

Untersuchungen zur Lamb-Verschiebung in
schweren Ein- und Zwei-Elektronen-Systemen

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von

Regina Reuschl
aus Frankfurt am Main

Frankfurt am Main 2008
(D30)

vom Fachbereich Physik der Johann Wolfgang Goethe-Universität
als Dissertation angenommen.

Dekan: Prof. Dr. Dirk-Hermann Rischke

Gutachter: Prof. Dr. Thomas Stöhlker

Prof. Dr. Reinhard Dörner

Datum der Disputation: 29.01.2009

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Quantenelektrodynamik	5
2.1	QED - Korrekturen	5
2.2	Wasserstoffartige Ionen	9
2.2.1	Selbstenergie	10
2.2.2	Vakuumpolarisation	11
2.2.3	Kerneffekte	13
2.2.4	Strahlungskorrekturen der Ordnung α^2	14
2.3	Helium- und Lithiumartige Ionen	16
2.3.1	Innerschalenübergänge $\Delta n = 0$	19
3	Umladungsprozesse und Übergangsraten	21
3.1	Strahlender Elektroneneinfang	23
3.1.1	Nicht-relativistische REC-Querschnitte	24
3.1.2	Relativistische REC-Querschnitte	25
3.2	Nichtstrahlender Elektroneneinfang	26
3.3	Ionisation und Anregung	28
3.4	Übergangswahrscheinlichkeiten	29
3.4.1	Wasserstoffartiges Uran	31
3.4.2	Heliumartiges Uran	32
3.4.3	Lithiumartiges Uran	35

3.4.4	Kaskadenübergänge	37
3.5	Relativistische Korrekturen	39
4	Beschleunigeranlagen der GSI	43
4.1	ESR	46
4.1.1	Elektronenkühlung	48
4.1.2	Stochastische Kühlung	50
4.1.3	Strahldiagnose	50
4.1.4	Gastarget	52
5	Innerschalenübergang $\Delta n = 0$ in He-artigen Ionen	55
5.1	Aufbau	57
5.2	Datenanalyse	60
5.3	Ergebnisse	62
5.3.1	Germanium-Detektor	62
5.3.2	Fehlerbetrachtung	67
5.3.3	Balmerspektren	69
5.3.4	Kristallspektrometer	71
5.4	Energiedifferenz $U^{89+} - U^{90+}$	73
6	1s Lamb Verschiebung in U^{91+} am Elektronenkühler	75
6.1	Messungen	76
6.2	Schlussfolgerungen	81
7	1s Lamb Verschiebung in Pb^{81+} am Gastarget	83
7.1	Kristallspektrometer	83
7.2	Streifendetektoren	87
7.3	FOCAL - Daten	88
7.3.1	Bewegung der Detektoren	91
7.3.2	Ortsauflösung des Detektors	95

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	iii
Verkippte Spektren	95
Nichtverkippte Spektren	99
7.4 Zusammenfassung und Verbesserungen	100
8 Alternative Methoden zur Bestimmung der 1s Lamb Ver-	
 schiebung	103
8.1 Mikrokalorimeter	103
8.2 Absorptionskantenspektroskopie	106
8.2.1 Monte Carlo Simulation	107
8.2.2 Absorption-Detektor Aufbau	108
8.2.3 Anfangsparameter	109
8.2.4 Simulationsergebnisse	110
9 Zusammenfassung	115
10 Ausblick	119

Kapitel 1

Einleitung

Im Jahre 1911 hat Ernest Rutherford aus seinem bekannten Streuversuch erstmals den richtigen Schluss über die grundlegende Struktur von Atomen gezogen. Allerdings fiel es schwer zu verstehen, weshalb dieses System stabil war, da das kreisende Elektron kontinuierlich elektromagnetische Strahlung aussandte. Niels Bohr löste dieses Problem 1913, indem er die Quantentheorie von Planck und Einstein auf das Atom anwandte und die Elektronen auf diskrete Bahnen setzte. Erlaubt waren nur solche Bahnen, auf denen der Drehimpuls des Elektrons ein ganzzahliges Vielfaches von \hbar war: $L = n\hbar$; dies führte zur Hauptquantenzahl n . Charakteristische Spektrallinien wurden Elektronenübergängen zwischen solchen Bahnen zugeordnet, wobei die Frequenz des abgestrahlten Photons der Energiedifferenz zwischen diesen Elektronenbahnen entsprach. Bohrs Theorie lieferte allerdings keine Erklärung für die im Wasserstoffspektrum beobachteten Doppellinien, der sogenannten Feinstruktur. Sommerfeld begann eine Erklärung für dieses Phänomen zu entwickeln, indem er die Quantisierungsvorschriften wesentlich verfeinerte. So kam er zu dem Schluss, dass es noch eine zweite Quantenzahl geben müsse, den Bahndrehimpuls l . Aber erst durch die Einführung des Spins s (= Eigendrehimpuls des Elektrons) und seiner Kopplungsmöglichkeiten an den Bahndrehimpuls zu einem Gesamtdrehimpuls j konnte eine befriedigende Erklärung für die Feinstrukturaufspaltung gefunden werden. Mit der von Dirac aufgestellten Gleichung, deren Lösung für H-artige Systeme nur von den Quantenzahlen n, j abhängig ist und nach der Zustände mit gleicher Drehimpulsquantenzahl j energetisch entartet sind, schienen schließlich alle Probleme der atomaren Struktur gelöst zu sein, bis das Experiment von Lamb und Retherford neue Fragen aufwarf.

1947 entdeckten Lamb und Retherford bei ihrem Experiment an Wasserstoffatomen, dass selbst die relativistische Dirac-Theorie das H-Atom nicht vollständig beschreibt. Sie untersuchten die Absorption von elektromagnetischer Strahlung in H-Atomen, die zunächst durch Elektronenbeschuss in den metastabilen $2s_{1/2}$ -Zustand angeregt und anschließend durch einen Resonator geflogen waren. Dabei beobachteten sie eine Energiedifferenz zwischen Termen mit gleichem j , die als *Lamb-Verschiebung* in die Literatur einging: $0,03 \text{ cm}^{-1}$ zwischen den Termen $2s_{1/2}$ und $2p_{1/2}$.

Seitdem haben sich viele theoretische und experimentelle Physiker mit dieser Problematik der Niveauverschiebung beschäftigt. Daraus entwickelte sich die Quantenelektrodynamik (QED), eine der am besten überprüften Theorien der modernen Physik. Obwohl schon seit vielen Jahren erforscht, sind auch in den vergangenen Jahren noch erhebliche Fortschritte bei der Auswertung höherer Korrekturterme erzielt worden, vor allem im Bereich der schweren Systeme, bei denen die Anwendung der Störungstheorie nicht mehr angemessen ist. Der Beitrag der höheren Korrekturterme bewegt sich mittlerweile auf einem Niveau von 1 eV. Dies erfordert verbesserte experimentelle Aufbauten und Methoden, um die zur exakten Überprüfung der Theorie benötigte Genauigkeit erzielen zu können.

Durch den Bau von Schwerionenbeschleunigern und Speichermedien, wie z.B. der Super-EBIT in Livermore oder der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt mit dem Speicherring ESR, ist die Bestimmung von QED-Korrekturen nicht mehr nur auf leichte Systeme beschränkt, sondern kann bis zu sehr schweren Systemen wie Uran mit $Z = 92$ erfolgen. Während die Korrektur des $1s$ -Niveaus aufgrund der Lamb-Verschiebung für Wasserstoff nur $3,5 \cdot 10^{-5} \text{ eV}$ beträgt, sind es für wasserstoffartiges Uran bereits 460 eV. Besonders interessant an den Untersuchungen entlang des Periodensystems ist die Änderung der elektrischen Feldstärke mit wachsender Kernladungszahl Z . Zwischen $Z = 1$ und $Z = 92$ ändert sich die Feldstärke für den Grundzustand in wasserstoffartigen Ionen um sechs Größenordnungen von 10^{10} V/cm auf 10^{16} V/cm . Es erscheint fraglich, ob eine Theorie, die das Wasserstoffatom richtig beschreibt, in solch starken Feldern weiterhin gültig ist. Die Überprüfung der Theorie in starken Feldern ermöglicht Aussagen darüber, ob es vielleicht über die QED hinausgehende physikalische Aspekte gibt, die es zu berücksichtigen gilt. Aber nicht nur die Korrekturterme für wasserstoffartige Systeme sind für unser Verständnis der atomaren Struktur von Bedeutung, auch Zwei-Elektronen-Systeme, die durch He-

artige Ionen repräsentiert werden, sind interessante Forschungsobjekte. Sie ermöglichen Einblicke in die Elektron-Elektron-Wechselwirkung, den Zugang zu Zwei-Elektronen-QED-Korrekturen des Grundzustandes ebenso wie der ersten angeregten Schale ($n = 2$) und stehen in der Diskussion zum Nachweis von Paritätverletzungen. Besonderes Augenmerk fällt hierbei auf Übergänge, die zwischen Zuständen mit der gleichen Hauptquantenzahl n stattfinden ($\Delta n = 0$). Bislang gibt es nur für leichte Systeme bis $Z = 54$ direkte Messungen dieser angeregten Niveaus.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Vergleich von verbesserten experimentellen Methoden, die zur Bestimmung von QED-Effekten auf dem Niveau von 1 eV führen sollen. Dabei werden sowohl Experimente zur Bestimmung der Grundzustandskorrektur in H-artigen Ionen als auch ein Experiment zur Untersuchung der angeregten $n = 2$ Zustände in He-artigem Uran vorgestellt, bei dem die erste direkte Bestimmung des $1s2p^3P_2 \rightarrow 1s2s^3S_1$ Übergangs in einem schweren He-artigen System gelungen ist.

Zunächst werden der aktuelle Stand der theoretischen Rechnungen zur Quantenelektrodynamik sowie die bisher erzielten experimentellen Resultate vorgestellt. Anschließend wird ein Überblick über die verschiedenen Einfangprozesse und ihre Wahrscheinlichkeiten gegeben. Die GSI und ihre Beschleunigeranlagen werden im Anschluss daran erläutert. Besonderer Wert wird dabei auf die Experimentiereinrichtungen am Experimentierspeicherring ESR - Gastarget und Elektronenkühler - gelegt. Darauf folgt eine Beschreibung des Experimentes zum $\Delta n=0$ Innerschalenübergang $^3P_2 \rightarrow ^3S_1$ in He-artigem Uran sowie die dazugehörige Datenauswertung. Zwei Test-Experimente auf dem Weg zur genaueren Bestimmung der 1s- Grundzustandskorrektur in H-artigen Systemen werden ebenfalls diskutiert. Der Schwerpunkt der Auswertungen liegt darauf, notwendige Verbesserungen für diese Experimente zu erarbeiten. Anschließend wird kurz auf die Ergebnisse von Test-Experimenten mit Mikrokalorimetern eingegangen. Als letzter Teil dieser Arbeit wird eine Simulation zu einem Grundzustands - QED - Experiment mit der Absorptionstechnik vorgestellt. Zum Schluss wird zum einen eine Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse gegeben, zum anderen werden in einem Ausblick erfolgversprechende, physikalisch weiterführende Experimente vorgestellt.

Kapitel 2

Quantenelektrodynamik

Für die einfachsten Prozesse der Erzeugung und Vernichtung von Photonen und Elektron-Positron-Paaren gab es bereits in den 1930er Jahren theoretische Beschreibungen, unter anderem von Dirac, Jordan, Pauli, Heisenberg, Wigner, Born und Weisskopf[1]. Allerdings ließen sich diese Methoden auf die höheren Ordnungen der Störungstheorie nicht mehr anwenden, da sie keine endlichen Lösungen ergaben. Erst durch die Entdeckung von Lamb und Retherford, die sich nicht mehr mit der relativistischen Quantenmechanik nach Dirac in Einklang bringen ließ, entstanden neue Lösungsansätze zu dieser Problematik, aus denen sich die Quantenelektrodynamik entwickelte. Heute stellt die Quantenelektrodynamik (QED) mit ihrer Beschreibung der elektromagnetischen Wechselwirkungen eine der am genauesten überprüften grundlegenden Theorien des aktuellen physikalischen Verständnisses dar.

2.1 QED - Korrekturen

Bereits kurze Zeit nachdem Lamb und Retherford die Lamb-Verschiebung entdeckt hatten, veröffentlichte Bethe eine erste theoretische Erklärung dieses Effektes durch Abschätzung von Selbstenergiekorrekturen [2]. Dabei machte er sich Kramers Idee der Massenrenormalisierung zunutze. Das bedeutet, in der quantenmechanischen Behandlung der Selbstenergie eines freien Teilchens soll der Beitrag der zweiten Ordnung als Beitrag der Masse des geladenen Teilchens angesehen werden. Nullte und zweite Ordnung ergeben zusammen also die Energie eines Teilchens der Masse m , wobei $m = m_0 + \mu$ die beobachtete Masse des Teilchens ist, m_0 die "wahre" Masse und μ die

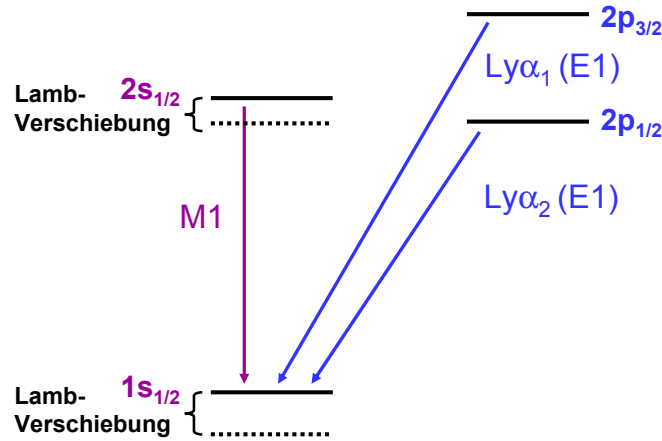


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Lamb-Verschiebung in einem H-artigen System.

Strahlungskorrektur. Da in Experimenten jedoch nur die Observable m gemessen werden kann, ist jegliche Unterscheidung zwischen m_0 und μ bedeutungslos. Daher muss in allen Gleichungen ausschließlich diese vollständig beobachtbare Masse m verwendet werden [1]. Die Vakuumpolarisation war bereits im Jahre 1935 von Uehling erstmals berechnet worden [3]. Allerdings eignete sie sich nicht dazu, die Lambverschiebung zu erklären, da sie deutlich geringer als die Selbstenergiekorrektur ausfällt und noch dazu ein dem Verschiebungseffekt entgegengesetztes Vorzeichen besitzt. Ebenso wie für die Selbstenergie muss auch für die Vakuumpolarisation eine Renormierung vorgenommen werden, wobei zu Zeiten Uehlings noch keine klaren Methoden dazu vorlagen.

Dyson, Feynman, Schwinger und Tomonaga [1] formulierten darauf folgend die QED-Theorie. Sie stellten dabei fest, die Problematik nicht-endlicher Werte der damaligen Theorie lässt sich durch sogenannte Renormalisierungen beheben. Hinter der Renormalisierung steckt die Idee, Parameter wie die Elektronenmasse und -ladung, die keine direkt messbaren Größen darstellen, durch experimentell zugängliche Parameter zu ersetzen. Denn es zeigt sich, dass physikalische Größen bei QED-Rechnungen immer dann endliche Werte annehmen, wenn in der Theorie experimentell zugängliche Größen verwendet werden. Grundsätzlich beruhen Quantenelektrodynamische Rechnungen auf störungstheoretischen Rechnungen, entwickelt nach der Feinstrukturkonstan-

ten $\alpha \approx 1/137,036$. Die einzelnen Terme der Reihenentwicklung werden der Einfachheit halber durch sogenannte Feynman Diagramme dargestellt. Diese Diagramme können auch als graphische Darstellungen von Wechselwirkungen in der Quantenfeldtheorie interpretiert werden. Dabei werden verschiedenen Teilchenarten unterschiedliche Linien zugeordnet. Deshalb bieten sie einerseits eine anschauliche Darstellung des ablaufenden Prozesses - andererseits stellen sie konkrete Rechenvorschriften zur Auswertung desselbigen dar.

Durch die Einführung dieser Korrekturen des Strahlungsfeldes sowie die Berücksichtigung von Kerneffekten lässt sich die von Lamb und Retherford beobachtete Aufhebung der j-Entartung erklären.

Ebenso wie die Lamb-Verschiebung kann auch die Hyperfeinstruktur, die aus der Wechselwirkung der Elektronen mit dem magnetischen Feld des Kerns resultiert, nur durch die Berücksichtigung von QED-Beiträge vollständig beschrieben werden. Hierzu durchgeführte Experimente werden in [4] und [5] behandelt; Rechnungen finden sich in [6], [7] und [8].

Auch der g -Faktor des freien Elektrons wird durch QED-Beiträge beeinflusst [9]. Experimente zur Bestimmung des g -Faktors in gebundenen Elektronen werden in [10, 11, 12] vorgestellt; die dazugehörige Theorie findet sich bei [13, 14, 15]. Aus diesen Ergebnissen lässt sich auch die Elektronenmasse mit höherer Präzision bestimmen [16].

Der Erfolg dieser Theorie bei der Beschreibung der Struktur einfacher atomarer Systeme im Bereich niedriger Kernladungszahlen Z stellt eine große Motivation dar, diese Untersuchungen auf den Bereich schwerer Systeme bis hin zu Uran ($Z=92$) auszuweiten. Ein-Elektronensysteme sind die am einfachsten zu untersuchenden grundlegenden atomaren Systeme. Hier bietet sich eine Möglichkeit, die Gültigkeit der QED gebundener Zustände auch im Bereich extrem starker Coulombfelder zu untersuchen, die von den schweren Kernen erzeugt werden. In diesem Bereich ist keine störungstheoretische Beschreibung mehr möglich. Die genaue Vermessung der Elektronenbindungsenergie und ein anschließender Vergleich mit den aktuellen theoretischen Rechnungen ist das geeignetste Mittel, um QED-Einflüsse auf die atomare Struktur zu bestimmen. Doch auch die Untersuchung Helium-artiger Ionen ist von großem Interesse, da sie die einfachsten Mehr-Elektronen-Systeme darstellen und somit Einblicke in die Elektron-Elektron-Wechselwirkung im Bereich starker Felder ermöglichen. Lithium-artige Ionen werden unter anderem zur Bestimmung der QED Beiträge des 2s Orbitals verwendet, da durch die abgeschlossene innere Schale Übergänge auf das 2s Niveau einen sehr hohen

Anteil haben. Außerdem können durch sie erste Einblicke in die QED komplexer Viel-Elektronensysteme gewonnen werden.

Auf Besonderheiten der einzelnen Ladungszustände wird im Folgenden detaillierter eingegangen: zunächst ein Überblick über die unterschiedlichen Entwicklungsparameter und Korrekturen, die in Abhängigkeit der Kernladungszahl Z und somit der Größe und Schwere des Kerns in den Rechnungen verwendet werden müssen.

Ganz allgemein skalieren die QED-Korrekturen mit

$$\Delta E \sim \frac{Z^4}{n^3} . \quad (2.1)$$

Demnach sind die Korrekturen für hohe Kernladungszahlen (schwere Elemente) und niedrige Hauptquantenzahlen (s-Orbitale) am stärksten ausgeprägt. Ursache hierfür ist, dass die Korrekturen umso bedeutender werden, je größer die radiale Dichte der Wellenfunktion am Ursprung des Zentralpotentials ist. Für leichte Atome können die Untersuchungen im wesentlichen eine Sensitivität für die QED-Korrekturen niedrigster Ordnung erreichen; mit der Zunahme des Coulomb-Potentials des Kerns gewinnen Terme höherer Ordnung immer größere Bedeutung. Die mittlere Feldstärke $\langle |E| \rangle$, die ein Elektron in einem H-artigen System erfährt [17], steigt von $Z=1$ nach $Z=92$ um mehr als sechs Größenordnungen an. Allerdings nehmen nicht nur die QED-Beiträge zu, auch die relativistischen Effekte spielen eine immer bedeutendere Rolle.

Bis zum Beginn der 70er Jahre sind QED-Korrekturen hauptsächlich für die beiden leichten Systeme Wasserstoff und Helium berechnet worden. Im Bereich niedriger Kernladungszahlen Z spielt neben α auch der Entwicklungsparameter αZ eine wichtige Rolle, da er in diesen leichten Systemen sehr klein ist. QED-Beiträge in solchen Systemen werden daher als Entwicklung von α und $\alpha Z \ll 1$ berechnet.

In schweren Z Systemen dagegen ist der Parameter $\alpha Z \approx 1$ nicht mehr klein; die Rechnungen, die auf einer Entwicklung um diesen Parameter basieren, besitzen daher keine Gültigkeit mehr. Dafür gibt es in Wenig-Elektronensystemen neben α einen neuen kleinen Parameter $1/Z$. Dieser gibt die Stärke der Wechselwirkung zwischen den Elektronen ($\sim Z$) im Vergleich zur Elektron-Kern-Wechselwirkung ($\sim Z^2$) wieder. Andererseits skalieren Strahlungskorrekturen ($\sim \alpha(\alpha Z)^4$) in Bezug auf die Bindungsenergien ($\sim (\alpha Z)^2$) mit $\alpha(\alpha Z)^2$.

In sehr schweren Systemen erreicht der Parameter $1/Z$ einen mit α vergleich-

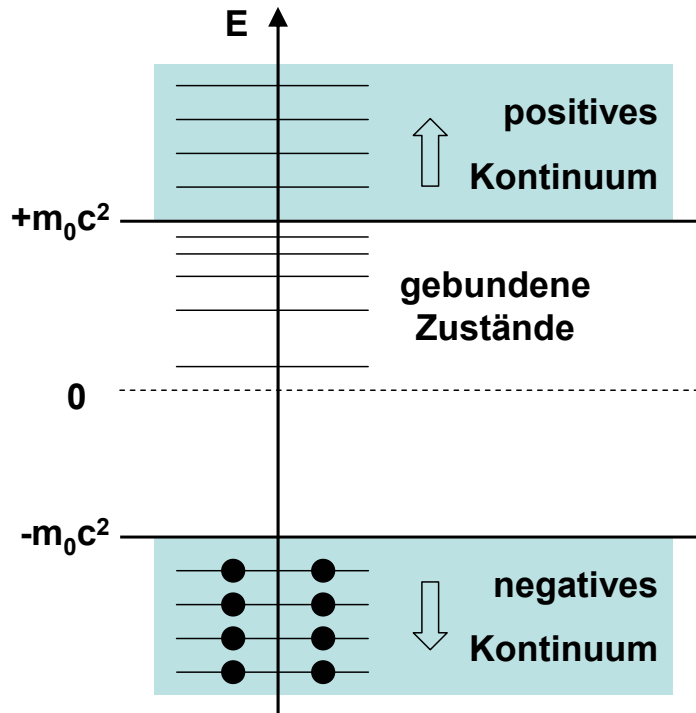


Abbildung 2.2: *Energieschema nach der Dirac-Gleichung: es gibt positive und negative Lösungen; die gebundenen Zustände liegen zwischen den Kontinua.*

baren Wert, weshalb Strahlungskorrekturen und Innerelektronenwechselwirkungen auf gleichem Niveau zu den Korrekturen beitragen.

2.2 Wasserstoffartige Ionen

In einer einfachen Näherung werden die Energieniveaus eines Wasserstoffatoms aus der Dirac-Gleichung abgeleitet:

$$(\alpha \cdot \mathbf{p} + \beta m + V(r))\psi(r) = E\psi(\mathbf{r}) \quad (2.2)$$

wobei $V(r)$ das Coulombpotential des Kerns darstellt. Unter der Annahme eines punktförmigen Kerns gibt es für diese Gleichung eine analytische Lösung,

nämlich die bekannte Gleichung zur Berechnung gebundener Zustände:

$$E_{nj} = \frac{mc^2}{\sqrt{1 + \frac{(\alpha Z)^2}{[n-(j+1/2) + \sqrt{(j+1/2)^2 - (\alpha Z)^2}]^2}}} \quad (2.3)$$

mit der Hauptquantenzahl n und der Gesamtdrehimpulsquantenzahl j . Alle QED und Kerneffekte liefern Korrekturterme zu dieser Gleichung. Als Lamb-Verschiebung wird die Energiedifferenz zwischen der tatsächlichen Bindungsenergie und der Lösung von Gleichung 2.3 bezeichnet. Ein Termschema zur Verdeutlichung des Effektes ist in Abbildung 2.1 gezeigt. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass die klassische Lamb-Verschiebung nur die Aufhebung der $2s_{1/2}$ - und $2p_{1/2}$ -Zustände bezeichnet. Zur Vereinfachung werden im weiteren Verlauf alle Einflüsse, die zu einer Verschiebung der Energieniveaus führen, sowohl QED- als auch Kerneffekte, als Lamb-Verschiebung bezeichnet.

Als Korrekturen zu dieser Gleichung seien zunächst die QED-Beiträge der niedrigsten Ordnung in α genannt: **Selbstenergie** und **Vakuumpolarisation**.

2.2.1 Selbstenergie

Die Selbstenergie ist ein Term aus der Quantenfeldtheorie und repräsentiert den Energiebeitrag oder die effektive Masse eines Teilchens aufgrund seiner eigenen Wechselwirkungen mit dem System, dem es angehört.

Das gebundene Elektron emittiert und reabsorbiert ein und dasselbe virtuelle Photon. Durch die Heisenberg'sche Unschärferelation kann sich das Elektron in diesem kurzen Zeitintervall in einem beliebigen Energiezustand aufhalten. Daraus resultiert eine Änderung der Wechselwirkung mit dem Atomkern, die eine effektive Lockerung der Bindungsenergie zur Folge hat. Die Wechselwirkung mit dem virtuellen Photon führt zu einer Änderung der Elektronenmasse. Da dieser Effekt jedoch stets gegenwärtig ist, beinhaltet die gemessene Elektronenmasse m bereits die Strahlungskorrektur: Massenrenormalisierung $m = m_0 + \mu$ (siehe Abschnitt 2.1). Die Selbstenergiekorrektur für einen gebundenen Zustand kann als Massendifferenz zwischen dem gebundenen Elektron und einem freien Elektron m_0 betrachtet werden, das zum Zeitpunkt $t = -\infty$ keiner Wechselwirkung mit dem elektromagnetischen Feld unterliegt [18]. Für



Abbildung 2.3: *Feynman-Diagramme der Selbstenergie (links) und Vakuumpolarisation (rechts).*

leichte Systeme stellt die Selbstenergie die wichtigste Strahlungskorrektur dar. Das zugehörige Feynman-Diagramm ist in Abbildung 2.3 gezeigt.

2.2.2 Vakuumpolarisation

Die Vakuumpolarisation ist in schweren Ionen ein bedeutender QED-Effekt, weil der Überlapp der Wellenfunktion mit dem Kern hier besonders groß ist. Sie wird durch die Wechselwirkung des Elektrons mit einem virtuellen Elektron-Positron-Paar hervorgerufen und kann nur im Rahmen der Renormierung der Ladung behandelt werden, analog zur Selbstenergie. Virtuelle Elektron-Positron-Paare verhalten sich in Gegenwart externer Felder wie ein polarisierbares Medium und beeinflussen daher die Bindungsenergie des Elektrons. Entgegen den Erwartungen aus der klassischen Physik führt dies jedoch nicht zu einer Lockerung der Bindungsenergie, sondern zu deren Erhöhung. Diese Erhöhung der Bindungsenergie kann nur als Folge der Renormierung erklärt werden. Eine Entwicklung der Vakuumpolarisation in Potenzen von $Z\alpha$ zeigt, nur der erste Term ist divergent. Er liefert den wichtigsten Korrekturbeitrag und ist für die Erhöhung der Bindungsenergie verantwortlich [18]. Dieser anziehende Term wird im Allgemeinen Uehling-Term genannt [3]. Alle weiteren, höheren Terme, nennt man Wichmann-Kroll-Korrektur. Diese verringert die Bindungsenergie wieder, jedoch ist der Beitrag an der Vakuumpolarisation selbst für Uran vergleichsweise gering. Abbildung 2.3 zeigt das zugehörige Feynman-Diagramm. Die genauesten Rechnungen hierzu sind bei Persson et al. [19] zu finden.

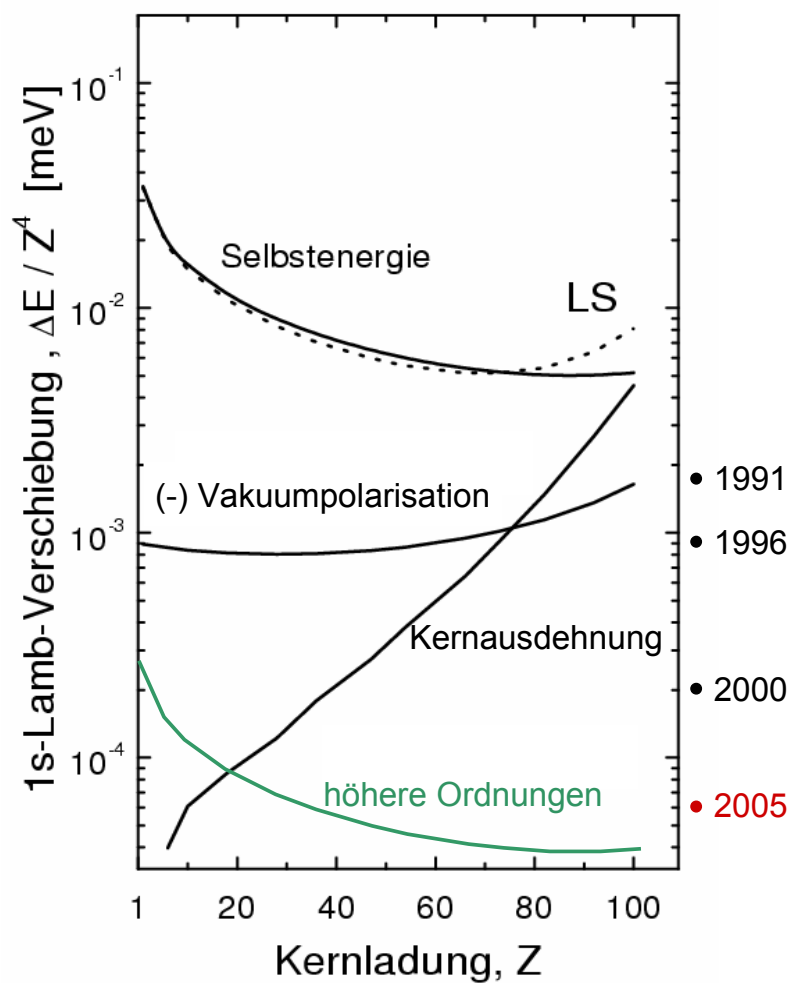


Abbildung 2.4: Normierte Beiträge der einzelnen QED Korrekturen zur Lamb-Verschiebung in H -artigen Ionen als Funktion der Kernladung Z [20]; die Jahreszahlen zeigen die bis dato erzielte Genauigkeit an.

2.2.3 Kerneffekte

Mit zunehmender Kernladungszahl tragen Masse, Ausdehnung und Struktur des Kerns zu einer Änderung der Bindungsenergie bei. Gerade für die schweren Ionen ist sie von großer Bedeutung und führt zu einer Reduzierung der Bindungsenergien. Einen bedeutenden Beitrag zu den Kernkorrekturen liefert der Unterschied zwischen den Potentialen eines punktförmigen und eines ausgedehnten Kerns. Um diesen Beitrag zu bestimmen, muss Gleichung 2.2 mit dem Potential eines endlichen Kerns gelöst werden. Wiederum gibt die Differenz zwischen diesem und dem Ergebnis von Gleichung 2.3 den Korrekturbetrag an. Im Gebiet der schweren Ionen sind die Kerneffekte fast von gleicher Bedeutung wie die Selbstenergie, siehe Abb. 2.4. Jedoch beeinflusst die sphärische Ausdehnung des Kerns nicht nur die Eigenwerte der Dirac-Theorie, sondern führt auch zu einer Änderung der anderen QED-Beiträge. Zur genauen Beschreibung ist allerdings eine präzise Kenntnis der Kernladungsverteilung und des mittleren quadratischen Kernradius erforderlich. Da diese Größen nur aus Kernmodellen bzw. experimentellen Befunden abgeleitet werden können, stellen die Fehler in diesen Parametern ein grundlegendes Problem für den Test der QED in schweren Systemen dar. Der letzte gemessene Wert stammt aus dem Jahr 1984. Dabei hat sich der Wert für den mittleren quadratischen Kernradius von ^{238}U um ca. 2% von $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 5,751\text{fm}$ [21] auf $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 5,860\text{fm}$ [22] geändert. Allein die Verwendung dieser beiden Radien bei sonst gleicher Kernform bedingt einen Unterschied in der 1s-Bindungsenergie von 4,9 eV [18].

Für Uran ist es durchaus möglich, dass die Kerneffekte einen experimentellen Test der QED auf einem Niveau wesentlich besser als ± 1 eV verhindern. Auch die Polarisierung des Kerns aufgrund der Wechselwirkung zwischen Elektron und Atomkern muss für genaue Rechnungen in Betracht gezogen werden. Rechnungen dazu sind von Plunien und Soff [23, 24] sowie Nefiodov et al. [25] durchgeführt worden.

Anfang 2008 ist eine Veröffentlichung von Kozhedub et al. [26] erschienen, in der der Einfluss der Kerndeformierung auf die Bindungsenergien in schweren Ionen untersucht worden ist. Dabei ist vor allem der Kernkorrekturbeitrag zur Bindungsenergie in H- und Li-artigem Uran näher betrachtet und die theoretische Unsicherheit verringert worden; von 198,33(52) eV auf 198,54(19) eV für $^{238}\text{U}^{91+}$.

Bevor im nächsten Abschnitt auf die Strahlungskorrekturen höherer Ordnung

eingegangen wird, seien in Abbildung 2.4 die bisher diskutierten Korrekturen noch einmal zusammengefasst und in ihrer relativen Bedeutung als Funktion von Z dargestellt. Die Beiträge beziehen sich jeweils auf den $1s$ Grundzustand.

Ein einfacher formaler Zusammenhang für die Lamb-Verschiebung für $1s$ -Zustände ist durch

$$L = \frac{\alpha}{\pi} \frac{(Z\alpha)^4}{n^3} \cdot F(Z\alpha) \cdot m_0 c^2 \quad (2.4)$$

gegeben [20]. Hierbei ist α die Feinstrukturkonstante, n die Hauptquantenzahl, $m_0 c^2$ die Ruhemasse des Elektrons und $F(Z\alpha)$ eine nur geringfügig mit Z variierende Funktion, die für leichte Systeme durch eine Entwicklung in $Z\alpha$ berechnet werden kann. Dieser Ausdruck beinhaltet alle zuvor diskutierten Korrekturbeiträge (QED ebenso wie die Kernaussdehnung).

2.2.4 Strahlungskorrekturen der Ordnung α^2

Bei allen bisher diskutierten QED-Korrekturen handelt es sich um Effekte der Ordnung α , also solche Korrekturen, die durch die Wechselwirkung eines gebundenen Elektrons mit einem virtuellen Quant hervorgerufen werden. Korrekturen der zweiten Ordnung in α sind erst vor kurzem vollständig berechnet worden, siehe [27, 28] und Referenzen darin. Die zugehörigen Feynman-Diagramme sind in Abbildung 2.5 gezeigt. All diese Korrekturen sind unter der Annahme ausgewertet worden, dass der Kern als Quelle eines externen Feldes angesehen werden kann. Wechselwirkungen der Ordnung α^2 beinhalten jene Korrekturen, die durch die Wechselwirkung mit zwei Quanten hervorgerufen werden. Eine grobe Abschätzung der Größenordnung dieser Korrekturen ergibt sich unter Berücksichtigung des führenden Terms, der für eine Korrektur n 'ter Ordnung in α durch $(\alpha/\pi)^n$ gegeben ist [18]. α^2 -Korrekturen sollten deshalb um den Faktor $\alpha/\pi \approx 1/400$ kleiner sein. In H-artigem Uran tragen die Effekte erster Ordnung mit einem Wert von etwa 400 eV bei, was einem α^2 -Beitrag von etwa 1 eV entspräche.

Für das Wasserstoffatom ist die Richtigkeit der QED-Theorie mittlerweile bis auf einen Bruchteil von 1,4 pro 10^{14} genau nachgewiesen worden [29, 30]. Für den Grundzustand von H-artigem Uran liegt die experimentelle Genauigkeit bei $460,2 \pm 4,6$ eV, gemessen in einem Experiment am ESR-Elektronenkühler [31].

Eine übersichtliche Zusammenstellung der einzelnen Korrekturbeiträge zur

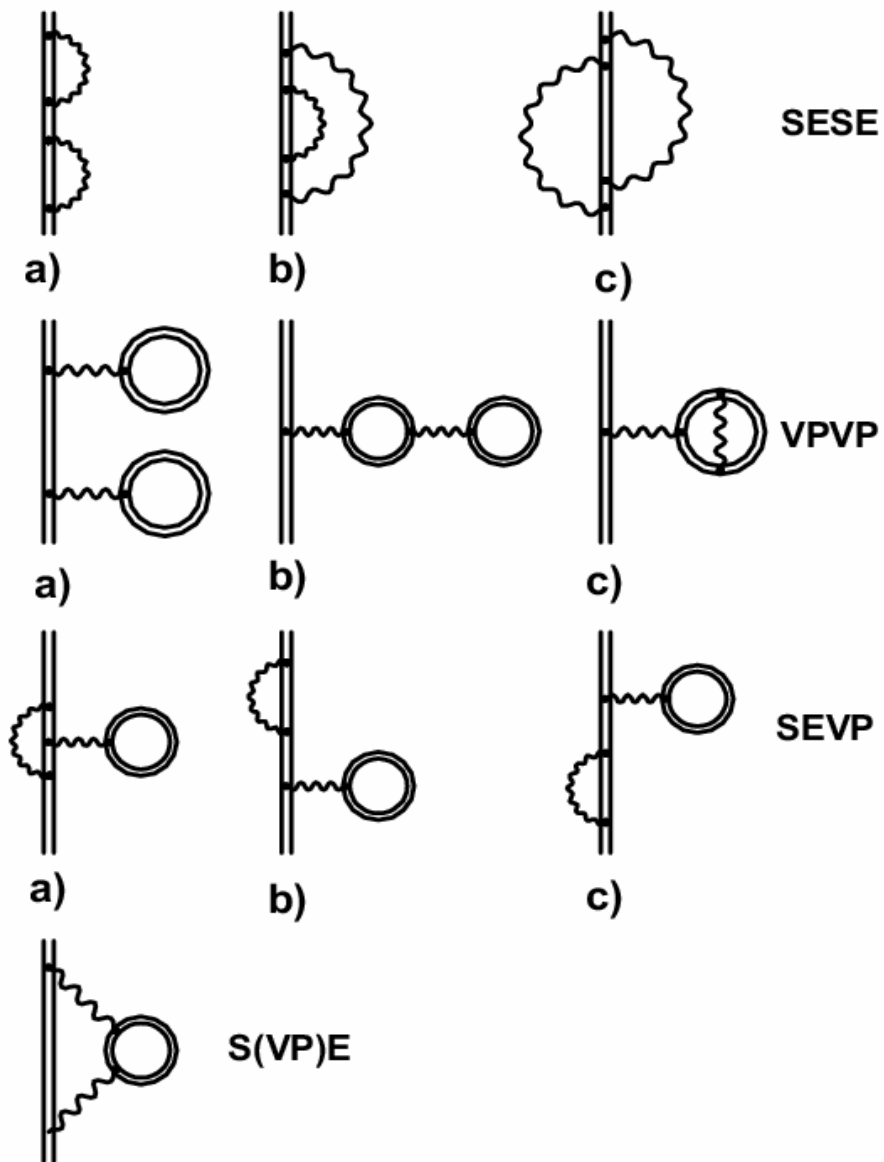


Abbildung 2.5: Feynman-Diagramme für wasserstoff-artige Systeme der Ordnung α^2 . Sie sind in vier Gruppen aufgeteilt: Selbstenergie-Selbstenergie (SESE), Vakuumpolarisation-Vakuumpolarisation (VPVP), Selbstenergie-Vakuumpolarisation (SEVP) und die kombinierte Selbstenergie-Vakuumpolarisation (S(VP)E).

Korrekturbeitrag	Wert
endliche Kernaussdehnung	198,54(19) eV
erste Ordnung QED	266,45 eV
zweite Ordnung QED	-1,26(33) eV
Kernrückstoß	0,46 eV
Kernpolarisation	-0,20(10) eV
Gesamtkorrektur	463,99(39) eV
Experiment	460,2(4,6) eV

Tabelle 2.1: *Kern und QED-Beiträge zur 1s Lamb-Verschiebung in H-artigem Uran [26].*

1s Lamb-Verschiebung in wasserstoffartigem Uran sowie ein Vergleich mit dem aktuellen experimentellen Wert ist in Tabelle 2.1 gegeben.

2.3 Helium- und Lithiumartige Ionen

Energieniveauverschiebungen aufgrund quantenelektrodynamischer Beiträge sind jedoch nicht auf H-artige Systeme begrenzt. Auch in Zwei- oder Mehr-Elektronensystemen sind die Beiträge noch erkennbar. Obwohl He-artige Systeme das einfachste Mehr-Elektronensystem repräsentieren, stellt die Berechnung der Energieniveaus in diesen Systemen eine große Herausforderung dar. Elektron-Elektron-Wechselwirkungen sind von entscheidender Bedeutung. Im Gegensatz zu H-artigen Ionen, bei denen die Dirac-Gleichung mit Ausnahme der QED-Beiträge eine exakte Beschreibung der atomaren Struktur liefert, verhindert der Vielkörperaspekt eine entsprechende analytische Lösung für He-artige Ionen. Der Hamiltonoperator H zur Lösung der stationären Schrödinger-Gleichung

$$H\psi = E\psi \quad (2.5)$$

ist gegeben durch

$$H = h_s(1) + h_s(2) - \frac{Ze}{r_1} - \frac{Ze}{r_2} + \frac{e}{|r_1 - r_2|} \quad (2.6)$$

mit den Ortskoordinaten der Elektronen r_1 und r_2 und den Hamilton-Operatoren $h_s(1)$ und $h_s(2)$ der freien und unkorrelierten Elektronen. Der Term $\frac{e}{|r_1-r_2|}$ beinhaltet explizit die Elektron-Elektron-Wechselwirkung, die Wellenfunktion ψ stellt eine Zwei-Elektronen-Wellenfunktion dar. Für schwere Systeme werden zur Lösung der Schrödinger-Gleichung häufig störungstheoretische Ansätze verwendet, bei denen die Coulombabstoßung zwischen den Elektronen $\frac{e}{|r_1-r_2|}$ als Störung der Kern-Elektron-Wechselwirkung aufgefasst wird. Dabei muss bei schweren Systemen berücksichtigt werden, dass die Elektron-Elektron-Wechselwirkung nicht nur durch die elektrostatische Coulombabstoßung bestimmt ist, sondern es auch zu einer Strom-Strom-Wechselwirkung kommt, der sogenannten Breit-Wechselwirkung. Zur vollständigen Berechnung schwerer Ionen ist es daher zwingend erforderlich, diesen dynamischen Aspekt in einer relativistischen Beschreibung zu berücksichtigen. Aus diesem Grund dienen He-artige Systeme auch dazu, relativistische Effekte in Mehr-Elektronen-Systemen zu überprüfen. Auch in leichten Atomen ist diese Wechselwirkung vorhanden, jedoch ist sie dort nur sehr schwach ausgeprägt.

