

**Der Zweiphotonenzerfall (2E1)
als Testfall des Verständnisses der Struktur
schwerer Atome oder Ionen**

Inauguraldissertation zur Erlangung des
Doktorgrades der Naturwissenschaften
der Justus-Liebig-Universität Gießen

vorgelegt von
Heiko W. Schäffer
aus Kirchheimbolanden

1. Physikalisches Institut
Gießen, Juli 1998

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Theoretische Grundlagen	8
2.1	2E1-Zerfall in wasserstoffähnlichen Ionen	9
2.2	2E1-Zerfall in heliumähnlichen Ionen	12
2.3	Abhängigkeit des 2E1-Zerfalles von der Kernladungszahl Z	15
2.4	2E1-Zerfall in Ionen mit Innerschalenvakanzen	16
2.5	Erzeugungsmechanismen der Ausgangszustände des 2E1-Zerfalles	18
2.5.1	Einfang quasifreier Elektronen	18
2.5.1.1	Strahlender Elektroneneinfang (REC)	18
2.5.1.2	Resonanter Elektroneneinfang (RTE)	20
2.5.2	Coulombeinfang (NRC).....	21
2.5.3	Anregung (EXC)	22
2.5.4	Nichtresonanter Elektroneneinfang und Anregung (NTE) ...	23
2.5.5	Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte	23
2.6	Erzeugung einer K-Schalenvakanz in Atomen	26
3	Der 2E1-Zerfall in H- und He-ähnlichem Nickel	28
3.1	Experiment	28
3.1.1	Durchführung	29
3.1.2	Elektronische Datenaufnahme	31
3.1.3	Bestimmung der Detektoreigenschaften	33
3.2	Auswertung	33

3.3 Simulation	37
3.4 Fehlerbestimmung	38
3.4.1 Statistische Unsicherheiten	38
3.4.2 Beimischungen der jeweils anderen Ionensorte	38
3.5 Ergebnisse und Diskussion	39
3.5.1 Spektralverteilung des H-ähnlichen Nickel	39
3.5.2 Spektralverteilung des He-ähnlichen Nickel	41
3.5.3 Bestimmung des Matrixelementes $ M_{fi} ^2$	43
3.6 Nachbemerungen	46
4 Der 2E1-Zerfall in He-ähnlichem Gold	48
4.1 Vorbemerkungen	48
4.2 Besetzungsmechanismus des 2^1S_0 Zustandes	49
4.3 Strahlparameter und Aufbau des Experiments	51
4.4 Nachweiselektronik	55
4.5 Auswertung der Daten	55
4.5.1 Röntgenspektren	56
4.5.2 Bestimmung des 2E1-Zerfalles in He-ähnlichem Gold	67
4.6 Simulation des Experiments	72
4.6.1 Bestimmung der Experimentparameter	72
4.6.1.1 Abstand der Detektoren	72
4.6.1.2 Laborwinkel der Detektoren	72
4.6.1.3 Effizienz der Auslöseelektronik	73
4.6.1.4 Spektrale Effizienz der Detektoren	75
4.6.2 Modell des Zweiphotonenzerfalles	76

4.6.3	Simulationsprogramm	77
4.6.4	Fehlerband der Simulation	78
4.7	Vergleich der experimentellen Daten mit der Simulation	78
4.8	Bestimmung des Matrixelementes $ M_{fi} ^2$	81
4.9	Nachbemerkungen	83
4.9.1	2E1 aus dem Zustand 2^3S_1	84
4.9.2	E1M1 aus dem Zustand 2^3P_0	85
4.9.3	2E1 aus dem Zustand $2^2S_{1/2}$ in H-ähnlichen Ionen	87
4.10	Aussicht	87
5	Der 2E1-Zerfall von Innerschalenvakanzen am Beispiel des Silberatoms	90
5.1	Experiment	90
5.1.1	Quelle der Strahlung	90
5.1.2	Experimentaufbau	91
5.1.3	Datenaufnahme	92
5.1.4	Detektoreigenschaften	92
5.2	Auswertung	93
5.2.1	Anzahl der K-Schalenvakanzen	96
5.2.2	Koinzidenzeffizienz	97
5.2.3	Raumwinkel	98
5.2.4	Elektronische Nachweiseffizienz	98
5.3	Ergebnisse	99
5.4	Bestimmung des Matrixelementes $ M_{fi} ^2$	105
5.5	Konkurrenzprozesse	107

5.5.1 Comptonstreuung.....	108
5.5.2 Escape von Silizium K-Strahlung	108
5.5.3 Bremsstrahlung	109
5.6 Ausblick	112
6 Zusammenfassung	114
7 Literaturverzeichnis	118
8 Danksagung	124

1. Einleitung

Das Phänomen des Zweiphotonenzerfalles wurde erstmals von Maria Göppert-Mayer im Jahre 1931 in ihrem Artikel "Über Elementarakte mit zwei Quantensprüngen" [1] diskutiert. Bei diesem Prozeß handelt es sich um den Übergang zwischen Quantenzuständen durch simultane Emission zweier Photonen. Die Energien der einzelnen Photonen des Zerfalles weisen eine kontinuierliche Verteilung auf, die Summe der Energien der beiden Photonen entspricht jedoch gerade der Übergangsenergie zwischen den Zuständen. Für diesen Prozeß zweiter Ordnung ist die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten dieses Effektes stark gegenüber der Emission einzelner Photonen unterdrückt. Bei bestimmten Konstellationen des Anfangs- und Endzustands sind aber Einphotonenübergänge aufgrund von sog. Auswahlregeln (Symmetriebetrachtungen) verboten, so daß höhere Prozesse die einzige Möglichkeit zur Abgabe der Überschußenergie darstellen. So wurde der Zweiphotonenzerfall u.a. auch in $0^+ \rightarrow 0^+$ Kernübergängen in ^{40}Ca , ^{90}Zr [2] und ^{16}O [3] beobachtet. Neben der Emission von zwei E1-Photonen (2E1) tritt in diesen Systemen auch die simultane Emission von zwei M1-Photonen (2M1) in Erscheinung. Mit Hilfe eines 4π Detektors aus 162 NaI(Tl)-Segmenten (Heidelberg-Darmstadt crystal ball) konnte auch die Winkelverteilung der Übergänge bestimmt werden.

Bei atomaren Systemen stand zu Beginn der 2E1-Zerfall des Überganges $2s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ in Wasserstoff oder wasserstoffähnlichen Ionen mit kleiner Kernladungszahl Z im Vordergrund theoretischer und experimenteller Untersuchungen. Wie in Kapitel 2 erläutert wird, erfordert die Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeit die Summation über alle gebundenen und (vor allem auch) ungebundenen virtuellen Zwischenzustände des Systems. Diese mathematische Schwierigkeit ist als Hauptgrund anzusehen, daß präzise Berechnungen für Wasserstoff erst 1969 in nichtrelativistischer [4] und 1972 in relativistischer Formulierung [5] gefunden wurden. Erste experimentelle Ergebnisse für den obigen Übergang in He^+ Ionen aus der gleichen Zeit bestätigten die Vorhersagen für die Lebensdauer [6], sowie der Energie- und Winkelverteilung [7]. Im mittleren Kernladungsbereich wurde die erste experimentelle Bestimmung der Lebensdauer des $2s_{1/2}$ Zustandes in H-ähnlichem und des 2^1S_0 Zustandes in He-ähnlichem Argon [8] 1972 mit Hilfe der 'beam foil spectroscopy' beschleunigter Ionen durchgeführt. Auf diese Arbeit aufbauend wurden die Lebensdauern der analogen Zustände in anderen Ionen bis zu einer Kernladungszahl $Z \leq 41$ (Niob) gemessen. Für eine kurze Übersicht sei auf Ref. [9] verwiesen. Daß für schwere Systeme keine Messungen vorliegen,

hat im wesentlichen zwei Gründe. In wasserstoffähnlichen Systemen kann der $2s_{1/2}$ Zustand alternativ zum 2E1-Prozeß auch unter Aussendung eines M1-Photons zerfallen. Im nicht-relativistischen Limit ist der letzte Prozeß zwar verboten, gewinnt aber für größeres Z immer mehr an Gewicht, da die Zerfallsrate proportional Z^{10} anwächst im Gegensatz zu Z^6 für den 2E1-Prozeß. Für sehr schwere, wasserstoffähnliche Ionen ist der 2E1-Zerfall des $2s_{1/2}$ Zustandes zu vernachlässigen. Ein anderer, rein technisch bedingter Grund ist in der limitierten Maximalenergie der Beschleuniger in jener Zeit zu sehen. Mit den meisten verfügbaren Schwerionenbeschleunigern konnte eine maximale kinetische Energie von etwa 10 bis 15 MeV pro Nukleon (MeV/u) erreicht werden, die nur für eine Produktion leichter bis mittelschwerer Wenigelektronensysteme ausreichend ist. Eine Ausnahme bildet hierbei die Bevalac Beschleunigeranlage in Berkeley, deren Maximalenergie zwar ausreichend war, aber die Anforderungen an die Strahlintensität und -qualität zur Untersuchung dieses Effektes nicht erfüllte. Mit der Inbetriebnahme des Schwerionensynchrotrons (SIS) bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt steht seit einigen Jahren ein weiterer Beschleuniger zur Verfügung, der selbst nacktes Uran (U^{92+} Ionen) mit hoher Intensität ($> 10^7$ Ionen pro Sekunde) bereitstellen kann.

Seine besondere Bedeutung erhält der Zweiphotonenzerfall durch den Umstand, daß zu seiner Berechnung die komplette Struktur des Ions benötigt wird. Zur Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeit muß über alle möglichen Übergänge zu virtuellen Zwischenzuständen (gebunden oder kontinuierlich) summiert werden. Die benötigten Wellenfunktionen und Energien der Zwischenzustände können innerhalb theoretischer Ansätze berechnet werden. Eine exakte Messung der Energieverteilung erlaubt somit einen Test der theoretischen Vorhersagen. Dies alleine wäre eher ein technischer Effekt. Da aber diese theoretischen Vorhersagen auf Modellen der Natur basieren, kann eine Bestimmung der Energieverteilung damit auch unser Verständnis der Natur testen, d.h. in diesem Falle das der Gesamtstruktur eines schweren Wenigelektronenions.

Aus der Untersuchung des 2E1-Zerfalles des $1s2s\ ^1S_0$ Zustandes in heliumähnlichen Systemen lassen sich wichtige Aussagen von allgemeinem physikalischen Interesse ableiten. Während die Struktur des Wasserstoffs oder analoger Systeme als effektives Zweiteilchenproblem (prinzipiell) analytisch mit der Diracgleichung berechnet werden kann, ist dies im Falle des Heliums und seiner isoelektronischen Reihe als Dreikörperproblem nur noch näherungsweise möglich. Auch läßt sich an einem solchen Zweielektronensystem der Einfluß der Korre-

lationen der Elektronen untereinander (kleines $Z!$) und relativistische Einflüsse im Falle starker Zentralfelder (hohes $Z!$) auf die atomare Struktur des Systems untersuchen.

Trotz der Wichtigkeit solcher Untersuchungen sind bisher nur drei Experimente des 2E1-Zerfalles des $1s2s\ ^1S_0$ Zustandes in mittelschweren, heliumähnlichen Systemen veröffentlicht: Ge^{30+} [10] und Kr^{34+} [11,12]. Um deren Aussage auf eine breitere Basis zu stellen, wurde in dieser Arbeit die entsprechende Energieverteilung für heliumähnliches Nickel ($Z = 28$) gemessen. Für sehr schwere heliumähnliche Systeme mit entsprechend starken Zentralfeldern lagen bis letztes Jahr weder theoretische Vorhersagen der Spektralverteilung noch Experimente vor. In Fortschreibung unserer Untersuchungen des 2E1-Zerfalles des $1s2s\ ^1S_0$ Zustandes zu höherer Kernladungszahlen wurde ein entsprechendes Experiment in heliumähnlichen Gold ($Z = 79$) durchgeführt. Diese Daten sollen mit einer kürzlich erschienenen relativistischen Rechnung [13] verglichen werden.

Neben den bisher betrachteten Wenigelektronensystemen wurde der Zweiphotonenzerfall von Bannett und Freund [14] auch in Vielelektronensystemen mit einer K-Schalenvakanz beobachtet. Zur Berechnung muß man, wie oben erläutert, über alle Zwischenzustände summieren. Guo [15] zeigte, daß die Summation explizit auch über alle besetzte Zustände auszuführen ist und dies nicht im Widerspruch zu dem Pauli-Prinzip ist. Als Folge treten in der Spektralverteilung Resonanzstrukturen auf, was von Ilakovac et al. [16] erstmals experimentell bestätigt wurde. Ziel einer Messung der $2s, 3s, 3d \rightarrow 1s$ Übergänge in Silber war die genauere Vermessung dieser Strukturen unter zwei verschiedenen Winkeln, um auch Aussagen über die Winkelverteilung machen zu können.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert. Kapitel 2 beinhaltet eine kurze Beschreibung des Zweiphotonenzerfalles in H- und He-ähnlichen Systemen sowie in Vielelektronensystemen. Weiterhin werden die wichtigsten Populationsmechanismen zur Besetzung von angeregten Zuständen in heliumähnlichen Ionen diskutiert. Nach einer Beschreibung der Durchführung des Experimentes werden die Ergebnisse der Bestimmung des 2E1-Zerfalles in H- und He-ähnlichem Nickel in Kapitel 3 präsentiert. Kapitel 4 beschreibt die Messung des 2E1-Zerfalles in He-ähnlichem Gold. Die Messungen der 2E1-Übergänge $2s, 3s, 3d \rightarrow 1s$ nach K-Schalenvakanz in Silber werden in Kapitel 5 dargestellt. Abschließend wird in Kapitel 6 eine kurze Zusammenfassung der vorliegenden Arbeit gegeben.

2. Theoretische Grundlagen

Das Phänomen des Zweiphotonenzerfalles (2E1) wurde schon von Maria Göppert-Mayer zu Beginn der Entwicklung der Quantenmechanik diskutiert [1,17]. Bei diesem Prozeß handelt es sich um einen Übergang zwischen zwei Quantenzuständen bei dem zwei Photonen gleichzeitig ausgesendet werden. Während die Summe der Photonenenergien konstant ist und der Übergangsenergie entspricht, haben die einzelnen Photonen eine kontinuierliche Energieverteilung. Auf die besondere Bedeutung des 2E1-Zerfalles für atomare Strukturuntersuchungen wurde schon im vorangegangenen Kapitel eingegangen, so daß im folgenden eine kurze theoretische Beschreibung des Prozesses folgen soll.

Die Wahrscheinlichkeit für die spontane Emission zweier Photonen ω_1 und ω_2 , wobei ein Photon im Frequenzintervall $[\omega_1, \omega_1 + d\omega]$ liegt, berechnet sich nach Ref. [18]:

$$A(\omega_1) d\omega = \frac{\omega_1 \omega_2}{(2\pi)^3 c^2} |M_{fi}|^2 d\omega \quad (2.1)$$

wobei M_{fi} das Matrixelement des 2E1-Zerfalls ist.

$$M_{fi} = \sum_{n=2} \left[\frac{\langle f \| D_1 \| n \rangle \langle n \| D_2 \| i \rangle}{\omega_{ni} + \omega_1} + \frac{\langle f \| D_2 \| n \rangle \langle n \| D_1 \| i \rangle}{\omega_{ni} + \omega_2} \right] \quad (2.2)$$

$|i\rangle$ repräsentiere den Anfangszustand, $|n\rangle$ und $|f\rangle$ den Zwischen- bzw. den Endzustand. D_i und ω_i steht für den Dipoloperator bzw. die Frequenz des Übergangs i . Die Differenzfrequenz im Nenner berechnet sich aus $\omega_{ni} = 2\pi / h(E_n - E_i)$.

Aus der Spektralverteilung (2.1) läßt sich durch Integration über die Frequenz ω_1 die totale Emissionswahrscheinlichkeit A_T berechnen:

$$A_T = \frac{1}{2} \int_0^{\omega_{if}} A(\omega_1) d\omega_1 \quad (2.3)$$

Der auftretende Faktor $1/2$ berücksichtigt die doppelte Zählung des Photons ω_1 im Frequenzintervall $[0, \omega_{if}]$. Der Kehrwert von (2.3) stellt die mittlere Lebensdauer τ des Niveaus dar.

Neben der Summation über unendlich viele Zwischenzustände treten noch weitere mathematische Schwierigkeiten bei der Berechnung des 2E1-Zerfalles auf, die vom jeweilig untersuchten System abhängen und deshalb auch getrennt diskutiert werden sollen.

Neben der kontinuierlichen Energieverteilung weisen die beiden ausgesendeten Photonen beim 2E1-Prozeß eine Winkelverteilung gemäß $(1 + \cos^2\theta)$ auf (Abbildung 2.1), wobei θ den

Winkel zwischen den Photonen bezeichne. Aufgrund dieser Charakteristik sind prinzipiell alle Winkel zwischen den beiden Photonen möglich, bevorzugt werden allerdings 0° und 180° , was experimentell in Ref. [7] bestätigt wurde.

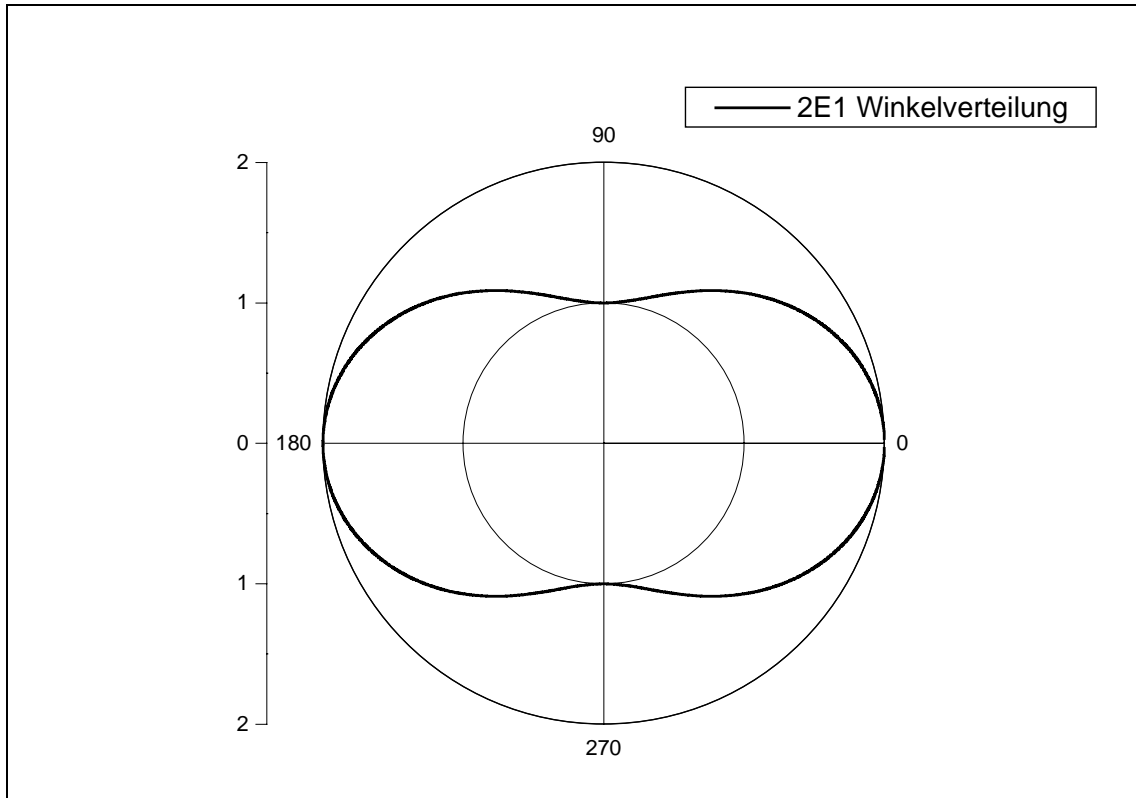


Abb. 2.1 $(1 + \cos^2\theta)$ Winkelverteilung der beim 2E1-Zerfall ausgesendeten Photonen. Ausgangs- und Endzustand ist jeweils ein s-Zustand.

