

KfK 4347  
Januar 1988

# Der Ionisierungsgrad isolierter exotischer Atome

R. Bacher  
Institut für Kernphysik

**Kernforschungszentrum Karlsruhe**



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 4347

Der Ionisierungsgrad  
isolierter exotischer Atome\*

Reinhard Bacher

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE GmbH,  
Karlsruhe

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

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

## Der Ionisierungsgrad isolierter exotischer Atome

**Abriß:** Vollständig ionisierte exotische Atome bieten die Möglichkeit, Präzisionsexperimente in einem Zwei - Körper - System auszuführen.

Es wird untersucht, inwieweit myonische und antiprotonische Atome durch Bildungs - und Abregungsprozesse ionisiert werden. Die Messungen von Ausbeuten und Energien zirkularer Strahlungsübergänge ergeben bei  $\bar{p}\text{Ne}$ ,  $\bar{p}\text{Ar}$  und  $\bar{p}\text{Kr}$  bzw.  $\mu\text{Ne}$  und  $\mu\text{Ar}$  eine vollständige Ionisierung. Bei  $\bar{p}\text{Xe}$  und  $\mu\text{Kr}$  liegt ein hoher Ionisierungsgrad vor.

Röntgenübergänge aus der Elektronenhülle zeigen, daß der Einfang eines Antiprotons bei gleichzeitiger Emission eines K - Elektrons eine untergeordnete Rolle bei der Bildung von  $\bar{p}\text{Kr}$  spielt.

Die Druckabhängigkeit von Elektronentransferprozessen in das  $\mu\text{Ne}$  - Ion wird untersucht. Unterhalb von 500 mbar findet innerhalb der Lebensdauer des metastabilen 2s - Niveaus kein Ladungsaustausch statt.

## The Degree of Ionization of Isolated Exotic Atoms

**Abstract:** Completely ionized exotic atoms facilitate high - precision - experiments in a two - body - system.

The ionization of muonic and antiprotonic atoms via formation and de-excitation processes is studied. The measurements of yields and energies of circular orbits show complete ionization in the case of  $\bar{p}\text{Ne}$ ,  $\bar{p}\text{Ar}$ ,  $\bar{p}\text{Kr}$ ,  $\mu\text{Ne}$  and  $\mu\text{Ar}$ ;  $\bar{p}\text{Xe}$  and  $\mu\text{Kr}$  are highly ionized.

X - ray - transitions originating from the electron shell demonstrate the subordinate role of antiproton capture accompanied by the emission of a K - electron to form  $\bar{p}\text{Kr}$ .

The pressure dependence of the electron transfer processes to the  $\mu\text{Ne}$  - ion is investigated. Below 500 mbar charge exchange is excluded during the lifetime of the metastable 2s - level.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Das exotische Atom</b>	
2.1	Charakteristische Eigenschaften exotischer Atome	3
2.2	Bildungsprozeß	5
2.3	Elektromagnetischer Abregungsprozeß	7
2.4	Die Ferrellsche Formel	12
<b>3</b>	<b>Fragestellung und Methodik</b>	
3.1	Ionisierung	
3.1.1	Erste Fragestellung	14
3.1.2	Methode	17
3.2	Coulomb - Einfang	
3.2.1	Zweite Fragestellung	22
3.2.2	Methode	22
3.3	Wiederauffüllung der Elektronenhülle	
3.3.1	Dritte Fragestellung	25
3.3.2	Methode	27
<b>4</b>	<b>Aufbau und Durchführung der Experimente</b>	
4.1	Die Teilchenstrahlen	
4.1.1	Der Antiprotonenstrahl des LEAR/CERN	30
4.1.2	Der Myonenkanal (I) des SIN	32
4.2	Die Zyklotronfalle	
4.2.1	Das Grundprinzip der Zyklotronfalle	34
4.2.2	Quasipotentialbild	35
4.2.3	Phasenraumverhalten	38
4.2.4	Aufbau der Zyklotronfalle	40
4.2.5	Einschuß und Abbremsen der Teilchenstrahlen	43
4.2.6	Optimierung von Einschuß und Abbremsvorgang	49
4.2.7	Stoppeffizienz	52
4.3	Die Halbleiterdetektoren	
4.3.1	Das allgemeine Funktionsprinzip	53
4.3.2	Die verwendeten Halbleiterdetektoren und ihre Meßpositionen	55
4.3.3	Die Detektorelektronik	56
4.3.4	Eichung der Halbleiterdetektoren: Energie, Auflösung und Nachweiswahrscheinlichkeit	59

<b>5</b>	<b>Auswertung</b>	
5.1	Bestimmung der gemessenen Linieneinhalte	65
5.2	Einfluß des Zeitfensters auf die Spektren	71
5.3	Selbstabsorption im Meßgas und Raumwinkelreduktion	72
5.4	Normierung	72
5.5	Allgemeine Fehlerbetrachtung	73
<b>6</b>	<b>Präsentation und Interpretation der Meß - ergebnisse</b>	
6.1	Antwort auf die erste Fragestellung: Ionisierung	
6.1.1	Antiprotonisches Neon	75
6.1.2	Antiprotonisches Argon	77
6.1.3	Antiprotonisches Krypton	81
6.1.4	Antiprotonisches Xenon	84
6.1.5	Myonisches Neon, Argon und Krypton	86
6.1.6	Allgemeine Bemerkungen	91
6.2	Antwort auf die zweite Fragestellung: Coulomb - Einfang	91
6.3	Antwort auf die dritte Fragestellung: Wiederauffüllung der Elektronenhülle	95
<b>7</b>	<b>Schlußbemerkungen</b>	
	Résumé, offene Fragen und Ausblick	99
<b>8</b>	<b>Anhang A</b>	
8.1	Quantenmechanische Herleitung der Ferrellschen Formel	102
8.2	Wirkungsquerschnitt für Photoeffekt an K - und L - Elektronen	105
<b>9</b>	<b>Anhang B</b>	
	Mathematisches Modell einer reinen zirkularen Kaskade (basierend auf der Ferrellschen Formel)	107
<b>10</b>	<b>Anhang C</b>	
	Die $K_{\alpha}$ - Übergangsenergie eines Elektrons in einem exotischen Atom	109
<b>11</b>	<b>Anhang D</b>	
	Das CB - Modell für Elektronentransfer	111

<b>12</b>	<b>Anhang E</b>	
	Druckabhängigkeit der Ausbeute des ( $2p \rightarrow 1s$ ) - Übergangs leichter myonischer Atome unter Berücksichtigung des Elek - tronentransfers	114
<b>13</b>	<b>Verzeichnis der Quellen</b>	116

# 1 Einleitung

Die Untersuchung der Eigenschaften exotischer Atome, d. h. atomarer Systeme, bei denen ein Elektron durch ein schwereres negativ geladenes Teilchen ( $\mu^-$ ,  $\pi^-$ ,  $K^-$ ,  $\bar{p}$ ,  $\Sigma^-$ , ...) ersetzt wird, stellt schon seit über vier Jahrzehnten ein umfangreiches Gebiet der modernen Physik dar. Seit der Errichtung besonderer Beschleunigerinstitute wie z. B. SIN, TRIUMF oder LAMPF erleben die damit verbundenen Fragestellungen eine eindruckliche Renaissance. Mit der Inbetriebnahme des LEAR am CERN steht jetzt auch für Antiprotonen die geeignete Einrichtung zur Verfügung. Der interdisziplinäre Charakter dieses Forschungsgebiets ergibt sich aus der Tatsache, daß die substituierten Teilchen dem Einfluß mehrerer fundamentaler Wechselwirkungen unterliegen.

Einerseits gehorchen die exotischen Teilchen genau so wie die Elektronen auf Grund ihrer elektrischen Ladung den Gesetzen der elektromagnetischen Wechselwirkung. Da die Strahlungskorrekturen bei der Wechselwirkung eines Myons mit dem Atomkern erheblich größer sind als im Fall eines Elektrons, eignet sich die Messung von Übergangsenergien in myonischen Atomen besonders gut als hochpräziser Test der QED [HÜF 77]. Umgekehrt erlaubt die so verifizierte Berechenbarkeit der QED - Effekte die Bestimmung von charakteristischen Parametern der exotischen Teilchen. So konnte der genaueste Wert für die Masse des negativ geladenen Pions aus der Messung der Energie des ( $4f \rightarrow 3d$ ) - Strahlungsübergangs bei pionischem Magnesium abgeleitet werden [JEC 86]. Die zwei oder drei am festesten gebundenen Zustände in einem exotischen Atom liegen schon zu einem großen Teil innerhalb der Kernladungsverteilung und werden von dieser beeinflußt. Deshalb lassen sich, vor allem bei schweren Kernen, aus der Bestimmung der Übergangsenergien auch Informationen über Kernmomente und Kernparameter gewinnen [HÜF 77].

Andererseits sind die exotischen Teilchen in diesen Zuständen entsprechend ihrem semileptonischen oder hadronischen Charakter zusätzlich dem Einfluß der schwachen und starken Wechselwirkung unterworfen. So dient z. B. der nukleare Myoneneinfang dazu, fundamentale Parameter und Hypothesen der semileptonischen schwachen Wechselwirkung zu messen bzw. zu überprüfen [MUK 77]. Bestimmte Strahlungsübergänge in myonischen Atomen eröffnen die Möglichkeit, Paritätsverletzung in atomaren Systemen auf Grund der Kopplung schwacher neutraler Ströme zu studieren [MIS 85]. Antiprotonen, Pionen, Kaonen und Sigma-Hyperonen wechselwirken stark mit den Hadronen im Kern. Die Messung der daraus resultierenden Verschiebung und Verbreiterung atomarer Niveaus ist die einzige Möglichkeit, die Parameter der starken Wechselwirkung an der Schwelle zu bestimmen [BAT 82]. Nicht vergessen werden soll die Verwendung von Mesomolekülen bei der sogenannten "kalten" oder " $\mu$ -katalysierten" Fusion [BRA 82], die als

alternative Energiequelle denkbar ist.

Besonders bei der Untersuchung von Effekten, die auf der elektromagnetischen (Strahlungskorrekturen, Teilchenmassen) und der schwachen (Paritätsverletzung) Wechselwirkung beruhen, wird durch die Unkenntnis des Zustands der Elektronenhülle die Genauigkeit der Experimente vermindert und ihre Interpretierbarkeit erschwert bzw. auf Grund der Anwesenheit von Elektronen die Durchführung gar unmöglich gemacht.

Ein exotisches Atom dagegen, das vollständig ionisiert ist, stellt ein einfaches quantenmechanisches System dar, bei dem das Studium der oben genannten Phänomene sehr erleichtert bzw. erst möglich wäre.

Experimente mit hochionisierten Atomen erfordern, um ein Nachfüllen von Elektronen bei Stößen mit Nachbaratomen zu vermeiden, isolierte Systeme. Diese Bedingung ist i. a. bei einem Druck im Meßgas von weniger als einer Atmosphäre gewährleistet. Da aber exotische Atome durch das Abbremsen eines Teilchenstrahls in Materie gebildet werden, führt der Wunsch nach einer möglichst hohen Produktionsrate zur Forderung nach einem hohen Druck. Zur gleichen Forderung führt auch die Notwendigkeit eines möglichst kleinen Stoppvolumens, um zur Spektroskopie hochauflösende Halbleiterdetektoren oder Kristallspektrometer benutzen zu können. Mit der **Zyklotronfalle** [SIM 87] steht jetzt ein Gerät zur Verfügung, das in idealer Weise diese widerstrebenden Anforderungen erfüllt. Sie ist ein wesentliches, apparatives Element der Experimente, die dieser Arbeit zugrunde liegen.

Es ist das Hauptziel dieser Arbeit zu untersuchen, inwieweit isolierte exotische Atome durch Abregungsvorgänge ionisiert werden. Da es hierbei von Wichtigkeit ist, in welchen Anregungszuständen die Atome gebildet werden, wird eine Aussage darüber gemacht werden, welche Bedeutung der Substitution eines K - Elektrons durch den Einfang eines exotischen Teilchens zukommt. Als dritter Punkt wird der Frage nachgegangen, ob es möglich ist, ein hochionisiertes exotisches Atom so lange in diesem Zustand zu erhalten, wie dies für das Studium der Paritätsverletzung in atomaren Systemen notwendig ist.

## 2 Das exotische Atom

In diesem Kapitel wird ein kurzer Überblick über das Wissen gegeben, das zum Verständnis dieser Arbeit vorausgesetzt wird. Zuerst werden einige charakteristische Eigenschaften exotischer Atome vorgestellt. Anschließend erfolgt die Erklärung allgemeiner Prinzipien des Bildungs- und Abregungsprozesses. Das Kapitel endet mit der Angabe einer analytischen Näherungsformel, welche die Beschreibung des Abregungsprozesses exotischer Atome erleichtert und die im weiteren Verlauf dieser Arbeit zur Interpretation der beobachteten Phänomene verwendet wird.

### 2.1 Charakteristische Eigenschaften exotischer Atome

Ein exotisches Atom ist ein atomares System, bei dem ein Elektron durch ein anderes negativ geladenes Teilchen<sup>1</sup> ersetzt wird, indem dieses in das Coulombpotential des Atoms eingefangen wird. Das exotische Atom wird in einem hochangeregten Zustand gebildet, wobei zu erwarten ist, daß nicht nur ein, sondern mehrere Elektronen aus der Hülle entfernt werden. Bildung und Abregung sind elektromagnetische Prozesse (siehe Abschnitt 2.2 und 2.3).

Die Masse des substituierten Teilchens ( $m$ ) ist um ein Vielfaches größer als die Elektronenmasse ( $m_e$ ). Dies hat Konsequenzen für die charakteristischen Skalen eines exotischen Atoms, da diese von der Masse bestimmt werden.

$$\text{Energieskala : } E \propto m$$

$$\text{Längenskala : } a \propto 1/m$$

Die Bindungsenergien eines myonischen Atoms sind ca. 200, die eines antiprotonischen Atoms gar ca. 1800 mal größer als in einem vergleichbaren Ein - Elektronensystem. Entsprechend kleiner ist auch der mittlere Abstand der Niveaus vom Kern, was zur Folge hat, daß bei einem myonischen Atom die Zustände mit einer Hauptquantenzahl  $n \leq \sqrt{m/m_e} = 14$ , und im Fall der Antiprotonen mit  $n \leq 43$  noch unterhalb der K-Schale der Elektronenhülle liegen. Aus diesem Grund ist ein exotisches Atom bzgl. des substituierten Teilchens ein **wasserstoffähnliches System** mit einem einfachen Bohr-Schrödinger-Termschema. Die Fig. 2.1.1 zeigt dies für den Fall  $\mu\text{Ne}$ . Im Unterschied zu normalen Atomen befinden sich aber die zwei oder drei am festesten gebundenen Niveaus, vor allem bei schwereren Kernen, noch zu einem großen Teil innerhalb der Kernladungsverteilung und werden von dieser

---

<sup>1</sup>Bisher wurden leptonische ( $\mu^-$ ), mesonische ( $\pi^-$ ,  $K^-$ ), baryonische ( $\bar{p}$ ) und hyperonische ( $\Sigma^-$ ) Atome hergestellt.

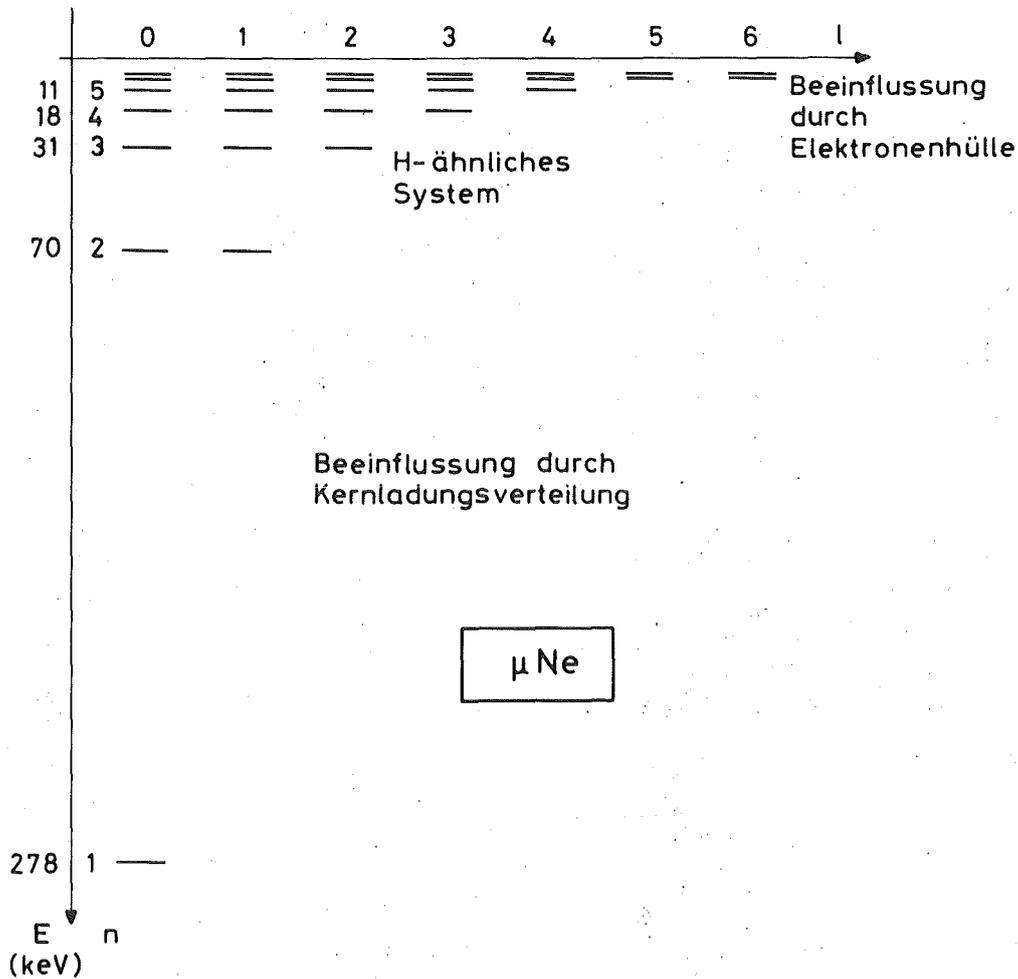


Fig. 2.1.1: Das wasserstoffähnliche Termschema des myonischen Neons

beeinflusst. Umgekehrt spüren die höher liegenden Zustände den Einfluß der Elektronenhülle, falls diese noch vorhanden ist.

Im Gegensatz zur Bindungsenergie und zum Bohrradius ist die Geschwindigkeit  $v$  eines Teilchens im Potential eines Kerns mit der Ladung  $Z$  nicht von der Masse abhängig.

$$\frac{v}{c} = \frac{\alpha \cdot Z}{n} \quad \alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$$

Teilchen mit der gleichen Hauptquantenzahl  $n$  bewegen sich gleich schnell. Da ein exotisches Teilchen im Vergleich zu den Elektronen sehr hoch angeregte Zustände bevölkert, ist seine Geschwindigkeit bis auf das Ende des Abregungsprozesses immer kleiner als die Geschwindigkeit der Elektronen

in der Hülle. Das substituierte Teilchen ersetzt in dieser Hinsicht nicht das bei der Bildung des Atoms ionisierte Elektron, sondern verhält sich eher wie eine statische, negative Ladung in einem kernnahen, angeregten Zustand. Dadurch wird von der Kernladung eine Einheitsladung abgeschirmt. Ein exotisches Atom kann daher bzgl. der Elektronenhülle als ein atomares System mit einem **angeregten Kern** und der **Kernladung** ( $Z - 1$ ) betrachtet werden [GOR 74]. Dies bedeutet, daß sich die Elektronenhülle der jeweiligen Ladungskonfiguration bestehend aus exotischem Teilchen und Atomkern anpaßt (adiabatische Näherung).

## 2.2 Bildungsprozeß

Unser Wissen über den Bildungsprozeß exotischer Atome ist trotz einer Vielzahl experimenteller wie theoretischer Forschungsarbeiten nach wie vor unbefriedigend.

So ist es auf der experimentellen Seite bis heute nicht möglich, den Einfang exotischer Teilchen in das Coulombpotential eines Atoms direkt zu beobachten. Informationen über die Verteilung  $P_{init}(n, l)$  der Teilchen auf die verschiedenen Zustände des Atoms nach dem Einfang lassen sich in manchen Fällen aus Nachfolgeprozessen gewinnen. Hierbei handelt es sich um Strahlungsübergänge bei der Abregung des exotischen Atoms. So zeigt z. B. die Beobachtung sehr hoher K - Serienterme (bis zu  $20 \rightarrow 1$  bei  $\mu\text{Fe}$  [HAR 76]), daß der Einfang in hochangeregte Niveaus erfolgen kann, die schon in der Elektronenhülle liegen. Die Messungen der relativen Einfangwahrscheinlichkeiten [EGI 82] für verschiedene Konstituenten von Gemischen oder chemischen Verbindungen offenbaren eine generelle Abhängigkeit der Einfangwahrscheinlichkeiten von der Ordnungszahl  $Z$  entsprechend [BAI 63]

$$W(Z) \propto Z^n \quad (0.5 \leq n \leq 1.5)$$

Zudem erkennt man eine periodische Feinstruktur, welche die atomare Schalenstruktur und die besondere Bedeutung gerade der äußeren Elektronenschalen beim Abbrems - und Einfangprozeß widerspiegelt.

Die Zahl der eingefangenen exotischen Teilchen mit einer kinetischen Energie  $E$  (aus einem Energieintervall  $dE$ ) ergibt sich zum einen aus dem Energiespektrum<sup>2</sup>  $N(E)$  vor dem Einfang auf Grund der Abbremsung des Teilchenstrahls in Materie und zum anderen aus dem Wirkungsquerschnitt für den Einfangprozeß  $\sigma_C(E)$  :

$$dN/dE \propto N(E) \cdot \sigma_C(E) \cdot (\text{Phasenraumfaktor})$$

---

<sup>2</sup>Die spektrale Verteilung exotischer Teilchen vor dem Einfang wurde bisher nur einmal, im Fall langsamer Myonen, gemessen ([DAN 81c], [FOT 82]).

Auf der theoretischen Seite besteht daher die Schwierigkeit, daß ein Modell, das den Energieverlust beim Abbremsen und beim atomaren Einfang konsistent behandeln will, über einen weiten Energiebereich anwendbar sein muß.

Da die Wellenlänge der exotischen Teilchen für Energien  $E > 1$  eV deutlich kleiner ist als die Ausdehnung des einfangenden Atoms, bevorzugen viele Autoren, speziell bei Einzelatomen mit vielen Elektronen oder bei Festkörpern, ein semiklassische Beschreibung ([FER 47], [DAN 75, 77, 80a, 81a, 81b], [HAF 74b, 77] [LEO 74, 77a, 77b, 78], [VOG 75a, 77]). Hierbei verlieren die exotischen Teilchen vor allem durch Streuung von Elektronen eines degenerierten Fermigases in unbesetzte Zustände kontinuierlich Energie. Strahlungsdämpfung spielt für den Energieverlust nur eine untergeordnete Rolle. Da bei dieser Beschreibung die Schalenstruktur der Elektronenhülle unberücksichtigt bleibt, ist es nicht verwunderlich, daß semiklassische Modelle ohne zusätzliche Annahmen die schon erwähnte Periodizität der Einfangwahrscheinlichkeit als Funktion der Ordnungszahl  $Z$  nicht erklären können.

Eine teilweise erfolgreiche Erweiterung wurde von Daniel [DAN 79] ausgeführt, der die gemessenen Einfangwahrscheinlichkeiten mit den Atomradien in Verbindung bringt. Schneuwly, Pokrovsky und Ponomarev [SCH 78] führen in einem anderen Ansatz die Anzahl der nicht zu fest gebundenen Elektronen zur Erklärung an. Erfolgreich ist auch eine Monte - Carlo - Methode ([COH 83a], [KIR 80]), welche die klassischen Hamiltonschen Bewegungsgleichungen für ein Viel - Körper - Problem numerisch löst.

Eine quantenmechanische Behandlung ([AUY 68], [BAK 60], [CHE 80], [COH 81, 83b], [HAF 74a], [MAN 61], [MAR 63]) liegt dagegen bisher nur für die leichtesten Atome vor. Allein die Rechnungen von v.Egidy, Jakubassa - Amundsen und Hartmann [EGI 84] sind auch für schwere Atome gültig. Sie enthalten aber freie Parameter, die an die experimentellen Daten (relative Einfangwahrscheinlichkeiten) angepaßt werden müssen. Der quantenmechanische Ansatz geht von einer Wechselwirkung des exotischen Teilchens mit nur einem einzigen Elektron des Atoms aus. Der atomare Einfang erfolgt hierbei hauptsächlich durch Emission eines Augerelektrons und weniger durch Strahlungsübergang. Die benutzten Modelle reichen von der einfachen Bornschen Näherung mit einlaufender und auslaufender ebener Welle für exotisches Teilchen bzw. Elektron (die Geschwindigkeit der einlaufenden Teilchen  $v$  ist viel größer als die Geschwindigkeit der Elektronen  $v_e$  im Atom) bis hin zur adiabatischen Born - Oppenheimer - Näherung ( $v \ll v_e$ ).

Trotz vielfältiger technischer Unterschiede der verschiedenen Ansätze sind die beiden folgenden Punkte die Grundaussagen der neueren theoretischen Arbeiten:

- Die durchschnittliche kinetische Energie der exotischen Teilchen vor

dem Einfang liegt in der **Größenordnung der atomaren Ionisierungsenergie** ( $O(10 \text{ eV})$ ). Auch experimentelle Hinweise deuten in diese Richtung ([DAN 81c], [FOT 82]).

- Die am schwächsten gebundenen Elektronen sind die wichtigsten Partner beim Coulomb - Einfang eines exotischen Teilchens durch Augereffekt. Der atomare Einfang erfolgt in **Zustände mit sehr hohen Quantenzahlen** ( $n \gg \sqrt{m/m_e}$ ).

Unter Verwendung dieser Aussagen können die kinematischen Verhältnisse des Einfangprozesses abgeschätzt werden. Im Anfangszustand (i) befinden sich ein thermalisiertes Atom ( $E_{th} = 4 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$ ) und ein exotisches Teilchen mit einer angenommenen kinetischen Energie von 10 eV. Da der Einfang dieses Teilchens in hochangeregte und daher energetisch sehr dicht liegende Zustände erfolgt, wird es immer ein Niveau geben, dessen Bindungsenergie ungefähr mit der Ionisierungsenergie des zu emittierenden Augerelektrons übereinstimmt. Für diesen Fall wird die Wahrscheinlichkeit für den Augereprozeß am größten. Man wird daher nicht mit einer inneren Energie aus der Differenz von Bindungsenergien rechnen müssen. Im Endzustand (f) befinden sich danach ein Elektron und das exotische Atom. Da die Masse des Elektrons klein ist gegenüber der Masse des Atoms, wird die Energie des Anfangszustands näherungsweise als kinetische Energie vom Elektron, der Impuls dagegen vom exotischen Atom übernommen.

$$\begin{aligned} E_f &= E_i \approx E_e \\ p_f &= p_i \approx p_{\text{exot. Atom}} \end{aligned}$$

Als Beispiel ergibt sich für myonisches Neon eine Geschwindigkeit von  $1.4 \cdot 10^3 \text{ m/s}$ . Dies entspricht ungefähr dem Zweifachen der thermischen Geschwindigkeit ( $v_{th} = 5.6 \cdot 10^2 \text{ m/s}$ ).

### 2.3 Elektromagnetischer Abregungsprozeß

Nach seiner Bildung befindet sich ein exotisches Atom in einem hochangeregten Zustand. Der danach einsetzende Abregungsprozeß (**elektromagnetische Kaskade**) ist aber meistens erst dann einer direkten Messung zugänglich, wenn die Abregung zwischen Zuständen erfolgt, welche schon unterhalb der Elektronenhülle liegen ( $n \leq \sqrt{m/m_e}$ ). Nur für diesen Fall einer Kaskade zwischen den Niveaus eines wasserstoffähnlichen Systems kann mit Hilfe der zeitabhängigen Störungsrechnung eine quantenmechanische Kaskadenrechnung ([AKY 78], [BUR 53], [EIS 61], [HÜF 66], [MAR 63]) ausgeführt werden. Dagegen ist die Beschreibung des Wegs durch die Elektronenhülle

schwierig (z. B. [VOG 75a]). Aus diesem Grund entzieht sich die Einfangverteilung  $P_{init}(n, l)$  der exotischen Teilchen bei  $n \gg \sqrt{m/m_e}$  einer direkten experimentellen Bestimmung, da den beobachteten Strahlungsübergängen mit Hilfe der Kaskadenrechnung nur eine Anfangsverteilung  $P_{cas}(n, l)$  der quantenmechanischen Kaskade bei der Hauptquantenzahl  $n \approx \sqrt{m/m_e}$  zugeordnet werden kann ([HAR 82], [VOG 80]). Um eine Verbindung zwischen diesen unterschiedlichen Bereichen herstellen zu können, wird angenommen, daß sich die beiden Verteilungen nicht wesentlich unterscheiden ([VOG 75a], [LEO 77a]).

Die Kaskade eines exotischen Teilchens unterliegt - mit Ausnahme der Zustände mit geringem Drehimpuls bei hadronischen Atomen - nur der elektromagnetischen Wechselwirkung. Sie erfolgt hauptsächlich über Dipolübergänge (E1). Es ist sowohl der strahlungslose Augereffekt als auch die radiative Abregung möglich. Beim Augerübergang wird die Energie durch Coulombwechselwirkung auf ein Hüllenelektron übertragen, das dadurch i. a. aus dem Atom entfernt wird. Es ist aber auch eine Anregung in sehr hochgelegene, langlebige Zustände denkbar ("spectator" - Elektronen). Neben den E1 - Übergängen spielen sowohl E0 - und E2 - Auger - als auch E2 - Strahlungsübergänge eine Rolle [AKY 78]. Für eine Kaskade ergibt sich i. a. das folgende typische Bild ([BUR 53], [EIS 61]):

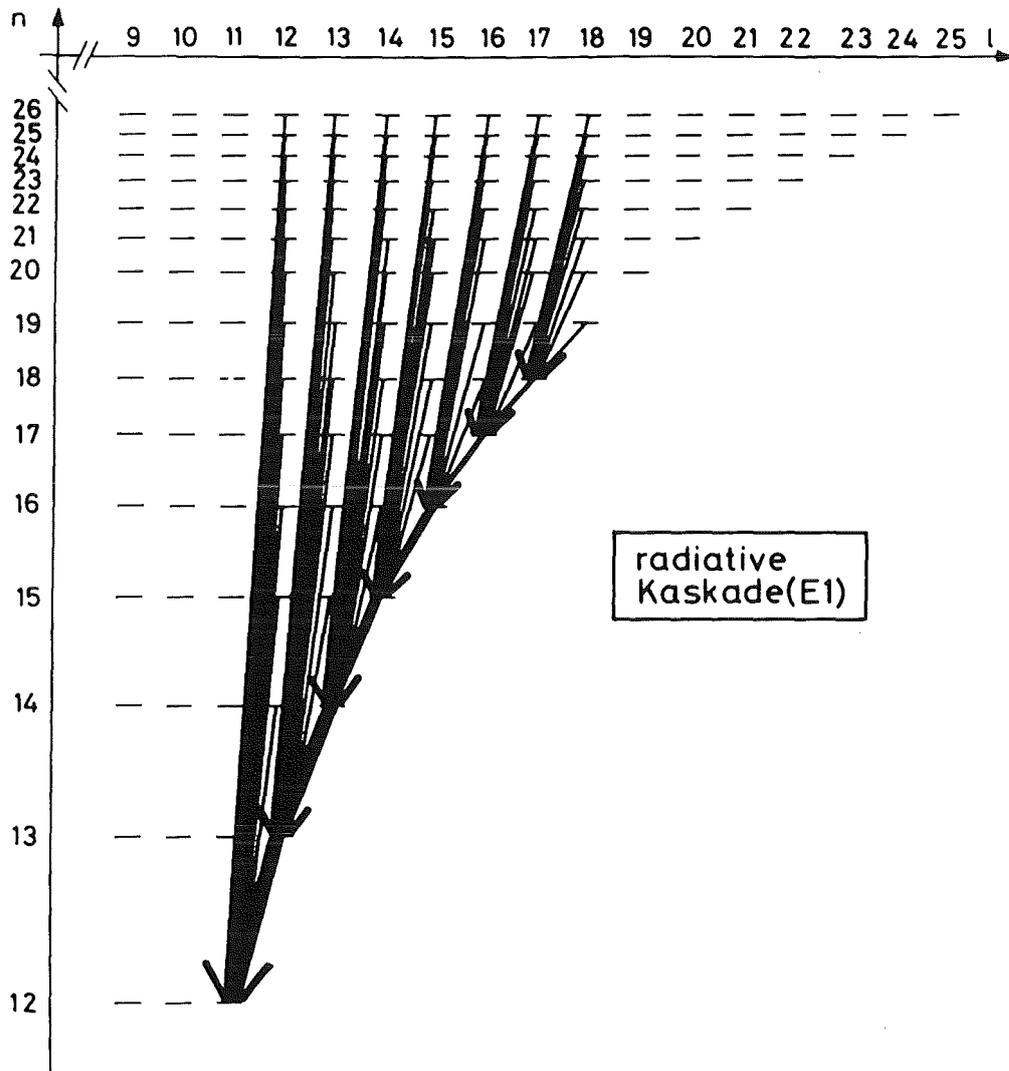
- **Strahlungsübergänge**

Die Strahlungsbreiten sind proportional zum Quadrat des Dipolmatrixelements und zur dritten Potenz der Energiedifferenz  $\omega$  zwischen Anfangs ( $n_i, l_i$ ) - und Endzustand ( $n_f, l_f$ ).

$$\begin{aligned} \Gamma_{rad} &\propto \omega^3 | \langle f | \vec{r} | i \rangle |^2 \\ &\propto m_{red} Z^4 \end{aligned}$$

Hierbei ist  $Z$  die (effektive) Kernladung und  $m_{red}$  die reduzierte Masse des exotischen Atoms. Strahlungsübergänge bevorzugen eine möglichst große Änderung ( $\Delta n$ ) der Hauptquantenzahl  $n$ , da der Faktor  $\omega^3$  das Verhalten bestimmt. Ebenso bevorzugt sind Übergänge zu kleineren Drehimpulsquantenzahlen ( $\Delta l = -1$ ). In diesem Fall unterscheidet sich die Zahl der Knoten ( $n_r$ ) der radialen Wellenfunktion zwischen Anfangs - und Endzustand mit ( $\Delta n_r = n_i - n_f - 1$ ) am wenigsten, was eine maximale Überlappung beider Zustände garantiert. Der wichtigste Strahlungsübergang ist daher

$$(n_i, l_i) \rightarrow (n_f = l_i, l_f = l_i - 1) \quad (l_i \neq 0)$$



**Fig. 2.3.1:** Schematische Darstellung einer radiativen Kaskade

Wie die Fig. 2.3.1 zeigt, bilden sich dadurch Gruppen (Serien) von Übergängen aus. Das Merkmal einer jeden Gruppe ist, daß alle Übergänge dasselbe Endniveau ( $l_f = n_f - 1$ ) bevölkern, während die Ausgangszustände zwar den gleichen Drehimpuls aber verschiedene Hauptquantenzahlen besitzen. Vor allem bei den Zerfällen der inneren Niveaus, bei denen ein großes  $\Delta n$  möglich ist, sind Serien deutlich ausgeprägt ( Lyman - Serie ( $K, n \geq 2$ ):  $np \rightarrow 1s$ , Balmer - Serie ( $L, n \geq 3$ ):  $nd \rightarrow 2p$ , Paschen - Serie ( $M, n \geq 4$ ):  $nf \rightarrow 3d$  ).

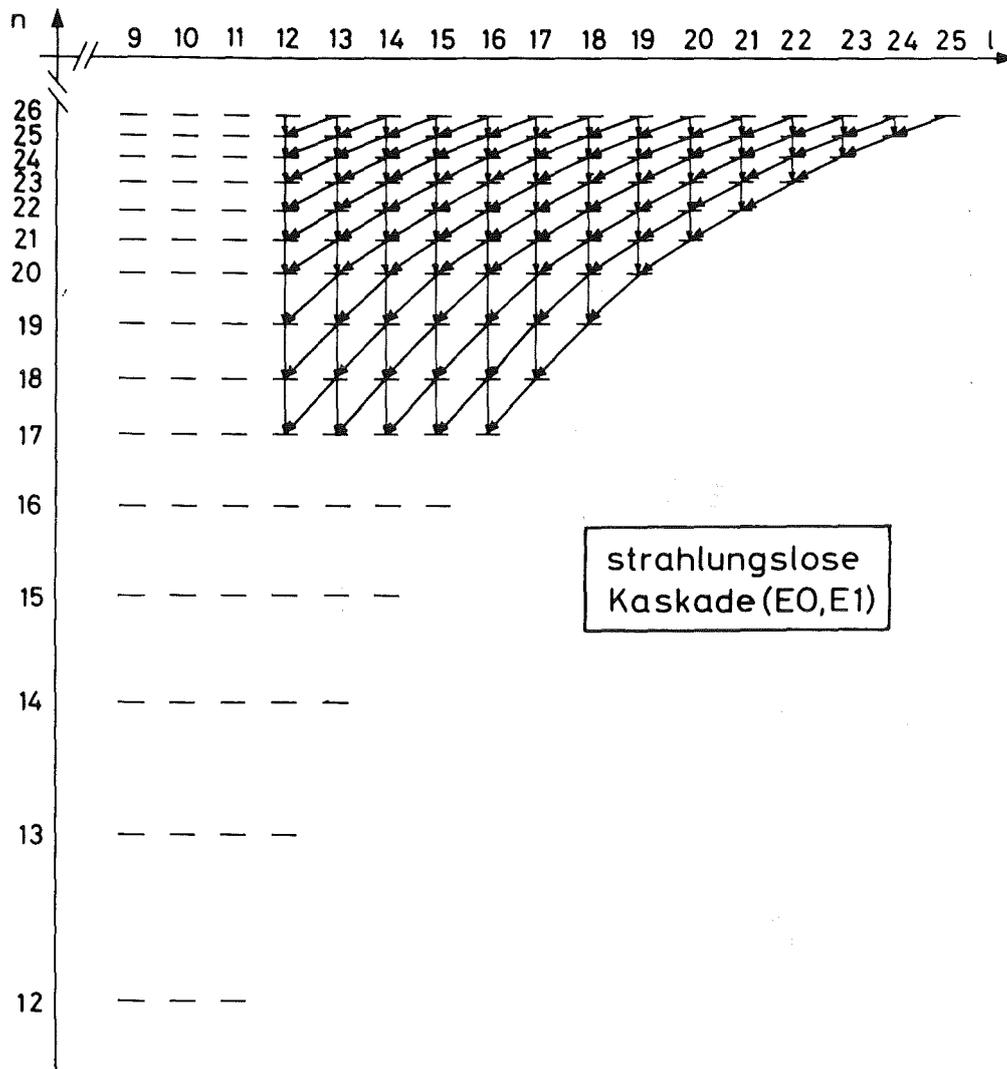


Fig. 2.3.2: Schematische Darstellung einer strahlungslosen Kaskade

- Augerübergänge

Die Augerübergangsbreiten

$$\Gamma_{Aug} \propto \left| \left\langle f \left| \frac{1}{|\vec{r}|} \right| i \right\rangle \right|^2$$

zeigen nur eine schwache Energieabhängigkeit und sind für leichte wie schwere Kerne beinahe gleich. Hierbei ist  $\vec{r}$  der Abstandsvektor zwischen dem exotischen Teilchen und dem emittierten Hüllenelektron. Der wichtigste Augerübergang ist

$$(n_i, l_i) \rightarrow (n_f, l_f = l_i - 1)$$

$\Delta n$  nimmt den kleinsten Wert an, der für die Emission eines bestimmten Elektrons aus dem Atom energetisch möglich ist. Für das Elektron bedeutet dies, daß es mit der kleinstmöglichen kinetischen Energie ausgestattet wird. Wie bei den Strahlungsübergängen gilt auch hier, daß die Kaskadenschritte mit ( $\Delta l = -1$ ) bevorzugt sind. Die Übergänge mit ( $\Delta l = 0$ ) sind zwar weniger wahrscheinlich, dürfen aber nicht vergessen werden. Wie wir der Fig. 2.3.2 entnehmen können, ordnen sich die Augerübergänge nicht zu Serien an, sondern führen eher zu einer gleichmäßigen Verschiebung der Anfangsverteilung der exotischen Teilchen zu kleineren Drehimpulsen. Unter bestimmten Umständen sind allerdings auch Übergänge mit ( $|\Delta n| \gg 1$ ), vor allem aus hochgelegenen inneren Niveaus, nicht zu vernachlässigen. Ist nämlich der ( $|\Delta n| \approx 1$ ) - Übergang unter Emission eines K - Elektrons energetisch unmöglich, konkurrieren die Übergänge mit L - Elektronen - Emission ( $|\Delta n| \approx 1$ ) und K - Elektronen - Emission ( $|\Delta n| \gg 1$ ) miteinander.

- **Zirkulare Kaskade**

Beiden Abregungsprozessen ist gemeinsam, daß den Teilchen, die einmal in ein zirkulares Niveau ( $l = n - 1$ ) gelangt sind, für die weitere Abregung nur die nachfolgenden zirkularen Zustände zur Verfügung stehen. Besonders die Strahlungsübergänge tragen durch ihre Tendenz zur Serienbildung zur Ansammlung der exotischen Teilchen in den zirkularen Niveaus bei (Fig. 2.3.1). Der Anteil des Augereffektes (Fig. 2.3.2) an dieser Anhäufung ist geringer, da nur die weniger wahrscheinlichen E0 - Übergänge bzw. die E1 - Übergänge mit ( $\Delta l = +1$ ) die zirkularen Niveaus bevölkern. Durch diesen Mechanismus kommt es zur Ausbildung einer zirkularen Kaskade ("Regenrinneneffekt"). Dies bedeutet, daß die Dipolübergänge zwischen zirkularen Zuständen

$$(n_i = n, l_i = n - 1) \rightarrow (n_f = n - 1, l_f = n - 2)$$

im Verlauf der Kaskade eine dominante Rolle zu spielen beginnen. So durchlaufen im Falle der nicht stark wechselwirkenden myonischen Edelgasatome schließlich ca. 90% aller eingefangenen Myonen den ( $2p \rightarrow 1s$ ) - Übergang, wobei die Summe der Ausbeuten aller K - Serienterme annähernd 100% ergibt.

- **Grobgliederung der Kaskade**

Der obere und mittlere Teil der Kaskade wird vom Augereffekt dominiert. Die notwendige Voraussetzung dafür ist natürlich, daß überhaupt Elektronen zur Verfügung stehen. Da in diesem Kaskadenteil die

Energieniveaus des exotischen Atoms dicht beieinander liegen und dies auch für die Ionisierungsenergien der äußeren Elektronen gilt, kommt dies der Eigenschaft des Augereffekts, immer die kleinstmögliche Energiedifferenz zu bevorzugen, entgegen. Die letzten Schritte einer Kaskade dagegen sind immer Strahlungsübergänge, unabhängig von der Anzahl der ionisierbaren Elektronen in der Hülle<sup>3</sup>.

## 2.4 Die Ferrellsche Formel

Kaskadenrechnungen sind sehr aufwendig, zumal dann, wenn sie eine Vielzahl von Korrektoreffekten berücksichtigen sollen. Beispiele für diese sind die teilweise Entleerung und Wiederauffüllung der Elektronenschalen während der Kaskade [BOR 54], die teilweise Überlappung der Wellenfunktionen von Elektronen und exotischem Teilchen [AKY 78] oder die Beeinflussung der elektromagnetischen Abregungsschritte des exotischen Teilchens (Fried - Martin - Faktor) [FRI 63] auf Grund der Bewegung des Atomkerns um den Schwerpunkt des exotischen Atoms. Ferner stößt man z. B. im Fall der antiprotonischen Atome bei der Berechnung radialer Matrixelemente hochangeregter Niveaus ( $n \approx 40$ ) an die Grenzen der Rechengenauigkeit der verfügbaren Computer. Es ist auch i. a. schwierig, aus Kaskadenrechnungen allgemeine Zusammenhänge zu extrahieren.

Unabhängig von diesen Schwierigkeiten erweisen sich aber die vorhandenen Kaskadenprogramme, die wie z. B. das Programm von Akylas und Vogel [AKY 78] zur Beschreibung des myonischen Abregungsprozesses in einem Festkörper geschrieben wurden, für den Spezialfall isolierter Gasatome als nicht geeignet. Dies liegt daran, daß in diesem Fall kein Gleichgewicht zwischen der Ionisierung durch Augereffekt auf der einen und dem Wiederauffüllen der Elektronenhülle bei Stößen mit Nachbaratomen auf der anderen Seite besteht. Die Annahme eines Gleichgewichts ist sicherlich nur in Festkörpern, Flüssigkeiten oder bei Gasen unter hohem Druck gültig.

Wie wir sehen werden, vereinfacht sich bei isolierten Gasatomen der Abregungsprozeß dahingehend, daß sich begünstigt durch eine fortschreitende Ionisierung schon frühzeitig eine alles dominierende zirkulare Kaskade ausbildet, die ausschließlich über Dipolübergänge erfolgt. Für diesen besonderen Fall bietet sich die Verwendung einer von R.A. Ferrell [FER 60] ab-

---

<sup>3</sup>Anmerkend sei darauf hingewiesen, daß diese Tatsache eine Beobachtung exotischer Atome überhaupt erst möglich macht. Die Augerelektronen können nur in den seltenen Fällen einer großen kinetischen Energie die Substanz verlassen, in der die exotischen Atome gebildet werden [CAL 82]. Die Energien der Strahlungsübergänge liegen zudem gerade im Nachweisbereich von Halbleiterdetektoren, die wegen ihrer hohen Energieauflösung zur Spektroskopie ausgezeichnet geeignet sind.

geleiteten analytischen Näherungsformel an, welche nur Abregungsschritte mit Dipolcharakter berücksichtigt. Diese Formel stellt eine Verbindung zwischen dem Verhältnis von totaler Auger - und totaler Strahlungsrate auf der einen Seite und dem Wirkungsquerschnitt für Photoeffekt auf der anderen Seite her. Der Atomkern und das ihn umkreisende exotische Teilchen werden als einen sich zeitlich verändernden, mit der Frequenz  $\omega$  strahlenden Dipol aufgefaßt. Die Elektronenhülle ist einem Fluß virtueller Photonen ausgesetzt, die wieder absorbiert werden und dadurch den Elektronen die zur Ionisierung notwendige Energie verleihen.

$$\frac{\Gamma_{Aug}(\omega)}{\Gamma_{rad}(\omega)} = \frac{1}{(Z-1)^2} \frac{\sigma_{Photo}^{(Z-1)}(\omega)}{\sigma_T}$$

Hierbei ist  $\omega$  die Übergangsenergie,  $\sigma_{Photo}^{(Z-1)}$  der Wirkungsquerschnitt für Photoeffekt an einem neutralen Atom mit der Kernladung  $(Z-1)$  und  $\sigma_T$  der Wirkungsquerschnitt für Thomson - Streuung. Im Anhang A wird die Fermis Formel in 1. Ordnung Störungstheorie quantenmechanisch hergeleitet.

Diese Beschreibung der strahlungslosen Abregung eines exotischen Atoms ähnelt dem Konzept der "inneren Konversion". Darunter versteht man die elektromagnetische Abregung eines Atomkerns unter Emission eines Hüllenelektrons. Die am Ende von Abschnitt 2.1 für ein aus Atomkern und exotischem Teilchen bestehendes System geäußerte Charakterisierung als angeregter Kern trägt dieser Analogie Rechnung.

## 3 Fragestellung und Methodik

In diesem Kapitel werden die drei Fragestellungen dieser Arbeit vorgestellt und gerechtfertigt. Sie betreffen die Bildung und Ionisierung exotischer Atome sowie die Wiederauffüllung der Elektronenhülle in einem ionisierten exotischen Atom. In allen drei Fällen wird ausgeführt, mit welchen Mitteln eine Antwort auf die jeweiligen Fragestellungen gefunden werden soll. Wir werden uns in dieser Arbeit auf myonische und antiprotonische Atome beschränken. Hierbei steht das Myon stellvertretend für die leichten und das Antiproton stellvertretend für die schweren exotischen Teilchen.