In den vergangenen Jahren sind viele solcher theoretischen Rechnungen zur korrekten Beschreibung der Struktur der schwersten He-artigen Ionen durchgeführt worden. Dazu sind verschiedene Ansätze zur Anwendung gekommen, zum Beispiel die "Unified"-Methode [32], die "Relativistic Many-Body Perturbation Theory" (RMBPT) [33] oder die "Multiconfiguration Dirac-Fock" (MCDF) Methode [34]. Gerade die Ergebnisse der letzteren beiden stehen in guter Übereinstimmung miteinander. Um jedoch verlässliche Vorhersagen für die Energieniveaus in schweren Ionen treffen zu können, ist es notwendig, die Zwei-Elektronen - QED-Effekte ohne eine Entwicklung in αZ zu berücksichtigen. Für den Zwei-Elektronen-Anteil an der Grundzustandsenergie in He-artigen Ionen ist dies bis zur Ordnung α^2 berechnet worden [35, 36, 37, 38].

Die hierzu gehörigen Feynman-Diagramme sind in den Abbildungen 2.6 und 2.7 dargestellt. In der niedrigsten Ordnung von α wird der Zwei-Elektronen-Beitrag durch einen Ein-Photon-Austausch beschrieben. In der zweiten Ordnung von α (α^2) kommen drei weitere Diagrammklassen hinzu: der Zwei-Photonen-Austausch (a & b) sowie Diagramme, welche die Abschirmung der Selbstenergie (c & d) und der Vakuumpolarisation (e & f) darstellen. Während a & b nicht-strahlende Beiträge beschreiben, werden die Beiträge der Diagramme c, d, e, f zur Zwei-Elektronen QED auch als abgeschirm-

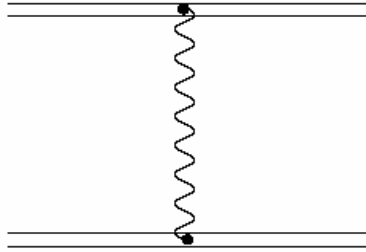


Abbildung 2.6: *Feynman-Diagramm des Zwei-Elektronen-Beitrags in α .*

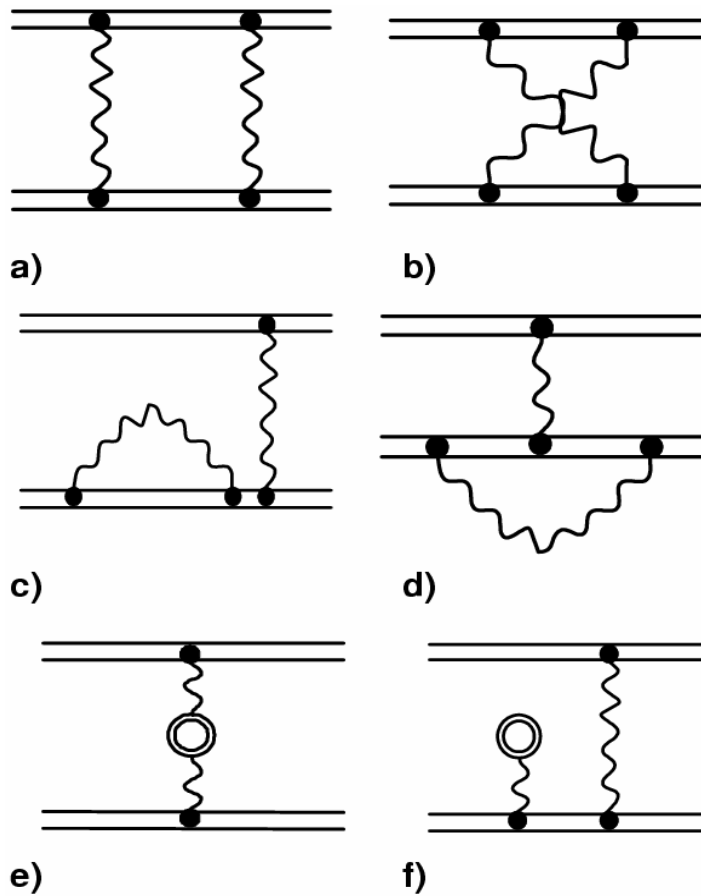


Abbildung 2.7: *Feynman-Diagramme der Zwei-Elektronen-QED-Korrekturen in He-artigen Ionen; Ordnung α^2*
 - a und b stellen nicht-strahlende Beiträge dar
 - c,d,e,f die Abschirmung der Selbstenergie und Vakuumpolarisation.

te Lambverschiebung bezeichnet [39]. Von Persson [36] ist zusätzlich gezeigt worden, dass die Zwei-Elektronen - QED-Effekte von den Unsicherheiten im Kernladungsradius so gut wie unabhängig sind. Dies ist ein Vorteil gegenüber den Ein-Elektronen-Effekten, bei denen die Kernunsicherheiten einen begrenzenden Faktor für die genaue Überprüfung der QED-Beiträge darstellen.

Der vollständige Zwei-Elektronen-Beitrag zur Grundzustandsbindungsenergie in He-artigem Uran beträgt $2245,92(9)$ eV [38]. Diese Daten stehen in guter Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen von 2248 ± 9 eV [40]. Allerdings zeigt sich hier auch, dass die Unsicherheiten der aktuellen experimentellen Methoden noch zu groß für eine genaue Überprüfung der QED-Korrekturen sind. Insbesondere gilt dies für den Zwei-Elektronen-QED-Beitrag, dessen Anteil $-8,002$ eV beträgt [39].

2.3.1 Innerschalenübergänge $\Delta n = 0$

Alle bisher erwähnten QED-Korrekturen beziehen sich auf den Grundzustand. Ähnliche Rechnungen für angeregte Zustände in He-artigen Ionen durchzuführen ist schwieriger. Ein Hauptgrund hierfür liegt in der sogenannten Konfigurationsmischung. Dadurch sind beispielsweise das 2^1S_0 und das 2^3P_0 Niveau quasi-entartet sind. Dennoch sind in den vergangenen Jahren auch zu diesem Thema viele Rechnungen durchgeführt worden, in deren Folge mehrere QED-Korrekturen in allen Ordnungen von αZ berechnet worden sind: Abschirmung durch die Vakuumpolarisation [41], Zwei-Photonen-Austausch [42, 43, 44, 45, 46] und die Abschirmung der Selbstenergie durch einen kugelsymmetrischen Teil der Elektron-Elektron-Wechselwirkung [47]. 2005 ist von Artemyev *et al.* [39] eine Veröffentlichung erschienen, in der die Korrekturen der Selbstenergie-Abschirmung und des Zwei-Photonen-Austausches für alle $n = 2$ Zustände in He-artigen Ionen unabhängig berechnet worden sind. Dies vervollständigt die *ab initio* Behandlung aller Zwei-Elektronen - QED-Korrekturen der Ordnung α^2 in allen Ordnungen von αZ und stellt eine signifikante Verbesserung der theoretischen Genauigkeit der Energien dar, insbesondere im Bereich hoher Kernladungszahlen Z .

Für die Energieniveaus der $n = 2$ Schale gibt es im Bereich schwerer Kerne allerdings kaum experimentelle Daten. Gerade die Vermessung der $\Delta n = 0$ Innerschalenübergänge in He-artigen schweren Z -Systemen ist jedoch sehr interessant. Diese Übergänge bieten einerseits einen guten Zugang zur Bestimmung der angeregten Zwei-Elektronen-QED-Beiträge ($1s2p^3P_2 \rightarrow 1s2s^3S_1$

Übergang	$1s2p^3P_2 \rightarrow 1s2s^3S_1$	$1s2p^3P_0 \rightarrow 1s2s^1S_0$
ΔE_{Dirac}	4527,97	-33,27
ΔE_{int}	+22,00	73,89
ΔE_{1el}^{QED}	-40,64	-42,58
ΔE_{2el}^{QED}	+0,76	-0,65
ΔE_{rel}	-0,09	-0,07
ΔE_{Total}	4510,03	-2,63

Tabelle 2.2: *Energiedifferenzen für die $n = 2$ Unterschalen in He-artigem Uran in eV, entnommen aus [39]; die unterschiedlichen Korrekturterme sind die Ionisationsenergie nach Dirac, inklusive des Einflusses der endlichen Kernaushdehnung, die Elektron-Elektron-Wechselwirkung erhalten aus der Breit-Gleichung, Ein-Elektron QED Korrekturen, die Ein- und Zweiloop" Beiträge enthalten, Zwei-Elektronen - QED-Beiträge sowie die relativistische Rückstoß-Korrektur. In der letzten Zeile ist die Gesamtenergiedifferenz der beiden Niveaus dargestellt.*

Übergang), andererseits könnten sie einen Weg zum Nachweis einer Paritätsverletzung öffnen, siehe hierzu Kapitel 3.4.2.

Li-artige Systeme dagegen sind aufgrund der geschlossenen K-Schale wieder leichter zu berechnen und es gibt eine Reihe sehr genauer Experimente im Bereich der Innerschalenübergänge und der Energieniveaubestimmung. Im Vergleich zu H-artigen Systemen sind sie vielversprechender, wenn es um den Nachweis von Korrekturen höherer Ordnung geht [48, 49, 50]. An dieser Stelle sei erwähnt, dass für Li-artiges Uran die von Beiersdorfer et al. [50] experimentell erzielte Genauigkeit etwa eine Größenordnung besser ist als die neuesten Berechnungen von Kozhedub et al. [26]: Experiment 280,645(15)eV, Theorie 280,71(10).

Kapitel 3

Umladungsprozesse und Übergangsraten

Experimente mit Ionen beruhen auf der Tatsache, dass diese Elektronen einfangen oder abgeben oder Elektronen in höhere Orbitale angehoben werden. Um die Energie- und Impulserhaltung zu gewährleisten, werden in der Regel ein oder mehrere Photonen emittiert oder es kommt zu resonanten Anregungen. Welcher dieser Prozesse eintritt, hängt von der Kernladung, dem anfänglichen Ladungszustand, der Energie der Ionen sowie der Art des Targets ab. Die wichtigsten Einfangprozesse sind der Nichtstrahlende Elektroneneinfang (NRC = Non-Radiative Capture) und der Strahlende Elektroneneinfang (REC = Radiative Electron Capture). Sie bestimmen sowohl die Röntgenproduktionsquerschnitte als auch die Emissionscharakteristik. An dieser Stelle werden diese beiden Prozesse und ihr Skalierverhalten einander kurz gegenüber gestellt, bevor in den Abschnitten 3.1 und 3.2 jeweils eine detailliertere Darstellung erfolgt.

Nichtstrahlender Elektroneneinfang (NRC) dominiert den Einfangprozess im Bereich niedriger Energien und schwerer Targets:

$$\sigma_{NRC} \propto \frac{Z_T^5 \times Z_P^5}{v^{12}}. \quad (3.1)$$

Genauere Rechnungen zeigen, dass der Querschnitt σ_{NRC} tatsächlich mit v^{-11} skaliert. Diese Änderung stammt von dem Beitrag der zweiten Ordnung [51]. Energie und Impuls werden bei diesem Prozess zwischen den Kernen von Projektil und Target aufgeteilt, wobei zusätzlich der Stoßimpuls

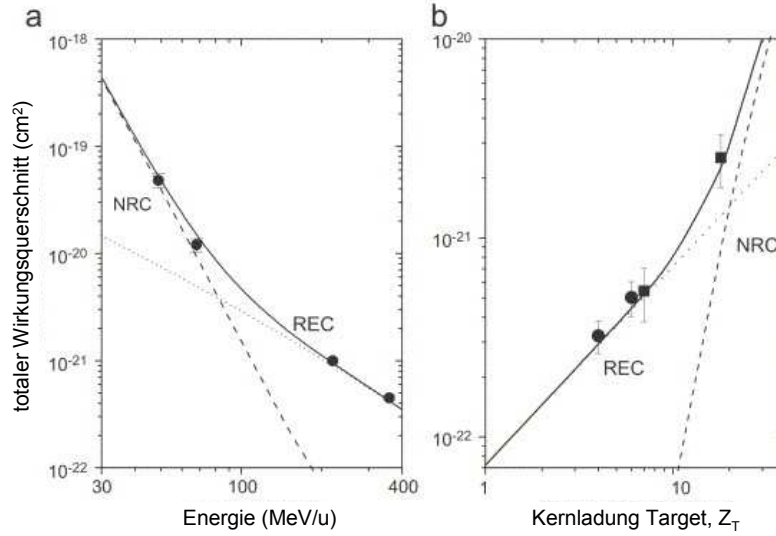


Abbildung 3.1: *Totale Wirkungsquerschnitte des NRC und REC-Prozesses in Abhängigkeit der Energie (für U^{92+} auf N_2) (a) und des Targetelementes (U^{92+} bei 295 MeV/u) (b) [51].*

$m_e v$ zu berücksichtigen ist. Für einen erfolgreichen Elektronentransfer muss die Impulskomponente der anfänglichen Elektronenwellenfunktion mit der Impulskomponente eines sich mit dem Projektil mitbewegenden Elektrons übereinstimmen. Auf diese Bedingung ist die starke Abhängigkeit von der Kernladungszahl des Targets zurückzuführen. Sie erklärt auch, weshalb dieser Prozess im Bereich niedriger Energien dominiert.

Strahlender Elektroneneinfang (REC) hingegen findet bevorzugt bei Projektilenergien oberhalb von 100 MeV/u und leichten Targetgasen statt:

$$\sigma_{REC} \propto \frac{Z_T \times Z_P^5}{v^{5/2}}. \quad (3.2)$$

Da bei diesem Prozess Energie- und Impulsdifferenz auf ein drittes Teilchen - ein Photon - übertragen werden können, ist der Impulsüberlapp der Wellenfunktionen nicht so entscheidend wie beim NRC. Deswegen nimmt der Wirkungsquerschnitt mit steigender Energie deutlich langsamer ab. Die lineare Targetabhängigkeit stellt hier nur die Zahl der verfügbaren gebundenen Elektronen dar.

Da freie Elektronen aufgrund von Energie- und Impulserhaltung nicht ohne Emission eines Photons eingefangen werden können, bedeutet dies, dass auch

leicht gebundene Elektronen in Atomen mit niedrigem Z oder Elektronen der äußeren Schalen in Atomen mit hohem Z eher unter Aussendung eines Photons eingefangen werden. Daraus folgt, bei leichten Targets und hohen Projektilenergien überschreitet der REC-Wirkungsquerschnitt den Querschnitt für Coulomb-Einfang (NRC); was dem REC-Prozess besondere Aufmerksamkeit gebühren lässt.

Beide Prozesse (NRC und REC) verändern ihre Skalierungseigenschaften im asymptotischen Bereich relativistischer Energien. Projektil und Ladungsskalierungen bleiben erhalten, allerdings ist die Energie- bzw. Geschwindigkeitsabhängigkeit bei beiden nur noch proportional zu $1/v$ [51].

3.1 Strahlender Elektroneneinfang

Beim Einfang von Elektronen in ein Ion wird die Summe aus anfänglicher kinetischer Energie und freigesetzter Bindungsenergie über ein Photon aus dem System entfernt. Die Energiebilanz hierfür lautet:

$$A^{+Q} + e^{-} \rightarrow \begin{cases} [A^{+(Q-1)}] + \hbar\omega & \text{Einfang in den Grundzustand} \\ [A^{+(Q-1)}]^* + \hbar\omega & \text{Einfang in angeregte Zustände} \end{cases} \quad (3.3)$$

Zur Energie- und Impulserhaltung nimmt dieses Photon neben der überschüssigen Energie auch die Impulsdifferenz auf. Im Fall der strahlenden Rekombination (RR) wird ein freies Elektron eingefangen, wie es beispielsweise im Elektronenkühler zur Verfügung steht. Die Photonenenergie ist bei diesem Prozess über folgenden Zusammenhang gegeben:

$$\hbar\omega = \Delta E = E_{kin} + |E_{bin}|. \quad (3.4)$$

Im Elektronenkühler bewegen sich Elektronen und Ionenstrahl mit einer Relativgeschwindigkeit $v_{rel} \approx 0$, wodurch der Term E_{kin} gegen null geht. Übrig bleibt daher nur

$$\hbar\omega = \Delta E = |E_{bin}| \quad (3.5)$$

und somit ein direkter Beobachtungskanal für die Bindungsenergien der Elektronen in den Schalen und Unterschalen des Ions. Deshalb kann dieser Prozess auch als die Zeitumkehrung des elementaren Photoelektrischen Effektes [52] angesehen werden. Aufgrund dieser Tatsache ist die radiative Rekombination seit langem ein zentraler Gegenstand theoretischer und experimenteller Untersuchungen (beispielsweise [53, 54, 51, 55, 56, 57, 58]).

Werden Elektronen eingefangen, die zuvor in einem Targetatom gebunden sind, heißt dieser Prozess strahlender Elektroneneinfang (REC), welcher im Rahmen der Impulsnäherung [59] als RR-Prozess sehr präzise beschrieben werden kann. Solche Experimente können zum Beispiel am ESR-Gastarget durchgeführt werden. Es handelt sich dabei um den Einfang quasifreier Elektronen. Voraussetzung hierfür ist, dass die kinetische Energie des Elektrons vor dem Stoß wesentlich kleiner ist als dessen Bindungsenergie im Targetatom E_i . Um die Energieerhaltung nicht zu verletzen, wird die Energie der Photonen im REC-Prozess durch nachstehende Relation gegeben:

$$\hbar\omega = E_{kin} + |E_{bin}| - |E_i| \quad (3.6)$$

E_i beschreibt die anfängliche Energie des Elektrons im Targetatom. Dieses setzt sich folgendermaßen zusammen:

$$E_i = \gamma m_e c^2 - \gamma |\epsilon_i| - \gamma v q_z \quad (3.7)$$

ϵ_i stellt die anfängliche Bindungsenergie im Targetatom dar, der Term $\gamma v q_z$ macht sich als Verbreiterung der Einfanglinie bemerkbar, die charakteristisch für das verwendete Targetgas ist; dabei bezeichnet q_z die longitudinale Impulskomponente. Diese Verbreiterung wird *Comptonprofil* genannt.

3.1.1 Nicht-relativistische REC-Querschnitte

1930 hat Stobbe erste, auf der Quantenmechanik beruhende, Abschätzungen der differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitte von radiativer Rekombination veröffentlicht [52]. Aus der Dipolnäherung unter der Annahme $\hbar\omega \ll mc^2$ und $\alpha Z \ll 1$ ergibt die Näherung nach Stobbe

$$\sigma_{nl}^{Stobbe} = \frac{\pi^2}{3} \alpha^3 a_0^2 \left(\frac{\nu^3}{1 + \nu^2} \right)^2 \left((l+1) [C_{nl}^{l+1}(\nu)]^2 + l [C_{nl}^{l-1}]^2 \right) \quad (3.8)$$

für den Einfangsquerschnitt eines Elektrons in einen beliebigen n, l Zustand eines nackten Ions. Dabei ist $\nu = \alpha Z / n\beta$ der Sommerfeld-Parameter, a_0 der Bohr Radius, α die Feinstrukturkonstante und β die Stoßgeschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit. $C_{nl}^{l\pm 1}$ stellen die Dipolmatrixelemente für den Übergang eines Elektrons aus einem Kontinuumszustand mit dem Drehimpuls $l\pm 1$ und der kinetischen Energie E_{kin} in einen gebundenen Zustand n, l dar. Dabei hat er die in Abschnitt 3.4 vorgestellte Dipolnäherung verwendet, weswegen häufig von der Dipolnäherung nach Stobbe gesprochen wird.

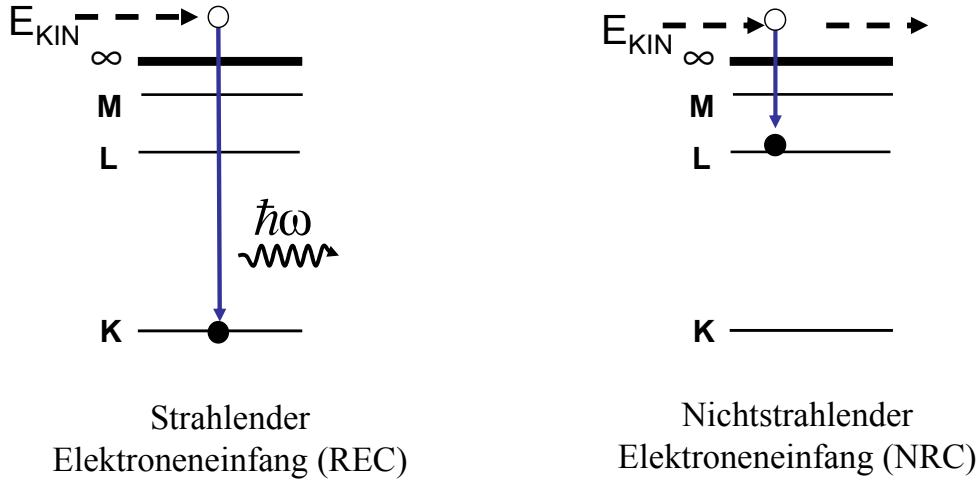


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Einfangprozesse REC und NRC.

Im Bereich niedriger Stoßenergien skalieren die Querschnitte σ_{nl}^{Stobbe} mit $1/n$, im Hochenergiebereich ($\nu \ll 1$) folgen sie einer $1/n^3$ -Abhängigkeit. Wegen der $1/n$ Abhängigkeit im Bereich $\beta \rightarrow 0$ müssen zur Berechnung der totalen Querschnitte alle partiellen Querschnitte σ_{nl}^{Stobbe} bis hin zu hohen Hauptquantenzahlen summiert werden. Da die direkte Auswertung von Gleichung 3.8 für hochliegende Zustände problematisch und aufwendig ist, werden dazu häufig Niederenergie-Näherungen eingeführt. Allerdings ist dies nicht notwendig, denn unter Verwendung von Rekursionsbeziehungen zwischen nicht-relativistischen Coulombintegralen lässt sich Gleichung 3.8 exakt lösen. Diese Technik ist bereits in den frühen fünfziger Jahren entwickelt worden [60, 61] und erlaubt eine schnelle und zuverlässige Berechnung der Dipolmatrixelemente. Um daraus den entsprechenden REC-Querschnitt zu gewinnen, ist es lediglich erforderlich, σ^{Stobbe} mit der Anzahl Z_T an quasifreien Elektronen zu multiplizieren [59].

3.1.2 Relativistische REC-Querschnitte

Zur vollständigen und exakten Beschreibung des Einfangs in schwere Ionen bei hohen Strahlenergien ist eine relativistische Behandlung des REC-Prozesses nötig. Dazu wird zunächst der RR-Querschnitt ($\sigma_{RR}(E', \theta')$)

bestimmt. Dieser ist über das Prinzip des detaillierten Gleichgewichts mit dem Querschnitt $\sigma_{ph}(\omega', \theta')$ der Photoionisation verbunden, die den zeitumgekehrten Prozess zur RR darstellt. Eine ausführliche Beschreibung dieser Rechnungen findet sich in [51] und den darin angegebenen Referenzen. An dieser Stelle werden kurz die wichtigsten formalen Zusammenhänge vorgestellt. Für den Übergang eines Elektrons in einen bestimmten Unterzustand ergibt sich:

$$\frac{d^2\sigma_{RR}(E', \theta')}{dE' d\Omega'_{ph}} = \left(\frac{\hbar\omega'}{m_e c^2} \right)^2 \frac{1}{\beta^2 \gamma^2} \frac{d^2\sigma_{ph}(E', \theta')}{dE' d\Omega'_{el}} . \quad (3.9)$$

Der Impuls des Targetelektrons in Bezug auf den Targetkern sei gegeben durch \mathbf{q} . Aus der Impulsnäherung ergeben sich die REC-Querschnitte durch die Faltung von σ_{RR} mit der Impulsverteilung der Targetelektronen:

$$\frac{d^2\sigma_{REC}}{d\Omega' d(\hbar\omega')} = \int d^3q \frac{d\sigma_{RR}(q')}{d\Omega'} |\tilde{\varphi}_i(\mathbf{q})|^2 \delta(\hbar\omega' + E'_f - E'_i) . \quad (3.10)$$

Die Deltafunktion drückt die Energieerhaltung zwischen der Elektronenenergie im Endzustand E'_f und Photonenenergie $\hbar\omega'$ auf der einen Seite und der anfänglichen Elektronenenergie E'_i aus. E'_i setzt sich zusammen aus $\gamma E_i + \gamma\nu q_z$, wobei der Term $\gamma\nu q_z$ die Dopplerverbreiterung aufgrund des Comptonprofils darstellt [51].

Zur Berechnung der RR- oder REC-Einfangquerschnitte in Ein- oder Wenig-Elektronen-Systeme erscheint es gerechtfertigt, lediglich die Projektilladung des nackten Ions durch die abgeschirmte Ladung Z_{eff} zu ersetzen, weil die Elektron-Elektron-Wechselwirkung zu einer Korrektur im Bereich $1/Z$ führt [51]. Für Experimente am Target erscheint diese Annahme angebracht, denn die Theorie stimmt hier gut mit den Messwerten überein [62, 55]. Bei Experimenten am Elektronenkühler, in denen Stoßenergien nahe null vorliegen, erscheint diese Näherung nicht mehr ausreichend [55, 58].

3.2 Nichtstrahlender Elektroneneinfang

Der Einfang eines Elektrons muss nicht notwendigerweise mit der Emission eines Photons einhergehen. Beim Einfang freigesetzte Energie und Impuls

können auch über Resonanzbedingungen oder einen dritten Stoßpartner abgeführt werden, beispielsweise ein zweites Elektron oder der Targetkern.

Werden Elektronen eingefangen, die zuvor in einem Targetatom gebunden sind, nennt sich der Prozess Nichtstrahlender Elektroneneinfang (NRC). Wichtig für diesen Prozess ist der Überlapp der Elektronenimpulsverteilung im Target und im Projektil. Energie und Impuls werden zwischen Target- und Projektilkern aufgeteilt. Aufgrund dieser Vorgaben dominiert der NRC im Bereich niedriger Stoßenergien, da hier der ebenfalls zu berücksichtigende Stoßimpuls $m_e v$ noch gering ist. Mit zunehmendem Z_{Target} ist die anfängliche Elektronenimpulsverteilung höher, weshalb der strahlungslose Einfang bei schwereren Targets eine größere Wahrscheinlichkeit aufweist.

Auch wenn sich die Skalierungseigenschaften des NRC-Prozesses bereits mit relativ einfachen theoretischen Mitteln beschreiben lassen (Oppenheimer-Born-Kramer-Näherung oder Born'sche Näherung), ist zur genauen Berechnung der Wirkungsquerschnitte eine Behandlung im Rahmen einer relativistischen Eikonalnäherung unerlässlich. Die von Eichler entwickelte Theorie [63] drückt die Einfangquerschnitte in Form von Dichtematrizen aus, welche die Anfangs- und Endzustände von nichtpolarisierten Projektilen und Targetatomen getrennt von einander beschreiben. In der sogenannten *Prior* (*Post*)-Formulierung wird die Elektron-Projektil (Elektron-Target) Wechselwirkung in erster Näherung behandelt, während die Elektron-Target (Elektron-Projektil) Wechselwirkung in allen Ordnungen der Störungstheorie behandelt wird. Sie ist also unsymmetrisch in Bezug auf Target und Projektil. Abhängig davon, ob die Elektron-Target oder die Elektron-Projektil- Wechselwirkung in allen Ordnungen beschrieben wird, ergeben sich unterschiedliche Ergebnisse, dies wird als *Prior-Post* Diskrepanz bezeichnet. Prinzipiell sollte das stärkere der beiden Potentiale Z_p/r_p oder Z_t/r_t in allen Ordnungen behandelt werden, das jeweils andere in erster Näherung. Als Parameter zur Bestimmung der Stärke können die Kernladungszahlen Z_p und Z_t dienen [64]. Wenn die Hauptquantenzahlen n_t und n_p gleich sind, führt dies zum sogenannten "higher-charge" Kriterium:

$$\begin{aligned} Z_p < Z_t & \text{ Prior - Formulierung,} \\ Z_t < Z_p & \text{ Post - Formulierung.} \end{aligned} \tag{3.11}$$

Sind die Hauptquantenzahlen unterschiedlich, führt dies zum sogenannten

”higher-potential” Kriterium:

$$\begin{aligned} \frac{Z_p}{n_p} < \frac{Z_t}{n_t} & \text{ Prior – Formulierung,} \\ \frac{Z_t}{n_t} < \frac{Z_p}{n_p} & \text{ Post – Formulierung.} \end{aligned} \quad (3.12)$$

Um eine einfachere Formel zu erhalten, mit der dennoch realistische Wirkungsquerschnitte abgeschätzt werden können, ist für den Spezialfall $1s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ eine Entwicklung nach αZ durchgeführt worden; mit folgendem Resultat:

$$\begin{aligned} \sigma_{1s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}}^{eik} &= \frac{2^8 \pi Z_p^5 Z_t^5}{5v^2(Z_t^2 + p_-^2)^5} \frac{\gamma + 1}{2\gamma^2} \frac{\pi \eta Z_t'}{\sinh(\pi \eta Z_t')} \\ &\times e^{-2\eta Z_t' \tan^{-1}(-p_-/Z_t)} (S_{eik} + S_{mag} + S_{orb}) \end{aligned} \quad (3.13)$$

mit $\eta = 1/v$, $p_- = \eta(E_f/\gamma - E_i)$ und $Z_t' = Z_t$. Zur näheren Erläuterung des Eikonalterms S_{eik} , des magnetischen Terms S_{mag} und des Orbitalterms S_{orb} siehe Referenz [63].

Die Ergebnisse der Gleichung 3.13 stimmen bis auf den Fall schwerer Targets und Projektilen gut mit den exakten Theorien überein. Durch Ersetzen der Terme Z_p mit Z_p/n_p und Z_t mit Z_t/n_t (in der *Prior*-Formulierung) können aus ihr relativistische Einfangquerschnitte abgeschätzt werden.

3.3 Ionisation und Anregung

Neben den beiden eben vorgestellten Einfangprozessen REC und NRC gibt es mit der Ionisation einen weiteren bedeutenden Umladeprozess. Am wichtigsten sind genaue Kenntnisse über den Ionisationsprozess bei der Erzeugung hochgeladener Schwerionen. Hierbei spielt vor allem die K-Schalenionisation eine bedeutende Rolle, weil das Verhältnis zwischen K-Schalenionisation und Elektroneneinfang einen entscheidenden Einfluss auf die Ausbeute an vollständig ionisierten (nackten) Ionen hat. Der Ionisationsquerschnitt ist bei einer Stoßgeschwindigkeit $v \approx v_K$ bzw. einer Stoßenergie $E_{kin} \approx E_K$ annähernd maximal. Aber auch zur selektiven Bevölkung von Zuständen [65] kann die Ionisation experimentell verwendet werden.

Neben der Ionisation dienen auch Anregungsprozesse zur Untersuchung der atomaren Struktur. Diese können gleichzeitig mit der Ionisation eines Elektrons auftreten, im Zusammenhang mit resonanten Einfangprozessen oder bei Stößen, in denen der Energieübertrag nicht zur Ionisation des Projektils ausreicht. Bei dem sich anschließenden Zerfall der angeregten Niveaus wird charakteristische Strahlung emittiert, die zur Untersuchung der atomaren Struktur und der Dynamik des vorangegangenen Prozesses dienen kann.

3.4 Übergangswahrscheinlichkeiten

Zur vollständigen Beschreibung der Struktur von Ein- und Wenig-Elektronensystemen ist auch eine Darstellung der Zerfallswahrscheinlichkeiten bzw. der Übergangsraten nötig. Genaugenommen gehört diese Diskussion in den Bereich der Struktur der Materie, der im vorangegangenen Kapitel mit den QED-Korrekturen angesprochen worden ist. Da sich diese Übergänge jedoch an die Einfangprozesse anschließen, werden sie erst in diesem Kapitel behandelt. Fast alle Übergangsraten skalieren mit hohen Potenzen von Z , weswegen sich die Emissionscharakteristik leichter Ionen von derjenigen schwerer Ionen deutlich unterscheidet.

Übergangswahrscheinlichkeiten sind für die Beschreibung von Einfangprozessen unverzichtbar. Ohne ihre Kenntnis wäre es beispielsweise nicht möglich, Aussagen über die Vorgänge in einem angeregten Atom oder Ion zu treffen. Spontane Übergänge eines Atoms aus einem Zustand $|i\rangle$ in einen Zustand $|f\rangle$ werden durch folgende grundlegende Formel der Strahlungstheorie beschrieben [66]:

$$dA = \frac{e^2 \omega_{if}}{2\pi \hbar c_0} |M_{if}|^2 d\Omega. \quad (3.14)$$

Sie bezieht sich auf die Emission eines Photons pro Zeiteinheit. Dabei stellen m die Ruhemasse des Elektrons, $|M_{if}|^2$ das Übergangsmatrixelement und $d\Omega$ das Raumwinkelsegment dar. Die Kreisfrequenz ω_{if} erfüllt die Bohr'sche Energiebedingung:

$$\omega_{nn'} = 2\pi\nu_{nn'} = \frac{1}{\hbar}(E_n - E_{n'}). \quad (3.15)$$

Das in Gleichung 3.14 vorkommende Matrixelement ist folgendermaßen de-

finiert:

$$|M_{if}| = \int \Psi_i p e^{-ikr} \Psi_f d^3r = \langle i | p e^{-ikr} | f \rangle. \quad (3.16)$$

Zur Herleitung der Gleichungen 3.14 und 3.15 sind nachstehende Näherungen angenommen worden[67]:

1. die Elektronen werden unter Verwendung der Schrödinger-Gleichung nicht relativistisch behandelt;
2. die Wechselwirkung der Elektronen untereinander wird als kleine Störung im Strahlungsfeld angesehen, bei welcher lediglich die kleinsten Ordnungen der Entwicklung nach der Feinstrukturkonstanten α als Störparameter berücksichtigt werden.

Häufig ist es möglich, Gleichung 3.16 durch zusätzliche Annahmen weiter zu vereinfachen: der Abstand r der Elektronen zum Kern liege im Bereich des Bohrradius $a_0 = 10^{-8} \text{cm}$ und die Wellenzahl k der emittierten Photonen sei wesentlich kleiner als 10^8cm^{-1} . Eine Reihenentwicklung von $e^{-ik \cdot r_i}$ ergibt dann:

$$e^{-ikr_i} \approx 1 - ikr_i + (kr_i)^2 - \dots \quad (3.17)$$

Da nun $k \ll 10^8 \text{cm}^{-1}$ ist, wird das Produkt $k \cdot r$ wesentlich kleiner als 1 sein, was bereits nach dem ersten Term zu einem Abbruch der Reihenentwicklung führt. Damit vereinfacht sich das Matrixelement $|M_{if}|$ zu $\langle i | \mathbf{p} | f \rangle$. Über den gesamten Raum integriert erhält man die spontane Übergangswahrscheinlichkeit A_{if} für einen Dipolübergang **E1**, mit $\mathbf{p} = q\mathbf{r}$ für einen Dipol. Die Vereinfachung $e^{-ikr} \approx 1$ wird daher auch als Dipolnäherung bezeichnet [66]

$$A_{if} = \frac{4}{3} \frac{e^2 \omega^3}{c^2} |\langle f | \mathbf{r} | i \rangle|^2. \quad (3.18)$$

Die totale Übergangswahrscheinlichkeit für den Zerfall des Zustands $|i\rangle$ pro Zeitintervall wird durch die Summe über alle finalen Zustände A_{if} mit $E_f < E_i$ gegeben:

$$W_i = \sum_{E_f < E_i} A_{if}. \quad (3.19)$$

Solange die Bedingung $kr \ll 1 \rightarrow r \ll \lambda$ erfüllt ist, liefert diese Näherung sehr gute Ergebnisse. Wenn kr jedoch ≈ 1 oder sogar $= 1$ wird, müssen höhere elektrische und magnetische Multipole in Betracht gezogen werden. Insbesondere ist dieser Fall in Grundzustandsübergängen der schweren Ein- und Zweielektronensysteme gegeben, bei denen die Wellenlänge λ mit dem mittleren Orbitalradius r vergleichbar wird. Daher sind in diesen Systemen auch solche Übergänge möglich, die klassischerweise verboten sind.

In den nachfolgenden Abschnitten soll näher auf den Einfang in nacktes, H-artiges und He-artiges Uran eingegangen werden; die Namen der Systeme beziehen sich auf den Ladungszustand nach dem Einfang, d.h. H-artiges, He-artiges bzw. Li-artiges Uran. Dabei werden jeweils die Wirkungsquerschnitte und Übergangsraten der unterschiedlichen Ladungszustände diskutiert.

3.4.1 Wasserstoffartiges Uran

Unter bestimmten Voraussetzungen tragen die Terme höherer Ordnung dominant zum Zerfall eines Niveaus bei - gerade in solchen Fällen, bei denen der Dipolübergang verboten ist, zum Beispiel beim Zerfall des $2s_{1/2}$ - Niveaus in H-artigen Systemen. Anhand dieses Übergangs lässt sich auch die starke Z -Abhängigkeit der Zerfälle gut veranschaulichen. Während der $2s_{1/2}$ - Zustand in Wasserstoff metastabil ist und nur über die Emission zweier Photonen in den Grundzustand zerfallen kann ($2E1 \sim Z^6$), kommt es bei den schweren Ionen zu einem sehr schnellen magnetischen Dipolübergang ($M1 \sim Z^{10}$), siehe z.B. [68].

Zur Bestimmung der $1s$ Lamb-Verschiebung ist das $2p_{3/2}$ - Niveau von Interesse, denn es ist sehr genau bekannt und als Folge dessen kann aus der Differenz der gemessenen Übergangsenergie des Zerfalls $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ mit der Vorhersage nach der Dirac-Gleichung die Lamb-Verschiebung bestimmt werden. Der Übergang $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ ist ein nahezu instantaner $E1$ - Zerfall mit einer Übergangsrate von $3,92 \cdot 10^{16}$ [69].

Neben diesen charakteristischen Übergängen spielt in den Röntgenspektren auch der Einfangprozess RR bzw. REC eine bedeutende Rolle, da während des Einfangs Röntgenstrahlung emittiert wird. Zur Beschreibung dieser Übergänge wird angenommen, der elektronische Anfangszustand sei bei RR oder REC ein Kontinuumszustand.

Niveau	Z-Skalierung	A_{if}
2^1S_0	Z^6 (2E1)	$7,24 \times 10^{12}$
2^3S_1	Z^{10} (M1)	$1,21 \times 10^{14}$
2^1P_1	Z^4 (E1)	$5,00 \times 10^{16}$
2^3P_2	Z^8 (M2)	$2,06 \times 10^{14}$
2^3P_1	Z^{10} (E1)	$2,99 \times 10^{16}$
2^3P_0	Z^8 (E1M1)	$5,61 \times 10^9$

Tabelle 3.1: In der Tabelle sind die Übergangswahrscheinlichkeiten A_{if} aller $n = 2$ Niveaus für den Zerfall in den Grundzustand $1S_0$ aufgelistet. Zusätzlich dazu ist die Abhängigkeit der Übergänge von der Kernladungszahl Z gezeigt.

In He-artigem Uran zerfallen die angeregten Zustände daher größtenteils über direkte Übergänge in den Grundzustand. Befindet sich das Elektron direkt nach dem Einfang oder nach Kaskadenübergängen im $1s2p^3P_2$ -Zustand, gibt es zwei Zerfallsmöglichkeiten; den Grundzustandsübergang (**M1**) in den $1s^2\ 1S_0$ -Zustand oder den Innerschalenübergang (**E1**) in den $1s2s^3S_1$ -Zustand. Während in leichten Systemen ausschließlich der Übergang in den $3S_1$ -Zustand erfolgt, steigt mit höherer Kernladungszahl Z die Wahrscheinlichkeit eines magnetischen Quadrupolübergangs (**M2**) in den Grundzustand an. Für schwere Elemente (ab ungefähr $Z > 38$) kehrt sich dieser Trend jedoch wieder um, weil relativistische Effekte die Wahrscheinlichkeit für den elektrischen Dipolübergang in den $3S_1$ -Zustand erhöhen [72]. In He-artigem Uran liegt der Anteil des Innerschalenübergangs im Bereich von 30 %. Abbildung 3.4 zeigt den Beitrag des $\Delta n = 0$ Übergangs zur totalen Zerfallswahrscheinlichkeit des $2\ 3P_2$ Niveaus in Abhängigkeit der Kernladung. Dies ist ein Grund dafür, weshalb bisherige direkte Experimente im Bereich bis $Z = 54$ durchgeführt worden sind [73], aber keine Daten für den hohen Z Bereich vorliegen. Eine erste direkte Messung dieses Übergangs in U^{90+} wird in dieser Arbeit vorgestellt.

Eine genaue Bestimmung der Innerschalenübergänge in He-artigen Systemen ist notwendig, um einen Anhaltspunkt dafür zu bekommen, welche Theorie die atomare Struktur dieser Systeme am besten beschreibt. Gera-

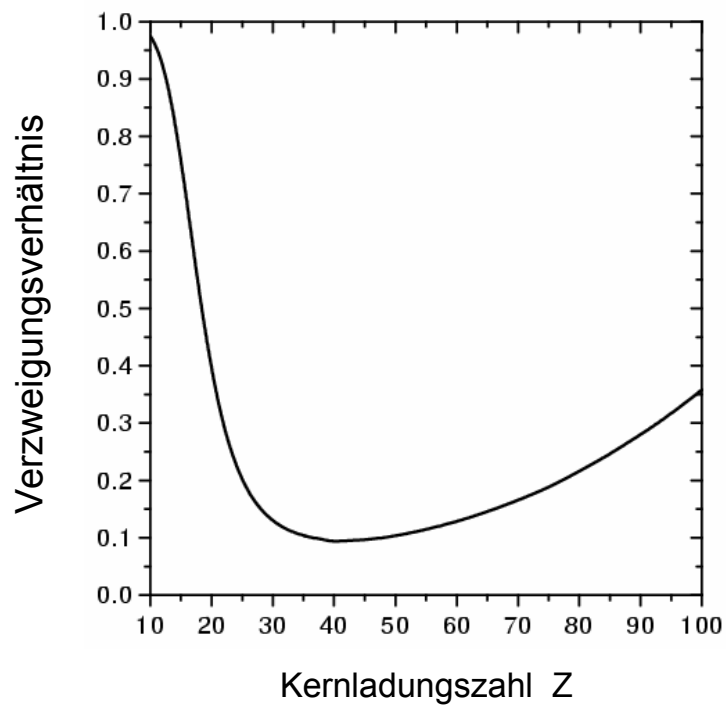


Abbildung 3.4: Verzweigungsverhältnis für den Zerfall des $1s2p\ ^3P_2$ Niveaus in den $1s2s\ ^3S_1$ Zustand in He-artigen Ionen als Funktion der Kernladung [71].

de im Hinblick auf den Nachweis von nicht-paritätserhaltenden Effekten ist dies unumgänglich. Durch sogenannte PNC(Parity-non-conservation)-Effekte können zwei Niveaus teilweise miteinander entarten, obwohl sie unterschiedliche Parität besitzen. Ursache für diese Verletzung ist der Austausch von neutralen Z Bosonen zwischen Kern und Elektronen, aufgrund dessen alle Niveaus eine Beimischung von Zuständen entgegengesetzter Parität haben. Als Maß für diese Entartung dient der Paritätsbeimischungsparameter η [74]:

$$\eta = \frac{\left\langle i \left| \frac{G_F}{2\sqrt{2}} \left(1 - 4\sin^2\vartheta_w - \frac{N}{Z} \right) \rho\gamma_5 \right| f \right\rangle}{(E_i - E_f)} \quad (3.20)$$

wobei G_F die Fermi Konstante, ϑ_w den Weinbergwinkel, N die Neutronen-, Z die Protonenzahl und ρ die Kerndichte normiert auf Z darstellt. Für He-artiges Uran wird ein Wert von $\eta = 5 \times 10^{-6}$ vorhergesagt [75, 76]. η hängt stark von der Energiedifferenz zwischen den beiden Zuständen ab [74]; je geringer die Differenz desto größer η .