2.1 2E1-Zerfall in wasserstoffähnlichen Ionen

Ein typisches Niveauschema für wasserstoffähnliche Systeme wird in Abbildung 2.2 gezeigt. Zusätzlich sind noch die Skalierungen der Zerfallskanäle bezüglich der Kernladungszahl Z angegeben. Systeme mit niedriger Kernladungszahl Z können theoretisch gut mit Hilfe des LS-Kopplungsschemas beschrieben werden. Unter dieser Annahme sind die einzigen erlaubten Einphotonenübergänge aus den angeregten L-Zuständen die Lyman- α -Übergänge $2^2P_{3/2}$ bzw. $2^2P_{1/2} \rightarrow 1^2S_{1/2}$. Andere Einphotonenübergänge in den Grundzustand sind aufgrund von Paritäts- und Drehimpulserhaltung streng verboten. Daher kann der metastabile Zustand $2^2S_{1/2}$ (fast) ausschließlich über den diskutierten 2E1-Übergang zerfallen. Bei schweren Systemen, die durch die relativistische jj -Kopplung beschrieben werden, kann der $2^2S_{1/2}$ auch

über die Emission magnetischer Dipolstrahlung (M1-Strahlung) zerfallen, was einem Spinflip-Übergang entspricht. Aufgrund der angegebenen Z -Abhängigkeit des Konkurrenzprozesses stellt der 2E1-Zerfall den dominanten Kanal für leichte Systeme dar, während der $2\ ^2S_{1/2}$ Zustand in schweren Systemen ($Z > 50$) fast ausschließlich über M1-Strahlung zerfällt.

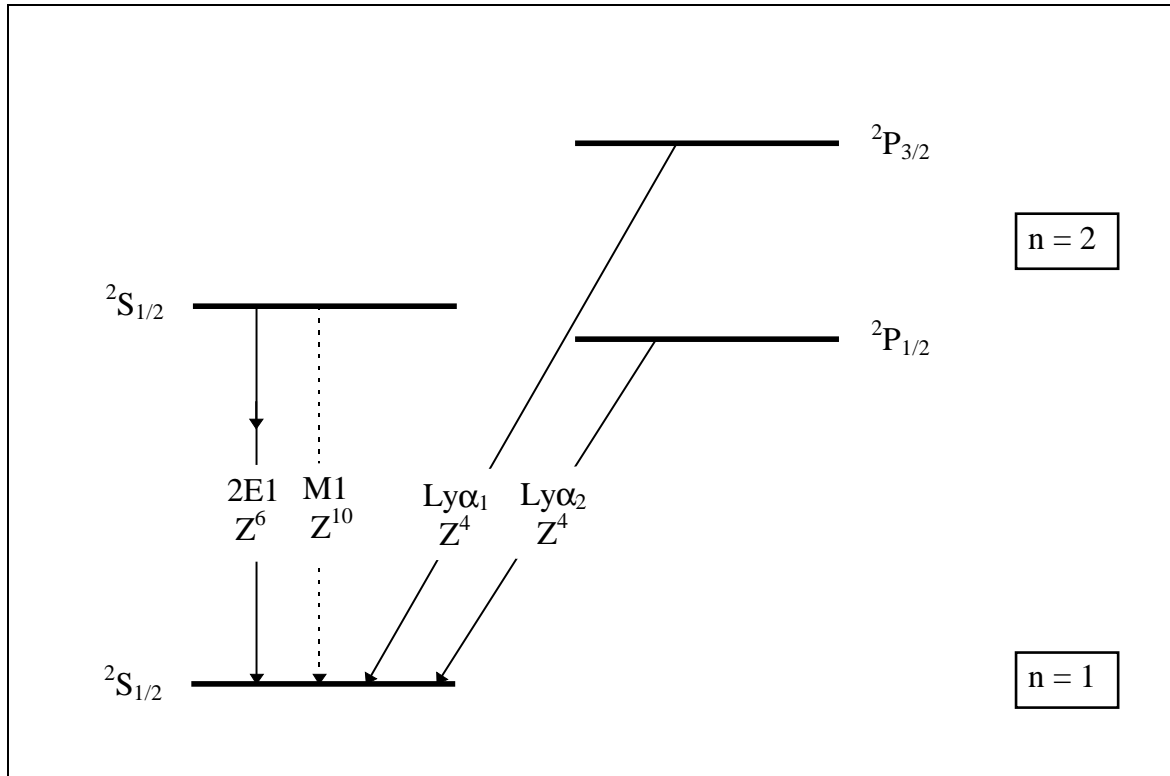


Abb 2.2 Schematische Darstellung der niedrigsten angeregten Zustände und deren Zerfallskanäle in H-ähnlichen Ionen [19]

Zahlenbeispiele der Übergangsraten A_T für die verschiedenen Übergänge in wasserstoffähnlichem Nickel sind in Tabelle 2.1 angegeben. Die Übergangsrate für $Ly\alpha$ -Strahlung wurde der Ref. [9], diejenigen für den 2E1 bzw. M1-Zerfall der Ref. [20] entnommen.

Übergang	A_T (1/s)
$Ly\alpha_{1,2}$	$3,846 \cdot 10^{14}$
M1	$7,734 \cdot 10^8$
2E1	$3,864 \cdot 10^9$

Tab. 2.1 Zerfallsraten A_T in H-ähnlichem Nickel ($Z = 28$) aus Ref. [9,20]

Breit und Teller [21] schätzten als erste die Zerfallsrate A_T des $^2S_{1/2}$ -Zustandes in Wasserstoff ab. Im Rahmen einer nichtrelativistischen Rechnung wurde das Matrixelement (Gleichung 2.2) näherungsweise berechnet, indem man dieses in einen Anteil von gebundenen und Kontinuumszuständen aufspaltete und zum anderen diese nur in den führenden Ordnungen einer Entwicklung nach der reduzierten Photonenenergie ω/ω_{if} auswertete (siehe auch [22]).

Mit Einführung des Ansatzes bei dem das Elektron in dem Coulombfeld mit Hilfe einer Greenfunktion beschrieben wird, konnte das Problem auch analytisch behandelt werden [23,24], da man die Spektralverteilung auf bekannte Gauß'sche hypergeometrische Funktionen zurückführen kann. Mit Erweiterungen dieser Beschreibung wurden von Florescu [25,26] auch beliebige 2E1-Übergänge aus höheren Quantenzuständen $ns \rightarrow 1s$ und $nd \rightarrow 1s$ untersucht.

Ein weiterer nichtrelativistischer Ansatz zur Lösung der Gleichung (2.1) wurde von Kelsey und Macek [27] auf der Basis der Störungstheorie zweiter Ordnung vorgeschlagen. Tung et al. [28] benutzten diesen Ansatz, um die inhomogene Schrödingergleichung zu lösen und mit den erhaltenen Lösungen für die Wellenfunktion das Matrixelement zu berechnen. Als Ergebnis läßt sich die 2E1-Übergangsrate mit Hilfe von mehrfachen parametrischen Differentiationen hypergeometrischer Funktionen darstellen. Hiermit lassen sich beliebige Übergänge von Zuständen $(n_1 l_1 m_1)$ nach $(n_2 l_2 m_2)$ für wasserstoffähnliche Ionen berechnen. Diese Rechnungen zeigen zum ersten Mal für Übergänge von Ausgangszuständen mit $n \geq 3$ für bestimmte Energien scharfe 'Resonanzstrukturen' in der Spektralverteilung, die realen Kaskadenprozessen entsprechen.

Eine weitere nichtrelativistische Methode zu Berechnung von Gleichung (2.1) wurde von Drake [29] eingeführt. Dieses Verfahren beruht im wesentlichen darauf, daß die unendliche Summation über alle Zwischenzustände ersetzt wird durch eine Summation über einen diskreten Satz von Pseudozuständen, der durch Diagonalisierung des Hamiltonoperators in einer finiten Basis der richtigen Symmetrie gefunden wurde. Schon wenige dieser Pseudozustände reichen aus, um das Ergebnis einer exakten nichtrelativistischen, aber viel umfangreicheren Rechnung von Klarsfeld zu reproduzieren. Dieses Verfahren zeichnet sich somit vor allem durch seine leichte numerische Implementierung und Schnelligkeit aus.

Alle bisherigen Rechnungen konnten stets nur eine gute Übereinstimmung mit experimentellen Daten bei leichten Systemen mit kleiner Kernladungszahl aufweisen, da sie alle in

nichtrelativistischer Näherung durchgeführt waren. Für schwere Systeme mit hohem Z werden aber gerade relativistische Korrekturen wichtig.

Einen ersten Ansatz zur Lösung von Gleichung (2.1) unter Berücksichtigung der relativistischen Korrekturen wurde von Johnson [30] und Parpia [20] gemacht. Sie wenden eine Greenfunktion zur Lösung der Diracgleichung an, deren Lösungen zur Berechnung der Matrixelemente Eingang finden. Wie die Rechnungen deutlich zeigen, wird der Konkurrenzprozeß, die Emission eines M1-Photons, immer dominierender für sehr schwere Systeme [20]. Goldman und Drake [18] verwenden die Finite-Basis-Methode für ihre relativistische Rechnung. Durch Verwendung generalisierter Laguerrefunktionen als Basissatz der Wellenfunktionen [31] zur Lösung der Diracgleichung läßt sich dieses Verfahren in seiner Genauigkeit weit über die bis dahin übliche numerische Präzision steigern.

2.2 2E1-Zerfall in heliumähnlichen Ionen

In Abbildung 2.3 werden die niedrigsten angeregten Zustände in heliumähnlichen Ionen schematisch dargestellt. Aufgrund der beiden unterschiedlichen Kopplungsmöglichkeiten der beiden Elektronenspins gibt es für die Hauptquantenzahl $n = 2$ zwei S-Zustände. Der $1s2s\ ^3S_1$ -Zustand zerfällt hauptsächlich durch Aussendung eines M1-Photons, da der 2E1-Prozeß wegen des notwendigen Spinflips zu vernachlässigen ist.

Allgemein muß für einen Einphotonenübergang mit dem Drehimpuls l von einem Ausgangszustand mit Gesamtdrehimpuls J_i in einen Endzustand mit J_f erfüllt sein:

$$|J_i - J_f| \leq l \leq |J_i + J_f| \quad (2.4)$$

wobei $J_i = 0 \rightarrow J_f = 0$ streng verboten ist. Somit kann der $1s2s\ ^1S_0$ ebenso wie der $1s2p\ ^3P_0$ Zustand nur durch simultane Emission zweier Photonen in den Grundzustand $1s^2\ ^1S_0$ zerfallen. Während im ersten Fall zwei E1-Photonen emittiert werden, handelt es sich im zweiten Fall um die simultane Aussendung eines E1- und eines M1-Photons. Aufgrund der Tatsache, daß M1-Übergänge in der Atomphysik nur eine kleine Wahrscheinlichkeit besitzen, wird der E1M1-Zerfall des $1s2p\ ^3P_0$ Zustandes ebenfalls nur sehr selten auftreten. Auf die Problematik im Hinblick auf das Experiment mit heliumähnlichen Gold soll dort eingegangen werden.

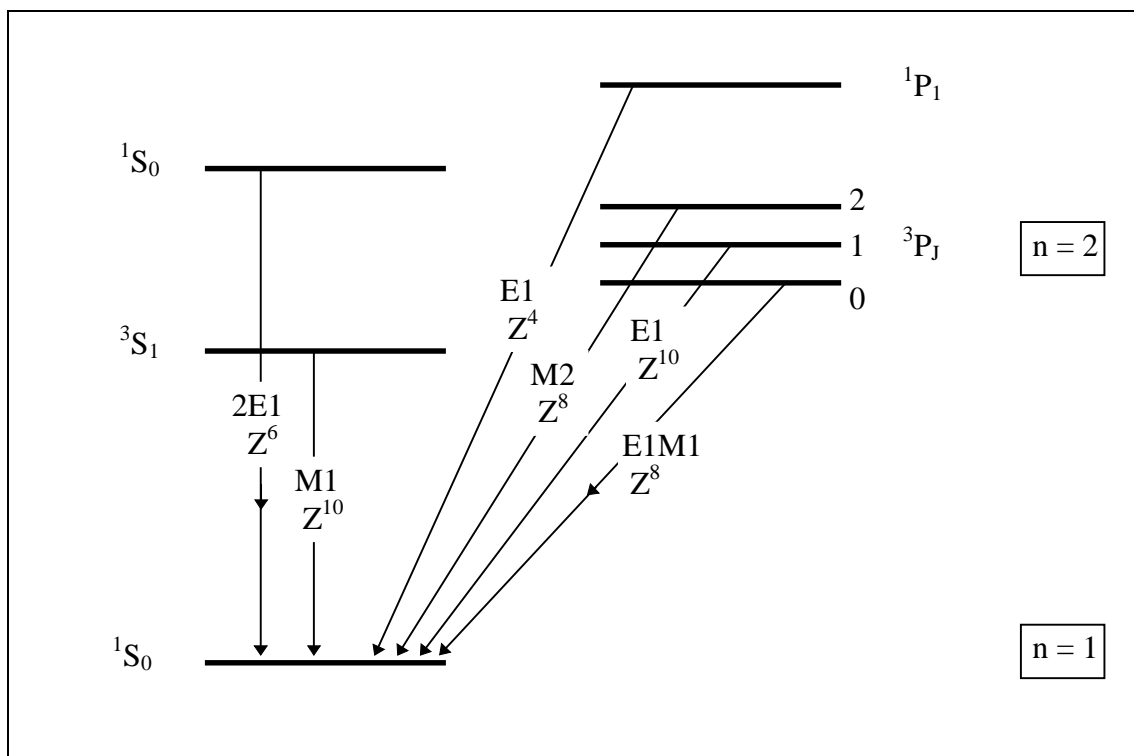


Abb. 2.3 Schematische Darstellung der niedrigsten angeregten Zustände sowie deren Zerfallskanäle in He-ähnlichen Ionen [19]

Die Berechnung des $2E1$ -Prozesses in heliumähnlichen Ionen gestaltet sich konzeptionell schwieriger aufgrund der Natur des Zweielektronensystemes mit seiner im Vergleich zum Einelektronensystem zusätzlich auftretenden Elektron-Elektron-Wechselwirkung. Eine erste Abschätzung der Lebensdauer des $1s2s$ $1S_0$ Zustandes in Helium erhielt Dalgarno [32] durch eine explizite Summierung über die Oszillatorenstärken der diskreten und kontinuierlichen Zwischenzustände. Dieses Ergebnis wurde auch von Victor [33] mit Hilfe einer zeitabhängigen gekoppelten Hartree-Fock Näherung gefunden. Weitere nichtrelativistische Rechnungen bis zu einer Kernladungszahl $Z = 34$ (Krypton) wurden von Drake [29,34] mit einem finiten Basissatz von Pseudowellenfunktionen durchgeführt (siehe Kapitel 2.1).

Erst kürzlich wurde eine relativistische 'configuration-interaction' Rechnung [13] für Ionen mit $Z \leq 92$ (Uran) veröffentlicht, die auch die Retardierung des Dipoloperators berücksichtigt. Derevianko und Johnson bestimmen ihre Wellenfunktionen mit einer Variationsrechnung, indem sie nach Extrema des Erwartungswertes des 'no-pair' Hamiltonoperators optimieren, der sowohl die Coulomb- als auch die Breitwechselwirkung berücksichtigt.

Schon für die leichtesten Systeme Wasserstoff und Helium lassen sich starke Abweichungen untereinander feststellen. In Abbildung 2.4 sind die 2E1-Verteilungen für Wasserstoff [18] und Helium [34] als Funktion der normierten Übergangsenergie $\hbar\omega/\Delta E_{2E1}$ dargestellt, wobei diese im Maximum auf die relative Höhe Eins normiert wurden. Durch die Elektron-Elektron-Wechselwirkung sind die Wellenfunktionen der Zustände im Helium gegenüber denen im Wasserstoff geändert, was seinen Niederschlag in der Energieverteilung nach Gleichung 2.1 finden muß. In den Zähler des Matrixelementes (Gleichung 2.2) gehen die Wellenfunktionen direkt ein, so daß dieser für die beiden Ionen verschieden ist. Da aber die Energieeigenwerte der Zustände (Erwartungswerte des Hamiltonoperators) ebenfalls von den Wellenfunktionen abhängen, ändert sich damit auch der Nenner des Matrixelementes.

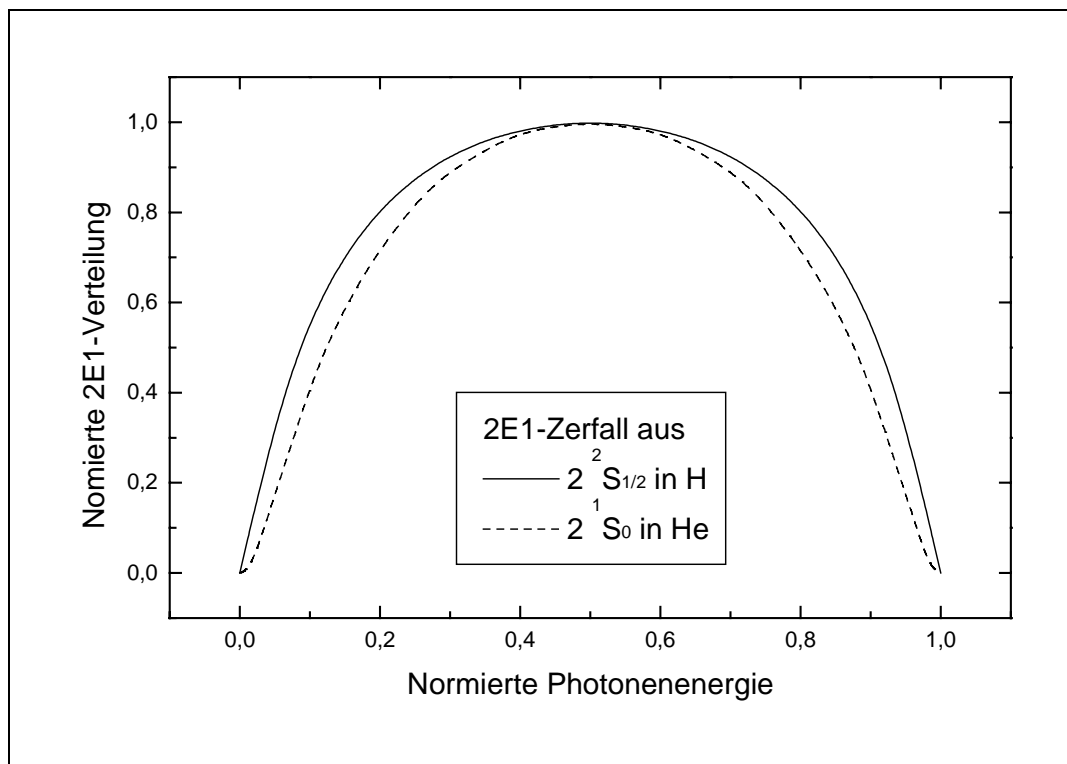


Abb. 2.4 Normierte Energieverteilung für den 2E1-Prozeß in Wasserstoff und Helium.

