

KfK 3208
September 1981

Untersuchung des antiprotonischen Röntgenspektrums der Lithiumisotope ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$

R. Guigas
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

INSTITUT FÜR KERNPHYSIK

KfK 3208

UNTERSUCHUNG DES ANTIPROTONISCHEN RÖNTGENSPEKTRUMS

DER LITHIUMISOTOPE ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$ *)

Rolf Guigas

*) von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe genehmigte Dissertation

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

**Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor**

**Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003**

A b r i ß

Antiprotonen des niederenergetischen, separierten Antiprotonenstrahles K_{23} am CERN in Genf wurden in dünnen (0.6 g/cm^2) Targets der Lithiumisotope ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$ gestoppt. Die charakteristische Röntgenstrahlung der gebildeten antiprotonischen Atome wurde mit vier identischen, hochauflösenden Si(Li)-Detektoren nachgewiesen. Die beiden Isotopentargets waren in Abmessungen und Gestalt völlig gleich und wurden abwechselnd in den Strahl gebracht, indem sie in regelmäßigen Zeitabständen automatisch gegeneinander ausgetauscht wurden, wodurch systematische Fehler in den relativen Effekten zwischen den beiden Isotopen ausgeschlossen werden.

In jedem Isotop wurden 137 Millionen Antiprotonen gestoppt und dabei 120 Tausend Röntgenereignisse registriert. Beobachtet wurden drei Linien der N- Serie, vier Linien der M- Serie und der $3d \rightarrow 2p$ Übergang der Balmer Serie. Die gemessenen relativen Intensitäten der Übergänge der M- und N- Serien lassen sich durch das einfache Kaskadenmodell von Eisenberg und Kessler ausgezeichnet beschreiben.

Der $3d \rightarrow 2p$ Übergang wird von der starken Wechselwirkung zwischen Antiproton und Kern beträchtlich beeinflusst und ist in seiner Intensität drastisch reduziert. Die Analyse dieses Überganges gestattet die Bestimmung der Verschiebung und der Breite des $2p$ - Niveaus, während die Breite des $3d$ - Niveaus aus einer Intensitätsbilanz abgeleitet wird.

Die gemessenen Größen stimmen nur beschränkt mit den Vorhersagen eines einfachen optischen Modells mit einer effektiven Antiproton- Nukleon Streulänge als freiem Parameter überein. Auch verschiedene Annahmen über die Materieverteilung am Kernrand führen nicht zu besserer Übereinstimmung. Insbesondere lassen sich die beobachteten großen Isotopie- Effekte in der Verschiebung des $2p$ - Niveaus und in der Breite des $3d$ - Niveaus durch das optische Modell nicht wiedergeben.

INVESTIGATION OF THE ANTIPROTONIC X- RAY SPECTRUM OF THE
LITHIUM ISOTOPES ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$

A b s t r a c t

Antiprotons of the low- energy separated \bar{p} - beam K_{23} at CERN in Geneva have been stopped in thin (0.6 g/cm^2) targets of the Lithium isotopes ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$. The characteristic X- rays of the formed antiprotonic atoms were measured with four identical high- resolution Si (Li) detectors. The two isotope targets were perfectly identical in dimensions and shape and were alternately exposed to the beam, their position being automatically exchanged at regular intervals, thus providing a relative measurement of isotope effects free of systematic errors.

In total 137 million antiprotons were stopped in either isotope and 120 thousand X- ray events recorded. Three lines of the N- series, four lines of the M- series and the 3d - 2p transition of the Balmer series were observed. The measured relative intensities of the M- and N- series transitions are well described by the simple cascade model of Eisenberg and Kessler.

The 3d - 2p transition is considerably influenced by the strong interaction between antiproton and nucleus and thus drastically reduced in intensity. The analysis of this transition yields the shift and width of the 2p level, whereas the width of the 3d level is deduced from intensity considerations.

The measured quantities are in poor agreement with the predictions of a simple optical model, using the effective antiproton - nucleon scattering length as a free parameter. Even different assumptions concerning the tail of the nuclear matter distribution do not lead to a better agreement. In particular, the observed large isotope effects in the shift of the 2p level and in the width of the 3d level are not all reproduced with the optical model.

INHALTSVERZEICHNIS

<u>KAPITEL</u>	<u>Seite</u>
1. EINLEITUNG	1
2. THEORIE DER ANTIPROTONISCHEN ATOME	3
Grundlegende Eigenschaften	3
Formation antiprotonischer Atome und Röntgenkaskade	7
Experimentell zugängliche Größen	10
Starke Wechselwirkung	13
3. DER EXPERIMENTELLE AUFBAU	19
Der Antiprotonenstrahl	19
Das Zählerteleskop	23
Die Targets	26
Die Röntgenstrahlungsdetektoren	29
Die Elektronik	30
Die rechnergesteuerte Datenaufnahme	34
4. DURCHFÜHRUNG DES EXPERIMENTES	40
Das Einstellen des Strahles	40
Das Einstellen der Röntgendetektoren	43
Die Energieeichung der Detektoren	44
Die Abschnitte der Messung	47
5. AUSWERTUNG DER MESSDATEN	54
Bestimmung der Eichfunktion	54
Analyse der Spektren	55
Analyse des $3d \rightarrow 2p$ Überganges	65
Auswertung der Intensitäten	71
6. INTERPRETATION DER ERGEBNISSE	79
Vergleich mit früheren Messungen	79
Kaskadenanalyse	81
Effektive Streulänge	83
7. ZUSAMMENFASSUNG	90
 <u>Anhang</u>	
A. NUMERISCHE ANPASSUNG DER SPEKTREN	92
Problemstellung	92
Lösungsverfahren	93
Fehlerbetrachtung	95
Numerische Berechnung der Voigtverteilung	96
Realisierung des Verfahrens auf einer Rechenanlage	98
 QUELLENVERZEICHNIS	 106

KAPITEL 1

EINLEITUNG

Ein Atom, in dem ein Elektron durch ein anderes negativ geladenes Teilchen ersetzt ist, wird allgemein als exotisches Atom bezeichnet. Mit der Inbetriebnahme der Beschleuniger war die Bildung solcher Systeme in größerem Ausmaß möglich und das Studium der exotischen Atome entwickelte sich zu einem eigenen Zweig der Physik, der Aspekte der Atom-, Kern- und Elementarteilchenphysik vereint. Seit der ersten Beobachtung pionischer [CAM52] und myonischer [FIT53] Röntgenstrahlung Anfang der fünfziger Jahre hat sich das Gebiet der exotischen Atome weiter ausgeweitet. So wurden Mitte der sechziger Jahre kaonische [WIE67] und Anfang der siebziger Jahre sigmonische [BAC70a] und antiprotonische [BAM70] Atome an Hand ihrer charakteristischen Röntgenstrahlung nachgewiesen. Weitere exotische Systeme sind denkbar, wurden aber bisher mangels geeigneter Strahlen nicht beobachtet (Antideuteron, Omega, Kaskadenteilchen).

Während für pionische und myonische Atome dank intensiver Teilchenstrahlen der Beschleuniger und Mesonfabriken über weite Bereiche des Periodensystems präzise Daten vorliegen, existieren besonders im Falle der antiprotonischen und sigmonischen Atome nur wenige Messungen, die zudem auf Grund ihrer schlechten Statistik große Unsicherheiten aufweisen. In den Artikeln von Koch [KOC76], Tauscher [TAU77] und Batty [BAT80] findet man einen Überblick über die experimentelle Situation der verschiedenen exotischen Atome.

Unter den genannten Teilchen zeichnet sich das Antiproton aus, da es nicht zerfällt und als Antiteilchen des Protons mit diesem annihilieren kann. Ein antiprotonisches Atom setzt sich aus den beiden Bestandteilen Kern und Antiproton zusammen, so daß die Untersuchung dieses Systems sowohl Eigenschaften des Kerns wie des Antiprotons als auch der Wechselwirkung zwischen beiden offenbart. Das Studium antiprotonischer Isotopenpaare eröffnet die Möglichkeit, bei bekannten Kerneigenschaften von der Wechselwirkung zwischen Antiproton und Kern auf diejenige zwischen Antiproton und einzelner Nukleon zu schließen oder

umgekehrt bei bekannter Systematik der Antiproton-Kern-Wechselwirkung Kerneigenschaften zu erkunden. Da Antiprotonen im Gegensatz zu Myonen und Pionen bereits an der Oberfläche des Kerns wechselwirken, stellen sie eine hervorragende Sonde zum Abtasten des Kernrandes dar.

Die wenigen bisher gemessenen Daten antiprotonischer Atome lassen noch keine ausreichende Systematik erkennen, so daß zur Klärung des Verhaltens weitere Messungen mit möglichst kleinem Fehler notwendig sind. Die Wahl für die vorliegende Messung fiel auf das Isotopenpaar ${}^6\text{Li} / {}^7\text{Li}$, da für das aus wenig Nukleonen bestehende System ausgeprägte Isotopieeffekte zu erwarten sind und eine mikroskopische Rechnung, die es gestattet, Aussagen über die Antiproton-Nukleon-Wechselwirkung abzuleiten, eher möglich erscheint.

Die vorliegende Arbeit ist in mehrere Kapitel gegliedert, deren Inhalt hier vorgestellt wird.

Im auf die Einleitung folgenden Kapitel werden die grundlegenden Eigenschaften eines antiprotonischen Atomes skizziert, die physikalischen Observablen eingeführt und ihre Verbindung zur theoretischen Beschreibung hergestellt. Das anschließende Kapitel ist der Beschreibung der zur Messung benutzten Apparatur samt ihrer Komponenten gewidmet, während ein weiteres Kapitel die Durchführung der Messung behandelt. Danach wird die Auswertung der aufgenommenen Daten erläutert und im letzten Kapitel eine erste Einordnung der gefundenen Ergebnisse versucht. Im Anhang wird das zur Analyse der Linienform verwendete Verfahren und seine Realisierung auf einer Rechenanlage vorgestellt.

KAPITEL 2

THEORIE DER ANTIPROTONISCHEN ATOME

In diesem Kapitel werden die wesentlichen Aspekte antiprotonischer Atome skizziert; für eine erschöpfende Behandlung dieses Themas sei auf die Übersichtsartikel von Backenstoß [BAC70b], Seki und Wiegand [SEK75] und Batty [BAT80] verwiesen. Letzterer gibt auch einen Überblick über den Stand der Meßdaten bis zum Jahr 1980.

2.1 GRUNDLEGENDE EIGENSCHAFTEN

2.1.1 Termschema

Ein antiprotonisches Atom besteht aus einem Z-fach geladenen Kern, in dessen Coulomb-Feld sich ein Antiproton bewegt. Solange der Abstand zwischen Antiproton und Kern größer als die Reichweite der starken Wechselwirkung ist, werden die Eigenschaften des Systems durch die elektromagnetische Wechselwirkung bestimmt und sind denen eines gewöhnlichen elektronischen Atoms ähnlich. Bereits das einfache Bohr'sche Atommodell führt zu einem guten Verständnis; Bindungsenergie, Radius und Geschwindigkeit des Antiprotons auf einer Bohr'schen Bahn sind gegeben durch

$$\begin{aligned} (1) \quad E_n &= -\frac{\mu c^2 \alpha Z}{2 n} & \mu &= \frac{m \cdot M}{m+M} = \text{reduzierte Masse des Antiprotons} \\ (2) \quad r_n &= \frac{\hbar n^2}{\mu c \alpha Z} & m &= 938.2796 \text{ MeV}/c^2 = \text{Antiprotonmasse [PAR80]} \\ & & M &= \text{Masse des Kerns} \\ (3) \quad v_n &= \frac{\alpha Z}{n} \cdot c & \alpha &= 1/137.03604 \text{ Feinstrukturkonstante [PAR80]} \\ & & \hbar &= 6.58217 \cdot 10^{-22} \text{ MeVs Planck-Wirkungsquantum} \\ & & c &= 2.9979 \cdot 10^8 \text{ m/s Vakuumlichtgeschwindigkeit} \end{aligned}$$

Da die reduzierte Masse des Antiprotons um den Faktor $1836/(1+m/M)$ größer ist als diejenige des Elektrons, sind die Bindungsenergien bei antiprotonischen Atomen um diesen Faktor größer als bei elektronischen Atomen und somit auch die Übergangsenergien, die folglich im Röntgenbereich (KeV) liegen. Die Bohr'schen

Bahnen dagegen verlaufen nach (2) viel näher am Kern als im entsprechenden elektronischen Atom. Bereits ab der Quantenzahl n_0

$$(4) \quad n_0 = \sqrt{\frac{m}{m_e}} \approx 42 \quad m_e = 0.511003 \text{ MeV}/c^2 = \text{Elektronmasse [PAR80]}$$

bewegt sich das Antiproton innerhalb der Bahn der am festesten gebundenen K-Elektronen, so daß der Einfluß der Elektronenhülle meist vernachlässigt und das System als reines Einteilchenproblem behandelt werden kann. Die Geschwindigkeit des auf einer Bohr'schen Bahn umlaufenden Teilchens ist unabhängig von der Masse und dieselbe wie im elektronischen Atom.

Die exakte Beschreibung dieses wasserstoffähnlichen Systems erfolgt durch die Dirac-Gleichung, mit den Lösungen für punktförmige Kerne [BET57]:

$$(5) \quad E_{nj} = \mu c^2 \left\{ \left[1 + \left(\frac{\alpha Z}{n - (j+1/2) + \sqrt{(j+1/2)^2 - (\alpha Z)^2}} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} - 1 \right\}$$

Für $\alpha Z < 1$ kann man die Wurzel nach Potenzen von $(\alpha Z)^2$ entwickeln:

$$(6) \quad E_{nj} = -\frac{\mu c^2}{2} \cdot \left(\frac{\alpha Z}{n}\right)^2 \cdot \left\{ 1 + \left(\frac{\alpha Z}{n}\right)^2 \left[\frac{n}{j+1/2} - \frac{3}{4} \right] \right\}$$

2.1.2 Feinstrukturaufspaltung

Der erste Term der Entwicklung ist gerade die Bohr'sche Energie (1), während der zweite Term die aus Spin-Bahn-Kopplung und relativistischer Massenänderung des umlaufenden Antiprotons resultierende Feinstrukturaufspaltung liefert.

Die Niveaus mit gleicher Drehimpulsquantenzahl j aber unterschiedlichem Bahndrehimpuls l (Beispiel $2s_{1/2}$ und $2p_{1/2}$) sind miteinander entartet. Da das Antiproton den Spin $1/2$ besitzt, sind die Niveaus mit $l > 0$ Dubletts ($j = l \pm 1/2$) und haben einen Energieabstand

$$(7) \quad \Delta E_{n1} = \frac{\mu c^2}{2} \cdot (\alpha Z)^4 \cdot \frac{1}{n^3 l(l+1)}$$

oder bei Berücksichtigung des anomalen magnetischen Momentes [BET57]

$\mu_{\bar{p}} = (g_0 + g_1) \cdot \mu_n$ des Antiprotons und von Rückstoßkorrekturen [PIL76]

$$(8) \quad \Delta E_{n1} = (g_0 + 2 - g_1) \cdot \frac{\mu}{m} \cdot \frac{\mu c^2}{2} \cdot (\alpha Z)^4 \cdot \frac{1}{n^3 l(l+1)} \quad \mu_n = \frac{e\hbar}{2mc} = \text{Kernmagneton}$$

$$(9) \quad \Delta E_{n1}/E_n = (g_0 + 2 - g_1) \cdot \frac{\mu}{m} \cdot \frac{(\alpha Z)^2}{n l(l+1)} \quad \begin{array}{l} g_0 = \text{Dirac-Anteil des magn. Mom.} \\ g_1 = \text{anormaler Anteil " " "} \end{array}$$

Die Dipolauswahlregeln lassen zwischen den Dubletts zweier Niveaus (n_i, l_i) und (n_f, l_f) nur drei Übergänge zu (Abb. 1), deren Intensitäten sich bei statistischer Besetzung der Niveaus verhalten wie

$$(10) \quad I_a : I_b : I_c = 1 : j(2j+3) : (j(2j+1)-1)$$

Für höhere Drehimpulse, also große n , ist die Spin-Flip-Komponente (a) stark unterdrückt und der Übergang zeigt nur noch Dublettstruktur. Wegen der n -Abhängigkeit der Feinstrukturaufspaltung (8) ist der Abstand der Linienkomponenten im wesentlichen durch die Aufspaltung des unteren Niveaus gegeben.

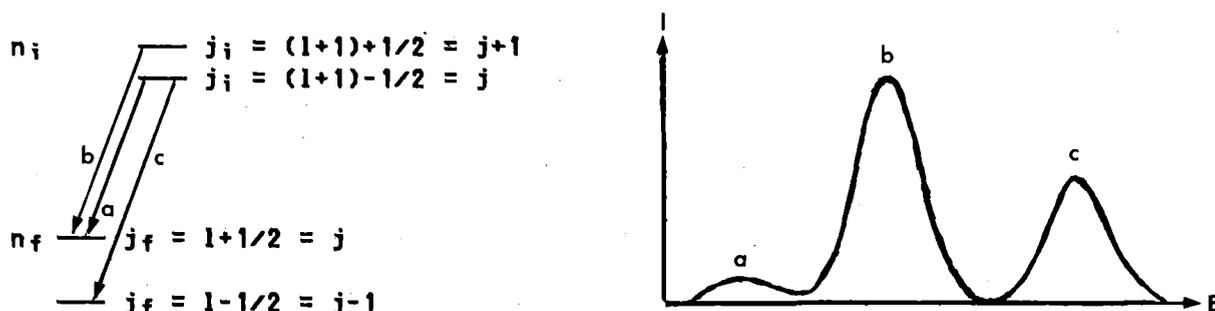


Abbildung 1: Intensitäten der Feinstrukturkomponenten

Für Lithium beträgt die relative Aufspaltung des 2p-Niveaus $5 \cdot 10^{-4}$ und die Feinstrukturkomponenten des 3d→2p Überganges stehen im Verhältnis 1:9:5, können also mit den heute zur Verfügung stehenden Detektoren nicht aufgelöst werden. Bei großen Z kann die Aufspaltung beobachtet werden und wird zur Bestimmung des magnetischen Moments des Antiprotons benutzt [ROB74].

2.1.3 Korrekturen

Eine Reihe weiterer Effekte beeinflussen die Energieniveaus und werden im folgenden behandelt.

Die Wechselwirkung zwischen Antiproton und den Momenten des Kernes führt zur Hyperfeinstruktur, die aber vernachlässigt werden kann, da die Aufspaltung in allen Niveaus wenigstens eine Größenordnung kleiner ist als die Feinstrukturaufspaltung.

Bei kleinen Abständen kann sowohl das Antiproton im Coulombfeld des Kernes als auch der Kern im Feld des Antiprotons polarisiert werden, was die Bindung zwischen Kern und Antiproton vermindert. Im Falle des leichten Lithiumkernes sind diese Effekte jedoch vernachlässigbar klein.

Auch die Abschirmung des Kernes durch Elektronen der niederen Schalen führt zu einer Minderung der Bindung und kann berechnet werden, falls die Besetzung der K- und L-Schalen im Zeitpunkt des Übergangs von Interesse bekannt ist. Bei den experimentell beobachtbaren Übergängen zwischen unteren Niveaus spielt dieser Effekt keine Rolle.

Eine weitere Veränderung des Coulomb-Feldes des Kernes ergibt sich aus der endlichen Kernausdehnung (finite size). Dieser Effekt wird dann wirksam, wenn das umlaufende Teilchen nahe an den Kern kommt oder in ihn eindringt und muß bei myonischen Atomen berücksichtigt werden. Dagegen werden Antiprotonen auf Grund der starken Wechselwirkung bereits aus Niveaus absorbiert, in denen dieser Effekt noch klein ist.

Während die bisher erwähnten Korrekturen meist vernachlässigt werden können, geben die aus der Wechselwirkung der Teilchen mit dem quantisierten elektromagnetischen Feld resultierenden Strahlungskorrekturen merkliche Beiträge, deren wichtigster bei exotischen Atomen die Vakuumpolarisation ist. Im hohen elektrischen Feld des Kernes wird das Vakuum in Paare entgegengesetzter Ladung polarisiert (e^+e^- und $\mu^+\mu^-$), was die Bindung des Antiprotons an den Kern steigert. Die Wahrscheinlichkeit für diese Paarbildung ist umgekehrt

proportional zur Masse des Paares, so daß Elektron-Positron Paare überwiegen. Die Reichweite dieses zusätzlichen Potentials ist proportional zur Comptonwellenlänge des erzeugten Teilchens (386 fm für Elektronen), weshalb der Effekt auch in höheren Niveaus zu spüren ist. Mit Hilfe der Quantenelektrodynamik läßt sich die Korrektur durch die Vakuumpolarisation bis auf 1 eV genau berechnen [TAU73].

Die Tabelle 1 zeigt die Energien und alle wesentlichen Korrekturen für den 3d→2p Übergang im antiprotonischen Lithium, berechnet mit dem Programm PIATOM [PIA76]. Die angegebene Übergangsenergie ist über die Feinstrukturkomponenten gemittelt und mit den Intensitäten (10) gewichtet.

TABELLE 1

Übergangsenergie des 3d→2p Überganges im \bar{p} Li

Niveau	${}^6\text{Li}$				${}^7\text{Li}$			
	3d _{5/2}	3d _{3/2}	2p _{3/2}	2p _{1/2}	3d _{5/2}	3d _{3/2}	2p _{3/2}	2p _{1/2}
Punktkern	-21399	-21400	-48149	-48155	-21846	-21847	-49155	-49161
Finite size	0	0	2	2	0	0	2	2
anormales magn. Mom.	1	-1	7	-10	1	-1	7	-11
Vakuumpolarisation	-36	-36	-169	-169	-37	-37	-175	-175
Bindungsenergie	-21434	-21436	-48309	-48332	-21882	-21885	-49321	-49345
Übergangsenergie		26882				27446		

2.2 FORMATION ANTIPROTONISCHER ATOME UND RÖNTGENKASKADE

Durch elektromagnetische Wechselwirkung mit dem Moderator- und Targetmaterial wird das Antiproton auf die Geschwindigkeit gewöhnlicher elektronischer Atome abgebremst und schließlich vom Coulomb-Feld des Kernes eingefangen. Über den Mechanismus dieses Einfangprozesses ist wenig bekannt, außer daß er stark von den physikalischen Zustandsgrößen und der chemischen Verbindung des Targetmaterials abhängt. Da die für chemische Bindungen und Festkörpereffekte

typischen Energien sehr klein sind, schließt man, daß der Einfang in hoch angeregten Niveaus mit entsprechend kleinen Bindungsenergien erfolgt. Durch schrittweise Abregung über Emission von Auger-Elektronen und Röntgenquanten wird das Antiproton in fester gebundene Zustände überführt. Die Wahrscheinlichkeit für den Augerprozeß und diejenige für die Emission elektrischer Dipolstrahlung (nur diese spielt eine Rolle) ist durch die Formeln (11) und (12) gegeben, wobei $\psi_{\bar{p}}^i, \psi_e^i$ bzw. $\psi_{\bar{p}}^f, \psi_e^f$ die Wellenfunktionen des gebundenen Antiprotons und Elektrons im Anfangs- bzw. Endzustand sind und ΔE die Übergangsenergie sowie $r_{\bar{p}e}$ den Abstand Antiproton-Elektron bezeichnen.

$$(11) \quad W_a = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle \psi_{\bar{p}}^f \psi_e^f | \frac{1}{r_{\bar{p}e}} | \psi_{\bar{p}}^i \psi_e^i \rangle \right|^2$$

$$(12) \quad W_x = \frac{4}{3} \frac{\alpha}{(\hbar c)^2} (\Delta E)^3 \left| \langle \psi_{\bar{p}}^f | r | \psi_{\bar{p}}^i \rangle \right|^2$$

Solange sich das Antiproton im Bereich der Elektronenhülle befindet, erfolgen die Übergänge hauptsächlich durch Emission von Auger-Elektronen. Dagegen ist im unteren Teil der Kaskade der Überlapp zwischen den Wellenfunktionen von Elektron und Antiproton klein und außerdem die Übergangsenergie größer, so daß der Faktor $(\Delta E)^3$ in (12) zum Tragen kommt und die Röntgenübergänge dominieren. Die Übergangswahrscheinlichkeiten W_a und W_x sind von der Größenordnung 10^{12} s^{-1} , so daß das Antiproton die gesamte Kaskade in einer Zeit von $\leq 1 \text{ ns}$ durchläuft. Der Übergangswahrscheinlichkeit W entspricht eine Lebensdauer τ , die entsprechend der Heisenberg'schen Unschärferelation (13) mit einer Energieunschärfe Γ der Niveaus verknüpft ist, die in der Größenordnung von 10^{-3} eV liegt.

$$(13) \quad \Gamma \cdot \tau = \hbar \qquad \tau = 1/W$$

Nimmt man an, daß die Drehimpulszustände l beim Einfang entsprechend ihrem statistischen Gewicht besetzt werden, so führen die für Augerelektronenemission und Röntgenübergänge geltenden Auswahlregeln $\Delta l = \pm 1$ zu einer Bevorzugung der Übergänge am Rande der Kaskade (siehe Abb.2). Dieses Verhalten ist besonders im unteren Teil der Kaskade ausgeprägt, wo Parallelübergänge vom Typ

$(n, l=n-2) \rightarrow (n-1, l=n-3)$ nur noch mit Intensitäten von 10% auftreten, verglichen mit zirkularen Übergängen vom Typ $(n, l=n-1) \rightarrow (n-1, l=n-2)$, die die höchsten Intensitäten aufweisen. Allerdings lassen sich die Parallelübergänge nicht energetisch von den Randübergängen trennen, so daß die Intensitätsverhältnisse aus Kaskadenrechnungen entnommen werden müssen. Auch Übergänge mit $\Delta n > 1$ treten meist mit nur weniger als 20% der Intensität der zirkularen Übergänge auf. Nähere Ausführungen zur Entwicklung der Kaskade findet man für den Fall pionischer Atome bei [BAC70b], während für Kaskadenrechnungen auf [EIS61] verwiesen wird.

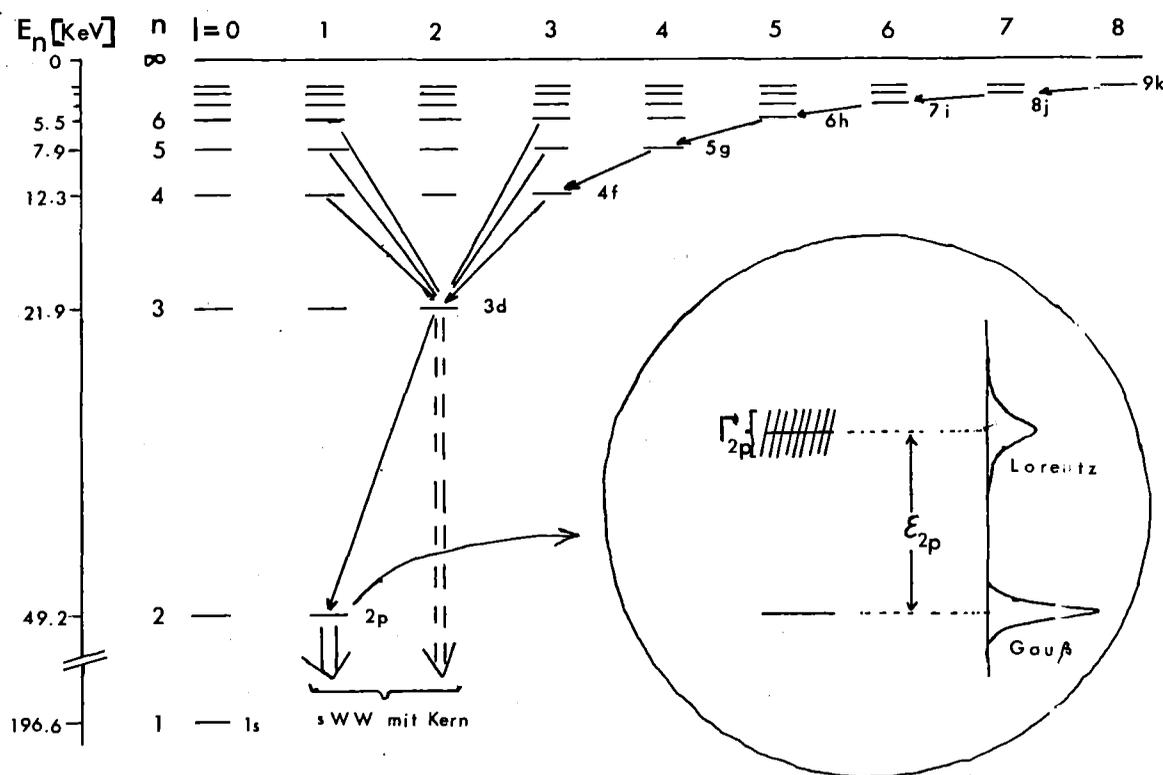


Abbildung 2: Termschema des antiprotonischen Lithiums

Im Gegensatz zu myonischen Atomen bricht bei hadronischen Atomen die Röntgenkaskade bei einem bestimmten Niveau (n, l) ab, welches von der Ordnungszahl Z abhängt. Während im antiprotonischen Wasserstoff der $2p \rightarrow 1s$ Übergang ($K\alpha$ - oder Lyman-Linie) noch beobachtbar sein sollte, tritt in Falle des Lithiums nur noch der $3d \rightarrow 2p$ und im Falle des Ytterbiums der $9k \rightarrow 8j$ -Übergang auf.

Dieser letzte beobachtbare Übergang ist in seiner Intensität geschwächt, weil das Niveau $(n+1, l+1)$ außer durch Röntgenquantenemission auch durch Absorption des Antiprotons durch den Kern vermöge der starken Wechselwirkung entvölkert wird. Wegen der kurzen Reichweite der starken Wechselwirkung kann dieser Effekt erst dann auftreten, wenn die Bohr'sche Bahn des Antiprotons in die Größenordnung des Kernradius kommt, oder präziser, wenn die Wellenfunktion des Antiprotons und die Nukleonverteilung des Kerns überlappen.

2.3 EXPERIMENTELL ZUGÄNGLICHE GRÖSSEN

Nur der untere Teil der Kaskade, der durch Röntgenquantenemission dominiert wird, ist experimentell zugänglich, und in diesem Bereich auch nur Übergänge, die in ausreichender Intensität (Randübergänge) auftreten. Meßgrößen eines Röntgenüberganges sind dessen Energie, seine Intensität und die Linienform. Aus diesen Größen erhält man Aufschluß über die elektromagnetische Wechselwirkung des Antiprotons mit dem Coulomb-Feld des Kernes und über die starke Wechselwirkung des \bar{p} mit den Nukleonen des Kernes. Da die starke Wechselwirkung nur beim letzten Übergang zu beobachtbaren Effekten führt, liegt eine Einteilung der Übergänge in zwei Klassen nahe:

Übergänge außerhalb des Bereichs der starken Wechselwirkung

Aus der Energie solcher Übergänge kann man die Antiprotonmasse, das magnetische Moment des Antiprotons (bei hohen Z) und die Kern- und Antiprotonpolarisation bestimmen. Intensitätsmessungen geben Hinweise auf die Anfangsverteilung der Antiprotonen in Niveaus mit hohen Quantenzahlen und somit über den Einfangprozeß. Eine Messung der Linienform würde die Strahlungsbreite liefern, jedoch läßt die Auflösung der Halbleiterdetektoren die Beobachtung der natürlichen Linienbreite nicht zu.

Übergang unter dem Einfluß der starken Wechselwirkung

Die Meßgrößen eines solchen Überganges geben Aufschluß über die \bar{p} -Nukleon-Wechselwirkung bei verschwindender kinetischer Energie, sowie über die

Nukleonverteilungen am Kernrand. Der genaue Zusammenhang zwischen den Meßgrößen und den physikalisch interessanten Größen wird im nächsten Abschnitt diskutiert. Die Bindungsenergie der Niveaus im Bereich der starken Wechselwirkung wird durch diese beeinflusst. Dies führt jedoch nur im letzten Niveau n zu einer meßbaren Verschiebung ϵ_{n1} , die durch die Differenz zwischen experimentell gemessener Übergangsenergie E^{exp} und der elektromagnetisch berechneten Übergangsenergie E^{em} einschließlich aller Korrekturen gegeben ist.

$$(14) \quad \epsilon_{n1} := E^{exp} - (E^{em}_{n+1,1+1} - E^{em}_{n1})$$

Die gesamte Wahrscheinlichkeit für die Entvölkerung eines Niveaus setzt sich additiv aus den Wahrscheinlichkeiten aller zur Entvölkerung führenden unabhängigen Prozesse zusammen, also den Wahrscheinlichkeiten für Röntgenübergänge W_x , Augerübergänge W_a , und Absorption durch die starke Wechselwirkung W_{sw} .

$$(15) \quad W_{tot} = W_x + W_a + W_{sw}$$

Nach der Heisenberg'schen Unschärferelation (13) ist jede Übergangswahrscheinlichkeit mit einer Energieunschärfe verknüpft, so daß wegen (15) sich die gesamte Breite (Unschärfe) eines Niveaus additiv aus den Partialbreiten der einzelnen Prozesse zusammensetzt.

$$(16) \quad \Gamma_{tot} = \Gamma_x + \Gamma_a + \Gamma_{sw}$$

Die starke Breite Γ_{n+1} des oberen Niveaus $(n+1,1+1)$ erhält man über eine Intensitätsbilanz. Dazu vergleicht man die Population des oberen Niveaus mit der Intensität I des letzten beobachteten Röntgenüberganges; das Verhältnis der beiden Zahlen gibt die Ausbeute des Überganges an. Die Population eines Niveaus ist definiert als die Summe aller das Niveau bevölkernden Übergänge (Röntgen- und Augerübergänge!):

$$(17) \quad P := \sum_{k=n+2}^{\infty} \{ I_{(k,1+2) \rightarrow (n+1,1+1)} + I_{(k,1) \rightarrow (n+1,1+1)} \}$$

$$(18) \quad Y := \frac{I}{P}$$

Andererseits ist der Bruchteil der das obere Niveau durch Röntgenquantenemission entvölkernden Prozesse gegeben durch das Verhältnis der Wahrscheinlichkeit für diesen Prozeß zur gesamten Wahrscheinlichkeit für einen Übergang:

$$(19) \quad \gamma = \frac{W_x}{W_{tot}} = \frac{\Gamma_x}{\Gamma_{tot}}$$

Die Kombination von (16), (18) und (19) führt zur oberen Breite:

$$(20) \quad \Gamma_{n+1} = \left(\frac{P}{I} - 1 \right) \cdot \Gamma_x - \Gamma_a$$

In den meisten Fällen ist im letzten beobachteten Übergang die Augerbreite klein und kann gegen die Strahlungsbreite vernachlässigt werden.

$$(21) \quad \Gamma_{n+1} = \left(\frac{P}{I} - 1 \right) \cdot \Gamma_x$$

Anzumerken ist, daß zur Bestimmung der oberen Breite nur Intensitätsverhältnisse benötigt werden und keine absoluten Intensitäten. Den Hauptbeitrag zur Population P stellen die Röntgenübergänge, während der Beitrag der Augerübergänge Kaskadenrechnungen entnommen wird, die die gemessenen Intensitätsverhältnisse der Röntgenübergänge reproduzieren.

Im unteren Niveau $(n,1)$ erfolgt die Entvölkerung allein durch die starke Absorption durch den Kern; die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozeß ist erhöht und damit die Lebensdauer dieses Niveaus erniedrigt, was wegen (13) zu einer Niveauverbreiterung führt, die sich unmittelbar messen läßt. Alle Röntgenlinien besitzen Lorentzform, wobei bei ungestörten Linien die Strahlungsbreite so klein ist, daß der Detektor nur eine durch die Instrumentenauflösung bedingte Gaußlinie beobachtet. Wird jedoch durch die starke Wechselwirkung eine Linie so verbreitert, daß die Linienbreite in die Größenordnung der Detektorauflösung kommt (Abb.2), so registriert der Detektor die Faltung der physikalisch bedingten Lorentzverteilung mit der instrumentell bedingten Gaußverteilung, und man kann die starke Breite durch Ausmessen der Linienform direkt bestimmen (siehe dazu den Anhang).

2.4 STARKE WECHSELWIRKUNG

Die Effekte der starken Wechselwirkung in antiprotonischen Atomen werden durch ein Potential V_{sw} beschrieben, das komplex sein muß, um der Absorption Rechnung zu tragen. Die Lösung der Dirac-Gleichung ohne Berücksichtigung der starken Wechselwirkung aber unter Einschluß aller elektromagnetischen Korrekturen führt auf die reellen Eigenwerte E^{em} , welche die Bindungsenergien der möglichen Zustände des Antiproton-Kern Systems darstellen, während bei Berücksichtigung des Zusatztermes V_{sw} im Hamiltonoperator H komplexe Eigenwerte resultieren, deren Realteil die Bindungsenergie und deren Imaginärteil die Breite des Zustands gibt.

$$(22) \quad H|\Psi_{n1}\rangle = h_{n1}|\Psi_{n1}\rangle \quad h_{n1} = (E_{n1}^{em} + \epsilon_{n1}) + i \cdot (\Gamma_{n1}/2)$$

Sind die von der starken Wechselwirkung verursachten Effekte klein, so kann man die Energieverschiebung ϵ_{n1} und die Niveauverbreiterung Γ_{n1} mittels Störungstheorie berechnen:

$$(23) \quad \epsilon_{n1} + i \cdot \Gamma_{n1}/2 = \int \Psi_{n1}^* V_{sw} \Psi_{n1} d^3r$$

Im folgenden werden Modelle skizziert, die die Konstruktion eines Potentials V_{sw} erlauben.

2.4.1 Optisches Potential

Phänomenologischer Ansatz

In diesem Modell werden die starken Wechselwirkungseffekte durch kohärente Streuung des Antiprotons an den Nukleonen des Kerns erklärt, in enger Analogie zur Streuung von Licht an einem homogenen optischen Medium mit komplexen Brechungsindex. Im einfachsten Ansatz beschreibt man die als Streuzentren dienenden Nukleonen des Kerns durch ihre Verteilung, während die Stärke der \bar{p} -Nukleon Wechselwirkung durch eine komplexe Konstante a charakterisiert wird.

$$(24) \quad V_{sw} \approx a\rho(r) \quad \int \rho(r) d^3r = A = \text{Nukleonenzahl}$$

Gemäß (23) werden Energieverschiebung und Niveauverbreiterung proportional zum Überlappintegral der Wellenfunktion und der Nukleonenverteilung.

$$(25) \quad \epsilon_{n1} + i \cdot \Gamma_{n1}/2 \approx a \int |\Psi_{n1}|^2 \rho(r) d^3r$$

Den freien Parameter a kann man bei Kernen, deren Nukleonenverteilung gut bekannt ist, durch Anpassung an die gemessenen Verschiebungen und Breiten festlegen, und dann umgekehrt durch Messung von ϵ und Γ die Verteilungen anderer Kerne untersuchen. Da das Antiproton nicht tief in den Kern eindringt, sondern bereits an der Kernoberfläche annihiliert, kann man mit diesem Verfahren besonders die Nukleonenverteilung am Kernrand sondieren.

Streulängenansatz

Während der Ansatz (24) rein phänomenologischer Natur ist, wird in diesem Modell versucht, das Potential aus der elementaren Antiproton-Nukleon Wechselwirkung abzuleiten, wozu allerdings zahlreiche Näherungen und Annahmen erforderlich sind.