Abbildung 3.5 zeigt die Vorhersagen verschiedener Theorien für die Energiedifferenz der 2^1S_0 und 2^3P_0 -Niveaus. Beide Zustände haben zwar den Gesamtdrehimpuls $J=0$ aber unterschiedliche Parität. Aus der Abbildung ist ersichtlich, dass atomare Systeme im Bereich um $Z = 90$ am vielversprechendsten zur Untersuchung dieses Effektes sind. Grund hierfür ist der große Überlapp zwischen den Kern- und Elektronenwellenfunktionen in schweren Systemen. Ebenfalls wird deutlich, wie wichtig die Kenntnis der richtigen Theorie ist, da die einzelnen Rechnungen voneinander abweichen und teilweise sogar unterschiedliche Vorzeichen besitzen.

3.4.3 Lithiumartiges Uran

In Li-artigen Ionen liegt eine gefüllte und somit abgeschlossene $1s^2$ -Schale vor. Daher gestaltet sich das Termschema hier (Abb. 3.6) ähnlich wie das des H-artigen Ions. Allerdings ist das $2p_{1/2}$ -Niveau in diesem System energetisch höher als das $2p_{3/2}$ -Niveau. Als weitere Konsequenz der geschlossenen inneren Schale sind keine Übergänge auf das $n = 1$ Niveau mehr möglich. Daher kann der $2p_{3/2}$ -Zustand nur noch in den $2s_{1/2}$ -Zustand übergehen. Im Vergleich zum Übergang in He-artigen Ionen steigt die Intensität des Innerchalenübergangs im Li-artigen Ion daher deutlich an. Auch der Übergang $2p_{1/2} \rightarrow 2s_{1/2}$ kann eindeutig bestimmt werden. Wegen der einfachen Niveau-

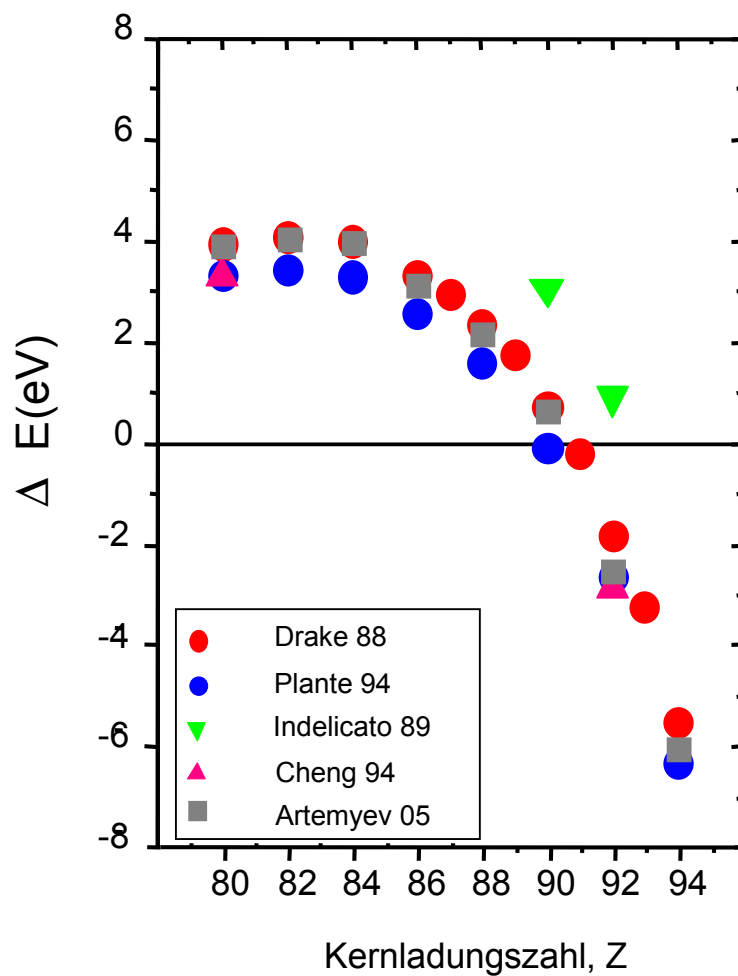


Abbildung 3.5: *Theoretische Vorhersagen zur Energiedifferenz zwischen dem 1S_0 und dem 3P_0 Niveau in Abhängigkeit der Kernladung.*

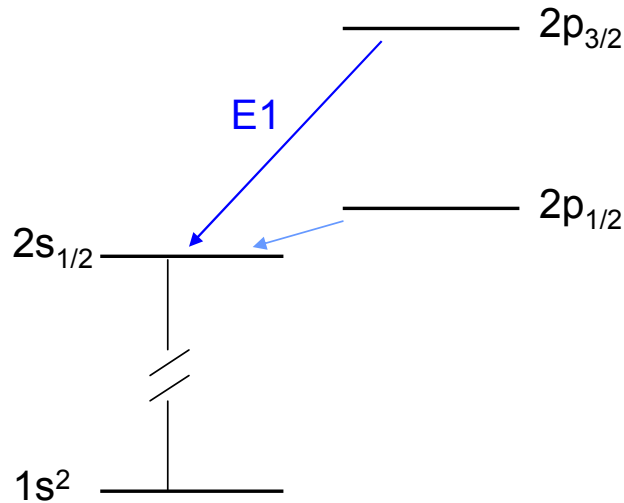


Abbildung 3.6: *Termschema für die möglichen Übergänge aus dem $n = 2$ -Niveau in lithiumartigem Uran.*

struktur sind die Innerschalenübergänge eindeutig zu identifizieren, weswegen diese Übergänge auch in schweren Systemen bereits sehr genau vermessen werden konnten [48, 49, 50].

3.4.4 Kaskadenübergänge

Wird ein Elektron in ein Ion eingefangen, können dabei unterschiedliche Niveaus bevölkert werden. Zwar ist die Einfangwahrscheinlichkeit für den Grundzustand am größten, doch auch die höheren Niveaus haben teils beträchtliche Wirkungsquerschnitte, sie tragen über Kaskadenzerfälle zu den Übergängen auf die $n = 2, 3, 4$ Niveaus bei. Ein Großteil der angeregten Niveaus zerfällt unter Aussendung eines Photons direkt in den Grundzustand. Andere Niveaus dagegen zerfallen über Zwischenzustände in den Grundzustand. Bei jedem Übergang wird ein Photon emittiert, das experimentell nachgewiesen werden kann. Diese Zerfallsketten werden als Kaskadenzerfälle bezeichnet.

Um solche Übergangskaskaden zu quantifizieren, wird die Ratengleichung [77]

verwendet:

$$\frac{dN_i}{dt} = - \sum_j^{<} \lambda_{ij} N_i + \sum_k^{>} \lambda_{ki} N_k . \quad (3.21)$$

Dabei steht λ_{ij} für die Übergangsrate von einem Zustand $|i\rangle$ in einen Zustand $|j\rangle$; N_i ist die zum Wirkungsquerschnitt proportionale Anfangsbesetzung. Die erste Summe läuft über alle Zustände j mit der Bedingung $E_j < E_i$, die zweite über alle Zustände k mit $E_k > E_i$.

Je größer die Energiedifferenz $\Delta E_{n'n}$ zwischen Anfangs- und Endzustand ist, desto größer ist auch die Übergangswahrscheinlichkeit $A_{n'n}$ [67]:

$$A_{n'n} \propto \Delta E_{n'n}^3 . \quad (3.22)$$

Daher geht ein Zustand $|n, l\rangle$ beim Zerfall vorzugsweise auf ein Niveau $|n', l\rangle$ mit der kleinstmöglichen Quantenzahl n' über. Aufgrund der Auswahlregel $\Delta l = \pm 1$ ergibt sich $l' = l - 1$. Deswegen gilt für den niedrigsten erreichbaren Zustand $n' = l' + 1 = l$. Da beim Einfang in höher liegende Niveaus (bis $n = 20$) bevorzugt Zustände mit einem Bahndrehimpuls $l = 2, 3, 4$ bevölkert werden, kann es keine direkten Grundzustandsübergänge geben. Daher gibt es eine beträchtliche Zahl an Kaskadenübergängen, die sich im ausgeprägten N-, M- und L-Schalenspektrum bemerkbar machen. Da Populationsmechanismen der Anfangszustände stark energieabhängig sind, sind auch die Intensität und Intensitätsverhältnisse der N-, M- und L-Schalenspektren bei verschiedenen Strahlenergien unterschiedlich stark ausgeprägt.

Zur Simulation des niederenergetischen Spektrums von He-artigem Uran werden die NRC-Querschnitte für alle Niveaus (n_i, l_i, j_i) mit $n_i \leq 20$ und $l_i \leq 6$ mit der nicht-relativistischen Eikonalnäherung in der *Post*-Version berechnet, wobei die Besetzung der j_i -Zustände aus dem statistischen Gewicht $(2j_i + 1)$ der berechneten (n_i, l_i) -Verteilung hergeleitet wird. Da der NRC-Prozess bei einer Stoßenergie von 43 MeV/u den Einfang deutlich dominiert, werden die entsprechenden REC-Querschnitte vernachlässigt. Ebenso verlieren die relativistischen Effekte aufgrund der niedrigen Energie an Bedeutung. Da der NRC-Prozess außerdem vorwiegend Zustände mit Hauptquantenzahlen $n \geq 3$ bevölkert, sollte die nicht-relativistische Beschreibung der Orbitale ausreichend sein.

Aus dieser Anfangsbesetzung werden unter Berücksichtigung der Übergangsraten $\Gamma_{i \rightarrow f}$ und der Verzweigungsverhältnisse $\mathcal{R}_{i \rightarrow f}$ mit Hilfe des Kaskadenprogramms die Linienintensitäten $\mathcal{I}_{i \rightarrow f}$ berechnet. Dabei

erfolgt die Berechnung der Übergangsraten für alle Zustände mit $n \leq 7$ relativistisch korrekt, während für alle höheren Niveaus nur noch elektrische Dipolübergänge berücksichtigt werden. Die Verzweungsverhältnisse ergeben sich aus folgender Beziehung:

$$\mathcal{R}_{i \rightarrow f} = \frac{\Gamma_{i \rightarrow f}}{\sum_{f'} \Gamma_{i \rightarrow f'}} \quad (3.23)$$

Die Übergangsenergien $\Delta E_{i \rightarrow f}$ werden auf Basis der Dirac-Gleichung ermittelt, für Zustände mit $n_f \leq 5$ sind auch die wesentlichen QED-Korrekturen enthalten. Zum Abschluss werden die theoretischen Linien mit einer Gaußkurve gefaltet, um sie mit den experimentellen Spektren vergleichen zu können.

In Abbildung 3.7 ist das simulierte Spektrum für He-artiges Uran bei einer Energie von 43 MeV/u gezeigt. Das Spektrum ist mit der eben vorgestellten Methode simuliert worden. Es ist deutlich zu erkennen, wie gut der Inner-schalenübergang ${}^3P_2 \rightarrow {}^3S_1$ von benachbarten Linien separiert ist, weshalb er bei der Datenanalyse eindeutig identifiziert und ausgewertet werden kann.

3.5 Relativistische Korrekturen

Röntgenstrahlen sind elektromagnetische Wellen, deren Ursprung immer in atomaren Übergängen liegt. Neben dem kontinuierlichen Bremsstrahlungsspektrum zeigt ein Röntgenspektrum charakteristische Linien. Während ersteres beinahe ausschließlich von der Energie der eingestrahnten Elektronen abhängt, ist letzteres materialabhängig. Da charakteristische Linien durch Photonenemission beim Übergang zwischen unterschiedlichen Energieniveaus entstehen, lassen sich daraus Rückschlüsse auf die Niveaueinordnung eines spezifischen Materials ziehen; sie stellen somit einen energetischen Fingerabdruck dar.

In ihrer Eigenschaft als Welle sind Photonen außerdem dem Dopplereffekt unterworfen. Abhängig von ihrer Geschwindigkeit und ihrer Emissionsrichtung werden Photonen eines spezifischen Übergangs im Laborsystem mit unterschiedlichen Energien detektiert / beobachtet. Aus diesem Grund ist eine Rücktransformation ins Emittersystem erforderlich. Daneben sind bei Geschwindigkeiten über 10% der Lichtgeschwindigkeit ($\beta = 0.1$) zusätzliche relativistische Korrekturen von Nöten. Der formale Zusammenhang zwischen

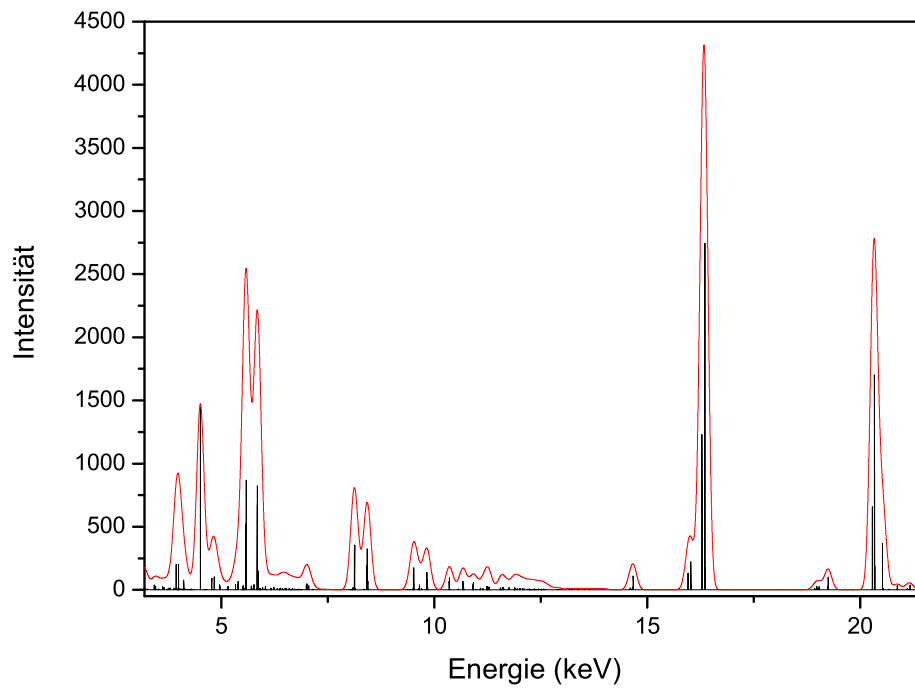


Abbildung 3.7: *Simulation des Spektrums für He-artiges Uran; die schwarzen Linien stellen die einzelnen Übergänge mit ihren relativen Intensitäten dar. Bei der roten Linie handelt es sich ebenfalls um das simulierte Spektrum, allerdings mit einer Verschmierung der einzelnen Übergänge von jeweils 200 eV.*

der Energie im Labor- und im Projektilsystem ist durch nachfolgende Relation gegeben:

$$E_{proj} = E_{lab} \cdot \gamma \cdot (1 - \beta \cos \theta_{lab}) \quad . \quad (3.24)$$

Nach der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung ergibt sich daraus:

$$\left(\frac{\Delta E_{proj}}{E_{proj}} \right)^2 = \left(\frac{\beta \sin \theta_{lab}}{1 - \beta \cos \theta_{lab}} \Delta \theta_{lab} \right)^2 + \left(\gamma^2 \frac{\cos \theta_{lab} - \beta}{1 - \beta \cos \theta_{lab}} \Delta \beta \right)^2 + \left(\frac{\Delta E_{lab}}{E_{lab}} \right)^2 \quad (3.25)$$

Gleichung 3.25 sagt aus: der Beitrag von $\Delta \theta_{lab}$ verschwindet nahezu bei Beobachtungswinkeln nahe 0° und 180° aufgrund des $\sin \theta_{lab}$ Terms. Allerdings wird in diesem Fall der Beitrag von $\Delta \beta$ maximal. Minimiert man diesen, indem die Bedingung $\beta = \cos \theta_{lab}$ gewählt wird, ist der Fehlerbeitrag von $\Delta \theta_{lab}$ maximal. Niedrigere Geschwindigkeiten liefern kleinere Fehlerbeiträge, weswegen die Abbremsung des Ionenstrahls auf niedrige Energien von Vorteil ist. Die Impulsverteilung des gekühlten Ionenstrahls ist für die Unsicherheit in der Strahlgeschwindigkeit verantwortlich. Gleichung 3.25 stellt also die Dopplerverbreiterung der Linie dar.

Neben der Energie müssen auch der Winkel und der Raumwinkel relativistisch korrigiert werden. Die formalen Zusammenhänge hierfür lauten:

$$\cos \theta_{proj} = \frac{\cos \theta - \beta}{1 - \beta \cos \theta} \quad (3.26)$$

und

$$\frac{d\Omega_{proj}}{d\Omega_{lab}} = \frac{1}{\gamma^2 (1 - \beta \cos \theta_{lab})^2} \quad . \quad (3.27)$$

Mit zunehmender Geschwindigkeit wird die Strahlung vermehrt in rückwärtige Richtung emittiert. Diesen Effekt nennt man Retardierung; er wird durch höhere Multipole hervorgerufen. Durch die Lorentz-Transformation vom Emitter- ins Laborsystem, Glg. 3.26 und 3.27, gleicht sich dieser Effekt jedoch zufällig wieder aus, sodass im Laborsystem die Winkelverteilung der Photonen wieder einer $\sin^2 \theta$ -Verteilung folgt. Vollständige relativistische Rechnungen zeigen jedoch, für schwere relativistische Projektilen ist die $\sin^2 \theta$ -Winkelverteilung nur näherungsweise gültig. Besonders unter

einem Winkel von $\theta = 0$ ist die Abweichung auffallend, dies kann durch Spinflip - Übergänge erklärt werden, die hier zur Photonenemission beitragen.

Kapitel 4

Beschleunigeranlagen der GSI

Die Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt ist eines der wichtigsten Zentren physikalischer Grundlagenforschung auf dem Gebiet der Physik mit schweren Ionen. Mit den bestehenden Anlagen der GSI können Untersuchungen an Ionen vom leichten Wasserstoff ($Z=1$) bis hin zum schweren Uran ($Z=92$) vorgenommen werden. Auch die Erzeugung neuer Elemente ist mit dieser Anlage möglich [78]. In der Tumorthherapie finden Ionenstrahlen eine weitere Verwendung. Aufgrund des Erfolges der bei der GSI entwickelten Bestrahlungsmethode mit C-Atomen [79, 80, 81] wird in Heidelberg zur Zeit eine dedizierte Therapieanlage (HIT) in Betrieb genommen.

Die Beschleunigerstruktur setzt sich zusammen aus dem Linearbeschleuniger UNILAC (UNIversal Linear ACcelerator), dem Schwerionensynchrotron SIS und dem Experimentierspeicherring ESR. Eine schematische Abbildung dieser Anlage ist in Abbildung 4.1 gegeben. Neben den Beschleunigeranlagen sind auf dieser Abbildung die Experimentierhallen zu erkennen, die sich an den Linearbeschleuniger und das Schwerionensynchrotron anschließen; in ihnen befinden sich die einzelnen Experimentierplätze.

Am Beginn der Beschleunigungsstrecke stehen die Ionenquellen. Je nach Element und gewünschter Intensität werden die Ionen in Penning- oder MEVVA-Quellen oder der ECR Ionenquelle im Hochladungsinjektor (HLI) erzeugt. Wenn die Ionen die Quelle verlassen, haben sie eine kinetische Energie von einigen keV. Im Linearbeschleuniger UNILAC werden die Ionen beschleunigt. Zugunsten einer effizienteren Beschleunigung werden sie durch einen Gasstripper in einen höheren Ladungszustand gebracht. Abhängig von der Ionenspezies werden dabei unterschiedliche Energien erreicht. Die für unsere

Beschleunigeranlage

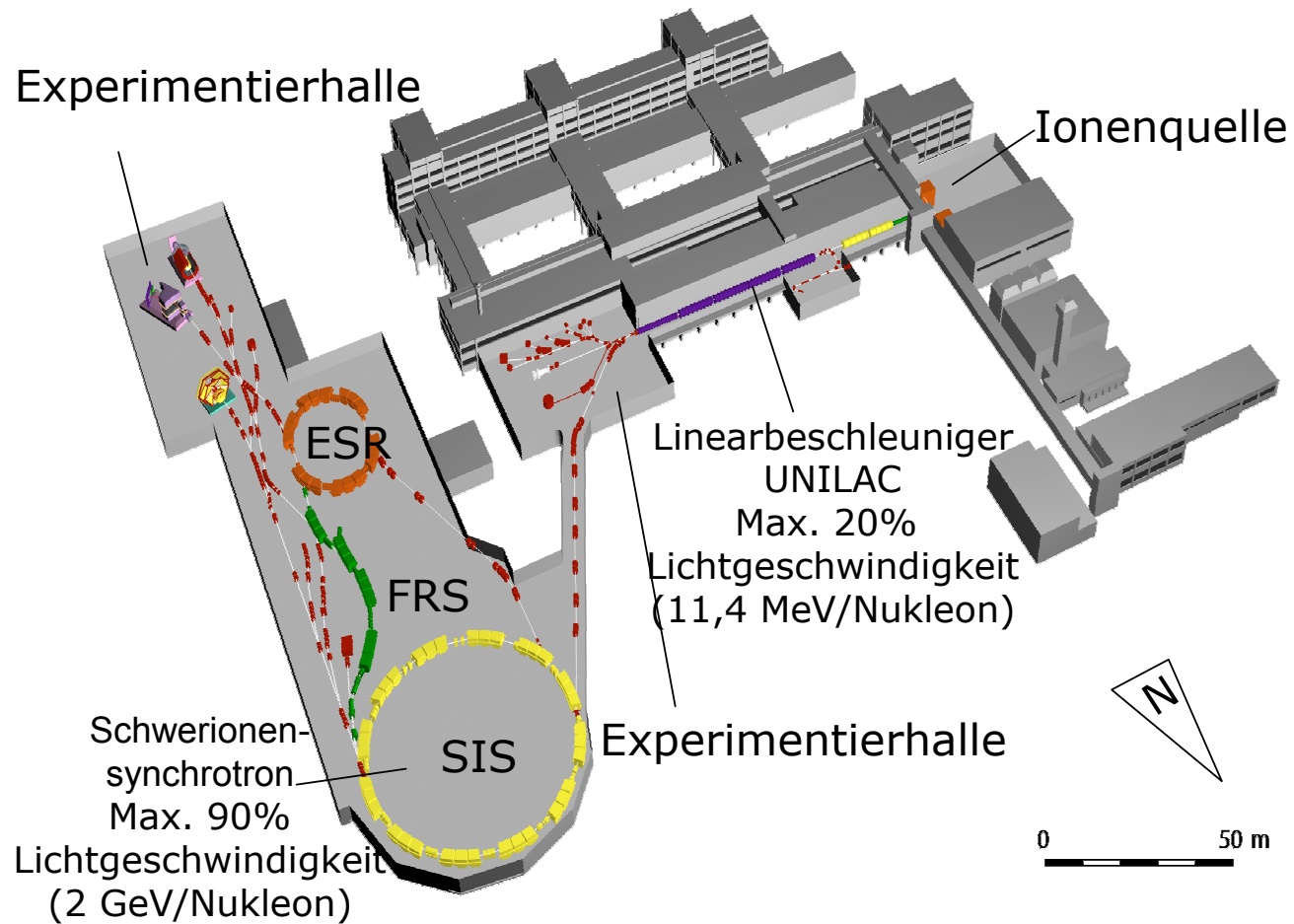


Abbildung 4.1: Übersichtsplan der GSI-Anlage.

Experimente interessanter Uranionen erreichen beispielsweise eine maximale Energie von 11,4 MeV/u und einen Ladungszustand von $73+$. Nach dieser ersten Beschleunigung wird der Ionenstrahl entweder auf einen der Niedrigenergiestrahllplätze geschossen oder über einen Transferkanal in das Schwerionensynchrotron geleitet. Dort können die Ionen zunächst weiter beschleunigt und damit auf die für das Experiment gewünschte Energie gebracht werden. Allerdings hängt die maximal erreichbare Energie neben der Masse von dem Ladungszustand der zu beschleunigenden Ionen ab. So können für leichtere Teilchen Energien bis zu 2,1 GeV/u erreicht werden, während die Grenze für Uran bei 1 GeV/u und einem Ladungszustand von $73+$ liegt [82].

Aus dem SIS kann der Strahl in die verschiedenen Experimentierbereiche geleitet oder in den ESR eingeschossen und dort gespeichert werden. Abhängig von den Anforderungen, denen der extrahierte Ionenstrahl genügen soll, wird er entweder direkt oder über den Fragmentseparator FRS [83] an den gewünschten Experimentierplatz geleitet. Im Fragmentseparator besteht die Möglichkeit, den Ionenstrahl nach Massen oder Ladungszuständen zu filtern. Auf der Transferlinie zwischen SIS und ESR befindet sich eine Kupferfolie, welche die Produktion nackter Schwerionen ermöglicht, falls deren Energie hoch genug ist. Uran besitzt beispielsweise eine K-Schalenbindungsenergie von etwa 130 keV. Deshalb wird eine Ionenenergie von mindestens 300 MeV/u benötigt, um ausreichend hohe Intensitäten zu erhalten. Eine solche Strahlenergie entspricht etwa 65% der Lichtgeschwindigkeit. Ionen können in der Stripper-Folie nicht nur Elektronen verlieren, sondern auch einfangen. Daher ist bei der Wahl der Folie darauf zu achten, dass der Gleichgewichtszustand auf Seiten der Ionisation liegt. Die unterschiedlich geladenen Fragmente werden durch Magnete voneinander getrennt, damit nur der für das Experiment gewünschte Ladungszustand im Ring gespeichert wird. Befindet sich der Ionenstrahl im ESR, kann er dort für Experimente verwendet oder zu Experimentierplätzen außerhalb weitergeleitet werden. Anstelle des ehemaligen Reinjektionskanals ist inzwischen das HITRAP-Projekt aufgebaut worden. Bei diesem Projekt sollen hochgeladene (Schwer-)Ionen im ESR auf Energien von etwa 4 MeV/u abgebremst und anschließend in den HITRAP-Aufbau injiziert werden. Dort werden sie zunächst auf Energien von einigen keV/u weiter abgebremst, bevor sie über Elektronen und Widerstandskühlung auf kryogene Temperaturen gekühlt werden. Dadurch sind Experimente von der Präzessionsspektroskopie einzelner Ionen in einer Falle bis hin zu Stößen mit langsamen hochgeladenen Ionen in einem Reaktionsmikroskop oder an Ober-

flächen vorstellbar [84].

4.1 ESR

Der Experimentierspeicherung (ESR) bietet vielseitige Experimentiermöglichkeiten. Zu nennen sind hier das interne Gastarget, der Elektronenkühler sowie die Schottky Pick Up Elektroden. Bei einem Umfang von 108 m und einer magnetischen Steifigkeit von $B \approx 10\text{Tm}$ können Ionenstrahlen, abhängig von ihrer Masse über Ladungsquotienten $\frac{q}{m}$, mit Energien zwischen 430 MeV/u (für nacktes Uran) und 3 MeV/u im Ring gespeichert werden [85].

Mittels der Schottky-Pick-Up-Elektroden werden am ESR Massen- und Lebensdauermessungen durchgeführt, z.B. [86, 87], auch der *beta*-Zerfall kann auf diese Weise untersucht werden [88, 89, 90]. Dabei wird genutzt, dass Ionen mit unterschiedlichen $\frac{q}{m}$ -Werten auf unterschiedlichen Trajektorien im Ring umlaufen.

Zum Erzielen hoher Ladungszustände braucht der Ionenstrahl eine hohe Energie. Um den Strahl mit niedriger Energie speichern zu können, ist es daher zumeist notwendig ihn abzubremesen. Dies geschieht über RF-Kavitäten, wobei der Strahl zunächst gekühlt werden muss, um seine Lebensdauer zu erhöhen. Das Abbremsen des Strahls bringt bei der Untersuchung hochgeladener Ionen große Vorteile, da der Einfluss des Dopplereffektes aufgrund der niedrigeren Energie weniger stark ausgeprägt ist. Näheres hierzu wird in Abschnitt 3.5 beschrieben. Beim Experimentieren mit Ionenstrahlen niedriger Energie ist zu beachten, dass eine Abbremsung stets mit Strahl- und somit Intensitätsverlusten verbunden ist. Strahlverluste treten bei niedrigeren Energien häufiger auf, da der Wirkungsquerschnitt für Umladungsprozesse bei niedrigen Energien stark ansteigt. Wird der Ionenstrahl beispielsweise auf eine Energie von 50 MeV/u verlangsamt, liegt die Effizienz lediglich bei 90% [91]. Dabei ist der radiative Einfang der Hauptumladeprozess. Zwischen Umladungsrate λ und dem Umladequerschnitt σ besteht folgender Zusammenhang [92] :

$$\lambda = \tau^{-1} = \rho \cdot \sigma \cdot f \quad (4.1)$$

τ steht für die Lebensdauer des Ionenstrahls im Speicherring, ρ für die effektive Targetdicke (cm^{-2}) und f für die Umlauffrequenz der Teilchen im Ring.

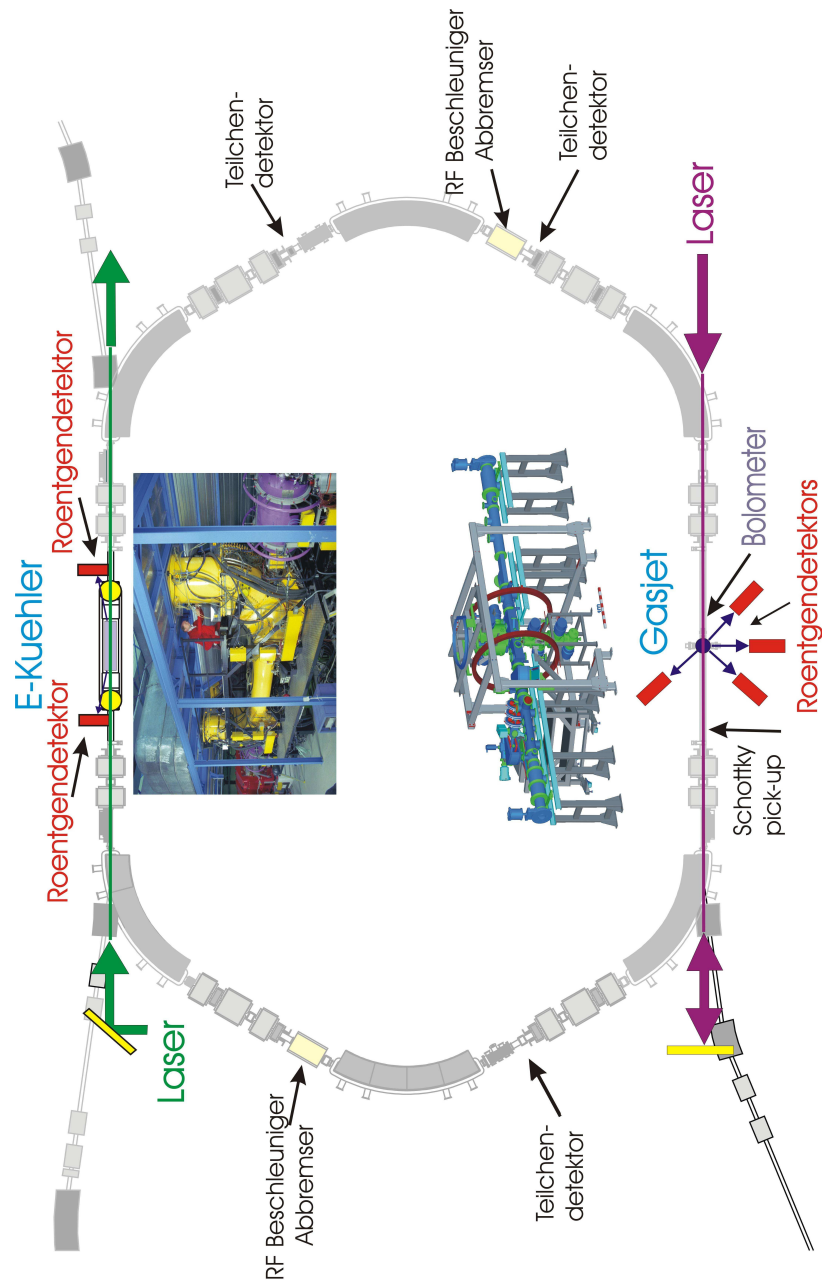


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des Experimentierspeicherrings und seiner Experimentiermöglichkeiten.

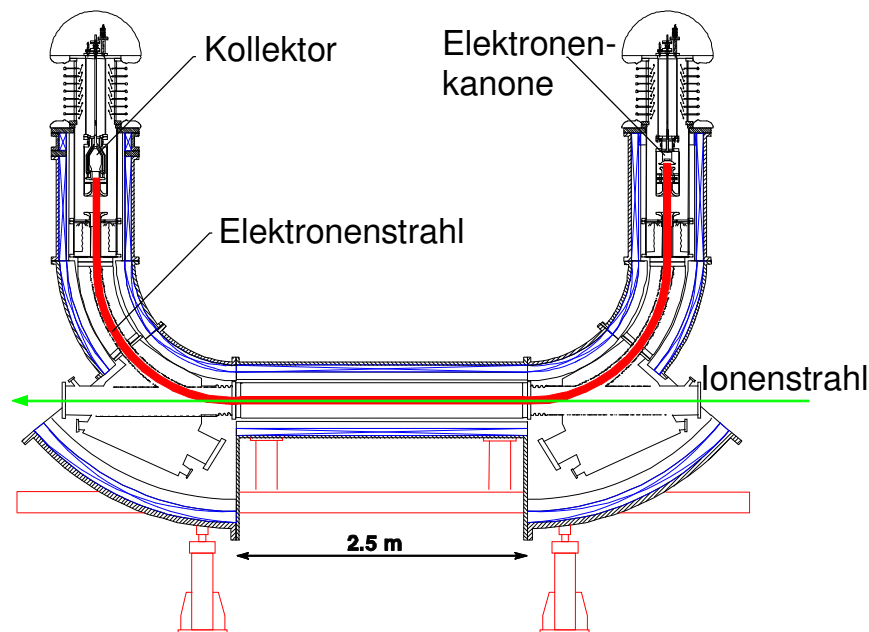


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung des Elektronenkühlers im ESR [94].

In den letzten Jahren konnte die Zahl der maximal speicherbaren Ionen erheblich verbessert werden. Bei schweren Ionen, wie z.B. Uran, können regelmäßig Teilchenzahlen über 10^8 erreicht werden. Der begrenzende Faktor dabei ist das Raumladungspotential der gespeicherten Ionen [93].

4.1.1 Elektronenkühlung

Nach der Injektion des Ionenstrahls vom SIS in den ESR muss der Strahl gekühlt werden, um seine Lebensdauer zu verlängern. Anfangs besitzt er eine breite Impulsverteilung und große Emittanz, weshalb es zu Strahlverlusten durch Stöße mit den Wänden des ESR sowie Streuung innerhalb des Strahls kommt. Durch die Elektronenkühlung wird die Breite dieser Verteilung verringert. Auf der 2,5 m langen Kühlerstrecke wird dem Ionenstrahl ein wohldefinierter, nahezu monoenergetischer Elektronenstrahl überlagert (eine schematische Darstellung des Elektronenkühlers ist in Abbildung 4.3 gegeben). Die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen im Kühler kann mit

einer anisotropen Maxwell-Verteilung beschrieben werden:

$$f(v) = \left(\frac{m}{2\pi}\right)^{3/2} \cdot \frac{1}{kT_{\perp}(kT_{\parallel})^{1/2}} \cdot \exp\left(-\frac{m_e v_{\perp}^2}{2kT_{\perp}} - \frac{m_e v_{\parallel}^2}{2kT_{\parallel}}\right) \quad (4.2)$$

Typische Werte für die transversale und longitudinale Temperatur der Elektronen sind $kT_{\perp} \approx 0.1eV$ bzw. $kT_{\parallel} 0.1meV$.

In der Kathode wird der Elektronenstrahl kontinuierlich generiert und über ein longitudinales Magnetfeld mit konstanter Feldstärke von der Elektronenkanone zum Kollektor geführt [85]. Aufgrund dieses magnetischen Führungsfeldes bewegen sich die Elektronen auf einer Spiralbahn. Dadurch kommt es zu senkrechten Stößen zwischen Ionen und Elektronen. Mittels Coulombwechselwirkung übertragen die Elektronen ihren Impuls auf die Ionen, die dadurch ausgerichtet werden. Am Ende der Kühlstrecke werden Elektronen- und Ionenstrahl wieder von einander getrennt. Durch seine Umlauffrequenz von $10^6 s^{-1}$ wird die Impulsverteilung des Ionenstrahls innerhalb weniger Sekunden deutlich reduziert. Eine weitere wichtige Größe ist die Kühlkraft, die sich unter Annahme eines kalten Elektronengases aus der Bethe-Bloch-Gleichung herleiten lässt:

$$F_C = \frac{dE}{dx} \propto \frac{Z_P^2 \rho_e}{mv^2} \quad (4.3)$$

mit der relativen Geschwindigkeit v zwischen den Elektronen und der Elektronendichte ρ_e . Aus der Kühlkraft lässt sich die Kühlrate bestimmen:

$$\tau_C^{-1} \propto \frac{Z_P^2 \rho_e}{\gamma^2 m M v^3}. \quad (4.4)$$

Also verhält sich die Kühlkraft proportional zu Z^2/A (A gleich Anzahl der Projektilnukleonen), weshalb die Elektronenkühlung für schwere Ionen recht effizient sein sollte. Physikalisch gesehen basiert die Kühlung auf einer Reduktion des Phasenraumvolumens. Dieses ist nach dem Liouville'schen Satz konstant. Da Ionen und Elektronen am Ende der Kühlstrecke aber wieder getrennt werden, können die Elektronen ein größeres Volumen besetzen als am Anfang der Kühlstrecke, während die Ionen ein geringeres Volumen einnehmen. Über die eingestellte Kühlerspannung ist eine Feinabstimmung der Ionenenergie bis auf eine relative Genauigkeit von 10^{-6} möglich. Dies ist ein großer Vorteil für die Fehlerbetrachtung von Hochpräzisionsexperimenten.

Das Vakuum im Kühler sollte im Bereich von mindestens $3 \cdot 10^{-11} \text{mbar}$ liegen. Innerhalb des Kühlers kann es zu Umladungsprozessen kommen, die

jedoch vergleichsweise gering sind. Allerdings eröffnet diese Tatsache auch die Möglichkeit, den Kühler als Elektronentarget (typische Dichte $\approx 10^7$ Elektronen pro cm^3) zu verwenden. Bei solchen Experimenten kann der Einfang freier Elektronen untersucht werden. Ebenso bieten Experimente am Elektronenkühler den Vorteil, dass die Relativgeschwindigkeiten von Ion und Elektron gegen Null gehen, weswegen die Elektronen quasi ohne anfängliche kinetische Energie eingefangen werden können [40, 31, 58]. Es ist aber auch möglich, die Spannung des Kühlers so zu verstellen, dass sich für einen gewissen Zeitraum eine Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Kühlerstrom und Ionenstrahl ergibt, womit Experimente zur Dielektronischen Rekombination durchgeführt werden können [49, 95].

4.1.2 Stochastische Kühlung

Neben dem Elektronenkühler kann bei hohen Strahlenergien im Bereich von 400 MeV/u ($\beta \approx 0,71$) bis 477 MeV/u ($\beta \approx 0,75$) [96] auch die sogenannte *Stochastische Kühlung* eingesetzt werden. Diese arbeitet nach folgendem Prinzip: die Bewegung der Teilchen des eingeschossenen Ionenstrahls wird von einer Pick-up Elektrode abgetastet. Auf der gegenüberliegenden Seite des Rings wird die Amplitude der Teilchen über einen sogenannten *Kicker* korrigiert.

Im Vergleich zur Elektronenkühlung liegt ein großer Vorteil dieses Kühlverfahrens darin, auch bei großen Impulsverteilungen und Emittanzen effektiv zu sein und daher eine schnelle Vorkühlung energiereicher Ionenstrahlen zu ermöglichen. Unterhalb von 400 MeV/u erweist sich wiederum die Elektronenkühlung als vorteilhafter, weswegen für eine schnelle, effiziente Kühlung eine Kombination aus beiden Verfahren angewandt wird [97].

4.1.3 Strahldiagnose

Die Schottky-Analyse wird verwendet, um die Umlauffrequenz der Teilchen im Ring zu messen. Da die Umlauffrequenzen aller eingeschossenen Teilchen statistisch verteilt sind, ergibt sich ein Rauschen des Strahls, ein sogenanntes Schottky-Rauschen. Unterschiedliche Frequenzen können in solch einem Schottky-Spektrum sichtbar gemacht werden [98]. Die Signalstärke ist dabei proportional zur Intensität des umlaufenden Strahls. Dieses Frequenzspektrum beinhaltet alle harmonischen λf_0 der Grundfrequenz $f_0 = v/U$ mit

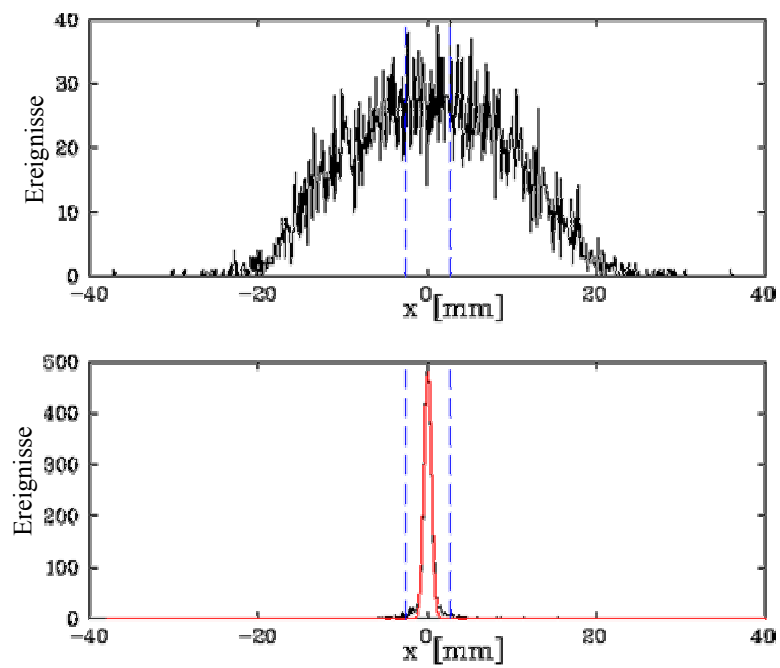


Abbildung 4.4: Darstellung eines ungekühlten und eines gekühlten Strahls in der Ortsdarstellung eines Schottky-Spektrums; die Verbesserung der Strahlqualität durch die Kühlung ist sehr deutlich zu erkennen.

der Strahlgeschwindigkeit v und der Umlaufbahn U . Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, besteht der Hauptunterschied zwischen einem gekühlten und einem ungekühlten Strahl in seiner Temperatur, d.h. Impulsverteilung. Während die Ionen im ungekühlten Strahl eine willkürliche Impulsverteilung besitzen, haben die Teilchen im gekühlten Strahl einen beinahe identischen Impuls. Da die Verhältnisse $\Delta f_0/f_0$ und $\Delta p/p$ proportional zueinander sind, kann der Unterschied zwischen ungekühltem und gekühltem Strahl im Schottky-Spektrum sichtbar gemacht werden, siehe hierzu Abbildung 4.4. Die Linienbreite ist proportional zur Impulsbreite des Strahls.