Weitere Erläuterungen siehe Text.

2.3 Abhängigkeit des 2E1-Zerfalles von der Kernladungszahl Z

Wie relativistische Rechnungen zeigen, besitzen die Spektralverteilungen des Zweiphotonenzerfalles in H- und He-ähnlichen Ionen ein unterschiedliches Verhalten bezüglich der Kernladungszahl Z . Abbildung 2.5 zeigt die analog zu Abbildung 2.4 normierten Spektralverteilungen des 2E1-Zerfalls in verschiedenen Ionen.

In wasserstoffähnlichen Systemen ist eine starke Abnahme der Intensität in den Flanken für größeres Z zu verzeichnen, wohingegen bei heliumähnlichen Systemen erst ein Ansteigen der Intensität in den Flanken bis zu einem $Z \approx 20$, dann aber wieder eine Abnahme zu beobachten ist. Dieses Verhalten steht im Zusammenhang zu den Unterschieden im Skalierungsverhalten für die verschiedenen intermediären Energieniveaus der Hauptquantenzahl n bezüglich der Kernladungszahl Z . Eine grobe Abschätzung der Ankopplung durch virtuelle Photonen an $n = 2$ und $n > 2$ Zwischenzustände macht dies deutlich. Für H-ähnliche Ionen besitzt die 2s-2p Energieaufspaltung aufgrund des relativistischen Effektes der Feinstrukturaufspaltung eine Z^4 Abhängigkeit. Für die Energieaufspaltung zwischen verschiedenen n -Schalen wurde eine Z^2 Abhängigkeit gefunden. Bei Vernachlässigung der Matrixelemente im Zähler von Gleichung (2.2) nimmt für H-ähnliche Ionen die 2s2p-Kopplung gegenüber der 2snp-Kopplung für größeres Z ab, da $\Delta E(n=2) / \Delta E(n>2) \propto Z^2$ ist. Dies hat zur Folge, daß die Ankopplung der virtuellen Photonen stärker an Zwischenzustände mit $n > 2$ erfolgt. Die Übergangsenergie wird somit für größeres Z immer symmetrischer auf die beiden ausgesendeten Photonen verteilt, was sich in dem stärkeren Abfall der Intensität in den Flanken manifestiert. Für leichte He-ähnliche Systeme wird die 2s2p Energieaufspaltung durch die Elektron-Elektron-Wechselwirkung bestimmt, die eine lineare Z -Abhängigkeit aufweist. Für diese Ionen bis Calcium ($Z = 20$) wird somit die 2s2p Kopplung wichtiger als die 2snp-Kopplung für größeres Z , da $\Delta E(n=2) / \Delta E(n>2) \propto 1/Z$ ist. Die asymmetrische Aufteilung der Übergangsenergie auf die ausgesendeten Photonen wird somit immer wahrscheinlicher, was gerade zu einer Zunahme der Intensität in den Flanken führt. Ab $Z > 20$ dominiert die Feinstrukturaufspaltung den Beitrag zur Aufspaltung der $n = 2$ Zustände, analog zu den H-ähnlichen Ionen. Somit werden Spektralverteilungen für schwere H- und He-ähnliche Ionen für größeres Z immer ähnlicher.

Wie eine Rechnung von Derevianko und Johnson für Uran gezeigt hat [13], sind die Spektralverteilungen für die H- und He-ähnliche Ionen dieses Elements nahezu identisch. Somit können für sehr schwere Ionen aus der Bestimmung der Spektralverteilung für He-ähnliche

Systeme Aussagen über die Spektralverteilung von H-ähnlichen Systemen abgeleitet werden, obwohl die letztere aufgrund des dominierenden M1-Zerfalles des Ausgangszustandes mit heutigen Experimentiermethoden nicht untersucht werden kann.

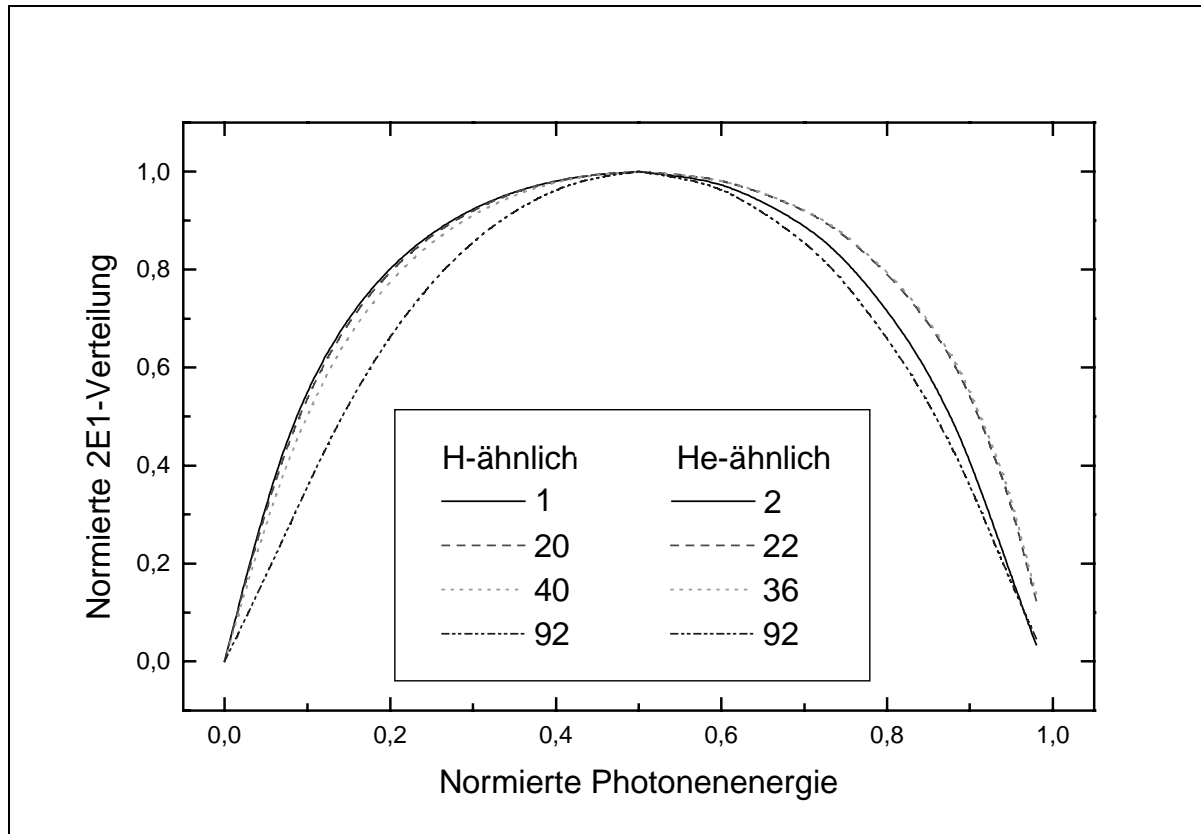


Abb. 2.5 Normierte Spektralverteilungen des 2E1-Zerfalls links für H- [5] und rechts für He-ähnliche Ionen [13] als Funktion der normierten Übergangsenergie

2.4 2E1-Zerfall in Ionen mit Innerschalenvakanzen

Obwohl Göppert-Mayer ihre Theorie des Zweiphotonenzerfalles schon 1931 veröffentlichte, wurde diese erst 1973 durch Freund [35] auf Atome mit einer K-Vakanz angewendet. In einer nichtrelativistischen Eielektronennäherung konnte er für Kupfer zeigen, daß die 2E1-Emissionsrate ca. 10^{-6} der erlaubten E1-Rate beträgt und somit prinzipiell gemessen werden kann. Das Problem der erforderlichen Summation über das Matrixelement $M\left(\left(\vec{p} \cdot \vec{A}\right)^2\right)$ löste Freund dadurch, daß er die Summation über nichtbesetzte gebundene Zustände auf eine Integration über Kontinuumszustände zurückführte [36]. Die zu berechnenden Matrixelemente für Kontinuumszustände stimmen jedoch mit denen für den Absorptionswirkungsquerschnitt

überein, der auch experimentell zugänglich war. Auf diese Arbeit folgten mehrere nicht-relativistische Rechnungen in Dipolnäherung [37-39], die aber alle noch stärkere Diskrepanzen zu den jeweiligen Experimenten zeigten.

Ein gewisser Durchbruch im Verständnis des 2E1-Zerfalls in Atomen mit einer Innerschalenvakanz gelang erst Guo [15]. Im Rahmen einer Formulierung des Problems in der Quantenelektrodynamik (QED) konnte er zeigen, daß diese Problem in einem effektiven Einteilchennäherung formuliert werden kann, das formal dem des wasserstoffähnlichen Ions gleicht. Die einzigen Unterschiede liegen nur in dem Potential, das auf das Elektron wirkt, und das Verfahren der Summation über Anfangs- und Mittelung über Endzustände. Von entscheidender Wichtigkeit ist aber sein Nachweis, daß innerhalb dieser Formulierung das Pauli-Prinzip eine Summation über gebundene, besetzte Zustände nicht verbietet. Dies letzte Ergebnis hat vor allem für die Übergänge mit Ausgangszuständen mit $n > 2$ weitreichende Konsequenzen. Sie müssen ähnlich, wie Tung et al. [28] und Florescu et al. [25] für wasserstoffähnliche Ionen gezeigt haben, eine "Zwischenzustands-Resonanzstruktur", d.h. einen starken Anstieg der 2E1-Rate, bei bestimmten Energien zeigen, die einer möglichen Kaskade entsprechen.

Neuere relativistische "self-consistent-field" (SCF) Rechnungen, die alle Multipole des Strahlungsfeldes berücksichtigen, konnten für Silber und Molybdän durchgeführt werden [40,41]. Die unendliche Summe über alle Matrixelemente M_{fi} wird mit Hilfe eines Verfahrens von Brown et al. [42] auf die Lösung eines Satzes von Differentialgleichungen zurückgeführt. Darüber hinaus haben Tong et al. [41] die relativistischen und Vielelektroneneffekte systematisch untersucht. Vor allem zwei Ergebnisse sind in Hinblick auf die vorliegende Arbeit von Interesse:

1. Für einen gegebenen 2E1-Übergang (z.B. $2s \rightarrow 1s$) wird das Verhältnis der Zerfallsraten A_T von Ionen mit einer Innerschalenvakanz zu wasserstoffähnlichen Ionen für größere Kernladungszahl Z immer größer, d.h. die Zerfallsraten nähern sich immer mehr an. Dies kann mit der Tatsache erklärt werden, daß die Innerschalenwellenfunktionen des Ions mit einer Vakanz für große Kernladungszahlen Z aufgrund der viel stärkeren Coulombkraft immer stärker relativistischen Einflüssen unterworfen werden, was sie immer H-ähnlicher werden läßt.
2. Die 2E1-Zerfallsrate für ein Ion mit Innerschalenvakanz ist stets kleiner als die Zerfallsrate für das entsprechende H-ähnliche Ion. Die Ursache für dieses Verhalten liegt darin begründet, daß zum einen innere Schalen in Vielelektronensystemen durch die Relativistik

kompakter, äußere Schalen durch die Abschirmung durch innere Elektronen (sog. Screening) hingegen erweitert sind im Vergleich zu den H-ähnlichen Wellenfunktionen, was insgesamt eine Reduktion des Überlapps bewirkt.

2.5 Erzeugungsmechanismen der Ausgangszustände des 2E1-Zerfalles

In diesem Kapitel sollen die elementaren Prozesse zur Besetzung von angeregten Zuständen untersucht werden, die geeignet sind, die Ausgangszustände der 2E1-Prozesse in verschiedenen Systemen zu besetzen. In den beiden nachfolgenden Kapiteln 3 und 4 wird der Zweiphotonenzerfall in Wenigelektronensystemen untersucht. Hierbei wird der Ausgangszustand des 2E1-Zerfalles durch Stoß eines hochgeladenen Ions (Nickel, Gold) mit Atomen in einem Festkörpertarget besetzt. Die in Frage kommenden Elementarprozesse sollen im folgenden kurz diskutiert werden. Hingegen wird in Kapitel 5 der Zweiphotonenzerfall in einem Viel-elektronensystem mit einer K-Vakanz (Silber) untersucht. Diese K-Vakanz kann u.a. durch Einfang eines Hüllenelektrons der K-Schale in den Kern (Electron capture, EC) produziert werden. Dieser Mechanismus soll am Beispiel des Silbers gezeigt werden.

2.5.1 Einfang quasifreier Elektronen

Eine wichtige Gruppe von Elementarprozessen beim Stoß eines hochgeladenen Ions mit einem Festkörpertarget ist der Einfang sog. quasifreier Elektronen. Im Unterschied zur Rekombination freier Elektronen handelt es sich hierbei um Einfangprozesse relativ schwach gebundener Targetelektronen. Ist im Schwerpunktsystem der beiden Stoßpartner die Geschwindigkeit der Targetelektronen relativ zur Projektilgeschwindigkeit vernachlässigbar klein, so spricht man von quasifreien Elektronen [43]. Diese Bedingung ist vor allem für stark asymmetrische Stoßsysteme erfüllt, bei dem ein schweres Projektil mit großer Kernladungszahl Z_P und hoher Geschwindigkeit auf ein leichtes Target (kleines Z_T) trifft.

2.5.1.1 Strahlender Elektroneneinfang (REC)

Bei diesem Prozeß wird ein schwach gebundenes Targetelektron aufgrund der Wechselwirkung mit dem Strahlungsfeld in eine Leerstelle des Projektilions eingefangen [44]. Die dabei freiwerdende Energie wird unter Aussendung eines Photons abgestrahlt, d.h. es handelt

sich hierbei um den zeitinvertierten Photoeffekt [45]. Eine schematische Darstellung des REC (Radiative Electron Capture) kann Abbildung 2.6 entnommen werden.

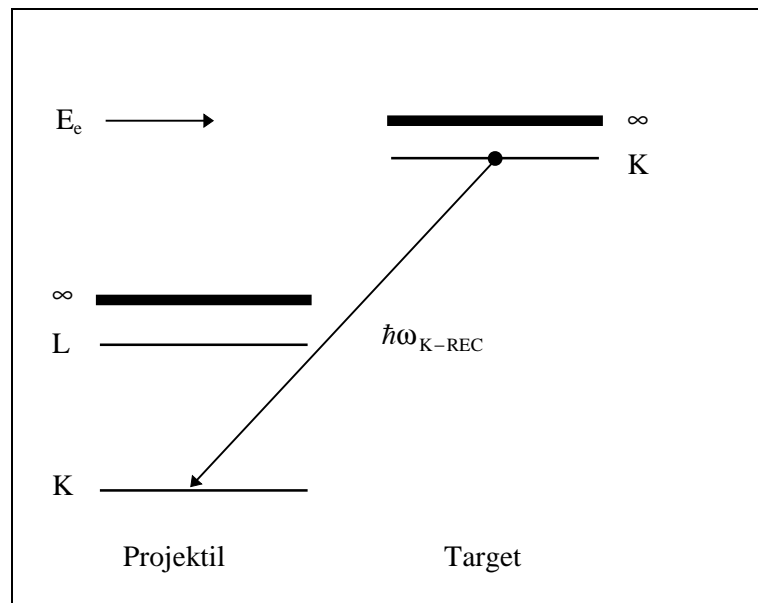


Abb. 2.6 Schema des Radiativen Einfangs am Beispiel des K-REC in ein nacktes Projektil.

Die Energie des ausgesendeten Photons (im nichtrelativistischen Fall) ist bestimmt durch die Bindungsenergie $E_{\text{bind}}^{\text{P}}$ des transferierten Elektrons im Projektil, die kinetische Energie des Targetelektrons E_e relativ zum Projektil und die Impulsverteilung (Comptonprofil) $m_e \vec{v} \vec{v}_i$ des schwach gebundenen Elektrons [44]:

$$\hbar \omega = E_e + E_{\text{bind}}^{\text{P}} - E_{\text{bind}}^{\text{T}} + m_e \vec{v} \vec{v}_i \quad (2.5)$$

Die ersten drei Terme in Gleichung (2.5) repräsentieren die energetische Lage, während der letzte Term die Breite der REC-Photonenlinie bestimmt.

Ein zum REC analoger Prozeß existiert auch für den Einfang freier Elektronen, der als Radiative Rekombination (RR) bezeichnet wird. Aus älteren theoretischen Arbeiten [46,47] zur Bestimmung von RR-Wirkungsquerschnitten läßt sich ein Skalierungsverhalten des Wirkungsquerschnittes des REC bezüglich der Kernladungszahl des Projektils Z_{P} und des Targets Z_{T} , der Geschwindigkeit v und der Hauptquantenzahl des Endzustandes n_f ableiten:

$$\sigma^{\text{REC}} \propto Z_{\text{P}}^5 Z_{\text{T}} v^{-5} n_f^{-3} \quad (2.6)$$

Aus Gleichung (2.6) läßt sich leicht ableiten, daß der Radiative Einfang bei gegebenem Stoßsystem und -geschwindigkeit vor allem in niedrig angeregte Zustände mit kleiner Hauptquantenzahl n_f erfolgt.

2.5.1.2 Resonanter Elektroneneinfang (RTE)

Der Prozeß des Resonanten Elektroneneinfangs beruht auf der Elektron-Elektron-Wechselwirkung zwischen dem Target- und Projektilektron [48]. Dieser soll anhand des KLL-RTE in wasserstoffähnlichen Ionen, siehe Abbildung 2.7, schematisch dargestellt werden. Die Bezeichnung der Resonanzen erfolgt in Auger-Notation. Im Elementarprozeß selbst wird keine Strahlung emittiert, dieser führt aber zu doppelt angeregten Zuständen, die dann radiativ relaxieren können.

