

INAUGURAL-DISSERTATION  
zur  
Erlangung der Doktorwürde  
der  
Naturwissenschaftlich-Mathematischen  
Gesamtfakultät  
der  
Ruprecht-Karls-Universität  
Heidelberg

vorgelegt von  
Dipl.-Phys. Sven Toleikis  
aus Frankenthal (Pfalz)

Tag der mündl. Prüfung: 20.11.2002



# **Lebensdauermessungen metastabiler atomarer Zustände in heliumähnlichen schweren Ionen**

Gutachter:

Prof. Dr. Heinz-Dieter Liesen

Prof. Dr. Joachim Ullrich



---

**Lebensdauermessungen metastabiler atomarer Zustände in heliumähnlichen schweren Ionen:**

Die Messung von atomaren Lebensdauern eröffnet die Möglichkeit, diverse Aspekte der atomaren Struktur aber auch der Kernstruktur zu untersuchen.

Im Fall von He-ähnlichem Gold läßt sich die relativistische Feinstrukturaufspaltung  $2^3P_0$ - $2^3P_1$  untersuchen, da die Lebensdauer des metastabilen  $2^3P_0$ -Zustands durch Hyperfein-Mischen aufgrund des Kernspins  $I = 3/2^+$  von  $^{197}\text{Au}$  von dieser Feinstrukturaufspaltung abhängt. In He-ähnlichem Uran läßt sich hingegen die 2s-Lamb-Verschiebung untersuchen, da aufgrund des verschwindenden Kernspins in  $^{238}\text{U}$  kein Hyperfein-Mischen auftritt.

Basierend auf der Methode der Beam-Foil-Spektroskopie, wobei mithilfe eines Magnet-spektrometers der Vorteil von Teilchen-Röntgen-Koinzidenzen ausgenutzt werden konnte, ist an der Beschleunigeranlage der GSI in Darmstadt die Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands in heliumähnlichem Gold zu  $\tau = 22,08 \pm 0,96$  ps und in heliumähnlichem Uran zu  $\tau = 58,2 \pm 9,5$  ps bestimmt worden. Die experimentellen Resultate stimmen mit den theoretischen Vorhersagen überein.

Das Hyperfein-Mischen hängt auch vom magnetischen Moment des Kerns ab. Unter der Voraussetzung, daß die Feinstrukturaufspaltung genau genug bekannt ist, können durch Messungen der hyperfein-gemischten Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands umgekehrt Kern-g-Faktoren bestimmt werden.

**Lifetime Measurements of Metastable Atomic States in Helium-like Heavy Ions:**

The determination of atomic lifetimes offers the possibility to investigate various aspects of the atomic but also of the nuclear structure.

In the case of He-like gold, due to hyperfine quenching, it is possible to determine the  $2^3P_0$ - $2^3P_1$  fine-structure splitting from a measurement of the lifetime of the metastable, hyperfine-quenched  $2^3P_0$  state, since  $^{197}\text{Au}$  has a nuclear spin of  $I = 3/2^+$ . In He-like uranium it is possible to derive the 2s Lamb shift from the lifetime of the unperturbed  $2^3P_0$  state, because the nuclear spin of  $^{238}\text{U}$  is zero.

The experiments based on the method of beam foil spectroscopy have been performed at the GSI accelerator facility located in Darmstadt and have taken advantage of particle-x-ray coincidences using a charge state spectrometer. The following values for lifetime of the  $2^3P_0$  state have been measured:  $\tau = 22,08 \pm 0,96$  ps in the case of He-like gold and  $\tau = 58,2 \pm 9,5$  ps in the case of He-like uranium. These results are in agreement with theoretical predictions.

Under the assumption that the fine-structure splitting is known accurately enough, one can also derive nuclear g-factors from lifetime measurements of the hyperfine-quenched  $2^3P_0$  state as the effect of hyperfine quenching also depends on the nuclear magnetic moment.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>9</b>
<b>2</b>	<b>Struktur heliumähnlicher Atome</b>	<b>13</b>
2.1	Helium und heliumähnliche schwere Ionen . . . . .	13
2.2	Lebensdauer atomarer Zustände . . . . .	19
2.3	Einfluß des Kernspins . . . . .	22
2.4	Was ist Hyperfein-Mischen (Hyperfine Quenching)? . . . . .	22
<b>3</b>	<b>Beam-Foil-Spektroskopie</b>	<b>25</b>
3.1	Einführung . . . . .	25
3.2	Meßprinzip der Lebensdauerexperimente . . . . .	28
<b>4</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>33</b>
4.1	Produktion hochgeladener schwerer Ionen . . . . .	33
4.1.1	Ionisation und Ladungszustandsverteilung relativistischer, schwerer Ionen beim Durchgang durch Materie . . . . .	34
4.1.2	Beschleunigeranlage der GSI . . . . .	38
4.1.3	Geschwindigkeit der Ionen . . . . .	40
4.2	Experimenteller Aufbau in Cave A . . . . .	41
4.2.1	Targetbereich . . . . .	42
4.2.2	Das Magnetspektrometer . . . . .	46
4.2.3	Der Diamantdetektor als ortsauflösender Teilchenzähler . . . . .	51
4.2.4	Koinzidenzbildung . . . . .	58
<b>5</b>	<b>Messung an heliumähnlichem Gold</b>	<b>63</b>
5.1	Einleitung . . . . .	63
5.2	Durchführung und Analyse . . . . .	65
5.3	Resultat und Diskussion . . . . .	71
<b>6</b>	<b>Messung an heliumähnlichem Uran</b>	<b>77</b>
6.1	Einleitung . . . . .	77
6.2	Durchführung und Analyse . . . . .	80
6.3	Resultat und Diskussion . . . . .	82
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>85</b>



# 1 Einführung

Das Ziel einer wissenschaftlichen Arbeit liegt allgemein im erhofften Zugewinn an Erkenntnis und Wissen. Diese Arbeit versucht daher, einen weiteren Beitrag für das Verständnis der atomaren Struktur durch die Messung der Lebensdauer des metastabilen  $2^3P_0$ -Niveaus in heliumähnlichem Gold und Uran zu erreichen. Die zwei im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Experimente sind im Gegensatz zu Vorgängerexperimenten (Gold: [Marr95], Uran: [Mung86]) die ersten koinzidenten Lebensdauerermessungen.

Heute gilt die atomare Struktur nicht zuletzt durch die Quantenelektrodynamik (QED) als sehr gut verstanden. Daher stellt sich die Frage: *Warum mißt man atomare Lebensdauern in heliumähnlichen schweren Ionen?* Spezifiziert man diese Eingangsfrage genauer, so ergeben sich die weiteren folgenden Fragestellungen:

- Warum mißt man Lebensdauern und nicht Energien?
- Warum wird in He-ähnlichen Systemen gemessen und warum speziell in schweren He-ähnlichen Ionen?
- Warum wird der  $2^3P_0$ -Zustand gemessen und nicht ein anderer?
- Wie wird die Lebensdauer experimentell bestimmt?
- Was lernt man aus den gemessenen Lebensdauern?

Die Antwort auf die erste Frage besitzt sowohl einen theoretischen als auch einen experimentellen Aspekt. Das Interessante aus theoretischer Sicht dabei ist, daß Lebensdauern respektive Übergangswahrscheinlichkeiten auf einen unterschiedlichen Anteil der Wellenfunktion sensitiv sind, als es die Energie ist [Inde99]. Der Vergleich der experimentell bestimmten Lebensdauern mit den theoretischen Vorhersagen hilft, das Verständnis der in theoretischen Rechnungen benutzten Wellenfunktionen zu verbessern. Ein aus experimenteller Sicht wichtiger Punkt, wie in Kapitel 2 noch eingehender erläutert wird, ist die Möglichkeit, über die Messung von Lebensdauern indirekt Energieabstände von Zuständen zu bestimmen, deren direkte Spektroskopie experimentell nicht möglich ist.

Die Untersuchung heliumähnlicher Systeme ist der logische Ausgangspunkt, um einen tieferen Einblick in das atomare Mehrkörperproblem zu bekommen, da heliumähnliche Systeme die einfachsten Mehrelektronensysteme darstellen. Der Schritt vom experimentell sehr gut untersuchten Heliumatom zu schweren He-ähnlichen Ionen ist dabei nur konsequent, wenn man relativistische Effekte untersuchen will, wie zum

Beispiel die Feinstrukturaufspaltung, die in schwereren Atomen eine immer größere Rolle spielt. Wichtig dabei ist, daß mit der hier vorgestellten Messung diese Untersuchung von Argon ( $Z = 18$ ) [Marr72] über Vanadium ( $Z = 23$ ) [Goul74], Nickel ( $Z = 28$ ) [Dunf91], Krypton ( $Z = 36$ ) [Marr86], Niob ( $Z = 41$ ) [Simi93, Simi94], Silber ( $Z = 47$ ) [Marr89b, Birk93], Xenon ( $Z = 54$ ) [Marr89a] und Gadolinium ( $Z = 64$ ) [Inde92] auf Gold ( $Z = 79$ ) als das bisher schwerste Ion ausgeweitet werden konnte.

Metastabile Zustände sind dabei von besonderem Interesse, da Störungen, wie beispielsweise das Hyperfein-Mischen (hyperfine quenching), einen großen Einfluß auf die Lebensdauer dieser Zustände haben. Da, wie in Kapitel 2 erläutert wird, der Effekt des Hyperfein-Mischens aufgrund der Hyperfeinwechselwirkung auch von der Größe der Feinstrukturaufspaltung der Zustände  $2^3P_0$  und  $2^3P_1$  abhängt, läßt sich über eine Messung der Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustand die relativistische Feinstrukturaufspaltung indirekt bestimmen. Dies setzt voraus, daß die durch einen Kernspin entstehende Hyperfeinwechselwirkung genau genug berechnet werden kann. Aus diesem Grund wird auch die Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands gemessen, da in He-ähnlichen schweren Ionen der  $2^3P_0$ -Zustand metastabil ist, im Gegensatz zu Helium, wo der  $2^1S_0$ - und der  $2^3S_1$ -Zustand metastabil sind.

Eine andere Zielsetzung ergibt sich für das zweite Experiment an He-ähnlichem Uran. Aufgrund des fehlenden Kernspins im  $^{238}\text{U}$ -Isotop findet kein Hyperfein-Mischen statt. Die Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands in He-ähnlichem Uran hängt daher hauptsächlich vom Energieabstand der Zustände  $2^3P_0$  ( $1s_{1/2}2p_{1/2}$ ) und  $2^3S_1$  ( $1s_{1/2}2s_{1/2}$ ) ab. Aus dieser Energiedifferenz läßt sich die  $2s$ -Lamb-Verschiebung ermitteln, mit der die QED in starken elektrischen Feldern getestet werden kann. Für  $2s$ -Zustände in Uran beträgt die elektrische Feldstärke bereits  $E \approx 10^{15}$  V/cm im Gegensatz zu Helium, wo die elektrische Feldstärke nur  $E \approx 10^{10}$  V/cm beträgt.

Allgemein stellen aus experimenteller Sicht solche Messungen eine Herausforderung dar, weil die Produktion von He-ähnlichen Gold- oder Uranionen keineswegs trivial ist und einen hohen apparativen Aufwand bedeuten. Prinzipiell lassen sich höchstgeladene, schwere Ionen auf zweierlei Arten herstellen. Der eine Weg ist eine „Electron Beam Ion Source/Trap“ (EBIS, EBIT), in der die Ionen durch einen Elektronenstrahl geeigneter Energie ( $E \approx 200$  keV) und Intensität ( $I \approx 250$  mA) *sukzessive* ionisiert werden und durch die entstehende Raumladung des Elektronenstrahls selbst und einem zusätzlichen Magnetfeld festgehalten werden können (siehe z.B. [Schn99]). Für die beiden hier vorgestellten Lebensdauerermessungen wäre eine EBIS oder EBIT jedoch nicht praktikabel. Die zu messenden Lebensdauern des  $2^3P_0$ -Zustands sind mit  $\tau \approx 23$  ps im Fall von Gold und mit  $\tau \approx 56$  ps im Fall von Uran zu kurz, um die exponentiell abfallende Intensität der Photonen detektieren zu können, da die Anregung des  $2^3P_0$ -Zustands wegen der schrittweisen Ionisation nicht ausreichend *zeitlich definiert* erfolgt.

Der zweite Weg zur Erzeugung von höchstgeladenen Ionen bietet eine Beschleunigeranlage, wie beispielsweise die an der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt. Hier werden höchstgeladene schwere Ionen dadurch erzeugt, daß anfänglich niedrig geladene Ionen auf ausreichend hohe Geschwindigkeiten beschleunigt werden, bei denen es dann möglich wird, weitere Elektronen des Ions bei der Durchque-

---

rung geeigneter Targets abzustreifen. Dadurch lassen sich an der GSI, wie in Kapitel 4 beschrieben wird, Ionenstrahlen jeglichen Ladungszustands erzeugen. Die Benutzung eines Ionenstrahls impliziert damit auch das Meßprinzip, das den zwei hier vorgestellten Lebensdauerexperimenten zugrunde liegt, nämlich das der *Beam-Foil-Spektroskopie*. Diese Technik besitzt eine Eigenschaft, die, wie in Kapitel 3 erläutert wird, für Lebensdauermessungen unentbehrlich ist: die *zeitlich und räumlich definierte* Anregung des Zustands, dessen Lebensdauer gemessen werden soll.

Gegenüber bisherigen auf der Beam-Foil-Spektroskopie basierenden Lebensdauer-messungen (z.B. [Goul74, Mung86, Marr89b, Inde92, Birk93]) besitzt der Aufbau der hier präsentierten Experimente, der in Kapitel 4 detailliert beschrieben wird, einen bisher nicht genutzten Vorteil. Dieser besteht darin, mit einem Magnetspektrometer und einem neu entwickelten, ortsempfindlichen Diamantdetektor die vom Zerfall des angeregten Zustands emittierten Photonen in Koinzidenz mit He-ähnlichen Ionen nachweisen zu können, um damit eine wirksame Untergrundbereinigung der aufgenommenen Energiespektren zu erzielen. In dieser Hinsicht stellen die zwei hier vorgestellten Lebensdauerexperimente die bisher „saubersten“ Lebensdauer-messungen dar, wie in den Kapiteln 5 und 6 zu sehen sein wird.

Im abschließenden Kapitel 7 werden die Ergebnisse dieser beiden Lebensdauerexperimente im Hinblick auf die letzte Frage der obigen Liste diskutiert. In diesem Zusammenhang wird auch deutlich werden, daß das theoretische Verständnis noch weiterer Verbesserungen bedarf, speziell was die Berechnung von Übergangswahrscheinlichkeiten in schweren He-ähnlichen Ionen anbelangt. Aber auch Kerneffekte können einen nennenswerten Einfluß auf die Lebensdauer atomarer Zustände haben, was es notwendig macht, diese mit einer Genauigkeit zu bestimmen, die in einigen Fällen über die bisher erreichte hinausgeht.



## 2 Struktur heliumähnlicher Atome

### 2.1 Helium und heliumähnliche schwere Ionen

Helium ist das leichteste der chemisch nicht oder kaum reaktiven Edelgase, da es eine abgeschlossene Elektronenschale besitzt, in diesem Fall die mit zwei Elektronen voll besetzte K-Schale. Entdeckt wurde Helium von P.J.C. Janssen (1824-1907) in der Korona der Sonne während einer 1868 in Indien beobachteten totalen Sonnenfinsternis anhand einer neuen Absorptionslinie ( $\lambda = 587,49$  nm) im Sonnenspektrum, die keinem damals bekanntem Element des Periodensystems zugeordnet werden konnte - daher auch sein Name vom griechischen Wort für Sonne: „helios“. Es sollte bis zum Jahr 1895 dauern, als W. Ramsey (1852-1916) in einem Gas, das durch eine chemische Reaktion mit Uranmineralien entstanden war, Helium aufgrund der gleichen Absorptionslinie auch auf der Erde nachweisen konnte. Heute weiß man, daß dieses Helium von  $\alpha$ -Zerfällen des Urankerns stammt.

Das Heliumatom spielt aus atomphysikalischer Sicht eine wichtige Rolle. Denn im Gegensatz zum Wasserstoffatom, für das eine exakte analytische Lösung mit der Schrödinger-Gleichung existiert, ist Helium als Atom bestehend aus Atomkern und zwei Elektronen bereits ein Dreikörperproblem, das *keine analytische Lösung* mehr besitzt, sondern nur durch *Näherungen* gelöst werden kann. Helium oder allgemeiner heliumähnliche Ionen sind die einfachsten Mehrelektronensysteme, bei denen die korrelierte Wechselwirkung der beiden Elektronen im Coulomb-Feld des Atomkerns untersucht werden kann. Sie sind daher Gegenstand vieler experimenteller und theoretischer Arbeiten. Speziell schwere heliumähnliche Ionen, wie heliumähnliches Gold und Uran, bei denen vor allem relativistische Effekte eine verstärkte Rolle spielen, sind ideale Untersuchungsobjekte, um interelektronische Korrelationseffekte in sehr großen elektromagnetischen Feldern zu studieren.

Die Elektron-Elektron-Coulomb-Wechselwirkung, die für ein Zweielektronensystem in der nicht-relativistischen Schrödinger-Gleichung

$$H\psi = E\psi, \quad H = \sum_{i=1}^2 \left( \frac{\vec{p}_i^2}{2m} - \frac{Ze^2}{r_i} \right) + \frac{e^2}{r_{12}} \quad (2.1)$$

durch den Term  $e^2/r_{12}$  repräsentiert wird - hierbei ist  $H$  der Hamilton-Operator,  $Z$  die Kernladungszahl und  $m$  die Masse des Elektrons - hat dabei einen nicht unwesentlichen Einfluß auf das Termschema von Helium und He-ähnlichen Ionen. Durch Weg-

lassen dieses interelektronischen Wechselwirkungsterms ergäbe sich nach der Schrödinger-Gleichung für Helium eine Gesamtbindungsenergie von  $E_B = -2 \cdot Z^2 \cdot 13,6 \text{ eV} = -108,8 \text{ eV}$ . Tatsächlich beträgt mit Berücksichtigung dieses Terms die Gesamtbindungsenergie nur  $E_B = -(24,6 + 54,4) \text{ eV} = -79 \text{ eV}$ , wobei für die Ionisierung des ersten Elektrons in Helium eine Energie von  $24,6 \text{ eV}$  und für die des zweiten Elektrons das Vierfache der Bindungsenergie eines Elektrons im Grundzustand des Wasserstoffatoms notwendig ist. Für den Grundzustand in Helium beträgt der Beitrag der Elektron-Elektron-Coulomb-Wechselwirkung demnach rund 20 %. Dieser Einfluß wird für schwerere He-ähnliche Ionen kleiner, da durch die größere Kernladungszahl  $Z$  die Coulomb-Wechselwirkung zwischen Kern und Elektron mehr und mehr dominiert. Für schwere He-ähnliche Ionen beginnen dafür die relativistischen Effekte eine immer größere Rolle zu spielen.

Berücksichtigt man im Hamilton-Operator relativistische Korrekturen bis zur Ordnung  $(v/c)^2$  - basierend auf einen 1948 von G. Breit eingeführten Operator - so ergibt sich für ihn in dieser Näherung folgende Form [Beth77, Shev02]:

$$H = H_0 + H_1 + H_2 + H_3 + H_4 + H_5, \quad (2.2)$$

mit

$$\begin{aligned} H_0 &= \frac{1}{2m}(\vec{p}_1^2 + \vec{p}_2^2) - \frac{Ze^2}{r_1} - \frac{Ze^2}{r_2} + \frac{e^2}{r_{12}}, \\ H_1 &= -\frac{1}{8m^3c^2}(\vec{p}_1^4 + \vec{p}_2^4), \\ H_2 &= -\frac{e^2}{2m^2c^2} \frac{1}{r_{12}} \left[ \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2 + \frac{(\vec{r}_{12} \cdot \vec{p}_1)(\vec{r}_{12} \cdot \vec{p}_2)}{r_{12}^2} \right], \\ H_3 &= \frac{Z\pi e\hbar^2}{2m^2c^2} [\delta(\vec{r}_1) + \delta(\vec{r}_2)] - \frac{\pi e\hbar^2}{m^2c^2} \delta(\vec{r}_{12}), \\ H_4 &= \frac{e^2\hbar}{2m^2c^2} \left( \frac{Z}{r_1^3} [\vec{r}_1 \times \vec{p}_1] - \frac{1}{r_{12}^3} [\vec{r}_{12} \times \vec{p}_1] + \frac{2}{r_{12}^3} [\vec{r}_{12} \times \vec{p}_2] \right) \vec{s}_1 \\ &\quad + \frac{e^2\hbar}{2m^2c^2} \left( \frac{Z}{r_2^3} [\vec{r}_2 \times \vec{p}_2] - \frac{1}{r_{12}^3} [\vec{r}_{12} \times \vec{p}_2] + \frac{2}{r_{12}^3} [\vec{r}_{12} \times \vec{p}_1] \right) \vec{s}_2, \\ H_5 &= \frac{e^2\hbar^2}{m^2c^2} \left( -\frac{8\pi}{3} \vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2 \cdot \delta(\vec{r}_{12}) \right) + \frac{e^2\hbar^2}{m^2c^2} \frac{1}{r_{12}^3} \left[ \vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2 - \frac{3(\vec{s}_1 \cdot \vec{r}_{12})(\vec{s}_2 \cdot \vec{r}_{12})}{r_{12}^2} \right]. \end{aligned}$$

Hierbei sind  $\vec{p}_{1,2}$  die Impulsoperatoren der Elektronen und  $\vec{s}_{1,2}$  ihre jeweiligen Spinoperatoren. Der Term  $H_0$  ist der bekannte Hamilton-Operator der nicht-relativistischen Schrödinger-Gleichung, während die anderen Terme relativistische Effekte repräsentieren:

- $H_1$ : Dieser Teil des Hamilton-Operators berücksichtigt die relativistische Geschwindigkeitsabhängigkeit der Elektronenmasse  $m$ .
- $H_2$ : Dieser Term stellt die Retardierung der elektromagnetischen Wechselwirkung dar.
- $H_3$ : Dies ist der sogenannte Darwin- oder Kontaktterm, für den es klassisch kein

## 2.1. HELIUM UND HELIUMÄHNLICHE SCHWERE IONEN

Analogon gibt. Er sorgt für eine Energieverschiebung der  $s$ -Zustände ( $l = 0$ ).

- $H_4$ ,  $H_5$ : Diese von den Elektronenspins  $\vec{s}_{1,2}$  abhängigen Terme beschreiben die magnetische Wechselwirkung, d.h. die Spin-Bahn-, die Bahn-Bahn- und die Spin-Spin-Kopplungen.

Die spinabhängigen Terme  $H_4$  und  $H_5$  sind dafür verantwortlich, daß das  $^3P$ -Niveau in Helium energetisch aufspaltet. Das resultierende Singulett-Triplett-Anregungsschema für Helium ist in Abb. 2.1 dargestellt.

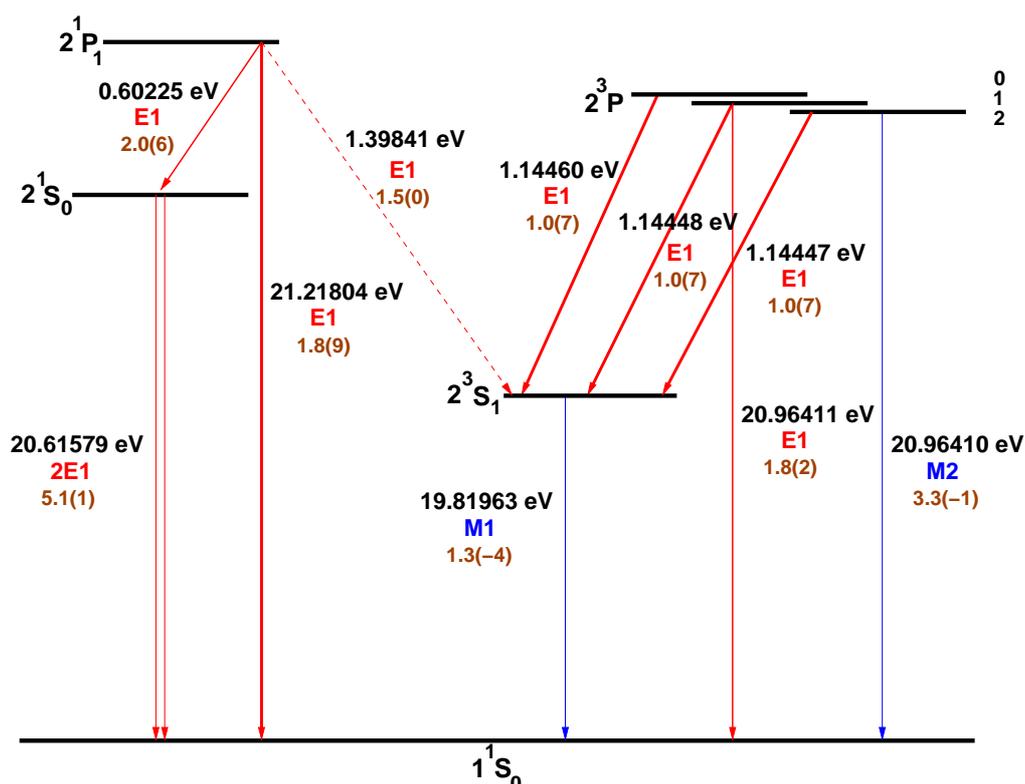


Abbildung 2.1: Das Termschema von Helium für den Fall, daß ein Elektron in den  $n = 2$  Zustand angeregt wird. Zu sehen sind die wichtigsten Übergänge inklusive ihrer Energien in eV, der Art der Multipolstrahlung und der Übergangswahrscheinlichkeiten in  $1/s$ , wobei die Zahlen in den Klammern die zugehörige Zehnerpotenz angeben [John95]. Bei reiner  $LS$ -Kopplung dürfte es den  $E1$ -Übergang ( $2^1P_1$ - $2^3S_1$ ) nicht geben, da Übergänge mit  $\Delta S = 1$  strikt verboten sind. Weil aber selbst in Helium relativistische Effekte eine kleine Rolle spielen (Feinstrukturaufspaltung:  $\approx 10^{-4}$  eV), existiert dieser Interkombinationsübergang, dessen Übergangswahrscheinlichkeit jedoch gegenüber den  $2^3P_{0,1,2}$ - $2^3S_1$ -Übergängen um den Faktor  $10^{-7}$  unterdrückt ist.

Die durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung (Term  $H_4$ ) verursachte Feinstrukturaufspaltung  $2^3P_0$ - $2^3P_1$  beträgt in Helium  $E_{01} = 1,22485 \cdot 10^{-4}$  eV [Mart87]. Da die Spin-Bahn-Wechselwirkung  $H_4$  mit  $Z^4$  skaliert<sup>1</sup>, ist die Feinstrukturaufspaltung für He-ähnliches

<sup>1</sup>Genau genommen skaliert tatsächlich nur die  $2^3P_2$ - $2^3P_0$ -Feinstrukturaufspaltung mit  $Z^4$ , wie in Abb. 2.2 eindeutig zu sehen ist.

Gold und Uran höher, nämlich  $E_{01} = 53,89$  eV für Gold [John97] und  $E_{01} = 109,56$  eV für Uran [John95]. Betrachtet man die isoelektronische Reihe von Helium, so ist die Situation tatsächlich komplizierter, da der Mechanismus der Addition von Bahndrehimpulsen  $\vec{l}_{1,2}$  und Spins  $\vec{s}_{1,2}$  mit größer werdender Kernladungszahl  $Z$  sich von anfänglicher  $LS$ -Kopplung zur  $jj$ -Kopplung verschiebt. Die Abb. 2.2 zeigt hierzu die Energiedifferenz aller mit  $n = 2$  angeregten Zustände zum  $2^3P_0$ -Niveau als Funktion der Kernladungszahl  $Z$ . Dabei kommt es zu Niveaureuzungen, auf deren Bedeutung jedoch erst in Abschnitt 2.4 näher eingegangen wird. Aus Konventionsgründen wird die Nomenklatur der  $LS$ -Kopplung auch für die schweren He-ähnlichen Ionen Gold und Uran trotz vorherrschender  $jj$ -Kopplung im weiteren beibehalten.

Wie anhand des Breit-Operators (Gl. 2.2) deutlich wird, stellen die zu lösenden Breit-Gleichungen schon für Helium ein kompliziertes, nicht analytisch lösbares Problem dar. Der dazu analoge noch kompliziertere, vollständig relativistische Breit-Dirac-Hamilton-Operator läßt sich für ein Zweielektronensystem näherungsweise wie folgt darstellen [Shev02]:

$$H = \sum_{i=1}^2 \left( \hat{\alpha}_i \vec{p}_i + \hat{\beta}_i mc^2 - \frac{Ze^2}{r_i} \right) + \frac{e^2}{r_{12}} + H_B, \quad (2.3)$$

$$H_B = -e^2 \sum_{i \neq j} \left( \frac{\hat{\alpha}_i \hat{\alpha}_j}{r_{ij}} + \frac{(\hat{\alpha}_i \cdot \nabla_i)(\hat{\alpha}_j \cdot \nabla_j) r_{ij}}{2} \right). \quad (2.4)$$

Hierbei sind  $\hat{\alpha}_{i,j}$  und  $\hat{\beta}_i$  die Dirac-Matrizen und  $H_B$  der Breitoperator (Gl. 2.2), dessen zwei Terme die magnetische Wechselwirkung zwischen den Elektronen und Retardierungseffekte der  $e^-e^-$ -Coulomb-Wechselwirkung berücksichtigen.

Die Methoden, um ausgehend von den hier dargestellten Operatoren (Gl. 2.2 und Gl. 2.3) die tatsächliche atomare Struktur in einem Mehrkörpersystem zu berechnen, sind vielfältig und heutzutage vor allem Computer- bzw. Code-basiert, d.h. sie versuchen das Problem numerisch zu lösen, wie zum Beispiel

- RMBPT: „Relativistic Many-Body Perturbation Theory“ [Gold57, Kell63, Fett71, Heul86, John86, John88a, John88b],
- MCDF: „Multi-Configuration Dirac-Fock“ Methode [Gran88, Desc93, Inde95],
- RCI: „Relativistic Configuration Interaction“ Methode [Chen94, Chen96],
- BSQED: „Bound-State“ Quantenelektrodynamik (QED) [Mohr98].

Die jeweiligen Methoden besitzen durch die Art, wie sie versuchen, das (relativistische) Mehrkörperproblem zu lösen, Vor- und Nachteile, wobei die Genauigkeit der theoretischen Berechnungen meistens besser ist als die der Experimente. Dies gilt vor allem für He-ähnliche Ionen mit  $Z \gg 2$ . Eine Ausnahme bilden Systeme, bei denen Laserspektroskopie möglich ist. Hier ist die experimentelle Genauigkeit teilweise besser als die theoretische wie z.B. in Helium [Sans90, Lich91, Dorr97, Eike97]. Eine eingehendere Diskussion zu den verschiedenen theoretischen Methoden ist zum Beispiel in [Inde99] zu finden.

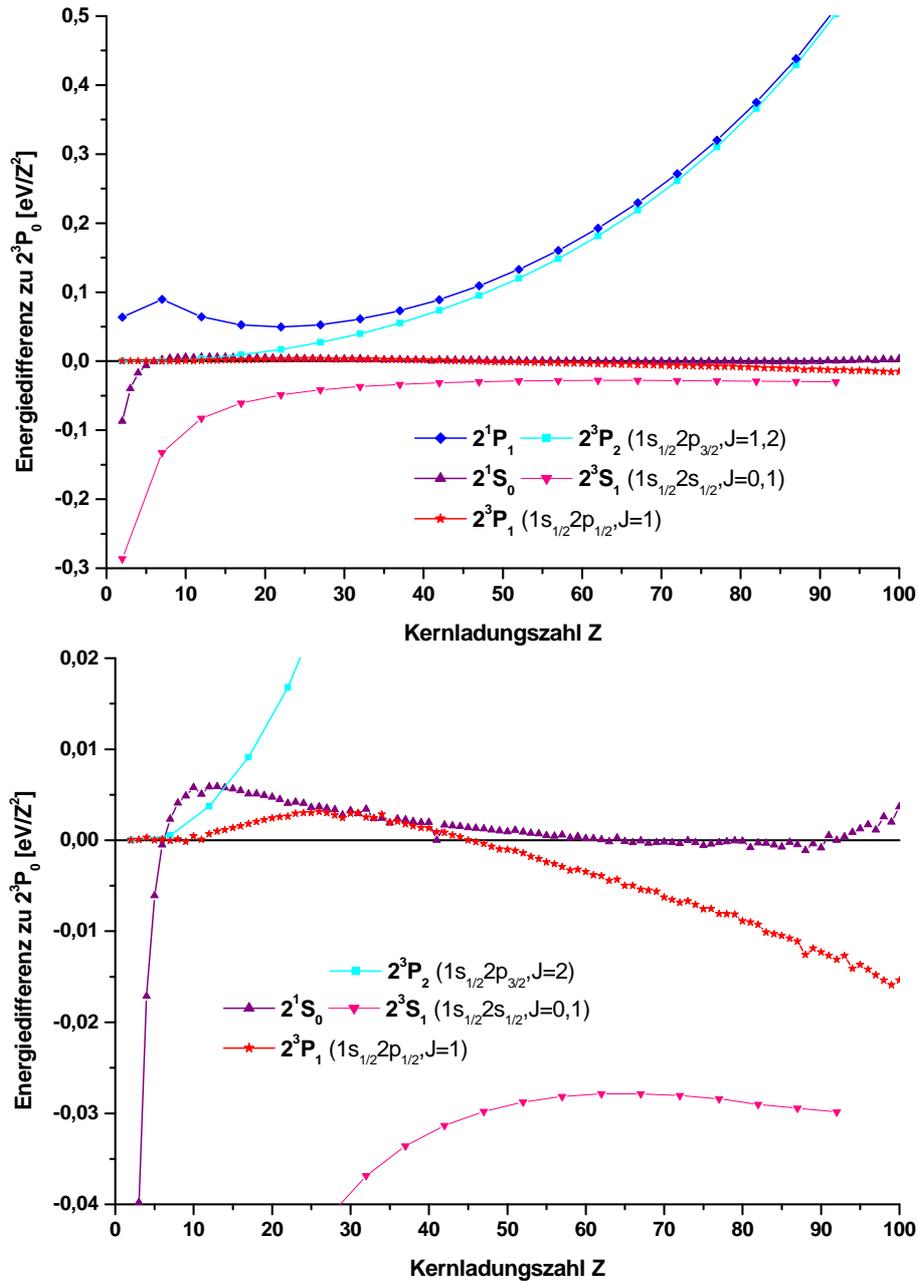


Abbildung 2.2: Die Energieabstände der angeregten  $n = 2$  Zustände zum  $2^3P_0$ -Zustand in [eV/ $Z^2$ ] als Funktion der Kernladungszahl  $Z$ . Das obere Bild zeigt den Verlauf aller angeregten  $n = 2$  Zustände, während das untere Bild die Situation für kleinere Energieabstände im Detail zeigt. Die dazugehörigen Werte sind [John95] entnommen. Das bekannte  $Z^4$ -Skalierungsverhalten gilt tatsächlich nur für die  $2^3P_2$ - $2^3P_0$ -Feinstrukturaufspaltung, während die  $2^3P_1$ - $2^3P_0$ -Feinstrukturaufspaltung eine kompliziertere Abhängigkeit von der Kernladungszahl  $Z$  zeigt.

Die Berechnung der QED-Korrekturen in He-ähnlichen Ionen hat das gleiche Pro-

blem, daß zu den jeweiligen Einelektronbeiträgen zusätzlich die Wechselwirkung der Elektronen untereinander mitberücksichtigt werden muß. Mittlererweile ist durch die heute verfügbare Computerleistung die Genauigkeit der Berechnung von QED-Beiträgen in einem Zweielektronensystem mit der in einem Einelektronensystem vergleichbar. Der Gesamtbeitrag der QED in einem Zweielektronensystem kann als Summe zweier unabhängiger Einelektronbeiträge und eines Zweielektronenbeitrags dargestellt werden, wobei der Zweielektronenbeitrag die Wechselwirkung der Elektronen untereinander mitberücksichtigt. Die wichtigsten Beiträge in einem Zweielektronensystem sind in Abb. 2.3 dargestellt und zeigen nicht nur die reinen QED-Beiträge sondern auch die relativistische Wechselwirkung der Elektronen untereinander. Die Darstellung erfolgt mithilfe von Feynman-Diagrammen, wobei die Anzahl der berücksichtigten Photonenlinien die Ordnung angibt. Da es sich um eine elektromagnetische Wechselwirkung handelt, wird jeweils mit der Feinstrukturkonstanten  $\alpha \approx 1/137$  gewichtet. Die in Abb. 2.3 dargestellten Doppellinien geben an, daß das geladene Teilchen (Elektron) sich im Potentialfeld des Kerns befindet.

Zu den QED-Beiträgen sind für die Berechnung der atomaren Struktur noch Kernkorrekturen zu berücksichtigen, da der Atomkern eine endliche Größe besitzt und sich im Atom mitbewegt. Wie sich im Kapitel 5 noch zeigen wird, muß zusätzlich der Bohr-Weisskopf-Effekt in dieser Strukturberechnung berücksichtigt werden, der dadurch auftritt, daß die Magnetisierung des Kerns nicht in einem Punkt lokalisiert ist, sondern eine über das Kernvolumen ausgedehnte Verteilung aufweist. Diese Kernkorrekturen werden üblicherweise unter dem Begriff der QED-Korrekturen subsummiert. Die Zusammenfassung aller Korrekturen erlaubt es, den sich ergebenden Unterschied zur Lösung der Dirac-Gleichung, in der von einem punktförmigen Atomkern ausgegangen wird, in einem einzigen Wert auszudrücken. Dieser wird allgemein als *Lamb-Verschiebung* bezeichnet.

