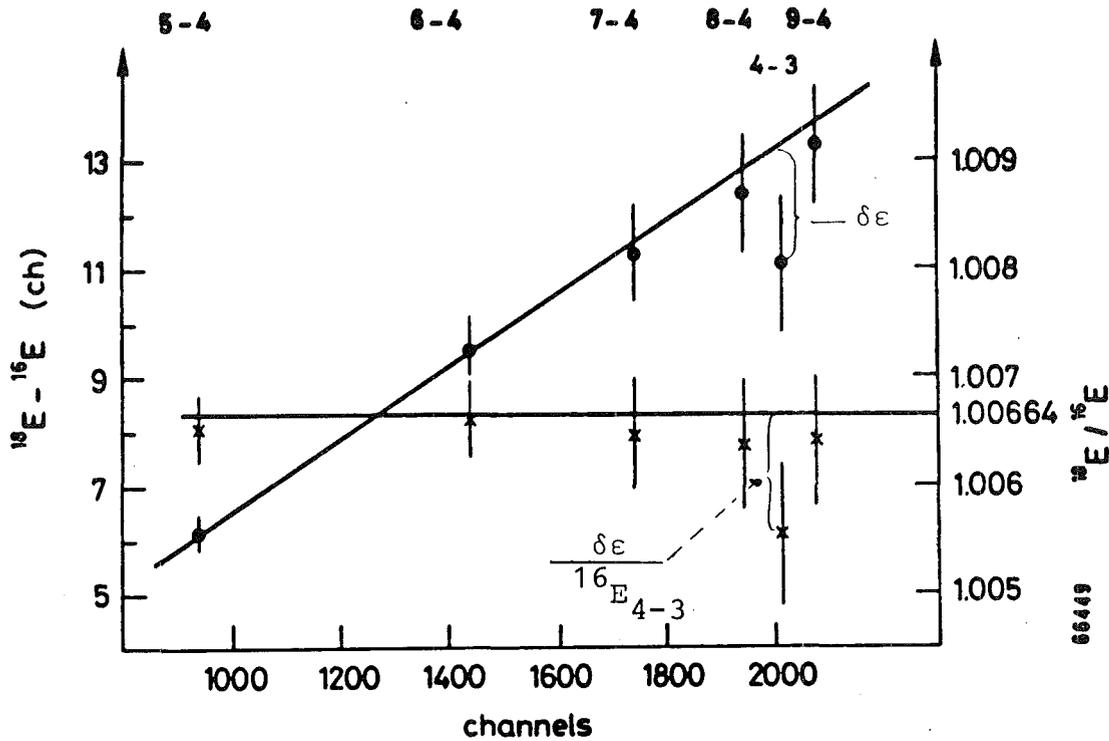


Abb. 20: Differenz (·) und Verhältnis (x) der Linienpositionen der N-Serie und des 4-3-Übergangs von beiden Sauerstoffspektren

$\delta \epsilon_{4-3}^{em}$: Energiedifferenz aufgrund der unterschiedlichen reduzierten Massen (in Kanälen)

$$\frac{\delta \epsilon}{16 E_{4-3}} = \phi - R$$

ϕ : gemessenes Verhältnis der Energien

R : Verhältnis der reduzierten Massen

Der Isotopie-Effekt in der Lorentzbreite der Linie wurde aus den Einzelspektren gewonnen. Da alle Fitparameter gleich waren, geht hier ebenfalls nur der statistische Fehler ein. In der folgenden Tabelle sind die Ergebnisse dieser Auswertungen zusammengestellt. Die ersten beiden Spalten beziehen sich auf die Verschiebung, die nächste auf die Intensitätsverhältnisse, die vierte Spalte auf die obere (4f) Breite und die letzten beiden Spalten auf die untere (3d) Breite (Energie und Breiten in eV, Intensitäten in counts).

Tabelle 6: Ergebnisse zur Isotopie-Effekt-Analyse

Größe	$\delta\epsilon$	$\delta\epsilon / {}^{16}\text{E}_{4-3}$	$\delta\text{I} / {}^{18}\text{I}$	$\delta\Gamma_{\text{up}} / {}^{16}\Gamma_{\text{up}}$	$\delta\Gamma_{\text{L}}$	$\delta\Gamma_{\text{L}} / {}^{16}\Gamma_{\text{L}}$
Meßwert	-77	$-1.1 \cdot 10^{-3}$	-0.34	0.34	240	0.75
Fehler	48	$.6 \cdot 10^{-3}$	0.2	0.2	100	0.48

3. Kernspektren

Zusätzlich zu den antiprotonischen Röntgenspektren wurde mit einer koaxialen Germaniumdiode hochenergetische Gammastrahlung aufgenommen. Zielpunkt war es, Kern- γ -Linien der nach der Absorption des Antiprotons entstandenen Restkerne nachzuweisen. Es wurden nacheinander für drei verschiedene Einstellungen Spektren aufgenommen und die Energiebereiche von 0 - 1.3 MeV, von 0 - 7.2 MeV und von 0 - 12 MeV überdeckt. Die ${}^{18}\text{O}$ - und ${}^{16}\text{O}$ -Folgespektren wurden auch bei dieser Diode wiederum durch Routingbits unterschieden. Die nachfolgende Abbildung zeigt den oberhalb der 511 keV-Linie liegenden Bereich der ersten Messung:

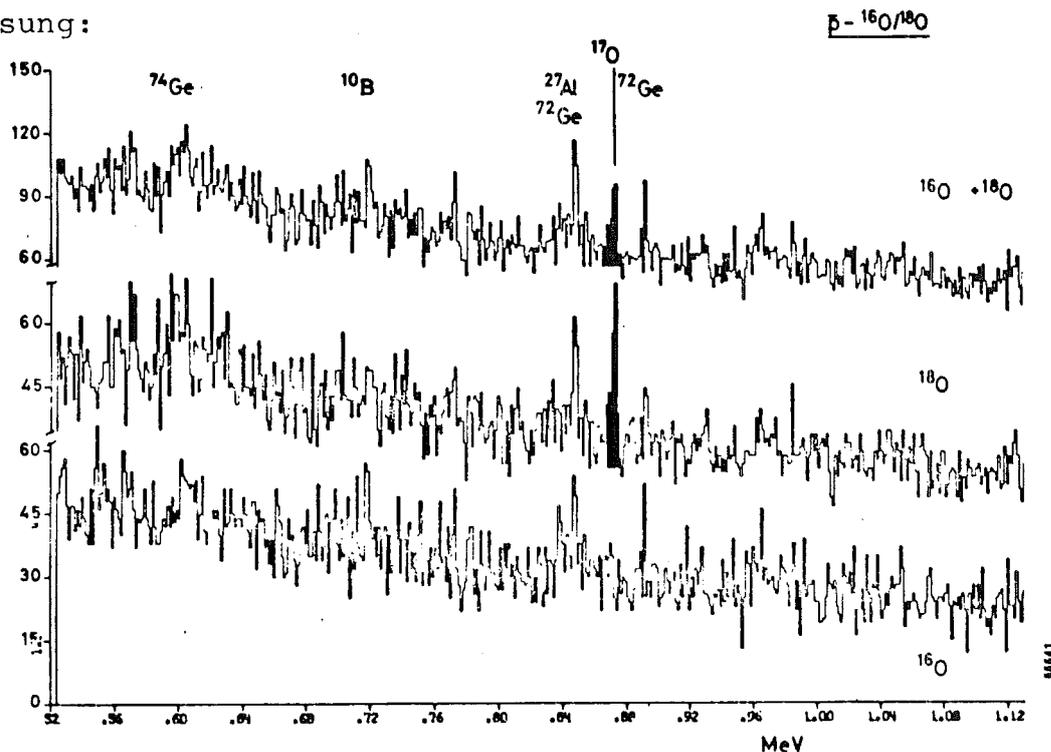


Abb. 21: Kernspektren nach erfolgter \bar{p} -Absorption in ${}^{16}\text{O}$ bzw. ${}^{18}\text{O}$

Die Messung war als Übersichtsmessung geplant und sollte in erster Linie zeigen, ob es möglich ist, aus diesen Spektren Information über den Absorptionsprozeß des Antiprotons zu erhalten.

Die beiden unteren Darstellungen zeigen die ^{16}O - und ^{18}O -Folgespektren, darüber ist ihre Kanal für Kanal aufaddierte Summe dargestellt. Deutlich sind die Untergrundlinien, die in beiden Spektren gleich auftreten. Sie sind nicht targetkorreliert, sondern werden in den umgebenen Materialien wie Abschirmung, Zähler und der Diode selbst (Ge) erzeugt. Ein ähnliches Untergrundspektrum konnte auch in Kernspektren nach erfolgter π -Absorption⁷⁶ beobachtet werden.

Eine Besonderheit ist jedoch die Linie bei 870 keV, die nur im ^{18}O -Spektrum und nicht im ^{16}O -Spektrum präsent ist. Es handelt sich um die 871 keV-Linie von ^{17}O . Dieser Kern entsteht, wenn das Antiproton mit einem Neutron in ^{18}O annihiliert. Es ist der Übergang vom ersten angeregten Niveau zum Grundzustand. Andere mögliche Übergänge in ^{17}O konnten nicht beobachtet werden. Mit der vorliegenden Statistik konnten keine Linien von ^{17}N und auch nicht von ^{15}N und ^{15}O nachgewiesen werden. Es kommt hinzu, daß die Übergänge zu den Grundzuständen dieser Kerne bei erheblich höheren Energien liegen. Dort ist dann die Nachweiswahrscheinlichkeit der Diode entsprechend niedriger. Die Anzahl der Counts in der Linie beträgt (für $9.5 \times 10^6 \bar{p}$):

$$I = 73 \pm 13$$

Die Breite der Linie beträgt etwa 2.3 keV. Dies entspricht der Auflösung des Detektors bei dieser Energie. Eine Dopplerverbreiterung, wie sie von einem bei der Annihilation auf den Kern übertragenen Rückstoß herrühren könnte, ist im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht beobachtet worden.

4. Titanspektrum

Die Auswertung des Titanspektrums (Abb. 22) wurde parallel mit der Analyse der Sauerstoffspektren durchgeführt. Eichung und Auflösung war in allen Spektren gleich.

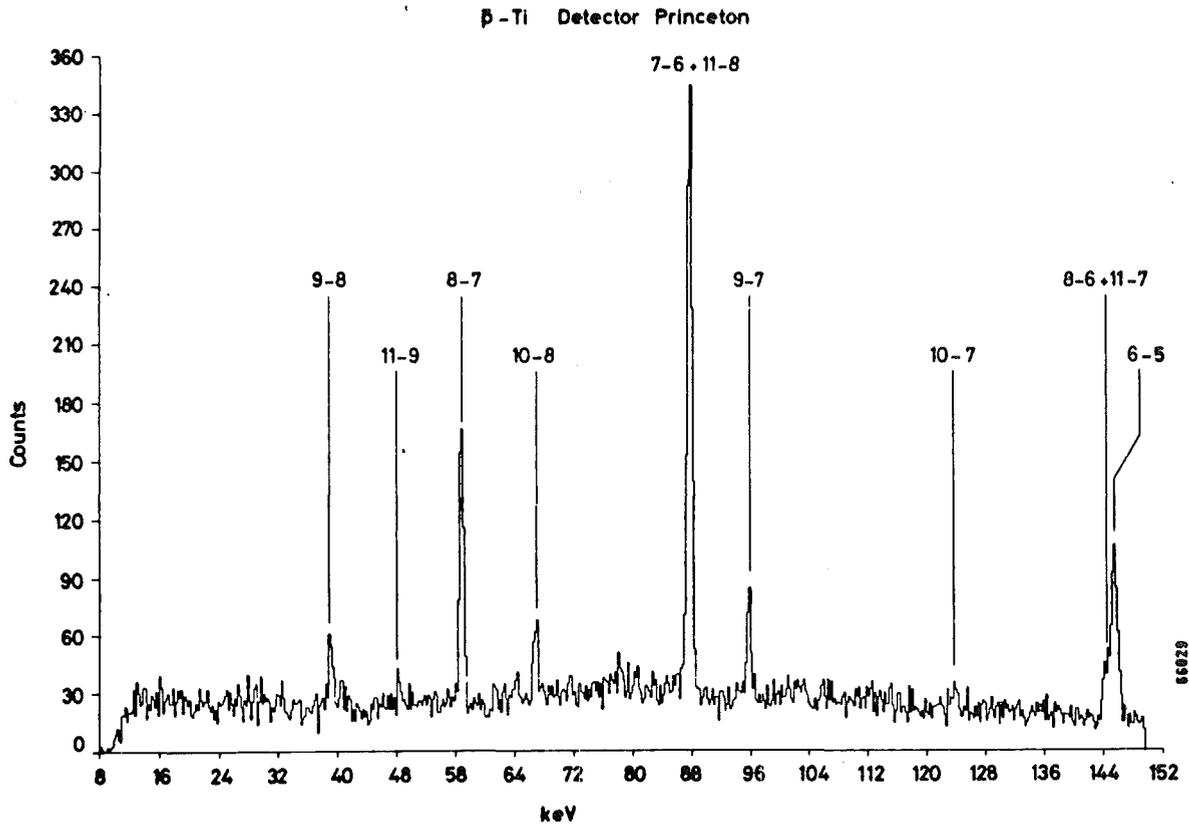


Abb. 22: \bar{p} -Ti - Röntgenspektrum

Über die für die Sauerstoffspektren notwendigen Informationen hinaus konnten noch eine Reihe wichtiger Daten aus diesem Spektrum gewonnen werden. Die Intensitäten der Linien gaben Aufschluß über die Röntgenkaskade von Titan. Die Ergebnisse der Fits sind in Tabelle 7 zusammengestellt. Die berechneten Energien $E^{QED_{75}}$ sind in keV, die gemessenen Linienpositionen E^{exp} in Kanälen und die Intensitäten in Counts angegeben. Bei den Fehlern handelt es sich um die statistischen.

Tabelle 7: Ergebnisse der Analyse des \bar{p} -Ti Spektrums

Linie	PRINCETON DETEKTOR			ORTEC DETEKTOR	
	E^{QED}	E^{exp}	Int^{exp}	E^{exp}	Int^{exp}
9-8	38.981	1075.4±1.1	91±16	1049.3±2.3	26 ± 10
8-7	56.907	1561.9± .4	447±27	1545.7± .5	278 ± 19
10-8	66.719	1832.8±1.2	116±19	1821.0±1.	63 ± 12
11-8	87.415	2402.5± .3	1086±39	2398.2± .4	586 ± 28
7-6	87.762				
9-7	95.885	2622.8± .8	149±19	2626.3±2.4	79 ± 18
8-6	144.618	3976.2±1.1	529±33		
6-5	145.711				

5. Heliumspektrum

Unterschiedliche Anstiege der Diodenpulse bewirken insbesondere bei niedrigen Energien eine Verschmierung des Triggerzeitpunktes. Ein scharfes, für alle Energien gleiches Koinzidenzfenster mit dem \bar{p} -Trigger läßt sich in diesem Fall nicht setzen. Um dennoch eine für alle Energien scharfe Koinzidenzbedingung zu erreichen, wurde bei der Aufnahme des Heliumspektrums das Fenster unkritisch weit gesetzt und für jedes Ereignis seine Zeitdifferenz zum \bar{p} -Trigger registriert. Auf diese Weise wurde ein zweidimensionales Spektrum aufgenommen (Abb. 23).

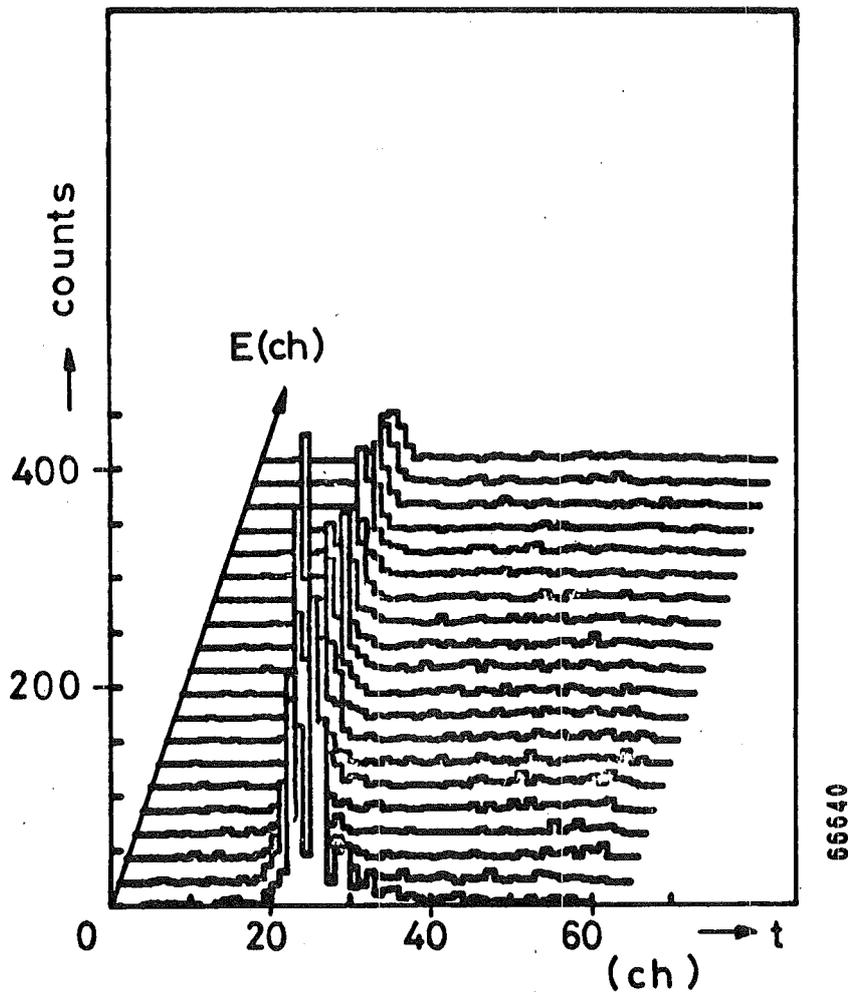


Abb. 23: Energie-Zeitverteilung der \bar{p} -He Röntgenquanten

Bei der Auswertung läßt sich hinterher für jeden Energiebereich ein geeignetes Koinzidenzfenster setzen. Das Signal/Untergrund-Verhältnis kann so optimiert werden, ohne daß die Spektrallinien an Intensität verlieren. Die Projektion der Energie-Zeit-Verteilung auf die Energieachse ergibt das Gesamtspektrum (Abb. 24).

Dies entspricht einem Koinzidenzfenster von 400 nsec.