4.1.4 Gastarget

Als weiterer Experimentierplatz steht im ESR das Gastarget zur Verfügung. Hier werden je nach Experimentanforderung Wasserstoff, Stickstoff sowie Edelgase bis hin zu Xenon als Target verwendet. Typischerweise betragen die Teilchendichten etwa 10^{12}cm^{-3} für leichte und 10^{13}cm^{-3} für schwere Gase [99, 100]. Eine große technische Herausforderung für die Konstruktion des Targets stellt das Ultrahochvakuum ($\approx 10^{-11} \text{mbar}$) des ESR dar. Ein Großteil der Experimente ist von diesen guten Bedingungen abhängig, da höhere Drücke die Strahllebensdauern - gerade bei abgebremsten Ionen - drastisch verringern. Daher ist im ESR ein speziell entwickeltes Ultra (Über-)schallgastarget eingebaut, dessen Strahl aus vielen wohldefinierten kleinen Clustern besteht. Sowohl im Einschussbereich als auch im Pumpensumpf befinden sich vier differentielle Pumpstufen. Über eine Lavaldüse wird das zwischen 100 mbar und 20 bar verdichtete Targetgas in das Target eingelassen und mit mehreren darauffolgenden Skimmern zu einem Jet geformt. Der Abstand zwischen Düse und erstem Skimmer kann zur Optimierung der unterschiedlichen Gasjets variiert werden. Hat das Gas die Skimmer passiert, gelangt der Jet in die Wechselwirkungskammer, in der er senkrecht auf den umlaufenden Ionenstrahl trifft; der Durchmesser des Jets beträgt dabei etwa 5 mm. Danach wird der Jet im Pumpensumpf über eine Reihe von Turbomolekularpumpen sukzessive abgepumpt.

Um auch Wasserstoff verwenden zu können, wird ein kryogenisches Target benötigt. Daher besteht am Target die Möglichkeit, die Düse mit Hilfe einer Stickstoffkühlung auf etwa 77 Kelvin herunterzukühlen. Das vorgekühlte Gas verliert aufgrund der Expansion hinter der Düse zusätzliche Wärme. Es beginnt Cluster zu bilden und erreicht Teilchendichten im Bereich $1 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$

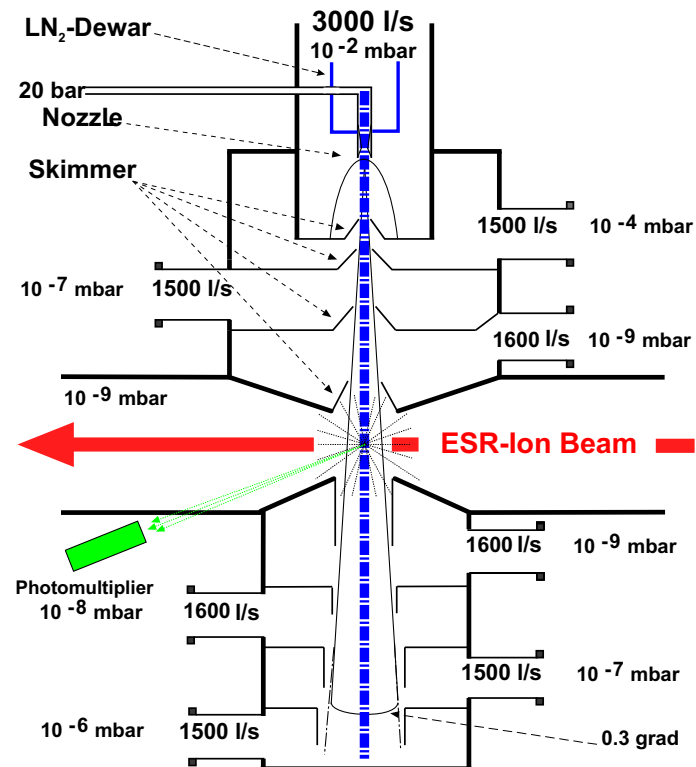
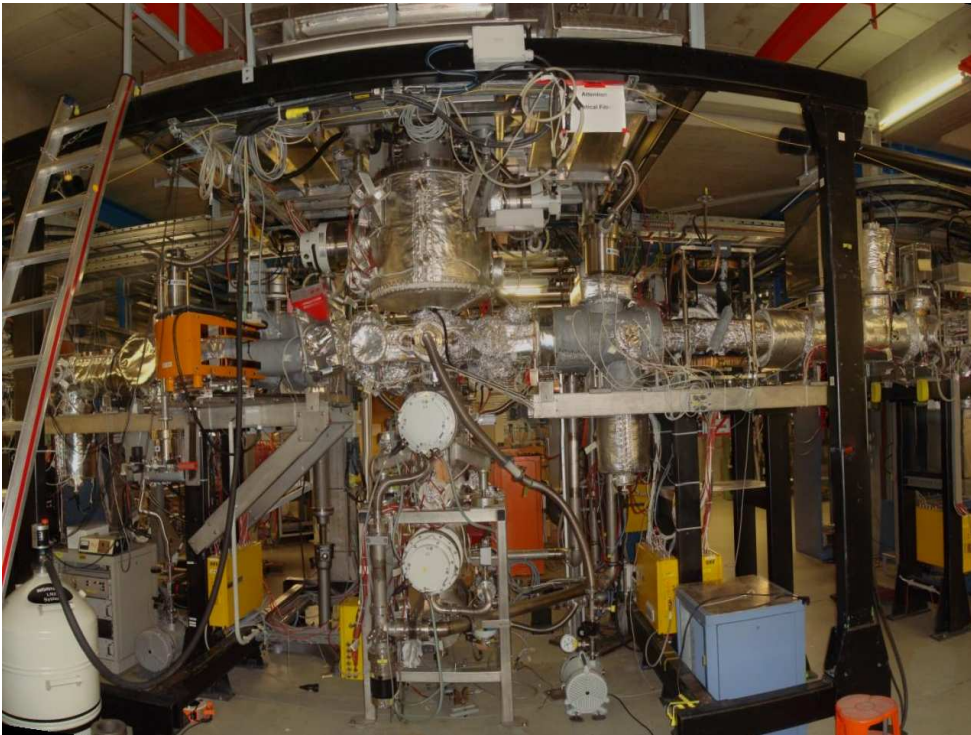


Abbildung 4.5: Photo und schematische Darstellung des Gastargets am ESR [99].

[100].

Abhängig davon, welche Experimente durchgeführt werden sollen, können unterschiedliche Wechselwirkungskammern eingebaut werden. Da dies immer einen Eingriff in das UHV bedeutet, werden solche Umbauten höchst selten durchgeführt. Die aktuell eingebaute Wechselwirkungskammer des ESR-Gastargets besitzt Flange unter verschiedenen Beobachtungswinkeln ($0^\circ, 35^\circ, 60^\circ, 90^\circ(2\times), 120^\circ, 150^\circ, 145^\circ$). Daraus ergeben sich diverse Experimentiermöglichkeiten. So ist es beispielsweise möglich, verschiedene Apparaturen gleichzeitig aufzubauen und parallele Messungen durchzuführen. Zusätzlich zu den Detektoren kann mit einer CCD-Kamera anhand von Intensitätsmessungen der Überlapp zwischen Target und Ionenstrahl beobachtet werden. Werden einfache Detektoren unter verschiedenen Winkeln positioniert, besteht die Möglichkeit Winkelverteilungen zu messen [101].

Kapitel 5

Innerschalenübergang $\Delta n = 0$ in He-artigen Ionen

Ziel des nachfolgend beschriebenen Experimentes ist die Vermessung des $\Delta n = 0$ Innerschalenübergangs $1s2p\ ^3P_2 \rightarrow 1s2s\ ^3S_1$ in heliumartigem Uran. Dieser Übergang hat eine Energiedifferenz von ca. 4,5 keV und eröffnet eine Möglichkeit, die Lamb-Verschiebung der ersten angeregten Niveaus ($n = 2$) in einem schweren, heliumartigen Z-System erstmals direkt zu bestimmen. Der Zwei-Elektronenbeitrag zur Bindungsenergie des Grundzustands in He-artigem Uran ist vor kurzem bestimmt worden [40]. Für angeregte Zustände gibt es bislang jedoch noch keine direkten Messungen mit schweren Ionen. Bei den leichten Systemen dagegen sind bereits eine Vielzahl an Experimenten zur Vermessung des $n = 2$ Innerschalenübergangs vorgenommen worden, beispielsweise [102, 103, 104]. Bis zum jetzigen Zeitpunkt ist $Z = 54$ die höchste Kernladungszahl, für die eine direkte Messung des Übergangs stattgefunden hat [73]. Obwohl in dem Bereich oberhalb von $Z = 54$ sowohl relativistische als auch QED - Effekte immer stärkeren Einfluss nehmen, gibt es hierzu lediglich indirekte Messungen; über die Bestimmung der Lebensdauer des $1s2p\ ^3P_0$ Zustandes. Solche Experimente sind für Gadolinium, Gold und Uran durchgeführt worden [105, 106, 107].

Ein erstes Experiment zur direkten Bestimmung des $^3P_2 \rightarrow ^3S_1$ Übergangs in He-artigem Uran ist an der Super-EBIT in Livermore durchgeführt worden [108]. Es ist dabei nicht möglich gewesen, den Übergang eindeutig zu identifizieren, so dass keine Energiebestimmung vorgenommen werden konnte. Das dazugehörige Spektrum ist in Abb. 5.1 gezeigt.

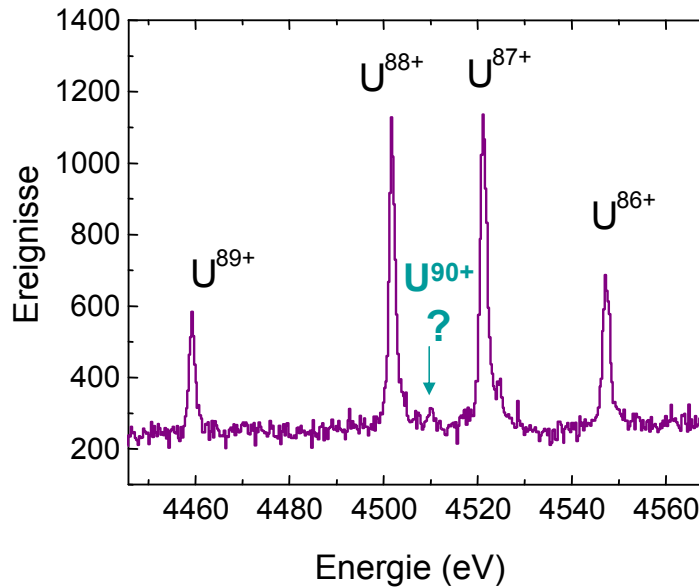


Abbildung 5.1: An der EBIT gewonnenes Spektrum der Innerschalenübergänge in verschiedenen Ladungszuständen von Uran [108].

Angeregte Zustände in He-artigem Uran sind Voraussetzung zur Beobachtung dieses Übergangs. Diese können auf unterschiedliche Weisen durch Stoßprozesse erzeugt werden: Anregung eines He-artigen Ions, Ionisation eines Li-artigen Ions [65] oder Elektroneneinfang in ein H-artiges Ion. Zur Bevölkung des $1s2p\ ^3P_2$ Zustands erweist sich der Einfang in wasserstoffartige Ionen als vorteilhaft, da hier die größten Wirkungsquerschnitte zu erwarten sind. Die Ionisation Li-artiger Ionen dagegen stellt eine zustandsselektive Bevölkung der 2^3S_1 und 2^1S_0 Niveaus dar, siehe [65], weswegen sie für dieses Experiment ungeeignet ist. Bei der Anregung He-artigen Urans wird überwiegend das 2^1P_1 -Niveau bevölkert [109]. Da die Ladungszustände und somit die Niveaubevölkung in dem Experiment an der EBIT über den Ionisations- bzw. Anregungskanal produziert worden sind, ist dies auch die Erklärung dafür, weshalb der Übergang dort nicht gemessen werden konnte. Durch die selektive Bevölkung der angeregten Zustände, kommt es zu keiner ausreichenden Population des 3P_2 Zustandes, weswegen auch keine Übergänge von diesem Niveau aus beobachtet werden können.

Durch den Elektroneneinfang über den NRC und REC-Prozess werden dagegen alle Energieniveaus bevölkert, weshalb der $\Delta n = 0$ -Übergang am ESR

gemessen werden kann. Bei den hier verwendeten Energien werden Elektronen hauptsächlich in die $n = 3-4$ Schalen eingefangen, die durch Kaskadenübergänge eine effiziente Fütterung des $1s2p\ ^3P_2$ Niveaus ermöglichen [110, 111, 51]. In früheren Publikationen [112] ist gezeigt worden, dass bei der Wechselwirkung eines hochgeladenen Uranstrahls mit einem N_2 -Gastarget Elektronen in Niveaus bis $n \approx 20$ eingefangen werden. Auch diese tragen zu den Kaskadenübergängen bei. Weil in verschiedene Niveaus eingefangen wird, gibt es im Spektrum eine Vielzahl an Übergangslinien. Dies ist sehr nützlich, um eine eindeutige Identifikation des gewünschten Übergangs vornehmen zu können. Außerdem können über den Vergleich des experimentellen Spektrums mit einer Simulation Aufschlüsse darüber gewonnen werden, wie gut die theoretische Beschreibung der Struktur und Dynamik ist.

5.1 Aufbau

Die Wechselwirkungskammer des ESR-Gastargets besitzt Flange unter verschiedenen Beobachtungswinkeln. Für dieses Experiment wurden Apparaturen unter vier Beobachtungswinkeln aufgebaut. Neben zwei Halbleiterdetektoren und einem Kristallspektrometer, auf die im Folgenden noch einmal eingegangen wird, ist unter 145° eine CCD-Kamera aufgebaut worden, um die Intensität der Wechselwirkung zwischen Target und Ionenstrahl beobachten zu können.

Am 90° - Platz auf der Außenseite des Rings wurde ein 2D- Si(Li)- Detektor postiert. Dieser ähnelt dem in Kapitel 7 vorgestellten 2D-Germanium-Detektor, besitzt jedoch 32×32 Streifen von jeweils 2 mm Breite und einer Länge von 4 inch. Mit diesem Aufbau soll die Polarisation der K-REC und L-REC Strahlung gemessen werden [113, 55, 114]. Dies ist Thema einer anderen Dissertation unserer Arbeitsgruppe.

Unter 90° auf der Innenseite wurde ein Kristallspektrometer installiert, vgl. Abb. 5.2. Dieses Bragg - Spektrometer besitzt eine Johann - Geometrie mit einem zylindrisch gebogenen Germanium-(220)-Kristall [115]. Im Vergleich zu einem flachen Kristall erhöht die fokussierende Eigenschaft des gebogenen Kristalls die Spektrometereffizienz. Die abbildenden Eigenschaften des gebogenen Kristalls werden dazu verwendet, die Spektrallinien von einer schnell bewegten Röntgenquelle beinahe ebenso gut aufzulösen wie die einer stationären Quelle [116]. Dafür muss der Kristall allerdings auf eine Halterung

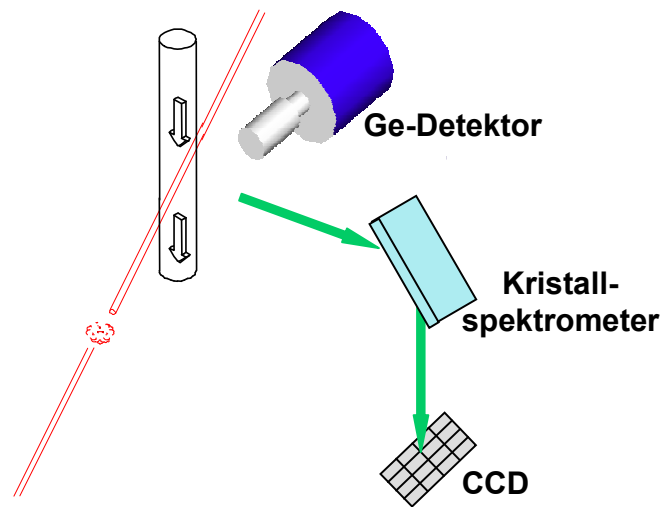


Abbildung 5.2: Schematischer Aufbau auf der Innenseite des Gastargets.

gebaut werden, die die Spektrometerebene vertikal zur Strahlführung bringt. In dieser Konfiguration verlaufen die Spektrellinien schräg, d.h. mit einer Neigung über die Bildebene des Spektrometers, wobei die Steigung proportional zur Geschwindigkeit des Ionenstrahls ist [117]. Die durch den Kristall in Abhängigkeit ihrer Energie gebeugten Photonen werden auf einen ortsauflösenden Detektor (in diesem Fall eine fensterlose Röntgen - CCD - Kamera) projiziert. Mit diesem Aufbau kann eine Energieauflösung von ≈ 2 eV erreicht werden. Allerdings deckt er lediglich einen sehr eingeschränkten Energiebereich von 4308 ± 40 eV ab, weswegen nur eine einzelne Linie und kein Übersichtsspektrum detektiert werden kann.

Ein einfacher Germaniumdetektor ist unter 35° aufgebaut worden. Dieser Detektor wird dazu verwendet, einen deutlich größeren Energiebereich abzudecken und alle niederenergetischen Linien zu detektieren. Erst im Kontext mit den benachbarten Übergängen ist eine eindeutige Identifizierung des Innerschalenübergangs möglich. Um eine genaue Bestimmung der niederenergetischen Linien vornehmen zu können, wurde die Verstärkung des Germaniumdetektors so gewählt, dass die 8095 Kanäle eines ORTEC-ADC einem Energiebereich von 0 keV - bis 28 keV entsprechen. Der Detektor besitzt einen im Durchmesser $\varnothing = 16$ mm großen Germaniumkristall mit einer Dicke von 13 mm. Um die Dopplerverbreiterung der Übergangslinien zu reduzieren, wurde vor den Detektor ein 2,7 mm breiter Schlitz (Cu-Pb-Sandwich) gestellt.

Im Bereich von 6 keV beträgt die Auflösung des Detektors etwa 250 eV. Der Detektor ebenso wie das Kristallspektrometer werden durch ein 100 μm dickes Berylliumfenster vom Ultrahochvakuum (Restgasdruck $\approx 10^{-11}$) in der Wechselwirkungskammer getrennt. Diese Fenster sind dünn genug, um eine ausreichende Transmission niederenergetischer Photonen zu gewährleisten.

Das Spektrometer ist ausschlaggebend für die Wahl der Strahlenergie. Da es nur einen sehr geringen Energiebereich abdeckt, muss die Dopplerverschiebung so gewählt werden, dass der zu beobachtende Übergang im Laborsystem mit einer Kalibrationslinie in Übereinstimmung gebracht werden kann. Als stationäre Kalibrationslinien werden die im Bereich von 8,6 keV liegenden Zink $K\alpha_1$ - und $K\alpha_2$ -Linien verwendet, die über Fluoreszenzstrahlung eines Zinktargets erzeugt werden. Der Reflex wird in zweiter Ordnung gemessen, weshalb der $\Delta n = 0$ -Übergang auf eine Energie von 4,3 keV geschoben werden muss. Dazu ist eine Strahlenergie von 43,57 MeV/u von Nöten. Um den Übergang auch mit einer bewegten Quelle eichen zu können, wird als Referenz zum $1s2p \ ^3P_2 \rightarrow 1s2s \ ^3S_1$ Übergang in He-artigem Uran, der $1s^22p \ ^2P_{3/2} \rightarrow 1s^22s \ ^2S_{1/2}$ Übergang in Li-artigem Uran verwendet, der in Experimenten an der Super-EBIT am LLNL mit hoher Genauigkeit vermessen worden ist [118, 48]. Zur korrekten Dopplerverschiebung ist für diesen Ladungszustand eine Ionenenergie von 32,63 MeV/u erforderlich.

Das Experiment ist mit diesen beiden Energien am Gastarget durchgeführt worden. Der gewünschte Ladungszustand wird jeweils über Elektroneneinfang (in H-artige bzw. He-artige Ionen) erzeugt. Zu Beginn eines Messzyklus werden $\approx 10^8$ Teilchen im Ring gespeichert, gekühlt und anschließend auf die jeweilige Energie abgebremst. Als Gasjet wird molekularer Stickstoff (N_2) bei einer Dichte von 10^{12} Teilchen/ cm^3 eingesetzt. Dies garantiert Einzelstoßbedingungen bei der Wechselwirkung zwischen Ion und Targetatom.

Zunächst werden die Daten diskutiert, die mit dem Germanium-Detektor unter 35° aufgenommen worden sind. Die während des Einfangprozesses emittierten Photonen werden in Koinzidenz mit den umgeladenen Ionen gemessen. Dazu werden hinter den ersten Dipolmagneten Teilchendetektoren eingebaut. Diese weisen die im Target umgeladenen Ionen nach, die sich aufgrund des veränderten Ladungs-zu-Masse-Verhältnisses auf einer anderen Bahn im Ring bewegen. Durch eine entsprechende Verkabelung des Experimentes kommt diese Koinzidenz erst beim Wiedereinlesen der Daten mit einer Analyse-Software (in diesem Fall: SATAN) zum Tragen und nicht bereits als Hardware-Koinzidenz während des Experimentes.

5.2 Datenanalyse

In der Datenauswertung des Germaniumdetektors werden Röntgenspektren analysiert, die im Listmodeverfahren erfasst worden sind. Mit dem Analyse-Programm **SATAN** (**S**ystem to **A**nalyze **T**remendous **A**mounts of **N**uclear data) werden diese Daten in Spektren eingelesen. Während dieses Prozesses ist es möglich, Energie- und/ oder Zeitbedingungen auf die Daten zu setzen und somit verschiedene Spektren zu erzeugen. Zur Analyse der endgültigen Spektren ist das Minit-Programm-Paket verwendet worden; es ermöglicht die Einbindung eigener Routinen zur Spektrenbeschreibung und liefert dazu gut dokumentierte Fit-Algorithmen mit zuverlässiger Fehleranalyse.

Zur Datenauswertung sowie zur Überprüfung der Stabilität des Aufbaus und der Elektronik sind Kalibrationen vor und nach der U^{90+} Messung, ebenso während und nach der Messung von U^{91+} mit einer ^{55}Fe - und einer ^{241}Am -Quelle aufgenommen worden. ^{55}Fe besitzt zwei Mn $K\alpha$ -Linien bei 5,9 keV und 6,4 keV, die an der Stelle im Spektrum liegen, an der die relativistisch verschobene $^3P_2 \rightarrow ^3S_1$ - Linie erwartet wird. ^{241}Am ist interessant, um den etwas energiereicheren Bereich bis 26 keV abzudecken.

Die Auswertung dieser Daten hat ergeben, dass der Aufbau während des Experiments sehr stabil gewesen ist. Für die Eichung der experimentellen Messdaten wird daher eine gemittelte Gerade aus allen Einzelkalibrationen verwendet. Dies bietet sich vor allem deshalb an, weil die Spektren für Einfang in U^{90+} und U^{91+} miteinander in Bezug gesetzt werden.

Neben der Energieeichung ist auch die genaue Dopplerkorrektur zu bestimmen. Da die genaue Strahlenergie im ESR über den Elektronenkühler bestimmt wird, können aus den angelegten Kühlerspannungen mit hoher Genauigkeit die beiden γ -Werte abgeleitet werden. Hierzu wird die abgelesene Spannung mit der Raumladung und einem Offset korrigiert. Anschließend lassen sich aus der einfachen Beziehung

$$\gamma = \frac{m_e + V_{cooler}}{m_e} \quad (5.1)$$

die beiden Gamma-Werte berechnen. Aus diesen Werten lassen sich über die Beziehung

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} \quad (5.2)$$

die beiden β - Werte gewinnen.

Da der Beobachtungswinkel einen gewissen Unsicherheitsfaktor darstellt, ist die Vermessung des Übergangs in Li-artigem Uran (sprich Einfang in U^{90+}) als Vergleichspunkt sehr wichtig, denn für diesen ist die Übergangsenergie mit einer Genauigkeit von $4459,37 \pm 0,21$ eV bekannt [48]. Zusammen mit β_{Li} und der im Laborsystem gemessenen Übergangsenergie E_{labLi} lässt sich daraus der genaue Beobachtungswinkel bestimmen:

$$\cos\theta_{lab} = \frac{1}{\beta_{Li}} \cdot \left(1 - \frac{E_{projLi}}{\gamma_{Li}E_{labLi}}\right) . \quad (5.3)$$

Zur Messung der He-artigen Ionen bleibt der Detektor an derselben Stelle positioniert. Deshalb kann Gleichung 5.3 in den folgenden Ausdruck übernommen werden:

$$E_{projHe} = E_{labHe} \cdot \gamma_{He} \cdot (1 - \beta_{He}\cos\theta_{lab}) . \quad (5.4)$$

Mit den bekannten Parametern γ_{He} , β_{He} und der experimentell bestimmten Übergangsenergie E_{labHe} ergibt sich die Übergangsenergie im Emittersystem E_{projHe} :

$$E_{projHe} = E_{labHe} \cdot \gamma_{He} \cdot \left[1 - \frac{\beta_{He}}{\beta_{Li}} \cdot \left(1 - \frac{E_{projLi}}{\gamma_{Li}E_{labLi}}\right)\right] . \quad (5.5)$$

Zur genaueren Bestimmung des Untergrundes und zur Erstellung sauberer Spektren wird das Experiment so aufgebaut und verkabelt, dass in der Analyse eine Koinzidenzbedingung auf das detektierte Photon und das umgeladene Ion gesetzt werden kann. Hierzu wird über das nachgewiesene Photon ein TDC gestartet, der durch ein Signal des Teilchendetektors gestoppt wird. Aus dem dabei gewonnenen Zeitspektrum lassen sich koinzidente Ereignisse rekonstruieren. Dadurch ist es möglich, den Untergrund zu reduzieren oder, falls verschiedene Prozesse (Ionisation, Einfang und Anregung) zum Spektrum beigetragen haben, eine Unterscheidung zwischen diesen Prozessen vornehmen zu können.

Wegen der geringen Effizienz des Spektrometers ist es absolut erforderlich, die Dichte des Gastargets auf etwa 10^{12} Teilchen/cm³ aufzudrehen, um eine möglichst hohe Zahl an Ereignissen zu erzielen. Aufgrund dieser Tatsache ergibt sich eine sehr hohe Umladungsrate, so dass der Teilchendetektor teilweise in der Sättigung ist. Zusätzlich ist die Energieschwelle im Constant-Fraction-Modul für den Detektor sehr niedrig eingestellt, da die interessanten Ereignisse in einem Bereich bis 3 keV erwartet werden. In diesem Energiebereich

ist aber auch das Rauschen recht hoch. Um die richtigen Informationen aus dem Zeitspektrum ziehen zu können, wird deshalb zunächst eine Energiebedingung (300 eV - 28 keV) auf dieses Spektrum gesetzt. Dadurch reduziert sich die Zahl der Ereignisse deutlich und es treten zwei Zeitpeaks zutage. Mit diesen Zeitinformationen können nun die koinzidenten Röntgenspektren erstellt werden, von denen anschließend nur noch die zufälligen Koinzidenzen abgezogen werden müssen.

Im Anschluss daran wird eine Effizienzkorrektur für das 100 μ m dicke Beryllium-Fenster durchgeführt, welches das Ultra-Hochvakuum der Wechselwirkungskammer vom Atmosphärendruck trennt. Wegen der niedrigen Energien muss auch der Weg durch die Luft effizienzkorrigiert werden. Der Abstand zwischen Beryllium-Fenster und Detektor beträgt 17 cm. Die Korrekturen werden den Absorptionskoeffizienten der NIST-Datenbasis [119] entnommen.

5.3 Ergebnisse

Zum Abschluss dieses Kapitels werden sowohl die Ergebnisse der Datenanalyse mit dem Germanium-Detektor als auch mit dem Kristallspektrometer vorgestellt. Ein Vergleich der beiden Systeme ist unbedingt erforderlich, denn das Kristallspektrometer bietet zwar eine sehr hohe Energieauflösung, deckt dafür aber nur einen sehr kleinen Energiebereich von etwa 80 eV ab. Dagegen liefert der Ge-Detektor eine Auflösung von lediglich 250 eV, kann aber einen großen Energiebereich abdecken. Erst im Kontext mit den benachbarten Übergängen ist eine eindeutige Identifikation des Innerschalenübergangs möglich.

5.3.1 Germanium-Detektor

Bei der Auswertung werden zunächst die Kalibrationen mit ^{55}Fe und ^{241}Am analysiert. Sie zeigen, der Aufbau und die Moduleinstellungen sind während des Experimentes sehr stabil gewesen. Daher wird die Eichung aus dem Mittelwert aller Messungen gewonnen. Aus den beiden Kühlerspannungen 17898 eV bei 32,625 MeV/u und 23900 eV bei 43,57 MeV/u ergeben sich γ - und β -Werte von $\gamma_{Li} = 1,2244$, $\beta_{Li} = 0,25794$ und $\gamma_{He} = 1,2599$, $\beta_{He} = 0,29558$.

Anschließend werden die Daten für lithiumartiges Uran ausgewertet. Abbildung 5.3 zeigt das dazugehörige Spektrum. Zur Bestimmung des $\Delta n = 0$ Übergangs sind für den niederenergetischen Bereich drei Gaußkurven und ein polynomischer Untergrund zweiter Ordnung mit dem MINUIT-Programm an die experimentellen Daten gefittet worden. Um den Untergrund genauer bestimmen zu können, sind zwei weitere Gaußkurven in den Fit integriert, die die beiden höherenergetischen Linien beschreiben, eine dritte berücksichtigt die Schulter am Anfang der Doppellinien. Die Position des $1s2p_{1/2} \rightarrow 1s2s_{1/2}$ Übergangs wird dabei zu $1619,3 \pm 0,35$ in Kanälen bestimmt. Mit der Kalibration - aber ohne Dopplerkorrektur - ergibt sich daraus eine Energie von $5455,52$ eV. Zusammen mit der genauen Vermessung dieses Übergangs von Beiersdorfer [48] lässt sich aus diesen Angaben ein Beobachtungswinkel von $35,399^\circ$ bestimmen.

Für den Übergang in He-artigem Uran wird zum Fitten die gleiche Funktion aus Gaußkurven und Untergrund verwendet wie für die Li-artigen Ionen. Als Ergebnis dieses Fittes ergibt sich eine Position von Kanal $1685,0 \pm 0,25$. Das entspricht einer Energie im Laborsystem von $5675,48$ eV. Alle diese Informationen werden in Gleichung 5.5 eingesetzt. Daraus resultiert eine Energie von $4509,56 \pm 0,9$ eV für den $\Delta n = 0$ ${}^3P_2 \rightarrow {}^3S_1$ Übergang. Bei dem Fehler handelt es sich um einen rein statistischen Fehler.

Zur eindeutigen Identifikation der Linie kann das experimentell gewonnene Spektrum mit der in Kapitel 3.4.4 beschriebenen Simulation verglichen werden. Mit Hilfe des MINUIT Programmpaketes wird diese Simulation an das experimentelle Spektrum gefittet. Fitparameter sind dabei hauptsächlich eine allgemeine Amplitude und die Breite der simulierten Übergänge sowie eine Untergrundfunktion.

Das Ergebnis der Simulation zeigt, der $n = 2$ Innerschalenübergang liegt separiert von den anderen Übergängen, weshalb eine eindeutige Zuordnung vorgenommen werden kann (vgl. Kap.3.4.4, Abb.3.7). Die direkt benachbarten Linien können Übergängen auf die $n = 4$ Schale zugeordnet werden, die etwas höherenergetischen Linien Übergängen auf die $n = 3$ Schale. Am hochenergetischen Ende des Spektrums befinden sich Linien, die den Anfang der Übergänge auf die $n = 2$ Schale darstellen. Zur besseren Übersicht sind in Abbildung 5.5 nur die Hauptquantenzahl und der Gesamtdrehimpuls der Übergänge angegeben. Eine detaillierte Auflistung der Niveaus findet sich in Tabelle 5.1 für alle Übergänge bis $n = 3$. In Abbildung 5.6 sind die Balmerlinien näher erläutert. Generell ist eine gute Übereinstimmung zwischen

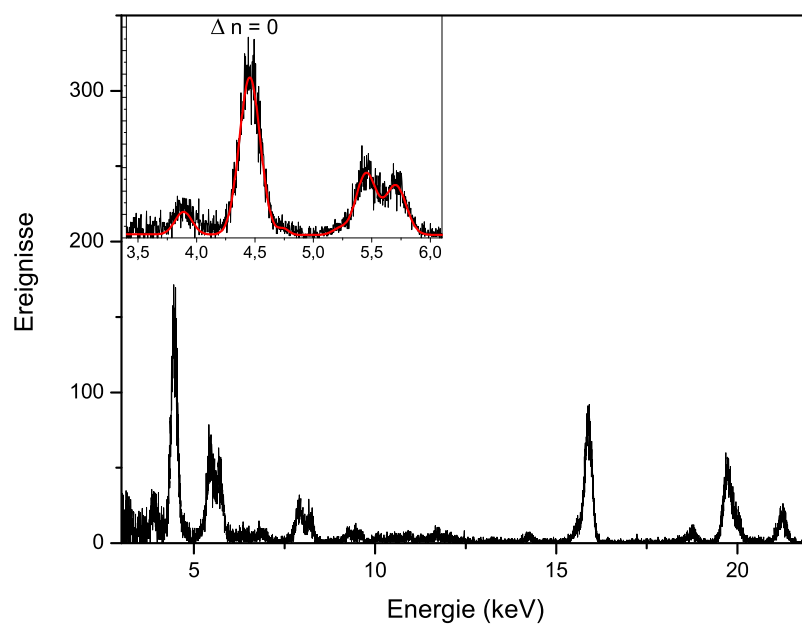


Abbildung 5.3: Effizienz- und dopplerkorrigiertes, koinzidentes Röntgenspektrum von Li-artigem Uran (U^{89+}).

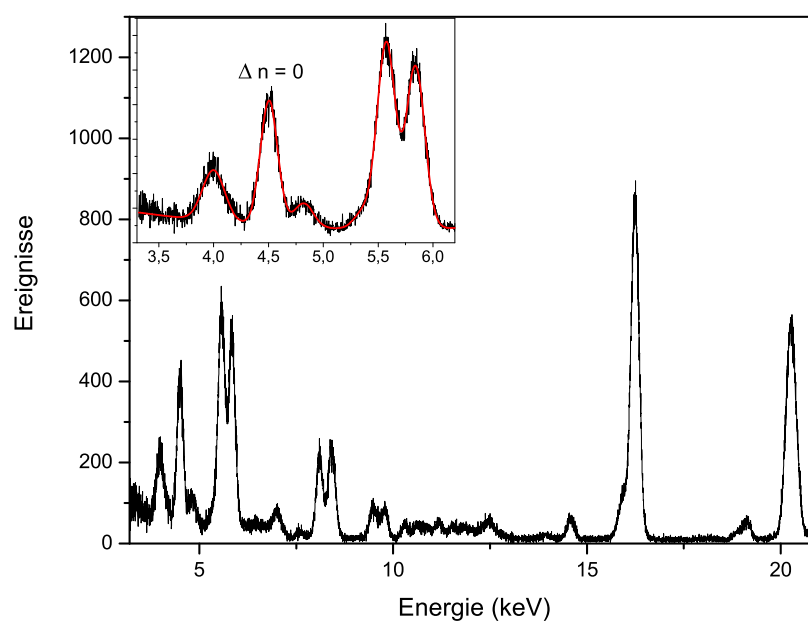


Abbildung 5.4: Effizienz- und dopplerkorrigiertes, koinzidentes Röntgenspektrum von He-artigem Uran (U^{90+}).

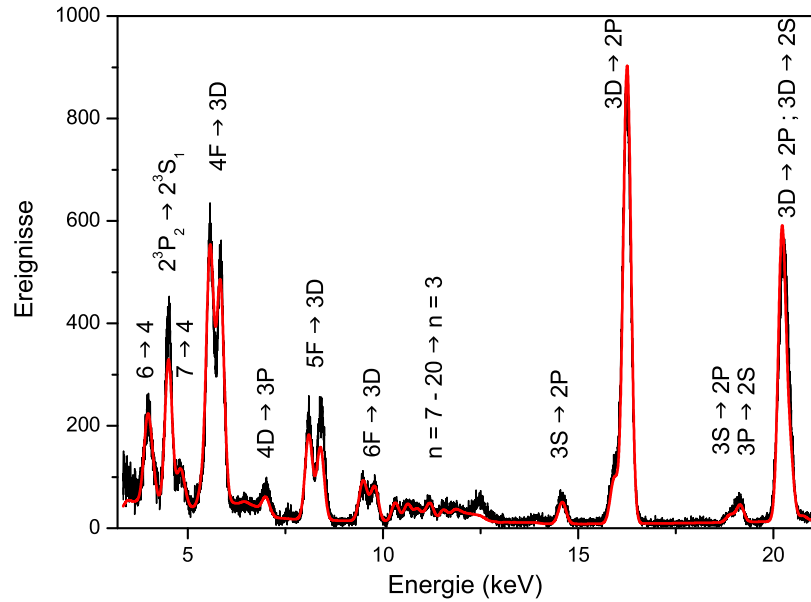


Abbildung 5.5: *Fit der Simulation (rote Linie) an das experimentell gewonnene Spektrum von U^{90+} .*

Experiment und Theorie zu erkennen. Für die Theorie sind lediglich NRC-Querschnitte berücksichtigt worden, weil dies der dominierende Prozess bei der verwendeten Strahlenergie ist. An der Seriengrenze für Übergänge auf das $n = 3$ Niveau unterschätzt die Theorie das Experiment, ebenso bei dem Übergang $5F \rightarrow 3D$. Eine Erklärung für dieses Phänomen könnten die fehlenden REC- Querschnitte sein.

Linie im Spektrum	Übergänge in U^{90+}
$6 \rightarrow 4$	$6 G \rightarrow 4 F$
	$6 F \rightarrow 4 D$
	$2^3 P_2 \rightarrow 2^3 S_1$
$7 \rightarrow 4$	$7 G \rightarrow 4 F$
	$7 F \rightarrow 4 D$
$4F \rightarrow 3D$	$4^3 F_3 \rightarrow 3^3 D_2$
	$4^3 F_4 \rightarrow 3^3 D_3$
	$4^3 F_2 \rightarrow 3^3 D_1$
	$4^1 F_3 \rightarrow 3^1 D_2$
	Seriengrenze $n = 4$
$4D \rightarrow 3P$	$4^3 D_1 \rightarrow 3^3 P_0$
	$4^1 D_2 \rightarrow 3^1 P_1$
$5F \rightarrow 3D$	$5^3 F_3 \rightarrow 3^3 D_2$
	$5^3 F_4 \rightarrow 3^3 D_3$
	$5^3 F_2 \rightarrow 3^3 D_1$
	$5^1 F_3 \rightarrow 3^1 D_2$
$6F \rightarrow 3D$	$6^3 F_3 \rightarrow 3^3 D_2$
	$6^3 F_4 \rightarrow 3^3 D_3$
	$6^3 F_2 \rightarrow 3^3 D_1$
	$6^1 F_3 \rightarrow 3^1 D_2$
	Seriengrenze $n = 3$

Tabelle 5.1: Ausführliche Beschreibung der beobachteten Übergänge in He-artigem Uran, vgl. 5.4.

5.3.2 Fehlerbetrachtung

Statistische Fehler: Aufgrund diverser technischer Probleme konnte für Li-artiges Uran lediglich für einen knappen halben Tag Statistik gesammelt werden. Dementsprechend ist der statistische Fehler bei der Bestimmung des Linienschwerpunkts größer als bei den He-artigen Ionen. Für diese ist über einen Zeitraum von 3,5 Tage Statistik gesammelt worden. Beim Fitten der Linie mit dem MINUIT-Programm, das als Eingabedatei Kanäle statt Energien enthält, ergeben sich Fehler von 0,36 Kanälen für U^{89+} und 0,26 Kanälen für U^{90+} für die Linienposition.

Systematische Fehler: Zu den systematischen Fehlern zählen die Unsicherheiten der Kühlerspannung und des Beobachtungswinkels. Durch die Vergleichsmessung mit Li-artigem Uran ist der Beobachtungswinkel jedoch über den Fehler in der U^{89+} -Messung definiert. Die Unsicherheiten in der Kühlerspannung ergeben sich hauptsächlich aus dem Offset der Spannungsbestimmung. Da die Datenauswertung über die in Absatz 5.2 vorgestellte Relation 5.5 erfolgt, schlägt sich diese Unsicherheit in den Parametern β_{Li} , β_{He} , γ_{Li} und γ_{He} nieder. Der Offset in der Kühlerspannung liegt bei $\pm 5V$. Für die Bestimmung der Übergangsenergie bedeutet dies einen Fehler von 0,05 eV.

Der statistische Fehler bei der Bestimmung der Übergangsenergie von Li-artigem Uran schlägt sich als Fehler des Beobachtungswinkels θ_{lab} nieder. Daher folgt mit $\Delta E_{Li_{lab}} \pm 0,36$ ein Fehler in θ_{lab} von $\Delta\theta \pm 0,07^\circ$. Somit beläuft sich dieser Fehlerbeitrag für die Übergangsenergie in He-artigem Uran auf 1,2 eV.

Unter Berücksichtigung aller Fehler ergibt sich für den Innerschalenübergang ${}^3P_2 \rightarrow {}^3S_1$ ein Wert von $4509,6 \pm 0,9 \text{ eV } stat. \pm 1,2 \text{ eV } sys.$

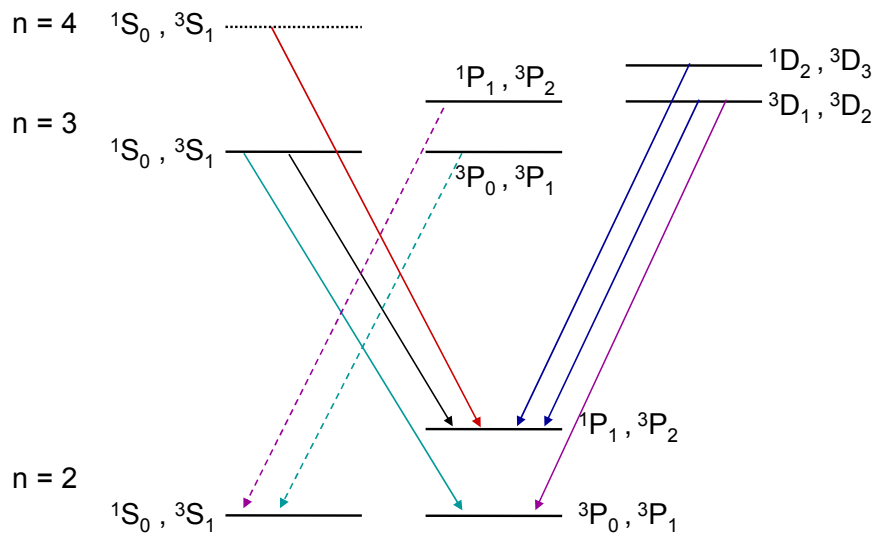


Abbildung 5.6: Termschema für die diversen L -Schalen-Übergänge $n = 3 \rightarrow n = 2$ in He-artigem Uran; der Übersichtlichkeit halber sind die benachbarten Niveaus jeweils zu einem zusammengefasst.