Wie bereits erwähnt und noch detaillierter im Kapitel 6 beschrieben wird, läßt sich durch die Messung der Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands in He-ähnlichen Ionen ohne Kernspin die  $2^3P_0$ - $2^3S_1$ -Energiedifferenz bestimmen. Im ersten Experiment [Mung86] wurde über die so bestimmte  $2^3P_0$ - $2^3S_1$ -Energiedifferenz ein Wert für die  $2s$ -Lamb-Verschiebung in einem Einelektronensystem extrahiert. Damit dies möglich ist, sind folgende Annahmen erforderlich:

- die in Abb. 2.3 (c) gezeigten Zweielektronenbeiträge sind schon in 1. Ordnung für  $2s$ -Niveaus vernachlässigbar;
- die in Abb. 2.3 (b) gezeigten Einelektronbeiträge sind die gleichen wie in einem reinen Einelektronensystem und ergeben alleine schon die  $2s$ -Lamb-Verschiebung, während die Beiträge 2. Ordnung auf dem bisher erreichten Genauigkeitsniveau noch keine Rolle spielen;
- die relativistischen Effekte (Abb. 2.3 (a)) werden bereits vollständig durch die Dirac-Lösung repräsentiert und können von den reinen QED-Effekten vollständig getrennt werden.

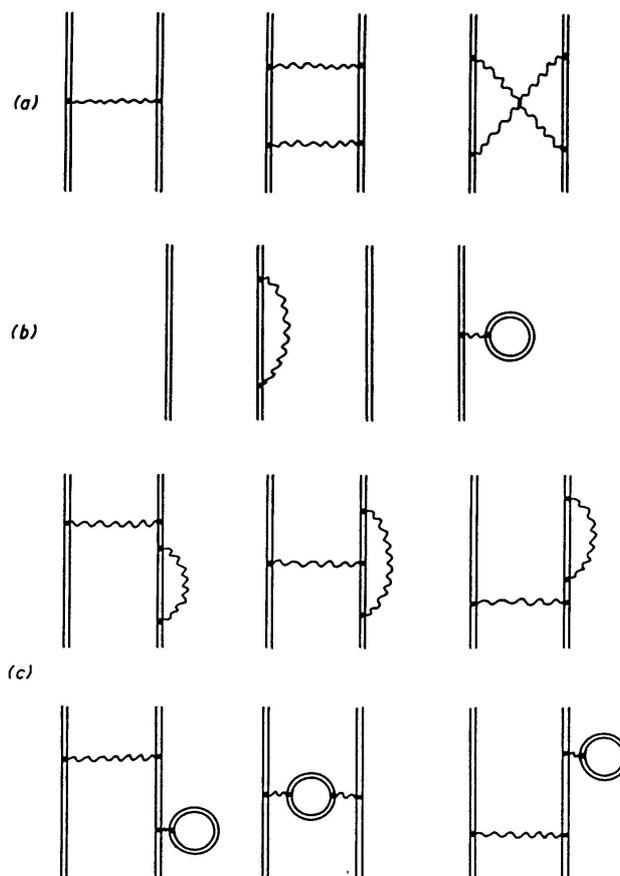


Abbildung 2.3: Feynman-Diagramme der wichtigsten Ein- und Zweiphotonenbeiträge in einem Zweielektronensystem. Die Diagramme (a) repräsentieren die relativistischen Beiträge der Elektron-Elektron-Wechselwirkung bis zur 2. Ordnung  $\alpha^2$ . Die zwei Diagramme (b) stellen die Einphoton-QED-Beiträge (1. Ordnung  $\alpha$ ) aufgrund der Selbstenergie und der Vakuumpolarisation im Potential des Kerns dar. Die Diagramme (c) sind Zweielektronen-QED-Effekte (1. Ordnung  $\alpha$ ) in Analogie zu den Einphoton-QED-Beiträgen, nur daß diesmal auch die Präsenz des zweiten Elektrons mitberücksichtigt wird.

Unter Berücksichtigung der erreichten experimentellen *und* theoretischen Genauigkeiten sind diese Annahmen bisher gültig, wie die im Experiment erzielten Ergebnisse in Kapitel 6 zeigen werden.

## 2.2 Lebensdauer atomarer Zustände

Die Lebensdauer  $\tau_k$  eines angeregten Zustands  $k$ , der nur radiativ zerfallen kann, ergibt sich aus dem Kehrwert der Summe aller Übergangswahrscheinlichkeiten  $A_{ik}$  für alle

möglichen radiativen Zerfälle des angeregten Zustands  $k$ :

$$\tau_k = \left[ \sum_{i < k} A_{ik} \right]^{-1}. \quad (2.5)$$

Die Größe der Übergangswahrscheinlichkeit  $A_{ik}$  wird dabei im wesentlichen durch zwei Faktoren bestimmt. Der erste Faktor ergibt sich durch die quantenmechanische Struktur des Atoms selbst, nämlich, daß Zustandsänderungen  $k \rightarrow i$  durch Photonenemission gewissen Auswahlregeln unterliegen, wonach nur bestimmte Änderungen der Quantenzahlen erlaubt sind. Diese basieren auf Erhaltungssätzen und erlauben für die Quantenzahlen

- Parität  $P$
- Gesamtdrehimpuls  $J$
- Projektion  $M$  des Gesamtdrehimpulses

der beteiligten Zustände für elektrische ( $E$ ) und magnetische ( $M$ ) Strahlung der Multipolordnung  $\kappa$  nur folgende Änderungen beim Übergang  $J \rightarrow J'$ :

$$\Delta P = \begin{cases} (-1)^\kappa & \text{bei } E\kappa\text{-Strahlung} \\ -(-1)^\kappa & \text{bei } M\kappa\text{-Strahlung} \end{cases} \quad (2.6)$$

$$\Delta J = 0, \pm 1, \dots, \pm \kappa, \quad J + J' \geq \kappa \quad (2.7)$$

$$\Delta M = 0, \pm 1, \dots, \pm \kappa. \quad (2.8)$$

Zusätzlich existieren, je nachdem wie sich die Bahndrehimpulse  $\vec{l}_{i,k}$  und die Spins  $\vec{s}_{i,k}$  zu einem Gesamtdrehimpuls  $\vec{J}_{i,k}$  koppeln, weitere Auswahlregeln. So gilt zusätzlich im  $LS$ -Kopplungsschema für elektrische  $E\kappa$ -Übergänge:

$$\Delta L = \pm 1, \dots, \pm \kappa, \quad J + J' \geq \kappa \quad (2.9)$$

$$\Delta S = 0, \quad (2.10)$$

und für magnetische  $M\kappa$ -Übergänge:

$$\Delta L = 0, \pm 1, \dots, \pm(\kappa - 1), \quad J + J' \geq \kappa - 1 \quad (2.11)$$

$$\Delta S = 0, \pm 1, \dots, \pm(\kappa - 1), \quad S + S' \geq \kappa - 1. \quad (2.12)$$

Eine Folge davon ist, daß ein Übergang  $J = 0 \rightarrow J = 0$ , wie der  $2^3P_0 - 1^1S_0$ -Übergang, für elektrische Dipolstrahlungen ( $E1$ ) verboten ist. Dies ist einer der Gründe, warum in schweren He-ähnlichen Ionen der  $2^3P_0$ -Zustand metastabil wird. Die Auswahlregeln legen somit für jeden angeregten Zustand die möglichen Multipolstrahlungen des radiativen Zerfalls fest.

Der zweite Faktor, der den Wert von  $A_{ik}$  wesentlich mitbestimmt, ist die Energiedifferenz  $\Delta E = E_b - E_a$  der beteiligten Zustände  $|a\rangle$  und  $|b\rangle$ . So ergibt sich im Rahmen der QED für die Wahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit und Raumwinkelement  $d\Omega$ , daß ein

## 2.2. LEBENSDAUER ATOMARER ZUSTÄNDE

Einphotonenübergang vom angeregten Zustand  $|a\rangle$  in den Endzustand  $|b\rangle$  stattfindet, folgendes Matrixelement [Akhi65, Saku84]:

$$dA = \frac{e^2 \omega}{2\pi \hbar c} \left| \langle b | \hat{\alpha} \vec{\epsilon} e^{-i \vec{k} \cdot \vec{r}} | a \rangle \right|^2 d\Omega. \quad (2.13)$$

Hierbei ist  $\omega = (E_b - E_a)/\hbar$  die Frequenz des emittierten Photons und  $\vec{\epsilon}$  sein Polarisationsvektor. Mit  $\hat{\alpha}$  sind die Dirac-Matrizen gemeint und  $\vec{k}$  ist der Impulsvektor des Photons.  $|a\rangle$  und  $|b\rangle$  sind die relativistischen Wellenfunktionen, die man als Lösungen der Dirac-Gleichung erhält.

In einer nicht-relativistischen Näherung lassen sich folgende Ersetzungen vornehmen:

$$e^{-i \vec{k} \cdot \vec{r}} \rightarrow 1, \quad \hat{\alpha} \vec{\epsilon} e^{-i \vec{k} \cdot \vec{r}} \rightarrow \vec{p} \vec{\epsilon} / mc, \quad \vec{p} \rightarrow -im \vec{r},$$

wobei  $\vec{p}$  der Impuls des Elektrons ist. Dadurch ergibt sich für die Übergangswahrscheinlichkeit eines  $E1$ -Übergangs der bekannte kubische Zusammenhang mit der Frequenz  $\omega$  des abgestrahlten Photons [Akhi65]:

$$A(E1) = \frac{4}{3} \frac{e^2 \omega^3}{c^2} |\langle b | \vec{r} | a \rangle|^2. \quad (2.14)$$

Hierbei sind  $|a\rangle$  und  $|b\rangle$  jedoch die Lösungen der nicht-relativistischen Schrödinger-Gleichung.

Im allgemeinen sehen die Übergangswahrscheinlichkeiten  $A(E\kappa)$  und  $A(M\kappa)$  speziell für  $\kappa > 1$  wesentlich komplexer aus als Gl. 2.13, was umso mehr für Zwei- oder Mehrphotonenübergänge gilt [Akhi65]. Die genaue Kenntnis der Übergangsmatrixelemente ist aber von entscheidender Bedeutung, wenn man, wie in Kapitel 6 beschrieben wird, über die gemessene Lebensdauer und weitere bekannte Übergangswahrscheinlichkeiten den Niveauabstand  $2^3P_0$ - $2^3S_1$  bestimmen will, über den die  $2s$ -Lamb-Verschiebung für ein Eielektronensystem ermittelt werden soll.

Geht man von Helium zu schweren He-ähnlichen Ionen, so erhöhen sich die Übergangswahrscheinlichkeiten, da die Energieabstände durch das größer werdende Kernpotential mit  $Z^2$  wachsen. So ergeben sich für die Übergangswahrscheinlichkeiten im allgemeinen Skalierungen von  $Z^4$  (für  $E1$ -Übergänge) bis  $Z^{10}$  (für  $M1$ -Übergänge). Vergleicht man die Übergangswahrscheinlichkeiten in Helium (Abb. 2.1) mit denen in He-ähnlichem Gold (Abb. 5.1) und Uran (Abb. 6.1), so stellt man fest, daß in Helium der  $2^1S_0$ - und der  $2^3S_1$ -Zustand metastabil sind, da die beiden Zustände nicht über prompte  $E1$ -Übergänge sondern nur über schwächere  $2E1$ - bzw.  $M1$ -Übergänge in den  $1^1S_0$ -Grundzustand zerfallen können. Diese Situation ändert sich jedoch, wenn man zu schweren He-ähnlichen Ionen geht. Durch das  $Z^6$ - bzw.  $Z^{10}$ -Skalierungsverhalten des  $2E1$ - und des  $M1$ -Übergangs werden aus ihnen „prompte“ Übergänge. Dies hat zur Konsequenz, daß in schweren He-ähnlichen Ionen nun der  $2^3P_0$ -Zustand gegenüber allen anderen angeregten Zuständen metastabil wird, da er nicht direkt über einen  $E1$ -Übergang sondern nur über einen viel schwächeren Zweiphotonenübergang  $E1M1$  in den Grundzustand zerfallen kann.

## 2.3 Einfluß des Kernspins

In Atomen, in denen der Kern ein nicht verschwindendes magnetisches Moment ( $\vec{\mu}_I \neq 0$ ) hat, kommt es neben der bereits erwähnten Feinstrukturaufspaltung und der Lamb-Verschiebung zusätzlich zu einer Hyperfeinwechselwirkung (HFS) mit dem Gesamtdrehimpuls  $\vec{J}$  der Elektronen in der Hülle. Dies führt dazu, daß die atomaren Niveaus nochmals hyperfein aufspalten. Jeder Atomkern, der einen nicht verschwindenden Spin ( $\vec{I} \neq 0$ ) hat, besitzt ein magnetisches Moment der Größe

$$\vec{\mu}_I = \mu_N g_I \vec{I}, \quad (2.15)$$

wobei  $\mu_N = (e\hbar)/(2m_p)$  das Kernmagneton ( $m_p$  ist die Protonenmasse) und  $g_I$  der dimensionslose Kern- $g$ -Faktor ist, der für jeden Kern experimentell bestimmt werden muß. Das vorhandene magnetische Kernmoment  $\vec{\mu}_I$  wechselwirkt mit dem resultierenden magnetischen Moment  $\vec{\mu}_J$  der Elektronen. Der dazugehörige Hamilton-Operator dieser Hyperfeinwechselwirkung läßt sich in Näherung eines punktförmigen Kerns folgendermaßen darstellen [Labz00]:

$$H_{hfs} = e\mu_I \frac{[\hat{\alpha} \times \vec{r}]}{r^3}, \quad (2.16)$$

wobei  $\hat{\alpha}$  die Dirac-Matrizen bezeichnen. Mit anderen Worten ausgedrückt, koppeln der Kernspin  $\vec{I}$  und der Gesamtdrehimpuls der Elektronen  $\vec{J}$  quantenmechanisch zu einem Gesamtdrehimpuls  $\vec{F}$  des Atoms:

$$\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}. \quad (2.17)$$

Die Verschiebung und Aufspaltung der  $J$ -Zustände als Funktion der Quantenzahlen  $I$ ,  $J$  und  $F$  aufgrund der Hyperfeinwechselwirkung  $H_{hfs}$  ergibt sich zu

$$\Delta E_{hfs}(F) = \frac{A_{hfs}}{2} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)], \quad (2.18)$$

wobei  $A_{hfs}$  der HFS-Aufspaltungsparameter ist, der folgendermaßen dargestellt werden kann [Beth77]:

$$A_{hfs} \sim \alpha^2 Z^3 g_r \frac{m_e}{m_p} Ry. \quad (2.19)$$

Hierbei ist  $\alpha$  die Feinstrukturkonstante,  $Z$  die Kernladungszahl,  $m_e/m_p$  das Verhältnis von Elektron- zu Protonmasse und  $Ry$  die Rydberg-Energie ( $Ry = 13,60569172(53)$  eV [Mohr00]).

## 2.4 Was ist Hyperfein-Mischen (Hyperfine Quenching)?

Durch die Hyperfeinwechselwirkung kommt es nicht nur zu einer Hyperfeinaufspaltung sondern auch zu einem Hyperfein-Mischen (hfq) der Zustände, da der durch den Kernspin entstehende Wechselwirkungsterm  $H_{hfs}$  (Gl. 2.16) aus Sicht der elektronischen Zustände auch als *externe* Störung aufgefasst werden kann. Diese Störung führt

## 2.4. WAS IST HYPERFEIN-MISCHEN (HYPERFINE QUENCHING)?

dazu, daß alle Zustände *gleicher Parität* miteinander quantenmechanisch mischen. Die Stärke der Mischung hängt gemäß der Breit-Wigner-Formel vom Energieabstand ab und spielt für energetisch eng beieinander liegende Zustände eine besonders große Rolle. Wie in Abb. 2.2 zu sehen ist, haben der  $2^3P_2$ - und der  $2^1P_1$ -Zustand für großes  $Z$  einen relativ großen Energieabstand zu den  $2^3P_{0,1}$ -Niveaus. Aus diesem Grund kann man das Hyperfein-Mischen in He-ähnlichen schweren Ionen in sehr guter Näherung als separiertes Zwei-Niveausystem betrachten, in dem der  $2^3P_0$ -Zustand nur mit dem  $2^3P_1$ -Zustand mischt [Inde89]:

$$|2^3P_0\rangle_{hfq} = |2^3P_0\rangle + \eta |2^3P_1\rangle. \quad (2.20)$$

Dem nun hyperfein-gemischten  $2^3P_0$ -Zustand eröffnet sich dadurch die Möglichkeit, über den prompten  $E1$ -Übergang des  $2^3P_1$ -Zustands direkt in den Grundzustand zu zerfallen, wobei sich für die Übergangswahrscheinlichkeiten dieser  $hfq - E1$ -Strahlung folgender Zusammenhang ergibt:

$$A_{hfq}(2^3P_0) = A(2^3P_0) + \eta^2 A(2^3P_1). \quad (2.21)$$

Die Folge ist, daß die Lebensdauer des metastabilen  $2^3P_0$ -Zustandes sich verringert. Diese Reduktion der Lebensdauer durch eine aufgrund der Hyperfeinwechselwirkung neu entstandene Zerfallsmöglichkeit wird als „*hyperfine quenching*“ (hfq) bezeichnet.

Der Mischungskoeffizient  $\eta$ , der die Übergangswahrscheinlichkeiten  $A_J (J = 0, 1)$  der beiden Zustände  $2^3P_{0,1}$  bezüglich des  $E1$ -Übergangs in den Grundzustand miteinander verknüpft ( $A_{0,hfq} = A_0 + \eta^2 A_1$ ), sieht folgendermaßen aus [Labz00, Marr01]:

$$\eta^2 = \frac{|\langle 2^3P_0 | H_{hfs} | 2^3P_1 \rangle|^2}{(\Delta E_{01})^2 + (\hbar A(2^3P_1)/2)^2}. \quad (2.22)$$

Die entscheidende Eigenschaft des Hyperfein-Mischens ist die Tatsache, daß die Übergangswahrscheinlichkeit  $A_{0,hfq}$  des  $hfq - E1$ -Übergangs und damit die Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands gemäß Gl. 2.22 von der Feinstrukturaufspaltung  $\Delta E_{01} = E(2^3P_0) - E(2^3P_1)$  abhängen. Daher ermöglicht eine Messung der hyperfein-gemischten Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands die Bestimmung dieser Feinstrukturaufspaltung. Dies setzt jedoch voraus, daß das Matrixelement der Hyperfeinwechselwirkung genau genug berechnet werden kann.

Die Bestimmung der Feinstrukturaufspaltung ist auch dann möglich, wenn, wie im Bereich der Niveaureuzung bei  $Z \approx 45$ , der  $2^3P_0$ - und der  $2^3P_1$ -Zustand sich aufgrund der radiativen Breite des  $2^3P_1$ -Zustands energetisch überlappen und deshalb eine direkte spektroskopische Bestimmung der Aufspaltung nicht mehr möglich ist [Inde89, Marr89b, Birk93]. Aufgrund der Gl. 2.22 ist es unter der Voraussetzung, daß die Feinstrukturaufspaltung  $\Delta E_{01}$  genau genug bekannt ist, umgekehrt möglich Kern- $g$ -Faktoren zu bestimmen, da sie den Hamilton-Operator der Hyperfeinwechselwirkung  $H_{hfs}$  über das magnetische Moment  $\vec{\mu}_I$  (Gl. 2.15) mitbestimmen.



# 3 Beam-Foil-Spektroskopie

## 3.1 Einführung

Die Geschichte der Beam-Foil-Spektroskopie (BFS) oder allgemeiner der Fast-Beam-Spektroskopie (FBS), das heißt der Spektroskopie an sich schnell bewegenden Atomen oder Ionen, beginnt mit der Entdeckung der Kanalstrahlen Ende des 19. Jahrhunderts [Gold98], als zum ersten Mal schnelle Ionen- oder Atomstrahlen mit Teilchengeschwindigkeiten in der Größenordnung von  $v = 10^7 - 10^8$  cm/s ( $\beta \approx 10^{-3} \dots 10^{-2}$ ) hergestellt werden konnten. Die dazu verwendete experimentelle Anordnung bestand aus einem Glasrohr, in dem Gas unter einem Druck von  $p = 10^{-1} - 10^{-2}$  mbar zwischen einer Anode und einer Kathode ionisiert wurde. Aufgrund der Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode, die in der Größenordnung von einigen Kilovolt lag, wurden die ionisierten Atome oder Moleküle zur Kathode hin beschleunigt. Einige dieser Ionen konnten durch ein Loch (oder einen Kanal) die Kathode passieren. Die hinter der Kathode austretenden Ionen emittierten Licht aufgrund von Anregungen oder Rekombinationen der Ionen in Kollisionen mit den vorhandenen Restgasatomen.

Schnell zeigte sich, daß das von den Kanalstrahlen ausgesandte Licht für eine zeitaufgelöste Spektroskopie verwendet werden konnte, und Wien begann 1919 die Intensität dieses Lichts als Funktion des Abstandes vom Kanalausgang systematisch zu untersuchen. Er konnte über die einfache Relation  $t = x/v$  die mittlere Lebensdauer von neutralen und einfach-ionisierten angeregten Zuständen bestimmen [Wien27]. Die von Wien durchgeführten Experimente sind damit Vorläufer der modernen zeitaufgelösten Spektroskopie an sich schnell bewegenden Ionen.

Dennoch blieben die Experimente problematisch, da einerseits die Geschwindigkeit der Ionen oder Atome nicht genau genug definiert war - Wien bestimmte die mittlere Geschwindigkeit der Ionen über die Doppler-Verschiebung der Spektrallinie - und andererseits das Raumgebiet, in dem die Rekombinationen oder Anregungen stattfanden, nicht hinreichend gut lokalisiert war. Zusätzlich ergab sich das „Kaskadenproblem“. Die zu untersuchenden Zustände können verzögert über Kaskaden aus energetisch höher liegenden Niveaus besetzt werden. Die gemessenen mittleren Lebensdauern waren daher systematisch zu hoch.

Es sollte über 40 Jahre dauern, bis Kay 1963 [Kay63] und Bashkin 1964 [Bash64] die klassische Fast-Beam-Spektroskopie von Wien wiederaufgriffen, nun jedoch unter Verwendung neu entwickelter Techniken:

- Beschleunigern, die die Ionen auf wohldefinierte Energien beschleunigen können,
- der Erzeugung von Hochvakuum, um Kollisionen und Anregungen mit dem Restgas zu unterdrücken, und
- der Verwendung von Targetfolien für eine räumlich und zeitlich definierte Anregung der Ionen.

Von da an begann die Beam-Foil-Spektroskopie das Instrument der atomaren Spektroskopie zu werden. Dieses Meßprinzip vereinigt wichtige Eigenschaften, wodurch eine einzigartige Lichtquelle zur Strukturuntersuchung des Atoms zur Verfügung steht.

Hierzu ist das Prinzip der BFS in Abb. 3.1 schematisch dargestellt mit Hinweisen auf die vielfältigen Untersuchungsmöglichkeiten. Der enorme Vorteil liegt vor allem darin, daß mittlerweile mit der heute verfügbaren Beschleunigertechnik praktisch jedes Element des Periodensystem

- isotopenrein,
- in jedem möglichen Ladungszustand und
- in einem sehr weiten Geschwindigkeits- bzw. Energiebereich (an der GSI:  $E_{kin} \approx 1 - 2000 \text{ MeV/u}$ ),

als Ionenstrahl einem Beam-Foil-Experiment zur Verfügung gestellt werden kann. Dies ist in Abb. 3.1 schematisch durch den Linearbeschleuniger und einen Dipolmagneten angedeutet. In der Realität ist jedoch eine komplexe Beschleunigeranlage notwendig, um z.B. wasserstoffähnliches Uran herzustellen. In Kapitel 4 wird hierzu die Beschleunigeranlage der GSI vorgestellt, an der die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen stattfanden.

Daß die Ionen durch Kollisionen mit den Targetatomen meistens in angeregten Zuständen die Folie verlassen, deren Zerfälle spektroskopisch im Sichtbaren, im Ultravioletten oder im Röntgenbereich untersucht werden können, ist für eine Strukturanalyse des Atoms sehr wichtig. Dabei ist man nicht nur auf Photonen beschränkt, sondern kann auch Elektronen spektroskopieren, die von den Ionen oder auch von den Targetatomen emittiert werden. Das Entscheidende für die Spektroskopie ist die nicht-selektive Anregung sehr vieler Zustände im Ion. So wurden erst durch die Beam-Foil-Spektroskopie Übergänge und Niveaus gefunden, die man vorher noch nicht kannte. Ein wesentliches Problem der BFS gegenüber stationären Lichtquellen ist jedoch der Doppler-Effekt aufgrund der sich schnell bewegenden Ionen. Dies führt dazu, daß durch die notwendige endliche geometrische Akzeptanz der Spektrometer die gemessenen Spektrallinien im allgemeinen Doppler-verbreitert sind, was das spektrale Auflösungsvermögen limitiert.

Die wohl wichtigste Eigenschaft der Beam-Foil-Spektroskopie ist jedoch die Tatsache, daß die jeweiligen Anregungs-, Einfangs- oder Ionisationsprozesse in der Folie räumlich und damit auch zeitlich wohldefiniert sind. So kann mit der Kenntnis der

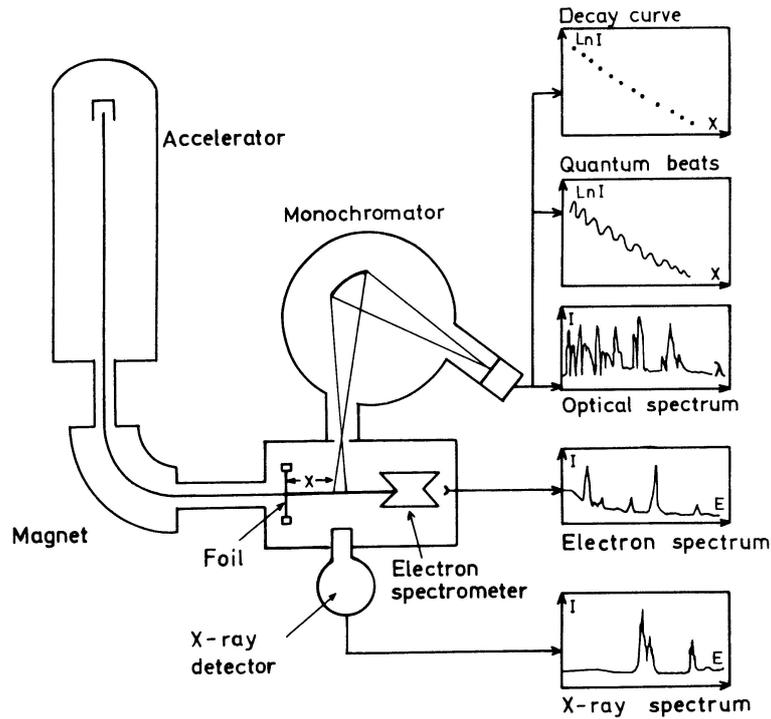


Abbildung 3.1: Experimentelle Anordnung eines typischen Beam-Foil-Experiments. Die Abbildung ist [Mart85] entnommen.

Ionengeschwindigkeit  $v = \beta c$  die Lebensdauer  $\tau$  eines Niveaus über die Beziehung

$$I(x) = I(0) \cdot \exp\left(-\frac{x}{\beta c \tau}\right) = I(0) \cdot \exp\left(-\frac{x}{l}\right) \quad (3.1)$$

bestimmt werden, wenn man die Intensität  $I(x)$  der Spektrallinie als Funktion des Ortes  $x$  mißt und aus der gemessenen Zerfallskurve die spezifische Zerfallslänge  $l$  bestimmt. In Abhängigkeit von der Strahlgeschwindigkeit und der minimal notwendigen geometrischen Akzeptanz eines Detektors sind so Messungen der Lebensdauer im Bereich von 0,1 ps bis 1  $\mu$ s möglich. Trotz dieser einfachen Methode, die Lebensdauer von angeregten Zuständen zu messen, hat die BFS zwei Nachteile, die die Bestimmung der Lebensdauer erschweren können. Da ist einerseits das bereits erwähnte Kaskadenproblem und andererseits die Tatsache, daß durch die nicht-selektive Anregung neben der zu untersuchenden Spektrallinie auch andere Linien im gemessenen Spektrum auftreten können, was zu Problemen bei der Intensitätsbestimmung führt, falls die zu untersuchende Linie von anderen Linien überlagert wird.

Mit Einzug der BFS konnten quantenmechanische Interferenzeffekte wie der Hanle-Effekt (auch Nullfeld-Niveaufkreuzung genannt), die Hochfeld-Niveaufkreuzung, Stark Beats, Zeemann Beats usw., erstmals untersucht werden und ermöglichten eine neue Art der Spektroskopie. Da der Anregungsprozeß relativ kurz ist ( $\Delta t \leq 10^{-15}$  s), können

aufgrund der Heisenberg'schen Unschärferelation

$$\Delta E \leq \frac{\hbar}{\Delta t} \quad (3.2)$$

Niveaus, deren Energieabstand  $\Delta E$  die Gl. 3.2 erfüllen, also typischerweise in der Größenordnung von eV liegen, *kohärent* angeregt werden. Zerfallen solche Zustände in denselben Endzustand, kommt es durch die kohärente Anregung zu einer quantenmechanischen Superposition der beteiligten Zustände, was zu einer Modulation der normalerweise rein exponentiellen Zerfallskurve führt („Beats“). Dabei hängt die Frequenz der Modulation  $\omega_{12} = (E_1 - E_2)/\hbar = \Delta E/\hbar$  von der Energiedifferenz  $\Delta E$  der kohärent angeregten Zustände ab. Dies ermöglicht es, vor allem die Fein- und Hyperfeinaufspaltung von Atomen oder Ionen mit kleinen Kernladungszahlen  $Z$  zu bestimmen, da deren Energieniveaus dicht genug beieinander liegen, um gemeinsam in der Folie kohärent angeregt zu werden.

Für eine tiefer gehende Einführung in den weitläufigen Bereich der Beam-Foil-Spektroskopie sei zum Beispiel auf [Andr79] verwiesen. Im folgenden Abschnitt wird das Meßprinzip anhand eines Experimentes vorgestellt, welches die Lebensdauer des hyperfein-gemischten  $2^3P_0$ -Zustandes in heliumähnlichem Silber bestimmt hat [Marr89b, Birk93]. Dadurch konnte, wie in Abschnitt 2.4 bereits erklärt wurde, ein Wert für die  $2^3P_0$ - $2^3P_1$ -Feinstrukturaufspaltung indirekt ermittelt werden.

## 3.2 Meßprinzip der Lebensdauerexperimente

Bei dem am GANIL (Caen, Frankreich) durchgeführten Lebensdauerexperiment wird ein wasserstoffähnlicher Silberstrahl durch eine  $400 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  dicke Kohlenstoff-Folie geschossen, wobei durch Elektroneneinfang im Target angeregtes heliumähnliches Silber produziert wird. Die Abregung des angeregten Ions geschieht unter Aussendung von Röntgenphotonen, die hinter der Folie von zwei geeigneten Detektoren gemessen wird. Kollimatoren definieren den Öffnungswinkel und die Position der beiden Detektoren. Die experimentelle Anordnung ist in Abb. 3.2 schematisch dargestellt. Einer der beiden Detektoren ist ortsfest und dient zur Normierung der Strahlintensität. Der zweite Detektor ist beweglich und erlaubt das schrittweise Abtasten der exponentiell abnehmenden Intensität der Übergangslinien als Funktion des Abstandes zur Targetfolie.

Die Normierung durch einen zweiten ortsfesten Röntgendetektor hat mehrere Vorteile gegenüber einer konventionellen Normierung der Ionenstrahlintensität z.B. über einen Faradaycup. Erstens kann ein Faradaycup nicht zwischen den unterschiedlichen Ladungszuständen, die nach dem Foliendurchgang vorkommen, unterscheiden. Man ist daher darauf angewiesen, daß das Verhältnis der Ladungszustände sich bei schwankender Intensität des einfallenden Ionenstrahls konstant bleibt. Selbst wenn man die Intensität des Ionenstrahls durch einen nachfolgenden Dipolmagneten nach Ladungszuständen getrennt registrieren könnte, hätte man immer noch das Problem, daß es durch die nicht-selektive Anregung sehr vieler Zustände und der nachfolgenden Kaskaden zu zeitlich variierenden Besetzungswahrscheinlichkeiten des zu untersuchenden

### 3.2. MESSPRINZIP DER LEBENSDAUEREXPERIMENTE

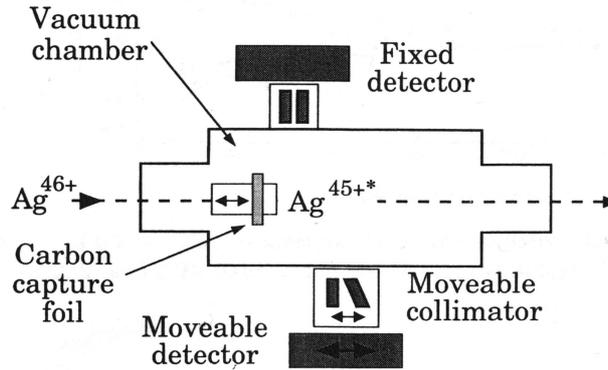


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Meßaufbaus für die Lebensdauermessung an He-ähnlichem Silber. Die Abbildung ist [Birk93] entnommen.

Zustands kommen kann.

Hier hilft ein zweiter, in festem Abstand hinter dem Target montierter Röntgendetektor, der die Intensität der Übergangslinie zeitgleich registriert und somit sensitiv auf die momentane Besetzung des zu untersuchenden Zustandes ist. Da die zwei Detektoren die emittierten Photonen unter jeweils dem gleichen Winkel zur Ionenstrahlrichtung registrieren, wird dieses Zählratenverhältnis auch von einer möglichen Anisotropie der Photonenemission nicht beeinflusst. Durch den ortsfesten Normierungsdetektor werden auch systematische Fehler, die durch eine Positionsänderung der Targetfolie auftreten können, ausgeschlossen.

Aus den gemessenen Zählratenverhältnissen des beweglichen Detektors zum festen Detektor als Funktion der Position  $x$  des beweglichen Detektors erhält man den zeitlich exponentiellen Zerfall des untersuchten Zustandes in der Ortsdarstellung. Dies setzt jedoch voraus, daß die geometrische Akzeptanz (oder Öffnungswinkel) des beweglichen Detektors für alle Positionen dieselbe ist. Sonst wäre die Zerfallskurve systematisch zu steil oder zu flach, je nachdem ob der Öffnungswinkel mit größer werdendem Abstand kleiner oder größer wird. Dieser systematische Fehler kann nur vermieden werden, wenn für jede Position  $x$  des beweglichen Detektors dessen Abstand zum Ionenstrahl derselbe ist.

Die in dem GANIL-Experiment aufgenommene Zerfallskurve der  $2^3\text{P}_0$ - und  $2^3\text{S}_1$ -Niveaus in heliumähnlichem  $^{107}\text{Ag}$  ist in Abb. 3.3 dargestellt. Aus den beiden eingezeichneten Geraden, die an die Zerfallskurve angepasst wurden, läßt sich die Zerfallslänge  $l$  für den jeweiligen Zustand ermitteln. Die Lebensdauer  $\tau$  der Zustände bestimmt sich anhand von Gl. 3.1 dann folgendermaßen:

$$\tau = \frac{l}{c\beta\gamma}. \quad (3.3)$$

Hierbei stellt  $c\beta$  die Geschwindigkeit der Ionen dar. Der Faktor  $\gamma$  ergibt sich aus der Tatsache, daß das bewegte System, in dem der Zustand zerfällt, vom Laborsystem aus zeitdilatiert beobachtet wird.

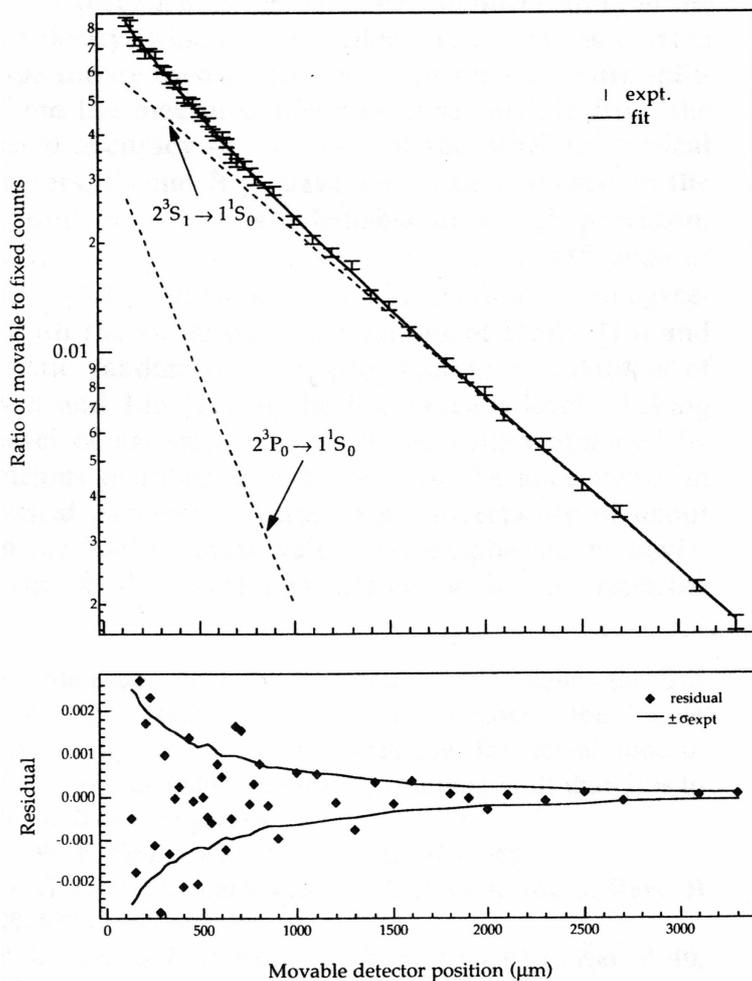


Abbildung 3.3: Gemessene Zerfallskurve der beiden Zustände  $2^3P_0$  und  $2^3S_1$  in He-ähnlichem  $^{107}\text{Ag}^{45+}$  und die sich aus dem besten Fit ergebenden Residuen der gemessenen Kurve. Die Abbildung ist [Birk93] entnommen.