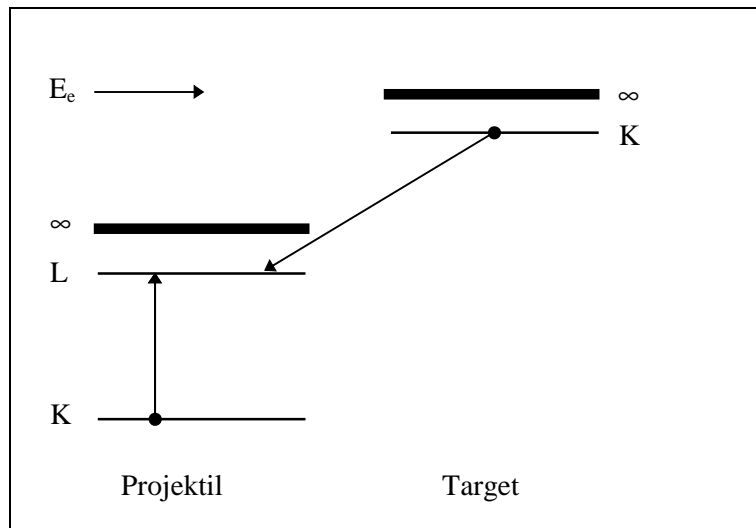


Abb. 2.7 Schema des Resonanten Elektroneneinfangs am Beispiel des KLL-RTE in H-ähnlichen Ionen

Das einzige Elektron des Projektils befindet sich vor dem Stoß im 1s Grundzustand. Die bei dem Einfang des Targetelektrons in die L-Schale des Projektils freiwerdende Energie wird auf das schon vorhandene Projektilektron übertragen, so daß dieses in die L-Schale angeregt wird, dies entspricht einem zeitinvertierten Augerprozeß. Hierbei entsteht ein doppelt angeregter Zustand, der durch Aussendung von Photonen und/oder Augerelektronen zerfällt, wobei letzterer Zerfallskanal für die in dieser Arbeit betrachteten sehr schweren Systemen nahezu vernachlässigt werden kann.

Auf der Grundlage der Skalierung der Energieniveaus in wasserstoffähnlichen Systemen ist eine grobe Abschätzung der Resonanzenergien sehr leicht möglich. Im Falle des KLL-RTE lautet die Resonanzbedingung:

$$E_e = -E_K + 2(E_K - E_L) \approx 0,5 R Z^2 \quad (2.7)$$

E_e stellt die kinetische Energie des Targetelektrons im Projektilsystem dar. E_K bzw. E_L stehen für die Bindungsenergien der K- und L-Schale im Projektil. R bezeichnet die Rydbergkonstante von 13,6 eV. Für Goldionen ergibt die rechte Seite von Gleichung (2.7) 42,4 keV. Somit benötigen die Goldionen ($Z = 79$) ungefähr eine kinetische Energie von umgerechnet 77,9 MeV/u um einen KLL-RTE-Prozeß zu ermöglichen.

Bei stark asymmetrischen Stoßsystemen mit schnellen, schweren Projektilen und leichten Targets läßt sich der Wirkungsquerschnitt des Resonanten Elektroneneinfangs von quasifreien Elektronen (RTE) auf den Wirkungsquerschnitt des Resonanten Elektroneneinfangs von freien Elektronen, der sog. Dielektrischen Rekombination (DR), zurückführen [48]. Der KLL-RTE Wirkungsquerschnitt besitzt ein Maximum von ca. 1 kbarn bei $Z_P \approx 30$, speziell für größere Kernladungszahlen Z_P von schweren Projektilen läßt sich folgendes Skalierungsverhalten finden [49]:

$$\sigma^{\text{RTE}} \propto Z_P^{-1} \quad (2.8)$$

Für schwere Projektilen nimmt somit der Wirkungsquerschnitt stetig ab.

2.5.2 Coulombeinfang (NRC)

Die Elektroneneinfangprozesse dieser Klasse sind auf die Wechselwirkung des Coulombpotentials des Projektils mit den Targetelektronen zurückzuführen. Vor allem bei schweren Targets tritt ein weiterer Einfangprozeß hinzu, bei dem keine Strahlung im Elementarprozeß emittiert wird (Nonradiative Electron Capture). Die beim Einfang freiwerdende Energie wird in kinetische Energie der beiden Stoßpartner konvertiert. Der Wirkungsquerschnitt für den Nichtradiativen Einfang läßt sich näherungsweise für vollständig ionisierten Ionen mit Hilfe der Oppenheimer-Brinkmann-Kramers (OBK) Näherung [50] berechnen. Obwohl diese OBK-Näherung im Vergleich zu den experimentellen Ergebnissen um Faktoren zu große Vorhersagen liefert [51], lassen sich trotzdem die wesentlichen Skalierungseigenschaften erkennen:

$$\sigma^{\text{NRC}} \propto Z_P^5 Z_T^5 n_f^{-3} v^{-12} \quad (2.9)$$

Für schwere Targets und kleine Geschwindigkeiten wird bei stark asymmetrischen Stoßsystemen der NRC der dominante Einfangprozeß in völlig ionisierten Ionen, vgl. Ref. [52]. Die Elektronen werden hauptsächlich in solche Projektilzustände eingefangen, für die nach Ref. [53] gilt:

$$E_f \approx E_{\text{kin}} + E_i \quad (2.10)$$

Daher erfolgt der Elektroneneinfang in hochangeregte Projektilzustände, die über Emission von Photonen radiativ in den Grundzustand übergehen. Eine direkte Besetzung von niedrigangeregten Zuständen ist mit diesem Prozeß daher kaum zu realisieren.

2.5.3 Anregung (EXC)

Bei der Projektilanregung (Excitation, EXC) werden die Projektilelektronen durch die Wechselwirkung mit dem Coulombpotential des Targets in höherenergetische Zustände angeregt. Die Wirkungsquerschnitte können mit Hilfe der zeitabhängigen Störungstheorie (Semi-classical Coulomb Approximation, SCA) für asymmetrische Stoßsysteme berechnet werden. Die nachfolgende Skalierung bezüglich der Kernladungszahlen (für gleiches Verhältnis von Projektilgeschwindigkeit zu Bindungsenergie) wurde der Referenz [54] entnommen.

$$\sigma^{\text{EXC}} \propto Z_T^2 Z_P^{-4} f(E_{\text{kin}}/\Delta E_{if}) \quad (2.11)$$

Die Energieskalierung des Anregungsquerschnittes besitzt ein Maximum bei der Energie ΔE_{if} , die nötig ist, ein Elektron vom Anfangszustand i in den Endzustand f anzuregen.

$$\sigma^{\text{EXC}} \propto \begin{cases} E_{\text{kin}}^4, & \text{für } E_{\text{kin}} < \Delta E_{if} \\ E_{\text{kin}}^{-1}, & \text{für } E_{\text{kin}} > \Delta E_{if} \end{cases} \quad (2.12)$$

Der Wirkungsquerschnitt besitzt ein Maximum bei Stoßenergien, die der jeweiligen Anregungsenergie ΔE_{if} entsprechen.

Um eine für das Experiment sehr interessante Eigenschaft zu diskutieren, soll zuerst der Adiabasieparameter $\eta = E_{\text{kin}} / E_{\text{bind}}^K$ als Verhältnis der kinetischen Energie des Ions zu der Bindungsenergie des anzuregenden Elektrons (hier: K-Elektron) definiert werden. Im Bereich adiabatischer Stöße ($\eta < 1$) dominiert der Monopolanteil der Störung den Anregungsprozeß. Im Gegensatz hierzu gewinnen bei höheren kinetischen Energien ($\eta \geq 1$) höhere Multipolanteile der Störung (Dipol, Quadrupol, etc.) immer größere Bedeutung [55]. Somit läßt sich sagen, daß für niedrige kinetische Energien vor allem $s \rightarrow s$ Übergänge, für hohe Energien

vorrangig $s \rightarrow p$ Übergänge stattfinden werden [55]. Für das Beispiel der Goldionen bedeutet dies, daß zum Erhalt der $1s \rightarrow 2s$ Anregung die kinetische Energie der Ionen kleiner als ca. 168 MeV/u gewählt werden muß.

2.5.4 Nichtresonanter Elektroneneinfang und Anregung (NTE)

Bei diesem Projektilumladungsprozeß kommt es zu einem unkorrelierten Auftreten von Projektilanregung (Kapitel 2.5.3) und kinematischen Elektroneneinfang (Kapitel 2.5.2), für eine Übersicht siehe z.B. Ref. [56]. Der Wirkungsquerschnitt durch die stoßparameterabhängigen Wahrscheinlichkeiten für Einfang $P_{\text{Cap}}(b)$ und Anregung $P_{\text{Exc}}(b)$ berechnen [48]:

$$\sigma^{\text{NTE}} = 2\pi \int P_{\text{Exc}}(b) P_{\text{Cap}}(b) b \, db \quad (2.13)$$

Im weiteren Verlauf wird sich auf den im Experiment vorherrschenden Prozeß der Projektil K-Schalenanregung mit simultanem Elektroneneinfang beschränkt. Wie Rechnungen [57] zeigen, fällt der Anregungsquerschnitt für Stoßparameter b größer als der K-Schalenbahnradius steil ab und tragen zu dem Prozeß nicht wesentlich bei. Die Wahrscheinlichkeit für den Elektroneneinfang bleibt nahezu konstant für Stoßparameter innerhalb des Bahnradius der Schale, in der das Elektron eingefangen wird. Daher läßt sich Gleichung (2.13) in zwei Faktoren zerlegen [56]:

$$\sigma^{\text{NTE}} = \bar{P}_{\text{Cap}} \sigma^{\text{Exc}} \quad (2.14)$$

Der erste Faktor repräsentiert die über den K-Schalenradius gemittelte Elektroneneinfangswahrscheinlichkeit, der zweite Faktor den Anregungsquerschnitt für K-Schalenanregung. Daher verursacht die Verwendung schwerer Targets eine Zunahme des NTE-Wirkungsquerschnittes, da sowohl die Anregungs- als auch die Einfangswahrscheinlichkeit mit größerem Z_T stark zunehmen.

2.5.5 Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte

Nachdem in den vorangegangenen Kapiteln die einzelnen Prozesse beschrieben wurden, soll nun die Größe der Wirkungsquerschnitte für zwei unterschiedliche Targets (Kohlenstoff, Aluminium) gegenübergestellt werden. Alle Werte in Tabelle 2.2 beziehen sich auf eine Energie von 84 MeV/u ($\eta \cong 0,5$) der heliumähnlichen Goldionen, bei der die KLL-RTE-Resonanz gerade ein Maximum im Wirkungsquerschnitt besitzt (Kapitel 2.5.1.2). Anhand der in den einzelnen Kapiteln diskutierten Skalierungsregeln wurden aus vorliegenden Rechnungen, die

für andere Stoßsysteme durchgeführt wurden, Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Prozesse abgeschätzt. Für RTE wurden die Daten von Ref. [58] für die Dielektronische Rekombination (DR) herangezogen, die entsprechend [59] in einen Wirkungsquerschnitt für RTE umgerechnet wurden. Für die weiteren Prozesse REC [46], EXC [57] und NRC [60] wurden die Werte entsprechend dem untersuchten Stoßsystem umskaliert.

Prozeß	C-Target	Al-Target
RTE	16 b	25 b
EXC	70 b	320 b
L-REC	70 b	105 b
NRC	3 b	45 b

Tab. 2.2 Abschätzung der totalen Wirkungsquerschnitte für Stöße von Au^{77+} -Ionen der Energie 85 MeV/u mit C- und Al-Targets zur Besetzung des $1s2s\ ^1S_0$ Zustandes.

Abschließend soll anhand der Skalierungsregeln in den vorangegangenen Kapiteln die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von der Projektilgeschwindigkeit untersucht werden. In den Abbildungen 2.8 und 2.9 sind jeweils die Wirkungsquerschnitte zur Besetzung des $1s2s\ ^1S_0$ Zustandes bzw. aller anderen Zustände, die Anlaß zu Konkurrenzprozessen geben, für die verschiedenen Prozesse dargestellt. So bezeichne EXC 2s den Wirkungsquerschnitt der Anregung in den $1s2s\ ^1S_0$ Zustand, EXC total hingegen den totalen Besetzungsquerschnitt. Für die anderen Prozesse gilt analoges. Durch geeignete Wahl der Projektilgeschwindigkeit soll (unter den beschriebenen) der Prozeß gefunden werden, der sich einerseits durch eine hohe Besetzung des $1s2s\ ^1S_0$ Zustandes und andererseits durch eine möglichst niedrige Besetzung aller anderen Zustände auszeichnet. Ein wichtiges Unterscheidungsmerkmal für die verschiedenen Besetzungsmechanismen ist die benötigte Ionensorte vor der Wechselwirkung, um nach dem Prozeß heliumähnliche Ionen zu erhalten. Während der Anregungsprozeß EXC von heliumähnlichen Ionen ausgeht, müssen für Anregung und Einfang (RTE), Nichtstrahlender Einfang (NRC) und strahlender Einfang (REC) wasserstoffähnliche Ionen vom Beschleuniger zur Verfügung gestellt werden. Im Hinblick auf die Untersuchung des Zweiphotonenzerfalles in heliumähnlichem Gold, sucht man nach dem effektivsten Besetzungsmechanismus für den $1s2s\ ^1S_0$ Zustand. Wie man den Abbildungen 2.8 (Kohlenstoff-

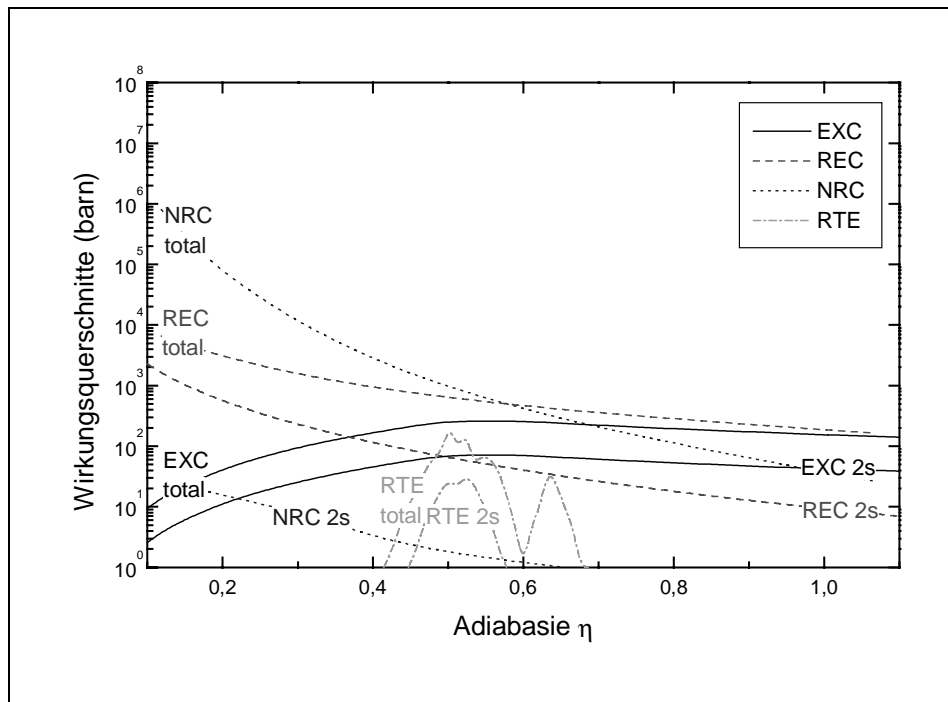


Abb. 2.8 Besetzungswahrscheinlichkeit des $1s2s \ ^1S_0$ Zustandes in heliumähnlichem Gold für die angegebenen Prozesse beim Stoß mit einem Kohlenstofftarget.

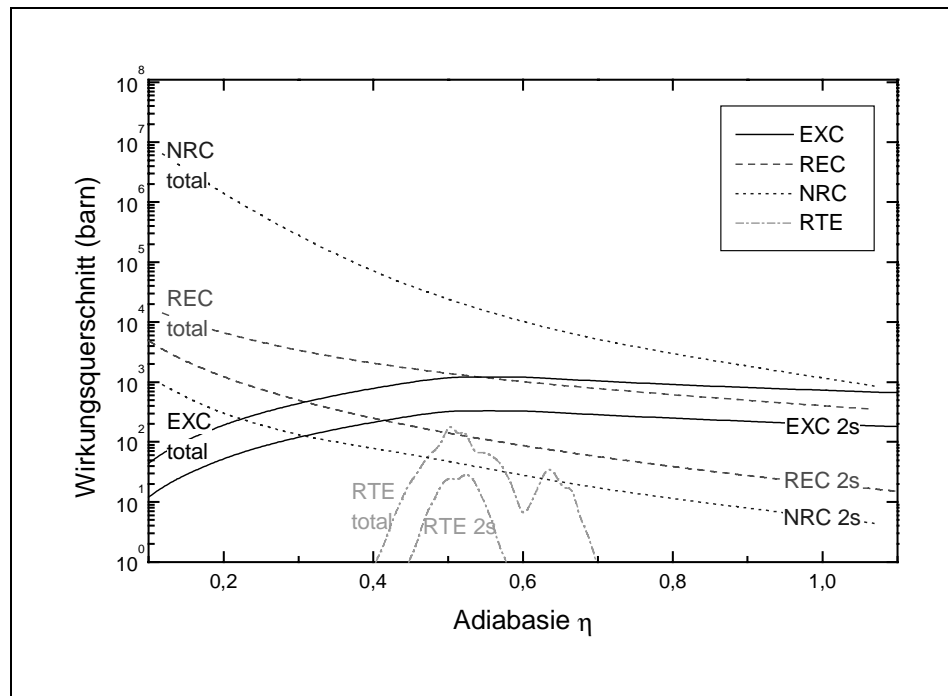


Abb. 2.9 Besetzungswahrscheinlichkeit des $1s2s \ ^1S_0$ Zustandes in heliumähnlichem Gold für die angegebenen Prozesse beim Stoß mit einem Aluminiumtarget.

Target) und 2.9 (Aluminiumtarget) entnehmen kann, bietet sich überhalb eines Adiabasiereparameters $\eta > 0,5$ die Anregung eines Elektrons im heliumähnlichen System als effektivster Prozeß an. Desweiteren lassen sich heliumähnliche Goldionen mit Hilfe des Schwerionensynchrotrons SIS bei der angegebenen kinetischen Energie sehr effizient produzieren. Für einen Adiabasiereparameter $\eta < 0,5$ wäre es günstiger den Ausgangszustand des 2E1-Zerfalles über REC zu bevölkern, aber in diesem Geschwindigkeitsbereich lassen sich wasserstoff(!)-ähnliche Ionen nur mit einer sehr kleinen Effizienz direkt von SIS erzeugen. Nach Abwägung der Besetzungsquerschnitte und der Produktionsraten für die Ionen ist davon auszugehen, daß die Anregung heliumähnlicher Ionen der effektivste Weg zur Untersuchung des 2E1-Zerfalles in He-ähnlichem Gold darstellt. Abschließend sei bemerkt, daß es sich bei den angegebenen Werten um (z.T. grobe) Abschätzungen handelt, die im wesentlichen die Größenordnung angeben sollen. Speziell im Fall des NRC ist der Wirkungsquerschnitt mit einer Unsicherheit von einem Faktor Zwei behaftet.

2.6 Erzeugung einer K-Schalenvakanz in Atomen

In diesem Kapitel wird kurz eine elegante Methode erläutert, mit der man K-Schalenvakanzen in Vielelektronensystemen (Atomen) erzeugen kann. Dies ist vor allem im Hinblick auf Kapitel 5 wichtig, in dem Zweiphotonenübergänge zwischen Zuständen des Silberatoms untersucht werden sollen.