Da die Kräfte zwischen \bar{p} und Nukleon von kurzer Reichweite sind, nimmt man zwischen dem Antiproton am Ort r und dem Nukleon am Ort r_j eine punktförmige Wechselwirkung an, entsprechend dem Potential:

$$(26) \quad V_j(r) = -4\pi \frac{\hbar^2}{2\mu^*} f_j \cdot \delta(r-r_j) \quad \mu^* = \text{red. Masse des } \bar{p}N \text{ Systems}$$

Das Zweiteilchenpotential (26) ist so gewählt, daß in Born'scher Näherung die \bar{p} -Nukleon-Streuamplitude $f(\bar{p}N)$ bei Energie und Impuls des aus \bar{p} und dem j -ten Nukleon bestehenden Systems reproduziert wird. Das \bar{p} -Kern-Potential erhält man durch Summierung über alle Zweiteilchenpotentiale der $A=N+Z$ Nukleonen. Ersetzt man in einer weiteren Näherung die Streuamplitude durch deren niederenergetischen Grenzwert, die Streulänge, unterscheidet zwischen Protonen und Nukleonen und führt Nukleonendichten ein, gemäß

$$(27a) \quad \rho_p(r) = \sum_{J=1}^Z \delta(r-r_j^p) \quad \text{mit} \quad \int \rho_p(r) d^3r = Z = \text{Protonenzahl}$$

$$(27b) \quad \rho_n(r) = \sum_{J=1}^N \delta(r-r_j^n) \quad \text{mit} \quad \int \rho_n(r) d^3r = N = \text{Neutronenzahl}$$

so wird aus (26)

$$(28) \quad V_{SN} = -4\pi \frac{\hbar^2 m}{2\mu \mu^*} \{ a_{\bar{p}p} \cdot \rho_p(r) + a_{\bar{p}n} \cdot \rho_n(r) \}$$

Der kinematische Faktor m/μ^* folgt aus dem Übergang vom freien \bar{p} -Nukleon-System zum gebundenen \bar{p} -Kern-System. Das gefundene Potential hat dieselbe Form wie der Ansatz (24), jedoch ist der freie Parameter a auf die elementaren \bar{p} -Nukleon-Streulängen zurückgeführt. Bei der Ableitung wurde die Energieabhängigkeit der Streuamplituden und Korrelationen zwischen Nukleonen vernachlässigt und die Dominanz der s-Welle über die andern Partialwellen vorausgesetzt. Ein ähnliches Potential wurde mit großem Erfolg bei der Beschreibung der Energieverschiebungen und Niveauverbreiterungen in pionischen Atomen verwendet [ERI66], das jedoch noch einen Gradientenanteil aufwies, um die bei pionischen Atomen nicht vernachlässigbare p-Wellen-Wechselwirkung zu berücksichtigen. Auch eine Beschreibung kaonischer Atome wurde mit diesem Ansatz versucht [ERI70,KOC73], jedoch mit weniger Erfolg, da wegen der unmittelbar unter der Schwelle liegenden $Y^*(1405)$ Resonanz die Kaon-Nukleon-Amplitude stark energieabhängig ist und ihre näherungsweise Ersetzung durch die Streulänge nicht gerechtfertigt ist. Verwendet man effektive Streulängen, die aus einer Mittelung der Streuamplituden über die dem K-Nukleon-System verfügbaren Energien hervorgehen, so erreicht man eine bessere Wiedergabe der gemessenen Daten.

Die Antiproton-Nukleon-Wechselwirkung läßt sich für Laborimpulse größer als 5 GeV/c an Hand der gemessenen Streudaten mit Hilfe von Dispersionsrelationen analysieren [GRE75]. Das Niederenergieverhalten ist dagegen bisher wenig untersucht, so daß wegen des Mangels an Daten keine eindeutigen Phasenanalysen existieren, die Streulängen also unbekannt sind. Bereits die Kenntnis des Vorzeichens der $\bar{p}p$ -Streulänge wäre von großer Bedeutung, da es darüber entscheidet, ob sich Proton und Antiproton bei kleinen Energien abstoßen oder anziehen. Diese Kenntnis könnte kosmologische Fragestellungen wie die ursprüngliche Separation des Universums in Materie und Antimaterie klären helfen [CAS72]. Unter den Annahmen, die zum Ansatz (28) führen, kann man diesen verwenden, um aus den gemessenen Daten antiprotonischer Atome die elementaren \bar{p} -Nukleon Streulängen zu gewinnen.

2.4.2 Ein-Boson-Austausch-Potential

Die Wechselwirkung zwischen Materie und Antimaterie ist mit derjenigen zwischen Materie und Materie durch Symmetrieprinzipien verknüpft. Die Umwandlung von Teilchen in Antiteilchen wird formal durch die Operation der Ladungskonjugation beschrieben. Die mit dieser Symmetrietransformation verbundene Quantenzahl ist die Ladungspartität (C-Parität). In der elektromagnetischen Wechselwirkung ist diese Quantenzahl eine Erhaltungsgröße, da das Photon als sein eigenes Antiteilchen einen Eigenzustand der Ladungskonjugation darstellt (C=-1). Die starke Wechselwirkung wird unter anderem durch geladene Mesonenfelder vermittelt, so daß die Ladungspartität hier nicht erhalten bleibt. Man kann jedoch eine Erhaltungsgröße konstruieren, wenn man die Operation der Ladungskonjugation mit einer 180°-Drehung um die I₁-Achse im Isospinraum (Ladungsunabhängigkeit der starken Wechselwirkung) zur sogenannten G-Konjugation verbindet. Alle Teilchen und Zustände mit Strangeness und Baryonenzahl (Leptonenzahl) gleich Null sind Eigenzustände dieser Transformation und besitzen die G-Parität

$$(29) \quad G = (-1)^{l+s+i}$$

$s = \text{Spin}$
 $l = \text{Bahndrehimpuls}$
 $i = \text{Isospin}$

Die Wechselwirkung zwischen zwei Teilchen ist durch das Feld des ausgetauschten Quantes (Photon, Meson) charakterisiert. Führt man eines der beiden Teilchen durch eine C-Paritäts-Transformation in sein Antiteilchen über, so ändert sich das Vorzeichen des Feldes entsprechend der G-Parität. Die Nukleon-Nukleon-Kräfte sind folglich mit den Kräften zwischen Nukleon und Antinukleon verknüpft, in Potentialen ausgedrückt gilt

$$(30) \quad V^m(\bar{N}N) = G^m \cdot V^m(NN) \quad m = \text{ausgetauschtes Meson}$$

Die obige Relation gestattet die Konstruktion des Realteiles des $\bar{N}N$ -Potentialen aus bekannten NN-Potentialen.

Aus NN-Streudaten lassen sich Ein-Boson-Austausch-Potentiale (OBEP) ableiten [BRY64]. All diesen NN-Potentialen gemeinsam ist der vom ω -Austausch

verursachte, stark repulsive Anteil (hard core) kurzer Reichweite. Bryan und Philipps haben durch G-Paritätstransformation des NN-Potentials und Anpassung des Imaginärteiles an die $\bar{N}N$ -Wirkungsquerschnitte das gegenwärtig gebräuchlichste $\bar{N}N$ -Potential abgeleitet. Es ist gekennzeichnet durch einen stark attraktiven Anteil kurzer Reichweite und einen stark absorptiven Anteil extrem kurzer Reichweite. Die vom statischen $\bar{N}N$ -Potential abgeleitete s-Wellenstreulänge ist [BRY68]

$$(31) \quad a_{\bar{p}p} = (-.999 + i \cdot 0.751) \text{ fm} \quad a_{\bar{p}n} = (-0.83 + i \cdot 0.638) \text{ fm}$$

Die obige Streulänge kann experimentell durch Messung der Röntgenlinien der Lyman-Serie ($n \rightarrow 1$) im antiprotonischen Wasserstoff nachgeprüft werden. Setzt man die Gültigkeit von (31) voraus, so folgt eine Verschiebung des $2p \rightarrow 1s$ Überganges im $\bar{p}p$ -Atom (Protonium) von $\epsilon_{1s} = -0.9$ KeV (bei einer Übergangsenergie $E^{em} = 9.37$ KeV) und eine Niveauverbreiterung bis zu 1.4 KeV.

Um bei der geringen Intensität der bisher zur Verfügung stehenden Antiprotonstrahlen eine ausreichende Stoprate zu erzielen, wurden alle Messungen mit hochauflösenden Halbleiterdetektoren am flüssigen Wasserstoff durchgeführt und eine obere Grenze für den $2p \rightarrow 1s$ Übergang von 10^{-4} pro gestopptem Antiproton gefunden [IZY80]. Jedoch sind im flüssigen Wasserstoff die Röntgenübergänge von Interesse auf Grund des Stark-Effektes in ihrer Intensität beträchtlich reduziert. Das $\bar{p}p$ -Atom ist ein neutrales System kleinen Durchmessers, das benachbarten Atomen so nahe kommen kann, daß in deren hohem elektrischen Feld die Zustände verschiedenen Drehimpulses durch Stark-Effekt gemischt werden. Wegen der starken Absorption aus s-Zuständen tritt bereits bei höheren n die Entvölkerung durch starke Wechselwirkung in Konkurrenz zu den Strahlungsübergängen, die deshalb für $n \leq 4$ geschwächt sind. In gasförmigen Targets ist dieser Effekt weniger ausgeprägt, jedoch können wegen des umfangreichen Stopvolumens nur Detektoren eingesetzt werden, die einen großen Raumwinkel überdecken, aber den Nachteil mäßiger Energieauflösung besitzen. Mit einer zylindrischen Proportionaldrahtkammer wurden im gasförmigen Wasserstoff

Linien der Balmer-Serie ($n \rightarrow 2$) beobachtet [AUL78]. Eine weitere Reduktion der Intensität des $2p \rightarrow 1s$ Überganges folgt aus der Annihilation aus dem $2p$ -Zustand. Rechnungen sagen voraus, daß die Entvölkerung des $2p$ -Niveaus durch Absorption 100 mal größer ist als durch Röntgenübergänge [KAU78]. Der Anteil des $2p \rightarrow 1s$ Überganges an allen auf das $1s$ -Niveau führenden Übergängen kann um den Faktor 50 gesteigert werden, wenn man bei kleinem Gasdruck (≈ 10 Torr) arbeitet [BOR80]. In einem gegenwärtig vorbereiteten Experiment werden durch eine neue Methode die Vorteile der Messung am gasförmigen Wasserstoff kleinen Druckes mit der hohen Auflösung von Halbleiterdetektoren kombiniert [BLÜ80].

Ein interessanter Aspekt ist das Verhalten des Protoniums an der Schwelle ($E_{tot} = 2 \cdot m_p = 1876$ MeV). So wie das Deuteron ein gebundener Zustand des NN -Systems ist, wurde entsprechend auch die Möglichkeit gebundener Zustände im $\bar{N}N$ -System vorgeschlagen [FER49]. Ausgehend vom Potential von Bryan und Philipps wurde das $\bar{N}N$ -System in mehreren Arbeiten [RIC76, BOG74, DOV75] untersucht und eine Vielzahl gebundener Zustände und Resonanzen in der Nähe der Schwelle vorausgesagt, wobei die Bindungsenergien in der Größenordnung von 100 MeV liegen und die Breiten von einigen MeV bis ein 1 GeV variieren. Zwischen den gebundenen Zuständen sollten Strahlungsübergänge möglich sein, wofür es experimentelle Hinweise gibt [PAV78].

Eine Anwendung auf antiprotonische Atome mit $Z > 1$ fand das OBE-Potential bisher nur in soweit, als mit den aus dem Modell folgenden Streulängen gemäß (28) ein Potential konstruiert und damit die Beschreibung der starken Wechselwirkungseffekte in \bar{p} -Atomen versucht wurde.

KAPITEL 3

DER EXPERIMENTELLE AUFBAU

In diesem Kapitel wird die experimentelle Anordnung beschrieben, mit der die hadronischen Atome erzeugt und ihre charakteristische Röntgenstrahlung nachgewiesen wurden. Alle Messungen wurden am externen, niederenergetischen, separierten Antiprotonenstrahl K₂₃ des CERN Protonensynchrotrons (PS) in Genf durchgeführt. Der Versuchsaufbau besteht aus mehreren physikalisch und logisch getrennten Komponenten, die im folgenden einzeln untersucht werden:

- der Antiprotonenstrahl und sein Magnetsystem
- das Zählerteleskop zum Nachweis der einlaufenden Teilchen
- das Target zum Stop der Teilchen
- das Detektorsystem zum Nachweis der Röntgenstrahlung
- die Rechenanlage zur Datenerfassung und Steuerung

Die Synchronisation und der Informationsaustausch zwischen den einzelnen Komponenten erfolgt auf elektronischem Wege und wird im Anschluß an die Beschreibung der Einzelsysteme skizziert.

3.1 DER ANTIPROTONENSTRAHL

Zur Erzeugung der Antiprotonen dienen hochenergetische Protonen des Protonensynchrotrons (PS). In dieser Beschleunigeranlage werden die von einer Ionenquelle ausgesandten Protonen auf 50 keV vorbeschleunigt, um in einem Linearbeschleuniger weiter auf 50 MeV und in einem Boostersynchrotron auf 800 MeV beschleunigt zu werden. Mit dieser Energie werden die Protonen in eine ringförmige Anlage eingeschossen, auf deren Umfang 100 Magnete in gleichem Abstand angeordnet sind, die die Protonen auf einer Kreisbahn halten. Der Weg der Protonen erfolgt in einer Vakuumröhre, die durch in Abständen angeordnete Pumpen auf einem Druck von $2 \cdot 10^{-8}$ Torr gehalten wird. Die Teilchen werden durch zehn Hochfrequenzkavitäten beschleunigt, während das Magnetfeld der Ringmagnete

hochgefahren wird. Für einen typischen Maschinentzyklus gilt der in Abb. 3 skizzierte Magnetfeldverlauf.

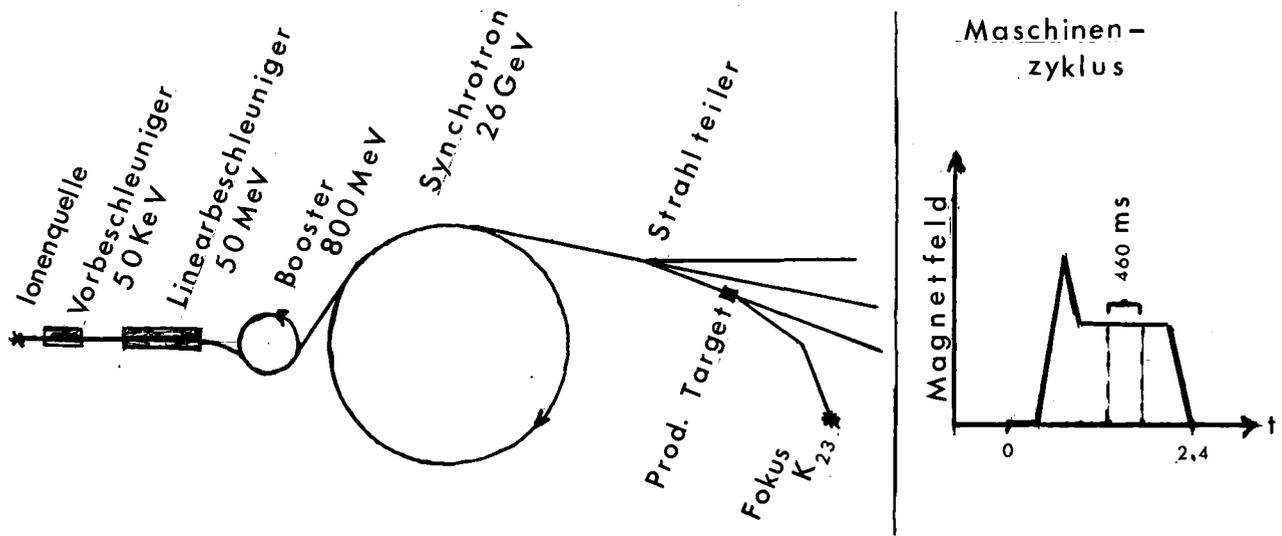


Abbildung 3: Das CERN Protonensynchrotron

Im Maximum des Magnetfelds wird ein Teil der Protonen aus dem Ring extrahiert und in einem externen Strahl fokussiert. Der Maschinentzyklus und das Extraktionsverfahren bedingen einen gepulsten externen Strahl mit einer Pulslänge von 460 ms und einer Periode von 2.4 s.

TABELLE 2

Parameter des CERN Protonensynchrotrons

Ringdurchmesser	200 m
Maximalimpuls	28 GeV/c
Impulsaufösung	$\pm .05 \%$
Maschinentzyklus	2.4 s
interne Strahlintensität	$5 \cdot 10^{12}$ Protonen / Puls
maximales Magnetfeld	1.4 Tesla
Anzahl der Ablenkmagnete	100
Anzahl der Beschleunigungskavitäten	10
Frequenzbereich der Kavitäten	2.9 - 9.55 MHz
Oberwelle	20
Vakuum im Strahlrohr	$2 \cdot 10^{-8}$ Torr

Der mit einem Impuls von 24 GeV/c (PS Normalbetrieb) extrahierte Protonenstrahl wird auf ein Produktionstarget aus Wolfram fokussiert. Die dort erzeugten Antiprotonen besitzen eine Impulsverteilung mit einem Maximum bei ≈ 4 GeV/c [DEK65,RUB76]. Das Strahlsystem des K₂₃ ist so ausgelegt, daß aus diesem Spektrum Antiprotonen definierten Impulses (Unschärfe $\pm 1\%$) im Bereich von 600 - 1000 MeV/c ausgeblendet und zum experimentellen Fokus transportiert werden können (siehe Abb. 4). Dieser Strahl enthält außerdem noch negative Pionen und Kaonen gleichen Impulses, die mittels elektrostatischer Separation räumlich und durch ein Zählerteleskop elektronisch abgetrennt werden. Wegen des externen Targets kann der Abstand zum ersten den Strahl fokussierenden Quadrupoltriplett kurz gehalten werden (80 cm), was im Vergleich zu einem internen (im Beschleunigerring angebrachten) Target eine bessere Ausbeute an Antiprotonen liefert. Der anschließende Ablenkmagnet M₁ trennt negativ und positiv geladene Teilchen, wobei letztere einem anderen Experiment zugeführt werden. Die negativen Teilchen durchlaufen einen 3 m langen elektrostatischen Separator S, der es gestattet, im Zusammenspiel mit den Kompensiermagneten SeM₁/SeM₂ und dem Massenschlitz Δm eine bestimmte Teilchensorte auszublenden. Nach Austritt aus dem Separator wird durch den vertikal angeordneten Impulsschlitz ΔP ein Impulsband ausgewählt und der Strahl durch das Quadrupoltriplett Q₄ - Q₆ auf den horizontal liegenden Massenschlitz fokussiert. Ein weiter Ablenkmagnet M₂ lenkt den Strahl um 30° ab in die Experimentierzone, wo das Quadrupoltriplett Q₇ - Q₉ für die endgültige Fokussierung auf das experimentelle Target sorgt. Der Versuchsbereich ist durch Betonmauern gegen Untergrundstrahlung abgeschirmt, wobei der Strahl durch einen Kollimator aus Eisen mit einer quadratischen Öffnung von 10·10 cm² zum Experiment geführt wird. Der Strahl verläuft nach Eintritt in den Quadrupol Q₁ bis zum Eintritt in den Massenschlitz in einem Vakuumrohr, desgleichen vom Eintritt in den Ablenkmagneten M₂ bis zum Austritt aus dem letzten Quadrupol Q₉. Zwischen der Impulsblende ΔP und dem Quadrupol Q₄ kann eine Bleiplatte (Beam Stopper BS) in den Strahlengang gefahren werden, die den Strahl so aufbläht, daß man Zugang zur Experimentierzone

hat, ohne den Strahl auf das Produktionstarget abzustellen. Die Ströme in den Magneten sowie die Öffnungen der Schlitze können mittels einer Fernbedienung eingestellt werden. In der Abbildung 4 sind die Wirkungen der Strahlelemente in der horizontalen und vertikalen Ebene mit Hilfe der optischen Entsprechungen symbolisch dargestellt.

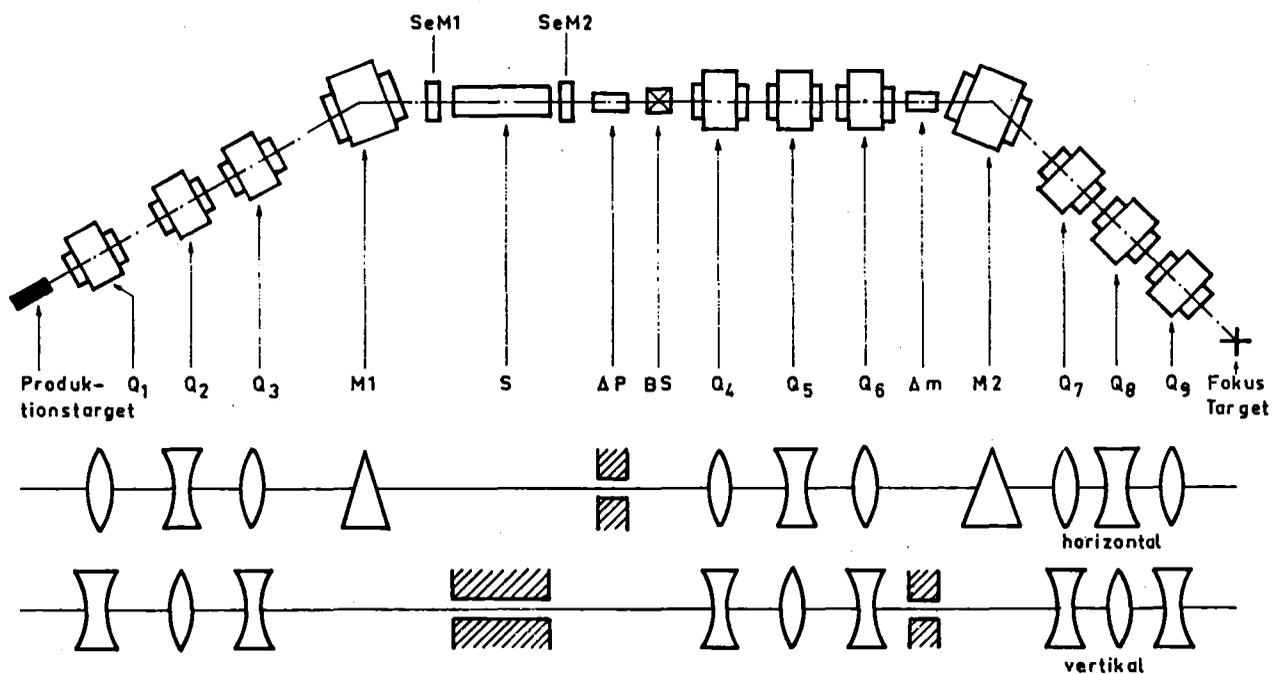


Abbildung 4: Der externe Antiprotonenstrahl K₂₃

TABELLE 3

Parameter des Antiprotonenstrahles K₂₃

Produktionstarget	Material	Wolfram
	Abmessungen B·H·L	3 · 2 · 50 mm
	Produktionswinkel	0°
	horizontale Akzeptanz	± 115 mrad
	vertikale Akzeptanz	± 24 mrad
Separator	Raumwinkelakzeptanz	8.7 msterad
	Länge	3 m
Strahl	Hochspannung	± 500 kV
	Länge	22 m
	Maximaler Impuls	1 GeV/c
	Impulsunschärfe	± 1%

3.2 DAS ZÄHLERTELESKOP

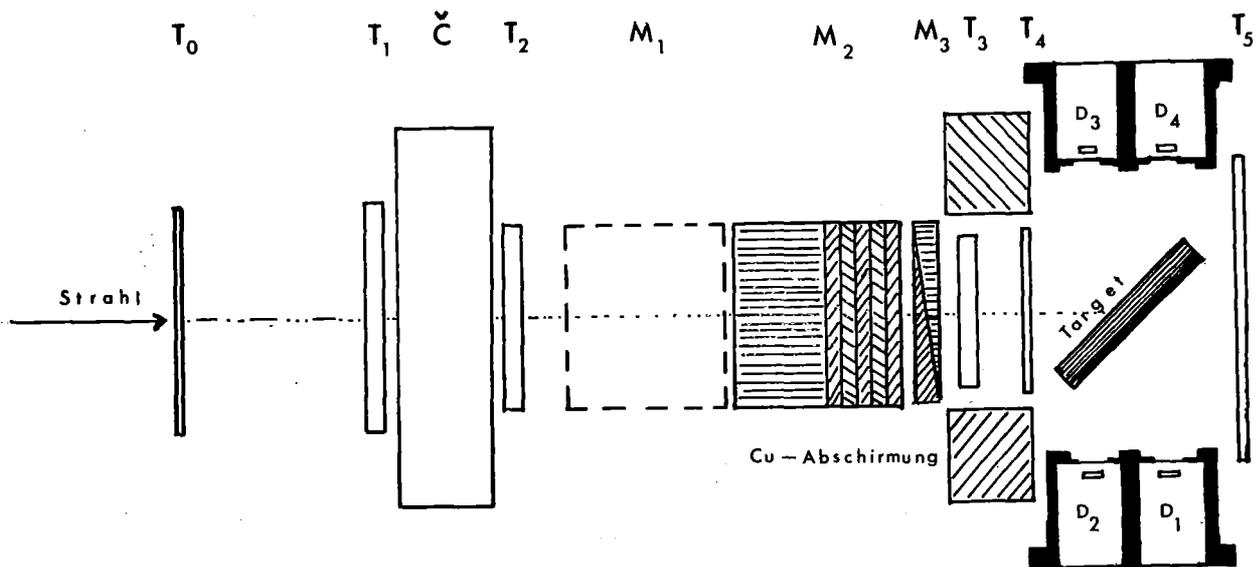
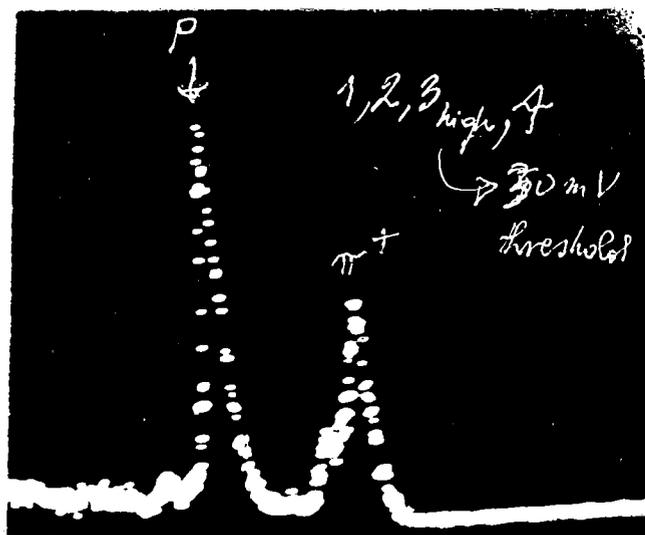


Abbildung 5: Zählerteleskop und Detektoranordnung (Aufsicht)

Zum Nachweis und zur Identifikation der einlaufenden Teilchen dient ein konventionelles Zählerteleskop bestehend aus den Plastikszintillatoren T_0 bis T_5 und dem Čerenkovzähler Č. Im Moderator M_1 bis M_3 werden die einlaufenden Teilchen abgebremst, dabei ist M_1 ein zylinderförmiger Kupferblock, dessen Länge entsprechend Teilchensorte und Impuls gewählt wird. M_2 besteht aus einem fünf cm langen Kohlenstoffblock und fünf Kohlenstoffplatten von einem cm Dicke, die durch Druckluftbetätigung ferngesteuert in den Strahlengang gebracht werden können, während M_3 aus zwei flachen Kohlenstoffkeilen besteht, wovon der eine ebenfalls ferngesteuert in den Strahl gefahren werden kann. Diese Moderatoren variabler Dicke gestatten es, die Reichweitenkurve in Schritten von 1 mm Kohlenstoff aufzunehmen. Der Szintillationszähler T_0 ist unmittelbar hinter dem Massenschlitz angebracht und dient als Startzähler für die Teilchenflugzeit. Da dieser Zähler der vollen Strahlintensität ausgesetzt ist, wird ein Luftlichtleiter verwendet und zwei Photomultiplier eingesetzt, deren Signale in Koinzidenz geschaltet werden. Um Rauschsignale zu verwerfen und aus dem

Čerenkovzähler gestreute Teilchen nicht mitzuzählen, werden T_1 und T_2 ebenfalls in Koinzidenz geschaltet, wobei das Zeitverhalten durch T_1 bestimmt wird. Wegen der um ein mehrfaches höheren Zählrate von T_0 im Vergleich zu T_1 wird die Flugzeitmessung mit dem Signal $T_1 \cdot T_2$ gestartet und mit dem verzögerten Signal von T_0 gestoppt, wodurch zufällige Starts vermieden werden, jedoch die Reihenfolge der Teilchen im Flugzeitspektrum umgekehrt wird (Abb.6). Die Flugstrecke zwischen T_0 und T_1 von 7.80 m ermöglicht eine sichere Trennung von Pionen, Kaonen und Antiprotonen, da die entsprechenden Flugzeiten bei einem Impuls von 600 MeV/c 26.7, 33.7 bzw. 48.3 ns betragen.



Strahlfleck photographiert am Zähler T_2

Abbildung 6: Flugzeitspektrum und Strahlfleck mit Protonen

Der Čerenkovzähler unterscheidet ebenfalls die Teilchen auf Grund ihrer Geschwindigkeiten. Die schnellen Pionen und Kaonen erzeugen beim Durchgang durch den fünf cm dicken Plexiglaszylinder Čerenkovlicht, das durch fünf symmetrisch auf dem Zylindermantel angeordnete Photomultiplier beobachtet wird, deren Signale linear addiert werden. Der Szintillationzähler T_3 wird als Energieverlustzähler betrieben. Die langsamen Antiprotonen deponieren im Zähler mehr Energie als die schnelleren Pionen, so daß durch Setzen einer hohen Diskriminatorschwelle T_3^h die Pionen abgetrennt werden können. Der Zähler T_4 befindet sich unmittelbar vor dem Target und sondert aus dem Moderator oder aus

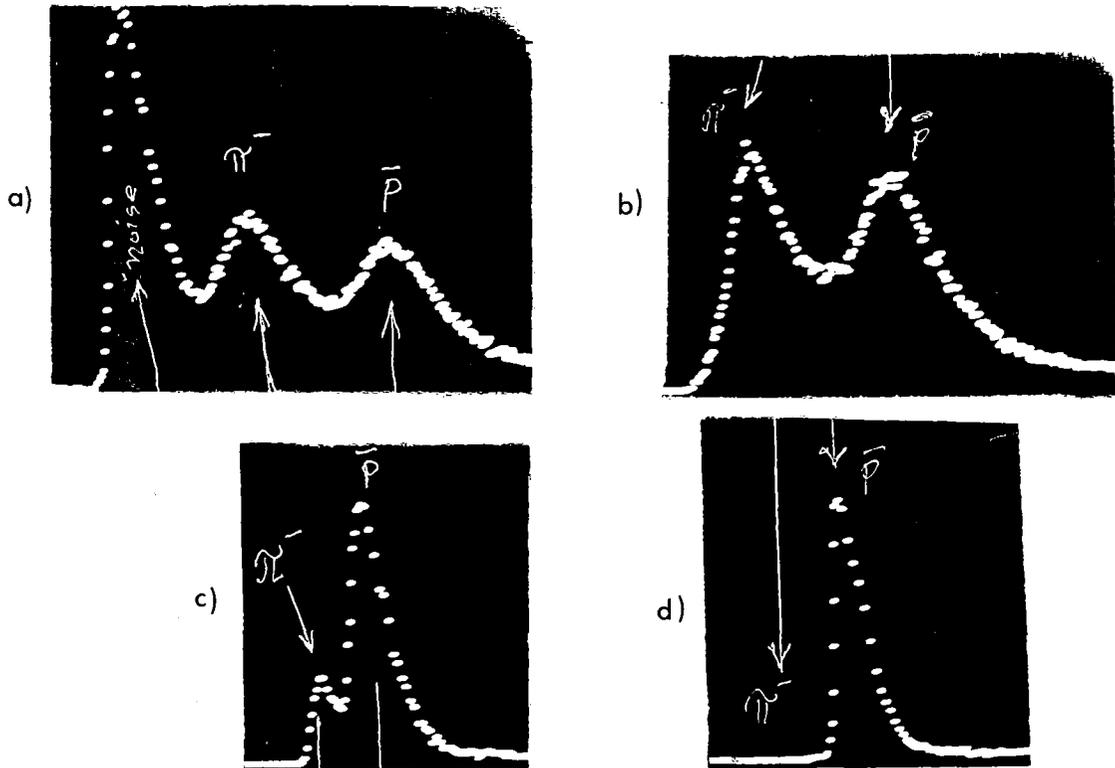


Abbildung 7: Energieverlust im Zähler T_3

T_3 herausgestreute Teilchen aus, gewährleistet also, daß jedes ein Triggersignal hervorrufendes Teilchen auch das Target trifft. Der hinter dem Target aufgestellte Zähler T_5 wird als Veto-Zähler geschaltet und identifiziert im Target gestoppte Teilchen. Für ein einlaufendes Antiproton bzw. Pion verlangt man das Koinzidenzsignal

$$(32) \quad T(\bar{p}) = T_0 \cdot (T_1 \cdot T_2) \cdot \bar{C} \cdot T_3^h \cdot T_4 \quad T(\pi) = T_0 \cdot (T_1 \cdot T_2) \cdot C \cdot T_3^t \cdot T_4$$

während für gestoppte Teilchen gilt

$$(33) \quad T(\bar{p}\text{-Stop}) = T(\bar{p}) \cdot \bar{T}_5 \quad T(\pi\text{-Stop}) = T(\pi) \cdot \bar{T}_5$$

Den Effekt der verschiedenen Triggerbedingungen veranschaulicht Abb. 7, in der das Energieverlustspektrum des Zählers T_3 für mehrere Konditionen aufgetragen ist. Im Teil a) wurde ein "loser" Trigger verwendet, der nur die Koinzidenz der Zähler 1, 2 und 4 verlangte, weshalb bei kleinen Energien die Rauschsignale überwiegen. In Abb. b) wurde zusätzlich noch die Koinzidenz mit Zähler T_3 bei hoher Schwelle verlangt, wodurch jetzt das Rauschen vollständig unterdrückt

wird. Durch Wahl einer noch höheren Schwelle hätte man auch die Pionen unterdrücken können, was jedoch hier unterlassen wurde, um die Wirkung der anderen Bedingungen zu illustrieren. In Teil c) wird zusätzlich zu b) der Čerenkov-Zähler in Veto geschaltet und man erkennt deutlich die Reduktion des Pionanteils, wobei das Čerenkov-Veto nicht alle Pionen unterdrückt. In Abb. d) wird auch noch gefordert, daß die einlaufenden Teilchen eine den Antiprotonen entsprechende Flugzeit haben. Diese einschneidende Bedingung sorgt für den endgültigen, von Parasiten freien Trigger, wie er im Experiment verwendet wurde.

TABELLE 4

Daten der Teleskopzähler

Zähler	Material	Dimension [mm]	Licht- leiter	SEV	Hochspan. [V]	Schwelle [mV]
T ₀	NE 110	120·40 d=3	Luft	XP2230	-1820	100
			Luft	XP2230	-1820	100
T ₁	NE 110	ϕ=120 d=10	Plexiglas	XP2230	-1850	33
T ₂	NE 110	ϕ=100 d=10	Plexiglas	XP2230	-1850	37
T ₃	NE 110	90·60 d=10	Plexiglas	XP2230	-1800	34/230
T ₄	NE 110	ϕ=90 d= 5	Plexiglas	XP2230	-1930	34
T ₅	NE 110	180·275 d=3	Plexiglas	XP2230	-1800	150
C	Plexigl.	ϕ=200 d=50	Plexiglas	XP2230	-2020	156
			Plexiglas	XP2230	-2000	
			Plexiglas	XP2230	-2110	
			Plexiglas	XP2230	-2030	
			Plexiglas	XP2230	-1990	

3.3 DIE TARGETS

Bei der Herstellung der Targets war darauf zu achten, daß die dafür verwendeten Materialien möglichst frei von Verunreinigungen waren, um von Fremdelementen verursachte Störlinien zu vermeiden. Als Werkstoff für die Targethalterung wurde Aluminium verwendet, da dessen antiprotonische Röntgenübergänge mit keiner der Lithiumlinien zusammenfallen. Zudem wurden die Targets im Querschnitt größer als der Strahlfleck ausgelegt, so daß die Halterung nicht im direkten Strahlbereich lag.

Elementares Lithium reagiert wie die anderen Alkalimetalle mit vielen Stoffen besonders heftig, weshalb bei der Präparation wie auch bei der Messung Sorge getragen werden mußte, daß das Target keine Reaktion einging. Mit Luft reagiert Lithium unter Bildung von Lithiumhydroxid (LiOH) und Lithiumnitrid (Li_3N), was eine Umhüllung des Targets zur Vermeidung des Kontaktes mit der Luft notwendig macht.

Beide Isotope lagen ursprünglich in der Form metallischer Massivzylinder vor und wurden im Trockenlabor des CERN durch Hämmern und Walzen zu Platten verarbeitet, die in jeweils drei quadratische Stücke zerlegt und zur endgültigen Targetgestalt aufeinandergepreßt wurden. Dieses Plattenbündel wurde mit einer 50 μm starken Polyäthylenfolie umhüllt, die evakuiert und dann verschweißt wurde. Diese Targetverpackung wurde nur bei der Messung der niederenergetischen Übergänge verwendet, um die Absorption in der Umhüllung klein zu halten. Bei der in dieser Hinsicht unkritischen Messung der höherenergetischen Übergänge war das Plattenbündel in eine Doppelschicht aus Mylar- und Polyäthylenfolie eingeschlagen, die ständig evakuiert wurde, während die ganze Anordnung in einen Polyäthylensack gehüllt war, der von Argon durchspült wurde.

Das zur Festlegung des störenden $5 \rightarrow 4$ Überganges im antiprotonischen Stickstoff verwendete Lithiumnitrid-Target bestand aus einem rechteckigen Aluminiumrahmen, der mit 25 μm starker Aluminiumfolie bespannt war, wobei das pulverförmige Nitrid durch eine Öffnung eingefüllt werden konnte.

Auch das zur unabhängigen Messung des $3d \rightarrow 2p$ Überganges im ${}^7\text{Li}$ eingesetzte Lithiumhydrid-Target war nach demselben Prinzip aufgebaut, jedoch wurde anstelle der Aluminiumfolie eine 10 μm starke Mylarfolie verwendet. Der Targetbehälter war von einem Polyäthylensack umgeben, der von Argon durchspült wurde, um die Zersetzung des Hydrids mit der Feuchtigkeit der Luft zu Lithiumhydroxid zu vermeiden.

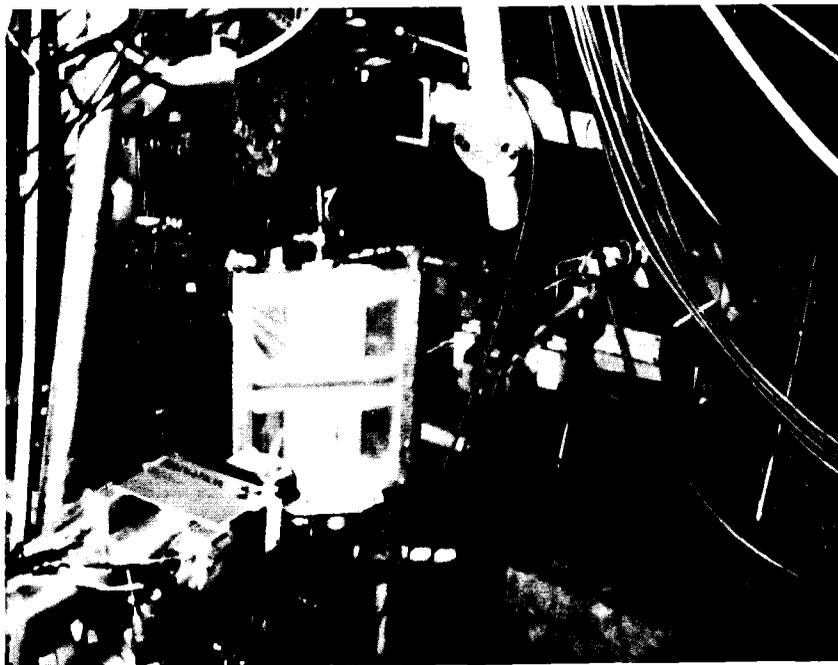
Bei den Isotopieeffektmessungen (Abschnitte A, B und D) wurde besondere Sorgfalt darauf verwendet, daß die ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$ Targets vollständig identisch in

TABELLE 5

Zusammenstellung der verwendeten Targets

Ab= schnitt	Target	Isotopie= reinheit	Abmessungen L·B·D [mm]	Flächendichte [g/cm ²]	Targetbehälter
A+B	⁶ Li Metall	91.1 %	100·100·11	0.534	50 µm Polyäthylen
A+B	⁷ Li Metall	92.1 %	100·100·11	0.534	50 µm Polyäthylen
C	⁷ Li ₃ N Pulver	92.6 %	120·80·8	1.3	25 µm Aluminium
D	⁶ Li Metall	91.1 %	100·100·11	0.534	50+50 µm Polyäthylen + 10 µm Mylar
D	⁷ Li Metall	92.1 %	100·100·11	0.534	50+50 µm Polyäthylen + 10 µm Mylar
E	⁷ LiH Pulver	92.6 %	150·110·34	0.921	50 µm Polyäthylen + 10 µm Mylar

Gestalt, Abmessungen und Verpackung waren. Beide Targets waren in einem Aluminiumrahmen gehaltert und durch einen Steg getrennt. Der Rahmen wiederum war auf einem vertikalen Rohr montiert, das durch Preßluft gehoben und gesenkt werden konnte. Der Hub betrug gerade die Distanz zwischen den Targetmitten, so daß jeweils nur ein Target dem Strahl ausgesetzt war, während das andere sowie die Halterung außerhalb des Strahlungsfeldes lagen (Abb.8).