Wie in Abb. 3.3 zu sehen ist, besteht die aufgenommene exponentielle Zerfallskurve im Silberexperiment aus zwei Anteilen, die von den beiden Zuständen  $2^3P_0$  und  $2^3S_1$  herrühren. Der Grund, warum die beiden Zustände nicht getrennt werden können, ist in Abb. 3.4 dargestellt, die das Energiespektrum des beweglichen Detektors im relevanten Energiebereich zeigt. Zu erkennen ist, daß die beiden Zustände  $2^3P_0$  und  $2^3S_1$  in He-ähnlichem  $^{107}\text{Ag}$  vom Röntgendetektor energetisch nicht getrennt aufgelöst werden können, und daß weitere Übergänge des He-ähnlichen Ag aber auch des H-ähnlichen Ag die Bestimmung der Intensität des hyperfein-gemischten  $2^3P_0$ - $1^1S_0$ -Übergangs erschweren. Um die beiden Zustände  $2^3P_0$  und  $2^3S_1$  vom Rest zu trennen, wurde das Peak-Ensemble an drei Gauss-Verteilungen angepasst. Die Fläche unter dem linken Gauss-Peak, der die energetisch nicht trennbaren Übergänge des  $2^3P_0$ - und des  $2^3S_1$ -Zustandes enthält, wurde für die Bestimmung des Zählratenverhältnisses der Zerfalls-

### 3.2. MESSPRINZIP DER LEBENSDAUEREXPERIMENTE

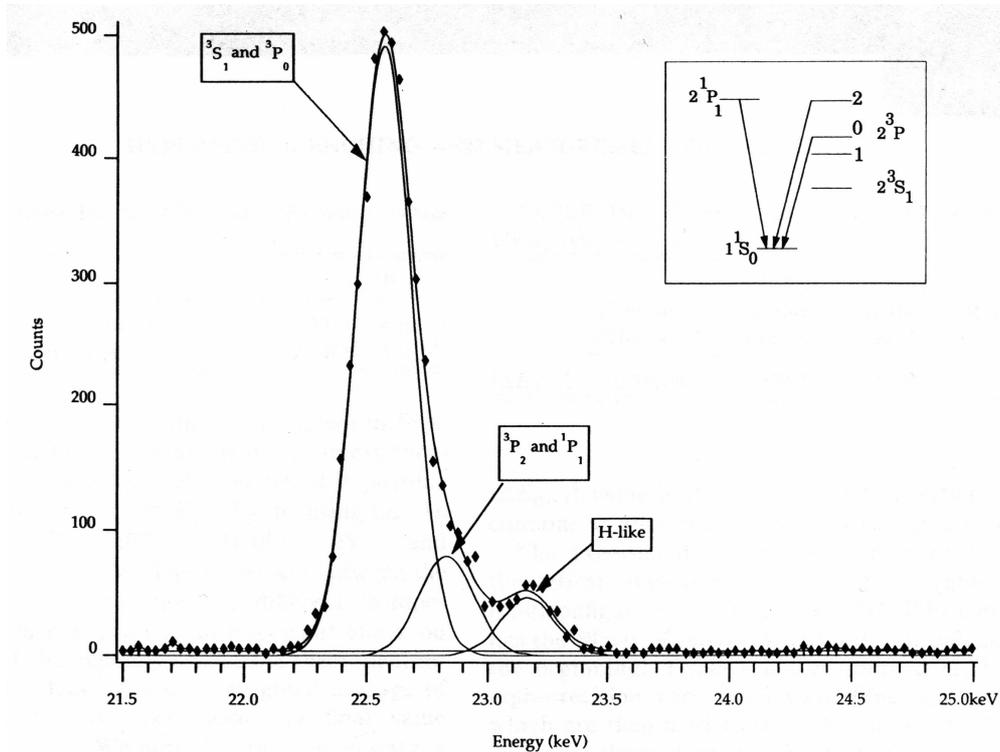


Abbildung 3.4: Energiespektrum des beweglichen Detektors 350  $\mu\text{m}$  hinter der Folie. Die Abbildung ist [Birk93] entnommen.

kurve genutzt. Deshalb besteht die Zerfallskurve in Abb. 3.3 aus den zwei unabhängigen exponentiellen Zerfällen des  $2^3P_0$ - und des  $2^3S_1$ -Zustandes. Mögliche Beiträge durch eine verzögerte Bevölkung der Zustände über Kaskaden erscheinen unwahrscheinlich, da die sich zum besten Fit ergebenden Residuen, wie in Abb. 3.3 zu sehen ist, gleich verteilt sind. Mithilfe der sich aus der Zerfallskurve ergebenden Zerfallslängen konnte somit die hyperfein-gemischte Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustandes in He-ähnlichem Silber in diesem Experiment auf  $\approx 10\%$  genau gemessen werden, wodurch die  $2^3P_0$ - $2^3P_1$ -Feinstrukturaufspaltung aufgrund der quadratischen Abhängigkeit von der Energiedifferenz  $\Delta E(2^3P_0-2^3P_1)$  (siehe Abschnitt 2.4) indirekt auf  $\approx 5\%$  genau bestimmbar war.

Die beiden Lebensdauerexperimente, die in dieser Arbeit vorgestellt werden, beruhen auf dem gleichen Meßprinzip, sind aber unterschiedlich motiviert. Nach der Messung an heliumähnlichem Gadolinium [Inde92] ist das in dieser Arbeit vorgestellte Experiment an He-ähnlichem Gold das schwerste He-ähnliche System, in dem die hyperfein-gemischte Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustandes gemessen worden ist, um damit die Feinstrukturaufspaltung in He-ähnlichen Systemen zu untersuchen. Für die Messung an heliumähnlichem Uran ergibt sich eine andere Zielsetzung, da der  $2^3P_0$ -Zustand aufgrund des verschwindenden Kernspins in  ${}^{238}\text{U}$  nicht hyperfein-mischt. Wie in Kap. 6 detailliert erläutert wird, kann durch die Bestimmung der Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands die  $2s$ -Lamb-Verschiebung in He-ähnlichem Uran untersucht werden.



## 4 Experimenteller Aufbau

Die Beschleunigeranlage der GSI in Darmstadt bietet die idealen Bedingungen für ein Lebensdauerexperiment mit hochgeladenen, schweren Ionen. Die hier vorhandene Möglichkeit, hochgeladene Gold- und Uranionen herstellen zu können und diese als intensive und brillante Strahlungsquellen einem Experiment zur Verfügung zu stellen, ist die wesentliche Voraussetzung für die Messung der Lebensdauer des metastabilen  $2^3P_0$ -Zustandes in heliumähnlichem Gold und Uran mittels der Beam-Foil-Spektroskopie. In Abschnitt 4.1 wird der Beschleunigerkomplex der GSI vorgestellt und die Aspekte, die für die Bereitstellung hochgeladener, schwerer Ionen relevant sind, diskutiert.

Im darauf folgenden Abschnitt 4.2 wird der Meßaufbau der Lebensdauerexperimente in Cave A - einem Experimentplatz bei der GSI - vorgestellt. Die wesentlichen Punkte, die in diesem Abschnitt detailliert beschrieben werden, sind

- der Targetbereich, in dem heliumähnliche Ionen produziert werden und der Zerfall des angeregten  $2^3P_0$ -Zustands durch Röntgendetektoren registriert wird,
- das Magnetspektrometer, das in der Lage ist, die verschiedenen Ladungszustände der Projektilen zu trennen,
- ein neu entwickelter Diamantdetektor, der die Ionen nach Ladungszustandstrennung einzeln nachweist und
- das in den Experimenten verwendete Auslesesystem.

Die wesentliche Neuerung gegenüber den bisher durchgeführten Lebensdauerexperimenten (siehe Abschnitt 3) ist die Möglichkeit, aufgrund des Magnetspektrometers und des neuen ortsauflösenden Diamantdetektors die beim Zerfall des  $2^3P_0$ -Zustandes emittierten Röntgenphotonen koinzident mit den umgeladenen heliumähnlichen Ionen nachzuweisen, wodurch das Signal-zu-Untergrund Verhältnis entscheidend verbessert wird.

### 4.1 Produktion hochgeladener schwerer Ionen

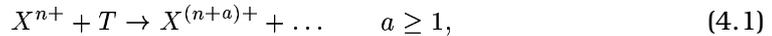
Die Methode an Beschleunigeranlagen, hochgeladene Ionen herzustellen, erfolgt durch das Abstreifen der im Ion gebundenen Elektronen beim Durchgang durch eine „Stripper-Folie“. Da die Kenntnis der grundlegenden Wechselwirkungen, die beim Durchflug geladener Ionen durch Materie zur Ionisation führen, nicht nur für die Wahl geeigneter

Stripper-Folien sondern auch für die Wahl des Targets von entscheidender Bedeutung ist, wird in Abschnitt 4.1.1 die Physik der Projektilionisation und die daraus folgende Ladungszustandsverteilung der Ionen untersucht. Danach wird in Abschnitt 4.1.2 der Weg der Ionen von der Quelle bis zum Target in Cave A durch die Beschleunigeranlage der GSI kurz skizziert. Der für die Lebensdauermessung wichtigste Strahlparameter, die Geschwindigkeit der Ionen, wird dann im letzten Abschnitt 4.1.3 diskutiert.

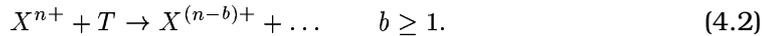
### 4.1.1 Ionisation und Ladungszustandsverteilung relativistischer, schwerer Ionen beim Durchgang durch Materie

Die zwei wesentlichen physikalischen Mechanismen, die beim Durchgang schneller Ionen durch Materie aus atomphysikalischer Sicht eine Rolle spielen, sind

- die Ionisation des Projektils:



- und der Einfang von Elektronen aus dem Target in das Projektil:



Hierbei ist  $X^{n+}$  das  $n$ -fach ionisierte Projektilion und  $T$  das neutrale Targetatom. Genau genommen gibt es zwei weitere atomare Prozesse, die beim Durchgang durch Materie im Projektil stattfinden können. Es sind die An- und Abregung von Elektronen im Projektilion ohne gleichzeitige Änderung des Ladungszustands. Die Anregung der Elektronen im Projektil kann speziell dann einen wichtigen Einfluß auf die Änderung des Ladungszustands haben, wenn Projektile feste Materie durchfliegen. Während in dünnen Gastargets meistens Einzelstoßbedingungen vorherrschen, finden im Festkörper aufgrund der dicht gepackten Atome des Targets viele sequentielle Kollisionen statt. Da das Projektil leichter zu ionisieren ist, wenn die Elektronen sich bereits in angeregten Zuständen befinden<sup>1</sup>, ist die Ionisationswahrscheinlichkeit erhöht. Dies spielt jedoch für schwere Projektile ( $Z_P \gg 1$ ) eine eher untergeordnete Rolle, da die Lebensdauer angeregter Zustände in Projektilen mit hoher Kernladungszahl  $Z_P$  wegen der mit  $Z_P^4$  für elektrische Dipolübergänge (E1) und mit  $Z_P^{10}$  für magnetische Dipolübergänge (M1) skalierenden Übergangswahrscheinlichkeiten drastisch reduziert ist. Dennoch können speziell in dicken und schweren Targets durchaus Vielfachstoßbedingungen vorherrschen.

Der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}$  für eine Ladungszustandsänderung des Projektils ergibt sich aus der Summe der Wirkungsquerschnitte der Ionisations- und der Elektroneneinfangprozesse:

$$\sigma_{tot} = \sum_{a \geq 1} \sigma_{ion}^{(a)} + \sum_{b \geq 1} \sigma_{ein}^{(b)}. \quad (4.3)$$

---

<sup>1</sup>Die Ionisationswahrscheinlichkeit von Elektronen in angeregten Zuständen skaliert ungefähr mit  $n^4$ , wobei  $n$  die Hauptquantenzahl ist. [Frit00]

#### 4.1. PRODUKTION HOCHGELADENER SCHWERER IONEN

---

Generell gilt, daß bei Projektilen mit hoher Geschwindigkeit hauptsächlich die Einzel-elektronprozesse ( $a = b = 1$ ) zum Gesamtwirkungsquerschnitt beitragen. Unter gewissen Umständen können jedoch Beiträge von Mehrelektronenprozesse ( $a, b > 1$ ) bis zu einem Drittel des Gesamtwirkungsquerschnitts ausmachen [McGu92].

Die Schwierigkeit liegt nun in der theoretischen Berechnung der Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{ion}$  und  $\sigma_{ein}$ . So liefert zum Beispiel eine nichtrelativistische Born'sche Näherung mit ebenen Wellen (PWBA) für den Ionisationsquerschnitt  $\sigma_{ion}$  von H-ähnlichen Projektilen hinreichend gute Werte. Man erhält unter der Voraussetzung  $Z_T \ll Z_P$  ( $Z_{P,T}$  = Kernladungszahl des Projektils bzw. des Targets) für den Wirkungsquerschnitt der Ionisation eines K-Schalen-Elektrons für wasserstoffähnliche Projektile den folgenden Zusammenhang:

$$\sigma_{ion}^K = \sigma_0 f\left(\frac{v}{v_K}\right), \quad (4.4)$$

mit  $\sigma_0 = 4\pi a_0^2 Z_T^2 / Z_P^4$ , wobei  $a_0$  der Bohr-Radius und  $f(v/v_K)$  eine schwach variierende Funktion der Projektilgeschwindigkeit  $v$  ist, die ihr Maximum bei  $v \approx v_K$  hat ( $v_K$  = Geschwindigkeit des K-Schalen-Elektrons im Projektil). Tabellierte Werte dieser Funktion sind zum Beispiel in [Anho87] zu finden. Obwohl das Stoßsystem im Prinzip ein Vielteilchen-Problem darstellt, läßt sich in vielen Fällen die Berechnung auf zwei Effekte reduzieren, die einerseits die Ionisation des Projektils im Potential des Targetkerns und andererseits die Ionisation des Projektils durch Stöße mit den Targetelektronen beschreiben. Für neutrale Targets mit  $Z_T \ll Z_P$  und hinreichend hohen Projektilenergien ist der Ionisationsquerschnitt ungefähr proportional zu  $Z_T^2 + Z_T$ , wobei  $Z_T^2$  den Beitrag durch den Targetkern und  $Z_T$  die Anzahl der Targetelektronen repräsentiert. In vielen Fällen ist das von der PWBA vorhergesagte Skalierungsverhalten korrekt, versagt aber speziell für symmetrische Stoßsysteme ( $Z_P \approx Z_T \gg 1$ , z. B.  $Au^{78+} \rightarrow Au$ ), da dann neue Effekte, wie quasimolekulare Prozesse oder die Abschirmung der Kernladung durch die Elektronen, eine Rolle spielen [Eich95b].

Da der Ionisationsquerschnitt für H- und He-ähnliche Ionen sein Maximum dort hat, wo die Projektilgeschwindigkeit  $v$  vergleichbar mit der Geschwindigkeit  $v_K$  des K-Schalen-Elektrons ist, läßt sich grob die Energie  $E_P$  abschätzen, die notwendig ist, um z.B. ein Uranion vollständig zu ionisieren:

$$E_P = \frac{amu}{m_e} E_K \approx 241 \text{ MeV}/u. \quad (4.5)$$

Dabei ist  $amu/m_e \approx 1823$  das Verhältnis der atomaren Masseneinheit zur Elektronenmasse und  $E_K \approx 132 \text{ keV}$  die Bindungsenergie eines Elektrons in der K-Schale von  $U^{91+}$ . Zusammenfassend läßt sich für den Ionisationsprozeß in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit  $v$  und der Kernladungszahl  $Z_P$  des Projektils und der Kernladungszahl  $Z_T$  des Targets für hinreichend hohe Geschwindigkeiten ( $v > 0,1c$ ) folgendes Skalierungsverhalten angeben:

$$\sigma_{ion} \sim \frac{Z_T^2}{Z_P^4 v^2}. \quad (4.6)$$

Der zweite für die Änderung des Ladungszustandes wichtige Beitrag ist der Elektroneneinfang. Man unterscheidet hierbei zwischen verschiedenen Einfangprozessen, wobei der strahlende Elektroneneinfang (REC, engl. für radiative electron capture) und der nicht-strahlende Elektroneneinfang (NRC, engl. für non-radiative capture) die Hauptbeiträge darstellen.

Beim REC wird ein im Target gebundenes Elektron in einen gebundenen Zustand des Projektils eingefangen, wobei die Energiedifferenz durch ein Photon abgestrahlt wird. Der REC ist somit ein Spezialfall der radiativen Rekombination (RR), bei der das eingefangene Elektron ursprünglich frei war. Die RR stellt daher die Zeitumkehr der Photoionisation dar [Stob30]. Aus den exakt berechenbaren relativistischen Wirkungsquerschnitten für RR und REC [Ichi94, Eich95a, Ichi96] läßt sich für den REC-Prozeß folgende Abhängigkeit ableiten:

$$\sigma_{REC} \sim \frac{Z_T Z_P^5}{v^{5/2} n_f^3}. \quad (4.7)$$

Hierbei ist  $n_f$  die Hauptquantenzahl des Zustandes, in den das Elektron eingefangen wird.

Der NRC eines Elektrons in das Projektil ist eine Dreikörper-Wechselwirkung, bei der Impuls- und Energiebilanz zwischen Target, Projektil und Elektron aufgeteilt werden. Die „Eikonal-Näherung“ [Eich85] erlaubt näherungsweise die Berechnung der Wirkungsquerschnitte. Danach skalieren die Wirkungsquerschnitte folgendermaßen:

$$\sigma_{NRC} \sim \frac{Z_T^5 Z_P^5}{v^{12} n_f^3}. \quad (4.8)$$

Anhand der Ausdrücke 4.7 und 4.8 sieht man, daß der REC im Bereich sehr hoher Geschwindigkeiten dominiert, während der NRC im Bereich niedrigerer Geschwindigkeiten den größten Anteil am Elektroneneinfang hat. Dieses Verhalten ist am Beispiel von  $U^{92+}$  in Abbildung 4.1 illustriert, wo der Gesamtwirkungsquerschnitt des Elektroneneinfangs als Funktion der Projektilgeschwindigkeit dargestellt ist. Aufgrund der starken  $Z_T^5$ -Abhängigkeit der Kernladungszahl spielt der NRC nur bei schwereren Targets eine Rolle und ist daher zum Beispiel für Wasserstoff- oder Heliumtargets ab Energien oberhalb 200 MeV/u generell vernachlässigbar.

Die Kenntnis der Wirkungsquerschnitte für Ionisation und Einfang ist für die Bestimmung der Ladungsverteilung der Ionen nach Verlassen des Targets unentbehrlich. Sie hängt, wie oben schon beschrieben, von den folgenden Parametern ab:

- von der Geschwindigkeit  $v$  des Projektils,
- von der Kernladungszahl  $Z_P$  des Projektils,
- von der Kernladungszahl  $Z_T$  des Targets,
- von der Dicke der Targetfolie (bei Gastargets von der Dichte) und
- vom Ladungszustand des Projektils.

#### 4.1. PRODUKTION HOCHGELADENER SCHWERER IONEN

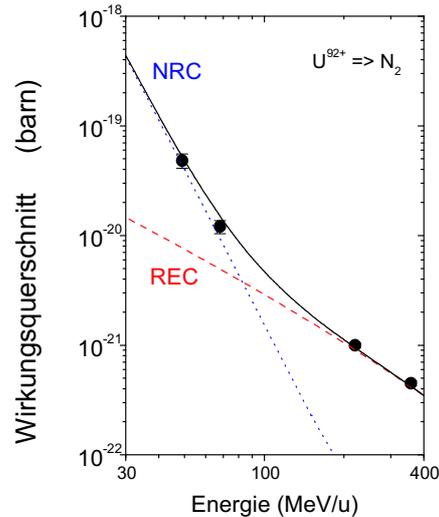


Abbildung 4.1: Totaler Wirkungsquerschnitt des Einelektroneinfangs für die Kollision von  $U^{92+}$ -Ionen mit  $N_2$ -Molekülen in Abhängigkeit von der Stoßenergie. Die durchgezogene Linie ist die Summe der Beiträge aus NRC (gepunktet) und REC (gestrichelt). Die vier experimentellen Punkte stammen von Messungen am ESR-Gastarget [Stöh98].

Die Abhängigkeit vom Ladungszustand des Projektils ergibt sich speziell für den Fall dünner Targetfolien, da dort der Gleichgewichtszustand, bei welchem die Ladungsverteilung des Projektils nicht weiter mit der Targetdicke variiert, noch nicht eingetreten ist.

Mittlerweile läßt sich die Ladungsverteilung relativistischer schwerer Ionen für unterschiedliche Folienmaterialien und -dicken sehr gut vorhersagen [Sche98]. Dies ist anschaulich in Abbildung 4.2 illustriert, wo die Ladungsverteilung in Abhängigkeit von der Dicke des Targets für verschiedene Targetmaterialien dargestellt ist. Sehr schön ist die „Sättigung“ zu erkennen, bei der die Ladungsverteilung ab einer bestimmten Dicke des Targets sich nicht mehr ändert.

Bei der Wahl eines Targets ist aber auch zu berücksichtigen, daß die Ionen bei ihrem Durchgang durch Materie einerseits Energie verlieren - dies wird Gegenstand von Abschnitt 4.1.3 sein - und andererseits in der Folie gestreut werden, wodurch die Emittanz des Ionenstrahls vergrößert wird. Dies ist für die weitere Strahlführung und -fokussierung nicht unerheblich, da es zu Intensitätsverlusten des Strahls kommen kann. Die Stripper-Folie, die benutzt wird, um den wasserstoffähnlichen Ladungszustand zu generieren, ist in der Transferstrecke zwischen SIS und Cave A installiert. Während der beiden Experimente ist Aluminium als Folienmaterial für die Produktion der H-ähnlichen Ionen zum Einsatz gekommen, da dieses Element einen guten Kompromiß zwischen guter Abstreifeffizienz der Elektronen und kleiner Emittanzvergrößerung des Ionenstrahls darstellt.

Welches Target für die Lebensdauermessungen, d.h. zur Erzeugung angeregter He-ähnlicher Ionen, am geeignetsten ist, hängt nicht nur davon ab, wie effizient heliumähnliche Ionen durch Elektroneneinfang produziert werden können, sondern es spielt auch

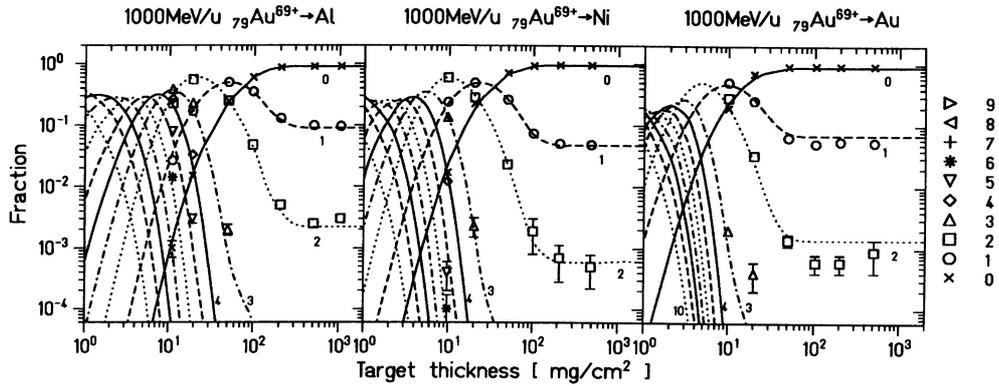


Abbildung 4.2: Ladungsverteilung in Abhängigkeit von der Targetdicke für Ne-ähnliche Goldionen, die mit einer Energie von 1000 MeV/u auf verschiedene Folienmaterialien (Al, Ni und Au) geschossen wurden. Die durchgezogenen Kurven sind numerisch berechnete Werte, während die verschiedenen Symbole experimentelle Messungen in Abhängigkeit von der Anzahl  $n = 0, 1, 2, \dots$  der Elektronen, die im Projektil übrig geblieben sind, darstellen. Die Abbildung ist [Sche98] entnommen.

eine Rolle, in welchen Zustand das Elektron eingefangen wird. Denn das Ziel ist es, das  $2^3P_0$ -Niveau in He-ähnlichem Gold und Uran möglichst effizient zu besetzen. Basierend auf Simulationsrechnungen zur Bevölkerung angeregter Zustände in heliumähnlichen schweren Ionen [Frit00] wurde Nickel als Targetelement gewählt. Prinzipiell hätte man mit Targets höherer Kernladungszahl  $Z_T$  die Ausbeute an heliumähnlichen Ionen erhöhen können. Dies hätte jedoch nicht notwendigerweise auch eine erhöhte Besetzung des  $2^3P_0$ -Zustandes mit sich gebracht. Aufgrund der Skalierungsgesetze 4.7 und 4.8 verschiebt sich der Einfangprozeß für schwerere Targets von REC nach NRC, wodurch sich völlig andere Besetzungswahrscheinlichkeiten ergeben.

#### 4.1.2 Beschleunigeranlage der GSI

Eine Übersicht der Beschleunigeranlage der GSI ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Die wesentlichen Bestandteile der Anlage sind die Ionenquellen, der Linearbeschleuniger UNILAC, die Niederenergie-Experimentierplätze hinter dem UNILAC, das Schwerionensynchrotron SIS, der Fragmentseparator FRS, der Experimentier-Speicher-Ring ESR und die Targetplätze für hochenergetische Ionenstrahlen, auch Cave's genannt.

Der erste Schritt ist die Produktion von Gold- und Uranionen. Dies geschieht in einer Penning-Quelle (oder auch PIG genannt für engl. Penning Ion Gauge). Die in der PIG produzierten Gold- und Uranionen werden extrahiert und in einem ersten Teil des Linearbeschleunigers auf eine Energie von 1,4 MeV/u gebracht. Die Ionen werden dann in einem Gastarget weiter ionisiert. Der dabei am häufigsten auftretende Ladungszustand der jeweiligen Ionensorte - für Uran z.B. ist das  $28+$  - wird im nachfolgenden, zweiten Linearbeschleuniger des UNILAC auf eine Energie von 11,4 MeV/u beschleunigt. Um ihren Ladungszustand weiter zu erhöhen, werden die beschleunigten Ionen

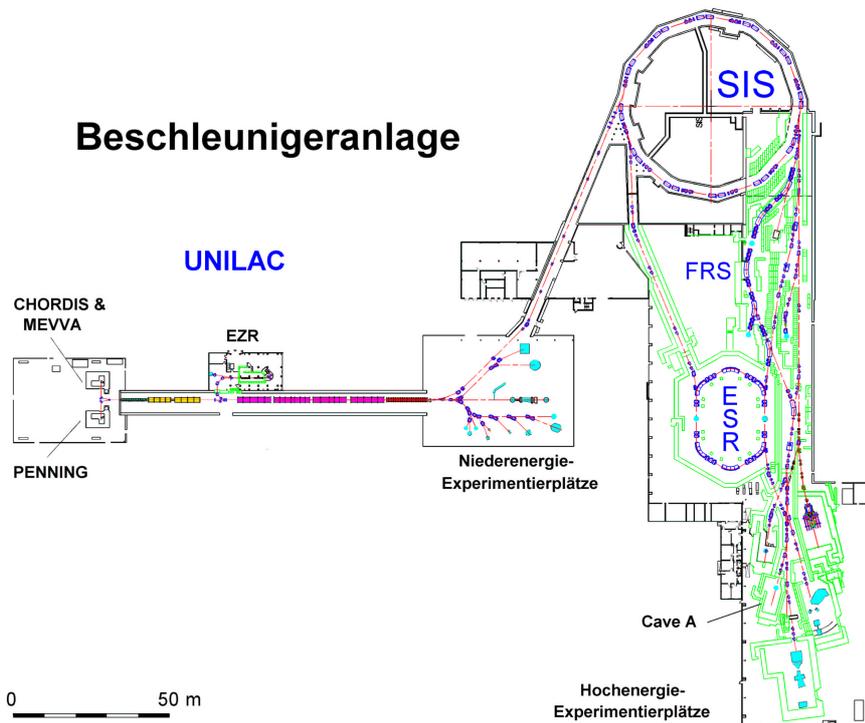


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung der Beschleunigeranlage der GSI.

am Ende des UNILAC durch eine Stripper-Folie geschossen. Die Energie, die dabei der UNILAC liefert, reicht jedoch nicht aus, um die Gold- oder Uranionen vollständig zu ionisieren. Die dazu notwendigen Energien können erst im Schwerionensynchrotron SIS erreicht werden. Daher wird der am häufigsten vorkommende Ladungszustand - für Uran ist das  $73+$  - in das SIS injiziert und dort weiter beschleunigt. Für das Goldexperiment werden die Ionen auf  $200 \text{ MeV/u}$  beschleunigt, während für das Uranexperiment die Ionen auf eine Energie von  $300 \text{ MeV/u}$  gebracht werden.

Die Ionen werden nach ihrer Beschleunigung aus dem SIS extrahiert, und mithilfe der bereits erwähnten Stripper-Folie wird der wasserstoffähnliche Zustand generiert, der Ausgangspunkt für die Experimente ist. Wie oben erwähnt, kommt jeweils eine Aluminiumfolie als Target zum Einsatz, wobei für die Goldmessung eine Folie mit einer Flächendichte von  $46,3 \text{ mg/cm}^2$  und für die Uranmessung eine Folie mit einer Flächendichte von  $100,0 \text{ mg/cm}^2$  verwendet wird. Die nach dem Target auftretenden Ladungszustände werden dann in einem nachfolgenden Dipolmagneten räumlich separiert. Durch eine geeignete Stellung von Blenden läßt sich der wasserstoffähnliche Ladungszustand von den anderen Ladungszuständen *vollständig* trennen, so daß nur H-ähnliche Ionen über die Strahlführung weiter zum Cave A transferiert werden.

### 4.1.3 Geschwindigkeit der Ionen

Für die Messung der Lebensdauer ist die Geschwindigkeit  $v$  der Ionen von maßgebender Bedeutung. Sie geht gemäß Gl. 3.3 über den Faktor  $\beta\gamma$  in die Lebensdauermessung mit ein, wobei  $\beta = v/c$  die Ionengeschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit  $c$  und  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$  der relativistische Lorentz-Faktor ist. In den beiden Experimenten wird der relevante Parameter  $\beta\gamma$  indirekt über die Energie  $E_P$  der Ionen bestimmt. Die Energie  $E_P$  (in Einheiten von MeV/u) ist gemäß der speziellen Relativitätstheorie über die Gleichung

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = 1 + \frac{E_P}{E_0} \quad (4.9)$$

mit der Geschwindigkeit  $\beta$  und dem Lorentz-Faktor  $\gamma$  verknüpft.  $E_0 = 931,494$  MeV ist die der atomaren Masseneinheit  $amu$  entsprechenden Ruheenergie.

Die Bestimmung der Energie  $E_P$  der Ionen erfolgt im Synchrotron SIS, in dem man bei bekannter Länge des Rings und bekannter Masse des Ions die Umlauffrequenz der Ionen im Ring mißt. Damit kann die Energie der Ionen mit einer relativen Genauigkeit von  $\Delta E_P/E_P \leq 10^{-3}$  bestimmt werden. Da die Ionen mit einer longitudinalen Impulsbreite von ungefähr  $\Delta p_{\parallel}/p_{\parallel} \leq 10^{-3}$  aus dem SIS extrahiert werden können, kann man annehmen, daß in beiden Experimenten die Energie  $E_P$  der Ionen auf ungefähr  $\Delta E_P \approx 0,5$  MeV/u bekannt ist. Dies entspricht einer relativen Genauigkeit von ungefähr  $\Delta E_P/E_P \approx 2 \cdot 10^{-3}$ .

Für die Geschwindigkeitsbestimmung muß jedoch berücksichtigt werden, daß die Ionen noch zweimal feste Materie durchfliegen, nämlich die Stripper- und die Targetfolie, und dabei jeweils Energie verlieren. Der dabei auftretende Energieverlust  $dE/dx$  läßt sich bei bekannter Dicke  $x$  der verwendeten Folien mit einer Genauigkeit von  $\leq 2\%$  vorhersagen [Geis98]. Bei der Durchquerung der beiden Folien kommt es aber auch zur einer Verbreiterung der anfänglichen Energieverteilung aufgrund zweier Phänomene:

- Die Verbreiterung der Energieverteilung der Ionen durch statistische Fluktuationen der Stoßparameter und Impulsüberträge beim Streuprozeß der Ionen an den Atomen der Folie. Diese Energieaufweitung wird in der englischsprachigen Literatur als „energy straggling“ bezeichnet.
- Die Verbreiterung der Energieverteilung durch Inhomogenitäten in der Targetdicke.

Die Berechnung des Energieverlustes und der Energieaufweitung der Ionen in den Folien wurde mit dem an der GSI entwickelten Programm ATIMA durchgeführt, das auf den an der GSI durchgeführten Energieverlustmessungen und den daraus gewonnenen Erkenntnissen beruht [Sche94, Geis98]. Nach Passieren der Stripper-Folie ergeben sich die in Tab. 4.1 angegebenen Energieverluste. ATIMA gibt ebenfalls Werte für die Energiebreiten nach dem Foliendurchgang an, die sich aus der anfänglichen Breite und dem Effekt des „energy straggling“ zusammensetzen. Genaugenommen müssen jedoch die Effekte aufgrund möglicher Inhomogenitäten in der Targetdicke  $x$ , die mit  $\Delta x/x \leq 1\%$  abgeschätzt werden, und die Tatsache, daß die theoretischen  $dE/dx$ -Werte, die ATIMA

## 4.2. EXPERIMENTELLER AUFBAU IN CAVE A

Ionensorte	$^{197}\text{Au}$		$^{238}\text{U}$	
		abs. Fehler		abs. Fehler
Extraktionsenergie $E_P$ [MeV/u]	200,0	$\pm 0,5$	300,0	$\pm 0,5$
Al-Stripper [mg/cm <sup>2</sup> ]	46,3		100,0	
Energieverlust [MeV/u]	5,079	$\pm 0,520$	10,065	$\pm 0,558$
Energieverbreiterung [MeV/u]		$\pm 0,508$		$\pm 0,511$
Targetinhomogenität [MeV/u]		$\pm 0,051$		$\pm 0,101$
Theorie $dE/dx$ [MeV/u]		$\pm 0,102$		$\pm 0,201$
Ni-Target [mg/cm <sup>2</sup> ]	1,5		1,5	
Energieverlust [MeV/u]	0,151	$\pm 0,520$	0,139	$\pm 0,558$
Energieverbreiterung [MeV/u]		$\pm 0,520$		$\pm 0,558$
Targetinhomogenität [MeV/u]		$\pm 0,001$		$\pm 0,001$
Theorie $dE/dx$ [MeV/u]		$\pm 0,003$		$\pm 0,003$
Endenergie $\bar{E}_P$ [MeV/u]	194,770	$\pm 0,520$	289,796	$\pm 0,558$
$\beta$	0,5621	$\pm 0,0006$	0,6467	$\pm 0,0004$
$\gamma$	1,2091	$\pm 0,0006$	1,3111	$\pm 0,0006$

Tabelle 4.1: Die Energieverluste der beiden Ionenstrahlarten in den verwendeten Folien und die sich daraus ergebenden Endenergien. Weitere Erklärungen finden sich im Text.

liefert, selbst nur auf  $\leq 2\%$  genau sind, mitberücksichtigt werden. Dies ist ebenfalls in Tab. 4.1 zu sehen, wonach sich die endgültige Unsicherheit des Energieverlustes als quadratische Summe aller drei Unsicherheiten berechnet. Die sich nach dem ersten Foliendurchgang ergebenden Werte sind die Ausgangswerte für die Berechnung des Energieverlustes in der nachfolgenden Ni-Targetfolie.

Zusammenfassend läßt sich festhalten, daß die Energie und damit die Geschwindigkeit der Ionen im wesentlichen durch den SIS-Ring festgelegt werden und auch den Hauptbeitrag für die Unsicherheit der Energie- bzw. Geschwindigkeitsbestimmung liefert. Die obigen Abschätzungen für die Ungenauigkeit der  $dE/dx$ -Werte und der Targetinhomogenität vergrößern diese Unsicherheit nur unwesentlich, während die Energieaufweitung im diesem Fall ganz zu vernachlässigen ist. Letztendlich kann der relevante Geschwindigkeitsfaktor  $\beta\gamma$  auf  $\approx 10^{-3}$  genau bestimmt werden. Dies reicht, wie im Auswertungsteil noch zu sehen sein wird, für die Lebensdauerbestimmung aus, da die Zerfallslänge  $l$  selbst aufgrund unzureichender Statistik nur auf wenige Prozent genau bestimmt werden kann und damit den Hauptbeitrag zur Unsicherheit in der Bestimmung der Lebensdauer liefert.