Eine effektive Methode zur Erzeugung von Atomen mit Innerschalenvakanzen ist die Verwendung von radioaktiven Quellen bestimmter Isotope, die ausschließlich über Elektroneneinfang (in den Kern) zerfallen. Um K-Schalenvakanzen in Silberatomen zu generieren, wurde in diesem Experiment eine radioaktive Quelle des Cadmiumisotops mit der Massenzahl 109 verwendet (siehe Abbildung 2.10). Bei dem Zerfall dieses Isotops können zwei unterschiedliche Prozesse ein Elektron aus der K-Schale entfernen. Zum einen durch Elektroneneinfang in den Kern (Electron capture, EC) aus der K-Schale (81,5 Prozent der Zerfälle, [61]), zum anderen wird im nachfolgenden Zerfall des isomeren $(7/2^+)$ -Zustandes in den Grundzustand $(1/2^+)$ des Kernes von Ag-109 bei 41,7 Prozent der Zerfälle die Überschußenergie auf ein K-Elektron übertragen, das hierdurch emittiert wird (K-Elektronenkonversion, internal conversion IC). Aufgrund der kurzen Halbwertszeit des Cadmiumisotops 109 von

462,6 Tagen kann mit einer relativ kleinen Menge eine ausreichende Produktion von Silberionen mit einer K-Schalenvakanz erwartet werden.

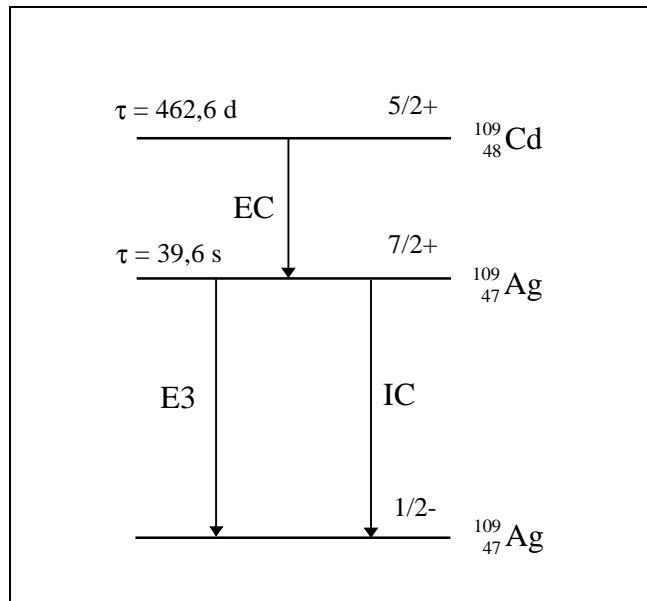


Abb. 2.10 Zerfallschema für den Grundzustand des Cd-109-Kerns [61]

3. Der 2E1-Zerfall in H- und He-ähnlichem Nickel

Zu Beginn der experimentellen Untersuchungen des Zweiphotonenzerfalles stand die Bestimmung der Lebensdauer der metastabilen Zustände im Vordergrund. Nach Gleichung (2.3) Kapitel 2 berechnet sich diese als Kehrwert der über die Frequenz integrierten Spektralverteilung. Aufgrund der sehr langen Lebensdauer der metastabilen Zustände in sehr leichten Ionen, so beträgt die Zerfallswahrscheinlichkeit A_T des Wasserstoff $2^2S_{1/2}$ Zustandes ca. 8 s^{-1} , gestalteten sich die ersten Messungen in H [62,63] und He [64,65] sehr schwierig. Die erreichte Genauigkeit erlaubt diesen Untersuchungen nur einen groben Vergleich mit der Theorie. Für mittelschwere Ionen ($20 \leq Z \leq 50$) stellt die 'beam foil spectroscopy' eine sehr elegante Methode zur Messung der Lebensdauer dar. Durch den Stoß von beschleunigten Ionen, meist mit einer Geschwindigkeit von ca. zehn Prozent der Lichtgeschwindigkeit, mit einer Folie wird der zu untersuchende Zustand besetzt. Durch die Z^6 Abhängigkeit der Zerfallswahrscheinlichkeit A_T für den 2E1-Übergang ergeben sich für obige Ionen Zerfallslängen, d.h. Lebensdauer mal Geschwindigkeit, von einigen Milli- bis Zentimetern. Durch Bestimmung der Intensität als Funktion des Abstandes zwischen der Folie und dem Detektor kann die Zerfallskurve und hieraus die Lebensdauer bestimmt werden. Nach der ersten Anwendung von Marrus et al. [66] auf H- und He-ähnliches Argon, wurden metastabile Lebensdauern für eine Vielzahl von Ionen bestimmt, siehe [67] und darin enthaltene Referenzen. Die beschriebenen Lebensdauer-messungen integrieren über das komplette Zweiphotonenspektrum und damit über alle Details der Verteilung.

3.1 Experiment

In diesem Kapitel soll ein Experiment zur erstmaligen Bestimmung der Spektralverteilungen der Photonen aus dem Zweiphotonenzerfall in wasserstoff- und heliumähnlichen Nickel beschrieben werden (Abbildung 3.1). Diese Untersuchungen sind eine Fortsetzung der Lebensdauerbestimmungen für Übergänge in mittelschweren Wenigelektronensystemen, die seit einigen Jahren am Argonne National Laboratory durchgeführt wurden [9,67,68,69]. Nachdem in vorangegangenen Experimenten die Lebensdauer der zwei Photonen emittierenden Zustände $2^2S_{1/2}$ in H-ähnlichem und 2^1S_0 in He-ähnlichem Nickel zu 217,1 ps bzw. 156,1 ps gemessen wurde [68], sollte die Energieverteilung der 2E1-Zerfälle bestimmt werden, um die bestehenden theoretischen Vorhersagen zu überprüfen. Da die Messung der kontinuierlichen Energie-

verteilung der ausgesendeten Photonen eine energiedifferentielle Größe ist, stellt sie somit einen sensitiveren Test der theoretischen Berechnungen als Lebensdauerermessungen dar.

3.1.1 Durchführung

Der nachfolgend beschriebene Versuch wurde am Argonne National Laboratory, USA durchgeführt. Von dem Argonne Tandem Linac (ATLAS) Beschleuniger (Abbildung 3.2) wurden Ni-58 Ionen mit der kinetischen Energie von 11,7 MeV/u zur Verfügung gestellt. Aufgrund von Erfahrungen aus einer früheren Strahlzeit zur Bestimmung von Lebensdauern von ($n = 2$) Zuständen [68] wurde der $2\ ^2S_{1/2}$ Zustand in H-ähnlichem Nickel mittels Elektroneneinfangs besetzt, indem nackte Ni^{28+} -Ionen mit einer dünnen Kohlenstoffolie ($10\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$) in Wechselwirkung treten. Der $2\ ^1S_0$ Zustand in He-ähnlichem Nickel wurde hingegen durch Anregung von Ni^{26+} -Ionen in der dünnen Kohlenstoffolie erzeugt. Der Zerfall der angeregten Zustände wurde mit Hilfe von drei lithiumgedrifteten Siliziumdetektoren, sog. Si(Li), beobachtet, die

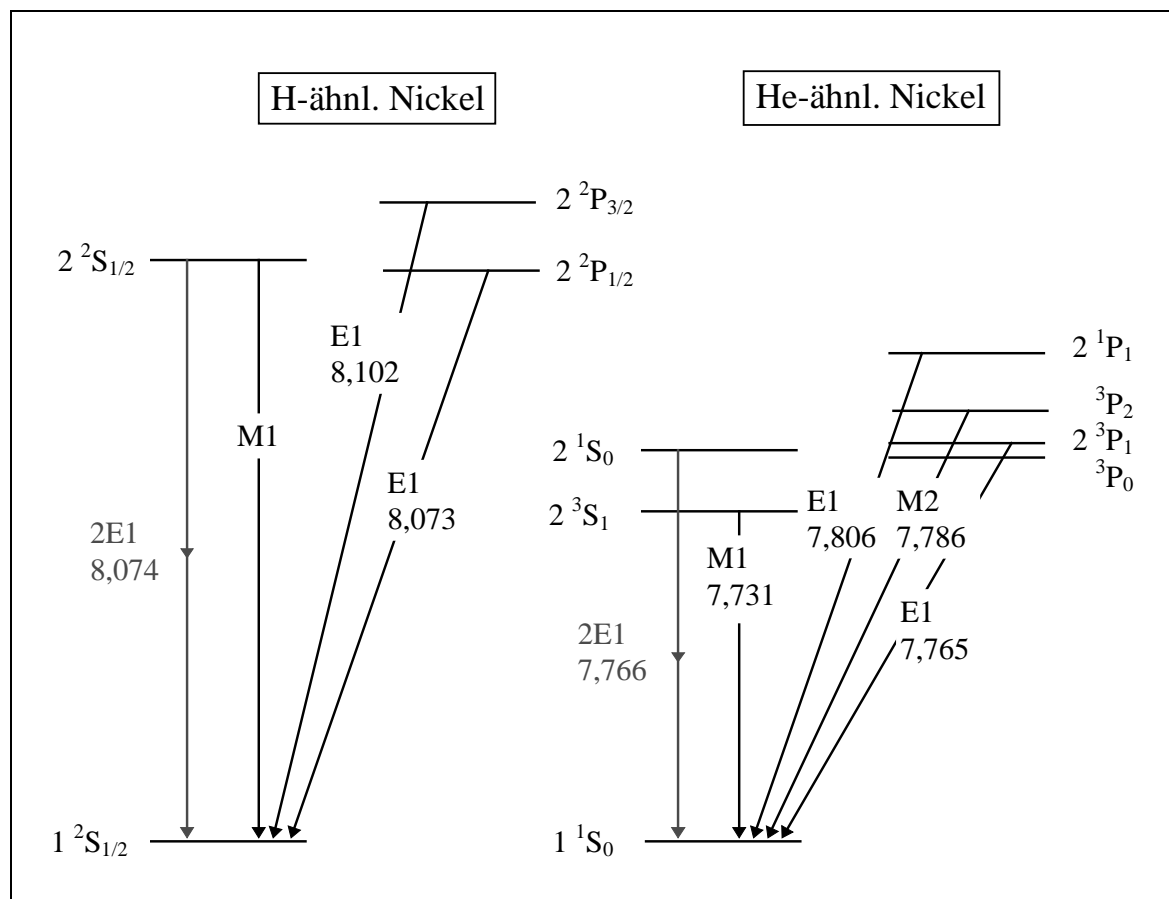


Abb. 3.1 Niedrigliegende Energieniveaus in H- und He-ähnlichen Nickelionen. Übergangsarten und Energien (in keV) sind Ref. [68] entnommen.

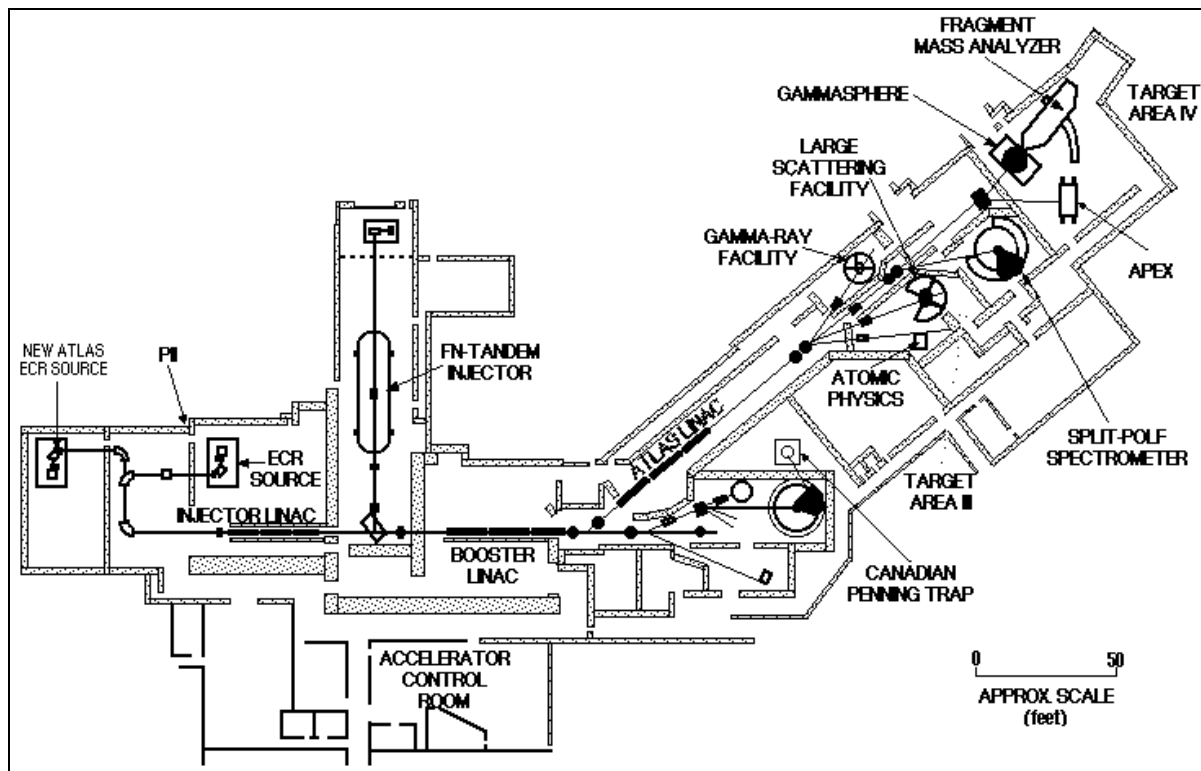


Abb. 3.2 Schematischer Aufbau der ATLAS Beschleunigeranlage

alle senkrecht zum Strahl montiert waren (siehe Abbildung 3.3). Diese Anordnung hat im wesentlichen zwei Vorteile. So sehen die zwei gegenüberliegenden Detektoren einen Winkel zwischen den Photonen von 180° ein, welcher gerade das Maximum der Winkelverteilung darstellt (siehe Kapitel 2). Zum anderen beträgt die durch den relativistischen Dopplereffekt bei einer Ionengeschwindigkeit von $0,157 c$ verursachte Energieverschiebung nur einen Faktor von 1,001. Somit entspricht die in den Detektoren gemessene Energie der Photonen fast derjenigen im bewegten Emittersystem. Die Abschirmungen aus Molybdän in der Targetkammer erfüllen zwei Aufgaben. Zum einen reduzieren sie den starken prompten Photonenfluß direkt von der Folie, der hauptsächlich durch erlaubte Dipolübergänge verursacht wird, zum anderen aber auch Sekundärstrahlung von einem anderen Detektor durch 'cross talk'.

In einem vorangegangenen Experiment zur Bestimmung der Spektralverteilung in heliumähnlichen Krypton [69] stellte die Bestimmung der energieabhängigen Effizienz des Detektionssystems den größten Beitrag zur Unsicherheit dar. Um die Genauigkeit weiter zu steigern, wurde hier der Zweiphotonenzerfall in H- und He-ähnlichem Nickel beobachtet, indem im-

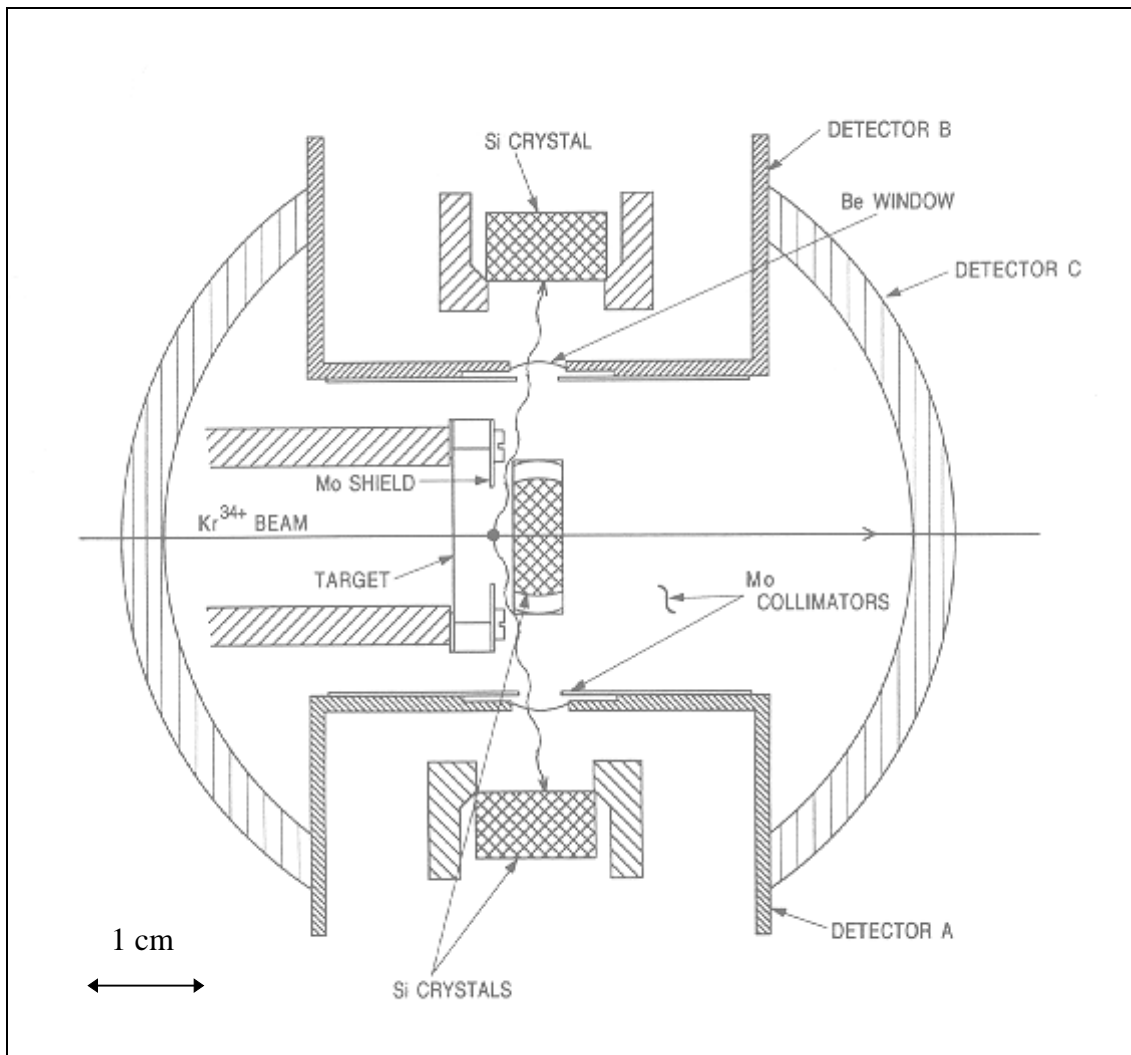


Abb. 3.2 Schematischer Versuchsaufbau zum Nachweis des 2E1-Zerfalles in H- und He-ähnlichem Nickel [9]

mer zwischen beiden Ionensorten gewechselt wurde. Da die Spektralverteilung des 2E1-Zerfalles in H-ähnlichen Nickel sehr genau theoretisch beschrieben werden kann, diente diese Messung als eine in-situ Kalibrierung des benutzten Detektorsystems für He-ähnliches Nickel.