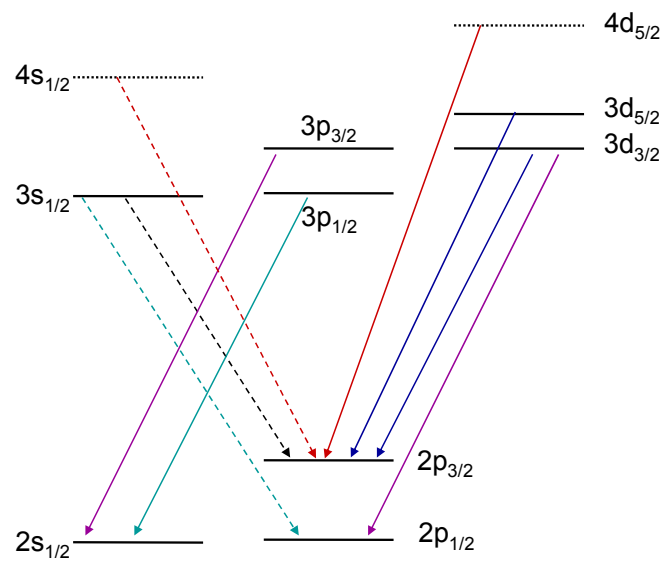


Abbildung 5.7: Termschema für die diversen L -Schalen-Übergänge $n = 3 \rightarrow n = 2$ in Li-artigem Uran sowie zweier Übergänge $n = 4 \rightarrow n = 2$.

5.3.3 Balmerspektren

Zum Abschluss der Datenanalyse werden die Balmerspektren miteinander verglichen. In He-artigem Uran gibt es in der $n = 2$ Schale 6 Energieniveaus, in der $n = 3$ Schale 10. Allerdings unterscheidet sich die Anordnung der Energieniveaus in schweren Systemen von der in Helium bzw. in leichten Systemen. Jeweils zwei Niveaus liegen nahe beieinander. Diese Zweiergruppen bilden ein Termschema ähnlich dem für H-artige Ionen. Da diese Niveaus mit unseren experimentellen Techniken nicht aufgelöst werden können, sind sie zur vereinfachten Darstellung zu einer Linie zusammengefasst. Auf diese Weise lassen sie sich besser mit dem L-Schalenspektrum Li-artigen Urans vergleichen, siehe Abb. 5.8 und 5.9. Durch eine geringere Strahlenergie für die Messung mit Li-artigem Uran, ist aufgrund der geringeren Dopplerverschiebung eine zusätzliche Linie im L-Spektrum zu erkennen. Diese stellt den Übergang $4d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ dar. Die in Abb. 5.8 und Abb. 5.9 farblich markierten Übergänge gehören jeweils einer im Spektrum nachgewiesenen Linie an. Infolge zu geringer Energieunterschiede können sie nicht separat aufgelöst werden, sondern machen sich als Schultern in den stärksten Übergängen bemerkbar. Die gestrichelten Linien markieren die Übergänge mit geringerer Übergangswahrscheinlichkeit. Zum Fitten des Spektrums ist je eine Gaußkurve pro Übergang in die Fitfunktion eingegangen.

Dabei stellt sich heraus, dass im Falle des He-artigen Urans die Übergänge $3P \rightarrow 2S$ deutlich an Intensität verlieren. Dies wird bei den entsprechenden Linien in den Abbildungen 5.8 und 5.9 deutlich. Dieses Phänomen lässt sich wie folgt erklären: in He-artigem Uran liegt keine geschlossene innere Schale vor, weshalb sich ein zusätzlicher Zerfallskanal für die 3 P - Niveaus eröffnet. Da Übergänge mit größeren Energiedifferenzen stets wahrscheinlicher sind ($\sim \Delta E^3$), kommt es zu einer Reduktion der $3P \rightarrow 2S$ Ereignisse.

Gleiches gilt für den Innerschalenübergang $2p_{3/2} \rightarrow 2s_{1/2}$. Er ist in Li-artigem Uran stärker ausgeprägt als sein Gegenpart in He-artigem. In He-artigem Uran konkurriert der elektrische Dipolübergang (**E1**) $2^3P_2 \rightarrow 2^3S_1$ Übergang mit dem magnetischen Quadrupolübergang (**M2**) $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$ Übergang. Ihr theoretisches Verzweigungsverhältnis liegt bei 30% (**E1**) zu 70% (**M2**). Leider kann dieses Verhältnis experimentell nicht überprüft werden, da die $K\alpha$ Übergänge außerhalb des Verstärkungsbereichs liegen und das 2^3P_2 - sowie das 2^1P_1 -Niveau nur 76 eV voneinander getrennt sind, so dass die beiden Linien experimentell nicht aufgelöst werden können.

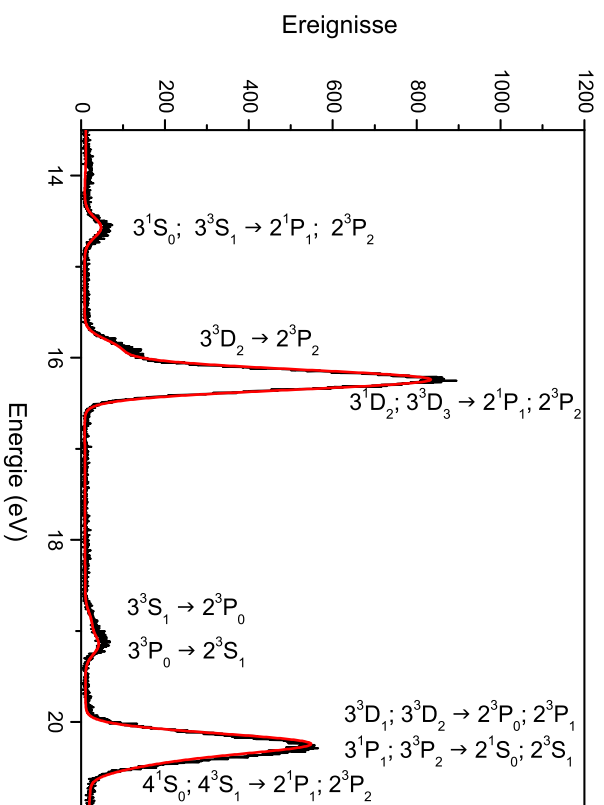


Abbildung 5.8: Experimentelles L-Schalenspektrum in He-artigem Uran.

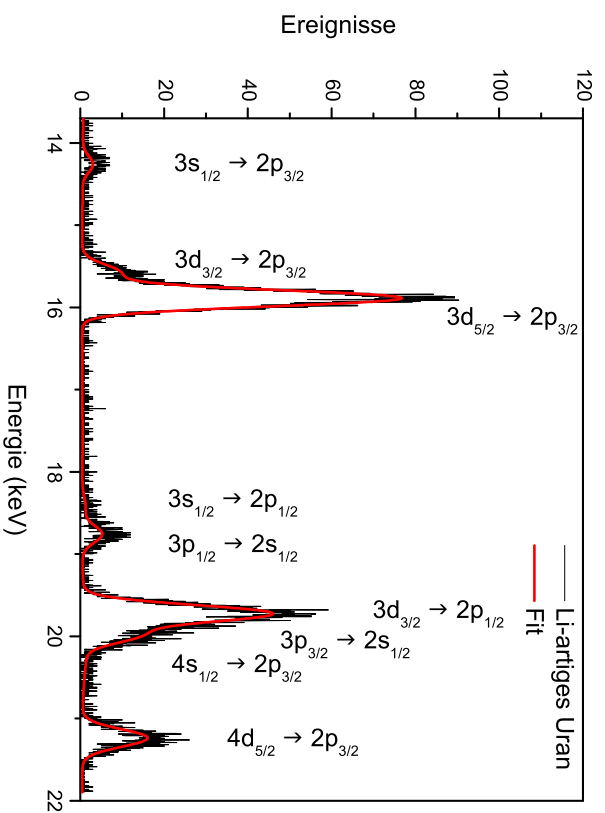


Abbildung 5.9: Experimentelles L-Schalenspektrum in Li-artigem Uran.

5.3.4 Kristallspektrometer

Mit dem unter 90° aufgebauten Kristallspektrometer ist es aufgrund der geringen Energieakzeptanz nicht möglich, dem Innerschalenübergang benachbarte Linien aufzunehmen. Dafür ist die Energieauflösung mit einer Linienbreite von $\approx 2 \text{ eV}$ etwa hundertmal besser als mit dem Germaniumdetektor. Deswegen werden die mit dem Kristallspektrometer gewonnenen Ergebnisse zur genauen Energiebestimmung des Übergangs verwendet.

Abbildung 5.10 zeigt die Ergebnisse, die mit dem Kristallspektrometer gewonnen worden sind. Im oberen Bild sind die Zink-Kalibrationslinien gezeigt. Weil sie in zweiter Ordnung gemessen werden, entspricht die nachgewiesene Energie gerade der Hälfte der eigentlichen Übergangsenergie. Das mittlere Bild zeigt den Einfang in Li-artiges Uran, das untere den Einfang in He-artiges. Bedingt durch die niedrige Effizienz des Spektrometers ist die Statistik für beide Innerschalenübergänge recht gering. Die Spektren stellen eine Projektion aller mit der CCD-Kamera (Andor DO420) aufgenommenen Ereignisse dar. Durch den relativistischen Dopplereffekt erscheinen die Spektren der bewegten Quellen (U^{89+} und U^{90+}) mit einer Neigung auf der Bildebene des Spektrometers. Daher werden die Spektren vor der Projektion rotiert. Eine Cluster-Analyse und Energiebedingungen auf die Roh-Daten der Kamera sorgen für den geringen Untergrund. Die leichte Asymmetrie auf der rechten Seite der Linien von U^{89+} und U^{90+} resultiert vermutlich aus den Abbildungseigenschaften des Spektrometers.

Eine detaillierte Datenanalyse für das Kristallspektrometer ist von M. Trassinelli durchgeführt worden (M. Trassinelli *et al. in prep.*), eine genaue Analyse der Zink-Kalibrationslinien wird in der Diplomarbeit von R. Martin besprochen. Mit dem Kristallspektrometer lässt sich die Übergangsenergie auf $4510,31 \pm 0,5 \text{ eV}$ bestimmen. Dies stellt auch im Vergleich mit früheren Experimenten an leichten Systemen eine der genauesten Messungen dieses Innerschalenübergangs in einem He-artigen Ion dar. In Tabelle 5.2 sind beide experimentellen Ergebnisse den verschiedenen Theorien gegenübergestellt. Zur Erläuterung der verschiedenen Theorien sei gesagt, lediglich in den Rechnungen von Artemyev [39] und Kozhedub [120] ist der Zwei-Elektronen - QED-Beitrag explizit enthalten. Alle anderen Theorien bedienen sich Skalierungen der Ein-Elektron-QED. Der Unterschied zwischen Artemyev und Kozhedub resultiert hauptsächlich aus unterschiedlichen Annahmen für den Kernradius von Uran. Dabei ist das Resultat von Kozhedub als genauer anzusehen, da

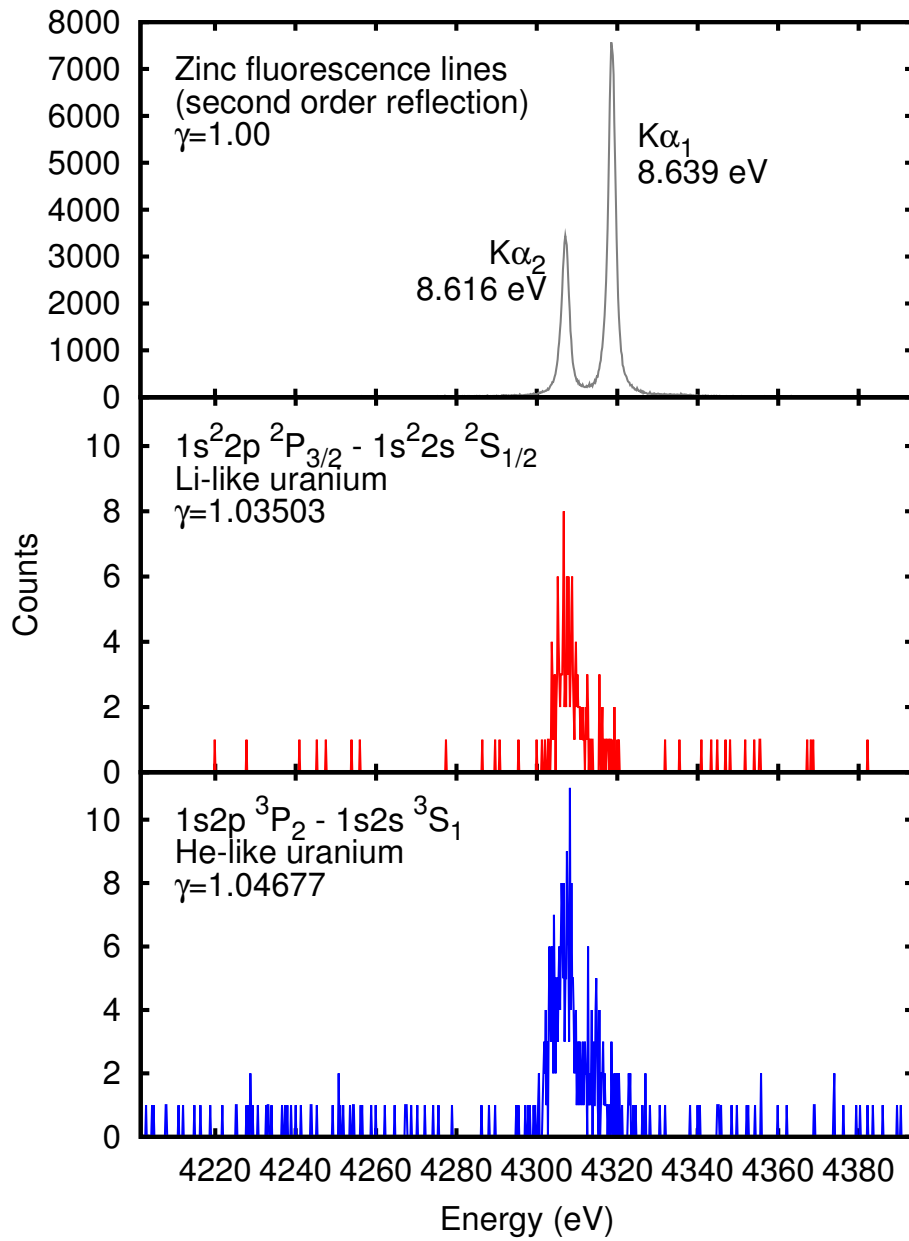


Abbildung 5.10: Spektren aufgenommen mit dem Kristallspektrometer.

Experiment (Ge-Detektor)	$4509,6 \pm 1,5$
Experiment (Kristallspektrometer)	$4510,31 \pm 0,51$
Kozhedub 2008 [120]	$4509,85 \pm 0,07$
Indelicato 2008 [123]	4510,30
Artemyev 2005 [39]	$4510,03 \pm 0,24$
Plante 1994 [33]	4510,46
Chen 1993 [124]	4510,65
Drake 1988 [32]	4510,01

Tabelle 5.2: *Vergleich der experimentell gewonnenen Übergangsenergie in He-artigem Uran in eV mit verschiedenen theoretischen Vorhersagen.*

hier neben einem neuen Wert für den mittleren Kernradius auch der Beitrag der Ein-Elektron Zwei-Loop Selbst-Energie-Diagramme [121] enthalten ist sowie verbesserte Beiträge der Drei- und Mehr-Photonen Elektron-Elektron-Wechselwirkungsdiagramme [122].

5.4 Energiedifferenz $U^{89+} - U^{90+}$

Neben der Identifizierung des Innerschalenübergangs in He-artigem Uran sowie seiner Energiebestimmung ist auch der Vergleich mit der Übergangsenergie in Li-artigem Uran von Interesse. Während die beiden Niveaus des $[1s2p_{3/2}]_{J=2} \rightarrow [1s2s_{1/2}]_{J=1}$ Übergangs in He-artigem Uran die Zwei-Elektronen-Wechselwirkung enthalten, können die Niveaus des $[1s^22p_{3/2}] \rightarrow [1s^22s_{1/2}]$ Übergangs in Li-artigem Uran in erster Ordnung ähnlich einem Ein-Elektronen-System behandelt werden. Die Differenz der beiden Übergangsenergien spiegelt demnach den Zwei-Elektronenanteil in He-artigem Uran wieder. Aus den experimentellen Daten lässt sich eine Energiedifferenz von $50,94 \pm 0,45$ eV bestimmen. In Tabelle 5.3 sind die einzelnen Theoriebeiträge zu dieser Energiedifferenz aufgelistet [125]. Besonders erwähnenswert ist hierbei der Zwei-Elektronen-QED-Beitrag von -1,18 eV. Dieser setzt sich zusammen aus abgeschirmter Selbstenergie und Va-

Beitrag	Wert
E_{int}	$51,477 \pm 0,02$
E_{1ph}	$51,171 \pm 0,001$
E_{2ph}^{Breit}	0,271
$E_{\geq 3ph}^{Breit}$	$0,035 \pm 0,02$
E_{2el}^{QED}	$-1,18 \pm 0,02$
vollständige Theorie	$50,30 \pm 0,03$

Tabelle 5.3: *Diverse Theoriebeiträge zur Energiedifferenz zwischen dem $2p_{3/2} \rightarrow 2s_{1/2}$ und dem $2^3P_2 \rightarrow 2^3S_1$ Übergang [125].*

kuumpolarisation (-1,14 eV), siehe Abb.2.7 c,d,e,f, und dem QED-Beitrag zur Elektron-Elektron-Wechselwirkung (-0,04 eV), Abb. 2.7 a & b. Mit einer experimentellen Genauigkeit von 0,45 eV ist unser Experiment somit erstmals empfindlich auf den Zwei-Elektronen-QED-Beitrag. Bei dem Experiment zur Untersuchung des Zwei-Elektronen-Beitrags zum Grundzustand von He-artigem Uran hat der Zwei-Elektronen - QED-Beitrag noch in der Größenordnung des experimentellen Fehlers gelegen [40]. An dieser Stelle sei noch einmal betont: bei der Differenz ($U^{89+} - U^{90+}$) der Übergangsenergien liefern die Ein-Elektronenanteile an den Übergangsenergien praktisch keinen Beitrag. Somit sind auch die durch den Kern hervorgerufenen Korrekturen in ihrer Bedeutung wesentlich reduziert bzw. vernachlässigbar.

Kapitel 6

1s Lamb Verschiebung in U^{91+} am Elektronenkühler

Neben der Untersuchung von Innerschalenübergängen in den ersten angeregten Zuständen schwerer Ionen sind im Rahmen dieser Arbeit auch Test-Experimente zur Verbesserung der experimentellen Genauigkeit in Grundzustands-QED-Messungen durchgeführt worden.

Nach der erfolgreichen Vermessung der 1s-Lamb Verschiebung in wasserstoffartigem Uran [31] und dem 2 Elektronenbeitrag in heliumartigem Uran [40] am Elektronenkühler des ESR, haben wir ein Nachfolge-Experiment bei einer niedrigeren Energie durchgeführt. Die niedrigere Energie verspricht geringere Dopplereinflüsse und somit eine bessere Auflösung, was wiederum zu kleineren Fehlern führt. Zusätzlich ist ein Detektor unter 180° angebracht worden, um unter entgegengesetzten Richtungen 0° und 180° beobachten zu können. Dies erlaubt eine quasi dopplerfreie Auswertung.

Dopplerfreie Auswertung bedeutet, der Beitrag von β wird eliminiert. Dies wird erreicht, indem an beiden Enden des Elektronenkühlers ein Detektor positioniert wird, siehe Abb. 6.1. Unter der Annahme, die beiden Winkel seien 0° und 180° , kann der Ausdruck

$$E_{lab} = \frac{E_{proj}}{\gamma \cdot (1 - \beta \cos \theta_{lab})} \quad (6.1)$$

zu

$$E_{0^\circ} = \frac{E_{proj}}{\gamma \cdot (1 - \beta)} \quad (6.2)$$

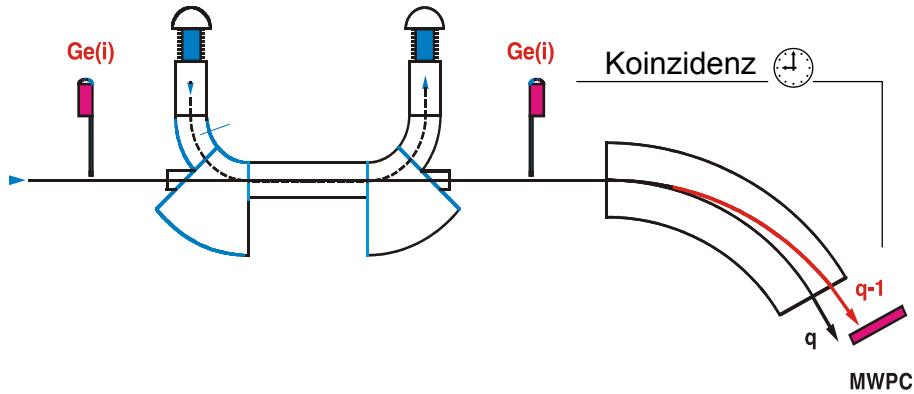


Abbildung 6.1: Schematischer Aufbau mit zwei Detektoren am Elektronenkühler.

und

$$E_{180^\circ} = \frac{E_{proj}}{\gamma \cdot (1 + \beta)} \quad (6.3)$$

vereinfacht werden. Werden diese beiden Gleichungen miteinander addiert, auf den gleichen Nenner gebracht und mit γ erweitert, kürzen sich die β -Terme heraus und übrig bleibt der Ausdruck

$$E_{lab} = 2E_{proj} \cdot \gamma \quad (6.4)$$

Da der Einzelfehler in γ deutlich geringer zum Gesamtfehler beiträgt als der in β , ergibt sich daraus eine höhere Genauigkeit.

6.1 Messungen

Das Experiment ist im Dezember 2006 bei einer Strahlenergie von 15 MeV/u mit U^{92+} am ESR durchgeführt worden. Dies ist die bis dato niedrigste Strahlenergie, bei der Untersuchungen zur Grundzustands-QED durchgeführt worden sind. Unter anderem aufgrund schlechter Vakuumbedingungen (hoher 10–11 mbar bis niedriger 10^{-10} mbar Bereich) hat die Lebensdauer des Strahls nur ≈ 15 sec betragen. Statistik ist über einen Zeitraum von vier Tagen gesammelt worden.

Während dieser Zeit sind Daten mit einem vierfach segmentierten Detektor unter einem Winkel von etwa 0° in Koinzidenz mit den umgeladenen Teilchen

aufgenommen worden. Da die Streifen im Detektor übereinander angeordnet sind, detektieren die beiden oberen Streifen (3 & 4) aufgrund der vorliegenden Geometrie deutlich weniger Ereignisse als die unteren beiden.

Wegen der kurzen Strahllebensdauer ist während des Experimentes nicht ausreichend Statistik für eine Präzisionsmessung gesammelt worden. Die Röntgenspektren (Abb. 6.2) zeigen jedoch, dass sich bei der geringeren Strahlenergie eine bessere Auflösung im niederenergetischen Bereich des Spektrums erzielen lässt. Ein Grund hierfür ist sicherlich die erneute Reduktion der Bremsstrahlung durch einen geringeren Kühlerstrom (60 mA) aufgrund der niedrigeren Strahlenergie. Aus demselben Grund ist die Energie der Bremsstrahlung niedriger, denn für eine geringere Ionenstrahlenergie ist eine kleinere Kühlerspannung (8205 V) ausreichend.

Die niedrigere Strahlenergie bringt auch verlangsamte Flugzeiten mit sich. Daraus wiederum ergibt sich eine bessere Zeitauflösung in den TDC-Spektren (Abb. 6.3). Diese deutliche Auflösung erstreckt sich über den gesamten Energiebereich, wie in Abbildung 6.4 gezeigt; in ihr ist die Energie gegen die Zeit aufgetragen.

Aus dieser Abbildung lässt sich sehr gut erkennen, dass die Ereignisse aus dem Inneren des Kühlers sehr gut von den verzögert emittierten Kaskaden-Übergängen getrennt sind. Damit können saubere RR-Spektren gewonnen werden. Durch die Energieabhängigkeit der Constant-Fractions sind zur vollständigen Trennung in prompte und verzögerte Ereignisse in verschiedenen Energiebereichen unterschiedliche Zeitbedingungen nötig.

Prompt emittierte Photonen stammen zu einem großen Teil aus radiativen Einfängen, die nur im Inneren des Kühlers stattfinden können, da für diesen Prozess freie Elektronen benötigt werden. Die Linie im Zeitspektrum, in der die verzögert emittierten Photonen enthalten sind, enthält daher keine Rekombinationslinien mehr. Wie gut die Separation in die beiden Zeitzonen funktioniert, zeigen die Abbildungen 6.5 und 6.6. Während in Abbildung 6.5 die Rekombinationslinien in die K- und L-Schale deutlich zu erkennen sind und auch die charakteristische Lyman α -Strahlung eine wohldefinierte Linienform aufweist, sind in Abbildung 6.6 keine Rekombinationslinien mehr zu sehen. Die Lyman-Linien sind am niedrigen Energieende verschmiert, die Intensität der beiden niederenergetischen Balmer-Linien ist höher.

Die charakteristische Lyman α -Strahlung ist in beiden Spektren zu finden, da diese Übergänge nahezu instantan stattfinden, ihre

78KAPITEL 6. $1s$ LAMB VERSCHIEBUNG AM ELEKTRONENKÜHLER

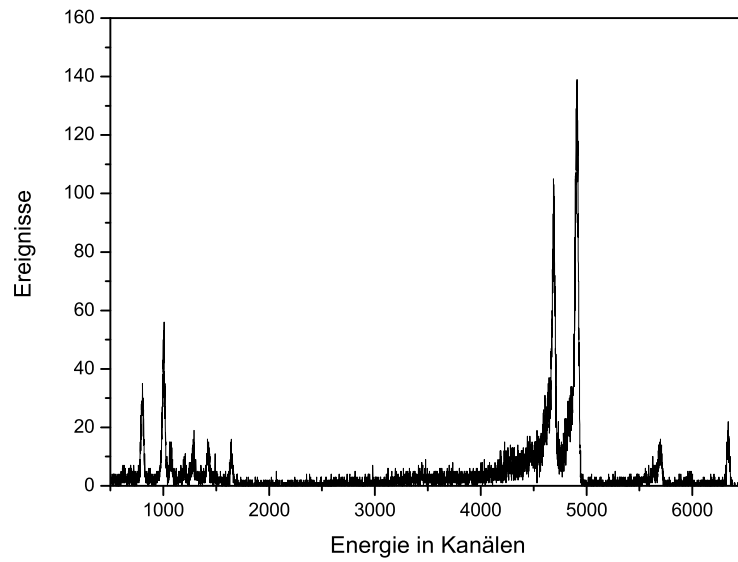


Abbildung 6.2: *Gesamtes Röntgenspektrum des Einfangs in U^{92+} bei einer Energie von 15 MeV/u.*

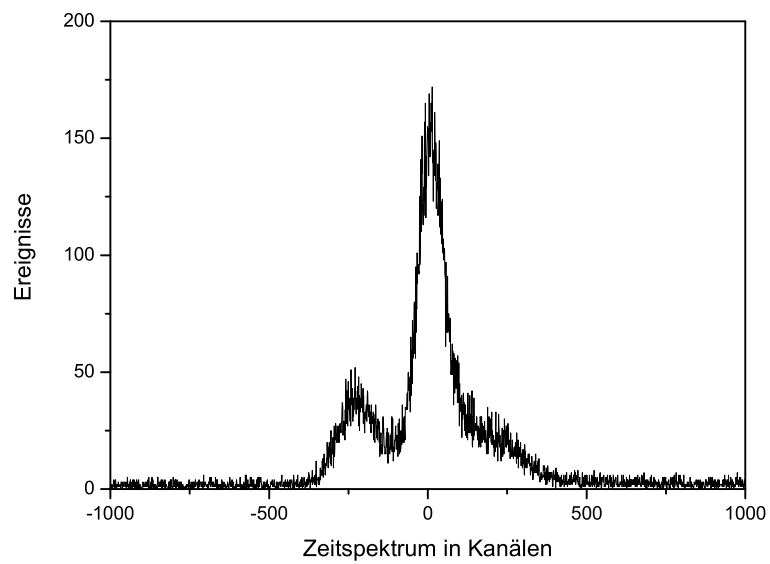


Abbildung 6.3: *Zu Abbildung 6.2 gehöriges Zeitspektrum des Einfangs in U^{92+} .*

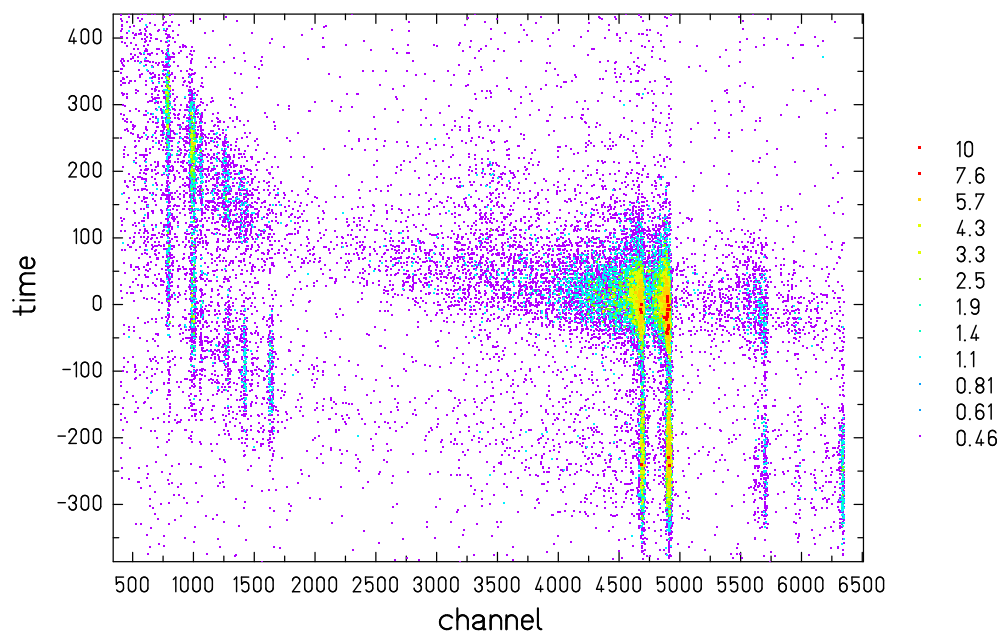


Abbildung 6.4: *Abgebildet ist eine Kombination der Spektren aus Abb.6.2 und Abb.6.3 zu einem 2D Energie-gegen-Zeit Spektrum; die Biegung des Spektrums bei den niedrigeren Energien stammt von der Energieabhängigkeit der Constant-Fraction Module.*

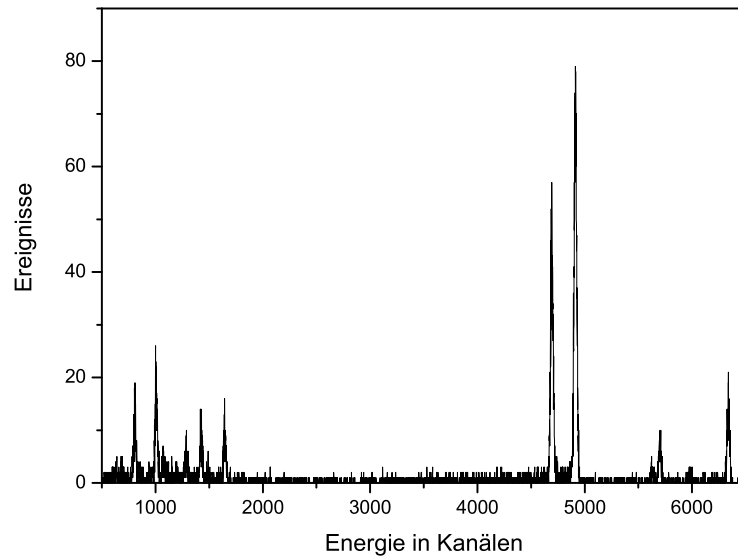


Abbildung 6.5: *Röntgenspektrum der Übergänge, die im Inneren des Elektronenkühlers stattgefunden haben.*

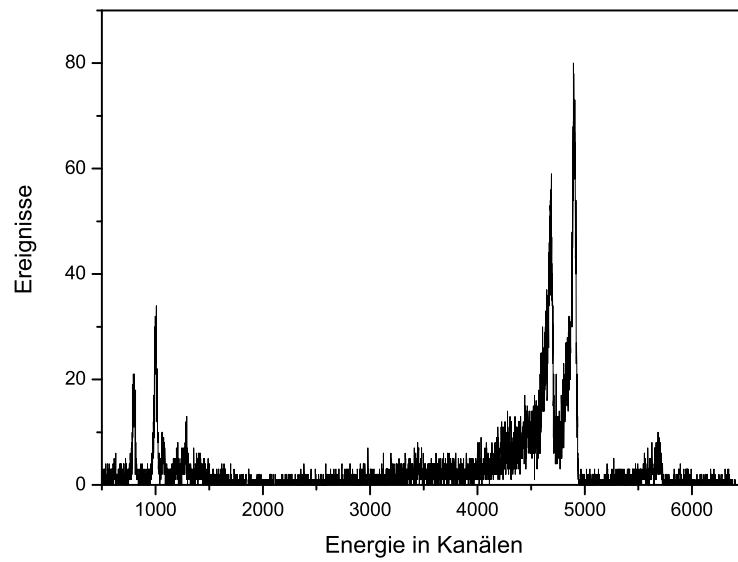


Abbildung 6.6: *Röntgenspektrum der Übergänge, die erst außerhalb des Elektronenkühlers stattgefunden haben.*

Übergangswahrscheinlichkeit liegt bei $3,95 \cdot 10^{16}$ für $\text{Ly}\alpha_1$ und $4,73 \cdot 10^{16}$ für $\text{Ly}\alpha_2$. Deswegen wird diese Strahlung sowohl im Kühlerinneren emittiert - im Anschluss an eine Rekombination in die L-Schale - als auch außerhalb des Kühlers als Grundzustandsübergang am Ende der Kaskade. Der Einfluss der Kaskade ist sehr gut an dem Intensitätsverhältnis zwischen den beiden L-RR- und Lyman α -Linien zu erkennen. Die Rekombination in die L-Schale mit anschließendem Grundzustandsübergang beschreibt die Intensität der Lyman α -Strahlung bei weitem nicht. Dass dieses Intensitätsverhältnis bereits im Kühlerinneren divergiert, rührt von schnellen Kaskadenübergängen her, die auch in Experimenten am Gastarget immer wieder berücksichtigt werden müssen.

6.2 Schlussfolgerungen

Um den Ionenstrahl auf 15 MeV/u abzubremsen, ist es nötig, den Strahl umzubunchen, d.h. auf eine andere Harmonische der Umlauffrequenz zu setzen. Bei diesem Vorgang geht jedoch ein Teil des Strahls verloren. Daneben sind stark abgebremste Ionen sehr rekombinationsfreudig, weshalb das Vakuum in der Experimentieranlage eine entscheidende Rolle spielt. Die Kombination aus "rebunching" und schlechten Vakuumbedingungen hat bei diesem Experiment dazu geführt, dass nicht ausreichend Statistik für eine präzisere Bestimmung der 1s Lamb Verschiebung gesammelt werden konnte.

Da dieses Experiment allerdings vom Aufbau und der Datenauswertung her relativ einfach durchzuführen ist, sollte darüber nachgedacht werden, es bei einer Energie um 20 MeV/u zu wiederholen. Bis zu dieser Energie ist ein Rebunching nicht nötig, weshalb zum einen weniger Strahlverluste durch die Verlagerung auftreten und zum anderen der eigentliche Messzyklus schneller gestartet werden kann. In diesem Zusammenhang sollte ebenfalls überlegt werden, ob es möglich ist, schnellere Verfahrensmöglichkeiten für die Detektoren zu errichten. Mit den momentanen Installationen dauert das Einfahren der Detektoren etwa 15 Sekunden. Die Vakuumbedingungen im ESR sind nach Reparaturen wieder auf ihrem ursprünglichen Niveau ($\approx 3 \cdot 10^{-11}$ oder besser), was zusätzlich zur Verlängerung der Strahllebensdauer beitragen wird.

Die eingangs erwähnte quasi-dopplerfreie Spektroskopie konnte leider nicht getestet werden, da der 180°-Detektor während der Messung keine verwendbaren Daten geliefert hat. Es hat Schwierigkeiten mit den "Pulsed Optical

Feedback“ Vorverstärkern dieses Detektors gegeben. In seiner Messposition am Kühler hat der Detektor außerdem sehr empfindlich auf die elektromagnetischen Felder in der Kühlerumgebung reagiert. Vor allem der Hauptsolenoid des Kühlers verursacht ein starkes Störsignal, welches eine sinnvolle Datenaufnahme verhindert. Diese Störung wird durch einen Erdschluss hervorgerufen, der sich nur durch einen nahezu vollständigen Ausbau des Kühlers beheben lässt. Da sich diese Felder nicht vermeiden lassen, muss vor einem weiteren Experiment am Kühler frühzeitig über eine geeignete Abschirmung der Feldern nachgedacht werden.

Kapitel 7

1s Lamb Verschiebung in Pb^{81+} am Gastarget

Auch für Experimente am Gastarget gibt es technische Weiterentwicklungen, die hochpräzise Messungen des Grundzustandes ermöglichen sollen. Solche verbesserte Apparaturen sind Röntgen-Kristallspektrometer [126] und Mikrok calorimeter [127, 128]. Kristallspektrometer haben im Vergleich zu Germaniumdetektoren eine deutlich bessere Energieauflösung (Abb. 7.1): FWHM < 100 eV im Bereich von 60 keV. Dafür ist ihre Nachweiseffizienz mit 10^{-8} im Vergleich zu 10^{-4} viel geringer. Außerdem sind Kristallspektrometer jeweils auf einen geringen Energiebereich beschränkt, weshalb für unterschiedliche Energiebereiche verschiedene Spektrometer-Typen zum Einsatz kommen. Während das in Kapitel 5 vorgestellte Spektrometer auf niedrige Energien um 4 keV ausgelegt ist, kann das nachfolgend beschriebene Spektrometer Photonen in einem Energiebereich von 60 keV detektieren. Deshalb ist es zur Vermessung von Grundzustandsübergängen bestens geeignet.

Im März 2006 ist eine Kombination aus einem präzisen Röntgen-Kristallspektrometer mit neuartigen leistungsstarken orts- und energieauflösenden 2dimensionalen-Germaniumdetektoren in einem Experiment mit Pb^{82+} am Experimentierspeicherring (ESR) getestet worden.

7.1 Kristallspektrometer

FOCAL ist der Name eines an der GSI entwickelten Röntgenspektrometers, das im "*FO*cusing*C*ompensated*A*symmetric*L*aué" Modus arbeitet. Der

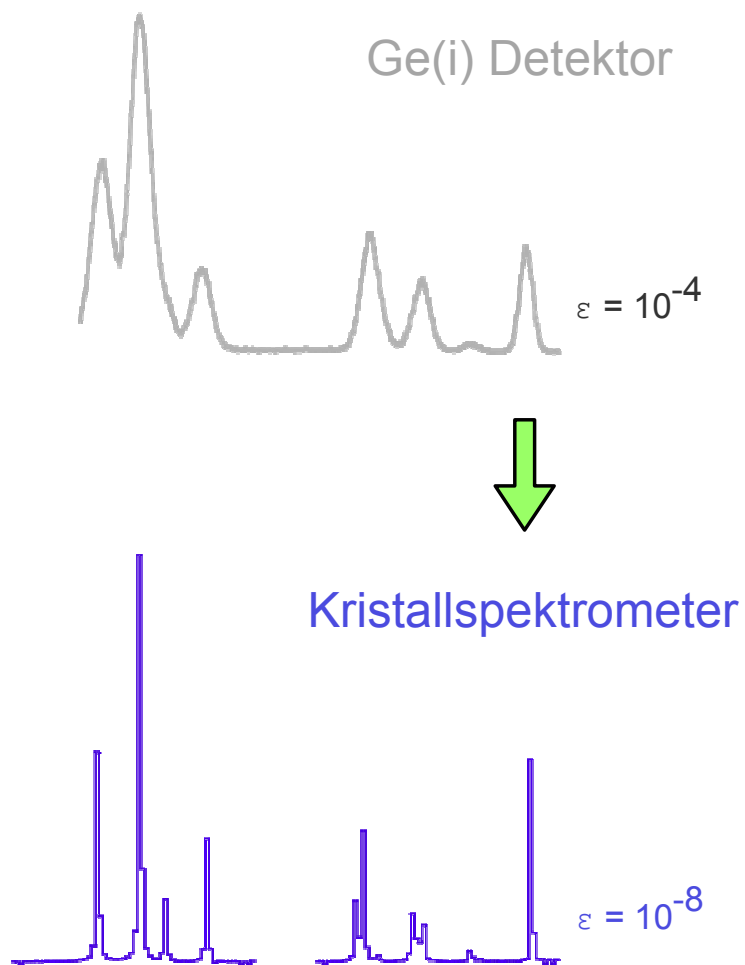


Abbildung 7.1: Vergleich der experimentellen Auflösung normaler Germaniumdetektoren zu einem Kristallspektrometer.

Aufbau von FOCAL basiert auf einer modifizierten Chauchoisgeometrie, welche das Spektrometer für Messungen mit schnellen Ionenstrahlen optimiert. Bei einer Standard-Cauchoisgeometrie wird eine Röntgenquelle auf der konvexen Seite eines zylindrisch gebogenen Kristalls platziert. Dieser Aufbau sorgt dafür, dass der an einer Kristallebene reflektierte Strahl nicht auf der Einfall-, sondern der gegenüberliegenden Seite austritt. Dies nennt man auch Transmissions- oder Laue-Messung. Da die zu untersuchenden Linien in einem Energiebereich von 50 keV bis 100 keV liegen, was einer Wellenlänge von 25 pm bzw. 12 pm entspricht, ist eine Transmissionsmessung in diesem Fall vorteilhafter, denn solch kleine Wellenlängen haben auch dementsprechend kleine Bragg-Winkel. Dies lässt sich der nachfolgend dargestellten Bragg-Laue-Gleichung entnehmen:

$$2 \cdot d \cdot \sin\theta = \lambda \quad (7.1)$$

d ist die Kristallgitterkonstante, θ der Bragg-Winkel und λ die Wellenlänge der Strahlung. Aus dieser Gleichung ist weiterhin abzulesen, dass langwelligere Röntgenstrahlung bei größeren Winkeln gebeugt wird, weshalb sie weiter von der optischen Achse entfernt auf den Detektorkristall trifft als kurzwelligere Strahlung. Daraus ergibt sich die hohe spektrale Auflösung. Diese Auflösung hängt ihrerseits vom Abstand s zwischen Quelle und Kristall und dem Krümmungsradius R des Kristalls ab [126]:

$$t_x = \frac{R \cdot s}{R + s} \cdot \frac{\lambda}{2d} \quad (7.2)$$

Zuvor durchlaufen alle Wellenlängen den sogenannten *polychromatischen Focus*, der den ersten Term in Gleichung 7.2 darstellt [126]:

$$f = \frac{R \cdot s}{R + s} \quad (7.3)$$

Durch Schlitze, die vor und hinter dem Fokus platziert werden, kann eine erste Selektion der Wellenlängen und somit der Energien vorgenommen werden. Auf diese Weise wird der Untergrund deutlich reduziert.

Wird ein ortsempfindlicher Germaniumdetektor in einer dem Krümmungsradius entsprechenden Entfernung aufgestellt, bietet das FOCAL-Spektrometer eine Energiedispersion von etwa 1,63 mm/keV. Dies bedeutet, zwei Spektrallinien mit einer Energiedifferenz von 1 keV erscheinen auf der Detektorebene in einem Abstand von 1,63 mm.