## 4.2 Experimenteller Aufbau in Cave A

Der verwendete experimentelle Aufbau ist in Abb. 4.4 dargestellt und ähnelt der in Kapitel 3 beschriebenen Anordnung. Mithilfe des SIS werden die Ionen auf hinreichend hohe Energien beschleunigt, um wasserstoffähnliche Ladungszustände herstellen zu können. Das Abstreifen der Elektronen geschieht in der oben erwähnten Al-Stripper-Folie, die sich in der Transferstrecke zwischen SIS und Cave A befindet. Ein Dipolmagnet und ein Kollimatorenpaar nach der Stripper-Folie gewährleisten, daß nur der

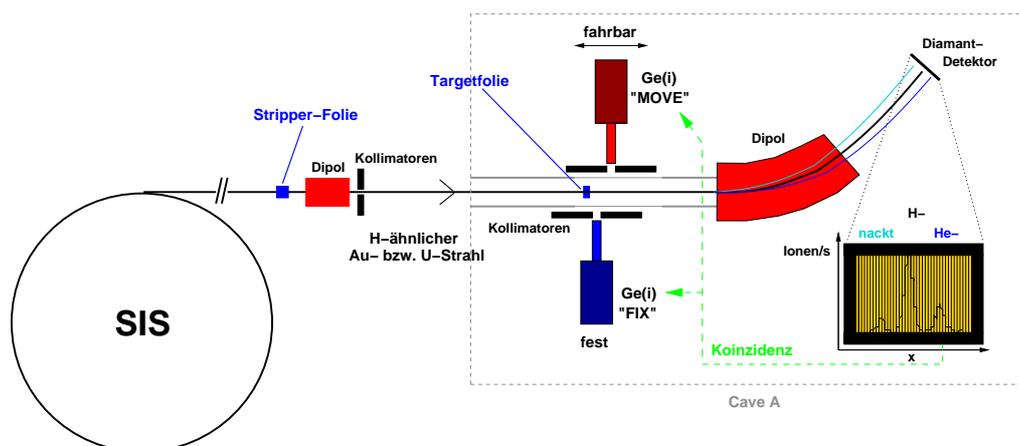


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus der beiden Lebensdauerexperimente. Weitere Erklärungen sind im Text zu finden.

H-ähnliche Ladungszustand zum Experiment geführt wird. Der so präparierte Ionenstrahl wird dann auf die Ni-Targetfolie geschossen, wobei durch einfachen Elektroneneinfang heliumähnliche Ionen produziert werden. Der Zerfall der angeregten atomaren Zustände wird hinter dem Target von zwei Germanium-Detektoren „MOVE“ und „FIX“ beobachtet. Die Kollimatoren vor den Detektoren erfüllen dabei zwei Aufgaben. Erstens verhindern sie, daß die Detektoren die Targetfolie direkt „sehen“. Da alle kurzlebigen Zustände schon innerhalb des Targets oder kurz hinter der Folie ( $< 2$  mm) zerfallen, ist dort die Intensität von Photonen aus unerwünschten Übergängen sehr hoch. Die Kollimatoren verhindern daher eine zu große Untergrundrate. Allein der metastabile  $2^3P_0$ -Zustand ist hinreichend langlebig, um dessen Zerfall als Funktion des Abstandes hinter der Folie messen zu können. Zweite Aufgabe der Kollimatoren ist es, die Verbreiterung der emittierten Linie aufgrund des Doppler-Effektes zu limitieren und die Sicht der Detektoren auf einen jeweils definierten Ausschnitt des Ionenstrahls zu beschränken.

Die wesentliche Neuerung gegenüber den bisherigen auf der BFS basierenden Lebensdauerexperimenten ist ein Magnetspektrometer und ein neuartiger Teilchenzähler. Die im Target entstehenden unterschiedlichen Ladungszustände der Ionen werden in einem Dipolmagneten des Magnetspektrometers räumlich getrennt und anschließend mit einem ortsempfindlichen (segmentierten) Diamantdetektor registriert. Dadurch ergibt sich die Möglichkeit, die Röntgenspektren koinzident mit den umgeladenen Ionen aufzunehmen, wodurch ein besseres Signal-zu-Untergrund Verhältnis erzielt wird.

### 4.2.1 Targetbereich

Die Abbildung 4.5 zeigt den Targetbereich im Überblick. Um die wichtigsten Fakten besser erläutern zu können, sind die Targetkammer und die verwendete Kollimatorenanordnung nochmals detailliert und maßstabsgetreu mit den wichtigsten Größenangaben in Abb. 4.6 dargestellt. Eine Targetleiter kann von oben in den Targetbereich

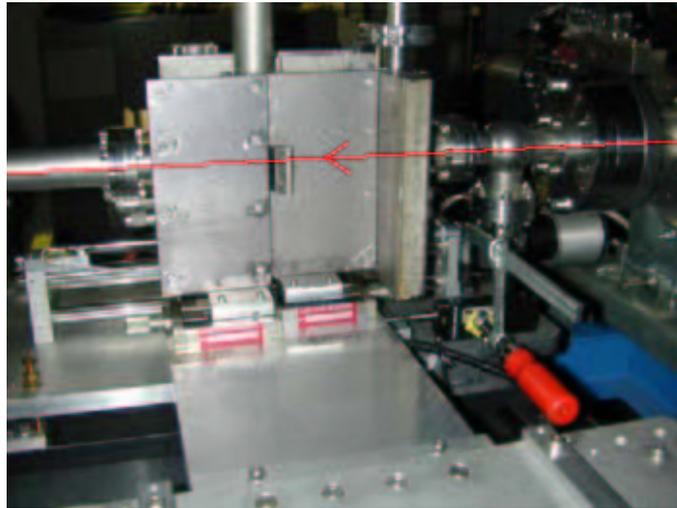


Abbildung 4.5: Bild des Targetbereichs. Der Ionenstrahl (durch eine Linie angedeutet) kommt von rechts. Zu sehen ist die Seite, auf der der bewegliche Detektor steht. Die dreiteilige L-förmige Kollimatorenanordnung ist auf einem Ausleger befestigt, der an einer von einem Linearmotor getriebenen Platte montiert ist, auf der auch der bewegliche Röntgendetektor steht. Beim Verschieben dieses Detektors MOVE bewegt sich daher die gesamte Kollimatorenanordnung starr mit.

hineingefahren werden. Die Targetleiter fasst maximal 5 kreisrunde Targets mit einem Durchmesser von je 16 mm. Während der beiden Experimente werden jedoch nur drei der fünf Plätze mit Nickeltargets unterschiedlicher Dicke ( $1,5$  und  $1 \text{ mg/cm}^2$  und  $630 \text{ } \mu\text{g/cm}^2$ ) verwendet. Die anderen zwei Plätze blieben frei, um während des Experimentes den Fokus des Ionenstrahls zu kontrollieren. Bei korrekter Fokussierung sollte es in einer leeren Targetposition zu keinen Umladungen kommen, was mithilfe des Magnetspektrometers und des Teilchendetektors überprüft werden kann. Während der Messungen der Zerfallskurven kam letztlich das schwerste Ni-Target ( $1,5 \text{ mg/cm}^2$ ) zum Einsatz, da hiermit die höchste Umladungsrate erzielt werden konnte.

Die Position des Targets und die Abmessungen der Targetkammer sind der Abb. 4.6 zu entnehmen. Der Zerfall des metastabilen  $^{23}\text{P}_0$ -Zustandes hinter dem Target kann durch zwei Edelstahlfenster, die  $100 \text{ } \mu\text{m}$  dick sind, von beiden Seiten beobachtet werden. Die Länge der Fenster beträgt  $110 \text{ mm}$  und die Höhe  $24 \text{ mm}$ . Die Transmission der Photonen durch das  $100 \text{ } \mu\text{m}$  dicke Edelstahlfenster ist im relevanten Energiebereich von  $50\text{-}100 \text{ keV}$  mit mehr als  $80 \%$  hinreichend hoch.

Die emittierten Photonen werden von zwei Ge(i)-Detektoren unter einem Winkel von  $90^\circ$  durch die Kollimatoren hindurch detektiert. Die Germaniumdiode des beweglichen Detektors MOVE hat eine aktive Fläche von  $500 \text{ mm}^2$ , ist  $15 \text{ mm}$  dick und besitzt eine Energieauflösung von  $\approx 500 \text{ eV}$  bei  $E_\gamma = 122 \text{ keV}$ . Die Diode des festen Detektors FIX hat eine Detektionsfläche von  $2000 \text{ mm}^2$ , ist  $20 \text{ mm}$  dick und besitzt eine Energieauflösung von  $\approx 700 \text{ eV}$  bei  $E_\gamma = 122 \text{ keV}$ . Die beiden Dioden, die in Abb. 4.6 maßstabsgetreu dargestellt sind, stehen ungefähr  $1 \text{ cm}$  hinter den Kollimatoren. Die intrinsische

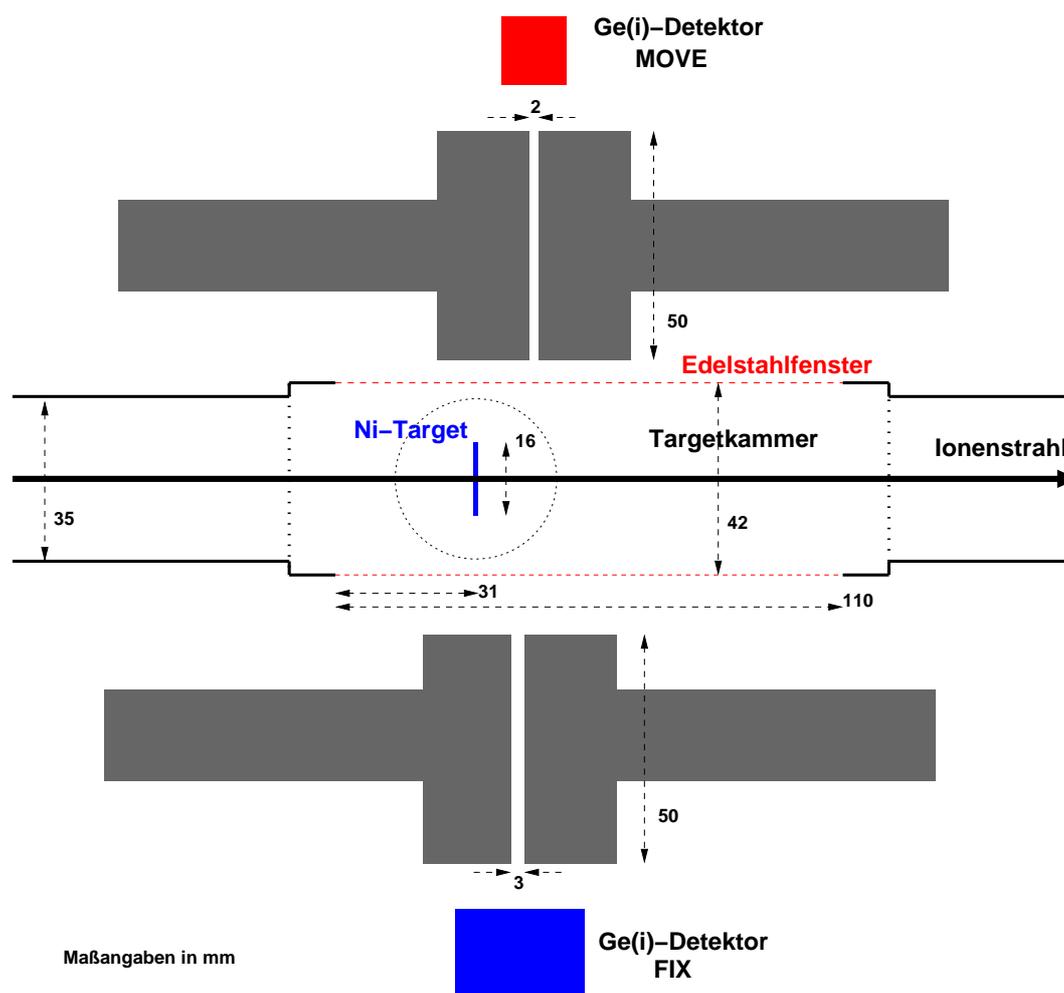


Abbildung 4.6: Maßstabsgetreue Abbildung des Targetbereiches. Weitere Erklärungen finden sich im Text.

Nachweiswahrscheinlichkeit beider Ge(i)-Detektoren beträgt für den relevanten Energiebereich mehr als 95 %.

Um den Raumwinkel nicht unnötig zu verkleinern, werden die 50 mm dicken Kollimatoren auf beiden Seiten so nah an der Targetkammer wie nur möglich positioniert. Die Öffnungsbreite der Kollimatoren ist mit  $\approx 2 - 3$  mm so gewählt, daß die sich aus dem Öffnungswinkel ergebende Doppler-Verbreiterung ungefähr so groß ist wie die intrinsische Auflösung der Röntgendetektoren. Im Goldexperiment bestehen die verwendeten Kollimatoren aus Blei. Für das Uranexperiment kommt anstatt Blei Tantal als Kollimatorenmaterial zum Einsatz, da die zu untersuchende Übergangslinie in  $U^{90+}$  bei der gegebenen Geschwindigkeit von  $\beta = 0,6467(4)$  (siehe Tab. 4.1) aufgrund der Lorentztransformation unter  $90^\circ$  im Bereich der  $K\alpha_1$ - und  $K\alpha_2$ -Linien von Blei liegt, was die Bestimmung der Intensität der zu untersuchenden Linie erschweren würde.

Für die Bestimmung der Lebensdauer ist es wichtig, daß der durch den Kollimator definierte Öffnungswinkel während der Verschiebung des beweglichen Detektors gleich

## 4.2. EXPERIMENTELLER AUFBAU IN CAVE A

bleibt, um systematische Fehler zu vermeiden. Dies verlangt eine sorgfältige Justierung des beweglichen Kollimators in Bezug auf die Targetkammer, bedeutet aber auch, daß die Targetkammer möglichst parallel zum Ionenstrahl justiert sein muß, da die Position des Ionenstrahls später für das Experiment den eigentlichen Bezugspunkt darstellt.

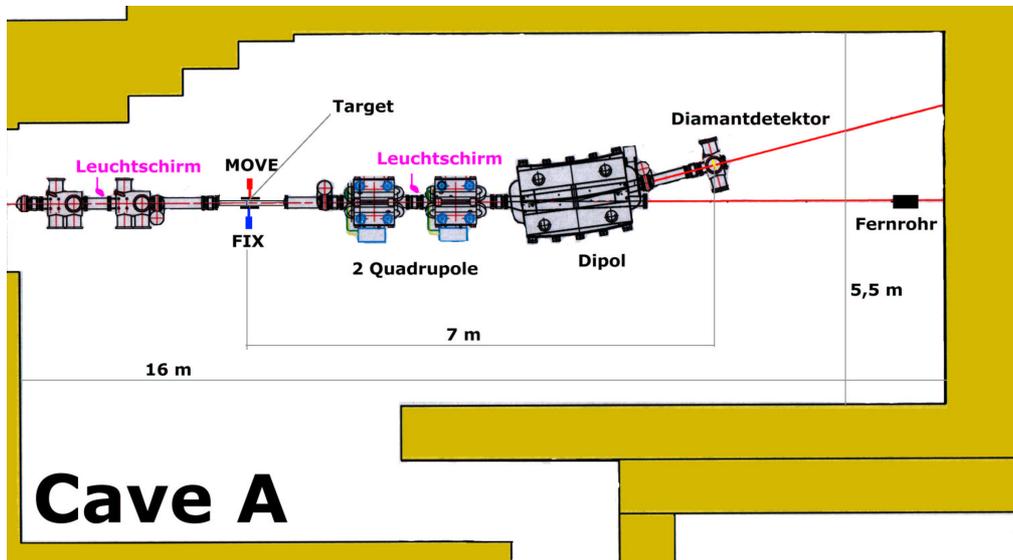


Abbildung 4.7: Maßstabsgetreue Darstellung des Magnetspektrometers in Cave A. Neben dem Spektrometer sind die wichtigsten Komponenten des Experiments eingezeichnet: das Fernrohr zur Festlegung der virtuellen Referenzlinie; ein Leuchtschirm vor dem Target und eines zwischen den Quadrupolen, um den Ionenstrahl auf die Referenzlinie zu bringen; das Target und die zwei Röntgendetektoren MOVE und FIX sowie der Diamantdetektor zum Nachweis der verschiedenen Ladungszustände.

Die Justierung der Targetkammer erfolgt über ein ortsfestes Fernrohr, das in gerader Verlängerung der Strahlführung (siehe Abb. 4.7) positioniert ist und durch ein Glasfenster die gesamte Strahlführung im Cave A sehen kann. Mithilfe dieses Fernrohrs wird eine virtuelle Referenzlinie definiert, auf die die gesamte Strahlführung inklusive der Targetkammer justiert wird. Bevor die eigentlichen Messungen beginnen, muß auch der Ionenstrahl so fokussiert werden, daß er dieser virtuellen Referenzlinie folgt. Dies gelingt mithilfe von zwei Leuchtschirmen (siehe Abb. 4.7), die vorher auf diese Referenzlinie eingemessen worden sind. Während der notwendigen Strahlfokussierung erlauben es die Leuchtschirme, die Position des Ionenstrahls bezüglich der virtuellen Referenzlinie on-line zu bestimmen. Die Parallelität zwischen Kollimator und Targetkammer wurde überprüft und es läßt sich abschätzen, daß der für die Bestimmung der Zählrate relevante Raumwinkelkoeffizient sich durch die Nicht-Parallelität um weniger als 1 % ändert.

Die Positionierung des beweglichen Detektors ist mit einer Genauigkeit von  $\leq 5 \mu\text{m}$  möglich und wurde zur Sicherheit durch zwei verschiedene Längenmeßsysteme unabhängig voneinander bestimmt. Die später bei den Zerfallskurven angegebenen Positionen beziehen sich *nicht* auf den Abstand zur Targetfolie, sondern sind als eine

relative Ortsinformation zu verstehen. Die möglichen systematischen Fehler bei der Bestimmung der Lebensdauer, die sich aus der Positionierung der Detektoren und der Nicht-Parallelität der beweglichen Kollimatoren gegenüber dem Ionenstrahl ergeben, sind gegenüber dem statistischen Fehler, der sich aus der limitierten Zählrate ergibt, wie im Auswertungsteil noch gezeigt wird, vernachlässigbar.

## 4.2.2 Das Magnetspektrometer

Das bereits angesprochene Magnetspektrometer ist 1999 im Cave A installiert worden und erlaubt die räumliche Trennung verschiedener Ladungszustände im Ionenstrahl und die anschließende Detektion in einem ortsempfindlichen Detektor. Die Abbildung



Abbildung 4.8: Bild des Magnetspektrometers in Cave A mit seinen zwei Quadrupol- und dem Dipolmagneten.

4.8 zeigt ein Bild des Spektrometers, das aus einem Quadrupoldublett und einem Dipolmagneten besteht. Die Aufgabe des Dipolmagneten ist es, die verschiedenen Ladungszustände voneinander zu trennen. Beim Durchflug von Ionen der Ladung  $q$  und der Geschwindigkeit  $v$  durch ein Magnetfeld der Stärke  $B$ , welches senkrecht zu ihrer Bewegungsrichtung ausgerichtet ist, erfahren die Ionen durch die Lorentzkraft eine Ablenkung, die aufgrund der Massenträgheit von der Zentrifugalkraft kompensiert wird, so daß gilt:

$$F_L = F_Z \implies qvB = \frac{mv^2}{r}. \quad (4.10)$$

Da das Magnetfeld senkrecht zur Bewegung der Ionen ausgerichtet ist, bleibt der longitudinale Impuls  $p$  der Ionen erhalten:

$$p = mv = qrB = \text{const.} \quad (4.11)$$

D.h. unter der Voraussetzung, daß die Ionen immer das gleiche Magnetfeld  $B$  „spüren“, gilt

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta q}{q} + \frac{\Delta r}{r} = 0 \implies \left| \frac{\Delta q}{q} \right| = \frac{\Delta r}{r}. \quad (4.12)$$

## 4.2. EXPERIMENTELLER AUFBAU IN CAVE A

---

Unterschiedlich geladene Ionen werden daher beim Durchflug durch ein vertikal liegendes Magnetfeld horizontal verschieden weit abgelenkt. Für den Abstand  $x$  zweier verschiedener Ladungszustände ergibt sich dann der folgende Zusammenhang:

$$x = D \cdot \frac{\Delta q}{q}. \quad (4.13)$$

Hierbei ist  $D$  die Dispersion (in der Einheit mm/%) des Dipolmagneten für einen gewissen Abstand hinter dem Dipol und  $\Delta q/q$  der Ladungsunterschied in %<sup>2</sup>. Zu beachten ist, daß die Dispersion  $D$  eines Dipolmagneten nur für einen wohl definierten Abstand zwischen Magnet und Detektor gilt, und daß sich die Dispersion mit größer werdendem Abstand zum Dipolmagneten linear ändert. Für den Dipolmagneten in Cave A mit

- einem Ablenkwinkel von 14,5°,
- einem Ablenkradius von 6,25 m und
- einer Magnetfeldstärke von 1,6 T (-> magnetische Steifigkeit: 10 Tm)

ergibt sich am horizontalen Detektorfokuspunkt eine Dispersion von  $D = 8,35$  mm/%.

Ausführliche ionenoptische Rechnungen haben gezeigt, daß ein Dipolmagnet zur Analyse der Ladungszustände alleine nicht ausreichen würde, da es ohne ein zusätzliches Quadrupoldublett keinen Fokuspunkt geben würde, an dem die Ausdehnung des Ionenstrahls minimal wird. Dies ist jedoch notwendig, damit die verschiedenen Ladungszustände hinter dem Dipol in einem ortsempfindlichen Teilchendetektor räumlich sauber getrennt nachgewiesen werden können. Ausgangspunkt der ionenoptischen Rechnungen - das Resultat solch einer Rechnung ist in Abb. 4.9 graphisch dargestellt - sind die vier Quadrupoldubletts und die drei Dipolmagnete in der Transferstrecke vor Cave A und das neue Magnetspektrometer mit seinem Quadrupoldublett und dem Dipolmagneten.

Wie in Abb. 4.9 zu sehen ist, steht die Al-Stripper-Folie in einem Fokuspunkt. Die nach dem Stripper vorhandenen unterschiedlichen Ladungszustände werden in einem nachfolgenden Dipolmagneten aufgrund der von Null verschiedenen Dispersion  $D$  räumlich separiert. Horizontale Schlitze erlauben die vollständige Trennung der Ladungszustände, da es an der Schlitz-Position einen weiteren Fokus in horizontaler Richtung gibt. Mit den weiteren Quadrupol- und Dipolmagneten kann der Ionenstrahl auf einen Targetpunkt in Cave A in horizontaler und vertikaler Richtung fokussiert werden. Abbildung 4.10 zeigt, daß basierend auf den ionenoptischen Rechnungen die zu erwartende Ausdehnung des Ionenstrahls am Targetpunkt ungefähr 5- 6 mm in horizontaler und 8 mm in vertikaler Richtung beträgt. Diese Größen sind in Übereinstimmung mit den während der Strahljustierung gemachten Beobachtungen auf den Leuchtschirmen.

Die im Target produzierten Ladungszustände können mithilfe des Magnetspektrometers getrennt werden. Der Dipolmagnet separiert aufgrund seiner Dispersion die

---

<sup>2</sup>Beispiel: Die Ladungsänderung von H-ähnlich nach He-ähnlich ( $\Delta q = 1$ ) beträgt in Blei ( $Z = 82$ )  $\Delta q/q = 1/82 = 1,22$  %. D.h bei einer gegebenen Dispersion von z.B.  $D = 8,35$  mm/% sollte der Abstand der zwei Ladungszustände  $x = 10,2$  mm betragen.

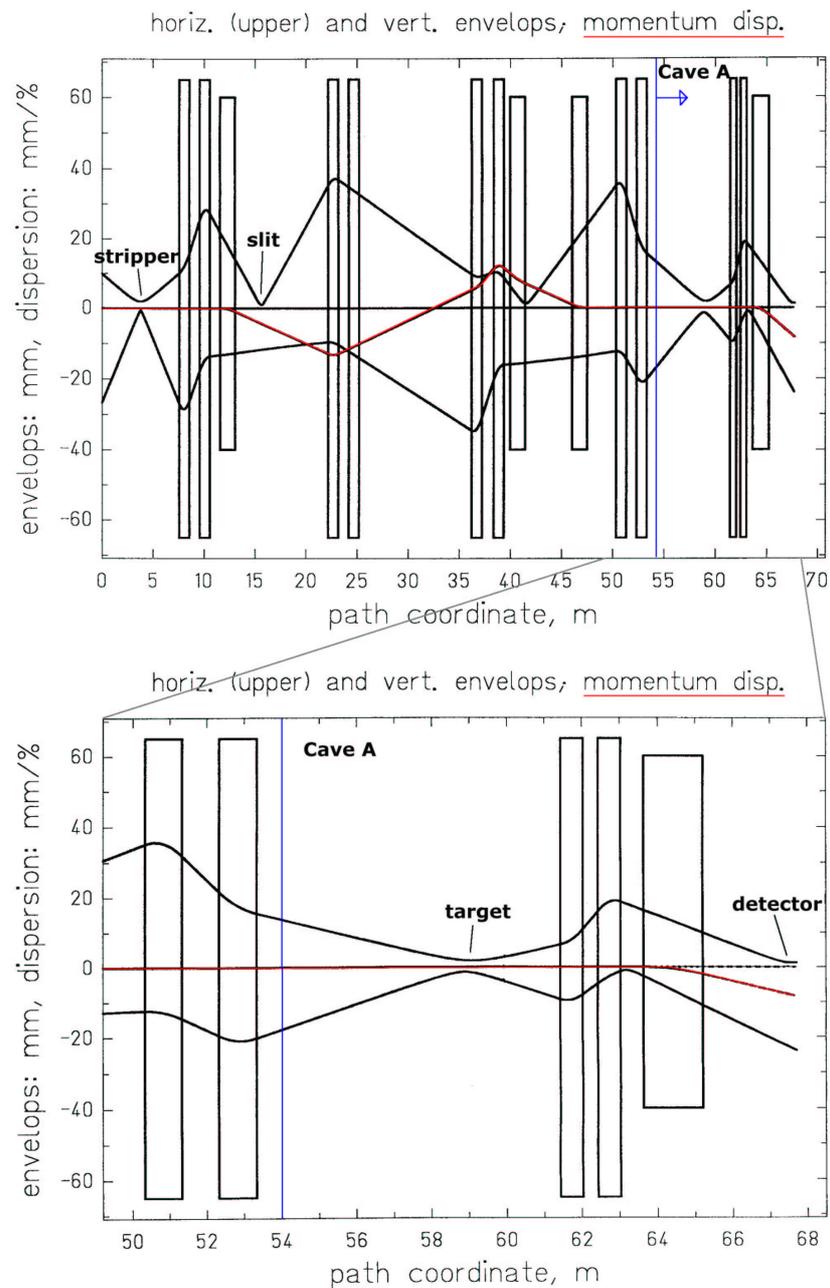


Abbildung 4.9: Ionenoptische Rechnung für die gesamte Transferstrecke von der Stripperfolie bis zum Cave A einschließlich des dortigen Magnetspektrometers. Dargestellt sind die horizontale (obere Kurve) und die vertikale (untere Kurve) Ausdehnung des Ionenstrahls in mm und die Dispersion des Strahls in mm/% als Funktion des Weges. Die obere Grafik zeigt den gesamten Weg, während in der unteren Grafik die Situation in Cave A nochmals detaillierter dargestellt ist. Weitere Erklärungen sind im Text zu finden.

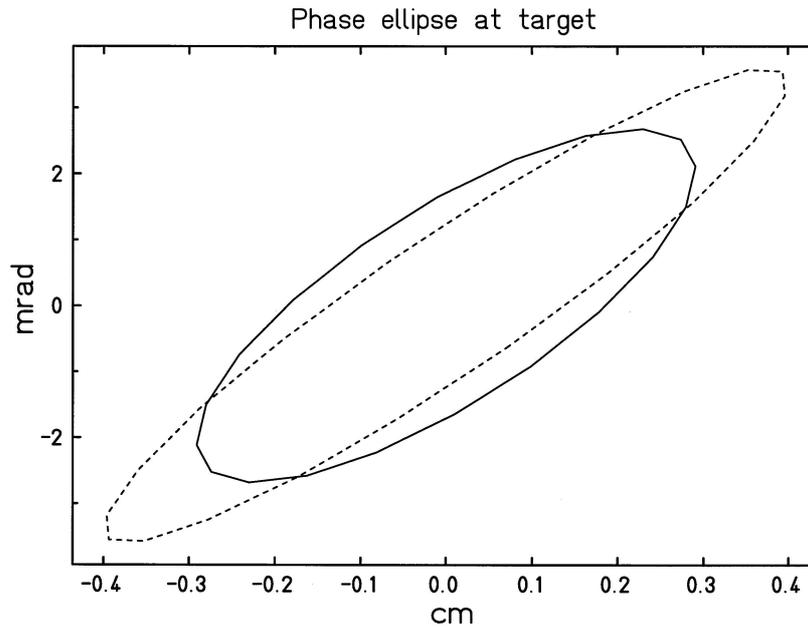


Abbildung 4.10: Phasenraum des Ionenstrahls am Targetpunkt. Die durchgezogene Linie gibt die Ausdehnung des Ionenstrahls in horizontaler Richtung an, während die gestrichelte Linie die Ausdehnung des Strahls in vertikaler Richtung repräsentiert.

unterschiedlichen Ladungszustände. Die beiden Quadrupolmagnete erlauben es, den Ionenstrahl zumindestens in horizontaler Richtung zu fokussieren. Die Abbildung 4.11 zeigt die berechnete Ausdehnung des Ionenstrahls am Detektorfokuspunkt. Wie zu erkennen ist, erfolgt die Fokussierung in horizontaler Richtung, in der auch die verschiedenen Ladungszustände separiert werden. Zu erwarten ist, daß die horizontale Ausdehnung der einzelnen Ladungszustände ungefähr 2-3 mm beträgt, während sich die vertikale Ausdehnung auf 5 cm vergrößert. Allen durchgeführten Rechnungen liegt die Annahme zugrunde, daß am Stripper-Target die longitudinale Impulsbreite  $\Delta p/p \approx 10^{-3}$  und die Strahlemittanz  $\epsilon \approx 5\pi$  mm·mrad beträgt.

Die Dispersion von  $D = 8,35$  mm/% des Dipsols am Detektorfokuspunkt ist damit ausreichend, um zwei Ladungszustände vollständig in horizontaler Richtung zu separieren. Im ersten Experiment, welches das neue Magnetspektrometer in Cave A nutzte, konnte die erwartete, vollständige Trennung der Ladungszustände eindrucksvoll demonstriert werden. In diesem Experiment wurden die absoluten Wirkungsquerschnitte für Elektroneneinfang und Projektilionisation für wasserstoffähnliche Bleiionen, die mit einer Energie von 46 und 184 MeV/u durch dünne Kohlenstoff-, Aluminium-, Kupfer- und Goldfolien unterschiedlicher Dicke geschossen wurden, bestimmt [Bräu00]. Als Teilchendetektor kam hierbei ein in zwei Dimensionen ortsempfindlicher Microchannel-Plate Detektor mit Delay-Line Auslese zum Einsatz. Das zweidimensionale Bild der vom Detektor gemessenen Ladungsverteilung ist in Abb. 4.12 dargestellt. Die sehr schöne Trennung der einzelnen Ladungszustände ist klar zu erkennen. Die Breite der Verteilung eines Ladungszustandes ( $\approx 4$  mm) und der Abstand zweier benachbarter Ladungs-

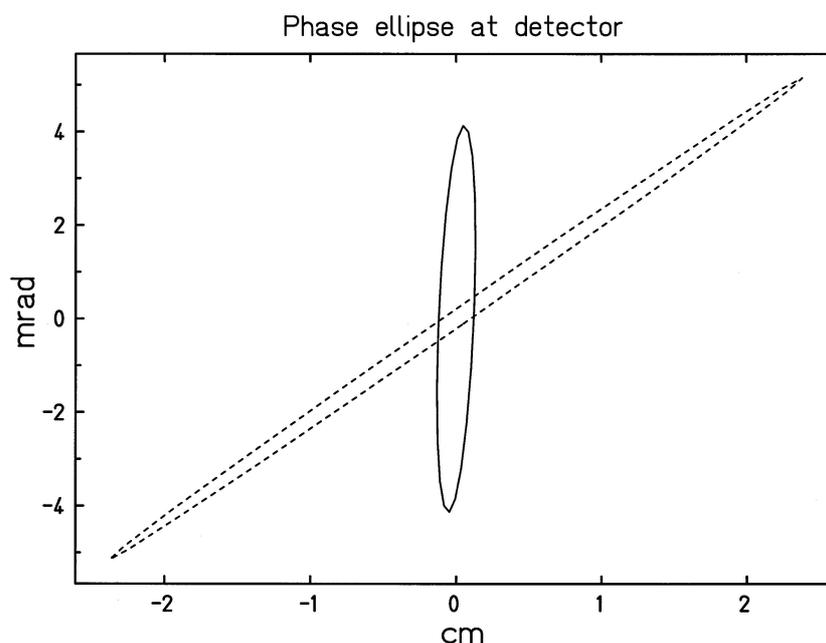


Abbildung 4.11: Phasenraum des Ionenstrahls am Detektorfokuspunkt. Die durchgezogene Linie gibt die Ausdehnung des Ionenstrahls in horizontaler Richtung an, während die gestrichelte Linie die Ausdehnung des Strahls in vertikaler Richtung repräsentiert.

zustände ( $\approx 8$  mm) entsprechen ungefähr den Werten, wie man sie von ionenoptischen Rechnungen her erwartet hätte (Breite: 2-3 mm, Abstand: 10,2 mm). Die auftretenden Unterschiede können mit Abbildungsfehler durch Aberration und auch damit erklärt werden, daß der Teilchendetektor ein wenig zu nahe am Dipol stand, was eine größere Breite der Ladungsverteilung und einen geringeren Abstand zweier benachbarter Ladungszustände bewirkt.

Der während dieses ersten Experiments verwendete Microchannel-Plate Detektor mit Delay-Line Anode besitzt eine aktive Detektionsfläche mit einem Durchmesser von 80 mm und erlaubt die gleichzeitige Aufnahme von bis zu 8 Ladungszuständen, womit relative Wirkungsquerschnitte direkt gemessen werden können. Die wesentlichen Eigenschaften des Microchannel-Plate Detektors mit Delay-Line Anode seien hier kurz zusammengefasst:

- ortsempfindlich in zwei Dimensionen mit einer Ortsauflösung  $\Delta x/x \leq 0,5$  mm,
- schnelle Anstiegssignale:  $t_r \sim 2$  ns,
- gute Zeitauflösung:  $\Delta t \sim 500$  ps,
- simultane Erfassung von Mehrfach-Ereignissen,
- maximale Zählrate der gesamten Detektorfläche:  $\sim 10^6$  Hz.

## 4.2. EXPERIMENTELLER AUFBAU IN CAVE A

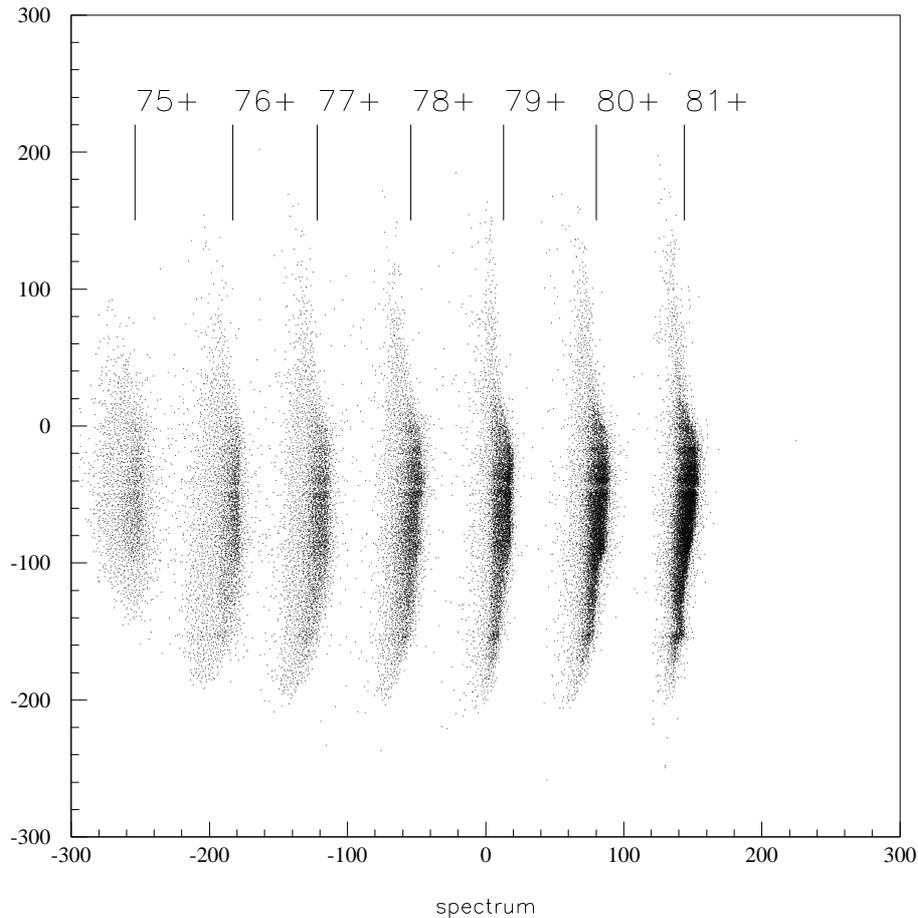


Abbildung 4.12: Zweidimensionales Detektorbild der Ladungsverteilung nach der Kollision eines 46 MeV/u  $\text{Pb}^{81+}$ -Strahls mit einer Goldfolie. Die einzelnen Ladungszustände sind  $\approx 8$  mm voneinander entfernt. Die Gesamtbreite der Verteilung eines einzelnen Ladungszustandes beträgt  $\approx 4$  mm. Der Ladungszustand 82+ wurde mithilfe einer Blende gestoppt und ist deshalb im Spektrum nicht zusehen. Die Abbildung ist [Bräu00] entnommen.