### 3.1 Ionisierung

#### 3.1.1 Erste Fragestellung

Der Einfang eines exotischen Teilchens und die Abregung des gebildeten Atoms mittels Augereffekt sind Prozesse, bei denen Elektronen aus der Atomhülle entfernt werden. Stehen nur die atomeigenen Elektronen zur Verfügung, führen diese Prozesse unweigerlich zu einer fortschreitenden Ionisierung des Atoms. Jene Voraussetzung ist im Fall isolierter Atome erfüllt, bei denen Stöße mit den Nachbaratomen und daraus resultierender Elektronenaustausch unterbunden sind.

Wir wollen abschätzen, bis zu welchem Gasdruck noch von isolierten Atomen gesprochen werden kann. Die Bedingung dafür lautet, daß die Kaskadenzeit kleiner als die Zeit sein muß, die zum Nachfüllen von Elektronen im Mittel notwendig ist. Da Augerübergänge im oberen und mittleren Teil der Kaskade deutlich schneller als Strahlungsübergänge sind, wird die Dauer der Kaskade im wesentlichen vom ersten radiativen Übergang nach der Abfolge der Augerübergänge bestimmt. Wie wir am Ende dieses Abschnitts sehen werden, kann man diesen Übergang im Fall des myonischen Neons bei  $n \approx 14$  und im Fall des myonischen Kryptons bei  $n \approx 9$  erwarten. Die dazugehörigen Zerfallszeiten sind  $2 \cdot 10^{-11}$ s bzw.  $1 \cdot 10^{-14}$ s. Dagegen beträgt bei einem Druck von 1 atm die mittlere Elektronennachfüllzeit bei Neon ca.  $10^{-10}$ s und bei Krypton ca.  $10^{-11}$ s. Wir können also in einem Druckbereich  $p \leq 1$  atm die myonischen Edelgasatome als isolierte Systeme ansehen. Diese Aussage wird durch die Messung der Druckabhängigkeit der Ausbeuten der K - Serienterme bestätigt. Die mit steigendem Druck ( $p > 1$  atm) zugunsten der höheren Serienterme abnehmende  $K_\alpha$  - Übergangsausbeute kann mit dem Nachfüllen eines Elektrons während der Kaskade erklärt werden. Dieser Prozeß begünstigt die strahlungslose Abregung und vermindert dadurch die Wirksamkeit des "Regenrinneneffekts" ([EHR 83], [BAC 85]). Ähnliche Über-

legungen gelten auch für die antiprotonischen Atome. Hier laufen die vergleichbaren Übergänge wegen der größeren Masse des Antiprotons ca. 10 mal schneller ab, sodaß wir uns auf Drucke  $p \leq 100$  mbar beschränken müssen.

In Festkörpern, Flüssigkeiten und Gasen unter hohem Druck dagegen wird die durch die Augerübergänge entstehende positive Ladung immer wieder insoweit ausgeglichen, daß sich ein Gleichgewicht zwischen der Ionisierung und dem Nachfüllen von Elektronen einstellt, wobei aber der darauffolgende Ladungszustand, d. h. die Zahl der verbleibenden Elektronen, letztlich unbekannt ist.

**1. Fragestellung** *Bis zu welchem Grad werden isolierte myonische und antiprotonische Edelgasatome durch die Augerprozesse bei ihrer Bildung und Abregung ionisiert?*

Für die Vermutung, daß ein hoher Ionisierungsgrad erreicht werden kann, gibt es eine Reihe von Gründen:

- Wird bei einem Augerübergang ein Elektron aus einer inneren Schale entfernt, bleibt die Elektronenhülle in einem angeregten Zustand zurück. Aus dem Studium der Anregung innerer Schalen in einem normalen Atom weiß man, daß dies eine Lochkaskade zur Folge hat, bei der über eine Kette von Auger - und Coster - Kronig - Übergängen das primäre Loch in der Hülle von einer inneren zu einer äußeren Schale verlagert wird. Coster - Kronig - Übergänge sind strahlungslose Abregungsprozesse, bei denen ein Loch von einem Elektron aufgefüllt wird, das die gleiche Haupt - aber eine andere Drehimpulsquantenzahl wie die Fehlstelle besitzt. Da die Energiedifferenzen in solchen Fällen sehr klein sind, verlaufen diese Übergänge ca. 10 mal schneller als die üblichen Augerprozesse [KES 74], bei denen sich die Hauptquantenzahlen von Elektron und Loch unterscheiden. Sind Coster - Kronig - Übergänge möglich, kann eine Lochkaskade nur einige  $10^{-16}$ s dauern. Diese Abfolge von augerartigen Prozessen bewirkt die Emission weiterer Elektronen ([CAR 66], [TON 87]). Die Fig. 3.1.1 zeigt als Funktion der Ordnungszahl  $Z$  die Anzahl der Augerelektronen, die als Folge eines Lochs in einer inneren Schale entstehen. Ist nun die Umordnung der Elektronenhülle beendet, bevor es zu einem weiteren Übergang des exotischen Teilchens kommt, führt die Anregung einer inneren Schale durch Augereffekt im Mittel zur Emission von mehr als einem Elektron [BAC 85].

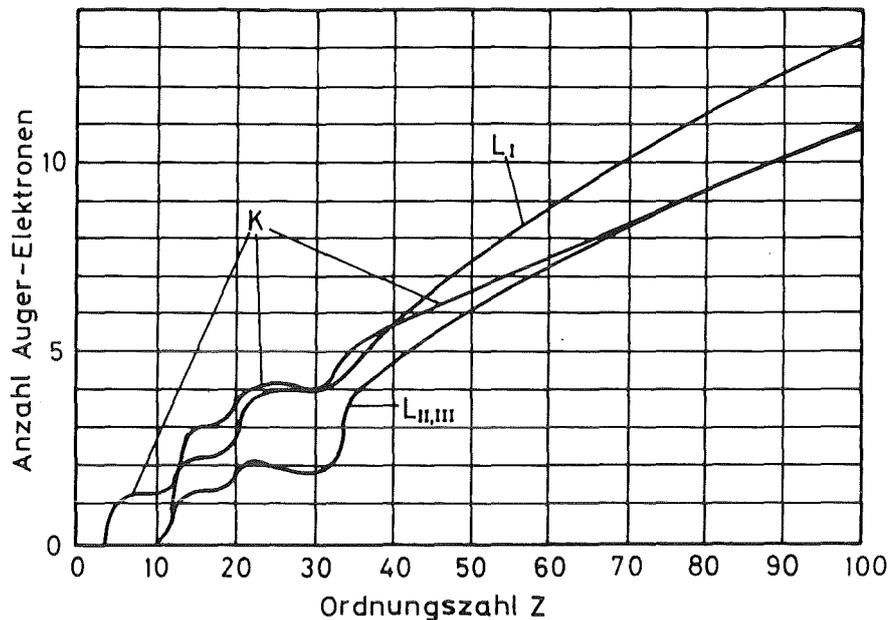


Fig. 3.1.1: Anzahl der Augerelektronen pro Fehlstelle in einer inneren Elektronenschale als Folge einer Lochkaskade (bei vollständiger Elektronenhülle)

- Wie im Abschnitt 2.2 ausgeführt wurde, vermutet man, daß der Coulomb - Einfang in hochangeregte Zustände mit Hauptquantenzahlen  $n \gg \sqrt{m/m_e}$  erfolgt. Es ist daher mit einer großen Anzahl von Kaskadenschritten, d. h. Augerübergängen zu rechnen.
- Eine einfache Energiebilanz zeigt, daß ein hoher Ionisierungsgrad energetisch im Prinzip möglich ist. Beim Prozeß der fortschreitenden Ionisierung kann man bis hinunter zur L - Schale näherungsweise von einem kontinuierlichen Anwachsen der Ionisierungsenergie ausgehen und die diskrete Energiestruktur der Elektronenhülle vernachlässigen. Ferner liegen die Übergänge zwischen hochangeregten Zuständen eines exotischen Atoms bzgl. ihrer Energie sehr dicht beieinander. So können wir annehmen, daß in diesem Kaskadenbereich den Augerübergängen praktisch immer ionisierbare Elektronen zur Verfügung stehen. Bei der Emission der K - Elektronen dagegen muß aber auf jeden Fall die Schalenstruktur der Hülle und die Energiequantisierung der Übergänge berücksichtigt werden. Beide Bedingungen zusammen legen genau fest, welcher Kaskadenschritt als erster über Augereffekt an einem K - Elek-

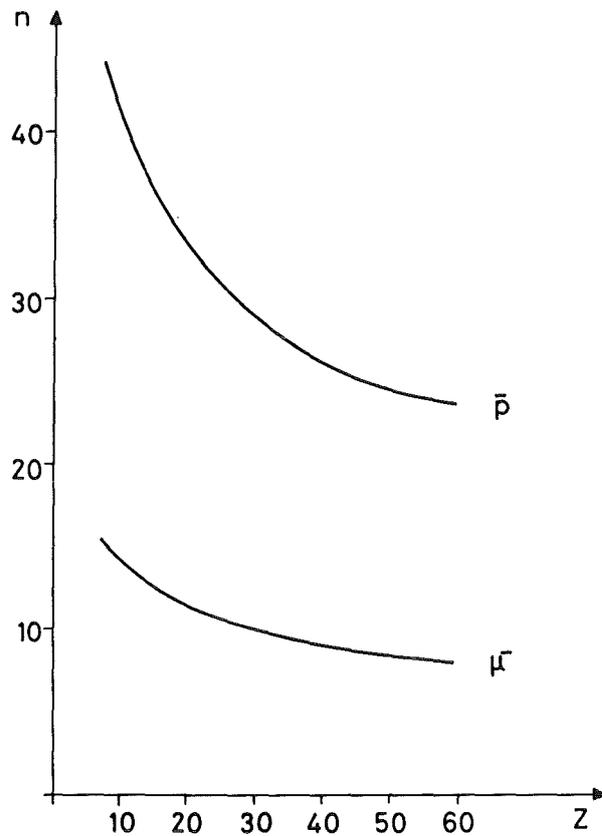
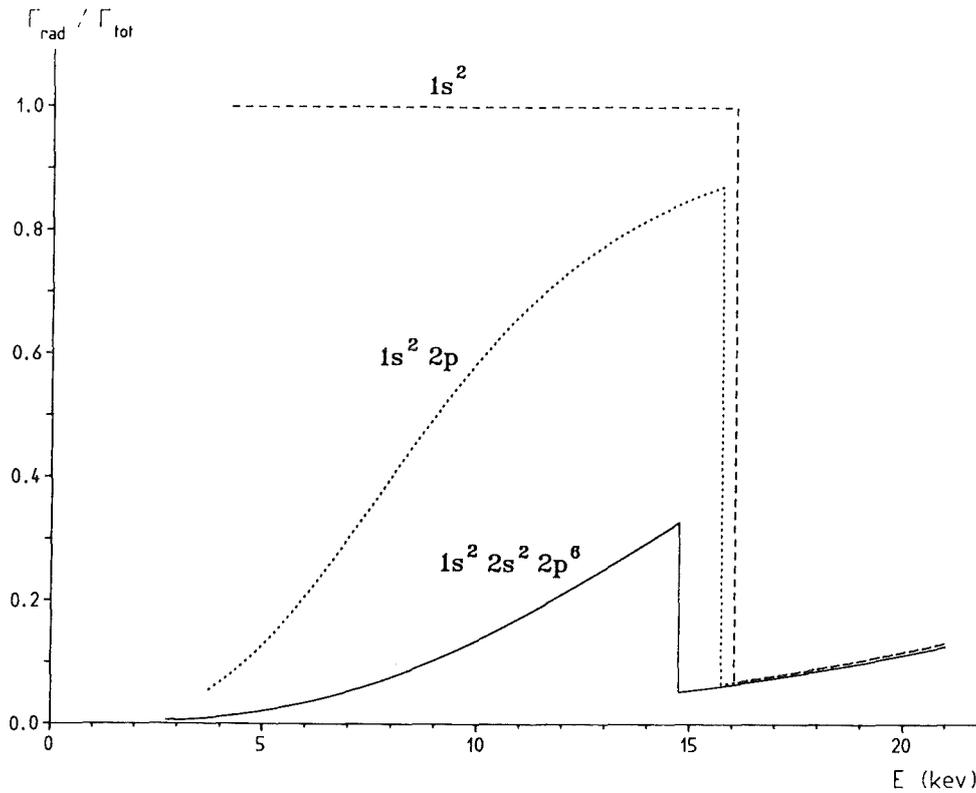


Fig. 3.1.2: siehe Text

tron erfolgen kann. In der Fig. 3.1.2 ist deshalb als Funktion der Ordnungszahl  $Z$  die Hauptquantenzahl  $n$  desjenigen Niveaus aufgetragen, in das ein Myon oder Antiproton mindestens gelangen muß, damit es genug Energie gewonnen hat, um die Elektronenhülle bis auf die beiden K - Elektronen (Hüllenkonfiguration:  $1s^2$ ) ionisieren zu können. Für myonisches Krypton ist dies z. B. der Zustand  $n = 9$ , im Fall der Antiprotonen der Zustand  $n = 27$ .

### 3.1.2 Methode

Wie im Abschnitt 2.3 angedeutet wurde, wird der obere und mittlere Teil der elektromagnetischen Kaskade vom Augereffekt bestimmt. Augereffekt ist natürlich nur dann möglich, wenn Elektronen vorhanden sind, deren Ionisierungsenergie geringer ist als die Energie des entsprechenden Augerübergangs. Ferner hängt die Wahrscheinlichkeit  $\Gamma_{Aug}$  für einen Augerübergang stark von



**Fig. 3.1.3:** Relative Wahrscheinlichkeit für Strahlungsübergang bei anti - protonischem Krypton für verschiedene Elektronenkonfigurationen als Funktion der Energie

der Anzahl der ionisierbaren Elektronen ab. In gleichem Maß wie die relative Augerübergangswahrscheinlichkeit  $\Gamma_{Aug}/\Gamma_{tot}$  ( $\Gamma_{tot} = \Gamma_{Aug} + \Gamma_{rad}$ ) mit der Zahl der Elektronen abnimmt, steigt die relative Wahrscheinlichkeit für Strahlungsübergang  $\Gamma_{rad}/\Gamma_{tot}$  mit sinkender Elektronenzahl an.

In der Fig. 3.1.3 ist, berechnet mit der Ferrellschen Formel,  $\Gamma_{rad}/\Gamma_{tot}$  als Funktion der Übergangsenergie für antiprotonisches Krypton im Energiebereich  $0 \leq E \leq 20$  keV dargestellt. Die eingezeichneten Kurven gelten für die Elektronenkonfigurationen  $1s^2$ ,  $1s^2 2p$  und  $1s^2 2s^2 2p^6$ . Deutlich erkennbar ist die drastische Abnahme der Wahrscheinlichkeit für Strahlungsübergang beim Überschreiten der K - Kantenenergie ( $E \approx 15.5$  keV), wenn es möglich wird, K - Elektronen zu emittieren. Strahlungsübergänge, deren Energien unmittelbar über der K - Kante liegen, sind daher gegenüber den konkurrierenden Augerübergängen auf jeden Fall stark unterdrückt. Auch wird die zur Ionisierung eines ( $1s$ ) - Elektrons benötigte Energie mit zunehmender Entleerung

der L - Schale größer (siehe Abschnitt 3.2.2).

Im Energieintervall zwischen der L - Kante ( $E \approx 3 \text{ keV}$ ) und der K - Kante steigt die relative Wahrscheinlichkeit für Strahlungsübergang mit der Energie an, selbst wenn L - Elektronen vorhanden sind. Die Abregung durch Emission von Strahlung kann knapp unterhalb der K - Kante unter der Voraussetzung, daß die Zahl der L - Elektronen klein ist, sogar dominieren. Bei völlig entleerter L - Schale ist der Augereffekt gänzlich ausgeschlossen. In diesem Fall wird  $\Gamma_{rad}/\Gamma_{tot} = 1$ , und wir können damit rechnen, daß die Ausbeuten der aufeinander folgenden Strahlungsübergänge in diesem Energiebereich annähernd gleich sind. Dies liegt daran, daß die Kaskade fast ausschließlich über die zirkularen Niveaus erfolgt, deren Populationen sich jeweils nur um wenige Prozent unterscheiden.

Sind nach dem Überschreiten der K - Kante genau zwei Strahlungsübergänge zugunsten der Augerübergänge unterdrückt, kann man auf die völlige Ionisierung des Atoms schließen<sup>1</sup>. Nach den beiden Augerübergängen ist die K - Schale entleert. Gäbe es dann noch Elektronen in höheren Schalen, würden diese augenblicklich die freigewordene K - Schale besetzen, wodurch der Augereffekt für weitere Übergänge dominierte. In analoger Weise gelten diese Überlegungen auch für die M - Schale und die L - Kante.

Der direkte Weg, den Ionisierungsgrad bei einem bestimmten Anregungszustand des exotischen Atoms zu bestimmen, besteht daher in der Anwendung zweier sich ergänzender Verfahren:

- Die Beobachtung einer Abfolge von radiativen zirkularen Übergängen aus den Bereichen der Kaskade, die beim Vorhandensein von auch nur einem Elektron vollständig vom Augereffekt dominiert werden.
- Die Beobachtung des Verschwindens einer bestimmten Anzahl von Strahlungsübergängen nach dem Überschreiten einer Kante und die Bestimmung der Kantenenergie.

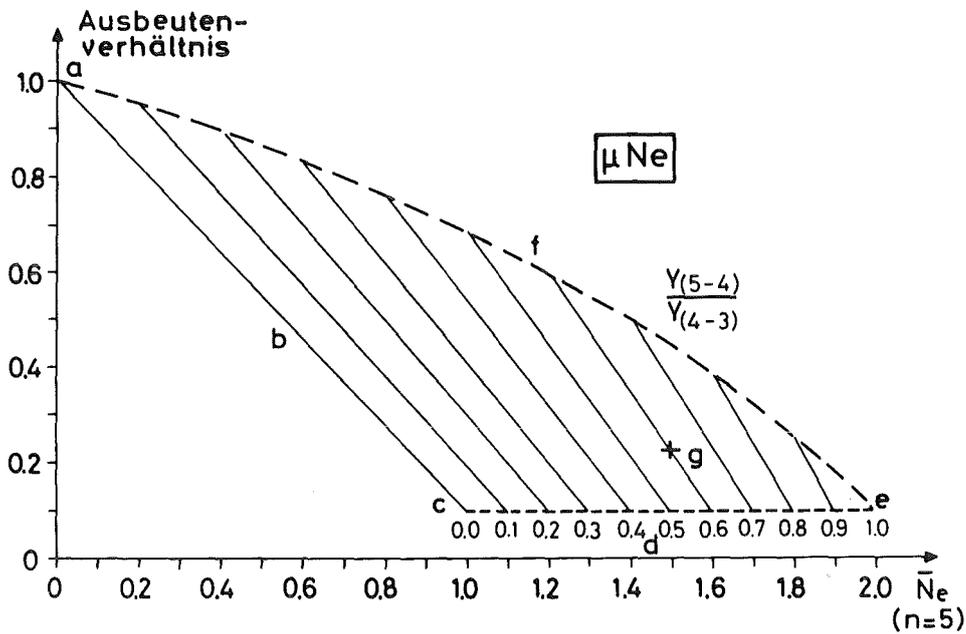
Diese Methode setzt aber voraus, daß im interessierenden Energiebereich eine große Anzahl von Übergängen zur Verfügung steht, damit das beschriebene Verhalten klar diagnostiziert werden kann. Dies ist bei den antiprotonischen Atomen i. a. der Fall. Bei den myonischen Atomen dagegen gibt es wegen der kleineren Masse des Myons ca. dreimal weniger Übergänge, sodaß ein indirektes Bestimmungsverfahren notwendig wird. Dasselbe gilt auch, wenn die Energie der zu beobachtenden Übergänge für den Einsatz von Halbleiterdetektoren zu gering ist. So liegt z. B. die L - Kante von Neon bei 50 eV.

---

<sup>1</sup>Diese Methode läßt die Möglichkeit metastabiler Elektronenkonfigurationen außer Acht (siehe dazu Abschnitt 2.3 und 6.1, insbesondere Abschnitt 6.1.6).

Beim indirekten Verfahren muß aus den relativen Ausbeuten der aufeinander folgenden Übergänge mittels einer Kaskadenrechnung auf die Anzahl der noch vorhandenen Elektronen geschlossen werden. Besonders empfindlich auf die K - Elektronenzahl sind die Ausbeutenverhältnisse zweier zirkularer Strahlungsübergänge aus dem Zwischenbereich von Auger - und radiativ dominierter Kaskade. Für die leichteren myonischen Atome z. B. ist dies das Intervall zwischen  $n \approx 3$  und  $n \approx 7$ . Die verwendete Kaskadenrechnung (das mathematische Modell, das dieser Rechnung zugrunde liegt, wird im Anhang B erläutert) basiert auf den vereinfachenden Annahmen, daß die Kaskade ausschließlich mittels Dipolübergängen über zirkulare Zustände erfolgt und die Besetzung zweier aufeinander folgender Niveaus gleich ist. Ferner wird vorausgesetzt, daß die Elektronenhülle bis auf eventuelle K - Elektronen entleert ist, was auf Grund der Energiebilanz (Fig. 3.1.2) erwartet werden kann. Die Verzweigungsverhältnisse für Auger - und Strahlungsübergänge werden mit Hilfe der Ferrellschen Formel berechnet.

Die Fig. 3.1.4 zeigt den Zusammenhang zwischen der mittleren Elektronenzahl  $\overline{N}_e$  und der relativen Linienausbeute am Beispiel der Übergänge  $5 \rightarrow 4$  und  $4 \rightarrow 3$  bei myonischem Neon. Die erlaubten Werte, die das Ausbeutenverhältnis  $Y_{5 \rightarrow 4}/Y_{4 \rightarrow 3}$  für eine gegebene mittlere Elektronenzahl annehmen kann, liegen innerhalb des schraffierten Bereichs. Die angegebene Elektronenkonfiguration bezieht sich hierbei immer auf den myonischen Anregungszustand  $n = 5$ . Basierend auf den Ausführungen im Anhang B geben die durchgezogenen Scharkurven den relativen Anteil der Zwei - Elektronenzustände ( $c_5$ ) an. Mit Hilfe der mittleren Elektronenzahl kann dann daraus auch abgelesen werden, mit welcher relativen Häufigkeit ein Elektron vorhanden ( $b_5$ ) bzw. die Hülle vollständig leer ( $a_5$ ) ist. Die Begrenzungslinien und Eckpunkte repräsentieren besondere Elektronenverhältnisse. So ist z. B. der Fall "a" ( $Y_{5 \rightarrow 4}/Y_{4 \rightarrow 3} = 1$ ) nur möglich, wenn die Hülle keine Elektronen enthält ( $a_5 = 1, b_5 = c_5 = 0$ ). Die mit "d" gekennzeichnete Berandung stellt ein Ensemble myonischer Zustände dar, die entweder ein oder zwei Elektronen besitzen. Die Möglichkeit einer leeren Hülle existiert in diesem Fall nicht ( $a_5 = 0, b_5 \neq 0, c_5 \neq 0$ ). Der relative Anteil der Zustände, bei denen beide K - Elektronen vorhanden sind, oder was damit gleichbedeutend ist, die Wahrscheinlichkeit für die Anwesenheit von zwei Elektronen in der Hülle, wenn sich das Myon im Zustand  $n = 5$  befindet, wächst bei null beginnend von links nach rechts an. Der Eckpunkt "e" zeichnet sich dadurch aus, daß die K - Schale immer vollständig besetzt ist, während die Wahrscheinlichkeit für eine andere Elektronenkonfiguration (0 oder 1 Elektron) verschwindet ( $a_5 = b_5 = 0, c_5 = 1$ ). Der mit einem Kreuz gekennzeichnete Wert "g" kann dahingehend interpretiert werden, daß Zwei - Elektronenzustände mit einer relativen Häufigkeit von 60% zur mittleren Elektronenzahl ( $\overline{N}_e = 1.5$ ) beitra-



**Fig. 3.1.4:** Zusammenhang zwischen dem relativen Linienausbeutenverhältnis  $Y_{5 \rightarrow 4}/Y_{4 \rightarrow 3}$  und der mittleren Elektronenzahl  $\bar{N}_e$  in myonischem Neon beim Anregungszustand  $n = 5$  ( $\bar{N}_e = b_5 + 2c_5$ )

a: Zustände ohne Elektronen ( $a_5 = 1, b_5 = c_5 = 0$ )

b: Zustände ohne oder mit einem Elektron

$$(a_5 \neq 0, b_5 \neq 0, c_5 = 0)$$

c: Zustände mit einem Elektron ( $a_5 = c_5 = 0, b_5 = 1$ )

d: Zustände mit einem oder zwei Elektronen

$$(a_5 = 0, b_5 \neq 0, c_5 \neq 0)$$

e: Zustände mit zwei Elektronen ( $a_5 = b_5 = 0, c_5 = 1$ )

f: Zustände ohne oder mit zwei Elektronen

$$(a_5 \neq 0, b_5 = 0, c_5 \neq 0)$$

g: 10% Zustände ohne Elektronen ( $a_5 = 0.1$ )

30% Zustände mit einem Elektron ( $b_5 = 0.3$ )

60% Zustände mit zwei Elektronen ( $c_5 = 0.6$ )

(siehe Text)

gen. Dagegen liegt der Anteil der Zustände, bei denen ein oder kein Elektron vorhanden ist, bei 30% bzw. 10% ( $a_5 = 0.1$ ,  $b_5 = 0.3$ ,  $c_5 = 0.6$ ).

## 3.2 Coulomb - Einfang

### 3.2.1 Zweite Fragestellung

Eng verbunden mit der Frage nach dem Ionisierungsgrad eines exotischen Atoms ist die Frage, in welchem Niveau das exotische Teilchen eingefangen wird. Ein Einfang in einem hochangeregten Zustand mittels Augereffekt an einem äußeren Hüllenelektron bedeutet eine Vielzahl von Abregungsschritten und erleichtert die Ausbildung eines hohen Ionisierungsgrads. Hingegen erschwert ein Einfang durch Emission eines K - Elektrons das Erreichen dieses Ziels, da er dann eher in einem Niveau mit  $n \approx \sqrt{m/m_e}$  erfolgt. Bei dieser Hauptquantenzahl ist die Überlappung der Wellenfunktionen von exotischem Teilchen und K - Elektron maximal [BOR 54].

**2. Fragestellung** *In welchen Zuständen erfolgt der Coulomb - Einfang exotischer Teilchen? Wie groß ist dabei der Anteil der Augerprozesse an K - Elektronen?*

### 3.2.2 Methode

Der Einfang und die Kaskade der exotischen Teilchen sind als Folge der Augerprozesse von Umordnungsvorgängen in der Elektronenhülle begleitet. Hierbei sind die Bindungsenergien der Elektronen und damit die Energien der elektronischen Übergänge im Verlauf der Abregung des exotischen Atoms aus zwei Gründen einer steten Veränderung unterworfen [VOG 75b]:

- Die fortschreitende Ionisierung des Atoms hat zur Folge, daß die Abschirmung der Kernladung durch die verbleibenden Elektronen geringer wird. Dadurch erhöht sich die effektive positive Ladung, die auf ein Hüllenelektron wirkt. Der Verlust z. B. eines 3s - Elektrons hat aber auf die Bindungsenergie des 2p - Elektrons einen anderen Einfluß als auf die Bindung des sich weiter innen befindenden 1s - Elektrons. So muß die fortschreitende Ionisierung nicht notwendigerweise zu einer Vergrößerung der Energiedifferenz zwischen zwei Niveaus führen, was allerdings meistens der Fall ist. Die Fig. 3.2.1 zeigt als Beispiel die Änderung der  $K_{\alpha_1}$  - Übergangsenergie ( $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ ) für verschiedene Elemente als Funktion des Ionisierungsgrads [ZSC 86].

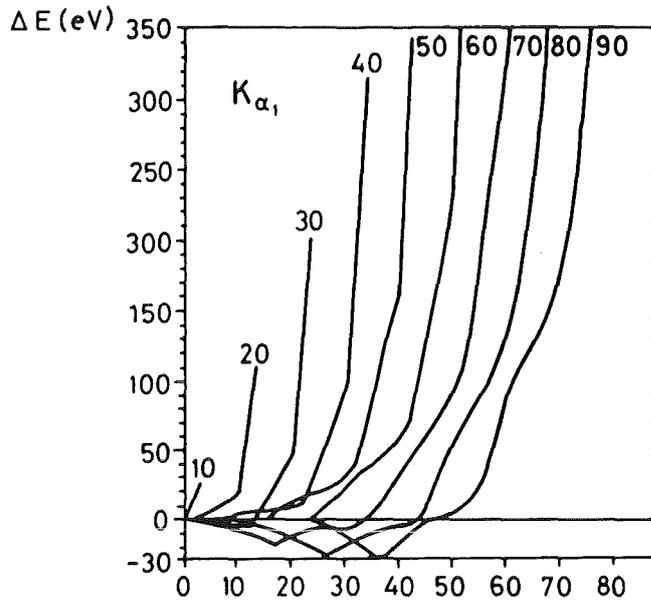


Fig. 3.2.1: Energieverschiebung des  $K_{\alpha_1}$  - Röntgenübergangs als Funktion des Ionisierungsgrads für verschiedene Elemente ( $Z = 10 - 90$ )

- Die Anwesenheit des exotischen Teilchens führt zu einer zusätzlichen Abschirmung der Kernladung bzgl. der Elektronenhülle. In der Fig. 3.2.2 ist die Ladungsverteilung in einem  $\bar{p}\text{Kr}$  - Atom für die K - bzw. L - Schale der Elektronenhülle und für einige zirkulare Zustände des Antiprotons dargestellt. Man erkennt, daß der Einfluß auf die Bindungsenergien der verschiedenen Elektronenschalen wesentlich davon abhängt, welchen Anregungszustand  $(n, l)$  die zusätzliche negative Ladung hat. Befindet sich das Antiproton deutlich unterhalb der Elektronenhülle ( $n = 20$ ), ist seine abschirmende Wirkung auf die K - wie L - Schale gleich. Ist es allerdings hoch angeregt ( $n = 80$ )<sup>2</sup>, verkleinert sich fast nur noch die Bindungsenergie der L - Schale, nicht aber die der K - Schale. So kommt es zu einer Verringerung der Bindungsenergie-differenz zwischen K - und L - Schale, je näher sich das Antiproton am Kern befindet. Die Energie des  $K_{\alpha}$  - Übergangs liegt zwischen  $E = E_{K_{\alpha}}^{(Z-1)}$  für sehr kleine und  $E = E_{K_{\alpha}}^{(Z)}$  für sehr große Hauptquantenzahlen. Hierbei bezeichnen  $E_{K_{\alpha}}^{(Z)}$  bzw.  $E_{K_{\alpha}}^{(Z-1)}$  die  $K_{\alpha}$  - Übergangsenergie in einem Atom mit Kernladung  $Z$  bzw.  $(Z - 1)$  bei Abwesenheit des

<sup>2</sup>Für hochangeregte Zustände ist eine Klassifizierung nach Bohrbahnen strenggenommen nicht mehr sinnvoll. In diesem Fall ist die Geschwindigkeit des exotischen Teilchens viel kleiner als die der Elektronen, sodaß richtigerweise von Molekülzuständen (adiabatische Näherung) gesprochen werden sollte.

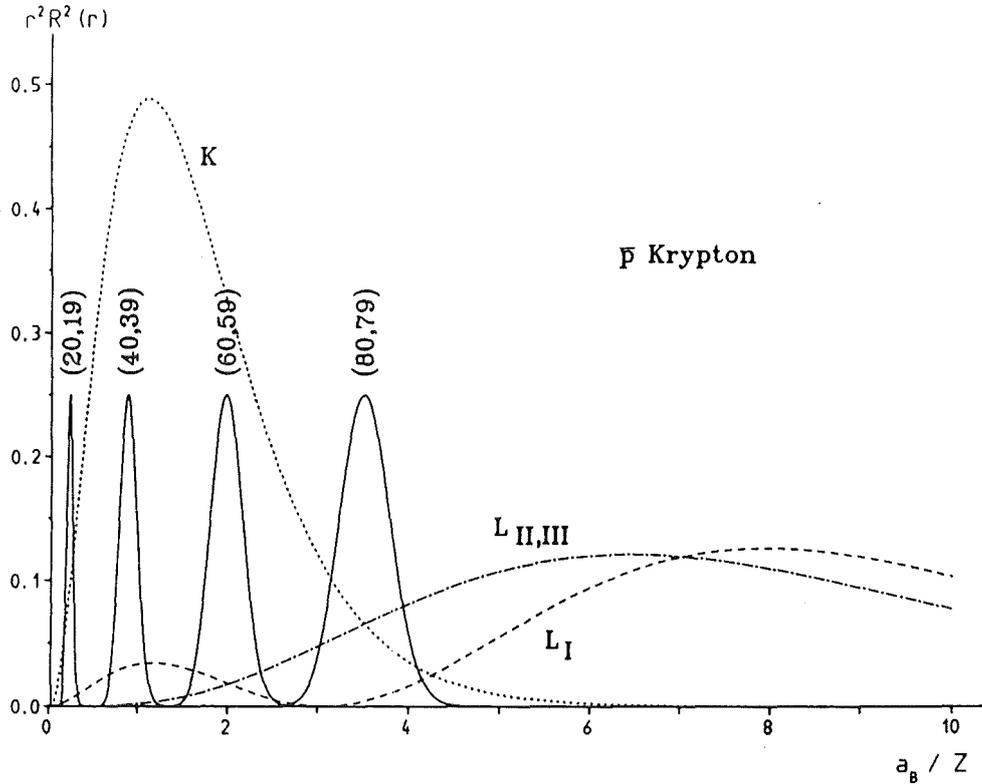


Fig. 3.2.2: Antiprotonische (zirkulare Zustände) und elektronische (K - und L - Schale) Ladungsverteilung in einem Kryptonatom (die Normierung der  $\bar{p}$  - Ladungsverteilung ist willkürlich)

exotischen Teilchens. Für ein zirkulares antiprotonisches Niveau lautet der Zusammenhang zwischen  $E_{K_\alpha}$  und dem mittleren Abstand  $\bar{r}$  vom Kern (siehe Anhang C):

$$E_{K_\alpha}(\bar{n}) = E_{K_\alpha}^{(Z)} - (E_{R_y} \Delta E(\bar{n})) \quad (\Delta E(\bar{n}) > 0)$$

mit

$$\Delta E(\bar{n}) = \frac{3}{4} Z_{2p} e^{-(Z_{2p} \bar{n})} \left( \frac{4}{3} (Z_{2p} \bar{n})^{-1} + 1 + \frac{1}{3} (Z_{2p} \bar{n}) + \frac{1}{18} (Z_{2p} \bar{n})^2 \right) - Z_{1s} e^{-2(Z_{1s} \bar{n})} \left( (Z_{1s} \bar{n})^{-1} + 1 \right)$$

$Z_{1s}$  bzw.  $Z_{2p}$  sind die effektiven Ladungen, die auf die K - und L - Schale in Abwesenheit des Antiprotons wirken. Mit  $E_{R_y}$  wird die Rydbergenergie (27.212 eV) bezeichnet und  $\bar{n}$  stellt den Abstand  $\bar{r}$  vom Kern in Vielfachen des Bohrradius  $a_B$  dar ( $\bar{n} = \bar{r}/a_B$ ).

Der Ionisierungsgrad der Elektronenhülle und die Abschirmwirkung des exotischen Teilchens bestimmen also die Energien der Übergänge in der Elektronenhülle. Hierbei sind die Energien der  $K_\alpha$  - Ereignisse, die aus der Umordnung der Elektronenhülle nach dem Einfang des exotischen Teilchens mittels K - Elektronen - Augereffekt stammen, durch zwei Bedingungen festgelegt:

- Die Elektronenhülle ist noch vollständig.
- Das exotische Teilchen befindet sich in einem Zustand mit  $n \approx \sqrt{m/m_e}$ . Ein Einfang in einem höheren Niveau kann wegen der Energieerhaltung nicht zu einem Loch in der K - Schale und damit auch nicht zu einem  $K_\alpha$  - Strahlungsübergang führen. Ein Einfang in einem tieferen Zustand ist unwahrscheinlich, da beim Augereffekt Übergänge mit der kleinstmöglichen Energiedifferenz bevorzugt werden.

Der relative Anteil des  $K_\alpha$  - Strahlungsübergangs an der Wiederauffüllung eines Lochs in der K - Schale eines neutralen Atoms wird durch die Fluoreszenzausbeute  $\omega_{K_\alpha}$  gegeben. Vergleicht man nun für die oben definierten  $K_\alpha$  - Übergänge die absolute Ausbeute  $Y_{K_\alpha}$  (pro gebildetes exotisches Atom) mit der tabellierten Fluoreszenzausbeute [LED 78], ergibt sich daraus, mit welcher Wahrscheinlichkeit  $w_{captK}$  der Coulomb - Einfang unter Emission eines K - Elektrons erfolgt.

$$w_{captK} = Y_{K_\alpha}/\omega_{K_\alpha}$$

### 3.3 Wiederauffüllung der Elektronenhülle

#### 3.3.1 Dritte Fragestellung

Eine für atomare Verhältnisse lange Zeit stellt die radiative Lebensdauer des metastabilen  $2s$  - Niveaus bei myonischen Atomen dar. Sie beträgt z. B. für myonisches Neon bis zu 400 ps. Dieses Niveau ist bei den leichten Atomen von großem physikalischen Interesse, da die Beobachtung des radiativen M1 - Übergangs das Studium paritätsverletzender Effekte in einem atomaren System erlaubt. Die Ursache dieser Effekte ist die Kopplung der schwachen neutralen Ströme von Nukleonen und Myon.

Wie aus dem Termschema (Fig. 3.3.1) ersichtlich ist, stehen aber die Strahlungsübergänge des  $2s$  - Niveaus in Konkurrenz zu Augerprozessen. Für Atome mit  $Z \leq 15$  reicht die mittlere Energiedifferenz zwischen  $2s$  - und  $2p$  - Niveau nicht aus, um ein in der Hülle verbliebenes K - Elektron zu ionisieren. Dagegen erfolgt in Anwesenheit von auch nur einem L - Elektron der Zerfall des  $2s$  - Niveaus praktisch ausschließlich über den Augerübergang (eE1:  $2s \rightarrow 2p$ ) und eine Beobachtung des M1 - Strahlungsübergangs ist

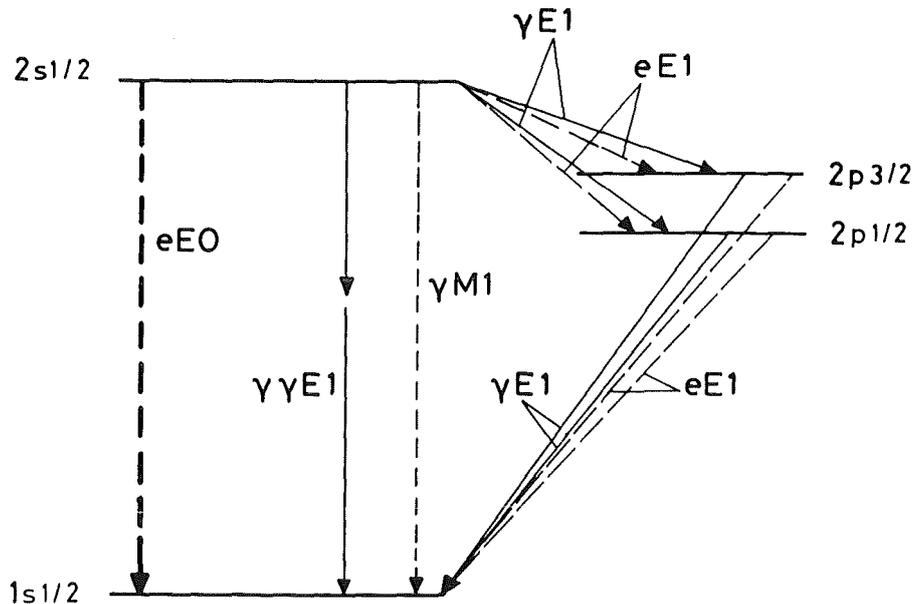


Fig. 3.3.1 Zerfallsdiagramm des metastabilen  $2s$  - Niveaus bei myonischem Neon (nicht maßstäblich)

ausgeschlossen. Experimente, die auf der Beobachtbarkeit dieses Übergangs basieren, sind daher überhaupt nur dann möglich, wenn die Elektronenhülle zumindest bis auf die K - Schale ionisiert ist. Ein hochionisiertes exotisches Gasatom wirkt aber bei Stößen sehr attraktiv auf die Elektronen der Nachbaratome. Deshalb muß zusätzlich sichergestellt sein, daß während der langen Lebensdauer des  $2s$  - Niveaus kein Elektronentransfer in die L - Schale erfolgen kann. Die Zeitdauer, die ein solches System ionisiert bleibt, wird von der Elektronentransferwahrscheinlichkeit  $\lambda_t$  bestimmt:

$$\lambda_t = \rho v \sigma_t$$

$\sigma_t$  kennzeichnet den Wirkungsquerschnitt für die Elektronenaustauschreaktion. Die Transferwahrscheinlichkeit ist umso größer, je öfter es zu einem Stoß zwischen Ion und neutralem Nachbaratom kommt. Dies wird durch den Flußfaktor ( $\rho v$ ) berücksichtigt. Hierbei bezeichnen  $\rho$  die Dichte des Gases, und  $v$  die mittlere Geschwindigkeit des ionisierten Atoms.

**3. Fragestellung** *Ab welchem Gasdruck werden bei Stößen mit Nachbaratomen Elektronen in die entleerte L - Schale leichter myonischer Atome*

(z. B.  $\mu\text{Ne}$ ) nachgefüllt, sodaß es zur dominanten Abregung des  $2s$  - Niveaus mittels Augereffekt kommt?

### 3.3.2 Methode

Eine Möglichkeit herauszufinden, ab welchem Gasdruck Elektronen nachgefüllt werden, besteht in der direkten Messung des  $M1$  - Übergangs. Diese Methode setzt voraus, daß die  $M1$  - Übergangslinie ( $2s \rightarrow 1s$ ) von der in der Energie benachbarten, dominanten  $K_\alpha$  - Linie ( $2p \rightarrow 1s$ ) getrennt werden kann. Bei myonischem Neon beträgt der Energieunterschied nur 400 eV, was in diesem Fall eine Messung unmöglich macht. Als weitere Möglichkeit bietet sich die Beobachtung der Zwei - Photonen - Abregung ( $\gamma\gamma E1: 2s \rightarrow 1s$ ) des  $2s$  - Niveaus an. In diesem Fall muß aber ein Energiespektrum und nicht nur eine einzelne Photolinie gemessen werden.

Die gewählte Meßmethode gründet sich auf die Beobachtung des ( $2p \rightarrow 1s$ ) - Übergangs. Unter der Annahme, daß das exotische Atom bis auf die  $K$  - Schale ionisiert ist, und im Grenzfall eines isolierten Atoms ( $p \rightarrow 0$ ) lautet das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall des  $2s$  - Niveaus in den benachbarten  $2p$  - Zustand

$$R_{2s \rightarrow 2p}^{(p \rightarrow 0)} = \frac{\lambda_{\gamma E1}}{\lambda_{2s}^{(p \rightarrow 0)}}$$

Hierbei ist  $\lambda_{\gamma E1}$  die Wahrscheinlichkeit für den  $E1$  - Strahlungsübergang ( $2s \rightarrow 2p$ ) und  $\lambda_{2s}$  die totale Zerfallskonstante des  $2s$  - Niveaus. Im Grenzfall hoher Drucke ( $p \rightarrow \infty$ ) wird die ionisierte Elektronenhülle augenblicklich aufgefüllt, wodurch sich die zusätzliche Möglichkeit des Augerübergangs in das  $2p$  - Niveau eröffnet ( $\lambda_{eE1}$ ).

$$R_{2s \rightarrow 2p}^{(p \rightarrow \infty)} = \frac{\lambda_{\gamma E1} + \lambda_{eE1}}{\lambda_{2s}^{(p \rightarrow \infty)}}$$

Dieses Verzweigungsverhältnis strebt wegen der hohen Augerübergangswahrscheinlichkeit gegen eins. Im obigen Grenzfall kleiner Drucke ist es um ein Vielfaches kleiner als eins, da der  $E1$  - Strahlungsübergang wegen der kleinen Energiedifferenz zwischen  $2s$  - und  $2p$  - Niveau nur eine geringe Wahrscheinlichkeit besitzt. In der Tabelle 3.3.1 sind die Raten für die verschiedenen Übergänge aus dem  $2s$  - Niveau für myonisches Neon zusammengestellt.

Eine Vorstellung davon, in welchem Druckbereich der Übergang zur strahlungslosen ( $2s \rightarrow 2p$ ) - Abregung erfolgt, erhält man, indem man  $\lambda_{2s}^{(p \rightarrow 0)}$  mit der Elektronennachfüllwahrscheinlichkeit  $\lambda_t(p)$  gleichsetzt.

$$\frac{p}{\text{mbar}} = \frac{\lambda_{2s}^{(p \rightarrow 0)}}{(2.65 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3})v\sigma_t}$$

Strahlungsübergänge	$\lambda$ (s <sup>-1</sup> )	
$\gamma\gamma E1: 2s \rightarrow 1s$	$2.06 \cdot 10^9$	[BAC 84]
$\gamma M1: 2s \rightarrow 1s$	$5.19 \cdot 10^6$	[PAR 82]
$\gamma E1: 2s \rightarrow 2p$	$4.37 \cdot 10^8$	[GRE 80,85]
Augerübergänge	$\lambda$ (s <sup>-1</sup> )	
$eE0^{(1s^2)}: 2s \rightarrow 1s$	$1.60 \cdot 10^9$	[GRE 86]
$eE1^{(2s^1)}: 2s \rightarrow 2p$	$3 \cdot 10^{11}$	[GRE 80]

**Tab. 3.3.1:** Die Zerfallskanäle des 2s - Niveaus bei myonischem Neon und ihre absoluten Häufigkeiten

Wie in Abschnitt 2.2 ausgeführt wurde, erwartet man für myonisches Neon eine Geschwindigkeit im Bereich  $O(10^3 \text{ m/s})$ . Der Wirkungsquerschnitt für Elektronentransfer in das System  $(\mu\text{Ne})^{7+}$  beträgt (siehe Anhang D) ca.  $5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ . Dies ergibt einen Druck von  $O(100 \text{ mbar})$ .

Der Übergang ( $2s \rightarrow 2p$ ) kann, da das 2s - Niveau nur mit der geringen Wahrscheinlichkeit von ca. 1% bevölkert wird, nur zu einem kleinen Teil zur Gesamtpopulation des 2p - Niveaus beitragen. Den Hauptbeitrag liefern die Übergänge der L - Serie ( $nd \rightarrow 2p$ ). Im Gegensatz zur Metastabilität des 2s - Niveaus erfolgt die Abregung eines exotischen Atoms über Serien und zirkulare Kaskade so schnell, daß es im Fall der Edelgase selbst bei Drucken von einigen Bar noch nicht zu einem Nachfüllen von Elektronen und damit zu einer Änderung des Kaskadenablaufs kommt ([EHR 83], [BAC 85]). Aus diesem Grund ist im Bereich  $p \leq O(1 \text{ bar})$  die Summe der Ausbeuten der L - Serienterme nicht vom Gasdruck abhängig. Die totale Population des 2p - Niveaus und damit die Ausbeute des  $K_\alpha$  - Übergangs in das 1s - Niveau setzt sich daher in diesem Druckbereich aus einem druckunabhängigen und aus einem druckabhängigen Anteil zusammen. So stammt bei myonischem Neon wegen  $R_{2s \rightarrow 2p}^{(p \rightarrow 0)} \ll 1$  bei kleinen Drucken ( $p \leq O(10 \text{ mbar})$ ) die Ausbeute des  $K_\alpha$  - Übergangs fast ausschließlich aus der L - Serie, während bei einem Druck  $p \approx O(1 \text{ bar})$  wegen der Elektronennachfüllung und  $R_{2s \rightarrow 2p}^{(p \rightarrow \infty)} \approx 1$  noch die vollständige Besetzung des 2s - Niveaus hinzukommt. Im Anhang E wird der analytische Zusammenhang zwischen der  $K_\alpha$  - Linienausbeute und dem Gasdruck unter Berücksichtigung des Elektronennachfüllprozesses hergeleitet.