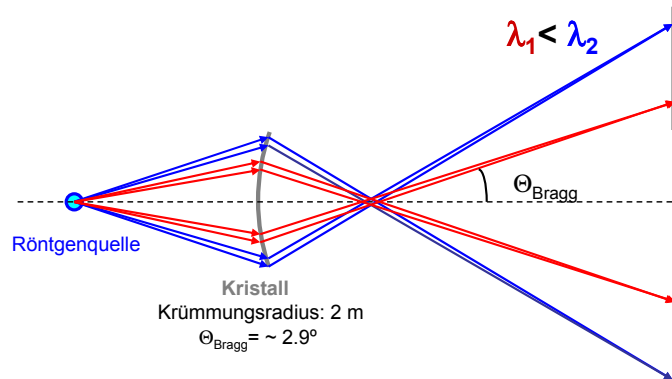


Abbildung 7.2: Skizze des Spektrometeraufbaus und der Strahlengänge.

Zur Steigerung der Effizienz des Spektrometers auf 10^{-8} wird die Gitterebene des Kristalls um einen Asymmetriewinkel χ zur Oberfläche geneigt. Durch eine entsprechende Korrektur der Quellposition um den gleichen Winkel wird die Symmetrie des Systems wieder hergestellt. Solch ein asymmetrischer Kristall verbreitert die Reflexionskurve der Strahlung. Dies führt zu einer höheren Effizienz allerdings bei geringerer Orts- bzw. damit verbundener schlechterer Energieauflösung. An dieser Stelle ist deshalb ein Kompromiss zwischen beiden Faktoren zu finden. Für den FOCAL-Kristall ist ein Asymmetriewinkel von 2° annehmbar, weitere Details sind in [126] zu finden.

Eine stationäre Eichquelle kann in 300 mm Entfernung zum Kristall in die optische Achse eingefahren werden. Hierzu ist eine spezielle Verfahrmimik angebracht. Zur Eichung wird eine ^{169}Yb -Quelle verwendet. Diese besitzt eine starke γ -Linie bei 63,12 keV und mehrere Röntgenlinien im Bereich von 60 ± 3 keV. Wird die Quelle nicht benötigt, kann sie in eine abgeschirmte Position gefahren werden. Das Spektrometer ist dann in der Lage, Photonen aus der Wechselwirkungskammer zu detektieren. Diese befindet sich in einem Abstand von 600 mm zum Kristall.

Am Gastarget des ESR erfahren die Wellenlängen der Photonen infolge des Doppler-Effekts eine winkelabhängige Verschiebung. Da bei einem Experiment ein endlicher Bereich an Beobachtungswinkeln abgedeckt ist, führt dies zu einer Linienverbreiterung. Bei einem Kristallspektrometer kann die Geometrie nun derart gewählt werden, dass die unerwünschte Linienverbreiterung auf Grund der Doppler-Transformation unterdrückt wird. Die Röntgenlinie wird dann als leicht geneigte Linie ohne Dopplerverbreiterung

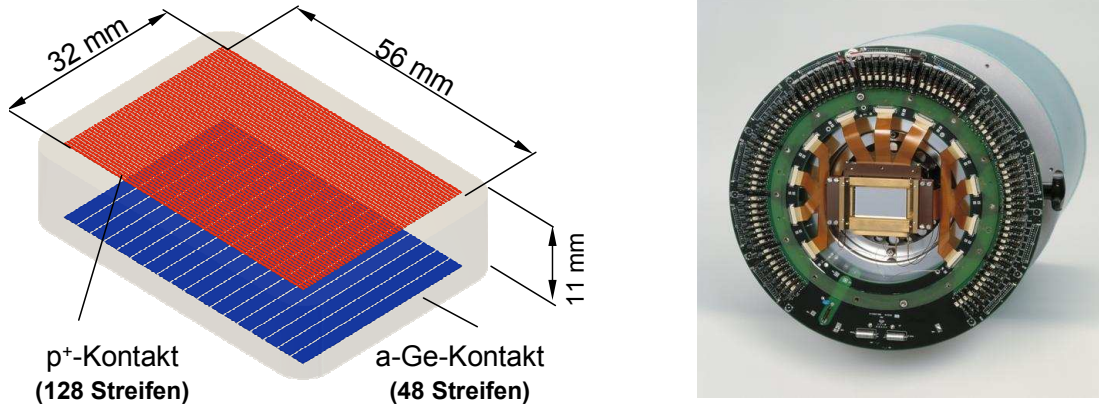


Abbildung 7.3: Schematische Darstellung des Kristalls und Bild des 2D-Germaniumdetektors.

abgebildet. Die Neigung resultiert aus der Wellenlängenabhängigkeit des Eintrittswinkels der Photonen auf den Spektrometerkristall. Damit eine exakte Ausrichtung des Detektors zum Reflex des Kristallspektrometers erreichbar wird, wird die zweidimensionale Ortsauflösung benötigt. Um diese Neigung auf dem 2D-Detektorbild auszugleichen, ist der Detektor während des Experiments im März 2006 verkippt worden. Als Folge davon erscheinen die Kalibrationsspektren mit einer Neigung.

7.2 Streifendetektoren

Zur Verbesserung der Experimentiertechniken sind auch neuartige Detektionssysteme zwingend erforderlich, denn das Spektrometer sorgt zwar für eine hohe spektrale Auflösung, kann aber selbst keine Strahlung detektieren. Mit einfachen Germanium-Detektoren kann pro Zeiteinheit immer nur ein Reflex aufgenommen werden, weswegen in aufeinander folgenden Messungen der gesamte Energiebereich schrittweise abgetastet werden muss. Durch die geringe Spektrometereffizienz ergeben sich daraus jedoch sehr lange Messreihen. Solch lange Strahlzeiten sind am ESR nicht realisierbar, weshalb ein System benötigt wird, mit dem mehrere Reflexe gleichzeitig gemessen werden können.

In Kooperation mit dem Detektorlabor im Forschungszentrum Jülich, jetzt *Semikon Detector GmbH*, ist ein 2D-Microstrip-Germaniumdetektor mit 128 Streifen auf der Vorder- und 48 Streifen auf der Rückseite entstanden [129]. Die Vorderseitenstreifen haben eine Teilung von $250\ \mu\text{m}$ mit einer Streifenbreite von etwa $220\ \mu\text{m}$. Auf der Rückseite erfolgt die Teilung in $1167\ \mu\text{m}$ Schritten. Um diese Separation zu erreichen, werden die Streifen in den hochreinen Germaniumkristall geätzt. Dies geschieht mit der sogenannten Plasmaätzmethode. Vorder- und Rückseitenstreifen sind senkrecht zueinander angeordnet. Während die Streifen vorne längs der 56 mm langen Kante verlaufen, erstrecken sich die hinteren Streifen parallel zur 32 mm breiten Kante. Durch die feine Segmentierung der Vorderseite besitzt der Detektor eine hohe Ortsauflösung. Daneben wird jeder der 176 Streifen als Einzelgermaniumdetektor mit einer Energieauflösung von 1,2 keV ausgelesen. Daraus ergibt sich die Möglichkeit, bei der Datenanalyse auch mit Energie- und Zeitbedingungen arbeiten zu können. Für Spektroskopieexperimente ist diese Tatsache essentiell, da die Zählraten üblicherweise im Bereich weniger Ereignisse die Stunde liegen und somit eine hohe Zahl an Untergrundereignissen die Spektren verfälscht. Um eine möglichst hohe Ortsauflösung zu erlangen, wird der Detektor so orientiert, dass die schmalen Streifen horizontal liegen. Durch die Segmentierung des Detektors ist es nicht mehr nötig, entlang der Dispersionsachse zu scannen. Dadurch kann in einem gegebenen Zeitfenster deutlich mehr Statistik gesammelt werden. Da das spektrale Auflösungsvermögen des Spektrometers sehr hoch ist, spielt die Ortsauflösung des Detektors eine entscheidende Rolle. Die Energieauflösung wird bei diesem Experiment über die Streifenbreite des Detektors definiert. Mit einer Breite von $250\ \mu\text{m}$ entspricht sie einer Energie ΔE von etwas unter 200 eV. Für das Experiment wird der Detektor auf einer fahrbaren Plattform positioniert. Zum Zeitpunkt des FOCAL-Experiments im März 2006 ist eine Hälfte der vorderen Streifen angeschlossen gewesen. Diese Verkabelung deckt eine Fläche von $16 \times 56\ \text{mm}$ ab, was einem Energiebereich ΔE von etwa 10 keV entspricht - dies ist zur Detektion aller interessanten Linien ausreichend.

7.3 FOCAL - Daten

Infolge der Tatsache, dass das FOCAL-Experiment ein erstes Testexperiment der Kombination aus Spektrometer und 2D-Detektor gewesen ist, erfolgt die Auswertung in dieser Arbeit unter dem Aspekt, das Zusammenspiel aus Spek-

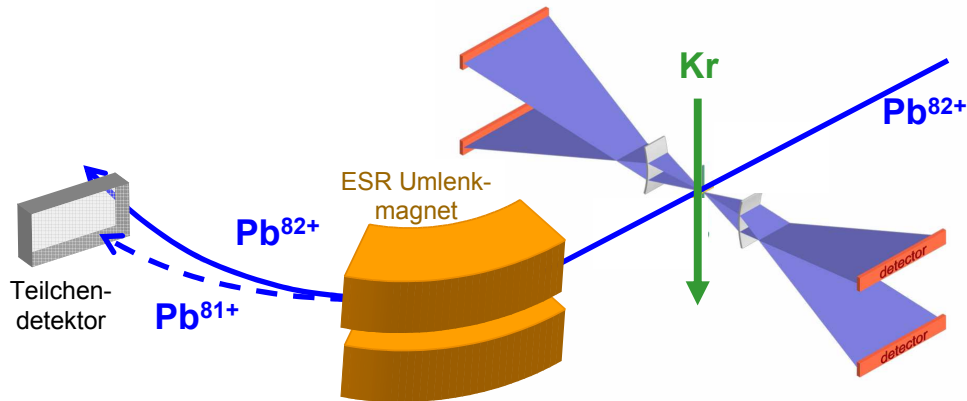


Abbildung 7.4: Schematische Darstellung des FOCAL-Aufbaus am Gastarget des ESR.

trometer und Detektor zu untersuchen. Neben der reinen Datenaufnahme ist dabei zu überprüfen, inwieweit die Stabilität des Detektors relativ zum Spektrometeraufbau gegeben ist und ob die Ortsauflösung des Detektors für eine Hochpräzisionsmessung ausreicht. Zunächst werden die Ergebnisse der Pb^{82+} Messung vorgestellt, anschließend werden die systematischen Ungenauigkeiten diskutiert.

In Abbildung 7.5 wird der große Einfluss der Bedingungen auf das Spektrum gezeigt. Im ersten Bild sind alle Ereignisse zusammengefasst, die während des Experimentes aufgenommen worden sind. Durch die geringe Statistik können die wahren Ereignisse kaum vom Untergrund unterschieden werden. Im zweiten Bild werden nur noch die Ereignisse im Spektrum dargestellt, die in Koinzidenz mit einem umgeladenen Teilchen nachgewiesen worden sind, also eine gewisse Zeitbedingung erfüllen. Das letzte Bild zeigt nur noch die Ereignisse, die im zuvor genannten Zeitfenster liegen und zusätzlich Energien im Bereich zwischen 58 keV und 63 keV aufweisen. Abbildung 7.6 zeigt die Projektion des untersten Bildes auf die y-Achse.

Es zeigt sich, dass die Ereignisse der $Ly\alpha_2$ -Linie in genau einem Streifen liegen. Aufgrund mangelnder Messpunkte ist es daher nicht möglich, den Schwerpunkt der Linie über eine Fitfunktion genau zu bestimmen; es kann nur eine Abschätzung auf dem Niveau der Streifenbreite gegeben werden. Bei der zur Auswertung wichtigeren $Ly\alpha_1$ -Linie verteilt sich die Intensität zwar auf zwei Streifen, allerdings geschieht dies nicht gleichmäßig über den ganzen

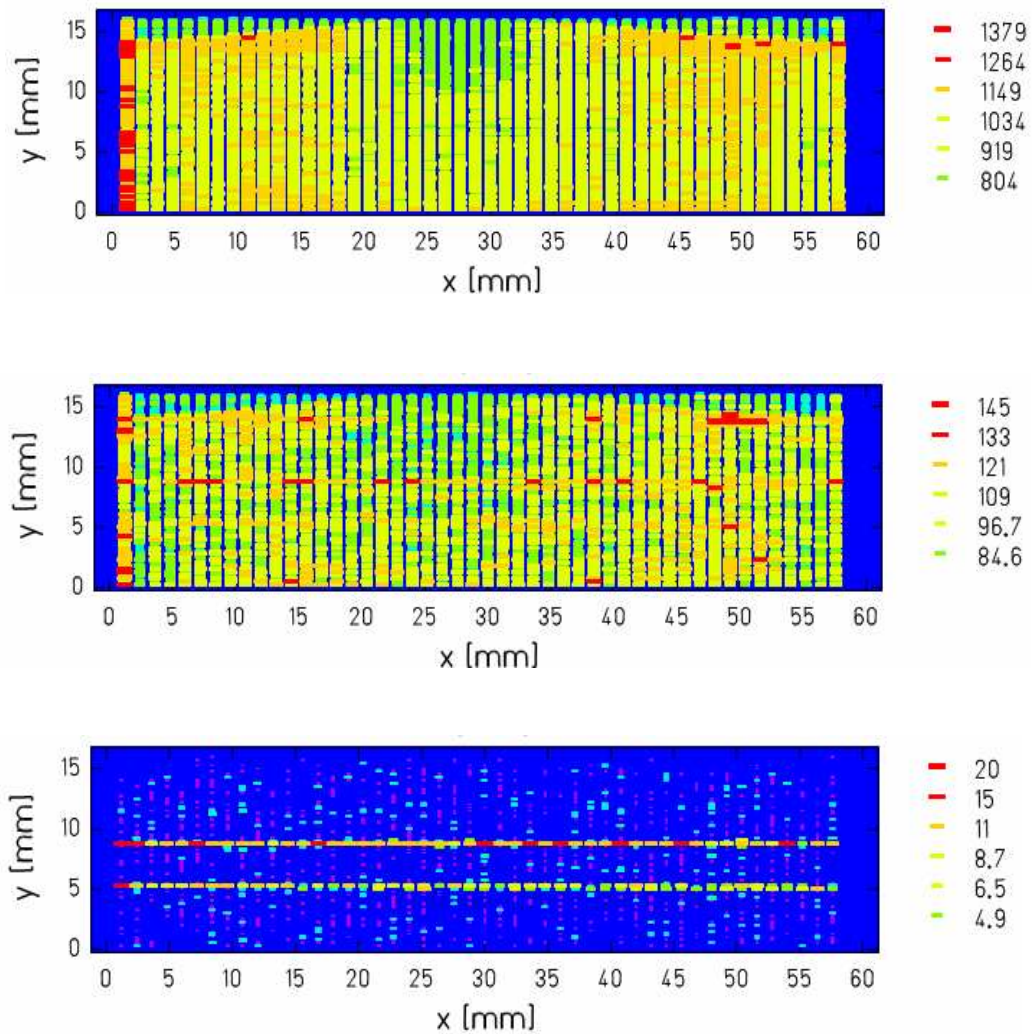


Abbildung 7.5: Darstellung des gemessenen Spektrums der Lyman α -Linien mit dem 2D-Germaniumdetektor unter Verwendung verschiedener Bedingungen.

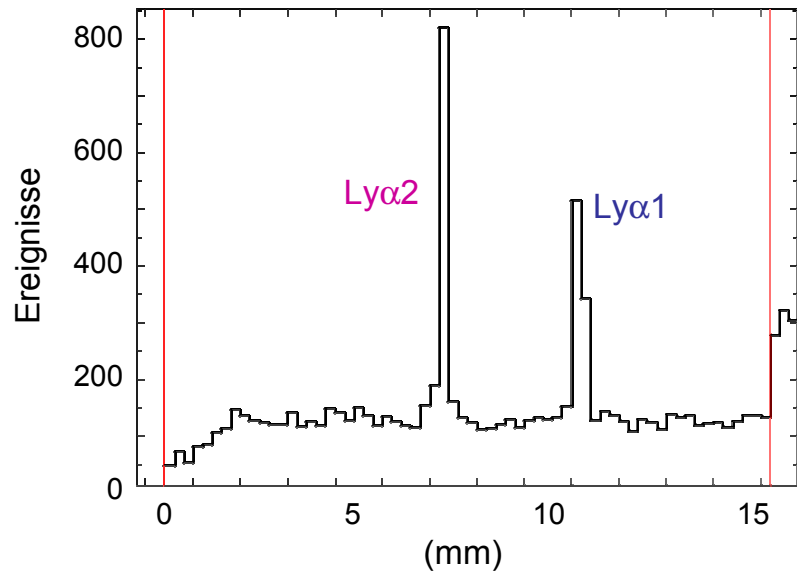


Abbildung 7.6: *Projektion des Spektrums mit Energie- und Zeitbedingung auf die y-Achse (= Dispersionsachse).*

Kristall. Wegen einer geringen Neigung der Linie teilen sich die Ereignisse nur bei einem Teil der rückseitigen Streifen auf zwei benachbarte Streifen auf (vgl. Abb. 7.5). Daher kann auch bei dieser Linie keine präzise Energiebestimmung vorgenommen werden. An diesem Beispiel zeigt sich aber deutlich, wie wichtig die zweidimensionale Auflösung des Detektors ist. Nur so kann eine Aussage darüber getroffen werden, in welchem Winkel bzw. mit welcher Neigung der Reflex auf die Streifen des Detektors trifft.

7.3.1 Bewegung der Detektoren

Da es sich bei dem FOCAL-Experiment um ein Hochpräzisionsexperiment handelt, muss während des gesamten Experimentes die Stabilität des Aufbaus kontrolliert werden. Dazu werden in regelmäßigen Abständen Eichungen durchgeführt und die Position der Detektorplattformen abgelesen. Aus den Daten der Detektorplattformen kann eine Grafik der Detektorbewegung über den Zeitraum des Experiments erstellt werden, siehe Abb.7.7. Dabei ist zu erkennen, dass der Detektor regelmäßige Bewegungen nach oben und unten vollführt. Während die Abwärtsbewegung kontinuierlich erfolgt, gibt

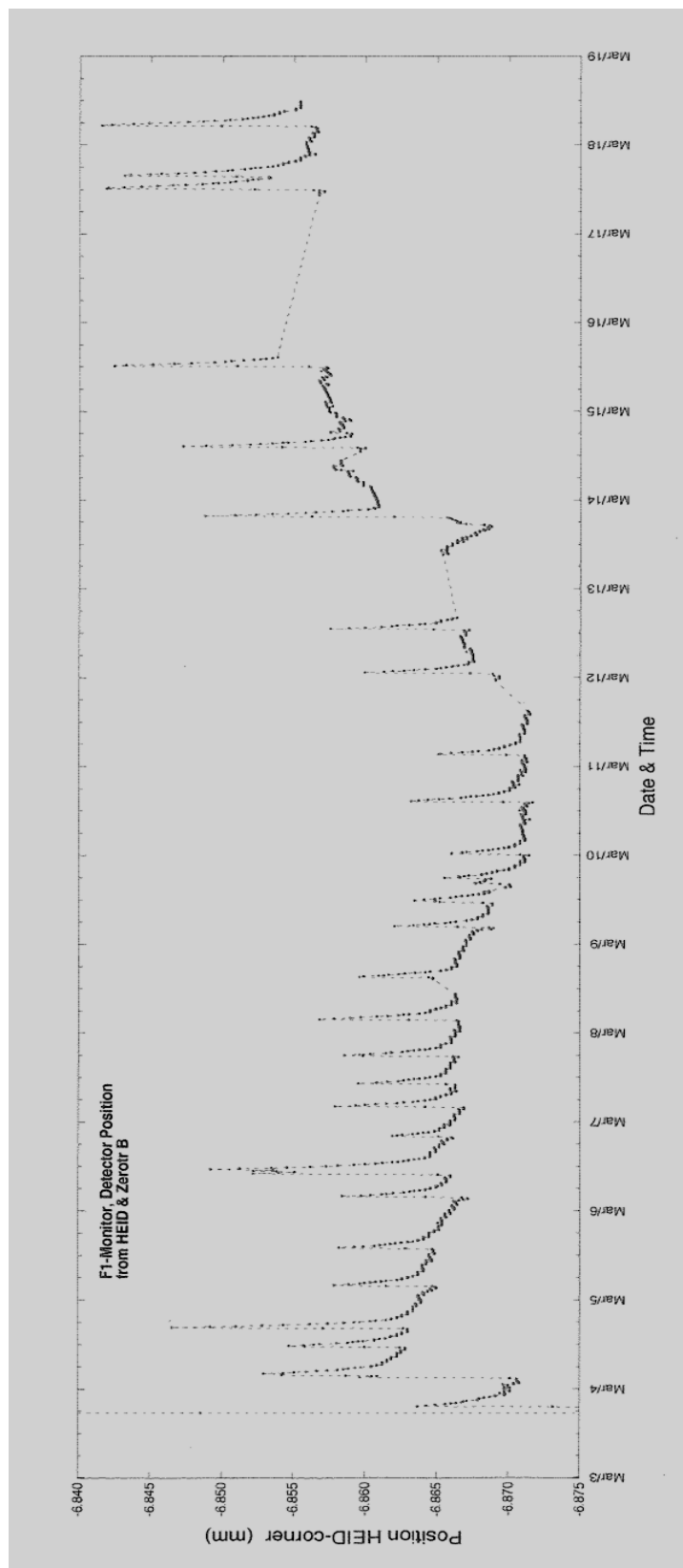


Abbildung 7.7: Bewegung des Detektors als Folge der Stickstofffüllung.

es anschließend eine scharfe Kante nach oben. Ein Vergleich mit den im Laborbuch notierten Stickstofffüllungen ergibt, dass sich jede dieser Kanten einem Füllvorgang zuordnen lässt. Demnach entspricht der Kurvenabfall dem verdampfenden Stickstoff aus dem Dewar. Zwischen zwei Füllungen bewegt sich der Detektor im Mittel etwa $10\mu\text{m}$, über den gesamten Zeitraum sind Schwankungen um etwa $20\mu\text{m}$ zu beobachten. Daraus resultiert eine Verschmierung der Linie um 7,5 bzw. 15 eV. Dieses Ergebnis deckt sich mit den Resultaten aus den Kalibrationsdateien. Kalibrationen sind unabhängig vom Füllzyklus aufgenommen worden, zeigen aber ähnliche Schwankungen. Allerdings bewegt sich die Linie dabei über einen Bereich von 0,15 Streifen $\hat{=} 30\mu\text{m}$.

Im Anschluss an das Experiment ist zur Überprüfung der Linearität der Detektor in $20\mu\text{m}$ Schritten mit einem Schrittmotor entlang der Dispersionsachse verfahren worden. In den Abbildungen 7.8 und 7.9 sind die Ergebnisse dieses Scans gezeigt. Auf der x-Achse ist die Entfernung von der Ausgangsposition aufgetragen, die durch das Verfahren des Schrittmotors vorgenommen wird. In Abb. 7.8 wird diese mit der Positionsanzeige an der Detektorplattform verglichen, während in Abb. 7.9 der gemessene Schwerpunkt des Reflexes auf dem Detektor dargestellt ist. Obwohl der Verlauf nicht vollständig linear ist, lässt sich doch eine deutliche Korrelation zwischen der Auslenkung und den daraus resultierenden Positionsveränderungen erkennen. Bei einer Auslenkung von $300\mu\text{m}$ hat sich die Plattform um $300\mu\text{m}$ von $-188,40\text{ mm}$ auf $-188,10\text{ mm}$ bewegt, im Detektor hat sich der Schwerpunkt ebenfalls um etwa einen Streifen verschoben.

Weiterhin ist erkennbar, dass die Positionsauslese an der Plattform einen ähnlichen Verlauf aufweist wie die Positionsbestimmung mit dem Detektor. Zu Anfang des Scans hat sich die Plattform nicht gleichmäßig nach oben bewegt, sondern zunächst nur an der Seite, an der der Schrittmotor angegriffen hat. Daher gibt es dort einen kleinen Sprung. Der Einbruch bei $300\mu\text{m}$ ist durch die zu diesem Zeitpunkt erfolgte Stickstofffüllung zu erklären.

Nach der Diskussion der Ergebnisse zur mechanischen Stabilität der Detektorposition, widmet sich der nächste Abschnitt Maßnahmen zur Verbesserung der Ortsauflösung des Detektors.

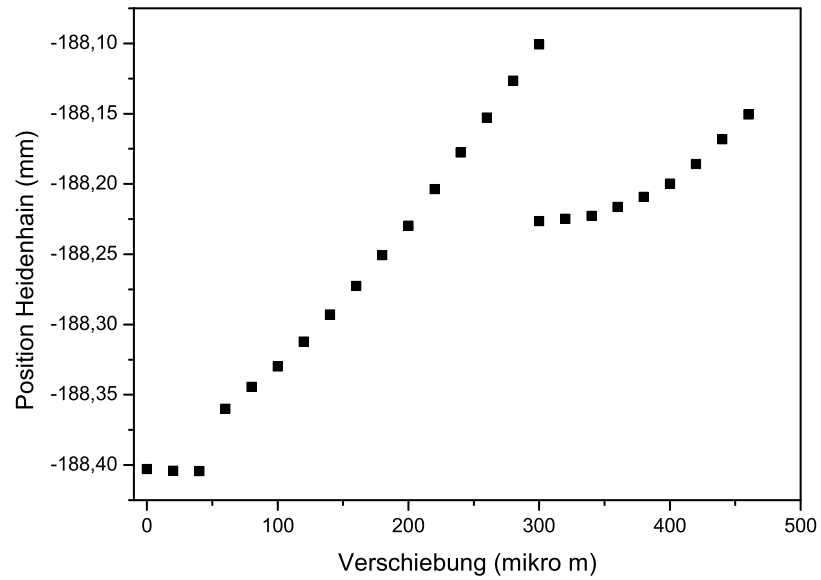


Abbildung 7.8: Die an der Plattform angezeigte Detektorposition aufgetragen gegen den verfahrenen Wert.

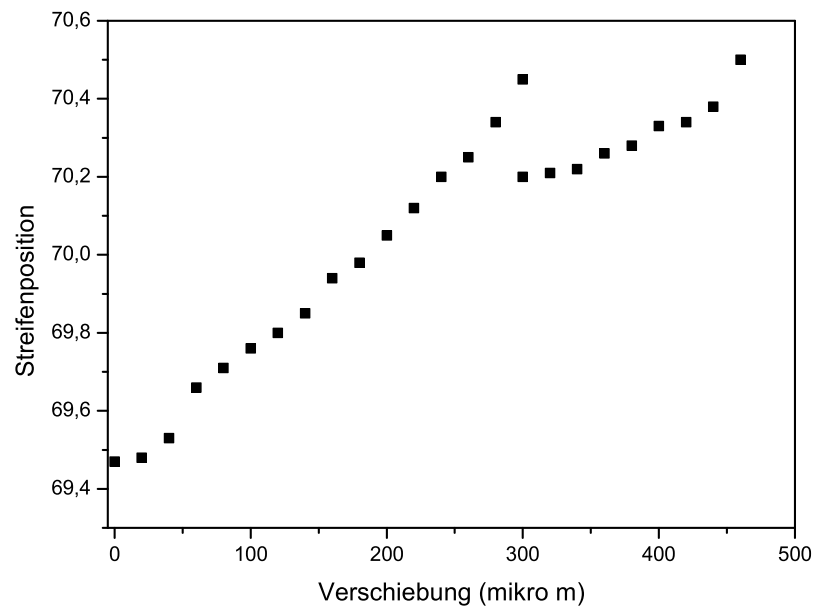


Abbildung 7.9: Die mit dem Detektor gemessene Position im Vergleich zu dem verfahrenen Wert.

7.3.2 Ortsauflösung des Detektors

Eichspektren sind vor und während des Experimentes aufgenommen worden. Sie unterscheiden sich darin, dass die Spektren vor dem Experiment mit einem nicht verkippten Detektor aufgenommen worden sind und einen Energiebereich von 49 bis 53 keV der ^{169}Yb -Kalibrationsquelle abdecken. Während des Experimentes sind die Spektren mit einer Verdrehung von 1,57 Grad aufgenommen worden und decken den Energiebereich von 57 bis 63 keV ab.

Jeder Rückseitenstreifen kann einzeln ausgewertet werden. Daraus ergibt sich die Möglichkeit, nicht das gesamte 2D-Spektrum auf die Dispersionsachse projizieren zu müssen. Vielmehr kann pro Rückseitenstreifen ein Zählerspektrum (Histogramm) der vorderen Streifen dargestellt werden, welches deutlich sauberer ist.

Verkippte Spektren

Zunächst werden die Kalibrationsspektren besprochen, die eine Verkipfung aufweisen. In diesen verläuft die Linie über mehrere Streifen hinweg (Abb.7.10), woraus sich eine Möglichkeit ergibt, den Intensitätsverlauf entlang der einzelnen Streifen zu untersuchen. Um den Intensitätsverlauf der Spektrallinien auf den rückseitigen Streifen zu beobachten, sind die Bedingungen zur Erzeugung der Spektren so gesetzt worden, dass nur Ereignisse mit einer Energie zwischen 58 keV und 65 keV ins Spektrum einsortiert werden. Zu jedem Rückseitenstreifen wird ein Spektrum kreiert, das die 64 Vorderseitenstreifen als Zählerkanäle auf der x-Achse enthält. Auf der y-Achse wird die Intensität aufgetragen. Nach der Analyse werden alle Ereignisse (zur Erinnerung: sie erfüllen bereits eine Energiebedingung) in den Kanälen 64 - 75 aufsummiert und die Summe in Abhängigkeit der Rückstreifennummern in Abb. 7.11 oben dargestellt. Über den Bereich der Kanäle 64 - 75 erstreckt sich die untersuchte Kalibrationslinie. Aus Abbildung 7.11 lässt sich erkennen, wie die Intensität auf den Rückseitenstreifen variiert. Die Variation kommt zustande, indem die Kalibrationslinie einmal genau einen Vorderseitenstreifen trifft und ein anderes Mal zwischen zwei Vorderseitenstreifen liegt, weshalb die deponierte Energie aufgeteilt wird und deshalb den auferlegten Energiebedingungen nicht mehr genügt. Die Maxima können eindeutig den von der Kalibrationslinie überstrichenen Vorderseitenstreifen zugeordnet werden.

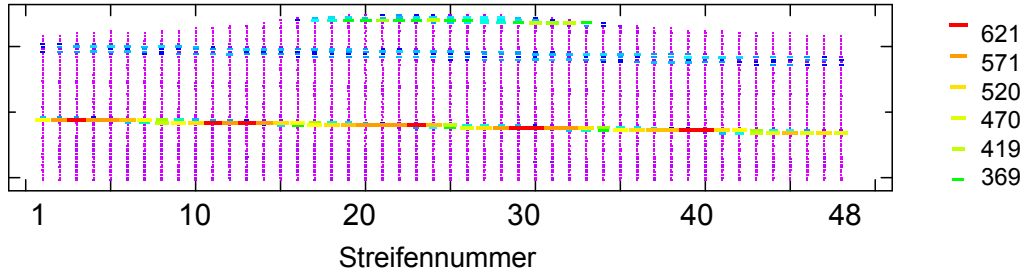


Abbildung 7.10: *2D Spektrum einer Eichung; durch die Verkippung des Detektors verläuft die Linie über mehrere Vorderseitenstreifen.*

Diese Intensitätsvariationen zeigen außerdem sehr deutlich, wie stark die Energiedeposition in einem Streifen von ihrem Auftreffpunkt abhängt. Selbst wenn die Linie mittig auf einem Streifen liegt, findet demnach keine vollständige Energiedeposition in diesem Streifen statt, vielmehr wird die Energie des einfallenden Photons mit einem benachbarten Streifen geteilt.

Bei der Datenanalyse können die Energiebedingungen zudem so gewählt werden, dass die Summe zweier benachbarter Streifen im gewünschten Energiebereich von 58 keV - 65 keV liegt. Auf diese Weise werden aufgeteilte Ereignisse rekonstruierbar. Der hierzu gehörige Intensitätsverlauf ist in Abb. 7.11 unten dargestellt. Es ist erkennbar, dass sich Intensitätsmaxima und -minima zwischen voller und geteilter Deposition abwechseln. Auch der kontinuierliche Anstieg und Abfall laufen wie zu erwarten gegensätzlich ab. Die Anzahl der geteilten Ereignisse liegt deutlich unter derjenigen mit voller Energieabgabe. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, dass die Fläche der Vertiefungen zwischen den Streifen deutlich geringer ist als die der Streifen selbst. In Abb. 7.12 werden die geteilten Ereignisse danach eingeordnet, welcher der beiden Streifen den höheren Anteil der Energie detektiert hat. Die Verteilung ist recht gleichmäßig. Innerhalb gewisser Grenzen ist es demnach möglich, die geteilten Ereignisse nicht nur zu rekonstruieren, sondern auch dem Streifen zuzuordnen, der den größeren Anteil gesehen hat. Allerdings handelt es sich bei diesen Daten um Kalibrationsspektren mit hoher Statistik und geringem Untergrund. Bei den reinen experimentellen Daten wird diese Zuordnung sehr schwierig werden, weil die zu erwartende Statistik sehr gering ist. Bei der Charakterisierung des Detektors mit Daten, die an der ESRF genommen worden sind, kann eine Ortsauflösung von etwa $25 \mu\text{m}$ erreicht werden. Al-

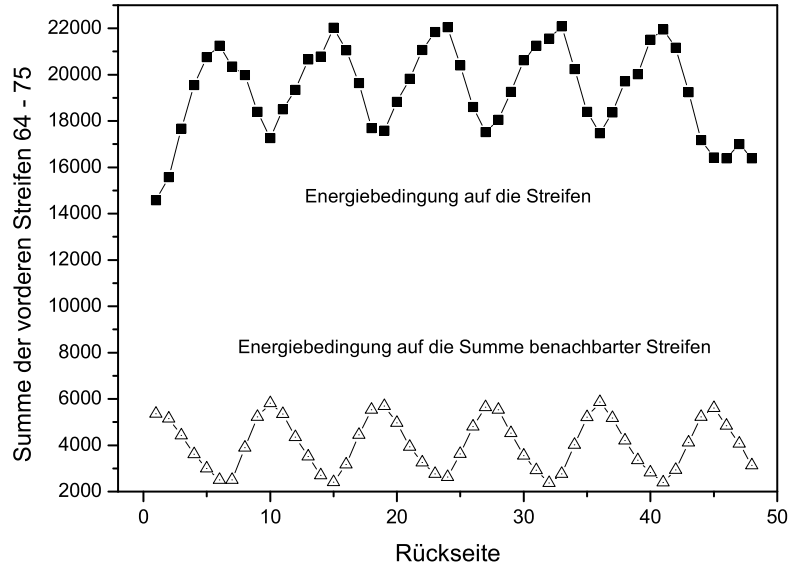


Abbildung 7.11: Gesamtzahl der Ereignisse im Bereich zwischen 58 keV und 65 keV auf (a) den einzelnen Rückseitenstreifen und (b) zwischen den Streifen.

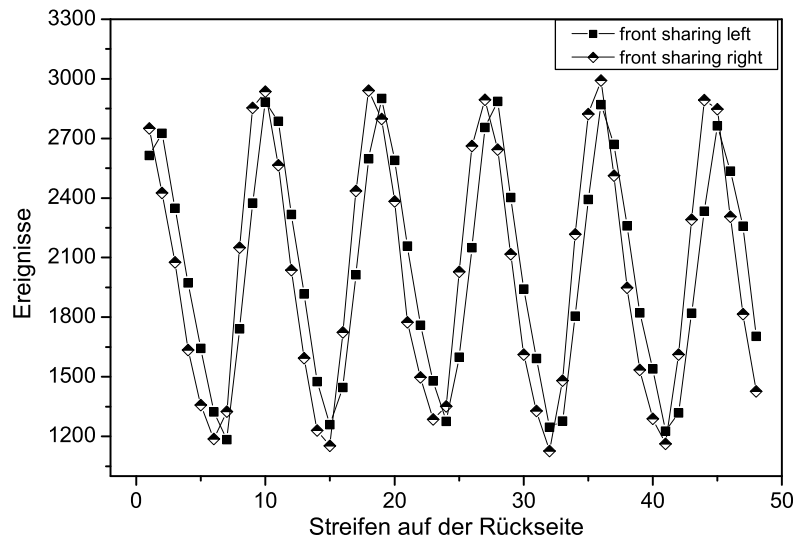


Abbildung 7.12: Ereignisse deren Energie auf zwei Streifen verteilt wurde; das Ereignis ist jeweils dem Streifen zugeordnet worden, in dem der größere Energieanteil deponiert worden ist.

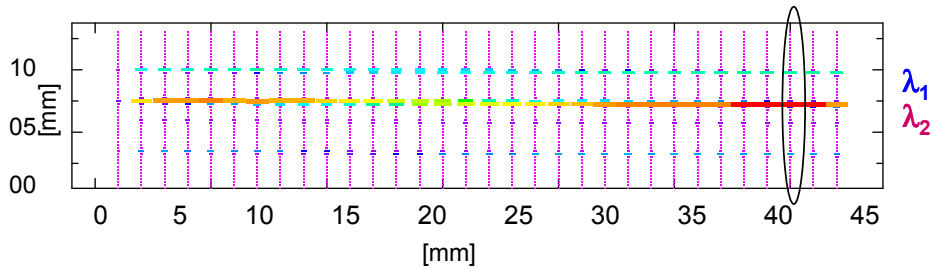


Abbildung 7.13: Vor dem Experiment aufgenommenes 2D Spektrum der Yb-Quelle.

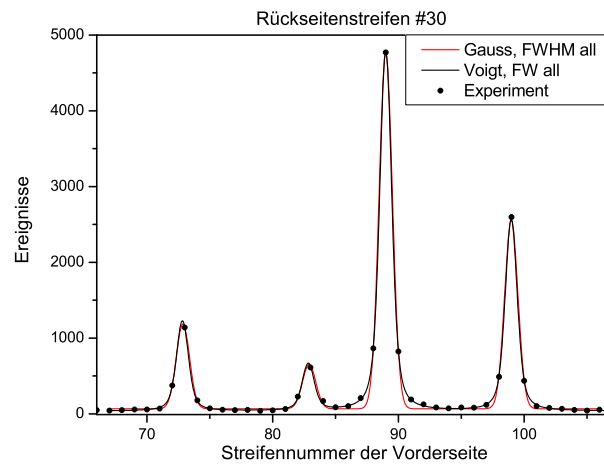
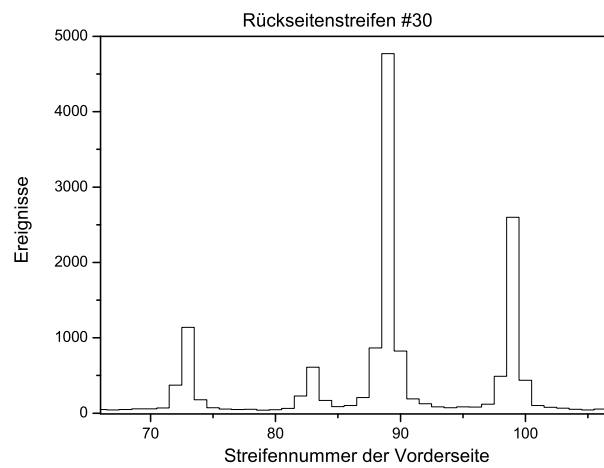


Abbildung 7.14: Oberes Bild: Histogramm der Vorderseite auf dem Rückseitenstreifen 30
 Unteres Bild: Fit eines Voigt- und eines Gaußprofils; die Punkte stellen die Mittelpunkte des obigen Balkendiagramms dar.

lerdings sind dazu etwa 10000 wahre Ereignisse pro Streifen nötig [130]. Der Anteil der geteilten Ereignisse variiert von 10% bis 35%, und zwar abhängig von der Stelle, an der die Linie auftrifft. Auch dieses Ergebnis deckt sich mit dem Ergebnis der Charakterisierung des Detektors.

Grundsätzlich zeichnet sich hier eine Möglichkeit ab, die Streifen des Detektors in kleinere Parzellen zu unterteilen. Dazu muss jedoch eine Methode gefunden werden, die Energieverteilung in den einzelnen Streifen zu rekonstruieren und mit einer Position in Verbindung zu bringen. Ein Ansatz dazu lässt sich dem Verlauf der Intensitäten in Abb. 7.11 entnehmen. Offensichtlich wird auf der Mitte eines Streifens die Energie beinahe vollständig in diesen abgegeben, zu den Rändern hin jedoch bereits mit dem benachbarten Streifen geteilt. Durch die Bestimmung dieses Aufteilungsverhältnisses sollte eine Zuordnung zu einer begrenzten Zone im Streifen möglich sein. Mit der momentanen Auflösung und Rauschschwelle des Detektors ist dies jedoch nur begrenzt erreichbar. Das Rauschlevel liegt bei den hier diskutierten Daten im Bereich von 5 keV. Somit können Ereignisse erst oberhalb einer Teilenergie von 6 keV wieder eindeutig rekonstruiert werden. Gerade zur Unterteilung um den Mittelpunkt des Streifens werden aber auch die Bruchstücke mit 5 keV oder weniger benötigt. Daneben können in die kleineren Segmente des Streifens nur solche Ereignisse einsortiert werden, die vorher im Streifen gelegen haben, weswegen dazu eine hohe Statistik notwendig ist. Ein anderer Lösungsansatz zu einer Sub-Streifenauslese liegt in einer veränderten Elektronikauslese. Sie soll bereits bei der Signalverarbeitung aufgrund der Signalform bestimmen können, in welchem Bereich des Streifens die Energie deponiert wurde.

Nichtverkippte Spektren

Vor dem Experiment sind einige Kalibrationsdateien ohne Verkipfung aufgenommen worden. Um einen Eindruck davon zu erhalten, welche Linienbreiten erwartet werden können, sind diese Dateien ebenfalls betrachtet worden. Dabei hat sich herausgestellt, dass die Linie nicht genau einen Streifen trifft, sondern geringfügig verschmiert ist. Aufgrund der geringen Neigung kann, wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, das Linienspektrum eines einzelnen Rückseitenstreifens untersucht werden. In den Abbildungen 7.13 und 7.14 sind das 2D-Spektrum, das Histogramm des einzelnen Rückseitenstreifens und der Fit mit einem Voigt-Profil gezeigt. Unter einem

Voigt-Profil versteht man eine Faltung aus einer Gauß- und einer Lorentzkurve. Sie wird für Linien verwendet, bei denen die experimentelle Auflösung (Gauß) mit der natürlichen Linienbreite (Lorentz) vergleichbar wird. Als Ergebnis dieses Fittes ergeben sich Linienbreiten von $\text{FWHM}_{\text{Gauß}}=0,85\pm 0,34$ und $\text{FWHM}_{\text{Lorentz}}=0,49\pm 0,29$, sie bedeuten Energien von 128 eV bzw. 74 eV. Damit liegt die Summe dieser beiden Breiten im Bereich der Ortsauflösung des Detektors. Es wird deutlich, die natürliche Linienbreite kann nicht vernachlässigt werden. Dies bedeutet: die Kombination aus Spektrometer und 2D-Detektor hat das Potential für eine hohe Energieauflösung.

7.4 Zusammenfassung und Verbesserungen

Einer der wichtigsten Ansatzpunkte zur Verbesserung der mechanischen Stabilität der Detektoren ist die Stickstofffüllung. Am vorteilhaftesten wäre hier eine kontinuierliche Füllung, um Gewichts- und damit Positionsunterschiede zu verhindern. Auch ein kontinuierliches Auslesen der Detektorplattformen erscheint angebracht, da sich hierüber die Position des Detektors bestimmen lässt. Zu diesem Zweck sind neue Plattformen gekauft worden, die eine sehr präzise und kontinuierliche Auslese ermöglichen. Außerdem muss diese Auslese mit der Datenaufnahme gekoppelt werden, damit bei der Analyse die entsprechende Detektorposition berücksichtigt werden kann.