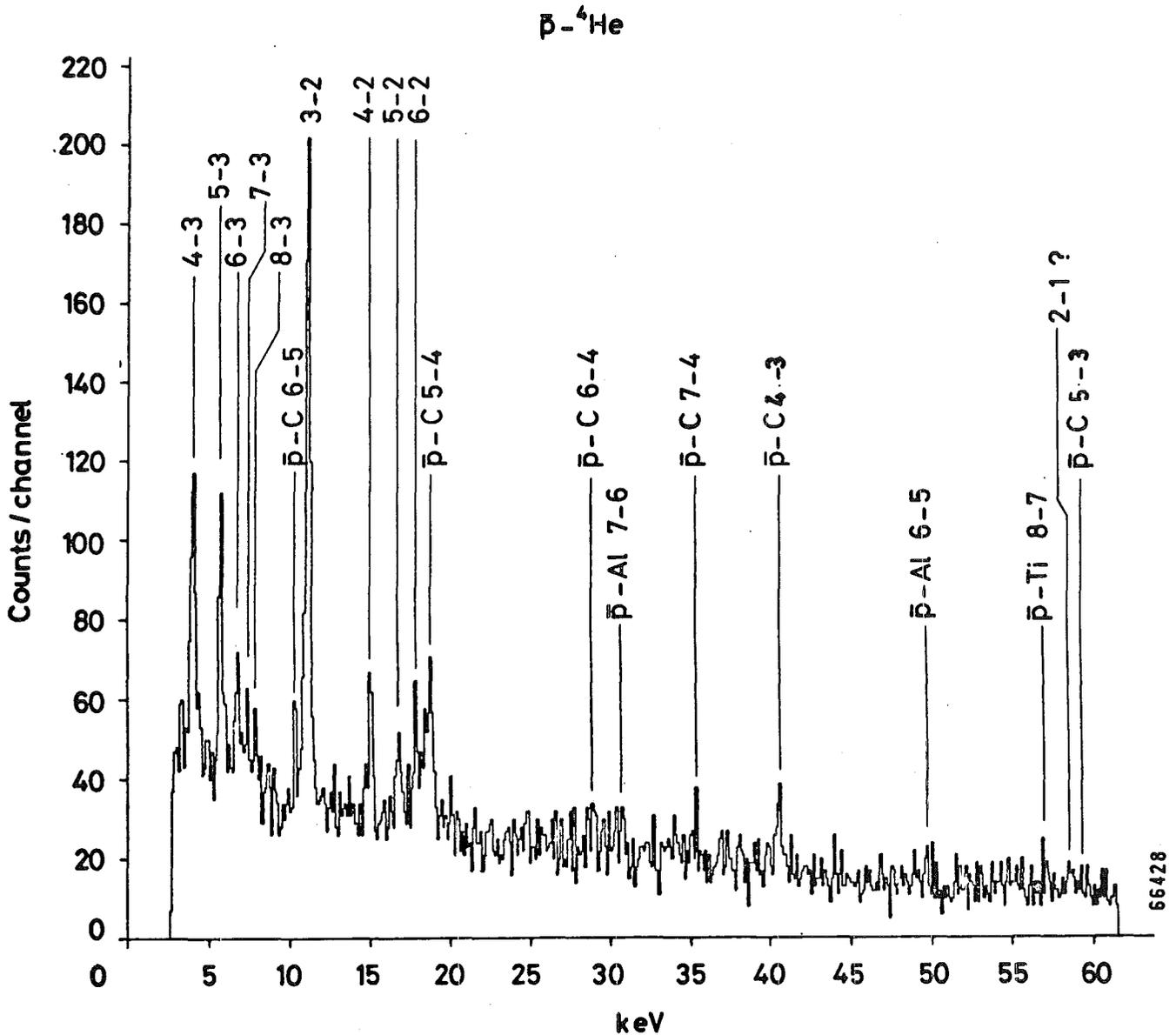


Abb. 24: \bar{p} -He Spektrum (Gesamtspektrum)

M- und L-Serie des Heliumspektrums sind vollständig bis zur Seriengrenze vorhanden. Die erste Linie der M-Serie wurde trotz ihrer niedrigen Energie von 3.9 keV mit sehr großer Effizienz nachgewiesen. Der Untergrund ist auch bei kleinen Energien sehr gering. Nennenswerte Fremdlinien sind nur die \bar{p} -C-Linien vom Mylarbehälter des Heliumtargets. Die Linien von \bar{p} -Al und \bar{p} -Ti rühren von Antiprotonen her, die in der Isolation des Targets, im Dewar der Diode oder im äußeren Targettank gestoppt haben.

Alle Linien der L-Serie unterliegen der starken Wechselwirkung und sind geringfügig verbreitert und verschoben. Die Indikation

(2-1?) soll bedeuten, daß an dieser Stelle etwa die K_{α} -Linie von \bar{p} -He zu erwarten wäre (die rein elektromagnetische Energie beträgt 59.39 keV). Die Position des winzigen "peaks" an dieser Stelle kann - wegen seiner unmittelbaren Nachbarschaft zur Americiumlinie im Eichspektrum - sehr genau bestimmt werden. Er liegt bei 58,57 keV. Es konnte keine Zuordnung für ihn gefunden werden. Wie Kaskadenrechnungen zeigen, sollte die Intensität der K_{α} -Linie so klein sein, daß sie der Beobachtung nicht zugänglich ist.

Durch den Aufbau des Heliumtargets war keine simultane Kalibration mit radioaktiven Quellen möglich. Jedoch wurden während den Messungen Eichungen vorgenommen, die unter denselben Triggerbedingungen standen wie die antiprotonische Röntgenstrahlung. Ebenso wurde in regelmäßigen Abständen mit dem Pulser geeicht. Vor und nach dem Experiment wurden Kalibrationen von hoher Statistik durchgeführt (Abb. 25). Dies war hinreichend, da das System äußerst zeitstabil war.

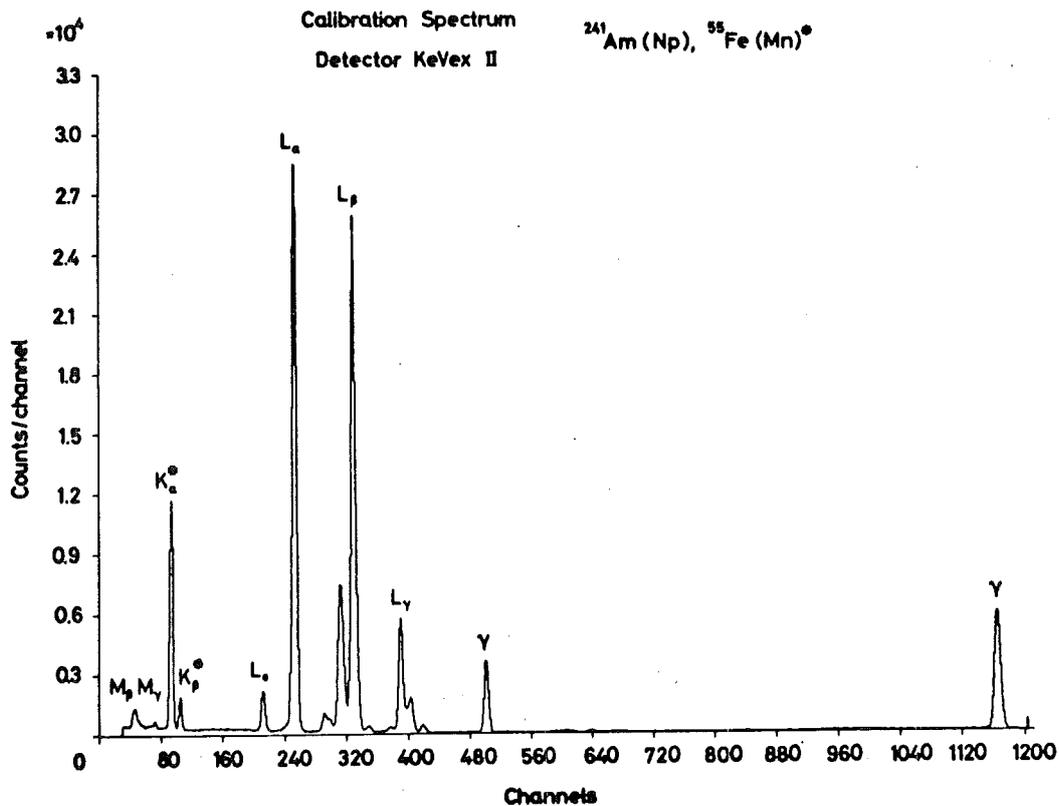


Abb. 25: Eichspektrum zu \bar{p} -He

Zur Bestimmung der oberen Breite (3 d - Niveau) aus den Intensitäten der M-Serie im Verhältnis zur L_{α} ist es notwendig, den

genauen Verlauf der Nachweisempfindlichkeit zu kennen. Während die geometrische und kristallabhängige Nachweisempfindlichkeit dem Eichspektrum (s. Kapitel B III) entnommen werden konnte, wurde die elektronische, wie schon beschrieben, in regelmäßigen Abständen mit einem Testpuls kontrolliert. Ein Vergleich zwischen den eingekoppelten Pulsen und der Anzahl der konvertierten Ereignisse ergab eine elektronische Nachweisempfindlichkeit von praktisch 100% bis herunter zu 2.5 keV während der ganzen Meßzeit.

Das Gesamtspektrum wurde in ähnlicher Weise wie die Sauerstoffspektren ausgewertet. Jedoch wurde hier die Tripletstruktur der Linien nicht berücksichtigt, da die Feinstrukturaufspaltung der Linien bei diesen Energien äußerst gering ist. Aus der M-Serie und den Eichspektren wurde das Auflösungspolynom ermittelt. Alle Fits wurden in Kanälen durchgeführt und die Energieeichung erfolgte erst ganz zum Schluß.

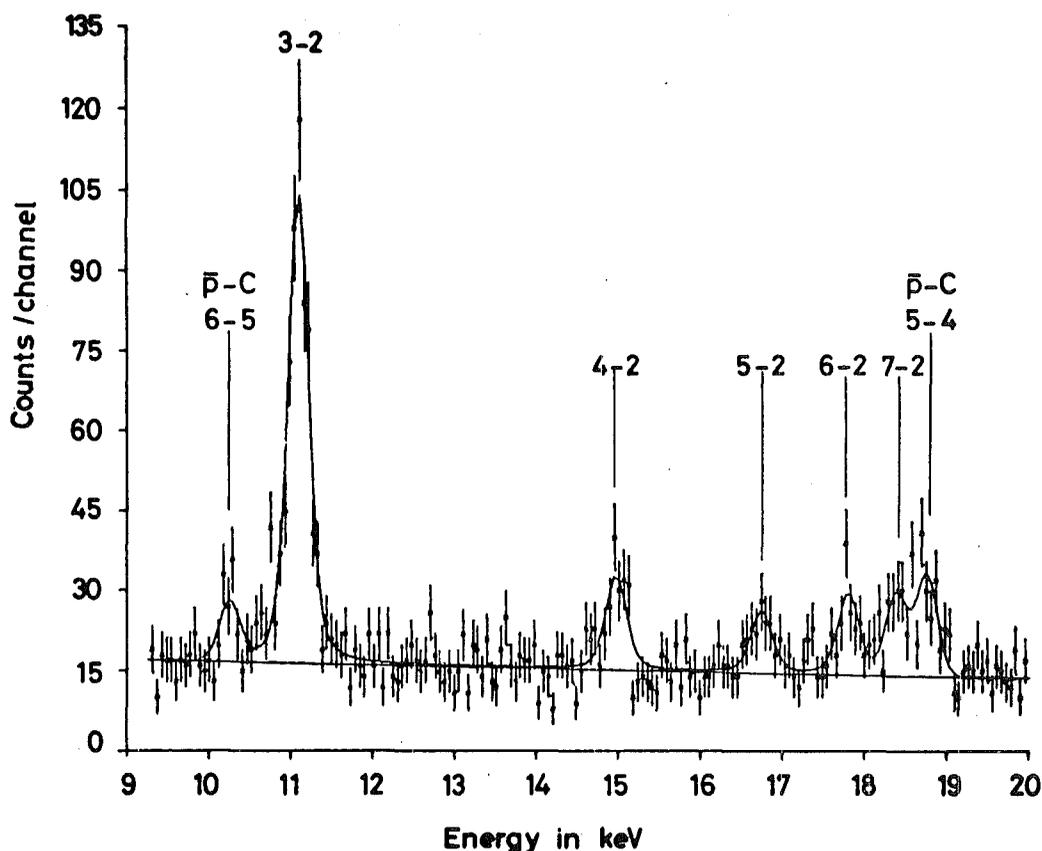


Abb. 26: Fit der L-Serie

Bei den endgültigen Fits der L-Serie wurde die Lorentzbreite und die Linienposition aller Serienmitglieder gemeinsam variiert. Abb. 26 zeigt einen Gesamtfits der L-Serie des Spektrums.

Zur weiteren Untersuchung der Energien und Breiten der L-Serie wurde das zweidimensionale Spektrum schärferen Koinzidenzbedingungen unterworfen. Es wurden nur Ereignisse zugelassen, die innerhalb eines bestimmten Zeitfensters lagen. Die Begrenzung des Zeitfensters waren die Fußpunkte der Zeitverteilung für das jeweilige Energieband. Für die Region des L_{α} -Übergangs ist in Abb. 27 die Zeitverteilung der Ereignisse dargestellt. Bemerkenswert ist die ausgezeichnete Zeitauflösung von 10 nsec für diesen Energiebereich.

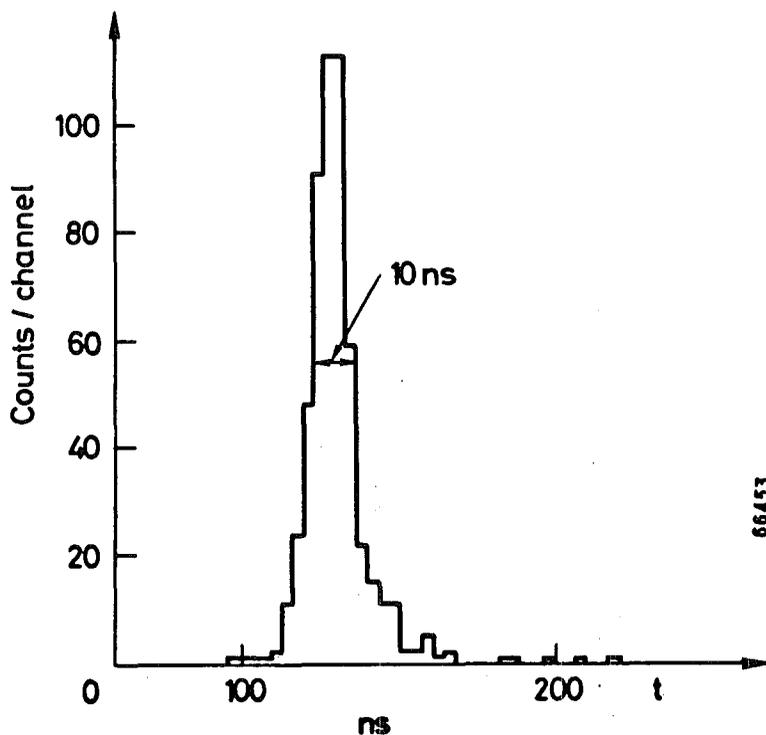


Abb. 27: Zeitverteilung der Röntgenquanten zwischen 10.7 keV und 11.7 keV

Die Projektion der solchermaßen ausgewählten Ereignisse auf die Energieachse ergab das einer scharfen Koinzidenz unterworfenene Zeitspektrum.

Die zweidimensionale Registrierung von Spektren bietet eine besondere Möglichkeit, den Untergrund zu reduzieren. Dazu wird das Zeitfenster um die Fußpunkte der Zeitverteilung zu höheren Zeiten hin verschoben. Die energieabhängige Form des Ausschnitts bleibt dabei unverändert. Die in einem solchen verzögerten Fenster liegenden Ereignisse entsprechen im wesentlichen dem Untergrund im Spektrum. Durch Abzug dieser Ereignisse vom Zeitspektrum läßt sich der Untergrund erheblich herabsetzen. Abb. 28 zeigt ein auf diese Weise gewonnenes Spektrum. Es ist nahezu untergrundfrei.

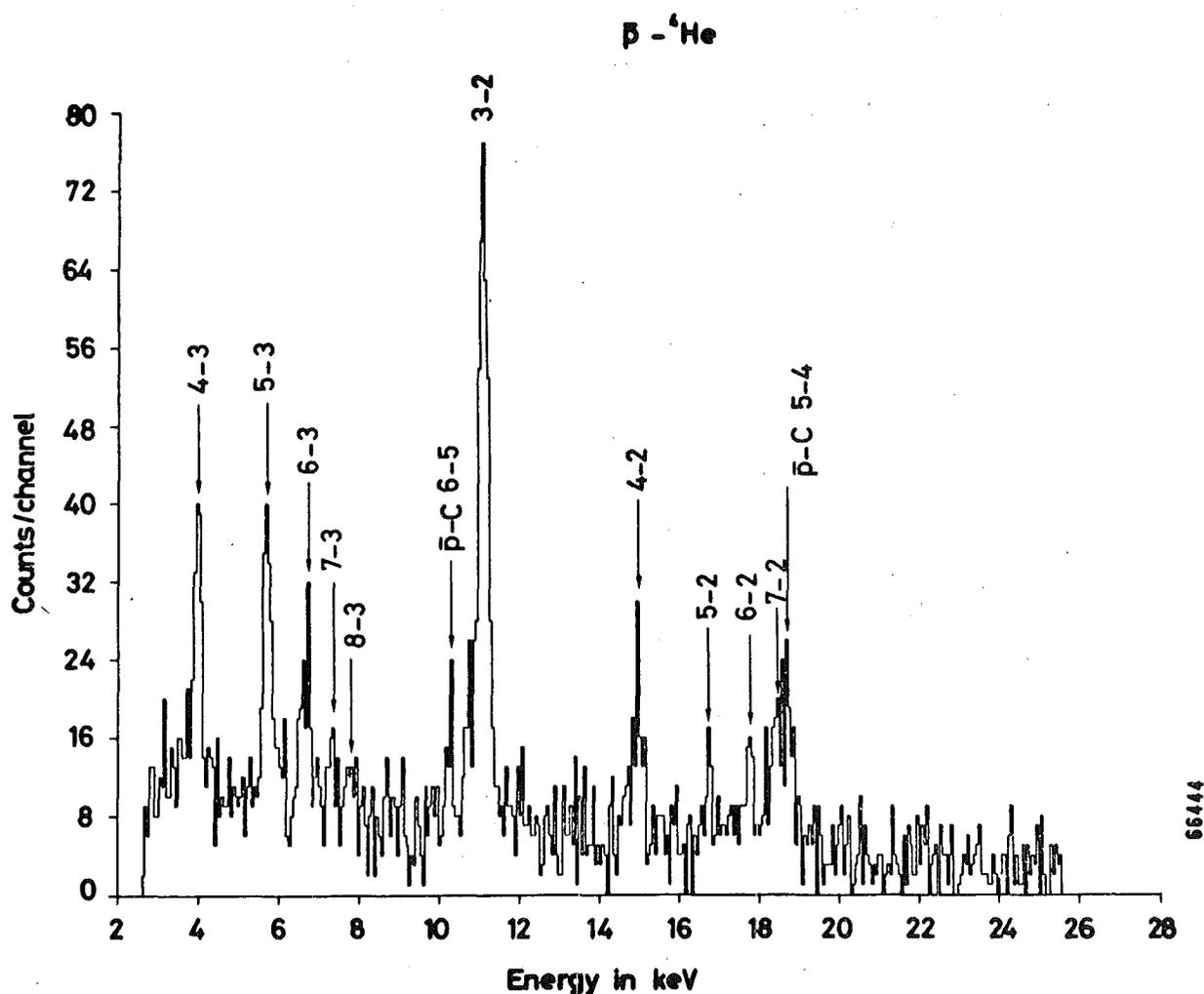


Abb. 28: Zeitseliertes Spektrum (verzögelter Untergrund abgezogen)

Das Zeitspektrum wurde wiederum in der beschriebenen Art ausgewertet. Die Fit-Ergebnisse für das Heliumspektrum sind in der nächsten Tabelle angegeben. Die berechneten Linien $E^{\text{QED}} 7.5$ sind

wieder in keV, die gemessenen Linienpositionen mit statistischen Fehlern in Kanälen und die Intensitäten mit statistischen Fehlern in Counts angegeben.