Die Messung der Druckabhängigkeit der Ausbeute des  $K_\alpha$  - Übergangs für  $p \leq 1 \text{ bar}$  bietet daher die Möglichkeit, innerhalb der durch die Lebensdauer

des  $2s$  - Niveaus vorgegebenen Zeitdauer das Nachfüllen von Elektronen in die  $L$  - Schale und das damit verbundene Aufgehen des Augerabregungskanal (eE1:  $2s \rightarrow 2p$ ) zu studieren<sup>3</sup>. Da die Elektronennachfüllwahrscheinlichkeit  $\lambda_t$  vom Produkt ( $vp$ ) abhängt, erlaubt diese Messung auch eine Aussage über die Geschwindigkeit des exotischen Atoms während der Kaskade, sofern der Elektronentransferquerschnitt bekannt ist.

Zum Abschluß dieses Kapitels sei darauf hingewiesen, daß die Bestimmung der Ausbeuten der höheren  $K$  - Serienterme ( $Y_{np \rightarrow 1s}, n \geq 3$ ) eine Möglichkeit bietet, die Population des  $2s$  - Niveaus zu bestimmen [BER 75]. Dabei wird davon ausgegangen, daß die Bevölkerung des  $2s$  - Niveaus ausschließlich über radiative Dipolübergänge ( $np \rightarrow 2s, n \geq 3$ ) erfolgt. Der Augereffekt spielt wegen der großen Übergangsenergien keine Rolle [AKY 78]. Das relative Verhältnis der radiativen Übergänge ( $np \rightarrow 2s$ ) und ( $np \rightarrow 1s$ ) läßt sich im Rahmen der nichtrelativistischen Theorie berechnen ( $n \geq 3$ ) [BET 57]:

$$R_n = \frac{Y_{np \rightarrow 2s}}{Y_{np \rightarrow 1s}} = 8 \left( \frac{n-2}{n-1} \right)^{(2n-3)} \left( \frac{n+1}{n+2} \right)^{(2n+3)}$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} R_n = 0.146525$$

Damit ergibt sich für die Population des  $2s$  - Niveaus:

$$P_{2s} = \sum_{n=3}^{\infty} Y_{np \rightarrow 2s} = \sum_{n=3}^{\infty} R_n Y_{np \rightarrow 1s}$$

---

<sup>3</sup>Die zu erwartende absolute Größe des Meßeffekts wird durch die Population des  $2s$  - Niveaus vorgegeben und beträgt deshalb nur ca. 1%. Allerdings erhöht eine Messung des ( $2p \rightarrow 1s$ ) - Übergangs in Koinzidenz mit dem ( $3p \rightarrow 2s$ ) - Übergang, der das  $2s$  - Niveau mitbevölkert, die relative Größe des Effekts auf ungefähr 90%. In diesem Fall wird nur der druckabhängige Anteil aus dem ( $2s \rightarrow 2p$ ) - Übergang registriert, während der druckunabhängige Hauptteil aus der  $L$  - Serie unberücksichtigt bleibt. Diese Methode setzt voraus, daß der ( $3p \rightarrow 2s$ ) - vom ( $3d \rightarrow 2p$ ) - Übergang getrennt werden kann. Bei myonischem Neon ist dies mit Hilfe der Absorptionskantentechnik durch den Einsatz einer Lanthan - Folie möglich. Die  $K$  - Kante von Lanthan (38.925 keV) befindet sich mit ihrer Energie zwischen beiden Übergängen, wodurch nur der oberhalb der Kante liegende  $L_{\alpha}$  - Übergang (38.985 keV) absorbiert wird, während die Photonen aus dem ( $3p \rightarrow 2s$ ) - Übergang (38.589 keV) die Folie durchdringen können. Eine Koinzidenzmessung macht jedoch den Einsatz von zwei Halbleiterdetektoren notwendig. Dies verringert den effektiven Raumwinkel um ca. 3 Größenordnungen, wodurch eine Koinzidenzmessung bei mehreren Drucken in einem vernünftigen zeitlichen Rahmen unmöglich wird.

## 4 Aufbau und Durchführung der Experimente

Die im 3. Kapitel aufgeführten Fragestellungen beziehen sich auf isolierte exotische Atome. Diese Einschränkung bedingt eine obere Grenze des Meßgasdrucks von  $p_{max} \approx 1000$  mbar bei myonischen und von  $p_{max} \approx 100$  mbar bei antiprotonischen Systemen. Die Verfahren, welche die Antworten auf die Fragestellungen erbringen sollen, basieren auf der Beobachtbarkeit von Strahlungsübergängen, deren Energien im keV - Bereich liegen. Um die Selbstabsorption besonders von Linien mit  $E < 10$  keV im Meßgas klein zu halten, sollten daher die Messungen beim niedrigstmöglichen Gasdruck durchgeführt werden ( $p = O(10 - 100$  mbar)).

Nun werden aber exotische Atome dadurch gebildet, daß ein Teilchenstrahl in Materie abgebremst wird. Die Reichweite der Teilchen ist umso kleiner, je größer der Druck des abbremsenden Mediums ist. Dasselbe gilt auch für das Volumen, innerhalb dessen alle Strahlteilchen gestoppt werden. Ein kleines Stoppvolumen und eine hohe Produktionsrate ist wesentlich für die Anwendbarkeit von Halbleiterdetektoren, da deren aktive Fläche nur einige  $cm^2$  beträgt. Ihr Einsatz ist in unserem Fall unabdingbar, um eine hohe Energieauflösung in den Spektren zu erreichen.

Diese sich scheinbar gegenseitig ausschließenden experimentellen Forderungen nach niedrigem Gasdruck bei gleichzeitiger Gewährleistung eines kleinen Stoppvolumens und einer hohen Produktionsrate lassen sich mit Hilfe der **Zyklotronfalle** in ausgezeichneter Weise erfüllen. Die Zyklotronfalle war deshalb ein unentbehrliches apparatives Hilfsmittel für die Experimente, deren Aufbau und Durchführung im folgenden beschrieben wird. Die Messungen fanden im März 1986 am SIN ( $\mu^-$ ) und im Mai des gleichen Jahres am LEAR ( $\bar{p}$ ) statt. Diese Meßserie baute auf Erfahrungen auf, die in zwei zuvor durchgeführten Experimenten (SIN 1984, 1985) gewonnen werden konnten.

### 4.1 Die Teilchenstrahlen

#### 4.1.1 Der Antiprotonenstrahl des LEAR/CERN

Der " **Low Energy Antiproton Ring** " (LEAR) ist einer der beiden Nutzer von Antiprotonen am CERN. Dabei handelt es sich um eine Anlage zur Beschleunigung oder Verlangsamung bzw. zur Speicherung von Antiprotonen im Impulsbereich  $p < 2$  GeV/c.

Die Antiprotonen entstehen beim Beschuß des Produktionstargets mit Protonen, die einen Impuls von 26 GeV/c haben und alle 2,4 s in Portionen zu  $10^{13}$  Teilchen vom Protonensynchrotron (PS) geliefert werden [JON 84]. Die meisten Antiprotonen verlassen in Vorwärtsrichtung das Target

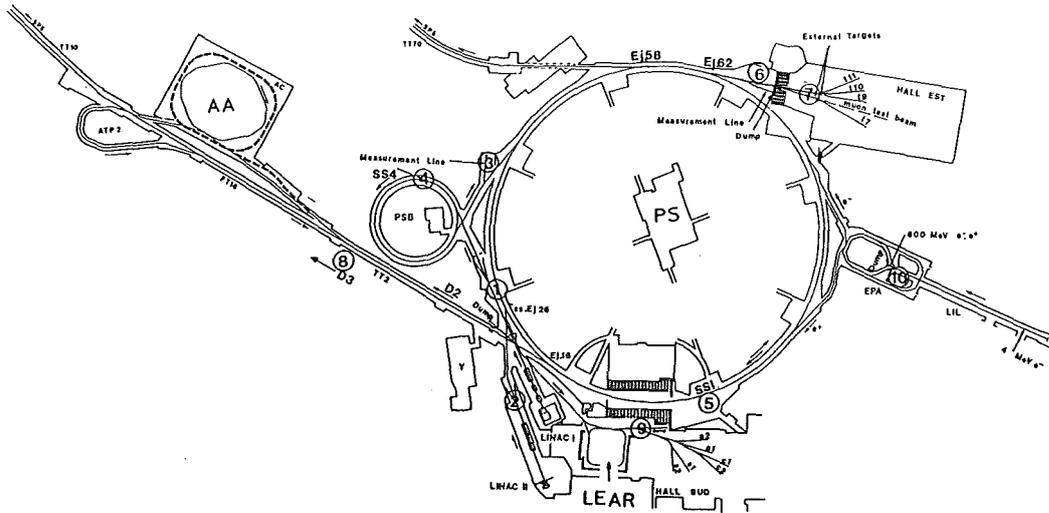


Fig. 4.1.1: Der LEAR als Teil des CERN - Antiprotonenkomplexes

und werden von einer speziellen, zylindersymmetrischen magnetischen Linse ("magnetisches Horn", "Lithiumlinse") gesammelt. Die nachfolgenden konventionellen Strahlführungselemente transportieren Teilchen von 3.5 GeV/c und einer Impulsunschärfe von  $1.5 \cdot 10^{-2}$  in den Antiprotonenakkumulator (AA) weiter. Dort werden die Antiprotonen durch "stochastische Kühlung" zu einem Teilchenstrahl verdichtet und gespeichert [MÖH 84]. Bei diesem Vorgang wird die Bewegung und der Impuls von einzelnen, nicht zu großen Teilchengruppen beeinflusst, indem in einem Rückkopplungsverfahren die Abweichung von der Sollbahn (Betatronoszillation) bzw. die Abweichung vom Sollimpuls (longitudinale Impulsunschärfe) detektiert und korrigiert wird. Die Antiprotonenausbeute beträgt  $O(10^{-7} \bar{p})$  pro einlaufendes Proton. Der stündliche Zuwachs liegt bei einigen  $10^9 \bar{p}$ . Im Mittel befinden sich einige  $10^{11} \bar{p}$  im Speicherring, wobei die transversalen Emittanzen wenige  $\pi$  mm mrad und die Impulsunschärfe  $(\Delta p/p) \leq 10^{-3}$  betragen. Aus dem AA werden in Abständen von ca. 1h jeweils ein paar Prozent der angesammelten Antiprotonen entnommen, in umgekehrter Richtung wie die Protonen in das PS eingeschossen und auf einen Impuls von 600 MeV/c abgebremst. Anschließend erfolgt der Transfer zum LEAR. Dort wird der Teilchenstrahl auf den jeweiligen Arbeitsimpuls gebracht und ebenfalls "stochastisch gekühlt". Über einen Zeitraum ("spill") von ungefähr 1h werden dann möglichst gleichmäßig  $10^5 - 10^6 \bar{p}/s$  aus dem LEAR extrahiert. Dies bedeutet, daß pro Umlauf der Teilchen im Speicherring im Mittel höchstens ein Antiproton entnommen wird [LEF 84]. Der extrahierte Strahl wird i. a. zwischen mehreren Experi-

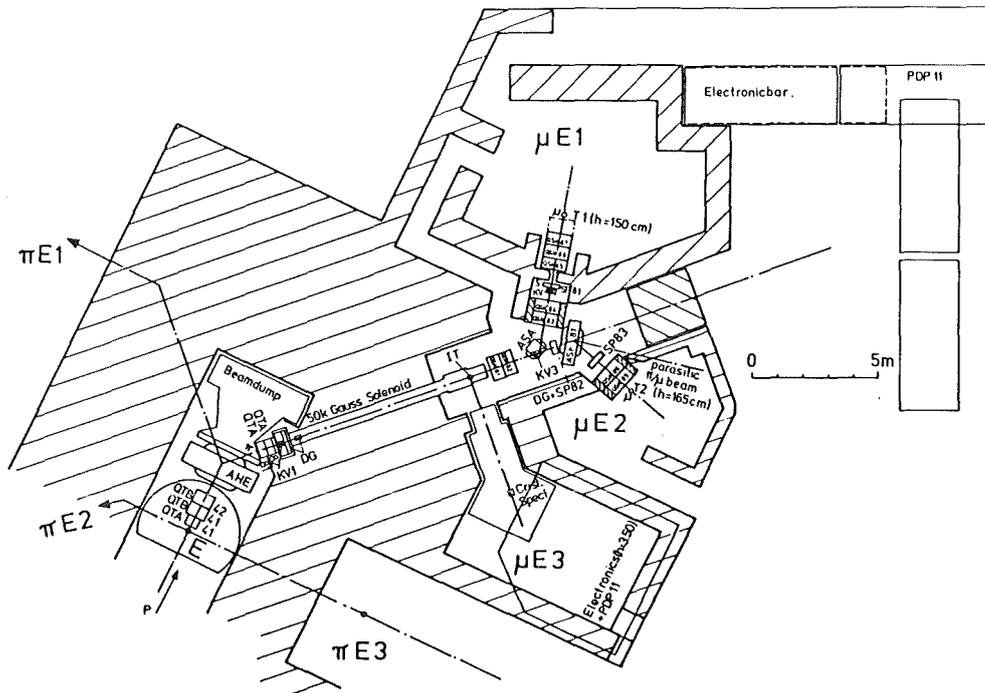


Fig. 4.1.2: Der Myonenkanal (I) des SIN

menten aufgeteilt. Die Fig. 4.1.1 zeigt in einer Übersicht das Protonensynchrotron, den Antiprotonenakkumulator und den LEAR als Teil des CERN - Antiprotonenkomplexes.

Das Experiment, das in dieser Arbeit beschrieben wird, fand am M1 - Zweig der Strahlführungslinie statt. Der Strahlimpuls betrug 202 MeV/c mit einer Impulsunschärfe  $(\Delta p/p) = 10^{-3}$ . Die vertikale und horizontale Strahlemittanz war  $20 \pi \text{ mm mrad}$  bzw.  $5 \pi \text{ mm mrad}$ . In diesem Phasenraumbereich befanden sich 95% der Antiprotonen. Die mittlere Strahlintensität lag bei  $3 \cdot 10^4 \bar{p}/s$ . Der Strahlfleck hatte eine Querschnittsfläche von  $1 \text{ mm}^2$ .

#### 4.1.2 Der Myonenkanal (I) des SIN

Myonen entstehen durch den Zerfall von Pionen, die ihrerseits aus Kernreaktionen zwischen Protonen und Neutronen hervorgehen. Der Myonenkanal steht deshalb am Ende der Strahlstruktur des SIN [SIN 81].



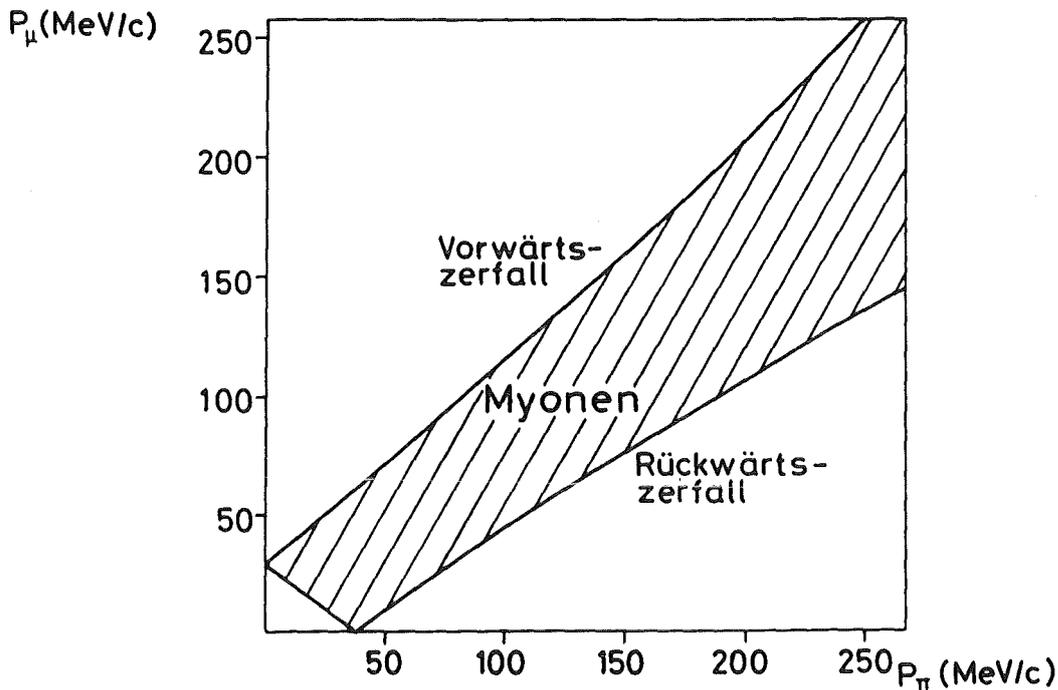


Fig. 4.1.3: Kinematik des Pionzerfalls

Im Isochronzyklotron werden Protonen auf eine mittlere Energie von 589 MeV beschleunigt. Diese treffen im Abstand von 20 ns in Pulsen zu 1 ns Länge auf das Produktionstarget (Target E). Der mittlere Protonenstrom beträgt zur Zeit ungefähr  $150 \mu\text{A}$ . Die Intensität der dabei produzierten Pionen hat ein breites Maximum im Impulsbereich zwischen 100 MeV/c und 200 MeV/c. Mit Hilfe eines Analysiermagneten werden von den Pionen, die in Vorwärtsrichtung das Target verlassen, Teilchen mit einem bestimmten Impuls (bei einer Impulsunschärfe  $(\Delta p/p) \approx 14\%$ ) ausgeblendet und aus einem Raumwinkel von 64 msr in die Pionzerfallsstrecke fokussiert (Fig. 4.1.2). Dabei handelt es sich um eine supraleitende Magnetspule von 8 m Länge und 12 cm Innendurchmesser. Die Länge ist so gewählt, daß bei einem Pionenimpuls von 200 MeV/c am Ende des Solenoids ca. die Hälfte der Pionen in Myonen zerfallen sind. Die Feldstärke beträgt 5 Tesla. Damit wird sichergestellt, daß selbst beim maximalen Transversalimpuls (30 MeV/c), den die Myonen beim Pionzerfall erhalten können, die Teilchen nicht in die Magnetspule hineinfliegen können. Die Teilchen führen auf ihrer Spiralbahn 5 bis 10 Umläufe aus, bevor sie den Solenoid auf einer Querschnittsfläche von  $20 \text{ cm}^2$  verlassen. Entsprechend der Zerfallskinetik (Fig 4.1.3) sind

die Myonen auf ein breites Impulsband verteilt. Durch die Wahl eines Impulses (Rückwärtszerfall), der sich vom Einschußimpuls der Pionen unterscheidet, wird der Strahl in einem Ablenkmagneten von diesen gereinigt. Die verbleibende Pionenkontamination liegt dadurch unter  $10^{-4}$ . Zuletzt wird der aus dem Solenoid extrahierte Myonenstrahl zwischen 2 Benutzern aufgeteilt.

Das Experiment, das beschrieben werden soll, fand am  $\mu E1$  - Strahl des Myonenkanals (I) statt. Der Teilchenimpuls betrug  $85 \text{ MeV}/c$  bei einer Impulsunschärfe  $(\Delta p/p) = \pm 1\%$  FWHM. Die Strahlemittanz war sehr groß. 95% der Myonen lagen in einem Phasenraumbereich (vertikal) von  $2700 \pi \text{ mm mrad}$ . Die Strahlintensität betrug ca.  $3 \cdot 10^4 \mu^-/s$ . Dieser niedrige Wert ergab sich aus der sehr gering gewählten Impulsunschärfe ("chromatischer" Betriebsmodus des Myonenkanals).

## 4.2 Die Zyklotronfalle

### 4.2.1 Das Grundprinzip der Zyklotronfalle

Das Ziel, das durch den Einsatz der Zyklotronfalle (ZF) [SIM 87] erreicht werden soll, lautet, möglichst viele exotische Atome in möglichst wenig Materie zu erzeugen. Hierbei ist der Anwendungsbereich der ZF nicht, wie in dieser Arbeit, auf Gase unter niedrigem Druck beschränkt. Es gibt auch die Möglichkeit, nicht gasförmige Substanzen auf dünne Folien aufzubringen und sie in der ZF einzusetzen. Im allgemeinen ist eine Stoffmenge von weniger als einem Gramm ausreichend.

Das Grundprinzip der ZF besteht darin, den Weg, den die Teilchen beim Abbremsen zurücklegen, in einem rotationssymmetrischen Magnetfeld mit Zyklotroncharakter aufzuwickeln. Auf Grund des Energieverlusts und geleitet von den fokussierenden Eigenschaften des Magnetfelds gelangen die Teilchen auf einer Spiralbahn zum Zentrum der Falle, wo sich eine konzentrierte Stoppverteilung bildet. Auf diese Weise umgeht man das Problem der Reichweitenstreuung  $\delta R$  [ $\text{g}/\text{cm}^2$ ] beim Abbremsen eines Teilchenstrahls in Materie von geringer Dichte  $\rho$ , da hieraus bei der ZF nur eine azimuthale Unsicherheit folgt. Bei einer geraden Abbremsstrecke ergibt sich eine Stoppverteilung, die sich in allen drei Dimensionen über einen Bereich  $\delta R/\rho$  erstreckt. Die ZF dagegen produziert für Teilchen, die bei einem Radius  $r_0$  in das Zyklotronfeld eintreten und eine Reichweite  $R$  haben, im Idealfall eine Stoppverteilung mit einem Radius von  $(\delta R/R) \cdot r_0$ . Zum Vergleich ergäbe sich beim Abbremsen eines Antiprotonenstrahls mit einem Impuls von  $100 \text{ MeV}/c$  in  $10 \text{ mbar H}_2$  - Gas im linearen Fall ein Stoppvolumen von mehr als  $1 \text{ m}^3$ , im Fall der ZF aber bei realistischer Rechnung von weniger als  $50 \text{ cm}^3$ .

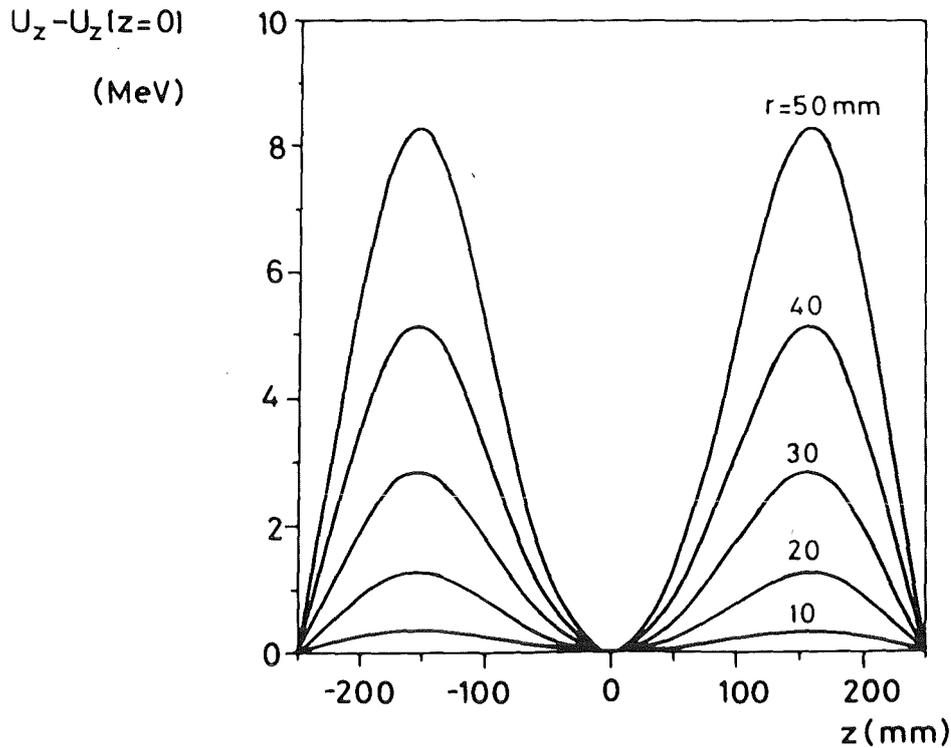


Fig.4.2.1: Axialer Verlauf des Quasipotentials für verschiedene Gleichgewichtsradien  $r_0$

#### 4.2.2 Quasipotentialbild

Eine eindrückliche Methode zum qualitativen Verständnis des Prinzips der ZF bietet sich mit der Beschreibung der Teilchenbewegung im Rahmen eines Potentialbilds an.

Die azimuthale Bewegung  $\vartheta(t)$  (Zylinderkoordinaten  $r, \vartheta, z$ ) eines geladenen Teilchens (Masse  $m$ , Ladung  $e$ ) im rotationssymmetrischen Magnetfeld mit dem Vektorpotential  $\vec{A} = A_\vartheta \hat{e}_\vartheta$  wird durch eine Erhaltungsgröße, den generalisierten Drehimpuls  $P$ , gekennzeichnet.

$$P = (rp_\vartheta) + \frac{e}{c} \int_0^r B_z(r', z) r' dr' = \text{const.}$$

Bei erhaltener Energie und für einen bestimmten Wert von  $P$  läßt sich eine Größe  $U(r, z)$  angeben, die unabhängig von  $\vartheta$  ist und die Newtonschen Bewegungsgleichungen für die radiale wie axiale Bewegung bestimmt.

$$m\ddot{r} = -\frac{\partial U}{\partial r} \qquad m\ddot{z} = -\frac{\partial U}{\partial z}$$

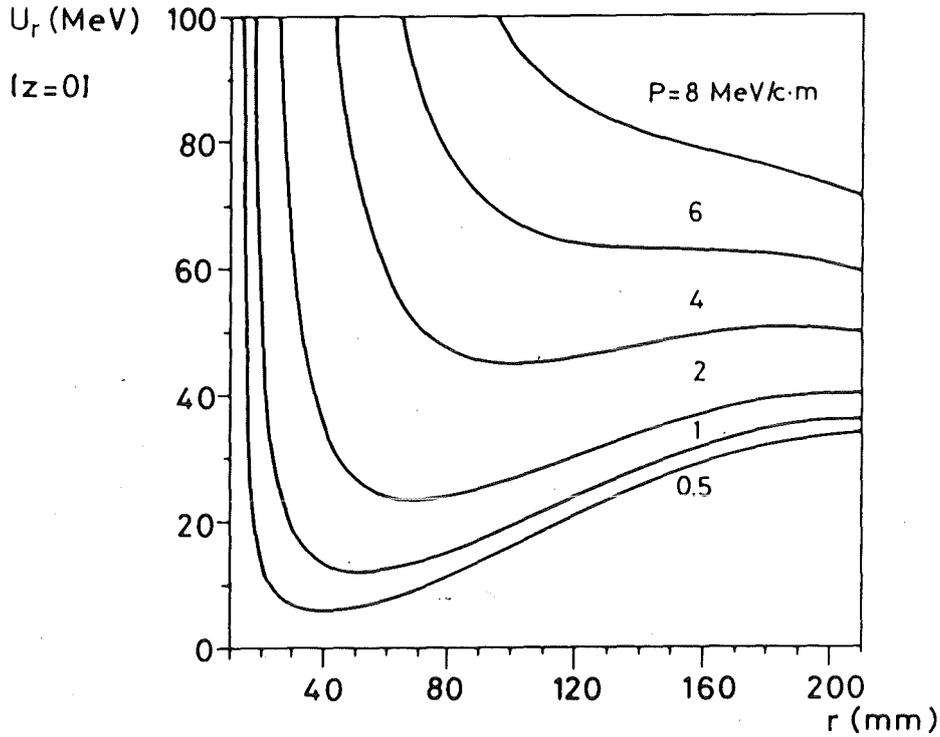


Fig. 4.2.2: Radialer Verlauf des Quasipotentials in der Mittelebene für verschiedene positive Werte des generalisierten Drehimpulses

Da dieses Potential

$$U(r, z) = \frac{1}{2m} \left( \frac{P}{r} - \frac{e}{cr} \int_0^r B_z(r', z) r' dr' \right)^2$$

über  $P = \text{const.}$  von den jeweiligen Anfangsbedingungen abhängig ist, wird es als Quasipotential [KOL 66] bezeichnet.

Eine Teilchenbahn, die nur im Endlichen verläuft, existiert für den Fall, daß  $U(r, z)$  sowohl in radialer wie in axialer Richtung ein Minimum besitzt. Die Bedingung  $(\partial U / \partial r)_{r=r_0} = 0$  liefert die Impuls - Radius - Beziehung für die Gleichgewichtsbahn ( $r = r_0$ )

$$p_\vartheta = -\frac{e}{c} B_z r$$

Aus  $(\partial^2 U / \partial r^2)_{r=r_0} > 0$  folgt, daß die axiale Feldkomponente  $B_z$  mit wachsendem Radius der Gleichgewichtsbahn nicht schneller als  $\propto 1/r$  abnehmen darf.

$$\frac{\partial(r B_z)}{\partial r} > 0$$

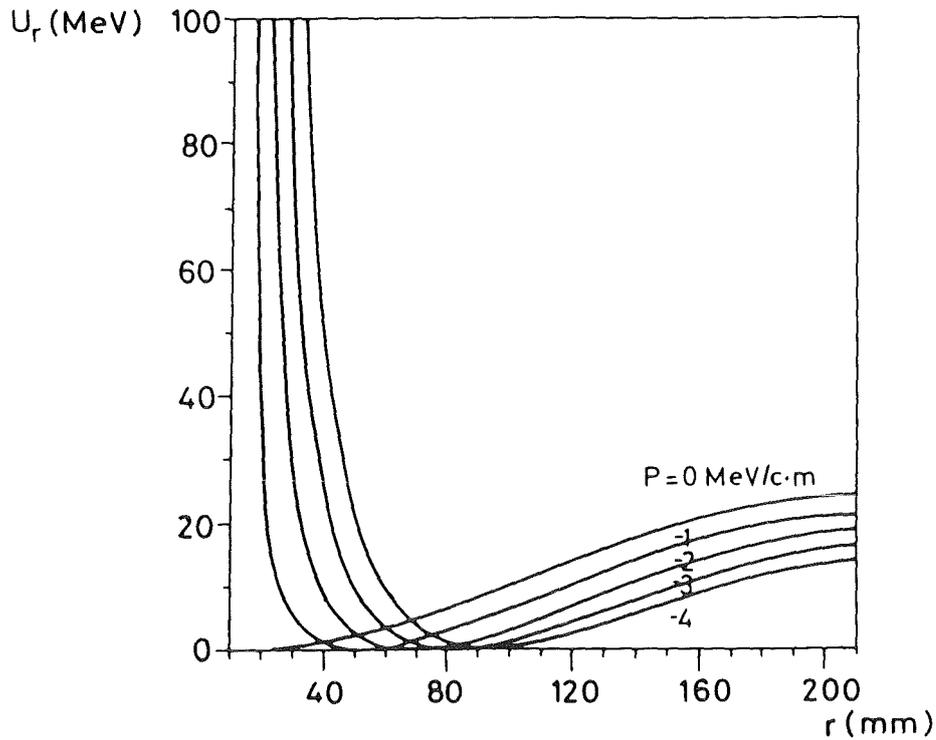


Fig. 4.2.3: Radialer Verlauf des Quasipotentials in der Mittelebene für verschiedene negative Werte des generalisierten Drehimpulses

Dies schränkt den Wertebereich für den Feldindex  $n$

$$n = -\frac{\partial B}{B} \bigg/ \frac{\partial r}{r}$$

auf  $n < 1$  ein. Die Minimumbedingungen für die axiale Bewegung legen fest, daß die Gleichgewichtsbahn ( $z = z_0$ ) in der Mittelebene des Felds verläuft, die durch eine verschwindende radiale Feldkomponente

$$B_r = 0$$

gekennzeichnet ist, und daß ferner

$$\frac{\partial |B_r|}{\partial z} > 0$$

gelten muß, wobei  $B_r \leq 0$  ist. Die letzte Ungleichung ist äquivalent zu  $n > 0$ . Die radiale wie axiale Fokussierung auf die Gleichgewichtsbahn ist also in einem Feldbereich mit

$$0 < n < 1$$

gewährleistet.

In der Fig. 4.2.1 ist der axiale Verlauf des Quasipotentials für verschiedene Werte von  $r_0$  dargestellt. Die Fig. 4.2.2 zeigt das Quasipotential der radialen Bewegung in der Mittelebene für positive Werte des generalisierten Drehimpulses. Damit werden Teilchenbahnen beschrieben, die den Ursprung ( $r = 0$ ) einschließen. Verringert sich der generalisierte Drehimpuls, nimmt auch die kinetische Energie ab. Teilchen, die sich anfänglich auf Bahnen mit  $r < r_0$  ( $r_0 < 143$  mm für  $p = p_0 < 123$  MeV/c) bewegen und die beim Abbremsen ihre Energie langsamer verlieren als sie um die Minimumsposition ( $r_0, z_0$ ) schwingen, werden adiabatisch zum Zentrum der ZF geleitet. Dagegen werden Bahnen, die den Ursprung nicht einschließen, durch einen negativen generalisierten Drehimpuls gekennzeichnet. In diesen Fällen führt der Energieverlust beim Abbremsen sogar zu einer wieder anwachsenden Entfernung der Teilchen vom Zentrum der ZF (Fig. 4.2.3).

### 4.2.3 Phasenraumverhalten

Bei Anwesenheit einer dissipativen Wechselwirkung  $Q_k(p_1, \dots, p_{3n})$ , die nicht aus einem Potential ableitbar ist, bleibt das infinitesimale Phasenraumvolumen

$$\Delta^6 V = \int \prod_{j=1}^{3n} dp_j dq_j$$

eines Ensembles aus  $n$  Teilchen nicht mehr zeitlich konstant. Seine zeitliche Entwicklung wird durch das verallgemeinerte Liouvillesche Theorem [LIC 69] beschrieben.

$$\frac{d(\Delta^6 V)}{dt} = \int \left( \sum_{k=1}^{3n} \frac{\partial Q_k}{\partial p_k} \right) \prod_{j=1}^{3n} dp_j dq_j$$

Beim Abbremsen eines Teilchenstrahls in Materie (Bethe - Bloch - Formel) kann die dissipative Kraft für kleine Energieverluste in folgender Weise als Funktion des Impulses  $p$  parametrisiert werden.

$$Q \propto p^{\alpha(p)}$$

Wir nehmen  $\alpha$  als stückweise konstant an. Unterteilt man den Abbremsweg in äquidistante räumliche Intervalle, ergibt sich für das Verhältnis der Impulsunschärfen am Anfang (i) und am Ende (f) dieser Wegstrecke

$$\frac{\Delta p_f}{\Delta p_i} = \left( \frac{p_f}{p_i} \right)^\alpha \cdot \left( \frac{\beta_i}{\beta_f} \right) \quad (\alpha = \text{const.})$$

Mit  $\beta = v/c$  wird die Geschwindigkeit in relativistischen Einheiten bezeichnet. Diese Beziehung gilt nur dann, wenn sich die transversalen Emittanzen

des Strahls nicht ändern. Da der Energieverlust über Ionisierung erfolgt, bleiben die Bahnen der Teilchen unbeeinflusst und die Emittanzen sind erhalten. Bezogen auf die Winkelgeschwindigkeit  $\omega_0$  beim Umlauf im Zyklotronfeld

$$\omega_0 = \frac{e \cdot B_z}{c \cdot m}$$

lautet die obige Beziehung

$$\frac{\Delta p_f}{\Delta p_i} = \left( \frac{p_f}{p_i} \right)^\alpha \cdot \left( \frac{\omega_{0_i}}{\omega_{0_f}} \right) \quad (\alpha = \text{const.})$$

Eine zusätzliche Impulsunschärfe auf Grund der statistischen Natur des Abbremsprozesses und auf Grund der Coulombstreuung beim Durchgang des Teilchenstrahls durch Materie wird durch einen kompensierenden Effekt des Zyklotronfelds vermieden. Auf der einen Seite erfahren langsame Teilchen einen höheren Energieverlust als schnelle Teilchen. Auf der anderen Seite legen aber die langsamen Teilchen einen kürzeren Weg zurück als die schnellen, deren Umlaufradius größer ist. Beide Effekte heben sich weitgehend gegenseitig auf. Die Fig. 4.2.4 zeigt die Entwicklung der Impulsunschärfe beim Abbremsen von Antiprotonen in 100 mbar  $H_2$  als Funktion des mittleren Teilchenimpulses im Feld der ZF.

Mit der Impulsunschärfe  $\Delta p$  beim Impuls  $p$  ist eine radiale Ortsunschärfe  $\Delta r_p$  beim Radius  $r$  verknüpft.

$$\frac{\Delta r_p}{r} = \frac{\Delta p}{p} \cdot \frac{1}{(1-n)}$$

Beim Einschub der Teilchen in das Magnetfeld werden durch die Divergenz des Strahls Betatronoszillationen angeregt. Diese führen zu einer zusätzlichen radialen Impulsunschärfe  $\Delta r_B$ . Die gesamte radiale Ortsunschärfe beträgt

$$\Delta r = \sqrt{(\Delta r_p)^2 + (\Delta r_B)^2}$$

Im Verlauf des Abbremsvorgangs nimmt  $\Delta r_B$  ab und  $\Delta r_p$  wächst an. Die Dämpfung der anfänglich angeregten Betatronoszillationen ergibt sich daraus, daß die mit diesen endlichen Bewegungen verbundene adiabatische Invariante

$$I = \frac{1}{2\pi} \oint p dq$$

( $p, q$  sind kanonisch konjugierte Variablen) bei einer Veränderung des Magnetfelds erhalten bleibt, falls jene gegenüber den Perioden der Schwingungen langsam (adiabatisch) erfolgt. Dies führt zu einer Verringerung der jeweiligen Oszillationsamplitude  $\Delta r_B$  mit anwachsender axialer Feldkomponente

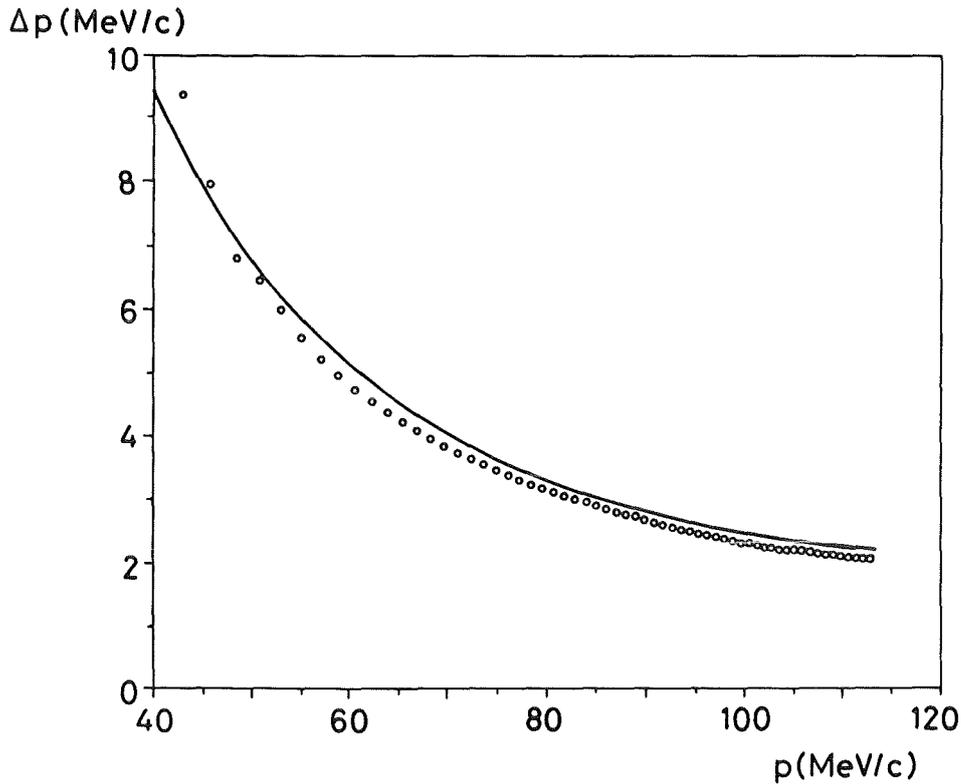


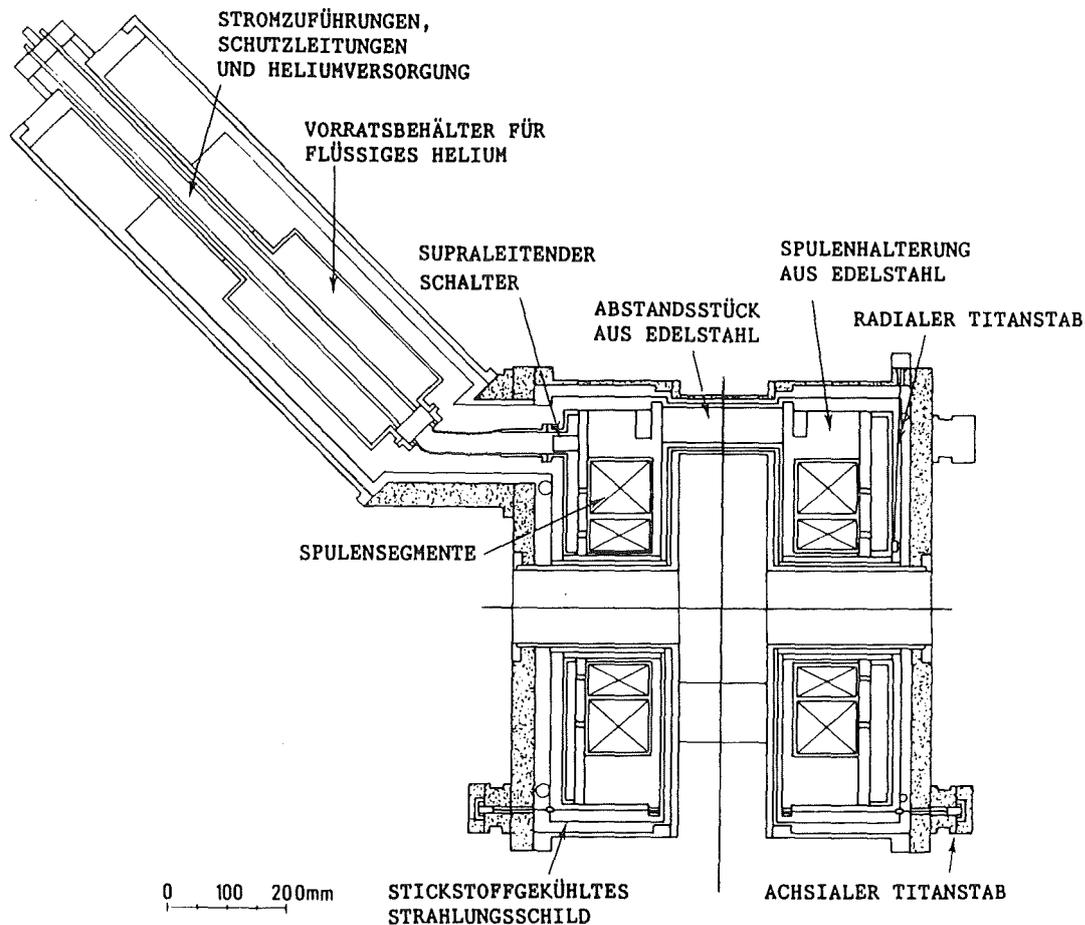
Fig. 4.2.4: Entwicklung der Impulsunschärfe  $\Delta p$  beim Abbremsen eines Antiprotonenstrahls in 100 mbar  $H_2$  als Funktion des mittleren Teilchenimpulses im Feld der Zyklotronfalle (theoretischer Verlauf (-), Computersimulation (o))

$B_z$  oder, was dazu äquivalent ist, mit abnehmendem Radius  $r_0$  der Gleichgewichtsbahn. Die Betatronoszillationen, die durch Coulombstreuung angeregt werden, sind vernachlässigbar, da sie eine Größenordnung kleiner sind als die Betatronoszillationen, welche beim Einschuss in das Magnetfeld entstehen.

Die Ortsunschärfe am Ende des Abbremswegs bestimmt die Größe der Stoppverteilung der Teilchen. Als Regel ergibt sich, daß deren radiale Ausdehnung ungefähr gleich der mittleren Amplitude der anfänglichen radialen Betatronoszillationen ist. In axialer Richtung verdoppelt sich die Ortsunschärfe verglichen mit der mittleren Amplitude der axialen Oszillationen, die beim Einschuss angeregt werden.

#### 4.2.4 Aufbau der Zyklotronfalle

Die Zyklotronfalle (Fig. 4.2.5) besteht aus zwei identischen, supraleitenden Magnetspuleneinheiten, die durch drei Edelstahlstützen auf einem Abstand



**Fig. 4.2.5:** Querschnitt durch die Zyklotronfalle (ohne Abschirmung)

von 244 mm gehalten werden. Beim verwendeten Supraleiter handelt es sich um in Cu eingebettete Nb - Ti - Filamente ( $NbTi/Cu = 1/1.9$ ). Die Spulen sind mit flüssigem Helium badgekühlt und mit Epoxydharz vakuumdicht imprägniert. Das ganze Spulensystem ist über dünne Titanstäbe radial wie axial am Vakuumbehälter des Kryostaten aufgehängt. Zur Verminderung der Erwärmung durch Wärmestrahlung ist der Magnet von einem Strahlungsschild aus Aluminium umgeben, das mit flüssigem  $N_2$  auf 77 Kelvin gehalten wird. Zum gleichen Zweck befinden sich zwischen Strahlungsschild und Vakuumbehälter noch ca. 80 Lagen Superisolation aus aluminisierter Mylarfolie. Unter einem Winkel von  $45^\circ$  ist ein Behälter mit 12 l Inhalt für flüssiges Helium angebracht. Diese Konfiguration erlaubt einen Betrieb der ZF mit vertikaler oder mit horizontaler Feldrichtung. Der Kryostat ist axial

Abmessungen des Kryostaten	
Höhe	700 mm
Durchmesser	780 mm
Breite des Spulenzwischenraums	150 mm
Durchmesser der Achsenbohrung	120 mm
Gewicht (mit Abschirmung)	5200 kg
zentrales Feld bei 108 A	4.3 Tesla
maximales Feld bei 108 A ( $z = 160$ mm)	6.2 Tesla
Verbrauch an flüssigem $N_2$	$\approx 4$ l/h
Verbrauch an flüssigem He	$< 1.5$ l/h
Spulendurchmesser	
innen	194 mm
außen	495 mm
Spulenhöhe	80 mm
Spulenabstand	244 mm

Tab. 4.2.1: Wichtige Daten der Zyklotronfalle

auf einem Durchmesser von 120 mm durchbohrt. Der ebenfalls für eine experimentelle Apparatur nutzbare Raum im Spalt zwischen den Magnetspulen ist 150 mm breit.

Die Spulen sind induktiv mit einem Netzgerät verbunden. Der maximale Stromwert beträgt 108 A. Dies bedeutet ein zentrales Feld von 4.3 Tesla. Um den Heliumverbrauch möglichst gering zu halten, wird der Magnet im Dauerbetrieb über einen temperaturabhängigen Widerstand supraleitend kurzgeschlossen. Zum Auf- und Entladen des Magneten wird dieser Widerstand erwärmt, so daß der Strom dann über die Magnetzuleitungen zum Netzgerät fließt. Die Spulen sind in jedem Betriebszustand über eine Leistungsdiodenkette gegen Zerstörung beim plötzlichen Zusammenbruch der Supraleitung geschützt.

Da es nötig ist, geladene Teilchen mit einem Impuls  $p \leq 200$  MeV/c bis in einen Magnetfeldbereich mit  $0 < n < 1$  zu führen, ist die ZF von einer 150 mm dicken Weicheisenabschirmung umgeben, die jedoch den Zugang zum Spulenzwischenraum und zu den Achsenbohrungen freiläßt. Auf diese Weise ist die Umgebung des Magneten ( $r \geq 300$  mm) weitgehend frei von Streufeld. Die Fig. 4.2.6 zeigt den radialen Verlauf des Magnetfelds in der Mittelebene ( $B_r = 0$ ). In der Tab. 4.2.1 sind die wichtigsten Daten der ZF zusammengefaßt.