Neben den ansonsten hervorragenden Eigenschaften des Microchannel-Plate Detektors ist die Beschränkung hinsichtlich der maximalen Zählrate als ein Nachteil anzusehen, speziell wenn man wie in den beiden Lebensdauerexperimenten auf hohe Ionenstrahlströme angewiesen ist und diese auch vom SIS in das Cave A geliefert werden können ( $\sim 10^8 - 10^9$  Ionen/s). Deshalb wurde neben dem bereits vorhandenen Microchannel-Plate ein zweiter Teilchendetektor für das Magnetspektrometer in Cave A gebaut, um in Experimenten, die auf hohe Ionenstrahlintensitäten angewiesen sind, als ortsempfindlicher Teilchendetektor für die Ladungszustandsbestimmung zu dienen.

### 4.2.3 Der Diamantdetektor als ortsauflösender Teilchenzähler

Mit der gestiegenen Intensität von Ionenstrahlen, die im SIS beschleunigt werden können, steigen auch die Anforderungen an die verwendeten Teilchendetektoren. Mittler-

weile liegen die Intensitäten, die im SIS durch einen neuen Hochstrominjektor und den Einbau eines Elektronenkühlers erreicht werden können, bei  $\geq 10^{10}$  Ionen pro umlaufendem Puls für das schwerste Ion Uran. Das bedeutet, daß aufgrund der Extraktionszeiten, die im Bereich von 10 ms bis 10 s liegen können, die verwendeten Teilchendetektoren in der Lage sein sollten, die Ionen *einzel*n mit Raten von  $10^8$ - $10^{10}$  Hz nachweisen zu können, ohne dabei Strahlungsschäden zu erleiden, die den Detektor mit der Zeit zerstören würden. Bei der Suche nach neuen, geeigneten Detektormaterialien erweist sich synthetisch hergestellter, polykristalliner Diamant hierbei als sehr vielversprechend. Die Herstellung von polykristallinem Diamant geschieht durch die hochreine und großflächige Abscheidung von Kohlenstoffatomen aus einem Gasgemisch auf einer Substratoberfläche (Chemical Vapour Deposition, CVD) [Spea94]. In Tab. 4.2 sind einige detektorrelevante Eigenschaften von Diamant denen von Silizium gegenüber gestellt.

physikalische Eigenschaften bei 300 K	Diamant	Silizium
Kernladungszahl	6	14
Dichte [g/cm <sup>3</sup> ]	3,5	2,33
Gitterkonstante [Å]	3,57	5,43
Bandlücke [eV]	5,45	1,12
intrinsische Ladungsträgerdichte [1/cm <sup>3</sup> ]	<10 <sup>3</sup>	1,5 · 10 <sup>10</sup>
Energie zur Bildung eines Elektron-Loch-Paares [eV]	13	3,6
Energie zur Herauslösung eines Atoms aus dem Gitter [eV]	80	28
Wärmeleitfähigkeit [W cm <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ]	20	1,27
spez. Widerstand [Ω cm]	>10 <sup>11</sup>	2,3 · 10 <sup>5</sup>
kritisches elektrisches Feld [V/cm]	10 <sup>7</sup>	3 · 10 <sup>5</sup>
Beweglichkeit der Elektronen [cm <sup>2</sup> /Vs]	2200	1500
Beweglichkeit der Löcher [cm <sup>2</sup> /Vs]	1600	600
Dielektrizitätskonstante $\epsilon_r$	5,7	11,9

Tabelle 4.2: Einige relevante physikalische Eigenschaften von Diamant im Vergleich zu Silizium.

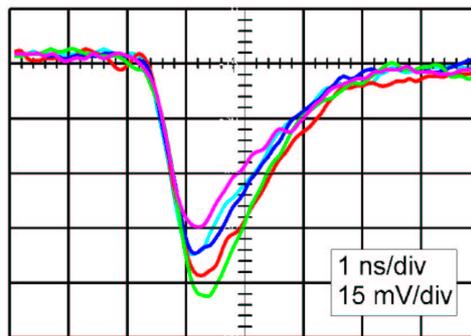
Aufgrund der großen Bandlücke von 5,45 eV ist die Anzahl der freien Ladungsträger in Diamant sehr gering und liegt bei Zimmertemperatur um sieben Größenordnungen niedriger als in Silizium. Deshalb ist weder ein pn-Übergang, wo eine Verarmungsschicht die Anzahl der freien beweglichen Ladungsträger reduziert und als sensitives Volumen dient, notwendig, noch muß gekühlt werden, um einen rauscharmen Detektor zu gewährleisten. Ionisierende Teilchen erzeugen beim Durchgang durch die Diamantschicht Elektron-Loch-Paare. Metallisiert man beide Seiten der polykristallinen Diamantschicht und legt von außen ein elektrisches Feld an, so daß die Elektronen und Löcher zu den Elektroden driften können, hat man im Prinzip schon einen betriebsbereiten, rauscharmen Teilchendetektor.

Die hohe Mobilität der Elektronen *und* der Löcher in Verbindung mit der Tatsache, daß man aufgrund des hohen spezifischen Widerstands hohe elektrische Felder von  $\pm 2 - 7$  V/ $\mu$ m an die Diamantschicht angelegen kann, was die Trennung der durch ein ionisierendes Teilchen produzierten Elektron-Loch-Paare forciert, führt dazu, daß die Sammelzeiten in der Größenordnung von einigen 100 ps liegen. Aufgrund der kleinen

## 4.2. EXPERIMENTELLER AUFBAU IN CAVE A

Dielektrizitätskonstanten sind niedrige Kapazitäten für die einzelnen Detektorkanäle möglich, was erwarten läßt, daß Detektoren aus Diamant extrem schnelle Detektoren sein sollten. Anzunehmen ist auch, daß ein Diamantdetektor sehr widerstandsfähig gegenüber hohen Strahlungsintensitäten ist, da Diamant einerseits bei Raumtemperatur die höchste Wärmeleitfähigkeit aller bekannten festen Materialien besitzt [Saue95] und andererseits die Energie, die notwendig ist, um ein Kohlenstoffatom aus dem Diamantgitter zu entfernen, fast dreimal so hoch ist wie bei Silizium.

Die wichtigsten Eigenschaften des neuen Diamantdetektors in Cave A sollen anhand von Messungen, die mit vergleichbaren Diamantdetektoren gemacht wurden, kurz erläutert werden. Dazu ist in Abb. 4.13 der typische Signalverlauf einzelner Ionen dargestellt, den ein Diamantdetektor ohne Vorverstärker liefert. Trotz der Verbreiterung der



$d=330 \mu\text{m}$   
 $C=8 \text{ pF}$   
 $E=-1 \text{ V}/\mu\text{m}$

Abbildung 4.13: Typische Detektorsignale eines  $330 \mu\text{m}$  dicken Diamantdetektors von fünf einzelnen  $^{208}\text{Pb}$ -Ionen bei einer Energie von  $300 \text{ MeV}/u$ . Die Signale wurden ohne einen zusätzlichen Vorverstärker mit einem  $1,5 \text{ GHz}$  schnellen Digitalspeicheroszilloskop (DSO) bei einer Abtastrate von  $10 \text{ GS}/s$  aufgenommen (Eingangsimpedanz:  $50 \Omega$ ). Die Abbildung ist [Berd99] entnommen.

Signale durch das Digitalspeicheroszilloskop (DSO) ist deutlich zu erkennen, daß ein Diamantdetektor extrem schnelle Signale liefert. Die Anstiegszeit  $t_r$  der Signale beträgt deutlich weniger als  $200 \text{ ps}$  und die Breite (FWHM) der Signale liegt bei  $\Delta t \leq 2 \text{ ns}$ , was durch die Kapazität des Detektors und durch die Eingangsimpedanz von  $50 \Omega$  des DSO gegeben ist. Ein Diamantzähler dieser Kapazität ist daher in der Lage Einzelnachweisraten von  $\leq 10^8 \text{ Hz}$  zu erzielen, was durch eine entsprechende Segmentierung des Detektors in Pixel oder Streifen noch weiter erhöht werden kann, da die Gesamtrate dann auf die verschiedenen Kanäle verteilt wird. Die zu erwartenden Peak-Amplituden  $U_D$  eines Diamantdetektors bei Durchquerung ionisierender Teilchen lassen sich über

den folgenden Ausdruck

$$U_D = \frac{dQ}{dt} \cdot R_{amp} \cdot CCE \quad (4.14)$$

abschätzen, wobei  $dQ$  die Anzahl an Ladungsträger, die gemäß der Bethe-Bloch-Formel aufgrund des erlittenen Energieverlust produziert werden, darstellt.  $dt$  ist die Breite (FWHM) des Pulses,  $R_{amp}$  die Eingangsimpedanz des Verstärkers und  $CCE$  (Charge Collection Efficiency) die Ladungssammeleffizienz.

Die sehr schnelle Anstiegszeit impliziert auch, daß die intrinsische Zeitauflösung, die man mit einem Diamantdetektor erreichen kann, ebenfalls sehr gut ist. Dazu ist ein Zeitdifferenzspektrum von zwei identischen Diamantdetektoren in Abb. 4.14 dargestellt, die in Koinzidenz den Durchflug von  $^{52}\text{Cr}$ -Ionen mit einer Energie von 650 MeV/u detektierten. Anhand der gemessenen Breite der Verteilung konnte die intrin-

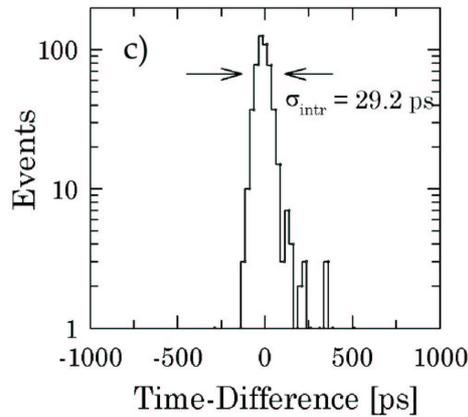


Abbildung 4.14: Gemessenes Zeitdifferenzspektrum zweier identischer Diamantdetektoren mit einer Dicke von  $d = 100 \mu\text{m}$  und einer Kapazität von  $C = 8,3 \text{ pF}$ . Die Abbildung ist [Berd01] entnommen.

sische Zeitauflösung der in diesem Flugzeit-Experiment verwendeten Detektoren und der benutzten Elektronik zu  $\sigma_{intr} = \sigma_{gemessen}/\sqrt{2} = 29,2 \text{ ps}$  bestimmt werden. Diese hervorragende Zeitauflösung ist deutlich besser als es die Anforderungen eines Lebensdauerexperimentes verlangen, wo in Koinzidenz mit Ge(i)-Detektoren gearbeitet wird, die selbst nur eine Zeitauflösung (abhängig von der Energie der Photonen) von  $\approx 20 - 50 \text{ ns}$  erreichen.

Eine „guter“ Diamantdetektor besitzt ein nahezu symmetrisches Strom-Spannungs-Verhalten. Daher kann im Prinzip die Polung des elektrischen Feldes, die an die Diamantschicht angelegt wird, um die durch ein ionisierendes Teilchen entstandenen Elektron-Loch-Paare zu sammeln, frei gewählt werden, solange die Teilchen mit nahezu konstantem Energieverlust  $\Delta E/\Delta x$  den Detektor durchqueren und nicht in ihm gestoppt werden. Doch da es sich aufgrund des Herstellungsprozesses um ein polykristallines Material mit deutlich unterschiedlicher Korngrenzendichte auf der Keimseite im Vergleich zur Wachstumsseite handelt, können die Akzeptor- und Donatorzentren im Diamanten inhomogen verteilt sein, was zu einem asymmetrischen I-U-Verhalten führt. Die

## 4.2. EXPERIMENTELLER AUFBAU IN CAVE A

polykristalline CVD-Diamantstruktur ist auch dafür verantwortlich, daß die Ladungssammeleffizienz ( $CCE$ ) ortsabhängig ist, da ein Teil der produzierten Ladungsträger in Strukturdefekten absorbiert werden kann und so zur Signalbildung nicht mehr beiträgt. Abhängig von der Qualität der gewachsenen Diamantschichten ergeben sich für die Ladungssammeleffizienz Werte im Bereich von  $CCE \approx 0,1 - 0,6$ . Daher kann ein Diamantdetektor nicht so einfach zur Identifizierung von unterschiedlichen Teilchen aufgrund der Anzahl der im Detektor gemäß der Bethe-Bloch-Gleichung produzierten Elektron-Loch-Paare eingesetzt werden.

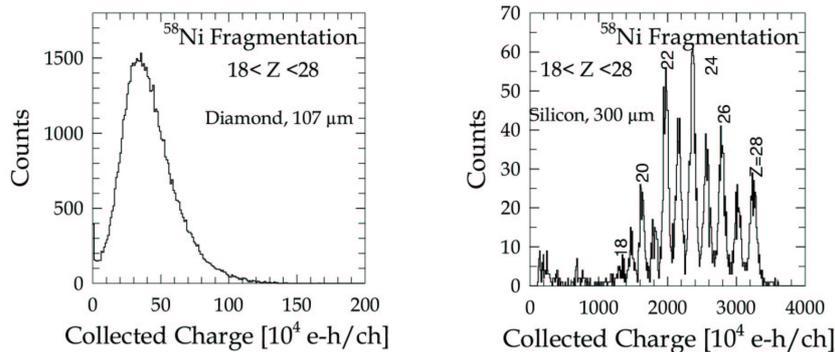


Abbildung 4.15: Aufgenommene Pulshöhenverteilung eines Diamantdetektor im Vergleich mit einem Siliziumdetektor bei der Fragmentation von <sup>58</sup>Ni-Kernen. Die Abbildung ist [Berd01] entnommen.

Die Abbildung 4.15 zeigt hierzu die Pulshöhenverteilung eines Diamantdetektors im Vergleich zu der eines Siliziumdetektors, die bei der Fragmentation von <sup>58</sup>Ni-Kernen gemessen worden ist. Aufgrund der inhomogenen und unvollständigen Ladungssammlung im Diamantdetektor ist die Pulshöhenverteilung für eine spezifische Kernladungszahl eines Teilchens breit. Daher lassen sich die einzelnen Kernfragmente mit einem Diamantdetektor nicht, wie es mit einem Siliziumdetektor möglich ist, über die Pulshöhe nach ihrer Kernladungszahl diskriminieren. Gleichwohl hängt aber auch im Diamantdetektor der Schwerpunkt der Pulshöhenverteilung gemäß der Bethe-Bloch-Gleichung quadratisch von der Kernladungszahl des Projektils ab.

Interessanterweise verbessert sich die Ladungssammeleffizienz im Diamantdetektor, wenn er schon vorher mit ionisierenden Teilchen bestrahlt worden ist. Es ist hierbei anzunehmen, daß durch die vorherige Bestrahlung einige „Fallen“ im Material, die bei der Ladungsträgersammlung die Elektronen und Löcher absorbieren, bereits besetzt werden, so daß sich die mittlere freie Weglänge der Ladungsträger vergrößert, was zu einer effizienteren Ladungsträgersammlung führt. Dadurch läßt sich ein Diamantdetektor bis zu einem gewissen Grad konditionieren.

Der für Cave A entwickelte Diamantzähler besitzt eine  $60 \times 40 \text{ mm}^2$  große CVD-Diamantschicht, die  $200 \text{ µm}$  dick ist. Er ist damit der flächenmäßig größte bisher entwickelte Diamantdetektor. Während die eine Elektrode der Diamantschicht über die gesamte Fläche mit einer wenige  $100 \text{ nm}$  dicken Goldschicht metallisiert ist, besteht

die Goldmetallisierung der anderen Elektrode aus 32 senkrechten, 1,8 mm breiten Streifen, die jeweils 0,1 mm voneinander getrennt sind. Dies macht ihn zu einem 1-dimensionalen ortsauflösenden Teilchenzähler. Ein Bild des in Cave A verwendeten Diamantzählers ist in Abb. 4.16 zu sehen. Die Kapazität eines einzelnen Streifens beträgt

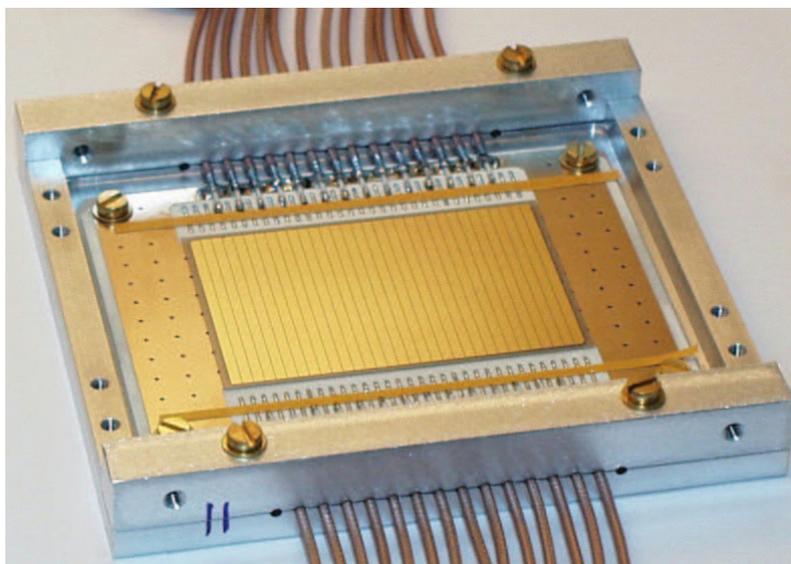


Abbildung 4.16: Bild des in 32 vertikalen Streifen segmentierten Diamantdetektors. Die Ionen durchqueren von der segmentierten Seite her die Diamantschicht. Die Diamantschicht inklusive der Goldmetallisierung ist auf einer 635  $\mu\text{m}$  dicken Keramikplatte befestigt, die wiederum in einem Metallgehäuse untergebracht ist, was eine zugentlastete Kontaktierung der einzelnen Streifen ermöglicht.

$C = 16,3 \text{ pF}$ . Während der beiden Experimente ist mit einer Spannung von  $U = -300 \text{ V}$  gearbeitet worden, was einer elektrischen Feldstärke von  $E = -1,5 \text{ V}/\mu\text{m}$  innerhalb der Diamantschicht entspricht. Ein Bild der Ladungsverteilung, das während des Goldexperiments mit dem Diamantzähler aufgenommen wurde, ist in Abb. 4.17 dargestellt. Aufgrund der festen Streifenbreite sieht die Ladungsverteilung im Vergleich zu Abb. 4.12 recht grob aus, da jeweils über die 1,8 mm breiten Streifen und über die gesamte Höhe des Streifens integriert wird. Trotzdem lassen sich die verschiedenen Ladungszustände klar erkennen und unterscheiden.

Der Diamantzähler ist so montiert, daß er horizontal verschiebbar ist. Dies ist notwendig, um einerseits die einzelnen Ladungszustände zu identifizieren, indem man nach dem höchsten Ladungszustand, nämlich dem „nackten“ sucht, da es links von ihm<sup>3</sup> keine mehr geben kann und man aus theoretischen Berechnungen abschätzen kann, welche Intensitätsverhältnisse sich für die einzelnen Ladungszustände ergeben. So sollte für einen wasserstoffähnlichen Uranstrahl mit einer Energie von  $E = 290 \text{ MeV/u}$  nach Durchgang durch eine  $1,5 \text{ mg/cm}^2$  dicke Ni-Folie sich folgendes Inten-

<sup>3</sup>Gemäß den Abb. 4.7 und 4.4 werden die Ionen in Strahlrichtung nach links abgelenkt. Da höher geladene Ionen im Magnetfeld weiter abgelenkt werden, nimmt der Höhe des Ladungszustands von links nach rechts ab.

## 4.2. EXPERIMENTELLER AUFBAU IN CAVE A

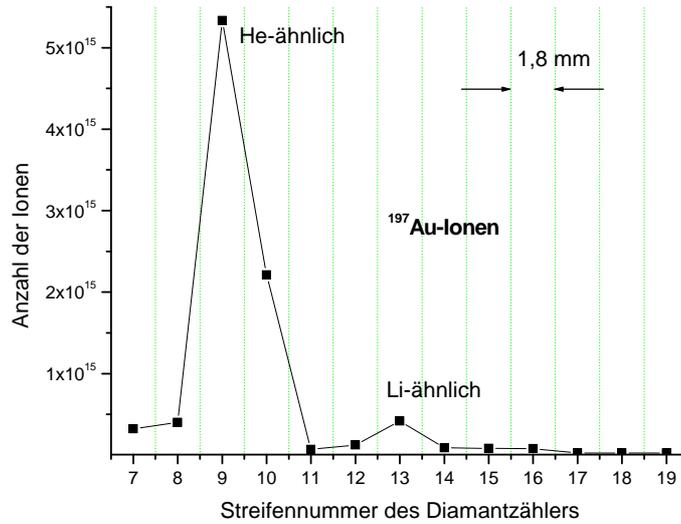


Abbildung 4.17: Mit dem Diamantdetektor aufgenommene Ladungsverteilung nach Durchgang eines H-ähnlichen Au-Strahls durch eine 1,5 mg/cm<sup>2</sup> dicke Ni-Folie bei einer Energie von 195 MeV/u.

sitätsverhältnis für die einzelnen Ladungszustände ergeben [CHARGE]:

- nackt: 3,0 %
- H-ähnlich (Primärstrahl): 91,8 %
- He-ähnlich: 5,2 %

Zum Vergleich ist die während des Uranexperiments mit dem Diamantdetektor aufgenommene Ladungsverteilung in Abb. 4.18 dargestellt. Wie zu sehen ist, können die ver-

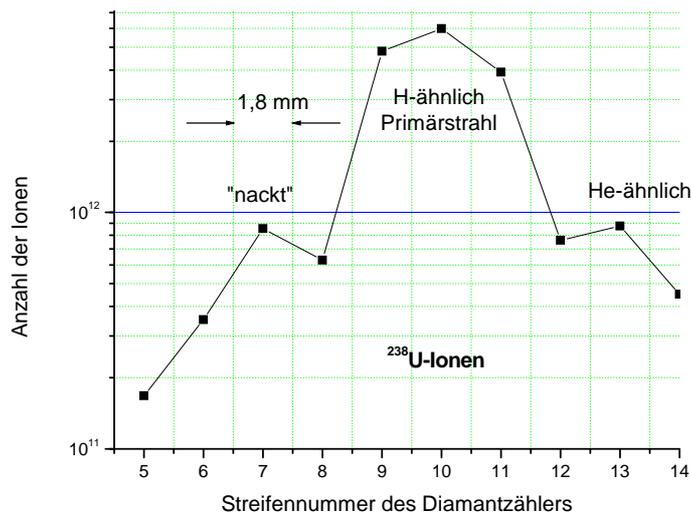


Abbildung 4.18: Während des Uranexperiments aufgenommene Ladungsverteilung nach Durchgang eines 290 MeV/u schnellen H-ähnlichen U-Strahls durch eine 1,5 mg/cm<sup>2</sup> dicke Ni-Folie.

schiedenen Ladungszustände eindeutig identifiziert werden, wobei die gemessenen Intensitäten größenordnungsmäßig so verteilt sind, wie die theoretischen Berechnungen es vorhersagen. Eine genauere Quantifizierung der vorhergesagten Intensitätsverteilung ist nicht möglich, da einerseits ein Ladungszustand über mehrere (ca. 3-4) Streifen verteilt ist, und es andererseits Streifen gibt (speziell Streifennr. 8 und 12 in Abb. 4.18), die Ereignisse von zwei benachbarten Ladungszuständen beinhalten, was die Bestimmung der Intensitätsverhältnisse der Ladungszustände erschwert.

Die Verschiebeanordnung erlaubt es, den Diamantdetektor so zu positionieren, daß ein Streifen möglichst zentral über der räumlichen Verteilung des heliumähnlichen Ladungszustands liegt, um dessen Zählrate zu maximieren. Während der Experimente ist auf Kosten der Statistik jeweils nur der Streifen mit der höchsten Intensität für die Koinzidenzbildung genommen worden. Dies stellt sicher, daß tatsächlich nur He-ähnliche Ionen detektiert worden sind, da die benachbarten Streifen auch Ereignisse beinhalten könnten, die wegen der räumlichen Ausdehnung der Ladungsverteilung von benachbarten Ladungszuständen stammen können (vgl. Abb. 4.12).

Es ist davon auszugehen, daß die Ladungsverteilung der Ladungszustände, die mit dem Diamantdetektor während der Lebensdauermessungen aufgenommen wurde, im Vergleich zu Abb. 4.12 ein wenig überlappen, da der Diamantdetektor ein Stück ( $\approx 1$  m) vor dem theoretischen Detektorfokuspunkt positioniert ist. Dies verkürzt den räumlichen Abstand zweier benachbarter Ladungszustände und vergrößert die Breite einer Ladungsverteilung (vgl. Abb. 4.9). Daß der Diamantdetektor außerhalb der Vakuumkammer hinter einem  $100\mu\text{m}$  dicken Edelstahlfenster in einem Abstand von  $\approx 14$  mm entfernt betrieben wird, hat keinen Einfluß auf die Breite der Verteilung eines Ladungszustandes. Die Vergrößerung der Strahlemittanz beim Durchqueren des Edelstahlfensters und der Luft ist zu gering, um die Breite der Ladungszustandsverteilung wesentlich zu vergrößern. Die Positionierung außerhalb der Vakuumkammer stellt auch für die eigentliche Detektion der Ionen kein Problem dar, da die nach der Ni-Targetfolie  $195\text{ MeV/u}$  schnellen Au-Ionen und  $290\text{ MeV/u}$  schnellen U-Ionen (siehe Tab. 4.1) im  $100\mu\text{m}$  dicken Edelstahlfenster nur ungefähr  $9\text{--}10\text{ MeV/u}$  an Energie verlieren und bei der Durchquerung von  $14\text{ mm}$  Luft ( $p_0 = 101,3\text{ kPa}$ ,  $T = 25\text{ }^\circ\text{C} \Rightarrow \delta \approx 17\text{ mg/cm}^2$ ) nur weitere  $\approx 2\text{ MeV/u}$  an Energieverlust erleiden (Werte laut ATIMA).

#### 4.2.4 Koinzidenzbildung

Das Blockschaltbild der während der Lebensdauermessungen verwendeten Elektronikkomponenten ist in Abb. 4.19 dargestellt. Die Detektorsignale der beiden Germanium-Dioden werden in Vorverstärkern (PreAmp's), die in den kommerziellen Röntgendetektoren integriert sind, verstärkt. Die am Ausgang der Vorverstärker anliegenden Signale werden einerseits in jeweils nachfolgenden integrierenden Hauptverstärkern (Amp) so geformt und verstärkt, daß das Maximum der Spannungsamplitude der zu untersuchenden Röntgenlinie in der Mitte des digitalisierbaren Spannungsbereichs von  $0\text{--}10\text{ V}$  des computergestützten Analog-Digital-Wandlers (ADC) liegt. Da für die spätere Koinzidenzbildung wohldefinierte Zeitsignale notwendig sind, werden die Vorverstärkersignale

## 4.2. EXPERIMENTELLER AUFBAU IN CAVE A

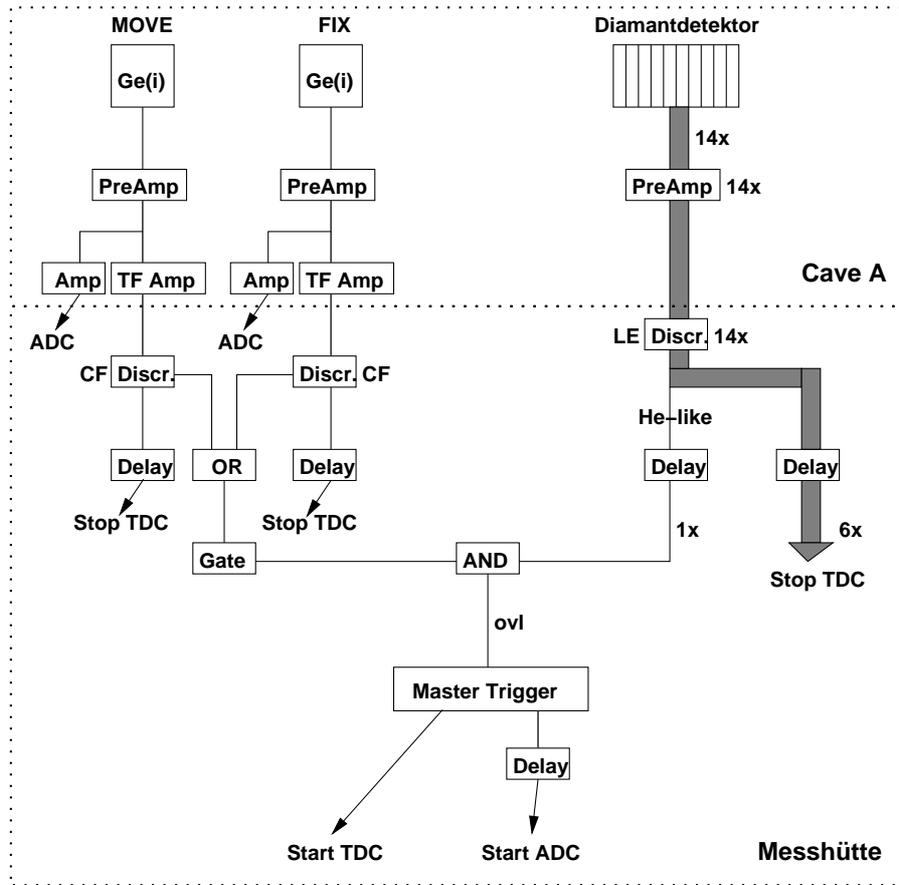


Abbildung 4.19: Blockschaltbild der verwendeten Elektronikkomponenten. Weitere Erklärungen finden sich im Text.

andererseits in schnellen Verstärker (TF Amp) unter Beibehaltung des schnellen Flankenanstiegs der Signale so weit verstärkt, daß nach der Transmission der Signale durch die langen Kabel ( $\approx 50$  m) vom Cave A zur Meßhütte, wo die restlichen Elektronikkomponenten und das Computer-gestützte Auslesesystem stehen, noch verwertbare Signale ankommen. Die Differentiations- und Integrationszeiten des Timing-Filter-Amplifiers liegen bei jeweils 50 ns.

In Constant-Fraction-Diskriminatoren (CF Discr.) werden aus den von den Timing-Filter-Amplifiern generierten Signalen die logischen Zeitsignale (neg. NIM) für die beiden Ge(i)-Detektoren erzeugt, wobei die Schwellen ( $\approx 70$  mV) so eingestellt sind, daß etwaiges Rauschen abgeschnitten wird. Die logischen Zeitsignale der beiden Ge(i)-Detektoren werden über ein logisches ODER verknüpft und ein nachfolgender Gate-Generator öffnet ein  $\approx 700$  ns langes Zeitfenster, um mithilfe eines logischen UND Koinzidenzen mit den logischen Zeitsignalen (neg. NIM) der He-ähnlichen Ionen zu bilden, die in einem bestimmten Streifen des Diamantdetektors registriert worden sind.

Die Streifen des Diamantdetektors sind hierzu mit jeweils separaten Vorverstärkern verbunden. Die an der GSI entwickelten stromsensitiven Breitband-Verstärker<sup>4</sup> des

<sup>4</sup>Diamond Broadband Amplifier

Typs DBA-II besitzen die nötige Empfindlichkeit und Bandbreite (2 dB, 2,3 GHz), um mit den sehr schnell ansteigenden Detektorsignalen ( $t_r < 200$  ps) umzugehen und diese unter Erhaltung der schnellen Signalanstiegsflanken verstärken zu können [Mori01]. Über die Vorverstärker wird auch die zur Ladungstrennung notwendige Hochspannung an die Streifen angelegt, wobei ein Siebglied die Hochspannung vom eigentlichen Detektorsignal trennt. Während der Lebensdauerexperimente sind jedoch nur 14 der 32 Streifen genutzt worden, da nicht genügend Vorverstärker zur Verfügung standen. Im Prinzip werden nicht alle Streifen wirklich benötigt, da die benutzte Anzahl ausreicht, wie im vorherigen Abschnitt 4.2.3 gezeigt wurde, um die einzelnen Ladungszustände eindeutig zu identifizieren und andererseits nur ein Streifen für die Koinzidenzbildung benutzt worden ist.

Der verwendete Vorverstärkertyp DBA-II ist prinzipiell nicht flexibel genug, um mit der gesamten Bandbreite an Impulshöhen, die der Diamantdetektor für die an der GSI möglichen Ionensorten und -geschwindigkeiten liefert, umzugehen, da der Verstärkungsfaktor des DBA-II fest ist. Dies hat sich jedoch mit weiter entwickelten Vorverstärkerversionen geändert, die eine variable Verstärkung der Signale der einzelnen Diamantstreifen erlauben. Der Verstärkungsfaktor der neueren Versionen ist zudem noch von außen über eine Steuerleitung einstellbar, da die Vorverstärker zur Vermeidung von Dämpfung durch die Benutzung von langen Kabeln nahe am Detektor (im Cave) positioniert sein sollten, und daher während des laufenden Experiments aus Gründen des Strahlenschutzes nicht zugänglich sind.

Die logischen Zeitsignale (neg. NIM) der einzelnen Diamantstreifen werden dann in speziellen Leading-Edge-Diskriminatoren (Module mit 8 Kanälen), die pro Kanal mit Raten von bis zu 250 MHz umgehen können, erzeugt, wobei einstellbare Schwellen (1-100 mV) etwaiges elektronisches Rauschen abschneiden. Die Schwellen sind mit 15 mV so eingestellt, daß keine Signale produziert werden, wenn der Ionenstrahl abgeschaltet ist.

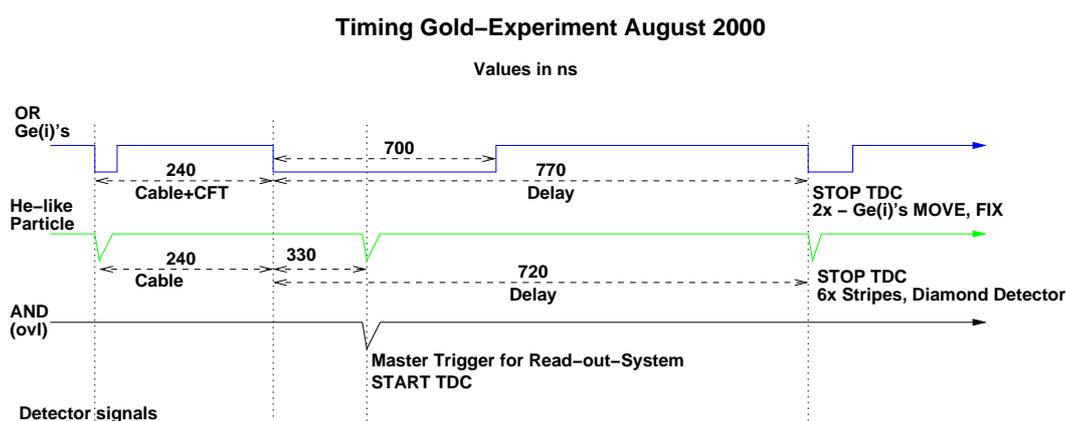


Abbildung 4.20: Zeitverlaufsschema der verschiedenen logischen Zeitsignale für die Koinzidenzbildung.

Wie schon erwähnt, wird nur der Streifen zur Koinzidenzbildung verwendet, der die größte Intensität an He-ähnlichen Ionen hat. Für die Koinzidenzbildung werden die

## 4.2. EXPERIMENTELLER AUFBAU IN CAVE A

---

Zeitsignale entsprechend verzögert, damit diese in das von den Ge(i)-Detektoren generierte,  $\approx 700$  ns breite Zeitfenster fallen. Das entsprechende Zeitverlaufdiagramm, das die sich ergebenden Lauf- und Verzögerungszeiten zeigt, ist in Abb. 4.20 dargestellt.

Die in den Diskriminatoren erzeugten logischen Zeitsignale der beiden Ge(i)'s und der Diamantstreifen werden zusätzlich noch verzögert (Delay; siehe Abb. 4.19), um als Stop eines Time-to-Digital-Konverters (TDC) zu dienen, der erlaubt, Zeitdifferenzen gegenüber einem Startsignal zu messen. Das überlappende Signal zwischen dem von den Ge(i)'s aufgemachten Zeitfenster und dem verzögerten logischen Zeitsignal des Diamantstreifens, welcher die He-ähnliche Ionen registriert hat, bildet das Master-Trigger-Signal für die nachfolgende Datenaufnahme, bei der insgesamt

- 2 ADC-Kanäle zur Bestimmung der Energie der von den beiden Ge(i)-Detektoren registrierten Photonen,
- 8 TDC-Kanäle zur Messung von Zeitdifferenzen gegenüber dem Master-Trigger-signal (die 2 Ge(i)-Signale und 6 relevante Streifensignale des Diamantdetektors) und
- mehr als ein Dutzend Scaler-Kanäle zur Bestimmung der verschiedenen Zählraten

ereignisweise ausgelesen und abgespeichert werden. Die ereignisweise Aufnahme aller Kanäle erlaubt die zeitgetreue Rekonstruktion des Experiments bei der nachfolgenden Datenanalyse. Speziell die in den TDC-Kanälen aufgenommenen Zeitdifferenzen werden es in der nachfolgenden Datenanalyse erlauben, die echten von den zufälligen Koinzidenzereignissen zu trennen. Die Analyse der während der zwei Lebensdauerexperimenten gewonnenen Daten und das daraus resultierende Ergebnis für die Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Niveaus in He-ähnlichem Gold und Uran wird in den folgenden Kapiteln 5 und 6 diskutiert.