In der Bildmitte erkennt man die beiden Li-Metall-targets im Rahmen montiert auf der Wechsellvorrichtung unter 45° zum Strahl, der im Bild von links kommt. Im Vordergrund ein Diodenzwilling mit den beiden seitlich angebrachten Vorverstärkerboxen. Für dieses Bild wurde der Antizähler nach oben weggeklappt.

Abbildung 8: Isotopentarget auf der Wechsellvorrichtung

3.4 DIE RÖNTGENSTRAHLUNGSDETEKTOREN

Für den Nachweis der Röntgenstrahlung wurden vier identische Halbleiterdetektoren (Dioden) eingesetzt, deren wichtigste Kenndaten in Tabelle 6 aufgeführt sind. Jeweils zwei Dioden befanden sich in einem gemeinsamen, evakuierten Gehäuse, das an einen Dewar geflanscht war, der die Kühlung der Dioden auf die Temperatur des flüssigen Stickstoffs ermöglichte. Ein dünnes Berylliumfenster erlaubte den Nachweis niederenergetischer Röntgenstrahlung bis ≈ 3 KeV. Die Ansprechwahrscheinlichkeit als Funktion der Energie ist in Abb. 25 dargestellt und ihre Bestimmung in Abschnitt 5.4 erläutert. Hervorzuheben bleibt, daß außer zu Abschätzungen kein Gebrauch von der absoluten Detektoransprechwahrscheinlichkeit gemacht wird.

Alle Detektoren zum Nachweis von Röntgenstrahlung basieren auf der Wechselwirkung von Photonen mit Elektronen, wodurch Atome des sensitiven Mediums (Festkörper bei Halbleiter- und Szintillations-Detektoren, Gas bei Drahtkammern) ionisiert oder angeregt werden. Die Halbleiter Si und Ge benötigen ≈ 3 eV zur Erzeugung eines Ladungsträgerpaares, während Edelgase ≈ 25 eV und Szintillatoren

≈100 eV benötigen. Daraus folgt für die Halbleiterdetektoren eine ungleich bessere Auflösung als für die anderen Detektoren. Als Nachteil muß allerdings ihr vergleichsweise geringes sensitives Volumen in Kauf genommen werden, das nur einen kleinen Raumwinkel zum Nachweis der Röntgenstrahlung ausnutzt. Für eine vollständige Behandlung von Theorie und Betrieb der Halbleiterzähler sei auf [GOU73] verwiesen.

TABELLE 6

Kenndaten der Halbleiterdetektoren

Typ und Hersteller	planar Si(Li)	Kevex Corporation
empfindliche Fläche	80 mm ²	
Schichtdicke	3 mm	
Auflösung bei 6.4 KeV	263 eV	
Hochspannung	-1000 V	
Fenster	12 µm Beryllium	
Vorverstärker	Kevex 2003 mit gepulster opt. Rückkopplung	
Hauptverstärker	Kevex Pulsprozessor 4520 P	

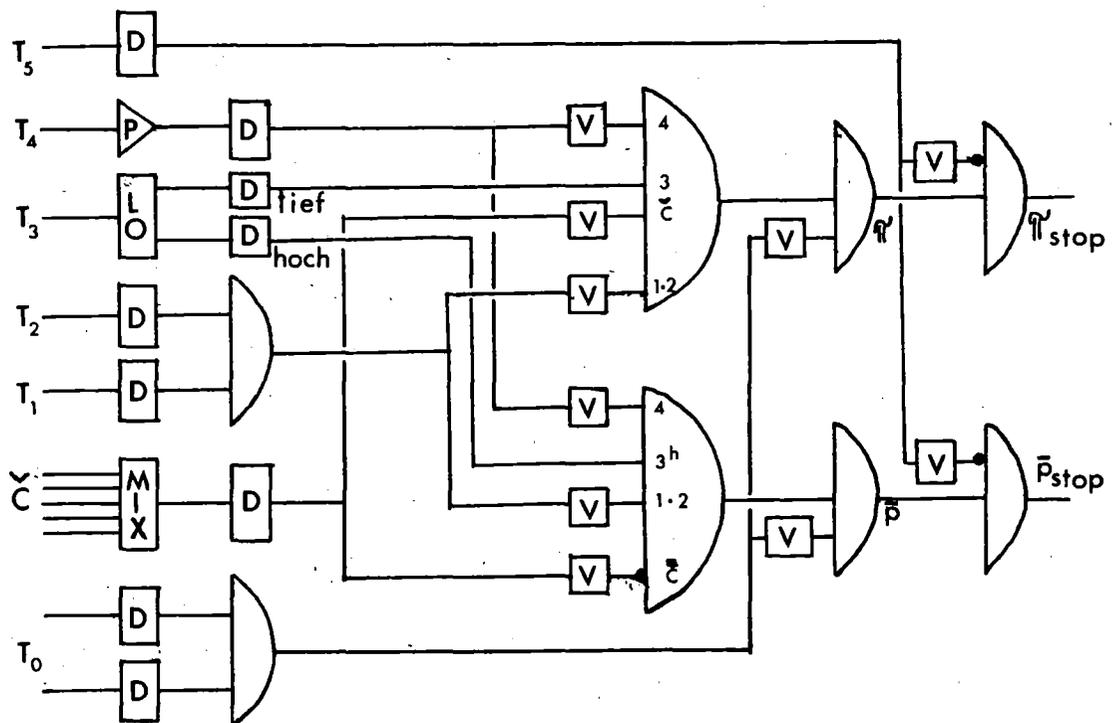
3.5 DIE ELEKTRONIK

Die Synchronisation der einzelnen Komponenten der Apparatur sowie der Datenaustausch erfolgt durch Standardbausteine der NIM- und CAMAC-Norm. Unterschieden werden muß zwischen analog verarbeiteter Information (Pulshöhen) und logischer Information (Timing-, Status- und Kontrollsignale). Die Gesamtschaltung setzt sich zusammen aus den Bereichen Trigger-, Dioden- und Steuerelektronik.

3.5.1 Triggerelektronik

Aufgabe dieses Zweiges ist die Erzeugung eines logischen Signales, das ein einlaufendes Antiproton oder Pion anzeigt. Die analogen Signale der Photomultiplier werden in den Diskriminatoren zu logischen Signalen umgeformt,

wobei im Falle des Zählers T_4 das Signal vorher noch verstärkt wird und im Falle des Čerenkov-Zählers die Signale seiner fünf Photomultiplier vorher linear addiert werden. Für den Antiprotontrigger werden die Teleskopzähler T_1 bis T_4 in Koinzidenz und der Čerenkov in Antikoinzidenz geschaltet, wobei das Zeitverhalten durch den Zähler T_1 definiert wird. Verlangt man zusätzlich noch eine Koinzidenz mit dem Flugzeitzähler T_0 mit einer der Antiprotonflugzeit entsprechenden Verzögerung, so erhält man den endgültigen Trigger für einlaufende Antiprotonen. Eine nachfolgende Antikoinzidenz mit dem Vetozähler T_5 führt zum Stop-Trigger. Für den entsprechend aufgebauten Piontrigger wird das vom Zähler T_3 mit tief gesetzter Schwelle abgeleitete Signal verwendet, das Čerenkov-Signal in Koinzidenz geschaltet und die Verzögerung von T_0 entsprechend der Pionflugzeit gewählt.



D = Diskriminator MIX = Mischer V = Verzögerung
P = Verstärker LO = linearer Fan out

Abbildung 9: Schaltbild der Triggerelektronik

3.5.2 Diodenelektronik

Das Detektorsignal (im Schaltbild 10 ist stellvertretend nur das Schema für die Diode 1 angegeben, die anderen Diodenkreise sind identisch aufgebaut) wird nach dem Vorverstärker (VV) in den Zeit- und den Analogkreis geteilt. Letzterer besteht nur aus dem Pulsprozessor (HV), der das Signal auf die erforderliche Pulshöhe verstärkt und die für die anschließende Digitalisierung notwendige Pulsform erzeugt, sowie dem Digital-zu-Analog Wandler (ADC), der die Pulshöhe in eine Zahl umsetzt. Diese im Register des Wandlers gespeicherte Zahl kann über einen CAMAC-ADC-Koppler (K) vom Rechner eingelesen werden. Im Zeitkreis verstärkt und formt ein Timing-filter-amplifier (TFA) den Detektorpuls, von dem dann mittels eines Constant-fraction-timing-discriminators (CFD) ein logisches Signal abgeleitet wird, das den Zeitpunkt des Röntgenquantnachweises im Detektor definiert. Über einen weiteren Diskriminator mit hoher Schwelle wird ein Signal generiert, das hohe Pulse anzeigt, die außerhalb des Energiebereiches von Interesse liegen. Diese Pulse werden mit einer Antikoinzidenzschaltung verworfen. Die akzeptierten Signale steuern über einen torbaren Verteiler das Eingangstor des Analogwandlers. Zu diesem Zweck wird das Zeitsignal mit einer Timing Unit (TU) verzögert, um die längere Verarbeitungszeit des zugehörigen analogen Signals auszugleichen. Mit einer zweiten Timing Unit wird die erforderliche Torbreite eingestellt und mit einem Konverter die richtige Spannungsnorm hergestellt. Ein anderer Ausgang des Verteilers liefert den Stop des der Diode zugeordneten Zeit-zu-Digital-Wandlers (TDC), der mit dem Antiprotonstop gestartet wurde. Dadurch erhält man die vom Antiprotonstop im Target bis zum Nachweis des Röntgenquants verstrichene Zeit, die zusammen mit der Pulshöhe vom Rechner ausgelesen wird und zur Untergrundsreduktion verwendet werden kann. Ein weiterer Ausgang des Verteilers führt auf einen elektronischen Pulszähler, der die Koinzidenzzählrate des Detektors mißt, so wie ein an den Diskriminator gekoppelter Pulszähler die Einzelzählrate mißt. Das Tor des Zeitsignalverteilers wird so angesteuert, daß nur dann ein Signal passieren

kann, wenn innerhalb eines Koinzidenzfensters von 200 ns nach dem Antiprotonstop von einem der vier Detektoren ein Röntgenquant registriert wurde.

3.5.3 Steuerelektronik

Eine Röntgendetektor-Teichenstop-Koinzidenz (Master) startet die Auslese durch den Rechner über einen Eingang des CAMAC LAM-Graders. Gleichzeitig wird in diesem ein Busy-Signal erzeugt, das jeden neu ankommenden Trigger verbietet, bis das gegenwärtige Ereignis vollständig vom Rechner ausgelesen worden ist. Die Targetsteuerung (TS) ist mit einem Vorwahlzähler (VZ) gekoppelt, der nach einer vorgegebenen Zahl von Teilchenstops den Targetwechsel veranlaßt. Über Endanschlagsschalter erhält man die Information über die Position des Targets, die über eine Pattern Unit (PU) auch dem Rechner verfügbar ist, der das Ereignis entsprechend in Spektren einsortieren kann. Eine Inhibit-Schaltung sorgt dafür, daß während des Targetwechsels keine Trigger akzeptiert werden.

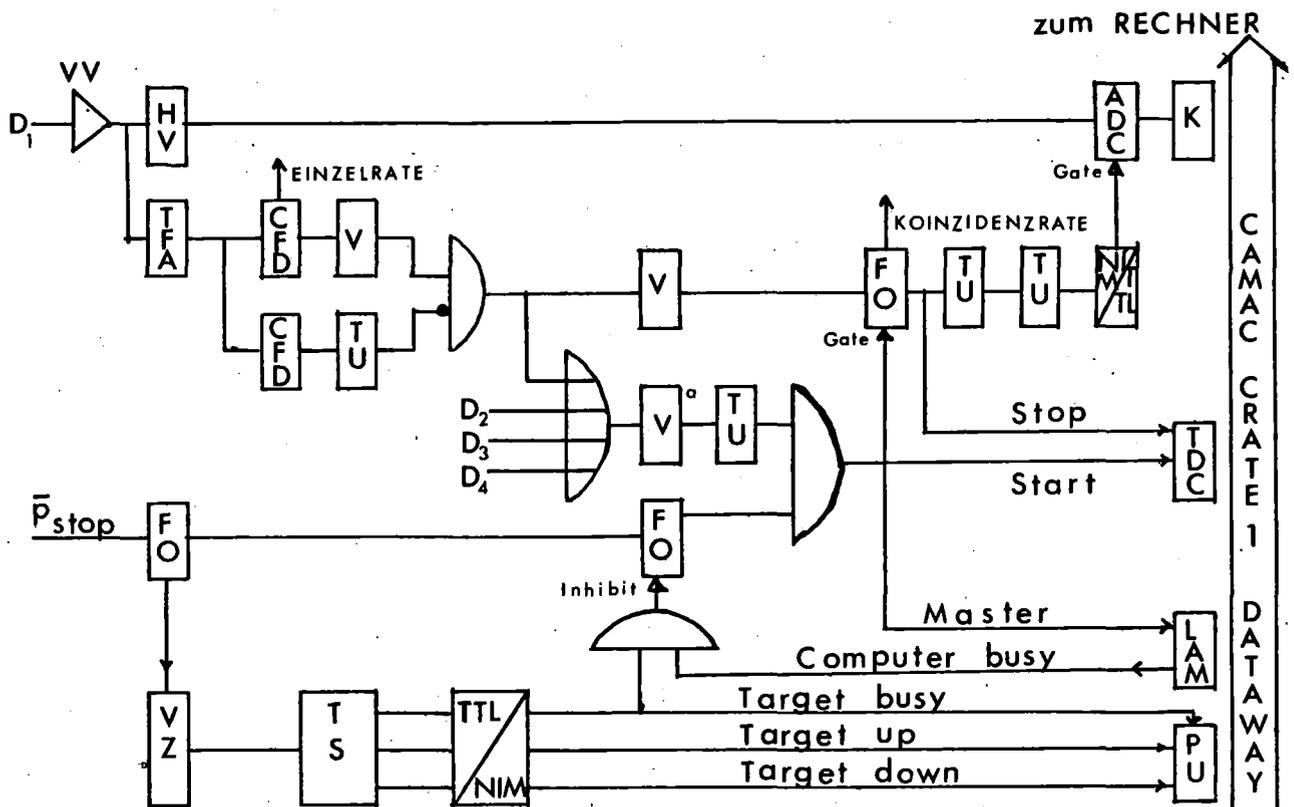


Abbildung 10: Schaltbild der Dioden- und Steuerelektronik

3.6 DIE RECHNERGESTEUERTE DATENAUFNAHME

Zur Bewältigung des im Experiment anfallenden Datenflusses wurde eine Prozeßrechenanlage Modell PDP 11/20 der Firma DIGITAL EQUIPMENT CORPORATION (DEC) eingesetzt. Die wichtigsten Aufgaben dieses Rechners waren

- Erfassen der Meßdaten des Experimentes
- Speichern der Daten (temporär im Speicher, dauerhaft auf Magnetband)
- Aufbereitung und Darstellung der Daten
- Steuerung des Experimentes (Start / Stop, Betriebsmodus)
- ständige automatische Kontrolle wichtiger Systemparameter
- Kontrollmöglichkeit für den Experimentator

3.6.1 Komponenten des Rechners

Die Rechnerfamilie PDP 11 besitzt eine Wortlänge von 16 Bit und zeichnet sich durch eine moderne Busstruktur, 7 Prioritätsebenen, Vektorinterrupts, Ein- und Zweioperandenbefehle, 8 Allzweckregister sowie 8 Adressierungsarten aus. Der Rechner setzt sich aus einzelnen Baugruppen zusammen (Abb.11), die Informationen über eine Anzahl von Steuer-, Adreß- und Datenleitungen -UNIBUS genannt- austauschen.

Das Herz der Anlage ist die Zentraleinheit, die über den UNIBUS die Befehle aus dem Kernspeicher holt, interpretiert und ausführt.

Der Kernspeicher enthält das auszuführende Programm und verschiedene Datensätze von Experimentparametern sowie die Histogramme gemessener Größen.

Die 50 Hz Netzuhr erzeugt nach jeder Periode (20 ms) des Stromnetzes eine Programmunterbrechung (Interrupt), in der die interne Zeit des Rechners weitergezählt wird, so daß jederzeit Uhrzeit und Datum verfügbar sind. Für eine unmißverständliche Dokumentation des Versuchsablaufs ist dies unabdingbar, da auf Band gespeicherte Spektren, Einträge ins Versuchsprotokoll und graphische Ausgabedaten mit Datum und Uhrzeit versehen werden können. Weiter wird die Netzuhr für die Zeitsteuerung von Programmen verwendet (Beispiel: automatische Kontrolle von Parametern in festen Zeitabständen).

Die Festkopffplatte dient zur Speicherung von Programmen und Datensätzen und enthält insbesondere alle Softwarewerkzeuge, die zum Erstellen und Austesten von Programmen gebraucht werden.

Über eine gemeinsame Steuereinheit werden zwei Neunspurbandstationen (Schreibdichte 800 Bit per Zoll) betrieben. Beschrieben werden Industriestandardbänder von 1/2 Zoll Breite, wobei ein Rechnerwort von 16 Bit in zwei 8 Bit Bytes zerlegt wird, die dann jeweils mit einem Paritätsbit versehen nacheinander aufgezeichnet werden. Hier sei zur Warnung vermerkt, daß die Reihenfolge der Aufzeichnung der beiden zu einem Rechnerwort gehörigen Bytes bei den auf PDP 11 Anlagen beschriebenen Bändern umgekehrt ist als bei den meisten Rechenanlagen, so daß bei der Auswertung der Daten in einem Rechenzentrum die Bytes vertauscht werden müssen.

Die CAMAC-Schnittstelle verbindet den Rechner mit der "Außenwelt" des Experimentes. Unter Programmkontrolle können Meßwerte (z.B. Pulshöhen oder Laufzeiten) in den Kernspeicher eingelesen werden und sind so dem Experimentator zugänglich. Umgekehrt kann dieser Informationen an die Apparatur schicken und dadurch Parameter des Versuchs variieren (z.B. eine Hochspannung einstellen).

Zur Ausgabe und Darstellung von Informationen stehen eine Reihe von Geräten zur Verfügung:

Das Datensichtgerät (Life display) besteht aus einer Steuereinheit und einer Speicherröhre, deren Bild periodisch per Software aufgefrischt wird. Dieses Sichtgerät ist eine große Hilfe bei der Einstellung von Regelgrößen, da man den Einfluß der Variation eines Parameters auf die Meßgröße von Interesse unmittelbar verfolgen kann (Beispiel: Verschieben einer Eichlinie durch Ändern der Verstärkung des Detektorsignals).

Das graphische Terminal dient zum Betrachten statischer Information und ermöglicht über einen angeschlossenen Kopierer die Fixierung des Bildes auf Papier. Hauptsächlich wird davon Gebrauch gemacht bei der Ausgabe von Histogrammen und Tabellen.

Wird gute graphische Auflösung verlangt, so läßt man die Spektren auf dem Plotter (Schrittweite in x und y: 0.1 mm) zeichnen, was allerdings mehr Zeit als für eine Kopie beansprucht.

Mit dem Drucker wird ein Versuchsprotokoll erstellt, in dem alle wichtigen Vorgänge vermerkt sind wie z.B. Anfang und Ende eines Runs, Löschen von Spektren, Erkennungsnummern und Art auf Magnetband gespeicherter Spektren, Zählraten etc. Drucker und Graphikterminal erlauben zusätzlich vermöge ihrer Tastatur die Eingabe von Befehlen an den Rechner.

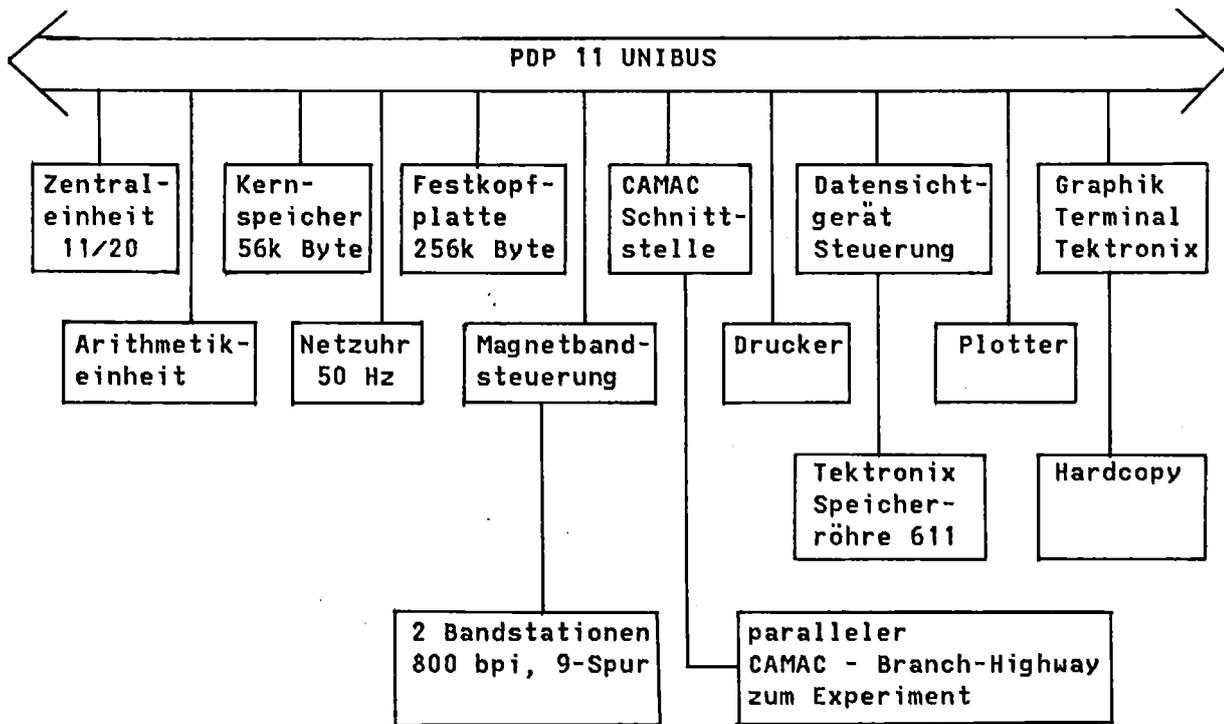


Abbildung 11: Konfiguration des Prozeßrechners PDP 11/20

3.6.2 Prozeßsoftware

In Ermangelung eines geeigneten Echtzeit-Betriebssystems für die beschriebene Rechnerkonfiguration mußte ein vollständiges System einschließlich der Treiber-routinen für die Peripheriegeräte entwickelt werden, das den speziellen Anforderungen des Experimentes gerecht wird. Beim Entwurf wurde Wert auf Einfachheit und absolute Funktionstüchtigkeit unter allen Betriebsbedingungen gelegt. Aus diesem Grund und wegen der beschränkten zur Programmierung zur

Verfügung stehenden Zeit wurde die Terminal Ein/Ausgabe programm- und nicht interruptgesteuert betrieben, was in Verbindung mit einem einfachen Prioritätsschema zu einem klaren Systemaufbau führte, jedoch um den Preis nicht simultan arbeitender Terminals. Die Logik des Echtzeit-Datenerfassungssystems ist in den Abbildungen 12 a-d grob skizziert.

Im Ruhezustand (kein Trigger oder Befehl abzuarbeiten) durchläuft das Programm mit niedriger Priorität eine unendliche Schleife, in der nur das Datensichtgerät periodisch aufgefrischt wird (Abb.12a) Nach Eingabe eines Befehls wird dessen Syntax überprüft und bei Gültigkeit die weitere Bearbeitung des Befehls mit der Priorität 5 fortgesetzt (Abb.12b). Eventuell notwendige weitere Parameter werden in einem Dialog mit dem Experimentator erfragt und anschließend geprüft, ob der Befehl mit diesen Parametern im momentanen Betriebszustand sinnvoll ist. Im positiven Fall wird dann ein Unterprogramm aufgerufen, das die gewünschte Aktion verrichtet. Dank dieser Technik können immer wiederkehrende Befehlsfolgen mit einem einzigen Kommando eingeleitet werden. Eine Vielzahl von Befehlen, deren wichtigste unten aufgeführt sind, bedingen die Flexibilität und den hohen Bedienungskomfort des Systems:

Run-Kontrolle: Start /Stop der Datenaufnahme, Ausdruck des Run-Status
automatische Zählratenkontrolle

Graphik: Ausdruck von Diagrammen in verschiedenen Ausschnitten,
Skalierungen und Darstellungsarten

Magnetband: Speichern und Zurücklesen von Spektren, Aufnahme
von Daten Ereignis für Ereignis (Inkremental)

Datenbehandlung: Arithmetische Manipulationen von Spektren, Peak-
suchprogramm, Integration von Spektren unter
Fadenkreuzkontrolle, Glätten von Spektren

Ist ein Run gestartet und ereignet sich ein Trigger, so wird das gerade arbeitende Programm unterbrochen und die Datenauslese mit der Priorität 7 begonnen (Abb.12c). Die maximale Priorität garantiert daß die begonnene Auslese weder durch einen neuen Trigger noch durch ein Kommando unterbrochen werden kann. Die zum triggernden Ereignis gehörenden Meßgrößen werden über CAMAC in den Ereignispuffer gelesen und ein Ereignisindikator (logische Variable, die

anzeigt, daß ein Ereignis akzeptiert wurde und im Ereignispuffer auf weitere Behandlung wartet) gesetzt. Anschließend wird die CAMAC-Elektronik auf den nächsten Trigger vorbereitet und das Veto für die gesamte Elektronik gelöscht. Falls im Ereignispuffer noch Platz für ein weiteres Ereignis ist, wird der Triggerinterrupt wieder erlaubt und das unterbrochene Programm mit der alten Priorität fortgesetzt. Der Ereignispuffer wird so groß gewählt, daß er die innerhalb eines Strahlpulses (460 ms) maximal mögliche Zahl von Ereignissen zu fassen mag. Dennoch muß der Fall eines überlaufenden Puffers vorgesehen sein, da bei Eich- oder Testmessungen der Ereignispuffer schneller gefüllt werden kann als er durch die nachfolgende Analyse wieder entleert wird. Bei regulären Meßruns ist dies jedoch nie der Fall, so daß die durch den Rechner verursachte Totzeit allein durch die Dauer der CAMAC-Auslese der Daten gegeben ist.

Beim nächsten Durchgang durch die Warteschleife wird ein gesetzter Ereignisindikator vorgefunden, infolgedessen jetzt der Programmteil der Datenanalyse mit der Priorität 6 durchlaufen wird (Abb. 12d). Diese Priorität bewirkt, daß während die Analyse eines Ereignisses im Gang ist, neu ankommende Trigger die Analyse unterbrechen können und nicht verloren gehen. Nicht berücksichtigt werden dagegen neu eingegebene Befehle, da deren Priorität geringer ist. Die Meßdaten werden einem Konsistenztest unterworfen und es wird geprüft, ob sie im richtigen Wertebereich liegen, wobei im negativen Fall das ganze Ereignis verworfen wird. Im positiven Fall werden die Daten in Spektren einsortiert und die Informationsstücke umgeordnet und dichter gepackt, so daß möglichst wenig ungenutzte Bits oder redundante Information bleiben. Das gepackte Ereignis wird im Magnetbandpuffer gespeichert, der bei Füllung als ein Block auf Band geschrieben wird. Da das Ereignis jetzt vollständig verarbeitet ist, wird sein Platz im Ereignispuffer frei, so daß ein neuer Triggerinterrupt zugelassen werden kann (bei unvollständiger Füllung des Ereignispuffers war der Triggerinterrupt ohnehin bereits erlaubt). Sind weitere Ereignisse vorhanden, so beginnt die Analyse des nächsten, sonst wird der Ereignisindikator gelöscht und die Prozessorschleife wieder aufgenommen.

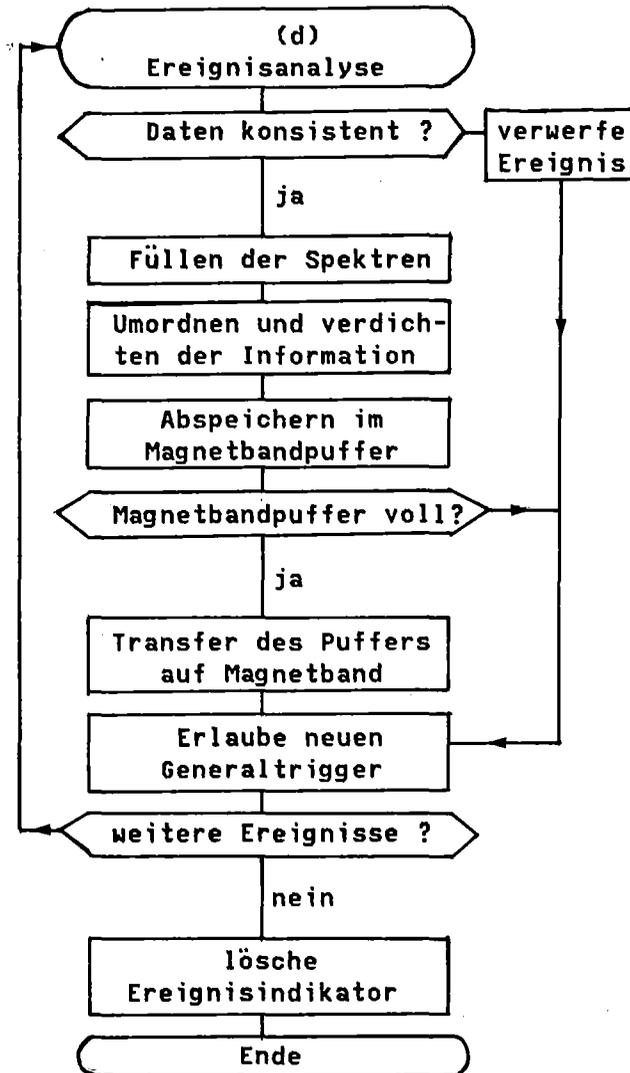
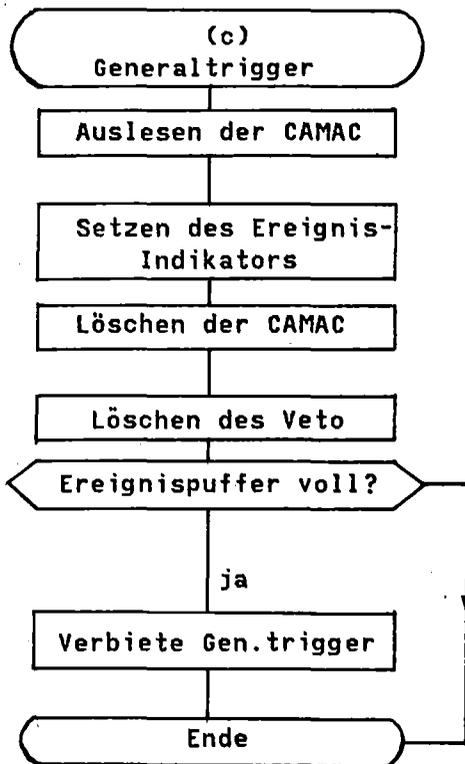
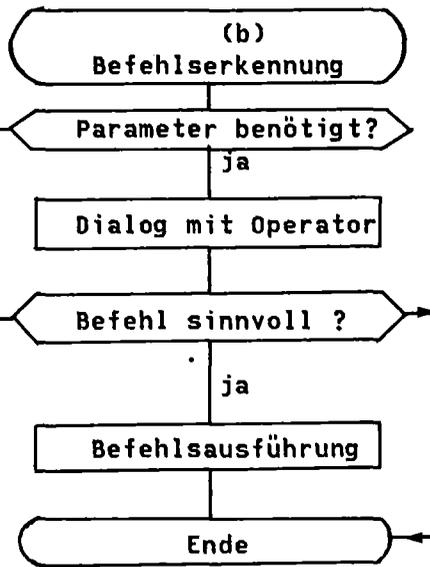
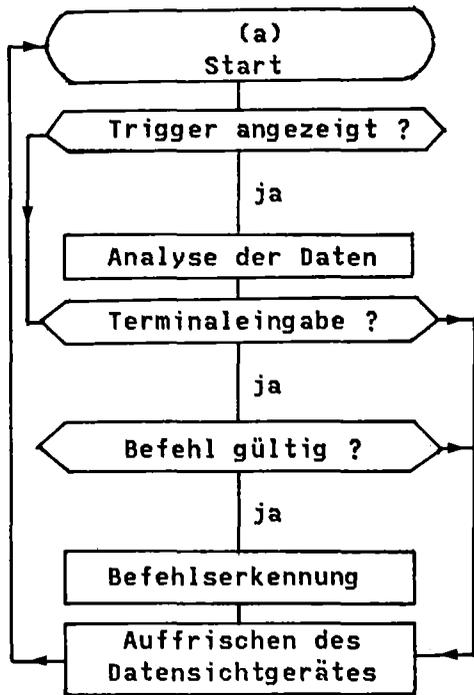


Abbildung 12: Flußdiagramm des Datenerfassungsprogramms

KAPITEL 4

DURCHFÜHRUNG DES EXPERIMENTES

Nach erfolgtem mechanischem Aufbau und Überprüfung der Einzelsysteme auf Funktion galt es nun, die optimalen Betriebsbedingungen der beiden Hauptsysteme Strahl und Röntgendetektoren durch Feineinstellung der frei verfügbaren Parameter zu finden. Begonnen wurde zweckmäßigerweise mit der Einstellung des Strahles, da Position, Abschirmung und Einstellung der Dioden von der Strahlbeschaffenheit abhängen.

4.1 DAS EINSTELLEN DES STRAHLES

Wegen der Vielfalt der Parameter (Magnetströme, Hochspannung und Schwellen der Zähler) ist das Einstellen und Optimieren des Strahles nur in mehreren iterativen Schritten möglich. Diese Strahloptimierung muß bei verschiedenen Impulsen durchgeführt werden, um den günstigsten Kompromiß von Strahlqualität, Untergrundbelastung und Zahl der einlaufenden Antiprotonen zu finden. Ein niedriger Impuls bietet den Vorteil, daß die Teilchen nur wenig abgebremst werden müssen um im Target zu stoppen, was die Aufblähung des Strahles und das Reichweitenstragging klein hält. Nachteilig ist jedoch der kleine Produktionsquerschnitt für Antiprotonen bei niederen Impulsen. Umgekehrt profitiert man zwar beim maximal möglichen Impuls von 1 GeV/c vom größeren Produktionsquerschnitt, muß aber dafür die Teilchen stärker abbremsen, verschlechtert also durch den massiven Moderator die Strahloptik und erzeugt mehr prompten Untergrund, der die Siliziumdetektoren belastet.

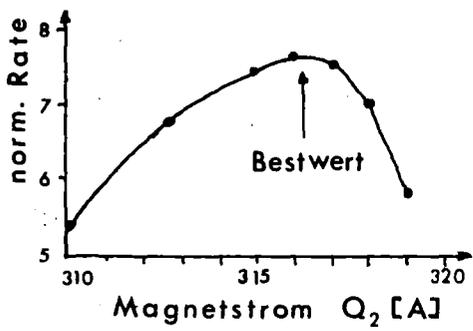
Das Optimierungsverfahren ist bei allen Impulsen dasselbe. Zunächst beginnt man mit positivem Strahl, was durch Inversion aller Magnetströme leicht getan ist und den Vorteil hoher Teilchenintensitäten bietet, so daß die für jeden Meßpunkt einer Kurve erforderliche Statistik schnell gesammelt ist. Die Magnete werden anfangs auf die berechneten Werte gestellt und die Hochspannungen der Szintillatoren so gewählt, daß man vernünftige Pulshöhen der Signale erhält. Die

Teleskopzähler $T_1 - T_4$ werden zu einem vorläufigen Trigger in Koinzidenz geschaltet, wobei man die Diskriminatorschwellen unkritisch setzt, um nur das Rauschen zu unterdrücken. Diese Triggerrate wird als Funktion eines Parameters untersucht, während alle andern Parameter festgehalten werden. Die Triggerrate wird dabei auf die sogenannte "Ago"-Rate normiert, die durch ein kleines Zählerteleskop am Produktionstarget gemessen wird und ein Maß für die im Target stattgefundenen Wechselwirkungen gibt, womit man von Zahl und Fokussierung der einlaufenden Protonen unabhängig wird. Diese normierte Triggerrate als Funktion einer Magneteinstellung liefert typische Abhängigkeiten wie in Abb.13a), während die Variation einer Diskriminatorschwelle zu Kurven der Abb.13b) führt. An Hand der Meßkurve wählt man den Arbeitspunkt (Maximum bei Magnetströmen, Knick bei Diskriminatorschwellen) und untersucht die Abhängigkeit der andern Parameter.

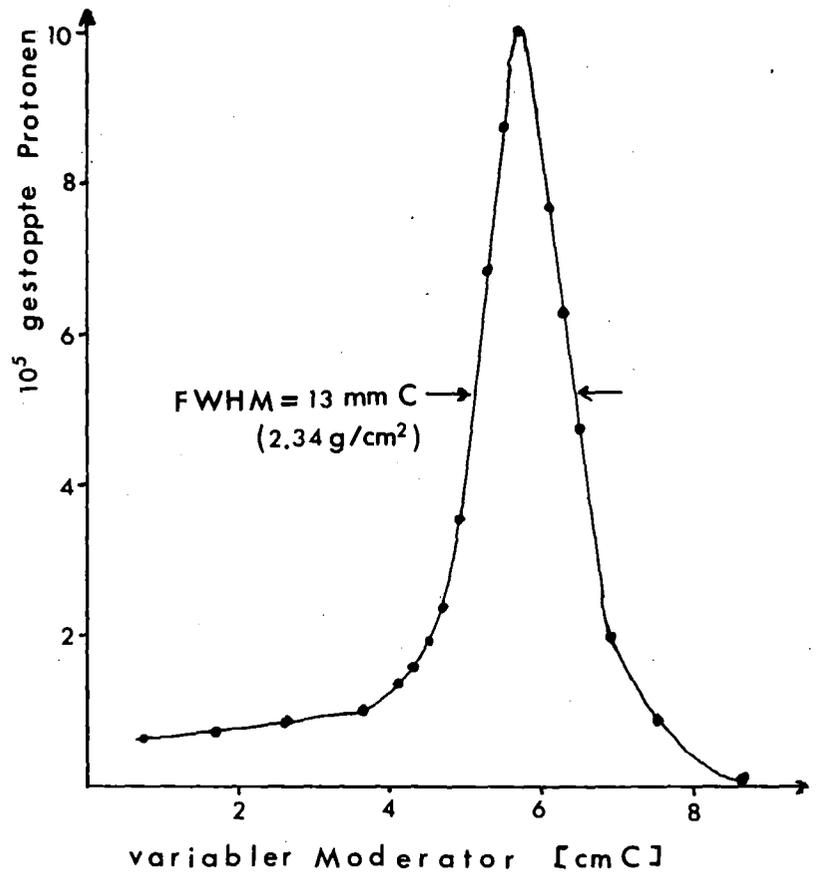
Die Separatoreinstellung findet man durch Aufnahme der Zählrate in Abhängigkeit vom Feld des Kompensiermagneten bei fester Hochspannung (Abb.13d). Durch wiederholte Iteration dieses Verfahrens findet man einen Satz von Parametern, für den die Zahl der einlaufenden Teilchen bei gegebenem Impuls maximal ist. Im nächsten Schritt wird auf negativen Strahl umgestellt und ausgehend von dem für positive Teilchen gefundenen Parametersatz die Triggerrate nach dem gleichen Prinzip optimiert. Zu beachten ist dabei jedoch, daß wegen der unterschiedlichen Zählratenbelastung bei positivem und negativem Strahl Schwellen und Hochspannungseinstellung im allgemeinen anders sind. Ist das Maximum der Zählrate gefunden, so wird durch Hinzuschalten von Čerenkov, Flugzeitbedingung und hoher Schwelle für den Energieverlustzähler der Trigger weiter verfeinert.