Tabelle 8: Ergebnisse der Auswertung des \bar{p} -He Spektrums

Linie	E^{QED}	E^{exp}	Int^{exp}
4-3	3.887	25.05 \pm .27	200 \pm 21
5-3	5.684	55.13 \pm .21	140 \pm 16
6-3	6.66	72.28 \pm .42	60 \pm 12
7-3	7.249	83.27 \pm .66	35 \pm 11
8-3	7.623	91.51 \pm .85	27 \pm 11
6-5 \bar{p} -C	10.14	134.17 \pm .36	48 \pm 13
3-2	11.13	148.89 \pm .14	540 \pm 96
4-2	14.97	216.40 \pm .46	108 \pm 25
5-2	16.766	247.11 \pm .65	72 \pm 20
6-2	17.742	265.35 \pm .57	91 \pm 23
5-4 \bar{p} -C	18.72	282.1 \pm .51	107 \pm 17
4-3 \bar{p} -C	40.54	660.2 \pm .7	64 \pm 14
58.6		974	\leq 21

III. Intensitätskorrekturen

Wie schon im zweiten Kapitel ausgeführt wurde, läßt sich die Absorptionsbreite Γ_{up} des vorletzten Röntgenniveaus nach der Formel

$$\Gamma_{\text{up}} = \left(\frac{\sum I_i}{I} - 1 \right) \Gamma_x - \Gamma_A$$

- Γ_x Strahlungsbreite
- Γ_A Augerübergangsbreite
- I_i Intensität der bevölkernden Linien
- I Intensität der depopulierenden Linie

ermitteln. Meßgrößen sind dabei die Intensitätsverhältnisse der das Niveau bevölkernden Linien zu der depopulierenden Linie:

$$\sum_i \frac{I_i}{I}$$

Die Berechnung dieser Größe erfordert die Kenntnis der relativen Nachweiswahrscheinlichkeit für die Röntgenstrahlung in Abhängigkeit von ihrer Energie. Auf dem Weg von ihrem Erzeugungsort zum Detektor werden die Röntgenquanten je nach ihrer Energie unterschiedlich absorbiert oder gestreut. Diese Wechselwirkungen ereignen sich zum einen im Target, zum anderen im Detektor und seinem Gehäuse. Letztere sind detektorspezifisch (Detektoransprechwahrscheinlichkeit) und lassen sich unabhängig bestimmen. Zu dieser geometrischen kommt die elektronische Nachweisempfindlichkeit. Eine Energieabhängigkeit kann hierbei durch spezielle Triggerkonditionen oder Diskriminatorschwelle bedingt sein.

1. Detektoransprechwahrscheinlichkeit

Bevor Röntgenstrahlung im Detektor durch Photoeffekt nachgewiesen wird, muß sie mehrere Lagen von Material passieren und wird dort geschwächt und gestreut. Diese Prozesse bestimmen die energieabhängige Ansprechwahrscheinlichkeit der Diode. Handelt es sich um eine ausgedehnte Quelle, treffen die Röntgenquanten unter unterschiedlichen Winkeln auf den Detektor und durchlaufen

ihrer Einfallsrichtung entsprechend mehr oder weniger Materie. Dadurch ergibt sich zusätzlich eine Winkelabhängigkeit. Beide, Energie- und Winkelabhängigkeit lassen sich berechnen, wenn der Weg durch die verschiedenen Materialien bekannt ist. Das Problem reduziert sich auf eine geometrische Aufgabe. Deren Lösung wird jedoch dadurch erschwert, daß die Schichtdicken wie z.B. der Goldkontakt und die Totschicht des Detektors, sowie der Ort und die sensitive Dicke des Detektors und der innere Teil des Gehäuses nicht genau bekannt sind. Deshalb wurde die Detektoransprechwahrscheinlichkeit gemessen und die unbekanntes Größen angepaßt. Die Messung wurde mit verschiedenen geeichten Quellen durchgeführt. Eigens dafür wurde eine Apparatur entwickelt⁷⁷, die die genaue Bestimmung des Abstandes zwischen Quelle und Diode und der Einstrahlrichtung zuließ. Konnten Quellen gefunden werden, bei denen mindestens zwei Linien sehr nahe zusammenlagen, war ein Kenntnis der Aktivität zur Bestimmung der relativen Nachweiswahrscheinlichkeit nicht mehr nötig. Dies war insbesondere bei den Siliziumdioden für sehr niedrige Energien wichtig. Dort ist die Selbstabsorption in der Quelle oftmals nicht mehr zu vernachlässigen.

Die Ermittlung der Detektoransprechwahrscheinlichkeit aus den gemessenen Intensitätsverhältnissen von Eichlinien wurde mit einem Fitprogramm⁷⁸ durchgeführt. Die ihm zugrunde liegende Gleichung reflektiert den Photo- und Comptoneffekt im Be-Fenster, im Goldkontakt, in der Kristalltotschicht und der Diode. Die Röntgenabsorptionskanten von Germanium werden ebenfalls berücksichtigt. Bei schrägem Einfall der Röntgenquanten auf die Diode wirft der Rand des Be-Fensters einen Schatten auf die Diode. Dieser Effekt liefert einen großen Beitrag zur Winkelabhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit. Er ist in dem Fitprogramm berücksichtigt.

Die Fitergebnisse (sie sind in Abb. 29 und Abb. 30 durch die unterbrochenen Linien dargestellt) wurden bei den folgenden Intensitätskorrekturen weiterverwendet.

2. Targetkorrekturen

Die Antiprotonen sind nicht gleichmäßig über den Strahldurchmesser vorhanden, sondern haben eine Verteilung in der Ebene senkrecht zum Strahl. Das endliche Impulsband des Kanals führt zur unterschiedlichen Reichweite der Antiprotonen im Target (Reichweitekurve). Diese Stopverteilung bewirkt, daß jeder Ort im Target eine eigene Quellenstärke für antiprotonische Röntgenstrahlung hat. Die Röntgenquanten ihrerseits wechselwirken mit der Materie im Target. Die möglichen Prozesse sind Photoeffekt (Absorption), Compton- und Thomsonseneffekt (Streuung). Die Beiträge der einzelnen Prozesse werden bestimmt durch die Größe ihrer Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von Energie und Material. Um die Wechselwirkung gering zu halten, wurde das Target so konstruiert und aufgestellt, daß die Strahlung auf dem Weg zum Detektor möglichst wenig Materie zu durchlaufen hatte.

Die Absorptionsraten lassen sich leicht aus der Länge der Passagen berechnen, die Streuprozesse komplizieren dagegen die Rechnungen. Beim Comptoneffekt kommt insbesondere hinzu, daß sich bei der Streuung die Energie der Röntgenquanten ändert. Das führt zu einem Plateau auf der niederenergetischen Seite der aufgenommenen Röntgenlinien. Es bricht bei der Energie des rückgestreuten Röntgenquants ab. Bei mehrmaliger Comptonstreuung wird das Plateau breiter und fällt langsamer ab. Diese Effekte erschweren die Auswertung und geben Anlaß zu Unsicherheiten in den Intensitäten.

Durch die Konstruktion der Sauerstofftargets konnten diese Prozesse klein gehalten werden. Die Linienform war absolut symmetrisch. Mit einem Programm zur Berechnung von Einfachstreuung und Absorption^{7,9} wurden die Beiträge dieser Effekte für das Heliumspektrum ermittelt. Es zeigte sich, daß sie vernachlässigbar waren. Die endgültigen Intensitätskorrekturen wurden mit dem Programm "Target"^{8,0} bestimmt. Es berechnet die Transmission von Röntgenstrahlen, integriert über ein ausgedehntes Target, gewichtet mit der Stopverteilung des Strahls und der Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors. Der Strahl wird durch eine Lorentzkurve in Strahlrichtung und eine zweidimensionale Gaußverteilung in der Ebene senkrecht dazu beschrieben. Die benötigten Halbwertsbreiten wurden der gemessenen Reichweitekurve, bzw. Strahlverteilung,

entnommen. Für die Detektoransprechwahrscheinlichkeit ist dieselbe analytische Energie- und Winkelabhängigkeit implementiert, wie sie bei den Fits (letzter Abschnitt) benutzt wurde.

In der nachfolgenden Abbildung ist die damit berechnete relative Nachweiswahrscheinlichkeit T für das Sauerstofftarget und den Princetondetektor aufgetragen. Die durchbrochene Linie gibt den Verlauf der Detektoransprechwahrscheinlichkeit η an.

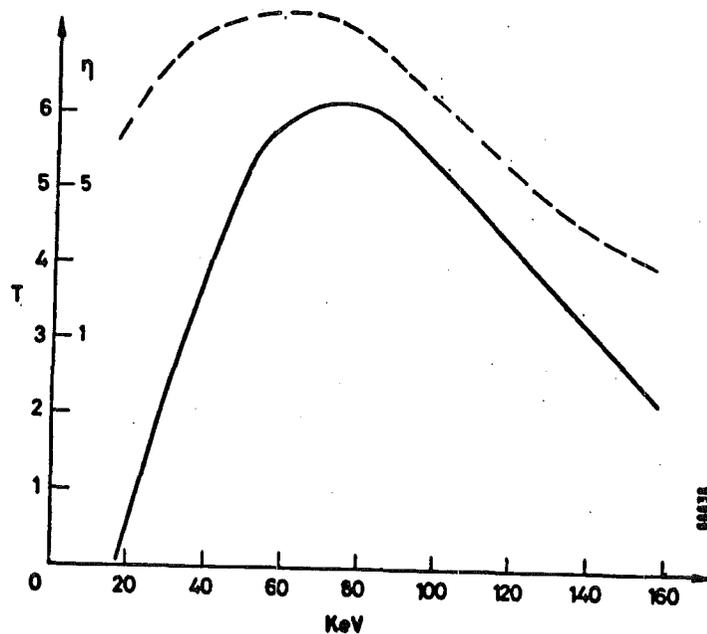


Abb. 29: Nachweisempfindlichkeit T (—) für Princetondetektor und Sauerstofftarget und relative Ansprechwahrscheinlichkeit η (---) für Princetondetektor

Die Intensitätskorrekturen für das Heliumspektrum wurden wegen der Kompliziertheit des Targets zum größten Teil experimentell bestimmt. Dazu wurde das Target aufgeschnitten und mit verschiedenen radioaktiven Quellen die Transmission in Abhängigkeit von Energie und Winkel gemessen. Die Detektor-Target-Anordnung war dieselbe wie im Experiment. Die gemessenen Daten wurden mit dem Programm zur Bestimmung der Detektoransprechwahrscheinlichkeit angepaßt und die gefundenen Parameter in das Targetprogramm eingegeben. Damit wurden dann die endgültigen Korrekturen berechnet (Abb. 30).

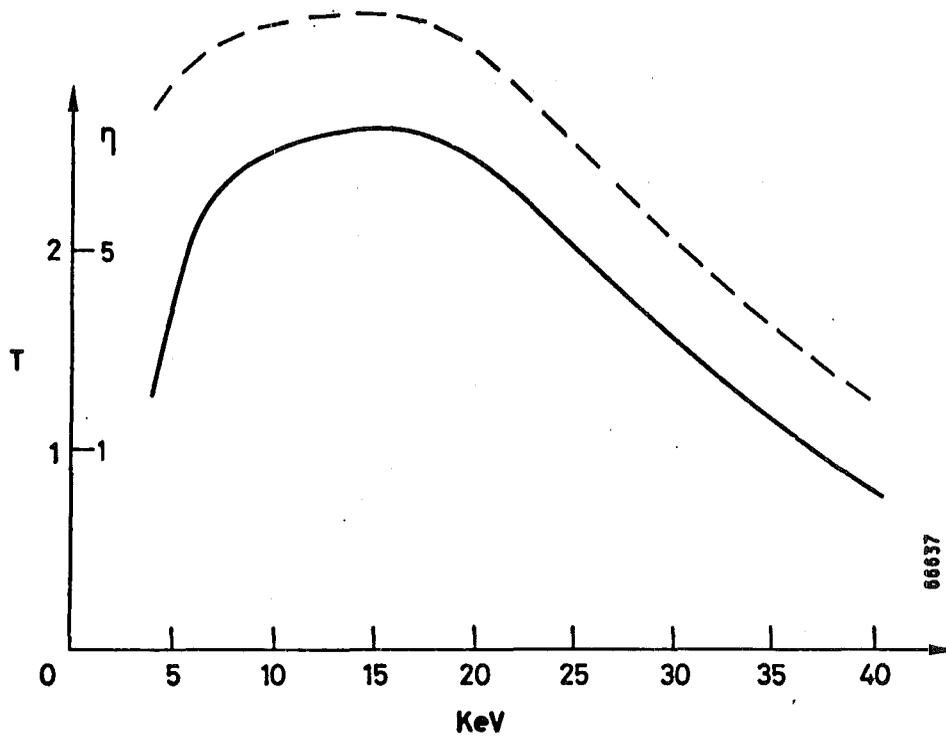


Abb. 30: Relative Nachweisempfindlichkeit T für Heliumtarget und Kevex II-Detektor und Ansprechwahrscheinlichkeit η für Kevex II - Detektor

IV. Ergebnisse

1. Absolute Ausbeute

In diesem Kapitel sind alle numerischen Ergebnisse der Messungen zusammengestellt. Zum Vergleich und zur Ergänzung sind Ergebnisse von anderen Messungen noch hinzugefügt. In den einzelnen Experimenten wurde die folgende Anzahl von einlaufenden Antiprotonen registriert.

Tabelle 9: Zahl der \bar{p} -Trigger

Target	He	$^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$	Ti
\bar{p} -Trigger	$35 \cdot 10^6$	$69 \cdot 10^6$	$4.8 \cdot 10^6$

Aus der Zahl der \bar{p} -Trigger und der auf Raumwinkel und Nachweisempfindlichkeit korrigierten Intensitäten läßt sich die absolute Ausbeute an Röntgenquanten pro formiertem antiprotonischem Atom ermitteln. Dabei wird angenommen, daß bei jedem Stop ein solches Atom gebildet wurde. Die Ergebnisse zeigt die nächste Tabelle:

Tabelle 10: Absolute Röntgenausbeute pro \bar{p} -Trigger

Target (Linie)	He (3-2)	^{16}O (4-3)	^{18}O (4-3)	Ti (7-6)
Ausbeute	0.7 %	0.8 %	0.6 %	70 %

Die Ausbeute der Titanlinie ist deswegen so hoch, weil sie im Gegensatz zu den anderen aufgeführten Übergängen nicht von der starken Wechselwirkung angegriffen ist. Außerdem handelt es sich bei ihr um eine Doppellinie (7-6 und 11-8).

Bei der Berechnung absoluter Intensitäten sind die Unsicherheiten groß. Systematische Fehler und Ungewißheiten in den Korrekturen sind beträchtlich. Deshalb sind diese Zahlen als eine Abschätzung der Größenordnung anzusehen.

2. Relative Intensitäten

In der folgenden Tabelle sind die korrigierten relativen Intensitäten der beobachteten Röntgenlinien gelistet. In Spalte 3 sind zum Vergleich die Ergebnisse von Messungen mit einem CO₂-Target aufgeführt. In den Sauerstoffspektren sind die Intensitäten auf den 5-4, im Titanspektrum auf den 7-6 und im Heliumspektrum auf den 4-3 Übergang normiert. Bei den Fehlern handelt es sich um die statistischen.

Tabelle 11: Relative Intensitäten der ungestörten anti-protonischen Röntgenlinien (bei Helium sind alle Linien angegeben).

Linie \ Target	D ₂ ¹⁶ O	D ₂ ¹⁸ O	C ¹⁶ O ₂	Linie	Ti	Linie	⁴ He
7-5	15. ±2.4	18.1±2.5	---	9-8	86. ±15	4-3	100. ±11.
8-5	9. ±1.4	10.6±1.7	---	10-8	17.3± 2.1	5-3	44 ± 5.
9-5	4.5±1.	2.8±0.8	---	8-7	108. ± 5	6-3	17.2± 3.5
10-5	3.0±0.8	5.7±2.0	---	9-7	13. ± 1.5	7-3	9.7± 3.1
11-5	3.0±1.	3.5±1.0	---	11-8	100. ± 4	8-3	7.3± 3.
12-5	4.3±1.3	4.2±1.3	---	7-6	100. ± 4	3-2	135. ±24
5-4	100. ±3.4	100. ±3.2	100	8-6	65 ± 4	4-2	26.4± 6.1
6-4	20.1±2.5	20.2±1.8	14	6-5	65 ± 4	5-2	17.7± 4.9
7-4	11.2±1.0	9.4±0.9	6			6-2	22.6± 5.7
8-4	5.9±0.7	5.4±0.6	2				
9-4	3.3±0.6	3.4±0.6	---				
10-4	1.4±0.6	1.3±0.6	---				
11-4	0.4±0.4	0.7±0.6	---				
12-4	0.7±0.6	0.8±0.6	---				

Wie die Tabelle zeigt, sind die Intensitäten der Röntgenlinien in beiden Sauerstoffspektren innerhalb der Fehler gleich. Bemerkenswert sind jedoch die Unterschiede in der Kaskade zwischen dem CO₂-Target und den D₂O-Targets. In den Wasserspektren sind alle Linien einer Serie solange sichtbar, bis sie sich bei ihrer Seriegrenze zusammendrängen und nicht mehr auflösbar sind. Dieses Verhalten zeigt auch das Heliumspektrum. Im CO₂-Spektrum

dagegen bricht die Serie sehr schnell ab. Auch im Titanspektrum dominieren die Übergänge, bei denen sich die Hauptquantenzahl um eins ändert. Diese Phänomene werden im Kapitel "Kaskadeanalyse" eingehend diskutiert.

3. Experimentelle Energien

In der folgenden Tabelle sind die gemessenen Positionen der von der starken Wechselwirkung verschonten Röntgenlinien zusammengestellt. Die Energien sind in keV angegeben.