3.1.2 Elektronische Datenaufnahme

Aufgrund der relativ kleinen Übergangsenergie der beobachteten 2E1-Zerfälle von ca. 8 keV ist vor allem bei Photonenenergien zwischen 0 und 2 keV der physikalisch besonders interessante Anstieg der Spektralverteilung zu erwarten. Um Photonen mit möglichst niedrigen Energien nachweisen zu können, wurde für jeden einzelnen Detektor das Ausgangssignal der Vorverstärker (VV) in drei verschiedenen elektronischen Zweigen verarbeitet (siehe Abbil-

derung 3.4, [9]). Das durch Pulsformung des Spektroskopieverstärkers (SV) mit einer Zeitkonstante von $6 \mu\text{s}$ entstandene Signal wird mit Hilfe eines Analog-Digital-Wandlers (ADC) zur Energiebestimmung verwendet. Das Signal eines 'langsamen' Zeitsignalverstärkers (LZV, Zeitkonstante $2 \mu\text{s}$) und das eines schnellen Zeitsignalverstärkers (SZV, Zeitkonstante $0,25 \mu\text{s}$) erzeugen über eine Koinzidenzschaltung das Zeitsignal des Detektors. Für den schnellen Zeitast liegt die Signalhöhe von Photonen mit Energien von kleiner 1 keV weit innerhalb des Rauschbandes, so daß hier die Signalrate aufgrund des elektronischen Rauschens auf mehrere Kilohertz stark ansteigt. In dem langsamen Zeitast hingegen ist die Signalhöhe von Photonen der gleichen Energie wegen der längeren Integrationszeit sehr viel größer als das Rauschen, so daß mit einem Diskriminator nur die Ereignisse durch Photonen herausgefiltert werden können. Somit kann die Auftreffzeit der Photonen mit dem schnellen Ast bestimmt werden, mit dem langsamen aber gleichzeitig die Ereignisse durch elektronisches Rauschen eliminiert werden. Mit Hilfe dieses Verfahrens konnten die Schwellen für die elektronische Koinzidenz auf ca. 800 eV gesetzt werden.

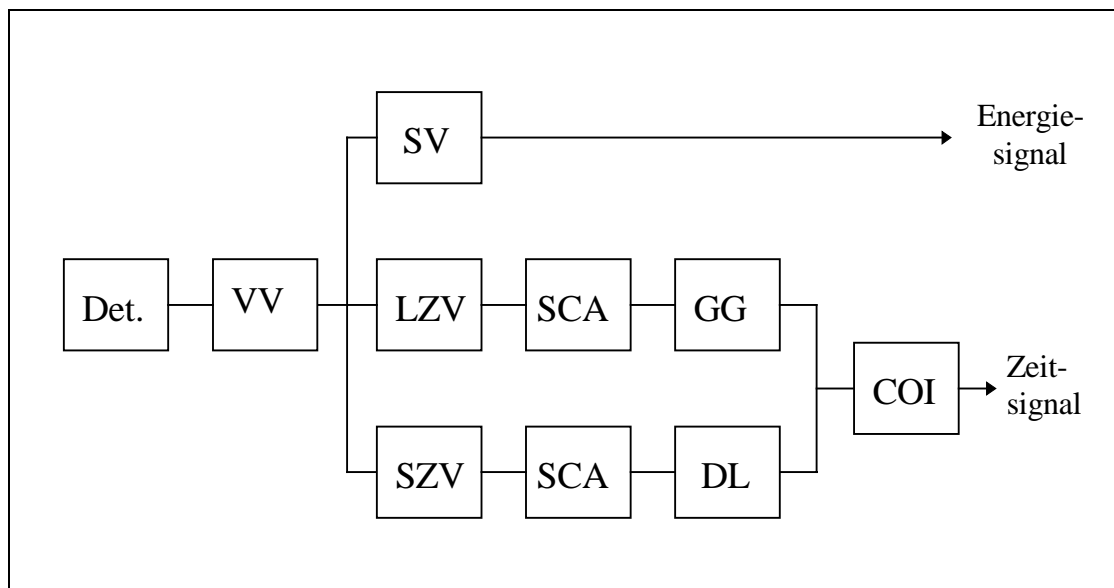


Abb. 3.4 Vereinfachte Darstellung eines Röntgenzweiges des zum Nachweis verwendeten elektronischen Aufbaus. Mittels schnellen Einkanaldiskriminatoren (SCA) werden logische (NIM-)Signale generiert, die von einem Gategenerator (GG) und Delay (DL) verarbeitet werden und die Eingänge einer Koinzidenz (COI) darstellen.

Die relativ lange Pulsformzeit der Spektroskopieverstärker wurde zur Optimierung der Energieauflösung gewählt. Bei einer hohen Rate von nachgewiesenen Photonen kann es zu einer Aufsummierung von zwei oder mehreren Ereignissen kommen, die während der Pulsverar-

beitungszeit des Detektors eintreffen. Um solche 'pileup' Ereignisse zu minimieren, werden alle Ereignisse, bei denen zwei Photonen einen Detektor innerhalb von 20 μs getroffen haben, mit einem 'flag' versehen, um in einer anschließenden Analyse verworfen zu werden.

Für die weitere Signalverarbeitung der drei Zweige wurde eine Standardkoinzidenztechnik verwendet. Als 'Koinzidenz' zum Start der Datenaufnahme wird das Auftreten von Zeitpulsen zweier Detektoren innerhalb einer Mikrosekunde angesehen. Für diese Ereignisse werden alle Meßparameter, vorrangig Zeit- und Energiesignale der Detektoren, auf Band geschrieben und mit Hilfe des Programmpaketes DAPHNE [70] ausgewertet.

3.1.3 Bestimmung der Detektoreigenschaften

Die Bestimmung der Nachweiseffizienz als Funktion der Energie ist in diesem Experiment von entscheidender Bedeutung. Eine Absolutkalibration der verwendeten Detektoren wurde schon für ein vorangegangenes Experiment zur Bestimmung des 2E1-Kontinuums in He-ähnlichen Krypton vorgenommen. Eine Beschreibung des Verfahrens kann der Referenz [9] entnommen werden. Die wichtigsten Eigenschaften sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

	Detektor A	Detektor B	Detektor C
Durchmesser (mm)	9,7	9,7	6,2
Aktive Dicke (mm)	5,33	5,15	5,27
Berylliumfenster (μm)	8 ± 2	8 ± 2	25,4
Goldkontakt (nm)	22 ± 3	18 ± 3	20
Silizium-Totschicht (μm)	$0,5 \pm 0,2$	$0,5 \pm 0,2$	0,1
Energieauflösung (eV @ 5,9 keV)	227	215	231

Tab. 3.1 Detektoreigenschaften [9]

Diese experimentell bestimmten Dicken von absorbierenden Schichten zwischen Quellvolumen der Strahlung und dem Nachweisort finden Eingang in die Beschreibung der spektralen Effizienz der verwendeten Detektoren.

3.2 Auswertung

Durch die Wechselwirkung mit dem Kohlenstofftarget werden eine Vielzahl von angeregten Zuständen im Nickelion besetzt, die vorrangig radiativ zerfallen. Daher treten in dem Einzelspektrum für das heliumähnliche Nickelion (Abbildung 3.5) verschiedene Strukturen auf. Bei

der Lebensdauer von 154 ps des $1s2s\ ^1S_0$ Zustandes ergibt sich mit der gewählten Ionengeschwindigkeit von $0,157c$ eine Zerfallslänge von ca. 7,2 mm. Zum Vergleich beträgt die Zerfallslänge für E1-Übergänge von $n = 2$ in den Grundzustand nur einige Mikrometer, da die entsprechenden Lebensdauern um einen Faktor 1000 kürzer sind. Positioniert man, wie im Experiment, den Detektormittelpunkt 7 mm strahlabwärts von der Folie, so kann man einen Beitrag von Zuständen mit Lebensdauern kleiner als 10 ps vernachlässigen. Die breite Linie bei 7,5 keV wird hauptsächlich durch M1-Strahlung aus dem Zustand $1s2s\ ^3S_1$ verursacht, da dieser die vergleichsweise lange Lebensdauer von einigen Nanosekunden und somit eine Zerfallslänge von ca. 107 mm besitzt. Ein weiterer Beitrag stammt von dem Zerfall des $1s2p\ ^3P_2$ Zustandes in den Grundzustand unter Aussendung eines M2-Photons. Aufgrund der Lebensdauer von 71 ps (entsprechend der Zerfallslänge von 3,4 mm) wird sich daher nur ein kleiner Teil der angeregten Ionen in diesem Zustand befinden, wenn sie in den Bereich der Detektoren kommen. Die Linien bei ca. 2 keV werden durch L-Strahlung hervorgerufen, unter anderem von der Molybdänabschirmung (Abbildung 3.2). Die energetische Separation der verschiedenen Übergänge liegt knapp unterhalb der Energieauflösung des verwendeten Detektors A, so daß diese nicht einzeln aufgelöst werden können. Deutlich ist die kontinuierliche 2E1-Verteilung im Energiebereich zwischen 2,5 keV und 6 keV zu erkennen.

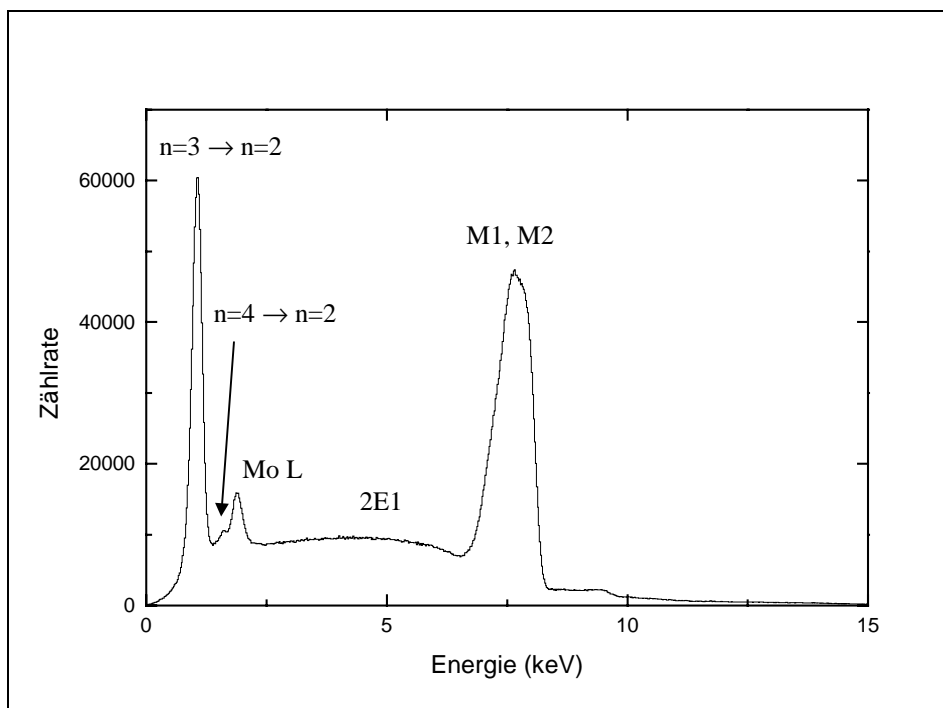


Abb. 3.5 Mit Detektor A aufgenommenes, totales Röntgenspektrum für den Zerfall des mit einem Kohlenstofftarget angeregten heliumähnlichen Nickelions

Um das Zweiphotonenkontinuum von anderen, viel intensitätsstärkeren Untergrundprozessen wie z.B. erlaubten E1-Übergängen unterscheiden zu können, wird eine Koinzidenztechnik verwendet. Abbildung 3.6 zeigt ein Zeitdifferenzspektrum für Koinzidenzen zwischen Detektor A und B. Der mit 'Prompt' bezeichnete Bereich entspricht Ereignissen vom gleichen Puls des Beschleunigers. Er besteht sowohl aus echten als auch aus zufälligen Koinzidenzen. Die Bereiche 'Random' entsprechen Koinzidenzen zwischen Photonen von verschiedenen Strahlpulsen. Die Pulsstruktur des Beschleunigers von 82,5 ns [69] ist klar bei den zufälligen Ereignissen zu erkennen.

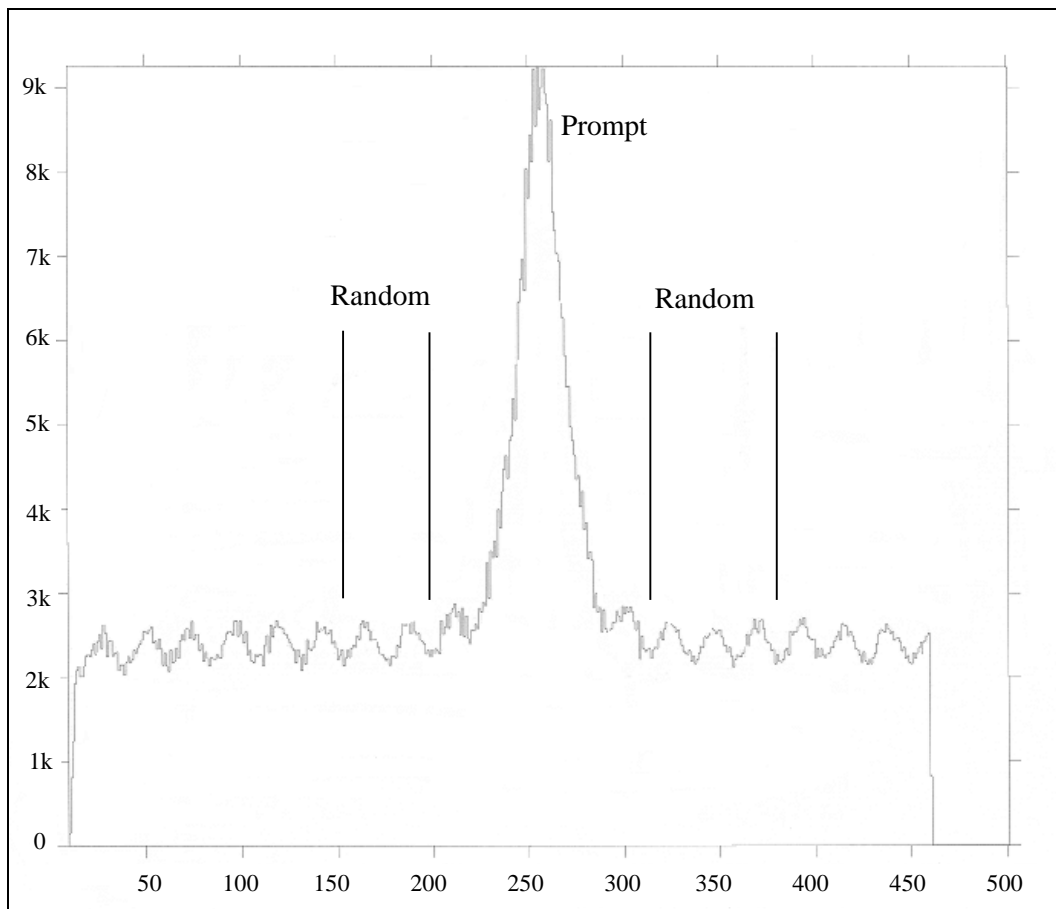


Abb. 3.6 Zeitdifferenzspektrum für Koinzidenzen zwischen Detektor A und B

Die in Abbildung 3.6 gezeigten Bereiche werden nachfolgend benutzt, um prompte und zufällige Ereignisse getrennt zu untersuchen. Eine wesentliche Signatur des 2E1-Zerfalles ist die konstante Summe der beiden Photonenenergien. Trägt man nun, wie in Abbildung 3.7, für echte Koinzidenzen die Energie eines Detektors (z.B. E_B) gegen die Summe der Energien bei-

der Detektoren ($E_A + E_B$) auf, so erkennt man deutlich die Senkrechte bei 8,07 keV, die der konstanten Übergangsenergie des 2E1-Überganges in H-ähnlichen Nickel entspricht.

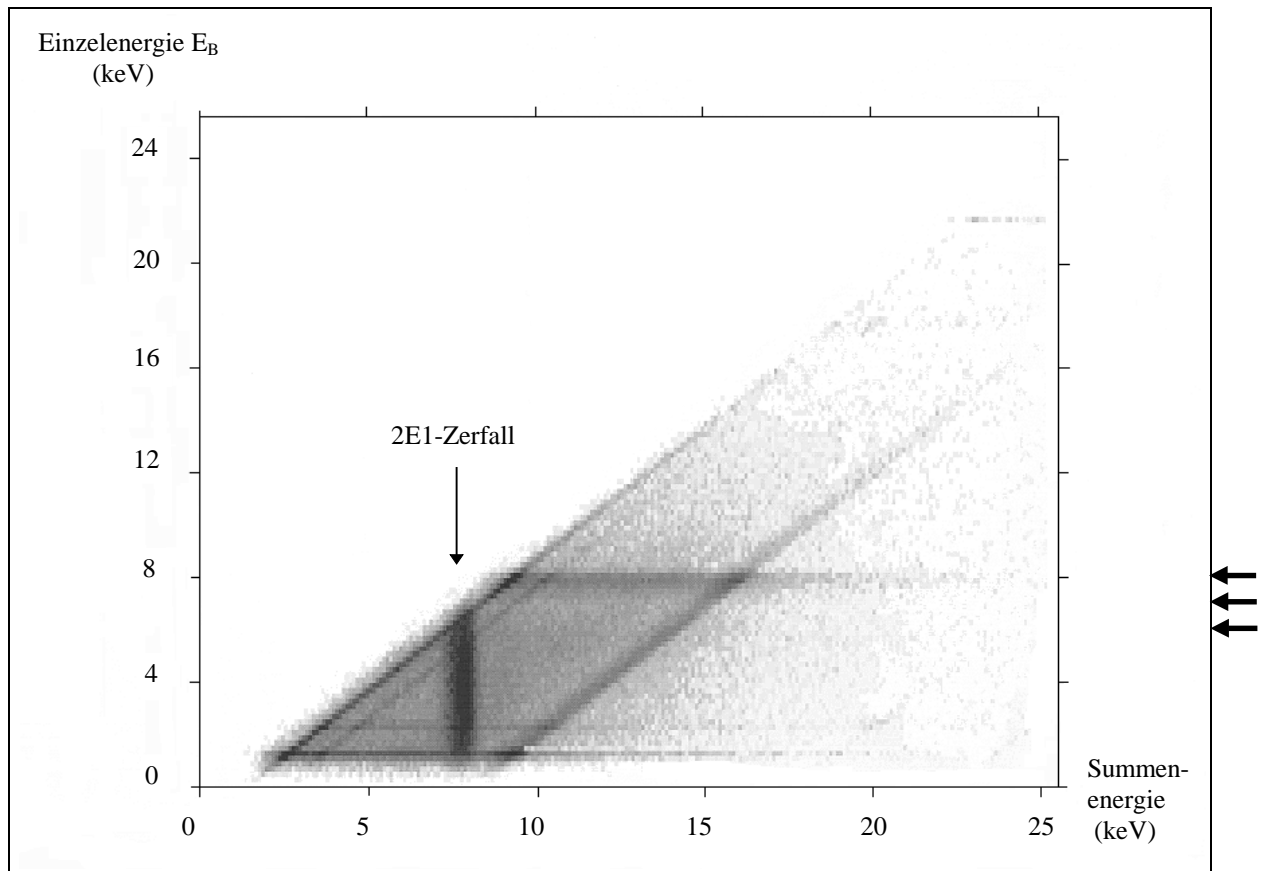


Abb. 3.7 Auftragung der Summenenergie gegen die Einzelenergie für echte Koinzidenzen zwischen Detektor A und B am Beispiel von H-ähnlichem Nickel. Die Pfeile geben drei exemplarische horizontale Schnitte der Breite 200 eV an, die in Abbildung 3.8 gezeigt werden.