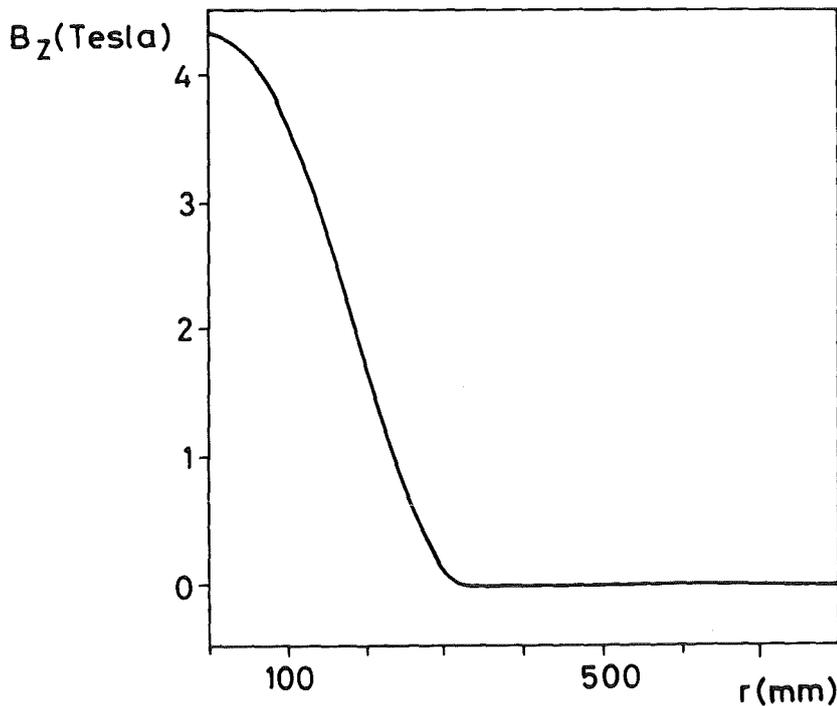


Fig. 4.2.6: Radialer Verlauf des Magnetfelds in der Mittelebene ( $B_r = 0$ )

#### 4.2.5 Einschub und Abbremsen der Teilchenstrahlen

Die Grundidee des Einschusses von Teilchen in das Feld der ZF besteht darin, einen Teilchenstrahl mit Impuls  $p_{in}$  in einem Moderator auf den Einschubimpuls  $p_I$  abzubremesen, der einen vollständigen Umlauf der Teilchen im Zyklotronfeld erlaubt. Die Position sowie die Ausmaße des Moderators richten sich nach folgenden Kriterien<sup>1</sup>:

- Die azimuthale Position  $\vartheta_I$  ist dadurch gegeben, daß die radiale Impulskomponente weitgehend verschwindet.
- Die radiale Position sollte am inneren Rand des Zyklotronfelds ( $n \approx 1$ ) liegen. Dies bedeutet den höchstmöglichen Einschubimpuls  $p_I$  ( $p_I \leq 120$  MeV/c bei 108 A) bei einem Einschubradius  $r_I$  zwischen 120 mm und 140 mm. Dadurch können die zum Abbremsen notwendige Moderator-dicke und daraus folgend die im Moderator selbst erzeugte Impulsun-

<sup>1</sup>Das Koordinatensystem der ZF, wie es in dieser Arbeit verwendet wird, ist in Zylinderkoordinaten  $(r, \vartheta, z)$  definiert. Der Azimuthalwinkel  $\vartheta$  wird in Strahlrichtung ausgehend von der vertikalen Achse der ZF gezählt. Die axiale Richtung wird mit  $z$  bezeichnet.

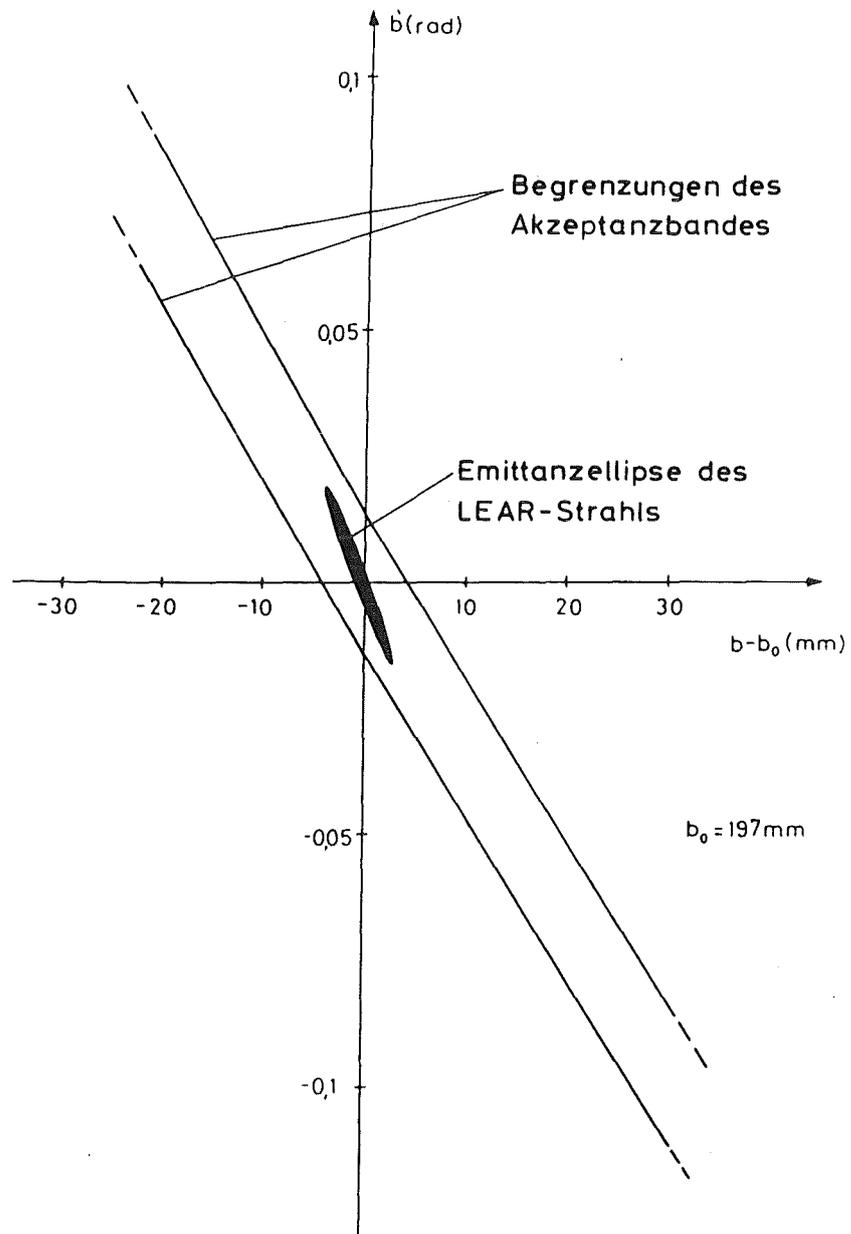


Fig. 4.2.7: Radiales Akzeptanzband der ZF und Emittanzellipse des LEAR - Strahls (siehe Text)

schärfe und Aufstreuung des Strahls klein gehalten werden. In diesem Feldbereich werden radiale Betatronoszillationen angeregt (siehe Abschnitt 4.2.3), die es erlauben, den Teilchenstrahl nach einem Umlauf unter dem Moderator vorbeizuführen.

- Die axiale Position des Moderators sollte nicht mehr als 20 mm außerhalb der Spiegelebene des Felds ( $z = 0$ ) liegen.

Aus der radialen und azimuthalen Einschußposition ergibt sich der Stoßparameter  $b$ . Er ist definiert als die mittlere Höhe des einlaufenden Teilchenstrahls über dem Zentrum der ZF, bevor dieser in das Magnetfeld eintritt. Der Stoßparameter wird umso kleiner, je mehr der Strahlimpuls  $p_{in}$  den Einschußimpuls  $p_I$  übersteigt.

Die Teilchen eines Strahls gelten dann als von der ZF akzeptiert, wenn sie nach ihrer Abbremsung auf den Impuls  $p_I$  durch einen definierenden Szintillationszähler  $S_D$  laufen, der eine Fläche von  $r_I \pm \Delta r$  und  $z_I \pm \Delta z$  abdeckt. Typische Werte sind  $r_I = 130$  mm,  $\Delta r = (10 - 20)$  mm,  $z_I = 0$  mm und  $\Delta z = (10 - 20)$  mm. Für einen gegebenen Wert von  $p_{in}/p_I$  ergibt sich dadurch die radiale und axiale Akzeptanz der ZF. Die Fig. 4.2.7 zeigt als Beispiel das radiale Akzeptanzband für  $p_{in} = 200$  MeV/c,  $p_I = 118$  MeV/c und  $\Delta r = 20$  mm beim Stoßparameter  $b_o = 197$  mm. Das Akzeptanzband wird umso breiter, je höher der Wert des Strahlimpulses  $p_{in}$  über dem Wert des Einschußimpulses  $p_I$  liegt. Da aber, wie oben ausgeführt, eine möglichst geringe Moderatordicke wünschenswert ist, liegt der optimale Wert für das Verhältnis von Strahl - zu Einschußimpuls  $p_{in}/p_I$  zwischen 1.4 und 2.0. Ferner ist, um zu große Betatronoszillationen zu vermeiden, der Aufstellwinkel der Strahlteilchen auf  $|b'| \leq 100$  mrad begrenzt.

Unabdingbar für das Benutzen der ZF ist daher, neben einer ausführlichen Computersimulation, eine optimale Abstimmung der Strahlführungslinie und eine Anpassung der Strahlemittanzen auf die Akzeptanzbereiche der ZF. Die große Halbachse der Emittanzellipse sollte parallel zur Begrenzung des Akzeptanzbandes verlaufen und möglichst vollständig innerhalb dieses Bereichs liegen. In der Fig. 4.2.7 ist die relative Lage der radialen Emittanzellipse des LEAR - Strahls im Akzeptanzband der ZF gezeigt. Die ZF ist in der Lage, Strahlen mit einer radialen Emittanz von  $200 \pi$  mm mrad und einer axialen Emittanz von  $2000 \pi$  mm mrad zu über 90% zu akzeptieren. Der  $\mu E1$  - Strahl des SIN ist daher wegen seiner mindestens 10 mal größeren radialen Emittanz nur unter großen Intensitätsverlusten für den Einschuß in die bestehende ZF geeignet.

Nach der Abbremsung im Moderator bewegen sich die Teilchen mit einem mittleren Impuls  $p_I$  auf einer Gleichgewichtsbahn mit einem Radius  $r_o = r_I$  und trafen unweigerlich wieder auf den Moderator, wenn sie beim ersten

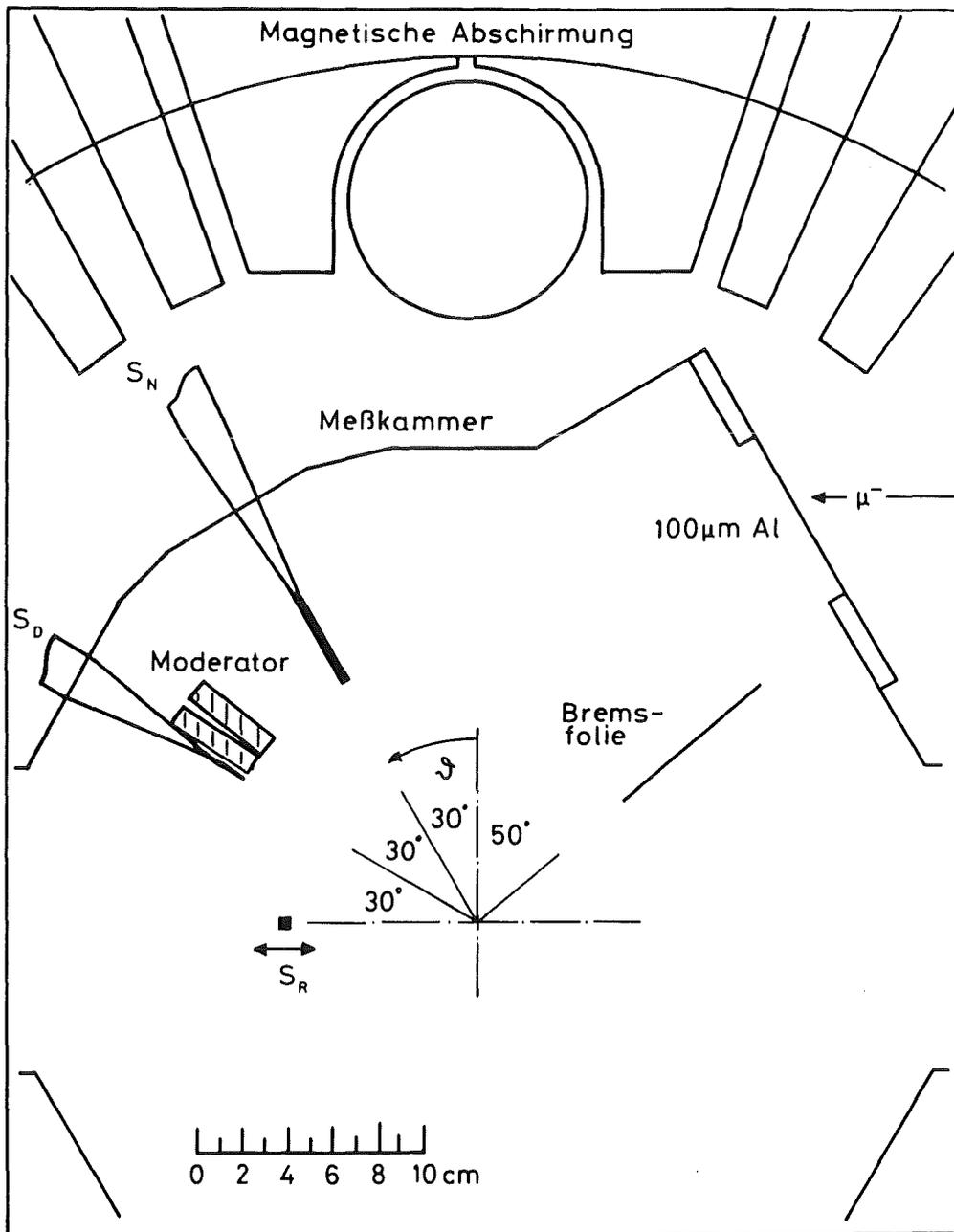


Fig. 4.2.8: Querschnitt durch die Meßkammer (SIN)

Umlauf im Abbremsgas nicht soviel Energie verlieren, daß ihre Bahn unter dem Moderator hindurch verlief. Für einen Gasdruck  $p < O(100 \text{ mbar})$  ist diese Bedingung nicht mehr erfüllt. Aus diesem Grund wird beim Einschub in definierter Weise eine Betatronoszillation mit der Frequenz  $\omega_\beta \approx 0.5 \cdot \omega_0$  angeregt, deren Amplitude so groß ist, daß die Teilchen unter dem Moderator hindurchschwingen können. Um zu verhindern, daß der Strahl nach zwei Umläufen dann doch wieder auf den Moderator trifft, wird den Teilchen durch eine zusätzliche dünne Bremsfolie im Bereich der größten Auslenkung der Betatronoszillation soviel Energie entzogen, daß ab jetzt die Teilchenbahn immer unterhalb des Moderators verläuft. Da aber diese Folie den Verlauf der Teilchenbahn nur korrigieren aber nicht bestimmen soll, muß sie so dünn wie möglich gewählt werden, um ihren Zweck noch erfüllen zu können. Als Regel ergibt sich, daß der Energieverlust in der Bremsfolie den totalen Energieverlust im Abbremsgas innerhalb zweier bis drei Umläufe nicht übersteigen darf. Durch die vorgegebene Dicke der Bremsfolie wird eine untere Grenze für den möglichen Druck des Abbremsgases festgesetzt. Der maximale Druck ist trivialerweise durch die Forderung gegeben, daß die Teilchen überhaupt zum Zentrum der ZF gelangen können und nicht schon vorher abgestoppt werden.

Im folgenden werden die genauen technischen Details des Einschusses und Abbremsens des Antiprotonen - wie Myonenstrahls geschildert. Die Fig. 4.2.8 zeigt als Beispiel für letzteren die dazu notwendigen Einrichtungen. Bei diesem Experiment war das Magnetfeld auf 42% seines Nominalwerts reduziert.

Im freien Raum zwischen den Magnetspulen und in den zylinderförmigen Achsenbohrungen befand sich die Meßkammer. Das Abbremsgas und das Meßgas waren identisch. Der Teilchenstrahl (LEAR: 202 MeV/c  $\bar{p}$ , SIN: 85 MeV/c  $\mu^-$ ) trat durch ein dünnes Strahlfenster in die Kammer ein. Um die Aufstreuung des Teilchenstrahls in der Luftstrecke zwischen dem Ende der Strahlführungslinie und dem Eintrittsfenster möglichst gering zu halten, wurden die Antiprotonen in einem Vakuumrohr mit einem 100  $\mu\text{m}$  dicken Be - Abschlußfenster so nahe an die Kammer herangeführt, daß nur noch Raum für eine aus vier Segmenten bestehende Szintillationszählereinheit (Antizähler) blieb. Diese ließ in der Mitte eine Öffnung ( $10 \times 10 \text{ mm}^2$ ) für die Teilchen frei und diente zur Einstellung und Kontrolle der Strahlposition und Strahlform. Am SIN wurde auf ein verlängertes Strahlrohr und auf die Szintillationszähler verzichtet. Die Position und Form des Strahls waren zuvor separat vermessen worden. Nach dem Strahlfenster folgte bei einem Azimutalwinkel  $\vartheta = 30^\circ$  ein großflächiger Szintillationszähler  $S_N$  zu Normierungszwecken. Der den einfallenden Strahl definierende Szintillationszähler  $S_D$  war unter  $\vartheta \approx 60^\circ$  angebracht. Vor diesem befand sich das zum Einschub notwendige Modera-

	LEAR	SIN
Strahlimpuls $p_{in}$ (MeV/c)	202	85
Einschußimpuls $p_I$ (MeV/c)	109	47
Stoßparameter $b$ (mm)	192.5	185.0
Kammerfenster	Mylar	Aluminium
Dicke ( $\mu\text{m}$ )	50	100
Neigung gegen die Vertikale	$0^\circ$	$30^\circ$
Szintillator $S_N$		
Dicke (mm)	0.55	4.0
Fläche ( $\text{mm}^2$ )	40 x 30	40 x 70
Position (mm)	$126 \leq r \leq 166$ $-15 \leq z \leq +15$ $\vartheta = 30^\circ$	$120 \leq r \leq 164$ $-35 \leq z \leq +35$ $\vartheta = 30^\circ$
Szintillator $S_D$		
Dicke (mm)	1.0	1.0
Fläche ( $\text{mm}^2$ )	15 x 10	20 x 40
Position (mm)	$123 \leq r \leq 138$ $-5 \leq z \leq +5$ $\vartheta = 57^\circ$	$122 \leq r \leq 142$ $-20 \leq z \leq +20$ $\vartheta = 60^\circ$
Szintillator $S_R$ (radial verschiebbar)		
Dicke (mm)	4.0	4.0
Position	$\vartheta = 90^\circ$	$\vartheta = 90^\circ$
Moderator (fest)	$\text{CH}_2$	Be
Dicke (mm)	1.4	10.0
Position (mm)	$r \geq 123$ $-5 \leq z \leq +5$ $\vartheta = 58^\circ$	$120 \leq r \leq 160$ $-30 \leq z \leq +30$ $\vartheta = 51^\circ$
Moderator (variabel)	$\text{CH}_2$	$\text{CH}_2$
Dicke (mm)	1.1	11.5
Position (mm)	$r \geq 123$ $-10 \leq z \leq +10$ $\vartheta = 45^\circ$ (drehbar)	$120 \leq r \leq 160$ $-30 \leq z \leq +30$ $\vartheta = 57^\circ$ (Scheiben)
Bremsfolie	$\text{CH}_2$	$\text{CH}_2$
Dicke (mm)	0.02	2.0
Position	$r \geq 80$ $-20 \leq z \leq +20$ $\vartheta = 240^\circ$	$r \geq 80$ $-10 \leq z \leq +10$ $\vartheta = 310^\circ$

Tab. 4.2.2: Verzeichnis der Meßkammereinbauten

tormaterial. Der Myonenstrahl wurde durch 10 mm Be und 11.5 mm CH<sub>2</sub> auf ungefähr 47 MeV/c abgebremst. Für die Antiprotonen genügten wegen ihres höheren Energieverlusts in Materie zwei dünne Polyäthylenplättchen von 1.4 bzw. 1.1 mm zur Moderation auf 109 MeV/c. Die Bremsfolie bestand in beiden Fällen aus Polyäthylen. Ihre Dicke betrug bei den Antiprotonen 20  $\mu\text{m}$  und bei den Myonen 2 mm. Die azimuthale Position war  $\vartheta = 240^\circ$  bzw.  $\vartheta = 310^\circ$ . In der Tab. 4.2.2 sind alle Kammereinbauten zusammengefaßt. Es ist auch der radiale Szintillationszähler  $S_R$  aufgeführt, dessen Funktion im nächsten Abschnitt erklärt wird.

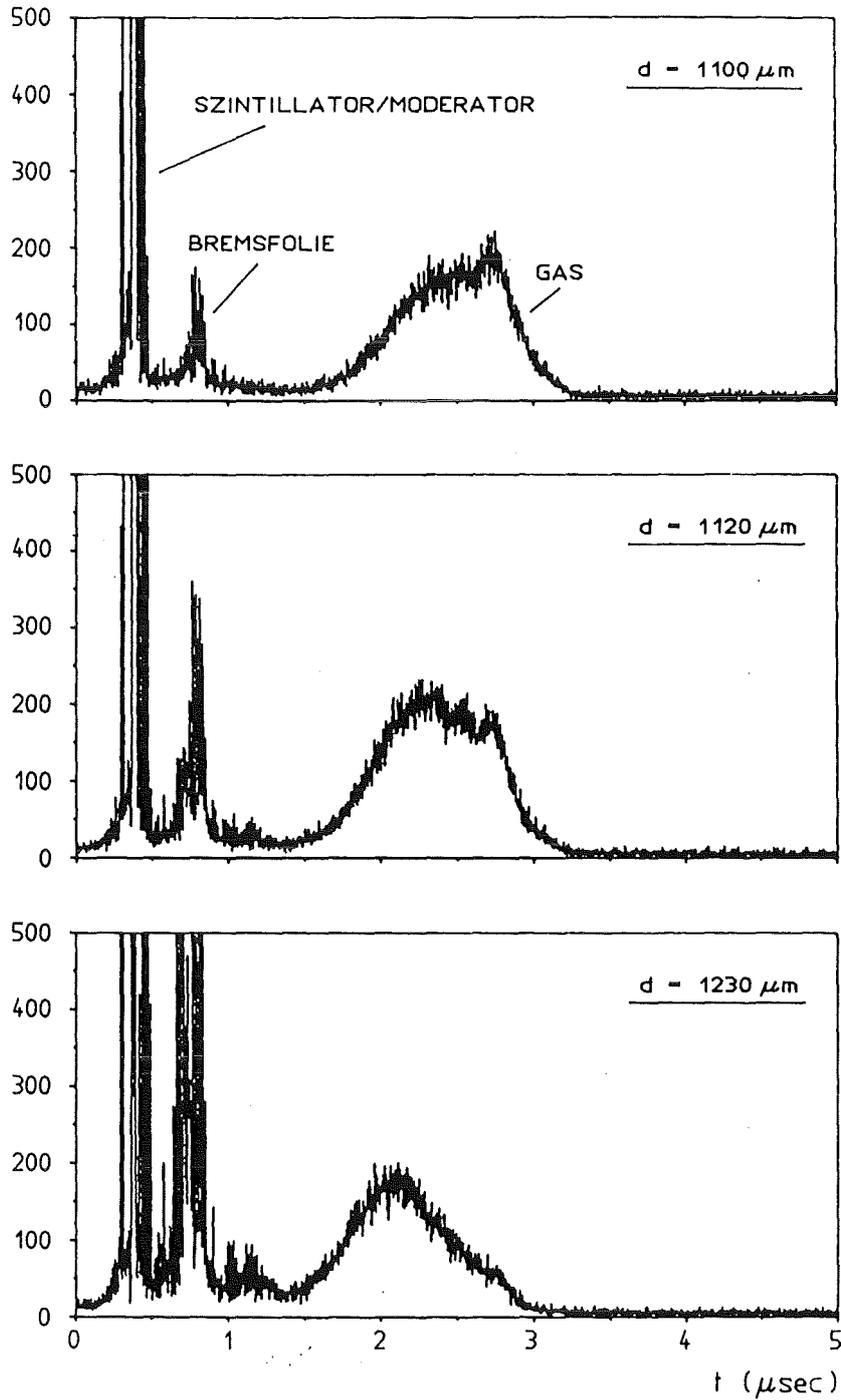
#### 4.2.6 Optimierung von Einschub und Abbremsvorgang

Trotz einer ausführlichen Computersimulation erwies sich eine experimentelle Optimierung der Dicken von Moderator und Bremsfolie als unerlässlich<sup>2</sup>. Ziel der Optimierung war es, eine möglichst hohe Anzahl an im Gas gestoppten Teilchen zu erhalten.

Zur Diagnose standen der Normierungszähler  $S_N$ , der definierende Zähler  $S_D$ , ein radial beweglicher Szintillationszähler  $S_R$  sowie die Halbleiterdetektoren zur Verfügung. Zusätzlich befanden sich bei den Messungen mit Antiprotonen zwischen der Kryostat - und Meßkammerwand auf beiden Seiten je 12 Szintillationszähler von 3 mm Dicke, die wie die Stücke eines runden Kuchens angeordnet und, zu einer Zählereinheit zusammengefaßt, zeitlich aufeinander abgestimmt waren. Sie überdeckten einen Raumwinkel  $\Omega$  von ca.  $4\pi/3$ . Ihre Aufgabe bestand im Nachweis der Antiproton - Nukleon - Annihilationsprodukte (Pionen). Diese Zähler werden im weiteren Verlauf dieser Arbeit mit Annihilationszähler  $S_A$  bezeichnet.

Die Optimierung des Einschusses begann damit, daß mit dem radial verschiebbaren Zähler  $S_R$  die errechnete Sollposition des Teilchenstrahls nach der Moderierung überprüft und die radiale Unschärfe vermessen wurde. Durch Veränderung der Strahlfokussierung mit Hilfe der letzten Quadrupolmagnete der Strahlführungslinie wurde die Anzahl der Teilchen maximiert, die sowohl durch  $S_D$  und  $S_N$  als auch durch  $S_R$  liefen. Danach wurde die am besten geeignete Moderatorstärke ermittelt. Die Veränderung der effektiven Moderatorstärke erfolgte am LEAR durch Drehen des Moderators, am SIN durch das Aufeinanderlegen dünner Plättchen. War der optimale Wert gefunden, und die radiale Position des Strahls noch einmal verifiziert, erfolgte die Verbesserung der Bremsfolie. Da diese ein notwendiges Hilfsmittel für das Abbremsen bei niedrigem Druck war, mußte die Optimierung auch bei einem solchen Druck erfolgen. Zur Diagnose bei der Optimierung von Moderator

<sup>2</sup> Auch ihre Form und Position können verbessert werden.



**Fig. 4.2.9:** Zeitliche Entwicklung der Antiproton - Nukleon - Annihilationsereignisse im Meßgas und in den Kammereinbauten in Abhängigkeit von der Dicke  $d$  des Moderators

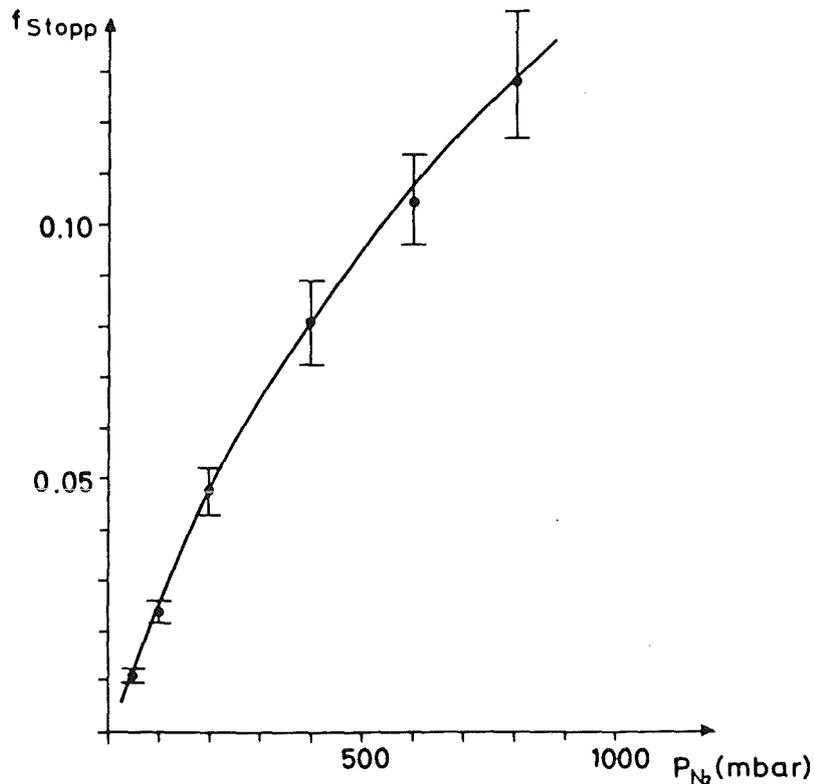


Fig. 4.2.10: Absolute Myonen - Stoppeffizienz als Funktion des Targetdrucks ( $N_2$ )

wie Bremsfolie wurden charakteristische Strahlungsübergänge der gebildeten exotischen Atome benutzt. Diese wurden mit einem Halbleiterdetektor nachgewiesen und ihre Anzahl maximiert.

Bei den Antiprotonen ergab sich durch die Benutzung der  $S_A$  eine weitere Diagnosemöglichkeit. Die Fig. 4.2.9 zeigt den zeitlichen Verlauf des Abbremsvorgangs in 36 mbar He für drei verschiedene Moderatordicken an Hand der Signale der Annihilationszähler. Schon direkt beim Einschuss ging ein Teil der Antiprotonen im definierenden Zähler und im Moderator verloren. Ein weiterer Teil wurde danach in der dünnen Bremsfolie vernichtet. Die verbliebenen Antiprotonen wurden nach ca.  $2 \mu s$  im Meßgas gestoppt, formten antiprotonische Atome und annihilierten erst dann mit einem Nukleon des Kerns. Aus der Abfolge der Bilder erkennt man, daß mit einer über den optimalen Wert (1. Bild) anwachsenden Moderatordicke zu große Betatronoszillationen angeregt wurden, die nur zu höheren Annihilationsverlusten führten. Auch ist die zeitliche Trennung der Annihilationsereignisse in Moderator und Bremsfolie auf der einen und im Meßgas auf der anderen Seite

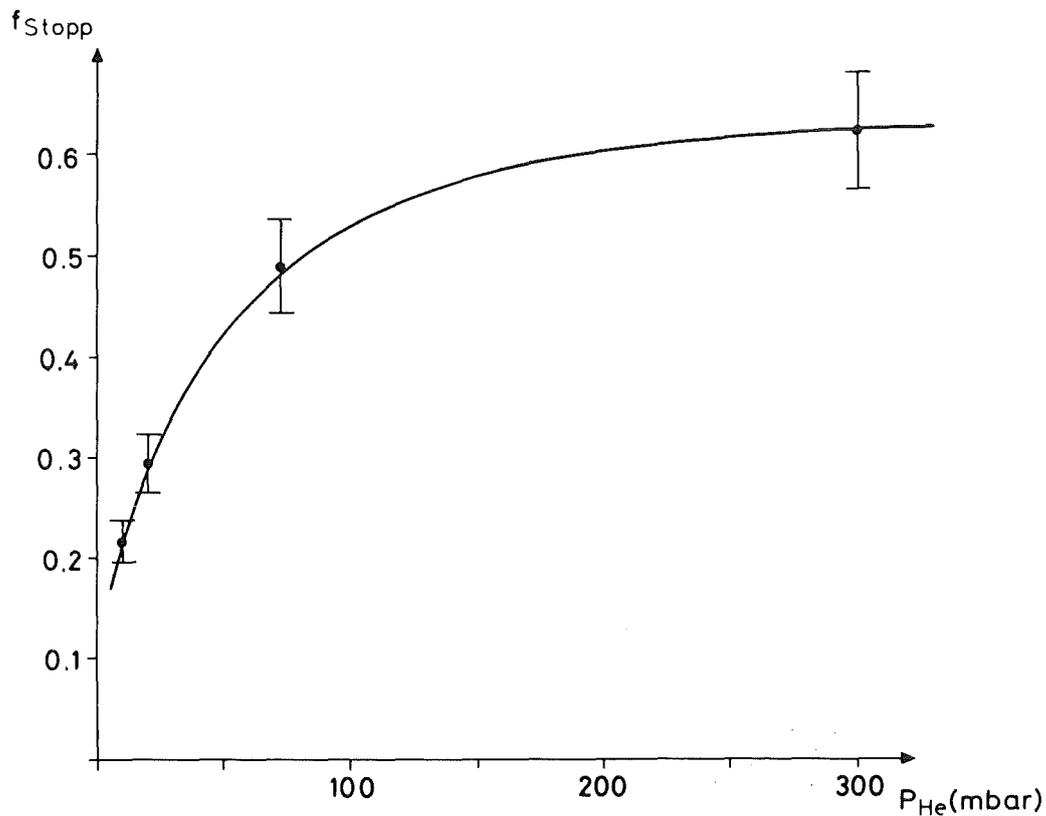


Fig. 4.2.11: Absolute Antiprotonen - Stoppeffizienz als Funktion des Targetdrucks (He)

im ersten Fall am besten. Dies ist wichtig, um in effektiver Weise ein Zeitfenster (siehe Abschnitt 4.3) zur Reduktion des Untergrunds setzen zu können. Aus dem selben Grund sollte auch die Zeitverteilung der im Gas gestoppten Teilchen möglichst schmal sein. Dieses Zeitverhalten wurde natürlich nicht nur durch den Moderator und die Bremsfolie bestimmt, sondern war auch vom Abbremsvermögen und vom Druck des jeweiligen Meßgases abhängig.

#### 4.2.7 Stoppeffizienz

Die Optimierung des Einschusses und des Abbremsverhaltens wurde am SIN mit  $N_2$  und am LEAR mit He in der Meßkammer durchgeführt. In beiden Fällen folgte darauf noch für diese Gase eine Messung der Stoppeffizienz  $f_{\text{Stopp}}$  als Funktion des Drucks.

Bei den Myonen wurde  $f_{\text{Stopp}}$  aus der Anzahl der myonischen ( $2 \rightarrow 1$ ) - Strahlungsübergänge ermittelt, die bzgl. einer bestimmten Anzahl von Teil-

chen, die sowohl  $S_N$  wie auch  $S_D$  durchlaufen hatten, registriert wurden. Für die absolute Ausbeute dieses Strahlungsübergangs pro myonisches Atom wurde 90% angenommen [EHR 83]. Die Fig. 4.2.10 zeigt die Meßwerte.

Bei den Antiprotonen wurde der Anteil der im Gas gestoppten Teilchen aus dem Zeitverhalten der Annihilationsprodukte (siehe z. B. Fig. 4.2.9) bestimmt. In der Fig. 4.2.11 ist die Stoppeffizienz in He bei niedrigen Drucken dargestellt.

## 4.3 Die Halbleiterdetektoren

### 4.3.1 Das allgemeine Funktionsprinzip

Halbleiter [KNO 79] sind Materialien, die bei tiefen Temperaturen den elektrischen Strom nicht leiten. Bei höheren Temperaturen reicht aber die thermische Energie aus, daß ein geringer Anteil von Elektronen aus dem Valenzband über die verbotenen Zone in das Leitungsband angeregt wird. Der Abstand  $E_G$  zwischen dem Valenz- und dem Leitungsband beträgt z. B. bei Silizium 3.76 eV und bei Germanium 2.96 eV (bei 77 Kelvin). Die angeregten Elektronen und die im Valenzband gebildeten Löcher tragen beide zur Leitfähigkeit des Materials bei.

Strahlung, die in einen Halbleiter eindringt, deponiert dort ihre Energie  $E$ , indem sie durch Anregung von Elektronen  $N = (E/E_G)$  Elektron - Loch - Paare erzeugt. Wegen der geringen Breite der verbotenen Zone ist bei den uns interessierenden Energien ( $E \geq O(1 \text{ keV})$ ) die Zahl der gebildeten freien Ladungsträger sehr hoch ( $N \geq O(10^3)$ ). Durch das Anlegen einer äußeren Spannung von bis zu einigen tausend Volt werden diese Ladungsträger an den Elektroden gesammelt. Die über einen Arbeitswiderstand abfallende maximale Spannung  $V_{max}$  ist proportional zur erzeugten Ladung  $Q$ , wobei die Proportionalitätskonstante durch die Kapazität  $C$  des Halbleiterkristalls gegeben ist.

$$V_{max} = \frac{Q}{C}$$

$V_{max}$  wird auch proportional zur primären Strahlungsenergie, wenn man über einen Zeitraum integriert, der lang gegenüber der Zeit ist, die zum vollständigen Sammeln der Ladungen benötigt wird. Um eine vollständige Ladungssammlung zu gewährleisten, muß die Zahl der Verunreinigungen und Kristallfehler des verwendeten Halbleitermaterials möglichst klein sein. Diese können auf der einen Seite die freien Ladungen einfangen und auf der anderen Seite den elektrischen Feldverlauf zwischen den Elektroden stören sowie die maximal anlegbare Spannung begrenzen.

In ihrer technischen Realisation sind Halbleiterdetektoren in Sperrichtung

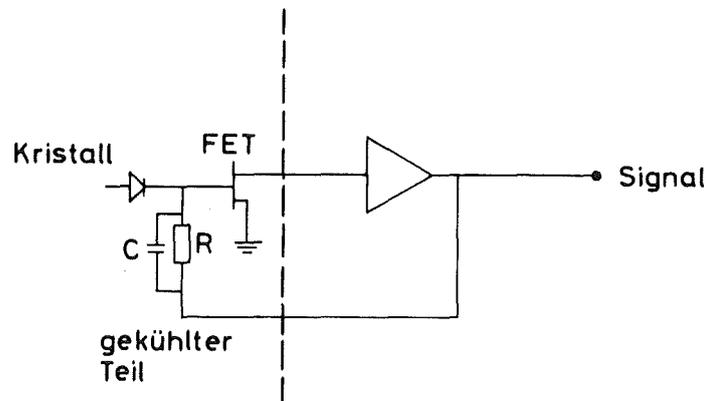


Fig. 4.3.1: Verstärker mit Widerstandsrückkopplung

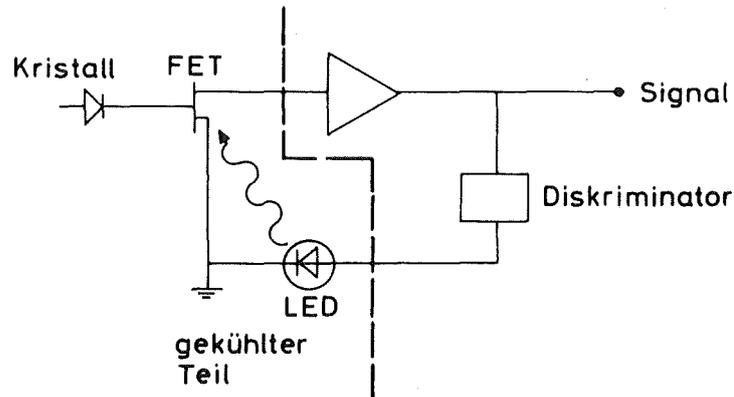


Fig. 4.3.2: Verstärker mit optischer Rückkopplung

gepolte pn - Übergänge mit extrem vergrößerter Verarmungszone. Dies erreicht man entweder durch die Verwendung hochreiner (intrinsischer) Kristalle, die nur in einer dünnen Randschicht dotiert sind, oder durch die Kompensation eines großen Bereichs eines p - Halbleiters mit gleichmäßig eingedrifteten Lithiumatomen. Die Kristallausgangsspannung wird durch einen Feldeffekttransistor (FET), der in unmittelbarer Nähe des Kristalls montiert ist, und durch einen nachfolgenden Verstärker vergrößert. Die Rückkopplung der Verstärkereinheit und die Zurücksetzung der Eingangsspannung durch die Entladung des Kristalls erfolgt entweder über ein RC - Glied (Widerstandsrückkopplung, Fig. 4.3.1) oder auf optoelektronischem Weg (optische Rückkopplung, Fig. 4.3.2). Bei letzteren wird bei Überschreiten einer

bestimmten Verstärkerausgangsspannung eine Leuchtdiode (LED) aktiviert, die im lichtempfindlichen FET einen Leckstrom verursacht. Der Hauptvorteil der optischen Rückkopplung besteht darin, daß die Arbeitsweise des Detektors durch die Vermeidung eines frequenzabhängigen RC - Glieds ratenunabhängig wird.

Halbleiterdetektoren zeichnen sich im Vergleich zu anderen Festkörperzählern (z. B. Szintillationszähler, NaJ - Kristalle) vor allem durch ihre hohe Energieauflösung aus. Dies liegt im wesentlichen daran, daß wegen der großen Anzahl an produzierten Elektron - Loch - Paaren die statistischen Schwankungen gering sind. Eine Verschlechterung der Energieauflösung durch das elektronische Rauschen und durch thermisch verursachte Leckströme kann durch Kühlung auf die Temperatur von flüssigem Stickstoff klein gehalten werden.

#### 4.3.2 Die verwendeten Halbleiterdetektoren und ihre Meßpositionen

Zum Einsatz bei den Messungen am SIN kamen ein kleinflächiger, lithiumgedrifteter Siliziumdetektor (Si I) und ein großflächiger, intrinsischer Germaniumdetektor (Ge I). Am LEAR wurde nur ein Si(Li) - Detektor (Si II) verwendet. Die charakteristischen Daten der benutzten Detektoren sind in der Tab. 4.3.1 zusammengestellt.

Die Kristalle befanden sich am Ende sehr langer Detektorendkappen, wodurch es möglich war, sie durch die Achsenbohrungen nahe an die Stoppreion im Zentrum der Zyklotronfalle heranzuführen. In dieser Position waren die Kristalle einem hohen Magnetfeld ( $\approx 6.2$  Tesla) ausgesetzt. Dies bedingte die Verwendung von planaren Halbleiterdetektoren, bei denen die elektrischen Feldlinien parallel zu den magnetischen Feldlinien verliefen, wodurch die Ladungssammlung im Kristall bei Anwesenheit eines Magnetfelds nicht beeinträchtigt wurde. Die beiden Si(Li) - Detektoren wurden zudem außerhalb der Feldachse positioniert, um den Fluß geladener Untergrundteilchen zu verringern. Bei gleichbleibender Nachweiswahrscheinlichkeit konnte dadurch die Ratenbelastung im besten Fall um einen Faktor 3.5 reduziert werden.

Die Aufgabe der Si(Li) - Detektoren bestand darin, selbst Röntgenübergänge mit einer Energie von 1 - 2 keV zu registrieren. Dafür waren sie mit einem nur 8 bzw. 12  $\mu\text{m}$  dicken Be - Fenster ausgestattet. Sie wurden direkt an die Meßkammer angeflanscht, sodaß eine Absorption außer im Meßgas selbst nur im Detektorfenster erfolgen konnte. Der Ge I - Detektor dagegen wurde so plaziert, daß sich zwischen dem Detektor und dem Meßgas ein zusätzliches Kammerfenster (100  $\mu\text{m}$  Al) befand.

Die Si(Li) - Detektoren zeichneten sich gegenüber dem Germaniumdetek-

Detektor	Si I	Ge I	Si II
Verwendung	SIN	SIN	LEAR
Typ	lithiumgedriftet planar	intrinsisch planar	lithiumgedriftet planar
Vorverstärkerrück - kopplung	optisch	resistiv	optisch
Kristall			
Fläche (mm <sup>2</sup> )	30	1900	30
Dicke (mm)	5	13	3.5
axiale Position (mm)	161	123	142
Raumwinkel $\Omega$	$9.21 \cdot 10^{-5}$	$1.00 \cdot 10^{-2}$	$1.18 \cdot 10^{-4}$
Detektorfenster			
Material	Be	Be	Be
Dicke ( $\mu\text{m}$ )	12	500	8
Auflösung (eV)	270 bei 6.4 keV	720 bei 122 keV	210 bei 6.4 keV

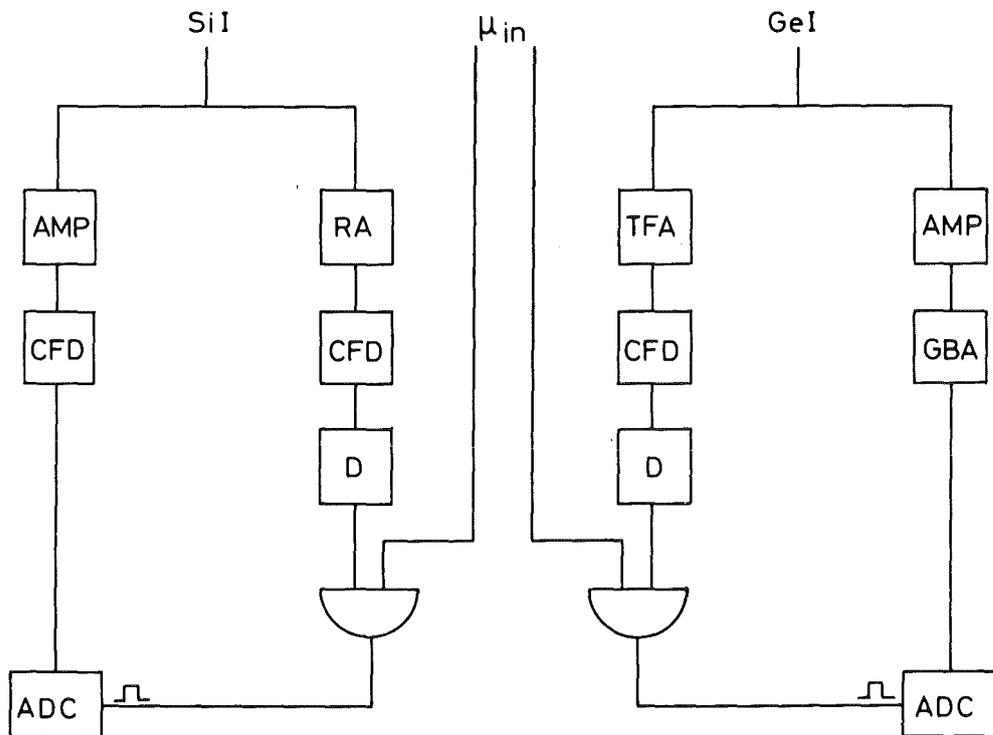
Tab. 4.3.1: Charakteristische Daten der verwendeten Detektoren

tor durch eine besonders gute Energieauflösung aus. Der Grund für dieses Verhalten war ausschließlich ihre sehr kleine Fläche und die damit verbundene geringe Kapazität des Kristalls. Das daraus resultierende geringe Rauschen wurde allerdings durch eine erhebliche Verringerung des nutzbaren Raumwinkels erkauft.

#### 4.3.3 Die Detektorelektronik

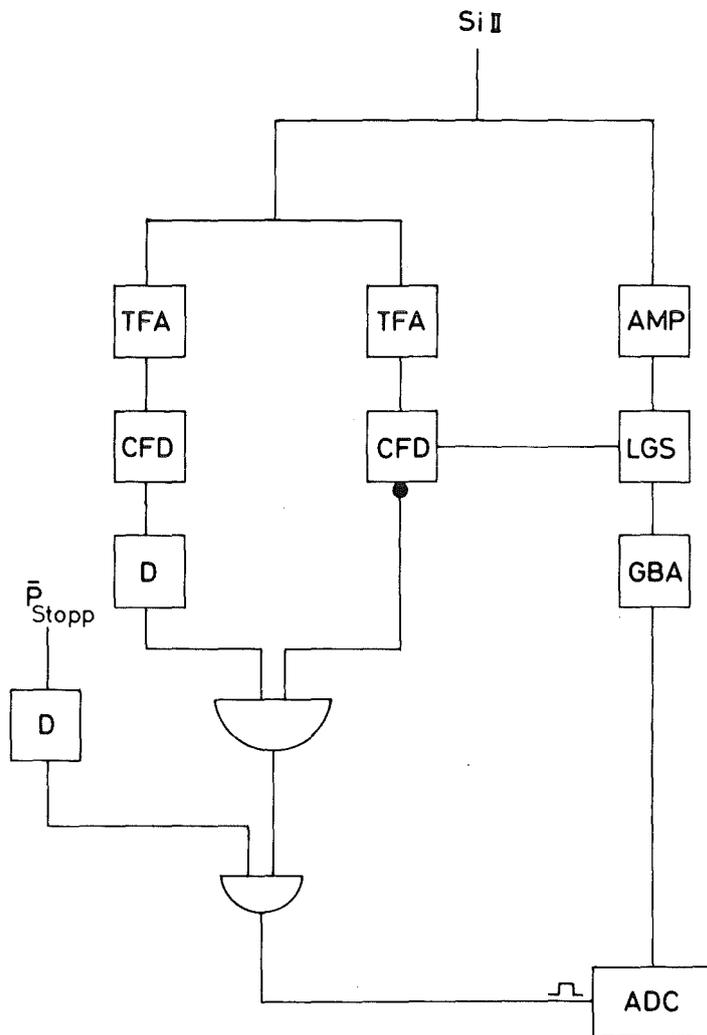
Die Elektronik, welche die Detektorsignale verarbeitete, hatte zwei Aufgaben zu erfüllen. Zum einen mußte sie die analogen Energiesignale so weiterbehandeln, daß diese vom "Analog - to - Digital - Converter" (ADC) des Vielkanalanalysators (MCA) akzeptiert wurden und daraus ein Spektrum erstellt werden konnte. Zum anderen wurde zum Setzen eines Zeitfensters zur Unterdrückung des Untergrunds eine genaue Zeitinformation darüber benötigt, wann ein Ereignis im Detektor registriert wurde. Diese Informationen mußten im Gegensatz zu den Energieinformationen von der Elektronik schnell verarbeitet werden.