Tabelle 12: Gemessene Energien der ungestörten Röntgenlinien

Linie	^{16}O	^{18}O	Linie	Ti	Linie	He
7-5	29.53±0.04	29.76±0.04	8-7	56.89±0.025	4-3	3.91±0.03
8-5	36.76±0.04	37.00±0.04	9-7	95.78±0.05	5-3	5.66±0.03
9-5	41.62±0.06	41.93±0.04	9-8	38.99±0.03	6-3	6.65±0.04
5-4	33.975±0.020	34.20±0.02	10-8	66.77±0.045	7-3	7.29±0.06
6-4	52.41±0.025	52.745±0.025	11-8	87.66±0.025		
7-4	63.54±0.03	63.946±0.03	7-6			
8-4	70.73±0.035	71.205±0.035	8-6	145.28±0.09		
9-4	75.67±0.04	76.18 ±0.045	6-5			

4. Ergebnisse zur starken Wechselwirkung

Im folgenden werden die gemessenen Energieverschiebungen und Verbreiterungen der von der starken Wechselwirkung betroffenen Energieniveaus angegeben. Zur Ergänzung sind wiederum die Ergebnisse anderer Messungen hinzugefügt.

Bei allen Messungen ist die Breite des letzten atomaren Niveaus stets größer als seine Verschiebung.

Große Effekte in allen drei Größen zeigen die Sauerstoffisotope und der Schwefel. Im Stickstoff und Helium sind die Verschiebungen mit Null verträglich und die Yield des letzten Übergangs ist größer als 50%. Das heißt, die Absorptionsbreite ist kleiner als die Strahlungsbreite. Es soll daran erinnert werden, daß

Tabelle 13: Verschiebungen und Breiten antiprotonischer Niveaus. Bei diesen Ergebnissen konnten zusätzlich noch die Fitwerte für den 4-2 und 5-2 Übergang verwendet werden.

Target	Übergang	E^{QED} (keV)	ϵ (eV)	Γ_l (eV)	Γ_{up} (eV)	Y (%)	Literaturnachweis
^4He	3-2	11.129	$5 \pm 18^*$	$90 \pm 70^*$	$(3.4 \pm 3.3) 10^{-4}$	77 ± 22	82
			15 ± 82	191 ± 170			
^{14}N	4-3	55.824	3 ± 50	205 ± 70	0.13 ± 0.03	54 ± 6	81
			-39 ± 51	173 ± 34			82
^{16}O	4-3	73.562	-124 ± 36	320 ± 150	0.64 ± 0.11	15.1 ± 2.3	82
			-60 ± 73	648 ± 150	0.49 ± 0.14		
^{18}O	4-3	74.050	-189 ± 42	550 ± 240	0.80 ± 0.12	11.7 ± 1.8	
^{32}S	5-4	140.50	-60 ± 40	650 ± 100	3.04 ± 0.7	$19. \pm 3.$	81

* Bei diesen Ergebnissen konnten zusätzlich noch Fitwerte für den 4-2 und 5-2 Übergang verwendet werden.

bei der Bestimmung der oberen Breite aus den relativen Intensitäten die Voraussetzungen für das geschilderte Verfahren (S.6) erfüllt sein müssen. Das bedeutet insbesondere, daß das vorletzte Niveau hauptsächlich durch Röntgenübergänge bevölkert werden muß. Dies ist vor allem bei Helium kritisch. Eine ausführliche Interpretation der Daten erfolgt im Kapitel über die starken Wechselwirkungseffekte.

5. Ergebnisse zum Isotopie-Effekt

In der nachfolgenden Zusammenstellung sind die Ergebnisse der Isotopie-Effekt-Analyse aufgeführt.

Es ist:

$$\begin{aligned} \delta\epsilon &= {}^{18}\epsilon - {}^{16}\epsilon && \text{Differenz in Verschiebung der Niveaus} \\ \delta\Gamma &= {}^{18}\Gamma - {}^{16}\Gamma && \text{Differenz in Absorptionsbreite der Niveaus} \\ \delta I &= {}^{18}I - {}^{16}I && \text{Differenz in Intensitäten des 4-3 Übergangs.} \end{aligned}$$

Tabelle 14: Isotopieverschiebungen und -verbreiterungen aufgrund der starken Wechselwirkung

$\delta\varepsilon = -77\pm 48 \text{ eV}$	$\delta\Gamma_L = 240\pm 100 \text{ eV}$	$\delta I / {}^{18}\Gamma_{\text{up}} = -\delta\Gamma_{\text{up}} / {}^{16}\Gamma_{\text{up}} = -0.34\pm 0.20$
$\delta\varepsilon / {}^{16}E_{4-3} = (-1.06\pm 0.65)\times 10^{-3}$	$\delta\Gamma_L / {}^{16}\Gamma_L = 0.75\pm 0.48$	
$\delta\varepsilon / {}^{16}\varepsilon = 0.62\pm 0.43$		

In allen drei Größen zeigt sich ein deutlicher Effekt. Die Isotopieunterschiede betragen mehr als 50% der starken Wechselwirkungseffekte in ${}^{16}\text{O}$. Dies unterstreicht den starken Einfluß der beiden zusätzlichen Neutronen im ${}^{18}\text{O}$. Somit ist eine getrennte Analyse der Antiproton-Neutron Wechselwirkung möglich.

6. Fehlerdiskussion

Die Sauerstoff- und Titanspektren wurden für jeden Detektor getrennt ausgewertet. Die statistischen Fehler wurden dem Fit entnommen. Es sind die Fehler, die sich bei der Anpassung von Gauß- und Gauß-Lorentzkurven mit Untergrundpolynom nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ergeben. Daneben wurde die Abhängigkeit der Größen von folgenden Bedingungen untersucht: Fitregion, Form und Größe des Untergrundes, eventuelle Asymmetrien der Linien, Größe und Grad des Auflösungspolynoms, Größe und Grad des Eichpolynoms. Die dabei auftretenden maximalen Abweichungen wurden als jeweilige Fehler genommen. Alle Einzelfehler wurden quadratisch addiert. Bei der Bestimmung der Yield wurde die Abhängigkeit von den Intensitätskorrekturen untersucht. Auch hier wurden die maximalen Abweichungen bedingt durch Unsicherheiten in Stopverteilung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors und der geometrischen Anordnung zu den anderen Fehlern quadratisch addiert. Die Untersuchungen wurden für jeden Detektor und für jedes Spektrum einzeln durchgeführt.

Aus den Einzelergebnissen wurde der gewichtete Mittelwert gebildet. Das Fehlerquadrat des Mittelwerts ist die Summe der

reziproken Quadrate der Einzelfehler.

Bei den Isotopie-Effekten brauchten, wie ausgeführt, nur die statistischen Fehler genommen werden.

T e i l C : INTERPRETATION

I. Kaskadenanalyse

In diesem Kapitel werden die gemessenen relativen Intensitäten der antiprotonischen Röntgenstrahlung in Anlehnung an das Kaskadenmodell von Eisenberg und Kessler diskutiert. Die Rechnungen wurden mit dem Programm "CASCADE"⁸³ durchgeführt. Begonnen wurde innerhalb der Elektronenhülle im Zustand $n = 29$. Mit den Übergangswahrscheinlichkeiten für Röntgenstrahlung und Augereffekt und einer Rate für die Kernabsorption wurden sukzessiv die Population der darunterliegenden Niveaus berechnet. Die auf die Gesamtbreite reduzierte Röntgenübergangsrate multipliziert mit der Population im Ausgangszustand ergab die Intensität einer Linie.

Der Fried-Martin-Faktor,⁸⁴ der die Intensitätsreduktion aufgrund der Mitbewegung des Kerns beschreibt, wurde berücksichtigt und eine Korrektur der Nachfüllwahrscheinlichkeit der Hüllenelektronen war möglich. Die Absorptionsrate wurde störungstheoretisch⁸⁵ aus den eingegebenen experimentellen Breiten für die übrigen Niveaus berechnet.

Die folgende Abbildung zeigt die verschiedenen Übergangsraten für zirkulare Zustände in Abhängigkeit von der Hauptquantenzahl n am Beispiel Sauerstoff.

1. Sauerstoffkaskade

Die Kaskade wurde nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die experimentellen Intensitäten angepaßt. Einziger freier Parameter war α . Eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit den Daten wurde für $\alpha=0$ erzielt, d.h. für eine statistische Anfangsverteilung. Es zeigte sich, daß der Startpunkt bis herunter zu $n = 23$ auf die Rechnungen kaum Einfluß hatte.

Da die Absorption aus höheren Niveaus aus der eingegebenen Breite Γ_{up} berechnet wird, kann eine Variation dieser Größe die Kaskade erheblich beeinflussen. Auf diese Weise kann Γ_{up} ermittelt werden.

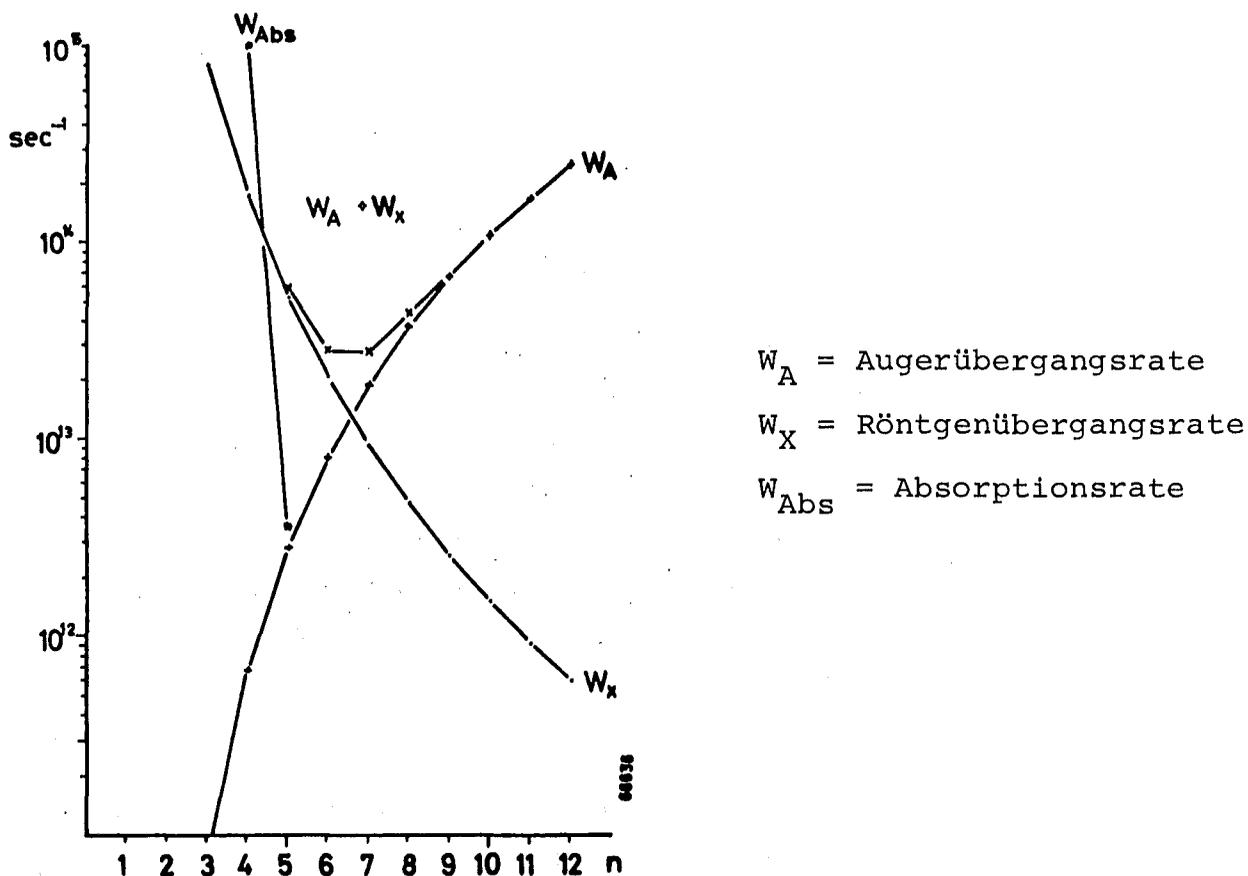


Abb. 31: Übergangswahrscheinlichkeiten für zirkulare Übergänge (am Beispiel Sauerstoff)

Dies wurde für $\alpha=0$ durchgeführt. Es ergab sich eine glänzende Übereinstimmung mit der aus den relativen Intensitäten gewonnenen Breiten. Bei fester oberer Breite sind Änderungen der unteren Breite von äußerst geringer Wirkung. Die folgende Tabelle gibt die gemessenen und berechneten Intensitäten an.

Die ersten drei Spalten zeigen die Konsistenz von Rechnung und Experiment. In der vierten Spalte sind die berechneten prozentualen Unterschiede in den absoluten Intensitäten der beiden Isotope angegeben. Sie rühren im wesentlichen von den unterschiedlichen Absorptionsbreiten her und werden mit wachsendem Δn größer. Experimentell sind die Intensitäten der von der starken Wechselwirkung verschonten Linien innerhalb der Fehler gleich. Der Isotopieeffekt zeigt sich indessen stark in dem 4-3 Übergang.

Tabelle 15: Experimentelle und theoretische Intensitäten der Sauerstoffspektren. (In Klammern absolute Ausbeute pro \bar{p} -Atom)

	1	2	3	4	5	6	7
Linie	$D_2^{16}O$ exp	$D_2^{18}O$ exp.	^{16}O th.	$\Delta = \frac{^{16}O-^{18}O}{^{16}O}(\%)$ th	CO_2 exp.	CO_2 th.	CO_2-D_2O (%) th
6-5			82	0.5		82	50
7-5	15.0±2.4	18.1 ±2.5	21.3	1.5		13.8	24
8-5	9.0±1.4	10.6 ±1.7	8.3	1.9		3.7	- 0.2
9-5	4.5±1.0	2.9 ±0.8	3.6	2.2		1.2	-52
10-5	3.0±0.8	5.7 ±2.0	1.7	2.7		0.4	-103
11-5	3.0±1.0	3.5 ±1.0	0.8	3.6		0.15	
12-5	4.3±1.3	4.2 ±1.3	0.4	4.9		0.06	
5-4	100 ±1	100 ±1	100 (0.248)	2.9	100±4	100	50
6-4	20.1±2.5	20.2 ±1.8	22.1	5.3	14±2.5	15.2	27
7-4	11.2±1.0	9.4 ±0.9	9.6	6.0	6±1	4.8	0.75
8-4	5.9±0.7	5.4 ±0.6	4.9	5.8	2±2	1.8	-34
9-4	3.3±0.6	3.4 ±0.6	2.5	5.9		0.7	-79
10-4	1.4±0.6	1.3 ±0.6	1.3	7.0		0.3	-135
11-4	0.4±0.4	0.7 ±0.6	0.7	8.4		0.1	
12-4	0.7±0.6	0.8 ±0.6	0.4	9.8		0.05	
4-3	19.2±3.1	14.2 ±2.6	19.0	33	17.7±4	18.9	43
5-3			2.6			1.4	
3-2			0.1			0.07	
Pop4f			0.37			0.63	
Pop3d			0.07			0.11	
α			0.0			0.175	
χ^2			2.1			1.4	

In der nächsten Spalte sind die Sauerstoffintensitäten des CO_2 -Targets⁸¹ (Trockeneis) aufgeführt. Deutliche Unterschiede in den relativen Intensitäten gegenüber $D_2^{16}O$ kennzeichnen das Spektrum. Die CO_2 -Daten werden im Gegensatz zu den Wasserspektren durch $\alpha = 0.175$ exzellent beschrieben (Spalte 6). In der letzten Spalte sind die berechneten Differenzen der absoluten Intensitäten zwischen CO_2 - und D_2O -Target aufgeführt. Wie im Experiment ist auch hier deutlich zu erkennen, daß die Röntgenkaskade im CO_2

im wesentlichen über zirkuläre Zustände verläuft. Dies führt zur höheren Ausbeute der zirkulären Übergänge; sie sind im CO_2 um einen Faktor zwei stärker. Die beiden nachfolgenden Abbildungen verdeutlichen die Unterschiede in beiden Kaskaden anhand der Population der Zustände (Abb. 32).

Dieser prononcierte chemische Effekt wird verursacht durch die unterschiedliche chemische Verbindung, die der Sauerstoff in beiden Targets eingegangen ist. Stöchiometrisches Verhältnis und Verhältnis der Kernladungszahlen sind in beiden Verbindungen stark unterschiedlich. Dies führt nach Fermi und Teller zu unterschiedlichen Einfangsrate und damit zu unterschiedlichen absoluten Intensitäten. Dies alleine vermag jedoch nicht die unterschiedlichen Kaskaden zu erklären. Ponomarevs Interpretation des Einfangs über molekulare Orbitale²⁴ scheint sich hier anzubieten. Das lineare CO_2 -Molekül wird durch eine π - σ -Bindung zusammengehalten, im Wasser dagegen liegt eine reine σ -Bindung vor. Der zusätzliche π -Anteil im CO_2 könnte möglicherweise im späteren Verlauf der Kaskade zu einer stärkeren Population höherer Drehimpulszustände führen. Ein weiterer Unterschied besteht darin, daß im Wasser ein vom Wasserstoff eingefangenes Antiproton mit dem Proton ein neutrales System von kleiner Dimension bildet. Dieses Quasineutron ist gegenüber elektrischen Feldern inaktiv und könnte somit unbeschadet durch die Elektronenhülle von Sauerstoff driften. Andererseits allerdings bewirken die vorhandenen elektrischen Felder eine Mischung der Drehimpulszustände aufgrund des Starkeffekts im $\bar{p}p$ -System und führen somit zu seiner schnellen Vernichtung. Eine einfachere Erklärung für die Bevölkerung niedriger Drehimpulszustände wäre der Transfer eines im Wasserstoff eingefangenen Antiprotons auf den Sauerstoff. Da die Energieniveaus im Sauerstoff wesentlich tiefer als im Wasserstoff liegen, ist in Zuständen gleicher Energie der maximale Drehimpuls im Wasserstoff kleiner als im Sauerstoff. Bei einem Transfer würde damit der kleinere Drehimpuls übertragen und die inneren Bahndrehimpulszustände stärker bevölkert. Dies setzt indessen voraus, daß der Starkeffekt keine Bedeutung hat und die Stoßzahlen groß sind. Zum genauen Verständnis dieser chemischen Effekte bedarf es weiterer Messungen.