Die anderen kontinuierlichen Strukturen (horizontale und diagonale Streifen) in Abbildung 3.7 werden durch Koinzidenzen zwischen Einphotonenübergängen in einem Detektor und einem Kontinuumsphoton im anderen Detektor verursacht. Diese Art der Auftragung besitzt für die Auswertung entscheidende Vorteile. Werden horizontale Streifen auf die Summenachse projiziert, so tragen diese dort nur zu einem linearen Untergrund bei, der durch eine Fitprozedur leicht abgetrennt werden kann. Die diagonalen Streifen ergeben im Summenspektrum 'laufende' Linien, je nachdem, bei welcher Energie auf die Summenachse projiziert wird, können diese auch die 2E1-Linie schneiden. Da man die Position in den verschiedenen Spektren berechnen kann und die Breite dieser laufenden Linien konstant bleibt, kann auch im Kreuz-

zungsbereich mit der 2E1-Linie der Anteil dieser Linien mit einem Fitprogramm bestimmt werden.

Um die gemessene Verteilung quantitativ auszuwerten, wurden in dem Diagramm horizontale Schnitte von je 200 eV Breite angefertigt. Einige beispielhafte Spektren sind in Abbildung 3.8 dargestellt.

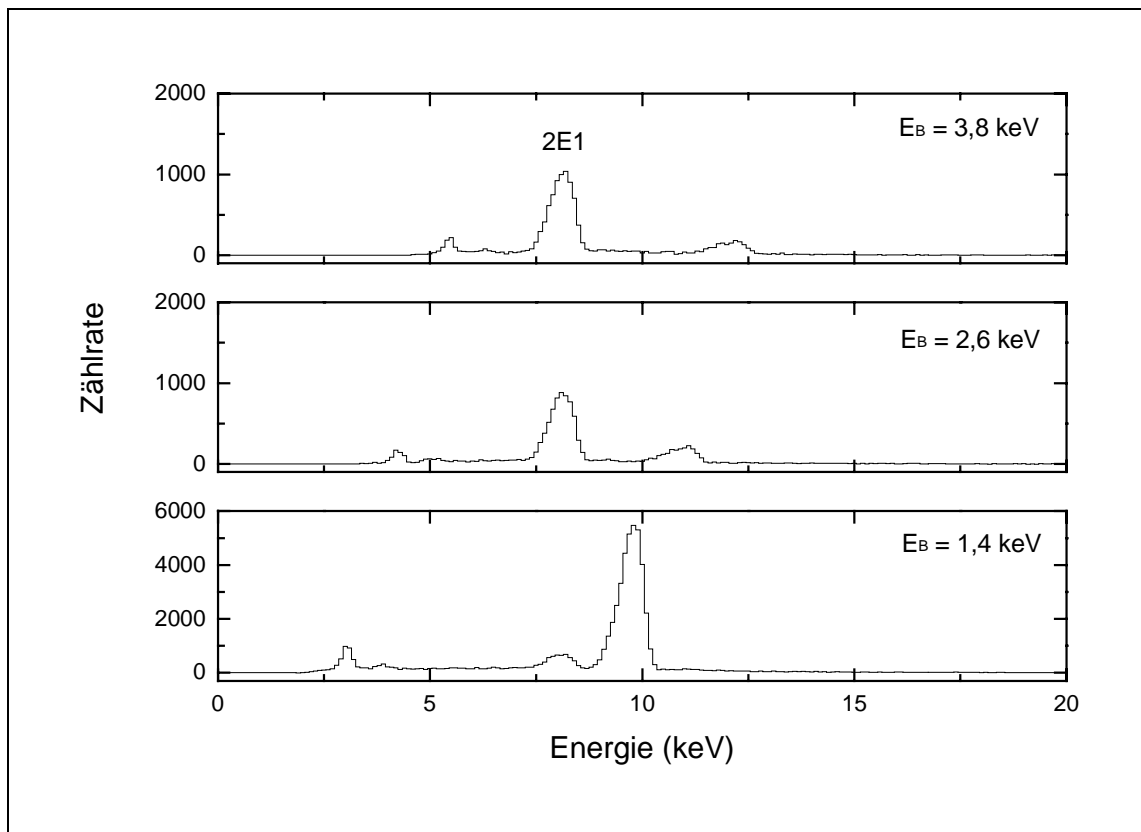


Abb. 3.8 Projizierte Summenspektren für verschiedene Energien E_B .

Anschließend wurden in diesen Spektren die 2E1-Linie mit einer Methode der kleinsten Fehlerquadrate an ein Gaußprofil mit linearem Untergrund angefitet, wobei die bekannte Linienposition festgehalten wird.

3.3 Simulation

Um einen Vergleich zwischen theoretischen Berechnungen von Drake [34] und dem früheren Experiment [9] zur Bestimmung des Zweiphotonenkontinuums in He-ähnlichen Krypton zu ermöglichen, wurde von E.P. Kanter ein Monte-Carlo-Simulationsprogramm [71] entwickelt. Für den Zerfallsort des 2E1-Übergangs in der Targetkammer wird in Strahlrichtung ein expo-

nentieller Abfall mit Abstand zur Folie angenommen, der von der Lebensdauer und der Strahlgeschwindigkeit abhängt. In transversaler Richtung wird eine Gaußverteilung des Strahls berücksichtigt. Dem ersten Photon wird eine beliebige Richtung im Raum und eine Energie gemäß einer theoretischen Verteilung [34] zugewiesen. Das zweite Photon wird nach einer $(1 + \cos^2\theta)$ -Winkelverteilung in Bezug auf das erste Photon ausgesendet, die Energie wird so gewählt, daß die Energieerhaltung des 2E1-Übergangs gewahrt bleibt. Als nächster Schritt wird überprüft, ob beide Photonen die Detektoren erreichen. Falls dies der Fall ist, werden die Energien der Photonen dopplerkorrigiert und geprüft, ob sie auch nachgewiesen werden aufgrund spektraler Nachweiswahrscheinlichkeit und elektronischer Effizienz. Ein vom 2E1-Zerfall unabhängiger Test des Simulationsprogramms wurde anhand des M1-Übergangs vom 2^3S_1 Zustand in den Grundzustand durchgeführt [69]. Die Untersuchung des Linienprofils für diesen Übergang stellt einen Test für die Bestimmung der Experimentparameter dar. Hierbei konnte eine weitestgehende Übereinstimmung mit den experimentellen Daten gezeigt werden, so daß man von Korrektheit des Monte-Carlo-Programmes und der Eingabeparameter ausgehen kann.

3.4 Fehlerbestimmung

3.4.1 Statistische Unsicherheiten

Bei der Bestimmung der Intensität der 2E1-Linie müssen Unsicherheiten aufgrund der Statistik berücksichtigt werden. Die wichtigsten Beiträge stammen von der statistischen Unsicherheit der 2E1-Linie im prompten und zufälligen Koinzidenzspektrum, aus denen die uns interessierende Linie im wahren Koinzidenzspektrum erzeugt wird. Die Unsicherheiten in der Bestimmung des linearen Untergrundes innerhalb dieses echten Koinzidenzspektrums tragen nur zu einem kleinen Teil bei. Typischerweise bestimmen sich die statistischen Unsicherheiten in den untersuchten 2E1-Verteilungen zu ein bis fünf Prozent.

3.4.2 Beimischungen der jeweils anderen Ionensorte

Um den Anteil der Spektralverteilung des 2E1-Prozesses in H-ähnlichem Nickel von dem des He-ähnlichen zu unterscheiden, wurde eine Monte-Carlo-Simulation des Summenenergiespektrums für beide Ionensorten durchgeführt. Durch Eingabe der experimentellen Gegebenheiten

(Geometrie des Experiments, Strahlenergie, etc.) wird die Linienform und -position des 2E1-Übergangs für die jeweilige Ionensorte bestimmt. Mit Hilfe einer multiplen linearen Regression werden die Linienprofile von H- und He-ähnlichem Nickel an das experimentelle Summenspektrum der verschiedenen Durchläufe angefügt. Als Ergebnis läßt sich feststellen, daß in unserem Experiment die Beimischung der jeweils 'falschen' Ionensorte zur Spektralverteilung der zu untersuchenden Ionensorte kleiner als drei Prozent beträgt. Aufgrund der Kleinheit der Beimischung wurden die projizierten Summenspektren immer nur für eine Ionensorte ausgewertet, die dadurch entstehende Unsicherheit aber in der Fehlerrechnung berücksichtigt.

3.5 Ergebnisse und Diskussion

Nachfolgend sollen die Ergebnisse erster Untersuchungen der Energieverteilung des Zweiphotonenzerfalles in einem Ion mit mittlerer Kernladungszahl sowohl für die wasserstoff- als auch heliumähnliche Spezies vorgestellt werden.

3.5.1 Spektralverteilung des H-ähnlichen Nickel

Das Ergebnis einer experimentellen Bestimmung des 2E1-Zerfalles des $2^2S_{1/2}$ Zustandes in H-ähnlichem Nickel ist in Abbildung 3.9 zu sehen. Ebenfalls dargestellt ist die Simulation des durchgeführten Experimentes auf Grundlage der theoretischen Energieverteilung nach Parpia und Johnson [20], die das Problem in der Berechnung von Gleichung 2.1 mit einem relativistischen Ansatz lösten.

Die Übereinstimmung der experimentellen Daten mit der Simulation ist augenfällig. Die relative Abweichung zwischen Simulation und Experiment beträgt für alle Datenpunkte nur wenige Prozent. Wie schon Dunford et al. [72] in ihren Lebensdauermessungen des $2^2S_{1/2}$ Zustandes gezeigt haben, ist zur korrekten theoretischen Beschreibung ein relativistischer Ansatz notwendig. Deren experimentell bestimmte Lebensdauer von $217,1 \pm 1,8$ ps bestätigt im Rahmen der Fehlergenauigkeit nur den Wert 215,45 ps der relativistischen Rechnung von Parpia und Johnson [20]. Die Lebensdauer von 212,34 ps einer nichtrelativistischen Rechnung [29] kann nur innerhalb eines experimentellen Fehlers von 3σ reproduziert werden.

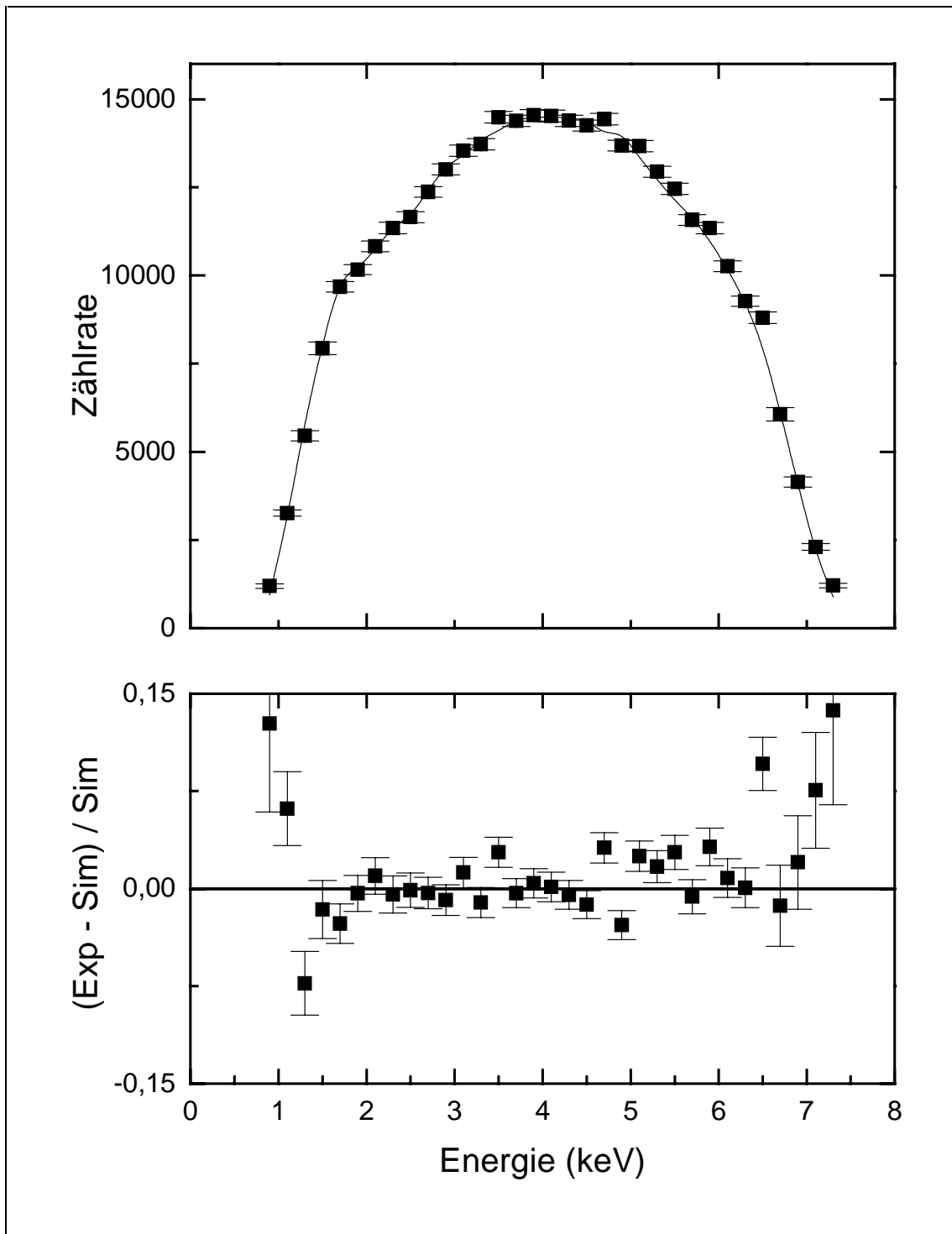


Abb. 3.9 Oben: Gemessene Energieverteilung der Photonen aus dem 2E1-Zerfall des $2^2S_{1/2}$ Zustandes in H-ähnlichem Nickel im Vergleich zur Simulation (durchgezogene Linie) auf Grundlage einer relativistischen Rechnung von [20]. Unten: Residuenquotient (Experiment - Simulation) / Simulation.

Somit verdeutlicht auch diese Messung, daß der 2E1-Zerfall aus dem $2^2S_{1/2}$ Zustandes in H-ähnlichem Nickel gut mit einem relativistischen Ansatz von Parpia und Johnson [20] zur Lösung von Gleichung 2.1 in Kapitel 2 beschrieben werden kann. Zusammen mit den Lebensdauer-messungen läßt sich feststellen, daß für H-ähnliches Nickel trotz der relativ kleinen Kernladungszahl $Z = 28$ ein relativistischer Ansatz gewählt werden muß.

3.5.2 Spektralverteilung des He-ähnlichen Nickel

Ein zweites Ziel der Strahlzeit am ATLAS-Beschleuniger war die Bestimmung der Energieverteilung der Photonen aus dem 2E1-Zerfall des $1s2s^1S_0$ Zustandes in He-ähnlichem Nickel. Ein relativistischer Ansatz zur Lösung von Gleichung 2.1 von Derevianko und Johnson [13] zeigt für Kernladungszahlen $Z < 30$ nur marginale Abweichungen zu den Ergebnissen der nichtrelativistischen Rechnung von Drake [34]. Daher ist es bei der erreichten experimentellen Genauigkeit nicht entscheidend, welche Energieverteilung einer Simulation zugrunde gelegt wird. Aus diesem Grund werden im weiteren Verlauf die experimentellen Daten mit einer Simulation auf Basis der nichtrelativistischen Rechnung von Drake in Abbildung 3.10 verglichen.

Die Situation, daß relativistische und nichtrelativistische Rechnung fast völlig identische Ergebnisse für die Energieverteilung der 2E1-Photonen liefern, ist eine Besonderheit für He-ähnliche Ionen im Bereich der Kernladungszahlen um $Z \approx 30$. Dies ändert sich grundlegend bei schweren, heliumähnlichen Systemen wie Gold (Kapitel 4), die stark durch relativistische Effekte beeinflußt werden. Daher kann dort nur ein relativistischer Ansatz den Prozeß der Zweiphotonenemission korrekt beschreiben.

Die Übereinstimmung der experimentellen Werte mit der Simulation auf Basis einer nichtrelativistischen Rechnung von Drake ist sehr gut. Auch in Verbindung mit dem früher durchgeführten Kryptonexperiment [69] kann man die theoretische Vorhersage des Ansteigens der Intensität in den Flanken der Verteilung im mittleren Z -Bereich als bestätigt ansehen. Die Elektron-Elektron-Wechselwirkung in He-ähnlichen Ionen gibt somit Anlaß zu einer im Vergleich zu H-ähnlichen Ionen anderen Abhängigkeit der Spektralverteilung von der Kernladungszahl Z .

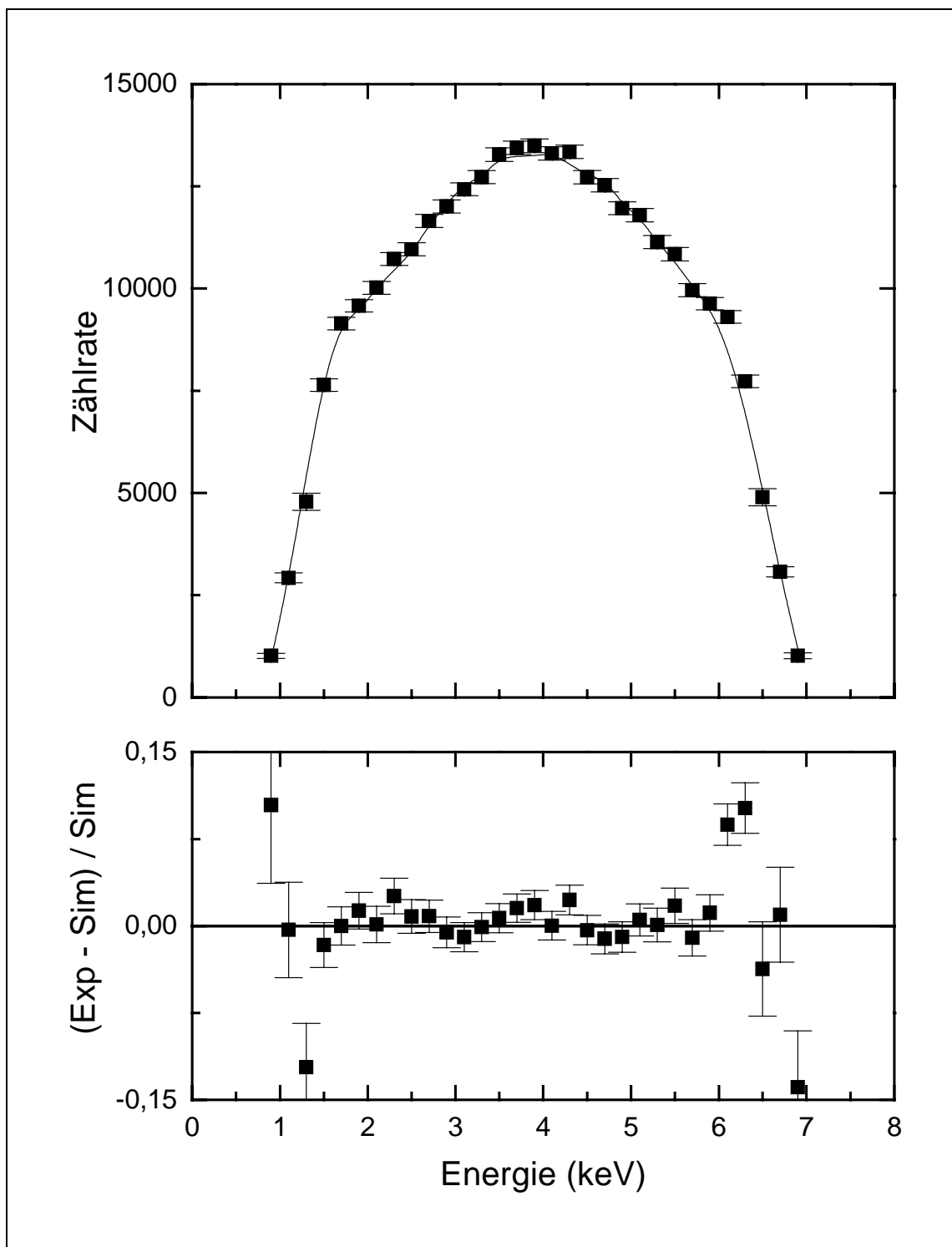


Abb. 3.10 Oben: Gemessene Energieverteilung der Photonen aus dem 2E1-Zerfall des $1s2s$ 1S_0 Zustandes in He-ähnlichem Nickel im Vergleich zur Simulation (durchgezogene Linie) auf Grundlage einer nichtrelativistischen Rechnung von Ref. [34]. Unten: Residuenquotient (Experiment - Simulation) / Simulation.