Mit dem so gefundenen Antiprotontrigger wird durch Variation der Moderatorstärken die Reichweitenkurve (Abb.13c) gemessen, wobei zum Stop der Antiprotonen ein Kohlenstofftarget von einem cm Dicke verwendet und T_5 in Antikoinzidenz geschaltet wird.

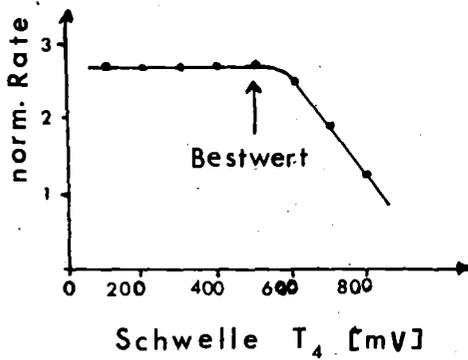
a) Optimierung von Q_2



c) Reichweitenkurve



b) Diskriminatorkurve



d) Separatorkurve

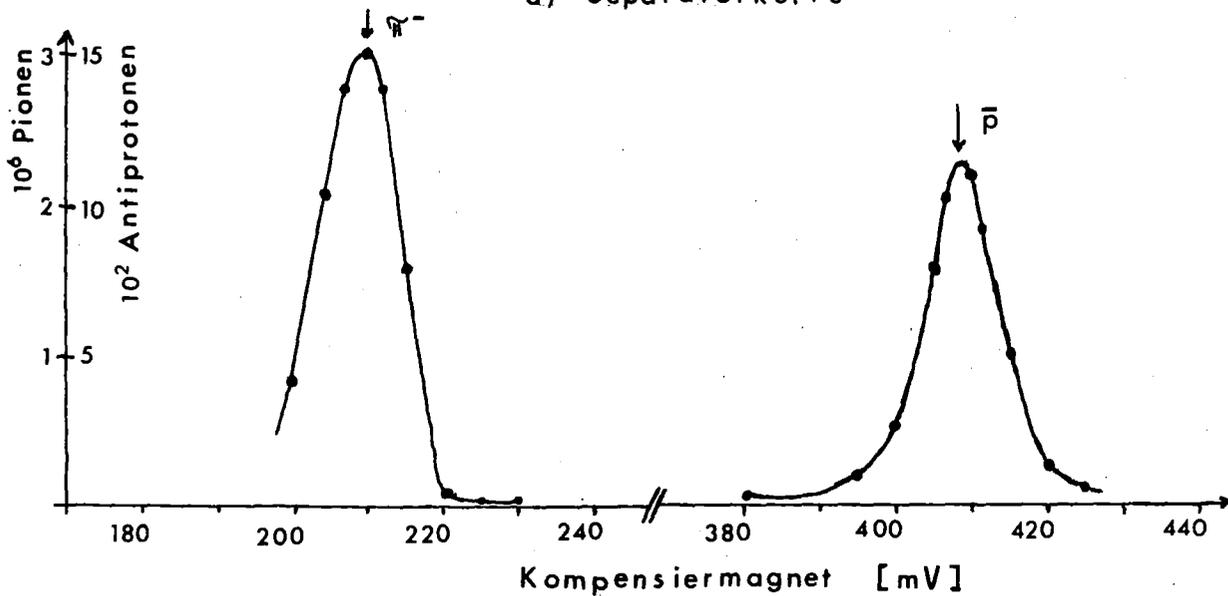


Abbildung 13: Triggerrate als Funktion der zu optimierenden Parameter

Mit Hilfe eines dünnen Szintillators der Abmessungen $5 \cdot 5 \text{ mm}^2$, der in einer Ebene vor dem Target bewegt werden kann und in Koinzidenz zum Stoptrigger

geschaltet ist, bestimmt man die Strahlverteilung in horizontaler und vertikaler Richtung (Abb.14). Vergleich der Messungen bei verschiedenen Impulsen zeigt, daß die Stoprate und die Strahlqualität bei dem Impuls von 600 MeV/c optimal werden (370 gestoppte Antiprotonen per 10^{12} einlaufenden Protonen).

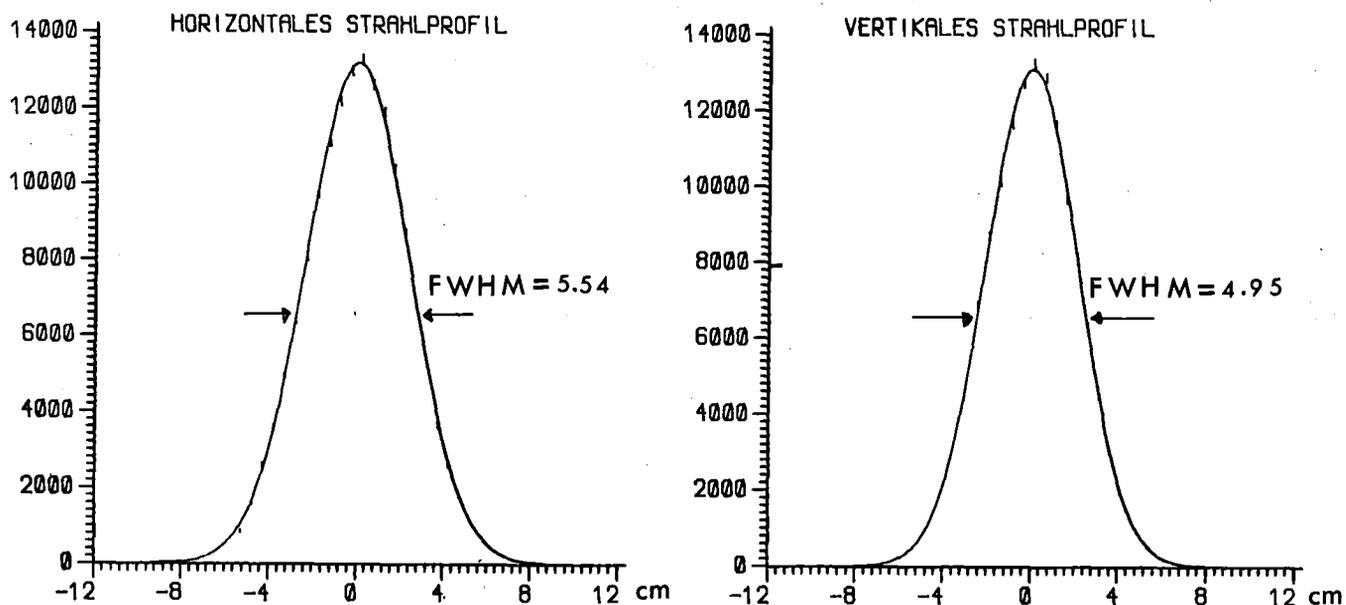


Abbildung 14: Das Strahlprofil

4.2 DAS EINSTELLEN DER RÖNTGENDETEKTOREN

Der Standort der Detektoren wird durch ihre Bauart weitgehend vorgeschrieben, da der Umfang der Dewars und die um 45 Grad abgewinkelten Kühlfinger nur eine Aufstellung der Dioden auf verschiedenen Seiten des Strahles zuließen. Die Anbringung des Targets unter 45 Grad zum Strahl sorgt für eine symmetrische Anordnung der Dioden und erhöht das zum Teilchenstop wirksame Targetvolumen bei gleichzeitiger Minimierung der Röntgenquantenabsorption im Target. Wie die Abb.5 zeigt, sind die geometrischen Verhältnisse für die Dioden D_1 und D_3 bzw. D_2 und D_4 gleich, wobei der effektive Raumwinkel für D_2/D_4 größer ist als für D_1/D_3 . Die Kupferblöcke dienen der Abschirmung der Detektoren vor aus dem Strahl gestreuten Teilchen und vor Reaktionsprodukten von im letzten Zähler gestoppten Teilchen. Eine symmetrische Ausrichtung der beiden Dioden eines Zwillings in

Bezug zum Target war nicht möglich, da sonst eine Diode aus dem Schatten der Abschirmung hervorgetreten wäre, man also die Zwillingsdiode weiter vom Strahl hätte zurücknehmen müssen und somit für beide Dioden des Zwillings die Geometrie verschlechtert hätte. Unter Strahlbedingungen wurde die Energieauflösung und Zählratenbelastung der Dioden als Funktion des Abstandes zwischen Detektor und Targetmitte (gleich Strahlmitte) gemessen und ein Optimum bei 7.5 cm gefunden.

Die Germaniumdiode D₅ wurde von seitlich oben zum Target ausgerichtet und hatte einen vergleichbaren Raumwinkel wie die Siliziumdetektoren. Zwar wurde die Germaniumdiode in jeder Weise gleichbehandelt wie die Siliziumdetektoren, doch wurde sie bei der Auswertung nur als Hilfsmittel bei der Linienidentifikation herangezogen, weshalb im folgenden nur die Siliziumdioden explizit erwähnt werden, obwohl die Aussagen meist auch auf den Germaniumdetektor zutreffen.

4.3 DIE ENERGIEEICHUNG DER DETEKTOREN

Der Lithiumübergang mit der höchsten Energie liegt bei 27 KeV, so daß die Überdeckung des Energiebereichs bis 30 KeV ausgereicht hätte. Die Identifikation von Parasitenlinien wird durch die Kenntnis höherenergetischer Übergänge wesentlich erleichtert, so daß sich eine Ausdehnung des Bereichs empfahl. Andererseits darf der Bereich nur so groß sein, daß bei der Digitalisierung durch den Analog-zu-Digitalwandler auf 1024 Kanäle auf eine Linie ausreichend Kanäle entfallen, um eine Bestimmung der Linienform zu ermöglichen. Dies ist bei einem Energiebereich von 60 KeV gewährleistet, da bei einer Auflösung von ≈ 350 eV sich eine Linie über mehr als 10 Kanäle erstreckt.

Die Eichquelle sollte ihre Linien möglichst am Anfang und am Ende des Energiebereiches sowie bei der Energie des Übergangs von Interesse besitzen. Als Eichstandard wurde deshalb das Element ^{241}Am verwendet, das durch α -Zerfall mit einer Halbwertszeit von 458 Jahren in ^{237}Np zerfällt, das seinerseits durch Emission von Röntgen- und Gammaquanten in den Grundzustand übergeht. Um die Absorption im Präparat und im Quellenmantel klein zu halten, wurde zur

Herstellung der Quelle ein Tropfen Präparatlösung der Aktivität 5 μCi in einer dünnen Mylarfolie eingeschweißt.

TABELLE 7

Röntgen- und Gammaübergänge im ^{237}Np

Übergang		Energie ^{a)} [KeV]	rel. Intensität ^{b)}
M α_2	4f _{5/2} - 3d _{5/2}	3.249 c)	
M α_1	4f _{7/2} - 3d _{5/2}	3.260 c)	
M β_1	4f _{5/2} - 3d _{3/2}	3.435 c)	
L γ_1	3s _{1/2} - 2p _{3/2}	11.890 ± 0.006	0.070 ± 0.002
L α_2	3d _{3/2} - 2p _{3/2}	13.760 ± 0.001	0.121 ± 0.009
L α_1	3d _{5/2} - 2p _{3/2}	13.944 ± 0.001	0.970 ± 0.070
L η	3s _{1/2} - 2p _{1/2}	15.876 ± 0.002	0.029 ± 0.004
L β_6	4s _{1/2} - 2p _{3/2}	16.130 ± 0.010	0.019 ± 0.002
L β_2	4d _{5/2} - 2p _{3/2}	16.840 ± 0.001	0.250 ± 0.030
L β_4	3p _{1/2} - 2s _{1/2}	17.061 ± 0.001	0.140 ± 0.020
L β_1	3d _{3/2} - 2p _{1/2}	17.750 ± 0.001	1.000
L β_3	3p _{3/2} - 2s _{1/2}	17.989 ± 0.009	0.133 ± 0.016
L γ_5	4s _{1/2} - 2p _{1/2}	20.120 ± 0.010	0.011 ± 0.002
L γ_1	4d _{3/2} - 2p _{1/2}	20.785 ± 0.001	0.260 ± 0.007
L γ_2	4p _{1/2} - 2s _{1/2}	21.110 ± 0.050 }	0.047 ± 0.008
L γ_3	4p _{3/2} - 2s _{1/2}	21.340 ± 0.050 }	
L γ_6	5d _{3/2} - 2p _{1/2}	21.488 ± 0.005	0.077 ± 0.016
L γ_4	5p - 2s _{1/2}	22.200 ± 0.050	0.020 ± 0.002
γ_1		26.348	0.193 ± 0.009
γ_2		59.54 d)	1.860 ± 0.076 d)

a) [BEA67] b) [WAT71] c) [LED67] d) [CAM74]

Die absolute Energieeichung der Detektoren erfolgte in mehreren Schritten, konnte jedoch für alle Dioden gleichzeitig durchgeführt werden, indem zur Eichung vor das Fenster jeder Diode eine Quelle gleicher Aktivität gesetzt wurde. Zum Einstellen des analogen Zweiges der Elektronik wurde dann das Quellenspektrum bei offenem Tor des Analog-zu-Digital Wandlers (ADC) aufgenommen (also keine Triggerung durch den Zeitkreis), und die Verstärkung der Detektorsignale so lange reguliert, bis die Spektren der 5 Dioden überlappten. Dieser Überlapp konnte auf dem Datensichtgerät genau geprüft und damit kleinste Abweichungen aufgespürt werden. Nach exakter Einstellung war die Auflösung einer

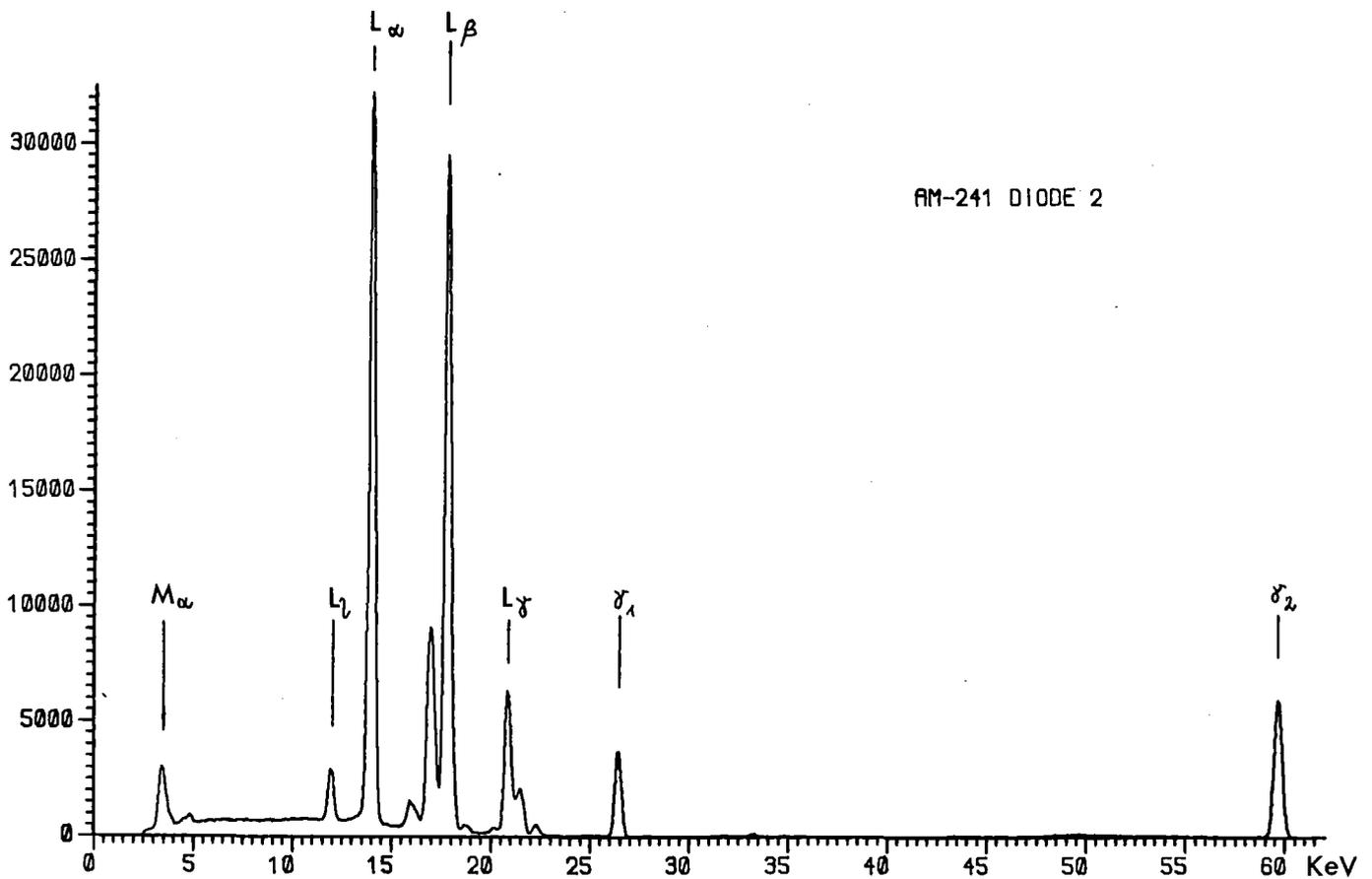


Abbildung 15: Eichspektrum mit ^{241}Am

Linie des Summenspektrums der 4 Siliziumdioden nur geringfügig schlechter als die Auflösung der entsprechenden Linie in den Einzelspektren. Im nächsten Schritt wurden die Quellenspektren in Selbstkoinzidenz aufgenommen, wobei die Eingangstore der ADC-Wandler durch das vom Vorverstärker abgeleitete Zeitsignal (siehe Abb.10) gesteuert aber keine Koinzidenz diese Signals mit dem Teleskoptrigger gefordert wurde. Durch Vergleich der Messungen mit und ohne Selbstkoinzidenz kann die elektronische Nachweiswahrscheinlichkeit überprüft werden, da eine falsche Einstellung der Schwelle des Timing-Diskriminators zu einem (allmählichen) Abschneiden des Spektrums bei kleinen Energien im Falle der Selbstkoinzidenzmessung führt. Ein weiterer Test, in dem das Untergrundspektrum während des Strahlpulses mit und ohne Selbstkoinzidenz aufgenommen wurde, bestätigte wie der Quellentest, daß die elektronische Nachweiswahrscheinlichkeit bis herunter zu 3 KeV gleich eins ist.

Die Eichung und Auflösung unter Strahlbedingungen wurde gemessen, indem das Quellenspektrum in Zufallskoinzidenz mit dem Strahl aufgenommen wurde. Um die

geringe Zufallskoinzidenzrate zu erhöhen, wurde nur ein loser Teleskoptrigger bestehend aus $T_1 \cdot T_2$ verlangt und das Koinzidenzfenster von 200 ns auf 1 μ s verbreitert. Die Auswertung dieser Spektren ergab, daß die Position der Eichlinien und damit die Eichfunktion unverändert blieb, während sich die Halbwertsbreite um ≈ 15 eV vergrößerte, die Auflösung unter Ratenbelastung also etwa 5% schlechter wurde.

Die zeitliche Konstanz der Eichfunktion und der elektronischen Nachweiswahrscheinlichkeit wurde sichergestellt, indem alle 24 h ein Quellenspektrum in Selbstkoinzidenz akkumuliert und auf Band geschrieben wurde. Durch Überlappung jeweils zweier Spektren auf dem Datensichtgerät wurden Abweichungen ausfindig gemacht und gegebenenfalls durch Änderung der Verstärkungsfeineinstellung beseitigt. Nach einer Eichkorrektur wurden nochmals Quellenspektren aufgenommen und diese wiederum auf Band geschrieben. Trotz der langen Dauer des Experimentes von 3 Monaten waren Korrekturen selten erforderlich und wenn, dann nur von geringem Umfang. Die spätere Auswertung der auf Band gespeicherten Eichspektren zeigte, daß die Eichung über die gesamte Meßdauer für alle Detektoren stabil blieb und die Eichung aller Detektoren durch eine gemeinsame Eichfunktion beschrieben werden konnte, so daß die Einzelspektren der Detektoren ohne weitere Manipulation aufaddiert werden konnten und die Eichfunktion erst auf das Gesamtspektrum angewandt wurde.

4.4 DIE ABSCHNITTE DER MESSUNG

Die Durchführung des Experimentes erstreckte sich über drei Monate, während der sich zehntägige Strahlzeiten mit dreitägigen Ruhepausen abwechselten. Rechnet man die für die Strahloptimierung benötigte Zeit von drei Wochen ab und berücksichtigt ferner die durch Störungen des Beschleunigerring- und Extraktionssystems verlorene Zeit, so bleibt eine tatsächliche Strahlzeit von 733 Stunden. Bedingt durch die Maschinenintervalle wurde die Messung in einzelne Abschnitte gegliedert, an deren Ende jeweils eine erste Sichtung der Daten erfolgte, die dann die weitere Fortführung des Experimentes beeinflusste. Die

erste Analyse der Spektren eines Meßabschnittes war nur möglich, weil wegen der zeitlichen Konstanz der Energieeichung und der identischen Kalibrierung für alle Detektoren die Teilspektren eines Meßabschnittes aufsummiert und die bescheidene Statistik der Einzelspektren der Detektoren zum resultierenden Gesamtspektrum des Abschnitts addiert werden konnten, dessen Statistik erst ausreichte, Schlußfolgerungen zu ziehen.

Abschnitt A: Stop von Antiprotonen im metallischen ${}^6\text{Li} / {}^7\text{Li}$ - Target

Zweck dieser Messung war die Verschaffung eines ersten Überblickes über das Lithium-Spektrum und die Erkennung von möglichen Störlinien. Um die Übergänge der M-Serie genau bestimmen zu können, galt es die Absorption im Target und in der Targetumhüllung möglichst gering zu halten, weswegen die Antiprotonen in einem dünnen Target mit minimaler Umhüllung gestoppt wurden (siehe auch Tabelle 5). Der Vergleich der Spektren der beiden Isotope (Meßzeit je 91 Stunden) zeigt eindrucksvoll die Vorteile der Wechseltargettechnik (Abb.16a). Beide Spektren stimmen in ihrer Form über den gesamten Energiebereich miteinander überein und zeigen auch dieselben Störlinien. Dies erkennt man besonders gut im Differenzspektrum (Abb.19), wo sich Untergrund und Störlinien beider Spektren kompensieren, während die Lithiumlinien als positive und negative Überschwinger um die Nulllinie übrigbleiben, da die Linienschwerpunkte wegen des Massenunterschiedes der beiden Isotope gegeneinander verschoben sind und die Linien sich deshalb nur im Überlappungsbereich kompensieren.

Abschnitt B: Stop von Pionen im metallischen ${}^6\text{Li} / {}^7\text{Li}$ - Target

Diese kurze Messung von 19.5 Stunden mit demselben Targetpaar wie im vorigen Abschnitt hatte die Identifikation der Störelemente zum Ziel, die sich auch durch ihre pionischen Röntgenübergänge manifestieren müssen. Durch den Wechsel der Teilchenart von 600 MeV/c Antiprotonen zu 200 MeV/c Pionen kann die Zahl der je Maschinenpuls gestoppten Teilchen von 370 auf 19000

gesteigert werden, so daß ein Spektrum mit einer zur Linienidentifikation ausreichenden Statistik schnell zur Verfügung steht. Weiter erweist sich als vorteilhaft, daß die pionischen Röntgenlinien bei anderen Energien auftreten als die antiprotonischen, so daß sich die im einen Fall überlappenden Linien im andern Fall getrennt werden können (Abb.17).

Abschnitt C: Stop von Antiprotonen im pulverförmigen ${}^7\text{Li}_3\text{N}$ -Target

Nachdem die vorausgegangene Messung mit Pionen eine in der Nähe des $3d \rightarrow 2p$ Lithiumüberganges liegende Störlinie eindeutig als $5 \rightarrow 4$ Übergang im antiprotonischen Stickstoff identifizierte, war es Aufgabe dieser kurzen Messung (20 h) am Nitrid-Target (Abb.18a), die Energie und Linienform des störenden Überganges unter denselben Bedingungen wie bei der Lithiummessung festzulegen. Die Kenntnis der Linienparameter der Störlinie ist für die spätere Auswertung (Kapitel 5.3) unerläßlich.

Abschnitt D: Stop von Antiprotonen im metallischen ${}^6\text{Li} / {}^7\text{Li}$ -Target

Die Erweiterung der Statistik war Ziel dieser Messung von 241 Stunden, wobei mittels einer aufwendigen Targetumhüllung der Beitrag der störenden Stickstofflinie reduziert werden konnte. Der Einfluß der Absorption in der Targetverpackung wird jedoch deutlich im Vergleich der Spektren von Abschnitt A und D (Abb.16 a und b).

Abschnitt E: Stop von Antiprotonen im pulverförmigen ${}^7\text{Li-H}$ -Target

Die Messungen A und D zeigen, daß der gesuchte Röntgenübergang stark unterdrückt ist, und zum sicheren Nachweis einer um ein vielfaches längeren Meßzeit bedarf. Aus diesem Grund wurde die verbleibende Zeit für die Messung des Überganges an einem Isotop genutzt und zusätzlich die Zahl der gestoppten Teilchen durch Verwendung eines dickeren Targets erhöht. Die Wahl fiel dabei auf Lithiumhydrid, das im Gegensatz zum Metall in ausreichender Menge beschaffbar war und zum andern keine Verbindung mit Stickstoff eingeht, so daß das Target als Quelle der Störlinie ausgeschaltet war. Wegen des dickeren Targets zeigt das resultierende Spektrum (Abb.18b) einen wesentlich höheren Untergrund als bei der Messung am dünnen metallischen Target.

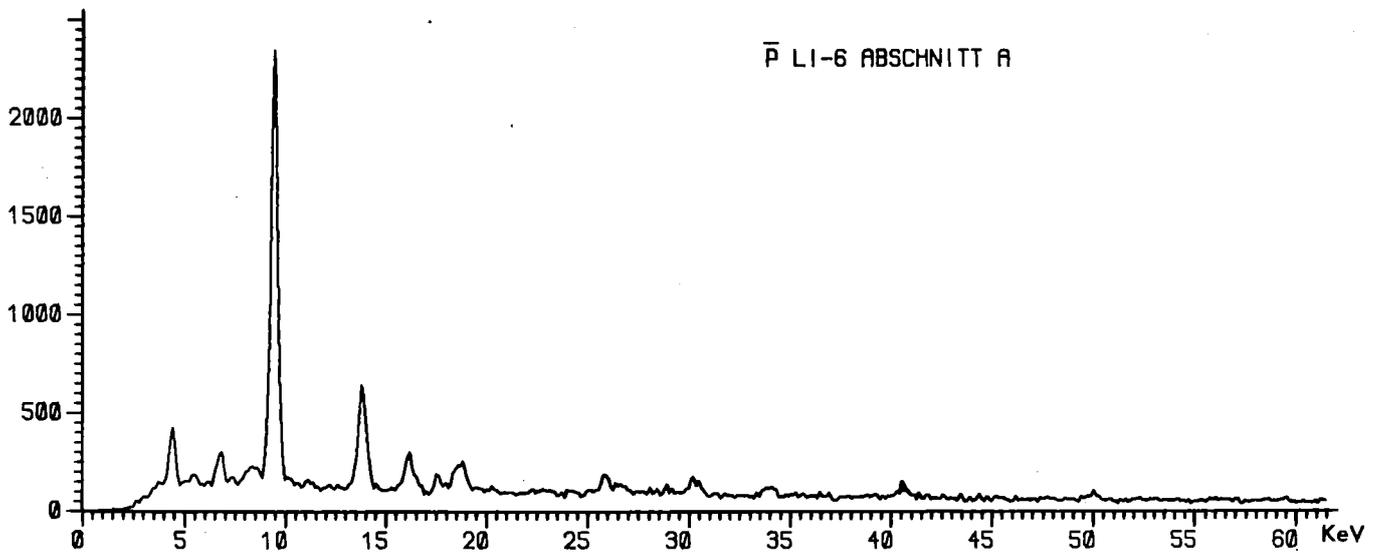
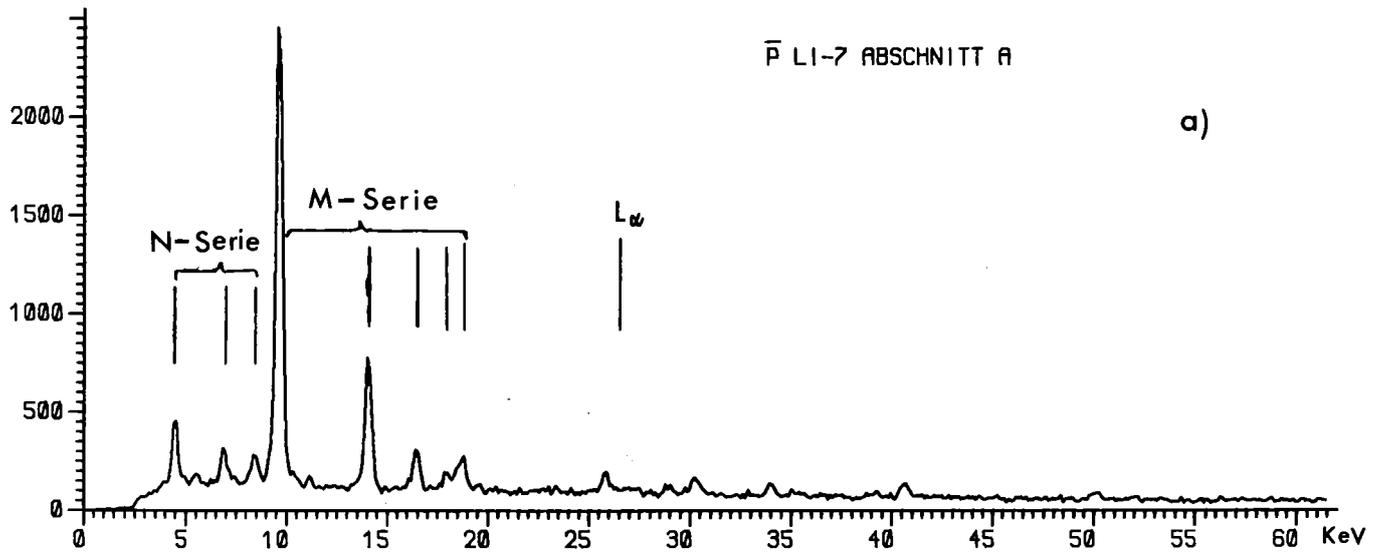
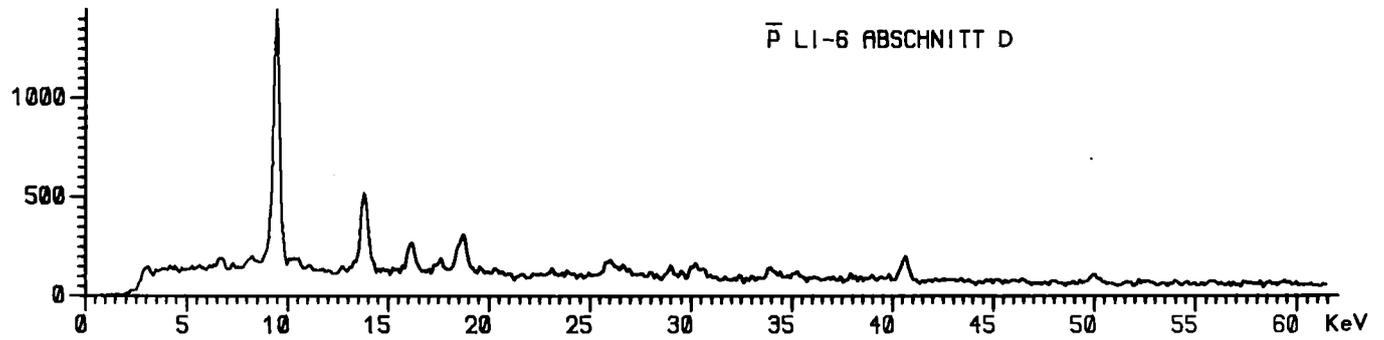
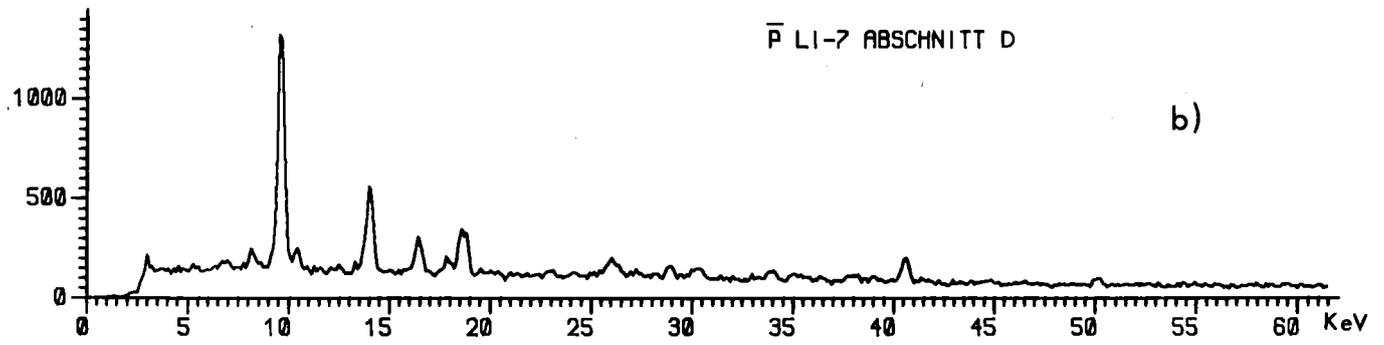


Abbildung 16: antiprotonisches ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ a) Messung A und b) Messung D

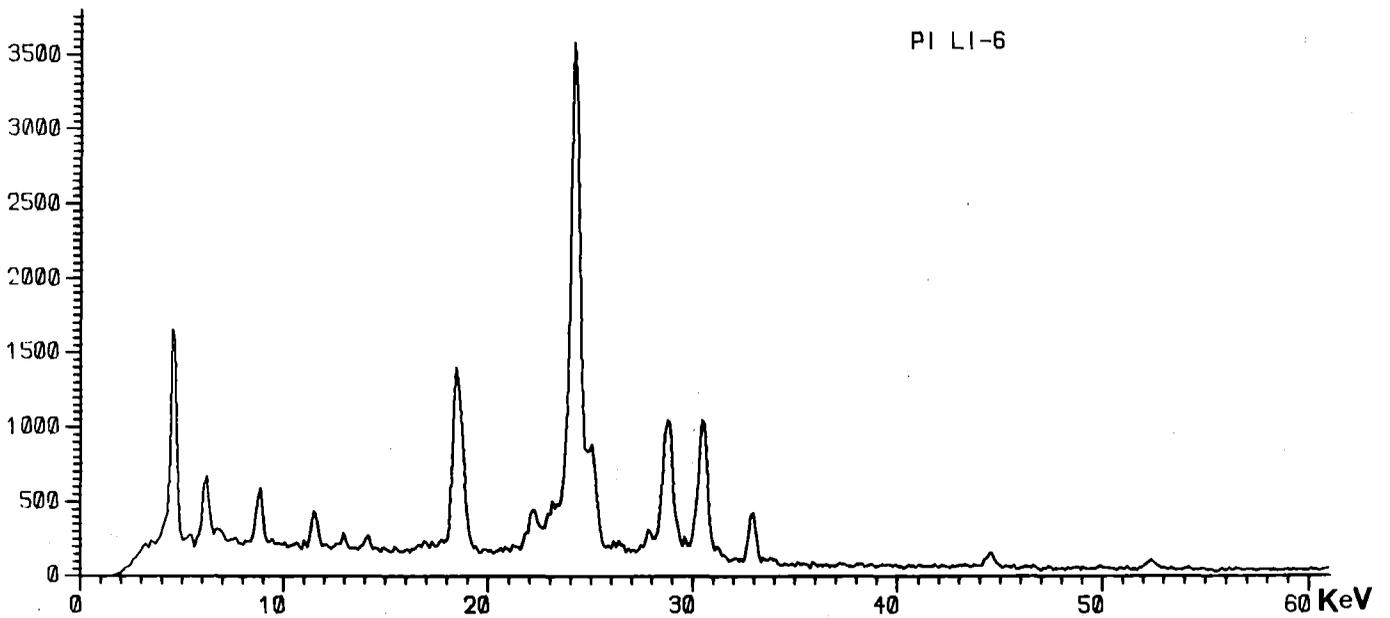
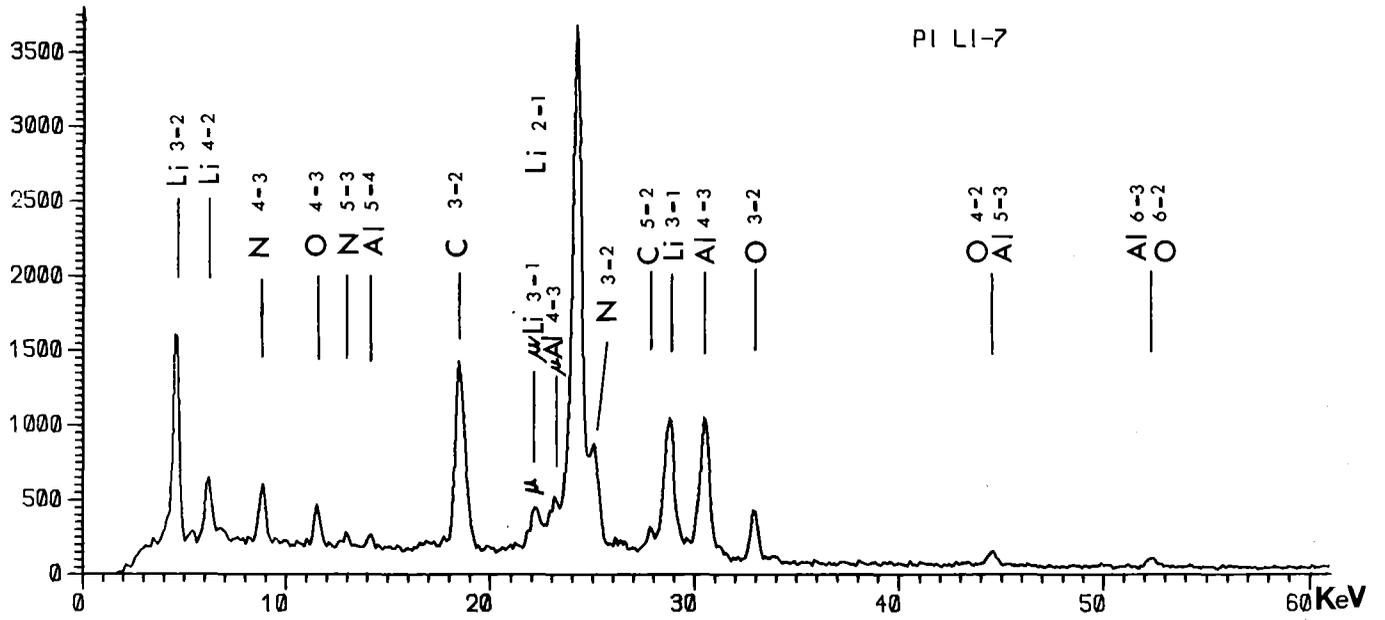
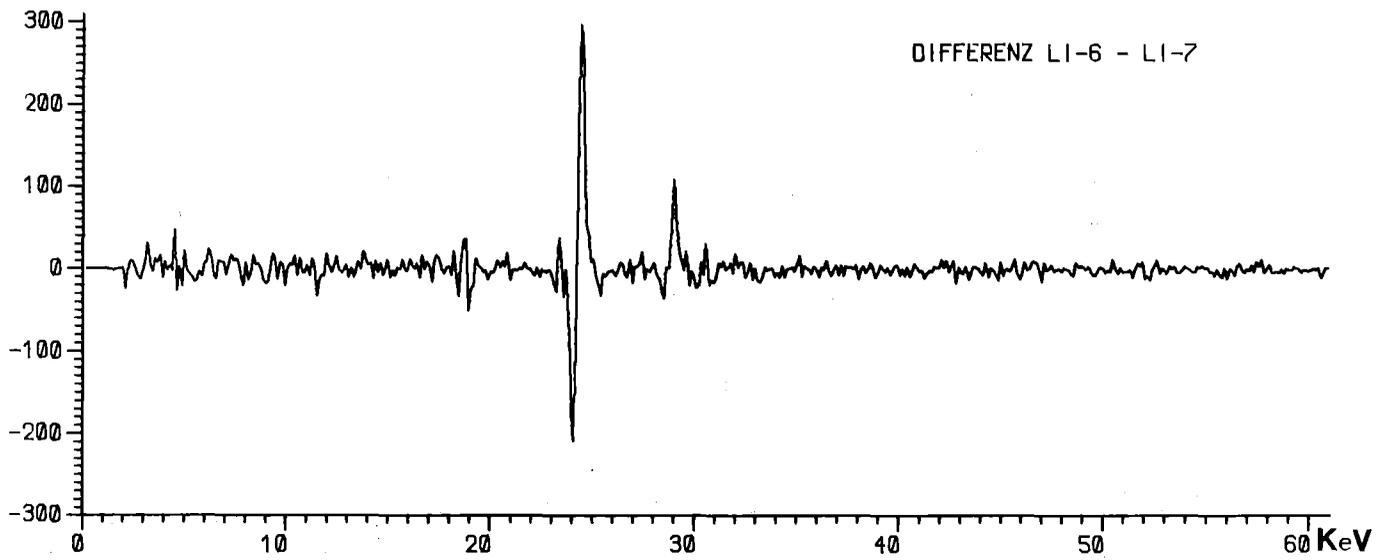