Der langsame Verarbeitungszweig für die Energieinformationen sah für alle Detektoren im wesentlichen gleich aus. Die Signale wurden im Hauptverstärker vergrößert, geformt und dann auf den ADC des MCA gegeben.



**Fig. 4.3.3:** Detektorelektronik Si I und Ge I (SIN)  
(Zeichenerklärung siehe Fig. 4.3.4)

Auch der schnelle Verarbeitungszweig für die Zeitinformationen enthielt allen Detektoren gemeinsame Elemente. Die Detektorsignale wurden in der Weise verstärkt, daß sie einen scharfen Zeitpunkt definierten. Danach erfolgte in einem "Constant - Fraction - Discriminator" (CFD) das Setzen einer unteren Energieschwelle. Bei den Messungen am SIN konnten diese Signale dann mit den gemeinsamen Informationen aus dem normierenden und dem definierenden Zähler ( $S_N \cap S_D$ ) zeitlich korreliert werden. Letztere, welche die einlaufenden Myonen ( $\mu_{in} = S_N \cap S_D$ ) anzeigten, wurden um einen Zeitraum verzögert, der in etwa dem kürzesten zeitlichen Abstand zwischen den  $\mu_{in}$  - und den Detektorsignalen entsprach. Von diesem Zeitpunkt ausgehend wurde ein Zeitfenster so lange geöffnet, wie es die zeitliche Unschärfe der Diodensignale vorgab. Diese folgte aus der Breite der Stoppzeitverteilung, den unterschiedlich langen Ladungssammlungszeiten im Kristall und aus dem Formen der Signale in der Verarbeitungselektronik. Nur die Diodensignale, die in dieses Zeitfenster fielen, wurden weiterverarbeitet und als einschränkende



**Fig. 4.3.4:** Detektorelektronik Si II (LEAR)

AMP : Amplifier

GBA : Gated Biased Amplifier

RA : Research Amplifier

TFA : Timing Filter Amplifier

CFD : Constant Fraction Discriminator

D : Delay

LGS : Linear Gate and Stretcher

ADC : Analog to Digital Converter

Koinzidenzbedingungen für die Datenaufnahme am MCA benutzt.

Bei den Messungen am LEAR wurden die  $S_D$  - Signale ( $\bar{p}_{in}$ ) zuerst einmal um einen Zeitraum verzögert, der ungefähr mit der kürzesten Abbremszeit der Teilchen im Gas übereinstimmte. Danach wurde ein Zeitfenster geöffnet, das die Stoppzeitverteilung umfaßte. Die Information, daß ein Antiproton im Gas gestoppt hatte, lieferten die Annihilationszähler  $S_A$ . Dazu mußten die  $S_A$  - Signale innerhalb dieses Zeitfensters liegen. Die so ausgewählten Ereignisse ( $\bar{p}_{stopp}$ ) wurden dann in einer ähnlichen wie bei den SIN - Messungen beschriebenen Weise mit den Detektorsignalen zeitlich korreliert. Die resultierenden Koinzidenzsignale dienten anschließend wieder zur Steuerung der Datenaufnahme. Zusätzlich wurde der schnelle Signalverarbeitungsweig dazu benutzt, die Entladungsimpulse beim Aktivieren des optischen Rückkopplungssystems zu unterdrücken. Diese konnten an ihrer Form erkannt und verworfen werden.

Die Fig. 4.3.3 zeigt die Schaltbilder der Elektronik für die Detektoren Si I und Ge I (SIN). In der Fig. 4.3.4 ist die Detektorelektronik der Messungen mit Antiprotonen dargestellt.

Neben dem oben beschriebenen Signalverarbeitungsverfahren wurden alle Spektren über den langsamen Verarbeitungsweig auch frei aufgenommen, d. h. ohne zusätzliche einschränkende Koinzidenzbedingungen. Der Grund für dieses Vorgehen war, daß in diesen Spektren etwaige Kontaminationen besser erkannt werden konnten. Ferner ließen sie eine Aussage darüber zu, ob das Setzen eines Zeitfensters einen unkontrollierbaren energieabhängigen Einfluß auf die Datenaufnahme zur Folge hatte (siehe Abschnitt 5.2).

#### 4.3.4 Eichung der Halbleiterdetektoren: Energie, Auflösung und Nachweiswahrscheinlichkeit

Zur Identifizierung der Linien im Spektrum war die Festlegung der absoluten Energieskala notwendig. Ferner erwies sich, vor allem in Hinblick auf die spätere Auswertung, die Kenntnis des Zusammenhangs zwischen Linienbreite (Energieauflösung) und Linienposition als unerläßlich. Auch konnte eine Angabe relativer oder absoluter Linienausbeuten nur unter der Bedingung erfolgen, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors als Funktion der Energie bekannt war.

Am SIN erfolgte die Eichung der Detektoren Si I und Ge I ausschließlich mit Hilfe von radioaktiven Quellen (Tab. 4.3.2). Für die verschiedenen Messungen wurden die Quellen so ausgewählt, daß ihre Eichlinien den interessierenden Energiebereich überdeckten. Die jeweiligen Eichfunktionen wurden am Computer mit einer Fitroutine [JAM 67] an die gemessenen Werte angepaßt. Eine mögliche Verringerung der Nachweiswahrscheinlichkeit

Quelle	Halbwertszeit	Energie (keV)	Ausbeute (%)
<sup>57</sup> Co	272 d	6.4	49.02 (2.50)
		14.4	9.59 (0.48)
		122.1	85.60 (0.20)
		136.5	10.61 (0.10)
<sup>241</sup> Am	433 a	13.9	13.2 (0.5)
		17.8	19.3 (0.6)
		20.8	4.9 (0.2)
		26.4	2.4 (0.1)
		59.5	35.9 (0.7)
<sup>152</sup> Eu	4931 d	39.9	51.3 (1.7)
		45.6	13.0 (0.4)
<sup>133</sup> Ba	3835 d	30.9	97.20 (2.14)
		53.2	2.24 (0.04)
		81.0	33.38 (0.54)
		160.6	0.74 (0.02)
		223.1	0.48 (0.02)
		276.4	7.09 (0.08)
		302.8	18.34 (0.18)
356.0	62.20 (0.56)		

**Tab. 4.3.2:** Verzeichnis der verwendeten Quellen und Eichlinien  
([BAR 84], [DEB 80], [LED 78])

durch eine erhöhte Ratenbelastung unter Strahlbedingungen konnte durch eine Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit mit und ohne Teilchenstrahl ausgeschlossen werden. Während der Zeitdauer der Experimente wurde das ordnungsgemäße Funktionieren der Halbleiterdetektoren und der Verarbeitungselektronik durch mehrfaches Wiederholen der Eichungen kontrolliert. In den Fig. 4.3.5 und 4.3.6 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit des Germaniumdetektors (Ge I) für die kleineren Energien ( $E \leq 70$  keV) bzw. für die größeren Energien ( $E \geq 100$  keV) dargestellt.

Für die Messungen am LEAR ergab sich die Notwendigkeit, die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Si(Li) - Detektors selbst bei Energien von 1 - 2 keV zu bestimmen. Die Verwendung von Fluoreszenzpräparaten war problematisch, da bei solch kleinen Energien der Grad der Absorption sowohl in der Quelle als auch in der Quelleneinfassung selbst bekannt sein mußte.

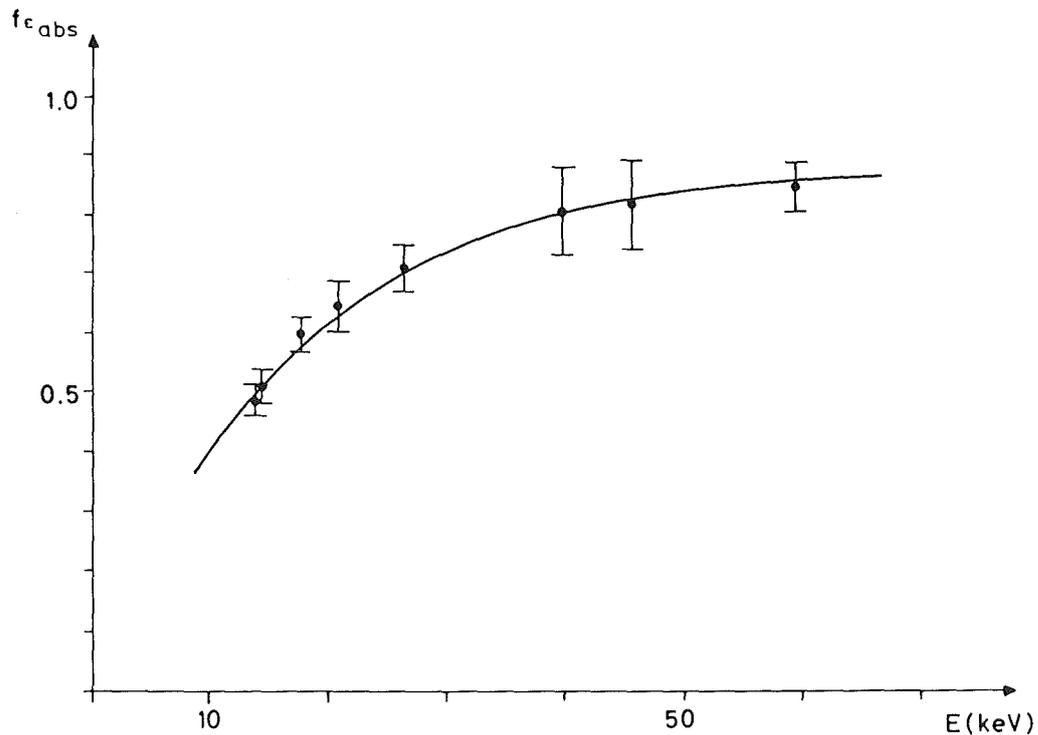
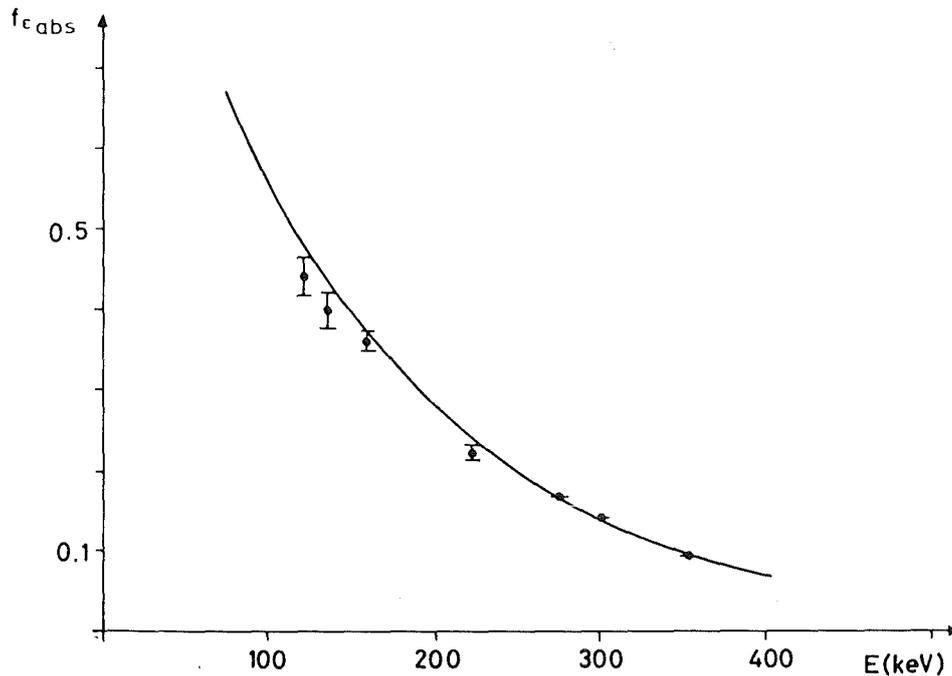


Fig. 4.3.5: Absolute Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors Ge I bei kleinen Energien ( $E \leq 70$  keV)

Es kam daher ein neuartiges Eichverfahren zum Einsatz, das auf den Erkenntnissen der einige Monate vorher stattgefundenen Myonen - Experimente beruhte (siehe Kapitel 6). Ein Ergebnis dieser Messungen war, daß Myonen in der Lage sind, über mehrmaligen Augereffekt leichte Atome wie z. B. Neon vollständig zu ionisieren. Ein Antiproton sollte dann erst recht dazu in der Lage sein, da es über dreimal mehr Abregungsschritte verfügt wie ein Myon. Die Fig. 4.3.7 zeigt Strahlungsübergänge von antiprotonischem Stickstoff und Neon im Energiebereich  $E \leq 20$  keV. Diese Linien sind Teil einer reinen zirkularen Kaskade eines vollständig ionisierten Atoms. Die relativen Ausbeuten aufeinander folgender Übergänge müssen daher bis auf wenige Prozent gleich sein. Ferner dürfen wir annehmen, daß die Kaskade bei Stickstoff nicht wesentlich von der bei Neon verschieden ist, da sich beide Atome in ihrer Kernladung nur wenig unterscheiden. Allerdings liegen korrespondierende Linien bei  $\bar{p}N$  bei etwas tieferen Energien als bei  $\bar{p}Ne$ . Ein Vergleich der Spektren zeigt nun, daß das relative Ausbeutenverhältnis der Übergänge  $12 \rightarrow 11$  bis  $9 \rightarrow 8$  in den beiden Fällen verschieden ist. So sind die Linien  $12 \rightarrow 11$  und



**Fig. 4.3.6:** Absolute Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors Ge I bei großen Energien ( $100 \text{ keV} \leq E \leq 400 \text{ keV}$ )

11  $\rightarrow$  10 bei antiprotonischem Stickstoff deutlich unterdrückt. Berücksichtigt man neben der annähernd gleichen relativen Ausbeute der Übergänge auch die unterschiedliche Absorption in den beiden Meßgasen, kann dieses Verhalten nur eine Folge der Energieabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors sein.

Die Messung der Strahlungsübergänge in  $\bar{p}N$  diente daher zur Eichung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Si II - Detektors. Der Verlauf der Linienausbeuten (korrigiert um die Abschwächung im Meßgas) als Funktion der Energie war gleichbedeutend mit der relativen Energieabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit. Die Festlegung der absoluten Werte erfolgte dann bei 14.4 keV mit Hilfe einer  $^{57}\text{Co}$  - Quelle. Die Fig. 4.3.8 zeigt den auf diese Weise ermittelten Verlauf der absoluten Nachweiswahrscheinlichkeit. Neben der Möglichkeit, die Nachweiswahrscheinlichkeit bei sehr kleinen Energien zu bestimmen, hatte diese Methode den zusätzlichen Vorteil, jene auch bei der realen Ratenbelastung des Experiments zu liefern.

Da ein leichtes antiprotonisches Atom ein wasserstoffähnliches System ist, konnten die Übergangsenergien bei  $\bar{p}N$  und  $\bar{p}Ne$  sehr genau berechnet werden

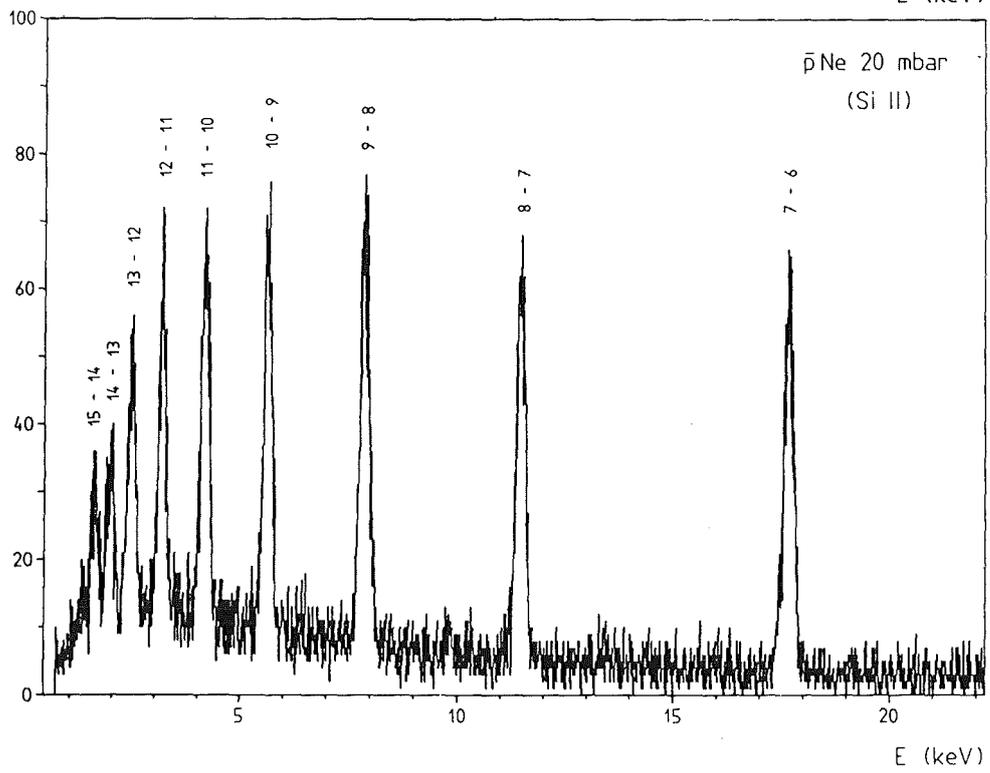
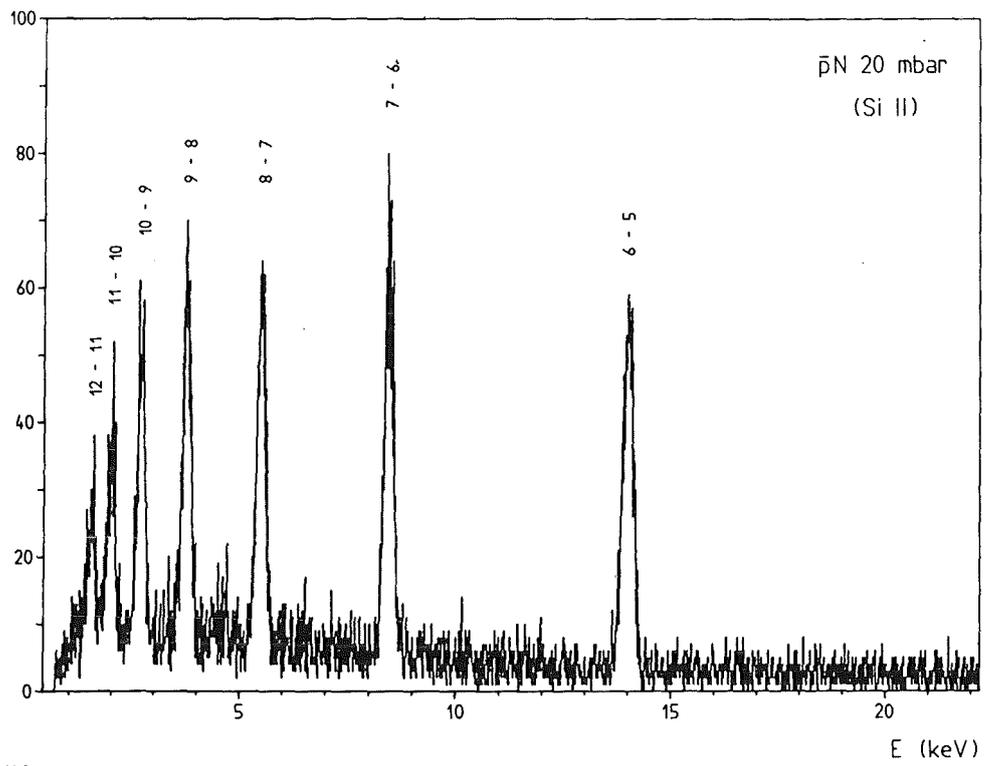
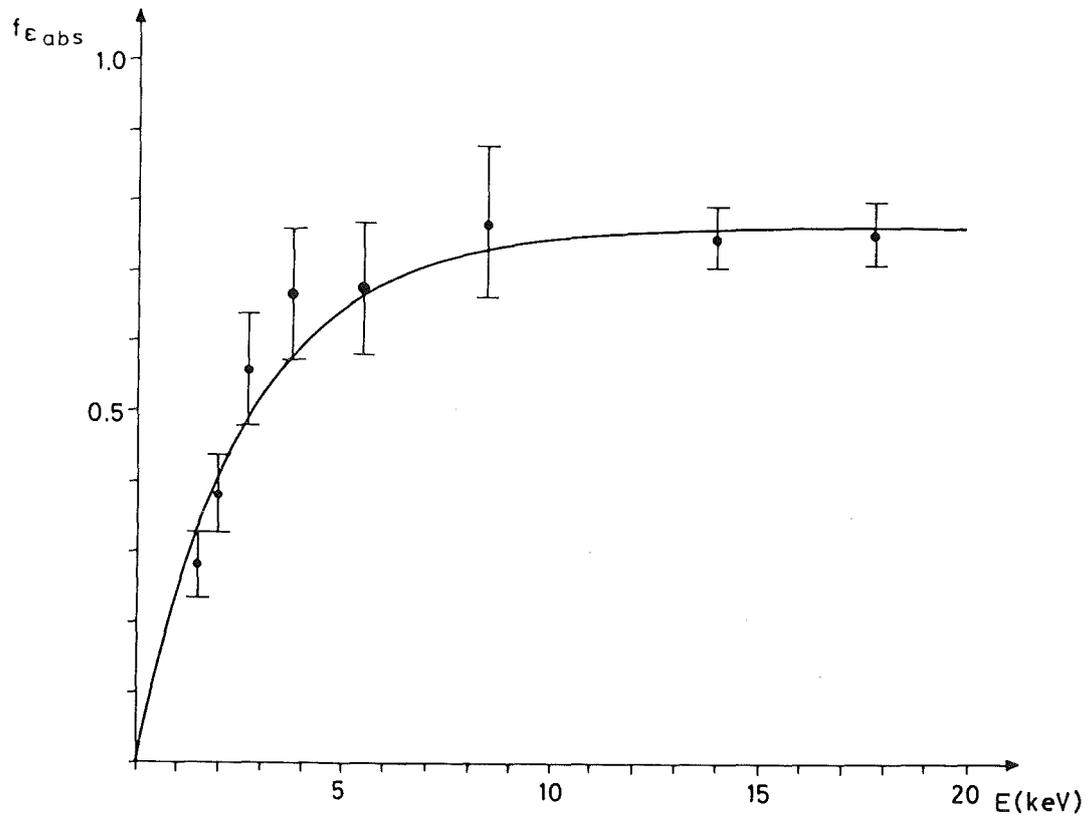


Fig. 4.3.7: siehe Text



**Fig. 4.3.8** Absolute Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors Si II für Energien  $E \leq 20$  keV

[BOR 85]. Beide Spektren wurden deshalb zur Festlegung der Energieeichung und zur Bestimmung der Energieauflösung herangezogen. Die Genauigkeit dieser Eichungen wurde mit Quellen ( $^{67}\text{Co}$  und  $^{241}\text{Am}$ ; siehe Tab. 4.3.2) überprüft.

## 5 Auswertung

In diesem Kapitel wird beschrieben, wie aus den gemessenen Rohdaten (Spektren) die zur Beantwortung unserer Fragestellungen notwendigen Informationen gewonnen wurden. Die verschiedenen Messungen, die zur Auswertung herangezogen wurden, sind in der Tab. 5.0.1 zusammengestellt. Insbesondere wird dargelegt, welcher Untergrund beachtet werden mußte und ob das Setzen der Zeitfenster einen energieabhängigen Einfluß auf die Daten hatte. Im Fall der antiprotonischen Edelgase wird erklärt, wie die Anzahl der gestoppten Antiprotonen bestimmt wurde, wodurch es möglich war, die absoluten Ausbeuten der Strahlungsübergänge anzugeben. Das Kapitel endet mit einer allgemeinen Fehlerbetrachtung.

### 5.1 Bestimmung der gemessenen Linieninhalte

In den Fig. 5.1.1 - 5.1.9 ist eine Auswahl aus den gemessenen Spektren gezeigt. Die Bestimmung der Linienausbeuten erfolgte mit Hilfe des Computerprogramms FITOS [KÖH 84]. Die Linienform wurde durch eine Gauß - Verteilung, der Untergrundverlauf durch ein Polynom  $n$  - ten Grades ( $n \leq 3$ ) angenähert. Die Ermittlung der Linienpositionen und Linienbreiten geschah, wenn möglich, ohne einschränkende Bedingungen. Konnte hierbei keine Konvergenz der Anpassungsroutine erreicht werden, wurden diese Parameter entsprechend den Eichfunktionen miteinander verkoppelt oder auf einem festen Wert festgehalten. In letzterem Fall war dann nur noch eine Anpassung des Untergrundverlaufs und der Linienhöhe möglich. Die Energien der Übergänge zwischen Zuständen mit kleiner Hauptquantenzahl  $n$  wurden mit Hilfe der Computerprogramme MUON [RIN 79] und PBAR [BOR 85] berechnet, die beide die Eigenwerte der Diracgleichung bei endlich ausgedehnter Kernladungsverteilung sowie Strahlungskorrekturen liefern. Die Berechnung der Energien von Übergängen zwischen höhergelegenen Niveaus erfolgte mit der üblichen Dirac - Energieformel für einen Punktkern. Die Feinstruktur der Linien blieb unberücksichtigt. Neben der Bestimmung der Ausbeuten der Hauptlinien ( $|\Delta n| = 1$ ) wurde soweit wie möglich versucht, auch die Ausbeuten höherer Übergänge ( $|\Delta n| > 1$ ) zu ermitteln.

Große Sorgfalt wurde auf die Identifizierung und quantitative Berücksichtigung von Störlinien gelegt. Diese konnten verschiedenen Ursprungs sein:

- Fluoreszenzlinien aus dem Meßgas und von den Materialien der Meßkammer und der Detektoren (Cu, Ni, Zn).
- Strahlungsübergänge von  $\mu\text{Al}$  und  $\bar{p}\text{Al}$ , die von den Teilchen hervorgehoben wurden, welche in den Meßkammerwänden stoppten.

exot. Atom	Druck (mbar)	Detektor
$\mu\text{Ne}$	150	Si I
	300	
	600	
	960 (3x)	
$\mu\text{Ne}$	150	Ge I
	200	
	300	
	400	
	600	
	960 (6x)	
$\mu\text{Ar}$	300	Ge I
$\mu\text{Kr}$	100	Ge I
	200	
$\bar{p}\text{Ne}$	20	Si II
$\bar{p}\text{Ar}$	50	Si II
$\bar{p}\text{Kr}$	25	Si II
$\bar{p}\text{Xe}$	25	Si II

Tab. 5.0.1: Verzeichnis der Messungen

- Hochenergetische Linien der Eichquellen, die in die Meßkammer eingebaut waren.
- Untergrundlinien von der radioaktiven Kontamination des Meßareals. Die relative Zusammensetzung dieses Untergrunds wurde in einer separaten Leermessung (Ge I) bestimmt.
- Um ca. 10 keV zu kleineren Energien hin verschobene Photolinien, die durch das Entweichen eines  $K_{\alpha}$  -  $\gamma$  - Quants aus dem Ge - Detektorkristall hervorgerufen wurden. Ereignisse dieser Art konnten dann auftreten, wenn die Absorption der Strahlung durch Photoeffekt nahe der Kristalloberfläche erfolgte. Da niederenergetische Strahlung weniger tief in den Kristall eindrang, war in diesen Fällen der relative Anteil dieser Störlinien größer als bei höheren Energien. Der jeweilige Anteil bei einer gegebenen Energie wurde mit Hilfe von Quellenlinien und Linien aus den Meßgasen selbst bestimmt.

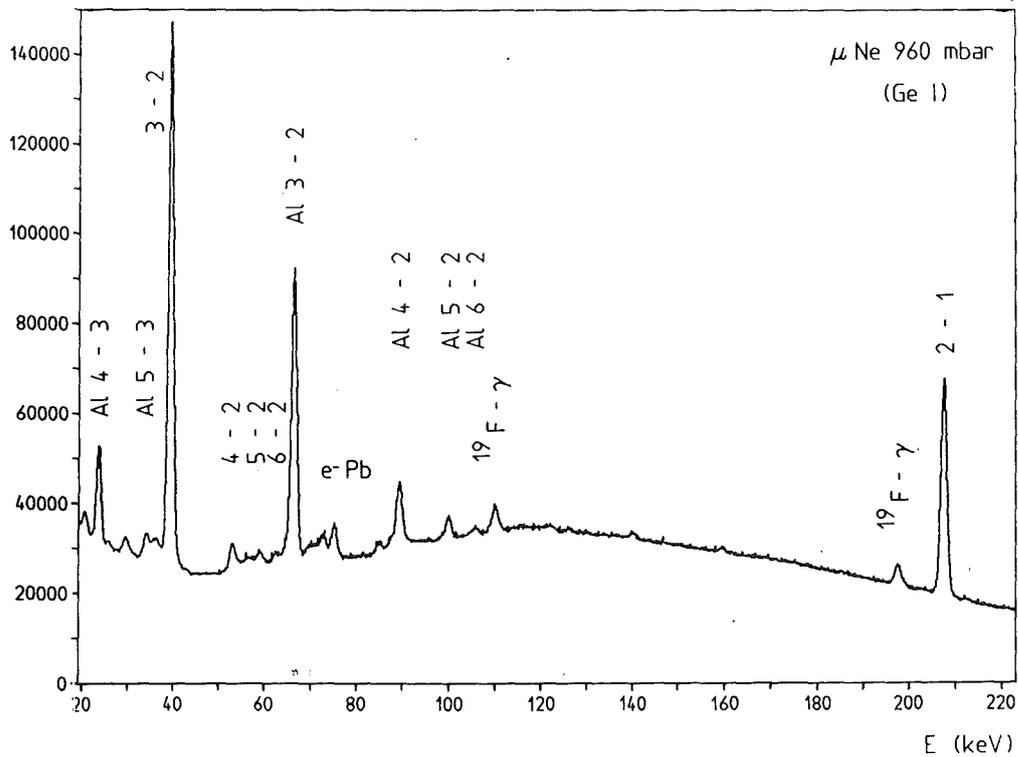
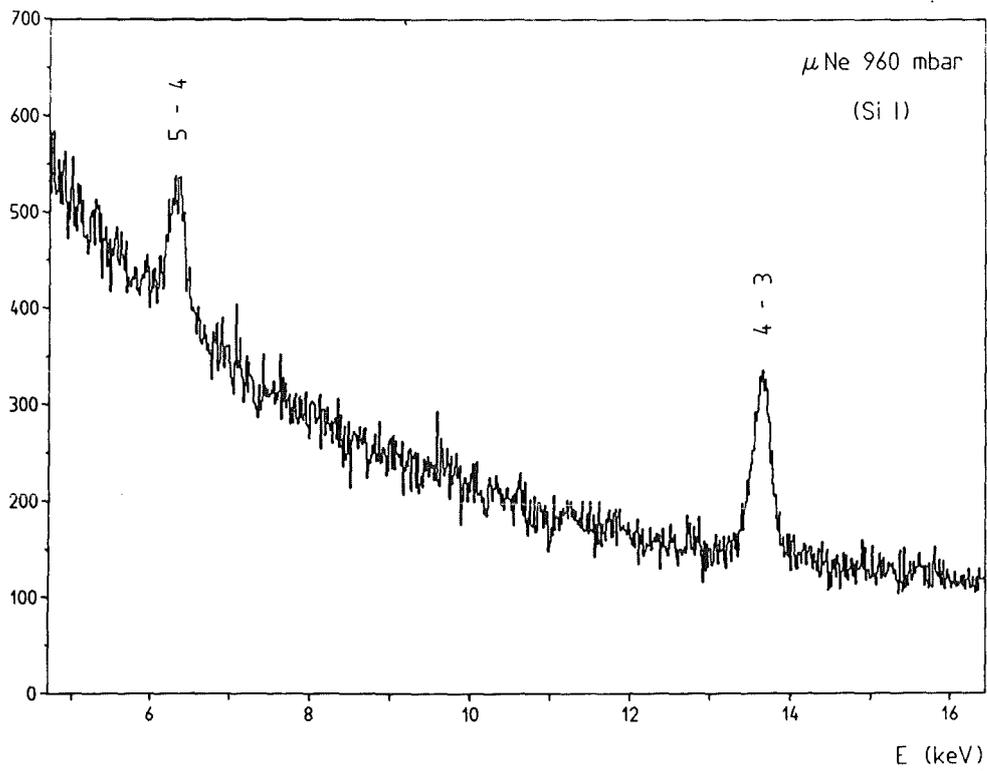


Fig. 5.1.1 und Fig. 5.1.2

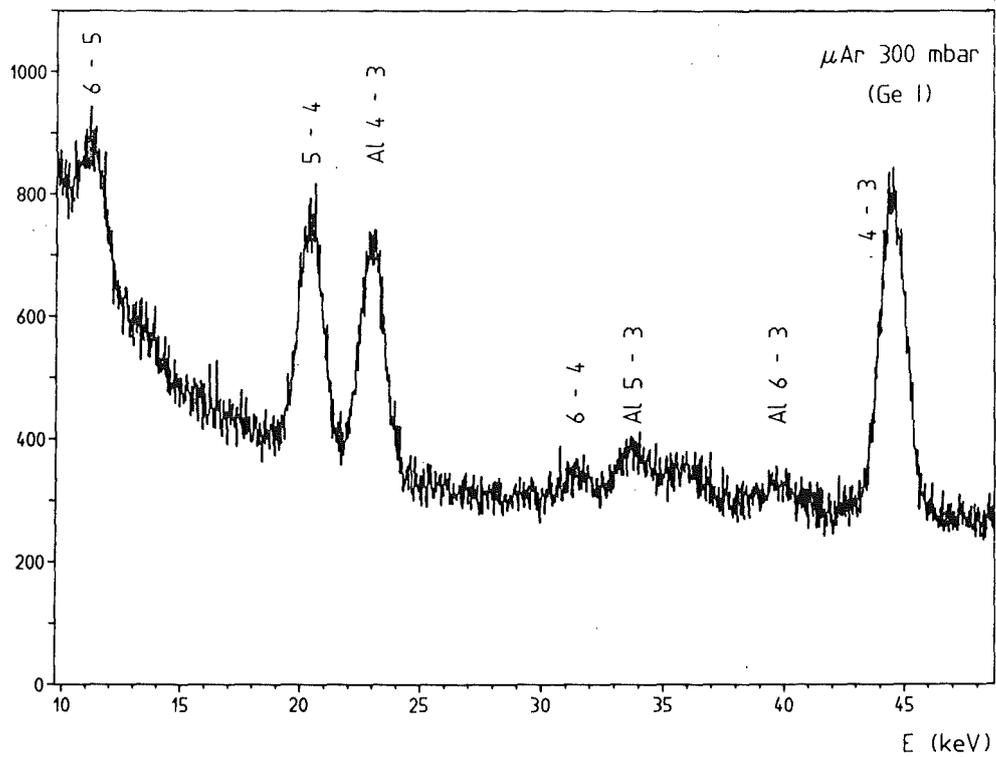
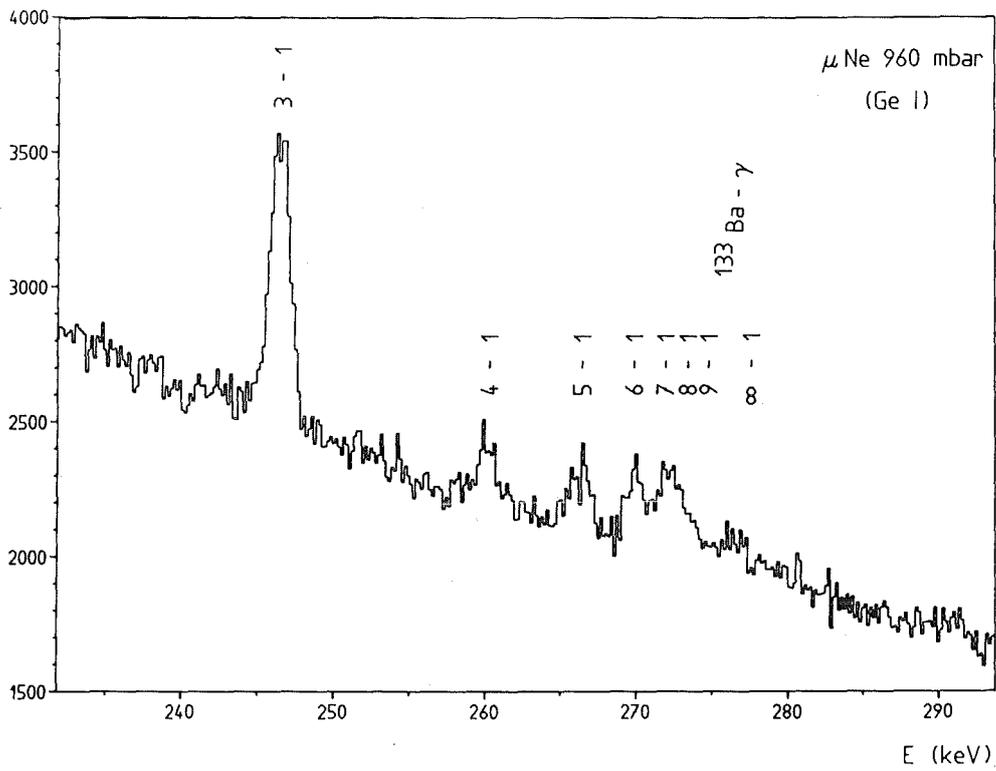


Fig. 5.1.3 und Fig. 5.1.4

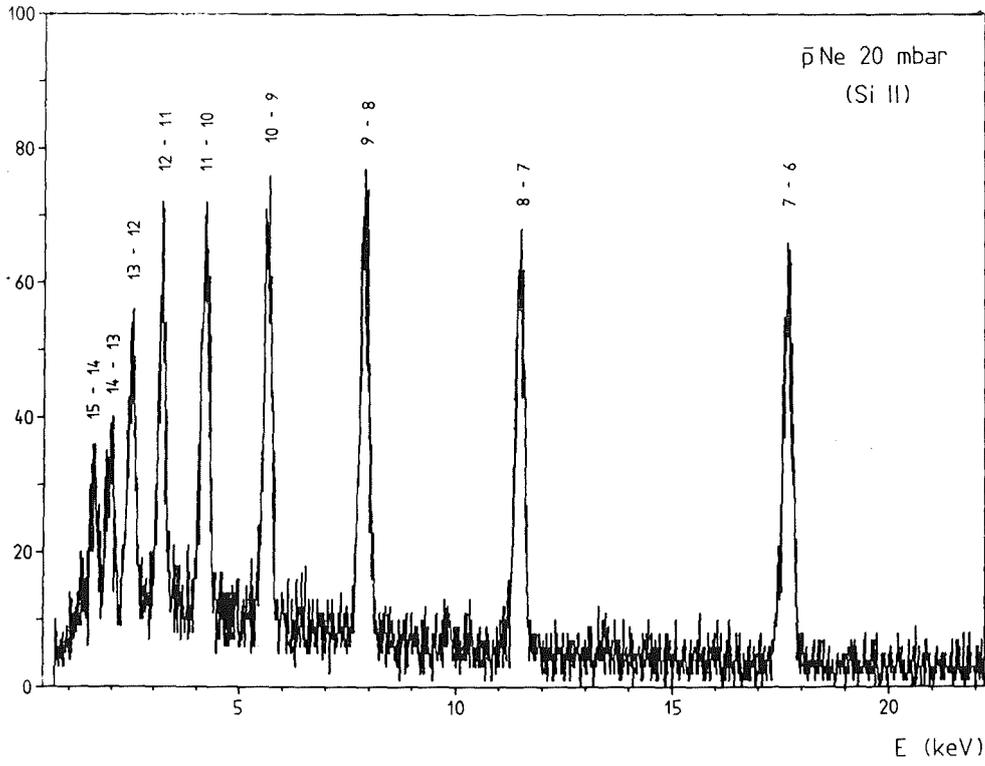
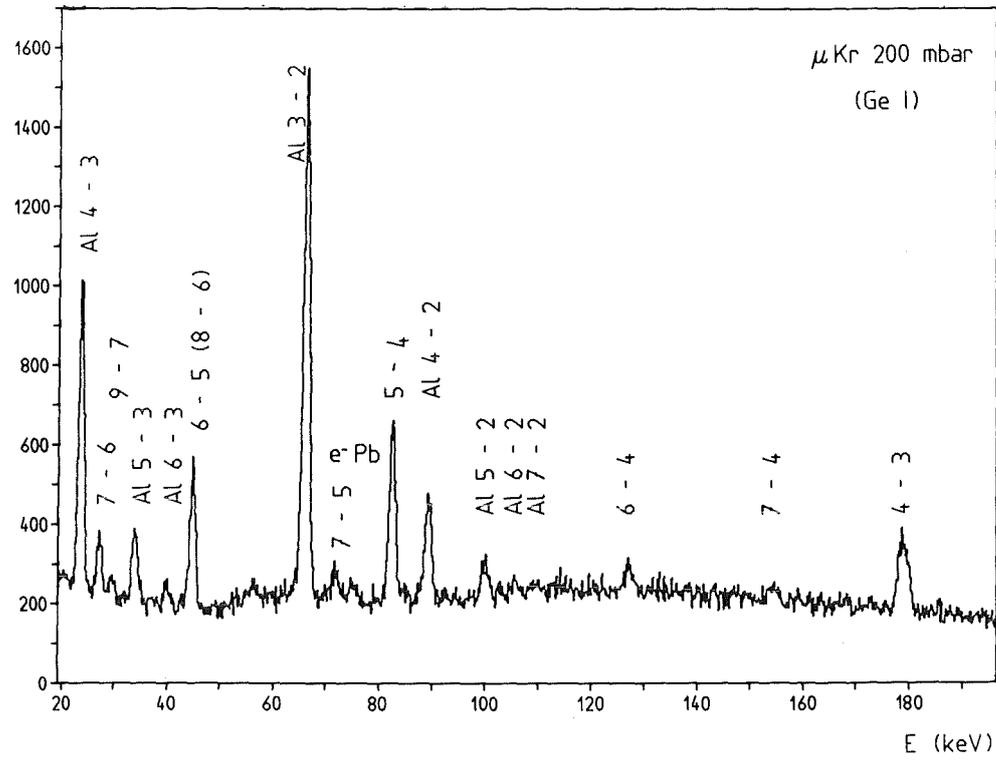


Fig. 5.1.5 und Fig. 5.1.6

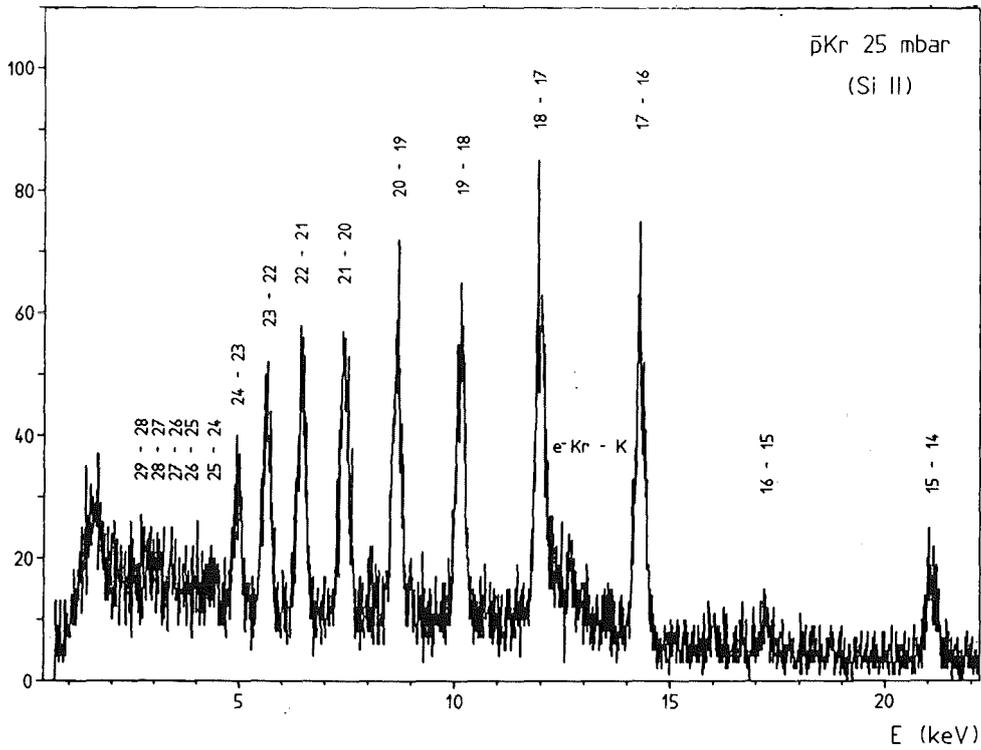
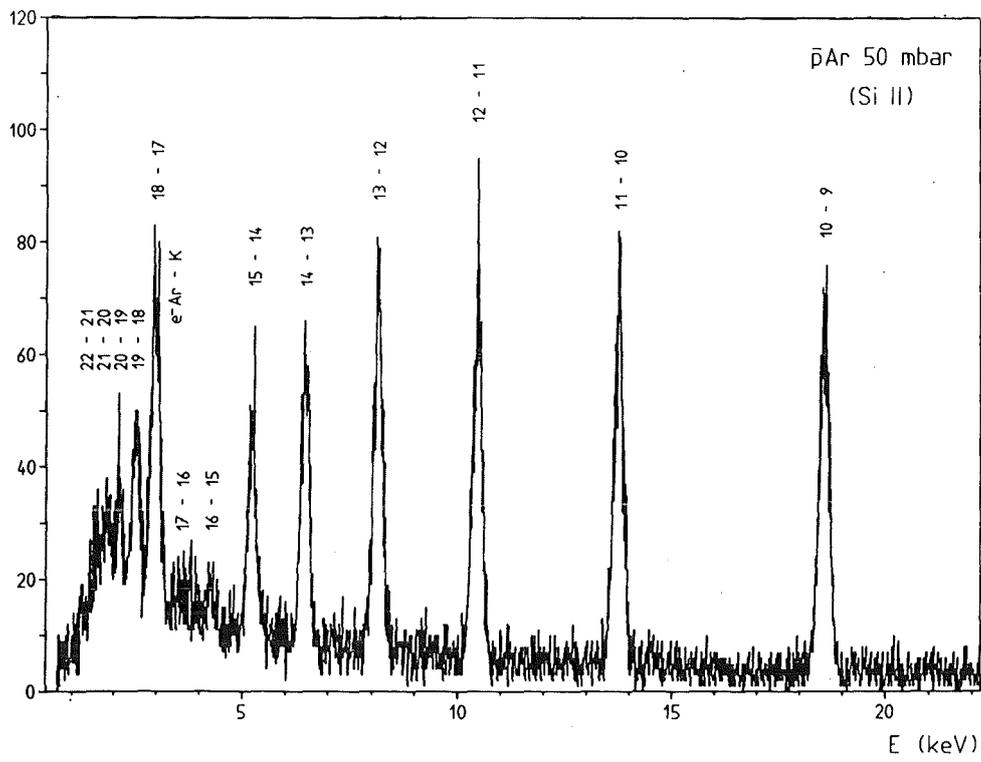


Fig. 5.1.7 und Fig. 5.1.8

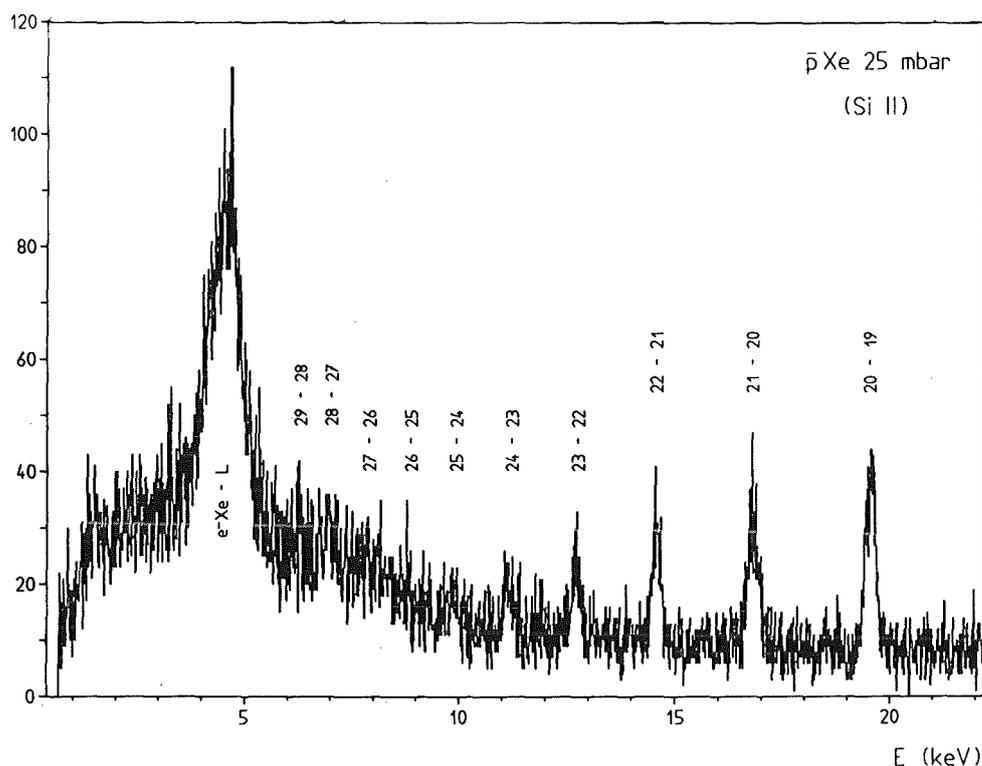


Fig. 5.1.9

## 5.2 Einfluß des Zeitfensters auf die Spektren

Alle Spektren wurden sowohl frei als auch mit der einschränkenden Bedingung eines Zeitfensters aufgenommen. Wegen des besseren Verhältnisses von Linieninhalt zu Untergrund wurden, wenn möglich, die letzteren Spektren zur Auswertung herangezogen. Dabei war es aber unbedingt notwendig zu untersuchen, ob das Setzen des Zeitfensters einen unkontrollierbaren energieabhängigen Einfluß auf die Spektren wegen der weniger scharfen Zeitkorrelation der niederenergetischen Signale zeigte.