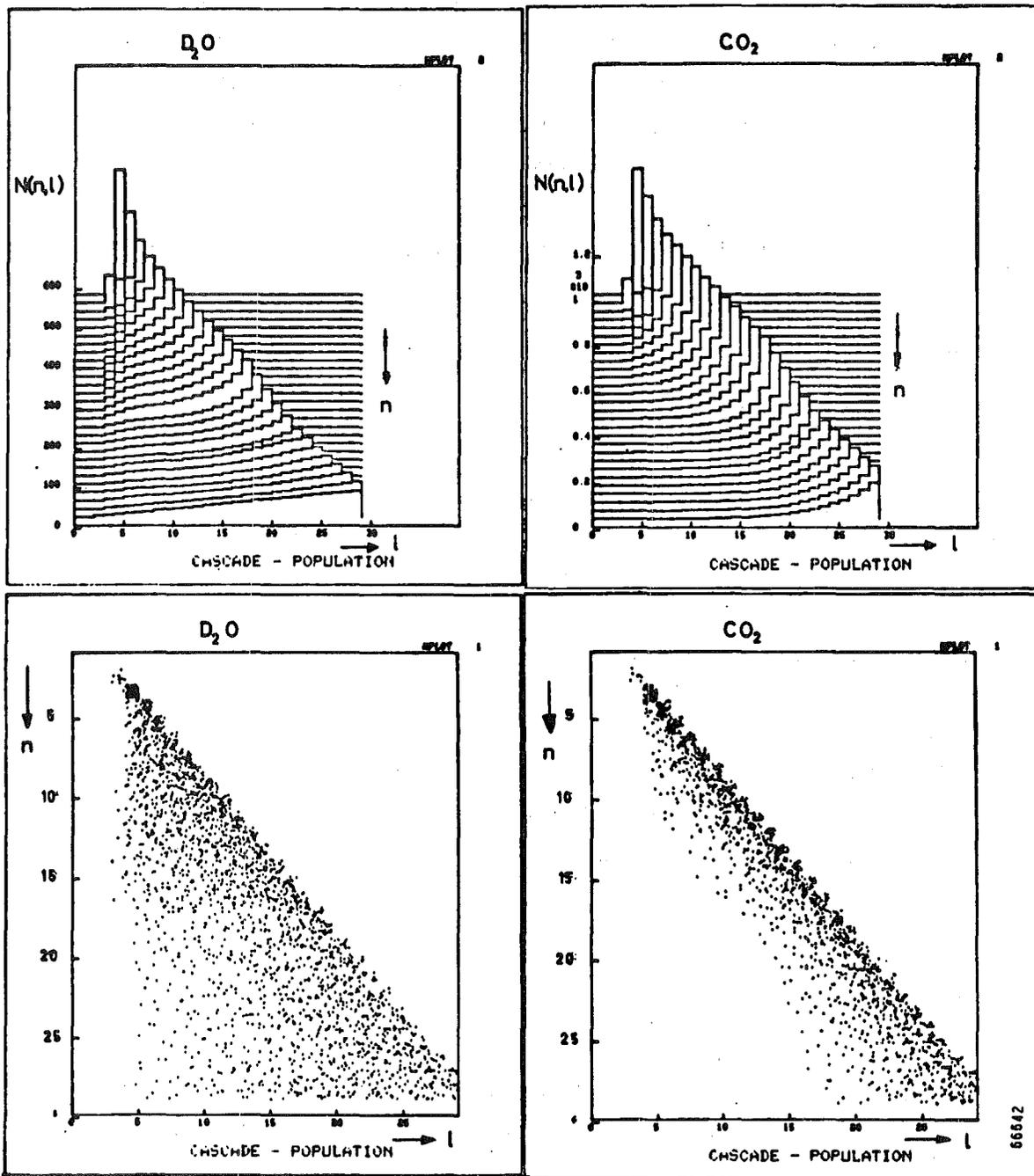


Abb. 32: Populationsschemata der Sauerstoffkaskade in D₂O und CO₂.

Obere Darstellung: Nach rechts ist die Bahndrehimpulsquantenzahl aufgetragen. Für jede Hauptquantenzahl beginnend bei $n=29$ (von unten) ist die Population der 1-Zustände angegeben. Jede Linie entspricht einer Hauptquantenzahl.

Untere Darstellung: Hier ist die Bevölkerung der Zustände durch die Dichte der Punkte gekennzeichnet. Nach rechts ist l und nach unten ist n aufgetragen (keine Punkte bedeuten hier geringe Population). In der Hauptdiagonalen befinden sich die zirkularen Zustände.

Eine interessante Ähnlichkeit läßt sich feststellen, wenn man die chemischen Effekte in der myonischen Sauerstoffkaskade mit der antiprotonischen vergleicht. In der folgenden Tabelle sind die relativen Intensitätsverhältnisse gleicher Übergänge in verschiedenen chemischen Verbindungen angegeben.

Tabelle 16: Vergleich der chemischen Effekt in μ^-O und \bar{p}^-O

	$Al_2 O_3/H_2O$ ⁸⁶		CO_2/D_2O
μ^-O 3-1	0.77 ± 0.04	\bar{p}^-O 6-4	0.70 ± 0.15
μ^-O 4-1	0.64 ± 0.04	\bar{p}^-O 7-4	0.54 ± 0.10
μ^-O 5-1	0.57 ± 0.06	\bar{p}^-O 8-4	0.34

Obwohl die Übergänge in μ^-O verschieden von denen in \bar{p}^-O sind, ist die Ähnlichkeit erstaunlich. Deutlich ist die Abnahme der Intensitätsverhältnisse mit wachsendem Δn . Dies zeigt wiederum an, daß in Verbindungen ohne Wasserstoff die Kaskade mehr peripher verläuft.

2. Heliumkaskade

Wie schon betont, besteht ein großes Interesse an der mesonischen Heliumkaskade. Von besonderer Bedeutung ist die Frage, ob und zu welchem Anteil die Absorption aus p-Zuständen stattfindet. Ältere Blasenkamerexperimente versuchten durch Messung der Kaskadenzeit Aufschluß darüber zu erhalten. Eine einzigartige Möglichkeit zum Studium der Kaskade eröffnet jedoch die Untersuchung der mesonischen Röntgenstrahlung. In neueren Experimenten konnten mit Erfolg die K-Serie in μ^-He und π^-He ⁸⁷ und die L-Serie in K^-He ⁸⁸ in flüssigem Helium mit hochauflösenden Halbleiterdetektoren nachgewiesen werden.

Die folgende Tabelle zeigt die gegenwärtig verfügbaren Intensitäten.

Tabelle 17: Intensitäten mesonischer Röntgenlinien in flüssigem Helium (absolute Ausbeute pro \bar{p} -Atom)

Übergang	μ^- -He	π^- -He	K^- -He	\bar{p} -He	$(\bar{p}\text{-He})^{\text{th}}$
2-1	100 \pm 5	100 \pm 5			0.46
3-1	54 \pm 2.7	124 \pm 6			
4-1	10.8 \pm 1.4	41.7 \pm 2.1			
5-1	2.6 \pm 1.5	9.6 \pm 0.6			
6-1		3.0 \pm 0.7			
3-2			100 \pm 21	100 \pm 17.8	100 (0.061)
4-2			57 \pm 11	19.6 \pm 4.5	24
5-2			26 \pm 7	13.1 \pm 3.6	9.5
6-2				16.7 \pm 4.2	4.9
4-3				74 \pm 14.8	77
5-3				32.6 \pm 3.7	27.9
6-3				12.7 \pm 2.6	13.8
7-3				7.2 \pm 2.3	8.4
8-3				5.4 \pm 2.2	6.6
Zitate	79	79	80		

Außer der gut verstandenen μ^- -He Kaskade hat die Interpretation der anderen mesonischen Heliumkaskaden einige Schwierigkeiten bereitet. So ist zum Beispiel das anomale Intensitätsverhältnis von K_α/K_β in π^- -He bisher nicht erklärt. (Neueste Messungen an π^- -He und π^- - ^3He mit einem Gastarget haben ein normales Verhältnis ergeben⁸⁹). Die experimentelle Untersuchung des K^- -He Spektrums erbrachte zunächst widersprüchliche Ergebnisse.^{90,91} Eine neuere Messung mit hoher Statistik⁸⁸ läßt die Situation indessen klarer erscheinen. Beeindruckend ist die Vielzahl der beobachteten Linien in \bar{p} -He. Es sind nahezu doppelt so viele Übergänge wie in irgendeinem anderen Heliumspektrum nachgewiesen worden. Ihre Analyse wurde wiederum mit demselben Kaskadenmodell wie für den Sauerstoff

vorgenommen. Auch hier wurden die Rechnungen im Niveau $n=29$ begonnen. Eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit dem Experiment konnte durch eine stark zentrale Anfangsverteilung ($\alpha = -0.4$) und eine $2p$ -Breite von 8 eV erreicht werden. Eine ähnliche Anfangsverteilung wurde auch für das pionische Helium⁸⁷ verwendet und für pionischen und kaonischen Wasserstoff vorausgesagt.⁹² Sie läßt sich möglicherweise dadurch erklären, daß beim Augereinfang des Antiprotons ein s -Elektron emittiert und dabei nur ein kleiner Drehimpuls ausgetauscht wird. Somit würden niedrige Drehimpulszustände stärker bevölkert.

Die nächste Abbildung zeigt wiederum eine Darstellung der Populationsverhältnisse im Helium.

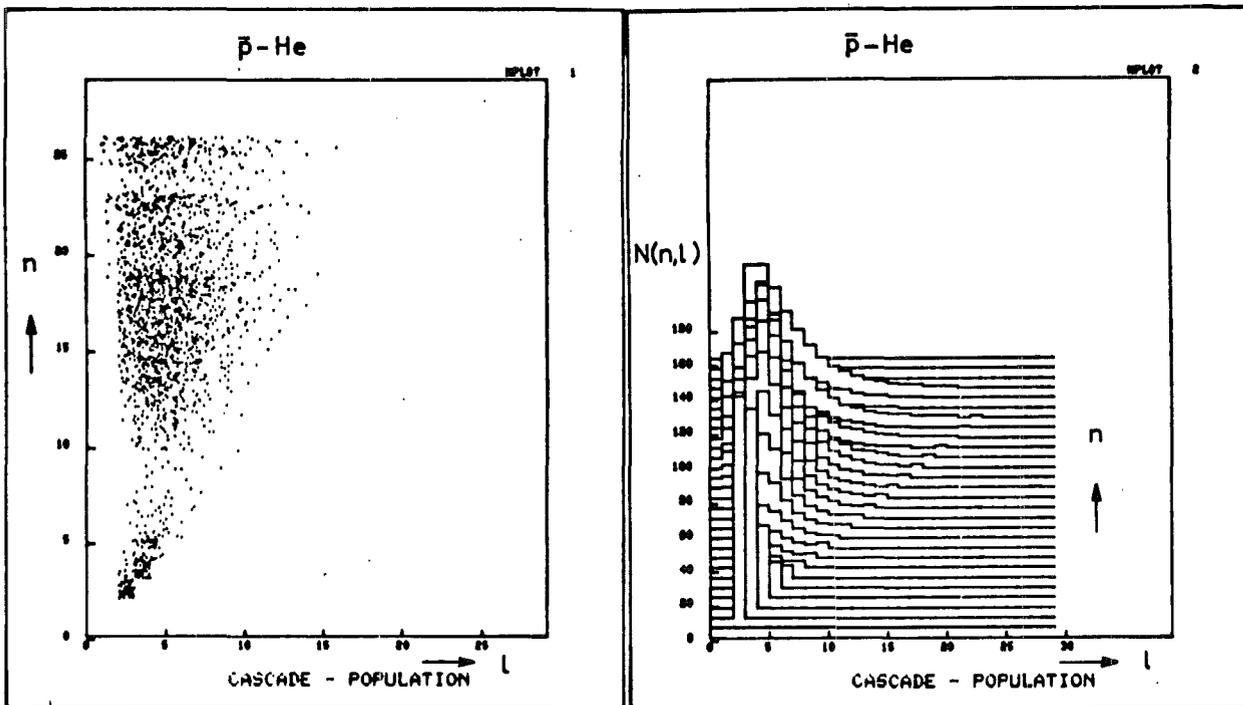


Abb. 33: Kaskadenschema für \bar{p} -⁴He

Linke Abbildung: Die Population ist durch die Dichte der Punkte gekennzeichnet. Nach rechts ist l , nach oben ist n aufgetragen. Die zirkularen Zustände liegen in der Nebendiagonalen.

Rechte Abbildung: Für jede Hauptquantenzahl beginnend bei $n=1$ (von unten) ist die Bevölkerung der Drehimpulszustände dargestellt (l nach rechts aufgetragen). Jede horizontale Linie entspricht einer Hauptquantenzahl.

Die Ergebnisse der Kaskadenrechnungen sind in der letzten Spalte von Tabelle 17 angegeben. Die Rechnungen haben weiterhin ergeben, daß das Intensitätsverhältnis von der M-Serie zur L-Serie kaum von der Anfangsverteilung, jedoch sehr stark von der Absorptionsbreite abhängt. In Übereinstimmung mit den pionischen und kaonischen Ergebnissen wurde die Kaskadenzeit ab $n=29$ für das Antiproton mit 0.7 nsec abgeschätzt. Die Zeit hängt sehr stark von der Anfangsverteilung ab. Mit den ermittelten Kaskadenparametern ergab sich eine Absorptionsrate aus ns-Niveaus ($n > 1$) von 14%; 12% aller Antiprotonen erreichten das 3d-Niveau und 13% das 2p-Niveau. Es sei betont, daß es möglich war, die Heliumkaskade ohne Stark- und externen Augereffekt anzupassen. Daraus kann geschlossen werden, daß diese beiden Prozesse auf den unteren Teil der Kaskade ($n \leq 29$) keinen Einfluß haben. Weiterhin kann gefolgert werden, daß bei einem derart zentralen Einfang das \bar{p} -He als \bar{p} - α -Ion vorliegt und nur zu einem verschwindend geringen Anteil als neutrales System existiert, im Gegensatz zu der Annahme von Russell.

Die Ergebnisse der Kaskadenrechnungen werden wie folgt zusammengefaßt:

Die Analyse der antiprotonischen Kaskaden hat gezeigt, daß sich die Intensitäten ausgezeichnet durch das einfache Modell von Eisenberg und Kessler beschreiben lassen. Die beobachteten chemischen Effekte in den Sauerstoffspektren äußern sich in einer stark unterschiedlichen Anfangsverteilung für die beiden Zusammensetzungen. Sie verdeutlichen weiterhin die Wirkung des Wasserstoffs in der chemischen Verbindung. Er bewirkt, daß die Kaskade weiter nach innen zu niedrigeren l gezogen wird. Die Heliumkaskade wird durch eine sehr zentrale Anfangsverteilung beschrieben. Sie läßt damit das Modell von Russell²⁹ als unwahrscheinlich erscheinen. Eine Übertragung einer solchen Verteilung auf Wasserstoff würde dort die Intensitäten der Röntgenlinien auch ohne Starkeffekt erheblich reduzieren. Die Bestimmung von Γ_{up} aus der Kaskade führte im Sauerstoff zu einer ausgezeichneten Übereinstimmung mit der aus den relativen Intensitäten bestimmten Breite. Die aus der Kaskade ermittelte 2p-Breite in Helium war deutlich kleiner als die Lorentzbreite der Linien. Doch sind die Fehler in der Breite bei der Statistik und bei den niedrigen Energien relativ groß.

II. Analyse der starken Wechselwirkungseffekte

1. Bestimmung der Summenstreulänge: $a_s = a_{pp}^- + a_{pn}^-$

Grundlage für die Analyse der Verschiebungen und Breiten ist das Streulängenmodell. Das starke Wechselwirkungspotential dafür lautet:

$$V_{SW} = -2\pi \frac{m_p^-}{m^2} (a_{pn}^- \rho_n(r) + a_{pp}^- \rho_p(r)) \quad (X)$$

Da der Streulängenansatz auf zahlreichen Näherungen beruht (s. S.28), werden die hier erhaltenen Streulängen als effektive Streulängen verstanden.

Zunächst werden die Kerne ^{14}N , ^{16}O und ^{32}S untersucht. Es wird angenommen, daß die Protonen- und Neutronenverteilungen gleich sind. Dann reduziert sich V_{SW} auf

$$V_{SW} = -2\pi \frac{m_p^-}{m^2} a_s \rho(r) \quad \text{mit} \quad a_s = a_{pp}^- + a_{pn}^- \quad (XX)$$

$$\text{und} \quad \rho(r) = \rho_n(r) = \rho_p(r)$$

Für die Dichteverteilung werden drei verschiedene Modelle verwendet.

Modell I: "Harmonic Well": $\rho(r) = \left\{1 + \frac{Z-2}{3} \left(\frac{r}{R}\right)^2\right\} e^{-\left(\frac{r}{R}\right)^2}$
mit R = rms-Radius des jeweiligen Kerns

Modell II: 2-parametrische Fermiverteilung $\rho(r) = \frac{1}{1 + \exp\left\{\frac{4 \ln 3}{t}(r-c)\right\}}$

Modell III: numerische Verteilung von I. Sick^{81, 93} (parameterfrei).

Die folgende Tabelle zeigt die verwendeten Parameter für die verschiedenen Kerne (in fm).

Tabelle 18: Parameter der Dichteverteilungen

		^{14}N	^{16}O	^{32}S	^{18}O (Protonen)
Modell I	R	2.54	2.72	3.24	2.789
Modell II	c	2.48	2.71	3.12	2.77
	t	1.77	1.83	2.5	1.87

(In Anhang III sind die Dichten aller drei Modelle für ^{16}O graphisch dargestellt.)

Mit dem Programm PIATOM⁹⁴ wurde für ein Netz von Punkten in der komplexen a_g -Ebene die Breiten und Verschiebungen der atomaren Niveaus berechnet. Daraufhin wurde mit dem Programm SCAFI⁹⁵ die komplexe Größe a_g ermittelt, die die experimentellen Daten (Tabelle 19) am besten reproduzierte. Es wurde die Methode der kleinsten quadratischen Abweichungen angewendet. Die Streulängensumme a_g wurde nacheinander für die einzelnen Kerne, für Paare von Kernen und schließlich für alle drei Kerne zusammen gefittet. Die Ergebnisse sind in der nächsten Tabelle zusammengestellt.

Tabelle 19: Für die Fits benutzte experimentelle Resultate

	ϵ	Γ_{up}	Γ_{L}
^{14}N	3 ± 50	$0.13 \pm .03$	205 ± 70
^{16}O	-124 ± 36	$0.64 \pm .11$	320 ± 150
^{32}S	-60 ± 40	$3.04 \pm .70$	650 ± 100

Tabelle 20: Ergebnisse der Streulängenfits: $a_s/2$ (in fm)

Daten	Modell I (HW) χ^2	Modell II (Fermi) χ^2	Modell III (Sick) χ^2
^{14}N	2.7 + i 1.0 0.46	4.4 + i 1.2 0.13	- - - -
^{16}O	2.0 + i 1.9 0.60	2.6 + i 3.2 0.93	1.1 + i 2.3 0.80
^{32}S	2.3 + i 1.4 0.26	1.3 + i 1.7 1.2	2.5 + i 1.9 1.65
$^{14}\text{N}, ^{16}\text{O}$	2.1 + i 1.9 0.65	3.2 + i 2.8 0.54	- - - -
$^{16}\text{O}, ^{32}\text{S}$	2.2 + i 1.6 1.13	1.6 + i 2.0 1.6	1.9 + i 2.0 1.01
$^{14}\text{N}, ^{32}\text{S}$	2.4 + i 1.4 0.83	1.6 + i 1.9 1.5	- - - -
$^{14}\text{N}, ^{16}\text{O}, ^{32}\text{S}$	2.3 + i 1.5 0.78	1.8 + i 2.1 1.5	2.2 + i 1.9 0.92*

* mit ^{14}N von Modell I

Die Anpassung an die Gesamtheit der Daten (letzte Zeile) ergibt in allen drei Modellen einen Wert für Real- und Imaginärteil um zwei fm. Aus dem Fitverhalten wurde der Fehler in beiden Größen mit 1 fm abgeschätzt:

$$a_{s/2} = \{(2.0 \pm 1.0) + i(1.9 \pm 1.0)\} \text{ fm}$$

An ältere Daten von ^{14}N und ^{16}O durchgeführte Fits ergeben⁸²:

$$a_{s/2} = \{(2.9 \pm 1.2) \pm i(1.5 \pm 1.2)\} \text{ fm.}$$

Dieses Resultat stimmt mit den hier gewonnenen Ergebnissen überein. Die Stärke der Wechselwirkung ist bei allen drei Modellen und bei allen Anpassungen ungefähr gleich und hat den einen Wert von etwa:

$$|a_{s/2}| = 2.8 \text{ fm.}$$

Für Modell I ergibt sich stets ein geringfügig größerer Real- als Imaginärteil. Bei der Fermiverteilung liegt das Verhältnis Real- zu Imaginärteil knapp unter eins und bei Modell III schwankt es um eins. Die größten Variationen innerhalb der Fits ergeben sich für die Fermiverteilung. Das Vorzeichen des Realteils ist immer positiv.