Abbildung 17: pionisches ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ (Messung B)

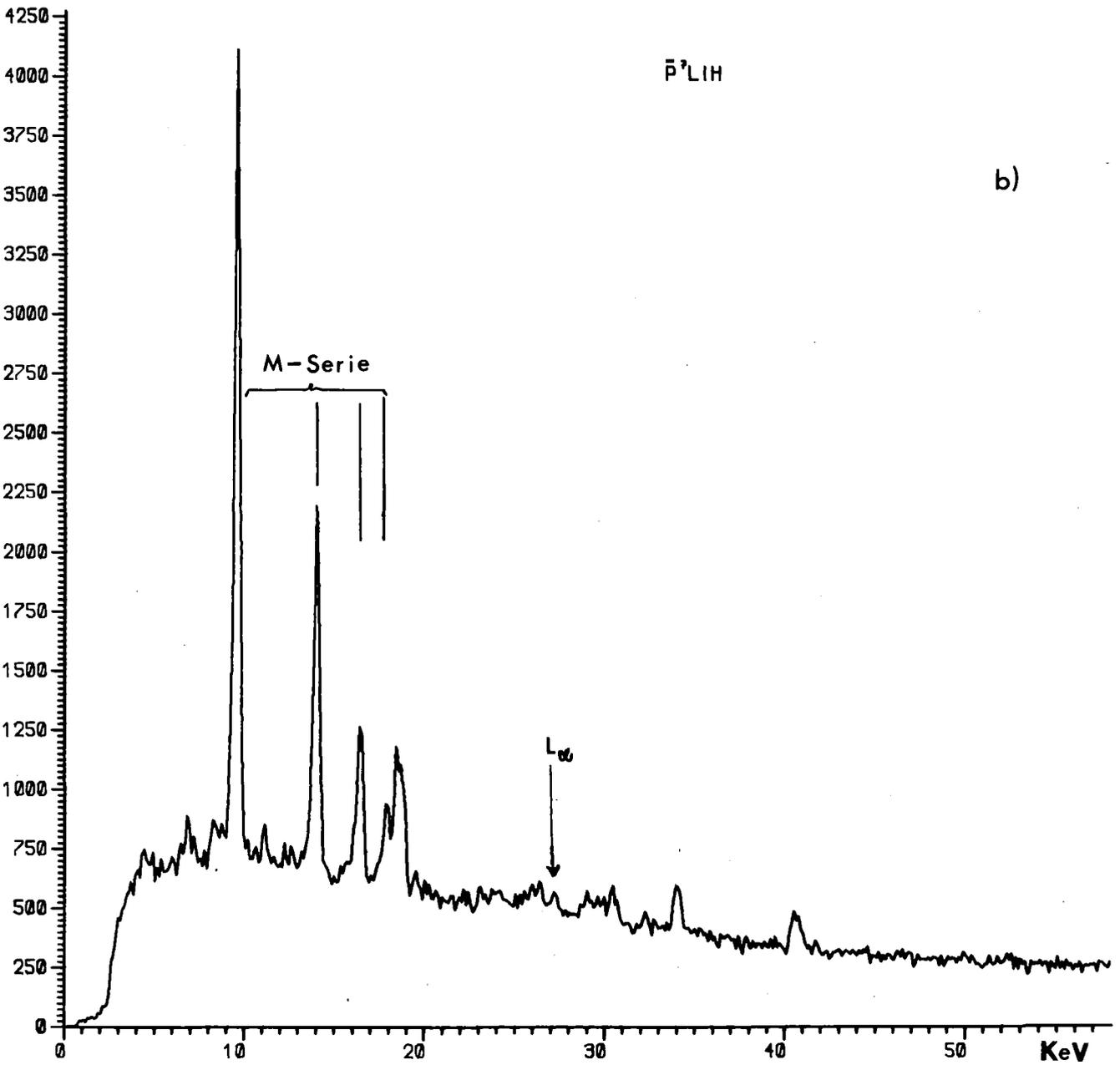
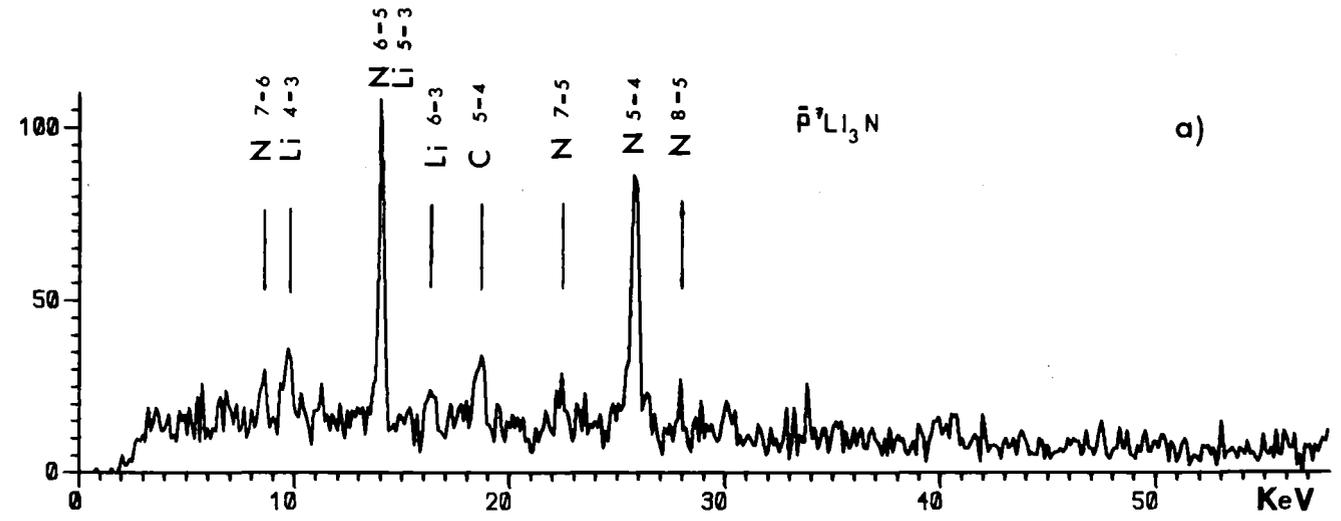


Abbildung 18: a) $\bar{p}^7\text{Li}_3\text{N}$ (Messung C) b) $\bar{p}^7\text{LiH}$ (Messung E)

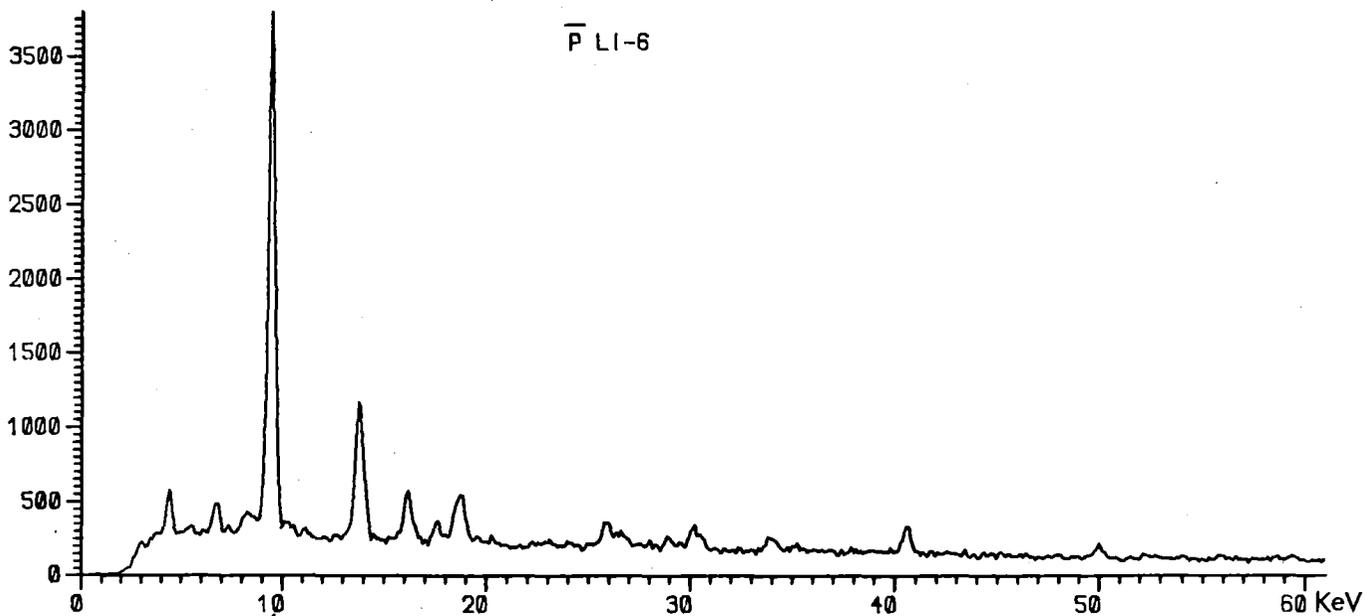
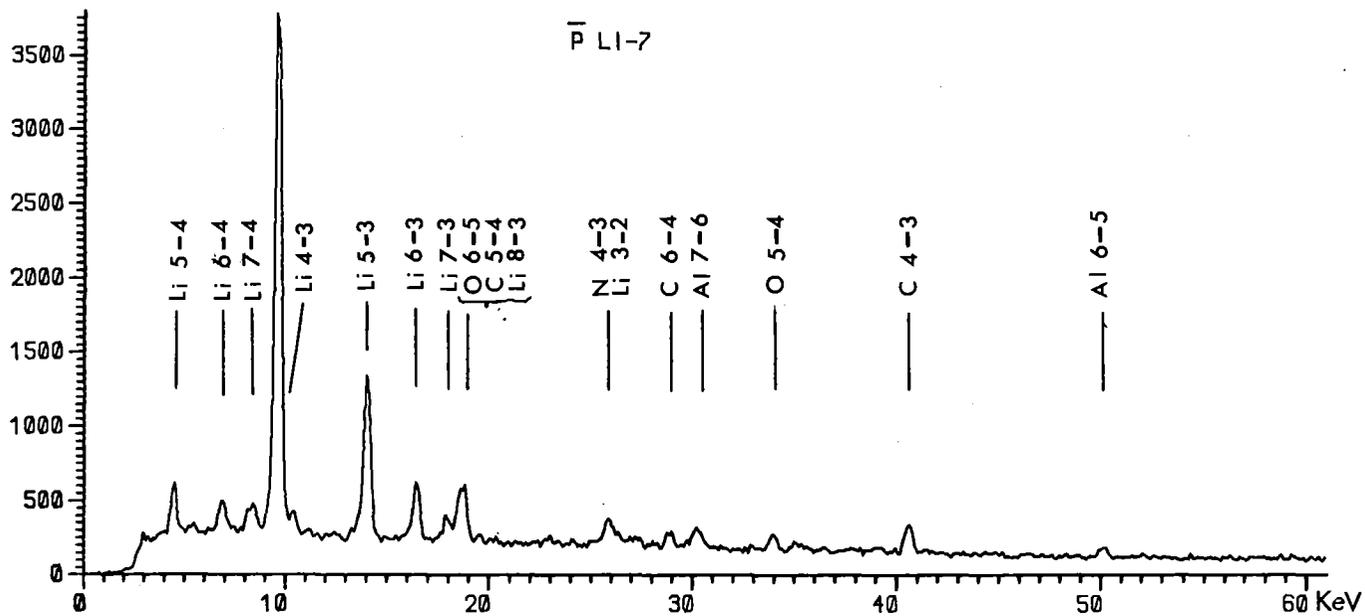
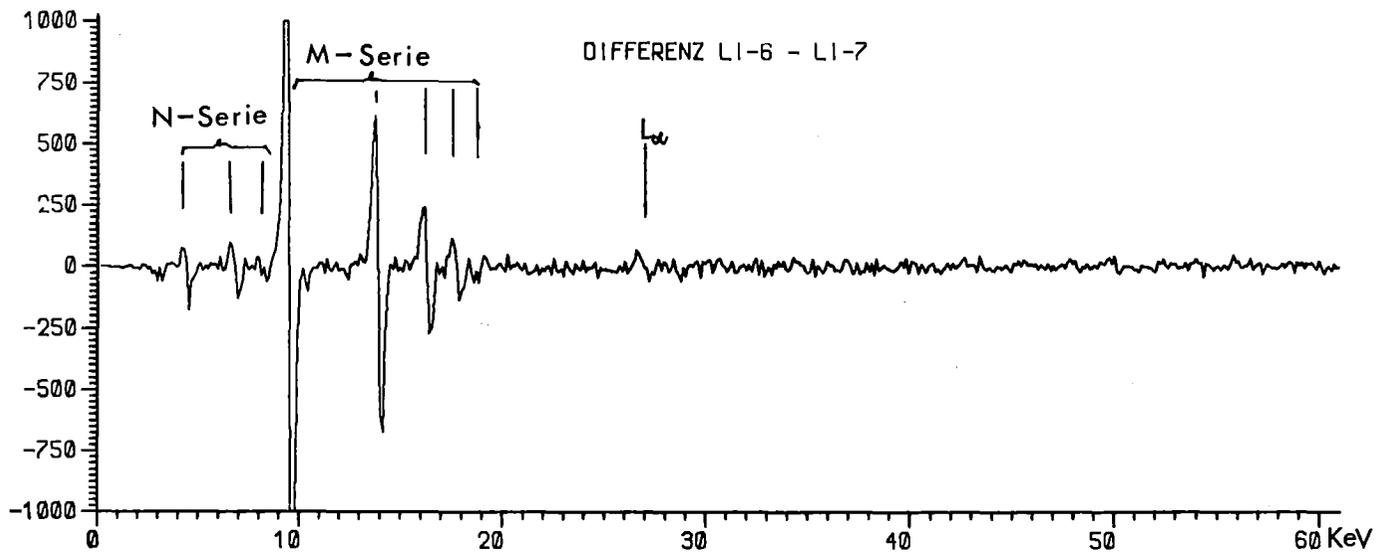


Abbildung 19: Gesamtspektrum antiprotonisches ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ (Messung A+D)

KAPITEL 5

AUSWERTUNG DER MESSDATEN

5.1 BESTIMMUNG DER EICHFUNKTION

Mit Hilfe des in Anhang A beschriebenen Verfahrens werden alle während der Messung auf Band gespeicherten Eichspektren getrennt ausgewertet. Bei der Anpassung der Eichlinien (siehe Abb.15 für ein typisches Eichspektrum) wurden auch nicht aufgelöste oder überlappende Linienkomponenten entsprechend ihren Intensitätsverhältnissen (Tabelle 7) berücksichtigt. Der Auftrag der resultierenden Linienposition als Funktion der Meßzeit zeigt eine schwache Oszillation um einen Mittelwert, wobei mit Ausnahme weniger kurzer Meßruns die Schwankungen um den Mittelwert bei allen Eichlinien höchstens einen Kanal (60 eV) betragen. Die nach Ausklammerung der schlechten Meßabschnitte (Abweichung um mehr als einen Kanal) errechneten Mittelwerte der einzelnen Detektoren unterschieden sich um weniger als 25 eV.

Die hervorragende zeitliche Stabilität der Eichung sowie der Gleichklang der Eichung der vier Detektoren erlaubte es, für alle Meßabschnitte und alle Detektoren eine universelle Eichfunktion zu verwenden, so daß durch Eichkorrekturen verursachte Binningeffekte vermieden werden. Für jede Eichlinie wurde der Mittelwert der Linienpositionen aus allen guten Meßabschnitten der vier Detektoren gebildet. Die zugehörigen Energien wurden als Polynom in der Kanalzahl parametrisiert und die Polynomkoeffizienten nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet [GUI79]. Die in die Rechnung zur Gewichtung eingehenden Fehler setzen sich quadratisch aus der Unsicherheit der Linienposition (≈ 20 eV) und dem Fehler des Eichstandards (≈ 6 eV) zusammen, werden also im vorliegenden Fall vom experimentellen Fehler dominiert. Die Eichung erwies sich über den ganzen Energiebereich als streng linear, weswegen auch das versuchsweise Berücksichtigen höherer Potenzen im Eichpolynom keine Verbesserung der Anpassung mehr brachte und für alle Spektren (1024 Kanäle) die einfache Eichbeziehung gilt:

$$(34) \quad E [\text{KeV}] = -0.049 (\pm 0.009) + 0.05993 (\pm 0.00002) * \text{Kanalzahl}$$

5.2 ANALYSE DER SPEKTREN

5.2.1 Erzeugung der Summenspektren

TABELLE 8				
Übersicht über die Meßabschnitte				
Abschnitt	Messung	Meßzeit [Stunden]	gestoppte Teilchen [10 ⁶]	Ereignisse
A	\bar{p} - ⁶ Li	91	76	59305
A	\bar{p} - ⁷ Li	91	76	58941
B	π^- - ⁶ Li	10	222	111396
B	π^- - ⁷ Li	10	222	110930
C	\bar{p} - ⁷ Li ₃ N	20	7	6264
D	\bar{p} - ⁶ Li	120	61	58323
D	\bar{p} - ⁷ Li	120	61	60465
E	\bar{p} - ⁷ LiH	269	236	251731

Die im Abstand von zwei Stunden auf Band geschriebenen Spektren wurden getrennt nach Meßabschnitt und Detektor aufaddiert, wobei alle Perioden, während der die Eichung eines Detektors um mehr als einen Kanal vom Mittelwert abwich, nicht berücksichtigt wurden. Ferner wurden an Hand des Versuchsprotokolls alle Teilabschnitte ausgesucht und verworfen, in denen Detektorprobleme auftraten (z.B. unkontrolliertes Schwanken der ADC-Torsteuerung auf Grund einer defekten elektronischen Verzögerungseinheit). Die Summe aller ausgesonderten Meßabschnitte entsprach weniger als 10% der gesamten Meßzeit. Die Einzelspektren der Dioden werden nur in bestimmten, später behandelten Fällen separat untersucht, meist wird aber wegen der geringen Anzahl von Ereignissen in den

Einzelpektren nur das Summenspektrum der vier Detektoren ausgewertet. Eine Übersicht über die in den einzelnen Meßruns gesammelte Statistik nach Elimination der schlechten Daten gibt die Tabelle 8, wobei in der letzten Spalte die im ganzen Energiebereich von den vier Detektoren registrierte Zahl von Röntgenquanten angegeben ist.

5.2.2 Identifikation der Störlinien

Die gesamte mit der Wechseltargettechnik gesammelte Information am antiprotonischen Lithium erhält man durch Zusammenfassung der Spektren von Abschnitt A und D (im folgenden als antiprotonisches Gesamtspektrum bezeichnet). In der Abb.19 sind die Übergänge im Lithium gesondert markiert, alle übrigen Linien stammen von andern Elementen. Im Differenzspektrum der beiden Isotopenmessungen kompensieren sich diese Störlinien vollständig, und es bleiben nur die Serien der Lithiumübergänge übrig, die sich wegen der Isotopieverschiebung nur teilweise kompensieren. Die Differenz zeigt, daß die Bedingungen für Störlinien in beiden Isotopentargets und in beiden Targetstellungen identisch waren.

Eine optische Hilfe bei der Erkennung schwacher Linien erhält man durch Glätten des Spektrums. Beim angewandten Verfahren tragen zum Inhalt N des geglätteten Kanales k' die Inhalte des Originalkanales k und diejenigen seiner Nachbarkanäle bei, wobei entsprechend einer Binomialverteilung ($p=1/2$) gewichtet wird:

$$(35) \quad N(k') = 1/4 \cdot N(k-1) + 1/2 \cdot N(k) + 1/4 \cdot N(k+1)$$

Diese Glättungsprozedur vermindert die Fluktuation benachbarter Kanäle und präpariert einen schwachen Peak stärker aus dem Untergrund heraus, allerdings wird dabei der Peak verbreitert und seine Position verschmiert [BEV69].

Zur Bestimmung der Störlinien kann die Statistik durch Addition der beiden Isotopenspektren verbessert werden. Im geglätteten Isotopensummenspektrum (Abb.20) lassen sich die stärkeren Linien direkt an Hand ihrer Energie als

Beiträge der Elemente Kohlenstoff, Sauerstoff und Aluminium identifizieren. Die Zuordnung der schwächeren Linien erfordert eine quantitative Analyse, da man die gemessenen Intensitäten mit den gerechneten aus einer Kaskadenanalyse (siehe Kapitel 6) vergleichen muß, um einen Kandidaten für einen Übergang zu verwerfen oder zu etablieren. Zur Auswertung der Intensitätsverhältnisse teilt man das Isotopensummenspektrum in Bereiche auf, in denen sich der Untergrund gut durch ein Polynom definieren läßt, das dann zusammen mit den Linien mit Hilfe der im Anhang beschriebenen Anpassungsprozedur bestimmt wird. Beim Fit werden die Linienpositionen entsprechend der Auflösungskurve festgehalten und die Positionen der überlappenden Linien der beiden Lithiumisotope entsprechend dem Verhältnis der reduzierten Massen gemeinsam variiert. Das Ergebnis dieser Anpassung illustriert die Abb.21, wobei festzuhalten ist, daß zur numerischen Anpassung hier wie im folgenden nur Originalspektren herangezogen werden (keine Glättung oder sonstige Manipulationen!), die aber zur Verbesserung der Statistik in einem Energiebin auf 512 Kanäle verkürzt werden (120 eV / Kanal). Die detaillierte Auswertung klärt die Herkunft aller im Spektrum sichtbaren Linien auf, die sich ausnahmslos auf Übergänge in den Elementen Li, C, N, O, Al und Ar zurückführen lassen. In der Tabelle 9 sind alle Störlinien aufgeführt; die gemessenen und die nach der Dirac-Formel berechneten Energien sind angegeben, sowie in der mittleren Spalte die der Kompilation [POT79] entnommenen Werte früherer Messungen.

\bar{P} LI-6 + LI-7 GEGLÄTTET

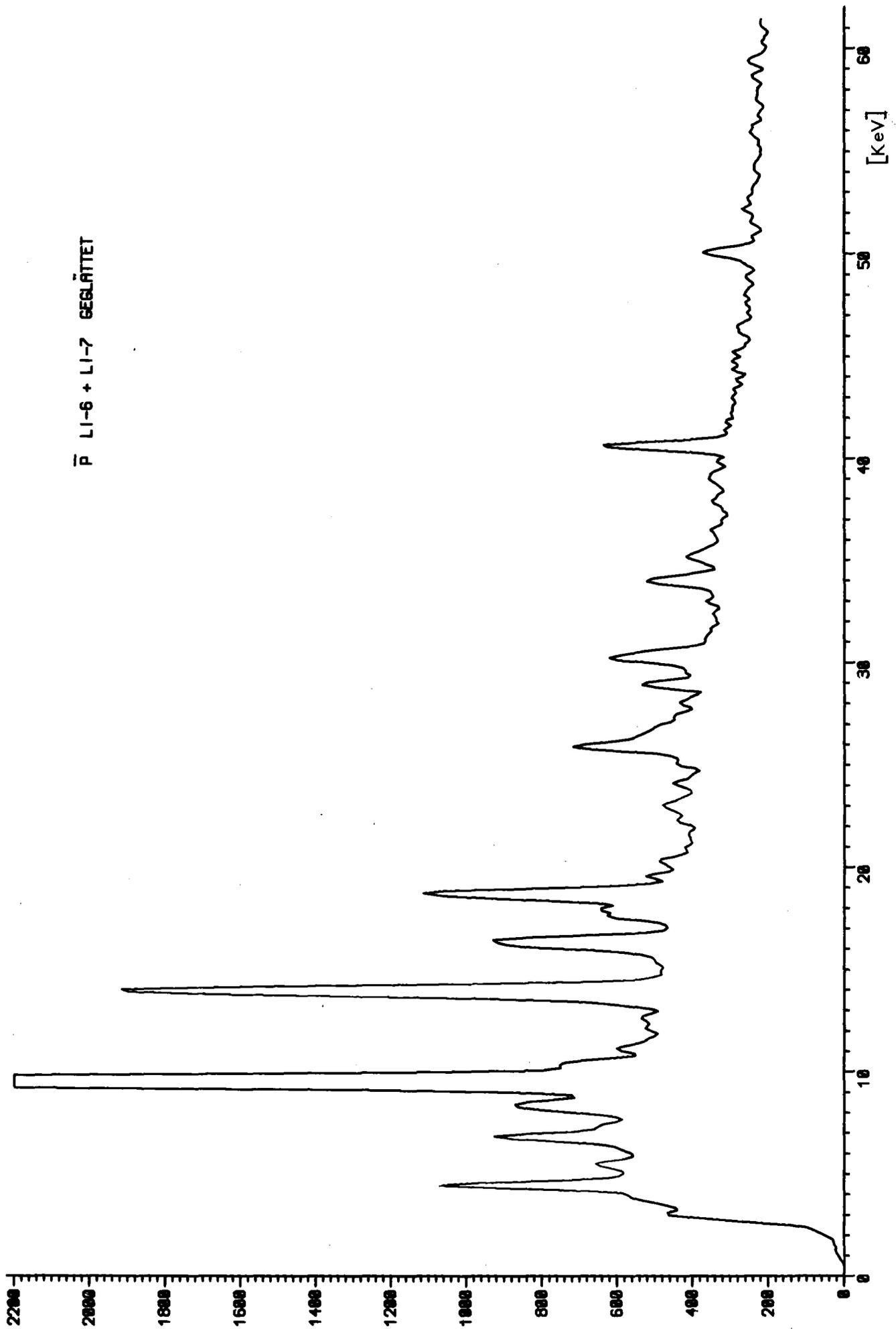


Abbildung 20: geglättetes Isotopensummenspektrum (Messung A+D)

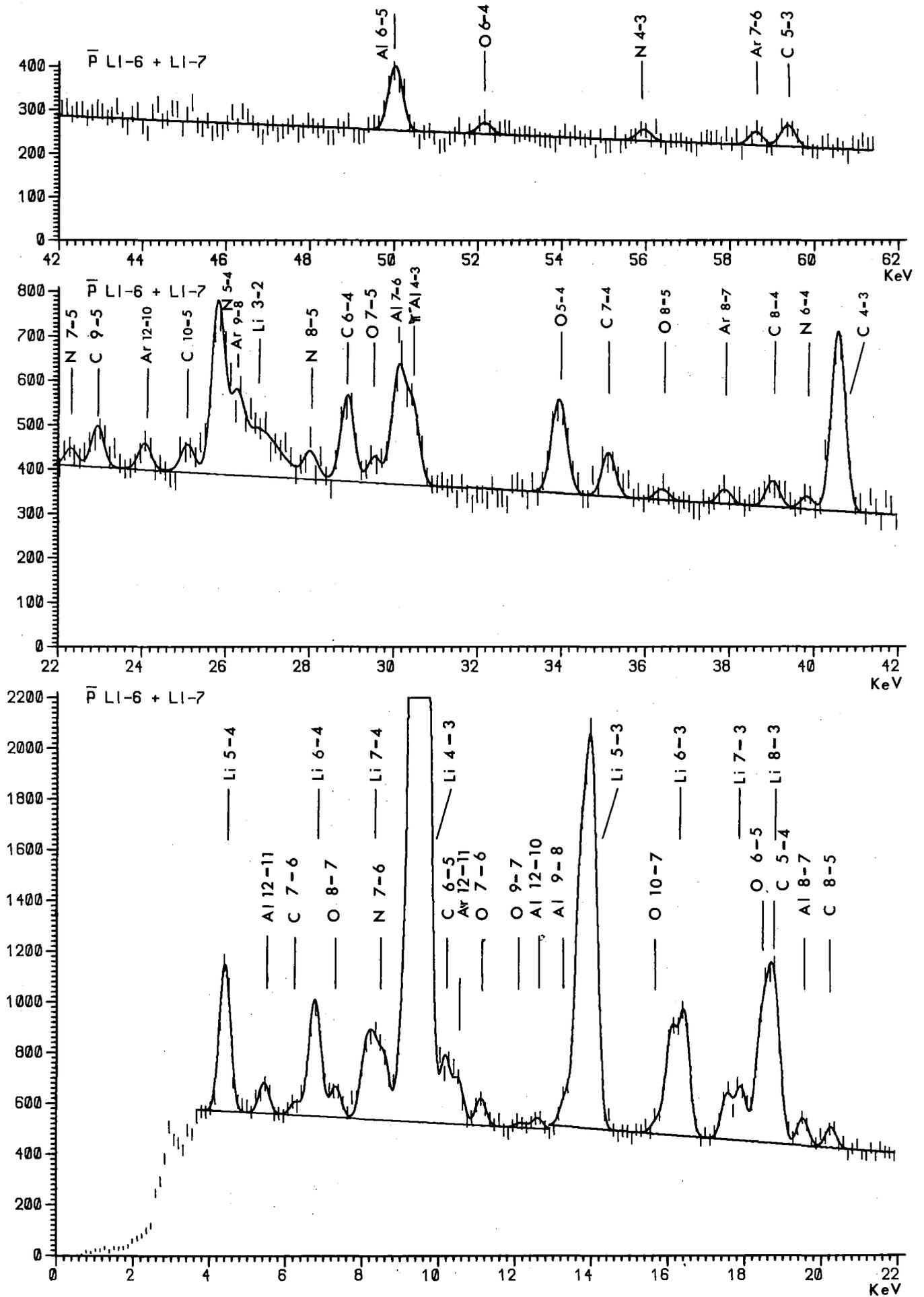


Abbildung 21: Fit der Störlinien im Isotopensummenspektrum

TABELLE 9

Störlinien bei den Messungen A, B, D und E

Übergang	E_{dirac} [KeV]	E_{comp} [KeV]	E_{exp} [KeV]	Ereignisse	
\bar{p} -C	7→6	6.12	6.27	148 ±62	
	6→5	10.14	10.16	753 ±68	
	7→5	16.22		maskiert von \bar{p} -Li 6→3	
	8→5	20.23	20.25	243 ±46	
	9→5	22.95	22.98	288 ±51	zusammen mit \bar{p} -O 9→6
	10→5	24.89	25.09	198 ±50	
	5→4	18.67	18.75	18.67	1258 ±264
	6→4	28.81	28.89	28.89	615 ±55
	7→4	34.93	35.07	35.12	326 ±48
	8→4	38.90		39.02	195 ±44
	4→3	40.34	40.54	40.57	1382 ±58
	5→3	59.02		59.36	157 ±33
	\bar{p} -N	7→6	8.42	8.57	715 ±93
		6→5	13.96		maskiert von \bar{p} -LI 5→3
7→5		22.37	22.31	121 ±55	
8→5		27.84	28.02	176 ±49	
5→4		25.70	25.82	1230 ±60	
6→4		39.66	39.83	95 ±42	
4→3		55.54	55.93	89 ±32	
\bar{p} -O		8→7	7.19	7.29	352 ±62
		9→7	12.13	12.10	55 ±40
		10→7	15.66	15.69	156 ±51
	7→6	11.09	11.10	307 ±66	
	8→6	18.28		zusammen mit \bar{p} -O 6→5	
	9→6	23.21		zusammen mit \bar{p} -C 9→5	
	6→5	18.39	18.39	zusammen mit \bar{p} -C 5→4	
	7→5	29.47	29.76	29.54	193 ±50
	8→5	36.67	37.00	36.40	80 ±43
	5→4	33.85	34.20	33.94	786 ±56
	6→4	52.24	52.74	52.15	103 ±33
	\bar{p} -Al	12→11	5.37	5.45	388 ±64
		12→10	12.44	12.89	117 ±66
		11→10	7.06		maskiert von \bar{p} -Li 6→4
10→9		9.55		maskiert von \bar{p} -Li 4→3	
9→8		13.35	13.33	349 ±59	
8→7		19.47	19.52	320 ±46	
7→6		30.00	30.10	825 ±66	
6→5		49.76	50.01	530 ±39	
π^- -Al		4→3	30.38	30.45	558 ±58
\bar{p} -Ar		12→11	10.42	10.51	496 ±71
	12→10	24.13	24.06	182 ±49	
	11→10	13.70		maskiert von \bar{p} -Li 5→3	
	10→9	18.52		maskiert von \bar{p} -C 5→4	
	9→8	25.90	26.26	450 ±62	
	8→7	37.77	37.88	107 ±43	
	7→6	58.21	58.60	96 ±32	

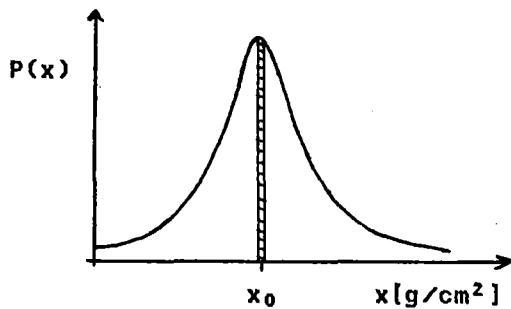
5.2.3 Lokalisierung der Fremdelemente

Der Ursprungsort der Fremdelemente, die sich durch Linien im Spektrum manifestieren, läßt sich nicht mit letzter Sicherheit angeben, doch kann man durch Abschätzungen und Vergleiche den wahrscheinlichen Ort eingrenzen.

Kohlenstoff

In den Teleskopzählern T_4 und T_5 können ebenfalls Antiprotonen stoppen, wobei ein Stop im Antizähler T_5 nur zu einem akzeptierten Ereignis führen kann, wenn die Annihilation in der Zählerumhüllung stattfindet und keines der Annihilationsprodukte den Zähler zum Ansprechen bringt. Würden die Antiprotonen vorwiegend in T_4 oder T_5 stoppen, so müßte wegen der unterschiedlichen Geometrieverhältnisse im ersten Fall die Dioden D_2 und D_3 und im letzteren Fall die Dioden D_1 und D_4 intensivere Kohlenstofflinien vorweisen als das jeweils ungünstiger gelegene Diodenpaar (siehe Abb.5). Tatsächlich zeigt die Auswertung des 4 \rightarrow 3 Überganges im Kohlenstoff eine unterschiedliche Intensität in den Detektoreinzelspektren, mit dem Hauptbeitrag von den Dioden D_2 und D_3 . Die in bester Geometrie zum Zähler T_4 stehende Diode D_3 registriert die meisten Kohlenstoffereignisse, während die vom Target teilweise abgeschirmte, entfernt von T_4 platzierte Diode D_1 die wenigsten vermeldet.

Die Targetumhüllung bestand aus einer Polyäthylenfolie (CH_2) und kommt ebenfalls als Quelle von Kohlenstofflinien in Betracht. Die Folienstärke auf beiden Targetseiten war $100\mu m$, entsprechend einer Flächendichte von 18.7 mg/cm^2 . Die differentielle Reichweitenkurve läßt sich als Lorentzkurve annähern, mit einer vollen Breite bei halbem Maximum von $\sigma = 2.34 \text{ g/cm}^2$ ($1.3 \text{ cm Kohlenstoff der Dichte } 1.8 \text{ g/cm}^3$). In der beigefügten Skizze ist die Normierung so gewählt, daß $P(x)dx$ die Wahrscheinlichkeit angibt, daß das Antiproton im Intervall $(x, x+dx)$ stoppt. Unterstellt man für die grobe Abschätzung, daß sich die Folie im Maximum der Reichweitenkurve befindet, so gilt für die Wahrscheinlichkeit f eines Antiprotonenstops in der Folie der Flächendichte d :



$$P(x) = \frac{1}{\pi\sigma} \frac{1}{1 + ((x-x_0)/\sigma/2)^2}$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} P(x) dx = 1$$

$$(36) \quad f = P(x_0) \cdot d \quad (d \ll \sigma)$$

Der Bruchteil der in der Folie stoppenden Antiprotonen (schraffierte Fläche) wird also

$$(37) \quad f = d/(\sigma \cdot \pi) = 2.5 \cdot 10^{-3}$$

Die Zahl der Ereignisse in einer Linie ist gegeben durch

$$(38) \quad N = f \cdot N_0 \cdot Y \cdot \Omega \cdot \eta$$

f = Bruchteil der im Material gestoppten \bar{p}
 N_0 = Zahl der gestoppten Antiprotonen
 Ω = Raumwinkel der Detektoren $= 5 \cdot 10^{-3}$
 η = Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren
 Y = absolute Ausbeute der Linie pro \bar{p} -Stop

Für den Kohlenstoffübergang $4 \rightarrow 3$ bei 40.5 KeV erhält man mit $Y=51\%$, $N_0=274 \cdot 10^6$ und $\eta(40\text{KeV})=20\%$ eine obere Grenze von 350 Ereignissen, die durch Stop in der Folie verursacht wurden. Da jedoch 1382 Ereignisse in der Linie beobachtet wurden, kann man schließen, daß der Hauptbeitrag zu den Kohlenstofflinien vom Zähler T_4 geliefert wird.

Sauerstoff

Die Analyse der prozentualen Beiträge der vier Detektoren zur Intensität des $5 \rightarrow 4$ Überganges im antiprotonischen Sauerstoff führt auf ähnliche Verhältnisse wie beim oben behandelten Kohlenstoffübergang (Tab.10).