Nur im Fall des myonischen Neons, bei dem der Si I - Detektor zum Einsatz kam, mußten wegen des sehr schmal gewählten Zeitfensters die frei aufgenommenen Spektren benutzt werden. Bei der Messung der Druckabhängigkeit des  $(2 \rightarrow 1)$  - Übergangs bei  $\mu\text{Ne}$ , dessen Ausbeute mit hoher Präzision ( $O(10^{-3})$ ) bestimmt werden mußte, wurde ebenfalls auf die Verwendung der mit Zeitfenster aufgenommenen Spektren verzichtet. Dadurch konnte jeder systematische Fehler auf Grund der sich mit sinkendem Druck verschiebenden und aufweitenden Stoppzeitverteilung ausgeschlossen werden.

Bei den antiprotonischen Atomen stellte sich das Problem nicht, da mit dem  $\bar{p}N$  - Spektrum eine Eichung der Nachweiswahrscheinlichkeit vorlag, die alle möglichen energieabhängigen Effekte, die vom Setzen des Zeitfensters herrührten, berücksichtigte.

### 5.3 Selbstabsorption im Meßgas und Raumwinkelreduktion

Da in den meisten Fällen Strahlungsübergänge mit sehr kleinen Energien beobachtet wurden, war die Berücksichtigung der Linienabschwächung im Meßgas selbst bei niedrigen Drucken ( $O(10 \text{ mbar})$ ) unabdingbar. Alle Abschwächungskorrekturen wurden auf das räumliche Zentrum der Stoppverteilung bezogen, von dem angenommen wurde, daß es mit dem Zentrum der Zyklotronfalle zusammenfiel. Auch wurde von einer zur Mittelebene symmetrischen Stoppverteilung ausgegangen. Die jeweiligen Abschwächungskoeffizienten wurden der Quelle [VEI 73] entnommen und die Fehler der Abschwächungskorrekturen den dortigen Angaben folgend konservativ mit 5% festgelegt. Nur bei der Messung der Druckabhängigkeit der Ausbeute des  $(2 \rightarrow 1)$  - Übergangs bei myonischem Neon wurde die Selbstabsorption im Meßgas vernachlässigt, da die Korrekturen von der Größenordnung  $O(10^{-3})$  waren.

Die vom gewählten Meßgas unabhängige Abschwächung im Detektor - bzw. Meßkammerfenster fand ihre Berücksichtigung dagegen schon in der Nachweiswahrscheinlichkeitskurve.

Die Berechnung des Raumwinkelanteils, den die Fläche des Detektorkristalls überdeckte, bezog sich auf das Zentrum der Zyklotronfalle. Der Fehler der Raumwinkelkorrektur wurde zu 3% abgeschätzt.

### 5.4 Normierung

Nur bei den LEAR - Messungen war es möglich, die genaue Zahl der gestoppten Antiprotonen anzugeben und absolute Linienausbeuten zu berechnen. Dazu mußten die  $S_A$  - Signale gezählt werden, die innerhalb des Zeitfensters lagen, da diese das Stoppen eines Teilchens im Meßgas dokumentierten. Der relative Anteil der zufälligen Koinzidenzereignisse konnte aus dem Untergrund der  $S_A$  - Spektren ermittelt werden, die das zeitliche Verhalten der verschiedenen Annihilationsprodukte (siehe z. B. Fig. 4.2.9) beim Abbremsvorgang zeigten. Zur Datenaufnahme gelangten dann nur solche Detektorsignale, die mit diesen normierenden  $S_A$  - Signalen zeitlich korreliert waren. Bei den Messungen an myonischen Atomen wurden nur die relativen

Ausbeutenverhältnisse aufeinander folgender zirkularer Übergänge desselben Spektrums bestimmt.

Die relative Normierung der druckabhängigen Ausbeute des (2 → 1) - Übergangs bei myonischem Neon erfolgte mit der vom Druck unabhängigen Ausbeute des (3 → 2) - Übergangs. Dieses druckabhängige Ausbeutenverhältnis wurde dann seinerseits auf das gemessene Verhältnis bei 960 mbar bezogen, wodurch sich alle druckunabhängigen, aber mit einem Fehler behafteten Faktoren wie z. B. die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors herauskürzten.

## 5.5 Allgemeine Fehlerbetrachtung

Die Fehler der Meßergebnisse, die im Kapitel 6 aufgeführt werden, setzen sich aus einem statistischen und einem systematischen Anteil zusammen. Der statistische Fehler ergibt sich aus der  $\chi^2$  - Analyse des Auswerteprogramms FITOS bei der Bestimmung der gemessenen Linieninhalte. Der systematische Fehler dagegen kann verschiedenen Quellen haben:

- Fehler des Korrekturfaktors, der die Detektornachweiswahrscheinlichkeit berücksichtigt.
- Fehler des Korrekturfaktors, der die Abschwächung im Meßgas berücksichtigt (5%).
- Fehler des Korrekturfaktors, der die Raumwinkelreduktion berücksichtigt (3%).
- Fehler bei der Bestimmung der Anzahl der gestoppten Antiprotonen.

Entsprechend der gewählten Meßmethode trägt i. a. nur ein Teil der aufgeführten systematischen Fehler zum Gesamtfehler bei. So entfallen z. B. bei einer relativen Normierung einer Linienausbeute durch eine andere, ebenfalls im Spektrum vorhandene Linie die beiden letzten Fehlerursachen.

## 6 Präsentation und Interpretation der Meß- ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Antworten auf die zu Beginn der Arbeit formulierten Fragestellungen gegeben. Es zeigt sich, daß die untersuchten exotischen Edelgasatome vollständig oder zumindest zu einem hohen Grad ionisiert werden. Die Bildung der Atome durch den Coulomb - Einfang eines exotischen Teilchens mittels Augereffekt an K - Elektronen erweist sich im Fall des antiprotonischen Kryptons mit einem relativen Anteil von maximal 30% nicht als der dominante Modus. Bei einem Meßgasdruck von unter 500 mbar kann bei myonischem Neon das Nachfüllen von Elektronen in die L - Schale und damit die ausschließliche Abregung des 2s - Niveaus durch Augereffekt vermieden werden, was eine Beobachtung des radiativen M1 - Übergangs ermöglicht. Die ionisierten Atome bewegen sich hierbei mit ungefähr thermischer Geschwindigkeit.

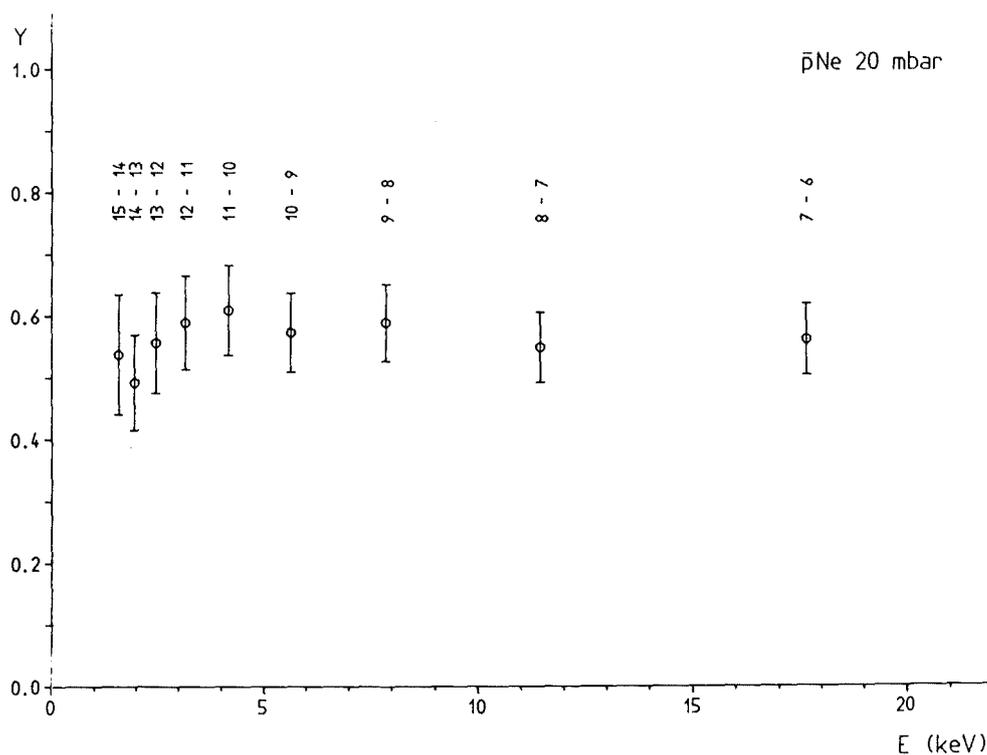


Fig. 6.1.1: Gemessene absolute ( $|\Delta n| = 1$ ) - Linienausbeuten bei  $\bar{p}\text{Ne}$

Übergang	Energie (keV)	absolute Ausbeute $Y$
15 $\rightarrow$ 14	1.571	0.537 (0.097)
14 $\rightarrow$ 13	1.948	0.492 (0.077)
13 $\rightarrow$ 12	2.455	0.556 (0.081)
12 $\rightarrow$ 11	3.155	0.589 (0.076)
11 $\rightarrow$ 10	4.149	0.609 (0.073)
10 $\rightarrow$ 9	5.609	0.573 (0.064)
9 $\rightarrow$ 8	7.845	0.589 (0.062)
8 $\rightarrow$ 7	11.450	0.549 (0.057)
7 $\rightarrow$ 6	17.655	0.561 (0.058)
17 $\rightarrow$ 15	2.351	0.104 (0.036)
15 $\rightarrow$ 13	3.519	0.026 (0.014)
12 $\rightarrow$ 10	7.304	0.013 (0.007)
11 $\rightarrow$ 9	9.758	0.023 (0.007)
10 $\rightarrow$ 8	13.455	0.024 (0.006)
9 $\rightarrow$ 7	19.295	0.006 (0.004)

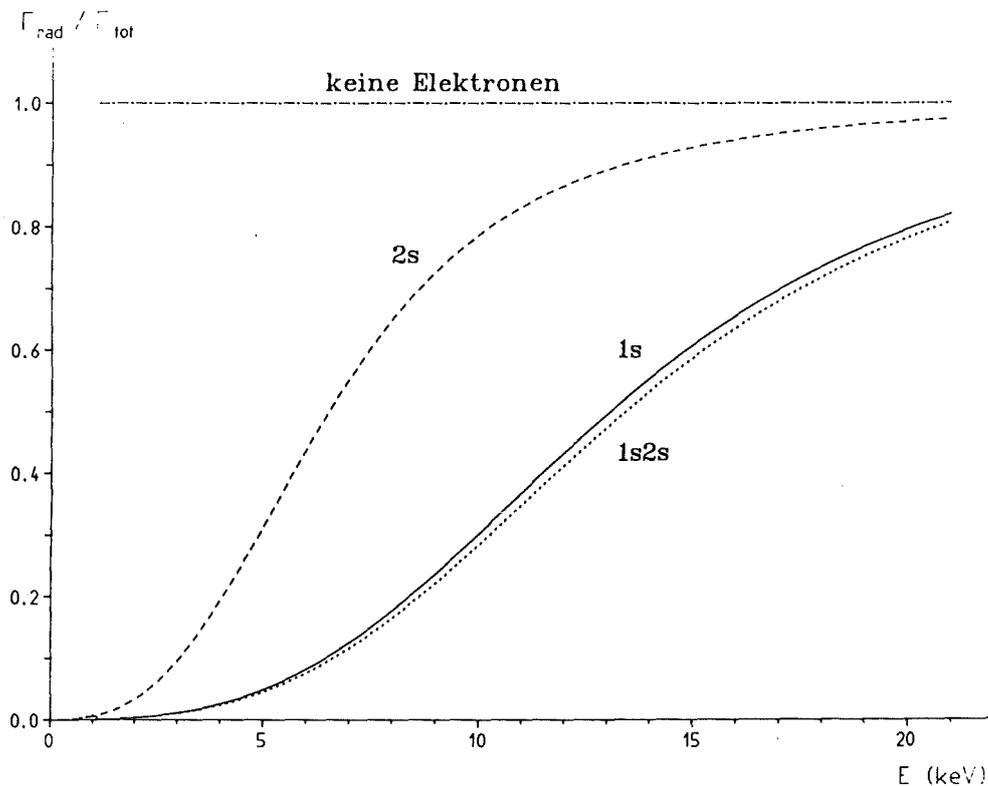
**Tab. 6.1.1:** Absolute Linienausbeuten der gemessenen Strahlungsübergänge bei  $\bar{p}\text{Ne}$  (20 mbar)

## 6.1 Antwort auf die erste Fragestellung: Ionisierung

### 6.1.1 Antiprotonisches Neon

Die in der Tab. 6.1.1 und Fig. 6.1.1 aufgeführten Meßergebnisse zeigen im Energiebereich  $1.5 \text{ keV} \leq E \leq 17.5 \text{ keV}$  einen Teil einer zirkularen Kaskade ( $|\Delta n| = 1$ ). Alle Linien haben annähernd die gleiche Ausbeute mit einem Mittelwert  $\bar{Y} = 0.564$  (0.023) pro gestopptes Antiproton. Der Anteil der nichtzirkularen Übergänge ( $|\Delta n| \geq 2$ ) liegt i. a. bei 1% - 3%. Die hohe Ausbeute der Linie (17  $\rightarrow$  15) muß mit Vorsicht betrachtet werden, da diese wegen ihrer Nähe zum Übergang (13  $\rightarrow$  12) nur schwer auswertbar ist.

Die Fig. 6.1.2 zeigt die relative Wahrscheinlichkeit für Strahlungsübergang  $\Gamma_{rad}/\Gamma_{tot}$  als Funktion der Energie. Die für verschiedene Elektronenkonfigurationen im Energiebereich oberhalb der K - Kante ( $E \approx 1.5 \text{ keV}$ ) berechneten Werte lassen erkennen, daß zumindest für Energien  $E < 10 \text{ keV}$  Strahlungsübergänge eine vernachlässigbare Rolle spielen, wenn auch nur ein K - Elektron in der Hülle vorhanden ist. Selbst für den wenig wahrscheinlichen Fall, daß ein metastabiles  $2s$  - Elektron allein in der Hülle zurückbleibt, gilt diese



**Fig. 6.1.2:** Relative Wahrscheinlichkeit für Strahlungsübergang bei  $\bar{p}\text{Ne}$  für verschiedene Elektronenkonfigurationen als Funktion der Energie

Aussage noch im Bereich der kleinen Energien ( $E < 5 \text{ keV}$ ). Dagegen beweist die Dominanz der zirkulären ( $|\Delta n| = 1$ ) - Übergänge selbst in diesem Energiebereich die völlige Entleerung der Elektronenhülle.

Wie wir auch in den folgenden Abschnitten sehen werden, ist das hohe Maß an Zirkularität<sup>1</sup> in der Kaskade der Antiprotonen ein allen Spektren gemeinsames Merkmal. Da es zur Ausbildung eines solchen Verhaltens zwischen 10 und 20 Übergänge bedarf, können wir im Fall des antiprotonischen Neons daraus schließen, daß der Augereffekt auch bei Energien unterhalb der K - Kante (d. h. auch für  $n > 15$ ) über einen weiten Bereich der Kaskade keine Rolle spielt. Unabhängig von möglicherweise ungenügenden Berechnungen weist allein schon dies auf die Ionisierung aller L - Elektronen hin.

Die sich innerhalb der Meßfehler zeigende Konstanz der Linienausbeuten

<sup>1</sup>Siehe hierzu auch die Abschnitte 6.1.5 und 6.1.6.

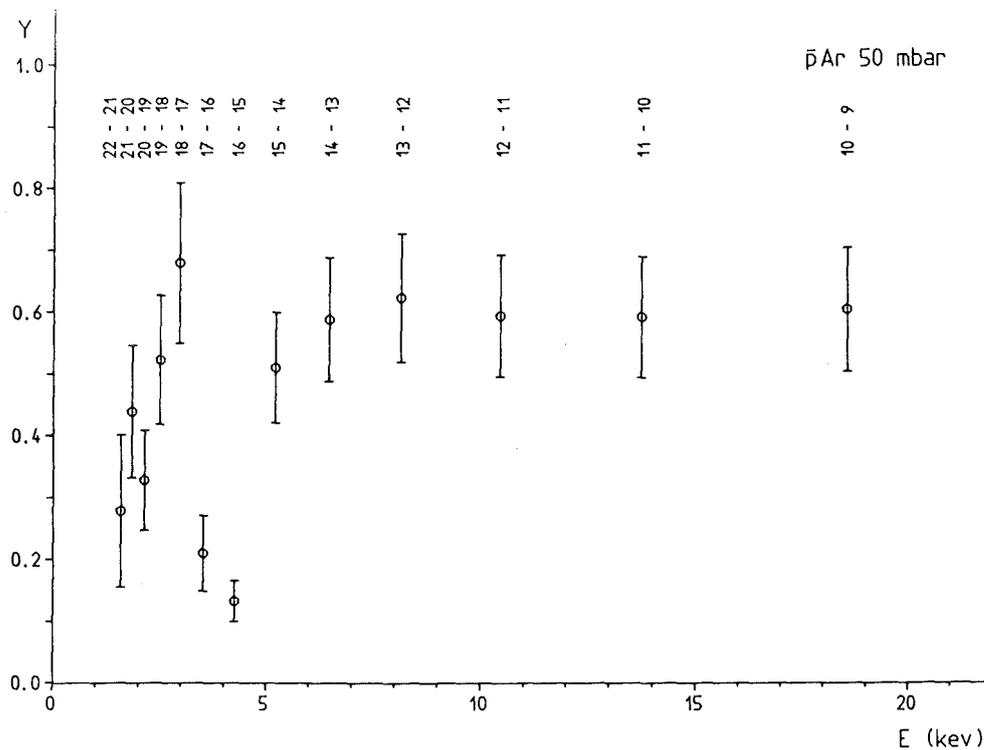


Fig. 6.1.3: Gemessene absolute ( $|\Delta n| = 1$ ) - Linienausbeuten bei  $\bar{p}\text{Ar}$

hat zwei Ursachen. Zum einen ist die relative Wahrscheinlichkeit für Strahlungsübergang gleich eins, da keine Elektronen mehr vorhanden sind. Zum anderen unterscheiden sich die Populationen aufeinander folgender Zustände in der zirkularen Kaskade nur geringfügig (1% - 2%). Letzteres ist eine Folge der großen Anzahl von Zuständen in einem antiprotonischen Atom.

### 6.1.2 Antiprotonisches Argon

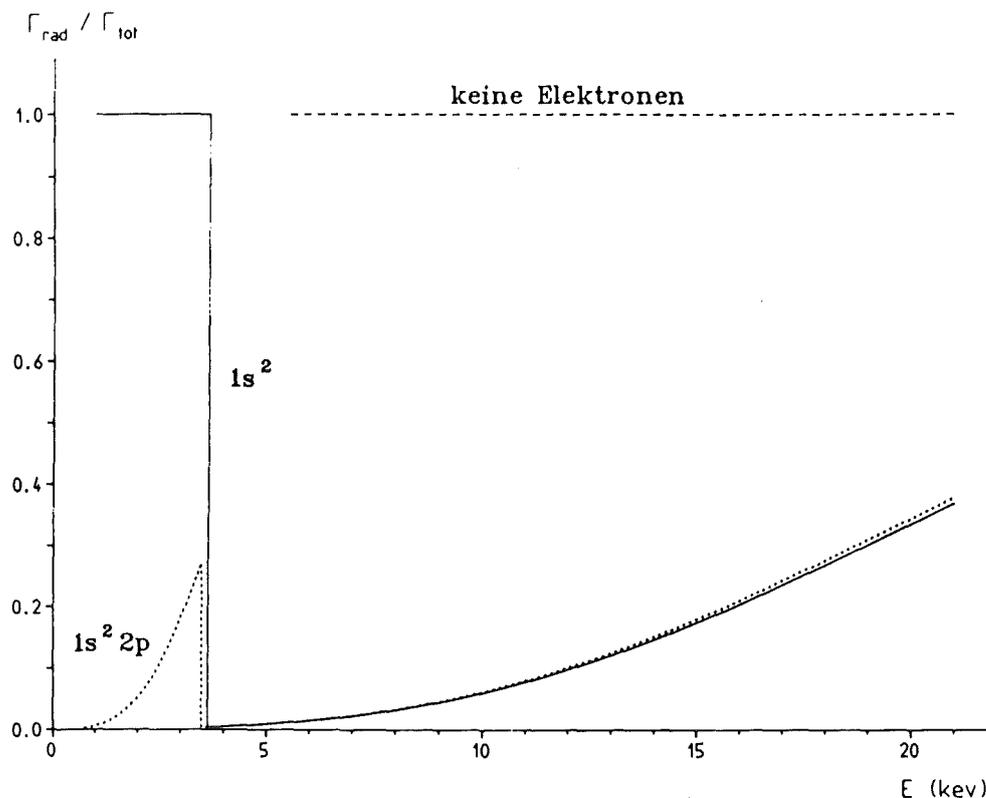
Wie aus der Tab. 6.1.2 und Fig. 6.1.3 zu entnehmen ist, verhalten sich die zirkularen Übergänge ( $15 \rightarrow 14$ ) bis ( $10 \rightarrow 9$ ) in Argon genauso wie im Fall des Neons. Die dort vorgebrachten Argumente zur Interpretation und zum Grad der Ionisierung sind sinngemäß übertragbar. Die mittlere totale Ausbeute pro gestopptes Antiproton beträgt  $\bar{Y} = 0.582$  (0.040). Auch hier ist der Anteil der ( $|\Delta n| = 2$ ) - Übergänge von der Größenordnung  $O(1\%)$ . Stark unterdrückt sind aber die beiden Strahlungsübergänge ( $17 \rightarrow 16$ ) und ( $16 \rightarrow 15$ ), während die höheren Übergänge ( $22 \rightarrow 21$ ) bis ( $18 \rightarrow 17$ ) dagegen deutlich vorhanden sind.

Übergang	Energie (keV)	absolute Ausbeute $Y$
22 → 21	1.591	0.278 (0.124)
21 → 20	1.835	0.440 (0.107)
20 → 19	2.132	0.328 (0.081)
19 → 18	2.498	0.523 (0.104)
18 → 17	2.951	0.680 (0.130)
17 → 16	3.522	0.210 (0.061)
16 → 15	4.249	0.132 (0.033)
15 → 14	5.195	0.511 (0.089)
14 → 13	6.441	0.588 (0.100)
13 → 12	8.120	0.624 (0.104)
12 → 11	10.438	0.595 (0.099)
11 → 10	13.729	0.593 (0.098)
10 → 9	18.565	0.605 (0.100)
26 → 24	2.028	0.074 (0.049)
21 → 19	3.968	0.084 (0.031)
19 → 17	5.449	0.036 (0.015)
16 → 14	9.441	0.015 (0.007)
14 → 12	14.561	0.018 (0.006)

**Tab. 6.1.2:** Absolute Linienausbeuten der gemessenen Strahlungsübergänge bei  $\bar{p}$ Ar (50 mbar)

Diese drastische Reduktion der Linienausbeute in genau zwei Fällen spiegelt die Entleerung der K - Schale wider. Bis zur Linie (18 → 17) reicht die Energie der ( $|\Delta n| = 1$ ) - Übergänge noch nicht aus, um die K - Elektronen ionisieren zu können. Wird die Energie der K - Kante überschritten, haben die Strahlungsübergänge gegenüber den Augerprozessen zunächst keine Chance mehr, wie aus der Fig. 6.1.4 ersichtlich ist. Dort ist in einem Energiebereich, der die K - Kante ( $E \approx 3.5$  keV) umschließt, die relative Wahrscheinlichkeit für die radiative Abregung  $\Gamma_{rad}/\Gamma_{tot}$  dargestellt. Wäre nun das anti-protonische Argonatombild noch neutral, müßte schon der Übergang (18 → 17) unterdrückt sein, da die Ionisierungsenergie für ein K - Elektron ca. 2.8 keV beträgt. In einem System aber, das schon bis auf die beiden K - Elektronen ionisiert ist, werden wegen der erhöhten effektiven Kernladung 3.5 keV bzw. 3.8 keV<sup>2</sup> zu deren Entfernung benötigt. Wie die Tab. 6.1.2 zeigt, sind die

<sup>2</sup>Alle im Abschnitt 6.1 angegebenen Bindungsenergien für Elektronen in teilweise ioni-



**Fig. 6.1.4:** Relative Wahrscheinlichkeit für Strahlungsübergang bei  $\bar{p}\text{Ar}$  für verschiedene Elektronenkonfigurationen als Funktion der Energie

Übergänge ( $17 \rightarrow 16$ ) und ( $16 \rightarrow 15$ ) bzgl. ihrer Energie in der Lage, bei dieser Hüllkonfiguration mittels Augereffekt die K - Schale zu entleeren. Die Tatsache, daß als erste die Linie ( $17 \rightarrow 16$ ) unterdrückt ist, widerspricht also nicht der Vermutung einer schon völlig ionisierten L - Schale.

Ferner beobachtet man, daß die absoluten Linienausbeuten vor und nach der Lücke im Spektrum größenordnungsmäßig gleich sind. Auch dies ist nur damit zu erklären, daß bereits alle L - Elektronen ionisiert sind. Die zur Hüllkonfiguration ( $1s^2 2p$ ) gehörende Kurve in Fig. 6.1.4 beweist, daß selbst beim Zurückbleiben von nur einem  $2p$  - Elektron die relative Wahrscheinlichkeit dafür, daß der Übergang ( $18 \rightarrow 17$ ) radiativ erfolgt, nicht über 20% ansteigt. Dasselbe gilt auch für die absolute Linienausbeute. Die gemessene

sierten Atomen sind den Quellen [CAR 70] und [ZSC 86] entnommen.

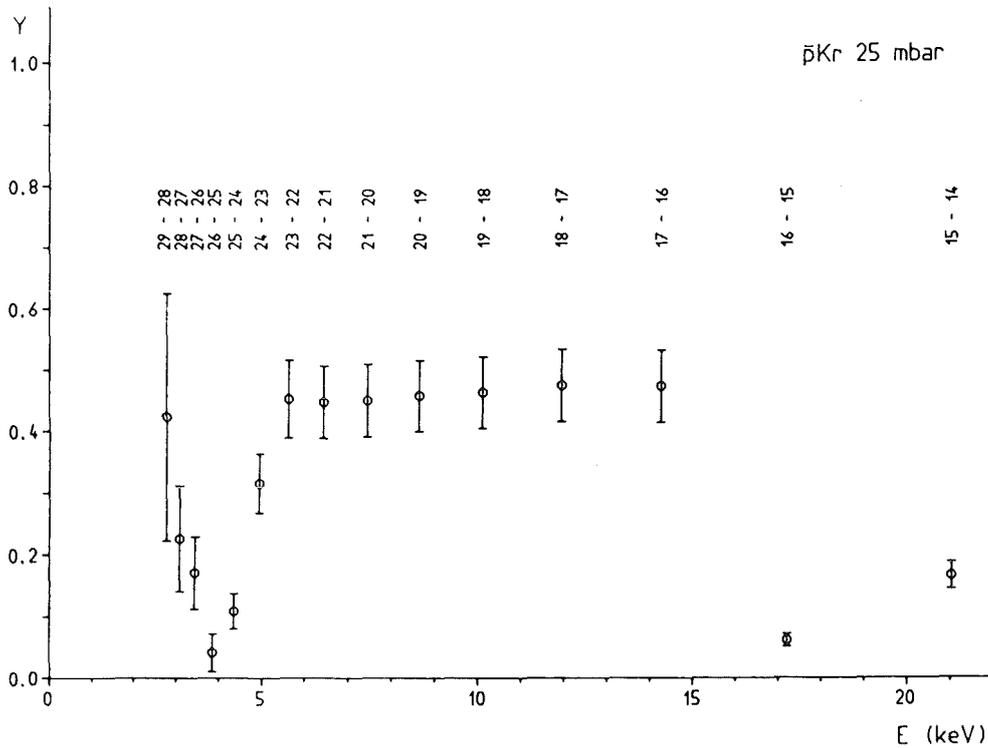


Fig. 6.1.5: Gemessene absolute ( $|\Delta n| = 1$ ) - Linienausbeuten bei  $\bar{p}\text{Kr}$

Ausbeute dieses Strahlungsübergangs beträgt aber beinahe 70%.

Allein die Unterdrückung von genau zwei Linien zeigt, daß es in den höheren Schalen (L,M) keine Elektronen mehr gibt, die innerhalb des Zeitraums von 1 ps, den dieser Teil der Kaskade zwischen  $n = 15$  und  $n = 10$  darstellt, die entstandenen Löcher in der K - Schale auffüllen könnten. Hierbei gilt es zu beachten, daß das Nachfüllen einer Fehlstelle in der K - Schale in ca.  $10^{-15}$  s erfolgt. Eine Wiederauffüllung von K - Löchern mit Elektronen aus höheren Schalen müßte sich an der Unterdrückung weiterer Linien im Spektrum zu erkennen geben, da mit jedem dieser Elektronen die Möglichkeit für die dominante strahlungslose Abregung gegeben wäre.

Die Ausbeuten der beiden reduzierten Linien verschwinden nicht vollständig sondern betragen zwischen 10% und 20%. Dies weist darauf hin, daß in gleichem Umfang die K - Schale schon durch ( $|\Delta n| \geq 2$ ) - Übergänge entleert wird, bevor dies durch die zirkularen ( $|\Delta n| = 1$ ) - Übergänge möglich ist. Eine solche vorzeitige Entleerung kann aber, aus den gleichen Gründen wie oben, nur unter der Annahme einer schon stattgefundenen Ionisierung der höheren Schalen verstanden werden.

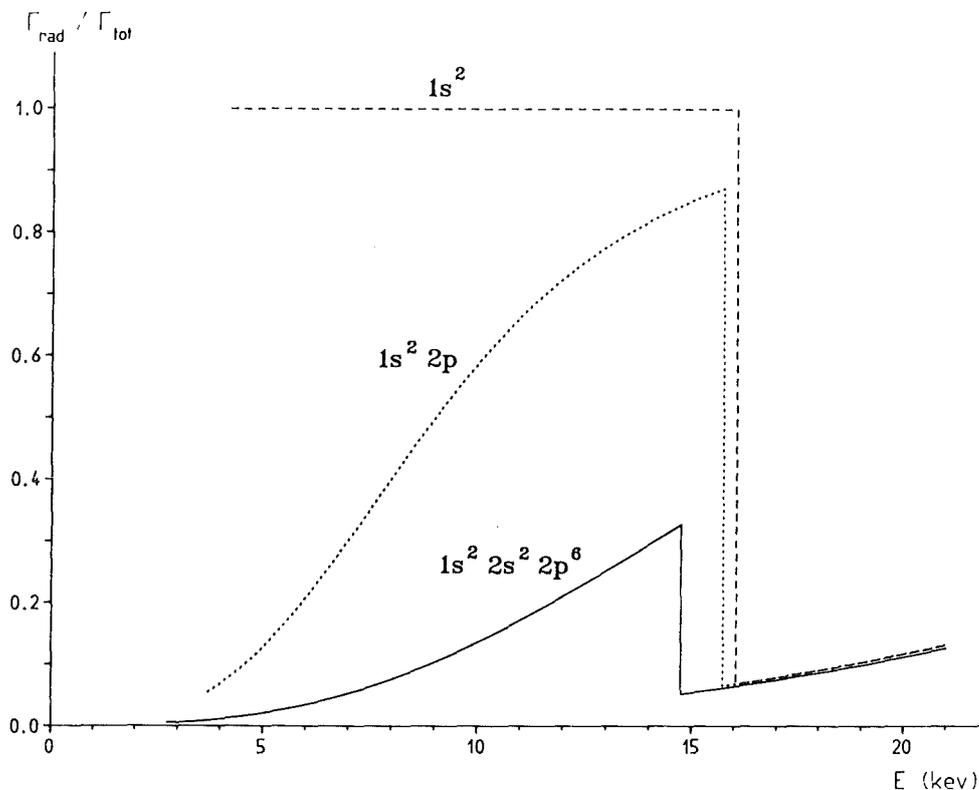
Übergang	Energie (keV)	absolute Ausbeute $\bar{Y}$
29 → 28	2.766	0.423 (0.201)
28 → 27	3.079	0.226 (0.085)
27 → 26	3.441	0.171 (0.059)
26 → 25	3.862	0.041 (0.031)
25 → 24	4.355	0.109 (0.029)
24 → 23	4.935	0.316 (0.048)
23 → 22	5.623	0.453 (0.063)
22 → 21	6.446	0.447 (0.059)
21 → 20	7.437	0.450 (0.059)
20 → 19	8.641	0.457 (0.058)
19 → 18	10.122	0.463 (0.058)
18 → 17	11.960	0.475 (0.059)
17 → 16	14.272	0.474 (0.059)
16 → 15	17.221	0.061 (0.011)
15 → 14	21.042	0.166 (0.022)
27 → 25	7.303	0.020 (0.019)
24 → 22	10.558	0.020 (0.010)
21 → 19	16.078	0.033 (0.009)
20 → 18	18.763	0.014 (0.006)
19 → 17	22.082	0.010 (0.005)

**Tab. 6.1.3:** Absolute Linienausbeuten der gemessenen Strahlungsübergänge bei  $\bar{p}\text{Kr}$  (25 mbar)

### 6.1.3 Antiprotonisches Krypton

Im Energiebereich zwischen 5.5 keV und 14.5 keV beobachtet man (Tab. 6.1.3 und Fig. 6.1.5) eine zirkuläre Kaskade ( $17 \leq n \leq 23$ ) mit annähernd gleichen Linienausbeuten, im Mittel von  $\bar{Y} = 0.460$  (0.020) pro gestopptes Antiproton. Auch im antiprotonischen Krypton ist der Anteil der nichtzirkulären ( $|\Delta n| = 2$ ) - Übergänge mit weniger als 5% unbedeutend.

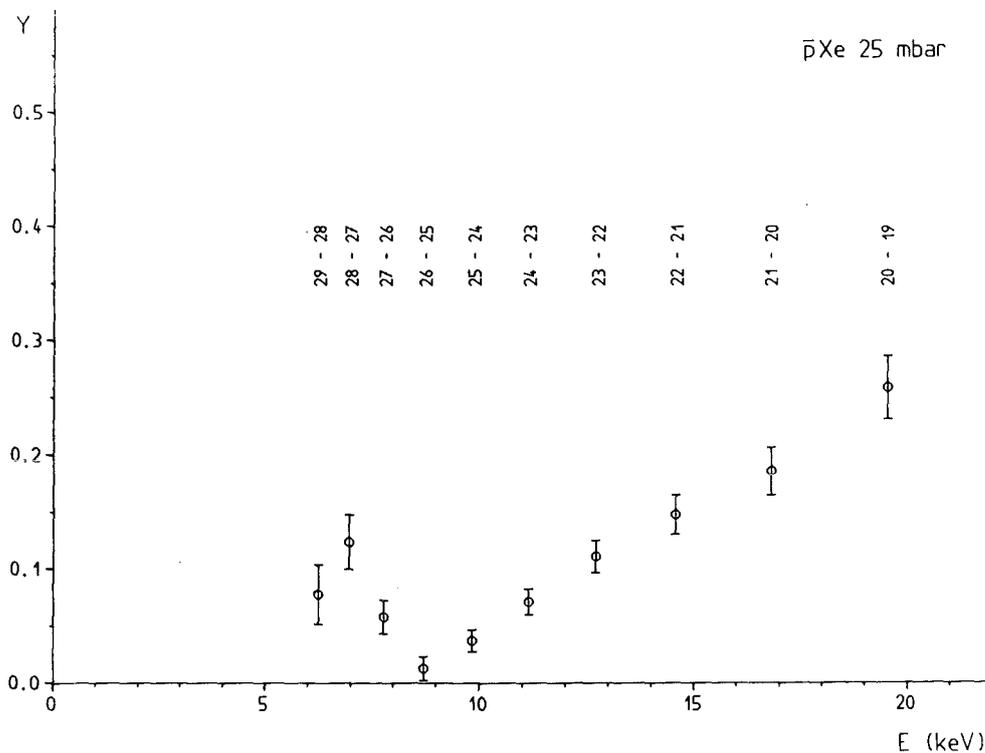
Die beiden Liniengruppen ( $16 \rightarrow 15$ ) und ( $15 \rightarrow 14$ ) bzw. ( $28 \rightarrow 27$ ) bis ( $24 \rightarrow 23$ ) sind deutlich unterdrückt. Die erstere weist wieder auf die Entleerung der K - Schale hin, wie dies schon bei der Interpretation der Meßergebnisse von antiprotonischem Argon ausgeführt wurde. Die Unterdrückung der zweiten Liniengruppe zeigt uns nun auch direkt die Ionisierung der L - Schale. Dieser Prozess ist offensichtlich mit dem Übergang ( $24 \rightarrow$



**Fig. 6.1.6:** Relative Wahrscheinlichkeit für Strahlungsübergang bei  $p\text{Kr}$  für verschiedene Elektronenkonfigurationen als Funktion der Energie

23) abgeschlossen, da sich ansonsten eine konstante Ausbeute der nachfolgenden Strahlungsübergänge nicht erklären ließe. Aus der Fig. 6.1.6 folgt nämlich, daß die relative Wahrscheinlichkeit für Strahlungsübergang  $\Gamma_{rad}/\Gamma_{tot}$  und damit auch die Linienausbeuten mit der Energie anwachsen müßten, wenn es noch Elektronen in der L - Schale gäbe. Nur bei völliger Entleerung der Hülle bis auf die beiden K - Elektronen ist trivialerweise mit einem konstanten Wert für  $\Gamma_{rad}/\Gamma_{tot}$  zu rechnen, da wegen der zu geringen Energie der ( $|\Delta n| = 1$ ) - Übergänge in diesem Kaskadenbereich die K - Elektronen noch nicht ionisiert werden können.

Es fällt auf, daß bei der Entleerung der L - Schale nur fünf Übergänge unterdrückt sind, obwohl diese Schale von acht Elektronen bevölkert wird. Dies bedeutet, daß drei  $2p$  - Elektronen schon durch ( $|\Delta n| \geq 2$ ) - Übergänge ionisiert werden, bevor dies über die zirkularen ( $|\Delta n| = 1$ ) - Übergänge möglich



**Fig. 6.1.7:** Gemessene absolute ( $|\Delta n| = 1$ ) - Linienausbeuten bei  $\bar{p}\text{Xe}$

ist. Ferner bestätigt die Beobachtung, daß der Übergang ( $29 \rightarrow 28$ ) offensichtlich noch nicht unterdrückt ist, diese Vermutung. In einem antiprotonischen Kryptonatom, das schon bis auf die K - und die L - Schale entleert ist, reichte nämlich schon eine Energie von ca. 2.5 keV aus, um das erste L - Elektron zu ionisieren, wozu jener Übergang in der Lage wäre. In die gleiche Richtung deuten auch wieder die nicht gänzlich verschwindenden Ausbeuten der unterdrückten Linien. In einer analogen Weise wurde dieses Argument schon im letzten Abschnitt bei der Entleerung der K - Schale verwendet.

Die Ausgangskonfiguration der Elektronenhülle vor dem Übergang ( $28 \rightarrow 27$ ) lautet also ( $1s^2 2s^2 2p^3$ ). Die Ionisierungsenergie für das nächste  $2p$  - Elektron beträgt wie die Energie der ersten unterdrückten Linie ca. 3 keV. Der Augereffekt an einem  $s$  - Elektron ist besonders effektiv. Erst der Übergang ( $26 \rightarrow 25$ ) ist aber bei dieser Ausgangskonfiguration bzgl. seiner Energie in der Lage, ein  $2s$  - Elektron mit einer Bindungsenergie von 3.6 keV zu ionisieren. Entsprechend drastisch fällt auch die Reduktion der Linienausbeute aus.

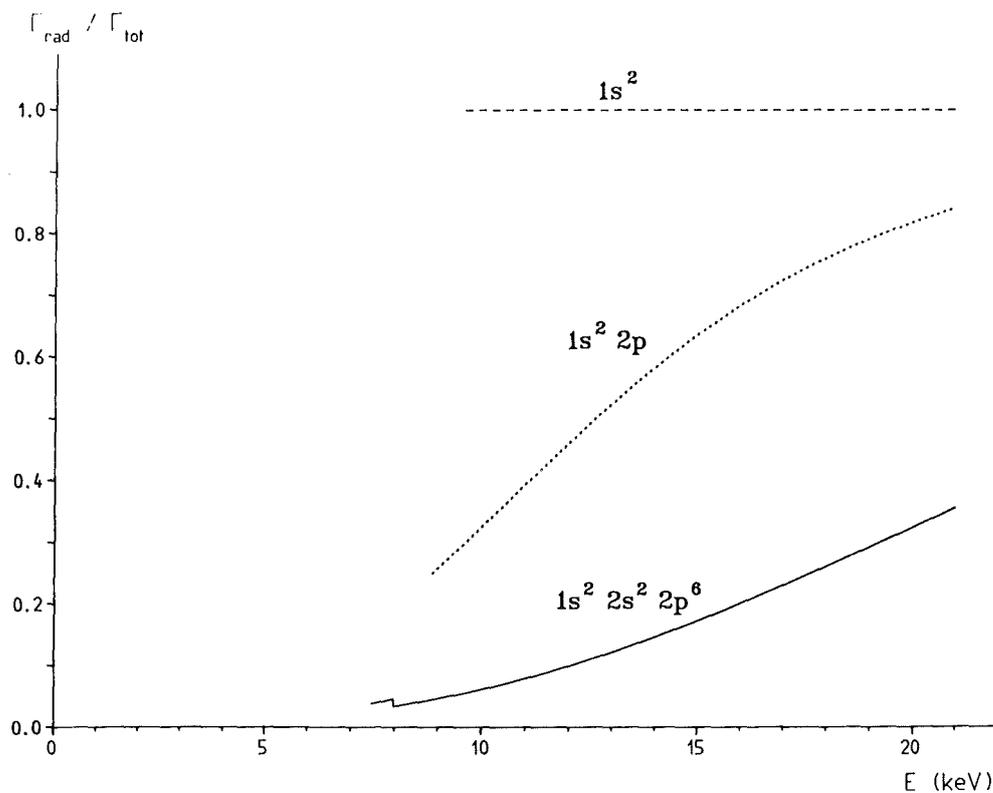
Übergang	Energie (keV)	absolute Ausbeute $Y$
29 → 28	6.250	0.078 (0.026)
28 → 27	6.958	0.124 (0.024)
27 → 26	7.776	0.058 (0.015)
26 → 25	8.728	0.013 (0.010)
25 → 24	9.841	0.038 (0.010)
24 → 23	11.153	0.072 (0.011)
23 → 22	12.708	0.111 (0.014)
22 → 21	14.567	0.148 (0.017)
21 → 20	16.806	0.186 (0.021)
20 → 19	19.530	0.259 (0.028)
36 → 34	6.756	0.035 (0.021)
34 → 32	8.062	0.046 (0.014)
30 → 28	11.886	0.013 (0.007)
29 → 27	13.208	0.017 (0.006)
27 → 25	16.504	0.011 (0.006)
26 → 24	18.569	0.017 (0.006)

**Tab. 6.1.4:** Absolute Linienausbeuten der gemessenen Strahlungsübergänge bei  $\bar{p}\text{Xe}$  (25 mbar)

#### 6.1.4 Antiprotonisches Xenon

Im Fall des antiprotonischen Xenons erkennen wir ein qualitativ anderes Verhalten (Tab. 6.1.4 und Fig. 6.1.7) als beim antiprotonischen Krypton. Beginnend mit dem Übergang (26 → 25) steigen die absoluten Linienausbeuten linear mit der Übergangsenergie an, erreichen aber keinen konstanten Wert.

Diese Anwachsen ist kein Beweis für eine fortschreitende Ionisierung, da die relative Wahrscheinlichkeit für Strahlungsübergang  $\Gamma_{rad}/\Gamma_{tot}$ , wie die Fig. 6.1.8 zeigt, selbst bei Anwesenheit von L - Elektronen ebenfalls größer wird. Ferner liefert die Tatsache, daß die Linie (27 → 26) als erste und der Übergang (26 → 25) besonders stark unterdrückt sind, auch keinen eindeutigen Hinweis auf die Konfiguration der Elektronenhülle nach dem Überschreiten der L - Kante ( $E \approx 7.5$  keV). Dieses beobachtete Verhalten der absoluten Linienausbeuten kann uns nur den Beginn der Entleerung der L - Schale anzeigen. Welcher Ionisierungsgrad im antiprotonischen Xenon erreicht werden kann, läßt sich im Rahmen der gewählten Untersuchungsmethode abschließend nicht feststellen. Der Grund dafür ist, daß die notwendige Vor-



**Fig. 6.1.8:** Relative Wahrscheinlichkeit für Strahlungsübergang bei  $\bar{p}\text{Xe}$  für verschiedene Elektronenkonfigurationen als Funktion der Energie

aussetzung für unsere Argumentation, d. h. die Dominanz des Augereffekts bei Vorhandensein von auch nur einem ionisierbaren Elektron, oberhalb einer Energie  $E \approx 13$  keV keine Gültigkeit mehr besitzt.