Die Verkipfung des Detektors sollte so ausgerichtet werden, dass eine minimale Neigung erhalten bleibt. Die Projektion der Streifen könnte dann im Idealfall mit Voigt-Profilen gefittet werden. Das Bestehen dieser Möglichkeit zeigt sich, wenn Kalibrationsdateien betrachtet werden, die vor dem Experiment aufgenommen worden sind. Quelle und Detektor sind minimal gegeneinander verkippt, die Linien verlaufen gerade über zwei Streifen. Eine Projektion dieser Streifen kann nicht gefittet werden, da einer der beiden vorderen Streifen über mehr Rückseitenstreifen belichtet wird und somit die Intensität in diesem Streifen höher ist. Da die Kalibrationsspektren sehr viel Statistik beinhalten, ist es hierbei möglich, selektiv einen Rückseitenstreifen zu betrachten. Diese selektive Betrachtung ist sicherlich am vorteilhaftesten, denn so können geometrische Effekte besser kontrolliert werden als bei einer Projektion aller Streifen. Solch ein Effekt ist z.B. die bogenförmige Linienform aufgrund des Kristallkrümmungsradius; durch den großen Krümmungsradius von 2 m ist dieser Effekt hier jedoch sehr gering [131]. Während des Ex-

perimentes wird aufgrund der geringen Statistik die Summe aller Streifen benötigt. Daher sollte ein Kompromiss zwischen der Projektion auf genau einen Streifen und der auf zwei Streifen gefunden werden. Am besten wäre es, die Linie so zu positionieren, dass sie genau einen Streifen überstreicht. Die Hauptintensität müsste zunächst zwischen zwei Streifen (a & b) liegen, dann mit einer sehr geringen Neigung über einen Streifen (b) verlaufen und am anderen Ende wieder zwischen zwei Streifen (b & c) enden.

Nicht nur die künstliche Verbreiterung der Linie stellt einen Ansatzpunkt zur Verbesserung der experimentellen Auflösung dar. Wie bereits erwähnt, wird die Ortsauflösung durch die Breite eines Streifens festgelegt. Aufgrund der geringen Statistik erscheint eine verbesserte Ortsauflösung über die Zuordnung von aufgeteilten Ladungen nur schwer erreichbar. Somit besteht ein weiterer und wichtiger Ansatz darin, über eine sogenannte DSP-Auslese [132] des Streifens festzustellen, an welcher Stelle der Streifen getroffen worden ist. Hiermit könnte eine feinere Segmentierung erreicht werden, die eine besser Orts- und damit Energiebestimmung ermöglicht. Vielleicht können dabei sogar stetige Intensitätsverluste beobachtet werden, die das anschließende Fitten der Daten erleichtern bzw. verbessern.

Kapitel 8

Alternative Methoden zur Bestimmung der 1s Lamb Verschiebung

Zum Abschluss der Diskussion über Experimente bzw. experimentelle Techniken zur Bestimmung der Lamb-Verschiebung auf dem Niveau von einem Elektronenvolt, möchte ich im folgenden Abschnitt zwei weitere Methoden vorstellen. Zunächst wird auf die Technik der Mikrokalorimetern eingegangen. Zwei dieser Mikrokalorimeter sind bereits am ESR getestet worden, jeweils eines parallel zu einer der beiden FOCAL-Strahlzeiten. Im Anschluss daran wird eine Simulation zu einem Absorptionskantenexperiment beschrieben. Dabei wird eine experimentelle Möglichkeit untersucht, die sich aus der Kombination der 2D Detektoren mit einem neuen, dünneren Gastarget ergibt.

8.1 Mikrokalorimeter

Anfang der 80er Jahre des vergangenen Jahrhunderts begann eine Gruppe von Astrophysikern der NASA am Goddard Space Flight Center [128] Mikrokalorimeter (damalige Bezeichnung: *thermische Detektoren*) als Röntgenspektrometer zu verwenden. Die größte Motivation für die Entwicklung von kryotechnischen Kalorimetern beruht auf der Tatsache, dass diese eine hohe Auflösung und Nachweisempfindlichkeit bieten und im Gegensatz zu Kristallspektrometern zusätzlich noch einen ausgedehnten Energiebereich

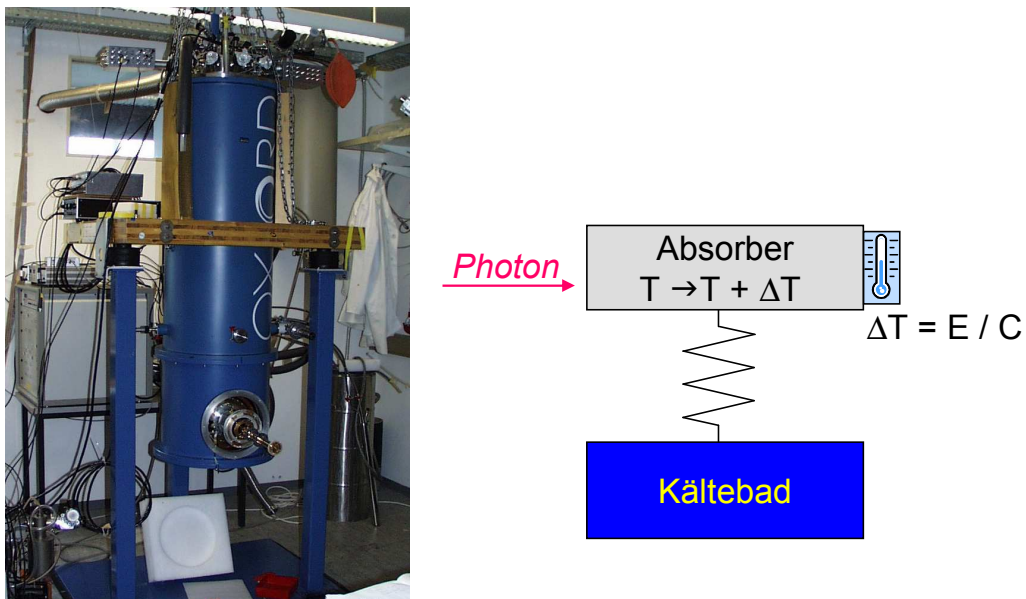


Abbildung 8.1: *Bild und schematische Darstellung zum Aufbau eines Kalorimeters [133].*

abdecken können. Prinzipiell kann solch ein Kalorimeter aus jedem Material konstruiert werden, das nach der Absorption eines einzelnen Photons eine merkbare Temperaturerhöhung erfährt. Damit die Temperaturänderung nachweisbar wird, muss das Material eine möglichst geringe Wärmekapazität besitzen. Idealerweise sollte eine durch ein Photon verursachte Temperaturerhöhung oberhalb des thermischen Rauschens liegen, welches durch Energieaustausch zwischen Detektor und Wärmebad zustande kommt. Der Absorber ist an ein Wärmebad gekoppelt, an welches die deponierte Energie über eine thermische Verbindung abgeführt wird, siehe Abb.8.1.

Im Allgemeinen besteht der Absorber eines Kalorimeters aus einem Material mit hoher Kernladungszahl Z ; wie etwa Halbmetalle, Halbleiter mit geringer Bandlücke oder Supraleitern. Betrieben werden solche Geräte bei Temperaturen deutlich unterhalb von 100 mK [128], weil die Wärmekapazität C stark von der Temperatur des absorbierenden Materials abhängig ist. Je niedriger die Temperatur, desto niedriger die Wärmekapazität. Die durch das Phonon verursachte Temperaturerhöhung wird über die Relation $\Delta T = E/C$ in eine bestimmte Energie umgewandelt, weshalb eine kleine Wärmekapazität einen höheren Temperaturanstieg mit sich bringt. Dies wiederum führt zu genaueren Messergebnissen. Es werden Energieauflösungen von 5eV bei 4keV und

30eV bei 35keV erreicht.

Eine erste Teststrahlzeit für ein solches Kalorimeter ist Anfang 2003 am ESR Gastarget zusammen mit dem ersten FOCAL Testexperiment von der Gruppe um E. Silver durchgeführt worden [134].

Gleichzeitig mit dem in Kapitel 7 beschriebenen FOCAL Experiment vom März 2006 ist unter 145° ein Bolometer der Gruppe um P. Egelhof [127] am Gastarget getestet worden. Die Detektormodule dieses Bolometers sind auf Basis der vom Goddard Space Flight Center entwickelten Silizium-Mikrokalorimeter für niedrige Röntgenenergien gestaltet [135]. Die Pixel bestehen aus Silizium-Thermistoren, auf die mit Epoxydharz Röntgenabsorber geklebt sind. Um eine ausreichend hohe Photopeakeffizienz für dieses Lamb-Verschiebungs-Experiment zu erhalten, sind Röntgenabsorber aus Zinn (Sn) und Blei (Pb) verwendet worden. Zur Ausnutzung des größtmöglichen Raumwinkels muss der Detektor so nahe wie möglich an das Fenster zur Wechselwirkungszone geschoben werden, wozu eine spezielle Konstruktion mit einem Seitenarm angefertigt worden ist. Der Detektor wird an einen Kühlfinger angebracht, der über eine spezielle $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Lösung gekühlt wird. Der Kryostat erreicht bei 11,5 mK seine Basistemperatur und eine Kühlkraft von 400 μW . Die Betriebstemperatur des Detektors kann zwischen 50 mK und 100 mK gewählt werden. Die einzelnen Pixel des Detektors sind mit 59,6 keV Photonen einer ^{241}Am -Quelle getestet worden. Dabei hat sich eine Energieauflösung von $\Delta E_{FWHM} = 65 \text{ eV}$ für einen $0,2 \text{ mm}^2 \times 47 \mu\text{m}$ Pb-Absorberpixel messen lassen [136].

Der Prototyp des Detektors besteht aus 8 Pixeln, mit Silizium-Thermistoren und Sn- oder Pb-Absorbern sowie einer aktiven Fläche von insgesamt $2,9 \text{ mm}^2$, betrieben bei einer Temperatur von 60 mK [137]. Neben der Strahlzeit im März 2006 mit gespeicherten $^{207}\text{Pb}^{81+}$ -Ionen bei 219 MeV/U ist bereits im Jahre 2005 eine Strahlzeit mit $^{238}\text{U}^{91+}$ -Ionen bei 89 MeV/u durchgeführt worden. Zu letzterem Experiment ist die Datenanalyse bereits abgeschlossen. Bei einer Nachweiseffizienz von $1,3 \cdot 10^{-7}$ und einer Zählrate von $3 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ pro Pixel, ist für dieses Experiment eine Energieauflösung von $\Delta E = 115 \text{ eV}$ erreicht worden. Das zugehörige Energiespektrum ist in Abbildung 8.2 gezeigt. Für die Strahlzeit mit $^{207}\text{Pb}^{81+}$ ist die Datenauswertung noch nicht abgeschlossen, es zeigt sich allerdings, dass die Energieauflösung aufgrund der höheren Energie und der damit verbundenen stärkeren Dopplerverbreiterung nur im Bereich von $\Delta E = 200 \text{ eV}$ liegt. Zur präzisen Bestimmung der Dopplerverschiebung ist es notwendig, die Beobachtungswinkel der

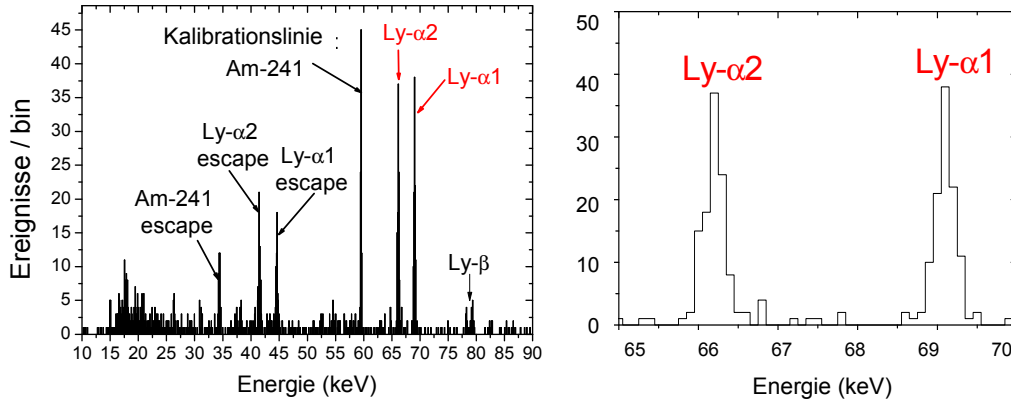


Abbildung 8.2: *Energiespektrum für H-artiges Uran aufgenommen mit einem Kalorimeter [137].*

einzelnen Pixel genau zu kennen. Diese Problematik kann durch eine bewegliche, kollimierte ^{241}Am -Quelle gelöst werden, deren Position genau bekannt ist. Für die absolute Übergangsenergie der Lyman- α -Linie ergibt sich eine Genauigkeit von $\pm 16\text{eV}$. Um eine genauere Messung zu erhalten, wird vor allem eine höhere Statistik benötigt. Dafür kann beispielsweise die Anzahl der Pixel erhöht werden [137].

Auch mit der nachfolgend diskutierten Methode der Absorptionskantenspektroskopie sind bereits Experimente am ESR durchgeführt worden [138, 139]. Durch die neuen 2D-Detektoren und geplante Targetweiterentwicklungen zeichnen sich für diese Methode verbesserte experimentelle Genauigkeiten ab, weswegen im Rahmen dieser Arbeit Simulationen zu diesem Thema durchgeführt worden sind.

8.2 Absorptionskantenspektroskopie

Messungen mit der sogenannten Absorptionskantenspektroskopie beruhen auf der Tatsache, dass die Transmission von elektromagnetischer Strahlung durch eine Targetfolie abhängig von ihrer einfallenden Energie ist. Stimmt die Energie der einfallenden Photonen mit der Bindungsenergie einer der Schalen (K, L, ...) des Targetmaterials überein, kommt es zu einer schlagartigen Änderung der Transmission. Diese sogenannten Kanten haben für jedes

Element genau tabellierte Energien [119].

Da die Ionen im Speicherring mit Energien über 10% der Lichtgeschwindigkeit umlaufen, unterliegt ihre Photonenemission der relativistischen Dopplerverschiebung. Dadurch werden Übergänge im Laborsystem bei unterschiedlichen Winkeln mit unterschiedlicher Energie detektiert. Auch eine Veränderung der Strahlenergie bringt eine andere Beobachtungsenergie mit sich. Aufgrund dieser Gegebenheit können Strahlenergie und Beobachtungswinkel so gewählt werden, dass die Energie eines interessanten Übergangs mit der K-Kantenenergie einer passend gewählten Absorptionsfolie übereinstimmt. Diese Folie wird vor dem Detektor platziert. Durch leichtes Verschieben der Ionenstrahlenergie hin zu niedrigeren und höheren Energien, kann die Absorptionskante abgefahren werden.

8.2.1 Monte Carlo Simulation

Ziel der momentanen Untersuchungen von QED-Effekten ist eine experimentelle Genauigkeit im Bereich von einem eV. Da diese Genauigkeit jedoch von vielen Parametern abhängt, ist es sinnvoll, das Experiment zunächst mit verschiedenen Randbedingungen zu simulieren. Einfluss im Fall der Absorptionskantentechnik hat zum einen die verwendete Absorptionsfolie, die Winkelakzeptanz des Detektors und vor allem die Breite des Gasjets. Zur Durchführung der Simulationen wird ein Monte Carlo Programm von P. Swiat [140] verwendet. Dieses generiert Röntgenspektren von Schwerionen - Target - Wechselwirkungen, wie sie im Laborsystem beobachtet werden können. Dabei werden die meisten Parameter berücksichtigt, die einen nennenswerten Einfluss auf die Spektren haben; hauptsächlich die räumliche Ausdehnung von Ionenstrahl und Gastarget. Es wird angenommen, dass ihre Dichten jeweils mit einer Gauss-Verteilung beschrieben werden können. Im Programm kann vorgegeben werden, ob es sich bei den Übergängen um strahlende Elektroneneinfangprozesse, charakteristische Röntgenemission oder strahlende Prozesse zweiter Ordnung handeln soll. Die Winkelverteilung der Photonen im Emittersystem wird allgemein durch die Funktion $\approx A + B \cdot \sin^2\vartheta$ beschrieben. A und B können den beobachteten Prozessen entsprechend gewählt werden; ϑ steht für den Emissionswinkel des erzeugten Röntgenphotons. Die Detektorgeometrie wird über den Beobachtungswinkel im Laborsystem, die Entfernung zwischen Wechselwirkungszone und Detektor sowie Größe und Form der aktiven Detektorfläche bestimmt [140]. Wei-

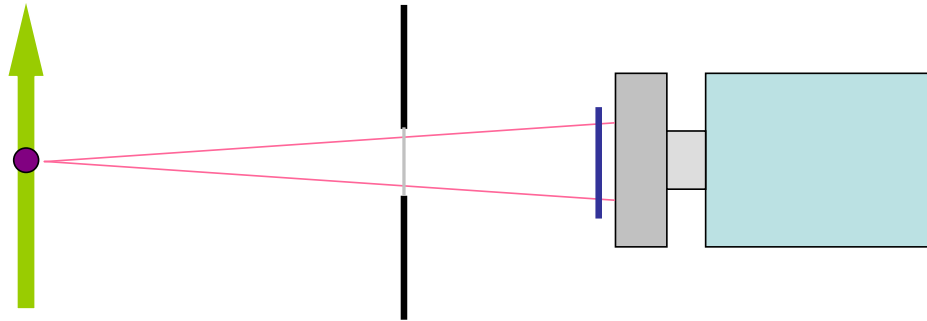


Abbildung 8.3: *Schematischer Aufbau der Absorptionskantenmessung.*

terhin besteht die Möglichkeit, die Detektoreffizienz in die Simulation mit einzubeziehen.

8.2.2 Absorption-Detektor Aufbau

Unterschiedliche Übergangsenergien (E_{lab}) können nicht nur über eine Variation der Strahlenergie, sondern auch über die Winkelabhängigkeit der Dopplerverschiebung erreicht werden. Dazu wird der in Kapitel 7 vorgestellte 2D Germaniumdetektor verwendet. Seine räumliche Ausdehnung und Segmentierung erlaubt es, gleichzeitig unter verschiedenen Beobachtungswinkeln und damit leicht unterschiedlichen Übergangsenergien zu messen. Durch die gleichzeitige Aufnahme aller Spektren kann mehr Statistik gesammelt werden. Außerdem enthalten alle Spektren die gleichen systematischen Fehler. Die Geometrie der Wechselwirkungskammer gibt vor, dass der Detektor unter einem Beobachtungswinkel von 90° in einer Entfernung von 300 mm zur Wechselwirkungszone den größtmöglichen Raumwinkel abdeckt. Abzuwägen ist nun, welche Orientierung für das Experiment vorteilhafter ist. Wird die längere Seite des Kristalls horizontal zur Strahlführung orientiert, ist der abdeckbare Beobachtungswinkelbereich deutlich größer $\approx 10,66^\circ$, allerdings geben dann die $1167 \mu\text{m}$ Streifen auf der Rückseite die Winkelakzeptanz und somit auch die Energieschritte vor: ein Streifen = $0,22^\circ \approx 136 \text{ eV}$. Werden die vorderen Streifen vertikal zur Strahlführung ausgerichtet, beträgt der Beobachtungsbereich nur noch $6,1^\circ$, allerdings kann wegen der $250 \mu\text{m}$ schmalen Streifen eine deutlich bessere Winkeldifferentiation gemessen werden: ein Streifen = $0,05^\circ \approx 31 \text{ eV}$. Da das Experiment auf eine präzise Vermessung

der Absorptionskante abzielt, ist letztere Variante vorteilhafter. Bei Energien im Bereich von 60 keV ist auch das Phänomen des 'charge-sharing'- noch nicht sehr stark ausgeprägt, weshalb eindeutige Energiebedingungen auf die Streifen gesetzt werden können [141].

Neben dem Detektor gibt auch das in der Kammer eingebaute Beryllium-Fenster geometrische Randbedingungen vor. Es besitzt einen Durchmesser von 35 mm und sorgt hin zu den äußeren Winkeln dafür, dass die einzelnen Streifen nicht mehr über die gesamte Länge belichtet werden. Als Folge dessen könnten die Intensitäten in den Streifen nicht mehr direkt miteinander verglichen werden. Um eine gleichmäßige Belichtung zu gewährleisten, müsste in einem Experiment ein Schlitz mit entsprechender Öffnung vor der Absorptionsfolie angebracht werden. In der Simulation wird dennoch die gesamte Streifenlänge berücksichtigt, da für die Verschmierung nur die Breite des Streifens verantwortlich ist.

8.2.3 Anfangsparameter

1998 ist von Krämer et al. [138] ein Absorptionskantenexperiment zu Testzwecken am ESR durchgeführt worden. Der in diesem Experiment verwendete segmentierte Streifendetektor hat allerdings nur 7 Streifen mit einem Abstand von $0,5^\circ$. Als Absorptionsfolie ist Holmium verwendet worden, als Projektil Gold. Darauf aufbauend wird für die nachfolgend beschriebene Simulation Holmium als Absorber eingesetzt, dessen K-Kante bei 55,6177 keV liegt und Gold als Projektilion. Da die eigentliche Detektoreffizienz im zu untersuchenden Energiebereich als konstant angesehen werden kann, ist es möglich, die Transmissionsdaten als Effizienzen in das Programm zu implementieren. Bei der Berechnung der Transmissionswerte ist zu berücksichtigen, dass bei unterschiedlichen Winkeln die Länge der zu durchlaufenden Absorptionsfolie variiert und daher für jeden Winkelschritt eine eigene Transmissionsdatei zu erstellen ist; Ausgangspunkt für diese Dateien ist eine angenommene Foliendicke von $100 \mu\text{m}$. Unter 90° ist der Abstand zwischen Detektor und Wechselwirkungszone am geringsten, der abdeckbare Raumwinkel und die erreichbare Winkelakzeptanz somit am größten. Deshalb wird für die weiteren Berechnungen von diesem Winkel ausgegangen. Die charakteristischen $\text{Ly}\alpha$ -Linien von wasserstoffartigem Gold liegen bei 69,332 keV, 69,365 keV und 71,570 keV [20]. Um diese in die Gegend der Ho K-Kante von 55,6177 keV zu verschieben, ist eine Ionenstrahlenergie von 250 MeV/u notwendig. Als

Targetgas wird Wasserstoff eingesetzt, die Targetdicke wird von 5 mm bis zu 1 mm variiert. Für den Ionenstrahl wird eine konstante Strahlbreite von 3 mm angenommen.

8.2.4 Simulationsergebnisse

Eine Hauptaussage der Simulationen ist: für eine präzise Vermessung der Absorptionskante darf der Gasjet nicht breiter als 1 mm sein. Vergleiche der Ergebnisse für 5, 3 und 1 mm zeigen eine stärkere Verschmierung der Kante für breitere Gasjets, siehe hierzu Abb. 8.4. Dies ist nicht überraschend, da die experimentelle Auflösung stark von der Dopplerverbreiterung abhängt, die durch die Targetbreite bestimmt wird. Abbildung 8.4 zeigt den Intensitätsverlauf mit Schritten von $0,5^\circ$.

Da mit dem Detektor auch kleinere Schrittweiten bis $0,05^\circ$ verwirklicht werden können, sind die Intensitätssprünge bei einer Targetdicke von 1 mm in $0,1^\circ$ Schritten simuliert worden. In Abbildung 8.5 ist das Ergebnis dieser Simulation gezeigt. Danach kann die Absorptionskante über den Detektor sehr detailliert und mit vielen Messpunkten beschrieben werden. Ein Intensitätssprung findet über einen Bereich von etwa $0,3^\circ$ statt, was einer Breite von etwa 100 eV entspricht. Typische Breiten der K-Schalenkante schwerer Absorber liegen im Bereich von 20-50 eV. Um verlässliche Vergleichspunkte zu bekommen, muss die Absorptionsfolie vor dem Experiment mit einer wohldefinierten Strahlungsquelle in kleinen Energieschritten vermessen werden; dies ist beispielsweise an der ESRF (European Synchrotron Radiation Facility) möglich.

Den Intensitätsverlauf gewinnt man, indem die Anzahl aller Ereignisse in den beiden Lyman-Linien pro Streifen (= Winkel) aufsummiert werden. Trotz der schlechten Energieauflösung des Detektors lassen sich die beiden Übergänge sehr genau auflösen. In Abbildung 8.6 sind einige Energiespektren gezeigt, die mit dem Detektor unter verschiedenen Beobachtungswinkeln aufgenommen werden. Es ist eindeutig zu erkennen, wie sich die Intensität der beiden Linien ändert, wenn sich aufgrund eines anderen Beobachtungswinkels die Übergangsenergie verschiebt und dabei die Absorptionskante überstrichen wird.

Auch andere Absorptionsfolien sind vorstellbar, z.B. Dysprosium. Es bietet sich zu Vergleichszwecken an, die Messung mit unterschiedlichen Foli-

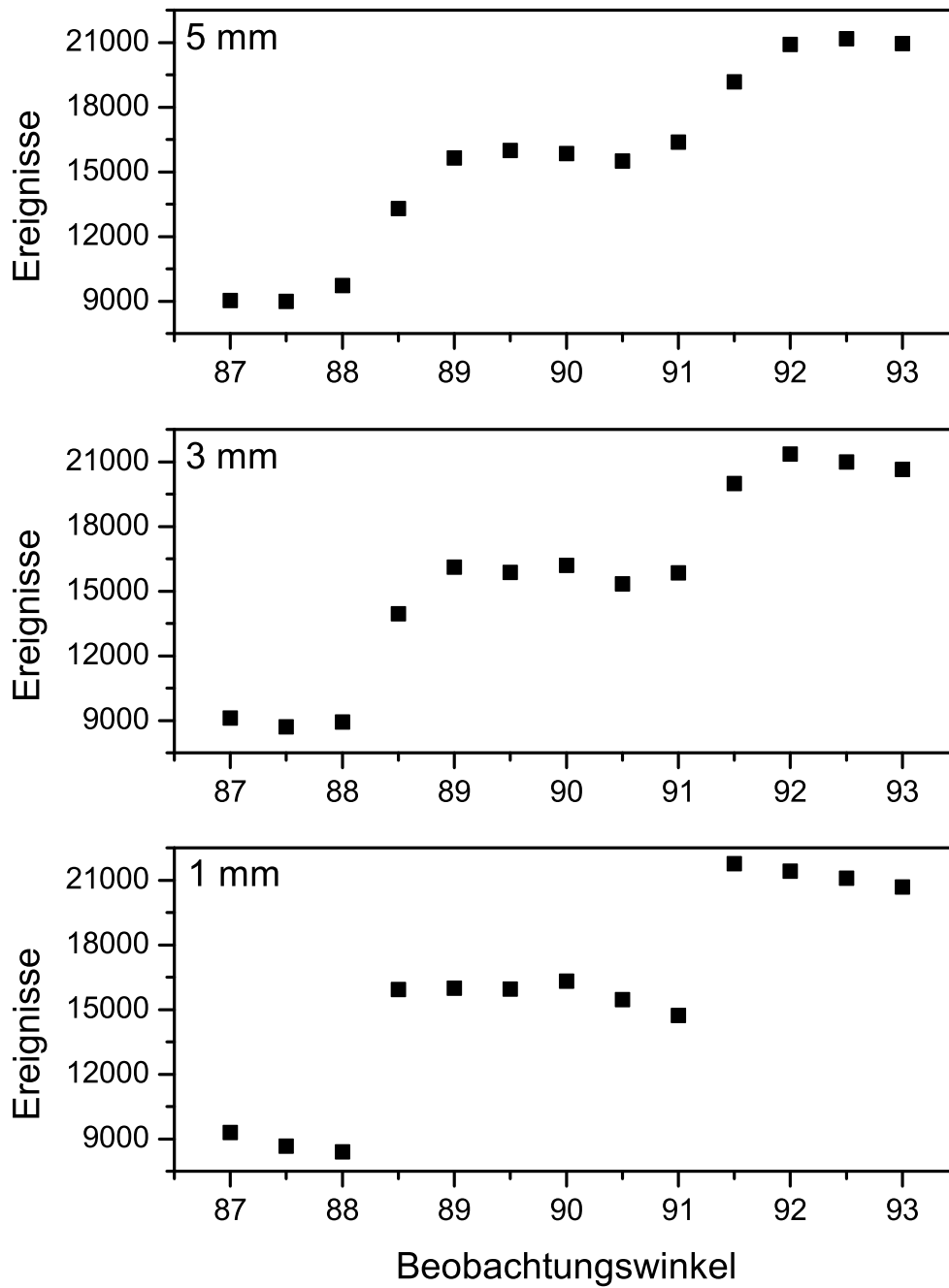


Abbildung 8.4: Intensitätsverlauf der Lyman- α_1 und Lyman- α_2 Linie in Abhängigkeit des Beobachtungswinkels bei unterschiedlichen Gastargetbreiten.

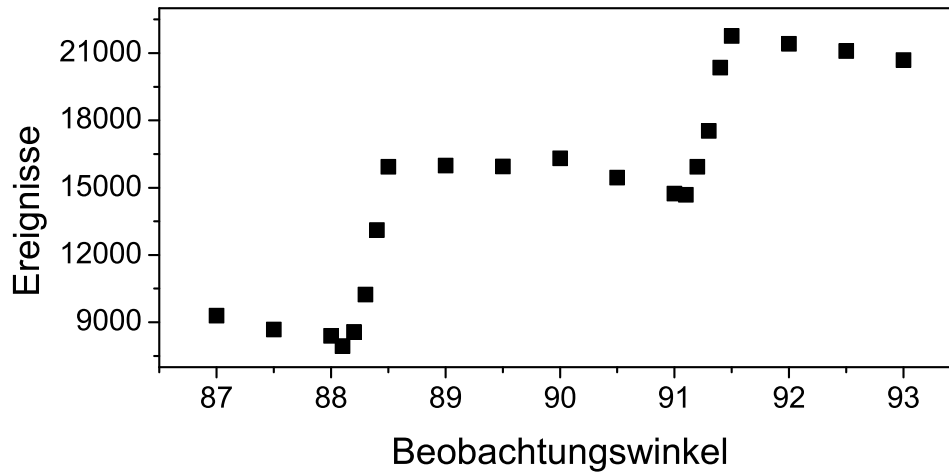


Abbildung 8.5: *Intensitätsverlauf der Lyman- α_1 und Lyman- α_2 Linie in Abhängigkeit des Beobachtungswinkels bei einer Gastargetbreite von 1 mm und $0,1^\circ$ -Schritten im Bereich der Intensitätssprünge.*

en durchzuführen. Wird das Element des Projektils beibehalten, muss die Strahlenergie angepasst werden. Mit entsprechend gewählten Folien kann ebenso ein anderes $Z_{\text{Projekt}}il$ verwendet werden. Da an dieser Stelle nur die prinzipielle Machbarkeit dieses Experimentes demonstriert und Anforderungen an das Target aufgezeigt werden sollen, wird auf weitere Projektil - Absorber Kombinationen nicht näher eingegangen.

Generell erscheint diese Methode interessant. Zur Umsetzung dieser Simulation in die Realität ist jedoch die Konstruktion eines neuen Gastargets nötig, denn mit der momentanen Targetgeometrie sind Strahlbreiten im Bereich von maximal einem Millimeter nicht möglich. Allerdings gibt es eine Helmholtz-Nachwuchsgruppe um R. Grisenti, die sich mit der Entwicklung eines neuen Gastargets beschäftigt, auch im Hinblick auf das Zukunftsprojekt FAIR. Inwieweit eine stabile Targetbreite von 1mm gewährleistet werden kann, ist jedoch fraglich. Zusätzlich dazu bringt die Vermessung der Absorptionsfolie einen weiteren systematischen Fehler mit sich. Daher sind die in den vorhergehenden Kapiteln beschriebenen Methoden erfolgsversprechender, zumal sie bereits in der momentanen Experimentierumgebung eingesetzt werden können.

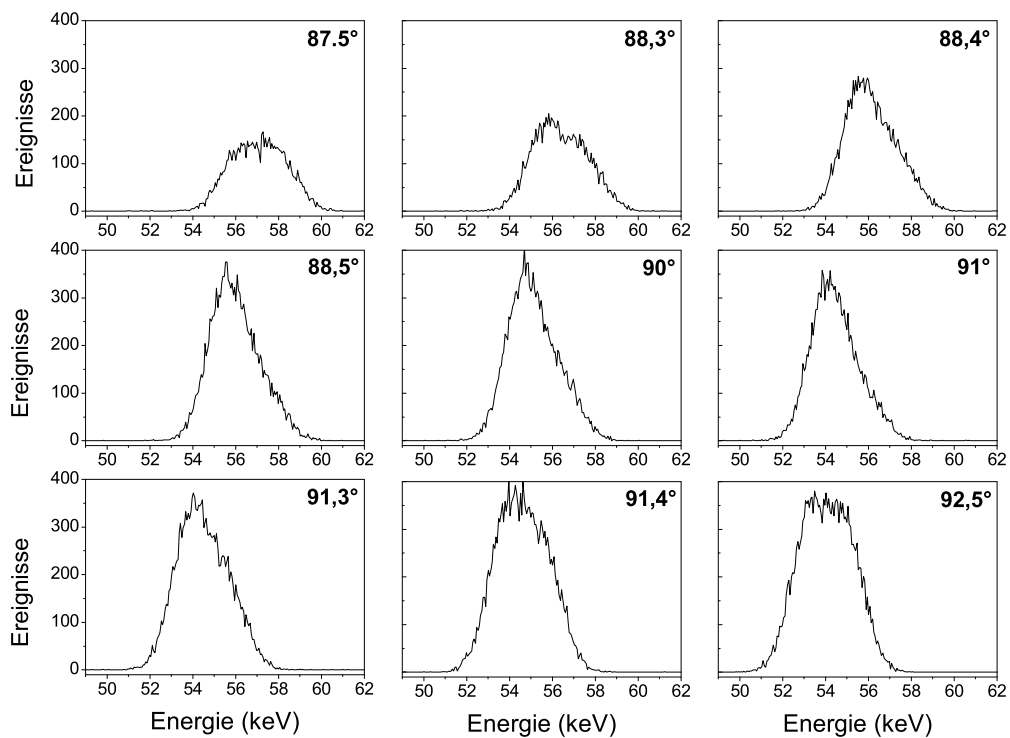


Abbildung 8.6: *Intensität der Lyman- α_1 und Lyman- α_2 Linie in Abhängigkeit der Übergangsenergie im Laborsystem, dargestellt für unterschiedliche Beobachtungswinkel.*

Kapitel 9

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit sind Experimente zur Bestimmung der 1s Lamb-Verschiebung in wasserstoffartigen und zur Bestimmung des Innerschalenübergangs $2^3P_2 \rightarrow 2^3S_1$ in heliumartigen Schwerionen durchgeführt worden. Diese Untersuchungen sind interessant, da es sich hierbei um die Überprüfung der Quantenelektrodynamik im Bereich sehr starker Coulombfelder handelt. Neben den reinen QED-Effekten spielen in diesen schweren Systemen auch relativistische Effekte eine immer bedeutendere Rolle.

Es ist erstmals gelungen, eine direkte Messung des Innerschalenübergangs $\Delta n = 0$ $2^3P_2 \rightarrow 2^3S_1$ in einem schweren Z-System vorzunehmen. Während in bisherigen Experimenten lediglich leichtere Ionen bis zu einer Kernladungszahl $Z = 54$ untersucht wurden, sind wir mit unserem Experiment an U^{90+} -Ionen in den Bereich schwerer Systeme vorgedrungen. Zur Energiebestimmung sind am Gastarget des Experimentierspeicherrings (ESR) ein Kristallspektrometer unter einem Beobachtungswinkel von 90° und ein einfacher planarer Germaniumdetektor unter einem Winkel von 35° aufgebaut worden. Das Kristallspektrometer ermöglicht eine hohe Energieauflösung, während der Germaniumdetektor einen breiten Energiebereich abdeckt und somit eine eindeutige Identifizierung der Übergänge ermöglicht. Ein Fit des aufgenommenen Energiespektrums mit einer Simulation zeigt, wie gut die theoretischen Vorhersagen die Übergangsdynamik in diesem Zwei-Elektronen-System beschreiben. Der Innerschalenübergang kann eindeutig von benachbarten Übergängen unterschieden werden. Mit dem Kristallspektrometer ergibt sich eine Übergangsenergie von $4510,31 \pm 0,51$ eV, mit dem Germaniumdetektor $4509,6 \pm 1,5$ eV. Beide stimmen gut mit den theoretischen Vorhersa-

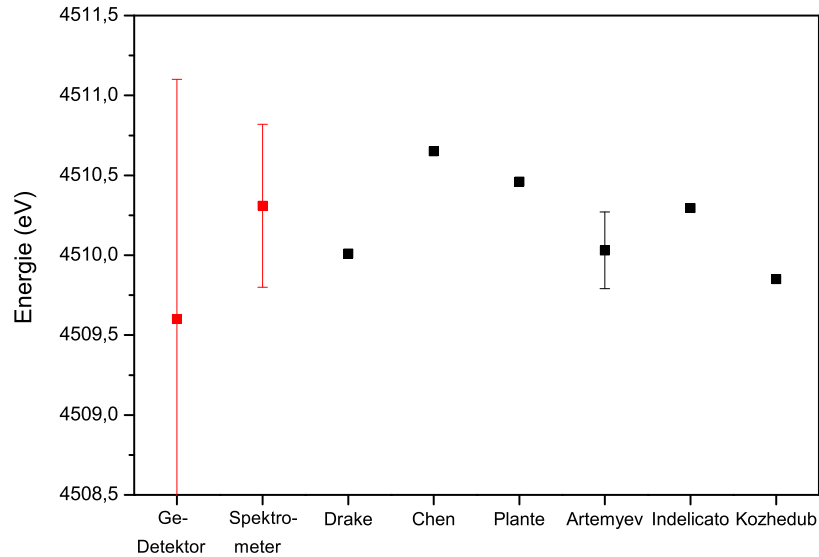


Abbildung 9.1: Vergleichende Darstellung der Messergebnisse für den $\Delta n = 0$ -Übergang in He-artigem Uran mit den Vorhersagen unterschiedlicher Theorien, vgl. Tabelle 5.2.

gen überein, siehe Abb. 9.1. Durch den geringen Fehler von 0,51 eV stellt diese Messung auch im Vergleich mit den vorhergehenden Experimenten in leichten Systemen eine der genauesten Messungen des Innerschalenübergangs in He-artigen Ionen dar. Zusätzlich dazu kann die Differenz der Innerschalenübergangsenergie von Li-artigem und He-artigem Uran ermittelt werden: $50,94 \pm 0,45$ eV. Mit dieser Genauigkeit ist unser Experiment empfindlich auf die Zwei-Elektronen-QED und ermöglicht erstmal eine experimentelle Überprüfung dieses Beitrags, der von Kozhedub et al. mit 1,18 eV angegeben wird.

Zur Untersuchung der 1s Lamb-Verschiebung von wasserstoffartigen Schwereionen sind bereits eine Vielzahl an Experimenten durchgeführt worden, mit einer maximalen Genauigkeit von 4,6 eV. Die theoretische Auswertung von Korrekturtermen höherer Ordnung erfordert jedoch neue experimentelle Methoden, mit denen sich Genauigkeiten auf dem Niveau von 1 eV und besser erzielen lassen. Dazu hat es ein Nachfolgeexperiment zur bisher genauesten Messung der 1s Lamb-Verschiebung in U^{91+} und des Zwei-Elektronen-Beitrags zum Grundzustand in U^{90+} am Elektronenkühler gegeben. Hierzu

ist das Experiment bei einer niedrigeren Strahlenergie durchgeführt worden. Dabei hat sich allerdings gezeigt, Ionenstrahlen mit einer Energie unterhalb von 20 MeV/u besitzen zu kurze Lebensdauern, da bei den niedrigeren Energien die Rekombinationsverluste mit dem Restgas sehr hoch werden und der Ionenstrahl aus technischen Gründen noch einmal umbuncht werden muss, wobei zusätzlich Zeit und Intensität verloren gehen.

Als weiterer Schritt auf dem Weg zu höherer Präzision ist eine Kombination aus einem hochauflösenden Kristallspektrometer (FOCAL) und einem neuartigen orts- und energieauflösenden 2dimensionalen Germaniumdetektor getestet worden. Mit diesem Detektor ist es möglich, mehrere Reflexe gleichzeitig zu messen und somit die Effizienz des Experimentes deutlich zu steigern. Allerdings ist die maximale Energieauflösung bisher über die 250 μm Streifenbreite des Detektors definiert, das entspricht etwas weniger als 200 eV. Tests mit Kalibrationsquellen und das Verfahren des Detektors entlang der Dispersionsachse haben jedoch gezeigt, dass eine Auflösung kleiner als ein Streifen erreichbar ist. Dadurch soll eine Genauigkeit von 1 eV erreicht werden. Die Bewegung der Detektoren, die bei der letzten Strahlzeit einen erheblichen systematischen Fehler verursacht hat, kann mit neuen Detektorplattformen und kontinuierlicher Stickstofffüllung deutlich reduziert werden.

Bei den alternativen Methoden *Mikrokalorimeter* und *Absorptionskantenspektroskopie* scheinen Mikrokalorimeter eine vielversprechend Entwicklung zu sein, da sie sowohl eine hohe Energieauflösung bieten als auch einen breiten Energiebereich abdecken. Dagegen beinhaltet die Absorptionskantenspektroskopie im Vergleich zu den anderen Methoden zu große systematische Fehler.

Aus den Ergebnissen des Experimentes zum Innerschalenübergang und des FOCAL-Commissioning-Experimentes zeigt sich, wie erfolgsversprechend der Einsatz von Kristallspektrometern auf dem Weg zu neuen hochpräzisen Experimenten ist.

Kapitel 10

Ausblick

Mit dem Aufbau des Zukunftsprojektes FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) ergeben sich Möglichkeiten neue und einzigartige Experimente zur Untersuchung der Struktur der Materie und der Evolution des Universums durchzuführen. Mit dem Doppelringbeschleuniger SIS 100/300 lassen sich Ionenstrahlen bis auf 95 % der Lichtgeschwindigkeit beschleunigen. Dabei werden äußerst intensive Strahlen erzeugt, die entweder direkt an die verschiedenen Experimentierplätze weitergeleitet werden oder zur Erzeugung sogenannter Sekundärstrahlen Verwendung finden. Sekundärstrahlen sind Strahlen aus Elementen, die natürlicherweise nicht auf der Erde vorkommen, sondern durch den Beschuss von ausgewählten Folien mit dem primären Ionenstrahl erzeugt werden. Hierbei entstehen zahlreiche Fragmente atomarer Kerne. Einige von ihnen entsprechen dem gewünschten Sekundärstrahl und werden dann an das entsprechende Experiment weitergeleitet. Über verbesserte Kühltechniken kann man Ionenstrahlen mit deutlich höheren Brillianzen als bisher erzielen. Mit hochintensiven Protonenstrahlen werden am Antiprotonenseparator Antiprotonen erzeugt. Im NESR besteht die Möglichkeit, diese abzubremesen, um sie anschließend in einer Ionenfalle eingehend zu untersuchen. Am NESR findet ebenfalls ein Großteil der atomphysikalischen Untersuchungen statt. Das geplante Layout der neuen Beschleunigeranlage ist in Abb. 10.1 gezeigt. Die blauen Abschnitte stellen die bereits existierenden Anlagen dar, während die roten die zukünftig geplanten Einrichtungen zeigen. Die Abbildung darunter, Abb. 10.2, gibt den derzeitigen Entwurf des NESR wieder.