Die folgende Tabelle zeigt einen Vergleich mit den Voraussagen des OBE-Modells von Bryan und Phillips.

Tabelle 21: Vergleich der gemittelten Streulängen (in fm) des OBE-Modells⁴⁰ mit den hier gefundenen Werten

	O B E - M o d e l l		diese Arbeit Mittelwert
	statische Version	nichtstatische Version	
$a_s/2$	$-1.8 + i 1.4$	$-1.8 + i 1.6$	$2.0 + i 1.9$
$ a_s/2 $	2.3	2.4	2.8
$\zeta_s = \frac{ \operatorname{Re} a_s }{ \operatorname{Im} a_s }$	1.3	1.1	1.1

Das negative Vorzeichen des OBE-Modells steht in deutlichem Widerspruch zu den Daten antiprotonischer Atome. Daraus kann folgende Konsequenz gezogen werden. Entweder das OBE-Modell von Bryan und Phillips (wie schon bemerkt, wurde dessen Voraussagekraft von Myhrer und Mitarbeitern⁴⁷ sehr angezweifelt) stimmt nicht, oder das Streulängenmodell ist in dieser Form für antiprotonische Atome nicht anwendbar. Letzteres bezieht sich besonders auf die auf Seite 28 aufgeführten Vorbehalte. Der Streulängenansatz wird in einer neueren Arbeit von Haak und Mitarbeitern⁵¹ stark kritisiert. Es wird dort gezeigt, daß die Einführung einer endlichen Reichweite zu einer beachtlichen Änderung in den Voraussagen für Breiten und Verschiebungen führt. Sollte sich dies als begründet erweisen, kann die ermittelte Streulänge als Parameter eines optischen Potentials zur Beschreibung antiprotonischer Atome angesehen werden.

Bemerkenswert ist indessen, daß die Stärke der Wechselwirkung und das Verhältnis des Betrages von Real- zu Imaginärteil des OBE-Modells mit den hier gefundenen Werten ungefähr übereinstimmt.

An dieser Stelle sei noch auf die Situation bei kaonischen Atomen hingewiesen. Auch dort hat die aus Phasenanalysen gewonnene Streulänge ein negatives Vorzeichen. Die Streulänge von K^- -Atomen

abgeleitet hat jedoch einen positiven Realteil. Diese Diskrepanz konnte durch Berücksichtigung der Y_0 -Resonanz kurz unter der KN-Schwelle aufgehoben werden. Eine direkte Übertragung dieser Verhältnisse auf \bar{p} -Atome ist allerdings wegen der unterschiedlichen Stärke und Reichweite der Wechselwirkung in beiden Systemen fraglich.

2. Antiproton-Nukleon-Streulänge, $a_{\bar{p}p}^- = a_{\bar{p}n}^- = a$

Die Daten von ^{18}O können leicht in den Anpassungen mit den anderen experimentellen Resultaten zusammengefaßt werden. Dazu wird der Ansatz (x) von Seite 88 durch die Annahme

$$a_0 = a_1 = a_{\bar{p}p}^- = a_{\bar{p}n}^- = a$$

in folgender Weise modifiziert:

$$V_{\text{SW}} = - 2\pi \frac{m_{\bar{p}}}{m^2} a \cdot (\rho_n(r) + \rho_p(r))$$

$$V_{\text{SW}} = - 2\pi \frac{m_{\bar{p}}}{m^2} a \cdot \rho_s(r) \quad \text{mit} \quad \rho_s = \rho_n(r) + \rho_p(r)$$

Für $\rho_n(r) = \rho_p(r)$ geht dieser Ansatz in Formel (xx) über, und es gilt dann

$$2a = a_s$$

Die Annahme, daß die $\bar{p}n$ - und die $\bar{p}p$ -Streulänge gleich sind, ist ziemlich willkürlich, bedeutet es doch, daß sowohl Real- wie auch Imaginärteil übereinstimmen müssen. Sie ist hier nur als Einschränkung der Anzahl an freien Parametern zu verstehen.

Für die Neutronenverteilung in ^{18}O wurden folgende Parameter gewählt.

Modell I	R = 2.83 fm
	c = 3.0 fm
Modell II	t = 2.0 fm

Für Modell II ergab sich für $c = 2.85$ fm und $t = 1.9$ fm nahezu das gleiche Ergebnis.

Die Analyse der Daten auf diese Art führte zu folgenden Ergebnissen:

Tabelle 22: Ergebnisse der Streulängenfits für $a_{pp}^- = a_{pn}^- = a$ (in fm)

Daten	Größe	Modell I (HW) χ^2	Modell II (Fermi) χ^2	Modell III (Sick) χ^2
^{18}O	a	1.7 + i 2.5 0.002	1.4 + i 3.0 0.03	0.4 + i 2.0 0.07
$^{14}\text{N}, ^{16}\text{O}, ^{18}\text{O}, ^{32}\text{S}$	a	2.2 + i 1.7 0.63	1.8 + i 2.3 1.1	1.6 + i 1.9 1.1
$^{14}\text{N}, ^{16}\text{O}, ^{32}\text{S}$	$a_s/2$	2.3 + i 1.5 0.78	1.8 + i 2.1 1.5	2.2 + i 1.9 0.92

$a_s/2$ zum Vergleich von vorigen Fits (Tabelle 20)

Der Fit der ^{18}O -Daten alleine ergibt bei allen drei Modellen ein Verhältnis $\zeta^0 = \frac{\text{Re } a}{\text{Im } a}$ deutlich kleiner als eins. Die Anpassungen der anderen Daten (zweite Reihe in Tabelle 22) ergeben ein ζ^0 um eins. Der Einbezug der ^{18}O -Resultate erniedrigt den Real- und erhöht den Imaginärteil. Die Änderungen sind jedoch geringfügig. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Streulänge durch die anderen Daten bereits so sehr festgelegt ist, daß das Hinzufügen der ^{18}O -Werte keine bedeutende Änderung bewirkt.

Die folgende Tabelle gibt einen Vergleich der mit diesen Streulängen berechneten Größen mit den experimentellen Ergebnissen.

Für ^4He wurde stets eine "Harmonic Well"-Verteilung genommen. In der Spalte "WKB" sind die Breiten angegeben, die Kaufmann und Pilkuhn⁹⁶ auf der Basis eines "Black Sphere"-Modells in WKB-Näherung berechnet haben. Die in Klammern angegebenen Werte sind die mit der Summenstreulänge berechneten Breiten und Verschiebungen. Sie wurden unter der Annahme $\rho_p \equiv \rho_n$ aus den Anpassungen an die Daten von $^{14}\text{N}, ^{16}\text{O}, ^{32}\text{S}$ ermittelt (Tabelle 20).

Wie die Tabelle zeigt, beschreibt (unter Annahme $a_{pp}^- = a_{pn}^-$) Modell I, die "Harmonic Well"-Verteilung am besten die Daten. Im Falle des Summenstreulängenansatzes ergeben Modell I und Modell III eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment. Auch die WKB-Näherung gibt die Breiten recht gut wieder. Die Fermiverteilung reproduziert die experimentellen Daten am schlechtesten.

Tabelle 23: Vergleich der experimentellen Breiten und Verschiebungen mit den unter der Annahme $a_{pp}^- = a_{pn}^- = a$ berechneten Werten

Target	Größe	Experimentelle Ergebnisse	Modell I $a = 2.2+i 1.7$ $(\frac{a_s}{2} = 2.3+i 1.5)$	Modell II $a = 1.8+i 2.3$ $(\frac{a_s}{2} = 1.8+i 2.1)$	Modell III $a = 1.6+i 1.9$ $(\frac{a_s}{2} = 2.2+i 1.9)$	WKB
^4He	ϵ_{2p}	5 ± 18	-7.6(-7.3)	-8.6(-8.1)	-7.5(-8.1)	
	Γ_{2p}	90 ± 70	29 (30)	25 (26)	25 (28)	
	Γ_{3d}	$3 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^3 (3 \cdot 10^{-3})$	$2 \cdot 10^{-3} (2 \cdot 10^{-3})$	$2 \cdot 10^{-3} (2 \cdot 10^{-3})$	
^{14}N	ϵ_{3d}	3 ± 50	-33 (-30)	-28 (-27)	-30 (-31)	
	Γ_{3d}	205 ± 70	164 (168)	127 (126)	129 (144)	123
	Γ_{4f}	$.13 \pm .03$.12 (.12)	.09 (.09)	.09 (.10)	0.08
^{16}O	ϵ_{3d}	-124 ± 36	-122 (-115)	-106 (-100)	-111 (-112)	
	Γ_{3d}	320 ± 150	512 (524)	391 (390)	480 (535)	409
	Γ_{4f}	$.64 \pm .11$.63 (.63)	.47 (.49)	.62 (.64)	0.46
^{18}O	ϵ_{3d}	-190 ± 45	- 158	- 153	- 167	
	Γ_{3d}	550 ± 240	610	539	659	500
	Γ_{4f}	$.80 \pm .15$.85	.78	1.05	0.62
^{32}S	ϵ_{4f}	-60 ± 40	-98 (-85)	-97 (-85)	-86 (-79)	
	Γ_{4f}	650 ± 100	690 (706)	832 (823)	598 (673)	797
	Γ_{5g}	$3.0 \pm .7$	2.1 (2.1)	3.0 (2.9)	1.93 (2.2)	3.03

3. Isotopie-Effekt

Wie die Ergebnisse des Experiments gezeigt haben, ist ein deutlicher Isotopie-Effekt bezüglich der starken Wechselwirkung beobachtet worden. Er wird verursacht durch die beiden zusätzlichen Neutronen in ^{18}O .

Zur Analyse wird das Potential in folgender Weise umgeschrieben:

$$\begin{aligned}
 {}^{18}V_{SW} &= -2\pi \frac{m_p^-}{m} \{ (a_s^- - a_{pn}^-) {}^{18}\rho_p(r) + a_{pn}^- {}^{18}\rho_n(r) \} \\
 &= -2\pi \frac{m_p^-}{m} \{ a_s {}^{18}\rho_p(r) + a_{pn}^- ({}^{18}\rho_n(r) - {}^{18}\rho_p(r)) \} \quad (+)
 \end{aligned}$$

Die Größe a_s ist aus den vorigen Anpassungen bekannt und fest. Eine solche Parametrisierung bietet prinzipiell die einzigartige Möglichkeit, die Antiproton-Neutron-Streulänge bzw. Unterschiede zwischen der Protonen- und Neutronenverteilung in Isotopen bestimmen zu können. Da nur drei Größen bezüglich der starken Wechselwirkung aus $\bar{p}^{-18}\text{O}$ gewonnen werden können, ist es nicht möglich, gleichzeitig a_{pn}^- und $^{18}\rho_n$ zu bestimmen ($^{18}\rho_n$ kann Elektronenstreuexperimenten entnommen werden). Nur in Modell III bei dem gerechnete Neutronenverteilungen vorliegen, ist eine Extraktion von a_{pn}^- möglich. Dazu wurde a_s dem Fit an die ^{16}O -Daten (Tabelle 20) ($a_{s/2} = 1.1 + i 2.3$) entnommen. Mit der obigen Parametrisierung wurden dann die ^{18}O -Werte angepaßt. Dabei wurde davon ausgegangen, daß der kleine Unterschied zwischen der Neutron- und der Protonverteilung für ^{16}O im Modell III keinen großen Einfluß hat. Es ergab sich

$$a_{pn}^- = \{(-0.3 \pm 1.4) + i(1.0 \pm 1.7)\} \text{ fm}$$

und mit dem gewählten $a_{s/2}$ folgt

$$a_{pp}^- = (2.5 + i 3.6) \text{ fm}$$

Der Fehler für a_{pn}^- wurde aus den Anpassungen an die innerhalb der experimentellen Meßgenauigkeit erlaubten Minimal- und Maximalwerte der Meßgrößen für ^{18}O abgeschätzt. Dabei wurde nicht der Fehler von a_s miteinbezogen.

Die Analyse des Isotopieeffektes führte zu einem bemerkenswerten Resultat. Das Vorzeichen des Realteils der Antiproton-Neutron-Streulänge ist negativ und der Unterschied zwischen a_{pp}^- und a_{pn}^- ist groß, sowohl im Real- wie auch im Imaginärteil. Wesentliche Annahmen bei dieser Analyse waren die Gültigkeit des Streulängenansatzes und die Voraussetzung, daß die Nukleonenverteilung durch die Dichten von Modell III korrekt beschrieben werden.

4.1 Modellunabhängige Bestimmung von $\zeta_{pn}^{\text{O}} = \frac{\text{Re } a_{pn}^-}{\text{Im } a_{pn}^-}$

Die Größe ζ_{pn}^{O} kann direkt aus Isotopiemessungen modellunabhängig bestimmt werden¹⁴. Die elektromagnetischen Potentiale sind für beide Isotope nahezu gleich. Die Hamiltonoperatoren für die Systeme differieren nur im starken Wechselwirkungspotential

und in der reduzierten Masse. Effekte der reduzierten Masse können, wie in Kapitel B II,2 gezeigt wurde, leicht abgetrennt und zur Kalibration benutzt werden. Die Unterschiede im starken Wechselwirkungspotential liegen im Wesentlichen an der unterschiedlichen Neutronenverteilung in beiden Isotopen. Diese Differenz kann als Störung aufgefaßt werden, und die Wellenfunktionen von ^{18}O können nach den Wellenfunktionen von ^{16}O (starke Wechselwirkung inbegriffen) entwickelt werden. In erster Ordnung Störungstheorie gilt dann:

$$^{18}\text{E} = ^{16}\text{E} + \langle \psi | ^{18}\text{H} - ^{16}\text{H} | \psi \rangle$$

Nach Abtrennung des Reduzierten-Massen-Effektes ergibt sich damit:

$$^{18}\epsilon - ^{16}\epsilon + \frac{i}{2} (^{18}\Gamma - ^{16}\Gamma) \sim a_{\bar{p}n}^- \langle M \rangle$$

Das Matrixelement $\langle M \rangle$ ist reell und hauptsächlich durch die Unterschiede in den Neutronenverteilungen bestimmt. Bildet man Real- und Imaginärteil auf beiden Seiten und dividiert diese durcheinander, so erhält man

$$2 \frac{^{18}\epsilon - ^{16}\epsilon}{^{18}\Gamma - ^{16}\Gamma} = \frac{\text{Re } a_{\bar{p}n}^-}{\text{Im } a_{\bar{p}n}^-} = \zeta_{\bar{p}n}^0$$

Diese Behandlung hat den großen Vorteil, daß sie nur auf dem Unterschied im starken Wechselwirkungspotential basiert. Die üblichen Verfahren, die das gesamte starke Wechselwirkungspotential gegenüber dem elektromagnetischen als Störung ansehen, sind bei der großen $\bar{p}N$ -Wechselwirkung nicht anwendbar und haben schon bei den kaonischen Atomen versagt. Das Verhältnis von Real- zu Imaginärteil der Antiproton-Neutron-Streulänge nach der dargelegten Weise bestimmt, ist:

$$\zeta_{\bar{p}n}^0 = -0.63 \pm 0.47$$

Das mit Modell III im letzten Abschnitt erhaltene Ergebnis stimmt mit diesem Resultat überein.

Die Auswertung der starken Wechselwirkungseffekte hat zu folgenden Ergebnissen geführt:

Die Analyse der Verschiebungen und Breiten der sphärischen Kerne ^{14}N , ^{16}O , ^{32}S auf der Grundlage des Streulängenansatzes ergab eine Summenstreulänge von

$$\frac{1}{2} (a_{\text{pn}}^- + a_{\text{pp}}^-) = \frac{a_{\text{s}}}{2} = \{(2.0 \pm 1.0) + i(1.9 \pm 1.0)\} \text{ fm}$$

Das Resultat steht im Widerspruch zu den Streulängen des Bosonenaustauschmodells von Bryan und Phillips. Bei dieser Analyse, wie auch bei der Hinzunahme der ^{18}O - Daten und Anpassungen unter der Bedingung $a_{\text{pp}}^- = a_{\text{pn}}^-$, ergab sich eine bessere Beschreibung der experimentellen Ergebnisse durch die "Harmonic-Well" und Sick-Verteilung als durch die Fermiverteilung.

Aus dem Isotopieeffekt wurde die Antiproton-Neutron-Streulänge unter folgenden Annahmen ermittelt. Der Streulängenansatz hat vollen Gültigkeit. Die Nukleonendichten von Sick beschreiben die Neutronen- und Protonenverteilung in ^{16}O und ^{18}O korrekt. Der geringe Unterschied der Proton- und Neutronverteilung für ^{16}O in diesem Modell hat keinen Einfluß auf die Analyse. Es ergab sich:

$$a_{\text{pn}}^- = \{(-0.3 \pm 1.4) + i(1.0 \pm 1.7)\} \text{ fm}$$

und mit der verwendeten Summenstreulänge $a_{\text{s}} = a_{\text{pn}}^- + a_{\text{pp}}^-$ folgt:

$$a_{\text{pp}}^- = 2.5 + i 3.6 \text{ fm}$$

Weiterhin wurde aus dem Isotopieeffekt modellunabhängig das Verhältnis von Real- zu Imaginärteil der Antiproton-Neutron-Wechselwirkung in erster Ordnung Störungstheorie bestimmt.

$$\zeta_{\text{pn}}^{\text{O}} = \frac{\text{Re } a_{\text{pn}}^-}{\text{Im } a_{\text{pn}}^-} = -0.63 \pm 0.47$$

Zusammenfassung

Es wurden die Röntgenspektren leichter antiprotonischer Atome untersucht und erstmals Kern- γ -Spektren des Restkerns nach der Annihilation beobachtet. Aus den Intensitäten der Röntgenlinien wurde der Ablauf der atomaren Kaskade und die Anfangsverteilung bestimmt. Zum ersten Mal wurden chemische Effekte in der Kaskade antiprotonischer Atome gefunden. Es zeigten sich deutliche Unterschiede zwischen Sauerstoffkaskade in Wasser und Kohlendioxid. Dies wurde auf die Art der chemischen Bindung und die Anwesenheit von Wasserstoff zurückgeführt. Ferner wurde die Kaskade in flüssigem Helium untersucht und eine sehr zentrale Anfangsverteilung in Übereinstimmung mit Rechnungen für die Wasserstoffkaskade^{9,2} gefunden. Die beobachtete Anfangsverteilung läßt die Existenz metastabiler Zustände in flüssigem \bar{p} -He als unwahrscheinlich erscheinen. Die Übertragung einer derartigen Anfangsverteilung auf Protonium würde auch ohne Starkeffekt die Ausbeute der Röntgenlinien erheblich herabsetzen.