Allerdings sind die gemessenen Ausbeuten der ( $|\Delta n| = 2$ ) - Übergänge mit  $O(1\%)$  klein. Wie schon im Abschnitt 6.1.1 am Beispiel des antiprotonischen Neons erklärt wurde, weist dies im Fall des antiprotonischen Xenons in analoger Weise auf das Vorhandensein von Strahlungsübergängen mit einer Energie  $E < 6$  keV hin. Diese Linien aus einem Kaskadenbereich mit  $n \geq 30$ , welche die Entleerung der M - Schale dokumentierten, scheinen zwar im gemessenen Spektrum vorhanden zu sein, ihre quantitative Ausbeute ist aber wegen des unbekanntem Anteils an L - Röntgenübergängen aus der Elektrenhülle nicht ermittelbar.

myonisches Atom	Übergang	Energie (keV)
Neon	5 → 4	6.298
	4 → 3	13.618
Argon	6 → 5	11.121
	5 → 4	20.488
	4 → 3	44.341
Krypton	7 → 6	26.890
	6 → 5	44.654
	5 → 4	82.356
	4 → 3	178.660

Tab. 6.1.5: Liste der beobachteten Übergänge

### 6.1.5 Myonisches Neon, Argon und Krypton

Wie in Abschnitt 3.1.2 ausgeführt wurde, besteht der generelle Unterschied zwischen einer Kaskade bei einem antiprotonischen und einem myonischen Atom darin, daß letzterem wegen der geringeren Masse des Myons ca. dreimal weniger Abregungsschritte zur Verfügung stehen. Die Spektren der myonischen Atome werden daher, selbst wenn ein hoher Ionisierungsgrad vorliegt, das für die antiprotonischen Spektren charakteristische Verhalten (Lücken im Spektrum nach dem Überschreiten einer Kantenenergie, konstante Linienausbeuten in einem weiten Bereich des Spektrums) mangels geeigneter Linien nicht zeigen. Natürlich gilt nach wie vor die Aussage, daß die relative Wahrscheinlichkeit für Strahlungsübergang  $\Gamma_{rad}/\Gamma_{tot}$  erheblich von der Konfiguration der Elektronenhülle abhängt. Allerdings genügt jetzt nicht mehr ein bloßes Abzählen unterdrückter Linien, um den Ionisierungsgrad feststellen zu können, sondern wir müssen diesen aus den relativen Linienausbeuten bzw. aus dem Verhältnis der Ausbeuten benachbarter Übergänge (Tab. 6.1.5) mit Hilfe einer Kaskadenrechnung erschließen.

Da uns die bisherigen Meßergebnisse zeigen, daß nichtzirkulare ( $|\Delta n| \geq 2$ ) - Übergänge eine untergeordnete Rolle ( $O(1\%)$ ) bei der Besetzung eines zirkularen Niveaus spielen, ist die Annahme unseres Kaskadenmodells näherungsweise gerechtfertigt, daß die Kaskade zwischen zwei oder drei aufeinander folgenden zirkularen Zuständen auch ausschließlich über diese abläuft. Die inneren, nichtzirkularen Übergänge mit ( $|\Delta n| = 1$ ), die experimentell von den zirkularen nicht unterscheidbar sind, können erst recht vernachlässigt werden, da ein Strahlungsübergang immer die größtmögliche Änderung in der Hauptquantenzahl vorzieht.

myonisches Atom	Druck (mbar)	$\frac{Y_{5 \rightarrow 4}}{Y_{4 \rightarrow 3}}$	$\frac{Y_{6 \rightarrow 5}}{Y_{5 \rightarrow 4}}$	$\frac{Y_{7 \rightarrow 6}}{Y_{6 \rightarrow 5}}$
Neon	150	0.847 (0.186)		
	300	0.785 (0.158)		
	600	0.839 (0.150)		
	960	0.798 (0.148)		
	960	0.952 (0.179)		
	960	1.111 (0.181)		
	Mittelwert	0.875 (0.067)		
Argon	300	0.939 (0.107)	0.675 (0.100)	
Krypton	100	1.022 (0.105)	0.697 (0.064)	0.414 (0.051)
	200	0.988 (0.098)	0.736 (0.066)	0.476 (0.051)
	Mittelwert	1.004 (0.072)	0.716 (0.046)	0.445 (0.036)

Tab. 6.1.6: Liste der gemessenen Ausbeutenverhältnisse

Ferner ergeben die Messungen an antiprotonischem Neon, Argon und Krypton, daß auch im Fall der myonischen Edelgase ausreichend Übergänge zur Verfügung stehen müßten, um die L - Schale völlig zu entleeren. Diese Vermutung wird durch die in der Fig. 3.1.2 dargestellte Energiebilanzbetrachtung gestützt. Daraus folgt, daß im Fall des Neons unterhalb von  $n = 14$ , und im Fall des Argons und Kryptions unterhalb von  $n = 11$  bzw.  $n = 9$  nur noch mit K - Elektronen gerechnet werden muß. Eine Ionisierung dieser Elektronen ist bei Neon ab  $n = 9$  und bei Argon bzw. Krypton ab  $n = 8$  möglich. Bei unseren Kaskadenrechnungen ist daher die Beschränkung auf die ausschließliche Berücksichtigung von K - Elektronen unterhalb von  $n = 7$  sicherlich gerechtfertigt.

In der Tab. 6.1.6 sind die Meßergebnisse zusammengefaßt. Die Ausbeutenverhältnisse hängen nicht vom Druck ab. Zur Interpretation werden deshalb die Mittelwerte herangezogen.

Die Fig. 6.1.9 bis 6.1.11 zeigen für die drei Edelgase Neon, Argon und Krypton, welche mittleren Elektronenzahlen  $\overline{N}_e$  bei verschiedenen Anregungszuständen dieser Atome auf Grund der gemessenen Ausbeutenverhältnisse möglich sind. Ihre Wertebereiche sind in der Tab. 6.1.7 zusammengefaßt. Sowohl bei Neon als auch bei Argon ist im Mittel deutlich weniger als ein K - Elektron in der Hülle vorhanden, wenn sich das Myon im Zustand  $n = 5$  befindet. Entsprechend gering ist deshalb auch die Wahrscheinlichkeit dafür, daß noch zwei K - Elektronen übrigbleiben. Aus den beiden Diagrammen 6.1.9 und 6.1.10 ergibt sich ein maximaler Anteil an Zwei - Elektronen-

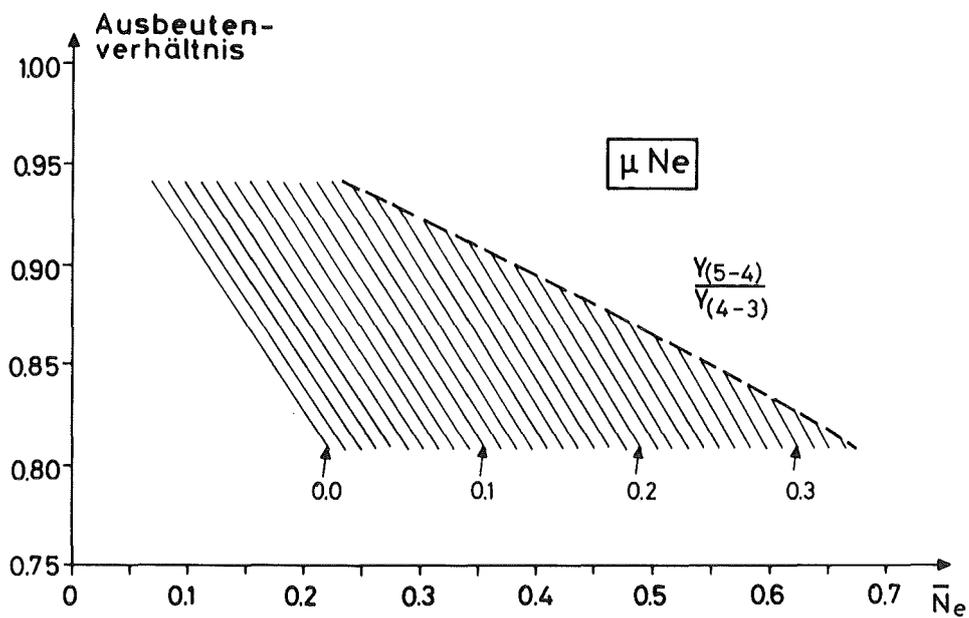


Fig. 6.1.9: Wertebereich der mittleren Elektronenzahl in einem myonischen Neonatom beim Anregungszustand  $n = 5$

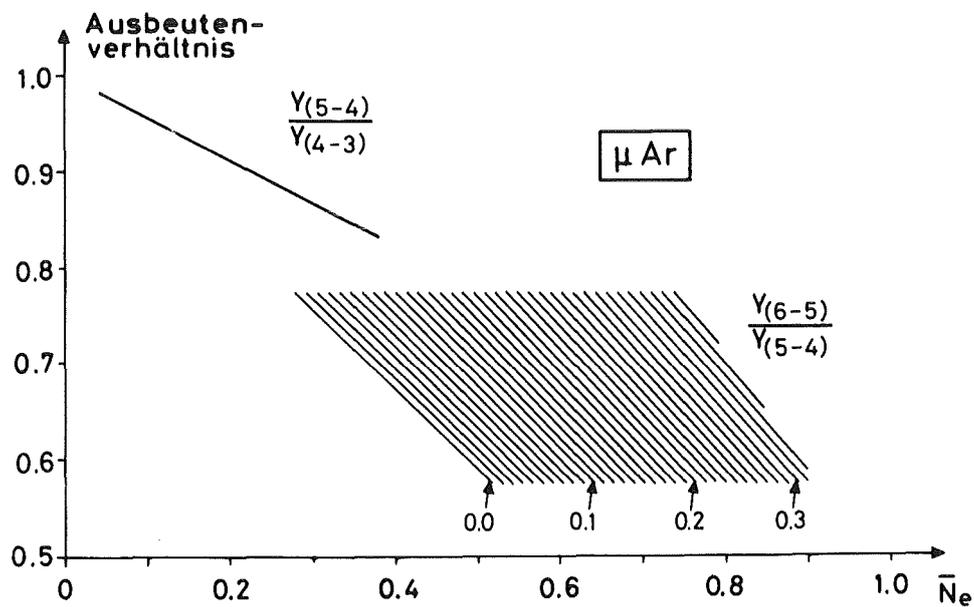


Fig. 6.1.10: Wertebereich der mittleren Elektronenzahl in einem myonischen Argonatom beim Anregungszustand  $n = 5,6$

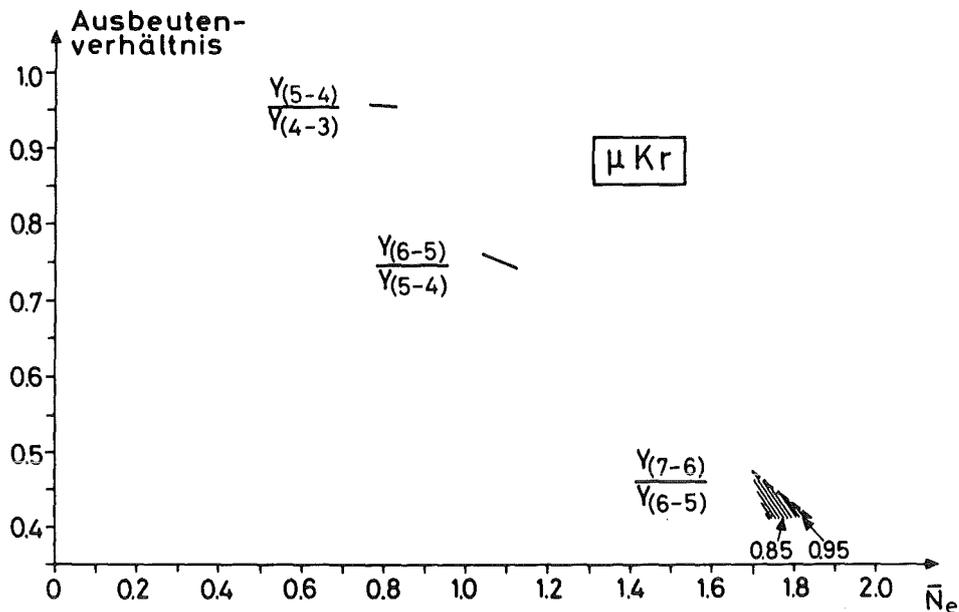


Fig. 6.1.11: Wertebereich der mittleren Elektronenzahl in einem myonischen Kryptonatom beim Anregungszustand  $n = 5, 6, 7$

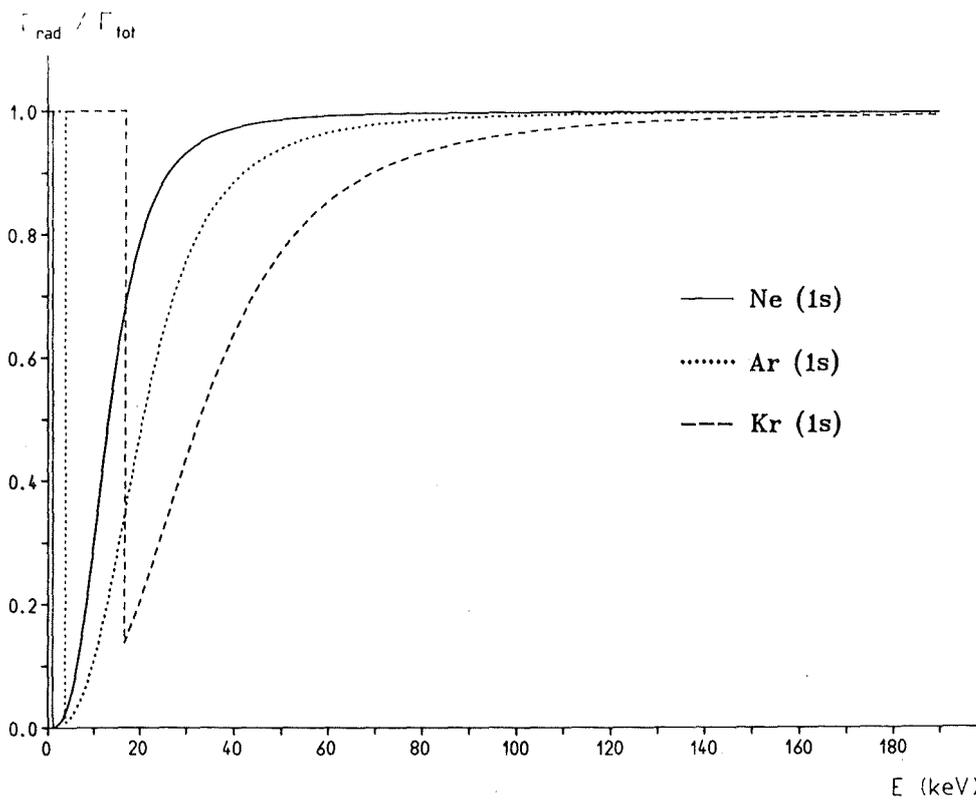
zuständen von ungefähr 30%. Bei Neon gilt dies für das Niveau  $n = 5$ , bei Argon schon für den Zustand  $n = 6$ . Im Fall des myonischen Kryptons dagegen schreitet die Entleerung der Hülle nicht so weit voran. Während beim Anregungszustand  $n = 7$  die K - Schale noch beinahe vollständig ist, muß für  $n = 5$  im Mittel noch mit knapp einem Elektron gerechnet werden.

Neben dem Grad der Ionisierung kann man der Tab. 6.1.7 und den dazugehörigen Figuren entnehmen, daß analog zu den antiprotonischen Atomen die Zahl der Elektronen Schritt für Schritt durch den Augereffekt abnimmt. Weniger stark ausgeprägt ist dieses Verhalten bei den beiden letzten gemessenen Übergängen bei myonischem Krypton. In diesem Fall sind die Übergangsenergien so groß, daß diese Übergänge bereits mehrheitlich radiativ erfolgen. Dies ergibt sich aus der Fig. 6.1.12, in welche die errechneten Werte für die relative Wahrscheinlichkeit von Strahlungsübergängen bei Anwesenheit von einem K - Elektron als Funktion der Energie eingetragen sind.

Abschließend sei bemerkt, daß die im Vergleich zu myonischem Neon bei Krypton deutlich engeren Begrenzungen der Wertebereiche der mittleren Elektronenzahlen ausschließlich daraus folgen, daß nicht nur ein sondern drei Ausbeutenverhältnisse bestimmt werden konnten.

myonisches Atom	Zustand des Myons ( $n$ )	mittlere Elektronenzahl ( $\overline{N_e}$ )	
		minimaler Wert	maximaler Wert
Neon	5	0.07	0.68
Argon	6	0.28	0.90
	5	0.04	0.38
Krypton	7	1.70	1.84
	6	1.04	1.13
	5	0.76	0.84

**Tab.6.1.7:** Zusammenhang zwischen der mittleren Elektronenzahl und dem Anregungszustand des myonischen Atoms



**Fig. 6.1.12:** Relative Wahrscheinlichkeit für Strahlungsübergang bei Anwesenheit eines K - Elektrons in  $\mu\text{Ne}$ ,  $\mu\text{Ar}$  und  $\mu\text{Kr}$  als Funktion der Energie

### 6.1.6 Allgemeine Bemerkungen

Die Messungen zeigen, daß myonisches Neon und Argon bzw. antiprotonisches Neon, Argon und Krypton vollständig ionisiert werden. Bei myonischem Krypton und wohl auch bei antiprotonischem Xenon ist mit einem hohen Ionisierungsgrad zu rechnen. Hierbei gilt es aber zu beachten, daß wir nur für die Zeitdauer der Messung, d. h. für die Dauer des jeweils beobachteten Kaskadenabschnitts, eine Aussage machen können. Prinzipiell kann nicht festgestellt werden, ob es nicht auch sehr langlebige Elektronenzustände gibt, die dadurch entstanden sind, daß beim Augereffekt das Elektron nicht aus dem Atom entfernt sondern in einen hochangeregten Zustand gebracht wurde. Da aber bei einem Augerübergang die Dichte der Endzustände des Elektrons im Kontinuum größer ist als im Quasikontinuum der hochliegenden gebundenen Niveaus, sollte die Möglichkeit der sogenannten "spectator" - Elektronen weniger wahrscheinlich sein.

Generell erfolgt die Entleerung der Elektronenhülle offensichtlich Elektron für Elektron von außen nach innen. Dadurch wird es möglich, einem gegebenen Anregungszustand des exotischen Atoms (charakterisiert durch seine Hauptquantenzahl  $n$ ) eine bestimmte Zahl an Elektronen zuzuordnen.

Die gemessenen Ausbeuten (O(60%)) der zirkularen Übergänge bei den antiprotonischen Atomen zeigen, daß trotz der deutlichen Dominanz der ( $|\Delta n| = 1$ ) - Strahlungsübergänge über einen weiten Bereich der Kaskade die Anhäufung der exotischen Teilchen in den zirkularen Niveaus nicht vollständig ist. Die restlichen Antiprotonen befänden sich vor allem in den Serienübergängen zwischen inneren Niveaus, wenn sie nicht mit einem Nukleon des Kerns annihilieren.

## 6.2 Antwort auf die zweite Fragestellung: Coulomb - Einfang

Das Spektrum des antiprotonischen Kryptions enthält neben den dominanten zirkularen Strahlungsübergängen auch eine über 1 keV breite Struktur, die den  $K_\alpha$  - Ereignissen bei den Umordnungsvorgängen in der Elektronenhülle zuzuordnen ist. Wie die Fig. 6.2.1 zeigt, besteht diese Struktur aus vier Gruppen. Die dazugehörigen Meßergebnisse<sup>3</sup> (gemessene Energien und absolute Linienausbeuten) sind in der Tab. 6.2.1 zusammengestellt.

Als erstes gilt es festzuhalten, daß das Spektrum keinen quantifizierbaren Anteil an  $K_\alpha$  - Übergängen enthält, der von der Ionisierung neutraler Kryp-

---

<sup>3</sup>Zur Bestimmung der Meßergebnisse wurden die Energien und Breiten der antiprotonischen Linien entsprechend den Eichungen festgehalten und die Linieninhalte als gleich angenommen.

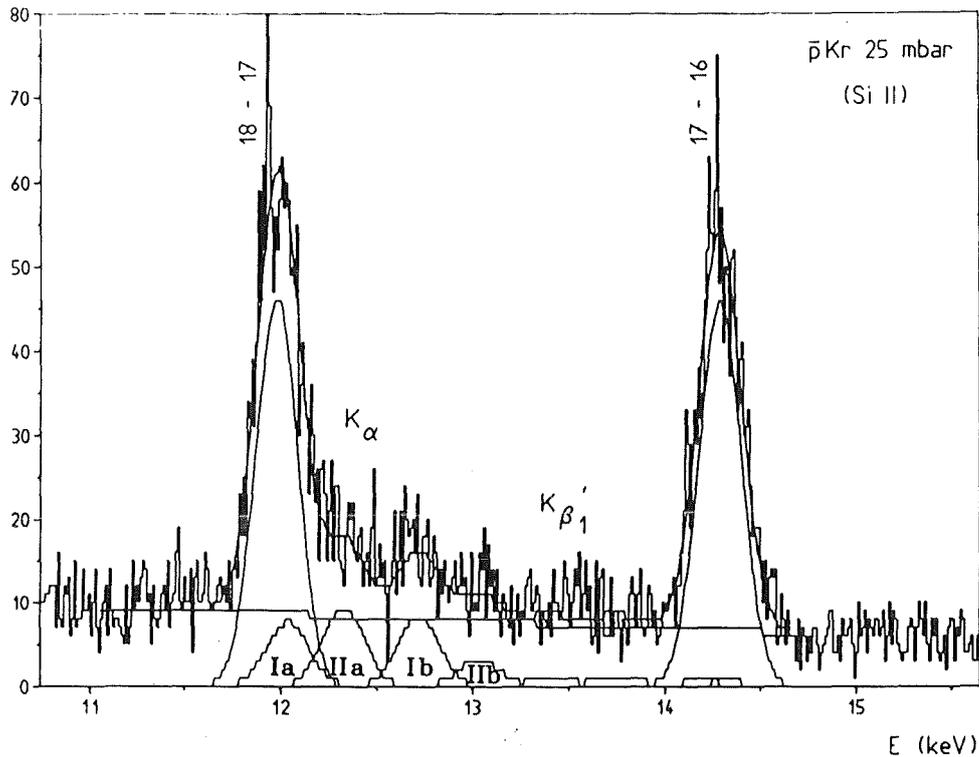


Fig. 6.2.1: K - Röntgenübergänge aus der Elektronenhülle bei  $\bar{p}\text{Kr}$

tonatome beim Abbremsen der Antiprotonen im Meßgas stammt. Wegen des großen Energiebetrags, der zur Ionisierung eines K - Elektrons notwendig ist, gibt es im wesentlichen zwei Hauptquellen zur Produktion von  $K_\alpha$  - Photonen.

Im ersten Fall entsteht ein K - Loch bei der Bildung des exotischen Atoms durch den Einfang eines Antiprotons mittels Augereffekt. In diesem Fall ist die Elektronenhülle noch vollständig und das Antiproton befindet sich nach dem Einfang unterhalb der K - Schale. Da Augerübergänge das kleinstmögliche  $\Delta n$  bevorzugen, das die Erhaltung der Energie erlaubt, werden die Zustände um  $n = 40$  mit der höchsten, die Zustände mit  $n \ll 40$  dagegen nur mit einer kleinen Wahrscheinlichkeit bevölkert. Die berechneten Energien (siehe Anhang C) der unter diesen Umständen nun nachfolgenden  $K_\alpha$  - Übergänge in der Elektronenhülle liegen im Bereich zwischen 11.93 keV und 12.16 keV (Gruppe  $I_a$ ).

Allerdings können diese  $K_\alpha$  - Übergänge, die ihren Ursprung im Einfangprozeß haben, experimentell nicht von den Ereignissen unterschieden werden, die von Augerübergängen mit ( $\Delta n \gg 1$ ) aus einem hochangeregten Niveau zu Beginn der Kaskade herrühren. Wegen der Drehimpulserhaltung müssen diese Augerprozesse aber zwischen inneren Niveaus ablaufen,

Gruppe	Energie (keV)	absolute Ausbeute $Y_{K_\alpha}$
I <sub>a</sub>	12.036 (0.050)	0.078 (0.028)
I <sub>b</sub>	12.719 (0.019)	0.085 (0.015)
II <sub>a</sub>	12.327 (0.021)	0.096 (0.017)
II <sub>b</sub>	13.037 (0.044)	0.033 (0.010)

**Tab. 6.2.1:** Verzeichnis der gemessenen  $K_\alpha$  - Übergänge aus der Elektronenhülle ( $\bar{p}$ Kr, 25 mbar)

deren Drehimpulsquantenzahl  $l \leq \sqrt{m/m_e}$  ist und die deshalb ein geringeres statistisches Gewicht besitzen. Ferner stehen sie in Konkurrenz zu den Augerprozessen, bei denen leichter gebundene Elektronen ionisiert werden. Bei den kleinen Drehimpulswerten kommt dann noch die Konkurrenz der Strahlungsübergänge, die eine große Änderung der Hauptquantenzahl  $n$  bevorzugen, hinzu.

Die zweite Hauptmöglichkeit zur Erzeugung eines K - Lochs ergibt sich durch einen Augerübergang im mittleren Teil der Kaskade. Der Grund dafür ist die schon erwähnte Konkurrenz der Augerprozesse, an denen die schwächer gebundenen Elektronen beteiligt sind. Sind im oberen und mittleren Teil der Kaskade Elektronen dieser Art vorhanden, dominieren die mit ihnen verknüpften Augerübergänge auch über die Prozesse, bei denen K - Elektronen ionisiert werden. Letztere überwiegen erst dann, wenn die K - Kantenenergie überschritten wird. Aber dann sind schon keine  $2p$  - Elektronen zum Nachfüllen in die K - Schale mehr vorhanden. Der aussichtsreichste Prozeß, ein K - Loch zu produzieren, das auch wieder aufgefüllt werden kann, ist daher ein ( $|\Delta n| \geq 2$ ) - Übergang knapp oberhalb der K - Kante, wenn einerseits die Entleerung der höheren Elektronenschalen schon am weitesten fortgeschritten und andererseits das zur Ionisierung eines K - Elektrons benötigte  $\Delta n$  minimal ist. Dies bedeutet einen Übergang im Kaskadenbereich um  $n = 20$ . Im Fall einer Elektronenkonfiguration mit einem  $2p$  - Elektron erwartet man für die resultierenden  $K_\alpha$  - Photonen eine Energie zwischen 12.27 keV und 12.30 keV (Gruppe II<sub>a</sub>).

Unter der Annahme, daß das produzierte K - Loch nicht augenblicklich wiederaufgefüllt wird, sondern durch einen weiteren ( $|\Delta n| \geq 2$ ) - Augerübergang eine doppelte Fehlstelle in der K - Schale entsteht, errechnet man im ersten Fall eine  $K_\alpha$  - Übergangsenergie zwischen 12.64 keV und 12.73 keV (Gruppe I<sub>b</sub>) und im zweiten Fall eine Energie zwischen 13.01 keV und 13.05

Druck (mbar)	$\frac{Y_{2 \rightarrow 1}(p)/Y_{3 \rightarrow 2}(p)}{Y_{2 \rightarrow 1}(960)/Y_{3 \rightarrow 2}(960)}$
150	1.00322 (0.00740)
200	0.98298 (0.00423)
300	0.99190 (0.00549)
400	0.98868 (0.00412)
600	0.99337 (0.00503)
960	1.00000 (0.00226)

**Tab. 6.3.1:** Druckabhängigkeit der Ausbeute des ( $2p \rightarrow 1s$ ) - Strahlungsübergangs bei myonischem Neon

keV (Gruppe  $II_b$ ).

Wenn wir annehmen, daß die Ereignisse der Art  $I_a$  und  $I_b$  ausschließlich vom Bildungsprozeß des exotischen Atoms stammen, können wir eine obere Grenze dafür angeben, zu welchem Anteil der Einfang der Antiprotonen über Augereffekt an einem K - Elektron erfolgt. Das Verhältnis der summierten Ausbeuten der höheren K - Serienübergänge ( $K_\beta, K_\gamma \dots$ ) einerseits und der Ausbeute des  $K_\alpha$  - Übergangs andererseits beträgt 0.164 (0.008) [NEL 70]. Basierend auf unseren Meßwerten erhalten wir daher für die K - Serie eine totale Ausbeute ( $I_a + I_b$ ) von  $Y_{K_{tot}} = 0.190$  (0.038) (pro gebildetes antiprotonisches Kryptonatom). Bei einer vollen Elektronenhülle wird aber ein Loch in der K - Schale mit einer Wahrscheinlichkeit (Fluoreszenzausbeute)  $\omega_K = 0.646$  (0.032) [LED 78] über K - Strahlungsübergänge aufgefüllt. Dies bedeutet, daß nur maximal 30% der Antiprotonen durch Augereffekt an einem K - Elektron eingefangen werden. Ferner stützt dieses Ergebnis die Vermutung, daß die äußeren Elektronen die dominante Rolle beim Bildungsprozeß eines exotischen Atoms spielen und daß daher der Einfang des exotischen Teilchens in einem sehr hohen Niveau ( $n \gg \sqrt{m/m_e}$ ) erfolgt.

Die ebenfalls geringe absolute Ausbeute an  $K_\alpha$  - Ereignissen der Art  $II_a$  bzw.  $II_b$  spiegelt die schon im Abschnitt 6.1 genannte Tatsache wider, daß die nichtzirkularen ( $|\Delta n| \geq 2$ ) - Übergänge mit einem relativen Anteil von einigen Prozent nur eine untergeordnete Rolle spielen.

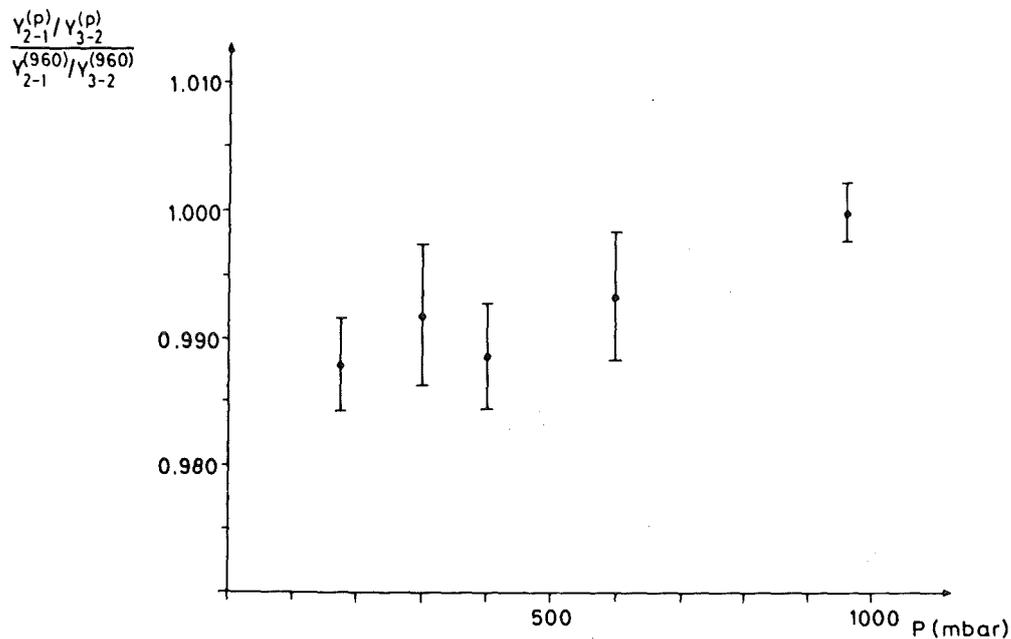


Fig. 6.3.1: Druckabhängigkeit der Ausbeute des ( $2p \rightarrow 1s$ ) - Strahlungsübergangs bei myonischem Neon (siehe Text)

### 6.3 Antwort auf die dritte Fragestellung: Wiederauffüllung der Elektronenhülle

Wie wir im Abschnitt 3.3.2 ausgeführt haben, bietet die Messung der Druckabhängigkeit ( $p \leq 1$  bar) der Ausbeute des ( $2p \rightarrow 1s$ ) - Übergangs ( $K_\alpha$ ) bei myonischem Neon die Möglichkeit, innerhalb der durch die Lebensdauer der  $2s$  - Niveaus vorgegebenen Zeitdauer (240 - 400 ps) das Nachfüllen von Elektronen in die L - Schale zu studieren.

Die bei sechs verschiedenen Drucken gewonnenen Meßergebnisse für die  $K_\alpha$  - Linienausbeute  $Y_{2 \rightarrow 1}$  sind in der Tab. 6.3.1 zusammengestellt. Als Normierung der einzelnen Werte dient die in diesem Bereich druckunabhängige Ausbeute des  $L_\alpha$  - Übergangs ( $3d \rightarrow 2p$ ). Die normierten Resultate sind schließlich noch auf den gemittelten Wert (0.47187 (0.00075)) aller Messungen bei 960 mbar bezogen. Da der Wert beim niedrigsten Druck verglichen mit den anderen Messungen nur mit einem deutlich größeren Fehler bestimmt werden konnte, wird für die weitere Interpretation der Mittelwert aus den Messungen bei 150 mbar und 200 mbar verwendet (0.98796 (0.00367)) und willkürlich dem Druck 175 mbar zugeordnet.

In der Fig. 6.3.1 ist das Ergebnis in graphischer Form dargestellt. Die

Übergang	Energie (keV)	relative Ausbeute (%)
2 → 1	207.228	92.53 (5.40)
3 → 1	246.175	3.24 (0.20)
4 → 1	259.799	0.79 (0.07)
5 → 1	266.103	0.89 (0.08)
6 → 1	269.526	0.97 (0.08)
7 → 1	271.590	0.88 (0.08)
8 → 1	272.930	0.45 (0.07)
9 → 1	273.848	0.12 (0.07)
∞ → 1	277.303	0.12 (0.07)

**Tab. 6.3.2:** Relative Linienausbeuten der K - Serienübergänge bei myonischem Neon (960 mbar)

Meßwerte unterhalb von ungefähr 500 mbar sind annähernd konstant. Ihr Mittelwert beträgt 0.98900 (0.00245). Die Differenz zu 1.00000 beweist, daß das  $2s$  - Niveau nur mit ca. 1% bevölkert wird, da allein die Besetzung dieses Zustands die Größe des Meßeffects bestimmt. Die oberhalb von 500 mbar mit dem Druck ansteigenden Meßwerte spiegeln die wachsende Bedeutung des Elektronentransferprozesses in die L - Schale wider. Damit einhergehend erhöht sich auch die Wahrscheinlichkeit für eine Abregung des  $2s$  - Niveaus in den  $2p$  - Zustand mittels Augereffekt.

Ein Experiment zur Beobachtung des M1 - Strahlungsübergangs aus dem  $2s$  - Zustand, das darauf angewiesen ist, daß die L - Schale leer ist und auch bleibt, muß daher bei einem Meßgasdruck kleiner als 500 mbar durchgeführt werden. Nur unter dieser Bedingung bleibt der ansonsten alles dominierende Augerzerfallskanal (eE1:  $2s \rightarrow 2p$ ) lange genug geschlossen.

Der im Anhang E hergeleitete Ausdruck für die Druckabhängigkeit der  $K_\alpha$  - Linienausbeute ist von zwei Parametern abhängig.

$$Y_{2 \rightarrow 1}(p) = P_{2p}(0) \left( 1 + \frac{P_{2s}(0)}{P_{2p}(0)} \cdot \left( \frac{\lambda_{\gamma E1} + \epsilon \lambda_t(vp)}{\lambda_{2s}} \right) \right)$$

Den ersten, das Verhältnis der Populationen von  $2s$  - und  $2p$  - Niveau, können wir auch unabhängig von dem aus der Tab. bzw. Fig. 6.3.1 gewonnenen Ergebnis entsprechend Abschnitt 3.3.2 aus den relativen Ausbeuten der K - Serienterme bestimmen, die in der Tab. 6.3.2 aufgeführt sind. Die Ausbeuten sind so normiert, daß ihre Summe 100% ergibt. Die Anfangspopulation des  $2p$  - Zustands wird näherungsweise mit der Ausbeute des  $K_\alpha$  - Übergangs

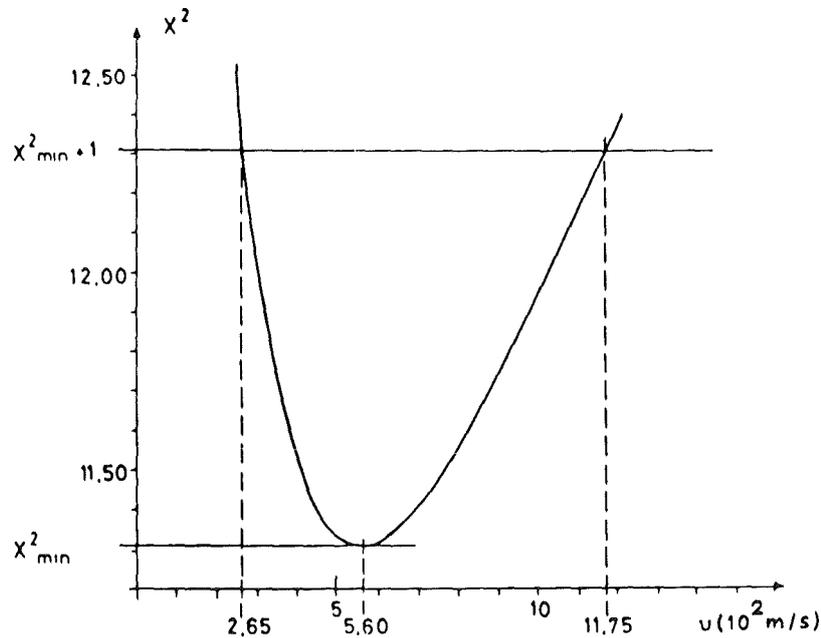


Fig. 6.3.2:  $\chi^2$  - Analyse zur Bestimmung der mittleren Geschwindigkeit des myonischen Neonatoms während der Kaskade

gleichgesetzt. Damit ergibt sich

$$P_{2s}(0)/P_{2p}(0) = 1.1305(0.0783)\%$$

Als letztlich einziger freier Parameter bleibt die Geschwindigkeit  $v$  des ionisierten Atoms übrig.

Der Augerübergang ( $eE1: 2s \rightarrow 2p$ ) hat ein in der L - Schale stabiles Elektron zur Voraussetzung. Dies bedingt seinerseits eine vollbesetzte K - Schale, um eine Abregung des Elektrons aus der L - in die K - Schale auszuschließen, bevor es zu einem Augerübergang kommt. Man kann deshalb eine Anpassung an die Meßdaten unter zwei extremen Annahmen über den Elektronentransfer durchführen.

- Der anfängliche Ladungszustand ist  $(\mu\text{Ne})^{+9}$ , d. h. es müssen mindestens drei Elektronen nachgefüllt werden ( $\epsilon = 0.348$ ).
- Die K - Schale ist zu Anfang noch besetzt ( $(\mu\text{Ne})^{+7}$ ). Es genügt dann ein Transfer von einem Elektron ( $\epsilon = 1.000$ ). Diese Annahme wird dadurch gerechtfertigt, daß das  $2s$  - Niveau nur über innere Übergänge

bevölkert wird. Dies bedeutet, daß auch Strahlungsübergänge mit ( $|\Delta n| > 1$ ) wichtig sind. So stammt nur knapp die Hälfte der Population des  $2s$  - Niveaus aus dem  $3p$  - Zustand. Deshalb muß in diesem Fall mit einem niedrigeren Ionisierungsgrad als bei der dominanten ( $|\Delta n| = 1$ ) - Abregung über die zirkularen Zustände gerechnet werden.

Die Anpassung ergibt im ersten Fall ein minimales  $\chi^2$  von 19.773, im zweiten Fall von 11.308. Für letzteren ist in der Fig. 6.3.2 die  $\chi^2$  - Analyse gezeigt.

Unter der Annahme, daß im anfänglichen Ladungszustand zwei K - Elektronen vorhanden sind, erhalten wir für die mittlere Geschwindigkeit des myonischen Neonatoms

$$v_{\mu Ne} = 5.60 \begin{pmatrix} +6.15 \\ -2.95 \end{pmatrix} \cdot 10^2 \text{ m/s}$$

Zum Vergleich beträgt die thermische Geschwindigkeit  $v_{therm} = 5.64 \cdot 10^2$  m/s. Auch die Rückstoßgeschwindigkeit, die das Atom durch das Aussenden eines ( $3 \rightarrow 2$ ) -  $\gamma$  - Quants (39 keV) erhält, liegt mit  $v_{rec} = 6.28 \cdot 10^2$  m/s innerhalb der Fehlergrenzen. Dies bedeutet, daß sich das ionisierte myonische Atom am Ende seiner Kaskade bei einem Gasdruck von der Größenordnung O(100 mbar) mit der kleinstmöglichen Geschwindigkeit bewegt.

## 7 Schlußbemerkungen

### Résumé, offene Fragen und Ausblick

Die Ergebnisse dieser Arbeit sind wegen der Ähnlichkeit des Verhaltens von Myonen und Antiprotonen auch auf die anderen Typen exotischer Atome ( $\pi^-$ ,  $K^-$ ,  $\Sigma^-$ ) übertragbar.

Unsere Messungen zeigen, welche ausschlaggebende Bedeutung den Elektronen beim Abregungsprozeß eines exotischen Atoms über einen weiten Bereich zukommt. Ein Verständnis der elektromagnetischen Kaskade ist daher gleichbedeutend mit dem Verständnis sowohl der Elektronenkonfiguration als auch der dazugehörenden Umordnungsvorgänge in der Hülle. Dieses Verständnis wird aber im Fall des Nachfüllens von Elektronen aus benachbarten Atomen erschwert, da die darauf beruhenden Augerprozesse sich nicht von denen unterscheiden, die ihre Ursache in den atomeigenen Elektronen haben. Basierend auf dieser Erkenntnis scheint es fraglich, ob es überhaupt möglich ist, bei mehr oder weniger großer Unkenntnis des Nachfüllprozesses (wie z. B. bei Festkörpern) aus Strahlungsübergängen am Ende einer Kaskade Informationen über ihren Beginn bzw. über die Bildung des exotischen Atoms gewinnen zu können. Dieser Ansatz wird erst dann erfolgversprechend, wenn man sich auf ein einfaches, überschaubares, einzelnes System beschränkt. In diesem Fall ist ausgeschlossen, daß das Wissen über den Anfangszustand während des Kaskadenverlaufs durch nachfüllende Elektronen unkontrollierbar verwischt wird, und die Kaskade kann in zuverlässiger Weise zurückverfolgt werden. Ferner kann erst dann daran gedacht werden, zu komplizierteren Gebilden wie z. B. Molekülen überzugehen, wenn die zugrunde liegenden Prozesse bei der Bildung und Abregung der einfachen Systeme befriedigend verstanden sind. Denn nur unter diesen Umständen ist es möglich, die für die komplexen Strukturen typischen Eigenschaften zu identifizieren und abzutrennen.

Unsere Messungen lassen noch eine Reihe von Fragen offen. Zum einen fehlt bei antiprotonischem Xenon noch eine abschließende Bestimmung des Ionisierungsgrads. Dazu ist es notwendig, die vollständige oder unvollständige Entleerung der M - Schale zu beobachten. Dies erfordert, daß das Linienkonglomerat im Energiebereich zwischen 4 keV und 5 keV bestehend aus antiprotonischen Strahlungsübergängen und L - Röntgenübergängen aus der Elektronenhülle mit Hilfe einer Kristallspektromettermessung in einzelne Linien aufgelöst wird. Die Bestimmung der Energien und Ausbeuten der L - Röntgenübergänge bietet zudem in weit besserer Weise als mit Hilfe der K - Strahlungsübergänge die Möglichkeit, Informationen über die Bildung bzw. über die Zuordnung von Ionisierungsgrad und Anregungszustand eines

exotischen Atoms zu gewinnen.

Zum zweiten wurde, zumal auf indirekte Weise, bisher nur gezeigt, daß die Beobachtung des M1 - Strahlungsübergangs aus dem  $2s$  - Niveau leichter myonischer Edelgasatome unter bestimmten experimentellen Bedingungen möglich ist. Der direkte, erstmalige Nachweis dieses Übergangs steht noch aus. Um eine klare Trennung von der dominanten benachbarten Linie des ( $2p \rightarrow 1s$ ) - Übergangs zu gewährleisten, bietet sich eine Messung bei myonischem Argon ( $\Delta E \approx 4 \text{ keV}$ ) an.

Ferner sollte eine Untersuchung der Paritätsverletzung in atomaren Systemen wegen der Größe des zu erwartenden Effekts an Silizium vorgenommen werden. In diesem Fall existiert aber kein monoatomares Gas. Es muß daher noch die Frage der sogenannten "Coulomb - Explosion" [DZH 72] des Moleküls  $\text{SiH}_4$  geklärt werden. Darunter versteht man den Sachverhalt, daß durch die Augerprozesse beim Einfang und zu Beginn der Kaskade des Myons das Molekül in einzelne positiv geladene Restladungen auseinanderbricht, die sich gegenseitig abstoßen. Dieser Mechanismus erhöht die Geschwindigkeit des myonischen Atoms und vergrößert die Wahrscheinlichkeit einer Kollision mit Nachbaratomen bzw. des Nachfüllens von Elektronen.

Als vierter Punkt steht auch noch nicht eindeutig fest, welche Elektronenverteilung einem myonischen  $2s$  - Zustand zuzuordnen ist. Die Erkenntnisse, die aus der Messung der Druckabhängigkeit der  $K_\alpha$  - Übergangsausbeute bei Neon gewonnen werden können, sind recht ungenau und unsere Überlegungen zum Ionisierungsgrad, die auf den Kaskadenbetrachtungen beruhen, gelten streng genommen nur für zirkulare Zustände. Um eine Verbindung zu den Verhältnissen bei inneren Zuständen herstellen zu können, bedarf es detaillierter Kaskadenrechnungen, welche die Entleerung der Elektronenhülle in korrekter Weise behandeln.

Die in dieser Arbeit bewiesene Herstellbarkeit vollständig oder zumindest zu einem hohen Grad ionisierter exotischer Atome eröffnet schon in naher Zukunft die Möglichkeit zu präzisen spektroskopischen Untersuchungen, bei denen die Genauigkeit der Resultate nicht mehr in unbekannter Weise durch den Einfluß der Elektronen eingeschränkt ist. Wir wollen abschließend dazu einige Beispiele nennen:

- Bestimmung der Masse des Antiprotons.
- Messung der Feinstruktur in leichten exotischen Atomen. Diese wird vom anomalen magnetischen Moment, von Rückstoßkorrekturen und von der Vakuumpolarisation beeinflusst [BOH 86].
- Bestimmung der elektrischen Polarisierbarkeit des Antiprotons. Das exotische Teilchen ist im Feld eines schweren Kerns sehr großen Feld-

stärken ( $O(10^9 \text{ V/cm})$ ) ausgesetzt [ERI 72], wodurch die Ladungsstruktur im Antiproton polarisiert wird.

- Bestimmung von QED - Korrekturen zu elektronischen Bindungsenergien in einem antiprotonischen Ein - Elektronsystem [JOH 85]. Dies setzt aber die genaue Berechenbarkeit der Bindungsenergien des exotischen Teilchens im Atom voraus.

## 8 Anhang A

### 8.1 Quantenmechanische Herleitung der Ferrellschen Formel

Bei der störungstheoretischen Herleitung folgen wir einem Weg, der von M. Leon und R. Seki [LEO 77a] skizziert wurde. Der Einfachheit halber betrachten wir ein atomares System, das aus einem Atomkern, einem exotischem Teilchen und einem Elektron besteht. Es gilt im folgenden  $\hbar = c = 1$ .

Die potentielle Energie eines Elektrons im gemeinsamen Feld des Atomkerns (Ladung:  $Z|e|$ ) und des exotischen Teilchens (Ladung:  $-|e|$ ) ist bei Berücksichtigung von Monopol- und Dipolterm in der Multipolentwicklung gegeben durch

$$V = V_0 + V_1$$

mit

$$V_0 = -\frac{(Z-1)}{r}e^2$$
$$V_1 = -\vec{d}\frac{\vec{r}}{r^3}e$$

Mit  $\vec{d}$  und  $\vec{p}$  wird der Ortsvektor bzw. der Impuls des Elektrons bezeichnet.  $\vec{d}$  ist das Dipolmoment von Kern und exotischem Teilchen. Der Hamiltonoperator des Elektrons ist in 0. Näherung

$$H_0 = \frac{p^2}{2m_e} + V_0$$

Unter Berücksichtigung von

$$\begin{aligned}\nabla V_0 &= -i[\vec{p}, V_0] = -i[\vec{p}, H_0] \\ &= (Z-1)e^2\frac{\vec{r}}{r^3}\end{aligned}$$

ergibt sich für das Übergangsmatrixelement

$$\langle f|V_1|i \rangle = \frac{i}{(Z-1)e}(E_{e_i} - E_{e_f}) \langle f|\vec{d}\vec{p}|i \rangle \quad (1)$$

Im Anfangszustand (i) befindet sich das Elektron in einem gebundenen Zustand des Potentials  $V_0$ , das von einer effektiven Ladung  $(Z-1)$  ausgeht. Seine Energie ist  $E_{e_i} = -B_e$ . Das exotische Teilchen ist ebenfalls gebunden mit der Energie  $E_i = -B_i$ . Im Endzustand (f) befindet sich das Elektron

im Kontinuum mit der kinetischen Energie  $E_{e_f} = E_e$  und dem Impuls  $\vec{p}$ . Das exotische Teilchen bleibt gebunden mit der Energie  $E_f = -B_f$ . Die Übergangsenergie  $\omega$  ist

$$\omega = B_f - B_i = E_e + B_e$$

Entsprechend der goldenen Regel erhalten wir für die differentielle Übergangswahrscheinlichkeit dieses Augerprozesses

$$d\Gamma_{Aug} = 2\pi | \langle f | V_1 | i \rangle |^2 \delta(\omega - B_e - E_e) \frac{d\vec{p}}{(2\pi)^3} \quad (2)$$

Die totale Augerrate ergibt sich nach Mittelung über alle magnetischen Quantenzahlen des Anfangszustands des exotischen Teilchens, nach der Summation über alle magnetischen Quantenzahlen des Endzustands und nach der Integration über den Raum. Den Phasenraumfaktor können wir unter Berücksichtigung von  $E_e = p^2/(2m_e)$  umformen.

$$d\vec{p} = p^2 dp d\Omega_{\vec{p}} = pm_e dE_e d\Omega_{\vec{p}} \quad (3)$$

Zur Berechnung des Matrixelements schreiben wir das Skalarprodukt  $\vec{d}\vec{p}$  in Komponenten aus. Die Zustände des Elektrons kennzeichnen wir mit  $|e\rangle$ , die des exotischen Teilchens (z. B. Myons) mit  $|\mu\rangle$ . Mit Hilfe des Wigner-Eckart-Theorems erhalten wir

$$\begin{aligned} | \langle f | \vec{d}\vec{p} | i \rangle |^2 &= \left| \sum_q \langle \mu_f | d_q | \mu_i \rangle \langle e_f | p_q | e_i \rangle \right|^2 \\ &= \left| \sum_q \begin{pmatrix} j_{\mu_i} & j_{\mu_f} & 1 \\ m_{\mu_i} & -m_{\mu_f} & q \end{pmatrix} \langle \mu_f || d || \mu_i \rangle \langle e_f | p_q | e_i \rangle \right|^2 \\ &= | \langle \mu_f || d || \mu_i \rangle |^2 \sum_{qq'} \begin{pmatrix} j_{\mu_i} & j_{\mu_f} & 1 \\ m_{\mu_i} & -m_{\mu_f} & q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_{\mu_i} & j_{\mu_f} & 1 \\ m_{\mu_i} & -m_{\mu_f} & q' \end{pmatrix} \\ &\quad \langle e_f | p_q | e_i \rangle \langle e_f | p_{q'} | e_i \rangle^* \end{aligned}$$

Die Summation über  $m_{\mu_i}$  und  $m_{\mu_f}$  (bei festem  $q$  und  $q'$ ) liefert eine Orthogonalitätsrelation für  $3j$ -Symbole. Damit ergibt sich

$$\begin{aligned} \sum_{m_{\mu_i} m_{\mu_f}} | \langle f | \vec{d}\vec{p} | i \rangle |^2 &= | \langle \mu_f || d || \mu_i \rangle |^2 \cdot \\ &\quad \frac{1}{3} \sum_{qq'} \delta_{qq'} \langle e_f | p_q | e_i \rangle \langle e_f | p_{q'} | e_i \rangle \\ &= \frac{1}{3} | \langle \mu_f || d || \mu_i \rangle |^2 | \langle e_f | \vec{p} | e_i \rangle |^2 \quad (4) \end{aligned}$$

Die totale Wahrscheinlichkeit für elektrische Dipolstrahlung ist proportional zum Betragsquadrat des reduzierten Dipolmatrixelementes.

$$\Gamma_{rad} = \frac{4}{3} \frac{\omega^3}{(2j_{\mu_i} + 1)} |\langle \mu_f || d || \mu_i \rangle|^2 \quad (5)$$

Der Hamiltonoperator für Photoeffekt ist

$$H_{Photo} = -e \vec{A}_\lambda(\vec{k}) \vec{j}$$

Hierbei ist  $\vec{A}_\lambda(\vec{k})$  das elektromagnetische Feld ( $\omega, \vec{k}, \vec{\epsilon}_\lambda$ ) und  $\vec{j}$  der Elektronenstrom, an den das Feld ankoppelt.

$$\begin{aligned} \vec{A}_\lambda(\vec{k}) &= \sqrt{\frac{2\pi}{\omega}} \vec{\epsilon}_\lambda e^{i\vec{k}\vec{r}} \\ \vec{j} &= \frac{\vec{p}}{m_e} \end{aligned}$$

Die Photonenwellenfunktion ist auf 1 Photon im Volumen  $V = 1$  normiert. Die Photonenstromdichte ist daher  $c/v = c = 1$ , woraus  $d\Gamma_{Photo} = d\sigma_{Photo}$  folgt. In Dipolnäherung  $\vec{k}\vec{r} \ll 1$  erhalten wir unter Benutzung von Gleichung (3) für den differentiellen Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts

$$d\sigma_{Photo} = \frac{e^2 p}{2\pi\omega m_e} |\langle e_f | \vec{\epsilon}_\lambda \vec{p} | e_i \rangle|^2 d\Omega_{\hat{p}}$$

Die Mittelung über die Polarisationsrichtungen und die Integration über den Raum liefern den totalen Wirkungsquerschnitt.

$$\begin{aligned} |\langle e_f | \vec{\epsilon}_\lambda \vec{p} | e_i \rangle|^2 &= \frac{1}{2} \sum_{qq'} \sum_{\lambda} \epsilon_{\lambda q'}^* \epsilon_{\lambda q} \langle e_f | p_q | e_i \rangle \langle e_f | p_{q'} | e_i \rangle^* \\ &= \frac{1}{2} \sum_{qq'} (\delta_{qq'} - \frac{k_{q'} k_q}{k^2}) \langle e_f | p_q | e_i \rangle \langle e_f | p_{q'} | e_i \rangle^* \end{aligned}$$

Hierbei findet die Vollständigkeitsrelation für Polarisationsvektoren Verwendung. Durch die Integration erhalten wir

$$\sigma_{Photo}(\omega) = \frac{2}{3} \frac{e^2 p}{m_e \omega} |\langle e_f | \vec{p} | e_i \rangle|^2 \quad (6)$$

Der Wirkungsquerschnitt für Thomson - Streuung ist definiert als

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m_e^2} \quad (7)$$

Die Kombination der Gleichungen (1) - (7) liefert dann die Ferrellsche Formel [FER 60]

$$\Gamma_{Aug} = \frac{1}{(Z-1)^2} \frac{\sigma_{Photo}(\omega)}{\sigma_T} \Gamma_{rad}$$

## 8.2 Wirkungsquerschnitt für Photoeffekt an K - und L - Elektronen

Der Bohrradius  $a_B$  und die Rydbergenergie  $E_{R_y}$  sind definiert als

$$a_B = \frac{(\hbar c)}{(m_e c^2)\alpha} = 5.29177 \cdot 10^{-11} \text{m}$$

$$E_{R_y} = (m_e c^2)\alpha^2 = 27.21161 \text{eV}$$

Alle Photoquerschnitte [BET 57] sind in Vielfachen von  $a_B^2$  angegeben. Mit  $E_\gamma$  wird die Energie des absorbierten Photons bezeichnet.

### (1s) - Elektronen (K)

$$E_{1s} = \frac{1}{2} Z_{1s}^2 E_{R_y}$$

( Bindungsenergie bei effektiver Ladung  $Z_{1s}$  )

$$\nu = 1 / \sqrt{\frac{E_\gamma}{E_{1s}} - 1}$$

$$\sigma_{Photo}(Z_{1s}) = \frac{2^9 \pi^2}{3} \cdot \left( \frac{\alpha}{Z_{1s}} \right) \cdot \left( \frac{E_{1s}}{E_\gamma} \right)^4 \cdot \frac{e^{-4\nu \arccot(\nu)}}{1 - e^{-2\pi\nu}}$$

### (2s) - Elektronen (L<sub>I</sub>)

$$E_{2s} = \frac{1}{8} Z_{2s}^2 E_{R_y}$$

( Bindungsenergie bei effektiver Ladung  $Z_{2s}$  )

$$\nu = 2 / \sqrt{\frac{E_\gamma}{E_{2s}} - 1}$$

$$\sigma_{Photo}(Z_{2s}) = \frac{2^{14} \pi^2}{3} \cdot \left( \frac{\alpha}{Z_{2s}} \right) \cdot \left( \frac{E_{2s}}{E_\gamma} \right)^4 \cdot \left( 1 + 3 \left( \frac{E_{2s}}{E_\gamma} \right) \right) \cdot \frac{e^{-4\nu \arccot(\frac{\nu}{2})}}{1 - e^{-2\pi\nu}}$$

(2p) - Elektronen (L<sub>II,III</sub>)

$$E_{2p} = \frac{1}{8} Z_{2p}^2 E_{R_y}$$

( Bindungsenergie bei effektiver Ladung  $Z_{2p}$  )

$$\nu = 2 / \sqrt{\frac{E_\gamma}{E_{2p}} - 1}$$

$$\sigma_{Photo}(Z_{2p}) = \frac{2^{14} \pi^2}{3} \cdot \left( \frac{\alpha}{Z_{2p}^2} \right) \cdot \left( \frac{E_{2p}}{E_\gamma} \right)^5 \cdot \left( 1 + \frac{8}{3} \left( \frac{E_{2p}}{E_\gamma} \right) \right) \cdot \frac{e^{-4\nu \operatorname{arccot}(\frac{\nu}{2})}}{1 - e^{-2\pi\nu}}$$

## 9 Anhang B

### Mathematisches Modell einer reinen zirkularen Kaskade (basierend auf der Ferrellschen Formel)

Das nachfolgende Modell basiert auf drei vereinfachenden Annahmen:

- Die Kaskade läuft nur über zirkulare Niveaus ab. Es gibt nur Dipolübergänge ( $|\Delta n| = |\Delta l| = 1$ ). Die Populationen aufeinander folgender Zustände sind gleich.
- Die Verzweigungsverhältnisse werden mit der Ferrellschen Formel berechnet.
- Das Atom ist bis auf die K - Elektronen ionisiert.

Für ein exotisches Teilchen, das sich im Zustand mit der Hauptquantenzahl  $n$  befindet, liefert die Ferrellsche Formel das Verhältnis  $R_F(n)$  der Wahrscheinlichkeiten (Breiten) für Auger - und Strahlungsübergang.

$$R_F(n) = \frac{\Gamma_{Aug}(n)}{\Gamma_{rad}(n)} = \frac{1}{2} N_e(n) \frac{\Gamma_{Aug}^*(n)}{\Gamma_{rad}(n)}$$

$(N_e = 0, 1, 2)$

Mit  $N_e(n)$  wird die Zahl der Elektronen in der Hülle bezeichnet.  $\Gamma_{Aug}^*(n)$  ist die Augerbreite bei voll besetzter K - Schale,  $\Gamma_{rad}(n)$  die Strahlungsbreite. Die Summe der Breiten beider Prozesse ergibt die totale Breite des Niveaus  $n$

$$\Gamma_{tot}(n) = \Gamma_{rad}(n) + \left(\frac{1}{2} N_e(n)\right) \Gamma_{Aug}^*(n)$$

Damit lauten die beiden, von der Zahl der Elektronen abhängigen Verzweigungsverhältnisse

$$\left(\frac{\Gamma_{Aug}(n)}{\Gamma_{tot}(n)}\right)_{(N_e(n))} = \frac{R_F(n)}{(1 + R_F(n))}$$

$$\left(\frac{\Gamma_{rad}(n)}{\Gamma_{tot}(n)}\right)_{(N_e(n))} = \frac{1}{(1 + R_F(n))}$$

Wir betrachten im folgenden ein Ensemble aus  $N$  exotischen Atomen, die sich alle im gleichen Anregungszustand  $n$  befinden. Während bei  $(a_n N)$  Atomen die Elektronenhülle völlig entleert ist, ist sie bei  $(b_n N)$  bzw.  $(c_n N)$  Atomen mit einem bzw. zwei Elektronen besetzt ( $a_n + b_n + c_n = 1$ ). Für ein gegebenes

Zahlentripel  $(a_n, b_n, c_n)$  berechnet sich daher die mittlere Elektronenzahl  $\overline{N_e}$  aus

$$\overline{N_e} = b_n + 2c_n$$

Unter Benutzung der Verzweungsverhältnisse können wir Rekursionsformeln für die Verteilung der Atome beim nachfolgenden Zustand  $(n-1)$  aufstellen.

$$\begin{aligned} a_{n-1} &= a_n + \left( \frac{\Gamma_{Aug}(n)}{\Gamma_{tot}(n)} \right)_{(1)} \cdot b_n \\ b_{n-1} &= \left( \frac{\Gamma_{rad}(n)}{\Gamma_{tot}(n)} \right)_{(1)} \cdot b_n + \left( \frac{\Gamma_{Aug}(n)}{\Gamma_{tot}(n)} \right)_{(2)} \cdot c_n \\ c_{n-1} &= \left( \frac{\Gamma_{rad}(n)}{\Gamma_{tot}(n)} \right)_{(2)} \cdot c_n \end{aligned}$$

Die Zahl der Augerübergänge aus dem Niveau  $n$  beträgt  $(e_n N)$ , wobei  $e_n$  angibt, mit welcher relativen Häufigkeit eine strahlungslose Abregung erfolgt.

$$e_n = \left( \frac{\Gamma_{Aug}(n)}{\Gamma_{tot}(n)} \right)_{(1)} \cdot b_n + \left( \frac{\Gamma_{Aug}(n)}{\Gamma_{tot}(n)} \right)_{(2)} \cdot c_n$$

In analoger Weise gibt es  $(\gamma_n N)$  Strahlungsübergänge. Der Ausdruck für  $\gamma_n$  lautet hierbei

$$\gamma_n = a_n + \left( \frac{\Gamma_{rad}(n)}{\Gamma_{tot}(n)} \right)_{(1)} \cdot b_n + \left( \frac{\Gamma_{rad}(n)}{\Gamma_{tot}(n)} \right)_{(2)} \cdot c_n$$

Damit erhalten wir für das Ausbeutenverhältnis zweier aufeinander folgender Strahlungsübergänge

$$\frac{Y_{n \rightarrow n-1}}{Y_{n-1 \rightarrow n-2}} = \frac{\gamma_n}{\gamma_{n-1}}$$

Durch die Werte, welche die drei relativen Häufigkeiten  $a_n$ ,  $b_n$  und  $c_n$  annehmen, wird diesem Verhältnis eine bestimmte mittlere Elektronenzahl zugeordnet. Die Zuordnung ist allerdings nicht umkehrbar eindeutig.

## 10 Anhang C

### Die $K_\alpha$ - Übergangsenergie eines Elektrons in einem exotischen Atom

Die Bindungsenergie eines Elektrons im Atom wird durch die Anwesenheit einer negativen Störladung verringert [VOG 75b]. Wir wollen annehmen, daß es sich hierbei um ein Antiproton in einem zirkularen Niveau handelt. Die gewählte Störladungsverteilung

$$|\psi_{n_p l_p m_p}(\vec{r}_{\bar{p}})|^2 = |R_{n_p l_p}(r_{\bar{p}})Y_{l_p m_p}(\hat{r}_{\bar{p}})|^2$$

besitzt radial keine Nullstellen und hat verglichen mit der Ladungsverteilung der Elektronen (Fig. 3.2.2) ein  $\delta$  - funktionsartiges Aussehen [HUF 77].

$$r_{\bar{p}}^2 R_{n_p l_p}^2 = \delta(r_{\bar{p}} - \bar{r})$$

Mit  $\bar{r}$  wird der Abstand der Störladungsverteilung vom Kern bezeichnet. Den Hamiltonoperator der Coulombwechselwirkung zwischen dem Antiproton und einem Elektron im Zustand

$$\psi_{n_e l_e m_e}(\vec{r}_e) = R_{n_e l_e}(r_e)Y_{l_e m_e}(\hat{r}_e)$$

können wir nach Kugelfunktionen entwickeln.

$$\frac{1}{|\vec{r}_{\bar{p}} - \vec{r}_e|} = \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{+\lambda} \frac{4\pi}{2\lambda+1} Y_{\lambda\mu}^*(\hat{r}_{\bar{p}}) Y_{\lambda\mu}(\hat{r}_e) \left\{ \begin{array}{l} \frac{r_{\bar{p}}^\lambda}{r_e^{(\lambda+1)}} \\ \frac{r_e^\lambda}{r_{\bar{p}}^{(\lambda+1)}} \end{array} \right\} \quad \text{für } \left\{ \begin{array}{l} r_{\bar{p}} < r_e \\ r_{\bar{p}} > r_e \end{array} \right\}$$

Den Hauptbeitrag liefert der Monopolterm  $\lambda = \mu = 0$ , sodaß wir uns auf ihn beschränken können. In diesem Fall ist der Störoperator diagonal bezüglich der magnetischen Quantenzahlen  $m_{\bar{p}}$  und  $m_e$  und die Änderung der Bindungsenergie des Elektrons ist in 1. Ordnung Störungstheorie gegeben durch

$$\Delta E_{n_e l_e m_e} = e^2 \int \frac{|\psi_{n_e l_e m_e}|^2 |\psi_{n_p l_p m_p}|^2}{|\vec{r}_{\bar{p}} - \vec{r}_e|} d\vec{r}_{\bar{p}} d\vec{r}_e$$

Die Winkelintegration ergibt unter Berücksichtigung von  $Y_{00}(\hat{r}) = 1/\sqrt{4\pi}$

$$4\pi \int Y_{00}^*(\hat{r}_{\bar{p}}) Y_{00}(\hat{r}_e) Y_{l_p m_p}^*(\hat{r}_{\bar{p}}) Y_{l_p m_p}(\hat{r}_{\bar{p}}) Y_{l_e m_e}^*(\hat{r}_e) Y_{l_e m_e}(\hat{r}_e) d\Omega_{\hat{r}_{\bar{p}}} d\Omega_{\hat{r}_e} = 1$$

Damit erhalten wir als Ergebnis

$$\Delta E_{n_e l_e} = e^2 \left( \int_{\bar{r}}^{\infty} R_{n_e l_e}^2 r_e dr_e + \frac{1}{\bar{r}} \int_0^{\bar{r}} R_{n_e l_e}^2 r_e^2 dr_e \right)$$

### 1s - Elektronen

$$R_{10}(r_e) = \frac{2}{\sqrt{a^3}} e^{-r_e/a} \quad a = \frac{a_B}{Z_{1s}}$$

Mit  $a_B$  und  $Z_{1s}$  werden der Bohrradius bzw. die effektive Kernladung, die auf ein 1s - Elektron wirkt, bezeichnet.  $\bar{r}$  lautet in atomaren Einheiten

$$\bar{r} = a_B \bar{n}$$

Die Energieverschiebung des elektronischen 1s - Niveaus beträgt in Vielfachen der Rydbergenergie (siehe Anhang A, Abschnitt 8.2)

$$\Delta E_{1s}(\bar{n}) = Z_{1s}(Z_{1s}\bar{n})^{-1} - Z_{1s}e^{-2(Z_{1s}\bar{n})} \left( (Z_{1s}\bar{n})^{-1} + 1 \right)$$

### 2p - Elektronen

$$R_{21}(r_e) = \frac{r_e/a}{\sqrt{24a^3}} e^{-r_e/2a} \quad a = \frac{a_B}{Z_{2p}}$$

$$\Delta E_{2p}(\bar{n}) = Z_{2p}(Z_{2p}\bar{n})^{-1} - \frac{3}{4}Z_{2p}e^{-(Z_{2p}\bar{n})} \left( \frac{4}{3}(Z_{2p}\bar{n})^{-1} + 1 + \frac{1}{3}(Z_{2p}\bar{n}) + \frac{1}{18}(Z_{2p}\bar{n})^2 \right)$$

Die Energie des  $K_\alpha$  - Übergangs ist die Differenz der Bindungsenergien von 1s - und 2p - Niveau.

$$E_{K_\alpha}(\bar{n}) = E_{K_\alpha}^{(Z)} - \Delta E(\bar{n}) \quad \Delta E(\bar{n}) = \Delta E_{1s}(\bar{n}) - \Delta E_{2p}(\bar{n}) > 0$$

$E_{K_\alpha}^{(Z)}$  stellt die Übergangsenergie in einem Atom der Ordnungszahl Z in Abwesenheit des Antiprotons dar.

$$\Delta E(\bar{n}) = \frac{3}{4}Z_{2p}e^{-(Z_{2p}\bar{n})} \left( \frac{4}{3}(Z_{2p}\bar{n})^{-1} + 1 + \frac{1}{3}(Z_{2p}\bar{n}) + \frac{1}{18}(Z_{2p}\bar{n})^2 \right) - Z_{1s}e^{-2(Z_{1s}\bar{n})} \left( (Z_{1s}\bar{n})^{-1} + 1 \right)$$

Für die beiden Grenzfälle erhalten wir

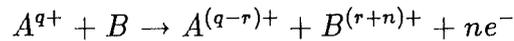
$$\bar{n} \rightarrow 0 (\bar{r} \rightarrow 0) \quad E_{K_\alpha} \rightarrow E_{K_\alpha}^{(Z-1)}$$

$$\bar{n} \rightarrow \infty (\bar{r} \rightarrow \infty) \quad E_{K_\alpha} \rightarrow E_{K_\alpha}^{(Z)}$$

## 11 Anhang D

### Das CB - Modell für Elektronentransfer

Stoßprozesse zwischen hochgeladenen Ionen und neutralen Atomen, bei denen es zu einer Veränderung der Ladungszustände kommt,



sind ein intensiv untersuchtes Gebiet der Atomphysik. Dies liegt nicht zuletzt an ihrer wichtigen Rolle beim Verständnis des Energieverlusts im Plasma von Fusionsreaktoren. Dabei findet man, daß die Reaktionsquerschnitte im Geschwindigkeitsbereich  $v \leq 10^6$  m/s weitgehend unabhängig von der Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner sind ([KNU 81], [PRI 83], [NIE 84], [JUS 81]). Daraus folgt, daß die Ladungsaustauschprozesse bei Stößen mit niedriger Energie näherungsweise im Rahmen eines statischen Modells beschrieben werden können. Ein solches Modell ist das "classical - over - barrier" (CB) - Modell ([RYU 80], [MAN 81]). (Wir verwenden im folgenden atomare Einheiten.)

Im Rahmen dieses Modells findet ein Ladungsaustausch zwischen einem hochgeladenen Ion und einem neutralen Atom nur statt, wenn zwei Bedingungen erfüllt sind (siehe Fig. 11.1).

- **Quasiresonanzbedingung (I)**

Die Bindungsenergie des zu transferierenden Elektrons ( $E_B^*$ ) muß gleich der Energie eines unbesetzten Niveaus des Ions ( $E_A^*$ ) sein.

$$E_B^* = E_A^*$$

- **klassische Übergangsbedingung (II)**

Die Potentialbarriere zwischen den beiden Partnern des Ladungsaustauschs ( $U_{max}$ ) muß kleiner oder gleich der Bindungsenergie des zu transferierenden Elektrons ( $E_B^*$ ) sein. Der Tunneleffekt wird wegen der Breite des Potentialwalls vernachlässigt.

$$E_B^* \geq U_{max}$$

$E_B^*$  und  $E_A^*$  sind die verschobenen Bindungsenergien beim Abstand  $R$  zwischen Ion ( $q$ ) und neutralem Atom.

$$E_B^* = E_B - \frac{q}{R}$$

$$E_A^* = E_A - \frac{1}{R}$$

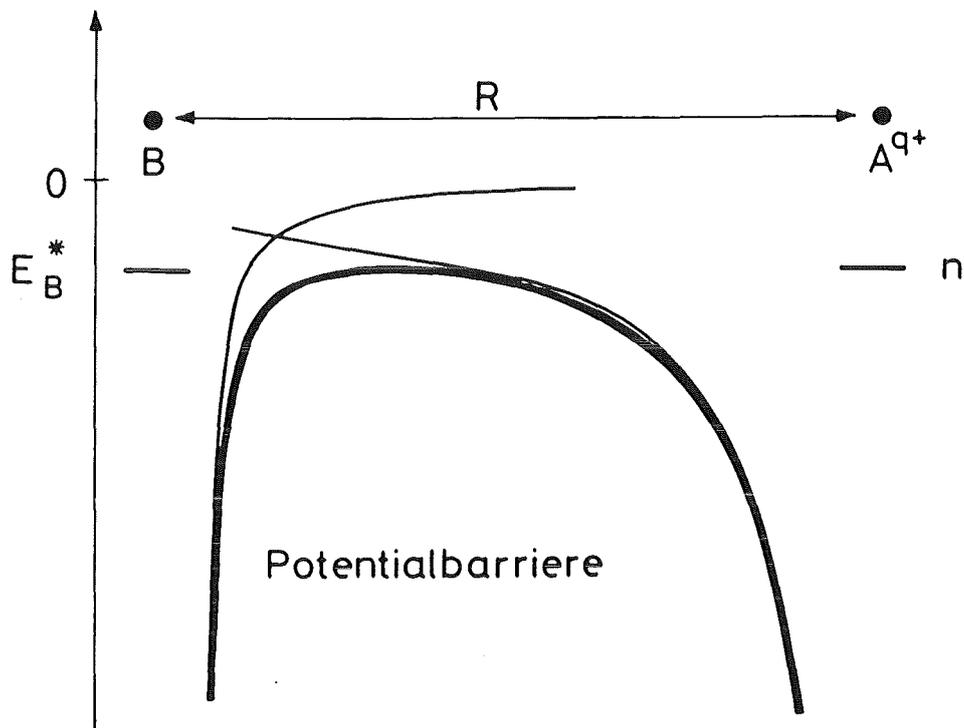


Fig. 11.1: Die Potentialverhältnisse beim Elektronentransfer (siehe Text)

Die Verschiebung ist eine Folge des Starkeffekts, der von der jeweiligen Rumpfladung ausgeht.  $|E_B| = J$  ist die Ionisierungsenergie des zu transferierenden Elektrons im isolierten Atom B. Das Elektron wird in einem Zustand mit der Hauptquantenzahl  $n$  eines wasserstoffähnlichen Systems eingefangen.

$$E_A = -\frac{q^2}{2n^2}$$

Die Höhe der Potentialbarriere hängt vom Abstand ( $R$ ) der Stoßpartner ab.

$$U_{max}(R) = -\frac{(1 + \sqrt{q})^2}{R}$$

Die Bedingung (I) wird erfüllt durch

$$R = \frac{(q - 1)}{\frac{q^2}{2n^2} - J} \quad (1)$$

Die Bedingung (II) erfordert

$$R \leq \frac{(1 + 2\sqrt{q})}{J} \quad (2)$$

Durch die Kombination der Gleichungen (1) und (2) erhalten wir eine einschränkende Bedingung für die Hauptquantenzahl  $n$  des Einfangniveaus.

$$n \leq \frac{q}{\sqrt{2J \left(1 + \frac{(q-1)}{(1+2\sqrt{q})}\right)}}$$

Der Wirkungsquerschnitt für eine Ladungsaustauschreaktion durch Transfer eines Elektrons ist gegeben durch

$$\sigma_t = \pi R_t^2$$

Hierbei ist  $R_t$  der größtmögliche Wert, der mit den Gleichung (1) und (2) verträglich ist.

$$R_t = \frac{(1 + 2\sqrt{q})}{J}$$

Das CB - Modell kann auch auf den Prozeß des Mehr - Elektronentransfers erweitert werden [BAR 85]. Der Transferradius  $R_t$  bestimmt dann den totalen Elektronentransferwirkungsquerschnitt. Den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{t_m}$  für einen  $m$  - Elektronentransfer ( $m = 1, 2, \dots, N$ ) erhalten wir aus

$$R_{t_m} = \frac{(m + 2\sqrt{m(q - m + 1)})}{J_m}$$

Hierbei ist  $J_m$  die Ionisierungsenergie des  $m$  - ten Elektrons.

$$\begin{aligned} \sigma_{t_1} &= \pi(R_{t_1}^2 - R_{t_2}^2) \\ \sigma_{t_2} &= \pi(R_{t_2}^2 - R_{t_3}^2) \\ &\vdots = \vdots \\ \sigma_{t_N} &= \pi R_{t_N}^2 \end{aligned}$$

Zur Anwendbarkeit des erweiterten CB - Modells muß allerdings eine einschränkende Bemerkung gemacht werden. Diese Modell setzt voraus, daß alle Elektronen, die das Ausgangsatom verlassen, auch tatsächlich vom Ion eingefangen werden. Es vernachlässigt vollständig die Autoionisierungsprozesse bei beiden Stoßpartnern, die zu freien Elektronen führen [NIE 86].

## 12 Anhang E

### Druckabhängigkeit der Ausbeute des $(2p \rightarrow 1s)$ - Übergangs leichter myonischer Atome unter Berücksichtigung des Elektronentransfers

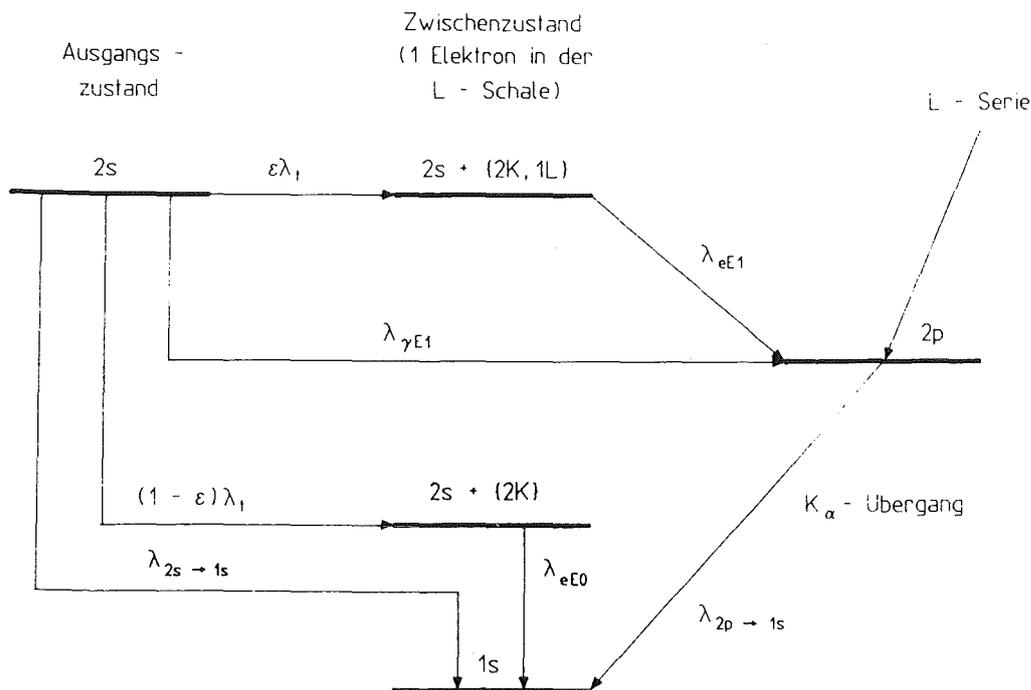
Im Abschnitt 3.3.2 wurde ausgeführt, daß sich die Population des  $2p$  - Niveaus und damit die Ausbeute des  $(2p \rightarrow 1s)$  - Übergangs ( $K_\alpha$ ) im Druckbereich  $p \leq 1$  bar aus zwei Quellen speist. Zum druckunabhängigen Hauptbeitrag aus den Übergängen der L - Serie kommt der Anteil der  $2s$  - Population hinzu, der über den  $(2s \rightarrow 2p)$  - Übergang in das  $2p$  - Niveau gelangt. Wie groß dieser Anteil ist, hängt über die Elektronentransferwahrscheinlichkeit  $\lambda_t$  vom Druck  $p$  und von der Geschwindigkeit  $v$  ab. Damit sich der dominierende Augerzerfallskanal ( $eE1: 2s \rightarrow 2p$ ) öffnen kann, müssen aber so viele Elektronen nachgefüllt werden, daß die K - Schale gefüllt und die L - Schale mit zumindest einem Elektron besetzt ist. Ein K - Loch würde nämlich ca. zehnmal schneller aus der L - Schale aufgefüllt werden, als das  $2s$  - Niveau durch Augereffekt am L - Elektron in den  $2p$  - Zustand zerfallen könnte.

Wir wollen im folgenden den  $K_\alpha$  - Übergang als Endglied in einer Zerfallskette betrachten (Fig. 12.1). Hierbei bezeichnet  $\epsilon\lambda_t$  die Wahrscheinlichkeit für den (Mehr -) Elektronentransferprozeß, so daß ein stabiles L - Elektronen vorhanden ist. Ist die K - Schale schon von vorneherein mit zwei Elektronen besetzt, gilt  $\epsilon = 1$ . Die zeitliche Entwicklung der Populationen des Ausgangs -, Zwischen - und  $2p$  - Zustands ist durch drei gekoppelte Differentialgleichungen gegeben.

$$\begin{aligned} \frac{dP_{2s}}{dt} &= -P_{2s}(t)\lambda_{2s} & \lambda_{2s} &= \lambda_t + \lambda_{\gamma E1} + \lambda_{2s \rightarrow 1s} \\ \frac{dP_{2s}^{\{2K,1L\}}}{dt} &= P_{2s}(t)\epsilon\lambda_t - P_{2s}^{\{2K,1L\}}(t)\lambda_{eE1} \\ \frac{dP_{2p}}{dt} &= -P_{2p}(t)\lambda_{2p} + P_{2s}^{\{2K,1L\}}(t)\lambda_{eE1} + P_{2s}(t)\lambda_{\gamma E1} \end{aligned}$$

Unter der Annahme, daß der Zwischenzustand anfänglich unbesetzt ist, lauten die Lösungen :

$$\begin{aligned} P_{2s}(t) &= P_{2s}(0)e^{-\lambda_{2s}t} \\ P_{2s}^{\{2K,1L\}}(t) &= \frac{\epsilon\lambda_t P_{2s}(0)}{(\lambda_{2s} - \lambda_{eE1})} \left( e^{-\lambda_{eE1}t} - e^{-\lambda_{2s}t} \right) \end{aligned}$$



**Fig. 12.1:** Schematisches Zerfallsdiagramm des 2s - Niveaus leichter myonischer Atome bei Berücksichtigung des Elektronentransfers

$$\begin{aligned}
 P_{2p}(t) &= P_{2p}(0)e^{-\lambda_{2p}t} + P_{2s}(0) \cdot \\
 &\quad \left( \frac{\lambda_{\gamma E1}}{(\lambda_{2s} - \lambda_{2p})} - \frac{\epsilon \lambda_t}{(\lambda_{2s} - \lambda_{eE1})} \frac{\lambda_{eE1}}{(\lambda_{2s} - \lambda_{2p})} \right) (e^{-\lambda_{2p}t} - e^{-\lambda_{2s}t}) \\
 &\quad + P_{2s}(0) \left( \frac{\epsilon \lambda_t}{(\lambda_{2s} - \lambda_{eE1})} \frac{\lambda_{eE1}}{(\lambda_{eE1} - \lambda_{2p})} \right) (e^{-\lambda_{2p}t} - e^{-\lambda_{eE1}t})
 \end{aligned}$$

Die totale Ausbeute des  $K_\alpha$  - Übergangs erhält man, indem man  $P_{2p}(t)$  mit  $\lambda_{2p}$  multipliziert und über alle Zeiten integriert. Mit  $\lambda_t = \lambda_t(vp)$  folgt

$$\begin{aligned}
 Y_{2 \rightarrow 1}(vp) &= \lambda_{2p} \int_0^\infty P_{2p}(t) dt \\
 &= P_{2p}(0) + P_{2s}(0) \left( \frac{\lambda_{\gamma E1} + \epsilon \lambda_t(vp)}{\lambda_{2s}} \right)
 \end{aligned}$$

Hierbei stellt der erste Summand den aus der L - Serie stammenden, druckunabhängigen Hauptteil dar.

### 13 Verzeichnis der Quellen

- [AKY 78] V. R. Akylas, P. Vogel  
Comp. Phys. Commun. 15, 291 (1978)
- [AUY 68] M. Y. Au - Yang, M. L. Cohen  
Phys. Rev. 174, 468 (1968)
- [BAC 84] R. Bacher  
Z. Phys. A315, 135 (1984)
- [BAC 85] R. Bacher, D. Gotta, J. Missimer,  
N. C. Mukhopadhyay, L. M. Simons  
Phys. Rev. Lett. 54, 2087 (1985)
- [BAI 63] J. S. Baijal, J. A. Diaz, S. N. Kaplan, R. V. Pyle  
Il Nuovo Cimento 30, 711 (1963)
- [BAK 60] G. A. Baker  
Phys. Rev. 117, 1130 (1960)
- [BAR 84] K. M. Baarfoot, I. V. Mitchell, L. Avaldi, H. L. Eschbach,  
W. B. Gilboy  
Nucl. Instr. Meth. B5, 534 (1984)
- [BAR 85] A. Bárány, G. Astner, H. Cederquist, H. Danared, S. Huldt,  
P. Hvelplund, A. Johnson, H. Knudsen, L. Liljeby,  
K. - G. Rensfelt  
Nucl. Instr. Meth. B9, 397 (1985)
- [BAT 82] C. J. Batty  
Sov. J. Part. Nucl. 13, 71 (1982)
- [BER 75] A. Bertin, G. Carboni, A. Placci, E. Zavattini, U. Gastaldi,  
G. Gorini, G. Neri, O. Pitzurra, E. Polacco, G. Torelli,  
A. Vitale, J. Duclos, J. Picard  
Il Nuovo Cimento 26B, 433 (1975)
- [BET 57] H. A. Bethe, E. E. Salpeter  
Quantum Mechanics of One - and Two - Elektron Systems  
Handbuch der Physik 35, Herausgeber: S. Flügge  
Springer Verlag, Berlin (1957)
- [BOH 86] G. Bohnert, R. Decker, A. Hornberg, H. Pilkuhn, H. G. Schlaile  
Z. Phys. D2, 23 (1986)
- [BOR 54] A. H. de Borde  
Proc. Phys. Soc. London 67, 57 (1954)
- [BOR 85] E. Borie, B. Jödicke  
Programm PBAR, KfK - unveröffentlichter Bericht (1985)
- [BRA 82] L. Bracci, G. Fiorentini  
Phys. Rep. 86, 169 (1982)

- [BUR 53] G. R. Burbidge, A. H. de Borde  
Phys. Rev. 89, 189 (1953)
- [CAL 82] R. Callies, H. Daniel, F. J. Hartmann, W. Neumann  
Phys. Lett. 91A, 441 (1982)
- [CAR 66] T. A. Carlson, W. E. Hunt, M. O. Krause  
Phys. Rev. 151, 41 (1966)
- [CAR 70] T. A. Carlson, C. W. Nestor, N. Wassermann, J. D. McDowell  
At. Data 2, 63 (1970)
- [CHE 80] N. A. Cherepkov, L. V. Chernysheva  
Sov. J. Nucl. Phys. 32, 366 (1980)
- [COH 81] J. S. Cohen, R. L. Martin, W. R. Wadt  
Phys. Rev. A24, 33 (1981)
- [COH 83a] J. S. Cohen  
Phys. Rev. A27, 167 (1983)
- [COH 83b] J. S. Cohen, R. L. Martin, W. R. Wadt  
Phys. Rev. A27, 1821 (1983)
- [DAN 75] H. Daniel  
Phys. Rev. Lett. 35, 1649 (1975)
- [DAN 77] H. Daniel  
Phys. Rev. A15, 1338 (1977)
- [DAN 79] H. Daniel  
Z. Phys. A291, 29 (1979)
- [DAN 80a] H. Daniel  
Ann. Phys. 129, 303 (1980)
- [DAN 81a] H. Daniel  
Prog. Theor. Phys. 65, 1481 (1981)
- [DAN 81b] H. Daniel  
Z. Phys. A302, 195 (1981)
- [DAN 81c] H. Daniel, G. Fottner, H. Hagn, F. J. Hartmann, P. Stoeckel,  
W. Wilhelm  
Phys. Rev. Lett. 46, 720 (1981)
- [DEB 80] K. Debertin  
Physikalisch - Technische Bundesanstalt  
PTB - Ra - 12 (1980)
- [DZH 72] A. A. Dzhuraev, V. S. Evseev  
JETP 35, 615 (1972)
- [EGI 82] T. von Egidy, F. J. Hartmann  
Phys. Rev. A26, 2355 (1982)
- [EGI 84] T. von Egidy, D. H. Jakubassa - Amundsen, F. J. Hartmann  
Phys. Rev. A29, 455 (1984)

- [EHR 83] P. Ehrhart, F. J. Hartmann, E. Köhler, H. Daniel  
Z. Phys. A311, 259 (1983)
- [EIS 61] Y. Eisenberg, D. Kessler  
Il Nuovo Cimento 19, 1195 (1961)
- [ERI 72] T. E. O. Ericson, J. Hüfner  
Nucl. Phys. B47, 205 (1972)
- [FER 47] E. Fermi, E. Teller  
Phys. Rev. 72, 399 (1947)
- [FER 60] R. A. Ferrell  
Phys. Rev. Lett. 4, 425 (1960)
- [FOT 82] G. Fottner, H. Daniel, P. Ehrhart, H. Hagn, F. J. Hartmann,  
E. Köhler, W. Neumann  
Z. Phys. A304, 333 (1982)
- [FRI 63] Z. Fried, A. D. Martin  
Il Nuovo Cimento 29, 574 (1963)
- [GOR 74] V. N. Gorelkin, V. P. Smilga  
JETP 39, 586 (1974)
- [GRE 80] D. P. Grechukhin, A. A. Soldatov  
Sov. J. Nucl. Phys. 31, 518 (1980)
- [GRE 85] D. P. Grechukhin, S. V. Romanov, A. A. Soldatov  
JETP 62, 635 (1985)
- [GRE 86] D. P. Grechukhin, S. V. Romanov, A. A. Soldatov  
Sov. J. Nucl. Phys. 43, 240 (1986)
- [HAF 74a] P. K. Haff, T. A. Tombrello  
Ann. Phys. 86, 178 (1974)
- [HAF 74b] P. K. Haff, P. Vogel, A. Winther  
Phys. Rev. A10, 1430 (1974)
- [HAF 77] P. K. Haff, P. Vogel  
Phys. Rev. A15, 1336 (1977)
- [HAR 76] F. J. Hartmann, T. von Egidy, R. Bergmann, M. Kleber,  
H. - J. Pfeiffer, K. Springer, H. Daniel  
Phys. Rev. Lett. 37, 331 (1976)
- [HAR 82] F. J. Hartmann, R. Bergmann, H. Daniel, H. - J. Pfeiffer,  
T. von Egidy, W. Wilhelm  
Z. Phys. A305, 189 (1982)
- [HÜF 66] J. Hüfner  
Z. Phys. 195, 365 (1966)

- [HÜF 77] J. Hüfner, F. Scheck, C. S. Wu  
 Muonic Atoms  
 aus: Muon Physics I, Herausgeber: V. W. Hughes, C. S. Wu  
 Academic Press, New York (1977), S. 202
- [JAM 67] F. James, M. Roos  
 Programm MINUIT, CERN (1967)
- [JEC 86] B. Jeckelmann, T. Nakada, W. Beer, G. de Chambrier,  
 O. Elsenhans, K. L. Giovanetti, P. F. A. Goudsmit, H. J. Leisi,  
 A. Rüetschi, O. Piller, W. Schwitz  
 Phys. Rev. Lett. 56, 1444 (1986)
- [JOH 85] W. R. Johnson, G. Soff  
 At. Data Nucl. Data Tables 33, 405 (1985)
- [JON 84] E. Jones  
 Proceedings of the CERN accelerator school 1983, S. 79  
 Herausgeber: P. Bryant, S. Newman, CERN 84 - 15 (1984)
- [JUS 81] E. Justiniano, C. L. Cocke, T. J. Gray, R. D. DuBois, C. Can  
 Phys. Rev. A24, 2953 (1981)
- [KES 74] O. Keski - Rahkonen, M. O. Krause  
 At. Data Nucl. Data Tables 14, 139 (1974)
- [KIR 80] C. L. Kirschbaum, L. Wilets  
 Phys. Rev. A21, 834 (1980)
- [KNO 79] G. F. Knoll  
 Radiation Detection and Measurement  
 John Wiley & Sons, New York (1979)
- [KNU 81] H. Knudsen, H. K. Haugen, P. Hvelplund  
 Phys. Rev. A23, 597 (1981)
- [KÖH 84] T. Köhler, D. Rohmann  
 Programm FITOS (alt: Programm EVAL), CERN (1984)
- [KOL 66] A. A. Kolomensky, A. N. Lebedev  
 Theory of Cyclic Accelerators  
 North - Holland Publishing Company, Amsterdam (1966)
- [LED 78] C. M. Lederer, V. S. Shirley  
 Table of Isotopes (7. Auflage)  
 John Wiley & Sons, New York (1978)
- [LEF 84] P. Lefèvre  
 Proceedings of the CERN accelerator school 1983, S. 487  
 Herausgeber: P. Bryant, S. Newman, CERN 84 - 15 (1984)
- [LEO 74] M. Leon, R. Seki  
 Phys. Rev. Lett. 32, 132 (1974)

- [LEO 77a] M. Leon, R. Seki  
Nucl. Phys. A282, 445 (1977)
- [LEO 77b] M. Leon, J. H. Miller  
Nucl. Phys. A282, 461 (1977)
- [LEO 78] M. Leon  
Phys. Rev. A17, 2112 (1978)
- [LIC 69] A. J. Lichtenberg  
Phase - Space Dynamics of Particles  
John Wiley & Sons, New York (1969)
- [MAN 61] R. A. Mann, M. E. Rose  
Phys. Rev. 121, 293 (1961)
- [MAN 81] R. Mann, F. Folkmann, H. F. Beyer  
J. Phys. B14, 1161 (1981)
- [MAR 63] A. D. Martin  
Il Nuovo Cimento 27, 1359 (1963)
- [MIS 85] J. Missimer, L. M. Simons  
Phys. Rep. 118, 179 (1985)
- [MÖH 84] D. Möhl  
Proceedings of the CERN accelerator school 1983, S. 97  
Herausgeber: P. Bryant, S. Newmann, CERN 84 - 15 (1984)
- [MUK 77] N. C. Mukhopadhyay  
Phys. Rep. 30C, 1 (1977)
- [NEL 70] G. C. Nelson, B. G. Saunders, S. I. Salem  
At. Data 1, 377 (1970)
- [NIE 84] E. H. Nielsen, L. H. Andersen, A. Bárány, H. Cederquist,  
P. Hvelplund, H. Knudsen, K. B. MacAdam, J. Sørensen  
J. Phys. B17, L139 (1984)
- [NIE 86] A. Niehaus  
J. Phys. B19, 2925 (1986)
- [PAR 82] F. A. Parpia, W. R. Johnson  
Phys. Rev. A26, 1142 (1982)
- [PRI 83] M. H. Prior, R. Marrus, C. R. Vane  
Phys. Rev. A28, 141 (1983)
- [RIN 79] G. A. Rinker  
Comp. Phys. Commu. 16, 221 (1979)
- [RYU 80] H. Ryufuku, K. Sasaki, T. Watanabe  
Phys. Rev. A21, 745 (1980)
- [SCH 78] H. Schneuwly, V. I. Pokrovsky, L. I. Ponomarev  
Nucl. Phys. A312, 419 (1978)

- [SIM 87] L. M. Simons, R. Bacher, P. Blüm, D. Gotta, W. Kunold,  
M. Schneider  
The cyclotron trap: A device to produce high stop densities  
of exotic atoms  
(in Vorbereitung, 1987)
- [SIN 81] SIN Users' Handbook (1981)  
SIN Information - Documentation, CH - 5234 Villigen
- [TON 87] T. Tonuma, A. Yagishita, H. Shibata, T. Koizumi,  
T. Matsuo, K. Shima, T. Mukoyama, H. Tawara  
J. Phys. B20, L31 (1978)
- [VEI 73] WM. J. Veigele  
At. Data 5, 51 (1973)
- [VOG 75a] P. Vogel, P. K. Haff, V. Akylas, A. Winther  
Nucl. Phys. A254, 445 (1975)
- [VOG 75b] P. Vogel  
Phys. Lett. 58B, 52, (1975)
- [VOG 77] P. Vogel, A. Winther, V. Akylas  
Phys. Lett. 70B, 39 (1977)
- [VOG 80] P. Vogel  
Phys. Rev. A22, 1600 (1980)
- [ZSC 86] G. Zschornack, G. Musiol, W. Wagner  
Akademie der Wissenschaften der DDR  
Zentralinstitut für Kernforschung  
ZfK - 574 (1986)