Eine Abschätzung des Beitrages der Targethülle führt zu einer noch kleineren Zahl von Ereignissen als im Falle des Kohlenstoffs, da das einzige sauerstoffhaltige Material eine $10 \mu\text{m}$ Mylarfolie war, die zudem nur während des Abschnitts D dem Strahl ausgesetzt war. Zur Abschätzung des möglichen Beitrages des Luftsauerstoffes nimmt man eine wirksame Luftsäule von 7 cm vor und hinter dem Target an, entsprechend einer Säule aus reinem Sauerstoff von 2.94 cm (4.20

mg/cm²). Bei einer Ausbeute des 5→4 Überganges von 51% und einer Detektoreffizienz von 41% liefert Formel (38) 164 Ereignisse aus dem Sauerstoff der Luft als obere Grenze. Da diese Ereignisse gleich häufig auf die Dioden verteilt waren, die beobachteten 786 Ereignisse jedoch wie beim Kohlenstoff bevorzugt in den günstig zum Zähler T₄ stehenden Dioden registriert wurden, wird man auch die Sauerstofflinien auf Antiprotonenstops im Zähler T₄ zurückführen.

TABELLE 10

Beiträge von Fremdelementen in den Einzelspektren

Übergang	Energie [KeV]	Ereignisse	D ₁ [%]	D ₂ [%]	D ₃ [%]	D ₄ [%]
$\bar{p}C$ 4→3	40.5	1382	13	28	37	22
$\bar{p}O$ 5→4	33.9	786	16	28	34	22
$\bar{p}Al$ 6→5	50.0	530	27	23	28	22

Aluminium

Zur Intensität des 6→5 Überganges bei 50 KeV im antiprotonischen Aluminium tragen die vier Detektoren im gleichen Maße bei. Dies widerspricht einer Erklärung der Aluminiumlinien durch Stops in der aus Aluminium bestehenden Targethalterung, da in diesem Fall die Dioden 2 und 4 wegen ihrer Nähe zum Target bevorzugt wären. Gestreute Antiprotonen oder solche aus dem Randbereich des Strahlprofiles können auch in den Aluminiumendkappen der Dioden stoppen. Zwar ist die Zahl dieser Antiprotonen klein, doch ist andererseits die Nachweiswahrscheinlichkeit für nach Stop in den Endkappen ausgesandte Röntgenstrahlung groß. Eine Unterstützung dieser Hypothese erhält man aus der Tatsache, daß die einzigen bei der \bar{p} -Messung beobachteten pionischen Röntgenübergänge im Aluminium stattfanden. Pionen aus dem Strahl sind dabei als Verursacher auszuschließen, da diese durch die verlangten Triggerbedingungen vollständig unterdrückt waren, so daß nur noch nach einer Antiprotonannihilation

entstandene Pionen zur Erklärung der beobachteten Linie (π^- -Al 4 \rightarrow 3) in Frage kommen. Diese Annihilationspionen können natürlich auch in anderen Materialien stoppen, da pionische Sauerstoff- oder Kohlenstofflinien jedoch nicht beobachtet wurden, schließt man, daß die Zahl der gestoppten Pionen gering ist, und nur zu einer Linie führt, wenn wie im Fall der Endkappen eine erhöhte Nachweiswahrscheinlichkeit gewährleistet ist.

Argon

Die beobachteten Argonlinien, deren Intensitäten geringer sind, als die der anderen Störlinien, wurden durch Stops in der mit Argon gefüllten äußeren Targethülle hervorgerufen. Eine Intensitätsabschätzung für den Übergang 8 \rightarrow 7 bei 37.8 KeV liefert gemäß Formel (38), wenn man eine Argonsäule vor und hinter dem Target von 3 cm (10.68 mg/cm²) und eine Ausbeute der Linie von 50% zu Grunde legt, eine obere Grenze von 139 Ereignissen. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den beobachteten 107 Ereignissen, wobei wegen der kleinen Zahl eine Aufschlüsselung nach Detektoren nicht möglich war.

Stickstoff

Die Analyse der Stickstofflinien im Isotopensummenspektrum war schwieriger als die anderer Störlinien, da keine intensive Linie ungestört von andern Linien auftritt. Die genaue Festlegung auch kleinerer Beiträge von Stickstoff ist wichtig, da der 5 \rightarrow 4 Übergang im Bereich des zu untersuchenden Lithiumüberganges liegt. Die pionischen Spektren (Abb.17) zeigen zweifelsfrei die Präsenz von Stickstoff im Strahlbereich. Als Quellen kommen sowohl der Stickstoff der Luft als auch etwaige Targetverunreinigungen in Betracht, da metallisches Lithium sich mit dem Stickstoff der Luft zu Lithiumnitrid verbindet. Der Beitrag der Luft läßt sich zu 852 Ereignisse abschätzen, wenn man 50% Ausbeute für den 5 \rightarrow 4 Übergang annimmt und wie im Falle des Sauerstoffs eine Luftsäule von 7 cm vor und hinter dem Target entsprechend 13.6 mg/cm² Stickstoff berücksichtigt. Eine 50 μ m starke Lithiumnitridschicht auf der Targetoberfläche würde zur selben Zahl von Röntgenübergängen führen. Wegen der geringen Anzahl von Linien mit

schlechter Statistik kann beim Stickstoff ebenso wie beim Argon keine Kaskadenanalyse durchgeführt werden, so daß für die Ausbeute der in Frage kommenden Übergänge in N_2 , Li_3N und Ar ein Schätzwert von 50% angenommen wurde. Vor der Messung D war die Nitridschicht abgeschliffen und die blanke Metalloberfläche durch eine aufwendigere Umhüllung besser vom Kontakt mit der Luft geschützt worden. Eine Analyse dieser Meßperiode allein zeigt aber immer noch die Präsenz von Stickstofflinien, jedoch von geringerer Intensität als in der Messung A. Auch bei der Messung am Lithiumhydridtarget wurden Stickstofflinien beobachtet, deren Intensität denen der Messung D entsprach, wenn man auf gestoppte Antiprotonen normiert. Mit diesen Beobachtungen ist die Annahme verträglich, daß der Stickstoff der Luft und derjenige aus Targetverunreinigungen in der gleichen Größenordnung zu den gemessenen Stickstofflinien beitragen, wobei in den Messungen D und E der Hauptbeitrag vom Stickstoff der Luft kam.

Auch die Auswertung der pionischen Lithiumspektren von Messung C führt auf dieselben Fremdelemente Kohlenstoff, Stickstoff, Sauerstoff und Aluminium (bei der Messung wurde ohne Argonsack gearbeitet). Damit ist die Zuordnung der Linien in sich konsistent und auch die Ursache der Störlinien ist befriedigend geklärt.

5.3 ANALYSE DES 3D→2P ÜBERGANGES

5.3.1 Einfluß der Störlinien

Die Bestimmung der Linienparameter des 3d→2p Überganges wird erschwert durch dessen geringe Intensität sowie durch zwei Störlinien in seiner Nachbarschaft (siehe Spektrumsausschnitt Abb.22). Die eine Störlinie, der 5→4 Übergang des antiprotonischen Stickstoffes, wurde wie bereits erwähnt in einer speziellen Messung am Li_3N -Target untersucht. Das resultierende Diodensummenspektrum (Abb.18) erlaubt die genaue Festlegung der Linienposition, während für die Linienbreite ein Wert von 336 eV in Übereinstimmung mit der Auflösungskurve

gefunden wurde. Diese Parameter werden bei der Auswertung des 3→2 Lithiumüberganges festgehalten, so daß zu dessen Unsicherheit auf Grund der Stickstofflinie nur noch deren Intensität beitragen kann. Da auch die andere Störlinie, der 9→8 Übergang im antiprotonischen Argon, auf der niederenergetischen Seite des Li-Überganges liegt, wird von der Störung hauptsächlich das ⁶Li-Isotop betroffen, da wegen der Isotopieverschiebung im ⁷Li-Spektrum eine bessere Trennung der Störlinien möglich ist. Die Position der Argonlinie wird bei entsprechend der Auflösung festgehaltener Breite zusammen mit den Parametern des 3→2 Überganges im ⁷Li- und davon unabhängig auch im ⁷LiH-Spektrum angepaßt. Man findet innerhalb der Fehler übereinstimmende Positionen für die Argonlinie, deren beste Festlegung man durch Anpassung der Summe des ⁷Li- und ⁷LiH-Spektrums (im folgenden als ⁷Li-Gesamtspektrum bezeichnet) findet. Der so ermittelte Wert (Tabelle 9) wird bei der endgültigen Anpassung des 3→2 Überganges in allen Spektren festgehalten. Die Kompensation der Stickstoff- und Argonlinien im Differenzspektrum zeigt, daß die Störlinien in beiden Isotopenspektren in gleicher Intensität auftreten. Die unabhängige Anpassung der Isotopenspektren, bei der die Intensitäten der Störlinien als freie Parameter behandelt werden, liefert sowohl für Argon als auch für Stickstoff gleiche Beiträge zu den Spektren, was für die Konsistenz der Anpassungsprozedur spricht.

5.3.2 Resultate der Anpassung

Der Untergrund ist im Bereich des 3→2 Überganges und in dessen weiterer Nachbarschaft linear und wird unter Ausklammerung des Komplexes bestehend aus Argon-, Stickstoff- und Lithiumlinie ermittelt. Bei der endgültigen Anpassung des 3→2 Überganges hat man dann nur noch dessen Position, Breite und Linienhöhe sowie die Intensitäten der Stickstoff- und der Argonlinie als freie Parameter. In allen Fällen läßt sich nur dann ein guter Fit der 3→2 Linie erzielen, wenn man für diese Lorentzform verlangt. Die Resultate sind graphisch in den Abbildungen 22 und 23 dargestellt, die numerischen Werte in der Tabelle 11 zusammengefaßt.

TABELLE 11

Bestwerte der Anpassung des \bar{p} -Li 3 \rightarrow 2 Überganges

Messung	Energie [eV]	Breite [eV]	Ereignisse	χ^2	Signifikanz
^6Li A+D	26 652 \pm 72	443 \pm 210	687 \pm 240	1.2	8.4
^7Li A+D	27 087 \pm 60	480 \pm 240	468 \pm 134	1.1	5.7
^7LiH E	27 130 \pm 60	432 \pm 200	549 \pm 144	1.0	4.3
$^7\text{Li(H)}$ A+D+E	27 110 \pm 44	456 \pm 190	1034 \pm 196	1.1	7.9

5.3.3 Abschätzung der Fehler und der Signifikanz

Die Unsicherheit in den Linienparametern kann man abschätzen, indem man Anpassungen unter verschiedenen Randbedingungen durchführt, und dabei die Güte der Anpassung durch das jeweilige χ^2 mißt (siehe Anhang A). Der Variationsbereich der Linienparameter, innerhalb dessen eine vernünftige Anpassung möglich ist, definiert die Unsicherheit der Parameter.

Linienposition

Zur Abschätzung des Positionsfehlers wurde bei festgehaltener Linienbreite die Position frei variiert, was in allen Spektren nur in einem engen Intervall um den gefundenen Positionsbestwert eine gute Anpassung zuließ, selbst dann, wenn vom Bestwert abweichende Breiten verwendet wurden. Gegenüber der Unschärfe der Linienposition (≈ 50 eV) kann der aus der Energieeichung resultierende Fehler vernachlässigt werden, da der Unterschied zwischen der Eichlinie bei 26.35 KeV in der Nähe des 3 \rightarrow 2 Überganges und der Eichkurve nur 2 eV beträgt.

Linienbreite

Bei festgehaltener Position wurde die Breite in Schritten von 30 eV variiert und ein großer Bereich gefunden, in dem eine befriedigende Anpassung möglich war. Die Linienbreite leidet mehr als die Position unter der unvollkommenen Statistik, wozu beim ^6Li -Isotop noch Einwirkungen der Störlinien kommen. Mit Sicherheit muß aber in allen Fällen eine verbreiterte Linie angenommen werden,

da eine der Auflösung entsprechende reine Gaußlinie keine vernünftige Anpassung gestattet.

Intensität

Zum Fehler der Intensität (Fläche unter der Linie) tragen die Fehler der Linienhöhe und -Breite sowie deren Kovarianzen bei (Anhang A.23). Den Bestwert der Intensität erhält man durch Anpassung der geglätteten Spektren (Abb.22), da durch das Glätten die Fluktuation der Meßpunkte vermindert, die Anzahl der Ereignisse in einem Energiebereich aber nicht verändert wird. Bedingt durch die große Unsicherheit in der Breite ist der Fehler der Intensitäten größer als der rein statistische Fehler (Wurzel aus der Zahl der Ereignisse in der Linie und im Untergrund unter der Linie).

Der Einfluß der Störlinien auf die Linienparameter wurde untersucht, indem die erwähnten Anpassungsvarianten auch für die Extremwerte der Störlinienpositionen wiederholt wurden. Die in Tabelle 11 angegebenen Fehler setzen sich aus all diesen Beiträgen zusammen.

Signifikanz

Ein Maß für die Signifikanz der 3→2 Linie gibt das Verhältnis von Intensität der Linie zur Fluktuation σ des Untergrundes, definiert durch die Wurzel aus der Zahl der Untergrundereignisse im Bereich der Anpassung. In allen Spektren übertrifft die Signifikanz vier Standardabweichungen, während sie im ${}^6\text{Li}$ - und im ${}^7\text{Li}$ -Gesamtspektrum $\approx 8 \sigma$ beträgt. Der 3→2 Übergang ist damit für beide Isotope nachgewiesen, wobei die Linien verbreitert sind, die Breiten allerdings große Unsicherheiten aufweisen. Da weniger von Störlinien beeinflusst und mit höherer Statistik gemessen, sind die Linienparameter des ${}^7\text{Li}$ -Isotopes genauer bestimmt als im Falle des ${}^6\text{Li}$.

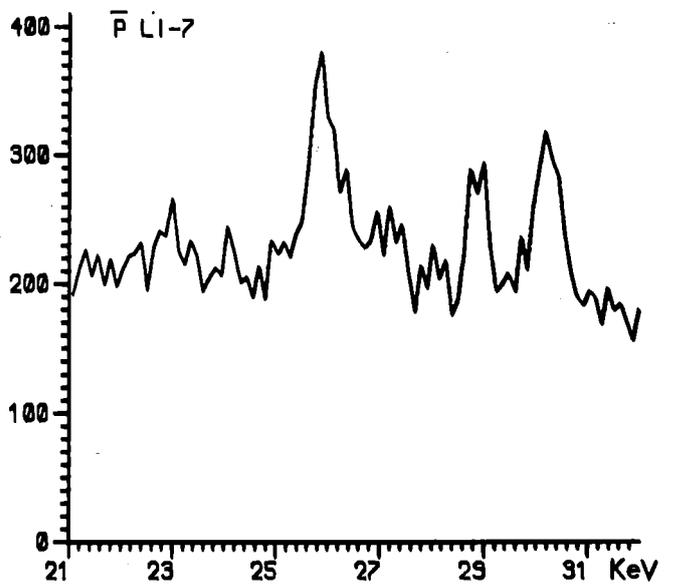
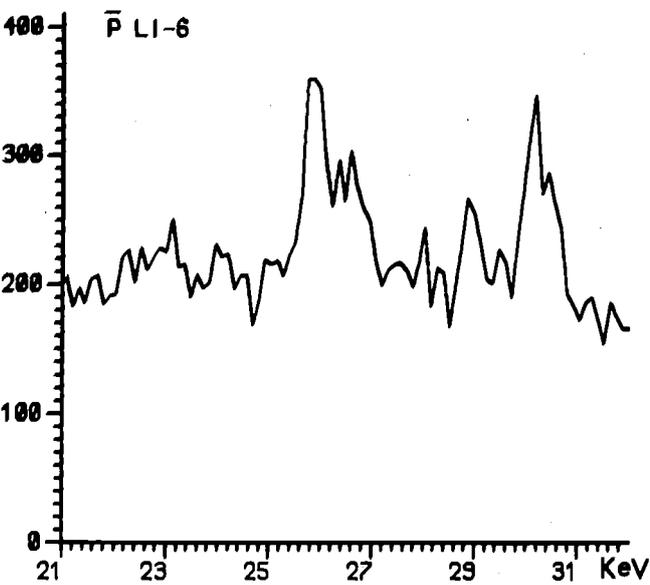
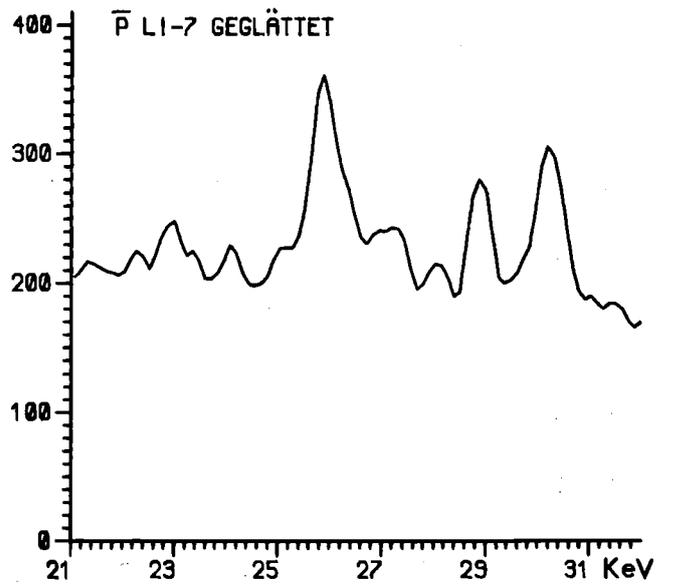
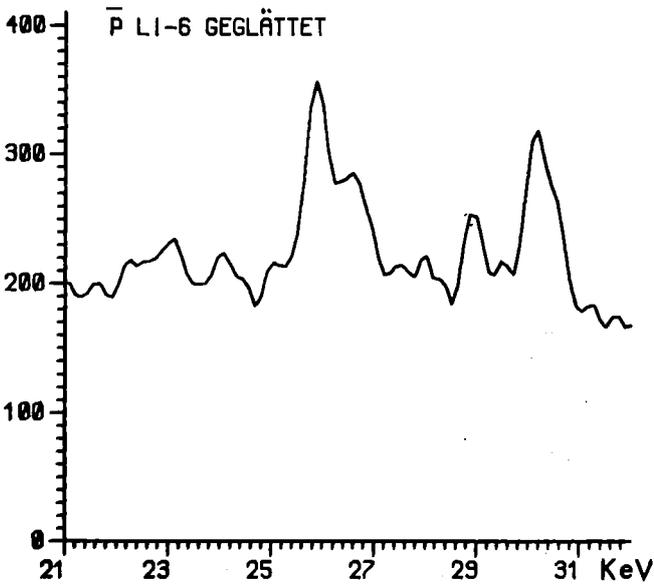
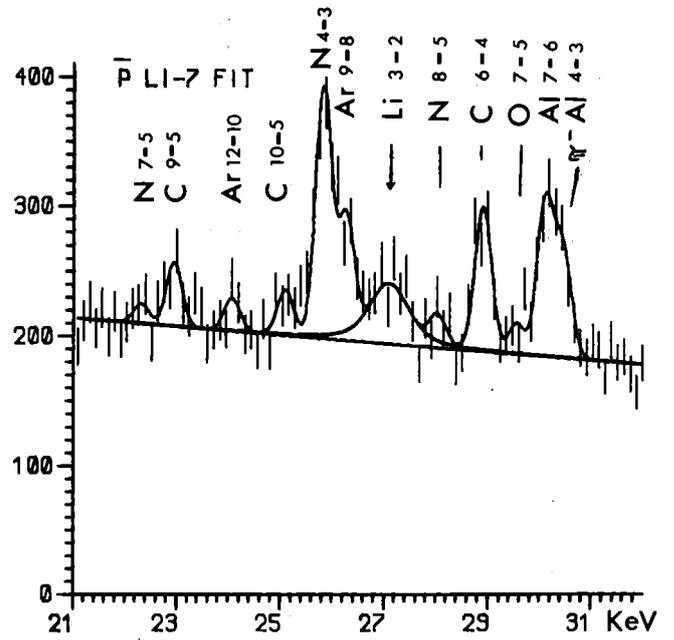
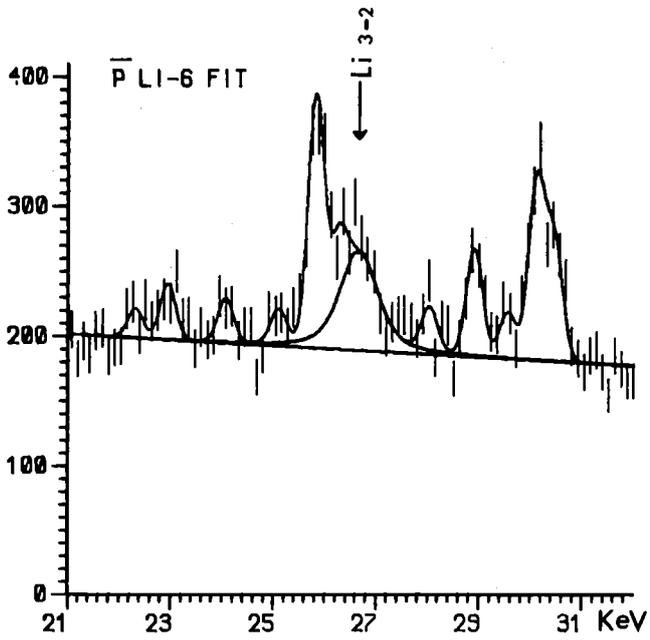


Abbildung 22: 3d→2p Übergang (Messung A+D)

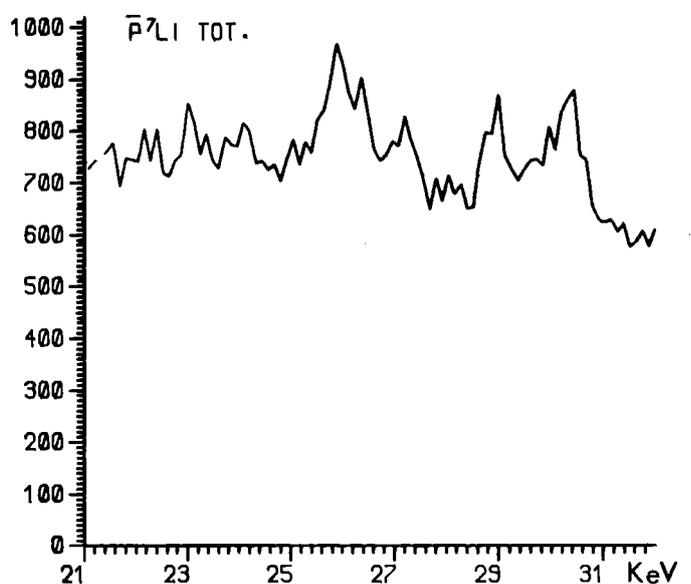
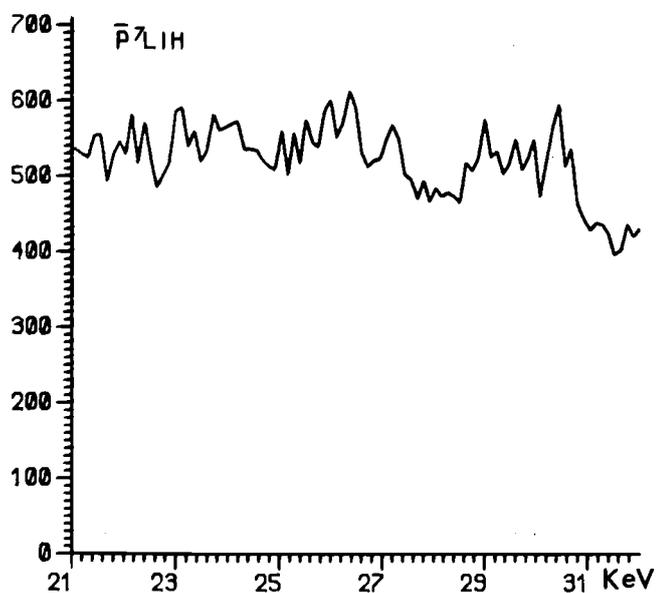
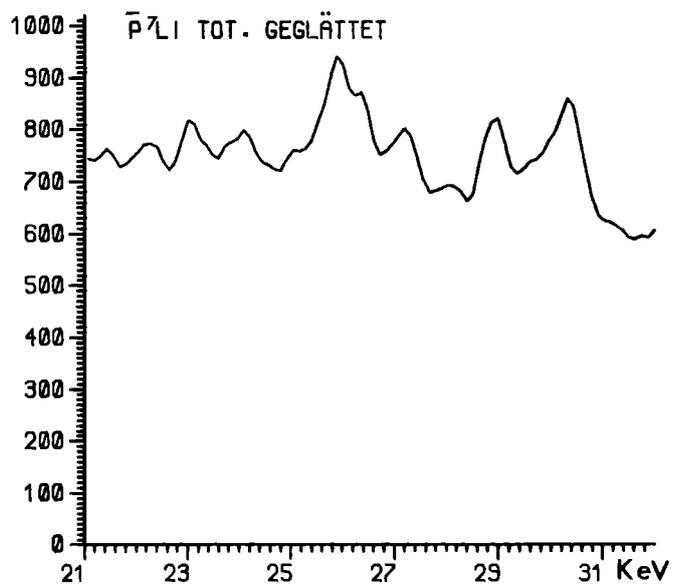
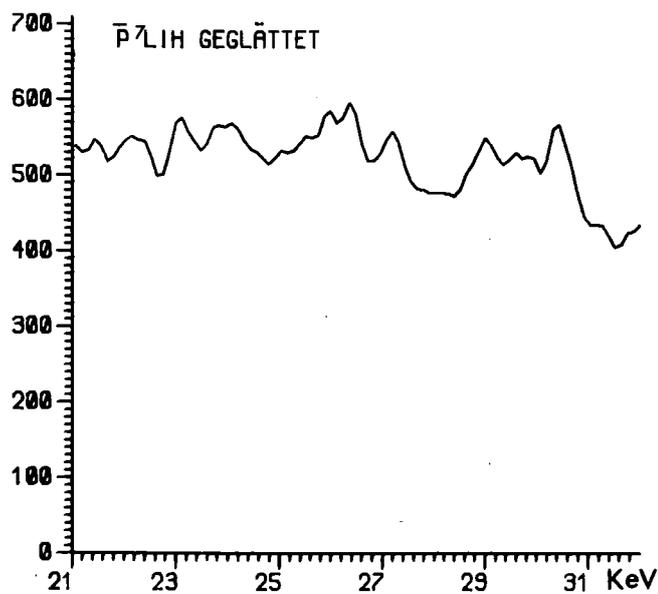
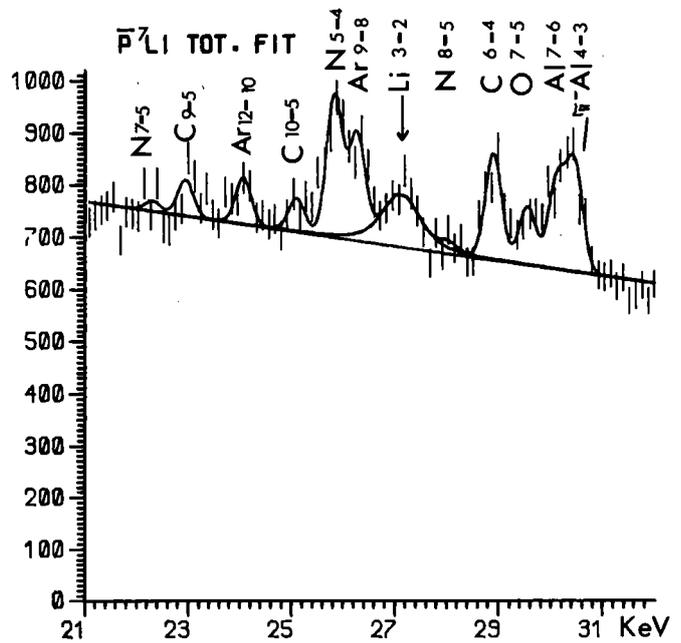
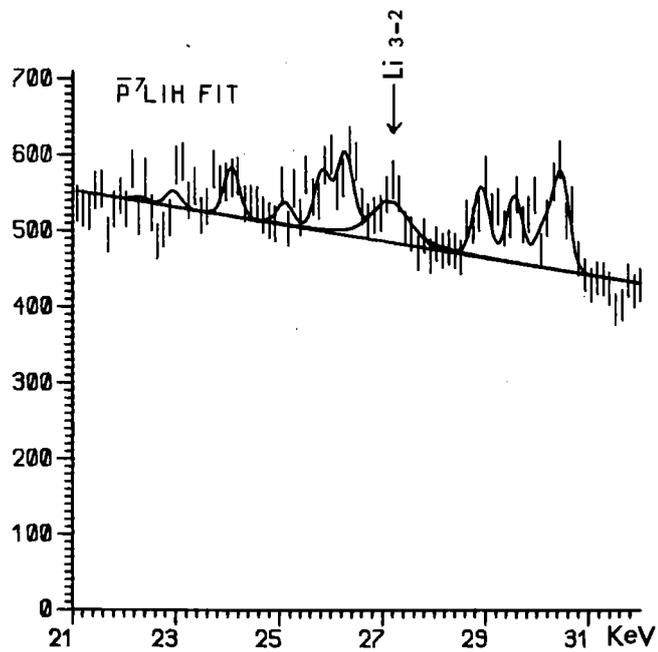


Abbildung 23: $3d \rightarrow 2p$ Übergang in ^7Li (links: A+D rechts: A+D+E)

5.4 AUSWERTUNG DER INTENSITÄTEN

5.4.1 Experimentelle Intensitäten

Zur Bestimmung der Intensitäten der M- und N-Serien wird nur die Messung A herangezogen, da hier die Absorptionskorrekturen wegen der dünnen Targethülle am geringsten sind (vergleiche die Spektren der Messungen A und D in Abb.16). Auch werden nur die Detektoren D₂ und D₄ benutzt, da für die andern beiden Detektoren wegen der ungünstigeren Geometrie die Korrektur durch die Nachweiswahrscheinlichkeit stärker ins Gewicht fällt. Die zur Intensitätsauswertung verwendeten Spektren sind in Abb.24 dargestellt.

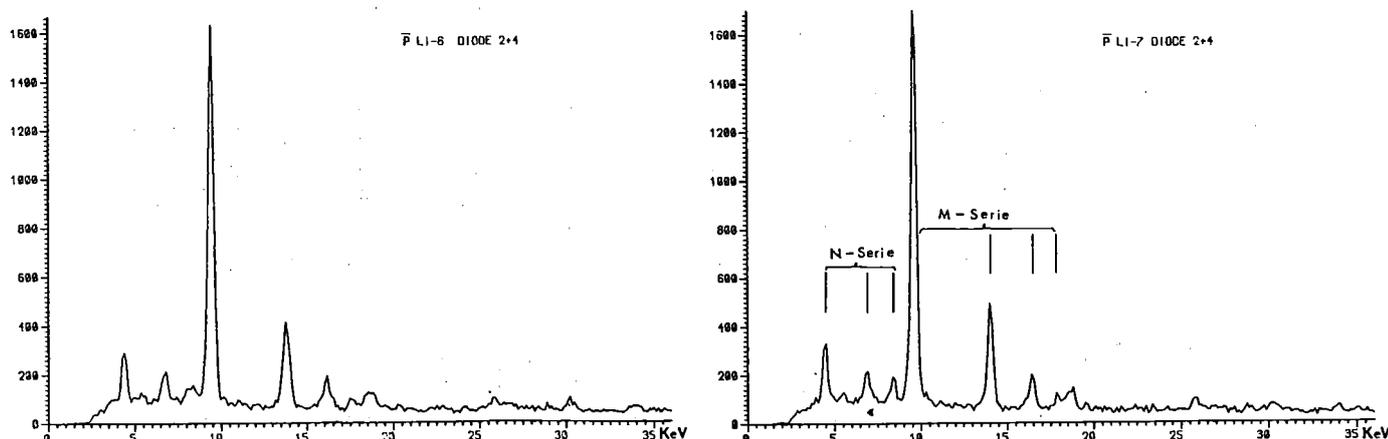


Abbildung 24: Messung A - Summe der Detektoren 2 und 4

Für die Bestimmung des intensitätsschwachen $3d \rightarrow 2p$ Überganges wurde die volle Statistik der Messungen A und D aller vier Detektoren ausgenutzt, da bei der höheren Energie dieses Überganges die Absorptionskorrekturen klein sind.

In der Tabelle 12 sind in der ersten Spalte der Übergang, in der zweiten die nach (6) berechneten elektromagnetischen Übergangsenergien, gewichtet über die Feinstrukturkomponenten, in der dritten Spalte die experimentell gefundenen

Übergangsenergien, in der vierten Spalte die experimentellen Intensitäten und in der fünften Spalte die auf Detektoreffizienz und Target korrigierten, relativen Intensitäten angegeben.

TABELLE 12

relative Intensitäten und Korrekturen

Übergang	E_{em} [KeV]	E_{exp} [KeV]	I_{exp} [Ereignisse]	I_{rel} [%]	η_{rel}	C_a	C_x		
${}^6\text{Li}$	N 5→4	4.33	4.37 ±0.04	534 ±32	40.5 ±6.5	.235			
		6→4	6.69	6.72 ±0.03	366 ±27	11.0 ±1.0	.592		
		7→4	8.11	8.14 ±0.03	220 ±24	5.5 ±0.7	.716		
		8→4	9.03	9.14 ±0.09			.750		
	M 4→3	9.36	9.41 ±0.04	4319 ±81	100	.769	1.123	.996	
		5→3	13.70	13.77 ±0.07	1119 ±39	23.4 ±1.4	.851	1.033	.989
		6→3	16.05	16.12 ±0.08	374 ±26	7.8 ±0.7	.857	1.019	.968
		7→3	17.47	17.55 ±0.08	124 ±21	2.6 ±0.5	.851	1.014	.922
	L 3→2*	26.76	26.65 ±0.072	231 ±80	7.1 ±2.5	.581	1.003	1.00	
	${}^7\text{Li}$	N 5→4	4.42	4.44 ±0.02	618 ±33	41.6 ±6.6	.248		
			6→4	6.83	6.84 ±0.03	380 ±27	10.5 ±0.9	.604	
			7→4	8.28	8.36 ±0.09	300 ±32	6.9 ±0.8	.724	
8→4			9.22	9.17 ±0.07			.756		
M 4→3		9.56	9.60 ±0.05	4649 ±73	100	.776	1.114	.998	
		5→3	13.98	14.02 ±0.04	1252 ±40	24.4 ±1.4	.855	1.031	.992
		6→3	16.39	16.41 ±0.03	425 ±27	8.3 ±0.7	.858	1.018	.979
		7→3	17.83	17.89 ±0.07	174 ±21	3.4 ±0.4	.851	1.013	.924
L 3→2*		27.31	27.11 ±0.060	157 ±45	4.5 ±1.3	.581	1.003	1.00	

* aus Messung A+D entnommen und auf Messung A normiert

Bevor die experimentell bestimmten Intensitäten zur Bestimmung des 3d-Niveaus herangezogen werden, müssen noch Korrekturen angebracht werden, die im folgenden besprochen werden.

5.4.2 Augerkorrekturen

Das 3d-Niveau kann außer durch Röntgen- auch durch Augerübergänge bevölkert werden. Da die Augerübergänge nur im oberen Teil der Kaskade dominieren, im unteren gemessenen Teil aber die Röntgenübergänge überwiegen, kann man den Beitrag der Auger-Übergänge als kleine Korrektur berücksichtigen, die sich aus den Verhältnissen der Übergangswahrscheinlichkeiten der beiden Effekte errechnet:

$$(39) \quad c_a = \frac{W_x + W_a}{W_x}$$

Diese Korrekturen sind in der Tabelle 12 aufgeführt und am größten für den 4→3 Übergang mit 12%, während sie bei allen andern Übergängen kleiner als die statistischen Fehler der Intensitäten sind.

5.4.3 Korrektur auf Parallelübergänge

Die Energien der Übergänge zwischen verschiedenen Drehimpulszuständen (siehe Abb.2) können mit den Detektoren nicht aufgelöst werden, so daß auch Ereignisse mitgezählt werden, die nicht zur Bevölkung des 3d-Niveaus beitragen. So ist zum Beispiel der Bruchteil der das 3d-Niveau bevölkernden Übergänge an allen Übergängen zwischen den Niveaus n=4 und n=3 gegeben durch das Intensitätsverhältnis

$$(40) \quad c_x = \frac{I_{4f \rightarrow 3d} + I_{4p \rightarrow 3d}}{I_{4f \rightarrow 3d} + I_{4p \rightarrow 3d} + I_{4d \rightarrow 3p} + I_{4s \rightarrow 3p} + I_{4p \rightarrow 3s}}$$

Die Intensitätsverhältnisse entnimmt man der an die gemessenen Intensitäten angepaßten Kaskade (Kapitel 6). Für die Übergänge mit den dominierenden Beiträgen zur Population sind diese Korrekturen kleiner als 8% (Tab. 12), da die Kaskade im unteren Teil hauptsächlich über zirkulare Übergänge abläuft.

5.4.4 Korrektur durch Detektoransprechwahrscheinlichkeit

Die Ansprechwahrscheinlichkeit für in den Detektor treffende Röntgenquanten ist energie- und winkelabhängig und muß experimentell bestimmt werden, da sie von für den Detektor spezifischen Parametern wie Totschicht, sensitives Volumen, Dicke des Eintrittsfensters und Geometrie des Gehäuses abhängt. Die Ansprechwahrscheinlichkeit wurde mit mehreren geeichten Quellen bei verschiedenen Winkeln und Energien gemessen [TSC75] und als Funktion dieser Variablen parametrisiert [IZY76]. Für die identisch gebauten vier Si(Li)-Dioden findet man gleiche Ansprechwahrscheinlichkeiten, deren Energieabhängigkeit bei senkrechtem Einfall der Röntgenstrahlung in Abb.25a) dargestellt ist.

5.4.5 Targetkorrektur

Da der Strahl am Targetort eine merkliche Ausdehnung in der Ebene senkrecht zur Strahlrichtung besitzt und auch die Zahl der gestoppten Antiprotonen in Strahlrichtung durch Impulsunschärfe und Reichweitenstraggling variiert, wirkt das Target als eine ausgedehnte Quelle von Röntgenstrahlung, wobei die Quellenstärke vom Ort im Target abhängt. Abhängig vom Entstehungsort im Target wird der Weg der Röntgenquanten zum Detektor stark unterschiedlich sein, so daß die im Target und in der Hülle erlittene Absorption sowie der Winkel, unter dem das Quant in den Detektor trifft, stark schwanken können, und damit also die Nachweiswahrscheinlichkeit für ein emittiertes Photon von dessen Energie und dem Ort des Antiprotonstops im Target abhängt. Durch Streuprozesse kann sich zudem die Energie des Röntgenquants vermindern, was zu einer asymmetrischen Linienform mit einem Fuß auf der niederenergetischen Seite der Röntgenlinie führt. Durch Verwendung dünner Targets und Aufstellung unter 45° zur Strahlrichtung wird der Weg der Strahlung in der Materie deshalb möglichst gering gehalten. Bei der vorliegenden Messung mit dünnen Targets war kein Einfluß der Comptonstreuung zu vermerken, da alle beobachteten Linien absolut symmetrisch waren.

Die ausgedehnte Quelle variabler Quellenstärke wird berücksichtigt, indem das Target in kleine Volumenelemente zerlegt wird, innerhalb deren die Stopverteilung als konstant betrachtet werden kann. Der Beitrag jeder dieser Elementarzellen zur Nachweiswahrscheinlichkeit wird berechnet, wobei die energieabhängige Absorption im Targetmaterial und in der Targethülle auf dem Weg zum Detektor sowie die winkel- und energieabhängige Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors berücksichtigt werden. Anschließend werden die Beiträge aller Volumenelemente mit dem jeweiligen Wert der Stopverteilung am Ort des Elementes gewichtet und aufsummiert. Die Stopverteilung ist in Strahlrichtung durch eine Lorentzkurve und in horizontaler und vertikaler Richtung in der Ebene senkrecht zur Strahlrichtung durch eine Gaußkurve gegeben, wobei die Halbwertsbreiten der gemessenen Reichweitenkurve (Abb.13) bzw. dem gemessenen Strahlprofil (Abb.14) entnommen werden. Nach diesem Verfahren wird für das aus Target und Detektor bestehende System eine relative Nachweiswahrscheinlichkeit η_{rel} mit Hilfe des Programmes TARGET [TAR76] berechnet. Die Energieabhängigkeit dieser Wahrscheinlichkeit ist in Abb.25b dargestellt, wobei die unterschiedlichen Kurven für die Detektoren D_1/D_3 bzw. D_2/D_4 allein durch die Geometrie der Detektoranordnung bedingt sind (siehe Abb.5).