# 5 Messung an heliumähnlichem Gold

## 5.1 Einleitung

Ziel ist die Messung der Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Niveaus in heliumähnlichem Gold. Um den Sachverhalt zu verdeutlichen, ist in Abb. 5.1 das Anregungsschema von heliumähnlichem Gold dargestellt. Aufgrund des nicht verschwindenden Kernspins von  $^{197}\text{Au}$

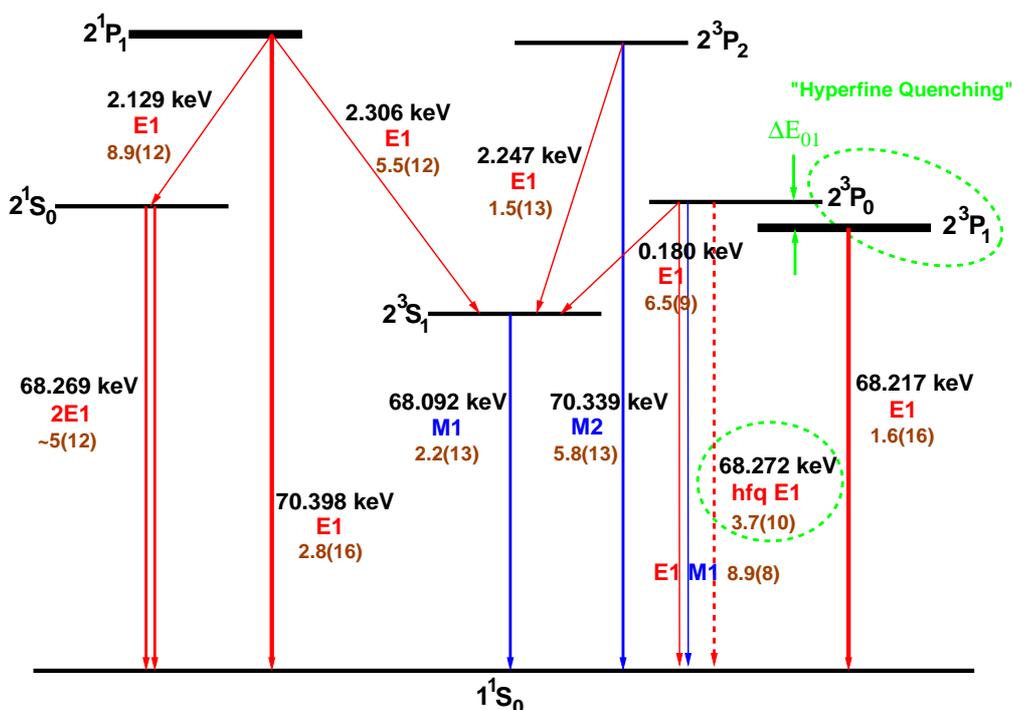


Abbildung 5.1: Das Termschema von heliumähnlichem Gold. Die jeweiligen Niveaus sind gemäß der  $LS$ -Kopplungsnomenklatur bezeichnet, obwohl eigentlich schon  $jj$ -Kopplung vorherrscht ( $(2^1S_0, 2^3S_1)=1s_{1/2}2s_{1/2}(j=0,1)$ ,  $(2^3P_0, 2^3P_1)=1s_{1/2}2p_{1/2}(j=0,1)$ ,  $(2^1P_1, 2^3P_2)=1s_{1/2}2p_{3/2}(j=1,2)$ ). Zu sehen sind die wichtigsten radiativen Zerfallskanäle inklusive der Übergangsenergien in keV, der Art der Multipolstrahlung und der Übergangswahrscheinlichkeiten in  $1/s$ , wobei die Zahlen in den Klammern die zugehörige Zehnerpotenz angeben [Drak88, John95, John97].

mit  $I = 3/2^+$  in seinem Grundzustand kommt es, wie bereits in Abschnitt 2.3 und 2.4 erläutert, zu einem Hyperfein-Mischen des  $2^3P_0$ - und des  $2^3P_1$ -Niveaus. Dadurch

ergibt sich für den  $2^3P_0$ -Zustand ein neuer zusätzlicher Zerfallskanal, der es dem  $2^3P_0$ -Zustand erlaubt, durch einen schnellen  $hfg-E1$ -Übergang direkt in den Grundzustand zu zerfallen, was normalerweise nur über den viel schwächeren Zweiphotonenzerfall  $E1M1$  möglich wäre.

Hätte  $^{197}\text{Au}$  keinen Kernspin im Grundzustand ( $I = 0$ ), so läge die Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands bei  $\tau = 151,6$  ps [Inde89], da sie hauptsächlich von der Übergangswahrscheinlichkeit des  $E1$ -Übergang in den  $2^3S_1$ -Zustand bestimmt würde ( $A = 6,5 \cdot 10^9$  1/s). Dies ist jedoch experimentell nicht überprüfbar, da es kein hinreichend langlebiges ( $\geq 1$  Tag) Goldisotop mit einem Kernspin von  $I = 0$  gibt. Durch das Vorhandensein eines Kernspins verringert sich aufgrund des Hyperfein-Mischens die Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustandes auf  $\tau = 23,66$  ps [Inde89]. Die Veränderung der Lebensdauer wird letztendlich durch den Mischungskoeffizienten  $\eta$  (siehe Abschnitt 2.4) bestimmt, welcher die Übergangswahrscheinlichkeiten der beiden angeregten  $^3P_{0,1}$ -Zustände in den Grundzustand aufgrund der Hyperfeinwechselwirkung miteinander verbindet. Da dieser Mischungskoeffizient unter anderem von der Energiedifferenz  $\Delta E_{01}$  der beiden Zustände  $2^3P_0$  und  $2^3P_1$  (siehe Gl. 2.22) abhängt, läßt sich die Feinstrukturaufspaltung  $2^3P_0-2^3P_1$  indirekt durch die Messung der Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Niveaus bestimmen. Dies setzt voraus, daß

- die Berechnung der Hyperfeinwechselwirkung genau genug ist, u.a. sollte der Kern-g-Faktor hinreichend genau bekannt sein, und daß
- die anderen radiativen Übergangswahrscheinlichkeiten  $A_i$  des  $2^3P_0$ -Zustands, die seine Lebensdauer mitbestimmen, ebenfalls mit ausreichender Genauigkeit bekannt sind.

Eine direkte experimentelle Bestimmung der Feinstrukturaufspaltung ( $\Delta E_{01} = 53,86$  eV [Inde89]) ist aufgrund der energetischen Breite des  $2^3P_1$ -Zustand, die sich mit der Übergangswahrscheinlichkeit von  $A = 1,6 \cdot 10^{16}$  1/s ( $\tau = 62,5 \cdot 10^{-18}$  s) nach der Heisenberg'schen Unschärferelation (s. Gl. 3.2) zu  $\Delta E = 10,5$  eV bestimmt, von vornherein zu ungenau.

Die Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Niveaus liegt in dem für die Beamfoil-Spektroskopie zugänglichen Bereich. Durch die gewählte Energie von  $\approx 200$  MeV/u liegt die zu erwartende Zerfallslänge  $l$  gemäß Gleichung 3.3 bei  $\approx 4,9$  mm, d.h. nach  $\approx 5$  mm sinkt die anfängliche Intensität der Übergangslinie auf  $1/e$  ab. Anhand der in Abb. 5.1 angegebenen Übergangswahrscheinlichkeiten sieht man, daß das  $2^3P_0$ -Niveau gegenüber den anderen angeregten Zuständen die kleinste Übergangswahrscheinlichkeit und damit die längste Lebensdauer besitzt, d.h. metastabil ist. Dies läßt im Gegensatz zu dem in Abschnitt 3.2 beschriebenen Experiment an He-ähnlichem Silber erwarten, daß der hyperfein-gemischte  $2^3P_0-1^1S_0$ -Übergang hinter der Targetfolie nicht wie im Silberexperiment vom  $2^3S_1-1^1S_0$ -Übergang überlagert wird, da durch das  $Z^{10}$ -Skalierungsverhalten der Übergangswahrscheinlichkeit des  $M1$ -Übergangs das  $2^3S_1$ -Niveau noch innerhalb oder bereits direkt hinter der Folie zerfallen ist.

Beide genannten Übergangslinien können mit den verwendeten Ge(i)-Detektoren energetisch nicht getrennt werden, was andererseits wiederum von Vorteil ist: Denn

zu rund 1/6 verläuft der Zerfall des  $2^3P_0$ -Niveaus über einen  $E1$ -Übergang in das  $2^3S_1$ -Niveau, welches mit seiner Lebensdauer von rund  $\tau = 45$  fs schnell genug zerfällt, um beide Zerfallskanäle quasi gleichzeitig in *einem* Peak im Energiespektrum der Ge(i)'s detektieren zu können. Simulationsrechnungen zur Bevölkerung angeregter Zustände in schweren heliumähnlichen Ionen beim Durchgang durch Festkörpertargets [Frit00] zeigen weiter, daß bei den benutzten Ionenenergien bereits 2 mm hinter der Targetfolie keine Bevölkerung des  $2^3P_0$ -Zustands aus höheren Niveaus  $n \geq 3$  mehr stattfinden sollte, so daß Probleme durch zeitverzögerte Kaskaden nicht zu erwarten sind.

Die Energie des hyperfein-gemischten  $2^3P_0$ - $1^1S_0$ -Übergangs in He-ähnlichem Gold liegt im Emittersystem bei  $E_0 = 68,272$  keV [John95]. Aufgrund der relativistischen Ionenstrahlenergie von 194,77(52) MeV/u ( $\beta = 0,5621(6)$ ,  $\gamma = 1,2091(6)$ ) wird dieser Übergang von den Ge(i)-Detektoren mit dem Beobachtungswinkel von  $\Theta = 90^\circ$  zur Ionenstrahlrichtung im Laborsystem aufgrund der relativistischen Lorentztransformation

$$E_{lab} = \frac{E_0}{\gamma(1 - \beta \cos(\Theta))}, \quad \beta = \frac{v}{c}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (5.1)$$

bei einer Energie von  $E_{lab} = 56,465(26)$  keV detektiert.

## 5.2 Durchführung und Analyse

Wie bereits in Abschnitt 4.2.1 erläutert, besteht der erste Schritt der Messung darin, die Position des Ionenstrahls mithilfe der beiden Leuchtschirme (s. Abb. 4.7) an die durch das Fernrohr definierte Referenzlinie anzugleichen. Ist dies gelungen, muß im nächsten Schritt eine geeignete Position für den fest stehenden Normierungsdetektor FIX gefunden werden. Genauer gesagt wird eine geeignete Position des Bleikollimators gesucht, da dieser auf einer verschiebbaren Platte befestigt ist, während der Detektor FIX selber gegenüber dem Target ortsfest montiert ist. Für kleine Verschiebungen von wenigen Millimetern ist dies kein Problem, da der Durchmesser der Detektionsfläche des fest stehenden Ge(i)'s mit  $d \approx 50$  mm groß genug ist (s. Abb. 4.6).

Der Kollimator vor dem Detektor FIX wird hierzu soweit vom Target weggeschoben, bis der Detektor das Target gerade nicht mehr „sieht“. Dies ist der Fall, wenn nur noch der Peak im Energiespektrum zu sehen ist, welcher vom Zerfall des metastabilen  $2^3P_0$ -Niveaus stammt. Denn bei direkter Sicht auf das Target ist eine Vielzahl von Linien im Energiespektrum des Detektors zu sehen, die von prompten Zerfällen der kurzlebigen angeregten Zustände in He-ähnlichem Gold stammen (s. Abb. 5.1). Für die endgültige Normierungsposition A der eigentlichen Messung wird der Kollimator vor dem Detektor FIX weitere 2 mm vom Target weggeschoben, damit sicher gestellt ist, daß tatsächlich nur noch die  $2^3P_0$ - $1^1S_0$ -Linie im Detektor registriert wird. Nachdem die Normierungsposition A gefunden ist, beginnt die eigentliche Aufnahme der Zerfallskurve, indem der bewegliche Detektor MOVE zeitgleich mit dem Detektor FIX den Zerfall des  $2^3P_0$ -Zustands in Koinzidenz mit den umgeladenen He-ähnlichen Goldionen an verschiedenen Positionen  $x$  entlang des Ionenstrahls hinter dem Target beobachtet.

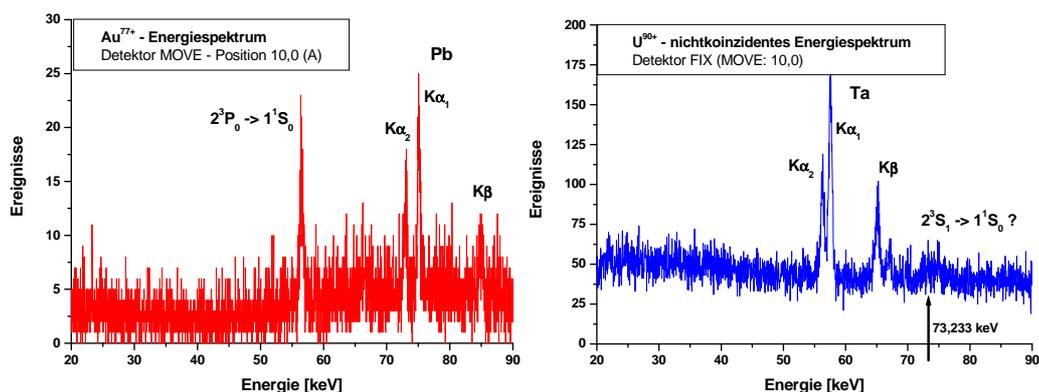


Abbildung 5.2: Zwei Energiespektren der beiden Ge(i)-Detektoren MOVE und FIX. Weitere Erklärungen sind im Text zu finden.

Als Beispiel sind zwei Energiespektren der beiden Ge(i)'s in Abb. 5.2 dargestellt. Das linke Bild zeigt das Energiespektrum des Detektors MOVE und das rechte zeigt das des Detektors FIX. Beide Spektren sind Koinzidenzspektren, da bei der Datenacquisition nur Ereignisse weggeschrieben worden sind, wenn es zu den Ge(i)-Signalen eine koinzidentes Diamantdetektorsignal des entsprechenden Streifens gab, das die He-ähnlichen Goldionen registrierte (s. Abschnitt 4.2.4). In beiden Energiespektren sieht man, daß neben dem  $2^3P_0-1^1S_0$ -Übergang, der an der zu erwartenden Position im Energiespektrum liegt, zusätzlich noch die Fluoreszenzstrahlung des Bleikollimators zu sehen ist. Dies bedeutet, daß neben den korrelierten Koinzidenzereignissen die Spektren noch einen Untergrund aus zufälligen Koinzidenzereignissen aufweisen.

Das linke Spektrum (Abb. 5.2) zeigt die komplette akkumulierte Statistik des Detektors MOVE für den Meßpunkt  $x = 10,0$  mm. Das rechte Spektrum (Abb. 5.2) zeigt alle Ereignisse, die mit dem Detektor FIX an der Normierungsposition A dazu zeitgleich aufgenommen worden sind. Die Position  $x = 10,0$  mm ist als relative Angabe zu verstehen, da der Detektor MOVE ab Position  $x \leq 7,5$  mm beginnt, das Target zu „sehen“. Aufgrund der schlechteren Energieauflösung und der größeren Doppler-Verbreiterung ist der Peak des  $2^3P_0-1^1S_0$ -Übergangs im Spektrum des Detektors FIX breiter als der im Spektrum des Detektors MOVE. Durch die größere Nähe zum Target ist im Energiespektrum des Detektors FIX der  $2^3P_0-1^1S_0$ -Übergang im Vergleich zur Bleifluoreszenz deutlich ausgeprägter zu sehen als im Spektrum des Detektors MOVE.

Für die Aufnahme der Zerfallskurve wurde an 10 verschiedenen Positionen von  $x = 8,0 - 18,0$  mm des Detektors MOVE das Zählratenverhältnis MOVE/FIX für den  $2^3P_0-1^1S_0$ -Übergang bestimmt. Die Reihenfolge der Meßpunkte während des Experiments ist dabei willkürlich gewählt worden. Desweiteren wurde der Kollimator vor dem Detektor FIX weitere 2 mm vom Target wegbewegt (Normierungsposition B), um den Einfluß durch die veränderte Normierung zu untersuchen. Aus Zeitgründen konnte an der Normierungsposition B das Zählratenverhältnis MOVE/FIX des  $2^3P_0-1^1S_0$ -Übergangs nur für 5 Punkte zwischen  $x = 9,5 - 17,5$  mm gemessen werden.

Der Untergrund aus zufälligen Ereignissen läßt sich fast vollständig reduzieren. Hierzu bildet man ereignisweise die Zeitdifferenz zwischen dem Signal des relevanten

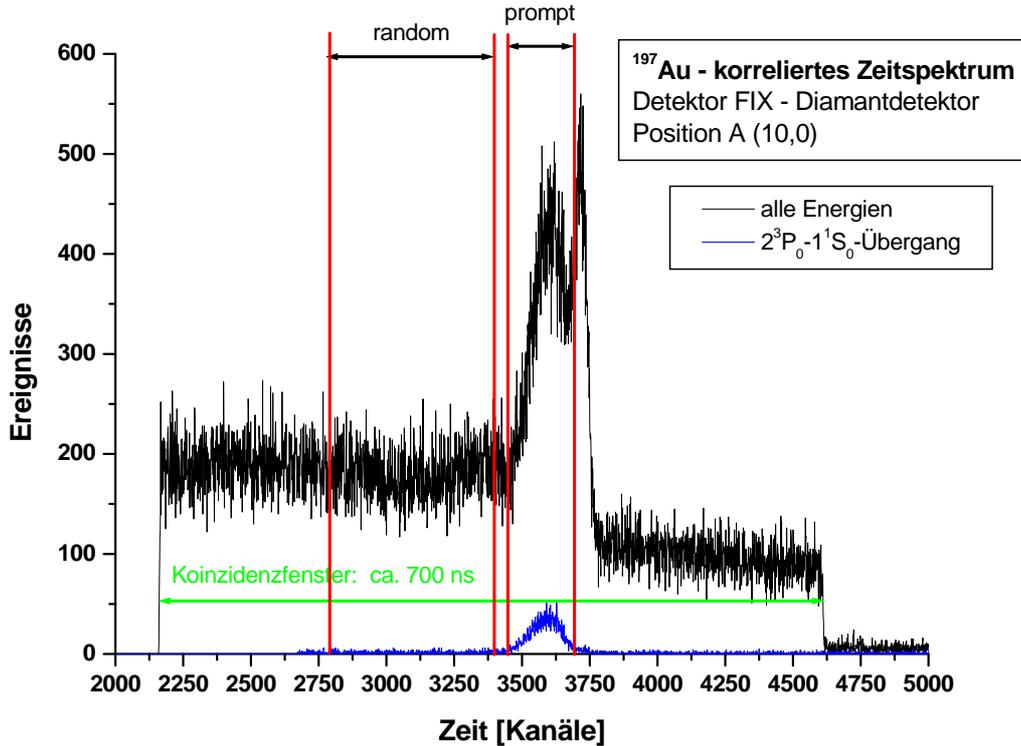


Abbildung 5.3: Korreliertes Zeitspektrum des Detektors FIX in Koinzidenz zu den umgeladenen Ionen. Zu sehen ist das 700 ns lange Koinzidenzfenster in dessen Mitte ein Doppelpic zu erkennen ist. Setzt man ein Fenster auf die Energie der  $2^3P_0-1^1S_0$ -Übergangslinie, so erhält man die untere Kurve, die die zeitliche Korrelation zwischen den durch den Zerfall des  $2^3P_0$ -Zustands emittierten Photonen und den durch Elektroneneinfang umgeladenen He-ähnlichen Goldionen darstellt. Eingezeichnet sind auch die entsprechenden Fensterbedingungen, mit deren Hilfe die untergrundbereinigten, endgültigen Energiespektren erzeugt werden.

Streifens des Diamantdetektors und dem Signal des entsprechenden Ge(i)-Detektors. Während die rein zufälligen Koinzidenzen in diesem korrelierten Zeitspektrum mehr oder weniger gleichförmig über die Zeit verteilt sind, werden sich die wahren Koinzidenzen zu einem festen Zeitpunkt häufen, da sie eine fest stehende Zeitkorrelation besitzen. Genau genommen nimmt die Rate der rein zufälligen Koinzidenzen pro Zeiteinheit  $\Delta N^{random}/\Delta t$  exponentiell ab, wenn diese statistisch gleich verteilt sind. Denn die Wahrscheinlichkeit  $P(t)$ , daß der TDC bei rein zufälliger Verteilung der Stoppsignale noch kein Signal empfangen hat, folgt der Differentialgleichung

$$\frac{dP(t)}{dt} = -\lambda P(t), \quad (5.2)$$

wobei  $\lambda$  die Rate der Stoppsignale darstellt [Hoff82]. Für sehr kleine Stoppraten  $\lambda$ , wie in unserem Falle von etwa 100-200 Hz, läßt sich die Verteilung der zufälligen Koinzidenzen durch eine Konstante oder durch eine lineare Abnahme nähern (Taylor-Entwicklung).

Ein entsprechendes korreliertes Zeitspektrum des Detektors FIX ist als Beispiel in

Abb. 5.3 dargestellt. Es ist das zu Abb. 5.2 entsprechende Zeitspektrum des Detektors FIX. Wie zuvor erklärt, ist die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen konstant oder nimmt über die Zeit gesehen linear ab. Was auffällt, ist der Doppelpeak im Zeitspektrum, wenn man alle Energien berücksichtigt. Beschränkt man sich auf die Energie der  $2^3P_0-1^1S_0$ -Übergangslinie, indem im Energiespektrum ein entsprechendes Fenster gesetzt wird, so verschwindet der zweite Peak, dessen Ereignisse zeitlich gesehen später von Ge(i) registriert werden. Eine Korrelationsanalyse zeigt, daß dieses verspätete Zeitverhalten hauptsächlich mit Ereignissen verknüpft ist, die im ADC zu „Overflows“ geführt haben, also von Ereignissen stammen, die im Ge(i)-Detektor Signale produziert haben, die jeweils im nachfolgenden Verstärker auf über 10 V verstärkt worden sind und damit außerhalb der Akzeptanz des ADC's lagen<sup>1</sup>. Nach der Bewertung der möglichen Ursachen scheint es sich letztlich um einen elektronischen Effekt des Constant-Fraction-Diskriminators zu handeln.

Das korrelierte Zeitspektrum beinhaltet neben den zwei bereits erwähnten Ereignisklassen (rein zufällige und korrelierte Koinzidenzen) einen dritten Typ. Das sind jene Ereignisse, bei denen der TDC von einem „echten“ Signal gestartet, jedoch von einem zufälligen Signal gestoppt wurde, bevor das „echte“ Stoppsignal die Zeitdigitalisierung beenden konnte. Man spricht daher bei diesem dritten Typ auch von verlorenen wahren Koinzidenzen, die dafür sorgen, daß im Zeitspektrum der Untergrund zu früheren Zeiten hin erhöht ist.

Der große Sprung in der Rate der zufälligen Koinzidenzen zu früheren Zeiten hin im Vergleich zu späteren Zeiten bezüglich des korrelierten Koinzidenzpeaks, wie es in Abb. 5.3 zu sehen ist, beruht auf den gerade beschriebenen exponentiellen Abfall. Hierzu sei noch einmal auf Abschnitt 4.2.4 verwiesen. Da das Koinzidenzfenster von den Ge(i)'s aufgemacht wird, gibt das nächst folgende Diamantdetektorsignal das eigentliche Signal zur Ereignisauslese und ignoriert damit weitere mögliche aber auch korrelierte Signale, solange der Ausleseprozess im Gang ist (Inhibit). Da der Diamantdetektor darüber „entscheidet“, ob es eine Koinzidenz gegeben hat oder nicht, ist die Rate der „Stopsignale“ relativ hoch (mehrere 100 kHz). Damit ist auch der Verlust von wahren Koinzidenzen relativ hoch, was durch den Sprung in der Ereignisrate vor dem korrelierten Ereignispeak im Vergleich zu nachher zum Ausdruck kommt.

Dieser Verlust muß jedoch toleriert werden, da umgekehrterweise, wenn jedes Diamantsignal (Raten im Bereich von einigen 100 kHz) ein mögliches Koinzidenzfenster öffnen würde, der Verlust an wahren korrelierten Ereignissen noch größer wäre. Denn aufgrund des hohen Anteils von rein zufälligen Ereignissen ist das Finden von korrelierten Photonenergebnissen ungleich schwerer, da unter der Annahme einer stochastischen Verteilung der Diamantsignale eine viel höhere Wahrscheinlichkeit (vgl. Gl. 5.2) gegeben ist, daß ein zufälliges Ereignis im Diamantdetektor ein Koinzidenzfenster geöffnet hat, in dem kein korreliertes aber allenfalls ein zufälliges Photonenergebnis zu finden ist. Der Ausleseprozeß inklusive Wegschreibens dauert mit mehreren 100  $\mu$ s(!) vergleichsweise lange, so daß, um die gleiche Anzahl an wahren Ereignissen aufzunehmen, eine entsprechend längere Meßzeit vonnöten wäre.

---

<sup>1</sup>Aufgrund der Energiekalibrierung entspricht dies Ereignissen mit Photonenergien  $E_\gamma \geq 105$  keV.

## 5.2. DURCHFÜHRUNG UND ANALYSE

---

Durch das Setzen von Fenstern in den korrelierten Zeitspektren (Abb. 5.3) werden für die weitere Analyse sogenannte „prompt“- und „random“-Energiespektren aus den ursprünglichen Spektren (Abb. 5.2) generiert. Das Fenster für die „random“-Ereignisse ist auf der erhöhten Untergrundseite zu setzen, da im Zeitspektrum der Untergrund unter dem Korrelationspeak nicht nur aus rein zufälligen Koinzidenzereignissen sondern noch aus verlorenen wahren Koinzidenzereignissen besteht. Das untergrundbereinigte Energiespektrum des jeweiligen Ge(i)-Detektors ist dann das Differenzspektrum dieser beiden Spektren („prompt“ - „random“), wobei im „random“-Spektrum die Anzahl der Ereignisse pro Kanal bei unterschiedlich gewählter Breite des Zeitfensters entsprechend skaliert werden muß (s. Abb. 5.3). In Abb. 5.4 sind die sich ergebenden untergrundbereinigten Energiespektren dargestellt. Man erkennt deutlich die Reduktion des Untergrunds aus zufälligen Koinzidenzen. Speziell die Fluoreszenzstrahlung von den Bleikollimatoren wird sehr gut unterdrückt.

Anhand dieser untergrundbereinigten Spektren wurde auch die Energie des  $2^3P_0$ - $1^1S_0$ -Übergangs in beiden Ge(i)'s experimentell bestimmt. Dazu wurde die Position des Peaks in allen 15 Messungen für beide Detektoren durch Anpassung einer Gauss-Kurve ermittelt. Die endgültige Position für die Energiebestimmung ist der Mittelwert aus allen Messungen. Der zugehörige Fehler der Positionsbestimmung ergibt sich aus der Standardabweichung. Die endgültige Genauigkeit der Energiebestimmung setzt sich aus der fehlerhaften Positionsbestimmung und der Ungenauigkeit der Energieeichung zusammen. Die experimentell bestimmte Energie des Übergangs ist für jeden Detektor separat in Abb. 5.4 dargestellt. Für den Detektor MOVE stimmen theoretische Vorhersage und Experiment hervorragend überein, was aber nichts anderes bedeutet, als daß die Schlitze des Kollimators vor dem Detektor MOVE genau unter  $\Theta = 90^\circ$  zur Ionenstrahlrichtung gestanden haben. Die Energie des Übergangs im Detektor FIX konnte aufgrund der höheren Statistik genauer bestimmt werden. Die Diskrepanz von etwa 600 eV läßt sich nur dadurch erklären, daß der Schlitz, durch den der Detektor FIX die Linie detektierte, unter einem Winkel von  $\Theta = 89^\circ$  zur Ionenstrahlrichtung positioniert war (relativistische Lorentztransformation).

Für die Bestimmung der Zählrate des  $2^3P_0$ - $1^1S_0$ -Übergangs in beiden Detektoren wurde folgendes Verfahren angewandt: Man benutzt hierzu die bereits erwähnten Energiespektren „prompt“ und „random“. Für jedes Spektrum „prompt“ ( $p$ ) und „random“ ( $r$ ) werden die Anzahl der Ereignisse im Peak  $N_{peak}^{p,r}$  und die Anzahl der Ereignisse im benachbarten Untergrund  $N_{untergrund}^{p,r}$  durch das Setzen vernünftiger Fenster bestimmt, die vor allem die Breite des Peaks mitberücksichtigen. Die zugehörigen Fehler ergeben sich durch den statistischen  $\sqrt{N}$ -Fehler. Die tatsächliche Zählrate im Peak des jeweiligen Spektrums („prompt“ und „random“) ergibt sich dann aus der Differenz

$$N_{wahr}^{p,r} = N_{peak}^{p,r} - N_{untergrund}^{p,r}$$

mit einem entsprechenden Fehler aufgrund der Fehlerfortpflanzung. Die tatsächliche Zählrate des Übergangs im Detektor MOVE oder FIX ergibt sich dann durch die folgende

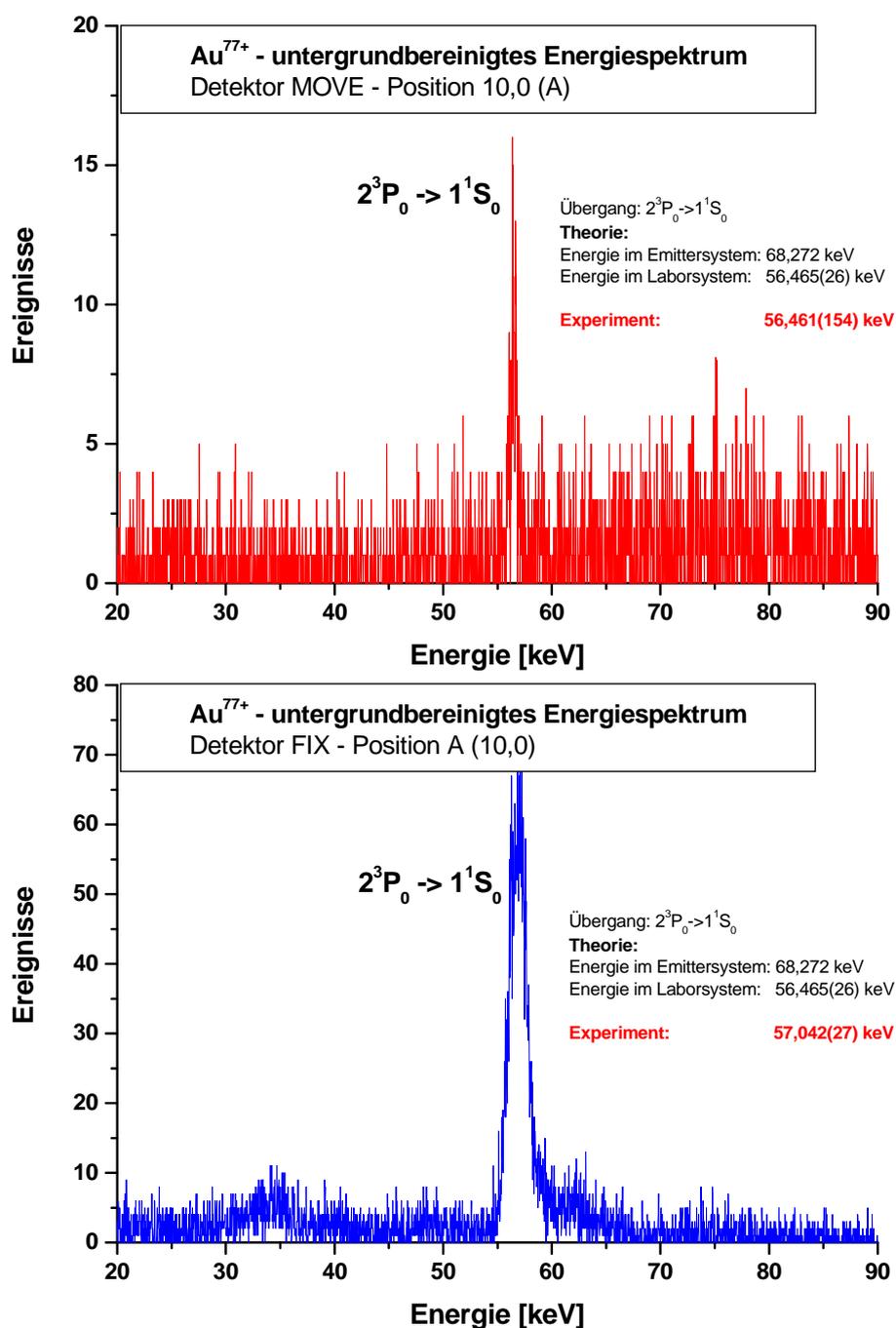


Abbildung 5.4: Untergrundbereinigte Energiespektren der beiden Detektoren MOVE und FIX. Die hier dargestellten Spektren sind gegenüber denen aus Abb. 5.2 durch die im Text beschriebene Methode untergrundbereinigt. Zusätzlich ist ein Vergleich der experimentell bestimmten Energie des  $2^3P_0-1^1S_0$ -Übergangs mit der theoretischen Vorhersage dargestellt. Weitere Erklärungen dazu sind im Text zu finden.

Differenz

$$N_{wahr}^{MOVE, FIX} = N_{wahr}^p - N_{wahr}^r$$

wobei sich die Fehler wiederum entsprechend fortpflanzen. Die gesuchte Zerfallskurve erhält man durch die Auftragung des Zählratenverhältnisses  $N_{wahr}^{MOVE}(x)/N_{wahr}^{FIX}(x)$  als Funktion der Position  $x$  des Detektors MOVE. An die Punkte dieser Zerfallskurve wird eine einfache Exponentialfunktion mit zwei Parametern  $(a, l)$

$$y = a \cdot \exp\left(-\frac{x}{l}\right) \quad (5.3)$$

angepasst, wobei  $l$  die Zerfallslänge des zu untersuchenden Zustands in der Ortsdarstellung ist. Es zeigte sich, daß die Anpassung einer Exponentialfunktion mit konstantem Untergrund oder einer doppelten Exponentialfunktion mit zwei unterschiedlichen Zerfallslängen ( $l_1, l_2$ ) an die Daten *nicht* zu „wahrscheinlicheren“ Resultaten führt.

Da die Position und die Breite der obigen Fenster zu Beginn willkürlich gewählt sind, wiederholt man diese Prozedur, indem man die Position und Breite der Fenster in vernünftigen Grenzen variiert. Als objektives Maß wird nun versucht, das reduzierte  $\chi^2$ , das sich durch die Anpassung der Exponentialfunktion 5.3 an die jeweils neue Zerfallskurve ergibt, zu minimieren<sup>2</sup>. Für die Bestimmung der Lebensdauer wird die Zerfallskurve genommen, bei der das  $\chi^2$  aufgrund der gewählten Kombination aus Position und Breite des Peak- und Untergrundfensters durch die Anpassung der Exponentialfunktion minimal wurde.

Die Bestimmung der Zählrate des  $2^3P_0-1^1S_0$ -Übergangs wurde auch mithilfe der untergrundbereinigten Energiespektren (s. Abb. 5.4) durch Anpassung einer Gauss-Kurve an die Peaks durchgeführt. Die Ergebnisse haben jedoch gezeigt, daß dieses Verfahren den tatsächlichen Fehler aufgrund der limitierten Statistik unterschätzt. Dies führt dazu, daß das  $\chi^2$  der angepassten Exponentialfunktion für die gegebene Streuung der Meßpunkte erhöht ist, da in Wirklichkeit die sich ergebenden Fehlerbalken infolge der Gauss-Fits zu klein sind. Weiterhin folgt, daß der Beitrag von Meßpunkten mit größerer Statistik unterschätzt wird, was letztlich dazu führt, daß die Zerfallskurve am Anfang flacher wird, mit der Folge, daß die Lebensdauer größer bestimmt wird, als sie tatsächlich ist.

## 5.3 Resultat und Diskussion

Die sich aufgrund der bestimmten Zählratenverhältnisse  $N_{wahr}^{MOVE}(x)/N_{wahr}^{FIX}(x)$  ergebenden Zerfallskurven für beide Normierungspositionen A und B sind in Abb. 5.5 dargestellt. Die angegebenen Fehlerbalken der Zählratenverhältnisse repräsentieren jeweils die  $1\sigma$ -Umgebung basierend auf dem  $\sqrt{N}$ -Fehler und der nachfolgenden Fehlerfortpflanzung. Anhand der angepassten Exponentialfunktion (Gl. 5.3) konnte für die beiden gemessenen Zerfallskurven die jeweilige Zerfallslänge  $l$  bestimmt werden. Die Ergebnisse dieser Anpassungen und die gemäß Gl. 3.3 resultierenden Lebensdauern  $\tau$  des angeregten  $2^3P_0$ -Zustands in heliumähnlichem Gold sind in Tab. 5.1 zusammengefasst.

---

<sup>2</sup>Genaugenommen wird versucht, den Wert  $|\chi^2 - 1|$  zu minimieren.

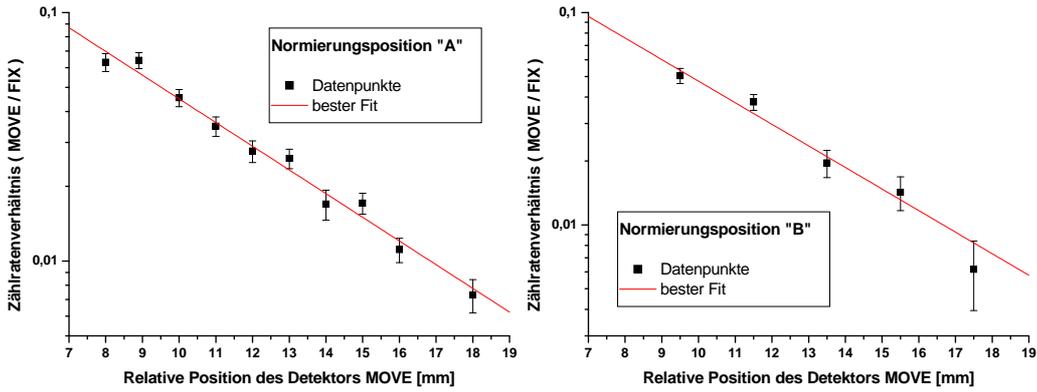


Abbildung 5.5: Die gemessenen Zerfallskurven des  $2^3P_0$ -Niveaus in He-ähnlichem Gold. Das linke Bild zeigt die an der Normierungsposition A aufgenommene Zerfallskurve, während im rechten Bild die nur aus fünf Punkten bestehende Zerfallskurve an der Normierungsposition B dargestellt ist.