Die starke $\bar{p}N$ -Wechselwirkung wurde anhand der Verbreiterung und Verschiebung der letzten Röntgenlinien untersucht. Aus den Daten der sphärischen Kerne ^{14}N , ^{16}O , ^{32}S wurde die Summe der $\bar{p}p$ - und $\bar{p}n$ -Streulänge bestimmt.

Erstmals bei antiprotonischen Atomen konnte ein Isotopieeffekt in der starken Wechselwirkung beobachtet werden. Eine Methode zur Analyse des Isotopie-Effektes durch geeignete Parametrisierung des starken Wechselwirkungspotentials wurde dargelegt. Die Anzahl der freien Parameter ist jedoch zu hoch, um gleichzeitig Aussagen über Neutronenverteilung und Antiproton-Neutron-Streulänge zu erhalten. Indessen konnte bei der modellabhängigen Festlegung der Neutronenverteilung die Antiproton-Neutron-Streulänge ermittelt werden. Es ergab sich ein negativer Realteil. Über die Summenstreulänge wurde dann die Antiproton-Proton-Streulänge bestimmt. Mit dieser Separierung der Antiprotonwechselwirkung kann nun die Neutronenverteilung in anderen Kernen untersucht werden.

Die Anpassungen der Summenstreulänge an die Kerne ^{14}N , ^{16}O , ^{32}S hat erbracht, daß diese Kerne besser durch eine "Harmonic-Well"-oder die Sick-Verteilung als durch die Fermiverteilung beschrieben werden können.

Es wurde ein modellunabhängiges Verfahren zur Ermittlung des Verhältnisses von Real- zu Imaginärteil der Antiproton-Neutron-Streulänge angegeben. Die Größe ist im Hinblick auf Dispersionsrelationen von besonderer Bedeutung. Die Methode bietet eine einzigartige Möglichkeit zur Bestimmung dieses Verhältnisses.

Die Isotopiemessungen haben deutlich gezeigt, wie groß der Einfluß der Neutronen ist. Die Isotopie-Effekte betragen teilweise mehr als 50% der starken Wechselwirkungseffekte in ^{16}O . Von experimenteller Seite sind die Ergebnisse eindeutig, doch mangelt es an einer geeigneten, von Modellen möglichst unabhängigen theoretischen Interpretation im Hinblick auf Neutronenverteilung und Antiproton-Neutron-Wechselwirkung.

Durch Beobachtung der Gammalinie vom ersten angeregten Zustand zum Grundzustand in ^{17}O konnte die Annihilation des Antiprotons am Neutron direkt nachgewiesen werden. Dies zeigt, daß in vielen Fällen der Restkern intakt bleibt und nicht fragmentiert wird.

Ausblick

Antiprotonische Atome sind ein hervorragendes Instrument zur Untersuchung des $\bar{N}N$ -Systems bei Energien in der Nähe der Schwelle. Sie sind in diesem Sinne gewissermaßen das niederenergetische Limit der $\bar{N}N$ -Streuung. Die unendliche Lebensdauer des Antiprotons begünstigt die Konstruktion untergrundfreier intensiver Antiprotonenstrahlen. Die Tatsache, daß es ein negatives Proton ist, erleichtert die Strahljustierung und Triggereinstellung eines Antiprotonenstrahles. Der Spin des Antiprotons gestattet die Messung seines magnetischen Momentes über die Feinstrukturaufspaltung und ermöglicht Polarisationsexperimente. Die Masse des Antiprotons wurde aus den elektromagnetischen Energien der atomaren Niveaus bestimmt.

Im Gegensatz zu pionischen und kaonischen Atomen ermöglicht die Stärke der $\bar{p}N$ -Wechselwirkung tatsächlich ein Studium der Nukleonverteilung im Kern. Experimentell zeigen sich große Einflüsse der Neutronen. Eine eindeutige Interpretation von theoretischer Seite im Hinblick auf die Neutronenverteilung und die Antiproton-

Neutron-Wechselwirkung steht an. Serienmessungen innerhalb einer Isotopenfamilie schränken die Anzahl der freien Parameter ein und ermöglichen eine einwandfreie Abtrennung der $\bar{p}n$ -Wechselwirkung.

Die Messung der Kernspektren der Restkerne nach erfolgter Anihilation bietet weitere eingehende Information über den Absorptionsprozeß und gestattet eine Zerlegung der $\bar{p}N$ -Wechselwirkung in einen $\bar{p}n$ - und einen $\bar{p}p$ -Anteil.

Die Tatsache, daß das Antiproton und Antinukleon ist, animiert zu einem Vergleich mit anderen Antiteilchen-Teilchen-Systemen. Wie im $e^+ e^-$ -System sind auch im $\bar{N}N$ -System schmale Resonanzen vorhanden oder werden vorausgesagt. Eine weitere Gemeinsamkeit beider Systeme ist der neutrale Überschuß bei der Anihilation.

Die Anihilation gestattet das Studium der Wechselwirkung bei kleinen Abständen und bietet eventuell zusammen mit den Informationen über Multiplizitäten und Verzweigungsverhältnisse einen Einblick in den Aufbau des Nukleons.

Insbesondere ist das $\bar{p}p$ -System in der Form von Protonium von besonderem Interesse, sowohl als Sonde für $\bar{p}p$ -Resonanzen und gebundene Zustände wie auch in kosmologischer Hinsicht.

Danksagung

Bei Herrn Prof. Dr. A. Citron, der mir die Teilnahme an den Experimenten ermöglichte und durch viele Diskussionen sein stetes Interesse am Fortgang der Arbeit bekundete, möchte ich mich herzlich bedanken.

Herrn Privatdozent Dr. H. Koch danke ich für die umfangreiche Unterstützung bei der Durchführung des Experimentes und der Anfertigung der Arbeit und für zahlreiche anregende Diskussionen.

Herrn Prof. Dr. G. Backenstoß danke ich für die Aufnahme in die Gruppe und für viele wertvolle Hinweise.

Bei Herrn Privatdozent Dr. L. Tauscher möchte ich mich für zahlreiche Anregungen und stimulierende Diskussionen bedanken.

Mein Dank gebührt allen anderen Mitarbeitern der Basel-CERN-Karlsruhe-Stockholm-Kollaboration für die gute Zusammenarbeit und die Unterstützung bei der Durchführung und Auswertung des Experimentes. Insbesondere danke ich den Herren N. Hassler und K. Rolli für ihre Hilfe bei der technischen Ausführung des Experiments.

Besonderen Dank schulde ich Herrn Dr. Bärtschi vom Eidgenössischen Institut für Reaktorforschung in Villigen für die Ausleihung des $D_2^{16}O/D_2^{18}O$ -Targets.

Nicht zuletzt möchte ich meiner Frau danken, die mich in verständnisvoller Weise bei der Durchführung meiner Arbeit und durch ihre Hilfe bei der schriftlichen Anfertigung der Dissertation sehr unterstützte.

A N H A N G I

Herleitung von Potentialen für nicht punktförmige
Nukleonenverteilungen

Aus der Elektrostatik bekannt ist das Potential einer geladenen Kugel

$$V(\vec{r}) = \int \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|} d\tau' \quad \rho(\vec{r}') \text{ Ladungsverteilung.}$$

Bei ausgedehnten Kernen liegt ein ähnliches Potential vor. Nur wird hier die Verteilung noch mit einem die Wechselwirkung kennzeichnenden Faktor gewichtet. Im allgemeinen Fall hängt dieser Faktor von Abstand zum Aufpunkt ab. Es ist also:

$$V(\vec{r}) = \int \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|} F(|\vec{r}-\vec{r}'|) d\tau'$$

Die Dichte sei kugelsymmetrisch und normiert

$$\int \rho(\vec{r}) d\tau = 4\pi \int \rho(r)r^2 dr = N$$

und sie habe eine endliche Ausdehnung mit dem Radius R
($\rho(r) = 0$ für $r > R$). (Für $F \equiv 1$ ergibt sich das Coulombpotential einer ausgedehnten Kernladung, Fall 3)

Der Integrand kann durch folgende Substitution umgeformt werden.

$$|\vec{r}-\vec{r}'|^2 = |\vec{r}|^2 = \bar{r}^2 = r^2 + r'^2 - 2rr'\cos\theta \quad |\vec{r}| = r \text{ etc.}$$

$$\Rightarrow 2\bar{r} d\bar{r} = 2rr'\sin\theta d\theta$$

damit ergibt sich:

$$V(r) = 2\pi \int \frac{\rho(r')}{r} \frac{\bar{r} d\bar{r}}{r r'} F(\bar{r}) r'^2 dr'$$

$$V(r) = \frac{2\pi}{r} \iint \rho(r') F(\bar{r}) d\bar{r} r' dr' \quad (1)$$

Gilt weiterhin $G(r) = \int F(r) dr$ $F(r) = \frac{dG}{dr}$
dann folgt

$$V(r) = \frac{2\pi}{r} \int \rho(r') [G(r_{\max}) - G(r_{\min})] r' dr'$$

Es sollen grundsätzlich zwei Situationen unterschieden werden:
 $r \geq R$ und $r < R$.

I. $r \geq R$ (außerhalb)

$$\bar{r}_{\max} = r + r' \quad \bar{r}_{\min} = r' - r$$

$$V(r) = \frac{2\pi}{r} \int_{r'=0}^{\infty} \rho(r') [G(r+r') - G(r'-r)] r' dr'$$

II. $r < R$ (innerhalb)

$$\begin{array}{ll} \text{a) } r' < r \Rightarrow \bar{r}_{\max} = r+r' & \text{b) } r' > r \quad \bar{r}_{\max} = r+r' \\ & \bar{r}_{\min} = r-r' \quad \bar{r}_{\min} = r'-r \end{array}$$

$$V(r) = \frac{2\pi}{r} \left\{ \int_0^r \rho(r') [G(r+r') - G(r-r')] r' dr' + \int_r^R \rho(r') [G(r+r') - G(r'-r)] r' dr' \right\}$$

für $G(r) = G(-r)$ gilt

$$V(r) = \frac{2\pi}{r} \int_0^R \rho(r') [G(r+r') - G(r-r')] r' dr'$$

und für $G(r) = -G(-r)$ folgt

$$V(r) = \frac{2\pi}{r} \left\{ \int_0^R \rho(r') G(r+r') r' dr' + \int_0^r \rho(r') G(r'-r) r' dr' - \int_0^R \rho(r') G(r'-r) r' dr' \right\}$$

1. Fall "Finite size"-Effekt

$$F(r) \equiv 1, \quad N = \frac{Ze^2}{4\pi}$$

$$r \geq R: \quad V(r) = \frac{2\pi}{r} \int_0^\infty \rho(r') 2r'^2 dr' = \frac{2\pi}{r} \cdot 2N = \frac{Ze^2}{r}$$

$$r \leq R: \quad V(r) = \frac{2\pi}{r} \left\{ \int_0^r \rho(r') 2 \cdot r r' dr' + \int_r^R \rho(r') 2r'^2 dr' \right\}$$

damit

$$V(r) = \begin{cases} \frac{Ze^2}{r} & \text{für } r \geq R \\ 4\pi \int_0^r \rho(r') r' dr' + \frac{4\pi}{r} \int_r^R \rho(r') r'^2 dr' & \text{für } r \leq R. \end{cases}$$

Ist ρ konstant im Innern: $\rho(r) = \rho_0 = \frac{Ze^2}{\frac{4}{3}\pi R^3}$

dann läßt sich die Integration ausführen

$$V(r) = \begin{cases} \frac{Ze^2}{r} & \text{für } r \geq R \\ \frac{Ze^2}{2R^3} (3R^2 - r^2) & \text{für } r \leq R. \end{cases}$$

2. Fall Vakuumpolarisation

$$F(r) = Z_0(r) = \int_1^{\infty} e^{-\frac{2r}{\lambda_e} t} \left(1 + \frac{1}{2t^2}\right) \frac{\sqrt{t^2-1}}{t^2} dt$$

weiterhin ist definiert

$$Z_n(r) = \int_1^{\infty} e^{-\frac{2r}{\lambda_e} t} \left(1 + \frac{1}{2t^2}\right) \frac{\sqrt{t^2-1}}{t^{2+n}} dt$$

und es gilt

$$\frac{dZ_n(r)}{dr} = \int_1^{\infty} -\frac{2t}{\lambda_e} e^{-\frac{2rt}{\lambda_e}} \left(1 + \frac{1}{2t^2}\right) \frac{\sqrt{t^2-1}}{t^{2+n}} dt = -\frac{2}{\lambda_e} Z_{n-1}(r)$$

$$\Rightarrow G(r) = \int F(r) dr = \int Z_0(r) dr = -\frac{\lambda_e}{2} Z_1(r)$$

damit lautet das Potential

$$r \geq R \quad V(r) = -\frac{\pi\lambda_e}{r} \int_0^{\infty} \rho(r') |Z_1(r+r') - Z_1(r'-r)| r' dr'$$

$$r < R \quad V(r) = -\frac{\pi\lambda_e}{r} \left\{ \int_0^r \rho(r') |Z_1(r+r') - Z_1(r-r')| r' dr' \right.$$

$$\left. + \int_r^R \rho(r') |Z_1(r+r') - Z_1(r'-r)| r' dr' \right\} .$$

Für einen Punktkern $\rho(r) = \delta(r)$ folgt insbesondere direkt aus (1)

$$V(r) = \frac{2\pi}{r} N Z_0(r).$$

3. Fall Starke Wechselwirkung

a) $F(r) = A \cdot e^{-\frac{r}{\beta}}$ $G(r) = -A \cdot \beta \cdot e^{-\frac{r}{\beta}} = -\beta F(r)$

$r \geq R$ $V(r) = -\frac{2\pi A}{r} \cdot \beta \int_0^{\infty} \rho(r') \left(e^{-\frac{r+r'}{\beta}} - e^{-\frac{r'-r}{\beta}} \right) r' dr'$

$r \leq R$ $V(r) = -\frac{2\pi A \cdot \beta}{r} \int_0^R \rho(r') e^{-\frac{r+r'}{\beta}} r' dr'$

$$- \int_0^r \rho(r') e^{-\frac{r-r'}{\beta}} r' dr' - \int_r^R \rho(r') e^{+\frac{r-r'}{\beta}} r' dr'$$

b) $F(r) = A\delta(r)$

dann ergibt sich sofort aus (1)

$$V(r) = \frac{2\pi}{r} \int \rho(r') F(\bar{r}=0) r' dr' \quad \bar{r} = 0 \Rightarrow r' = r$$

$$V(r) = 2\pi \rho(r) \cdot A.$$

A N H A N G II

Rechnungen zum Isotopie-Effekt

a) Isotopie-Effekt in der Energieverschiebung durch die starke Wechselwirkung.

Wie die Eichspektren gezeigt haben, ist das Eichpolynom eine Gerade:

$$E(\text{keV}) = a + b \cdot e \text{ (Kanal)}.$$

Die Energien der ungestörten Linien verhalten sich wie die reduzierten Massen :

$$\frac{{}^{18}\text{E}}{{}^{16}\text{E}} = R = \frac{{}^{18}\mu}{{}^{16}\mu}$$

beziehungsweise wie

$$\frac{{}^{18}e}{{}^{16}e} = R + (R-1) \frac{a}{b} \frac{1}{{}^{16}e}$$

wenn die Linienpositionen in Kanälen angegeben werden.

Dann gilt für die Differenz

$$\Delta E = {}^{18}\text{E} - {}^{16}\text{E} = (R-1) {}^{16}\text{E}$$

und entsprechend

$$\Delta e = {}^{18}e - {}^{16}e = (R-1) \left(\frac{a}{b} + {}^{16}e \right) \quad (*)$$

Die Verschiebung ϵ einer Linie durch die starke Wechselwirkung war definiert als:

$$\epsilon = E^{\text{exp}} - E^{\text{QED}} \quad \text{mit } \begin{array}{l} E^{\text{exp}} \text{ gemessene Energie} \\ E^{\text{QED}} \text{ berechnete, rein elektro-} \\ \text{magnetische Energie.} \end{array}$$

Die Differenz der gemessenen Linienpositionen des 4-3-Übergangs läßt sich zerlegen in:

$$\delta E = 18_{E \text{ exp}} - 16_{E \text{ exp}} = \Delta E^{\text{QED}} + \delta \epsilon$$

wobei $\delta \epsilon = 18_{\epsilon} - 16_{\epsilon}$ und $\Delta E^{\text{QED}} = 18_{E^{\text{QED}}} - 16_{E^{\text{QED}}} = (R-1) 16_{E^{\text{QED}}}$

daraus berechnet sich $\delta \epsilon$:

$$\underline{\delta \epsilon} = \delta E - \underline{\Delta E^{\text{QED}}} = b \cdot \delta e - \underline{(R-1) 16_{E^{\text{QED}}}}$$

Für die relative Differenz gilt dann:

$$\frac{\delta \epsilon}{E^{\text{QED}}} = \left(\frac{\delta e}{\Delta e^{\text{QED}}} - 1 \right) \cdot (R-1)$$

hierbei wird Δe^{QED} aus dem Fit der Funktion (*) an die ungestörten Differenzen erhalten.

Da $\frac{a}{b} \ll 16_{e_{4-3}}$ gilt im Rahmen der Meßgenauigkeit

$$\Delta e = (R-1) 16_e$$

und damit

$\frac{\delta \epsilon}{E} = \frac{\delta e}{16_{e \text{ exp}}} - (R-1)$
<p>oder</p> $\frac{\delta \epsilon}{E} = \left(\frac{18_e}{16_e} \right) \text{exp} - R = \phi - R$

Die relative Differenz ist somit unabhängig von der Eichung und kann direkt aus den Kanalpositionen der Linien bestimmt werden. Der Fehler in dieser relativen Differenz wird hauptsächlich durch den statistischen Fehler in dem Verhältnis bzw. in der Differenz der gemessenen Linienpositionen bestimmt. Alle anderen Fehler sind klein gegen diesen.

b) Isotopie-Effekt in den Intensitäten und Zusammenhang mit der oberen Breite Γ_{up} .

Der Zusammenhang zwischen starker Absorptionsbreite Γ_{up} des oberen Niveaus und relativer Intensität des entvölkernden Übergangs ist:

$$\Gamma_{up} = \Gamma_x \left(\frac{\sum_i I_i}{I} - 1 \right) - \Gamma_A$$

Γ_x Strahlungsbreite
 Γ_A Augerübergangsbreite
 I_i Intensität einer das Niveau bevölkernden Linie
 I Intensität der das Niveau depopulierenden Linie

Nach den Intensitäten aufgelöst ergibt:

$$\frac{\sum_i I_i}{I} = \frac{\Gamma_{up} + \Gamma_A + \Gamma_x}{\Gamma_x}$$

Somit verhalten sich die Intensitäten der stark absorbierten Linien:

$$\frac{{}^{16}I}{{}^{18}I} = \frac{{}^{18}\Gamma_{up} + {}^{18}\Gamma_x + {}^{18}\Gamma_A}{{}^{16}\Gamma_{up} + {}^{16}\Gamma_x + {}^{16}\Gamma_A} \cdot \frac{\sum_i {}^{18}I_i}{\sum_i {}^{16}I_i} \cdot \frac{{}^{16}\Gamma_x}{{}^{18}\Gamma_x}$$

Wie aus dem Spektrum hervorgeht, sind die Intensitäten der bevölkernden Linien in beiden Fällen gleich. Ebenso zeigen Rechnungen, daß sich die Strahlungsbreiten kaum unterscheiden. Ferner ist $\Gamma_{up} \gg \Gamma_x + \Gamma_A$ erfüllt und es gilt dann

$$\frac{{}^{16}I}{{}^{18}I} = \frac{{}^{18}\Gamma_{up}}{{}^{16}\Gamma_{up}}$$

daraus folgt

$$1 - \frac{{}^{16}I}{{}^{18}I} = \frac{{}^{18}I - {}^{16}I}{{}^{18}I} = \frac{{}^{16}\Gamma_{up} - {}^{18}\Gamma_{up}}{{}^{16}\Gamma_{up}} = \frac{\delta I}{{}^{18}I} = - \frac{\delta \Gamma_{up}}{{}^{16}\Gamma_{up}}$$

Die Differenz der Intensitäten kann durch Aufsummieren der Kanalhalte über einen genügend großen Bereich aus dem Differenzspektrum gewonnen werden.

Die Protonenverteilungen der verwendeten Modelle sind für ^{16}O graphisch dargestellt.

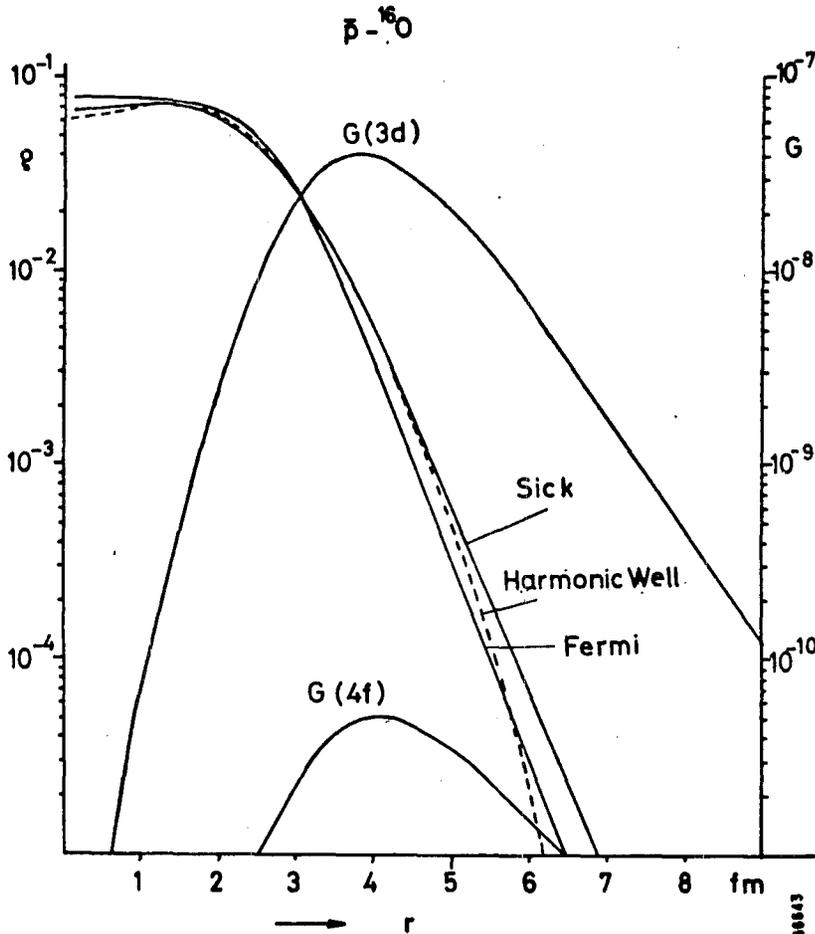


Abb. 34: Protonenverteilung in ^{16}O für die drei verwendeten Modelle von S.88

Zusätzlich ist noch der Überlapp

$$G = \rho |\psi|^2 \quad \psi \text{ Wellenfunktion des Antiprotons} \\ \text{(starke Wechselwirkung inbegriffen)}$$

der Wellenfunktion des 3d- und des 4f-Niveaus aufgetragen. Sie wurden für $a_{pn}^- = (-0.3 + i 1.)$ fm und $a_{pp}^- = (2.5 + i 3.6)$ fm berechnet. Das Maximum der Überschneidung liegt bei 4 fm und das Verhältnis des Überlapps des 3d-Niveaus zum 4f-Niveau ist etwa 10^3 . Wie aus der Abbildung hervorgeht, ist der Überlapp nur oberhalb des rms-Radius von Bedeutung. Dort sind auch die Dichteverteilungen am unterschiedlichsten.

Literaturverzeichnis

- ¹C.D. Anderson, S.H. Neddermeyer, Phys. Rev. 51 (1937) 884
- ²C.M.C. Lattes, H. Muirhead, G.P.S. Occhialini, C.F. Powell, Nature 159 (1947) 694
- ³M. Camac, A.D. McGuire, J.B. Platt und H.J. Schulte; Phys.Rev.88 (1952) 134
- ⁴C.E. Wiegand und D.A. Mack; Phys.Rev.Lett.18 (1967) 685
- ⁵G. Backenstoss, T. Bunaciu, S. Charalambus, J. Egger, H. Koch, A. Bamberger, U. Lynen, H.G. Ritter und H. Schmitt, Phys.Lett.33B (1970) 230
- ⁶A. Bamberger, U. Lynen, H. Piekarz, J. Piekarz, B. Povh, H.G. Ritter, G. Backenstoss, T. Bunaciu, J. Egger, W.D. Hamilton und H. Koch; Phys.Lett. 33B (1970) 233
- ⁷C.S. Wu und L. Wilets; Ann. Rev. Nucl. Sci. 19 (1969) 527
- ⁸G. Backenstoss; Ann.Rev.Nucl.Sci. 20 (1970) 407
- ⁹H. Koch; Externer Bericht der Gesellschaft für Kernforschung Karlsruhe, KFK-Ext. 3/73-3 (1973)
- ¹⁰R. Seki, C.E. Wiegand; Ann.Rev.Nucl.Sci 25 (1975) 241
- ¹¹Y.N. Kim; Mesonic Atoms and Nuclear Structure; North Holland Publishing Company (1971)
- ¹²L. Tauscher; Proceedings of 5th Conf.on High Energy Physics and Nuclear Structure, Santa Fee, 1975
- ¹³H. Koch; in Nuclear and Particle Physics at Intermediate Energies (1976), Plenum Publishing Company, New York, S. 87
- ¹⁴H. Poth; in Proceedings of the International Symposium on $\bar{p}p$ -Interactions, Loma-Koli, Finnland 1975, University of Helsinki, Report Series in Physics No.103, p.368, Ed.: J. Tuominiemi
- ¹⁵Y. Asano, M.Y. Chen, S.C. Cheng, G. Dugan, E. Hu, L. Lidofsky, W. Patton, C.S. Wu, V. Hughes and B. Lu; Nucl.Phys. A254 (1975) 403
- ¹⁶H. Koch, G. Poelz, H. Schmitt, L. Tauscher, G. Backenstoss, S. Charalambus und H. Daniel, Phys.Lett. 28B (1968) 279
- ¹⁷E. Fermi und E. Teller; Phys.Rev. 72 (1947) 399
- ¹⁸H. Daniel; Phys.Rev.Lett.35 (1975) 1649

- ¹⁹C.E. Wiegang und G.L. Godfrey; Phys.Rev. 9A (1974) 2282
- ²⁰P. Vogel, P.K. Haff, V. Akylas und A. Winther; Nucl.Phys. A 254 (1975) 445
- ²¹M. Leon und R. Seki; Phys.Rev.Lett. 32 (1974) 132
- ²²G.T. Condo; Phys.Rev.Lett.33 (1974) 126
- ²³S.S. Gersthein, V.I. Petrukhin, L.I. Ponomarev, Yu.D.Prokoshkin; Uspeki, Fiz.Nauk 97 (1969) 3
- ²⁴L.I. Ponomarev; Ann.Rev.Nucl.Sci. 23 (1973) 395
- ²⁵T.B. Day, J. Sucher and G.A. Snow; Phys.Rev.Lett.3 (1959) 61
- ²⁶M. Leon und H.A. Bethe; Phys.Rev.127 (1962) 636
- ²⁷T.B. Day; Nuov.Cim.18 (1960) 381
- ²⁸G.T. Condo; Phys.Lett.9 (1964) 65
- ²⁹J.E. Russel; Phys.Rev.12 (1970) 2284 (weitere Literatur dort verzeichnet)
- ³⁰Y. Eisenberg und D. Kessler; Nuov.Cim.19 (1961) 1195
- ³¹L. Tauscher; Improved Vacuum polarisation calculations for mesic atoms and their effect on the π^- -mass, CERN preprint 1973
- ³²H. Pilkuhn; Z.f.Phys.A 276 (1976) 365
- ³³H.A. Bethe und E.E. Salpeter; Handbuch der Physik (Springer-Verlag, Berlin, 1957) Vol.35, S. 88
- ³⁴T.E.O. Ericson und J. Hüfner; Nucl.Phys.B47 (1972) 205
- ³⁵M. Leon; Quadrupol Mixing In Hadronic Atoms. An Additional Probe of the Hadron-Nucleus Interaction, Los Alamos preprint LA-UR-74-675
- ³⁶O. Chamberlain, E. Segré, C.E. Wiegang und T. Ypsilantis; Phys.Rev. 100 (1955) 947
- ³⁷E. Fermi und C.N. Yang; Phys.Rev. 76 (1949) 1739
- ³⁸J.S. Ball und G.F. Chew; Phys.Rev. 109 (1958) 1385
- ³⁹R.A. Bryan und B.L. Scott; Phys.Rev. B135 (1964) 434
- ⁴⁰R.A. Bryan und R.J.N. Phillips; Nucl.Phys.B5 (1968) 201
- ⁴¹L.N. Bogdanova, O.B. Dalkarov, B.O. Kerbikov und I.S. Shapiro; Proceedings of the 4th Int.Symposium on $\bar{N}N$ -Interactions, May 75, Vol.2, VIII-1. Ed. T.E.Kalogeropoulos and K.C.Wali, Syracuse Univ. New York

- L.N. Bogdanova, O.D. Dalkarov und I.S. Shapiro; Ann.Phys.84
(1974) 261
- ⁴²C.B. Dover, *ibid.* Ref. 41, Vol. 2, VIII-37
- ⁴³T.E. Kalogeropoulos und G.S. Tzanakos; Phys.Rev.Lett.34 (1975)1047
- ⁴⁴A. Carroll et al.; Phys.Rev.Lett.22, (1974) 247
V. Chaloupka et al.; Phys.Lett.61B (1976) 487
- ⁴⁵A. Vajaki; *ibid.* Ref. 41, Vol. 1, I-21
- ⁴⁶Basel-Karlsruhe-Stockholm-Kollaboration am CERN
- ⁴⁷F. Myhrer und A. Gersten CERN Preprint Th2170 (1976)
F. Myhrer und A.W. Thomas; Phys.Lett. 64B (1976) 54
- ⁴⁸K. Erkelenz; Phys.Rep. 13 (1974) 191
- ⁵⁰Kaonische Atome; Übersicht: M. Alberg, E.M. Henley und L. Willets;
Ann.Phys.96 (1976) 43
- ⁴⁹Pionische Atome; T.E.O. Ericson; Lectures at the Intern.School of
Nuclear Physics, Erice, Sept.1974 (Literatur dort)
- ⁵¹J.F. Haak, A. Lande und F. Tachello; Strong Interaction Effects in
Antiprotonic Atoms, Phys. Lett. 66B (1977) 16
- ⁵²J.L. Lemke; Nuov.Cim. A16 (1973) 473
- ⁵³A. Deloff und I. Law; Phys.Rev. C10, (1974) 2657, Erratum
- ⁵⁴W. Grein, R. Guigas und P. Kroll; Nucl.Phys. B89 (1975) 93
W. Grein; contributed paper zur XVII Intern.Conf.on High Energy
Physics, 1976, Tiflis UdSSR
R.E. Hendrik und B. Lautrup; Phys.Rev. D11 (1975) 529
- ⁵⁵R. Omnès; Phys.Rep. 3C (1972) 1
- ⁵⁶M. Leon und R. Seki; Phys.Lett. 48B (1974) 173
- ⁵⁷W.M. Bugg, G.T. Condo, E.L. Hart, H.O. Cohn und R.D. McCulloch;
Phys.Rev.Lett.31 (1973) 475
- ⁵⁸G. Bassompierre, G. Binder, P. Dalpiaz, P.F. Dalpiaz, G. Gissinger,
S. Jacquey, C. Peroni, M.A. Schneeganz und L. Tecchio,
Phys. Lett. 64B (1976) 475
- ⁵⁹J. Vandermeulen; Proceedings of Symposium on $\bar{N}N$ -Annihilations,
Chexbres, Schweiz 1972, CERN 72-10, S.113, Ed.L. Montanet
- ⁶⁰R. Bizzarri, *ibid.* Ref. 59, S.161 und Discussions and Comments, S.179

- ⁶¹R. Armenteros und B. French in "High Energy Physics", Ed.:
E.H.S. Burhop, Vol. IV Acad. Press, New York (1969), S. 237
- ⁶²J. Ranft, *ibid.* Ref. 14, S. 136
- ⁶³H. Muirhead, *ibid.* Ref. 14, S. 300
- ⁶⁴H.J. Möhring, Karl-Marx-Universität Leipzig, HEP-reprint 7609 (1976)
- ⁶⁵R. Bizarri, Nuov. Cim. 53 (1968) 956
H. Muirhead, *ibid.* Ref. 59, S. 135
- ⁶⁶A. Martin, Phys. Rev., 124 (1961) 614
- ⁶⁷H.I. Miettinen; Proc. of 3rd European Symp. on $\bar{N}N$ -Interactions,
Stockholm (1976), (in Vorbereitung)
- ⁶⁸H.R. Rubinstein und H. Stern, Phys. Lett. 21 (1966) 447 und
H.R. Rubinstein, Proc. of 2nd Symp. on $\bar{N}N$ -Interactions,
Liblice-Prague, June 74, CERN 74-18, S. 232, Ed.: L. Montanet
- ⁶⁹Y. Eylon und H. Harari, Nucl. Phys. B80 (1974) 349
- ⁷⁰T. Fields, *ibid.* Ref. 67 und R. Logan, *ibid.* Ref. 67
- ⁷¹G. Bassompierre, G. Binder, P. Dalpiaz, P.F. Dalpiaz, M. Ferro-Luzzi,
G. Gissinger, S. Jacquy, C. Perroni, F.M. Schmitt, M.A. Schneegans
und L. Tecchio, Nucl. Instr. and Meth. 140 (1977) 251
- ⁷²D.M. Lazarus, Design of a new low momentum kaon beam for AGS
preprint (1976)
- ⁷³C. Rubbia, On the yield of very low energy antiprotons from
high-energy pp collisions, CERN,
(1976) unveröffentlicht
- ⁷⁴YETI Programmpackung zur Analyse von Halbleiter-Spektren, zur
Durchführung von Polynomfits, Berechnungen von Intensitätskorrek-
turen, Anfertigung von Plots etc.; Hauptbestandteile sind die
Programme Eval (H. Schmitt), Calfi, Wopeak und Target, zusammen-
gestellt und verbessert von H. Poth (1976) unveröffentlicht
- ⁷⁵L. Tauscher, private Mitteilungen
- ⁷⁶H.D. Engelhardt, C.W. Lewis, H. Ullrich, Nucl. Phys. A258 (1976) 480
- ⁷⁷M. Tschudin, Diplomarbeit am Phys. Institut Basel (1975)
unveröffentlicht
- ⁷⁸Programm zum Fit der Energie- und Winkelabhängigkeit der Nach-
weiswahrscheinlichkeit von Halbleiterdetektoren, L. Tauscher,
erweiterte Version M. Izycki (1976) unveröffentlicht

- ⁷⁹Programm COTOSP, J. Egger, Thesis, CERN NP-Report, 73-20
erweitert und korrigiert von H. Poth
- ⁸⁰YETI-Unterprogramm TARGET, ursprünglich geschrieben von L. Tauscher
und H. Koch, erweitert und verbessert v. H. Poth (1976) unveröffentlicht
- ⁸¹H. Poth, G. Backenstoß, I. Bergström, P. Blüm, J. Egger, W. Fetscher,
R. Guigas, R. Hagelberg, N. Hassler, C.J. Herrlander, H. Koch,
M. Izycki, A. Nilsson, P. Pavlopoulos, H.P. Povel, K. Rolli,
A. Schwitter, I. Sick, L. Simons, J. Starkier und L. Tauscher,
in Vorbereitung
- ⁸²P.D. Barnes et al., Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 1132
M. Eckhause et al., Phys. Rev. C11 (1975) 1056
- ⁸³Programm CASCADE, ursprünglich von J. Hüfner geschrieben, von
H.P. Povel und L. Tauscher erweitert (1976) unveröffentlicht
- ⁸⁴T. Fried und A.D. Martin, Nuov. Cim. 29 (1963) 3684
- ⁸⁵L. Tauscher, private Mitteilungen
- ⁸⁶H. Daniel, H. Koch, G. Poelz, H. Schmitt, L. Tauscher, G. Backen-
stoss und S. Charalambus, Phys. Lett. 26B (1968) 281
- ⁸⁷G. Backenstoss J. Egger, T. von Egidy, R. Hagelberg, C.J. Her-
lander, H. Koch, H.P. Povel, A. Schwitter und L. Tauscher,
Nucl. Phys. A232 (1974) 519
- ⁸⁸C.E. Wiegand und R.H. Pehl, Phys. Rev. Lett. 27 (1971) 1410
- ⁸⁹R. Abela, G. Backenstoß, P. Blüm, A. Brandao d'Oliveira, W. Fetscher,
D. Gotta, H. Koch, M. Izycki, H. Poth, I. Schwanner, L. Simons und
L. Tauscher, in Vorbereitung
- ⁹⁰D.N. Michael, Phys. Rev. 158 (1967) 1343
- ⁹¹S. Berezin, G. Burleson, D. Eartly, A. Roberts und T.O. White,
Phys. Rev. A2 (1970) 1630
- ⁹²G.A. Baker, Phys. Rev. 117 (1960) 1130
- ⁹³I. Sick, *ibid.* Ref. 12; die Neutronenverteilung für ^{18}O ist eine von
H.O. Meyer, Universität Basel, korrigierte Sick-Version
- ⁹⁴Programm PIATOM, T.E.O. Ericson, M. Krell, L. Tauscher und H. Koch
(1976) unveröffentlicht
- ⁹⁵Programm SCAFI, R. Guigas (1976) unveröffentlicht
- ⁹⁶W.B. Kaufmann und H. Pilkuhn, Phys. Lett. 62B (1976) 165