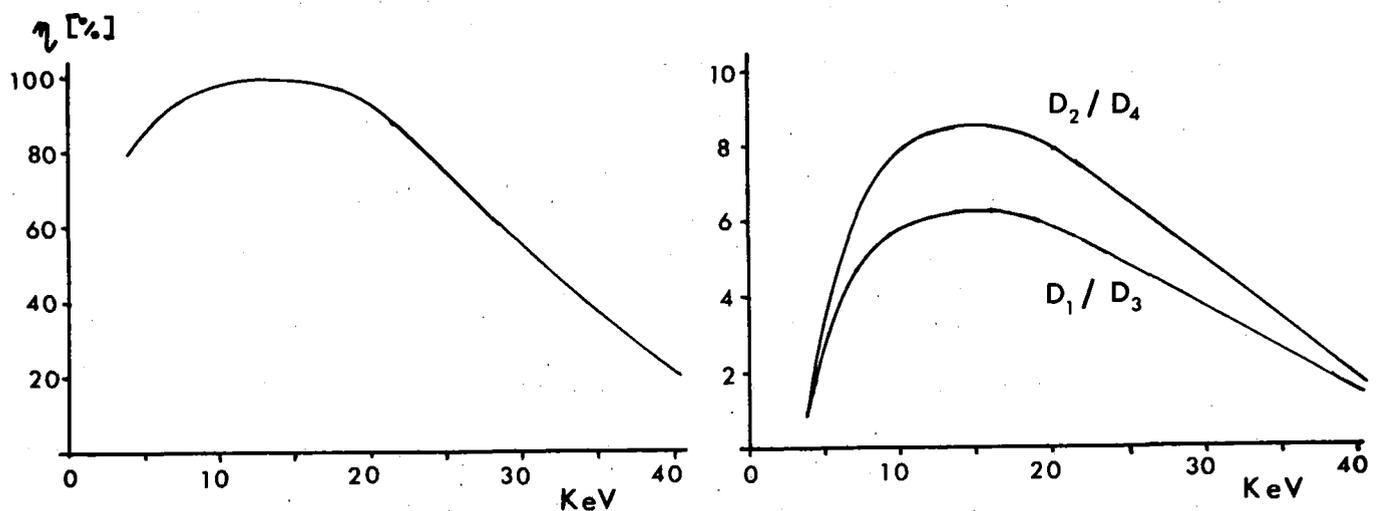


Abbildung 25: a) Detektoreffizienz und b) Targetkorrektur

5.4.6 Bestimmung der 3d-Breite

Wie in Kapitel 2 ausgeführt, erhält man die Breite des 3d-Niveaus aus der Population aller dieses Niveau bevölkernden Übergängen (M-Serie) und der Intensität des 3d→2p-Überganges. Auf das 3d-Niveau angewandt wird aus den Formeln (17) und (21)

$$(41) \quad P_{3d} = \sum_{n=4}^{\infty} \{I_{nf \rightarrow 3d} + I_{np \rightarrow 3d}\} \quad \text{Bevölkerung des 3d-Niveaus}$$

$$(42) \quad Y_{3d \rightarrow 2p} = \frac{I_{3d \rightarrow 2p}}{P_{3d}} \quad \text{relative Ausbeute des 3d} \rightarrow 2p \text{ Überganges}$$

$$(43) \quad \Gamma_{3d} = \left(\frac{P_{3d}}{I_{3d \rightarrow 2p}} - 1 \right) \cdot \Gamma_x \quad \text{Breite des 3d-Niveaus}$$

Beobachtet werden die Übergänge der M- und N-Serien ab n=8, wobei allerdings die Intensität der Übergänge vom Niveau n=8 mit einem großen Fehler behaftet sind, da die 8→3 Linie mit dem antiprotonischen Kohlenstoff- und Sauerstoffübergang 5→4 bzw. 6→5 zusammenfällt und der 8→4 Übergang auf der Flanke der stärksten Linie im Spektrum sitzt (\bar{p} -Li 4→3). Die Intensität der Übergänge nimmt mit wachsendem Δn stark ab und man kann die Summe (41) nach n=7 abbrechen. Aus der Kaskadenanalyse (Kapitel 6) kann man abschätzen, daß die Übergänge mit n>7 nur 2% zur Population des 3d-Niveaus beitragen. Vor Bildung der Intensitätsverhältnisse müssen die experimentell gemessenen Intensitäten mit allen besprochenen Korrekturen versehen werden:

$$(44) \quad I = I_{\text{exp}} \cdot C_a \cdot C_x / \eta_{\text{rel}}$$

Die verschiedenen Messungen entnommenen Intensitäten $I_{3d \rightarrow 2p}$ und P_{3d} müssen normiert werden, um der unterschiedlichen Anzahl gestoppter Antiprotonen in den beiden Messungen und der unterschiedlichen gesamten Nachweiswahrscheinlichkeit der jeweils eingesetzten Detektorkonfiguration gerecht zu werden. Zu dieser Normierung verwendet man den 5→3 Übergang im antiprotonischen Lithium, der mit guter Statistik in allen Dioden gemessen ist und den Vorteil bietet, daß die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Detektoren bei diesem Übergang im selben

Verhältnis zueinander stehen wie beim 3d→2p Übergang. Durch Bezug auf diese im Spektrum enthaltene Referenzlinie vermeidet man den Fehler, der mit einer Normierung auf eine absolute Größe wie die Zahl der gestoppten Antiprotonen verbunden ist. In der Tabelle 13 sind die Ausbeuten des 3d→2p Überganges und die Breiten des 3d-Niveaus zusammengestellt.

TABELLE 13		
Ausbeuten und Breiten des 3d→2p Überganges		
	⁶ Li	⁷ Li
relative Ausbeute [%]	0.048 ±0.017	0.030 ±0.009
absolute Ausbeute pro \bar{p}_{stop}	≈0.011	≈0.007
Strahlungsbreite [10^{-3} eV]	6.48	6.48
starke Breite Γ_{3d} [eV]	0.13 ±0.045	0.21 ±0.062

5.4.7 Fehler der Intensitäten und der daraus abgeleiteten Größen

Der Fehler der relativen Intensitäten der ungestörten Linien resultiert aus dem Fehler der Korrektur durch die relative Nachweiswahrscheinlichkeit und dem Fehler der experimentellen Intensitäten, der seinerseits aus einem statistischem Anteil und einem systematischem, durch Störlinien bedingten Anteil zusammengesetzt ist. Der Fehler der relativen Nachweiswahrscheinlichkeit wurde zu 5% abgeschätzt und quadratisch zum Fehler der Linienflächen (Spalte 4 in Tabelle 12) addiert. Beim sehr niederenergetischen 5→4 Übergang (4.4 KeV) wird die Röntgenstrahlung stark absorbiert, so daß die Korrektur auf die Nachweiswahrscheinlichkeit groß ausfällt und die dadurch verursachte Unsicherheit mit 15% abgeschätzt wurde. Der Fehler des gestörten 3d→2p Überganges wurde im Abschnitt 5.3.3 diskutiert.

Zur Unsicherheit der relativen Ausbeuten und damit auch der 3d-Breiten tritt neben dem Fehler der experimentellen Intensitäten der Linien der M-Serie noch

der Fehler der Korrektur auf Auger- und Parallelübergänge, jedoch rührt der Hauptbeitrag aus dem großen Fehler der Intensität des $3d \rightarrow 2p$ Überganges.

Die absoluten Intensitäten sind wegen der unsicheren Zahl der gebildeten Antiprotonatome und der mangelhaften Kenntnis von tatsächlichem Raumwinkel und absoluter Detektoransprehwahrscheinlichkeit mit großem Fehler behaftet, so daß die Angaben nur als Größenordnung zu verstehen sind.

KAPITEL 6

INTERPRETATION DER ERGEBNISSE

6.1 VERGLEICH MIT FRÜHEREN MESSUNGEN

TABELLE 14					
Zusammenstellung der Ergebnisse					
	Diese Messung		Messung [ROB77]		
	⁶ Li	⁷ Li	⁶ Li	⁷ Li	
E _{exp} [KeV]	26.65 ±.072	27.11 ±.060	26.81 ±.17	27.177 ±.081	
ε _{2p} [eV]	-230 ±72	-336 ±60	-70 ±170	-268 ±81	
Γ _{2p} [eV]	443 ±210	456 ±190	340 ±310	180 ±140	
Γ _{3d} [eV]	.13 ±.045	.21 ±.062	.34 +1 .45	.27 +0 .18	
			-0 .16	-0 .08	
Y _{rel}	.048 ±.017	.030 ±.009	.026 ±.021	.031 ±.012	
Y _{abs} pro p̄ _{stop}	≈.011	≈.007			

In der Tabelle 14 sind die den 3d→2p Übergang betreffenden Ergebnisse zusammengestellt. Die angegebene Verschiebung des 2p-Niveaus ist die Differenz der experimentellen Übergangsenergie und des elektromagnetischen Wertes aus Tabelle 1.

Bereits in früheren Experimenten wurde versucht, den 3d→2p Übergang des antiprotonischen Lithiums nachzuweisen. Eine Gruppe am Argonne National Laboratory (ANL) nahm das antiprotonische Spektrum des ⁶Li auf, allerdings mit geringer Statistik und mit schlechtem Signal zu Untergrund-Verhältnis, wie man durch Vergleich des Gesamtspektrums dieser Messung in Abb. 19 mit dem ANL-Spektrum in Abb. 26a deutlich erkennt. Bei der vorliegenden Messung war das Signal zu Untergrund-Verhältnis beim 4→3 Übergang 13:1, im Gegensatz zum Verhältnis von 1.3:1 bei der ANL-Messung, die die den 3d→2p Übergang auch nicht nachwies, sondern lediglich aus den einzigen beobachteten Lithiumlinien (4→3 und 5→3) eine untere Grenze von 0.2 eV für die 3d-Breite ableitete [ECK75].

In einem anderen Experiment am Brookhaven National Laboratory (BNL) wurde sowohl das ${}^6\text{Li}$ als auch das ${}^7\text{Li}$ -Spektrum in mäßiger Statistik gemessen [ROB77]. Die Signifikanz des $3d \rightarrow 2p$ Überganges in den beiden Spektren betrug 1.3 bzw. 2.6 Standardabweichungen über dem Untergrund (Abb. 26b). Die Messung dieser Arbeit wies für die Linie im metallischen Target 8.4 bzw. 5.7 Standardabweichungen auf. Addiert man im Fall des ${}^7\text{Li}$ die Statistik von Metall- und Hydrid-Target, so erhöht sich die Signifikanz auf 7.9σ . Auch was die Fehler angeht, stellt diese Messung eine deutliche Verbesserung des Brookhaven-Experimentes dar, da für alle Meßgrößen die relativen Fehler deutlich verringert werden konnten. Das gilt insbesondere für die Unsicherheiten des ${}^6\text{Li}$, die denen des ${}^7\text{Li}$ entsprechen, während bei der BNL-Messung die ${}^6\text{Li}$ -Daten ungefähr den doppelten Fehler wie die des ${}^7\text{Li}$ zeigten. Innerhalb der Fehler stimmen beide Experimente überein, wobei allerdings die Fehlerbalken der $3d$ -Breite des ${}^6\text{Li}$ bei den beiden Messungen gerade noch überlappen. Allgemein sind die Diskrepanzen (innerhalb der Fehler) beim ${}^6\text{Li}$ -Isotop stärker ausgeprägt. So findet diese Messung für den $3d \rightarrow 2p$ Übergang im ${}^6\text{Li}$ eine doppelt so hohe Ausbeute und eine um den Faktor drei größere Verschiebung als das BNL-Experiment.

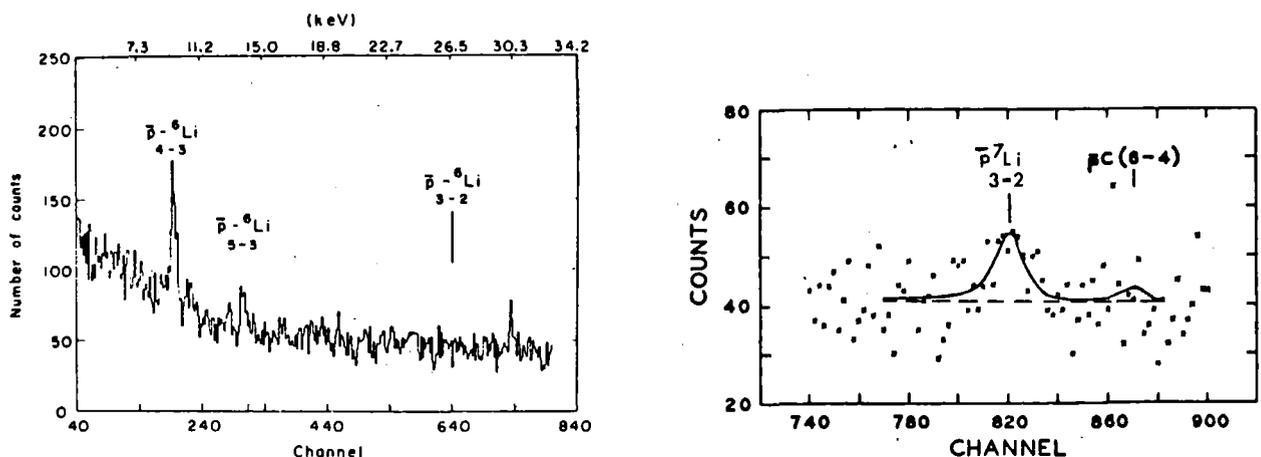


Abbildung 26: (a) Argonne- und (b) Brookhaven-Messung

Abschließend sei festgehalten, daß die vorliegende Messung gegenüber früheren Experimenten einen merklichen Fortschritt darstellt. Sowohl die Signifikanz der Linien als auch die Präzision der Meßwerte wurden wesentlich verbessert,

insbesondere liegen die Ergebnisse beider Isotope in derselben Genauigkeit vor und eignen sich wegen der angewandten Relativmessung besonders zum Vergleich. Entsprechendes gilt für die ursprünglich nur als Test gedachte Messung der pionischen Lithiumspektren (Messung B), über die in [SCH80] berichtet wird.

6.2 KASKADENANALYSE

Die anfängliche Verteilung der eingefangenen Antiprotonen auf die Drehimpulszustände bei hohen n wird in Rechnungen variiert, bis eine möglichst gute Übereinstimmung der resultierenden Intensitäten mit den gemessenen erzielt wird. Ausgehend von einer angenommenen Verteilung im Niveau $n=30$ wird die Bevölkerung der darunterliegenden Niveaus durch Röntgen- und Augerübergänge berechnet und so schrittweise die ganze Kaskade nachvollzogen. Die Wahrscheinlichkeiten für Auger- und Röntgenübergänge werden gemäß (11) und (12) ermittelt, während die Absorptionsrate störungstheoretisch aus den gemessenen Breiten gewonnen wird. Alle Rechnungen wurden mit dem Programm CASCADE [CAS74] durchgeführt, das über den Fried-Martin-Faktor [FRI63] auch die Erhöhung der elektromagnetischen Übergangsraten auf Grund der Bewegung des Kerns um den gemeinsamen Schwerpunkt des Atoms berücksichtigt. Die Abhängigkeit der Übergangswahrscheinlichkeiten von der Hauptquantenzahl ist in Abb.27 für zirkulare Zustände ($l=n-1$) dargestellt. Die Intensität eines Röntgenüberganges ist gegeben durch die Besetzung des Ausgangsniveaus multipliziert mit dem Verhältnis der Wahrscheinlichkeit für einen Strahlungsübergang zur gesamten Übergangswahrscheinlichkeit.

Entsprechend dem Kaskadenmodell von Eisenberg und Kessler [Eis61] wurde die Anfangsverteilung (45) angenommen:

$$(45) \quad P(l) = N^{-1} \cdot (2l+1) \exp(-\alpha l) \quad N = \sum_{l=0}^{n-1} P(l)$$

Zur Anpassung des Parameters α stehen die experimentellen Intensitäten von drei Linien der N-Serie, vier der M-Serie und des $3d \rightarrow 2p$ Überganges zur Verfügung. Die

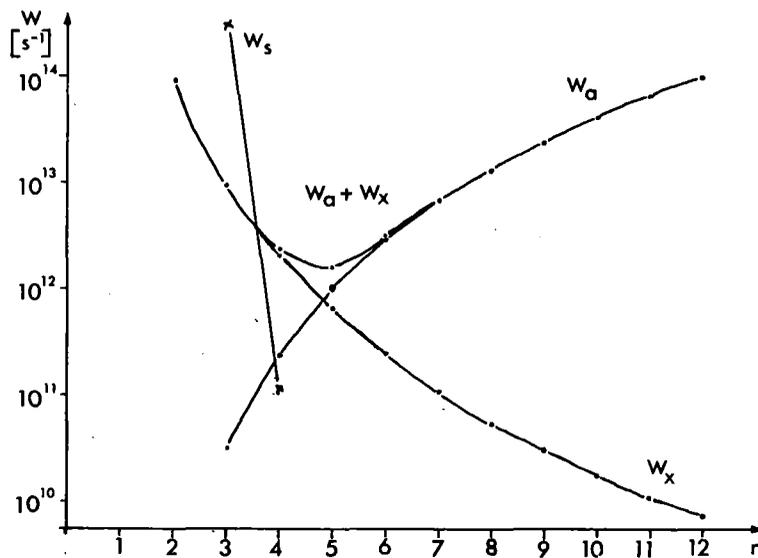


Abbildung 27: Übergangsraten für zirkulare Niveaus in $\bar{p}\text{Li}$

relativen Intensitäten der von der starken Wechselwirkung unbeeinflussten Übergänge stimmen bei den zwei Lithiumisotopen innerhalb der Fehler überein. Ein deutlicher Isotopieeffekt tritt jedoch im von der starken Wechselwirkung betroffenen Übergang auf, der im ${}^7\text{Li}$ wesentlich stärker geschwächt ist als im ${}^6\text{Li}$ -Isotop. Die gemessenen Intensitäten beider Isotope lassen sich mit $\alpha = -0.07$ ausgezeichnet reproduzieren (siehe Tabelle 15). Eine Diskrepanz zwischen Rechnung und Messung (bei beiden Isotopen) zeigt nur der sehr niederenergetische $5 \rightarrow 4$ Übergang (4.4 KeV), wo allerdings wegen der bedeutenden Absorptionskorrektur eine Unterschätzung des Fehlers nicht ausgeschlossen werden kann.

Die Anpassung war ohne Korrekturen für Vakanzen in den Elektronenschalen und externen Auger-Effekt möglich. Das Startniveau hatte keinen Einfluß auf die Rechnung, so lange es genügend hoch gewählt wurde ($n > 20$). Zusammenfassend kann man feststellen, daß die Kaskade durch das einfache Modell von Eisenberg und Kessler ausgezeichnet beschrieben wird. Die gefundene Anfangsverteilung im Niveau $n=30$ entspricht einer bevorzugten Besetzung der Drehimpulszustände zwischen $l=5$ und $l=29$ mit einem Maximum bei $l=14$. Mit jeder ablaufenden Kaskadenstufe werden jedoch die Niveaus mit hohem Drehimpuls bevorzugt bevölkert, so daß der untere Teil der Kaskade fast nur noch am Rand über zirkulare Übergänge erfolgt.

TABELLE 15

gemessene und gerechnete Intensitäten

Übergang	⁶ Li		⁷ Li	
	I _{exp}	I _{th}	I _{exp}	I _{th}
5-4	40.5 ± 6.5	53.0	41.6 ± 6.6	55.2
6-4	11.0 ± 1.0	10.1	10.5 ± 0.9	10.6
7-4	5.5 ± 0.7	3.1	6.9 ± 0.8	6.4
4-3	100	100	100	100
5-3	23.4 ± 1.4	23.5	24.4 ± 1.4	23.5
6-3	7.8 ± 0.7	8.5	8.3 ± 0.7	8.6
7-3	2.6 ± 0.5	3.1	3.4 ± 0.4	3.2
3-2	7.1 ± 2.5	7.1	4.5 ± 1.3	4.4

6.3 EFFEKTIVE STREULÄNGE

In diesem Abschnitt wird versucht, inwieweit sich die gemessenen Effekte durch das im Kapitel 2 behandelte Streulängenmodell beschreiben lassen. Wegen der Näherungen die zum Ansatz (28) führten, werden die vor den Dichten stehenden komplexen Parameter als effektive Streulängen interpretiert, da das Antiproton im Kern mit gebundenen Nukleonen wechselwirkt. Auch wird wegen den wenigen existierenden Messungen, die zudem noch teils beträchtliche Unsicherheiten aufweisen, die Verteilung der Protonen und Neutronen im Kern als gleich angenommen, um so die Zahl der freien Parameter einzuschränken. Damit geht (28) über in den vereinfachten Ansatz

$$(46) \quad V_{\text{SM}} = -4\pi \frac{\hbar^2 m}{\mu \mu^*} a \cdot \rho(r) \quad \begin{aligned} a &:= (a_{\bar{p}p}^{\text{eff}} + a_{\bar{p}n}^{\text{eff}}) / 2 \\ \rho &:= \rho_p + \rho_n \end{aligned}$$

Ferner wird angenommen, daß die Verteilung der Materie im Kern gleich der Ladungsverteilung ist, wie sie in Elektronenstreuexperimenten beobachtet wird. Für die Ladungsverteilung wurden zwei Parametrisierungen verwendet, die Harmonische Oszillatorverteilung (47) und die zweiparametrische Fermiverteilung (48).

$$(47) \quad \rho(r) = \rho_0 \left(1 + \alpha \left(\frac{r}{\beta} \right)^2 \cdot \exp \left[- \left(\frac{r}{\beta} \right)^2 \right] \right)$$

$$(48) \quad \rho(r) = \rho_0 \left(1 + \exp \left[\frac{r-c}{t} \cdot 4 \ln 3 \right] \right)^{-1}$$

Die in verschiedenen Elektronenstreuexperimenten gefundenen Root-Mean-Square-Radien für ${}^6\text{Li}$ sind in guter Übereinstimmung [SUE67,LI71], während die Radien für ${}^7\text{Li}$ gewisse Diskrepanzen zeigen [SUE67,BUM71]. In der Tabelle 16 sind die verwendeten RMS-Radien und die Parameter der beiden Verteilungen angegeben. Für den Zusammenhang zwischen den Parametern der verschiedenen Ladungsverteilungen und den RMS-Radien sei auf [JA674] verwiesen.

TABELLE 16

Parameter der Ladungsverteilungen der Li-Isotope

	r_{rms} [fm]	Quelle	α	β [fm]	c [fm]	t [fm]
${}^6\text{Li}$	2.56 ± 0.05	LI71	0.333	1.89	1.64	2.30
${}^7\text{Li}$	2.39 ± 0.03	SUE67	0.333	1.77	1.74	2.36

6.3.1 Vergleich verschiedener Anpassungsvarianten

Mit Hilfe des Programmes PIATOM [PIA76] wurden über einem Punktegitter in der komplexen a -Ebene die Verschiebungen und Breiten ausgerechnet, wobei der Abstand zweier Gitterpunkte in Real- und Imaginärteil jeweils 0.1 Fermi betrug. Anschließend wurde mit dem Programm SCAFI [GUI76] die die Meßwerte am besten beschreibende komplexe Größe a nach der Methode der kleinsten Quadrate ermittelt. Die Resultate der Anpassung sind in Tabelle 17 angegeben, wo zum Vergleich auch die Ergebnisse der Anpassung an frühere Messungen der antiprotonischen Atome ${}^{14}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$ und ${}^{32}\text{S}$ [POT78] aufgeführt sind. In den Spalten findet man (1) den betreffenden Kern, (2) die zur Rechnung verwendete

Ladungsverteilung (Fermi-Verteilung für Schwefel, sonst Harm. Oszillator), (3) die Hauptquantenzahl des letzten beobachteten Niveaus, (4), (5) und (6) die gemessenen Verschiebungen und Breiten mit Fehlern, (7), (8) und (9) die gerechneten Verschiebungen und Breiten beim gefundenen Bestwert des Parameters a , (10) und (11) Real- und Imaginärteil des Bestwertes von a mit Fehler, (12) normiertes χ^2 . Die aus den Einzelanpassungen folgenden Imaginärteile der effektiven Summenstreuränge sind innerhalb des Anpassungsfehlers (definiert durch Änderung des absoluten χ^2 um eine Einheit) miteinander verträglich. Beim Realteil dagegen besteht eine Diskrepanz zwischen dem im Falle der beiden Li-Isotope geforderten kleinen Wert von 0.2 fm und dem um ein mehrfaches größeren Wert bei den anderen Kernen.

TABELLE 17

Anpassung der effektiven Streulänge bei einzelnen Kernen

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
	r_{rms}	n	ϵ_n	Γ_n	Γ_{n+1}	ϵ_n	Γ_n	Γ_{n+1}	Re a	Im a	χ^2
${}^6\text{Li}$	2.56	2	-230 ± 72	443 ± 210	$.13 \pm .045$	-190	433	.149	0.2 ± 0.03	$1.4 \pm .5$	0.49
${}^7\text{Li}$	2.39	2	-336 ± 60	456 ± 190	$.21 \pm .062$	-324	417	.228	0.4 ± 1.6	$3.0 \pm 2.$	0.16
${}^{14}\text{N}$	2.54	3	3 ± 50	205 ± 70	$.13 \pm .03$	-24	178	.135	2.7 ± 0.6	$1.0 \pm .2$	0.46
${}^{16}\text{O}$	2.72	3	-124 ± 36	320 ± 150	$.64 \pm .11$	-136	463	.585	1.7 ± 0.8	$2.1 \pm .8$	1.26
${}^{32}\text{S}$	$c3.2$ t2.5	4	-60 ± 40	650 ± 100	$3.04 \pm .7$	-71	703	2.38	1.3 ± 0.4	$1.7 \pm .4$	1.24

Verschiebungen und Breiten in eV - Längen in fm

Wegen der großen Fehler der Daten ist die effektive Streulänge nur unscharf festgelegt. Eine stärkere Einschränkung des Parameterbereiches erhält man durch gleichzeitige Anpassung an die Daten mehrerer Atome. Durch Verwendung verschiedener Kombinationen von Atomen wurde untersucht, welche Messungen durch denselben Parametersatz vernünftig beschrieben werden können. Dabei wurden dieselben Verteilungen und experimentellen Daten wie bereits bei den

Einzelanpassungen verwendet; die resultierenden Streulängen sind in der Tabelle 18 aufgeführt.

TABELLE 18

Streulängen Anpassung bei Kombinationen von Daten

⁶ Li	⁷ Li	¹⁴ N	¹⁶ O	³² S	Re a	Im a	χ ²
		x	x		2.1 ± 0.3	1.9 ± 0.8	0.65
		x		x	1.5 ± 0.4	1.8 ± 0.4	0.95
			x	x	1.4 ± 0.4	1.9 ± 0.3	0.81
		x	x	x	1.6 ± 0.4	1.9 ± 0.4	0.77
x		x			0.7 ± 0.8	1.6 ± 0.8	1.91
x			x		0.5 ± 0.6	2.0 ± 0.5	1.71
x				x	0.8 ± 0.3	1.6 ± 0.3	1.31
x		x	x		0.9 ± 0.5	2.0 ± 0.5	1.65
x		x		x	1.0 ± 0.3	1.6 ± 0.3	1.42
x			x	x	0.9 ± 0.3	1.7 ± 0.3	1.35
x		x	x	x	1.1 ± 0.3	1.8 ± 0.3	1.33
x	x				0.2 ± 0.01	2.1 ± 0.5	1.12
x	x	x			0.3 ± 0.7	2.4 ± 0.6	1.46
x	x		x		0.4 ± 0.6	2.3 ± 0.5	1.29
x	x			x	0.8 ± 0.3	1.8 ± 0.3	1.28
x	x	x	x		0.7 ± 0.5	2.3 ± 0.5	1.35
x	x	x		x	1.0 ± 0.3	1.8 ± 0.3	1.32
x	x		x	x	0.9 ± 0.3	1.9 ± 0.3	1.23
x	x	x	x	x	1.1 ± 0.3	1.9 ± 0.3	1.23

Berücksichtigt man nur die Messungen am antiprotonischen Stickstoff, Sauerstoff und Schwefel, so findet man für alle Kombinationen denselben Imaginärteil, während die Realteile bis zu einem halben Fermi voneinander abweichen. Bezieht man auch die Messung am ⁶Li in die Anpassung ein, so ändert sich der Imaginärteil nicht wesentlich, während der Realteil nahezu halbiert wird. Verwendet man auch noch die Daten von ⁷Li, so ergibt sich keine wesentliche Änderung mehr. Als Bestwert der Anpassung an die fünf aufgeführten Kerne findet man für die effektive Summenstreulänge

$$(49) \quad a = [(1.1 \pm 0.3) + i \cdot (1.9 \pm 0.3)] \text{ fm}$$

In der Abb.28 ist der Variationsbereich der Streulänge für diese Anpassung dargestellt, wobei die elliptischen Kontourlinien einer Änderung des χ^2 um 1,4 bzw. 8 Einheiten ausgehend vom Minimum entsprechen.

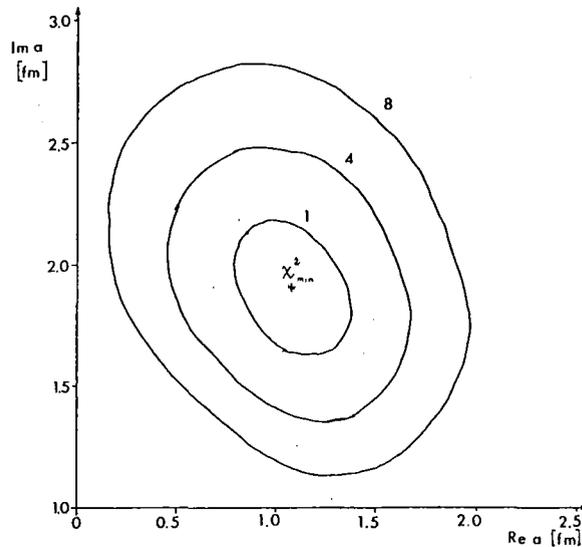


Abbildung 28: Variationsbereich der effektiven Streulänge

Zur Reproduktion der Meßdaten durch die Streulänge (49) ist festzustellen:

- a) die unteren Breiten werden bei allen fünf Kernen innerhalb der (allerdings großen) Fehler wiedergegeben
- b) die gerechneten oberen Breiten stimmen nur im Fall des ${}^7\text{Li}$ mit der Messung überein; bei den andern Kernen schwanken die Abweichungen zwischen 20% (${}^{32}\text{S}$) und 80% (${}^6\text{Li}$) vom Meßwert.
- c) die gerechneten Verschiebungen stimmen mit Ausnahme des ${}^7\text{Li}$ gut mit den experimentellen Werten überein

Roberson et. al [ROB77] fanden bei ihrer Anpassung unter Einschluß teils unvollständiger Datensätze (nur Verschiebung bzw. nur Breite gemessen) eine effektive Streulänge

$$(50) \quad a = [(0.85 \pm 0.38) + i \cdot (2.66 \pm 0.28)] \text{ fm}$$

während Poth et al. aus den Messungen an den Elementen Sauerstoff, Stickstoff und Schwefel den Wert ableiteten

$$(51) \quad a = [(2.0 \pm 0.5) + i \cdot (2.0 \pm 0.5)] \text{ fm}$$

wobei für Sauerstoff und Schwefel eine parameterfreie Nukleonverteilung angenommen wurde [POT78]. Eine Anpassung an alle derzeit gemessenen Daten antiprotonischer Atome durch Batty [BAT80] ergab

$$(52) \quad a = [(1.53 \pm 0.27) + i \cdot (2.50 \pm 0.25)] \text{ fm}$$

Die aus dem statischen Potential von Bryan und Phillips folgenden elementaren Streulängen (31) für die Wechselwirkung des Antiprotons mit freien Nukleonen entsprechen einer Summenstreulänge

$$(53) \quad a_{\text{frei}} = [-0.915 + i \cdot 0.695] \text{ fm}$$

Alle experimentell bestimmten effektiven Streulängen besitzen das umgekehrte Vorzeichen wie die freie Streulänge von Bryan und Phillips, während die Stärke der effektiven Wechselwirkung ungefähr doppelt so groß wie die freie Wechselwirkung ist. Dasselbe Verhalten zeigte sich bereits bei kaonischen Atomen und fand dort seine Erklärung durch die nahe der Schwelle liegende Y^* -Resonanz. Im $\bar{N}N$ -System sind aber bis jetzt keine Resonanzen oder gebundene Zustände bekannt, die ausreichend nahe der Schwelle liegen und breit genug sind, um einen ähnlichen Effekt wie in kaonischen Atomen zu erzeugen.

6.3.2 Einfluß der Ladungsverteilung

Da die Antiprotonen bereits an der Kernoberfläche absorbiert werden, hängen die beobachteten Effekte von den Ausläufern der Materieverteilung im Kern ab, im Gegensatz zu Ladungsdichtemessungen durch Elektronenstreuung oder myonische Atome, die auf diesen Bereich nicht empfindlich sind.

Durch Variation der Verteilung am Kernrand wurde bei festgehaltener Streulänge (49) versucht, im Falle des ${}^6\text{Li}$ die gemessene obere Breite wiederzugeben. Da die Effekte nur von der Randverteilung abhängen, wurde für diesen Test eine Fermi-Verteilung angenommen, obwohl diese die Elektronenstreudaten leichter Kerne weniger gut beschreibt. Es zeigt sich, daß Verschiebung als auch Breiten eine monoton wachsende Funktion sowohl des

Halbwertsradius c als auch der Schichtdicke t sind, so daß keine Übereinstimmung aller drei Meßgrößen mit der Rechnung zu erzwingen war, da eine bessere Wiedergabe der oberen Breite zu Lasten der Wiedergabe der Verschiebung ging und umgekehrt.

6.3.3 Isotopieeffekt

Sowohl die Verschiebung des 2p-Niveaus als auch die 3d-Breite zeigen einen deutlichen Isotopieeffekt. Im ${}^7\text{Li}$ ist das 2p-Niveau auf Grund der Antiproton-Kern-Wechselwirkung um 106 eV (46%) stärker abgesenkt und das 3d-Niveau um 0.08 eV (61%) breiter als im ${}^6\text{Li}$. Die größere Breite im ${}^7\text{Li}$ entspricht einer vermehrten Schwächung des 3d \rightarrow 2p Überganges, so daß nur noch 3% der den 3d-Zustand erreichenden Antiprotonen das Niveau durch Strahlungsübergang verlassen, verglichen mit 4.8% im ${}^6\text{Li}$. Die im ${}^7\text{Li}$ stärker ausgeprägten Effekte sind der Präsenz des zusätzlichen Neutrons zuzuschreiben. Wegen der unterschiedlichen Anzahl von Protonen und Neutronen im Kern des ${}^7\text{Li}$ ist die Gleichsetzung von Protonen- und Neutronenverteilung sicher nicht gerechtfertigt und könnte die Ursache der Diskrepanz zwischen gerechneter und gemessener Verschiebung (bei übereinstimmenden Breiten) sein. In einer Analyse wurde die Streulänge (49) und die Protonenverteilung entsprechend Tabelle 17 festgehalten und die Neutronenverteilung variiert. Jedoch konnte damit keine bessere Übereinstimmung erzielt werden, da die Änderung der Neutronenverteilung das Verhältnis von Verschiebung und oberer Breite kaum beeinflusst. Da hier wie im vorigen Abschnitt auch eine Modifikation der Nukleonverteilungen nicht zur Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment führt, schließt man, daß das einfache optische Modell auf ein System aus wenig Nukleonen nicht anwendbar ist und durch eine mikroskopische Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Antiproton und den Nukleonen des Kerns ersetzt werden muß.

KAPITEL 7

ZUSAMMENFASSUNG

In identischen, metallischen Lithium-Targets der Isotope ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$ wurden jeweils 137 Millionen Antiprotonen gestoppt und die dabei gebildeten antiprotonischen Atome an Hand ihrer charakteristischen Röntgenstrahlung nachgewiesen. Gegenüber früheren Messungen wurde ein deutlich verbessertes Signal zu Untergrund-Verhältnis erzielt. So gelang der Nachweis einer Linie von 7 Promille absoluter Ausbeute pro gebildetem Antiproton-Atom mit einer Signifikanz von 8 Standardabweichungen über dem Untergrund.

Die gemessenen relativen Intensitäten der nicht von der starken Wechselwirkung beeinträchtigten Übergänge der M- und N-Serie stimmen für die beiden Isotope überein. Das einfache Kaskadenmodell von Eisenberg und Kessler beschreibt die experimentellen Intensitäten ausgezeichnet. Die rein statistische Besetzung der Drehimpulszustände l bei hoher Quantenzahl n muß um den Faktor $\exp(-0.07 \cdot l)$ modifiziert werden.

Der $3d \rightarrow 2p$ Übergang wird von der starken Wechselwirkung zwischen Antiproton und Kern beträchtlich beeinflusst. Nur noch 4.8% (3.0%) der den $3d$ -Zustand im ${}^6\text{Li}$ (${}^7\text{Li}$) erreichenden Antiprotonen verlassen das Niveau durch Strahlungsübergang, während die überwiegende Mehrzahl vom Kern absorbiert wird. Die Antiproton-Kern-Wechselwirkung verursacht eine Verbreiterung der in ihrer Reichweite liegenden Zustände. Im Falle des letzten von Antiprotonen bevölkerten Niveaus ($2p$) konnte diese Verbreiterung direkt durch Ausmessen der Linienform zu 443 (456) eV bestimmt werden. Die Breite des $3d$ -Niveaus wurde auf indirektem Wege über eine Intensitätsbilanz ermittelt, wobei in die Berechnung der Breite keine absoluten Meßwerte sondern nur Intensitätsverhältnisse eingehen. Die $3d$ -Breite ergab sich zu 0.13 (0.21) eV.

Die Wechselwirkung zwischen Kern und Antiproton führt zu einer Absenkung der Bindungsenergie des $2p$ -Zustandes, verglichen mit dem rein elektromagnetischen Wert. Es wurde eine Niveaushiftung von -230 (-336) eV gemessen.

Die Ergebnisse der Messung wurden mit den Vorhersagen des einfachsten optischen Modells mit zwei freien Parametern (Real- und der Imaginärteil der effektiven Antiproton-Nukleon-Streulänge) verglichen. Es zeigte sich, daß die gemessene Niveauverschiebung und untere Breite dieses Experimentes am ${}^6\text{Li}$ und diejenigen früherer Messungen an den antiprotonischen Atomen ${}^{14}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$ und ${}^{32}\text{S}$ befriedigend beschrieben werden können. Dagegen weichen die gerechneten oberen Breiten zum Teil erheblich von den experimentell gefundenen Werten ab. Auch verschiedene Annahmen über die Verteilung der Nukleonen am Kernrand konnten diese Diskrepanz nicht beseitigen. Als Bestwert der Anpassung an die Daten dieser Arbeit und die der Elemente ${}^{14}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$ und ${}^{32}\text{S}$ wurde eine effektive Summenstreulänge gefunden

$$a = [1.1 + i \cdot 1.9] \text{ fm}$$

Auf Grund des angewandten Wechseltargetverfahrens sind die relativen Effekte der beiden Isotope weitgehend frei von systematischen Fehlern und deshalb besonders für einen Vergleich geeignet. Sowohl die beobachtete Verschiebung als auch die obere Breite zeigen einen ausgeprägten Isotopieeffekt. So ist die Verschiebung des 2p-Niveau im ${}^7\text{Li}$ um 46% größer als im ${}^6\text{Li}$ und das 3d-Niveau ist um 61% breiter. Mit der einfachen optischen Modellvorstellung lassen sich diese großen, durch ein einziges zusätzliches Neutron verursachten Effekte nicht beschreiben. Dies und die Aussicht, daß in naher Zukunft mit dem hochintensiven Antiprotonstrahl des LEAR-Speicherringes (Low Energy Antiproton Ring) am CERN eine systematische Untersuchung dieser Effekte mit wesentlich kleineren Fehlern möglich wird, sollte die Theoretiker ermuntern, die Antiproton-Kern-Wechselwirkung im Lichte mikroskopischer Theorien zu studieren.