Normalisierungsposition	A	B
Zerfallslänge $l$ [mm]	$4,55 \pm 0,22$	$4,27 \pm 0,43$
reduziertes $\chi^2$ der Anpassung	1,04	1,23
Geschwindigkeit $\beta$ [v/c]	$0,5621 \pm 0,0006$	
Lorentzfaktor $\gamma$	$1,2091 \pm 0,0006$	
Lebensdauer $\tau$ [ps]	$22,36 \pm 1,07$	$20,98 \pm 2,12$
<b>Lebensdauer des <math>2^3P_0</math>-Niveaus [ps]</b> (gewichteter Mittelwert der beiden Messungen)	<b><math>22,08 \pm 0,96</math></b> $\Delta\tau/\tau = 4,3 \%$	

Tabelle 5.1: Die durch Exponentialfits bestimmten Zerfallslängen  $l$  und die sich daraus ergebende Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands in He-ähnlichem Gold.

Die sich ergebenden Zerfallslängen beider Normierungspositionen stimmen im Rahmen ihrer Fehler überein, wobei ein systematischer Effekt aufgrund der veränderten Normierungsposition nicht gänzlich auszuschließen ist, aber unwahrscheinlich erscheint. Mithilfe der in Abschnitt 4.1.3 ermittelten Geschwindigkeit der Goldionen konnte aus den gefitteten Zerfallslängen anhand von Gl. 3.3 die Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands zu  $\tau = 22,08 \pm 0,96$  ps bestimmt werden, wobei hierzu der gewichtete Mittelwert beider Messungen genommen wurde.

Die Unsicherheit in der Bestimmung der Lebensdauer ergibt sich in der Hauptsache aus der statistischen Ungenauigkeit in der Bestimmung der Zerfallslänge durch die Anpassung der Exponentialfunktion an die gemessenen Zählratenverhältnisse und beträgt in diesem Fall 4,3 %. Die sich ergebende Unsicherheit bei der Bestimmung der Ionengeschwindigkeit liegt bei  $\approx 10^{-3}$  und ist damit gegenüber der statistischen Ungenauigkeit vernachlässigbar. Der in Abschnitt 4.2.1 beschriebene, mögliche systematische Fehler aufgrund der Nicht-Parallelität von Ionenstrahl und Verschiebung des Detektors MOVE ist zu klein und geht deshalb in der geringen Statistik der Zählrate unter. Er wurde daher auch nicht berücksichtigt. Die ermittelten Zählratenverhältnisse sind um die angepasste Exponentialfunktion gleichverteilt, wie in Abb. 5.5 deutlich zu erkennen ist. Deshalb erscheinen systematische Effekte, wie die Bevölkerung des  $2^3P_0$ -Zustands

### 5.3. RESULTAT UND DISKUSSION

durch verspätete Kaskaden aus höheren angeregten Zuständen ( $n \geq 3$ ) oder ein noch vorhandener konstanter Untergrund in der Zerfallskurve, eher unwahrscheinlich. Aufgrund der vergleichsweise kleinen Gesamtdetektionsrate der beiden Ge(i)'s MOVE und FIX von ca. 100-200 Hz müssen keine totzeitbedingten systematischen Fehler berücksichtigt werden.

Die erreichte experimentelle Genauigkeit bleibt mit 4,3 % hinter den Erwartungen zurück, obwohl mit der Beam-Foil-Spektroskopie für Lebensdauermessungen experimentelle Genauigkeiten von  $\approx 1\%$  erreichbar sind. Die Hauptursache ist mangelnde Statistik, weil nicht weit genug weg vom Target und an zu wenigen Punkten dazwischen gemessen werden konnte. Die Ursache hierfür liegt in der experimentellen Durchführung. Die Strahlfädung zu Cave A und insbesondere die Strahlfokussierung auf das Target haben mehr Experimentzeit als erwartet gekostet, wobei zusätzlich die notwendige Angleichung der Lage des Ionenstrahls an die durch das Fernrohr definierte Referenzlinie durchgeführt werden musste. Der entscheidende Punkt hierbei ist, daß die Fokussierung auf das Target und die Angleichung an die Referenzlinie einen Kompromiß der Ionenstrahlparameter erforderten, wobei ein Optimum nicht einfach zu finden war.

Der Wert der Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands in He-ähnlichem Gold, der durch dieses Experiment erstmals mit akzeptabler Genauigkeit gemessen werden konnte, ist in Tab. 5.2 den verschiedenen theoretischen Vorhersagen und einem Wert eines Vorgängerexperiments für eine weitere Diskussion gegenübergestellt. Der experimentell be-

<b><math>2^3P_0</math>-Niveau in He-ähnlichem Gold</b>	<b>Lebensdauer [ps]</b>	<b>Referenz</b>
<b>Dieses Experiment</b>	<b>22,08±0,96</b>	
Vorgängerexperiment	32±4	[Marr95, Gall97]
<b>Johnson (1997), <math>\mu_I = 0,14816^*</math></b>		[John97]
ohne Bohr-Weisskopf-Effekt (BW)	23,04	
mit BW (+3 %-Effekt)	23,73	
<b>mit BW und mit <math>E1M1</math></b>	<b>23,27</b>	[John02]
ohne BW und mit $E1M1$	22,58	[John02]
<b>Indelicato (1989), <math>\mu_I = 0,14486^{**}</math></b>		[Inde89]
ohne BW und ohne $E1M1$	23,66	
<b>Indelicato (2001), <math>\mu_I = 0,148158^*</math></b>		[Inde01]
ohne BW, ohne $E1M1$	22,61	
mit BW, ohne $E1M1$	23,35	
<b>mit BW, mit <math>E1M1</math></b>	<b>22,88</b>	
mit BW, mit $E1M1$ , aber $\mu_I = 0,145746^{***}$	23,51	

Tabelle 5.2: Vergleich der experimentell bestimmten Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands in He-ähnlichem Gold mit verschiedenen bisher bekannten theoretischen Berechnungen und experimentellen Ergebnissen. Für das magnetische Moment  $\mu_I$  des Isotops  $^{197}\text{Au}$  in der Einheit des Kernmagnetons  $\mu_N$  ergeben sich je nach Referenz unterschiedliche Werte: \*[Ragh89], \*\*[Lede67], \*\*\*[Fire95].

stimmte Wert für die Lebensdauer weicht im Vergleich zu den verschiedenen theoretischen Vorhersagen mehr oder weniger stark zu kleineren Werten hin ab, jenachdem,

ob der Bohr-Weisskopf-Effekt (BW) und/oder der Zweiphotonenübergang  $E1M1$  mitberücksichtigt werden oder nicht. Hinzu kommt, daß die Berechnung der Lebensdauer nicht unwesentlich vom Wert des magnetischen Moments  $\mu_I$  des Goldisotops  $^{197}\text{Au}$  abhängt. Tatsächlich geht das magnetische Moment  $\mu_I$  aufgrund des Mischungskoeffizienten  $\eta$  quadratisch in die Lebensdauer ein (s. Abschnitt 2.4). Das Problem ist jedoch, daß für das magnetische Dipolmoment  $\mu_I$  des Goldisotops  $^{197}\text{Au}$  zwei Werte existieren, die im Rahmen ihrer Fehler nicht miteinander vereinbar sind. Basierend auf den Originalveröffentlichungen ergeben sich für das magnetische Moment in der Einheit des Kernmagnetons  $\mu_N$  folgende Werte:  $\mu_I = 0,148158(8)$  [Nara67] und  $\mu_I = 0,144865(70)$  [Dahm67]<sup>3</sup>. Jenachdem welchen Wert man für das magnetische Moment des Goldkerns nimmt - deren Unterschied beträgt 1,7 % - ergeben sich durch das Hyperfein-Mischen unterschiedliche Lebensdauern für den  $2^3P_0$ -Zustand (22,88 ps und 23,51 ps - Unterschied 2,8 %(!)).

Auch der Zweiphotonenzerfall  $E1M1$ , wie anhand von Tab. 5.2 zu sehen ist, hat einen nicht unwesentlichen Einfluß von etwa 2 % auf die Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands. Problematisch ist die Tatsache, daß der Wert der Übergangswahrscheinlichkeit des Zweiphotonenübergangs  $E1M1$  in He-ähnlichem Gold mit  $A = 8,87 \cdot 10^8$  1/s nur schätzungsweise bekannt ist. Dieser Wert wurde basierend auf nur teilweise relativistischen Rechnungen zu He-ähnlichem Uran [Drak85] über ein  $Z^{12}$ -Skalierungsverhalten extrapoliert. Die dritte Unsicherheit in der Berechnung der Lebensdauer liegt im Bohr-Weisskopf-Effekt, der mit 3 % einen ebenfalls nicht zu vernachlässigenden Einfluß auf die Lebensdauer hat, wobei jedoch der BW-Effekt noch nicht vollständig verstanden ist [Inde01].

Unter der plausiblen Annahme, daß der Bohr-Weisskopf-Effekt und der Zweiphotonenzerfall  $E1M1$  die Lebensdauer beeinflussen, stimmt der experimentelle Wert ( $\tau = 22,08(96)$  ps) mit den Berechnungen von [Inde01] ( $\tau = 22,88$  ps) im Rahmen des  $1\sigma$ -Fehlers überein, während eine Verträglichkeit mit den Berechnungen von [John97, John02] ( $\tau = 23,27$  ps) nur innerhalb des experimentellen  $2\sigma$ -Fehlers gegeben ist (für jeweils  $\mu_I = 0,148158(8)$ ). Hierbei ist jedoch zu berücksichtigen, daß eine Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie geringer wird, wenn  $\mu_I = 0,145746(9)$  als Wert für das magnetische Moment genommen wird. Die experimentelle Genauigkeit, aber vor allem die oben beschriebenen theoretischen Unsicherheiten, erlauben es *nicht* anhand der hier gemessenen Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands in  $^{197}\text{Au}^{77+}$  einen der beiden Werte des magnetischen Moments für  $^{197}\text{Au}$  durch das Experiment auszuschließen.

Mit dem experimentellen Wert der Lebensdauer konnte die Feinstrukturaufspaltung  $2^3P_0$ - $2^3P_1$  basierend auf den Parametern (s. Abschnitt 2.4) der theoretischen Rechnung [Inde01] unter Berücksichtigung der abgeschätzten Übergangswahrscheinlichkeit des Zweiphotonenübergangs  $E1M1$  zu  $\Delta E_{01} = 52,49_{-1,38}^{+1,37}$  eV bestimmt werden. Die so ermittelte Feinstrukturaufspaltung ist mit den theoretischen Erwartungswerten (53,86 eV [Inde89], 53,89 eV [John97] und 53,54 eV [Inde01]) im Rahmen des rein experimentellen  $1\sigma$ -Fehlers verträglich.

---

<sup>3</sup>Der in der Referenz [Fire95] angegebene Wert  $\mu_I = 0,145746$  basiert eigentlich auf dem Experiment [Dahm67], wurde aber aufgrund veränderter Konstanten im nachhinein angepasst.

### 5.3. RESULTAT UND DISKUSSION

---

Die offensichtliche Diskrepanz zum Vorgängerexperiment [Marr95] bedarf einer genaueren Erläuterung. Diese frühere Lebensdauerermessung wurde ebenfalls in Cave A durchgeführt. Sie konnte damals noch nicht den Vorteil der Koinzidenzbildung ausnutzen, da das Magnetspektrometer erst später installiert wurde. Es war daher nur möglich, einfache „Single“-Spektren ohne Koinzidenzbildung mit den Ge(i)-Detektoren aufzunehmen. Ein weiterer Nachteil im Vergleich zu den hier vorgestellten Experimenten war die schlechtere Strahlfokussierung auf ein Target in Cave A. Dies führte dazu, daß die Energiespektren einen vergleichsweise großen Untergrund aufwiesen. Durch Umbauten an der Strahlführung zu Cave A konnte dies jedoch entscheidend verbessert werden.

Es wurden in diesem Experiment zusätzlich zur bereits beschriebenen Koinzidenzmethode die Zählratenverhältnisse  $N_{wahr}^{MOVE}(x)/N_{wahr}^{FIX}(x)$  auch anhand von Single-Spektren bestimmt. Die aus diesen Verhältnissen sich ergebenden Lebensdauern sind systematisch um  $\approx 10\%$  größer als die über die Koinzidenzbildung ermittelten, wobei die Genauigkeit um den Faktor 3 schlechter ist. Dies ist umso erstaunlicher, da die Statistik in den Single-Spektren im Vergleich zu der in den Koinzidenzspektren eigentlich besser sein sollte aus den in Abschnitt 5.2 dargelegten Gründen, daß durch die verlorenen wahren Koinzidenzen und durch die Nutzung nur eines Diamantstreifens bei der Koinzidenzbildung ein Teil der korrelierten Ereignisse bei der Datenaufnahme verloren gehen. In diesem Zusammenhang sei erwähnt, daß die Hinzunahme der benachbarten Diamantstreifen in der Datenanalyse nicht zu einer höheren Genauigkeit des Ergebnisses geführt haben. Eine mögliche Erklärung für die Diskrepanz des Vorgängerexperiments könnte auf den gerade beschriebenen Effekt beruhen, der dazu führt, daß der hohe Untergrund irgendeinen systematischen Einfluß auf die Zerfallskurve hat.



# 6 Messung an heliumähnlichem Uran

## 6.1 Einleitung

Die Messung der Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands in heliumähnlichem Uran ist anders motiviert als das im vorherigen Kapitel 5 beschriebene Experiment an He-ähnlichem Gold. Dieser Sachverhalt sei anhand der Abb. 6.1 erläutert, welche das Anregungsschema von heliumähnlichem Uran zeigt. Im Unterschied zu  $^{197}\text{Au}$  besitzt  $^{238}\text{U}$  keinen

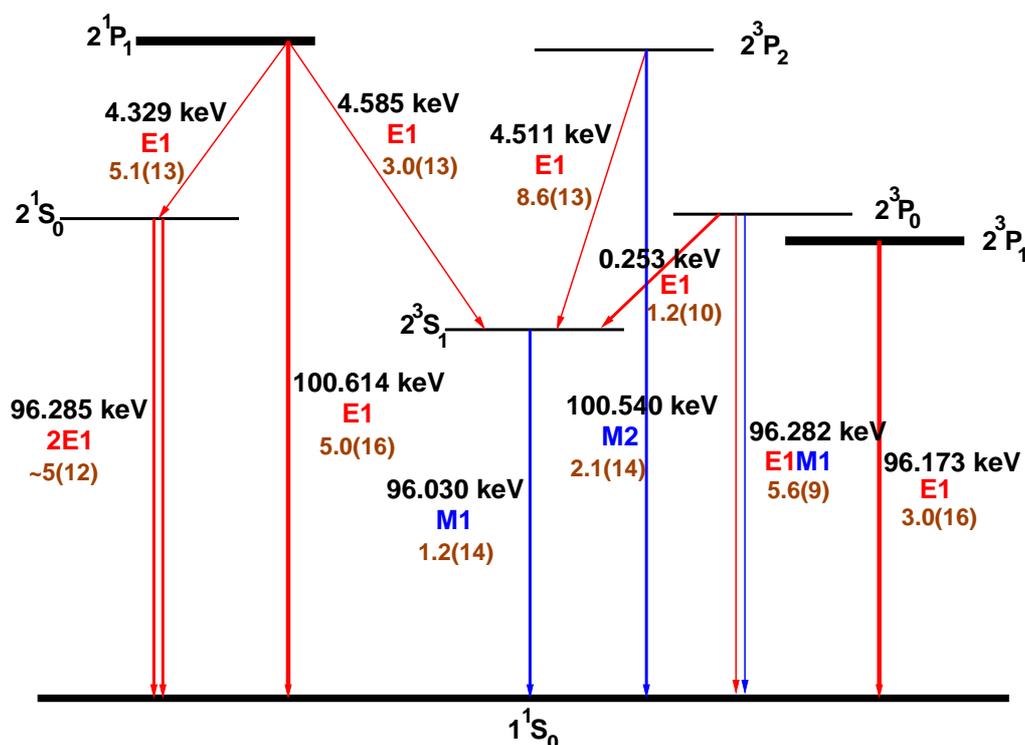


Abbildung 6.1: Das Termschema von heliumähnlichem Uran. Wie in Abb. 5.1 sind die Übergangsenergien in keV, die Art der Multipolstrahlung und die Übergangswahrscheinlichkeiten in 1/s angegeben, wobei die Zahlen in Klammern die zugehörige Zehnerpotenz angeben [Drak88, John95, John97].

Kernspin im Grundzustand ( $I = 0^+$ ). Daher findet kein Hyperfein-Mischen zwischen dem  $2^3P_0$ -Zustand und dem  $2^3P_1$ -Zustand statt, was dazu führt, daß der  $2^3P_0$ -Zustand in He-ähnlichem Uran nicht über einen schnellen E1-Übergang direkt in den Grundzustand zerfallen kann. Die Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands wird also hauptsächlich

von der Übergangswahrscheinlichkeit des  $2^3P_0$ - $2^3S_1$ -Übergangs ( $E1$ -Strahlung) und zu einem geringeren Anteil ( $\approx 30\%$ ) von der Übergangswahrscheinlichkeit des Zweiphotonenzerfalls  $E1M1$  bestimmt, durch den das  $2^3P_0$ -Niveau direkt in den Grundzustand zerfällt (s. Abb. 6.1).

Unter der Annahme, daß die Übergangswahrscheinlichkeit des Zweiphotonenzerfalls  $E1M1$  bekannt ist [Drak85], kann über die gemessene Lebensdauer die Übergangswahrscheinlichkeit des  $2^3P_0$ - $2^3S_1$ -Übergangs ( $E1$ -Strahlung) bestimmt werden, da die Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands in der Hauptsache von diesen beiden Zerfallskanälen abhängt. Der mögliche  $M1$ -Übergang in das  $2^3P_1$ -Niveau - er ist in Abb. 6.1 nicht eingezeichnet - kann aufgrund seiner um Größenordnungen kleineren Übergangswahrscheinlichkeit vernachlässigt werden. Unter der Voraussetzung, daß das zugehörige Dipolmatrixelement für einen  $E1$ -Übergang in Uran ( $Z = 92$ ) bekannt ist [Goul74, Hill80], welches die Übergangswahrscheinlichkeit  $A$  mit dem Energieabstand  $\Delta E$  der beteiligten Zustände verbindet, läßt sich über die experimentell bestimmte Übergangswahrscheinlichkeit des  $2^3P_0$ - $2^3S_1$ -Übergangs der dazu gehörige Energieabstand  $\Delta E(2^3P_0-2^3S_1)$  bestimmen. Die  $2s$ -Lamb-Verschiebung für H-ähnliches Uran ermittelt sich dann aus der Differenz des experimentell bestimmten Energieabstands  $\Delta E(2^3P_0-2^3S_1)$  und des Energieabstands, den eine reine Coulomb-Rechnung ergibt [Mohr83]. Dies setzt voraus, daß die in Kapitel 2 gemachten Annahmen bezüglich der verschiedenen QED-Beiträge gültig sind.

Die an Uran durchgeführte Lebensdauerermessung am GSI-Beschleuniger ist das zweite Experiment, in dem die Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands in He-ähnlichem Uran gemessen wurde. Im einem Vorgängerexperiment am Bevalac-Beschleuniger in Berkeley (USA) wurde die Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands in He-ähnlichem Uran zu  $\tau = 54,4 \pm 3,4$  ps bestimmt, woraus eine  $2s$ -Lamb-Verschiebung des von  $\Delta E_{2s}^{Lamb}(exp.) = 70,4 \pm 8,3$  eV ermittelt werden konnte [Mung86]. Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert von  $\Delta E_{2s}^{Lamb}(theo.) = 75,3 \pm 0,4$  eV [Mohr75, Mohr82, John85]. Die benutzte Meßmethode am Bevalac ist - basierend auf der Beam-Foil-Spektroskopie - mit den zwei hier vorgestellten Lebensdauerexperimenten vergleichbar bis auf zwei wesentliche Unterschiede: Erstens, die für die Bestimmung der Zerfallskurve notwendige Normierung erfolgte nicht über einen zweiten Röntgendetektor sondern über den Ionenstrom; und zweitens, die Aufnahme der Röntgenenergien erfolgte nicht in Koinzidenz mit den umgeladenen He-ähnlichen Ionen, so daß eine Bereinigung des Untergrunds in den Energiespektren im ersten Experiment nicht möglich war. Ein entsprechendes Beispielspektrum der Bevalac-Messung ist in Abb. 6.2 dargestellt.

Aufgrund der gewählten Ionenstrahlenergie von  $\approx 300$  MeV/u liegt für das an der GSI durchgeführte Experiment die zu erwartende Zerfallslänge im Labor - ausgehend von einer Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands von  $\tau = 57,3$  ps [Drak85, John95] - bei  $l \approx 15$  mm. Die Messung der Lebensdauer erfolgt dabei nicht über die Detektion des  $2^3P_0$ - $2^3S_1$ -Übergangs ( $\Delta E(2^3P_0-2^3S_1) = 253$  eV), da die Messung von Photonen dieser Energie im Hinblick auf Detektoreffizienz und Energieauflösung technisch nahezu unmöglich ist. Tatsächlich wird im Experiment der Übergang des  $2^3S_1$ -Niveaus in den Grundzustand ( $1^1S_0$ ) detektiert, um über dessen exponentielle Abnahme die Lebensdauer des

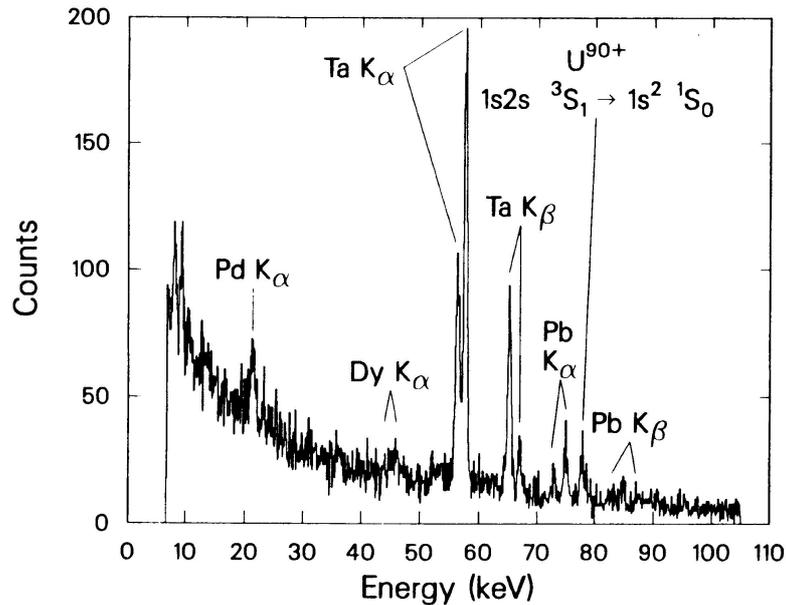


Abbildung 6.2: Ein Beispielspektrum der Bevalac-Messung. Ein H-ähnlicher Uranstrahl der Energie 218 MeV/u ( $\beta = 0,5866(44)$ ) trifft auf eine  $0,9 \text{ mg/cm}^2$  dicke Pd-Folie. Durch Elektroneneinfang entsteht angeregtes He-ähnliches Uran, wobei nur der metastabile  $2^3P_0$ -Zustand lange genug lebt, um weiter hinter der Folie - das Spektrum wurde in einer Entfernung von 0,67 cm hinter der Targetfolie aufgenommen - über den  $2^3S_1$ -Zustand in den Grundzustand zu zerfallen. Die Abbildung ist [Mung86] entnommen.

$2^3P_0$ -Zustands zu messen. Dies ist möglich, da wie im Falle von He-ähnlichem Gold, die Lebensdauer des  $2^3S_1$ -Niveaus mit  $\tau = 8,3 \text{ fs}$  so kurz ist, daß dessen anfängliche Besetzung spätestens an der Targetoberfläche zerfallen ist. Weiter hinter der Folie strahlabwärts kann es nur noch Zerfälle des  $2^3S_1$ -Niveaus geben, die vorher ausschließlich über das metastabile  $2^3P_0$ -Niveau besetzt worden sind. Denn spätestens 2 mm hinter der Folie sollten die angeregten Zustände ( $n = 2$ ) aus höheren Niveaus theoretisch nicht mehr besetzt werden[Frit00]. Wie im Goldexperiment sollte bei der Uranmessung hinter der Targetfolie im untergrundbereinigten Energiespektrum nur *ein* Peak, in dem Fall der des  $2^3S_1$ - $1^1S_0$ -Übergangs, sichtbar sein.

Die Energie dieses Übergangs liegt im Emittersystem bei  $E_0 = 96,016 \text{ keV}$  [John95]. Bei einer Ionenstrahlenergie von 289,796(568) MeV/u ( $\beta = 0,6467(4)$ ,  $\gamma = 1,3111(6)$ , vgl. Abschnitt 4.1.3) entspricht dies gemäß der relativistischen Lorentztransformation (Gl. 5.1) einer im Labor unter  $\Theta = 90^\circ$  zu beobachtenden Energie von  $E_{lab} = 73,233(34) \text{ keV}$ . Da in diesem Bereich auch die Fluoreszenzstrahlung von Blei liegt ( $K\alpha_1$ : 74,9694 keV,  $K\alpha_2$ : 72,8042 keV,  $K\beta_1$ : 84,936 keV) wurde anstatt Blei Tantal ( $K\alpha_1$ : 57,532 keV,  $K\alpha_2$ : 56,277 keV,  $K\beta_1$ : 65,233 keV) als Kollimatormaterial benutzt.

## 6.2 Durchführung und Analyse

Die Durchführung des Experiments verläuft analog zum Goldexperiment. Nach Justierung des Ionenstrahls auf die durch das Fernrohr definierte Referenzlinie wird eine geeignete Normierungsposition für den Detektor FIX gesucht. Dabei zeigt sich im Gegensatz zum Goldexperiment ein Intensitätsproblem, das anhand zweier Energiespektren der Detektoren MOVE und FIX, die in Abb. 6.3 dargestellt sind, erläutert werden soll. Wie offensichtlich zu sehen ist, werden beide Energiespektren im Gegensatz zur

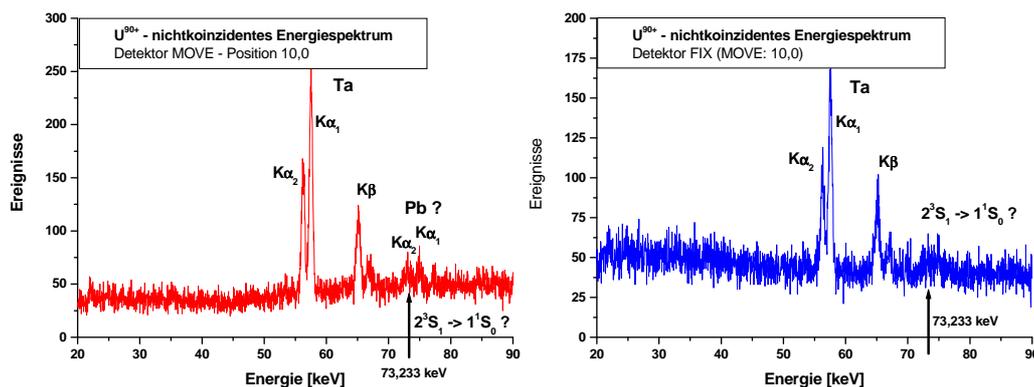


Abbildung 6.3: Zwei zeitgleich nichtkoinzident aufgenommene Energiespektren der Ge(i)'s MOVE und FIX an der Stelle  $x = 10$  mm des Detektors MOVE und an der Normierungsposition des Detektors FIX. Weitere Erklärungen zu den beiden Spektren sind im Text zu finden.

Goldmessung von Untergrundstrahlung dominiert. Speziell die entstehende Fluoreszenzstrahlung durch die Ta-Kollimatoren ist eindeutig zu erkennen. Der gesuchte  $2^3S_1 - 1^1S_0$ -Übergang von He-ähnlichem Uran bei  $\approx 73$  keV ist bestenfalls zu erahnen. In Abb. 5.2 deuten Pfeile in beiden Spektren die erwartete Position des gesuchten Übergangs an. Die leichte Erhöhung des Untergrunds bei dieser Energie könnte jedoch auch andere Ursachen haben, wie z.B. unerwartete Fluoreszenzstrahlung von Blei, wovon jedoch nicht auszugehen ist.

Während der Suche nach einer geeigneten Normierungsposition des Detektors FIX wurde schnell klar, daß die Intensität der Übergangslinie  $2^3S_1 - 1^1S_0$  in  $U^{90+}$  wesentlich kleiner ist als die der hyperfein-gemischten  $2^3P_0 - 1^1S_0$ -Übergangslinie im Goldexperiment. Die hier gezeigten Spektren in Abb. 6.3 sind im Gegensatz zu denen der Goldmessung (s. Abb. 5.2) nicht in Koinzidenz mit den umgeladenen He-ähnlichen Ionen aufgenommen worden. Da es anfangs nicht klar gewesen ist, ob die niedrige Intensität der  $2^3S_1 - 1^1S_0$ -Übergangslinie in den Energiespektren vielleicht ihre Ursache in einem Fehler des Auslesesystems, speziell bei den eingebauten Zeitverzögerungen (Delays), hat, sind während der Uranmessung sowohl alle<sup>1</sup> detektierten Röntgenereignisse als auch die Signale des Diamantdetektors ereignisweise weggeschrieben worden. Diese ereignisweise Datensicherung in sogenannten List-Mode-Dateien erlaubt im Nachhinein die vollständige Rekonstruktion des Experiments und damit auch - wie sich im

<sup>1</sup>Aufgrund der niedrigen Ereignisraten in beiden Germanium-Detektoren (100-200 Hz) spielt die Totzeit des Auslesesystems so gut wie keine Rolle. Daher kommt der Begriff „alle“ der Wirklichkeit sehr nah.

Folgenden zeigen wird - eine Untergrundbereinigung der Energiespektren durch das programmunterstützte Setzen geeigneter Fenster in den korrelierten Zeitspektren.

Gründe für die niedrigere Zerfallsrate des  $2^3P_0$ -Niveaus während der Uranmessung im Vergleich zum Goldexperiment sind einerseits eine niedrigere Ionenstrahlintensität - tatsächlich ist die Intensität an umgeladenen He-ähnlichen Ionen um einen Faktor 2-3 niedriger gewesen - und andererseits die Tatsache, daß durch die ungefähr 2,5-mal längere Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands in He-ähnlichem Uran die Zerfallsrate um genau den gleichen Faktor geringer ist. Hinzu kommt, daß im Gegensatz zur Goldmessung, wo nahezu jeder Zerfall des  $2^3P_0$ -Zustands in einem Peak registriert wird<sup>2</sup>, in He-ähnlichem Uran rund 30 % der Zerfälle des  $2^3P_0$ -Zustands durch den Zweiphotonenübergang  $E1M1$  ( $E = 96,282$  keV) dem Experiment verloren gehen. Denn diese Ereignisse sind über den Energiebereich von 0 keV bis 73,436 keV (im Laborsystem) verteilt und treten daher in den Energiespektren nur als zusätzlicher, aber korrelierter Untergrund in Erscheinung. In der „Summe“ ergibt sich für die Intensität der gesuchten  $2^3S_1$ - $1^1S_0$ -Übergangslinie in Uran im Vergleich zur Goldmessung eine Reduktion um etwa einen Faktor 10, der die Situation in den Energiespektren (Abb. 6.3) erklären würde, nämlich, daß die gesuchte Linie mehr oder weniger im Untergrund verschwindet. Inwiefern es beim Elektroneneinfang auch zu einer reduzierten Besetzungswahrscheinlichkeit des  $2^3P_0$ -Zustands in Uran im Vergleich zu Gold kommt, läßt sich aus den vorhandenen Daten nicht ermitteln.

Die untergrundbereinigten Spektren ergeben sich, wie bereits in Abschnitt 5.2 für das Goldexperiment beschrieben, in analoger Weise. Anhand der in Abb. 6.4 dargestellten Energiespektren sieht man, daß es über die software-mäßig rekonstruierten Koinzidenzen möglich ist, den Untergrund so weit zu reduzieren, daß die gesuchte Übergangslinie  $2^3S_1$ - $1^1S_0$  nun eindeutig zu identifizieren ist. Wie jedoch anhand der noch vorhandenen Ta-Fluoreszenz zu erkennen ist, läßt sich der Untergrund nicht vollständig eliminieren, da durch die veränderte Datenaufnahme im Vergleich zur Goldmessung der Anteil von zufälligen Ereignissen erhöht ist. Aufgrund der geringen Statistik ist der korrelierte Zweiphotonenuntergrund in den Spektren nicht zu sehen.

Die Bestimmung des Zählratenverhältnisses  $N_{true}^{MOVE}(x)/N_{true}^{FIX}(x)$  als Funktion der Position  $x$  des Detektors MOVE ergibt sich ebenfalls in derselben Weise wie bei der Goldmessung. Dieses Verhältnis konnte für 12 Punkte des Detektors MOVE ( $x = 5 - 30$  mm) bestimmt werden, wobei in der Uranmessung der Detektor MOVE diesmal ab Position  $x \leq 3,5$  mm beginnt, das Target direkt zu „sehen“. Die Reihenfolge der Meßpunkte ist wie im Goldexperiment willkürlich gewählt worden und soll systematische Effekte durch die Positionierung des Detektors ausschließen. Anhand der 12 Messungen konnte mithilfe der untergrundbereinigten Energiespektren gleichfalls für beide Detektoren die Energie der Lorentz-transformierten  $2^3S_1$ - $1^1S_0$ -Übergangslinie ermittelt werden. Diese sind ebenfalls in Abb. 6.4 dargestellt, wobei aufgrund der geringeren Statistik die Bestimmung im Vergleich zum Goldexperiment weniger genau ist. Im wesentlichen läßt sich dadurch nur der Winkel bestimmen, unter dem die Kollimatoren zum Ionenstrahl gestanden haben: MOVE -  $90,5^\circ$  und FIX -  $89^\circ$ .

---

<sup>2</sup>Tatsächlich gehen in der Goldmessung nur  $\approx 2$  % durch den Zweiphotonenzerfall  $E1M1$  verloren.

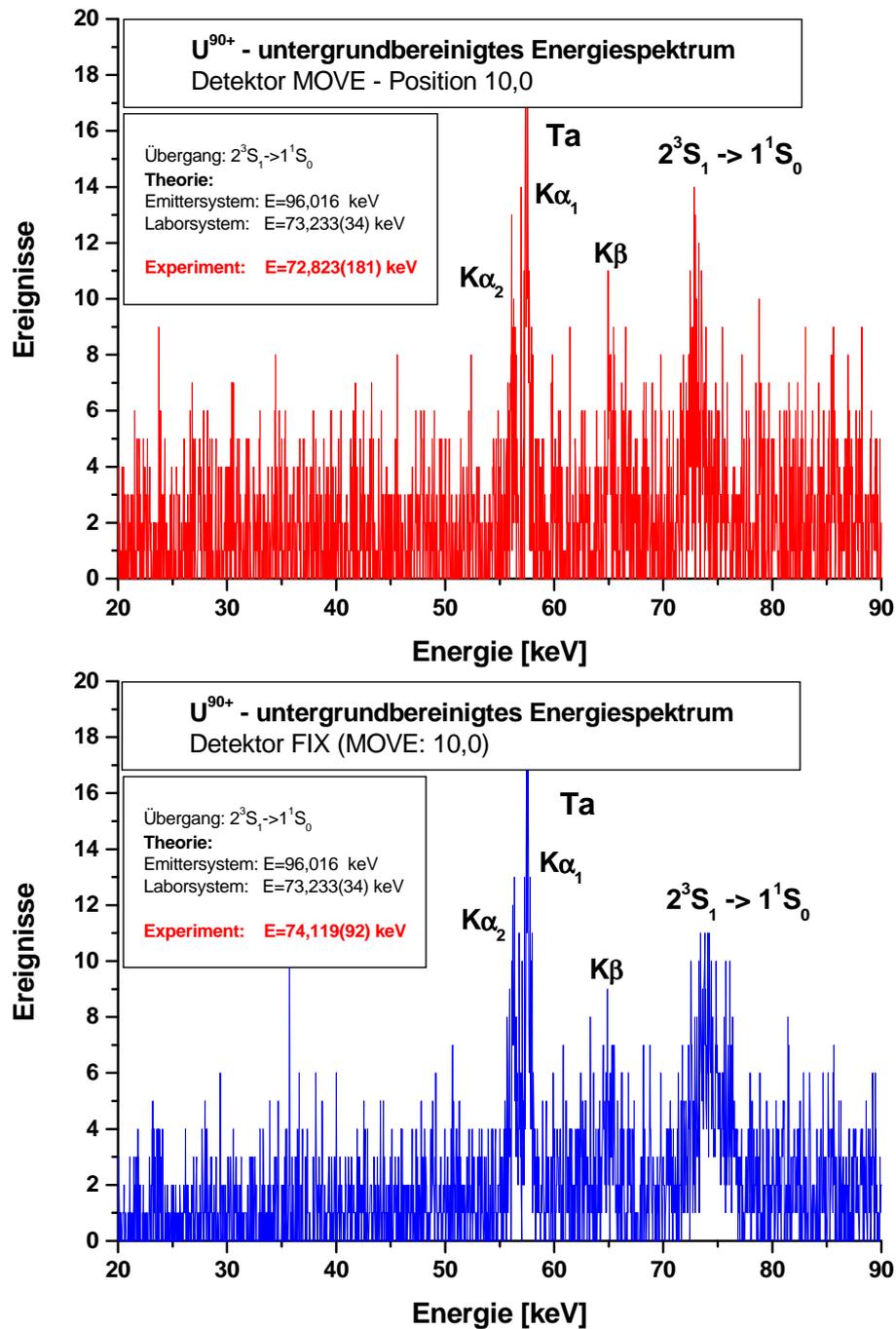


Abbildung 6.4: Die untergrundbereinigten Energiespektren der Ge(i)'s MOVE und FIX. Die gesuchte  $2^3S_1-1^1S_0$ -Übergangslinie in  $U^{90+}$  ist nun deutlich zu erkennen. Aus den im Text erwähnten Gründen läßt sich jedoch die Ta-Fluoreszenz nicht völlig eliminieren. Zusätzlich sind für jeden Detektor separat die experimentell bestimmte Energie im Vergleich zur theoretischen Vorhersage dargestellt.