Neben einem Elektronenkühler besitzt der NESR ein dediziertes Elektronen-

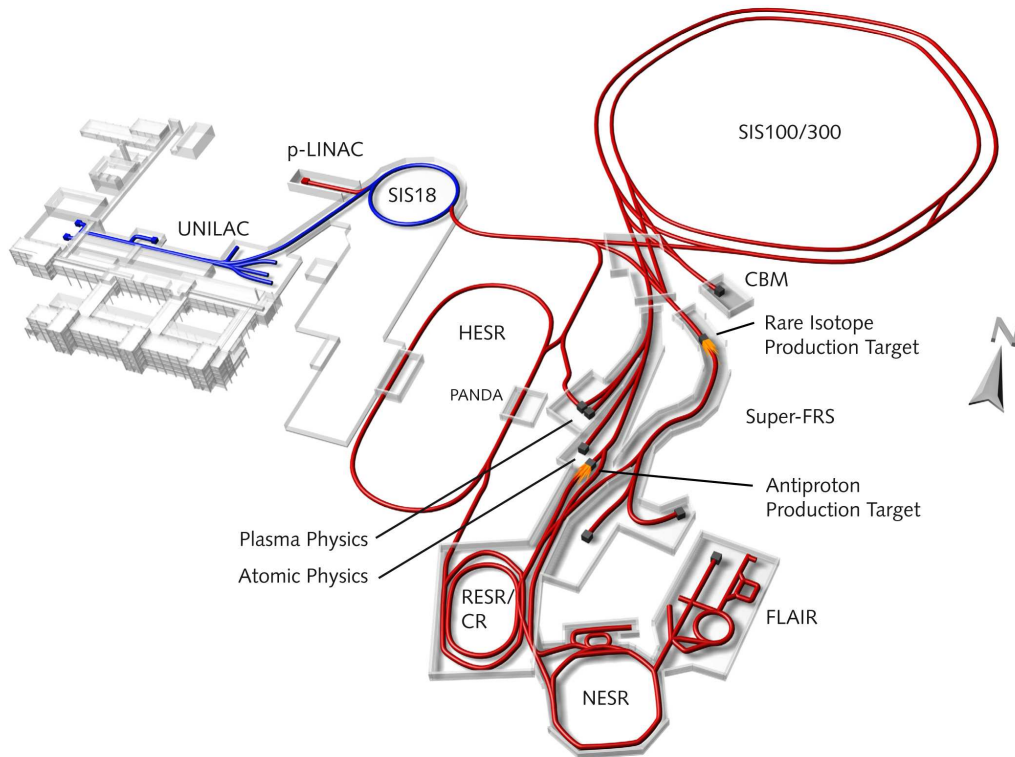


Abbildung 10.1: *Geplantes Layout der zukünftigen Beschleunigeranlage FAIR.*

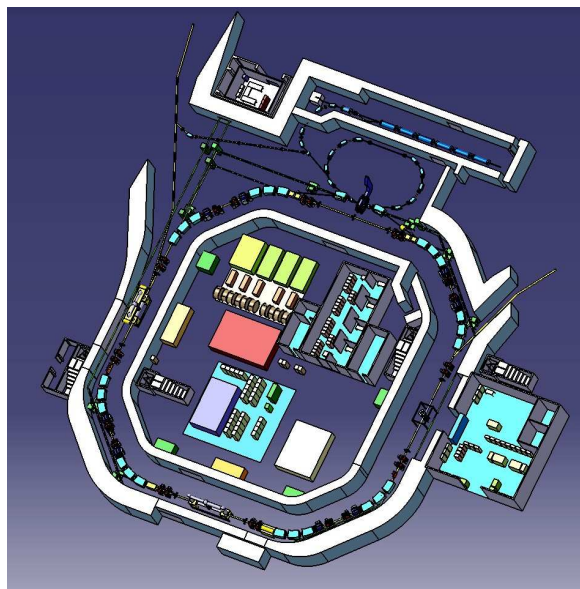


Abbildung 10.2: *Schematische Zeichnung des neuen Experimentierspeicherrings NESR.*

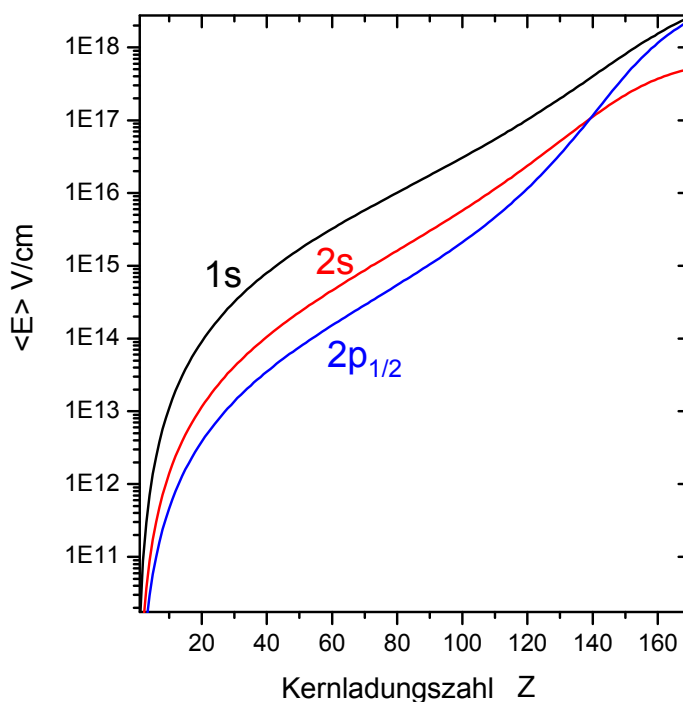


Abbildung 10.3: *Theoretische Vorhersage für den Verlauf der Energieniveaus für Kernladungszahlen ≥ 100 .*

target. Auf diese Weise können Rekombinationsexperimente unter wohldefinierten Bedingungen stattfinden. Ein neues Gastarget verspricht Jetbreiten unterhalb eines Millimeters wodurch sich schmalere Linienbreiten und somit höhere Genauigkeiten erreichen lassen.

Theoretische Vorhersagen gehen davon aus, dass sich die Niveaustuktur für Elemente im Bereich von $Z\alpha \geq 1$ ändert, siehe Abb. 10.3. Solche superschweren Elemente können allerdings nur als transiente Systeme in adiabatischen Stößen von hochgeladenen Schwerionen untersucht werden. Durch die Möglichkeit intensive Strahlen schwerer nackter Ionen auf Energien von wenigen MeV abzubremesen und mit Atomen wie Blei oder Uran stoßen zu lassen, eröffnet sich hier die Gelegenheit, quasimolekulare Systeme zu erzeugen. Die Untersuchung der in den superkritischen Feldern emittierten Strahlung ist äußerst interessant und eröffnet ein neues Forschungsgebiet. Diese Experimente sind Teil des Zukunftsprogrammes der Atomphysik, *SPARC* [142], an der neuen Beschleunigeranlage FAIR.

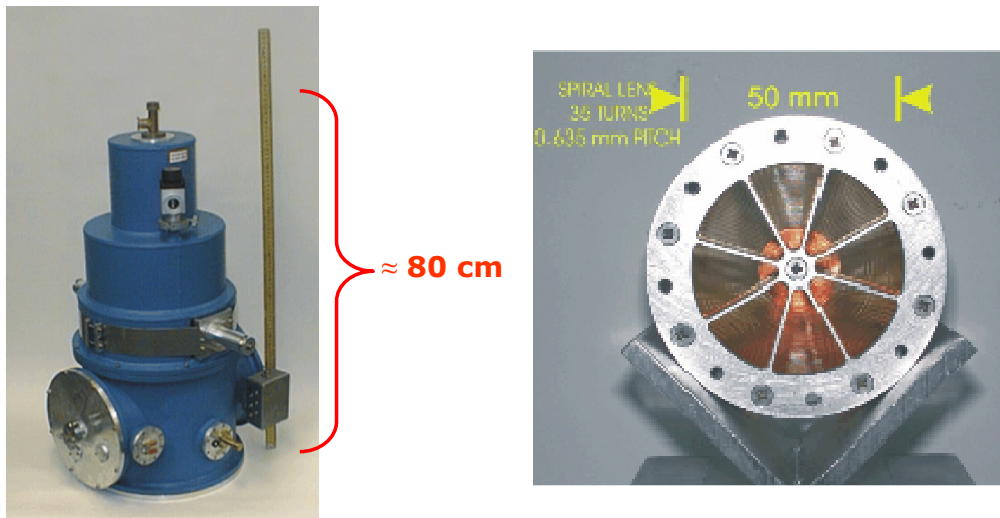


Abbildung 10.4: links: Kalorimeter von E. Silver [134] rechts: Bild einer Röntgenlinse

Uranionen können bereits mit der bestehenden Anlage auf 4 MeV/u abgebremst werden. Dies ist insbesondere für das HITRAP-Projekt von Interesse, das gerade in Betrieb genommen wird. Dort ist unter anderem auch der Einsatz von Mikrokalorimetern geplant. Hier ist angedacht, die bei einer Wechselwirkung emittierten Photonen mit sogenannten Röntgenlinsen (siehe Abb. 10.4 rechts) auf die Detektorfläche eines Kalorimeters zu fokussieren, um so eine höhere Photonenausbeute zu erzielen. Ein Schwerpunkt der Untersuchungen sind auch hier Innerschalenübergänge. Durch ihre hohe Energieauflösung und die Eigenschaft, einen weiten Energiebereich abdecken zu können, sind Mikrokalorimeter für diese Untersuchungen ein bestens geeignetes Mittel.

Literaturverzeichnis

- [1] Silvan S. Schweber. *QED and the men who made it*. Princeton University Press, 1. edition, 1994.
- [2] H. A. Bethe. *Phys. Rev.*, **72**:339, 1947.
- [3] E. A. Uehling. *Phys. Rev.*, **48**:55, 1935.
- [4] I. Klawns, S. Borneis, T. Engel, B. Fricke, R. Grieser, G. Huber, T. Kühl, D. Marx, R. Neumann, S. Schröder, P. Seelig, and L. Völker. *Phys. Rev. Lett.*, **73**:2425, 1994.
- [5] P. Beiersdorfer, A. L. Osterheld, J. H. Scofield, J. R. Crespo Lopez-Urrutia, and K. Widmann. *Phys. Rev. Lett.*, **80**:3022, 1998.
- [6] V. A. Yerokhin, A. N. Artemyev, V. M. Shabaev, and G. Plunien. *Phys. Rev. A*, **72**:052510, 2005.
- [7] K. V. Koshelev, L. N. Labzowsky, G. Plunien, G. Soff, and P. Pyykkö. *Phys. Rev. A*, **68**:052504, 2003.
- [8] V. M. Shabaev, A. N. Artemyev, V. A. Yerokhin, O. M. Zhrebtsov, and G. Soff. *Phys. Rev. Lett.*, **86**:3959, 2001.
- [9] V. W. Hughes and T. Kinoshita. *Rev. Mod. Phys.*, **71**:S133, 1999.
- [10] H. Häffner, T. Beier, N. Hermanspahn, H.-J. Kluge, W. Quint, S. Stahl, J. Verdu, and G. Werth. *Phys. Rev. Lett.*, **85**:5308, 2000.
- [11] J. Verdu, S. Djekic, S. Stahl, M. Vogel, G. Werth, T. Beier, H.-J. Kluge, and W. Quint. *Phys. Rev. Lett.*, **92**:093002, 2004.
- [12] M. Vogel, J. Alonso, S. Djekic, H.-J. Kluge, W. Quint, S. Stahl, J. Verdu, and G. Werth. *Phys. Rev. Lett.*, **92**:093002, 2004.

- [13] V. M. Shabaev and V. A. Yerokhin. *Phys. Rev. Lett.*, **88**:091801, 2002.
- [14] V. A. Yerokhin, P. Indelicato, and V. M. Shabaev. *Phys. Rev. Lett.*, **89**:143001, 2002.
- [15] V. M. Shabaev, D. A. Glazov, N. S. Oreshkina, A. V. Volotka, G. Plunien, H.-J. Kluge, and W. Quint. *Phys. Rev. Lett.*, **96**:253002, 2006.
- [16] Th. Beier, H. Häffner, N. Hermanspahn, S. Karshenboim, H.-J. Kluge, W. Quint, S. Stahl, J. Verdu, and G. Werth. *Phys. Rev. Lett.*, **88**:011603, 2001.
- [17] G. Soff, T. Beier, M. Greiner, H. Perrson, and G. Plunien. *Adv. Quant. Chem.*, **20**:125, 1998.
- [18] Thomas Stöhlker. Atomphysik sehr starker Zentralfelder: Die Röntgenstrahlung der schwersten Ein- und Zwei-Elektronensysteme. *Habilitationsschrift, Johann-Wolfgang-Goethe-Universität, Frankfurt/Main*, 1998.
- [19] H. Persson, I. Lindgren, S. Salomonson, and P. Sunnergren. *Phys. Rev. A*, **48**:2772, 1993.
- [20] W. R. Johnson and G. Soff. *At. Data Nuc. Data Tab.*, **33**:405, 1985.
- [21] C. W. de Jager, H. de Vries, and C. de Vries. *At. Data Nuc. Data Tab.*, **14**:479, 1974.
- [22] J. D. Zumbro, E. B. Shera, Y. Tanaka, Jr. C. E. Bemis, R. A. Naumann, M. V. Hoehn, W. Reuter, and R. M. Steffen. *Phys. Rev. Lett.*, **53**:1888, 1984.
- [23] G. Plunien and G. Soff. *Phys. Rev. A*, **51**:1119, 1995.
- [24] G. Plunien and G. Soff. *Phys. Rev. A*, **53**:4614, 1995.
- [25] A. Nefiodov, L. Labzowsky, G. Plunien, and G. Soff. *Phys. Lett. A*, **222**:227, 1996.
- [26] Y. S. Kozhedub, O. V. Andreev V. M. Shabaev I. I. Tupitsyn, C. Brandau, C. Kozhuharov, G. Plunien, and Th. Stöhlker. *Phys. Rev. A*, **77**:032501, 2008.

- [27] V. A. Yerokhin and V. M. Shabaev. *Phys. Rev. A*, **64**:062507, 2001.
- [28] V. A. Yerokhin, P. Indelicato, and V. M. Shabaev. *Phys. Rev. Lett.*, **91**:073001, 2003.
- [29] M. Fischer, N. Kolachevsky, M. Zimmermann, R. Holzwarth, Th. Udem, T. W. Hänsch, M. Abgrall, J. Grunert, I. Maksimovic, S. Bize, H. Marion, F. Pereira Dos Santos, P. Lemonde, G. Santarelli, P. Laurent, A. Clairon, C. Salomon, M. Haas, U. D. Jentschura, and C. H. Keitel. *Phys. Rev. Lett.*, **92**:230802, 2004.
- [30] T. W. Hänsch. *Revs. Modern Phys.*, **78**:1297, 2006.
- [31] A. Gumberidze, Th. Stöhlker, D. Banaś, K. Beckert, P. Beller, H. F. Beyer, F. Bosch, S. Haggmann, C. Kozhuharov, D. Liesen, F. Nolden, X. Ma, P. H. Mokler, M. Steck, D. Sierpowski, and S. Tashenov. *Phys. Rev. Lett.*, **94**:223001, 2005.
- [32] G. W. Drake. *Can. J. Phys.*, **586**:66, 1988.
- [33] D. R. Plante, W. R. Johnson, and J. Sapirstein. *Phys. Rev. A*, **49**:3519, 1994.
- [34] P. Indelicato. *Phys. Rev. A*, **51**:1132, 1995.
- [35] I. Lindgren, H. Persson, S. Salomonson, and L. Labzowsky. *Phys. Rev. A*, **51**:1167, 1995.
- [36] H. Persson, S. Salomonson, P. Sunnergren, and I. Lindgren. *Phys. Rev. Lett.*, **76**:204, 1996.
- [37] A. N. Artemyev, V. M. Shabaev, and V. Yerokhin. *Phys. Rev. A*, **56**:3529, 1997.
- [38] V. A. Yerokhin, A. N. Artemyev, and V. M. Shabaev. *Phys. Lett. A*, **234**:361, 1997.
- [39] A. N. Artemyev, V. M. Shabaev, V. A. Yerokhin, G. Plunien, and G. Soff. *Phys. Rev. A*, **71**:062104, 2005.
- [40] A. Gumberidze, Th. Stöhlker, D. Banaś, K. Beckert, P. Beller, H. F. Beyer, F. Bosch, X. Cai, S. Haggmann, C. Kozhuharov, D. Liesen,

- F. Nolden, X. Ma, P. H. Mokler, A. Oršić Muthig, M. Steck, D. Sierpowski, S. Tashenov, A. Warczak, and Y. Zou. *Phys. Rev. Lett.*, **92**:203004, 2004.
- [41] A. N. Artemyev, T. Beier, G. Plunien, V. M. Shabaev, G. Soff, and V. A. Yerokhin. *Phys. Rev. A*, **62**:022116, 2000.
- [42] O. Yu. Andreev, L. N. Labzowsky, G. Plunien, and G. Soff. *Phys. Rev. A*, **64**:042513, 2001.
- [43] O. Yu. Andreev, L. N. Labzowsky, G. Plunien, and G. Soff. *Phys. Rev. A*, **67**:012503, 2003.
- [44] O. Yu. Andreev, L. N. Labzowsky, G. Plunien, and G. Soff. *Phys. Rev. A*, **69**:062505, 2004.
- [45] P. J. Mohr and J. Sapirstein. *Phys. Rev. A*, **62**:052501, 2000.
- [46] B. Asen, S. Salomonson, and I. Lindgren. *Phys. Rev. A*, **65**:032516, 2002.
- [47] P. Indelicato and P. J. Mohr. *Phys. Rev. A*, **63**:052507, 2001.
- [48] P. Beiersdorfer. *Nucl. Instr. Meth. B*, **99**:114, 1995.
- [49] C. Brandau, C. Kozhuharov, A. Müller, W. Shi, S. Schippers, T. Bartsch, S. Böhm, C. Böhme A. Hoffknecht H. Knopp, N. Grün, W. Scheid, T. Steih, F. Bosch, B. Franzke, P. H. Mokler, F. Nolden, M. Steck, Th. Stöhlker, and Z. Stachura. *Phys. Rev. Lett.*, **91**:073202, 2003.
- [50] P. Beiersdorfer, H. Chen, D. B. Thorn, and E. Träbert. *Phys. Rev. Lett.*, **95**:233003, 2005.
- [51] J. Eichler and Th. Stöhlker. *Phys. Rep.*, 439:1, 2007.
- [52] M. Stobbe. *Ann. Phys.*, **7**:661, 1930.
- [53] R. H. Pratt, A. Ron, and H. K. Tseng. *Revs. Modern Phys.*, **45**:273, 1973.
- [54] A. Ichihara and J. Eichler. *At. Data Nucl. Data Tables*, **79**:187, 2001.

- [55] S. Fritzsche, A. Surzhykov, and Th. Stöhlker. *Phys. Rev. A*, **72**:012704, 2005.
- [56] A. Wolf, G. Gwinner, J. Linkemann, A. A. Saghiri, M. Schmitt, D. Schwalm, M. Grieser, M. Beutelspacher, T. Bartsch, C. Brandau, A. Hoffknecht, A. Müller, S. Schippers, O. Uwira, and D. W. Savin. *Nucl. Instr. Meth. A*, **441**:183, 2000.
- [57] R. E. Marrs, S. R. Elliott, and Th. Stöhlker. *Phys. Rev. A*, **52**:3577, 1995.
- [58] R. Reuschl, A. Gumberidze, C. Kozhuharov, U. Spillmann, S. Tashenov, Th. Stöhlker, and J. Eichler. *Phys. Rev. A*, **77**:032701, 2008.
- [59] M. Kleber and D. H. Jakubaša. *Nucl. Phys.*, **A252**:152, 1975.
- [60] L. Infeld and T.E. Hull. *Revs. Modern Phys.*, **23**:21, 1951.
- [61] K. Alder and A. Winther. *K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd.*, **29**:18, 1955.
- [62] Th. Stöhlker, H. Geissel, H. Irnich, T. Kandler, C. Kozhuharov, P. H. Mokler, G. Münzenberg, F. Nickel, C. Scheidenberger, T. Suzuki, M. Kucharski, A. Warczak, P. Rymuza, Z. Stachura, A. Kriessbach, D. Dauvergne, B. Dunford, J. Eichler, A. Ichihara, and T. Shirai. *Phys. Rev. Lett.*, **73**:3520, 1994.
- [63] J. Eichler. *Phys. Rev. A*, **32**:112, 1985.
- [64] W. E. Meyerhof, R. Anholt, J. Eichler, H. Gould, Ch. Munger, J. Alonso, P. Thieberger, and W. E. Wegner. *Phys. Rev. A*, **32**:3281, 1985.
- [65] J. Rzadkiewicz, Th. Stöhlker, D. Banaś, H. F. Beyer, F. Bosch, C. Brandau, C. Z. Dong, S. Fritzsche, A. Gojska, A. Gumberidze, S. Hagmann, D. C. Ionescu, C. Kozhuharov, T. Nandi, R. Reuschl, D. Sierpowski, U. Spillmann, A. Surzhykov, S. Tashenov, M. Trassinelli, and S. Trotsenko. *Phys. Rev. A*, **74**:012511, 2006.
- [66] H. F. Beyer, H.-J. Kluge, and V. P. Shevelko. *X-Ray Radiation of Highly Charged Ions*. Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York, 1. edition, 1997.

- [67] Hans A. Bethe and Edwin E. Salpeter. *Quantum mechanics of one- and two-electron atoms*. Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York, 1. edition, 1957.
- [68] R. Marrus and P. J. Mohr. *Adv. At. Mol. Phys.*, **14**:181, 1978.
- [69] P. Indelicato. private Mitteilung.
- [70] H. F. Beyer and V. P. Shevelko. *Introduction to the Physics of Highly Charged Ions*. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1. edition, 2003.
- [71] W. R. Johnson, D. R. Plante, and J. Sapierstein. *Adv. At. Mol. Phys.*, **35**:255, 1995.
- [72] C. D. Lin, W. R. Johnson, and A. Dalgarno. *Phys. Rev. A*, **15**:154, 1977.
- [73] S. Martin, J. P. Buchet, M. C. Buchet-Poulizac, A. Denis, J. Desesquelles, M. Druetta, J. P. Grandin, D. Hennecart, X. Husson, and D. Lecler. *Europhys. Lett.*, **10**:645, 1989.
- [74] M. Maul, A. Schäfer, W. Greiner, and P. Indelicato. *Phys. Rev. A*, **53**:3915, 1996.
- [75] A. Schäfer, G. Soff, P. Indelicato, B. Müller, and W. Greiner. *Phys. Rev. A*, **40**:7362, 1989.
- [76] R. W. Dunford. *Phys. Rev. A*, **54**:3820, 1996.
- [77] C. D. Lin and J. H. Macek. *Phys. Rev. A*, **35**:5005, 1987.
- [78] S. Hofmann, F. P. Heßberger, D. Ackermann, G. Münzenberg, S. Antalic, P. Cagarda, B. Kindler, J. Kojouharova, M. Leino, B. Lommel, R. Mann, A. G. Popeko, S. Reshitko, S. Saro, J. Uusitalo, and A. V. Yeremin. *Eur. Phys. J. A*, **14**:147, 2002.
- [79] G. Kraft, E. Badura, W. Becher, D. Böhne, H. Brand, C. Brusasco, H. Eickhoff, H.G. Essel, B. Franzcak, O. Geiß, Th. Haberer, J. Hoffmann, P. Kainsberger, M. Krämer, K. Krause, N. Kurz, B. Langenbeck, W. Ott, K. Poppensieker, M. Richter, W. von Räden, D. Schardt, M. Scholz, P. Spiller, R. Steiner, H. Stelzer, B. Voss, and U. Weber. *Proc. 6th Europ. Part. Acc. Conf.*, :212, 1998.

- [80] U. Amaldi and G. Kraft. *Rep. Prog. Phys.*, **68**:1861, 2005.
- [81] U. Amaldi and G. Kraft. *J. Radiat. Res.*, **48**:A27, 2007.
- [82] B. Franzke, K. Beckert, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franczak, A. Gruber, O. Klepper, F. Nolden, P. Raabe, H. Reich, P. Spädtke, M. Steck, and J. Struckmeier. *Proceedings of the 1993 Particle Accelerator Conference*, **3**:1645, 1993.
- [83] C. Scheidenberger and H. Geissel. *Nucl. Instr. Meth. B*, **135**:25, 1998.
- [84] Th. Beier, L. Dahl, H.-J. Kluge, C. Kozhuharov, W. Quint, and the HITRAP collaboration. *Nucl. Instr. Meth. B*, **235**:473, 2005.
- [85] M. Steck, P. Beller, K. Beckert, B. Franzke, and F. Nolden. *Nucl. Instr. Meth. A*, **532**:357, 2004.
- [86] B. Schlitt, K. Beckert, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franzke, Y. Fujita, H. Geissel, M. Hausmann, H. Irnich, O. Klepper, H.-J. Kluge, C. Kozhuharov, G. Kraus, G. Münzenberg, F. Nickel, F. Nolden, Z. Patyk, T. Radon, H. Reich, C. Scheidenberger, W. Schwab, M. Steck, K. Sümmerer, Th. Winkler, T. Beha, M. Falch, Th. Kerscher, K. E. G. Löbner, H. C. Jung, H. Wollnik, and Yu. Novikov. *Nucl. Phys.*, **A626**:315c, 1997.
- [87] Yu. A. Litvinov, F. Attallah, K. Beckert, F. Bosch, M. Falch, B. Franzke, H. Geissel, M. Hausmann, Th. Kerscher, O. Klepper, H.-J. Kluge, C. Kozhuharov, K.E.G. Löbner, G. Münzenberg, F. Nolden, Yu. N. Novikov, Z. Patyk, W. Quint, T. Radon, C. Scheidenberger, M. Steck, L. Vermeeren, and H. Wollnik. *Hyperfine Interactions*, **132**:283, 2001.
- [88] F. Bosch, T. Faestermann, J. Friese, F. Heine, P. Kienle, E. Wefers, K. Zeitelhack, K. Beckert, B. Franzke, O. Klepper, C. Kozhuharov, G. Menzel, R. Moshhammer, F. Nolden, H. Reich, B. Schlitt, M. Steck, Th. Stöhlker, T. Winkler, and K. Takahashi. *Phys. Rev. Lett.*, **77**:409, 1996.
- [89] T. Ohtsubo, F. Bosch, H. Geissel L. Maier, F. Attallah, K. Beckert, P. Beller, D. Boutin, B. Franczak, B. Franzke, M. Hausmann, M. Hellström, E. Kaza, P. Kienle, O. Klepper, H.-J. Kluge, C. Kozhuharov, Yu. A. Litvinov, M. Matos, G. Münzenberg, F. Nolden, Yu. N. Novikov, M. Portillo, T. Radon, J. Stadlmann, M. Steck, Th. Stöhlker,

- K. Sümmerer, K. Takahashi, H. Weick, M. Winkler, and T. Yamaguchi. *Phys. Rev. Lett.*, **95**:052501, 2005.
- [90] Yu. A. Litvinov, F. Bosch, H. Geissel, J. Kurcewicz, Z. Patyk, N. Winkler, L. Batist, K. Beckert, D. Boutin, C. Brandau, L. Chen, C. Dimopoulou, B. Fabian, T. Faestermann, A. Fagner, L. Grigorenko, E. Haettner, S. Hess, P. Kienle, R. Knöbel, C. Kozhuharov, S. A. Litvinov, L. Maier, M. Mazzocco, F. Montes, G. Münzenberg, A. Musumarra, C. Nociforo, F. Nolden, M. Pfützner, W. Plaß, A. Prochazka, R. Reda, R. Reuschl, C. Scheidenberger, M. Steck, Th. Stöhlker, S. Torilov, M. Trassinelli, B. Sun, H. Weick, and M. Winkler. *Phys. Rev. Lett.*, **99**:262501, 2007.
- [91] M. Steck, K. Beckert, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franzke, O. Klepper, F. Nolden, H. Reich, B. Schlitt, P. Spädtke, and T. Winkler. *Nucl. Phys.*, **A626**:495c, 1997.
- [92] Th. Stöhlker, H. Reich, K. Beckert, F. Bosch, A. Gallus, H. Eickhoff, B. Franzke, T. Kandler, O. Klepper, C. Kozhuharov, G. Menzel, P. H. Mokler, F. Nolden, H. T. Prinz, P. Spädtke, M. Steck, T. Winkler, R. W. Dunford, P. Rymuza, T. Ludziejewski, Z. Stachura, P. Swiat, and A. Warczak. *Hyperfine Interactions*, **108**:29, 1997.
- [93] B. Franzke. *GSI-ESR/TN-86-01*, 1986.
- [94] N. Angert, W. Bourgois, H. Emig, B. Franzke, B. Langenbeck, K. D. Leible, H. Schulte, P. Spädtke, and B. H. Wolf. *EPAC 1988, Proc. of the 1st European Particle Accelerator Conference, Rom*, page 1436, 1988.
- [95] C. Brandau, C. Kozhuharov, Z. Harman, A. Müller, S. Schippers, Y. S. Kozhedub, D. Bernhardt, S. Böhm, J. Jacobi, E. W. Schmidt, P. H. Mokler, F. Bosch, H.-J. Kluge, Th. Stöhlker, K. Beckert, P. Beller, F. Nolden, M. Steck, A. Gumberidze, R. Reuschl, U. Spillmann, F. J. Currell, I. I. Tupitsyn, V. M. Shabaev, U. D. Jentschura, C. H. Keitel, A. Wolf, and Z. Stachura. *Phys. Rev. Lett.*, **100**:073201, 2008.
- [96] F. Nolden, K. Beckert, F. Caspers, B. Franczak, B. Franzke, R. Menges, A. Schwinn, and M. Steck. *Nucl. Instr. Meth. A*, **441**:219, 2000.

- [97] F. Nolden, K. Beckert, P. Beller, B. Franzke, C. Peschke, and M. Steck. *Nucl. Instr. Meth. A*, **532**:329, 2004.
- [98] M. Steck. *Nucl. Phys.*, **A626**:473c, 1997.
- [99] H. Reich, W. Bourgeois, B. Franzke, A. Kritzer, and V. Varentsov. *Nucl. Phys.*, **A626**:417c, 1997.
- [100] A. Krämer, A. Kritzer, H. Reich, and Th. Stöhlker. *Nucl. Instr. Meth. B*, **174**:205, 2001.
- [101] Th. Stöhlker, F. Bosch, A. Gallus, C. Kozhuharov, G. Menzel, P. H. Mokler, H. T. Prinz, J. Eichler, A. Ichihara, T. Shirai, R. W. Dunford, T. Ludziejewski, P. Rymuza, Z. Stachura, P. Swiat, and A. Warczak. *Phys. Rev. Lett.*, **79**:3270, 1997.
- [102] R. DeSerio, H. G. Berry, R. L. Brooks, J. Hardis, A. E. Livingston, and S. J. Hinterlong. *Phys. Rev. A*, **24**:1872, 1981.
- [103] S. Martin, A. Denis, M. C. Buchet-Poulizac, J. P. Buchet, and J. Desesquelles. *Phys. Rev. A*, **42**:6570, 1990.
- [104] K. W. Kukla, A. E. Livingston, J. Suleiman, H. G. Berry, R. W. Dunford, D. S. Gemmell, E. P. Kanter, S. Cheng, and L. J. Curtis. *Phys. Rev. A*, **51**:1905, 1995.
- [105] P. Indelicato, B. B. Birkett, J.-P. Briand, P. Charles, D. D. Dietrich, R. Marrus, and A. Simionovici. *Phys. Rev. Lett.*, **68**:1307, 1992.
- [106] S. Toleikis, B. Manil, E. Berdermann, H. F. Beyer, F. Bosch, M. Czanta, R. W. Dunford, A. Gumberidze, P. Indelicato, C. Kozhuharov, D. Liesen, X. Ma, R. Marrus, P. H. Mokler, D. Schneider, A. Simionovici, Z. Stachura, Th. Stöhlker, A. Warczak, and Y. Zou. *Phys. Rev. A*, **69**:022507, 2004.
- [107] S. Toleikis, B. Manil, G. Bednarz, E. Berdermann, H. F. Beyer, F. Bosch, A. Bräuning-Demian, A. Gumberidze, P. Indelicato, C. Kozhuharov, D. Liesen, R. Marrus, P. H. Mokler, Z. Stachura, Th. Stöhlker, and A. Warczak. *Nucl. Instr. Meth. B*, **235**:197, 2005.
- [108] P. Beiersdorfer, S. R. Elliott, A. Osterheld, Th. Stöhlker, J. Autrey, G. V. Brown, A. J. Smith, and K. Widmann. *Phys. Rev. A*, **53**:4000, 1996.

- [109] A. Gumberidze, Th. Stöhlker, G. Bednarz, F. Bosch, S. Fritzsche, S. Hagmann, D. C. Ionescu, O. Klepper, C. Kozhuharov, A. Krämer, D. Liesen, X. Ma, R. Mann, P. H. Mokler, D. Sierpowski, Z. Stachura, M. Steck, S. Toleikis, and A. Warczak. *Hyperfine Interactions*, **146/147**:133, 2003.
- [110] S. Fritzsche, Th. Stöhlker, O. Brinzaescu, and B. Fricke. *Hyperfine Interactions*, **127**:257, 2000.
- [111] X. Ma, Th. Stöhlker, F. Bosch, O. Brinzaescu, S. Fritzsche, C. Kozhuharov, T. Ludziejewski, P. H. Mokler, Z. Stachura, and A. Warczak. *Phys. Rev. A*, **64**:012704, 2001.
- [112] Th. Stöhlker. *Physica Scripta*, **T80**:165, 1999.
- [113] A. Surzhykov, S. Fritzsche, Th. Stöhlker, and S. Tachenov. *Phys. Rev. A*, **68**:22710, 2003.
- [114] S. Tashenov, Th. Stöhlker, D. Banas, K. Beckert, P. Beller, H. F. Beyer, F. Bosch, S. Fritzsche, A. Gumberidze, S. Hagmann, C. Kozhuharov, T. Krings, D. Liesen, F. Nolden, D. Protic, D. Sierpowski, U. Spillmann, M. Steck, and A. Surzhykov. *Phys. Rev. Lett.*, **97**:223202, 2006.
- [115] M. Trassinelli, D. Banas, H. F. Beyer, P. Jagodzinski, A. Kumar, M. Pajek, and Th. Stöhlker. *Can. J. Phys.*, **85**:441, 2007.
- [116] H.F. Beyer and D. Liesen. *Nucl. Instr. Meth. A*, **272**:895, 1988.
- [117] H.F. Beyer, P. Indelicato, K. D. Finlayson, D. Liesen, and R. Deslattes. *Phys. Rev. A*, **43**:223, 1991.
- [118] P. Beiersdorfer, D. Knapp, R. E. Marrs, S. R. Elliot, and M. H. Chen. *Phys. Rev. Lett.*, **71**:3939, 1993.
- [119] J. H. Hubbell and S. M. Seltzer. Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients (version 1.4) (2004). [online] Available: <http://physics.nist.gov/xaamdi> [2008, May 14] National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.
- [120] Y. S. Kozhedub and V. M. Shabaev. private Mitteilung.
- [121] V. A. Yerokhin, P. Indelicato, and V. M. Shabaev. *Phys. Rev. Lett.*, **97**:253004, 2006.

- [122] A. N. Artemyev. private Mitteilung.
- [123] P. Indelicato and J. Desclaux. MCDFGME, a MultiConfiguartion Dirac Fock and General Matrix Elements program (release 2005), <http://dirac.spectro.jussieu.fr/mcdf>.
- [124] M. H. Chen, K. T. Cheng, and W. R. Johnson. *Phys. Rev. A*, **47**:3692, 1993.
- [125] V. M. Shabaev. private Mitteilung.
- [126] H.F. Beyer, Th. Stöhlker, D. Banas D. Liesen, D. Protic, K. Beckert, P. Beller, J. Bojowald F. Bosch, E. Förster, B. Franzke, A. Gumberidze, S. Hagmann, J. Hoszowska, P. Indelicato, O. Klepper, H.-J. Kluge, St. König, Chr. Kozhuharov, X. Ma, B. Manil, I. Mohos, A. Orsic-Muthig, F. Nolden, U. Popp, A. Simionovici, D. Sierpowski, Z. Stachura, M. Steck, S. Tachenov, M. Trassinelli, A. Warczak, O. Wehrhan, and E. Ziegler. *Spectrochimica Acta Part B*, **59**:1535, 2004.
- [127] P. Egelhof, H. F. Beyer, D. McCammon, F. v. Feilitzsch, A. v. Kienlin, H.-J.Kluge, D.Liesen, J. Meier, S. H. Moseley, and Th. Stöhlker. *Nucl. Instr. Meth. A*, **370**:263, 1996.
- [128] E. Silver, G. Austin, J. Beeman, F. Goulding, E. E. Haller, D. Landis, and N. Madden. *Nucl. Instr. Meth. A*, **545**:683, 2005.
- [129] D. Protić, Th. Stöhlker, T. Krings, I. Mohos, and U. Spillmann. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **52**:3194, 2005.
- [130] Uwe Spillmann. . *Dissertation Johann-Wolfgang-Goethe-Universität, Frankfurt/Main*, 2008.
- [131] H.F. Beyer. *Nucl. Instr. Meth. A*, **400**:137, 1997.
- [132] M. Kajetanowicz, S. Samek, D. Sierpowski, Th. Stöhlker, A. Warczak, and A. Wilk. *Rad. Phys. Chem.*, **75**:1972, 2006.
- [133] A. Bleile, P. Egelhof, H.-J. Kluge, U. Liebisch, D. McCammon, H. J. Meier, A. Sebastian, C. K. Stahle, and M. Weber. *nima*, **444**:488, 2000.

- [134] E. Silver, H. Schnopper, G. Austin, R. Ingram, G. Guth, S. Murray, N. Madden, D. Landis, J. Beeman, E. E. Haller, and Th. Stöhlker. *Nucl. Instr. Meth. A*, **520**:60, 2004.
- [135] C. K. Stahle, R. L. Kelley, D. McCammon, S. H. Moseley, and A. E. Szymkowiak. *Nucl. Instr. Meth. A*, **370**:173, 1996.
- [136] A. Bleile, P. Egelhof, S. Kraft, D. McCammon, H. J. Meier, A. Shrivastava, C. K. Stahle, and M. Weber. *AIP Conf. Proc.*, **605**:409, 2002.
- [137] V. Andrianov, K. Beckert, P. Beller, A. Bleile, P. Egelhof, A. Gumberidze, S. Ilieva, O. Kiselev, C. Kilbourne, H.-J. Kluge, S. Kraft-Bermuth, D. McCammon, J. P. Meier, R. Reuschl, Th. Stöhlker, and M. Trassinelli. *J. Low Temp. Phys.*, **151**:1049, 2008.
- [138] A. Krämer, Th. Stöhlker, F. Bosch, T. Ludziejewski, H.F. Beyer, C. Kozhuharov, D. Liesen, P. H. Mokler, P. Rymuza, Z. Stachura, P. Swiat, and A. Warczak. *Nucl. Instr. Meth. B*, **146**:57, 1998.
- [139] Markus Czanta. *Spektroskopie von Lyman- α Übergängen schwerster wasserstoffähnlicher Ionen mittels Kristallspektrometrie und Absorptionskanten-Technik*. PhD thesis, Universität-Gesamthochschule Siegen, 2001.
- [140] P. Swiat, A. Warczak, Th. Stöhlker, F. Bosch, C. Kozhuharov, P. H. Mokler, H. Reich, R.W. Dunford, P. Rymuza, T. Ludziejewski, and Z. Stachura. *T80*:326, 1999.
- [141] U. Spillmann, H. Bräuning, S. Hess, H.F. Beyer, Th. Stöhlker, J.-C. Dousse, D. Protic, and T. Krings. *Rev. Sci. Instrum.*, 79:083101, 2008.
- [142] SPARC. <http://www.gsi.de/fair/experiments/sparc>.

DANKSAGUNG

Abschließend bedanke ich mich bei all denen, die diese Arbeit ermöglicht haben.

Mein besonderer Dank gilt meinem Betreuer Herrn Professor Thomas Stöhlker für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe, seine vielfältigen Ideen, Gespräche und die Unterstützung, die zum Gelingen meiner Arbeit beigetragen haben.

Für die Aufnahme in die Abteilung Atomphysik der GSI möchte ich Herrn Professor H.-J. Kluge danken.

Herrn Professor Reinhard Dörner danke ich für meine Aufnahme an das Institut für Kernphysik. Ferner danke ich ihm dafür, meine Arbeit als Gutachter zu betreuen.

Meinen Kollegen Dr. Heinrich F. Beyer, Prof. Fritz Bosch, Dr. Carsten Brandau, Dr. Harald Bräuning, Sabrina Geyer, Mayk Hegewald, Dr. Christophor Kozhuharov, Dr. Ajay Kumar, Prof. Dieter Liesen, Renate Martin, Natalya Miski-Oglu, Dr. Brian O'Rourke, Dr. Martino Trassinelli, Günter Weber und Dr. Danyal Winters danke ich für die gute und erfolgreiche Zusammenarbeit.

Insbesondere meinen langjährigen Kollegen Dr. Alexandre Gumberidze, Prof. Siegbert Hagmann, Dr. Natallia Lineva, Uwe Spillmann, Sergiy Trotsenko spreche ich meinen herzlichsten Dank für das angenehme und freundschaftliche Arbeitsklima sowie ihre stetige Hilfsbereitschaft aus.

Für die technische Unterstützung möchte ich mich bei Heinz Wesp, Wolfgang Enders und Davide Racano bedanken. Stefanie Lüttges gilt mein Dank für die zuverlässige und schnelle Erledigung der vielen Kleinigkeiten, die der Alltag mit sich bringt.

Dem Beschleunigerbereich und vor allem dem ESR-Team sei für die instrumentellen Voraussetzungen der erfolgreichen Strahlzeiten gedankt.

Sebastian Heß danke ich für die seelische und moralische Unterstützung sowie seinem Enthusiasmus, stets den tieferen physikalischen Ursprung zu suchen.

Ein besonders großes Dankeschön möchte ich an meine Familie richten, die mich stets unterstützt und meine Interessen gefördert hat.

All diejenigen, die ich trotz intensiven Nachdenkens zu erwähnen vergessen habe, bitte ich um Nachsicht - ihnen danke ich in besonderem Maße.

LEBENS LAUF

Name: Regina Reuschl

Geburtsdatum: 30.12.1980

Geburtsort: Frankfurt am Main

Staatsangehörigkeit: deutsch

Schulbildung: 1987 - 1991 Schule am Hang, Grundschule, Frankfurt
1991 - 1997 Schule am Ried, Frankfurt
1997 Pea Ridge High School, Pea Ridge, AR, USA
1998 - 2000 Schule am Ried, Frankfurt

Schulabschluss: Abitur

Studium: 01.10.2000 Beginn des Physikstudiums an der Johann Wolfgang
Goethe-Universität, Frankfurt am Main

01.03.2004 - 28.02.2005 Diplomarbeit am Institut für Kernphysik (IKF) der
Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt
und der Gesellschaft für Schwerionenforschung m.b.H.
(GSI) in Darmstadt, mit dem Titel:
"Untersuchungen zur Photorekombination in
Ion-Elektron Stößen"

27.04.2005 Diplom-Hauptprüfung in Physik

seit 05/2005 Wissenschaftliche Hilfskraft mit der Möglichkeit
zur Promotion an der GSI in der Arbeitsgruppe von
Prof. Thomas Stöhlker und Doktorandin am IKF der
Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt,
bei Prof. Reinhard Dörner