Anhang

NUMERISCHE ANPASSUNG DER SPEKTREN

A.1 PROBLEMSTELLUNG

Zur quantitativen Auswertung eines Spektrums wird die bei diskreten Energien gemessene Anzahl der Ereignisse durch eine kontinuierliche Funktion der Energie beschrieben. Zerlegt man den gemessenen Energiebereich in Abschnitte, so läßt sich in diesen die jeweilige Form des Untergrundes mit guter Genauigkeit durch ein Polynom in der Energie beschreiben:

$$(1) \quad U(x) = a_1 + a_2x + a_3x^2 + \dots + a_px^{p-1}$$

Eine Spektrallinie, deren Breite nur durch die Auflösung der Apparatur gegeben ist, hat die Form einer Gaußkurve und ist durch den Linienschwerpunkt x_g , die Breite b_g und die Linienhöhe c_g vollständig gekennzeichnet:

$$(2) \quad F_g(x) = c_g \cdot e^{-((x-x_g)/b_g)^2}$$

Eine Linie, die aus physikalischen Gründen prinzipiell mit einer Unschärfe behaftet ist, hat die Gestalt einer Lorentzkurve und ist ebenfalls durch die drei Parameter Linienschwerpunkt, Breite und Höhe festgelegt:

$$(3) \quad F_l(x) = c_l \frac{b_l^2}{b_l^2 + (x-x_l)^2}$$

Zusätzlich zur physikalischen Unschärfe b_l tritt die Verschmierung durch die Detektorauflösung b_g , so daß tatsächlich nicht die reine Lorentzform (3) beobachtet wird, sondern die Faltung (5) der Lorentzverteilung mit einer auf eins normierten Gaußverteilung (4):

$$(4) \quad F_{ng}(x) = \frac{1}{b_g \sqrt{\pi}} e^{-(x/b_g)^2} \quad \int_{-\infty}^{+\infty} F_{ng}(x) dx = 1$$

$$(5) \quad F_v(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} F_{ng}(y) F_l(x-y) dy$$

Einsetzen von (4) in (5) und Substitution der Integrationsvariablen führt auf die Form (6) des Voigtverteilung genannten Faltungsintegrals:

$$(6) \quad F_V(x) = \frac{c_1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-z^2} \frac{b_1^2}{b_1^2 + (x - x_1 - zb_1)^2} dz$$

Im allgemeinen Fall setzt sich ein Spektrum aus N_G gaußförmigen und N_V voigtförmigen Linien zusammen, denen ein Untergrund der Gestalt (1) überlagert ist, so daß man zur Beschreibung des Spektrums eine Funktion (7) verwendet, die durch $n = 3N_G + 4N_V + p$ Parameter (im folgenden als a_i bezeichnet) festgelegt ist.

$$(7) \quad F(x; a_1, a_2, \dots, a_n) = U(x) + \sum_{i=1}^{N_G} F_G^i(x) + \sum_{j=1}^{N_V} F_V^j(x)$$

Anmerkung: Zwischen den physikalischen Meßgrößen Halbwertsbreite (gemeint ist die volle Breite bei halbem Maximum FWHM) und Linienintensität (Fläche unter der Linie) sowie den Parametern der oben eingeführten mathematischen Verteilungen besteht der Zusammenhang:

$$\text{Gaußlinie:} \quad \text{FWHM} = 2 \cdot \sqrt{\ln 2} \cdot b_G = 1.66 \cdot b_G \quad \text{Fläche} = \sqrt{\pi} \cdot b_G \cdot c_G$$

$$\text{Lorentzlinie:} \quad \text{FWHM} = 2 \cdot b_L \quad \text{Fläche} = \pi \cdot b_L \cdot c_L$$

A.2 LÖSUNGSVERFAHREN

Zur Lösung der Aufgabe, aus den m mit dem Fehler σ_k behafteten Meßwertpaaren (x_k, y_k) die Parameter a_i zu bestimmen, bedient man sich der Methode der kleinsten Quadrate, sucht also einen solchen Satz von Parametern, der die quadratischen Abweichungen der Meßwerte von den durch (7) parametrisierten Werten bezogen auf den Meßfehler minimal werden läßt.

$$(8) \quad \chi^2 = \sum_{k=1}^m \left[\frac{y_k - F(x_k)}{\sigma_k} \right]^2$$

Eine notwendige Bedingung dafür ist das Verschwinden aller partiellen Ableitungen der Quadratsumme nach den Parametern a_i :

$$(9) \quad \frac{\partial \chi^2}{\partial a_i} = 0 \quad \text{für } i=1, 2, \dots, n$$

Diese Forderung führt auf die Gleichung

$$(10) \quad \sum_{k=1}^m \frac{y_k - F(x_k)}{\sigma_k^2} \frac{\partial F(x_k)}{\partial a_i} = 0 \quad i=1, 2, \dots, n$$

Die Funktion $F(x_k; a_1, \dots, a_n)$ wird in der Nähe des Minimums $(a_1^0, a_2^0, \dots, a_n^0)$ der Quadratsumme in eine Taylorreihe entwickelt, wobei nur die linearen Terme berücksichtigt werden:

$$(11) \quad F(x_k; a_1, \dots, a_n) = F(x_k; a_1^0, \dots, a_n^0) + \sum_{j=1}^n \frac{\partial F(x_k; a_1^0, \dots, a_n^0)}{\partial a_j} h_j$$

Im Interesse einer übersichtlichen Schreibweise setzen wir im folgenden

$$F_k := F(x_k; a_1^0, a_2^0, \dots, a_n^0) \quad k=1, 2, \dots, m$$

Damit erhält man nach Einsetzen der Entwicklung (11) in (10) sowie Umordnen und Vertauschen der Summationsreihenfolge (endliche Summen!):

$$(12) \quad \sum_{j=1}^n h_j \sum_{k=1}^m \frac{1}{\sigma_k^2} \frac{\partial F_k}{\partial a_i} \frac{\partial F_k}{\partial a_j} = \sum_{k=1}^m \frac{y_k - F_k}{\sigma_k^2} \frac{\partial F_k}{\partial a_i} \quad i=1, \dots, n$$

Mit den Definitionen

$$(13a) \quad v_{ij} := \sum_{k=1}^m \frac{1}{\sigma_k^2} \frac{\partial F_k}{\partial a_i} \frac{\partial F_k}{\partial a_j} \quad i, j=1, 2, \dots, n$$

$$(13b) \quad r_i := \sum_{k=1}^m \frac{y_k - F_k}{\sigma_k^2} \frac{\partial F_k}{\partial a_i} \quad i=1, 2, \dots, n$$

erhält man ein lineares Gleichungssystem für die Parameterinkremente h_j

$$(14) \quad \sum_{j=1}^n v_{ij} h_j = r_i \quad i=1, 2, \dots, n$$

Die Lösung dieses als Normalgleichungen bezeichneten Systems liefert die Parameterinkremente h_j , die zu den Startwerten a_j^0 hinzuaddiert die neuen Parameter a_j^1 ergeben. Ausgehend von diesen können durch weitere Iterationsschritte die Parameter sukzessive verfeinert werden. Entscheidend für die Konvergenz des Verfahrens ist natürlich, daß die Startwerte a_j^0 nicht zu weit von den Bestwerten entfernt liegen, so daß die Entwicklung (11) gerechtfertigt ist. Im hier behandelten Fall der Anpassung eines Untergrundpolynomes und mehrerer Gauß- bzw. Voigtlinien sind diese Voraussetzungen immer erfüllt, da ausreichend genaue Schätzwerte für die Linienparameter durch einfache Inspektion des Spektrums leicht zu beschaffen

sind. Die Startwerte für die Polynomkoeffizienten sind unkritisch, da der Untergrund im betrachteten Energieintervall meist eine monotone Funktion ist. Die Zahlen v_{ij} definieren die Elemente einer quadratischen, symmetrischen ($n \cdot n$) Matrix V , während die Größen r_i bzw. h_i die Vektoren $r^t = (r_1, r_2, \dots, r_n)$ bzw. $h^t = (h_1, \dots, h_n)$ definieren (ist r ein Spaltenvektor, so bezeichnet r^t den zu r transponierten Zeilenvektor). Mit diesen Bezeichnungen lauten die Normalgleichungen (14) in Matrixform

$$(15) \quad V h = r$$

Die Lösung von (15) findet man durch Inversion der Normalenmatrix V

$$(16a) \quad h = T r \quad \Leftrightarrow \quad h_i = \sum_{j=1}^n t_{ij} r_j \quad i=1, 2, \dots, n$$

$$(16b) \quad T V = I \quad \Leftrightarrow \quad \sum_{l=1}^n t_{il} v_{lj} = \delta_{ij} \quad i, j=1, 2, \dots, n$$

A.3 FEHLERBETRACHTUNG

Das Iterationsverfahren zur Approximation der Parameter a_i wird nach s Schritten abgebrochen, falls die Quadratsumme (8) sich nur noch um weniger als eine Einheit ändert:

$$(17) \quad |\chi^2(a_i^s) - \chi^2(a_i^{s-1})| \leq 1$$

Wegen $a_i^s = a_i^{s-1} + h_i$ ist der Fehler des Parameters a_i gleich dem

Fehler des entsprechenden Inkrementes: $\Delta a_i = \Delta h_i$

Zu dem Fehler des Parameterinkrementes h_i trägt jeder Meßwert mit seinem Fehler bei, gemäß

$$(18) \quad \Delta h_i^k = \frac{\partial h_i}{\partial y_k} \sigma_k = \sum_{j=1}^n t_{ij} \frac{\partial r_j}{\partial y_k} \sigma_k$$

Mit der Definition der r_j in (13b) folgt

$$(19) \quad \Delta h_i^k = \frac{1}{\sigma_k} \sum_{j=1}^n t_{ij} \frac{\partial F_k}{\partial a_j}$$

Da die Meßwerte y_k des Spektrums voneinander unabhängig sind, findet man den Gesamtfehler durch quadratische Addition der Einzelbeiträge:

$$(20) \quad \Delta h_i^2 = \sum_{k=1}^m (\Delta h_i^k)^2$$

Vertauschen der Summationsreihenfolge führt zu

$$(21) \quad \Delta h_i^2 = \sum_{j=1}^n t_{ij} \sum_{l=1}^n t_{il} \sum_{k=1}^m \frac{1}{\sigma_k^2} \frac{\partial F_k}{\partial a_j} \frac{\partial F_k}{\partial a_l}$$

Vergleich mit (13a) zeigt, daß die Summation über k gerade v_{ij} ergibt, während wegen der Beziehung (16b) die Summation über l auf δ_{ij} reduziert wird. Folglich bleibt von der Summe über j nur der Term v_{ii} übrig, man erhält also das einfache Ergebnis, daß der Fehler des Parameters a_i gleich der Wurzel aus dem Diagonalelement v_{ii} der inversen Normalenmatrix ist, welche oft auch als Kovarianzmatrix bezeichnet wird.

$$(22) \quad \Delta a_i = \sqrt{v_{ii}}$$

Für Größen $z = g(a^1, a^2, \dots, a_n)$, die sich aus mehreren Parametern errechnen (wie z.B. die Fläche unter einer Linie), müssen außer den Fehlern der Parameter auch ihre Kovarianzen v_{ij} berücksichtigt werden (siehe [BRA70]):

$$(23) \quad (\Delta z)^2 = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \frac{\partial g}{\partial a_i} \frac{\partial g}{\partial a_j} t_{ij}$$

A.4 NUMERISCHE BERECHNUNG DER VOIGTVERTEILUNG

Im Falle der Anpassung einer Lorentzlinie muß für jeden Meßpunkt x_k das Faltungsgintegral (6) sowie die Ableitungen von $F_v(x_k)$ nach der Lorentzbreite b_l und der Linienposition x_l berechnet werden. Die Werte dieser Integrale berechnet man vermittels der Gauß-Hermit-Quadraturformel

$$(24a) \quad \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} f(x) dx = \sum_{i=1}^n w_i f(z_i)$$

$$(24b) \quad w_i = - \frac{2^{n+1} n! \sqrt{\pi}}{H_n'(z_i) H_{n+1}(z_i)}$$

$$(24c) \quad H_n(x) = (-1)^n e^{x^2} \frac{d^n}{dx^n} e^{-x^2}$$

Dabei sind $H_n(x)$ die Hermit'schen Polynome vom Grade n und z_i ihre n Nullstellen. Die Formel (24a) gilt exakt für Funktionen $f(x)$, die Polynome vom Grade kleiner $2n$ sind [RAL78]. Das Integral (6) und die Ableitungen nach den Linienparametern lassen sich also zurückführen auf die Summen

$$(25a) \quad F_v(x) = \frac{c_1}{\sqrt{\pi}} \sum_{i=1}^n w_i \frac{1}{1+u_i^2}$$

$$(25b) \quad \frac{\partial F_v}{\partial x_1} = \frac{c_1}{\sqrt{\pi}} \sum_{i=1}^n w_i \frac{2 u_i}{b_1 (1+u_i^2)^2}$$

$$(25c) \quad \frac{\partial F_v}{\partial b_1} = \frac{c_1}{\sqrt{\pi}} \sum_{i=1}^n w_i \frac{2 u_i^2}{b_1 (1+u_i^2)^2}$$

$$(25d) \quad \frac{\partial F_v}{\partial c_1} = \frac{F_v}{c_1}$$

wobei $u_i := \frac{x - x_1 - z_i b_1}{b_1}$

Die Gewichte w_i und die Nullstellen z_i findet man bei [KRY62] für $n=1$ bis $n=20$ tabelliert. Berechnet man in den Formeln (25) mehrfach vorkommende Terme nur einmal und berücksichtigt ferner, daß die Nullstellen z_i symmetrisch zum Nullpunkt liegen und die Gewichte w_i unabhängig vom Vorzeichen der z_i sind, so benötigt man zur Integralberechnung nur eine geringe Anzahl von arithmetischen Operationen verglichen mit dem großem Aufwand einer numerischen Integration. Um die Konvergenz der Quadraturformel zu überprüfen, wurde (24a) bei verschiedenen n für die Funktion $f(x)=1/(1+x^2)$ berechnet:

<u>n</u>	<u>Integral</u>	<u>Differenz (Promille)</u>
2	1.1816	120.3
3	1.4179	55.6
4	1.3060	27.7
5	1.3634	15.0
6	1.3319	8.4
7	1.3500	5.0
8	1.3392	3.0
9	1.3459	1.9
10	1.3416	1.2
11	1.3444	0.8
12	1.3426	0.5
20	1.3432	-

Die absolute Differenz zum Integralwert für n=20 halbiert sich ungefähr, wenn man zum nächst höheren n übergeht. Bei n=12 (wie in der vorliegenden Arbeit verwendet) ist der Fehler kleiner als ein Promille.

A.5 REALISIERUNG DES VERFAHRENS AUF EINER RECHENANLAGE

Das Program IFOS erlaubt die Anpassung von Spektren unter Anwendung des skizzierten Iterationsverfahrens sowie die graphische Darstellung von Spektrum und Anpassung. Das Programpaket ist modular aufgebaut, wobei die Mehrzahl der Module in FORTRAN IV codiert sind, während einige Programmteile für den Dialogbetrieb in der Maschinensprache MACRO-11 geschrieben sind. Eine interaktive Dialogversion läuft auf den Rechnern der PDP-11 Familie unter dem Betriebssystem RSX-11M, während eine vollständig in FORTRAN IV geschriebene Version auf der IBM 370/168 im Stapelbetrieb läuft. Im Blockdiagramm 29 sind die wesentlichen Komponenten der Dialogversion und ihr Zusammenwirken dargestellt:

- a) Das Program durchläuft eine Warteschleife, bis der Benutzer einen Befehl eingibt, der interpretiert und die Kontrolle an den zuständigen Programmteil weitergeleitet wird.
- b) Die zu bearbeiteten Spektren können aus einer auf Platte angelegten Spektrenbibliothek ausgewählt und in den Arbeitsspeicher eingelesen oder umgekehrt vom Speicher auf die Platte geschrieben werden. Desgleichen

können Parametersätze, die ein Spektrum beschreiben, auf Platte geschrieben oder in den Speicher gelesen werden. Dies erlaubt zum Beispiel, Zwischenergebnisse der Anpassung festzuhalten oder mehrere ähnliche Spektren mit demselben Parametersatz zu bearbeiten.

c) Ein oder mehrere Spektren können auf verschiedene Arten manipuliert werden wie z.B. durch Addition, Subtraktion, Addition einer Konstanten, Subtraktion des Untergrundes, Komprimieren, Glätten etc. Ferner ermöglicht dieser Programmteil die graphische Darstellung sowohl des Spektrums als auch der angepassten Linien und des Untergrundes. Eine Vielzahl von Befehlen erlauben die Wahl von Spektrumausschnitt, Skalierung und Darstellungsart (Fehlerbalken, durchgezogene Kurve, Punktplot, Histogrammplot). Weiter können mit Hilfe eines Fadenkreuzes Position und Linienhöhen ausgelesen sowie Bereiche integriert werden. All diese Optionen erweisen sich als überaus nützlich bei der visuellen Kontrolle der Güte der verschiedener Anpassungsvarianten.

d) Hier spezifiziert der Benutzer, welche Anpassung durchgeführt werden soll, indem in einem Dialog der zu behandelnde Spektrumausschnitt, der Grad des Untergrundpolynoms, die Anzahl der Linien, die Startwerte der Parameter sowie mögliche Parameterkopplungen eingegeben oder verändert werden. Neben der Möglichkeit, alle Parameter frei zu variieren, ist auch vorgesehen, beliebige Parameter festzuhalten oder miteinander zu koppeln.

Die Positionen mehrerer Linien können gemeinsam variiert werden, indem bei den Iterationsschritten s für alle gekoppelten Positionen x_g^i dasselbe Parameterinkrement x verwendet wird:

$$(x_g^i)^s = (x_g^i)^{s-1} + x$$

Auf diese Weise kann ein Linienmuster angepaßt werden, wobei die Abstände der Linien konstant gehalten werden. Dieser Fall tritt auf bei der Bestimmung der Linien einer Serie oder bei der Untersuchung dicht beieinanderliegender Störlinien, deren Energien bekannt sind.

Auf dieselbe Weise können auch die Breiten mehrerer Linien gekoppelt werden, was bei der Bestimmung der Auflösung Anwendung findet.

Auch Linienhöhen lassen sich miteinander verknüpfen, wobei in diesem Fall bei allen Iterationsschritten die Verhältnisse der Linienhöhen konstant gehalten werden:

$$(c_i)^s = (c_i)^{s-1} [1+\epsilon]$$

Da die Linienintensität durch das Produkt von Linienhöhe und Linienbreite gegeben ist, kann durch gleichzeitige Kopplung der Breiten und der Höhen ein Intensitätsfit durchgeführt werden, bei dem die Intensitäten der gekoppelten Linien in einem vorgegebenen Verhältnis stehen. Diese Möglichkeit wird bei der Berücksichtigung von Beiträgen solcher Linien genutzt, die mit anderen Linien zusammenfallen und nicht aufgelöst werden können.

e) Nach der genauen Definition des Problems in (d) werden in diesem Abschnitt die Parameter nach der beschriebenen Methode der kleinsten Quadrate von den Schätzwerten ausgehend errechnet. Das Flußdiagramm 30 zeigt stark schematisiert die einzelnen Schritte bei der Iteration des Verfahrens. Bei der Kodierung in FORTRAN wurde großer Wert auf Rechenzeit- und Speicherplatzoptimierung gelegt, indem redundante arithmetische Operationen vermieden (nur einmaliges Berechnen von gemeinsamen Teilausdrücken) und die Schleifen auf maximale Effizienz angelegt wurden. Da die Normalenmatrix symmetrisch ist, wird nur die obere Dreiecksmatrix berechnet und in gepackter Vektorform gespeichert, um Platz und Zeit für Indexberechnungen zu sparen. Auch die verwendete Matrixinversionsroutine trägt der Symmetrie Rechnung.

f) Die Fehler der Parameter und der abgeleiteten Größen werden berechnet und zusammen mit den Ergebnissen der Anpassung ausgedruckt. Für die Ausgabe wurde eine übersichtliche Tabellenform gewählt, die eine vollständige Dokumentation der resultierenden Anpassung einschließlich aller

Randbedingungen und gewählten Optionen bietet, um verschiedene Anpassungsvarianten miteinander vergleichen zu können.

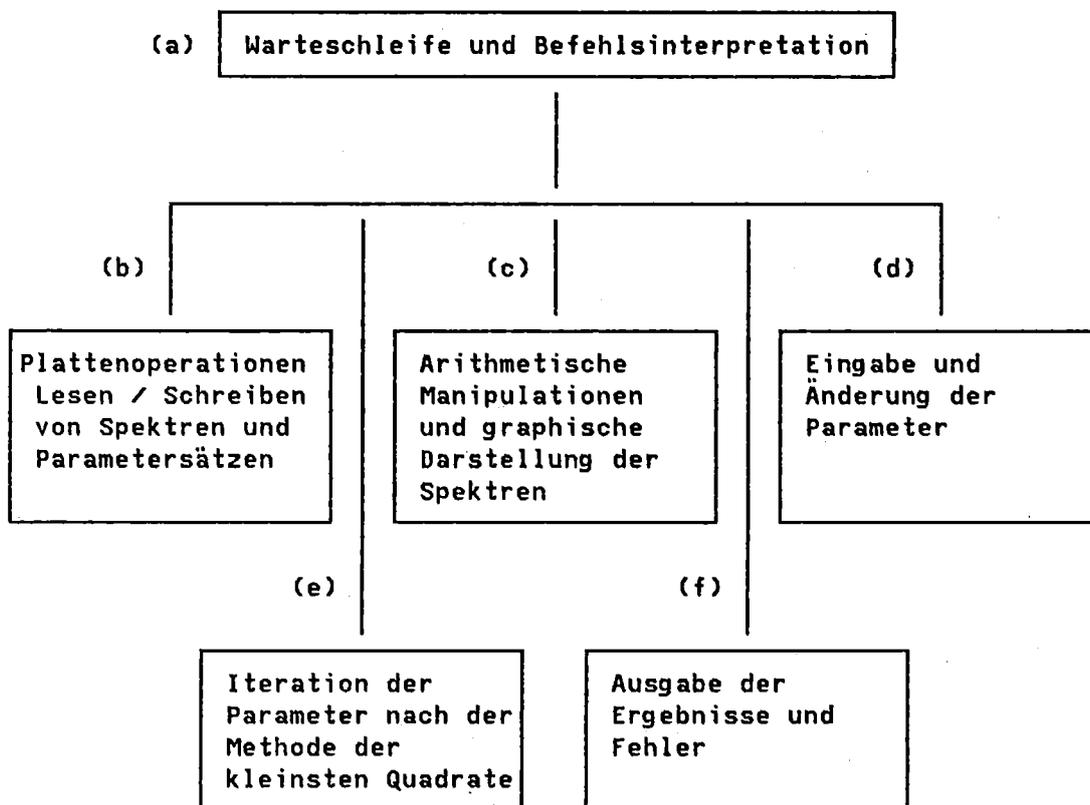


Abbildung 29: Blockdiagramm des Programmes IFOS

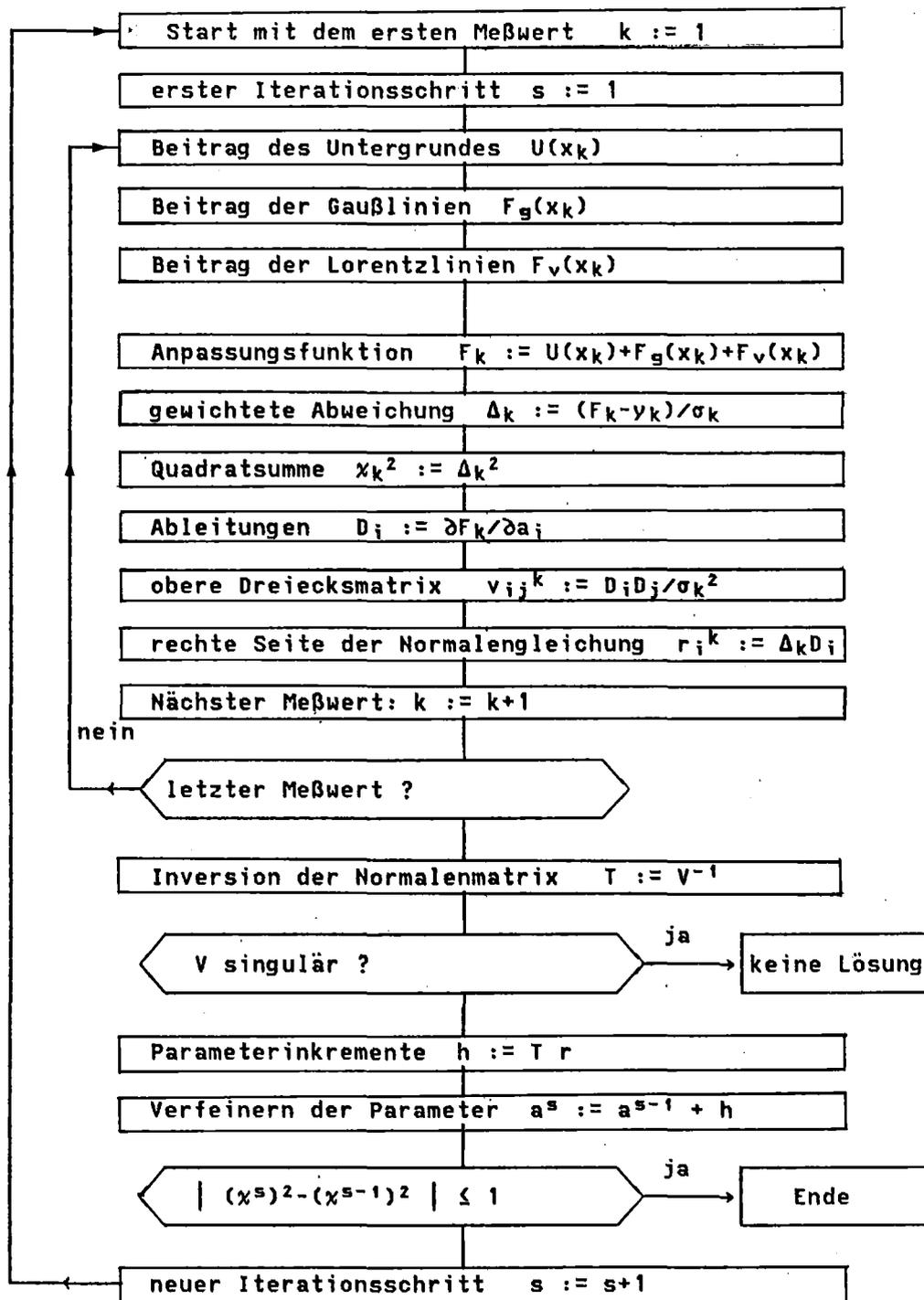


Abbildung 30: Flußdiagramm des Iterationsalgorithmus

VERZEICHNIS DER TABELLEN

<u>Tabelle</u>	<u>Seite</u>
1. Übergangsenergie des 3d→2p Überganges im $\bar{p}\text{Li}$	7
2. Parameter des CERN Protonensynchrotrons	20
3. Parameter des Antiprotonenstrahles K ₂₃	22
4. Daten der Teleskopzähler	26
5. Zusammenstellung der verwendeten Targets	28
6. Kenndaten der Halbleiterdetektoren	30
7. Röntgen- und Gammaübergänge im ^{237}Np	45
8. Übersicht über die Meßabschnitte	55
9. Störlinien bei den Messungen A,B,D und E	60
10. Beiträge von Fremdelementen in den Einzelspektren	63
11. Bestwerte der Anpassung des $\bar{p}\text{-Li}$ 3→2 Überganges	67
12. relative Intensitäten und Korrekturen	72
13. Ausbeuten und Breiten des 3d→2p Überganges	77
14. Zusammenstellung der Ergebnisse	79
15. gemessene und gerechnete Intensitäten	83
16. Parameter der Ladungsverteilungen der Li-Isotope	84
17. Anpassung der effektiven Streulänge bei einzelnen Kernen	85
18. Streulängen Anpassung bei Kombinationen von Daten	86

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

<u>Abbildung</u>	<u>Seite</u>
1. Intensitäten der Feinstrukturkomponenten	5
2. Termschema des antiprotonischen Lithiums	9
3. Das CERN Protonensynchrotron	20
4. Der externe Antiprotonenstrahl K ₂₃	22
5. Zählerteleskop und Detektoranordnung (Aufsicht)	23
6. Flugzeitspektrum und Strahlfleck mit Protonen	24
7. Energieverlust im Zähler T ₃	25
8. Isotopentarget auf der Wechsellvorrichtung	29
9. Schaltbild der Triggerelektronik	31
10. Schaltbild der Dioden- und Steuerelektronik	33
11. Konfiguration des Prozeßrechners PDP 11/20	36
12. Flußdiagramm des Datenerfassungsprogramms	39
13. Triggerrate als Funktion der zu optimierenden Parameter	42
14. Das Strahlprofil	43
15. Eichspektrum mit ²⁴¹ Am	46
16. antiprotonisches ⁶ Li/ ⁷ Li a) Messung A und b) Messung D	50
17. pionisches ⁶ Li/ ⁷ Li (Messung B)	51
18. a) \bar{p} - ⁷ Li ₃ N (Messung C) b) \bar{p} - ⁷ LiH (Messung E)	52
19. Gesamtspektrum antiprotonisches ⁶ Li/ ⁷ Li (Messung A+D)	53
20. geglättetes Isotopensummenspektrum (Messung A+D)	58
21. Fit der Störlinien im Isotopensummenspektrum	59
22. 3d→2p Übergang (Messung A+D)	69
23. 3d→2p Übergang in ⁷ Li (links: A+D rechts: A+D+E)	70
24. Messung A - Summe der Detektoren 2 und 4	71
25. a) Detektoreffizienz und b) Targetkorrektur	75
26. (a) Argonne- und (b) Brookhaven-Messung	80
27. Übergangsraten für zirkulare Niveaus in \bar{p} Li	82

28.	Variationsbereich der effektiven Streulänge	87
29.	Blockdiagramm des Programmes IFOS	101
30.	Flußdiagramm des Iterationsalgorithmus	102

QUELLENVERZEICHNIS

- AUL78 E.G.Auld, H.Averdung, J.M.Bailey, G.A.Beer, B.Dreher, H.Drumm, K.Erdman, U.Gastaldi, E.Klempt, K.Merle, K.Neubecker, C.Sabev, H.Schwenk, V.H.Walther, R.D.Wendling, B.L.White and W.R.Wodrich, Phys. Lett. B77, 454 (1978)
- BAC70a G.Backenstoß, T.Bunaciu, S.Charalambus, J.Egger, H.Koch, A.Bamberger, U.Lynen, H.G.Ritter and H.Schmitt, Phys. Lett. B33, 230 (1970)
- BAC70b G.Backenstoß, Pionic Atoms, Ann. Rev. Nucl. Sci. 20, 467 (1970)
- BAM70 A.Bamberger, U.Lynen, H.Piekarz, J.Piekarz, B.Povh, H.G.Ritter, G.Backenstoß, T.Bunaciu, J.Egger, W.D.Hamilton and H.Koch, Phys. Lett. B33, 233 (1970)
- BAT80 C.J.Batty, Exotic Atoms, Rutherford preprint RL-80-094, to be published in Soviet Journal of Particles and Nuclei
- BEA67 J.A.Bearden, Rev. of Modern Physics 39, 78 (1967)
- BET57 H.A.Bethe and E.Salpeter, Handbuch der Physik 35, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg (1957)
- BEV69 P.R.Bevington, Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, McGraw-Hill (1969)
- BLÜ80 P.Blüm, D.Gotta, R.Guigas, H.Koch, W.Kunold, M.Schneider and L.M.Simons, Experiment PS175, CERN PSSC/80-100
- BOG74 L.N.Bogdanova, O.D.Dalkarov and I.S.Shapiro, Ann. Phys. 84, 261
- BOR80 E.Borie and M.Leon, Phys. Rev. A21, 1460 (1980)
- BRA70 S.Brandt, Statistische Methoden der Datenanalyse, Bibliographisches Institut Mannheim (1970)
- BRY64 R.Bryan and B.L.Scott, Phys. Rev. 135, 434 (1964)
- BRY68 R.Bryan and R.J.N. Phillips, Nucl. Phys. B5, 201 (1968)
- BUM71 F.A.Bumiller, F.R.Bus Kirk, J.N.Dyer and W.A.Monson, Phys. Rev. C5, 391 (1972)
- CAM52 M.Camac, A.D.McGuire, J.B.Platt and H.J.Schulte, Phys. Rev. 88, 134 (1952)
- CAM74 J.L.Campbell and L.A.McNelles, Nucl. Instr. and Methods 117, 519 (1974)
- CAS72 S.Caser and R.Omnes, Phys. Lett. B39, 369 (1972)
- CAS74 Programm CASCADE, J.Hüfner, P.Povel und L.Tauscher, unveröffentlicht (1974)
- DEK65 D.Dekkers et al., Phys.Rev. B137, 962 (1965)
- DOV75 C.Dover, Proc. 4th Intern. Symposium on NN Interactions, Syracuse, NY, 1975 (eds. T.E.Kalogeropoulos and K.C.Wali), Vol. 2, p.VIII-37

- ECK75 M.Eckhause, P.D.Barnes, R.A.Eisenstein, D.A.Jenkins, J.R.Kane, A.R.Kunselman, W.C.Lam, J.Miller, R.J.Powers, P.R.Redline, B.L.Roberts, R.E.Segel, R.B.Sutton and R.E.Welsh, Phys. Rev. C11, 1056 (1975)
- EIS61 Y.Eisenberg and D.Kessler, Nuovo Cimento 19, 1195 (1961)
- ERI66 M.Ericson and T.E.O.Ericson, Ann. Phys. 36, 323 (1966)
- ERI70 T.E.O.Ericson and F.Scheck, Nucl. Phys. B19, 450 (1970)
- FER49 E.Fermi and C.N.Yang, Phys. Rev. 76, 1739 (1949)
- FIT53 V.L.Fitch and J.Rainwater, Phys. Rev. 92, 789 (1953)
- FRI63 Z.Fried and A.D.Martin, Nuovo Cimento 29, 574 (1963)
- GOU73 F.S.Goulding and J.M.Jaklevic, Ann. Rev. Nucl. Sci. 23, 45 (1973)
- GRE75 W.Grein, R.Guigas and P.Kroll, Nucl. Phys. B89, 93 (1975)
- GUI76 R.Guigas, Programm SCAFI, unveröffentlicht (1976)
- GUI79 R.Guigas, Programm FITPOL, unveröffentlicht (1979)
- IZY76 M.Izycki und L.Tauscher, unveröffentlicht (1976)
- IZY80 M.Izycki, G.Backenstoß, P.Blüm, B.Emmoth, K.Fransson, R.Guigas, N.Hassler, H.Koch, A.Nilsson, P.Pavlopoulos, H.Poth, L.Tauscher and K.Zioutas, Z.Physik A297, 1 (1980)
- JAG74 C.W.deJager, H.deVries and C.deVries, At. Data and Nucl. Data Tables 14, 479 (1974)
- KAU78 W.B.Kaufmann and H.Pilkuhn, Phys. Rev. C17, 215 (1978)
- KOC73 H.Koch, Messungen an kaonischen Atomen, Externer Bericht des Kernforschungszentrums Karlsruhe, 3/73-3
- KOC76 H.Koch, Myonic and Hadronic Atoms, Nuclear and Particle Physics at intermediate Energies, Plenum Publishing Company, New York (1976)
- KRY62 V.I.Krylow, Approximate Calculation of Integrals, Mcmillan (1962)
- LED67 C.M.Lederer et al., Table of Isotopes, John Wiley & Sons (1967)
- LI71 G.C.Li, I.Sick, R.R.Whitney and M.R.Yearian, Nucl. Phys. A162, 583 (1971)
- PAR80 Particle Data Group, Review of Particle Properties, April 1980 Edition, CERN Geneva
- PAV78 P.Pavlopoulos, G.Backenstoß, P.Blüm, K.Fransson, R.Guigas, N.Hassler, M.Izycki, H.Koch, A.Nilsson, H.Poth, M.Suffert, L.Tauscher and K.Zioutas, Phys. Lett. B72, 415 (1978)

- PIA76 Programm PIATOM, M.Krell und L.Tauscher, unveröffentlicht (1976)
- PIL76 H.Pilkuhn, Z.für Physik A276, 365 (1976)
- POT78 H.Poth, G.Backenstoß, I.Bergstrom, P.Blüm, J.Egger, W.Fetscher, R.Guigas, R.Hagelberg, N.Hassler, C.J.Herrlander, M.Izycki, H.Koch, A.Nilsson, P.Pavlopoulos, H.P.Povel, K.Rolli, I.Sick, L.Simons, A.Schwilte, J.Sztarkier and L.Tauscher, Nucl. Phys. A294, 435 (1978)
H.Poth, Dissertation, Bericht des Kernforschungszentrums Karlsruhe, KFK-2459 (1979)
- POT79 H.Poth, Compilation of Data from Hadronic Atoms, Physics Data, Fachinformationszentrum Karlsruhe, 14-1 (1979)
- RAL78 A.Ralston and P.Rabinowitz, A first course in numerical analysis, McGraw-Hill (1978)
- RIC76 J.-M. Richard, M.Lacombe and R.Vinh Mau, Phys. Lett. B64, 121 (1976)
- ROB74 B.L.Roberts, C.R.Cox, M.Eckhouse, R.Kane, R.E.Webb, D.A.Jenkins, W.C.Lam, P.D.Barnes, R.A.Eisenstein, J.Miller, R.B.Sutton, A.R.Kunselmann, R.J.Powers and J.D.Fox, Phys. Rev. Lett. 33, 1181 (1974)
- ROB77 P.Roberson, T.King, R.Kunselman, J.Miller, R.J.Powers, P.D.Barnes, R.A.Eisenstein, R.B.Sutton, W.C.Lam, C.R.Cox, M.Eckhouse, J.R.Kane, A.M.Rushton, W.F.Vulcan and R.E.Welsh, Phys. Rev. C16, 1945 (1977)
- RUB76 C.Rubbia, unveröffentlicht (1976)
- SCH80 I.Schwanner, R.Abela, G.Backenstoß, P.Blum, M.Dorr, W.Fetscher, D.Gottta, R.Guigas, H.Koch, W.Kowald, P.Pavlopoulos, H.Poth, G.Schmidt, L.Tauscher, H.Ullrich and H.J.Weyer, Phys. Lett. B96, 268 (1980)
- SEK75 R.Seki and C.E.Wiegand, Ann. Rev. Nucl. Sci. 25, 241 (1975)
- SUE67 L.R.Suelzle, M.R.Yearian and H.Crannell, Phys. Rev. 162, 992 (1967)
- TAR76 Programm TARGET H.Koch, H.Poth und L.Tauscher, unveröffentlicht (1976)
- TAU73 L.Tauscher, Improved Vacuum polarisation Calculations for Mesic Atoms and the Effect on the π^- -Mass, CERN preprint (1973)
- TAU77 L.Tauscher, Hadronic Atoms, Proceedings of the International School of Physics of Exotic Atoms, Erice (1977)
- TSC75 M.Tschudin, Diplomarbeit am Phys. Institut der Universität Basel, unveröffentlicht (1975)
- WAT71 R.L.Watson and T.K.Li, Nuclear Physics A178, 201 (1971)
- WIE67 C.E.Wiegand and D.A.Mack, Phys. Rev. Lett. 18, 685 (1967)