### 6.3 Resultat und Diskussion

Die sich aus den Zählratenverhältnissen  $N_{wahr}^{MOVE}(x)/N_{wahr}^{FIX}(x)$  ergebende Zerfallskurve als Funktion der Position  $x$  des Detektors MOVE ist in Abb. 6.5 dargestellt. An die Daten

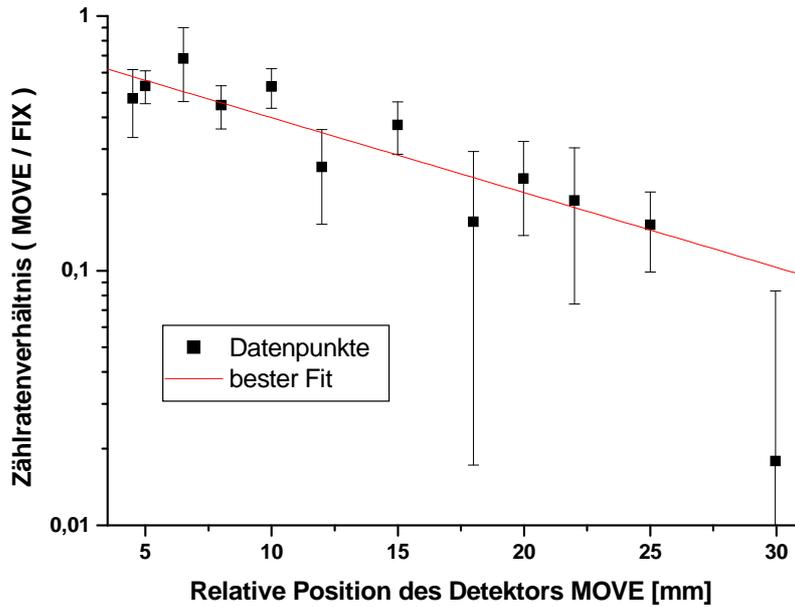


Abbildung 6.5: Die gemessene Zerfallskurve des  $2^3P_0$ -Zustands in He-ähnlichem Uran. Die dargestellten Fehlerbalken der Zählratenverhältnisse repräsentieren die  $1\sigma$ -Umgebung.

wurde eine einfache Exponentialfunktion (Gl. 5.3) angepasst und durch die Anpassung konnte die Zerfallslänge zu  $l = 14,8 \pm 2,4$  mm (reduziertes  $\chi^2$  der Anpassung: 0,72) bestimmt werden. Mit der in Abschnitt 4.1.3 bestimmten Ionengeschwindigkeit ( $\beta = 0,6467(4)$ ,  $\gamma = 1,3111(6)$ ) und der aus dem Exponentialfit bestimmten Zerfallslänge ergibt sich anhand Gl. 3.3 der folgende Wert für die Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands in He-ähnlichem Uran:  $\tau = 58,2 \pm 9,5$  ps ( $\Delta\tau/\tau = 16,3$  %).

Die Unsicherheit in der Bestimmung der Lebensdauer beruht hauptsächlich - wie auch in der Goldmessung - auf der statistischen Ungenauigkeit in der Bestimmung der Zerfallslänge durch die Anpassung der Exponentialfunktion an die Daten. Für alle weiteren systematischen Effekte der Lebensdauerbestimmung gilt dann, wie schon in Kapitel 5 beschrieben, prinzipiell das Gleiche. Die um den Faktor 4 größere Ungenauigkeit gegenüber dem Goldexperiment ergibt sich hauptsächlich durch die geringere Intensität der untersuchten Übergangslinie  $2^3S_1 - 1^1S_0$ , was einerseits zu einer geringeren Statistik der einzelnen Meßpunkte führte, aber auch verhinderte, mehr als den knapp zwei Zerfallslängen großen Meßbereich mit weiteren Meßpunkten zu überdecken. Hinzu kommt, daß im Vergleich zum Goldexperiment weniger Meßzeit zur Verfügung stand, so daß letztlich die Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands in He-ähnlichem Uran auf 16,3 % genau bestimmbar war.

Zur besseren Übersicht ist dieses Ergebnis mit dem Ergebnis der vorherigen Messung am Bevalac und den theoretischen Vorhersagen in Tab. 6.1 gegenübergestellt. Der an der GSI ermittelte experimentelle Wert der Lebensdauer ist mit dem Wert aus dem Bevalac-Experiment [Mung86] als auch mit den theoretischen Vorhersagen im Rahmen des  $1\sigma$ -Fehlers verträglich.

$2^3P_0$ -Niveau in He-ähnlichem Uran	Lebensdauer [ps]	Referenz
<b>Dieses Experiment</b>	<b>58,2±9,5</b>	
<b>Bevalac-Experiment</b>	<b>54,4±3,4</b>	[Mung86]
Johnson + Drake ( <i>E1M1</i> )	57,3	[John95, Drak85]
Indelicato	57,58	[Inde01]

Tabelle 6.1: Vergleich der experimentell bestimmten Lebensdauern des  $2^3P_0$ -Zustands in He-ähnlichem Uran mit verschiedenen bisher bekannten theoretischen Berechnungen.

Basierend auf der berechneten Übergangswahrscheinlichkeit des Zweiphotonenübergangs  $E1M1$  ( $A(E1M1) = 0,564(5) \cdot 10^{10}$  1/s, [Drak85]) läßt sich über die gemessene Lebensdauer von  $\tau = 58,2(9,5)$  ps die Übergangswahrscheinlichkeit des  $2^3P_0$ - $2^3S_1$ -Übergangs ( $E1$ ) zu  $A(E1) = 1,15(28) \cdot 10^{10}$  1/s bestimmen. Die Übergangswahrscheinlichkeit von  $E1$ -Übergängen, speziell der  $2^3P_0$ - $2^3S_1$ -Übergang in He-ähnlichen Ionen, hängt gemäß dem folgenden Dipolmatrixelement [Goul74, Hill80]

$$A(E1) = 12\alpha (\Delta E)^3 \frac{(0,792 + 0,795/Z)^2}{(Z\alpha)^2}, \quad (\hbar = c = m = 1) \quad (6.1)$$

vom dazugehörigen Energieabstand  $\Delta E$  ab, wobei  $\alpha$  die Feinstrukturkonstante und  $Z$  die Kernladungszahl darstellt. Anhand von Gl. 6.1 läßt sich mit der oben bestimmten Übergangswahrscheinlichkeit  $A(E1)$  der Energieabstand zu  $\Delta E(2^3P_0-2^3S_1) = 254,1 \pm 20,6$  eV bestimmen. Die  $2s$ -Lamb-Verschiebung ergibt sich aus der Differenz dieses Energieabstands und dem theoretisch berechneten Coulomb-Beitrag von 330,4 eV [Mohr83] zu  $\Delta E_{2s}^{Lamb} = 76,3 \pm 20,6$  eV, wobei der Fehler nur die experimentelle Ungenauigkeit repräsentiert. Der so ermittelte Wert für die  $2s$ -Lamb-Verschiebung ist im Rahmen des rein experimentellen  $1\sigma$ -Fehlers der Messung in Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert von  $\Delta E_{2s}^{Lamb}(theo.) = 75,3 \pm 0,4$  eV [Mohr75, Mohr82, John85] als auch mit der Bevalac-Messung, die für die  $2s$ -Lamb-Verschiebung einen Wert von  $\Delta E_{2s}^{Lamb} = 70,4 \pm 8,3$  eV erhielt [Mung86].

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit konnte die Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands

- in heliumähnlichem Gold zu  $\tau = 22,08 \pm 0,96$  ps
- und in heliumähnlichem Uran zu  $\tau = 58,2 \pm 9,5$  ps

experimentell bestimmt werden. Die ermittelten Lebensdauern stimmen in beiden Fällen mit den Vorhersagen der Theorie überein. Der experimentelle Aufbau, der basierend auf der Beam-Foil-Spektroskopie in dieser Arbeit benutzt wurde, besitzt gegenüber allen Vorgängerexperimenten eine entscheidende Verbesserung. Durch die Möglichkeit mithilfe eines Magnetspektrometers und eines ortsempfindlichen Teilchendetektors Photonenereignisse *koinzident* mit umgeladenen He-ähnlichen Ionen zu detektieren, können die Spektren untergrundbereinigt werden. Im Fall der Uranmessung war es erst durch die Nutzung der Koinzidenzen möglich, die vom Zerfall des  $2^3P_0$ -Zustands stammende Übergangslinie eindeutig aus dem Untergrund zu filtern. Ein wesentliches Schlüsselement des verwendeten Meßaufbaus ist der neuentwickelte in einer Dimension ortsempfindliche CVD-Diamantdetektor. Er erlaubt durch seine hohen Einzelnachweiszählraten bis zu  $10^8$  Hz die Verwendung sehr hoher Ionenstrahlintensitäten.

Bezugnehmend auf die Ausgangsfragen, was sich anhand der gemessenen Lebensdauer lernen läßt, werden im Folgenden für die beiden durchgeführten Lebensdauerexperimente einige Schwierigkeiten experimenteller und theoretischer Natur und mögliche Verbesserungen diskutiert. Die mit 4,3 % im Fall von Gold und mit 16,3 % im Fall von Uran erreichte experimentelle Genauigkeit der beiden Experimente bleibt aus den in den Kapiteln 5 und 6 dargelegten Gründen hinter den Erwartungen zurück. Jedoch sind diese Messungen die ersten, in denen der Ladungszustand der emittierenden schweren Ionen *eindeutig* festgelegt werden konnte. Die in Abschnitt 5.3 beschriebene Tatsache, daß eine Auswertung der Koinzidenzspektren und der Single-Spektren zu unterschiedlichen Ergebnissen führt, bleibt unklar. Dies erfordert daher weitere Untersuchungen, da dies wahrscheinlich weitreichende Konsequenzen für frühere nicht auf der Koinzidenzmethode basierenden Lebensdauerermessungen hat. Im Uranexperiment konnte aufgrund des in Kapitel 6 beschriebenen Problems der unzureichenden Statistik dieser Effekt nicht überprüft werden.

Wie speziell im Fall des Goldexperimentes deutlich wird, sind bei der Bestimmung der Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands zusätzliche, theoretische Unsicherheiten, atomphysikalische wie auch kernphysikalische, zu berücksichtigen. Da wäre auf der atomphysikalischen Seite die Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeit des Zweipho-

tonenübergangs  $E1M1$  ( $2^3P_0-1^1S_0$ ) in schweren He-ähnlichen Ionen, die im Fall von Gold nur auf einer Skalierung einer halb-relativistischen Rechnung für Uran beruht [Drak85]. Zwar gehen die bisher erzielten experimentellen Ergebnisse mit den berechneten Übergangswahrscheinlichkeiten konform, jedoch bleibt eine Restunsicherheit aufgrund der Berechnungsmethode vorhanden.

Auf kernphysikalischer Seite sind Effekte wie beispielsweise der Bohr-Weisskopf-Effekt noch nicht vollständig verstanden [Inde01]. Für das stabile Goldisotop ( $^{197}\text{Au}$ ) gibt es zwei, sich widersprechende, experimentell bestimmte Werte für den Kern- $g$ -Faktor (magnetisches Kernmoment) [Dahm67, Nara67]. Daraus ergibt sich folgendes Problem: Weil die Lebensdauer aufgrund des Hyperfein-Mischens indirekt von der Feinstrukturaufspaltung abhängt, war es das Ziel, über die gemessene Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands die relativistische Feinstrukturaufspaltung in He-ähnlichem Gold zu bestimmen. Diese Lebensdauer hängt durch das Hyperfein-Mischen aber auch vom magnetischen Moment des Kerns  $\vec{\mu}_I$  und damit vom Kern- $g$ -Faktor ab (siehe Abschnitt 2.4). Aufgrund der Diskrepanz kann dieses Experiment noch nicht zu einem tieferen Verständnis der relativistischen Effekte in einem schweren Mehrkörpersystem beitragen.

Man kann die Situation aber auch umkehren: Unter der Annahme, daß man aus atomphysikalischer Sicht die Feinstrukturaufspaltung genau genug berechnen kann - das gilt auch für die Übergangswahrscheinlichkeit des bereits erwähnten Zweiphotonenübergangs  $E1M1$  - ließe sich über eine Messung der Lebensdauer des hyperfein-gemischten  $2^3P_0$ -Zustands das magnetische Moment und damit der Kern- $g$ -Faktor bestimmen. Um einen der zwei existierenden Werte für das magnetische Moment des Isotops  $^{197}\text{Au}$  durch eine Lebensdauerermessung auf einem  $3\sigma$ -Niveau auszuschließen, wäre eine wiederholte Messung der Lebensdauer mit einer Genauigkeit von  $\leq 0,5 - 1$  % notwendig. Die Bestimmung des magnetischen Kernmoments über eine solche Lebensdauerermessung setzt zusätzlich voraus, daß die von theoretischer Seite vorhandene Unsicherheit bezüglich des Bohr-Weisskopf-Effekts sich hinreichend minimieren läßt.

Im Uranexperiment konnte aufgrund der in Kapitel 6 genannten Gründe die Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands auf lediglich 16,3 % genau bestimmt werden. Der experimentelle Wert stimmt in diesem Rahmen mit den theoretischen Vorhersagen überein, ebenso wie die anhand der Lebensdauer bestimmte  $2s$ -Lamb-Verschiebung für ein Einlektronensystem. Eine größere Genauigkeit läßt sich nur durch eine verbesserte Statistik erreichen. Der einfachste Weg ergäbe sich durch eine entsprechend längere Meßzeit. Dies ist jedoch nicht praktikabel. Eine andere Option wäre, noch höhere Ionenstrahlintensitäten auszunutzen. Der Diamantdetektor würde dies verkraften, da die bisherige Umladungsrate von mehreren 100 kHz in beiden Experimenten weit unter der möglichen Rate von  $10^8$  Hz des Detektors liegt. Mehr Strahlintensität hilft in einem Koinzidenzexperiment aber nur bedingt, weil dadurch auch die Rate der zufälligen und der verlorenen wahren Koinzidenzen ansteigt und zwar weit mehr als die korrelierten Koinzidenzen dies tun.

Die Frage ausreichender Statistik ist für ein anderes geplantes Lebensdauerexperiment und dessen Durchführbarkeit ebenso wichtig. Ziel hier ist es, über die hyperfein-

---

gemischte Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands den Kern- $g$ -Faktor des angeregten  $2^+$ -Rotationszustands von  $^{238}\text{U}$  zu messen [Labz00]. Der  $2^+$ -Rotationszustand besitzt eine Anregungsenergie von  $E_{2^+} = 44,91$  keV. Seine Lebensdauer beträgt in H-ähnlichem  $^{238}\text{U}$   $\tau \approx 100$  ns im Gegensatz zu neutralem Uran, wo aufgrund innerer Konversionsprozesse die Lebensdauer dieses Rotationszustands nur  $\tau \approx 100$  ps beträgt [Labz00]. Aufgrund der mit  $\tau \approx 100$  ns relativ langen Lebensdauer besitzt der angeregte Kernzustand für das geplante Beam-Foil-Experiment mit Ionenenergien von  $E \approx 300$  MeV/u eine sehr große Zerfallslänge von  $l \approx 25$  m. Dies ermöglicht ein Zweistufenexperiment, in dem im ersten Schritt in einem geeigneten Target die Kernanregung erfolgt. In einem zweiten Schritt wird in einem nachfolgenden Target durch Elektroneneinfang der  $2^3P_0$ -Zustand generiert. Die aufgrund der Kernanregung nun hyperfein-gemischte Lebensdauer des  $2^3P_0$ -Zustands kann hinter dem zweiten Target mit dem in dieser Arbeit vorgestellten experimentellen Aufbau gemessen werden.

Durch das Hyperfein-Mischen ergibt sich eine Reduktion der Lebensdauer von  $\tau = 57,3$  ps (s. Tab. 6.1) auf  $\tau = 0,67$  ps [Labz00]. Es gibt jedoch eine andere theoretische Rechnung, die eine Reduktion der Lebensdauer auf lediglich  $\tau = 2,36$  ps vorhersagt [Inde01]. Für Ionenenergien von  $E \approx 300$  MeV/u ergeben sich danach Zerfallslängen von  $l \approx 0,2$  mm, beziehungsweise  $l \approx 0,7$  mm. Der kritischste Punkt dieses Experiments ist die Effizienz der Kernanregung im ersten Target, die auf nur  $\approx 10^{-5}$  abgeschätzt wurde [Labz00]. Dieser geringe Anteil macht es besonders schwierig, ein Zerfallskurve des hyperfein-gemischten  $2^3P_0$ -Zustands mit ausreichender Statistik aufzunehmen.

Eine enorme Zeiteinsparung würde man erlangen vor allem im Hinblick auf die zu erwartenden Ereignisraten, wenn man die Zerfallskurve gleichzeitig (parallel) aufnehmen könnte, anstatt jeden einzelnen Punkt nacheinander (seriell) messen zu müssen. Diese Möglichkeit ergibt sich durch einen neuen Detektor, der ursprünglich für ein anderes Projekt [Beye97b] entwickelt wurde. Hierbei handelt es sich um einen am FZ Jülich entwickelten und gebauten Germanium-Mikrostreifendetektor<sup>1</sup> bestehend aus 200 Streifen [Prot00, Stöh00]. Die Streifenbreite dieses Detektors ist mit  $200 \mu\text{m}$  für das geplante Experiment aufgrund der zu erwartenden Zerfallslängen (0,2-0,7 mm) ideal. Zusätzlich könnte der Streifendetektor bewegt werden, um Zwischenpunkte aufzunehmen. Da alle Streifen separat ausgelesen werden, bliebe die Möglichkeit der Koinzidenzbildung mit umgeladenen Ionen erhalten.

Es ergeben sich aber auch Nachteile. Erstens ist die Energieauflösung mit bisher erreichten 1,8 keV (FWHM, für 60 keV-Photonen) schlechter [Prot00, Stöh00] als beispielsweise die der in dieser Arbeit benutzten Ge(i)-Detektoren, was es schwieriger macht, eine Linie aus dem Untergrund zu filtern. Zweitens ist eine Kalibrierung der Detektionseffizienz jedes einzelnen Streifens notwendig, um systematische Fehler bei der Aufnahme der Zerfallskurve zu vermeiden. Und drittens wäre ein kompliziertes Kollimatorsystem in Form geeigneter Mehrfachschlitze notwendig.

Nichtsdestotrotz würde der Vorteil des Zeitgewinns diese Nachteile aufwiegen, da dies zu einer erheblich besseren Statistik der Meßpunkte führt. Die mit so einem Detek-

---

<sup>1</sup>Geometrie: 200 Streifen (200  $\mu\text{m}$  breit, 23,8 mm lang, 4,1 mm dick), Streifenabstand: 35  $\mu\text{m}$   $\rightarrow$  Gesamtbreite: 47 mm.

tor erreichbare Genauigkeit bei Lebensdauermessungen ergibt sich dabei weniger aus der besseren Einzelstatistik der Meßpunkte sondern aus der erheblich größeren Dichte der Meßpunkte. Diese Dichte ließe sich mit jeder Verschiebung des Detektors sofort *verdoppeln*. Die Genauigkeiten, die sich damit in Zukunft erreichen lassen könnten, sollten weit unter 1 % liegen. Dies würde es ermöglichen, sowohl atomphysikalische als auch kernphysikalische, theoretische Aspekte mit einer Genauigkeit zu testen, die im Rahmen der Beam-Foil-Spektroskopie mit Lebensdauermessungen bisher noch nicht erreicht werden konnte.

# Literaturverzeichnis

- [Akhi65] A.I. Akhiezer, V.B. Berestetskii, *Quantum Electrodynamics* (Wiley, New York, 1965)
- [Andr79] H.J. Andrä, *Fast-Beam (Beam-Foil) Spectroscopy* (p. 829-953) in [Han179]
- [Anho87] R. Anholt, U. Becker, Phys. Rev. A 36, 4628 (1987)
- [Bash64] S. Bashkin, Nucl. Instr. Meth. 28, 88 (1964)
- [Berd99] E. Berdermann, K. Blasche, P. Moritz, H. Stelzer, B. Voss, Nucl. Phys. B 78, 533 (1999)
- [Berd01] E. Berdermann, K. Blasche, P. Moritz, H. Stelzer, B. Voss, *Diamond and Related Materials* 10, 1770 (2001)
- [Beth77] H.A. Bethe, E.E. Salpeter, *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms* 2nd edn. (Plenum, New York, 1977)
- [Beye97a] H.F. Beyer, H.-J. Kluge, V.P. Shevelko, *X-Ray Radiation of Highly Charged Ions* (Springer, Berlin, 1997)
- [Beye97b] H.F. Beyer, Nucl. Instr. Meth. A 400, 137 (1997)
- [Beye99] H.F. Beyer, V.P. Shevelko (eds.), *Atomic Physics with Heavy Ions* (Springer, Berlin, 1999)
- [Birk93] B.B. Birkett, J.P. Briand, P. Charles, D.D. Dietrich, K. Finlayson, P. Indelicato, D. Liesen, R. Marrus, A. Simionovici, Phys. Rev. A 47, R2454 (1993)
- [Bräu00] H. Bräuning, G. Bednarz, F. Bosch, C. Cohen, D. Dauvergne, R. Dunford, B. Franzke, T. Kambara, A. Krämer, E.P. Kanter, R. Kirsch, C. Kozhuharov, D. Liesen, T. Ludziejewski, X. Ma, P.H. Mokler, F. Nolden, M. Steck, Z. Stachura, Th. Stöhlker, L. Tribedi, A. Warczak, GSI 2000-1, 91 (2000)
- [Brom85] D.A. Bromley (ed.), *Treatise on Heavy-Ion Science*, Vol. 5 (Plenum Publishing Corporation, 1985)
- [CHARGE] CHARGE: an der GSI verfügbares Programm unter UNIX und VMS zur Berechnung der Verteilung von Ladungszuständen eines Ionenstrahls nach einem Target.

- [Chen94] K.T. Cheng, M.H. Chen, W.R. Johnson, J. Sapirstein, Phys. Rev. A 50, 247 (1994)
- [Chen96] K.T. Cheng, M.H. Chen, Phys. Rev. A 53, 2206 (1996)
- [Dahm67] H. Dahmen, S. Penselin, Z. Phys. 200, 456 (1967)
- [Desc93] J.P. Desclaux, *Methods and Techniques in Computational Chemistry*, Vol. A (STEF, Cagliari, 1993)
- [Dorr97] C. Dorrer, F. Nez, B. de Bauvoir, L. Julien, F. Biraben, Phys. Rev. Lett 78, 3658 (1997)
- [Drak85] G.W.F. Drake, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B9, 465, (1985)
- [Drak88] G.W. Drake, Can. J. Phys. 66, 586 (1988)
- [Dunf91] R.W. Dunford, C.J. Liu, J. Last, N. Berrah-Mansour, R. Vondrasek, D.A. Church, L.J. Curtis, Phys. Rev. A 44, 764 (1991)
- [Eich85] J. Eichler, Phys. Rev. A 32, 112 (1985)
- [Eich95a] J. Eichler, A. Ichihara, T. Shirai, Phys. Rev. A 51, 3027 (1995)
- [Eich95b] J. Eichler, W.E. Meyerhof, *Relativistic Atomic Collisions* (Academic Press, New York, 1995)
- [Eike97] K.S. Eikema, W. Ubachs, W. Vassen, W. Hogervorst, Phys. Rev. A 55, 1866 (1997)
- [Fett71] A.L. Fetter, J.D. Walecka, *Quantum Theory of Many-Particle Systems* (McGraw-Hill, New York, 1971)
- [Fire95] R.B. Firestone (ed.), *Table of Isotopes*, 8th Edition (CD-ROM Edition Version 1.0, March 1996), (Wiley, New York, 1995)
- [Frit00] S. Fritzsche, Th. Stöhlker, O. Brianzanesu, B. Fricke, Hyp. Int. 127, 257 (2000)
- [Gall97] A. Gallus, Dissertation, Universität Heidelberg (1997)
- [Geis98] H. Geissel, C. Scheidenberger, Nucl. Instr. Meth. B 136-138, 114 (1998)
- [Gold98] E. Goldstein, Sitzungsber. Berlin Akad., 25 July (1868), Wied. Ann. Phys. Chem. 38 (1898)
- [Gold57] J. Goldstone, Proc. Roy. Soc. (London), Ser A 239, 267 (1957)
- [Goul74] H. Gould, R. Marrus, P.J. Mohr, Phys. Rev. Lett. 33, 676 (1974)
- [Gran88] I.P. Grant, H.M. Quiney, Adv. At. Mol. Phys. 23, 37 (1988)
- [Hanl79] W. Hanle, H. Kleinpoppen (eds.), *Progress in Atomic Spectroscopy*, Part B (Plenum Press, New York, 1979)

- 
- [Heul86] J.L. Heully, I. Lindgren, E. Lindroth, S. Lundqvist, A.M. Martensson-Pendrill, *J. Phys. B* 19, 2799 (1986)
- [Hill80] M. Hillery, P.J. Mohr, *Phys. Rev. A* 21, 24 (1980)
- [Hoff82] R. Hoffmann, G. Gaukler, G. Nolte, H. Schmidt-Böcking, R. Schuch, *Nucl. Instr. Meth.* 197, 391 (1982)
- [Ichi94] A. Ichihara, T. Shirai, J. Eichler, *Phys. Rev. A* 49, 1875 (1994)
- [Ichi96] A. Ichihara, T. Shirai, J. Eichler, *Phys. Rev. A* 54, 4954 (1996)
- [Inde89] P. Indelicato, F. Parente, R. Marrus, *Phys. Rev. A* 40, 3505 (1989)
- [Inde92] P. Indelicato, B.B. Birkett, J.P. Briand, P. Charles, D.D. Dietrich, R. Marrus, A. Simionovici, *Phys. Rev. Lett.* 68, 1307 (1992)
- [Inde95] P. Indelicato, *Phys. Rev. A* 51, 1132 (1995)
- [Inde99] P. Indelicato, *Electron Correlations Effects in Few-Electron Atoms* (p. 92-116) in [Beye99]
- [Inde01] P. Indelicato, private Mitteilung (2001)
- [John85] W.R. Johnson, G. Soff, *At. Data Nucl. Data Tables* 33, 405 (1985)
- [John86] W.R. Johnson, J. Sapirstein, *Phys. Rev. Lett.* 57, 1126 (1986)
- [John88a] W.R. Johnson, S. Blundell, J. Sapirstein, *Phys. Rev. A* 37, 307 (1988)
- [John88b] W.R. Johnson, S. Blundell, J. Sapirstein, *Phys. Rev. A* 37, 2764 (1988)
- [John95] W.R. Johnson, D.R. Plante, J. Sapirstein, *Adv. At. Mol. Phys.* 35, 255 (1995)
- [John97] W.R. Johnson, K.T. Cheng, D.R. Plante, *Phys. Rev. A* 55, 2728 (1997)
- [John02] W.R. Johnson, private Mitteilung (2002)
- [Kay63] L. Kay, *Phys. Lett.* 5, 36 (1963)
- [Kell63] H.P. Kelly, *Phys. Rev.* 131, 684 (1963)
- [Labz00] L.N. Labzowsky, A.V. Nefiodov, G. Pluinien, G. Soff, D. Liesen, *Phys. Rev. Lett.* 84, 851 (2000)
- [Lede67] C.M. Lederer, J.M. Hollander, I. Perlmann (eds.), *Table of Isotopes, 6th Edition*, (Wiley, New York, 1967)
- [Lich91] W. Lichten, D. Shiner, Z.-X. Zhou, *Phys. Rev. A* 43, 1663 (1991)
- [Lies02] D. Liesen, private Mitteilung (2002)
- [Marr72] R. Marrus, R.W. Schmieder, *Phys. Rev. A* 5, 1160 (1972)

- [Marr86] R. Marrus, V.S. Vicente, P. Charles, J.P. Briand, F. Bosch, D. Liesen, I. Varga, *Phys. Rev. Lett.* 56, 1683 (1986)
- [Marr89a] R. Marrus, P. Charles, L. de Billy, C. Tazi, J.P. Briand, A. Simionovici, D.D. Dietrich, F. Bosch, D. Liesen, *Phys. Rev. A* 39, 3725 (1989)
- [Marr89b] R. Marrus, A. Simionovici, P. Indelicato, D.D. Dietrich, P. Charles, J.P. Briand, K. Finlayson, F. Bosch, D. Liesen, F. Parente, *Phys. Rev. Lett.* 63, 502 (1989)
- [Marr95] R. Marrus, B. Birkett, A. Simionovici, H.F. Beyer, F. Bosch, A. Gallus, D. Liesen, G. Menzel, GSI 95-1, 136 (1995)
- [Marr01] R. Marrus, private Mitteilung (2001)
- [Mart87] W.C. Martin, *Phys. Rev. A* 36, 3575 (1987)
- [Mart85] I. Martinson, *Beam-Foil Spectroscopy* (p. 423-492) in [Brom85]
- [McGu92] J.H. McGuire, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* 29, 217 (1992)
- [Mohr75] P.J. Mohr, *Phys. Rev. Lett.* 34, 1050 (1975)
- [Mohr82] P.J. Mohr, *Phys. Rev. A* 26, 2338 (1982)
- [Mohr83] P.J. Mohr (p. 145), in G.L. Malli (ed.), *Relativistic Effects in Atoms* (Plenum, New York, 1983)
- [Mohr98] P.J. Mohr, G. Plunien, G. Soff, *Phys. Rep.* 293, 227 (1998)
- [Mohr00] P.J. Mohr, B.N. Taylor, *CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 1998*, *Reviews of Modern Physics* 72, No. 2, 351 (2000)
- [Mori01] P. Moritz, E. Berdermann, K. Blasche, H. Stelzer, B. Voss, *Diamond and Related Materials* 10, 1765 (2001)
- [Mung86] C.T. Munger, H. Gould, *Phys. Rev. Lett.* 57, 2927 (1986)
- [Nara67] A. Narath, *Phys. Rev.* 163, 232 (1967), Errata: *Phys. Rev.* 175, 696 (1968)
- [Prot00] D. Protic, Th. Stöhlker, H.F. Beyer, J. Bojowald, G. Borchert, A. Gumberidze, A. Hamacher, C. Kozhuharov, X. Ma, I. Mohos, *IEEE Trans. on Nucl. Science* 48, 1048 (2001)
- [Ragh89] P. Raghavan, *At. Data Nucl. Data Tables* 42, 189 (1989)
- [Saku84] J.J. Sakurai, *Advanced Quantum Mechanics*, 10th edn. (Addison-Wesley, Ontario, 1984)
- [Sans90] C.J. Sansonetti, J.D. Gillaspay, C.L. Cromer, *Phys. Rev. Lett.* 65, 2539 (1990)
- [Saue95] R. Sauer, *Diamant als Elektronikmaterial*, *Phys. Bl.* 51 (1995) Nr.5, p. 399 ff.

- 
- [Sche94] C. Scheidenberger, H. Geissel, Th. Stöhlker, H. Folger, H. Irnich, C. Kozhuharov, A. Magel, P.H. Mokler, R. Moshhammer, G. Münzenberg, F. Nickel, M. Pfützner, P. Rymuza, W. Schwab, J. Ullrich, B. Voss, *Nucl. Instr. Meth. B* 90, 36 (1994)
- [Sche98] C. Scheidenberger, Th. Stöhlker, W.E. Meyerhof, H. Geissel, P.H. Mokler, B. Blank, *Nucl. Instr. Meth. B* 142, 441 (1998)
- [Schn99] D.H.G. Schneider, J. Steiger, T. Schenkel, J.R. Crespo Lopez-Urrutia, *Physics at the Electron Beam Ion Trap* (p. 30-59) in [Beye99]
- [Shev99] V.P. Shevelko, D. Böhne, B. Franzke, Th. Stöhlker, *Projectile Ionization and Capture Reactions in Ion-Atom Collisions* (p. 305-322) in [Beye99]
- [Shev02] V.P. Shevelko, *Atomic Processes with Highly Charged Ions*, (to be published)
- [Simi93] A. Simionovici, B.B. Birkett, J.P. Briand, P. Charles, D.D. Dietrich, K. Finlayson, P. Indelicato, D. Liesen, R. Marrus, *Phys. Rev. A* 48, 1695 (1993)
- [Simi94] A. Simionovici, B.B. Birkett, R. Marrus, P. Charles, P. Indelicato, D.D. Dietrich, K. Finlayson, *Phys. Rev. A* 49, 3553 (1994)
- [Spea94] K.E. Spear, J.P. Dismukes (eds.), *Synthetic Diamond: Emerging CVD Science and Technology* (Wiley, 1994)
- [Stob30] M. Stobbe, *Ann. Physik* 7, 661 (1930)
- [Stöh98] Th. Stöhlker, T. Ludziejewski, H. Reich, F. Bosch, R.W. Dunford, J. Eichler, B. Franzke, C. Kozhuharov, G. Menzel, P.H. Mokler, F. Nolden, P. Rymuza, Z. Stachura, M. Steck, P. Swiat, A. Warczak, T. Winkler, *Phys. Rev. A* 58, 2043, (1998)
- [Stöh00] Th. Stöhlker, H.F. Beyer, C. Kozhuharov, T. Ludziejewski, X. Ma, *GSI 2000-1*, 206 (2000)
- [Wien27] W. Wien (p. 431) in W. Wien, F. Harms (eds.), *Handbuch der Experimental-Physik* (Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1927)



## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

An erster Stelle zu nennen ist natürlich mein "Doktorvater" Prof. Dr. Dieter Liesen, der mir mit seinen Ratschlägen in fachlichen und organisatorischen Dingen eine außerordentlich große Hilfe gewesen ist. Ich kann daher sagen, daß es eine Freude ist, mit ihm gemeinsam einen Teil meines bisherigen Arbeitslebens beschritten haben zu dürfen. Ebenso gilt dies natürlich für meine Zimmerkollegen Dr. Heinrich Beyer, Dr. Markus Czanta und Heinz Wesp.

Weiterhin möchte ich Axel Bardonner, Dr. Angela Bräuning-Demian, Wolfgang Enders, Dr. Christophor Kozhuharov und Dr. Thomas Stöhlker danken, die mir im Rahmen der Experimentvorbereitung, -durchführung und späteren -analyse durch ihre Unterstützung in technischen, Computer-technischen, elektronischen und physikalischen Fragen besonders hilfreich zur Seite gestanden haben.

Mein besonderer Dank für die Entwicklung des neuen, in Cave A genutzten Diamantdetektors geht an das Detektorlabor der GSI dort speziell an Eleni Berdermann für die hervorragende Hilfe während der Experimentvorbereitung.

Für die Bereitstellung der Ionenstrahlen in beiden Experimenten geht mein Dank auch an die Beschleunigerabteilung der GSI. Besonders herausheben möchte ich an dieser Stelle Bernhard Franczak, der durch sein Engagement wesentlich dazu beitrug, daß die Experimente letztlich erfolgreich durchgeführt werden konnten.

Mein Dank gilt auch allen, die während beider Strahlzeiten in Tag- und Nachtschichten mitgeholfen haben (soweit nicht schon vorher erwähnt): G. Bednarz, Prof. B. Birkett, Prof. F. Bosch, Prof. R.W. Dunford, A. Gumberidze, Prof. S. Hagmann, Prof. P. Indelicato, Prof. X. Ma, Dr. B. Manil, Prof. R. Marrus, Prof. P.H. Mokler, Prof. D. Schneider, Dr. A. Simionovici, Prof. Z. Stachura, Prof. A. Warczak und Prof. Y. Zou - Thank you all.

Ein weiterer Dank geht an Prof. Dr. H.-Jürgen Kluge, der es mir ermöglichte in der Abteilung Atomphysik der GSI meine Doktorarbeit durchzuführen. Der Dank gilt auch allen Mitgliedern der Atomphysik und speziell Stefanie Lüttges für das stets angenehme Arbeitsklima innerhalb der Abteilung.

Ein sehr besonderer Dank geht an Prof. Dr. Fritz Bosch, Dr. Holger Kollmus, Günther Sikler und Christine Weber, die mit ihren Ratschlägen nicht nur in physikalischen Fragen während der Schreibphase immer sehr hilfreich waren.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei allen Freunden bedanken, die während dieser Zeit für die notwendige Ablenkung von der Arbeit gesorgt haben.

Mein größter Dank geht an meine Familie, speziell an meine Eltern und meinen Bruder für ihre sehr, sehr große Unterstützung.

Darmstadt, im September 2002,

Sven Toleikis



## Erratum

- Auf Seite 66 in Abbildung 5.2 wurde ein falsches Bild abgedruckt, das anstatt eines Spektrums aus dem Goldexperiment irrümlicherweise ein Spektrum aus dem Uranexperiment zeigt. Richtigerweise hat Abbildung 5.2 folgendermaßen auszusehen:

