

Untersuchungen zur Photorekombination in
Ion - Elektron Stößen

Regina Reuschl

Diplomarbeit

Institut für Kernphysik

der

Johann-Wolfgang-Goethe-Universität

Frankfurt am Main

23. Februar 2005

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Rekombination	5
2.1.1	Strahlende Rekombination	6
2.1.2	Dielektronische Rekombination	7
2.1.3	Dreikörperrekombination	9
2.2	Atomare Strukturen	10
2.2.1	Wasserstoffartige Systeme	10
2.2.2	Mehrelektronensysteme	12
2.2.3	Drehimpulskopplung	14
2.2.4	Übergangswahrscheinlichkeiten	15
2.2.5	Auswahlregeln	17
2.2.6	Kaskadenübergänge	19
2.3	Dopplerkorrekturen	21
3	Wirkungsquerschnitte und Raten	23
3.1	Wirkungsquerschnitte	23
3.1.1	Dipolnäherung	24
3.2	Rekombinationsraten	26
3.3	Abschätzung der differentiellen Raten	27

4	Experimenteller Aufbau	31
4.1	Die GSI Beschleunigeranlagen	31
4.2	Der Experimentierspeicherring ESR	35
4.2.1	Elektronenkühlung	36
4.2.2	Schottky-Analyse	38
4.3	Das Experiment	40
4.3.1	Röntgenspektren	42
4.3.2	Datenauswertung und Fehlerbetrachtung	47
5	Rekombination in die inneren Schalen	49
5.1	Vergleich der L-RR Linien	50
5.2	Vergleich der L-RR Linien mit der K-RR Linie	54
5.3	Vergleich zwischen Einfang in nacktes und wasserstoffartiges Uran	57
6	Rekombination in die äußeren Schalen	61
6.1	Simulation des Spektrums	63
6.2	Vergleich von Simulation und Experiment	68
6.2.1	Auswahlkriterien für Übergänge	73
6.2.2	Zeitauflösung der Zerfälle	77
6.2.3	Zustandsselektive Beiträge zur Kaskade	78
6.3	Schlussfolgerung	82
7	Zusammenfassung	85

Kapitel 1

Einleitung

Die Physik der Rekombination von Elektronen mit Ionen gehört zu den am intensivsten untersuchten Forschungsgebieten der Atomphysik. Besonders die radiative Rekombination (Photorekombination) ist in ihrer Eigenschaft als inverser Prozess zur Photoionisation bereits seit den 30iger Jahren des vergangenen Jahrhunderts ausführlich beschrieben und untersucht worden. Durch den Bau von Speicherringen mit Elektronenkühlung sind neue Möglichkeiten geschaffen worden, experimentelle Untersuchungen an der Rekombination freier Elektronen mit Ionen vorzunehmen. Aus diesem Grund hat es in den vergangenen Jahren viele Experimente zur Untersuchung der radiativen Rekombination (RR) [1, 2, 3, 4, 5] und der dielektronischen Rekombination (DR) [6, 7, 8] gegeben. Beide Prozesse sind für eine Vielzahl von Ionen - Wenig-Elektronensysteme sowohl als auch nackte Ionen - untersucht worden. In Experimenten mit nackten Ionen können die Elektronen neben der radiativen Rekombination auch über die sogenannte Drei-Körper-Rekombination (TBR) von den Ionen eingefangen werden [9, 10]. Allerdings ist die Drei-Körper-Rekombination aufgrund der geringen Elektronendichten in den bisher durchgeführten Experimenten nicht von Bedeutung. Da im Elektronenkühler Elektronen- und Ionenstrahl beinahe die gleiche Geschwindigkeit haben, ermöglichen Elektronenkühler die Untersuchung von Rekombinationsprozessen bei Relativenergien - zwischen Elektronen und Ionen - nahe null. Dieser Bereich ist von hohem Interesse, da bei bisher durchgeführten Experimenten eine deutliche Abweichung der Rekombinationsraten von der derzeit gültigen Theorie aufgezeigt worden ist [4, 5, 11, 12]. Aufgrund der Tatsache, dass dabei stets eine - im Vergleich zu den theoretischen Vorhersagen - Erhöhung der Raten festzustellen ist, wird dieses Phänomen als Ra-

tenüberhöhung bezeichnet. Bisher ist die Ursache dieser Überhöhung noch nicht geklärt worden. Mögliche Ansätze sind in den physikalischen Effekten, hervorgerufen durch äußere Felder, im Inneren des Elektronenkühlers zu suchen.

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist eine Untersuchung des Photorekombinationsprozesses für schwerste, hochgeladene Ionen mit Kühlerelektronen, die auf dem Nachweis der Photoemission beruht. Im Unterschied zu den bislang zu diesem Thema durchgeführten Experimenten, die sich auf das Studium totaler Rekombinationsraten konzentriert haben, ermöglicht die Messung der Photoemission eine vollständige und somit auch zustandsspezifische Erfassung des Rekombinationsprozesses. Neben der Photorekombination sind solche Experimente von entscheidender Bedeutung für unser Verständnis der physikalischen Vorgänge in Elektronenkühlern. Erst durch die Elektronenkühlung ist der Einsatz von Schwerionenspeicherringen möglich geworden, wie sie gegenwärtig an vielen Instituten weltweit betrieben werden bzw. sich im Aufbau befinden. Die gekühlten Strahlen schwerster hochgeladener stabiler aber auch kurzlebiger Nuklide, die in Speicherringen den Experimenten zur Verfügung stehen, eröffnen den Zugang zu fundamentalen atom- und kernphysikalischen Fragestellungen. Für den kernphysikalischen Bereich sei beispielhaft der gebundene Betazerfall bzw. die Massenmessung für kurzlebige Nuklide genannt und für den atomphysikalischen Bereich die Experimente zur QED in starken elektrischen und magnetischen Feldern, wie sie in den schwersten Ein-Elektronensystemen vorliegen. So ist beispielsweise das gebundene Elektron in wasserstoffartigem Uran starken elektrischen Feldern ausgesetzt und die atomare Struktur ist wesentlich durch relativistische und quantenelektrodynamische Effekte bestimmt. Es sei darauf hingewiesen, dass es sich bei der QED um die am genauesten überprüfte Theorie handelt. Mit steigender Kernladungszahl Z nimmt die Feldstärke zu, weswegen sie bei Untersuchungen an U^{92+} eine bedeutende Rolle spielt. Der Erwartungswert des Grundzustands in wasserstoffartigen Systemen liegt für Uran bei $\approx 2 \cdot 10^{16}$ V/cm, während er für das Wasserstoffatom bei $\approx 1 \cdot 10^{10}$ V/cm liegt [13]. Es ist daher fragwürdig, ob die für das Wasserstoffatom gültigen Theorien auch im Bereich solch starker Felder eine korrekte Beschreibung der Vorgänge liefern. Somit bietet sich jedoch eine wunderbare Gelegenheit, die Allgemeingültigkeit der QED zu überprüfen, deren Effekte umso größer sind, desto höher die Kernladungszahl Z ist. In Bezug auf die konkreten Experimente zur 1s-Lambverschiebung sei

erneut auf die Bedeutung des Photorekombinationsprozesses hingewiesen. Durch diesen Prozess erfolgt die Besetzung der angeregten Zustände, deren Zerfall zur Emission der Lyman α -Photonen führt, aus deren Energie die Lambverschiebung für den Grundzustand bestimmt wird.

Die Arbeit ist folgendermaßen strukturiert:

Zu Beginn wird ein kurzer Überblick der momentanen Theorie gegeben. Daran anschließend werden die Rekombinationsraten sowie ihre Herleitung aus den derzeitigen Ergebnissen für relativistische und nicht-relativistische Wirkungsquerschnitte dargestellt. Kapitel 4 beschäftigt sich mit den experimentellen Gegebenheiten an der GSI und dem Aufbau des Experimentes. Ergebnisse der Messung werden ebenfalls vorgestellt.

Im Anschluss an dieses Kapitel folgt die Datenauswertung mit zwei Schwerpunkten. Zunächst wird eine zustandsselektive Untersuchung der radiativen Rekombinationsraten in die L- und K- Schale nackten und wasserstoffähnlichen Urans gegeben. Die Untersuchung der L-RR Linien ist aufgrund der niedrigen Strahlenergie in diesem Experiment erstmals möglich gewesen. Zuvor ist dieser Energiebereich des Spektrums stets von Bremsstrahlung überlagert worden. Im zweiten Teil der Auswertung steht die Rekombination in die äußeren Schalen hochgeladener Ionen im Vordergrund sowie der sich anschließende Kaskadenzerfall in den Grundzustand des Ions. Durch die gute Zeitauflösung von 20 ns ist es möglich, Ereignisse aus dem Inneren des Kühlers von denen zu unterscheiden, die außerhalb stattgefunden haben.

Kapitel 7 soll eine kurze Zusammenfassung der Ergebnisse darstellen und einen Ausblick auf zukünftige Experimente geben.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Die Wechselwirkung zwischen Ionen und Elektronen spielt in verschiedenen Bereichen moderner Forschung eine wichtige Rolle. Zwei- und Dreikörperrekombination sind grundlegende Prozesse in der Beschleuniger-, Plasma- und Atomphysik. Einfangquerschnitte bilden beispielsweise die Basis zur Bestimmung von Strahlverlusten; Daten, die für den Bau zukünftiger Beschleunigeranlagen dringend benötigt werden.

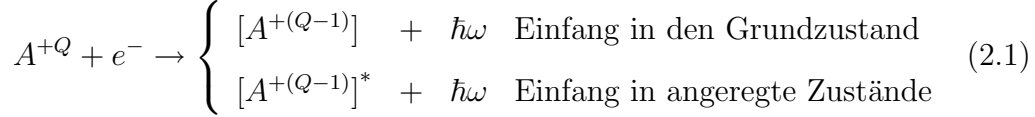
Als einfachste atomare Systeme haben das Wasserstoff- und Heliumatom eine besondere Stellung. In der Erforschung grundlegender Gesetze der atomaren Struktur kommt dem Wasserstoffatom eine zentrale Bedeutung zu. Das Heliumatom ist als einfachstes Mehr-Elektronensystem von herausragendem Interesse.

2.1 Rekombination

Freie Elektronen können durch einen der drei konkurrierenden Einfangprozesse: strahlende Rekombination, dielektronische Rekombination oder Dreikörperrekombination aus dem Kontinuum in gebundene Zustände eines Ions eingefangen werden. Während die strahlende Rekombination den zeitumgekehrten Prozess der Photoionisation beschreibt, stellt die dielektronische Rekombination die Zeitinversion des Auger-Effektes dar. Die Dreikörperrekombination lässt sich am Besten durch die Umkehrung der Ionisation durch Elektronenstöße beschreiben.

2.1.1 Strahlende Rekombination

Bei dem Prozess der strahlenden Rekombination (RR) wird ein Elektron aus dem Kontinuum direkt in ein Ion eingefangen und gibt sowohl seine kinetische Energie als auch die freiwerdende Bindungsenergie in Form eines Photons ab.



Zur Energie- und Impulserhaltung nimmt dieses Photon neben der überschüssigen Energie auch die Impulsdifferenz auf

$$\hbar\omega = \Delta E = E_{kin} + |E_{bin}|. \quad (2.2)$$

In diesem Experiment werden freie Elektronen von Projektionen bei einer Relativenergie von $E_{kin} = 0$ im Elektronenkühler eingefangen, weswegen die Energie der emittierten Photonen den Bindungsenergien der besetzten Zustände entspricht

$$\hbar\omega = |E_{bin}|. \quad (2.3)$$

Ihre Spektren zeigen sehr schmale Linien. Dadurch ist ein Zugang zur genauen Messung der Bindungsenergien in Systemen mit wenigen Elektronen gegeben ist. Wirkungsquerschnitte für Elektronen niedriger Energie, wie sie im Elektronenkühler vorliegen, können, basierend auf den Ergebnissen von Kramers [14], mit einem Skalierungsverhalten, invers proportional zur Hauptquantenzahl n und Elektronenenergie E , gut angenähert werden. Dagegen skalieren die Wirkungsquerschnitte für schnelle Stöße zwischen freien Elektronen und nackten Projektionen der Kernladungszahl Z_P mit (siehe z.B. [15])

$$\sigma_{RR} \propto \frac{1}{n^3} \cdot \frac{Z_P^5}{E_{kin}^{3/2}}. \quad (2.4)$$

Deswegen werden bei radiativer Rekombination bevorzugt Zustände mit einer niedrigen Hauptquantenzahl n besetzt. Eine detailliertere Beschreibung der radiativen Rekombination und ihrer Wirkungsquerschnitte wird in Abschnitt 3.1 gegeben.

Werden anstelle der freien Elektronen eines Elektronenkühlers, zuvor in einem Targetatom gebundene Elektronen eingefangen, heißt dieser Prozess strahlender Elektroneneinfang (REC). Solche Experimente können

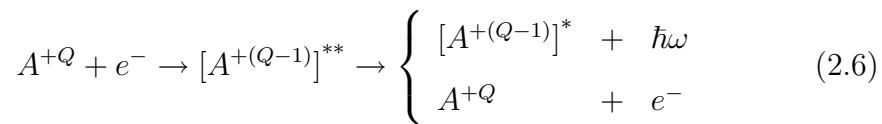
am Gastarget durchgeführt werden. Es handelt sich dabei um den Einfang quasifreier Elektronen. Um die Energieerhaltung nicht zu verletzen, wird die Energie der Photonen im REC- Prozess durch nachstehende Relation gegeben:

$$\hbar\omega = E_{kin} + |E_{bin}| - |E_i| \quad (2.5)$$

E_i beschreibt die Bindungsenergie des Elektrons im Targetatom.

2.1.2 Dielektronische Rekombination

Der Auger-Effekt beschreibt eine Ionisation, bei der zunächst ein Elektron in eine tiefer liegenden freie Vakanz fällt. Durch die dabei freigesetzte Energie wird ein anderes Elektron aus dem Atom bzw. Ion entfernt. Umgekehrt wird bei der dielektronischen Rekombination (DR) mit der beim Elektroneneinfang freigesetzten Energie, ein Elektron aus einem tieferliegenden Zustand in einen höheren angeregt. Dieses zweifach angeregte Ion zerfällt anschließend entweder über Emission zweier Photonen in den Grundzustand oder geht unter Aussendung eines Auger-Elektrons in den Ausgangszustand zurück [16].



Damit die Anregung den Energieerhaltungssatz erfüllt, kann ein solcher Prozess nur dann stattfinden, wenn die Energiedifferenz zwischen Anfangszustand $|i\rangle$ und Endzustand $|f\rangle$ des angeregten Elektrons gleich der Summe aus kinetischer Energie des freien Elektrons und seiner Bindungsenergie im Einfangszustand $|j\rangle$ ist.

$$\Delta E = E_f - E_i = E_{kin} + E_j \quad (2.7)$$

Daher wird in diesem Fall auch von einem resonanten Einfangprozess gesprochen. Aufgrund der Tatsache, dass dieser Prozess zumindest ein im Ion vorhandenes Elektron voraussetzt, kann er beim Einfang in nackte Ionen keine Rolle spielen.

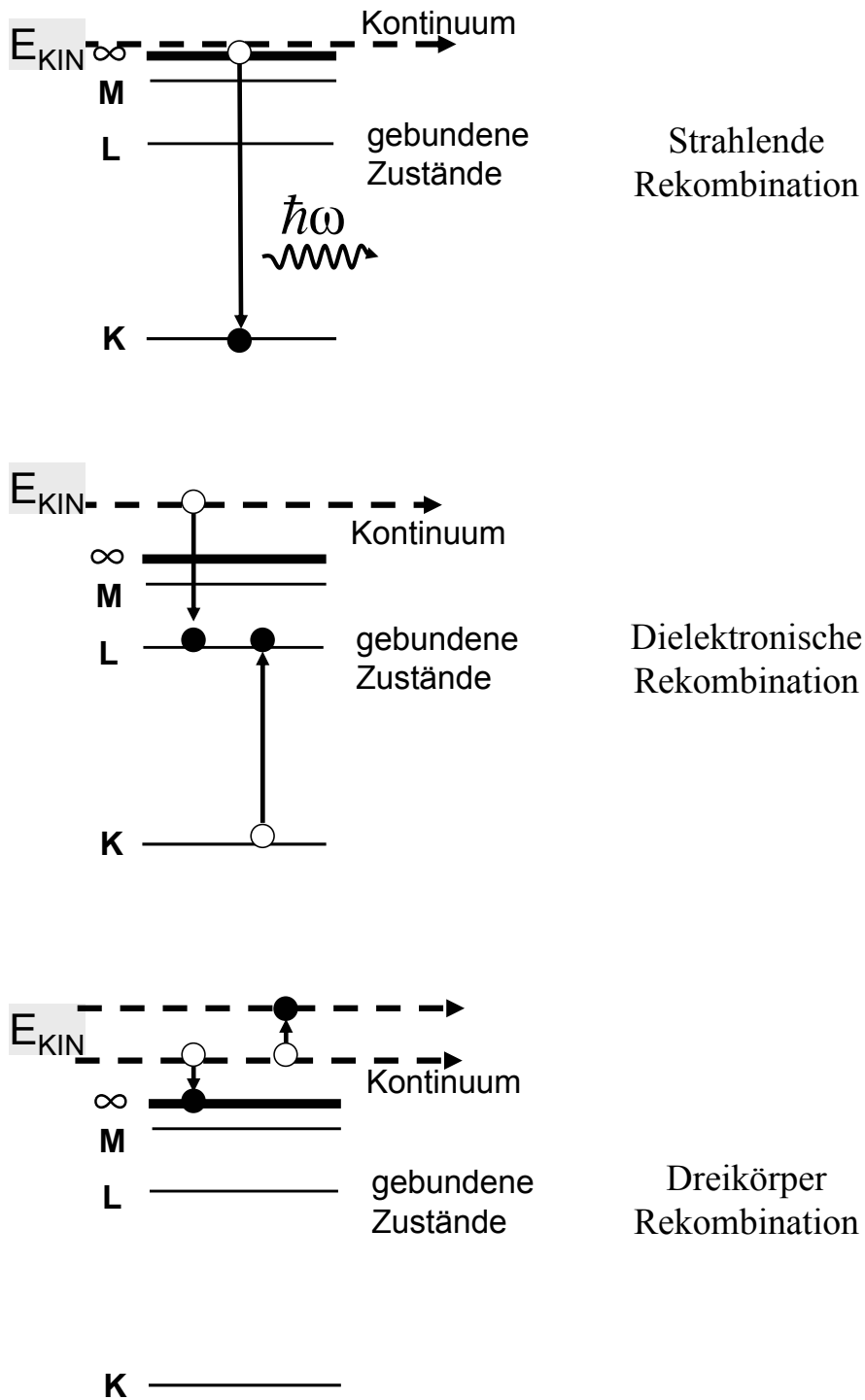
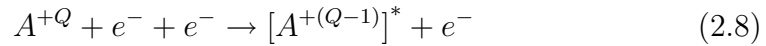


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der drei Rekombinationsprozesse.

2.1.3 Dreikörperrekombination

Neben diesen beiden strahlenden Übergängen gibt es auch einen strahlungsfreien Prozess, die Dreikörperrekombination (Three Body Recombination, TBR). Wieder wird ein Elektron in ein Ion eingefangen. Allerdings werden Energie- und Impulserhaltung in diesem Fall dadurch gegeben, dass die freigesetzte kinetische Energie auf ein anderes Elektron im Kontinuum übertragen wird. Somit erhöht es seine kinetische Energie.



Dieser Rekombinationsprozess spielt vor allem bei hohen Elektronendichten und niedrigen Schwerpunktsenergien zwischen Elektron und Ion eine bedeutende Rolle; er skaliert mit der Ionenladung q^3 . Bei nackten Ionen ist die Rekombinationsrate durch

$$\alpha_{TBR} = \frac{2,0 \cdot 10^{-27} n_e Z^3}{(kT)^{9/2}} [cm^3/s] \quad (2.9)$$

gegeben; n_e steht für die Elektronendichte in cm^{-3} und kT für die Elektronenstrahltemperatur in eV[17]. In den meisten Fällen wird das Elektron in einen Rydbergzustand eingefangen, dessen Bindungsenergie der kinetischen Energie des freien Elektrons entspricht. Allerdings gilt es zu bedenken: auch Prozesse wie beispielsweise Reionisation, Stoßanregung und -abregung sowie radiative Rekombination können eine Rolle spielen. Bei den in Elektronenkühlern herrschenden Temperaturen liegen die durch Dreikörperrekombination bevölkerten n-Zustände bei $n = 16Z$. Solche Rydbergzustände werden im elektrischen Feld der Umlenkmagnete feldionisiert, weswegen davon ausgegangen werden kann, die Dreikörperrekombination hat keinen Einfluss auf die in diesem Experiment gemessenen Rekombinationsraten [18].

TBR spielt dagegen eine wesentliche Rolle im Falle der Bildung von Anti-Wasserstoff durch Antiproton- Positron Rekombination ($\bar{p} + e^{+} \rightarrow \bar{H}$) [9, 19, 20, 21].

2.2 Atomare Strukturen

2.2.1 Wasserstoffartige Systeme

Die elektronischen Bindungsenergien werden zu Beginn des letzten Jahrhunderts in wasserstoffähnlichen Ionen durch die Rydberg- Formel beschrieben:

$$E_B(n) = -Ry \cdot \frac{Z^2}{n^2} \quad (2.10)$$

Nach Gleichung 2.10 ist die Bindungsenergie nur von der Kernladungszahl Z und der Hauptquantenzahl n abhängig. Ry ist die Rydbergkonstante mit einem Wert $\approx 13,6eV$. Dieser Wert entspricht der Ionisation des Wasserstoffatoms. Bahndrehimpuls l und die magnetische Quantenzahl m_l haben keinen Einfluss auf die Bindungsenergie. Mit diesem Ansatz lässt sich die experimentell beobachtete Feinstrukturaufspaltung des Wasserstoffatoms jedoch nicht erklären. Die l - und m_l Entartung wird durch Berücksichtigung der Spin-Bahn-Kopplung aufgehoben. Allerdings ist dazu die Einführung des Elektronenspins nötig, welcher in der nichtrelativistischen Quantenmechanik nicht enthalten ist.

In der relativistischen Beschreibung quantenmechanischer Systeme [22], der Dirac- Formulierung, ergibt sich der Spin des Elektrons aus der Theorie selbst. Dabei wird der Gesamtdrehimpuls \mathbf{j} als sogenannte "gute" Quantenzahl verwendet. \mathbf{j} ist definiert als die Summe der vektoriellen Addition von Bahndrehimpuls \mathbf{l} und Spin \mathbf{s} :

$$\begin{aligned} \mathbf{j} &= \mathbf{l} + \mathbf{s} \\ \mathbf{j} &= \mathbf{l} \pm \frac{1}{2} \end{aligned} \quad (2.11)$$

Unter der vereinfachenden Annahme eines unendlich schweren, punktförmigen Kerns ergeben sich die Energieeigenwerte wasserstoffartiger Atome in der Dirac-Theorie durch:

$$E_{n,j} = m_0c^2 / \sqrt{1 + \left(\frac{Z\alpha}{n - |j + 1/2| + \sqrt{(j + 1/2)^2 - (Z\alpha)^2}} \right)^2} \quad (2.12)$$

Die Entartung der Bindungsenergien ist in der relativistisch korrekten Beschreibung aufgehoben. Durch den formalen Zusammenhang zwischen \mathbf{j} und

l , siehe 2.11, können Zustände mit unterschiedlichem Bahndrehimpuls l und Spin s den gleichen Gesamtdrehimpuls haben und sollten somit entartet sein.

Willis Lamb und Robert Retherford stellten in ihren Experimenten aber fest: die beiden Niveaus $2s_{1/2}$ und $2p_{1/2}$ sind aufgespalten [23]. Demnach stimmt auch die Dirac-Theorie mit den experimentellen Beobachtungen nicht überein. Die Energiedifferenz zwischen diesen Niveaus wird heute als Lambverschiebung bezeichnet.

Bereits kurze Zeit später veröffentlichte Bethe eine erste theoretische Erklärung dieses Effektes, durch Abschätzung von Selbstenergiekorrekturen [24]. Die Aufhebung der j -Entartung kann durch Einführung von Korrekturen des Strahlungsfeldes, nämlich Selbstenergie und Vakuumpolarisation, sowie die Berücksichtigung von Kerneffekten erklärt werden.

Selbstenergie: das gebundene Elektron emittiert und absorbiert ein virtuelles 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 zu einer effektiven Lockerung der Bindungsenergie führt.

Vakuumpolarisation: im Feld des Atomkerns entstehen und vergehen virtuelle Elektron-Positron-Paare, die durch den Polarisierungseffekt eine stärkere Bindung des Elektrons verursachen.

Kerneffekte: mit zunehmender Kernladungszahl tragen Masse, Ausdehnung und Struktur des Kerns zu einer Änderung der Bindungsenergie bei.

Der Betrag der Lambverschiebung wird durch nachfolgende Gleichung ausgedrückt [25]:

$$\Delta E_{LS} = \frac{\alpha (Z\alpha)^4}{\pi n^3} \cdot \mathcal{F}(Z\alpha) \cdot mc^2 . \quad (2.13)$$

Dabei variiert die Korrekturfunktion \mathcal{F} nur sehr schwach mit Z . Allerdings ist die starke Z - Abhängigkeit der Lambverschiebung in dieser Gleichung

deutlich zu erkennen. Somit ergeben sich für die Übergänge von der L- in die K-Schale, welche in dieser Auswertung von Interesse sind, folgende Energiewerte [22]:

Übergang	M1	Ly α_2	Ly α_1
	$2s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$	$2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$	$2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$
Energie	97686 eV	97610 eV	102173 eV

2.2.2 Mehrelektronensysteme

Heliumartige Systeme sind die einfachsten Mehrelektronensysteme. Anders als bei den zuvor diskutierten wasserstoffartigen Systemen, muss daher die Elektron-Elektron-Wechselwirkung explizit berücksichtigt werden. Sie ist für die Struktur der heliumartigen Systeme von entscheidender Bedeutung. Während die Dirac-Gleichung, mit Ausnahme der Lambverschiebungskorrekturen, eine exakte Beschreibung der atomaren Struktur wasserstoffartiger Ionen liefert, ist es durch die Hinzunahme der Elektron-Elektron-Wechselwirkung nicht möglich, eine analytische Lösung dieses Problems zu finden. Der Hamiltonoperator des heliumartigen Systems ist gegeben durch

$$H = h_s(1) + h_s(2) - \frac{Ze}{r_1} - \frac{Ze}{r_2} + \frac{e}{|r_1 - r_2|}. \quad (2.14)$$

Dabei stellen r_1 und r_2 die Ortskoordinaten der Elektronen dar. Der Term $\frac{e}{|r_1 - r_2|}$ enthält explizit die Elektron-Elektron-Wechselwirkung und $h_s(1)$ und $h_s(2)$ sind die Hamiltonoperatoren der einzelnen freien und unkorrelierten Elektronen. Im nichtrelativistischen Bereich bestimmt die Coulombabstoßung zwischen den Elektronen das Termschema. Allerdings skaliert die Coulombwechselwirkung nur mit Z , während der relativistische Effekt der Spin-Bahn-Kopplung mit Z^4 zunimmt. Daher wird das Termschema schwerer heliumartiger Ionen durch die jj-Kopplung geprägt. Für sehr schwere Systeme gleicht sich die Niveaustuktur derjenigen von wasserstoffartigen Ionen an [22]. Die Energieniveaus heliumartiger Ionen bestehen aus zwei unabhängigen Termen unterschiedlicher Multiplizität:

$$\begin{aligned} \text{Singulett} : & \quad (s_1 = \pm \frac{1}{2} \quad s_2 = \mp \frac{1}{2}) \quad S = 0 \rightarrow 2S + 1 = 1 \\ \text{Triplet} : & \quad (s_1 = \pm \frac{1}{2} \quad s_2 = \pm \frac{1}{2}) \quad S = 1 \rightarrow 2S + 1 = 3 \end{aligned}$$

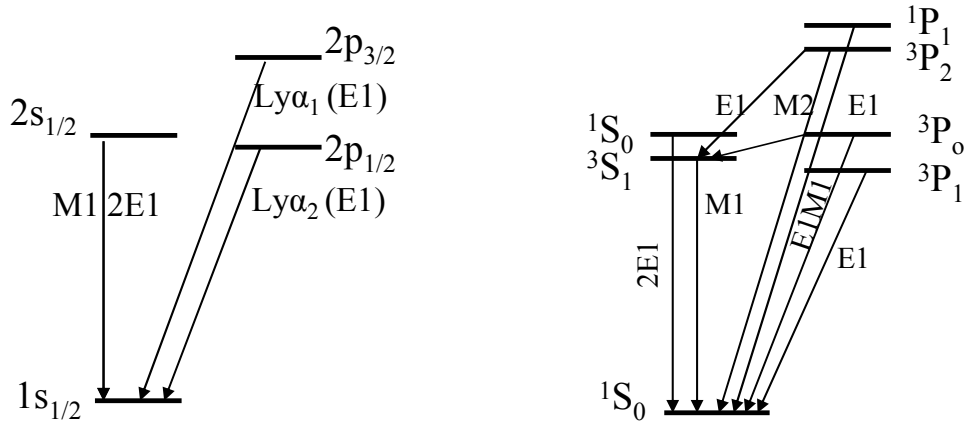


Abbildung 2.2: Links das Termschema für wasserstoffartiges Uran und rechts das für heliumartiges.

Diese Terme unterscheiden sich in der Zusammensetzung des Gesamtdrehimpulses aus den Einzeldrehimpulsen. Neben der Coulombwechselwirkung muss im relativistischen Bereich auch die sogenannte Breit-Wechselwirkung berücksichtigt werden. Sie kommt durch die Bewegung von Ladungen zustande und ist somit nichts anderes als eine Strom-Strom-Wechselwirkung.

Neben einer Änderung der Niveaustuktur, hat eine höhere Kernladungszahl Z auch eine starke Erhöhung der Zerfallsraten zur Folge. Während für leichte Ionen der $\mathbf{E1}$ -Zerfall des $1s2p\ ^1P_1$ -Zustands der einzig vollständige erlaubte Ein-Photonen $L \rightarrow K$ Übergang ist, bevölkern alle Triplett-P-Zustände über Dipolzerfälle das 3S_1 -Niveau. Mit zunehmendem Z kommt es zu einer starken Zunahme der Raten aller verbotenen Übergänge, die folgendes Skalierungsverhalten aufweisen [26, 27]: $^3P_1 : Z^{10}$ ($\mathbf{E1}$) $^3S_1 : Z^{10}$ ($\mathbf{M1}$) $^3P_2 : Z^8$ ($\mathbf{M2}$) $^1S_0 : Z^6$ ($\mathbf{2E1}$) $^3P_0 : Z^8$ ($\mathbf{E1M1}$). Da die Zerfallsraten der einzelnen $L \rightarrow K$ -Übergänge bei hohen Kernladungszahlen so groß sind, zerfallen in U^{90+} beinahe alle angeregten Zustände über direkte Übergänge in den Grundzustand. Dennoch spielen auch die $\Delta n = 0$ Zerfälle des 3P_2 und 3P_0 in den 3S_1 bzw. 3S_0 Zustand eine wichtige Rolle. In U^{90+} zerfällt das 2^3P_2 -Niveau etwa zu 30% über das 2^3S_1 -Niveau [22]. Eine schematische Abbildung der Termschemata von wasserstoff- und heliumartigen Uran ist in Abbildung 2.2 gegeben.

2.2.3 Drehimpulskopplung

Elektronen wechselwirken in Atomen, Ionen oder Molekülen miteinander. Bei Eielektronensystemen setzen sich \mathbf{l} und \mathbf{s} zu einem resultierenden Drehimpuls \mathbf{j} zusammen. In Mehrelektronensystemen dagegen sind die Bahndrehimpulse und Spins aller Valenzelektronen bzw. Elektronen in nicht abgeschlossenen Schalen über elektrische und magnetische Wechselwirkung miteinander gekoppelt. Sie setzen sich nach bestimmten Quantenvorschriften zum Gesamtdrehimpuls \mathbf{J} des Atoms zusammen.

In Kopplungsschemata werden diese Wechselwirkungen durch Vektoraddition des Bahndrehimpulses (l_i) mit dem Spin (s_i) zu der Gesamtdrehimpulsquantenzahl \mathbf{J} beschrieben. Dabei spielen die beiden Grenzfälle LS- und jj-Kopplung die bedeutendsten Rollen. LS-Kopplung ist auch als Russel-Saunders Kopplung, jj-Kopplung auch Spin-Bahn Kopplung bekannt. Ihre Kopplungsschemata lassen sich mit Hilfe zweier unterschiedlicher Elektronen der Quantenzahlen (l_1, s_1) und (l_2, s_2) darstellen [28]:

$$LS - \text{Kopplung} : l_1 + l_2 = \mathbf{L}, \quad s_1 + s_2 = \mathbf{S}, \quad \mathbf{L} + \mathbf{S} = \mathbf{J}$$

$$jj - \text{Kopplung} : l_1 + s_1 = j_1, \quad l_2 + s_2 = j_2, \quad j_1 + j_2 = \mathbf{J}$$

Im Bereich niedriger Kernladungszahlen Z wird die LS- Kopplung verwendet. Dort ist die Wechselwirkung zwischen den Elektronen untereinander stärker, als ihre Spin-Bahn-Wechselwirkung. Daher koppeln zunächst die Bahndrehimpulse l_i oder die Spinmomente s_i der verschiedenen Elektronen zu einem Gesamtbahndrehimpuls \mathbf{L} und einem Gesamtspin \mathbf{S} . Anschließend koppeln \mathbf{L} und \mathbf{S} zum Gesamtdrehimpuls \mathbf{J} . Termsymbole der Energiezustände von Atomen besitzen folgende Nomenklatur:

$$n^{2S+1}L_J \tag{2.15}$$

Die Hauptquantenzahl n gibt das höchst angeregte Elektron wieder, $2S+1$ die Multiplizität, L den gesamten Bahndrehimpuls mit den entsprechenden Buchstabensymbolen S ($L=0$), P ($L=1$), D ($L=2$) ..., J den Gesamtdrehimpuls des Atoms[28].

Dagegen steigt bei schwereren Kernen der Anteil der jj-Kopplung. Die Spin-Bahn-Kopplung des einzelnen Elektrons ($l_i \cdot s_i$) ist groß gegenüber der Wechselwirkung verschiedener Elektronen. In jedem einzelnen Elektronen

koppeln zunächst l_i und s_i zum resultierenden Drehimpuls j_i , deren Summe anschließend den Gesamtdrehimpuls \mathbf{J} ergibt:

$$\sum_i^N j_i = \mathbf{J} .$$

Da hier kein resultierender Bahndrehimpuls \mathbf{L} definiert ist, gibt es die Termsymbole S , P , D usw. nicht mehr. Stattdessen werden die Terme nach dem Muster $(j_1, j_2)_J$ bezeichnet. Die Zahl der möglichen Zustände und die J- Werte sind die gleichen wie bei der LS- Kopplung. Allerdings ist eine jj- Kopplung nur bei sehr schweren Atomen als reine Kopplung zu finden und auch hier nur für die am Tiefsten liegenden Zustände. Häufig kommt es zu einer sogenannten *intermediären Kopplung*, die eine Zwischenform der LS- und jj- Kopplung darstellt [29]. Sie äußert sich z. B. durch eine Abschwächung des Interkombinationsverbotes zwischen Termen unterschiedlicher Multiplizität.

2.2.4 Übergangswahrscheinlichkeiten

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 [16]:

$$dA = \frac{e^2 \omega_{if}}{2\pi \hbar c_0} |M_{if}|^2 d\Omega. \quad (2.16)$$

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

$$\omega_{nn'} = 2\pi\nu_{nn'} = \frac{1}{\hbar}(E_n - E_{n'}). \quad (2.17)$$

Das in Gleichung 2.16 vorkommende Matrixelement ist folgendermaßen definiert:

$$|M_{if}| = \int \Psi_i p e^{-ikr} \Psi_f d^3r = \langle i | p e^{-ikr} | f \rangle. \quad (2.18)$$

Zur Herleitung der Gleichungen 2.16 und 2.17 wurden folgende Näherungen vorgenommen [30]:

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

Häufig ist es möglich, Gleichung 2.18 durch zusätzliche Annahmen weiter zu vereinfachen. Dazu wird angenommen, 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:

$$e^{-ikr_i} = 1 - ikr_i + (kr_i)^2 - \dots \quad (2.19)$$

Da nun $k \ll 10^8\text{cm}^{-1}$ ist, wird das Produkt $k \cdot r$ wesentlich kleiner als 1 sein, was dazu führt, dass die Reihenentwicklung bereits nach dem ersten Term abbricht. Damit vereinfacht sich das Matrixelement $|M_{if}|$ zu $\langle i|\mathbf{p}|f\rangle$. Wird über den gesamten Raum integriert, erhält man, mit $\mathbf{p} = q\mathbf{r}$ für einen Dipol, die spontane Übergangswahrscheinlichkeit A_{if} für einen Dipolübergang **E1**. Die Vereinfachung $e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} \approx 1$ wird auch als Dipolnäherung bezeichnet [16]

$$A_{if} = \frac{4}{3} \frac{e^2 \omega^3}{c^2} |\langle f|\mathbf{r}|i\rangle|^2. \quad (2.20)$$

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:

$$W_i = \sum_{E_f < E_i} A_{if}. \quad (2.21)$$

Solange die Bedingung $kr \ll 1 \rightarrow r \ll \lambda$ erfüllt ist, liefert diese Näherung sehr gute Ergebnisse. Wenn jedoch $kr \approx 1$ oder sogar $kr \geq 1$ wird, müssen

höhere elektrische und magnetische Multipole in Betracht gezogen werden. Insbesondere ist dieser Fall in Grundzustandsübergängen der schwersten Ein- und Zweielektronensysteme gegeben, bei denen die Wellenlänge λ mit dem mittleren Orbitalradius r vergleichbar wird. Daher sind in diesen Systemen Übergänge möglich, die klassischerweise durch die Auswahlregeln verboten sind. Für die Übergangswahrscheinlichkeiten in wasserstoffartigen Ionen lassen sich folgende Skalierungen angeben [26]:

$$\begin{aligned} - A_{\mathbf{E}\kappa} &\sim \alpha(Z\alpha)^{2\kappa+2} mc^2/\hbar \\ - A_{\mathbf{M}\kappa} &\sim \alpha(Z\alpha)^{2\kappa+4} mc^2/\hbar \end{aligned}$$

Die relativen Verhältnisse skalieren demnach mit Potenzen von $(Z\alpha)$. Eine Ausnahme dieses Skalierungsverhaltens stellt der magnetische Dipolübergang **M1** dar; für ihn gilt im Falle von $\Delta n \neq 0$:

$$- A_{\mathbf{M1}} \sim \alpha(Z\alpha)^{10} mc^2/\hbar$$

An diesen Skalierungsgesetzen ist abzulesen, dass mit Zunahme von Z die Multipolstrahlung höherer Ordnungen deutlich an Intensität gewinnt. Daher spielen diese Ordnungen in schweren Systemen eine bedeutende Rolle.

2.2.5 Auswahlregeln

Unter bestimmten Voraussetzungen können die höheren Ordnungsterme dominant zum Zerfall eines Niveaus beitragen. Ein bekanntes Beispiel dafür ist der Zerfall des $2s_{1/2}$ -Niveaus in wasserstoffartigen Systemen. Da sowohl Ausgangs- als auch Endzustand den gleichen Bahndrehimpuls $l=0$ aufweisen, würde der Übergang unter Aussendung eines Photons die Drehimpulserhaltung verletzen. Deswegen kann dieser Übergang im Wasserstoffatom nur durch Emission zweier Photonen in den Grundzustand erfolgen; denn die Impulse der beiden Photonen heben sich gegenseitig auf (**2E1**- Zerfall). Dagegen finden in schweren Ionen, wie dem in diesem Experiment verwendeten Uran, sehr schnelle magnetische Dipolübergänge statt. Während die Übergangsrate für den **2E1**- Übergang mit Z^6 skaliert, weist der **M1**- Übergang eine Z^{10} Abhängigkeit auf [26].

Im nachfolgenden Abschnitt werden die Auswahlregeln, für erlaubte bzw. verbotene Übergänge vorgestellt.

Auswahlregeln geben die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein bestimmter atomarer Übergang aufgrund seiner Symmetrieeigenschaften von Anfangs- und Endzustand stattfinden kann. Dabei wird zwischen elektrischen ($\mathbf{E}\kappa$) und magnetischen ($\mathbf{M}\kappa$) Übergängen unterschieden. Ein zentraler Punkt bei elektromagnetischen Übergängen ist die Parität P und ihre Erhaltung. Parität spiegelt die Symmetrie der Wellenfunktion wieder. Es gibt Übergänge gerader und ungerader Parität. Im Gegensatz zu Übergängen ungerader Parität bleibt die Parität des Anfangs- und Endzustandes bei Übergängen gerader Parität gleich. Elektrische Dipolübergänge sind stets mit einer Paritätsänderung verbunden. Wären sie es nicht, verschwände das Matrixelement.

Im allgemeinen lauten die Auswahlregeln für Übergänge der Multiplizität κ [16], mit den exakten Quantenzahlen Parität P , Gesamtdrehimpuls J und seiner Projektion M :

$$\begin{aligned} \Delta P &= \begin{cases} (-1)^\kappa & \text{für } \mathbf{E}\kappa \text{ Übergänge} \\ (-1)^{\kappa+1} & \text{für } \mathbf{M}\kappa \text{ Übergänge} \end{cases} \\ \Delta J &= 0, \pm 1, \dots, \pm \kappa \quad J + J' \geq \kappa \\ \Delta M &= 0, \pm 1, \dots, \pm \kappa \end{aligned} \quad (2.22)$$

Am Beispiel der untersuchten Lyman α - Übergänge werden obige Formeln verdeutlicht. Der $\text{Ly}\alpha_1$ - Übergang beschreibt einen Übergang $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ in wasserstoffartigen Systemen (in Mehrelektronensystemen hieße er $\text{K}\alpha$ -Übergang). Aufgrund der Tatsache, dass es sich bei den s- Niveaus um Zustände gerader und bei den p- Niveaus um Zustände ungerader Parität handelt, ist in diesem Fall $\Delta P = -1$. Daraus folgt: κ ist für die elektrischen Übergänge ungerade und für die magnetischen gerade. Mit $J + J' = 2 \geq \kappa$ folgt $\kappa = 1, 2$; also sind $\mathbf{E}1$ und $\mathbf{M}2$ Übergänge möglich.

Dagegen gilt für den $\text{Ly}\alpha_2$ - Übergang $2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$: $\Delta P = -1$ und $J + J' = 1 \geq \kappa$. Somit ist hier nur der $\mathbf{E}1$ Übergang erlaubt.

Aufgrund der begrenzten Auflösung trägt auch der $2s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ Übergang zu der experimentell gemessenen $\text{Ly}\alpha_2$ - Linie bei. Hier liegen folgende

Bedingungen vor: der Übergang erfolgt von 2s nach 1s; also ändert sich

1.) die Parität nicht: $\Delta P = 1$

2.) aus $J + J' = 1 \geq \kappa$ folgt $\kappa = 1$.

Der magnetische Dipolübergang ist demzufolge **M1** der einzig erlaubte.

Ein Spezialfall liegt für ein wasserstoffartiges Ion in einer nichtrelativistischen Dipolnäherung vor. Die Energieeigenfunktionen u_{nlm} lassen sich hier in sphärischen Polarkoordinaten ausdrücken [30]:

$$u_{nlm} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} R_{nl}(r) \cdot P_{lm}(\vartheta) \cdot e^{im\phi}. \quad (2.23)$$

Bei einem Übergang von nlm nach $n'l'm'$ hat das Matrixelement folgende Form:

$$\begin{aligned} M_{nlm}^{n'l'm'} &= \int u_{n'l'm'}^* \mathbf{M} u_{nlm} d\tau = \int_0^\infty r^2 dr R_{n'l'}(r) \cdot r \\ &\times \int_0^\pi P_{l'm'}(\vartheta) P_{lm}(\theta) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta \cdot \int_0^{2\pi} \frac{1}{2\pi} e^{i(m-m')\phi} d\phi. \end{aligned} \quad (2.24)$$

Aus der Tatsache, dass für $m \neq m'$ das Integral über ϕ verschwindet, folgt die Auswahlregel für die magnetische Quantenzahl:

$$\Delta m \equiv m - m' = 0. \quad (2.25)$$

Das Integral über ϑ ergibt über die Orthogonalitätsrelationen der zugeordneten Legendrefunktionen die Auswahlregel der Drehimpulsquantenzahl:

$$\Delta l \equiv l - l' = \pm 1. \quad (2.26)$$

2.2.6 Kaskadenübergänge

Wird ein Elektron durch radiative Rekombination 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 Rekombinationsraten, sie tragen über Kaskadenzerfälle zu den $L \rightarrow K$ Übergängen bei. In Experimenten mit U^{91+} zerfällt ein Großteil der angeregten Niveaus unter Aussendung eines Photons innerhalb von etwa 10^{-14} Sekunden. Andere Niveaus dagegen

zerfallen ganz allmählich 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 [31] verwendet:

$$\frac{dN_i}{dt} = - \sum_j^< \lambda_{ij} N_i + \sum_k^> \lambda_{ki} N_k. \quad (2.27)$$

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

Je größer die Energiedifferenz $\Delta E_{n'/n}$ zwischen Anfangs- und Endzustand ist, desto größer ist auch die Übergangswahrscheinlichkeit $A_{n'/n}$ [30]:

$$A_{n'/n} \propto \Delta E_{n'/n}^3. \quad (2.28)$$

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 $n' = l' + 1 = l$. Dabei wird $l_{max} = n - 1$ beachtet.

Befindet sich das Elektron in einem Zustand $|n, l\rangle$, für den $l = n - 1$ gilt, kann die Kaskade nur noch über Einzelschritte $n' = n - 1$, $l' = l - 1$; $n'' = n' - 1$, $l'' = l' - 1$ etc. in den Grundzustand zerfallen. Diese Kaskade nennt man *Yrast-Kaskade*. Da bei der radiativen Rekombination auch in Rydbergzustände eingefangen wird, führt dieser schrittweise Zerfall zu langen Lebensdauern, aus denen verzögerte Grundzustandsübergängen resultieren.

An dieser Stelle bleibt zu ergänzen, bei einem Dipolübergang mit $\Delta l = \pm 1$ ist der Übergang $l \rightarrow l - 1$ wahrscheinlicher als ein Übergang $l \rightarrow l + 1$. Das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten für einen Übergang $|n, l\rangle \rightarrow |n', l - 1\rangle$ zu $|n, l\rangle \rightarrow |n', l + 1\rangle$ ist gegeben durch [30]:

$$\frac{A_{nl}^{n'l-1}}{A_{nl}^{n'l+1}} = \frac{l}{l+1} \cdot \left(\frac{R_{nl}^{n'l-1}}{R_{nl}^{n'l+1}} \right)^2. \quad (2.29)$$

$R_{nl}^{n'l'}$ sind Integrale über die radialen Eigenfunktionen $\int_0^\infty R_{nl}(r) R_{n'l'}(r) r^3 dr$, die den Ausschlag zugunsten des kleineren Drehimpulses geben (siehe hierzu

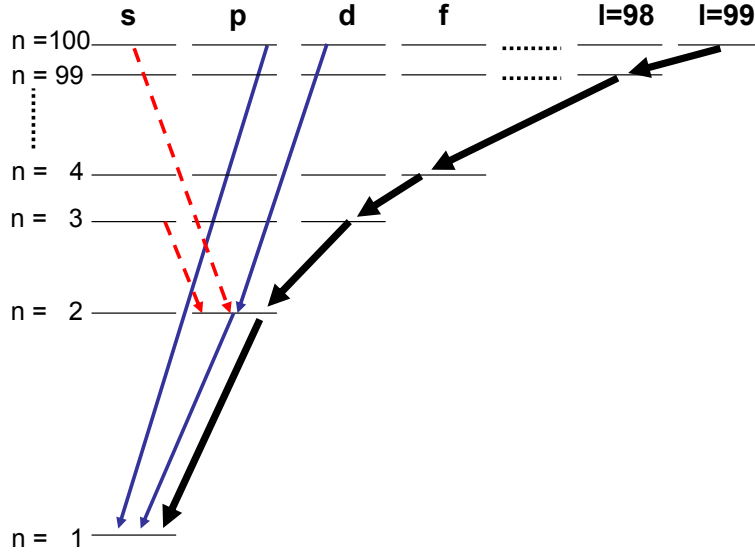


Abbildung 2.3: Eine schematische Darstellung der Kaskadenübergänge. Die gestrichelten roten Linien zeigen Übergänge mit $\Delta l = +1$, die blauen Linien stehen für Übergänge mit $\Delta l = -1$, die schwarzen Pfeile stellen den Verlauf der Yrast-Kaskade dar.

auch [32]).

2.3 Dopplerkorrekturen

Eine große Herausforderung bei Experimenten mit hohen Energien und damit verbundenen Geschwindigkeiten stellen die Dopplerkorrekturen dar. Die Ionen bewegen sich mit Geschwindigkeiten von bis zu 60% der Lichtgeschwindigkeit. Daher müssen relativistische Korrekturen für die nach dem Elektroneneinfang emittierten Photonen in Betracht gezogen werden. Um die Übergangsenergie im Emittersystem bestimmen zu können, muss die im Laborsystem gemessene Energie mit der Dopplerverschiebung korrigiert werden:

$$E_{proj} = E_{lab} \cdot \gamma \cdot (1 - \beta \cos \theta_{lab}). \quad (2.30)$$

E_{proj} und E_{lab} stehen für die Übergangsenergien im Emitter- und im Laborsystem, θ_{lab} steht für den Beobachtungswinkel und γ ist der Lorentzfaktor. Für die Übergangsenergie ergibt sich ein Fehler, der sich aus der Messungenauigkeit der Laborenergie, des Beobachtungswinkels und der Ionengeschwindigkeit zusammensetzt. Letztere geht über $\beta = v/c$ und $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ in

die Übergangsenergie ein. Nach dem Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz ergibt sich für Gleichung 2.30 folgender Fehler:

$$\left(\frac{\Delta E_{proj}}{E_{proj}}\right)^2 = \left(\frac{\beta \sin \theta_{lab}}{1 - \beta \cos \theta_{lab}} \Delta \theta_{lab}\right)^2 + \left(\gamma^2 \frac{\cos \theta_{lab} - \beta}{1 - \beta \cos \theta_{lab}} \Delta \beta\right)^2 + \left(\frac{\Delta E_{lab}}{E_{lab}}\right)^2. \quad (2.31)$$

Aus Gleichung 2.31 lässt sich erkennen, dass der Beitrag von $\Delta \theta_{lab}$ bei Beobachtungswinkeln nahe 0° und 180° aufgrund des $\sin \theta_{lab}$ Terms nahezu verschwindet. 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 2.31 stellt die Dopplerverbreiterung der Linie dar.

Neben der Energie muss auch der Raumwinkel dopplerkorrigiert werden. Der formale Zusammenhang hierfür lautet:

$$\frac{d\Omega_{proj}}{d\Omega_{lab}} = \frac{1}{\gamma^2 (1 - \beta \cos \theta_{lab})^2}. \quad (2.32)$$

Nach Gleichung 2.30 entspricht die relativistische Raumwinkeltransformation dem inversen Quadrat der Energietransformation.

Auch der Beobachtungswinkel muss transformiert werden:

$$\cos \theta_{proj} = \frac{\cos \theta_{lab} - \beta}{1 - \beta \cos \theta_{lab}}. \quad (2.33)$$

Kapitel 3

Wirkungsquerschnitte und Raten

3.1 Wirkungsquerschnitte

Im Jahre 1923 hat Kramers als Erster theoretische Untersuchungen zur radiativen Rekombination unternommen. Unter Zuhilfenahme des Korrespondenzprinzips und der Semiklassischen Näherung hat er folgenden Ausdruck für den Rekombinationsquerschnitt $\sigma_n^k(E)$ in einen festen Zustand n abgeleitet [14]:

$$\sigma_n^k(E) = \frac{32\pi}{3\sqrt{3}} \alpha^3 a_0^2 \frac{Z^4 Ry^2}{nE(n^2E + Z^2 Ry)} \quad (3.1)$$

Dabei steht α für die Feinstrukturkonstante und a_0 für den Bohrradius. Demnach stellt $\frac{32\pi}{3\sqrt{3}}\alpha^3 a_0^2 = 210,5$ barn eine Konstante dar. Kramers Formel steht in guter Übereinstimmung mit den Eigenschaften des Rekombinationsprozesses. Bei Elektronen niedriger Energie $E \ll E_{nl}$ ist der Querschnitt proportional zu $\sigma_n^k \sim Z^2/nE$, für den Grenzfall hoher Energien verhält er sich wie $n^2E \ll Z^2 Ry$. Aus Gleichung 3.1 ist erkennbar, dass die Rekombination in Rydbergzustände mit $1/n^3$ skaliert. Die von Kramers berechneten Wirkungsquerschnitte stimmen innerhalb von 20% mit den Rechnungen der Quantenmechanik überein, wobei die niedrigen Zustände die größte Abweichung aufweisen. Aufgrund ihrer Einfachheit wird Kramers semiklassische Formel noch heute unter Berücksichtigung quantenmechanischer Korrekturen verwendet.

Die aufkommende Quantenmechanik hat neue Möglichkeiten zur Beschreibung radiativer Rekombination eröffnet. Erste Studien sind von Oppenheimer [33], Wessel [34], Stuecklberg und Morse [35], Gordon [36] und Stobbe [37] durchgeführt worden. Eine detaillierter Überblick von Stobbes Ergebnissen wird in Abschnitt 3.1.1 gegeben.

Bethe und Salpeter beschreiben den Prozess der radiativen Rekombination in ihrem Buch "Quantenmechanik von Ein- und Zweielektronen Atomen" [30]. Darin zeigen sie, dass Kramers Formel für die Wirkungsquerschnitte aus dem Grenzbereich hoher n -Zustände quantenmechanischer Rechnungen hergeleitet werden kann. M. Pajek und R. Schuch haben 1992 [32] analytische Ergebnisse von zustandsselektiven Wirkungsquerschnitten der radiativen Rekombination freier Elektronen mit nackten Ionen veröffentlicht. Sie haben asymptotische Ausdrücke der Dipolmatrixelemente für den Fall $E_e/E_{nl} \ll 1$ berechnet, wobei E_e die Energie des Elektrons und E_{nl} die Bindungsenergie im Zustand n,l darstellt. In den letzten Jahren sind von A. Ichihara und J. Eichler exakte relativistische Rechnungen durchgeführt worden [38, 39], welche die relativistische Bewegung der Elektronen des gebundenen und Kontinuumszustandes aufgrund des Coulombfeldes des Atomkerns berücksichtigen. Auch höhere Multipolordnungen der Elektron-Photon-Wechselwirkung, d.h. Retardierungseffekte, sind in dieser exakten Rechnung mit eingeschlossen.

In einer Veröffentlichung von O. Brinzaescu [40] werden die Ergebnisse der nicht-relativistischen Dipolnäherung mit denen der relativistisch exakten Rechnung verglichen. Dabei stellt sich heraus: für niedrige Kernladungen und kleine Relativenergien, stimmen die beiden Theorien generell sehr gut überein überein. Wird die Kernladungszahl auf $Z=92$ erhöht, zeigen Zustände mit Hauptquantenzahlen höher als $n=5$ gute Übereinstimmung mit beiden Theorien.

3.1.1 Dipolnäherung

Stobbe hat 1930 erste, auf der Quantenmechanik beruhende, Abschätzungen der differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitte von radiativer Rekombination veröffentlicht [37]. Unter der Annahme $\hbar\omega \ll mc^2$ und $\alpha Z \ll 1$

ergibt die Näherung nach Stobbe

$$\sigma_{nl}^{Stobbe} = \frac{\pi^2}{3} \alpha^3 a_0^2 \left(\frac{\nu^3}{1 + \nu^2} \right)^2 \left((l + 1) [C_{nl}^{l+1}(\nu)]^2 + l [C_{nl}^{l-1}]^2 \right) \quad (3.2)$$

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 2.2.4 vorgestellte Dipolnäherung verwendet, weswegen häufig von der Dipolnäherung nach Stobbe gesprochen wird.

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. Für nackte Uranionen liegt diese Grenze bei $n \approx 400$. Da die direkte Auswertung von Gleichung 3.2 für hochliegende Zustände problematisch und aufwendig ist, werden dazu häufig Niederenergie-Näherungen eingeführt. Allerdings ist dies nicht notwendig, denn unter Verwendung von Rekursionsbeziehungen zwischen nichtrelativistischen Coulombintegralen lässt sich Gleichung 3.2 exakt lösen. Diese Technik ist bereits in den frühen fünfziger Jahren entwickelt worden [41] und erlaubt eine schnelle und zuverlässige Berechnung der Dipolmatrixelemente.

Zum Abschluss dieses Abschnittes sei noch die Winkelverteilung für den Einfang in den 1s-Grundzustand nach Stobbe gegeben:

$$\frac{\sigma_{1s}^{Stobbe}}{d\Omega} = \sigma_{1s}^{stobbe} \frac{3}{8\pi} \sin^2 \vartheta. \quad (3.3)$$

Dabei beschreibt ϑ den Winkel zwischen einlaufendem Elektron und ausgestrahltem Photon. Jedoch ist die Stobbe-Näherung nur für $v \ll c$ und relativ kleine Photonenenergien anwendbar. Wird die Wellenlänge vergleichbar mit dem K-Schalenradius des Projektils, ist es nicht mehr ausreichend, nur den Dipolterm zu betrachten. Höhere Multipole müssen dann ebenfalls berücksichtigt werden. Siehe hierzu auch Abschnitt 2.2.4 Seite 15.

3.2 Rekombinationsraten

Elektronenkühlung basiert auf der Coulombwechselwirkung zwischen einem kalten Elektronen- und einem heißen Ionenstrahl. Auf einem geraden Abschnitt im Speicherring bewegen sich diese beiden Strahlen parallel zueinander. Die Coulombwechselwirkung führt zu einem Impuls- und Energieübertrag, welcher die Temperatur des Ionenstrahls reduziert. Um dabei den Intensitätsverlust des Ionenstrahls durch Rekombination möglichst gering zu halten, muss die Einfangrate gegenüber der Kühlrate klein sein.

Der Elektronenstrahl besitzt im Elektronenkühler eine effektive longitudinale kT_{\parallel} und transversale kT_{\perp} Temperatur. Daraus ergibt sich im Bezugssystem des Ions folgende Verteilung der Relativgeschwindigkeit [32]:

$$f(\mathbf{v}) = \left(\frac{m}{2\pi}\right)^{3/2} \frac{1}{kT_{\perp}(kT_{\parallel})^{1/2}} \exp\left(-\frac{mv_{\perp}^2}{2kT_{\perp}} - \frac{mv_{\parallel}^2}{2kT_{\parallel}}\right). \quad (3.4)$$

Dabei stellt m die Masse des Elektrons und k die Boltzmannkonstante dar. Die effektive Temperatur des Elektronenstrahls im Ionensystem ergibt sich aus der Faltung der Geschwindigkeitsverteilungen von Elektronen- und Ionenstrahl, deren Temperaturverteilungen durch $(kT_{e\parallel}, kT_{e\perp})$ beziehungsweise $(kT_{i\parallel}, kT_{i\perp})$ gegeben sind. Demnach setzt sich die Elektronenstrahltemperatur folgendermaßen zusammen:

$$kT_{\parallel} = kT_{e\parallel} + \frac{m}{M}kT_{i\parallel} \quad (3.5)$$

$$kT_{\perp} = kT_{e\perp} + \frac{m}{M}kT_{i\perp}, \quad (3.6)$$

m und M stehen für die Elektronen- bzw. Ionenmasse.

Da der Elektronenstrahl nun keine definierte Geschwindigkeit, sondern vielmehr eine Geschwindigkeitsverteilung ($f\mathbf{v}$) hat, werden anstelle radiativer Rekombinationsquerschnitte sogenannte Ratenkoeffizienten α_{nl} eingeführt:

$$\alpha_{nl} = \langle v\sigma_{nl}(\mathbf{v}) \rangle = \int v\sigma_{nl}(\mathbf{v})f(\mathbf{v})d^3\mathbf{v}. \quad (3.7)$$

Diese Ratenkoeffizienten sind nichts als die Faltung der Wirkungsquerschnitte mit der Geschwindigkeitsverteilung integriert über alle Raumrichtungen.

3.3 Abschätzung der differentiellen Raten

Um die experimentellen Daten mit den theoretischen Vorhersagen vergleichen zu können, müssen zunächst die differentiellen relativistischen Raten bestimmt werden. Bisher gibt es allerdings keine Rechnungen für diese. Selbst für totale Raten liegen keine relativistischen Rechnungen vor. Im Zuge der Doktorarbeit von O.Brinzaescu [42] ist jedoch ein Programm geschrieben worden, mit dem sich nichtrelativistische totale Raten berechnen lassen. Dieses Programm berechnet über Rekursionsformeln die Dipolmatrixelemente [43] für die Wirkungsquerschnitte und integriert diese anschließend gemäß Gleichung 3.7. Ein Vergleich der Resultate dieser Methode mit Rechnungen von Bell und Bell [44], Pajek und Schuch [32] sowie Mc Laughlin und Hahn [45] wird in [46] gegeben. Relativistische und nichtrelativistische Rechnungen für Wirkungsquerschnitte sind bereits durchgeführt worden [47, 37].

Aufgrund der höheren Transversaltemperatur der Ionen im Kühler, 0,1eV im Vergleich zu 0,1meV der longitudinalen Temperatur, finden die Elektron-Ion- Stöße senkrecht statt. Unter 90° ist der relativistische Wirkungsquerschnitt beinahe maximal, weswegen diese senkrechten Elektron-Ion Stöße vorteilhaft sind. In Abbildung 3.1 sind die Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit des Emissionswinkels dargestellt. An dieser Stelle sei erwähnt, dass diese vollständig relativistische Winkelverteilung der $\sin^2\vartheta$ -Verteilung in der nichtrelativistischen Dipolnäherung ähnelt. Dieses Verhalten ist jedoch nicht auf einen geringfügigen Unterschied zwischen beiden Rechnungen zurückzuführen, sondern kommt durch zwei sich gegenseitig aufhebende relativistische Effekte zustande. Zum einen gibt es die Retardierung, durch die das Maximum der Winkelverteilung im Projektilsystem zu Rückwärtswinkeln verschoben wird, doch die relativistische Raumwinkeltransformation wirkt dieser entgegen, so dass im Laborsystem die $\sin^2\vartheta$ -Verteilung nahezu wiederhergestellt ist [49].

Mit Hilfe eines Programms können die n,l zustandsselektiven nicht relativistischen Wirkungsquerschnitte für verschiedene Energien ausgerechnet werden. Über das statistische Gewicht $2j + 1$ kann man die Anteile an $2p_{1/2}$ und $2p_{3/2}$ ausrechnen. Demnach teilt sich der Querschnitt für $n=2$, $l=1$ zu 33% $2p_{1/2}$ und 66% $2p_{3/2}$ auf. Um daraus die differentiellen Wirkungsquerschnitte zu erhalten, müssen die errechneten Querschnitte noch

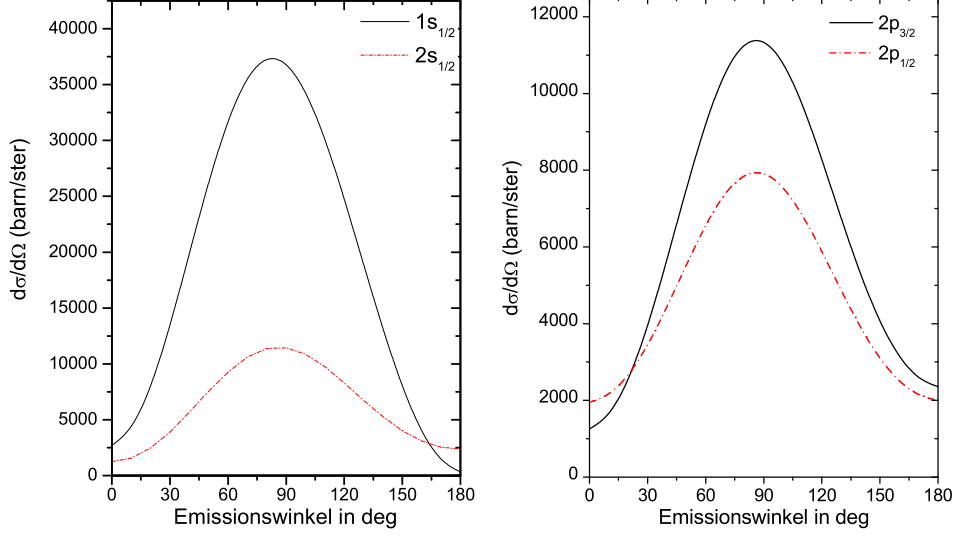


Abbildung 3.1: Relativistische Rechnungen für die Wirkungsquerschnitte bei Einfang in die $1s_{1/2}$, $2s_{1/2}$, $2p_{1/2}$ und $2p_{3/2}$ Unterschalen [48].

mit den entsprechenden Winkelfunktionen multipliziert werden. Für nicht relativistische Rechnungen sehen diese Winkelfunktionen folgendermaßen aus [50]:

$$\text{s-Zustände: } \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{3}{8\pi} \sin^2 \theta \cdot \sigma_{tot} \quad (3.8)$$

$$\text{p-Zustände: } \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{1}{4\pi} (1 - 2\beta \cos \theta \sin^2 \theta) \cdot \sigma_{tot} \quad (3.9)$$

Dabei stellt β einen Strukturparameter dar, der in diesem Fall $\beta = 0$ beträgt. Daher vereinfacht sich Gleichung 3.9 zu

$$\text{p-Zustände: } \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{1}{4\pi} \cdot \sigma_{tot} \quad (3.10)$$

Wegen des geringen Unterschieds zwischen den Energieniveaus des $2s_{1/2}$ - und $2p_{1/2}$ - Zustandes können sie spektroskopisch nicht aufgelöst werden. Daher werden diese beiden differentiellen Wirkungsquerschnitte addiert. Somit können die nichtrelativistischen differentiellen Wirkungsquerschnitte der im Spektrum aufgelösten Einfänge in die K- und L-Schale berechnet

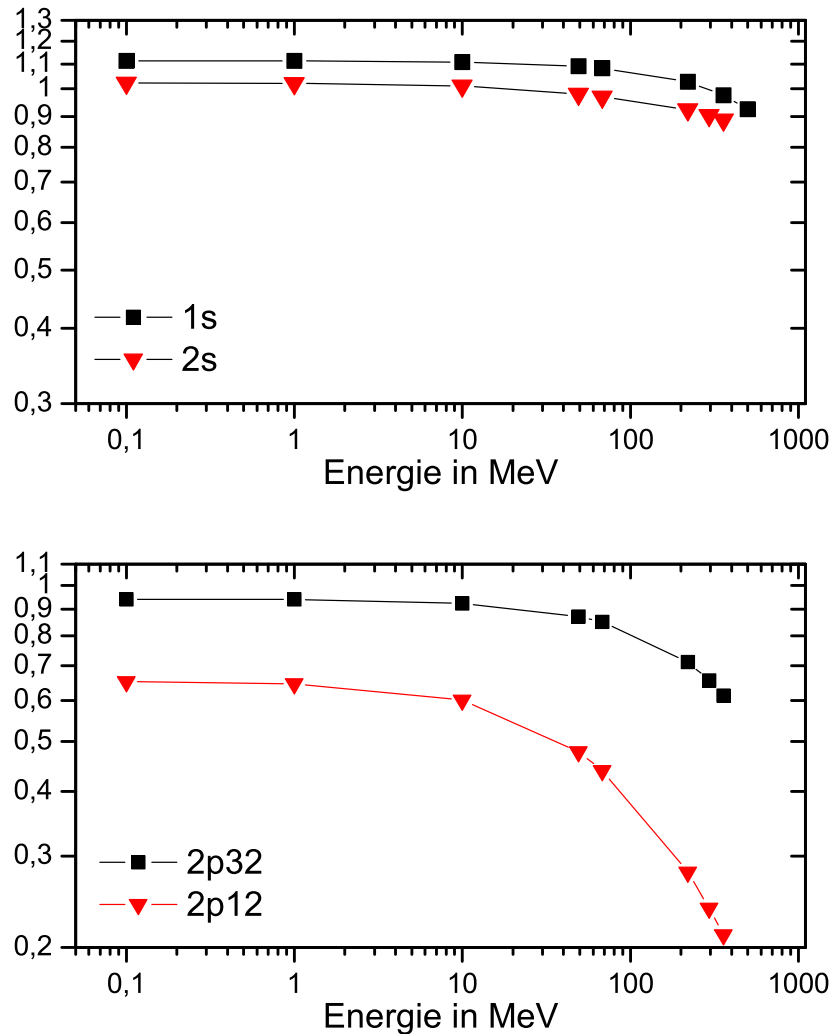


Abbildung 3.2: Verhältnis nicht relativistische/relativistische Wirkungsquerschnitte für verschiedene Energien [48].

werden. Allerdings ist beim Einfang in die L- Schale darauf zu achten, dass zwischen dem Einfang in das $2p_{1/2}$, $2s_{1/2}$ ($L\text{-}RR_{j=1/2}$) und das $2p_{3/2}$ Niveau ($L\text{-}RR_{j=3/2}$) unterschieden werden muss. Die relativistischen Querschnitte können Abbildung 3.1 entnommen werden. Dabei entspricht der Beobachtungswinkel θ jeweils 90° . Nun besteht die Möglichkeit, nichtrelativistische mit relativistischen Querschnitten zu vergleichen.

Wie Abbildung 3.2 zeigt, bleibt das Verhältnis nichtrelativistischer zu relativistischer Wirkungsquerschnitte bei niedrigen Energien nahezu konstant.

Weiterhin wird deutlich, bei höheren Energien verringert sich das Verhältnis des $2p_{1/2}$ Niveaus. Dem entspricht ein größerer Wirkungsquerschnitt in der relativistischen Theorie. Daher kann die Aussage getroffen werden, die $Ly\alpha_2$ -Linie ($2p_{\frac{1}{2}}, 2s_{\frac{1}{2}} \rightarrow 1s_{\frac{1}{2}}$) ist bei hohen Energien stärker ausgeprägt als die $Ly\alpha_1$ -Linie ($2p_{\frac{3}{2}} \rightarrow 1s_{\frac{1}{2}}$).

Elektronen und Ionen bewegen sich im Kühler mit einer Relativgeschwindigkeit $v_{rel}=0$ zueinander. Deshalb ist auch ihre Relativenergie $E_{rel}=0$. Nach Abbildung 3.2 ändert sich bei geringen Energien das Verhältnis nichtrelativistischer und relativistischer Wirkungsquerschnitte nicht. Aus diesem Grunde habe ich zur Berechnung der Raten angenommen, dieser Faktor sei auf das Verhältnis nichtrelativistischer/ relativistischer Raten übertragbar:

$$\frac{\frac{d\sigma}{d\Omega_{nr}}}{\frac{d\sigma}{d\Omega_{rel}}} = \frac{\frac{d\alpha}{d\Omega_{nr}}}{\frac{d\alpha}{d\Omega_{rel}}}. \quad (3.11)$$

In Abschnitt 3.2 Gleichung 3.7 wird der Zusammenhang zwischen Raten und Wirkungsquerschnitten gezeigt. Unter der Annahme, die winkeldifferentiellen nichtrelativistischen Raten berechnen sich auf die gleiche Weise wie die entsprechenden Wirkungsquerschnitte, erhält man:

$$\frac{d\alpha}{d\Omega_{nr}} = \alpha_{tot_{nr}} \cdot f(\Theta). \quad (3.12)$$

Dabei entspricht $f(\Theta)$ den Winkelfunktionen aus Gleichung 3.8 und 3.9. Gleichung 3.12 wird nach $(d\alpha/d\Omega)_{rel}$ aufgelöst. Somit lassen sich, mit genannten Annahmen, die differentiellen relativistischen Raten folgendermaßen berechnen:

$$\frac{d\alpha}{d\Omega_{rel}} = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega_{rel}}}{\frac{d\sigma}{d\Omega_{nr}}} \cdot \frac{d\alpha}{d\Omega_{nr}}. \quad (3.13)$$

Kapitel 4

Experimenteller Aufbau

Die Kühlung hochgeladener luminöser Schwerionenstrahlen hoher Intensität in Schwerionenspeicherringen, ermöglicht hochpräzise Untersuchungen von Bindungsenergien, Stoßprozessen oder Massenmessungen. Diese Bedingungen sind am Experimentierspeicherring, ESR, der Gesellschaft für Schwerionenforschung, GSI, bestens gegeben.

4.1 Die GSI Beschleunigeranlagen

Die GSI verfügt über eine Beschleunigerstruktur zur Erzeugung schwerer Ionen. Diese 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 der Zeichnung die Experimentierhallen zu erkennen, die sich an den Linearbeschleuniger und das Schwerionensynchrotron anschließen.

Zu Beginn der Beschleunigung werden - je nach Anforderung - Ionen verschiedenster Elemente von Wasserstoff bis Uran durch eine der Ionenquellen, 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 die Ionen durch einen Gasstripper in einen höheren

Ladungszustand gebracht. Je nach Art der Ionen werden dabei unterschiedliche Energien erreicht. Die für dieses Experiment interessanten Uranionen erreichen beispielsweise eine maximale Energie von 11,4 MeV/u und einen Ladungszustand von 28+. Nach dieser ersten Beschleunigung wird der Ionenstrahl entweder auf einen der Niedrigenergiestrahlpfätze 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 [51].

Aus dem SIS kann der Strahl in die verschiedenen Experimentierbereiche geleitet oder in den ESR eingeschossen und dort gespeichert werden. Eine weitere Nutzung des Strahls ist seine Verwendung in der Tumorthherapie [52]; sie besitzt einen separaten Behandlungsbereich. Abhängig von den Anforderungen, denen der extrahierte Ionenstrahl genügen soll, wird er entweder direkt oder über den Fragmentseparator FRS [53], 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. Somit wird eine Ionenenergie von mindestens 300 MeV/u benötigt, um ausreichend hohe Intensitäten zu erhalten. Eine solche Strahlenergie entspricht einem β von 0,6, was wiederum 60% der Lichtgeschwindigkeit entspricht. 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, zu Experimentierplätzen außerhalb weitergeleitet oder zurück in das SIS injiziert werden.

Beschleunigeranlage

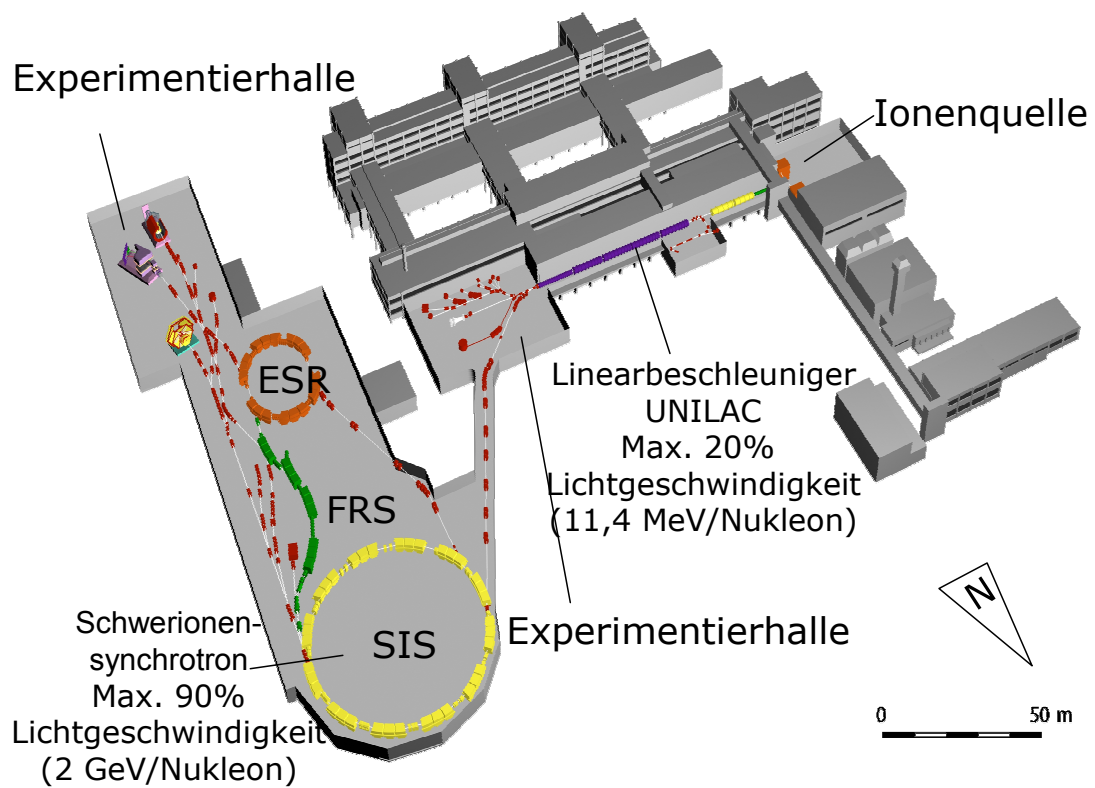


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau der GSI

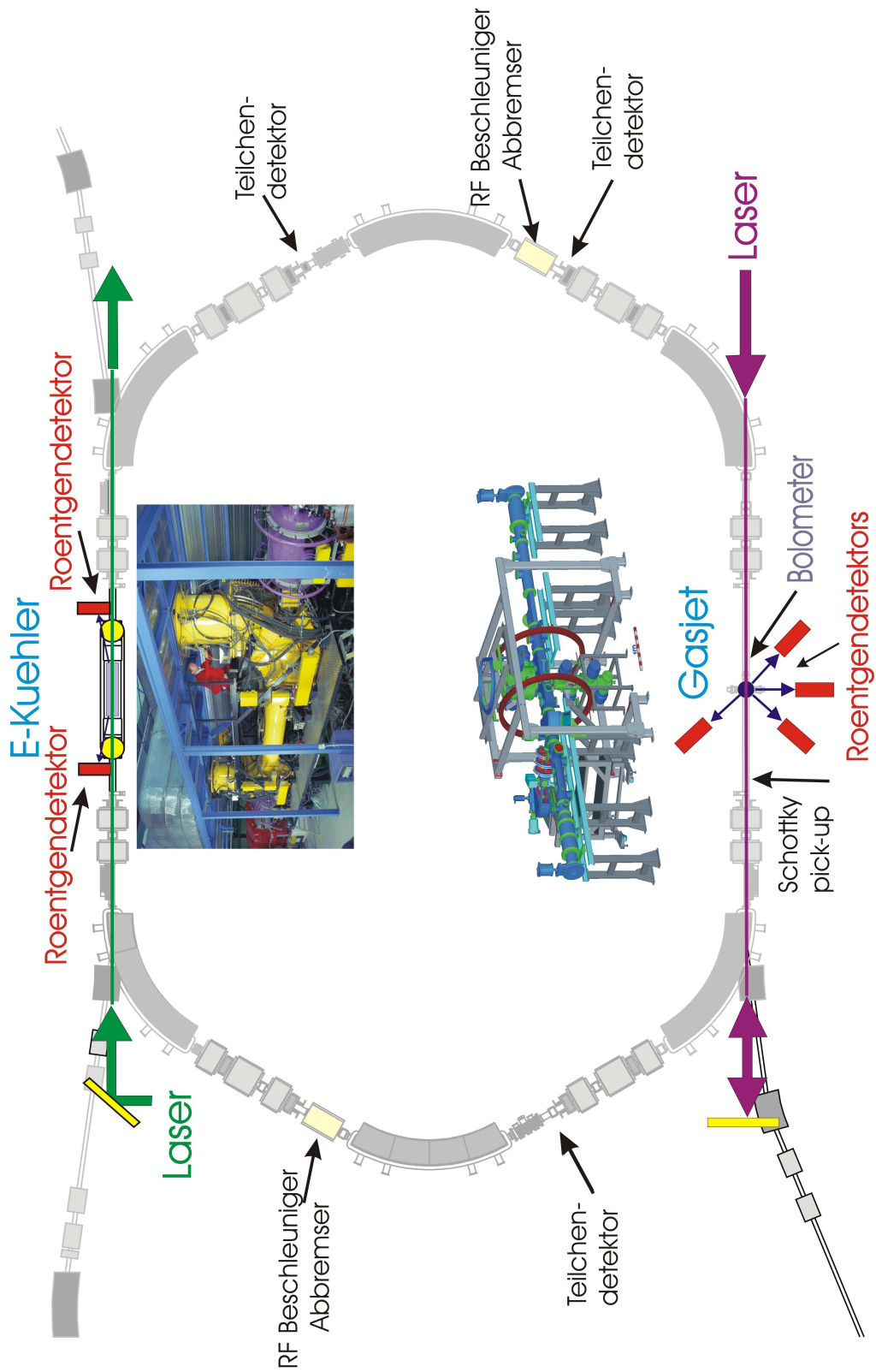


Abbildung 4.2: Darstellung des ESR und seiner Experimentierplätze.

4.2 Der Experimentierspeicherring ESR

Im ESR, siehe Abbildung 4.2, stehen zwei Experimentierplätze zur Verfügung, nämlich das Überschall-Gastarget und der Elektronenstrahl des Elektronenkühlers. Über die Schottky- Analyse können Massenmessungen durchgeführt werden. Außerdem gibt es die Möglichkeit, Experimente mit Laserstrahlung durchzuführen.

Der ESR ist für Experimente mit gekühlten, hochgeladenen Ionen ausgelegt. Die Energie der Ionen, die diese nach der Injektion vom SIS besitzen, kann im ESR variiert werden. Diese Variation ermöglicht sowohl die Erhöhung der Energie durch Beschleunigung im ESR als auch die Abbremsung des Strahls auf niedrigere Energien. Der ESR hat einen Umfang von 108m und die Ringmagnete besitzen eine Steifigkeit von $B\rho = 10 \text{ Tm}$. Dadurch können nackte Uranionen bis zu einer maximal Energie von 560 MeV/u gespeichert werden [54]. Aufgrund der guten Vakuumverhältnisse von $2 \cdot 10^{-11} \text{ mbar}$ kann der Ionenstrahl über mehrere Stunden im Ring gespeichert werden.

Gerade die Abbremsung des Strahls bringt bei der Untersuchung von hochgeladenen Ionen große Vorteile, da der Einfluss des Dopplereffektes aufgrund der niedrigeren Energie weniger stark ist. Näheres hierzu wird in Abschnitt 2.3 beschrieben. Beim Experimentieren mit Ionenstrahlen niedriger Energie ist zu beachten, dass eine Abbremsung stets mit Strahl- und somit Intensitätsverlusten verbunden ist. Strahlverluste treten hin zu niedrigeren Energien immer häufiger auf, da der Wirkungsquerschnitt für Umladungsprozesse bei niedrigen Energien stark ansteigt. Wird der Ionenstrahl beispielsweise auf eine Energie von 50MeV/u verlangsamt, liegt die Effizienz bei 90% [55]. Dabei ist der radiative Einfang der Hauptumladeprozess. Zwischen Umladungsrate λ und dem Umladequerschnitt σ besteht folgender Zusammenhang [56] :

$$\lambda = \tau^{-1} = \rho \cdot \sigma \cdot f$$

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. In den letzten Jahren konnte die maximale Zahl gespeicherter 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 [57].

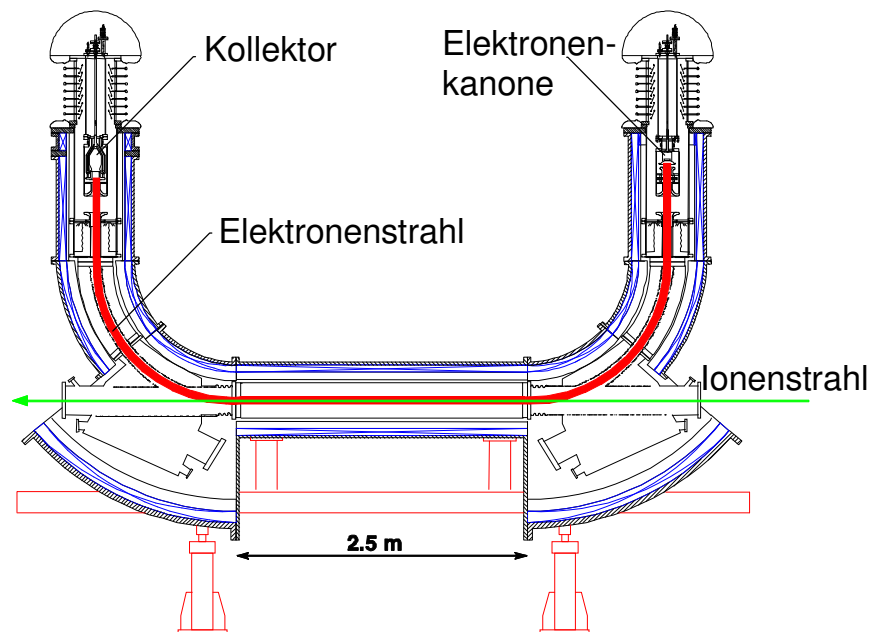


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung des Elektronenkühlers im ESR [58].

4.2.1 Elektronenkühlung

Nachdem der heiße Ionenstrahl vom SIS in den ESR injiziert wurde, muss der Strahl zunächst gekühlt werden, um seine Lebensdauer zu verlängern.

Anfangs ist der Strahl sehr breit und entspricht einer Maxwell'schen Energieverteilung. Deshalb würde durch Stöße mit den Wänden des ESR sowie Streuung im Inneren des Strahls ein Großteil der Ionen umgeladen und somit der Strahl geschwächt werden. Um dies zu vermeiden, wird der Strahl im Elektronenkühler gekühlt.

Dabei wird dem Ionenstrahl auf der 2,5m langen Kühlerstrecke ein Elektronenstrahl überlagert (eine schematische Darstellung des Elektronenkühlers ist in Abbildung 4.3 gegeben). Unter gewissen Umständen, beispielsweise bei sehr heißen Ionenstrahlen, kann der Elektronenkühlung eine stochastische Kühlung vorgeschaltet werden, die zu einer beachtlichen Reduktion der Gesamtkühlzeit führt [59]. Dieser Elektronenstrahl besitzt in etwa die gleiche Geschwindigkeit wie der Ionenstrahl, er ist aber gut ausgerichtet. In der Kathode wird er kontinuierlich generiert. Über ein longitudinales Magnetfeld wird der Elektronenstrahl mit konstanter Feldstärke von der Elektronenkanone zum Kollektor geführt [60]. Aufgrund dieses magnetischen

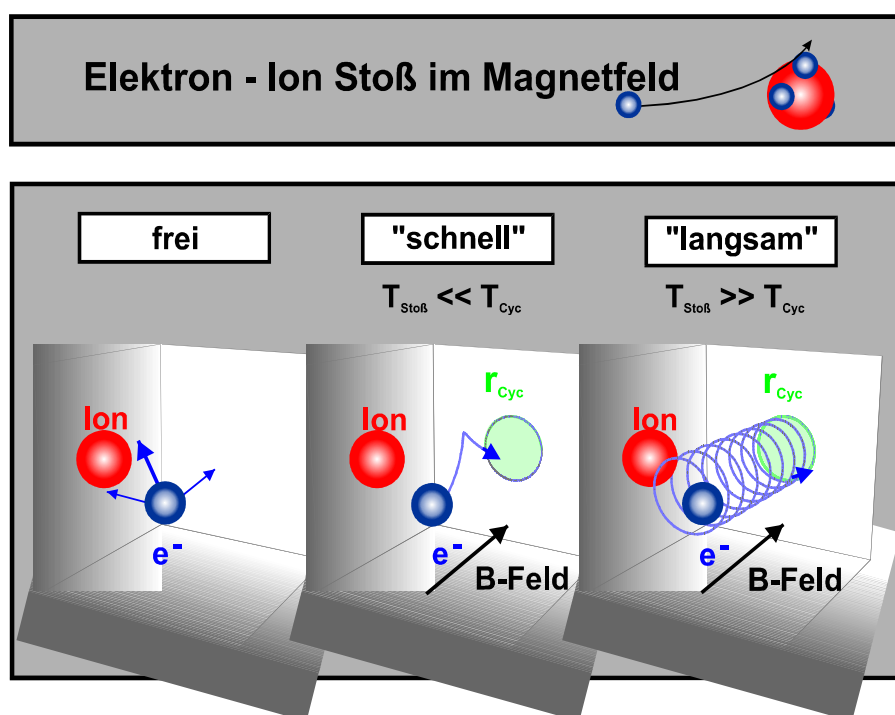


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung wie sich die von einem Magnetfeld geführten Elektronen im Kühler bewegen und mit den Ionen wechselwirken.

Führungsfeldes bewegen sich die Elektronen auf einer Spiralbahn. Dadurch kommt es zu senkrechten Stößen zwischen Ionen und Elektronen; Abbildung 4.7 verdeutlicht diesen Prozess schematisch. Das Vakuum im Kühler sollte im Bereich von $3 \cdot 10^{-11}$ mbar oder besser liegen. Mittels Coulombwechselwirkung übertragen die Elektronen ihren Impuls auf die Ionen, die dadurch ausgerichtet werden. Am Ende dieser Strecke werden Elektronen- und Ionenstrahl wieder von einander getrennt. Bei jedem Durchlauf im Kühler geschieht dies, wodurch der Ionenstrahl mit seiner Umlauffrequenz von 10^6s^{-1} rasch gekühlt wird. Das Volumen des Phasenraumes wird bei der Kühlung kleiner. Gekühlt bedeutet, der Durchmesser des Strahls und die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen werden verringert. Bei diesem Vorgang gehen nur wenige Teilchen verloren.

Werden für das Experiment abgebremste Ionen benötigt, muss der Strahl nach der Abbremsung erneut gekühlt werden. Ein typischer Abbremszyklus beinhaltet Injektion und Kühlung bei etwa 400 MeV/u, Abbremsung auf eine Zwischenenergie von 30 MeV/u mit Kühlung und anschließend die weitere Abbremsung auf die für das Experiment gewünschte Energie. Kürzlich ist eine Abbremsung auf 3 MeV/u erreicht worden [60]. Aufgrund einer Elektronendichte von $\approx 10^7$ Elektronen pro cm^3 kann der Kühler auch als Elektronentarget verwendet werden.

4.2.2 Schottky-Analyse

Die Schottky-Analyse wird angewandt, um die Umlauffrequenz der Teilchen im Ring zu messen. Nicht alle Teilchen besitzen eine gemeinsame Umlauffrequenz. Wegen der unterschiedlichen Umlauffrequenzen entsteht ein Rauschen des Strahls, ein sogenanntes Schottky-Rauschen. Verschiedene Frequenzen können in einem Spektrum sichtbar gemacht werden [61]. Dieses Frequenzspektrum beinhaltet alle harmonischen λf_0 der Grundfrequenz $f_0 = v/U$ mit der Strahlgeschwindigkeit v und der Umlaufbahn U . Wie bereits im vorherigen Abschnitt angedeutet, 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 beinahe den gleichen Impuls. Da die Verhältnisse $\Delta f_0/f_0$ und $\Delta p/p$ proportional zueinander sind, kann der Unterschied zwischen ungekühltem

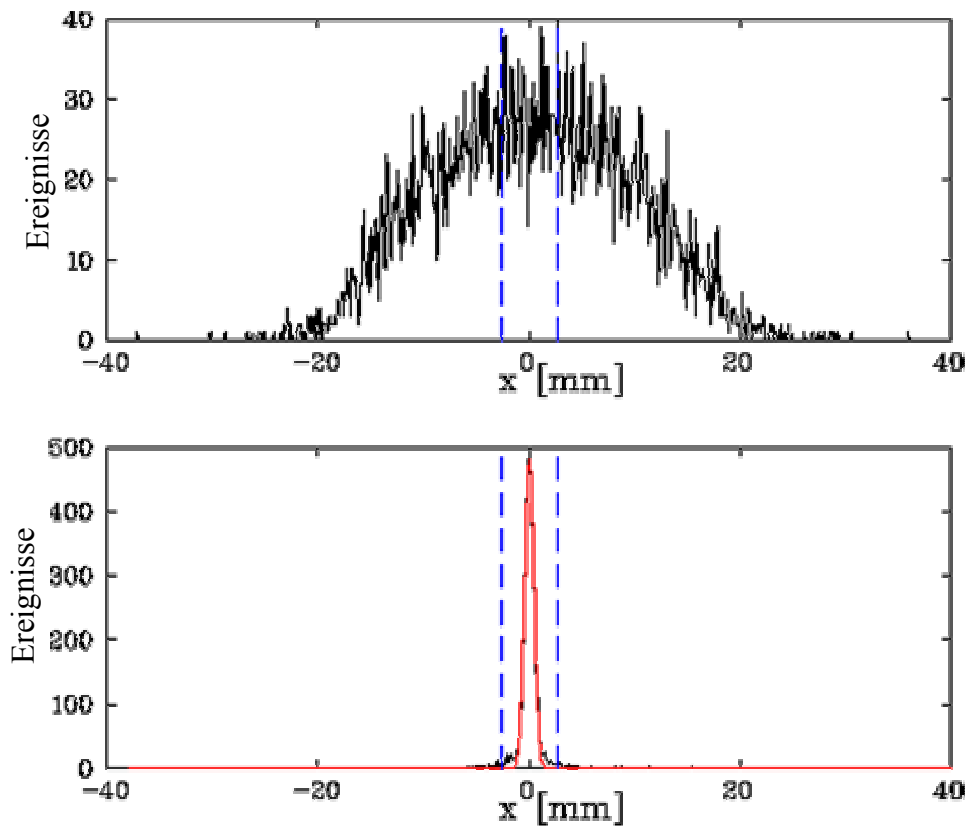


Abbildung 4.5: Schottky- Spektrum des ungekühlten und gekühlten Ionenstrahls in einer Ortsdarstellung. In einem gekühlten Strahl ist die räumliche Ausdehnung des Strahls deutlich geringer als in einem ungekühlten Strahl.

und gekühltem Strahl im Schottky-Spektrum sichtbar gemacht werden, siehe hierzu Abbildung 4.5. Die Linienbreite ist proportional zur Impulsbreite des Strahls.

Teilchen unterschiedlicher Masse haben andere Bahnradien und deswegen auch unterschiedliche Umlauffrequenzen. Daher eignet sich die Methode der Schottky-Analyse hervorragend zur Bestimmung von Massen. Allerdings ist die Umlauffrequenz auch von der Ladung der Teilchen abhängig, weshalb bei solchen Experimenten die Frequenz des Masse-zu-Ladungsverhältnisses m/q gemessen wird.

4.3 Das Experiment

Die in den beiden folgenden Kapiteln diskutierten Daten sind in einem Experiment gewonnen worden, das zur Messung der Zweielektronen Lambverschiebung des Grundzustands von heliumartigen Uran und der $1s$ Lambverschiebung in wasserstoffartigem Uran dient [18, 62]. Für dieses Experiment wird nacktes und wasserstoffartiges Uran vom SIS mit einer anfänglichen Energie von 360 MeV/u in den ESR eingeschossen, in dem es auf 43,59 MeV/u abgebremst wird. Nach der Abbremsung reicht ein Elektronenstrom von 100mA und eine Spannung von 23kV zur Aufrechterhaltung der Kühlung aus. Anfang der neunziger Jahre haben Beyer und Liesen am ESR erstmals solche Experimente durchgeführt. [1, 3]. Sie haben Gold- und Uranionen verwendet, mussten jedoch höhere Energien akzeptieren. Da bei hohen Energien wesentlich stärkere Elektronenströme und entsprechend hohe Kühlerspannungen zum Einsatz kommen, sind die Spektren dort stärker durch Elektronenbremsstrahlung beeinträchtigt.

In Abbildung 4.6 ist schematisch der experimentelle Aufbau zur Messung der Röntgenstrahlung am Elektronenkühler gezeigt. Der Germaniumdetektor ist 4,1 m vom Mittelpunkt des 2,5 m langen Kühlers positioniert und unter $0,55^\circ$ montiert. Er weist die Photonen nach, die bei der Wechselwirkung zwischen Ionen- und Elektronenstrahl emittiert werden. Dabei hat eine leichte Winkelungenauigkeit keinen Einfluss auf die Genauigkeit der Ergebnisse; siehe hierzu Abschnitt 2.3. Aufgrund der Tatsache, dass der Stoß zwischen Ionen und Elektronen im Inneren des Kühlers senkrecht erfolgt (siehe Abbildung 4.7, beobachtet der Germanium Detektor, obwohl er unter

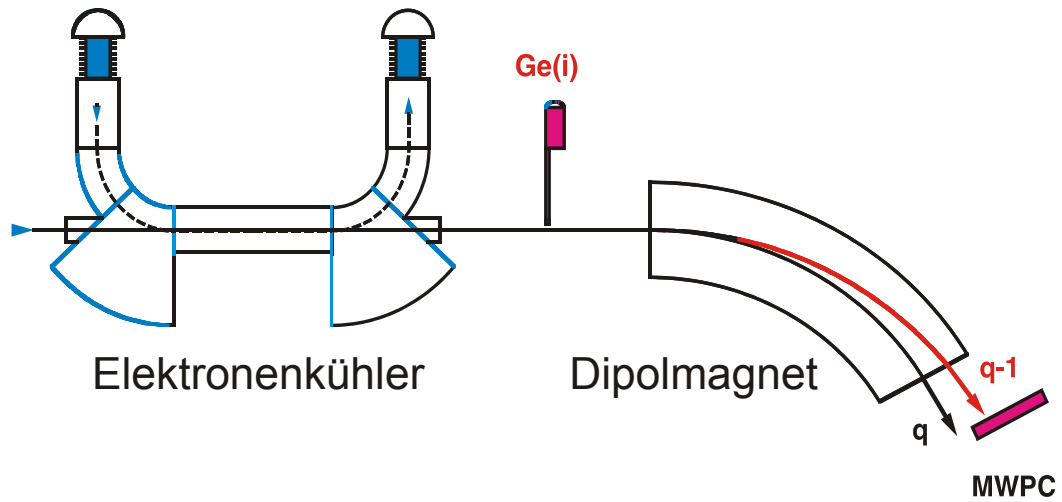


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus am Elektronenkühler

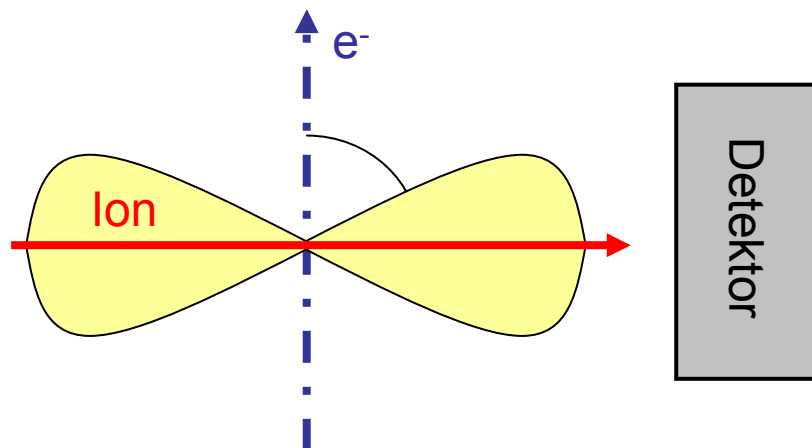


Abbildung 4.7: Schematische Darstellung des Stoßprozesses im Inneren des Elektronenkühlers und die Emissionsrichtung der Photonen.

0° montiert ist, den Stoßprozess unter einem effektiven Winkel von 90° . Dieser Winkel liefert den maximalen Wirkungsquerschnitt und ist daher für die Datenaufnahme erwünscht.

Röntgenstrahlung wird durch den Elektroneneinfang in U^{92+} und U^{91+} produziert und in Koinzidenz mit den umgeladenen Teilchen gemessen. Dafür installiert man hinter dem ersten Dipolmagneten einen Teilchendetektor. Der Germaniumdetektor besteht aus vier individuellen Streifen. Ihre Flächen betragen jeweils $3,9 \text{ cm}^2$ bei einer Tiefe von $1,5 \text{ cm}$. Jedoch finden nur die ersten drei Streifen Verwendung, der vierte Streifen nimmt nicht genügend Statistik auf. Abbildung 4.9 zeigt ein Bild des Detektors. Der Detektor wird hinter einem $0,1 \text{ mm}$ dicken Edelstahlfenster in einer Tasche montiert. Dieses Fenster trennt das Vakuum des ESR von der Atmosphäre. Für Röntgenstrahlen mit Energien größer als 100 keV liegt die Transmission durch dieses Fenster bei 97% . Über geeichte radioaktive Quellen kann die Effizienz des Detektors zwischen 15 und 350 keV bestimmt werden. Die Energieauflösung beträgt etwa 700 eV . Weitere Details zur Messung können in [18] nach gelesen werden.

4.3.1 Röntgenspektren

Abbildung 4.10 zeigt die gemessenen und geeichten Röntgenspektren für ursprünglich nacktes und wasserstoffartiges Uran bei einer Energie von $43,59 \text{ MeV/u}$. Da die Spektren in Koinzidenz mit den umgeladenen Ionen aufgenommen werden, haben sie nahezu keinen Untergrund. Am stärksten sind die Linien des direkten Einfangs freier Elektronen in die K-Schale des Ions (K-RR) und der charakteristischen Lyman α ($L \rightarrow K$) Strahlung ausgeprägt. Wegen des Beobachtungswinkels θ von 0° erscheinen diese Linien durch die Blauverschiebung bei 130 und 170 keV , anstelle der 100 und 130 keV , die sie im Emittersystem haben. Auf der niederenergetischen Seite der Lyman α Linien sind Ausläufer zu erkennen, die nicht dem Gauß'schen Linienprofil entsprechen und bei der K-RR Linie nicht auftreten. Es kann angenommen werden, dass es sich hierbei um verzögerte Übergänge handelt. Diese stammen aus der Kaskadenfütterung der $2s_{1/2}$, $2p_{1/2}$ und $2p_{3/2}$ Niveaus. Bei niedrigen Energien bevölkert der Prozess der radiativen Rekombination hochliegende n, l - Zustände. Eine Tatsache, aufgrund derer viele angeregte Niveaus vorliegen, die zur Kaskade beitragen können. Eine genaue Untersu-

Ge(i) Detector



Abbildung 4.8: *Aufbau am Elektronenkühler*

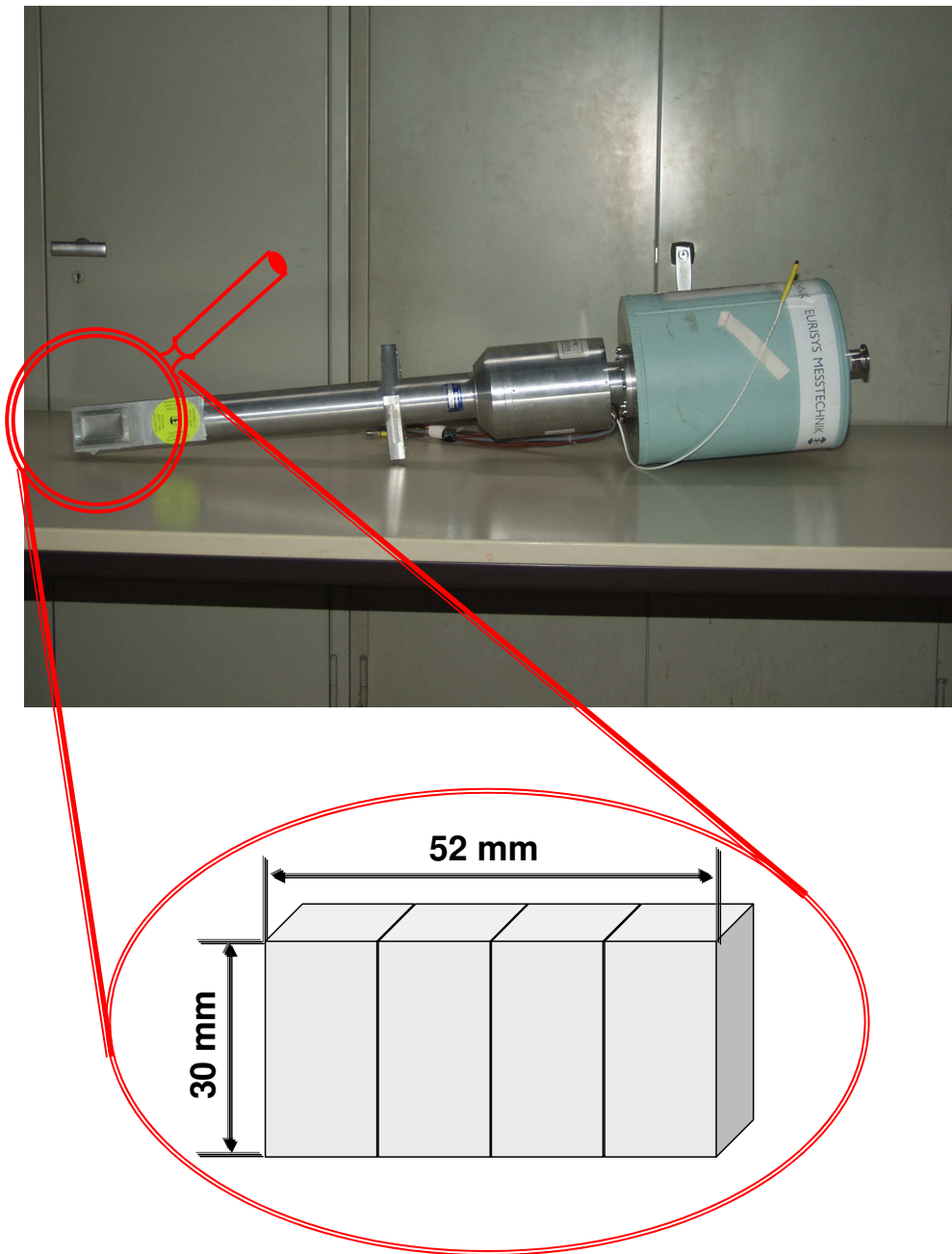


Abbildung 4.9: Bild des im Experiment verwendeten, vierfach segmentierten Germanium Detektors.

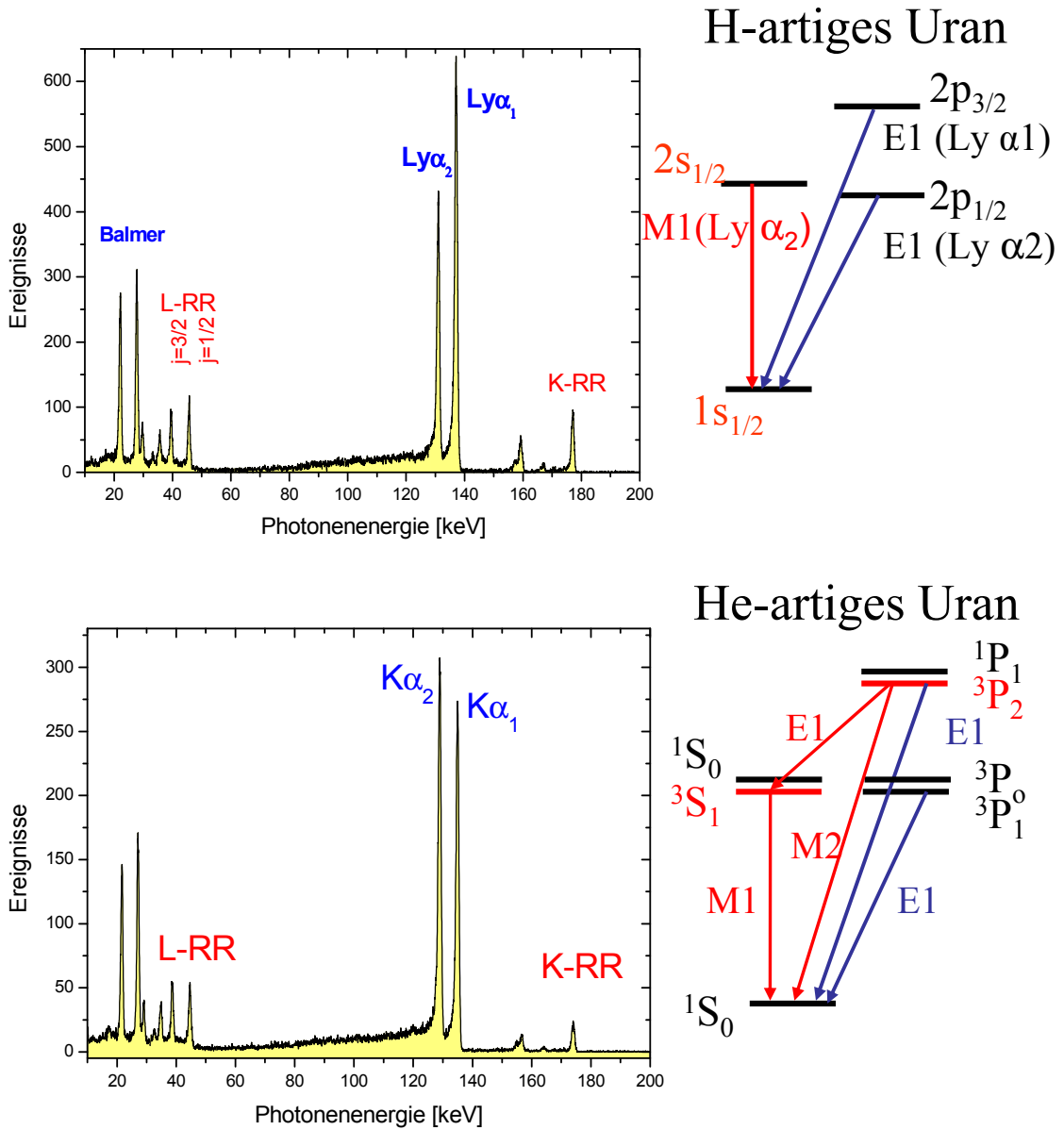


Abbildung 4.10: Experimentelle Spektren für wasserstoff- und heliumartiges Uran, bei einer Energie von 43,59 MeV/u. Diese Spektren haben bereits eine Bedingung auf die Koinzidenz von Photonen und umgeladenen Ionen. Neben den Spektren sind die Termschemata für die Lyman α -Übergänge bzw. K α -Übergänge (He-artiges Uran) gegeben.

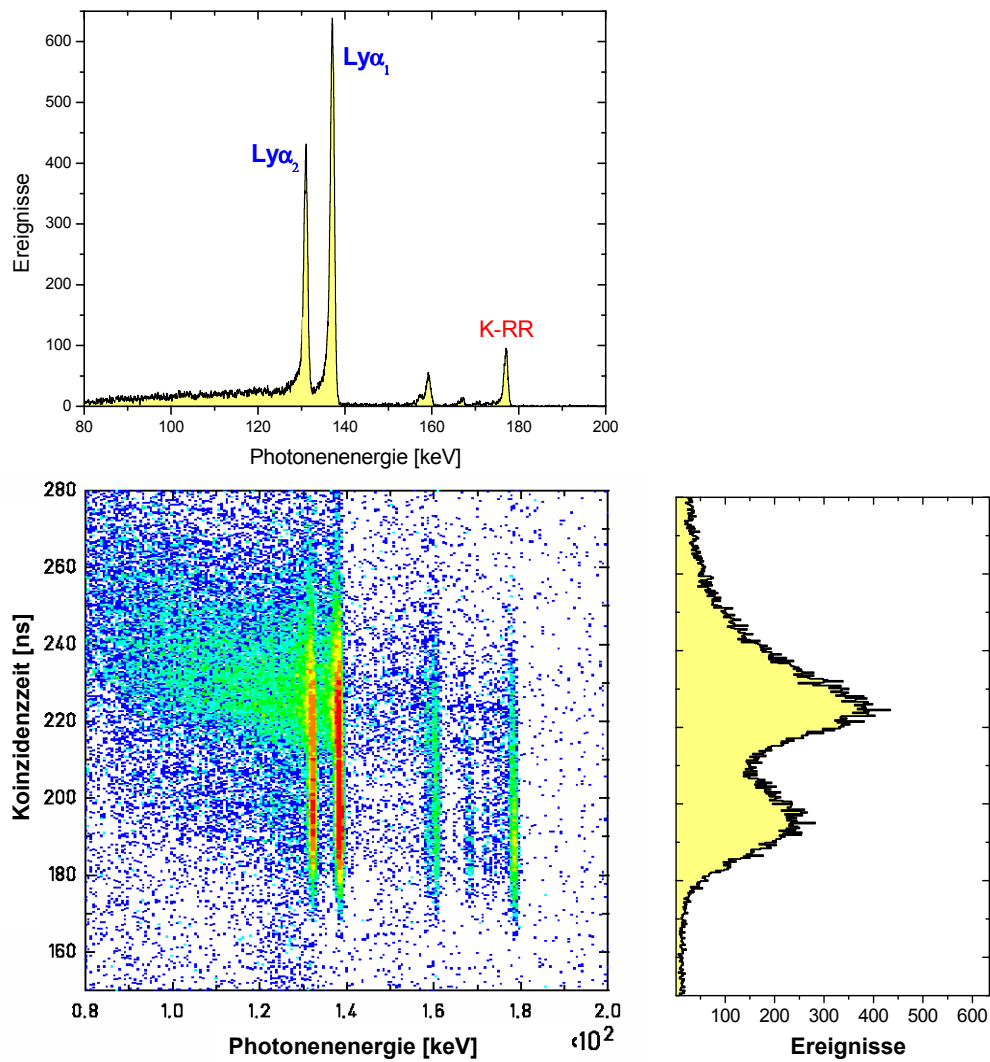


Abbildung 4.11: Zweidimensionales Spektrum der Röntgenemission. Aufgetragen ist die Energie der Photonen gegen die Koinzidenzzeit. Durch die Trennung der prompten und verzögerten Ereignisse im Zeitspektrum ist es möglich, zwischen Emission im Kühler und Emission außerhalb des Kühlers zu unterscheiden.

chung dieses Phänomens wird in Kapitel 6 gegeben.

Die abgebremsten Ionen haben bei einer Energie von 43,59 MeV/u einen β -Wert von 0,29. Offensichtlich ist dies langsam genug, dass mit der Zeitauflösung der Detektoren von 20 ns, Ereignisse aus dem Inneren des Kühlers von solchen unterschieden werden können, die erst kurz vor dem Detektor stattfinden. Bei hohen Energien ist das nicht möglich gewesen. Ereignisse, die direkt vor dem Detektor auftreten, haben einen deutlich größeren Raumwinkel und eine geringere Energieverschiebung. Daher erscheinen sie als die niederenergetischen Ausläufer der Lyman α - Linien. Abbildung 4.11 zeigt ein zweidimensionales Spektrum der beobachteten Linien, bei dem die Übergangsenergie gegen die Koinzidenzzeit aufgetragen ist. Zum Vergleich sind auch die zugehörigen Zeit- und Energiespektren angegeben.

4.3.2 Datenauswertung und Fehlerbetrachtung

Die Datenauswertung hat sich auf Röntgenspektren konzentriert, die im Listmodeverfahren erfasst worden sind. Zur Analyse der Spektren ist das Minuit-Programm-Paket verwendet worden, das die Einbindung eigener Routinen zur Spektrenbeschreibung ermöglicht und dazu gut dokumentierte Fit-Algorithmen mit zuverlässiger Fehleranalyse liefert. Dabei ist hervorzuheben, dass im Rahmen dieser Arbeit auf eine absolute Bestimmung von Raten und Querschnitten verzichtet worden ist. Hingegen hat sich die Auswertung auf relative Raten und Querschnitte konzentriert, die sich direkt aus den Röntgenspektren ergeben und wesentlich präziser gemessen werden können. Neben den statistischen Fehlern können allerdings auch systematische Fehler auftreten. Hierbei ist sowohl die energieabhängige Nachweiseffizienz des Ge(i)-Detektors zu nennen als auch die Absorptionskorrektur für das 100 μ dicke Röntgenfenster, das den Detektor vom ESR Vakuum trennt. Dieses trägt für Photonenenergien kleiner 50 keV wesentlich zum systematischen Fehler bei. Dagegen liefert die Nachweiseffizienz des Detektors, die mit Standardkalibrierungsquellen (^{241}Am , ^{133}Ba , ^{169}Yb) bestimmt worden ist, einen wesentlichen Beitrag für Energien oberhalb 100 keV. Konservativ abgeschätzt, beträgt der generelle systematische Fehler ca. 10 %. Im Falle relativer Raten, die aus eng beieinander liegenden, benachbarten Röntgenlinien bestimmt werden (z.B. die relativen Rekombinationsraten der Feinstrukturkomponenten der L-Schale), ist von einem deutlich geringeren Fehler auszugehen (kleiner 5 %).

Kapitel 5

Rekombination in die inneren Schalen

Im ersten Teil der Datenauswertung wird die Rekombination von Elektronen in die inneren Schalen, K- und L-Schale, sowohl nackter als auch wasserstoffartiger Uranionen untersucht. Der zweite Teil befasst sich mit der Rekombination in äußere Schalen sowie den sich anschließenden Kaskadenübergängen, die zu einer erhöhten Intensität der charakteristischen Lyman α -Übergänge beitragen.

Rekombination ist ein Prozess, der den Einfang eines Elektrons in das Projektilion bezeichnet. Findet dieser Einfang unter Aussendung eines Photons statt, wird von strahlender Rekombination gesprochen. Die im Spektrum sichtbare Linie wird als RR Linie (RR = radiative Rekombination) bezeichnet. Entsprechend werden die Linien des Einfangs freier Elektronen in die K- und L-Schale unter Emission eines Photons K-RR bzw. L-RR Linien genannt. Im Falle der L-Schale gibt es zwei Linien, die ihre Ursache in der Feinstrukturaufspaltung haben. Bei der L-RR Linie niedrigerer Energie handelt es sich um die $L\text{-RR}_{j=\frac{3}{2}}$ Linie, da das $2p_{3/2}$ Niveau energetisch höher liegt als das $2p_{1/2}$ und $2s_{1/2}$ Niveau. Beim Einfang in das höher liegende Niveau ist die Energie des emittierten Photons geringer. Die beiden $j = \frac{1}{2}$ Linien werden nicht aufgelöst, da sich das $2s_{1/2}$ und $2p_{1/2}$ Niveau nur um 76 eV voneinander unterscheiden (klassische Lambverschiebung).

In dem hier beschriebenen Experiment können die L-RR und Balmer-Linien erstmals aufgelöst werden. Grund dafür ist eine erhebliche Reduktion

der Bremsstrahlung, die zuvor stets die Linien des Balmerpektrums überlagert hat. Möglich wird diese Verringerung der Bremsstrahlung durch die Abbremsung des Ionenstrahls. Dadurch kann der Elektronenstrom im Kühler reduziert werden. Die Ursachen der Bremsstrahlung liegen in der Wechselwirkung zwischen Elektronen und den Wänden des Kühlers bzw. des Ringes. Ein geringerer Elektronenstrom führt zu weniger Stößen und damit weniger Bremsstrahlung.

Wegen der guten Auflösung der Linien ergibt sich hier zum ersten Mal die Möglichkeit, etwas über die differentiellen Raten der strahlenden Rekombination zu erfahren. Bisher war es lediglich möglich, totale Raten zu messen.

5.1 Vergleich der L-RR Linien

In dem Experiment werden Messungen bei zwei Energien durchgeführt. Für die Messdaten bei 43,59 MeV/u liefern zwei der vier Streifen des Detektors eine ausreichend hohe Statistik, bei 20,74 MeV/u hat nur der zweite Streifen genügend Statistik gesammelt.

Das Balmerpektrum besteht aus Übergängen, die auf der Hauptquantenzahl $n=2$ enden. Deshalb ist der Einfang eines freien Elektrons in die L-Schale der Balmerübergang mit der größten Energiedifferenz. Allerdings muss beachtet werden, dass die Energiedifferenz von Übergängen aus hohen n Zuständen auf $n=2$ derjenigen des Einfangs eines freien Elektrons recht nahe kommt.

Die $L - RR_{j=\frac{3}{2}}$ Linie liegt auf einer charakteristischen Balmerlinie. Ihr Anteil muss vor der Auswertung der Linien herausgerechnet werden. Hierzu wird zunächst das Balmerpektrum simuliert. Dabei werden bis zu einer vorgegebenen Hauptquantenzahl n alle Zustände bevölkert. Anschließend zerfallen alle Niveaus in einem Schritt; sie halten die Reihenfolge $n_{max}, n_{max} - 1, n_{max} - 2$ usw. ein. Im Gegensatz zur Rechnung im zweiten Teil der Auswertung wird in diesem Programm die zeitliche Entwicklung der Kaskade vernachlässigt. Für die Berechnung des theoretischen Balmerpektrums werden Einfangszustände bis $n=120$ in Betracht gezogen. Aus Abbildung 5.1 wird ersichtlich, dass bereits zwischen $n=80$ und $n=120$ kaum

ein Unterschied besteht, weshalb mit den Daten für $n_{max} = 120$ gerechnet worden ist. Zum Vergleich sei an dieser Stelle gesagt, bei Experimenten im Hochenergiebereich reicht es aus, Zustände bis $n = 20$ zu betrachten [56, 63]. Zur Berechnung der Anfangsbesetzung werden vollständig relativistische Rechnungen bis $n = 5$ [38] in Betracht gezogen. In dem Programm zur Berechnung der Kaskade werden für Zustände bis $n = 7$ exakt relativistische Übergangsraten verwendet, die höhere Multipole (**M1**, **E2**, **M2**) mit einbeziehen. Dagegen beruhen alle höheren Zustände auf der Dipolnäherung und somit elektrischen Dipolübergängen [64]. Mit Hilfe des MINUIT-Fitprogramms wird dieses theoretische Spektrum an die experimentellen Daten angepasst. Hier sei zu erwähnen, dass das Spektrum bereits auf die Detektoreffizienz und die Transmission durch das $100 \mu m$ dicke Edelstahlfenster korrigiert ist. Anschließend erfolgt eine Fixierung dieser Parameter und dem Fitprogramm werden zwei Gaußkurven hinzugefügt, um die Position und Fläche der L-RR Linien bestimmen zu können. Auf diese Art und Weise enthalten die Fitparameter der Gaußkurven den reinen L-RR Anteil der Linien.

Zum Vergleich mit der Theorie werden den experimentellen Daten die Ergebnisse einer vollständig relativistischen und einer nicht relativistischen Rechnung gegenübergestellt. An dieser Stelle sei auf Kapitel 3 Abschnitt 3.3 verwiesen, da dort vorgestellt wird, wie die Werte der differentiellen Rekombinationsraten abgeschätzt werden. Es sei nochmals daran erinnert, dass der Detektor die Stöße unter einem effektiven Winkel von 90° beobachtet und unter diesem Winkel der Wirkungsquerschnitt beinahe maximal ist.

Abbildung 5.2 zeigt das Verhältnis zwischen den $L - RR_{j=\frac{3}{2}}$ und $L - RR_{j=\frac{1}{2}}$ Linien. Demnach weichen sowohl die relativistische als auch die nicht relativistische Theorie nicht sehr weit von den Messdaten ab. Dennoch lässt sich gut erkennen, inwieweit die relativistische Theorie eine bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen zeigt. Ebenso stehen die Ergebnisse für den Einfang in nacktes sowie den Einfang in wasserstoffartiges Uran in guter Übereinstimmung zueinander. Dies war zu erwarten, da wegen der hohen Kernladungszahl der Abschirmeffekt eines Elektrons in der K-Schale auf die L-Schale vernachlässigbar klein ist in Bezug auf die Rekombinationsrate.

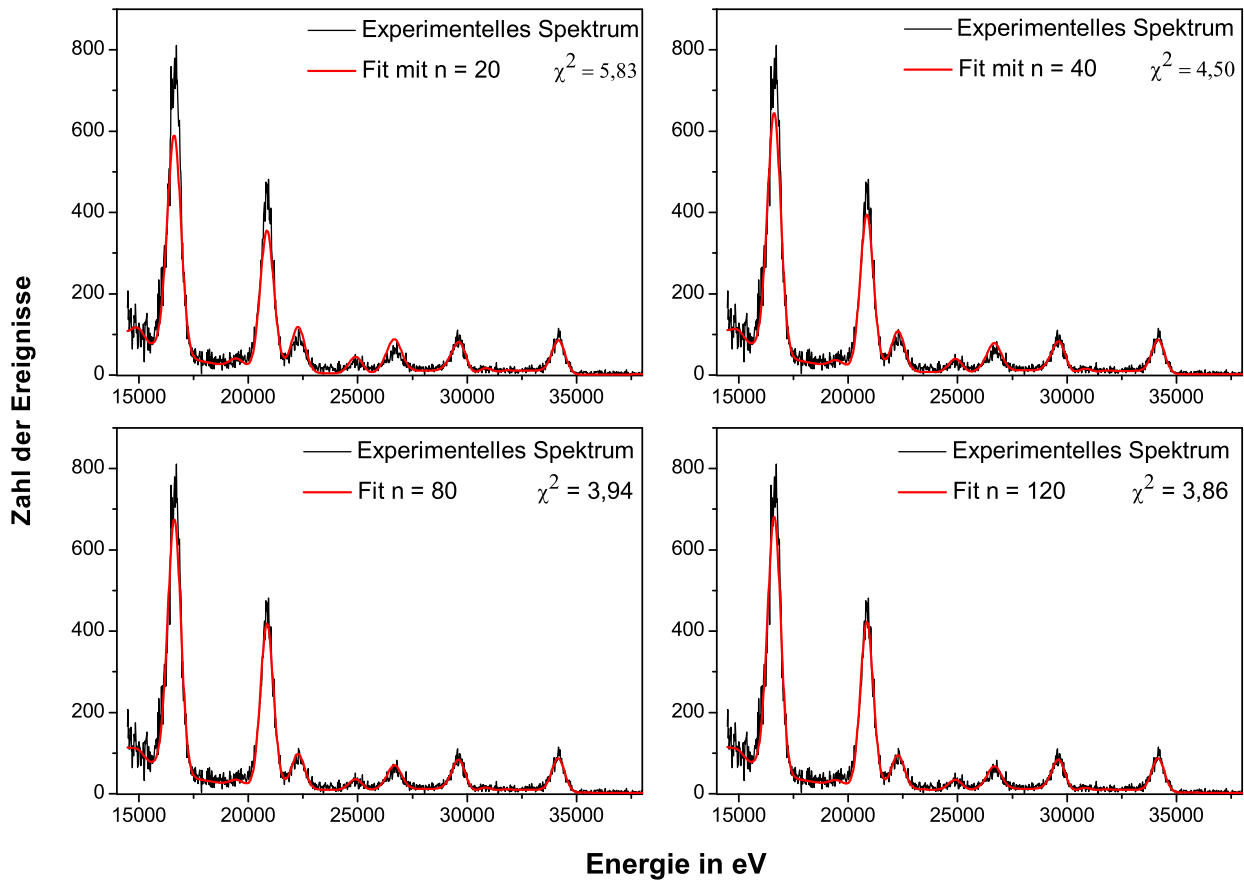


Abbildung 5.1: Vergleich des experimentellen Balmerspektrums für den Ein-
 fang in nacktes Uran mit den theoretischen Spektren für $n_{max} = 60, 80, 100$
 und 120 .

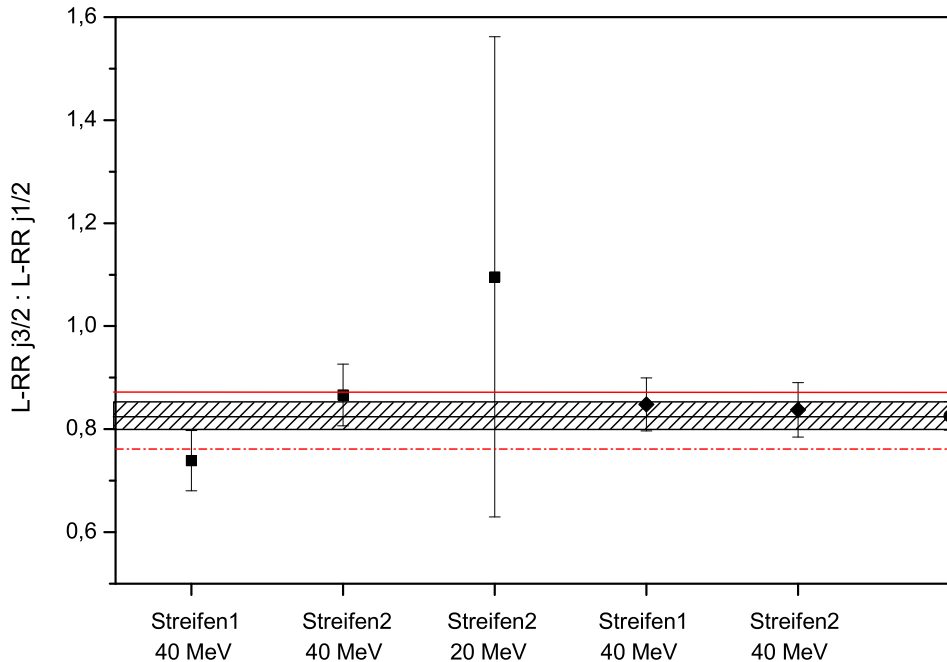


Abbildung 5.2: Verhältnis der $L - RR_{j=\frac{3}{2}}$ zur $L - RR_{j=\frac{1}{2}}$ Linie für den Einfang in nacktes (Punkte 1-3) und wasserstoffartiges (Punkte 4&5) Uran. Die gestrichelte Linie gibt den Wert der nicht relativistischen Theorie an, die durchgezogene Linie den der vollständig relativistischen Theorie wieder. Der schraffierte Bereich gibt den statistisch gewichteten Fehlerrahmen an, der runde Punkt den Mittelwert aller Messpunkte.

	$L-RR_{j=3/2}/L-RR_{j=1/2}$
nichtrelativistische Theorie	0,76
relativistische Theorie	0,87
Mittelwert der Daten	$0,83 \pm 0,03$

Tabelle 5.1: Zahlenwerte für das Verhältnis der $L - RR_{j=\frac{3}{2}}$ zur $L - RR_{j=\frac{1}{2}}$ Linie für den Einfang in nacktes und wasserstoffartiges Uran (vgl. Abbildung 5.2). Der zum Mittelwert hinzuzufügende systematische Fehler ist in diesem Fall kleiner als 5%, weil die beiden Linien eng aneinander liegen und somit die Effizienz- und Absorptionskorrekturen ähnlich sind.

Der große Fehlerbalken des Messwertes bei 20,74 MeV/u kommt durch die geringe Statistik zustande. Zur Fehlerberechnung wird ein rein statistischer Fehler von \sqrt{n} betrachtet. Allerdings kann nicht ausgeschlossen werden, dass eine geringere Energie Einfluss auf die Rekombinationsraten und daher die Abweichung einen physikalischen Hintergrund hat. Dennoch stimmt der Wert innerhalb des Fehlers mit den anderen überein.

5.2 Vergleich der L-RR Linien mit der K-RR Linie

Für den Vergleich der L-RR Linien mit der K-RR Linie werden die Fitergebnisse aus dem vorherigen Abschnitt verwendet. Um einheitliche Fitparameter zu verwenden, wird auch die K-RR Linie an eine Gaußkurve gefittet. Allerdings ergibt sich dabei folgendes Problem: Die K-RR Linie entspricht keiner Gaußverteilung, sondern eher einer Germaniumfunktion. Außerdem können auch hier Übergänge aus Zuständen mit einer hohen Hauptquantenzahl n in den Grundzustand zu der Linie beitragen. Da die beiden Fitprogramme pk-fit und MINUIT stark voneinander abweichende Flächen liefern, wird die Fläche der K-RR-Linie folgendermaßen berechnet: Die Position des Peaks wird bestimmt und ausgehend davon auf jeder Seite ein 3σ Bereich addiert. Über diesen Bereich wird integriert und anschließend ein linearer Untergrund abgezogen.

Zunächst werden die Verhältnisse von K-RR zu $L\text{-RR}_{j=\frac{3}{2}}$ und K-RR zu

	K-RR/ $L\text{-RR}_{j=1/2}$	K-RR/ $L\text{-RR}_{j=3/2}$
nichtrelativistische Theorie	2,12	2,79
relativistische Theorie	1,41	1,62
Mittelwert der Daten	$1,23 \pm 0,03$	$1,55 \pm 0,05$

Tabelle 5.2: Zahlenwerte für die Verhältnisse der K-RR Linie zu den beiden L-RR Linien für den Einfang in nacktes Uran (vgl. Abbildung 5.3). Dem Mittelwert muss ein systematischer Fehler von etwa 10% hinzugefügt werden.

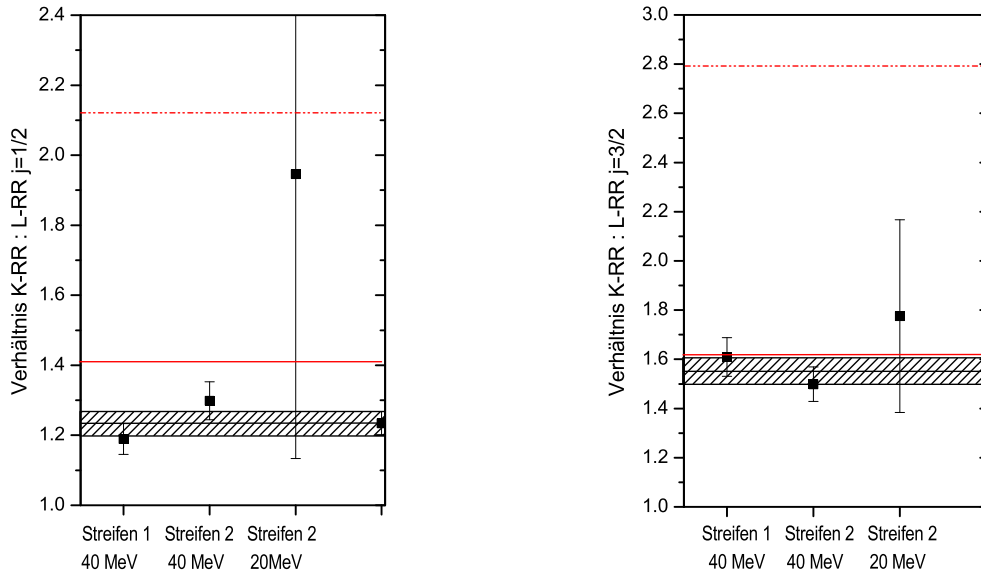


Abbildung 5.3: *Verhältnis K-RR zu $L-RR_{j=\frac{1}{2}}$ und $L-RR_{j=\frac{3}{2}}$ für den Einfang in nacktes Uran (gestrichelte Linie: nichtrelativistische Theorie, durchgezogene Linie: relativistische Theorie).*

$L-RR_{j=\frac{1}{2}}$ bei Einfang in nacktes Uran verglichen. Wieder werden die Ergebnisse einer relativistischen und einer nichtrelativistischen Theorie gegenübergestellt. Dabei entspricht die durchgezogene Linie der relativistischen Rechnung, die gestrichelte Linie der nichtrelativistischen. In diesem Fall weichen die beiden Theorien jedoch deutlich voneinander ab. Relativistische Effekte spielen beim Einfang in die K-Schale demnach eine stärkere Rolle als für den Fall der L-Schale. Abbildung 5.3 zeigt eine bessere Beschreibung der experimentellen Ergebnissen durch die relativistische Theorie. Für das Verhältnis $K-RR/L-RR_{j=3/2}$ liegt der theoretische Wert nur knapp oberhalb der Abweichung des Mittelwertes, während das Verhältnis $K-RR/L-RR_{j=1/2}$ deutlich niedriger liegt. Allerdings wird für die Fehlerrechnung nur ein statistischer Fehler in Betracht gezogen. Nimmt man nun weitere Fehler an, kann diese Abweichung durchaus im Fehlerbereich liegen. In beiden Fällen weicht die nichtrelativistische Rechnung stark von den experimentellen Ergebnissen ab; relativistische Effekte spielen also eine Rolle. Es entspricht den Erwartungen, wenn stärker in die K-Schale eingefangen wird als in die Unterzustände der L-Schale. Es bleibt anzumerken, dass die Fläche bzw. Rekombinationsrate der K-RR Linie durch zwei geteilt wurde, um sie

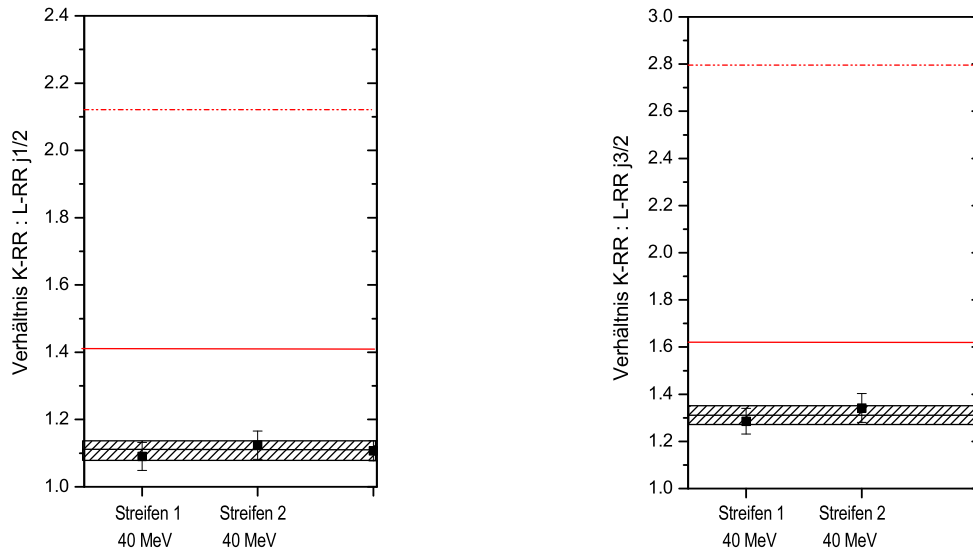


Abbildung 5.4: Verhältnis $K\text{-}RR$ zu $L\text{-}RR_{j=\frac{1}{2}}$ und $L\text{-}RR_{j=\frac{3}{2}}$ für den Einfang in wasserstoffartiges Uran (gestrichelte Linie: nichtrelativistische Theorie, durchgezogene Linie: relativistische Theorie).

auf eine Vakanz zu normieren. Dies ist nötig, um die Ergebnisse für den Einfang in nacktes Uran mit denen des Einfangs in wasserstoffartiges Uran vergleichen zu können. Anhand der starken Abweichungen zwischen den beiden Theorien lässt sich ablesen, dass in der nichtrelativistischen Theorie der Einfang in den Grundzustand gegenüber dem in angeregte Zustände bevorzugt wird.

	$K\text{-}RR/L\text{-}RR_{j=1/2}$	$K\text{-}RR/L\text{-}RR_{j=3/2}$
nichtrelativistische Theorie	2,12	2,79
relativistische Theorie	1,41	1,62
Mittelwert der Daten	$1,11 \pm 0,03$	$1,31 \pm 0,04$

Tabelle 5.3: Zahlenwerte für die Verhältnisse der $K\text{-}RR$ Linie zu den beiden $L\text{-}RR$ Linien für den Einfang in wasserstoffartiges Uran (vgl. Abbildung 5.4). Neben der Abweichung des Mittelwertes muss noch ein systematischer Fehler von etwa 10% dazugerechnet werden.

In Abbildung 5.4 sind die Verhältnisse K-RR zu L-RR für den Einfang in wasserstoffartiges Uran dargestellt. Wie bereits in Abbildung 5.3 stehen auch hier die durchgezogene und gestrichelte Linie für die beiden Theorien. Weil für den Einfang in den Grundzustand wasserstoffartigen Urans nur noch eine Vakanz zur Verfügung steht, muss die K-RR Linie hier nicht mehr normiert werden. Analog zum Einfang in nacktes Uran liegen die experimentellen Ergebnisse näher an der relativistischen Theorie. Die Abweichung der experimentellen Daten von der Theorie ist in diesem Fall wesentlich stärker. Ausreichende Statistik für den Einfang in wasserstoffartiges Uran ist jedoch nur für die Energie von 43,59 MeV aufgenommen worden. Daher gibt es einen Messpunkt weniger. Allerdings liegen die beiden gewonnenen Werte näher aneinander, haben also eine geringere Streuung.

Ein Vergleich der Abbildungen 5.3 und 5.4 zeigt eine bessere Übereinstimmung mit der Theorie für den Einfang in nacktes Uran, aber da die Messwerte für heliumartiges Uran untereinander besser übereinstimmen, ist die Wahrscheinlichkeit hoch, dass in diesem Fall physikalische Effekte auftreten, die in der Theorie nicht berücksichtigt werden. Unsere theoretischen Berechnungen basieren auf dem Einfang in nacktes Uran und nicht auf einem Mehrkörperproblem, wie es der Einfang in wasserstoffartiges Uran darstellt. Deswegen sind für den Einfang in wasserstoffartiges Uran zusätzliche systematische Fehler in Betracht zu ziehen.

5.3 Vergleich zwischen Einfang in nacktes und wasserstoffartiges Uran

Im vorherigen Abschnitt ist bereits ein quantitativer Vergleich zwischen den unterschiedlich geladenen Projektilionen U^{92+} und U^{91+} gegeben worden. Dieser Abschnitt dient einer genaueren Untersuchung möglicher Ursachen. Dazu werden die im vorangegangenen Abschnitt dargestellten Verhältnisse K-RR/L-RR für den Einfang in nacktes Uran durch das jeweils zugehörige Verhältnis K-RR/L-RR des Einfangs in wasserstoffartiges Uran geteilt. Zur Datenaufnahme sind zwei Streifen verwendet worden. Im Spektrum sind zwei L-RR Linien auflösbar. Es gibt somit vier Datenpunkte. Aus der Annahme die Zahl der Einfänge in die K- Schale sei von der Zahl der freien Vakanzen abhängig, wird eine Streuung der Verhältnisse um 2 erwartet, da bei Einfang

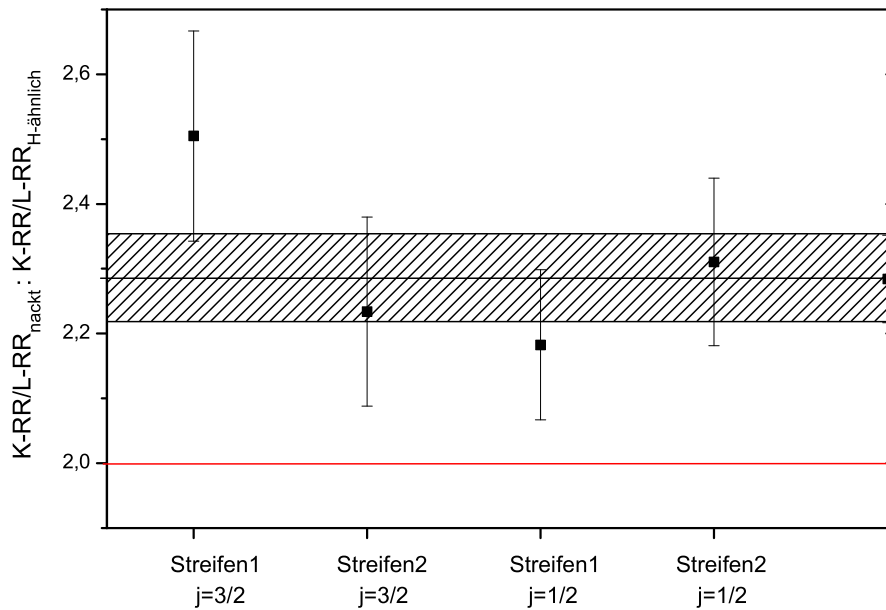


Abbildung 5.5: Vergleich der $K\text{-}RR / L\text{-}RR$ Verhältnisse

in U^{92+} zwei und bei Einfang in U^{91+} nur eine Vakanz im 1s- Zustand vorhanden ist. Der Einfluss eines Elektrons in der K-Schale auf den Einfang in die L- Schale ist vernachlässigbar (vgl. Ausführungen in Abschnitt 5.1). Demnach spiegeln die in Abbildung 5.5 gezeigten Verhältnisse das Verhältnis des K-Schaleneinfangs bei unterschiedlicher freier Vakanzenzahl wieder. In diesem Fall wird das Verhältnis $K\text{-}RR / L\text{-}RR_{\text{nackt}}$ nicht auf 1 normiert. Durch die Bildung von Verhältnissen werden auch eventuell vorhandene systematische Fehler ausgeschlossen, da diese gleichen Einfluss auf alle Datenpunkte hätten. Wird nun ein Verhältnis aus Verhältnissen gebildet, heben sich diese Unsicherheiten gegenseitig auf.

Abbildung 5.5 zeigt jedoch nicht die erwartete Streuung. Stattdessen bewegt sich das Verhältnis um $2,28 \pm 0,07$. Dies erklärt, wieso die Verhältnisse $K\text{-}RR/L\text{-}RR$ in Abschnitt 5.2 bei Einfang in wasserstoffartiges Uran von der Theorie abweichen. Denn dort wird angenommen, das Verhältnis nackt zu wasserstoffartig sei zwei, weswegen die Rekombinationsrate für die K-RR-Linie halbiert worden ist. In bisherigen Experimenten, die alle bei höheren Energien durchgeführt worden sind, ist dieses Verhältnis von 2 stets zu beobachten.

Elektron-Elektron-Wechselwirkung sollte als mögliche Erklärung ausgeschlossen werden können, da Uran aufgrund seiner Größe und Schwere in den tiefstliegenden Zuständen hauptsächlich *jj*-Kopplung und nicht *LS*-Kopplung besitzt. Demnach würde das zweite Elektron vom ersten kaum beeinflusst werden.

Kapitel 6

Rekombination in die äußeren Schalen

Bei der Untersuchung von Rekombination in die äußeren Schalen ist vor allem der Einfang in Zustände mit einer hohen Hauptquantenzahl n und hohem Bahndrehimpuls l von Interesse. Aufgrund der Auswahlregel $\Delta l = \pm 1$ haben diese Zustände nicht die Möglichkeit, über einen schnellen Zerfallskanal in den Grundzustand überzugehen (siehe dazu auch Abbildung 2.3 auf Seite 21). Daher zerfallen sie ganz allmählich über Kaskaden, die dazu führen, dass auch nach mehreren Nanosekunden noch Lyman- Übergänge stattfinden. Gerade die Zustände $l = n - 1$ können nur über $n = l-1$, $n-1 = l-2$, $n-2 = l-3$, die sogenannten Yrastkaskaden, zerfallen. Das experimentelle Spektrum zeigt ein unerwartetes Linienprofil der Lyman α Übergänge. Auf der niedere energetischen Seite weisen die Linien eine starke Verbreiterung und weite Ausläufer auf. Als Ursache dafür können die Kaskadenzerfälle herangezogen werden, da diese zu verspäteter Lyman α - Emission führen [3]. Es kommt nicht mehr im Inneren des Kühlers zur Emission, sondern erst auf der 3 m langen Strecke zwischen Ende des Kühlers und dem Ge(i)-Detektor. Aufgrund der winkelabhängigen Dopplerkorrektur werden die Übergangsenergien der Lyman α - Strahlung zu niedrigeren Energien verschoben. Unterstützt wird diese Theorie durch Abbildung 6.1. Darauf ist erkennbar, welchen Einfluss verzögerte Ereignisse auf das Spektrum haben. Werden nur prompte Ereignisse herangezogen, entspricht das Spektrum den allgemeinen Erwartungen. Außerdem lässt sich erkennen, dass die Intensität der Lyman α - Linie gegenüber der K-RR- Linie verringert ist. Da diese Linie nur die Intensität des direkten Einfangs eines freien Elektrons in die K- Schale darstellt und somit

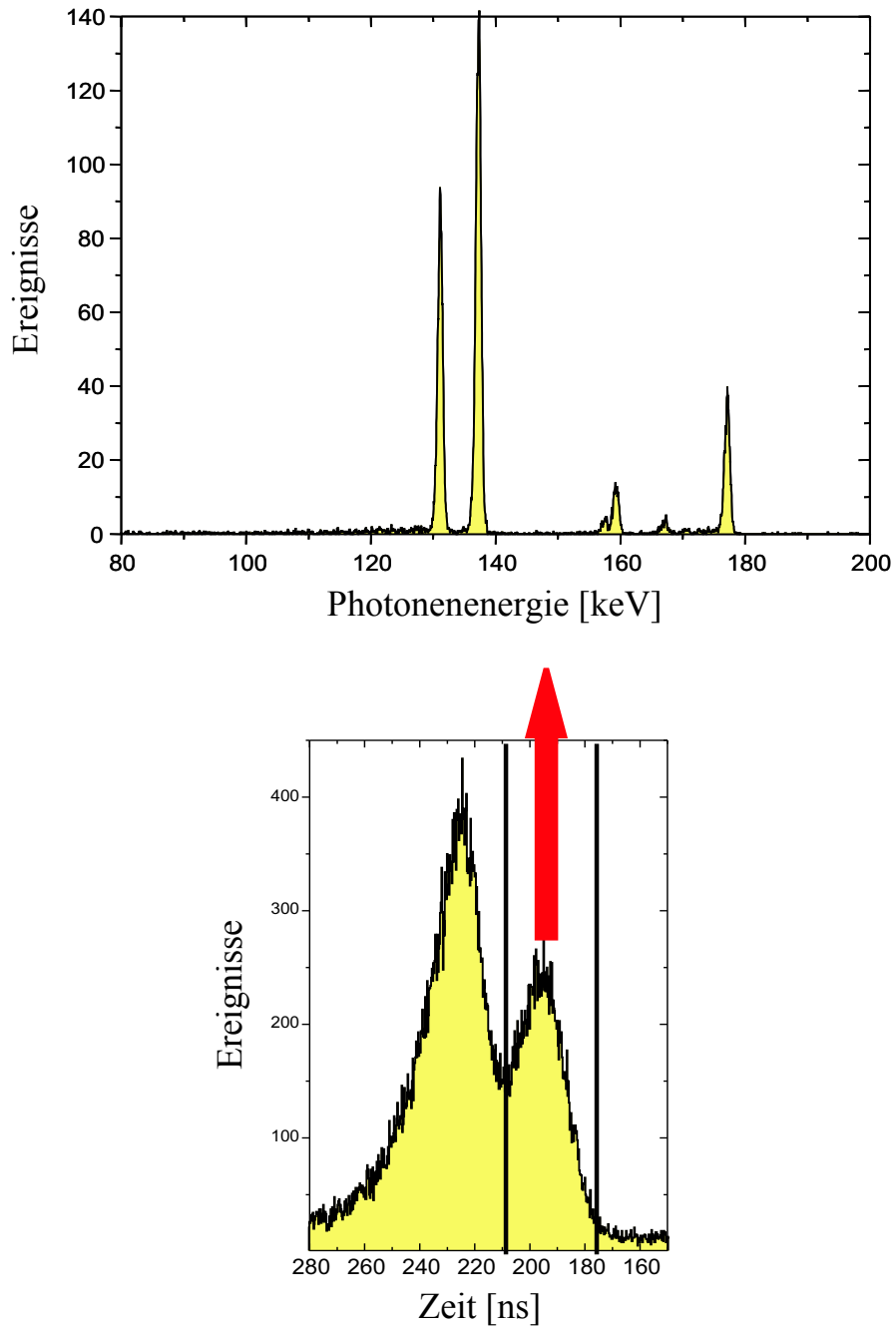


Abbildung 6.1: Gezeigt sind das Zeitspektrum für den Einfang in U^{92+} (unteres Bild) und die Veränderung im Energiespektrum falls nur Ereignisse, die im Kühler stattgefunden haben, zu diesem beitragen (oberes Bild).

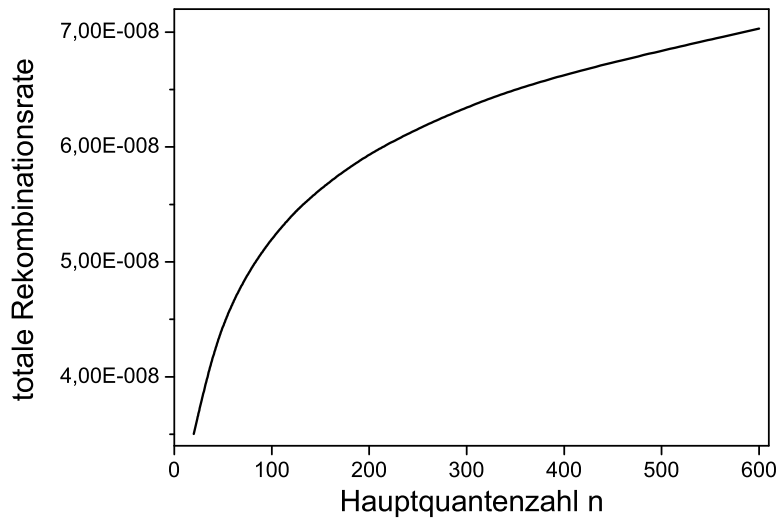


Abbildung 6.2: Aufgetragen sind die totalen Rekombinationsraten gegen die Hauptquantenzahl n . Jedoch zeigt sich selbst bei hohen n_{max} keine Konvergenz.

nicht über Kaskaden gefüttert wird, ist diese Beobachtung eine logische Folge. Auch lassen sich bei der K-RR Linie keine Schwänze beobachten, denn freie Elektronen können nur im Elektronenkühler eingefangen werden. Aus diesem Grund gibt es keinen Kaskadenbeitrag.

Welchen Einfluss die Kaskade auf das Spektrum hat, wird in den folgenden Abschnitten untersucht werden.

6.1 Simulation des Spektrums

Zur Simulation des Spektrums werden die anfänglichen Besetzungszahlen sowie die Übergangswahrscheinlichkeiten und Verzweigungsverhältnisse zwischen den einzelnen Zuständen benötigt. All diese Informationen liegen in den Dateien vor, mit denen bereits das Balmerpektrum simuliert wurde, auch die Übergangsenergien sind darin enthalten. Mit Hilfe eines Programmes, das - abhängig von der maximalen Hauptquantenzahl n , der Kernladungszahl Z und der longitudinalen und transversalen Temperatur - die Anfangsbesetzungen berechnet, konnten Abbildung 6.2 und 6.3 erstellt werden. Auf Abbildung 6.2 ist gezeigt, dass auch bei Zuständen $n > 130$ die totalen Rekombinationsraten weiter ansteigen. Zwar flacht

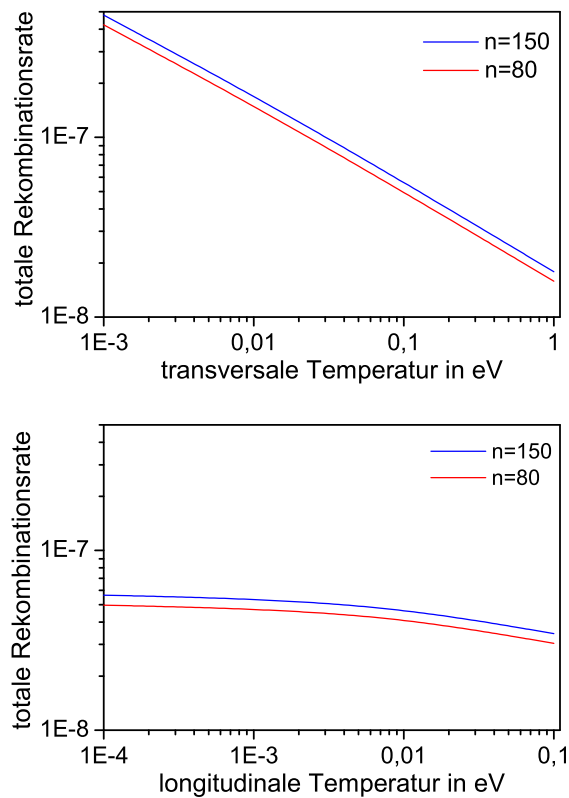


Abbildung 6.3: Während sich die totale Rekombinationsrate bei Verringerung der transversalen Temperatur um eine Größenordnung, etwa um einen Faktor 5 steigt, bewirkt die Änderung der longitudinalen Temperatur um 3 Größenordnungen nur einen Faktor 2, eher weniger.

die Kurve mit zunehmendem n ab, doch es zeigt sich keine Konvergenz. Daher kann zunächst keine Aussage getroffen werden, bis zu welchem n_{max} Elektronen eingefangen werden können. Abbildung 6.3 verdeutlicht den Einfluss der beiden Temperaturen auf die Anfangsbesetzung. Zeigt sich die Rekombinationsrate bei Variation der longitudinalen Temperatur nahezu unbeeinflusst, ist sie stark von der transversalen Temperatur abhängig. Ihre Wahl muss deshalb genau bedacht werden. Diese Temperaturabhängigkeit ist für alle berechneten Hauptquantenzahlen n_{max} gleich. Es stellt sich nur eine Parallelverschiebung ein.

In den vorliegenden Untersuchungen wurde n_{max} zwischen 80 und 130 variiert, die Kernladungszahl war $Z = 92$ für Uran, bei den Temperaturen wurde $T_{\parallel} = 0,0001$ eV und $T_{\perp} = 0,1$ eV angenommen. Mit der Anfangsbesetzungszahl und dem Kaskadenprogramm ist es nun möglich, den zeitlichen Verlauf der Lyman α - Strahlung zu simulieren. In dieser Simulation wird von einem exponentiellen Zerfall der Zustände ausgegangen. Pro Zeiteinheit zerfällt ein gewisser Anteil eines Niveaus, abhängig von den Übergangswahrscheinlichkeiten und Verzweigungsverhältnissen in tiefere Zustände. Daraus folgt eine neue Besetzung nach diesem Zeitintervall. Schritt für Schritt werden auf diese Art und Weise Niveaus geleert und andere gefüllt. Auch die Zahl der Teilchen, die in den Grundzustand übergegangen sind, wird zeitabhängig aufgenommen.

Das Programm wird bei einer Zeit von 60 ns gestoppt. Diese Zeitspanne umfasst etwa die Flugzeit vom Anfang des Kühlers bis zum Detektor. Da das Programm sehr zeit- und rechenaufwändig ist, sind einige Näherungen vorgenommen worden, die im weiteren Verlauf näher vorgestellt werden.

Nachdem das Kaskadenprogramm beendet ist, werden die Doppler-, Raumwinkel- und Absorptionskorrekturen in die Simulation eingebracht. Dazu ist im Verlauf dieser Arbeit ein Fortran-Programm geschrieben worden, welches die Kühlergeometrie beschreibt. Abhängig vom Abstand zum Detektor wird die Emission dopplerkorrigiert und mit dem entsprechenden Raumwinkel multipliziert. Die Winkeländerung macht sich erst kurz vor dem Detektor bemerkbar. Über die relativistische Korrektur wird die Energie sehr stark zu niedrigeren Energien verschoben, der Raumwinkel und somit die Intensität wird größer, siehe Abbildung 6.4. Vor dem Detektor erscheinen durch den größeren Raumwinkel auch wenige Ereignisse mit einer hohen

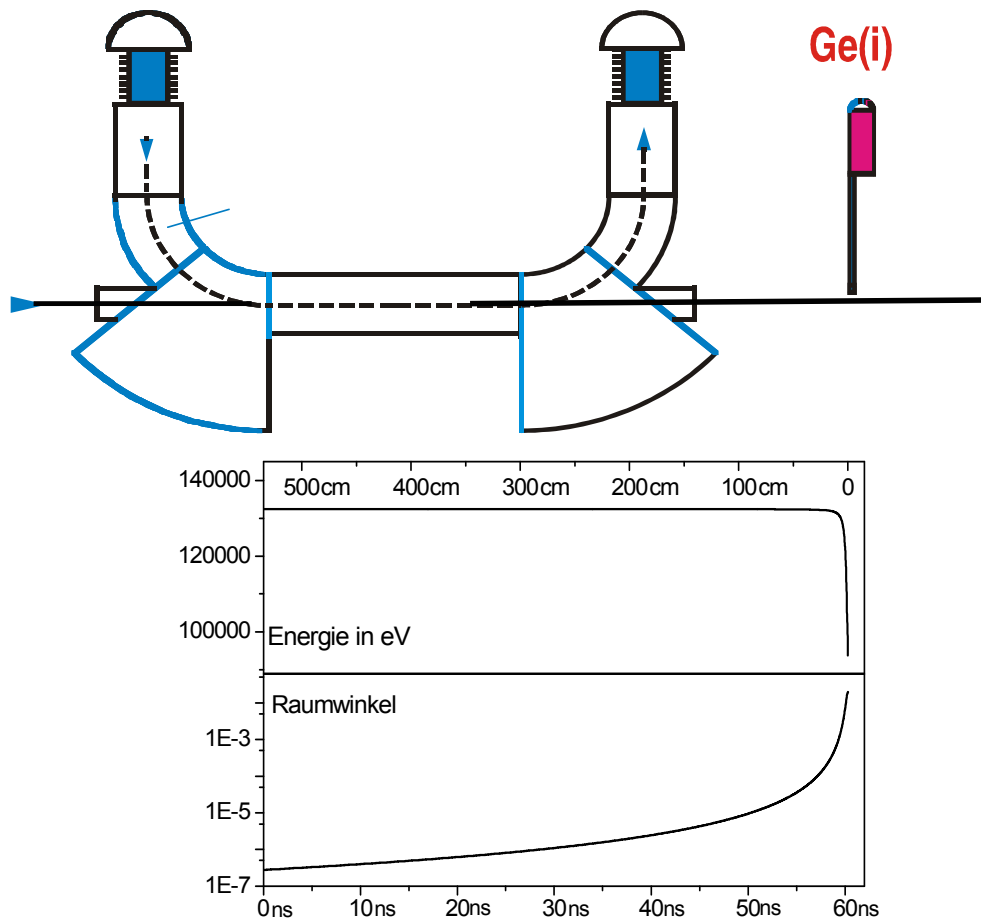


Abbildung 6.4: Gezeigt sind Energie- und Raumwinkeltransformation in Abhängigkeit der Zeit und des Abstandes zum Detektor. Bis etwa 30cm vor dem Detektor bleibt die Energie nahezu konstant. Ab diesem Punkt ändert sich der Winkel zwischen Ionenstrahl und Eintrittsfenster des Detektors schneller und stärker, weshalb die Energie sehr schnell und stark verschoben wird. Aus dem gleichen Grund wird die Intensitätskorrektur an dieser Stelle sehr groß, weswegen wenige Ereignisse geringer Energie dennoch sehr ausgeprägt erscheinen.

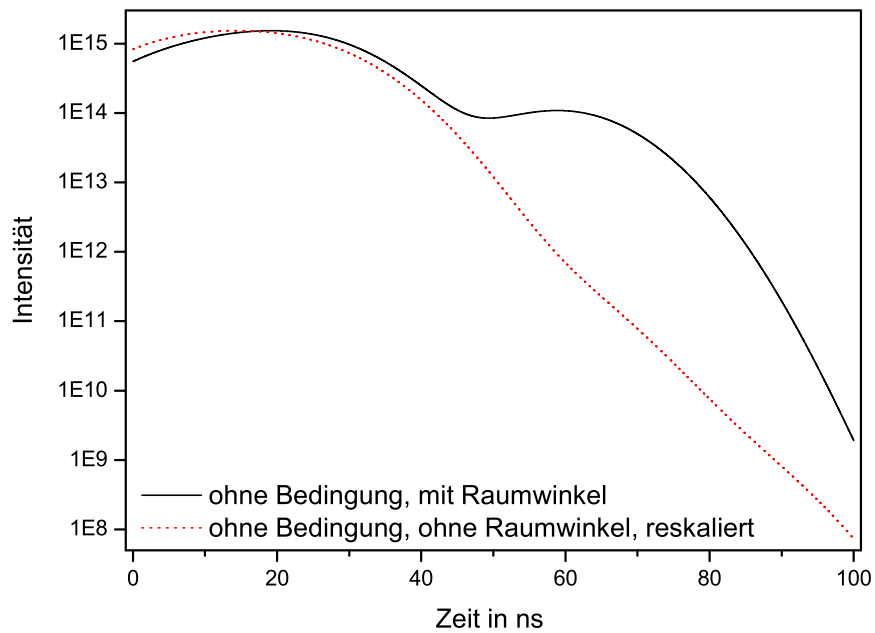


Abbildung 6.5: Den Linien liegen die Ergebnisse derselben Kaskadenrechnung zu Grunde. Allerdings wurde das Kühlergeometrieprogramm dahingehend geändert, dass für die gepunktete Linie keine Raumwinkelkorrektur erfolgt. Somit wird hier die wahre Intensität der Linie wiedergegeben, da aufgrund der fehlenden Raumwinkelkorrektur, die Emission in alle Raumrichtungen in der Rechnung berücksichtigt wird. Da ohne Berücksichtigung des Raumwinkels die relative Linienintensität jedoch höher ist, muss das Spektrum reskaliert werden.

Intensität. Welche Auswirkungen diese Erhöhung hat, wird in Abbildung 6.5 gezeigt. Danach nimmt die tatsächliche Intensität der Lyman α - Strahlung bei Vernachlässigung des Raumwinkels ständig ab. Bedingt durch den größeren Raumwinkel und die damit verbundene Intensitätssteigerung bildet sich unter Einbeziehung der Raumwinkelkorrekturen nach einigen Nanosekunden ein zweites Maximum heraus.

	verzögerte Ereignisse	alle Ereignisse	Anteil
mit Raumwinkelkorrekturen	$2,13133 \cdot 10^{17}$	$4,52386 \cdot 10^{18}$	4,7 %
ohne Raumwinkel (Emission in alle Richtungen)	$2,0777 \cdot 10^{21}$	$1,9762 \cdot 10^{24}$	0,1 %

In obiger Tabelle ist der Anteil verzögerter Ereignisse an den gesamten Übergänge gegeben. Als Grenze zwischen prompten und verzögerten Ereignissen wird das Minimum aus dem Spektrum mit Raumwinkelkorrektur genommen. Dabei wird deutlich: verzögerte Ereignisse im Emittersystem liefern nur einen Beitrag von 0,1 %. Im Spektrum haben sie aufgrund der relativistischen Raumwinkeltransformation aber einen Beitrag von 4,7 %. Verglichen mit den tatsächlich vorhandenen Ereignissen werden als Folge des größeren Raumwinkels etwa 50mal mehr Ereignisse gezeigt.

Elektronen können zu jedem beliebigen Zeitpunkt im Kühler in das Ion eingefangen werden. Deswegen wird in das Programm eine Schleife eingebaut, die in Schritten von 0,1mm immer wieder eine neue Kaskade startet, solange sich der Ionenstrahl im Kühler befindet. Am Ende gibt dieses Programm ein Zeitspektrum aus, bei dem die Intensitäten der einzelnen Kaskaden zu einem Zeitpunkt aufaddiert werden. Auf der Abszisse ist die Zeit in Bezug auf den Eintritt des Ionenstrahls in den Kühler aufgetragen und nicht die Zeitentwicklung einer einzelnen Kaskade. Neben dem Zeitspektrum wird ein Energiespektrum berechnet. Nachdem diese beiden Spektren mit einer Gaußkurve gefaltet worden sind, die ihnen eine Zeitauflösung von 20ns bzw. eine Energieauflösung von 800eV auferlegt, können sie nun mit den experimentellen Daten verglichen werden.

6.2 Vergleich von Simulation und Experiment

In diesem Abschnitt werden zunächst die bereits angesprochenen Energie- und Zeitspektren vorgestellt. Anschließend werden die Ergebnisse der verschiedenen Detailuntersuchungen präsentiert. Im Vergleich des experimentellen Spektrums mit der Simulation - Abbildung 6.6 - ist zu erkennen, dass das simulierte Spektrum zwar Ansätze von Schwänzen aufweist, diese allerdings nicht so stark ausgeprägt sind, als dass sie an die experimentell aufgenommenen heranreichen. Kurz vor dem Detektor trifft die emittierte Strahlung aufgrund des Emissionswinkels durch den Detektorboden auf den Kristall. Daher muss an dieser Stelle eine Absorptionskorrektur erfolgen, die -da sie nicht kontinuierlich eingefügt wird- einen Knick in den Ausläufern der beiden Linien zur Folge hat. Abbildung 6.7 zeigt die simulierten

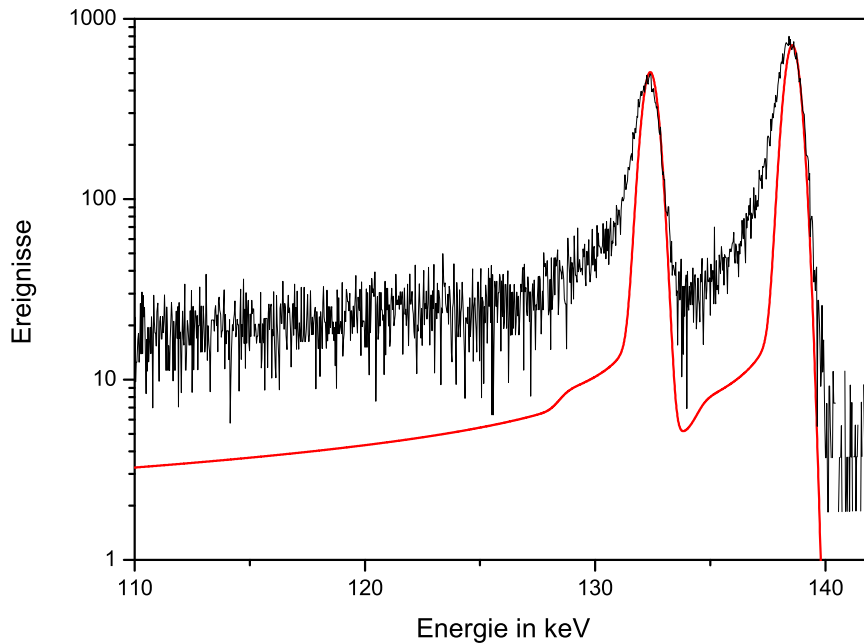


Abbildung 6.6: Vergleich des experimentellen Spektrums mit der Rechnung für $n=130$. Das simulierte Spektrum wurde ohne Fitprogramm, durch reines Abschätzen, an die experimentellen Daten angepasst.

Energiespektren für verschiedene Hauptquantenzahlen n . Zwischen $n=100$ und $n=110$ ist ein deutlicher Intensitätsgewinn der verzögerten Emission zu beobachten. Allerdings ändert sich bereits zwischen den Rechnungen mit $n=110$ und $n=120$ nicht mehr viel. Auch unter Berücksichtigung von Zuständen mit $n=130$ gibt es keine entscheidenden Veränderungen mehr. Daher ist anzunehmen, dass auch durch die Hinzunahme weiterer, noch höherer Einfangniveaus keine Angleichung an die Intensität der Schwänze erfolgen kann.

Die Ursache dieses Ergebnisses wird bei der Betrachtung des Zeitspektrums deutlich. Im Gegensatz zu den experimentellen Ergebnissen - vergleiche Abbildung 6.1 - dominieren hier die prompten Übergänge. Verglichen mit dem Experiment ist das Verhältnis zwischen prompten und verzögerten Ereignissen in der Simulation nahezu umgekehrt. Daher ist die geringe Ausprägung bei den Ausläufern der Lyman α - Linien eine logische Folge. Wenn es kaum verzögerte Ereignisse gibt, kann auch die Intensität der Ausläufer nicht besonders groß sein, da diese erst über die relativistische Transformation kurz vor dem Detektor zustandekommen.

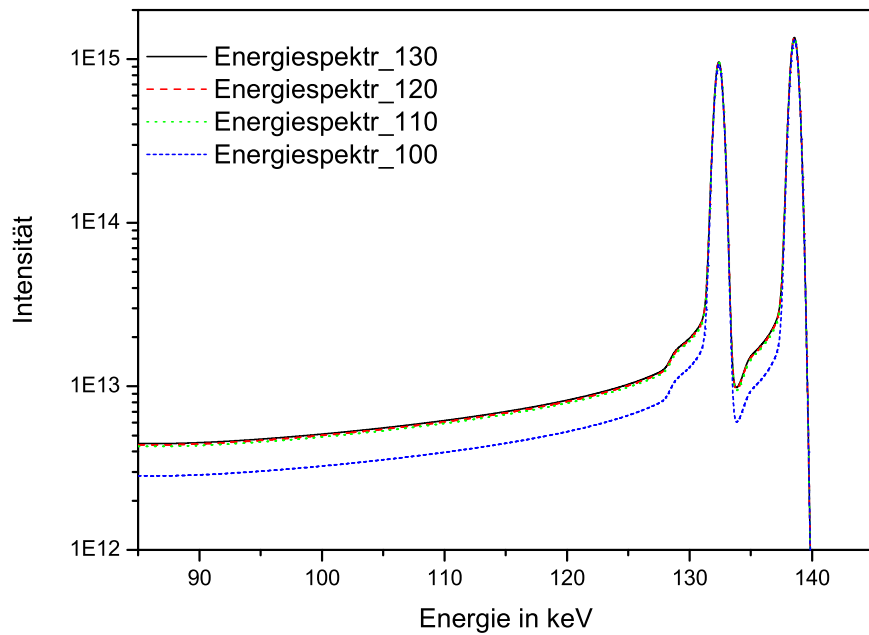


Abbildung 6.7: Die simulierten Energiespektren mit einer Auflösung von 800eV für verschiedene n_{max} .

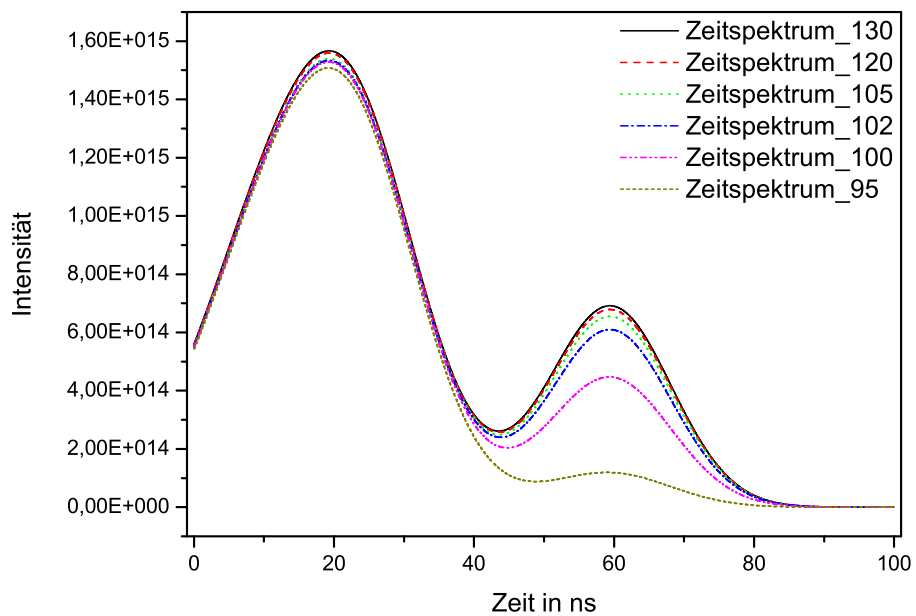


Abbildung 6.8: Simulierte Zeitspektren für verschiedene n_{max} , mit einer Auflösung von 20ns.

In Abbildung 6.1 ist der Einfluss der Zeitbedingung auf das experimentelle Spektrum zu sehen. Wie stark sich diese Zeitbedingung auf die Linienintensität und das Verhältnis zwischen Lyman α - und K-RR Linie auswirkt, wird in nachfolgender Tabelle gezeigt. Dazu wird ein Vergleich zwischen den beiden Zeitbedingungen für den ersten Streifen des Detektors angestellt. Zur Bestimmung der Ereignisse in den Lyman α - Linien werden in den experimentellen Spektren links und rechts der Linien Grenzen gesetzt und dazwischen alle Ereignisse aufsummiert. Die Grenzen sind für beide Spektren gleich.

Streifen 1	kleines Zeitfenster (prompt, nur Kühler)	großes Zeitfenster (alle Ereignisse)
Lyman α - Linien	21563	82759
K-RR- Linie	4580	6243
Verhältnis	4,708	13,26

Nach dieser Aufstellung ist das Verhältnis der Lyman α - Linien zur K-RR mit einem größeren Zeitfenster beinahe dreimal so groß. Unter der Annahme, die K-RR Linie bestünde nur aus den Ereignissen, die im Inneren des Kühlers stattfinden, ergibt sich für das Verhältnis der gesamten emittierten Lyman α -Strahlung mit der K-RR Strahlung ($\frac{82759}{4580}$) sogar ein Wert von 18,1. Dieses Ergebnis ist nicht unerwartet, da durch die Kaskadenübergänge, auch nach einigen Nanosekunden noch Lyman α - Übergänge möglich sind. Auffällig ist die Zunahme der Zahl der Ereignisse in der K-RR- Linie, wenn über den gesamten Zeitbereich summiert wird. Da es sich bei dieser Linie um den direkten Einfang freier Elektronen handelt, sollte dies nicht sein. Bereits Übergänge mit $n=30$ ($30p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$) haben jedoch Übergangsenergien die im Bereich der K-RR Linie liegen. Daraus wird ersichtlich woher die Zunahme der K-RR Linienintensität stammt. Hochliegende Energieniveaus mit niedriger Drehimpulsquantenzahl l tragen durch direkte Grundzustandsübergänge ebenfalls zur K-RR Linie bei.

Wird diese Unterscheidung bei der Kaskadenrechnung mit $n_{max}=130$ gemacht, ergeben sich für die theoretisch möglichen K-RR und Lyman α - Übergänge die in nachfolgender Tabelle dargestellten Ergebnisse:

	0 - 28,2 ns	0 - 60,3 ns
Lyman α Linien	$2,413 \cdot 10^{18}$	$5,919 \cdot 10^{18}$
K-RR Linie	$7,669 \cdot 10^{17}$	$7,669 \cdot 10^{17}$
Verhältnis	3,15	7,718

Um die K-RR Linie mit der simulierten Lyman α Strahlung vergleichen zu können, wird auch sie durch die Kühlergeometrie geschickt und anschließend mit einer Gaußkurve gefaltet. Dabei wird ausschließlich der Einfang freier Elektronen angenommen. Für die Rechnung mit Ereignissen innerhalb des Kühlers ergibt sich daraus ein Verhältnis $\frac{Ly\alpha+M1}{K-RR} = 3,15$. Wird für die Rechnung die gesamte Strecke berücksichtigt, beträgt das Verhältnis: $\frac{Ly\alpha+M1}{K-RR} = 7,718$.

Die aus den experimentellen Daten gewonnenen Verhältnisse sind in beiden Fällen deutlich höher als die aus der Simulation. Im Falle des engen Zeitfensters sind es $\approx 33\%$ und im Fall des breiten Zeitfensters $\approx 42\%$. Es gibt zwei mögliche Ursachen für dieses Verhalten. Entweder wird der K-RR Linie in der Simulation ein zu großes Gewicht beigemessen oder aber die Intensität der Lymanstrahlung zu gering angenommen. Da für die K-RR Linie jedoch nur der direkte Einfang in den 1s Zustand berücksichtigt worden ist, die experimentellen Daten aber zeigen, dass auch Übergänge aus hohen Niveaus einen Beitrag zu dieser Linie bringen, wird sie in den Rechnungen eher unter- als überschätzt. Der große Unterschied zwischen den experimentellen und simulierten Verhältnissen muss seine Ursache demnach in einer Unterschätzung der Lyman α - Übergänge haben. Allerdings macht sich diese nicht erst bei den verzögerten Übergängen bemerkbar, wie sich aus den Simulationen der Schwänze und Zeitspektren schließen ließe, sondern tritt bereits bei den schnellen Übergängen im Inneren des Kühlers auf.

Welch starken Einfluss die Kaskade auf die Lyman α Übergänge hat wird bei Betrachtung der Anfangsbesetzungszahlen besonders deutlich:

$1s_{1/2}$	$2s_{1/2}$	$2p_{1/2}$	$2p_{3/2}$
$5,310437 \cdot 10^{15}$	$7,781128 \cdot 10^{14}$	$7,132663 \cdot 10^{14}$	$1,426533 \cdot 10^{15}$

Das Verhältnis zwischen Lyman- und K-RR Strahlung liegt für den direkten Einfang bei $\frac{Ly-\alpha+M1}{K-RR} = 0,54947$. Ein Vergleich mit den zuvor diskutierten

Verhältnissen macht deutlich, wie stark der Beitrag der Kaskade auf die Lyman α - Emission ist; siehe hierzu auch [65]. Es ist daher naheliegend, dass nicht richtig abgeschätzte Anfangsbesetzungszahlen solch starke Abweichungen in der Intensität der Lyman α Strahlung hervorrufen. Die Anfangsbesetzung der hohen Rydbergzustände wird mit der nichtrelativistischen Stobbe-Theorie berechnet. Diese geht jedoch vom Einfang freier Elektronen aus. Da die Elektronen im Kühler aber von einem Magnetfeld geführt werden, ist nicht auszuschließen, dass in diesen Feldern die Besetzungsstatistik der hohen Zustände beeinflusst wird.

6.2.1 Auswahlkriterien für Übergänge

Um die Rechenzeit zu verkürzen, sind für das Kaskadenprogramm zwei Auswahlkriterien für Übergänge geschaffen worden. Zum einen gibt es eine Bedingung auf die Übergangswahrscheinlichkeit, die alle Übergänge ausschließt, deren Wahrscheinlichkeit kleiner als 10^7 ist. Grund dafür ist die Tatsache, dass die Flugzeit zwischen Kühler und Detektor etwa 60 ns beträgt, weshalb diese Zustände nicht genügend Zeit zum Zerfallen haben. Die andere Bedingung wird auf die Verzweigungsverhältnisse gelegt. Dabei werden alle Übergänge vernachlässigt, deren Verzweigung kleiner als 10^{-2} ist. In diesen Fällen wäre der Zerfallskanal kleiner als ein Prozent und somit unwichtig gegenüber den anderen. Abbildung 6.9 zeigt die Ergebnisse der Rechnungen mit und ohne Bedingungen für ein System, bei dem in Niveaus bis $n_{max}=100$ Elektronen eingefangen wird. Bei der Rechnung ohne Bedingung sind weniger verzögerte Ereignisse im Spektrum zu sehen. Zunächst scheint dies ein wenig verwunderlich, da mehr langlebige Übergänge die verzögerten und nicht die prompten Ereignisse stärken sollten. Zur Kontrolle wird die Besetzung des $1s$ Zustandes in Abhängigkeit der Zeit betrachtet. Da ohne Bedingungen mehr Übergänge in Betracht gezogen werden, sollten mehr Teilchen den Grundzustand erreichen. Diese Überlegung bestätigt sich; über den gesamten Zeitraum befinden sich im $1s$ Zustand der Rechnung ohne Bedingung mehr Teilchen, als in dem der Rechnung mit Bedingungen, siehe Abbildung 6.10. Gerade zu Beginn der Rechnung nimmt die Besetzung stärker zu. Dadurch kann wiederum das in Abbildung 6.9 gezeigte Zeitspektrum verstanden werden.

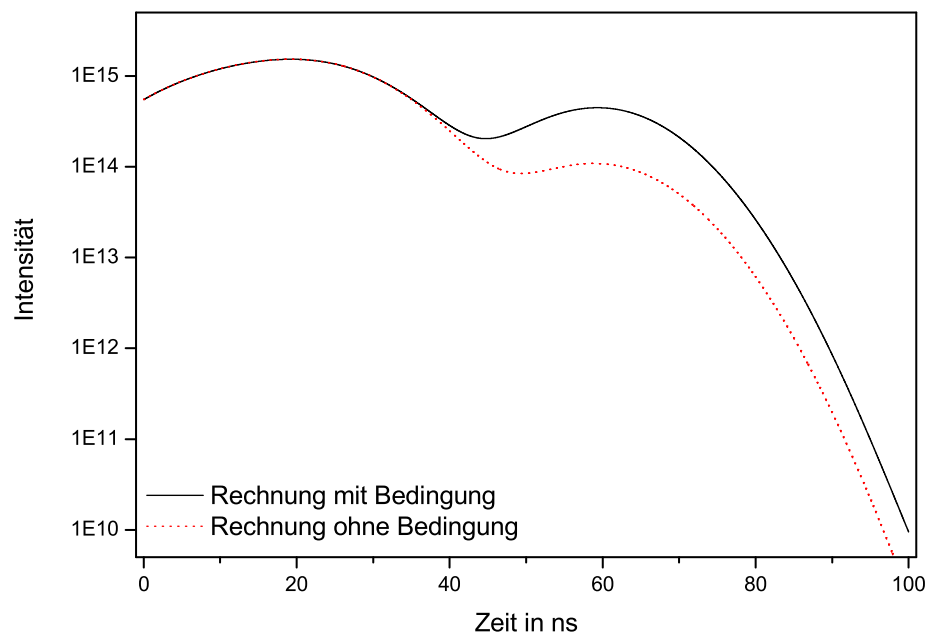


Abbildung 6.9: Die durchgezogene Linie zeigt das Zeitspektrum für eine Rechnung mit Bedingungen auf Übergangswahrscheinlichkeit und Verzweigungsverhältnis; die gepunktete Linie wurde ohne Bedingungen berechnet; $n_{max}=100$.

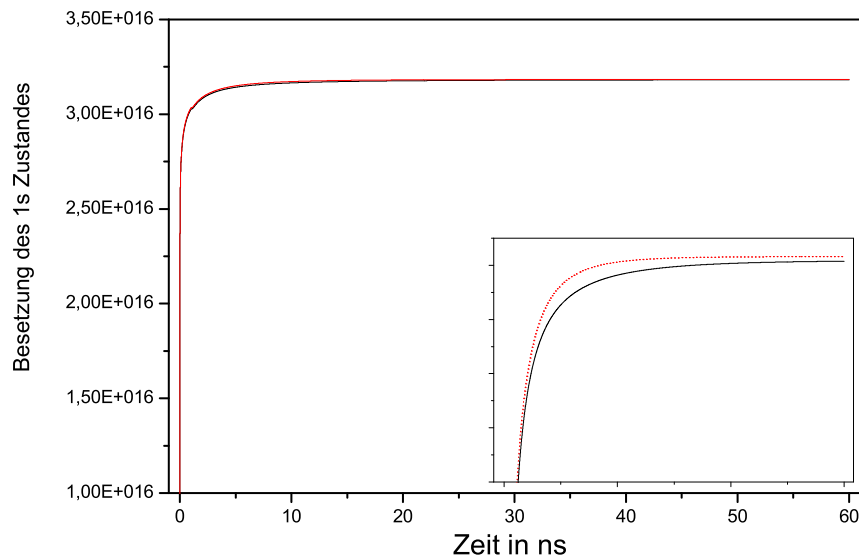


Abbildung 6.10: Die durchgezogene Linie ist die Rechnung mit Bedingung, die gepunktete ohne Bedingung. Die kleine Abbildung zeigt eine Vergrößerung, um den Unterschied zwischen beiden Rechnungen sichtbar zu machen.

	mit Bedingung	ohne Bedingung
1s Zustand	$3,182 \cdot 10^{16}$	$3,183 \cdot 10^{16}$
$L \rightarrow K$	$2,281 \cdot 10^{16}$	$2,285 \cdot 10^{16}$
$\frac{\text{verzögert}}{\text{prompt}}$	0,54	0,32

Die Ergebnisse für den 1s Zustand und die $L \rightarrow K$ Übergänge zeigen die Werte nach Beendigung des Kaskadenprogramms. Es ist zu festzustellen: ohne Bedingung haben geringfügig mehr Teilchen den Grundzustand erreicht und mehr sind über Lyman-Übergänge in diesen gelangt. Allerdings zeigt der Vergleich der Verhältnisse $\frac{\text{verzögerte Einfänge}}{\text{prompte Einfänge}}$ nach Durchlaufen des Kühlers, mehr verzögerte Einfänge im Fall der Rechnung mit Bedingung. Ohne Bedingungen finden zu Beginn mehr Übergänge in den Grundzustand statt, was zu einer schnelleren Depopulation der Zustände führt. Diese hat ihrerseits eine verringerte Rate verzögerter Übergänge zur Folge. Aufgrund der starken Abweichung ist es interessant zu untersuchen, welche der beiden Bedingungen diese Abweichung hervorruft. Dazu wird die Rechnung für $n_{max}=100$ mit jeweils nur einer der beiden Bedingungen wiederholt.

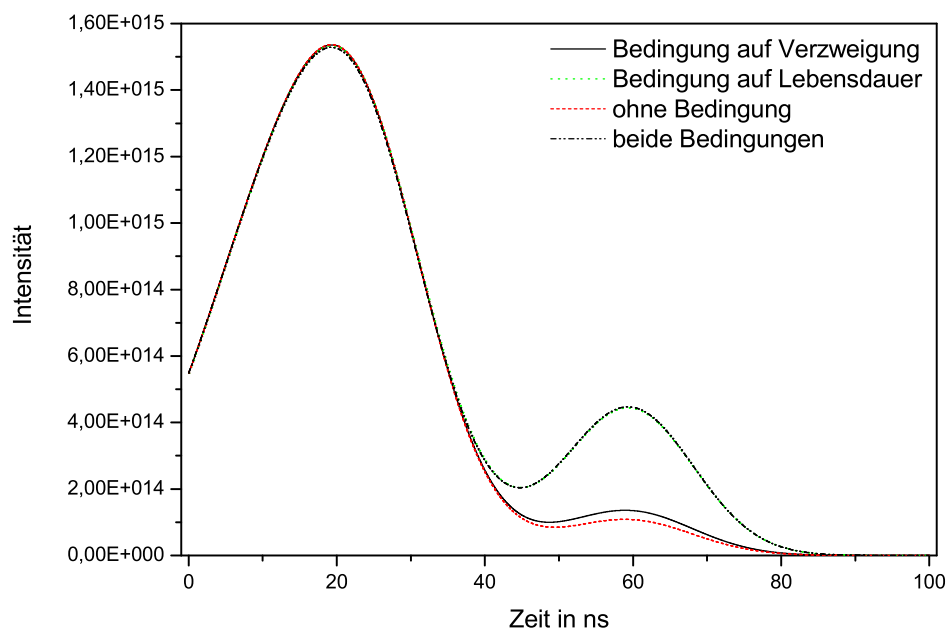


Abbildung 6.11: Die gepunktete schwarze Linie ist die Rechnung mit Bedingung, die rote ohne Bedingung. Zusätzlich sind die Ergebnisse der Rechnungen mit jeweils einer Bedingung dargestellt.

Abbildung 6.11 zeigt die Ergebnisse dieser Rechnung. Es fällt auf, dass die Zeitspektren der Rechnung mit beiden Bedingungen und mit Bedingung auf die Übergangswahrscheinlichkeiten nahezu identisch sind. Demnach hat die Hinzunahme von Übergängen mit Verzweigungsverhältnissen $< 1\%$ keinen merkbaren Effekt auf die Kaskade. Der Einfluss von Übergängen mit einer Übergangswahrscheinlichkeit $< 10^7$ ist dagegen groß. Bei Berücksichtigung dieser Übergänge - unter Ausschluss kleiner Verzweigungen - geht die Zahl der verzögerten Ereignisse stark zurück und liegt im Bereich der Kaskadenrechnung ohne Bedingungen. Daraus lässt sich schließen, die Annahme, Zustände mit Lebensdauern $> 10^{-6}s$ trügen nicht maßgeblich zu der Kaskade bei, ist demnach falsch. Terme höherer Multipolordnung spielen, auch wenn ihre Übergangswahrscheinlichkeiten recht gering sind, in den Zerfallskaskaden eine wichtige Rolle. Zum Beitrag von **M1** und **E2** zur Lymanstrahlung siehe auch [64].

6.2.2 Zeitauflösung der Zerfälle

Ein für die Rechendauer entscheidender Aspekt sind die Zeitschritte, mit denen gerechnet wird. Da die Lyman α - Linien Übergangswahrscheinlichkeiten im Bereich von $4 \cdot 10^{16}$ haben, sollten die Zeitschritte so klein sein, dass selbst diese Übergänge noch zeitaufgelöst dargestellt werden können. Dazu wären jedoch Schritte von $dt = 10^{-17}s$ bzw. $dt = 10^{-18}s$ nötig. In diesem Fall allerdings benötigte bereits der Zerfall der anfänglich vorhandenen Lyman α - Intensität etwa 400 Rechenschritte. Da aber bis zu einem Zeitpunkt von $6 \cdot 10^{-8}s$ gerechnet werden soll, ist solch eine Schrittweite nicht realisierbar. Daher werden variable Schrittweiten beginnend bei $dt = 10^{-14}s$ bis $dt = 10^{-11}s$ gewählt. Wie eine Kontrollrechnung mit durchgängiger Schrittweite von $dt = 10^{-11}s$ beweist, verursacht die Variation der Zeitschritte keine Fehler. Abbildung 6.12 zeigt diese Kontrollrechnung am Beispiel des $Ly\alpha_1$ Überganges. Die gepunktete Linie beschreibt die Rechnung mit einheitlichen Zeitschritten, die durchgezogene stellt die unterschiedlichen Zeitschritte dar. Anfangs sind bei der schwarzen Linie Sprünge erkennbar. Diese resultieren aus der Tatsache, dass an dieser Stelle die Schrittweite geändert worden ist und somit in einem Schritt eine größere Zahl an Übergängen stattgefunden hat. Werden die Intensitäten der Schrittweiten $dt = 10^{-14}s$, $dt = 10^{-13}s$ und $dt = 10^{-12}s$ auf Intervalle von $dt = 10^{-11}s$ aufsummiert, gleichen sich die Linien an.

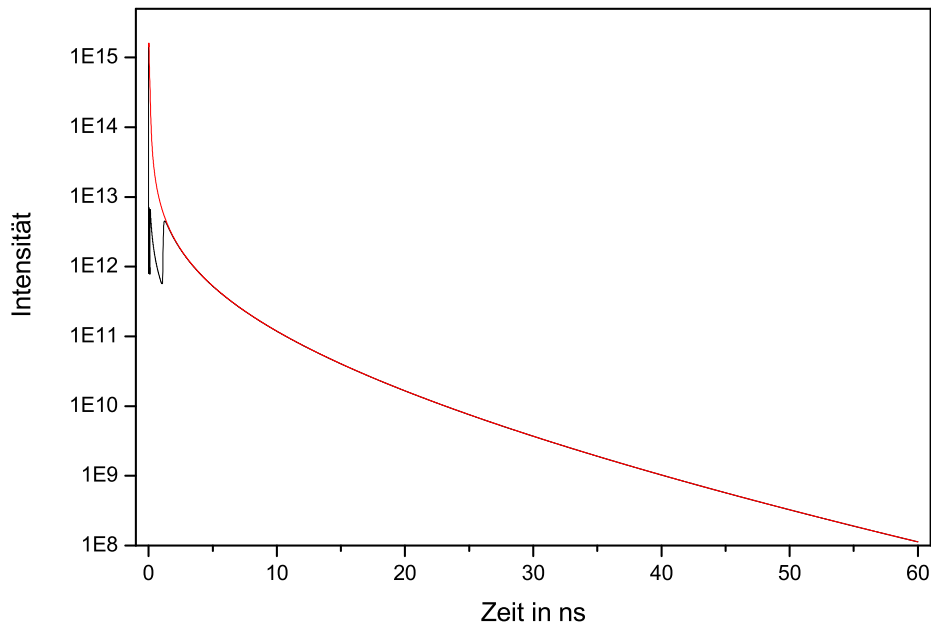


Abbildung 6.12: Verhalten des Programmes bei unterschiedlichen Zeitschritten für den $Ly\alpha_1$ Übergang

6.2.3 Zustandsselektive Beiträge zur Kaskade

Es gelingt mit der Simulation zwar nicht, die experimentellen Daten wiederzugeben, trotzdem kann damit der Einfluss ausgewählter n, l - Zustände auf die Kaskade untersucht werden. Beispielsweise besteht die Möglichkeit, anfangs nur einzelne Zustände zu besetzen. Dazu werden 3 Rechnungen für $n_{max} = 100$ durchgeführt, bei denen nacheinander nur die Zustände $l=0 - 33$, $l=34 - 66$ und schließlich $l=67 - 99$ als Anfangszustände in das Programm eingehen. Ausgangspunkt dafür ist nachstehende Abschätzung: der Wirkungsquerschnitt ist bei $l = \frac{n}{3}$ maximal.

In Abbildung 6.13 sind die Ergebnisse dieser Rechnungen graphisch dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die mittleren l - Zustände den Hauptbeitrag für die verspäteten Ereignisse liefern. Die blaue Linie stellt die Summe aus allen drei Rechnungen dar. Sie gibt also das Ergebnis einer Rechnung wieder, bei der anfangs nur Zustände mit $n=100$ besetzt sind. Im Vergleich dazu zeigt Abbildung 6.9 das Zeitspektrum einer vollständigen Anfangsbesetzung

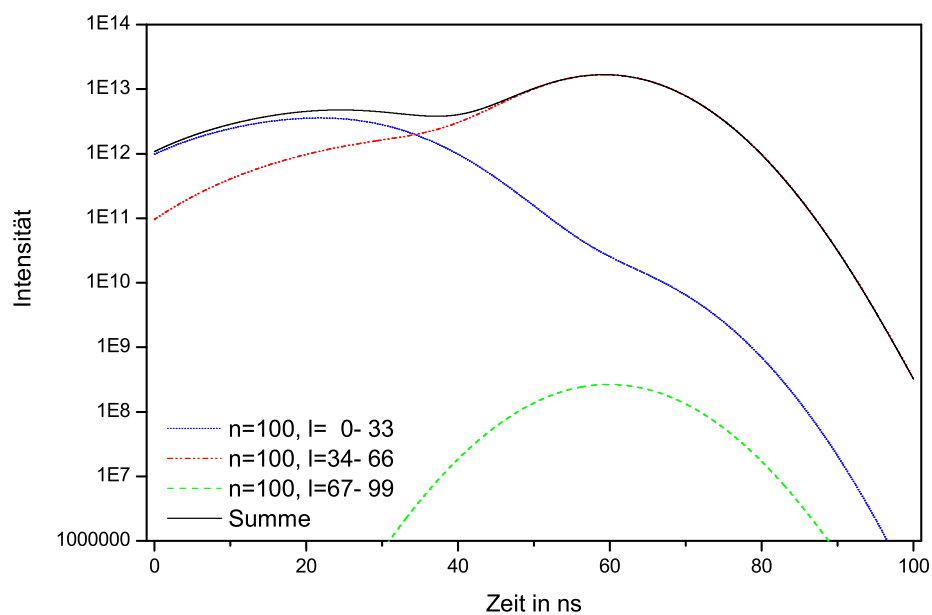


Abbildung 6.13: Die Graphen zeigen, welche Unterzustände l der Hauptquantenzahl zu einem bestimmten Zeitpunkt am stärksten zu den kaskadengefütterten Lyman α - Übergängen beitragen. An der durchgezogenen Linie ist der Beitrag aller Zustände mit $n=100$ abzulesen.

bis $n_{max}=100$. Dabei fällt auf, die Zustände mit $n=100$ tragen stärker zu den verspäteten Ereignissen als zu den prompten bei. Für höhere Zustände sollte daher der Anteil an verzögerten Ereignissen noch größer sein. Dazu sind in nachfolgender Tabelle der prozentuale Anteil verzögerter Übergänge an der Gesamtemission gegeben. Als Grenze zwischen prompten und verzögerten Ereignissen wird der Zeitpunkt am Ende des Kühlers, 28,2 ns, angenommen.

Zustände	100	102	105	120	130
verzögerte Ereignisse (10^{18})	1,847	2,207	2,31	2,378	2,413
alle Ereignisse (10^{18})	5,27	5,641	5,756	5,868	5,919
prozentualer Anteil	35,05%	39,12%	40,13%	40,52%	40,77%

Abbildung 6.14 stellt die Verhältnisse verzögerter zu prompten Ereignissen für Rechnungen bis 100, 105, 110, 120 und 130 dar. Mit steigender Hauptquantenzahl n nimmt die Zahl der verzögerten Ereignisse gegenüber den prompten zu. Daher sollte auch das Verhältnis $\frac{\text{verzögert}}{\text{prompt}}$ größer werden. Jedoch ändert sich dieses Verhältnis bereits zwischen $n=105$ und $n=110$ nicht mehr so stark. Aus diesem Grunde kann nicht davon ausgegangen werden, über die Hinzunahme höherer Anfangszustände, die Zahl der verzögerten Ereignisse so stark zu erhöhen, dass sie an die experimentellen Daten heranreichen. Demnach ist es mit dieser Theorie nicht möglich, die experimentellen Daten wiederzugeben.

Auf Abbildung 6.15 ist bei Hauptquantenzahlen größer $n=100$ ein leichter Knick in der Kurve zu erkennen. An dieser Stelle wird die Vernachlässigung gewisser Zustände sichtbar. Dies ist auch eine Erklärung dafür, warum in Abbildung 6.14 der Graph entgegen den Erwartungen zwischen $n=105$ und $n=110$ flacher verläuft.

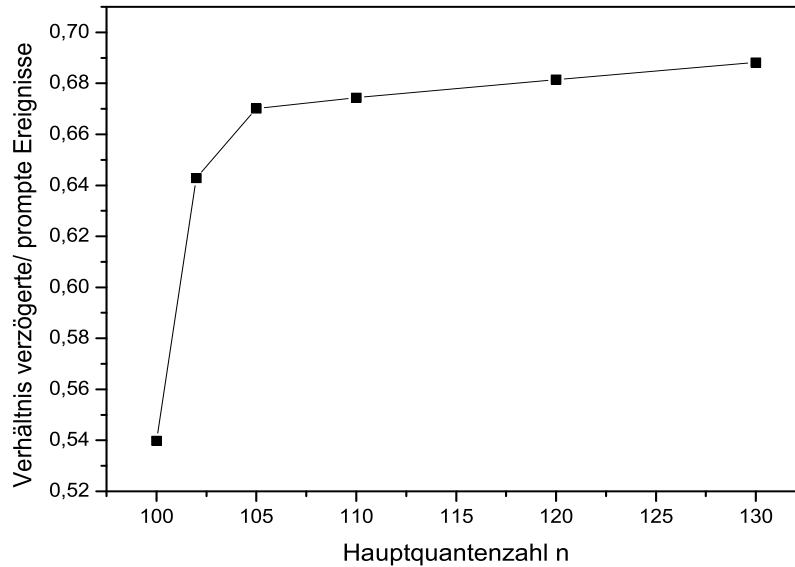


Abbildung 6.14: Abgebildet sind die Verhältnisse $\frac{\text{verzögerte Ereignisse}}{\text{prompte Ereignisse}}$ für verschiedene Hauptquantenzahlen n .

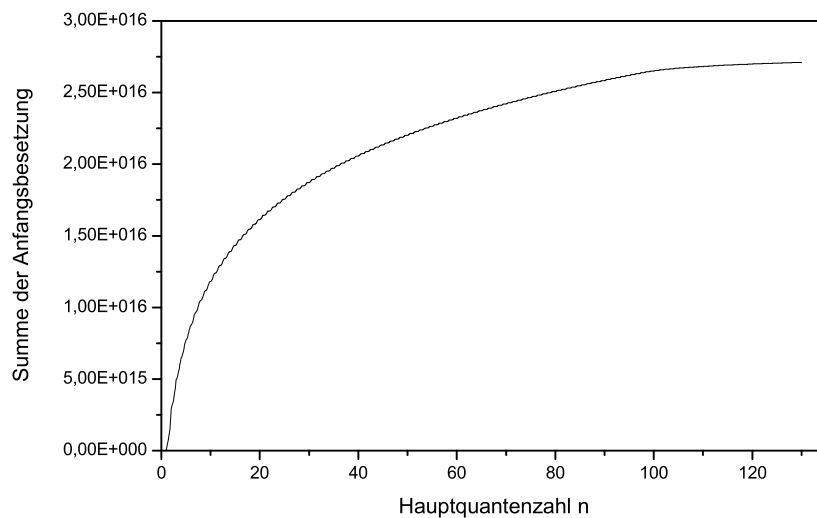


Abbildung 6.15: In dieser Abbildung ist die Summe der Anfangsbesetzung in Abhängigkeit der Hauptquantenzahl n dargestellt. Dabei wurden nur die Zustände berücksichtigt, die zu der Rechnung beitragen; also nicht durch eine der beiden Bedingungen blockiert werden.

6.3 Schlussfolgerung

Nachdem im vorhergehenden Abschnitt die unterschiedlichen Simulationen und ihre Ergebnisse vorgestellt worden sind, sollen in diesem mögliche Erklärungen für ihr Verhalten gegeben werden.

Experiment und Simulation lassen sich nicht in Übereinstimmung bringen. Auch die Variation der Anfangszustände bringt keine nennenswerten Ergebnisse. Durch die Hinzunahme von Zuständen mit höherer Hauptquantenzahl n , lässt sich zwar die Zahl der Übergänge erhöhen jedoch ändert sich das Verhältnis zwischen prompten und verzögerten Übergängen kaum noch. Daher liegt die Vermutung nahe, auch die Hinzunahme von Zuständen größer als $n=130$ verändere die simulierten Daten nicht entscheidend. Eine Angleichung an die experimentellen Daten ist auch durch Aufheben der Bedingungen nicht erreichbar. Durch den Vergleich der Ausgangspopulation mit der Bevölkerung des $1s$ Zustandes kann ausgeschlossen werden, dass Teilchen, aufgrund von Fehlern im Kaskadenprogramm, im Verlauf der Kaskade verloren gehen. Bei $n=130$ liegt die Anfangsbesetzung bei $3,35 \cdot 10^{16}$, am Ende beträgt die Population im Grundzustand $3,24 \cdot 10^{16}$. Mit der momentanen Theorie können die experimentellen Ergebnisse nicht beschrieben werden. Da die Theorie der radiativen Rekombination jedoch gut verstanden ist, können eventuelle Fehler in ihr, als Erklärung für dieses Phänomen ausgeschlossen werden. In anderen Experimenten wird ebenfalls eine Diskrepanz zwischen den theoretisch erwarteten und den tatsächlich aufgetretenen Intensitäten beobachtet [4, 5, 11, 12]. Alle diese Experimente führen zu dem Ergebnis, die gemessenen Daten liegen deutlich über den theoretischen Erwartungen. Dieser Effekt wird daher auch als Ratenüberhöhung bezeichnet. Wodurch diese zustande kommt, kann bisher nicht erklärt werden. Sie tritt nur im Bereich von Relativenergien nahe null auf. Eine mögliche Ursache für diesen Effekt kann in bisher nicht bekannten Vorgänge im Elektronenkühler zu suchen sein. Möglicherweise haben die dort vorhandenen Felder Einfluss auf die anfänglichen Besetzungszahlen.

Wie die Rechnungen zeigen, gibt es mit der verwendeten Theorie auch im inneren Bereich des Kühlers, verglichen mit dem Einfang in die K-Schale, zu wenig Lyman α Strahlung. Die experimentellen Spektren ergeben Verhältnisse von 4,7 für eine enge und 13,3 für eine breite Zeitbedingung, während die simulierten Daten Werte von 3,2 und 7,7 liefern. Allerdings zeigt sich für die tiefliegenden Zustände -wie in Kapitel 5 gezeigt- eine gute

Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment, weswegen die Rekombinationsrate des Einfangs in die K-Schale anscheinend den richtigen Wert liefert. Somit ist anzunehmen, dass die Abweichung in den Verhältnissen aus einer Überhöhung der Lyman α -Übergänge resultiert, die sich bereits nach wenigen Nanosekunden bemerkbar macht.

Zur Berechnung der anfänglichen Besetzung ist die Transversaltemperatur von großer Bedeutung. Eine Verminderung der Transversaltemperatur um eine Größenordnung, hat einen Anstieg der totalen Rekombinationsrate um einen Faktor 5 zur Folge. Allerdings würde die Rekombinationsrate aller Unterzustände erhöht, weswegen sich das Verhältnis zwischen prompten und verzögerten Ereignissen im Emittersystem nicht erheblich ändern sollte. Daher kann eine falsche Wahl der Temperatur als mögliche Ursache für die Abweichungen nahezu ausgeschlossen werden.

Weitergehende Überlegungen beziehen die Möglichkeit ein, nach denen Dreikörperrekombination eine Rolle spielen könnte. Dreikörperrekombination besetzt ausschließlich hohe Zustände und könnte somit zur Rateerhöhung beitragen; denn diese Zustände brauchen länger, um in den Grundzustand überzugehen. Allerdings sind die in unserem Experiment auftretenden Elektronendichten zu gering, um die Dreikörperrekombination ernsthaft in Betracht zu ziehen.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Gegenstand der Untersuchungen dieser Arbeit ist der Einfangprozess der radiativen Rekombination gewesen. Dabei ist zwischen dem Einfang in die inneren Schalen, K- und L- Schale, und dem Einfang in die äußeren Schalen unterschieden worden. Für die inneren Schalen ist neben dem Einfang in nacktes auch die Untersuchung des Einfangs in wasserstoffartiges Uran möglich gewesen.

Es hat sich herausgestellt, dass die experimentellen Ergebnisse für den Einfang in die inneren Schalen von U^{92+} gut mit den theoretischen Erwartungen übereinstimmen. Dagegen haben sich für den Einfang in U^{91+} leichte Abweichungen bei Einfang in die K- Schale gezeigt. Was diese Abweichung verursacht hat, konnte nicht geklärt werden. In Uran koppeln die Elektronen der innersten Schalen aufgrund der Größe der Kernladung über jj- Kopplung, weswegen die Wechselwirkung der Elektronen untereinander keine wesentliche Rolle spielen sollte. Dennoch scheint das bereits in der K- Schale vorhandene Elektron die Einfangwahrscheinlichkeit eines zweiten Elektrons zu vermindern. Das Verhältnis $\frac{U^{92+}}{U^{91+}}$ entspricht nicht dem erwarteten Wert von nahezu 2, sondern ist mit 2,28 etwas größer. Bisherige, jedoch bei hohen Energien durchgeführte, Experimente haben in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen gestanden. Daraus lässt sich schließen, dass dieser Effekt erst bei sehr kleinen Stoßenergien auftritt, wie sie im Kühler vorliegen. An dieser Stelle sei auch daran erinnert, dass der Stoß zwischen Elektron und Ion senkrecht erfolgt und somit der Detektor die emittierten Photonen unter 90° beobachtet. Dies ist gerade der Winkel unter dem der Wirkungsquerschnitt maximal ist. Im Gegensatz dazu zeigen die Daten für die L- Schale

in beiden Fällen im Bereich ihrer Fehlerbalken die gleichen Ergebnisse. Dies ist nicht verwunderlich, da aufgrund der hohen Kernladungszahl von Uran ein Elektron in der K- Schale keinen bedeutenden Abschirmeffekt für die L- Schale verursacht. Daher bleiben die Einfangzustände für den Einfang in die L- Schale im Gegensatz zum Einfang in die K- Schale bei U^{91+} nahezu identisch. Beim Vergleich der experimentellen Daten mit einer nichtrelativistischen und relativistischen Theorie ist sowohl für die Verhältnisse der K-RR Linie mit den beiden L-RR Linien als auch bei den L-RR Linien untereinander stets eine bessere Übereinstimmung mit der relativistischen Theorie gezeigt worden. Dabei sei daraufhingewiesen, dass die Werte dieser beiden Theorien deutlich voneinander abweichen. Während die nichtrelativistische Theorie für das Verhältnis $K\text{-RR}/L\text{-RR}_{j=1/2}$ beispielsweise einen Wert von 2,12 voraussagt, ergibt die vollständig relativistische Theorie einen Wert von 1,41. Der experimentelle Wert von $1,23 \pm 0,03$ zeigt nun eine deutlich bessere Übereinstimmung mit der relativistischen Theorie. Daraus kann geschlossen werden, dass auch bei Stoßenergien nahe null für die tiefstliegenden Zustände relativistische Effekte vorhanden sind, die in den Rechnungen berücksichtigt werden müssen.

Die Untersuchung des Einfangs in die äußeren Schalen hat dagegen weniger übereinstimmende Ergebnisse gebracht. Zwar hat sich gezeigt, dass die Form der experimentellen Spektren durch verzögerte Lyman α Übergänge erklärt werden kann, allerdings ist die Intensität der niederenergetischen Ausläufer in der Simulationen nicht erreicht worden. Rechnungen mit verschiedenen Anfangszuständen haben gezeigt, dass durch die Hinzunahme von Zuständen mit höherer Hauptquantenzahl n die Zahl der verspäteten Ereignisse erhöht werden kann. Jedoch nicht in dem Maße, dass eine Wiedergabe der experimentellen Spektren möglich würde.

Rechnungen mit unterschiedlichen Bedingungen haben gezeigt, dass auch Zustände mit kleinen Übergangswahrscheinlichkeiten Einfluß auf die zeitliche Entwicklung der Kaskaden haben. Dagegen wird die Kaskade durch Ausschluss von Zuständen mit einem Verzweigungsverhältnis kleiner als 1% kaum beeinflusst. Weiterhin macht es keinen Unterschied ob die Wegstrecke mit Schrittweiten von $1 \cdot 10^{-14}$ oder $1 \cdot 10^{-11}$ gerechnet wird. Größere Zeitschritte führen zu Abweichungen.

In einem weiteren Teil der Auswertung sind die l - Zustände untersucht worden, die zu den verspäteten Ereignissen beitragen. Dabei hat sich herausgestellt, dass die Zustände um $l = \frac{n}{3}$ den Hauptbeitrag zu den verspäteten

Übergängen leisten. Bei den Yrastkaskaden lässt sich ein deutlicher Anstieg im Bereich von 30 ns beobachten, jedoch ist ihr Anteil im Vergleich zu den $l = \frac{n}{3}$ Zuständen deutlich geringer. Ihr Einfluss auf das Spektrum würde sich erst zu noch späteren Zeitpunkten bemerkbar machen.

Der Beitrag verzögerter Ereignisse zu den Ausläufern der Lyman α - Linien ist nur aufgrund der relativistischen Raumwinkeltransformation verstärkt zu erkennen. Die effektiv vorhandene Intensität dieser verzögerten Ereignisse wird über die Raumwinkelkorrektur um ein Vielfaches erhöht. Tatsächlich folgt aus der Kaskadenrechnung ein Anteil verzögerter Übergänge an der gesamten Emission von nur 0,1 %, während er unter Berücksichtigung der Detektorgeometrie (Raumwinkelkorrektur für einen Beobachtungswinkel von 0°) 4,6 % beträgt. Allerdings macht der im Experiment gemessene Anteil der verzögerten Emission 73,9 % der Gesamtemission aus. Er liegt also mehr als eine Größenordnung über dem Anteil, der sich aus der Kaskadenrechnung mit anschließender Simulation der Detektorgeometrie ergibt.

Mit der momentanen Theorie ist es nicht möglich, die experimentellen Ergebnisse zu reproduzieren. Dies kann daran liegen, dass die Anfangsbesetzung gerade in den hohen Zuständen zu gering angesetzt wird. Da diese erst nach einigen Nanosekunden zu den Lyman α Übergängen beitragen, könnte eine höhere Anfangsbesetzung dieser Zustände zu einer Verstärkung der Linien beitragen. Es ist bisher noch nicht gelungen, eine Aussage darüber zu treffen, wodurch diese Ratenüberhöhung zustande kommt und welche physikalischen Aspekte dabei eine Rolle spielen. Möglicherweise ist die Verwendung der Stobbe-Theorie zur Berechnung der Rekombinationsraten freier Elektronen in hohe Rydbergzustände nicht richtig, weil es wegen der äußeren Felder im Kühler keine wirklich freien Elektronen in hohen Zuständen gibt.

Zur detaillierteren Untersuchung dieses Phänomens hat im September 2004 die Gruppe um M. Pajek ein Experiment am Elektronenkühler durchgeführt [66]. Als Projektilionen sind wieder nackte Uranionen verwendet worden, allerdings bei einer Energie von 23 MeV. Detektoren sind unter 0° und 180° montiert worden. Während des Messzyklusses ist die Kühlerspannung variiert worden, um die Elektronen einmal schneller und einmal langsamer als die Ionen fliegen zu lassen. Auf diese Art und Weise sollte herausgefunden werden, ob bei Relativenergien ungleich null ebenfalls eine Ratenüberhöhung auftritt. Erwartet wird, dass dies aufgrund der höheren Relativenergie nicht der Fall ist. Eine Auswertung der Daten liegt derzeit noch nicht vor.

Literaturverzeichnis

- [1] H.F. Beyer, D. Liesen, F. Bosch, R. Deslattes, K. D. Finlayson, M. Jung, O. Klepper, G. Menzel, R. Moshhammer, K. Beckert, H. Eickhoff, B. Franzke, F. Nolden, P. Spädtke, and M. Steck. *Phys. Lett. A*, **184**:435, 1994.
- [2] D. Liesen, H.F. Beyer, K.D. Finlayson, F. Bosch, M. Jung, O. Klepper, R. Moshhammer, K. Beckert, H. Eickhoff, B. Franzke, F. Nolden, P. Spätke, M. Steck, G. Menzel, and R.D: Deslattes. *Zeitschrift für Physik D*, **30**:307, 1994.
- [3] H.F. Beyer, G. Menzel, D. Liesen, A. Gallus, F. Bosch, R. Deslattes, P. Indelicato, Th. Stöhlker, O. Klepper, R. Moshhammer, F. Nolden, H. Eickhoff, B. Franzke, and M. Steck. *Zeitschrift für Physik D*, **35**:169, 1995.
- [4] H. Gao, D.R. DeWitt, R. Schuch, W. Zong, S. Asp, and M. Pajek. *Phys. Rev. Lett.*, **75**:4381, 1995.
- [5] H. Gao, R. Schuch, W. Zong, E. Justiniano, D.R. DeWitt, H. Lebius, and W. Spies. *J. Phys. B*, **30**:L499, 1997.
- [6] W. Shi, C. Böhme, C. Brandau, A. Hoffknecht, H. Knopp, S. Schippers, A. Müller, C. Kozhuharov, K. Beckert, F. Bosch, B. Franzke, P. H. Mokler, F. Nolden, M. Steck, and Th. Stöhlker and Z. Stachura. *Phys. Rev. A*, **66**:0227181, 2002.
- [7] E. Lindroth, H. Danared, P. Glans, Z. Pesic, M. Tokman, G. Viktor, and R. Schuch. *Phys. Rev. Lett.*, **86**:5027, 2001.
- [8] S. Schippers, A. Müller, S. Ricz, M. E. Bannister, G. H. Dunn, J. Bozek, A. S. Schlachter, G. Hinojosa, C. Cisneros, A. Aguilar, A. M. Covington,

- M. F. Gharaibeh, and R. A. Phaneuf. *Phys. Rev. Lett.*, **89**:1930021, 2002.
- [9] G. Gabrielse, S.L. Rolston, L. Haarsma, and W. Kells. *Phys. Lett. A*, **129**:38, 1997.
- [10] P.O. Fedichev. *Phys. Lett. A*, **226**:289, 1997.
- [11] G. Gwinner, A. Hoofknecht, T. Bartsch, M. Beutelspacher, N. Eklöw, P. Glans, M. Grieser, S. Krohn, E. Lindroth, A. Müller, A.A. Saghiri, S. Schippers, U. Schramm, D. Schwalm, M. Tokman, G. Wissler, and A. Wolf. *Phys. Rev. Lett.*, **84**:4822, 2000.
- [12] A. Hoffknecht, C. Brandau, T. Bartsch, C. Böhme, H. Knopp, S. Schippers, A. Müller, C. Kozhuharov, K. Beckert, F. Bosch, B. Franzke, A. Krämer, P. H. Mokler, F. Nolden, M. Steck, Th. Stöhlker, and Z. Stachura. *Phys. Rev. A*, **63**:012702, 2000.
- [13] Th. Beier. *Phys. Rep.*, **339**:79, 2000.
- [14] H. A. Kramers. *Philos. Mag.*, **46**:836, 1923.
- [15] Th. Stöhlker, C. Kozhuharov, P. H. Mokler, F. Bosch, H. Geissel, R. Moshhammer, C. Scheidenberger, J. Eichler, A. Ichihara, T. Shirai, Z. Stachura, and A. Warczak. *Phys. Rev. A*, **51**:2098, 1995.
- [16] 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.
- [17] P. Mansbach and J. Keck. *Phys. Rev.*, **181**:275, 1969.
- [18] Alexandre Gumberidze. Experimental Studies of the Ground State QED Corrections in H- and He-like Uranium. *Dissertation Johann-Wolfgang-Goethe-Universität, Frankfurt/Main*, 2003.
- [19] G. Gabrielse, N.S. Bowden, P. Oxley, A. Speck, C.H. Storry, J.N. Tan, M. Wessels, D. Grzonka, W. Oelert, G. Schepers, T. Sefzick, J. Walz, H. Pittner, T.W. Hänsch, and E.A. Hessels. *Phys. Rev. Lett.*, **89**:2134011, 2002.
- [20] F. Robicheaux and J.D. Hanson. *Phys. Rev. A*, **69**:010701, 2004.

- [21] J.N. Tan, N.S. Bowden, G. Gabrielse, P. Oxley, A. Speck, C.H. Storry, M. Wessels, D. Grzonka, W. Oelert, G. Schepers, T. Sefzick, J. Walz, H. Pittner, T.W. Hänsch, and E.A. Hessels. *Nucl. Instr. Meth. B*, **214**:22, 2004.
- [22] Thomas Stöhlker. *Atomphysik sehr starker Zentralfelder: Die Röntgenstrahlung der schwersten Ein- und Zwei-Elektronensysteme. Habilitationsschrift, Johann-Wolfgang-Goethe-Universität, Frankfurt/Main*, 1998.
- [23] W. E. Lamb and R. C. Retherford. *Phys. Rev.*, **72**:241, 1947.
- [24] H. A. Bethe. *Phys. Rev.*, **72**:339, 1947.
- [25] W. R. Johnson and G. Soff. *At. Data Nuc. Data Tab.*, **33**:405, 1985.
- [26] R. Marrus and P. J. Mohr. *Adv. At. Mol. Phys.*, **14**:181, 1978.
- [27] P. H. Mokler, Th. Stöhlker, H. Geissel, C. Kozhuharov, P. Rymuza, C. Scheidenberger, Z. Stachura, A. Warczak, and R. W. Dunford. *Adv. At. Mol. Phys.*, **37**:297, 1996.
- [28] H. Haken and H. C. Wolf. *Atom- und Quantenphysik*. Springer, Berlin, 2001.
- [29] Theo Mayer-Kuckuk. *Atomphysik*. B.G. Teubner Verlagsgesellschaft mbH Stuttgart, 4. edition, 1994.
- [30] Hans A. Bethe and Edwin E. Salpeter. *Quantum mechanics of one- and two-electron atoms*. Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York, 1. edition, 1957.
- [31] C. D. Lin and J. H. Macek. *Phys. Rev. A*, **35**:5005, 1987.
- [32] M. Pajek and R. Schuch. *Phys. Rev. A*, **45**:7894, 1992.
- [33] J. R. Oppenheimer. *Phys. Rev.*, **31**:349, 1928.
- [34] W. Wessel. *Ann. Phys.*, **5**:611, 1930.
- [35] E.C.G. Stueckelberg and P.M. Morse. *Phys. Rev.*, **36**:16, 1930.
- [36] W. Gordon. *Ann. Phys.*, **5**:1031, 1929.

- [37] M. Stobbe. *Ann. Phys.*, **7**:661, 1930.
- [38] A. Ichihara, T. Shirai, and J. Eichler. *Phys. Rev. A*, **49**:1875, 1994.
- [39] J. Eichler, A. Ichihara, and T. Shirai. *Phys. Rev. A*, **51**:3027, 1995.
- [40] O. Brinzaescu, J. Eichler, A. Ichihara, T. Shirai, and Th. Stöhlker. *Physica Scripta*, **T80**:324, 1999.
- [41] L. Infeld and T.E. Hull. *Revs. Modern Phys.*, **23**:21, 1951.
- [42] Oana Brinzaescu. X-Ray Emission of High-Z Projectiles in Collisions with Electrons and Atoms. *Dissertation, Universität Heidelberg*, 2000.
- [43] A. Burgess. *Mem. Roy. Ast. Soc.*, **69**:1, 1964.
- [44] M. Bell and J. S. Bell. *Part. Accelerators*, **12**:49, 1982.
- [45] D. J. McLaughlin and Y. Hahn. *Phys. Rev. A*, **43**:1313, 1991.
- [46] O. Brinzaescu and Th. Stöhlker. *Physica Scripta*, **T92**:275, 2001.
- [47] A. Ichihara and J. Eichler. *At. Data Nucl. Data Tables*, **74**:1, 2000.
- [48] A. Ichihara and J. Eichler. *At. Data Nucl. Data Tables*, **79**:187, 2001.
- [49] E. Spindler, H.-D. Betz, and F. Bell. *Phys. Rev. Lett.*, **42**:832, 1979.
- [50] Y. Awaya, K. Hino, A. Hitachi, Y. Kanai, K. Kawatsura, K. Kuroki, H. Vogt, Y. Yamazaki, and T. Watanabe.
- [51] 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.
- [52] G. Kraft, E. Badura, W. Becher, D. Böhne, H. Brand, C. Brusasco, H. Eickhoff, H.G. Essel, B. Franczak, O. Geiß, Th. Haberer, J. Hoffmann, P. Kainsberger, M. Krämer, K. Krause, N. Kurz, B. Langenbeck, W. Ott, K. Poppensieker, M. Richter, W. von Rüden, D. Schardt, M. Scholz, P. Spiller, R. Steiner, H. Stelzer, B. Voss, and U. Weber. *Proc. 6th Europ. Part. Acc. Conf.*, :212, 1998.
- [53] C. Scheidenberger and H. Geissel. *Nucl. Instr. Meth. B*, **135**:25, 1998.

- [54] B. Franzke. *Nucl. Instr. Meth.*, **B24/25**:18, 1987.
- [55] 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.
- [56] 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.
- [57] B. Franzke. *GSI-ESR/TN-86-01*, 1986.
- [58] 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.
- [59] F. Nolden, K. Beckert, P. Beller, B. Franzke, C. Peschke, and M. Steck. *Nucl. Instr. Meth. A*, **532**:329, 2004.
- [60] M. Steck, P. Beller, K. Beckert, B. Franzke, and F. Nolden. *Nucl. Instr. Meth. A*, **532**:357, 2004.
- [61] 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.
- [62] A. Gumberidze, Th. Stöhlker, D. Banaś, K. Beckert, P. Beller, H. F. Beyer, F. Bosch, X. Cai, S. Hagmann, 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.
- [63] 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.

- [64] Th. Stöhlker, F. Bosch, R. W. Dunford, C. Kozhuharov, T. Ludziejewski, P. H. Mokler, Z. Stachura, P. Swiat, and A. Warczak. *Physica Scripta*, **T80**:379, 1999.
- [65] M. Pajek and R. Schuch. *Nucl. Instr. Meth. B*, **98**:165, 1995.
- [66] M. Pajek, D. Banas, and M. Czarnota. *GSI-proposal-02*, , 2002.

DANKSAGUNG

Zum guten Schluss möchte ich mich bei all denen bedanken, die in unterschiedlichster Weise diese Arbeit ermöglicht haben.

Mein besonderer Dank gilt meinem Betreuer Professor Thomas Stöhlker für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe, seine vielfältigen konstruktiven 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.

Ich danke den Professoren, Reinhard Dörner und Horst Schmidt-Böcking, deren Vorlesungen zur Atomphysik mein Interesse an diesem Forschungsgebiet geweckt sowie die Grundlagen für meine Arbeit gelegt haben.

Nicht vergessen möchte ich meine Lehrer an Schule und Universität, die mir zunächst den Anstoß gegeben und mich im Laufe meines Studiums gefördert haben.

Bedanken möchte ich mich auch bei Alexandre Gumberidze, der sich stets Zeit genommen hat, mir mit Rat und Tat zur Seite zu stehen und all meine Fragen zu beantworten.

Meinen Kollegen Sergiy Trotsenko, Siegbert Hagmann, Carsten Brandau, Natallia Lineva, Andreas Oršić Muthig, Jacek Rzaekiewicz, Uwe Spillmann und Stanislav Tashenov danke ich für das angenehme und freundliche Arbeitsklima und ihre Hilfe bei Fragen und Problemen aller Art.

Ein Dankeschön gilt auch Barbara, Saskia, Benjamin, Daniel und Michael für die langen aber erfolgreichen Nachmittage am Sonntag oder in den Zwischengängen.

Sebastian danke ich für die seelische und moralische Unterstützung während des Studiums sowie seinen Enthusiasmus stets den tieferen physikalischen Ursprung in allem zu suchen, der auf Dauer doch ansteckend war.

Ein besonders großes Dankeschön möchte ich an meine Eltern richten, die mich stets unterstützt und mir alles ermöglicht haben.

Nicht vergessen möchte ich auch meinen Bruder, der mit seiner erfrischenden Art einen Kontrapunkt zu den streng naturwissenschaftlichen Gesetzen legte.

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