Wie Derevianko und Johnson in ihren Rechnungen zeigen, ist die Breite der Energieverteilung des 2E1-Zerfalles aus dem 2^1S_0 Zustand stark abhängig von der Kernladungszahl Z [13]. Die vollen Breiten bei halbem Maximum (FWHM) variieren zwischen 0,70 und 0,83. Für Nickel wird ein Wert von 0,82 angegeben. Im Experiment verändert jedoch die Nachweiseffizienz der Detektoren die Energieverteilung vor allem in den Flanken; dort reduziert sie die gemessene gegenüber der theoretisch zu erwartenden Intensität. Dies führt insgesamt zu einer kleineren Breite der experimentell bestimmten Energieverteilung. In der experimentellen Verteilung von Abbildung 3.10 wird deshalb die volle Breite bei halbem Maximum zu $0,63 \pm 0,04$ bestimmt. Dieses Ergebnis unterstreicht damit die Wichtigkeit einer präzisen Bestimmung der Detektoreffizienz als Funktion der Photonenenergie für das durchgeführte Experiment.

3.5.3 Bestimmung des Matrixelementes $|M_n|^2$

Obwohl der Vergleich der experimentellen Daten mit den Monte-Carlo-Simulationen in beiden untersuchten Fällen gute Übereinstimmung zeigt, ist diese Methode von einer (separaten) Effizienzbestimmung der verwendeten Detektoren abhängig. Für ein vorangegangenes Experiment zur Bestimmung der Energieverteilung des 2E1-Zerfalles in heliumähnlichen Krypton [9] war gerade diese Unsicherheit in der Effizienzbestimmung der limitierende Faktor für die Aussagekraft des Experiments.

Um die Unsicherheiten zu minimieren, wurde, wie in Kapitel 3.1.1 erwähnt, während der Strahlzeit abwechselnd der Zweiphotonenzerfall sowohl in H- als auch He-ähnlichem Nickel beobachtet. Da die Spektralverteilung des 2E1-Zerfalles in H-ähnlichem Nickel sehr präzise theoretisch beschrieben werden kann, dient diese Messung als eine in-situ Kalibration des verwendeten Detektorsystems. Aus einem Vergleich der experimentell bestimmten mit der theoretisch zu erwartenden Energieverteilung läßt sich die Gesamteffizienz des Detektorsystems als Funktion der Photonenenergie bestimmen. Nachfolgend können die experimentellen Daten für He-ähnliches Nickel um diese Gesamteffizienz korrigiert werden, so daß es sich somit um eine modellunabhängige Bestimmung der 2E1-Energieverteilung von He-ähnlichem Nickel handelt. Im Gegensatz zu Kapitel 3.5.2 wurde bei dieser Methode der Auswertung kein Modell für den 2E1-Zerfall in He-ähnlichen Ionen vorgegeben. In Abbildung 3.11 sind die Ergebnisse dieser Prozedur als Funktion der auf die Übergangsenergie normierten Photonenenergie $f = \hbar\omega / \Delta E_{2E1}$ dargestellt. Nach einem Vorschlag von Dunford wurden diese Da-

ten durch einen Faktor f ($1-f$) dividiert, dieser entspricht dem Faktor $\omega_1\omega_2$ aus Gleichung (2.1) in Kapitel 2, so daß sie bis auf eine multiplikative Konstante proportional zum Matrixelement $|M_{fi}|^2$ des Zweiphotonenzerfalles sind. Zum Vergleich sind die theoretischen Verteilungen für He-ähnliches Nickel nach Drake [34] (gestrichene Linie) und Derevianko und Johnson [13] (durchgezogene Linie) sowie die Verteilung für Helium [13] (strichpunktierte Linie) in das Diagramm eingetragen. Da die theoretischen Energieverteilungen symmetrisch um den Mittelpunkt ($f = 0,5$) sind, wird in der folgenden Abbildung nur die untere Hälfte der Verteilung dargestellt.

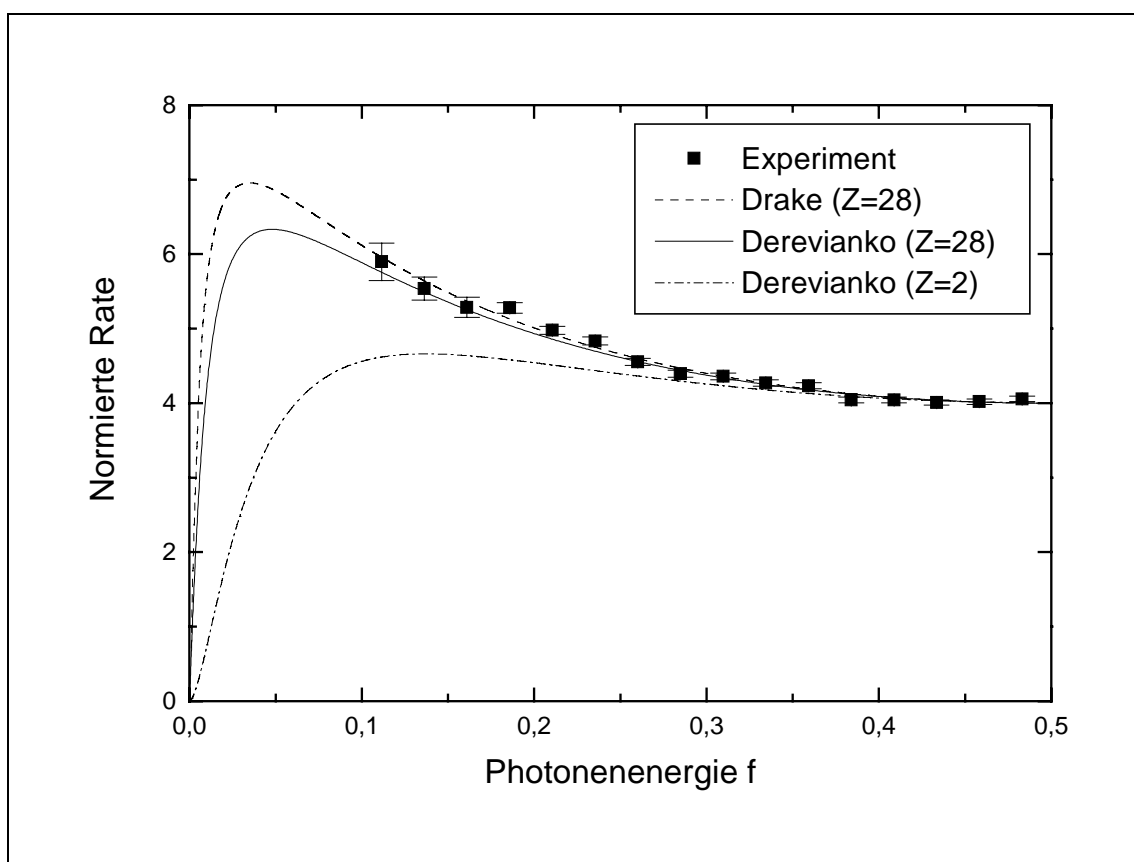


Abb. 3.11 Normierte Rate des 2E1-Zerfalls als Funktion der Photonenergie f . Die Daten für He-ähnliches Nickel werden mit verschiedenen theoretischen Vorhersagen verglichen. Erläuterungen siehe Text.

Wie schon aus Abbildung 2.5 abgeleitet werden kann, zeigt die theoretische Kurve für He-ähnliches Nickel in Abbildung 3.11 einen Anstieg der Verteilung bei kleinen Photonenergien, während die Verteilung für Helium viel flacher verläuft. Die experimentell gewonnenen Daten für Nickel bestätigen sowohl die nichtrelativistische Rechnung von Drake [34] als auch

die relativistische Rechnung nach Derevianko [13] für He-ähnliches Nickel. Speziell konnte in diesem Experiment der Anstieg der Verteilung für kleinere Photonenenergien ($f < 0,3$) klar nachgewiesen werden. Dieses Verhalten konnte schon in einem früheren Kryptonexperiment [9] gezeigt werden, war dort aber aufgrund von größeren experimentellen Unsicherheiten nicht so signifikant. Daher stellt dieses Experiment zur Bestimmung der Energieverteilung des 2E1-Zerfalles in heliumähnlichen Nickel den strengsten Test der theoretischen Vorhersagen dar.

Um relativistische Korrekturen beim Zweiphotonenzerfall in heliumähnlichen Ionen zu testen, werden die experimentellen Daten für Nickel mit relativistischen Rechnungen von Derevianko [13] für heliumähnliches Nickel ($Z = 28$) bzw. Gold ($Z = 79$) verglichen, siehe Abbildung 3.12. Im Gegensatz zum mittleren Z -Bereich, wo sowohl Elektron-Elektron-Wechselwirkung als auch relativistische Effekte den 2E1-Zerfall beeinflussen, sind für sehr schwere System nur die relativistischen Effekte wichtig.

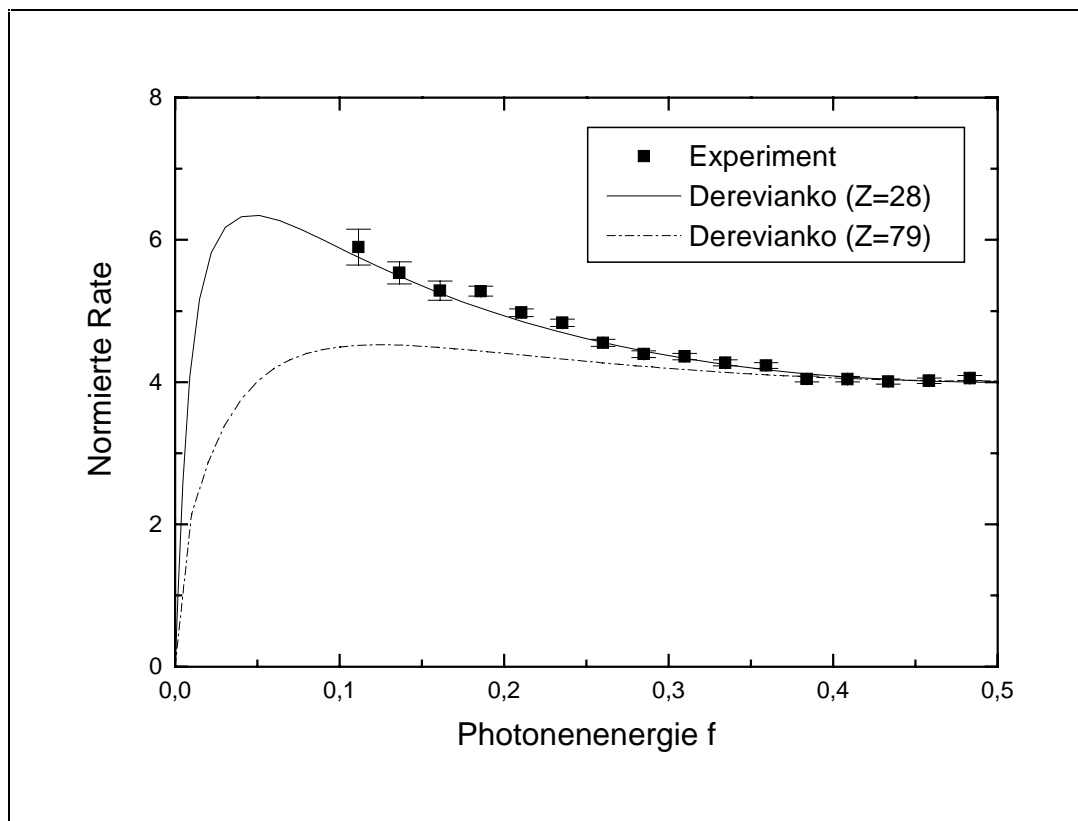


Abb. 3.12 Normierte Rate des 2E1-Zerfalles als Funktion der Photonenenergie f . Die experimentellen Daten für He-ähnliches Nickel werden mit relativistischen Rechnungen von Derevianko [13] für Nickel bzw. Gold verglichen.

Wie Abbildung 3.12 zu entnehmen ist, heben sich die Energieverteilungen für He-ähnliches Nickel und Gold voneinander ab. Vor allem für Energien $f < 0,3$ ist dieser Unterschied signifikant und wird von den Meßdaten widergegeben. Für die niedrigste gemessene Energie unterscheidet sich der experimentelle Wert um mehr als 10σ von den theoretischen Vorhersagen für He-ähnliches Gold. Die Abbildungen 3.11 und 3.12 zeigen sehr schön die Wichtigkeit der Berücksichtigung sowohl der Elektron-Elektron-Wechselwirkung als auch der relativistischen Effekte bei der Berechnung der Energieverteilung der Photonen aus dem 2E1-Prozeß. Liegen beide Effekte einzeln vor (niedriges bzw. hohes Z), so haben sie eine Verschmälerung der Energieverteilung (FWHM) zur Folge.

3.6 Nachbemerungen

Vor diesem Experiment lag für mittelschwere Ionen nur eine einzige genaue Bestimmung der Spektralverteilung des Zweiphotonenzerfalles in He-ähnlichen Systemen (Krypton) vor [9]. Die dort gefundene gute Übereinstimmung der experimentellen Ergebnisse mit theoretischen Vorhersagen von Drake [34] konnte nun auch für den Zweiphotonenzerfall in He-ähnlichem Nickel bestätigt werden. Insbesondere muß an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, daß die Bestimmung der Spektralverteilung in H-ähnlichem Nickel die erste ihrer Art für mittelschwere Ionen mittels 'beam foil spectroscopy' darstellt.

Die gute Reproduktion der experimentellen Ergebnisse für die Energieverteilung des Zweiphotonenüberganges in den beiden Ionensorten durch die Simulationen zeigt, daß in diesem Bereich der Kernladungszahl gute theoretische Modelle zur Beschreibung des Prozesses existieren. Für eine Entscheidung zwischen bezüglich der Kernladungszahl verschiedenen Verteilungen reicht meist die Sensitivität der Experimente nicht aus, da eine Messung in den physikalisch interessanten 'Rand'bereichen dieser Verteilungen wegen der stark abfallenden Nachweiseffizienzen der verwendeten Halbleiterdetektoren sich äußerst schwierig gestaltet.

Ein weiterer Hinderungsgrund für eine Steigerung der Genauigkeit ist aber auch in der Anwendung der Simulation zu sehen. Eingangsparameter wie Strahlgeschwindigkeit und geometrische Abstände lassen sich mit ausreichender Präzision bestimmen. Als Hauptbeitrag zur Unsicherheit der Simulation ist vor allem die Bestimmung der Nachweiseffizienz der verwendeten Detektoren zu nennen. Vor allem sei hier auf das generelle Problem der Bildung einer Eisschicht auf dem Halbleiterkristall eines stickstoffgekühlten Detektors hingewiesen, wel-

ches vor allem den Nachweis von Photonen niedriger Energie stark beeinflusst. Wie Messungen von Hansen et al. [73] gezeigt haben, kann sich die Nachweiseffizienz von Halbleiterdetektoren über den Verlauf von Monaten relativ stark ändern. Als Hauptursache hierfür wird vor allem die Bildung einer solchen Eisschicht angesehen, die nicht notwendigerweise (zeitlich) konstant bleiben muß. Somit kann selbst mit verfeinerten Methoden in der Bestimmung der einzelnen absorbierenden Schichten die Unsicherheit der Effizienzbestimmung nicht verringert werden, da diese eine Zeitabhängigkeit beinhaltet.

Ein wesentlicher Schritt bei der Verringerung der Unsicherheiten konnte mit einer Vergleichsmessung des Zweiphotonenzerfalles von H- und He-ähnlichem Nickel erreicht werden. Hiermit konnte die Sensivität bezüglich der Veränderungen in der Energieverteilung erheblich gesteigert werden. Die Bestimmung der Energieverteilung des 2E1-Zerfalles in heliumähnlichem Nickel stellt die bisher genaueste Überprüfung theoretischer Vorhersagen für die Energieverteilung des 2E1-Zerfalles in heliumähnlichen Ionen dar. Von besonderer Wichtigkeit ist weiterhin, daß für die Ableitung der experimentellen Ergebnisse auf kein Modell für die Energieverteilung der beiden ausgesendeten Photonen zurückgegriffen werden mußte.

Trotz der Eleganz der oben beschriebenen Vergleichsmethode ist dieses Verfahren nur für mittelschwere Ionen geeignet, da für Kernladungszahlen $Z > 50$ der M1-Zerfall aus dem $2^2S_{1/2}$ Zustand dominiert. Das Verzweigungsverhältnis für den 2E1-Prozeß wird immer kleiner, so daß aus diesem Grund von dieser Art der in-situ Kalibration abgesehen werden muß. Dies gilt auch speziell im Hinblick auf den Zweiphotonenzerfall in heliumähnlichem Gold.

4. Der 2E1-Zerfall in heliumähnlichem Gold

4.1 Vorbemerkungen

Nachdem in Kapitel 3 eine gute Übereinstimmung zwischen der experimentellen und theoretischen Energieverteilung des Zweiphotonenzerfalles in heliumähnlichem Nickel gezeigt werden konnte, sollen nun Systeme mit größerer Kernladungszahl Z untersucht werden. In den sehr starken Zentralfeldern dieser schweren Systeme spielen die relativistischen Effekte eine entscheidende Rolle für die Atomstruktur, so daß deren Einfluß auf die Spektralverteilung des Zweiphotonenzerfalles dort am ehesten nachgewiesen werden kann. Ein geeignetes System ist z.B. Gold mit einer Kernladungszahl $Z = 79$ (siehe Abbildung 4.1).

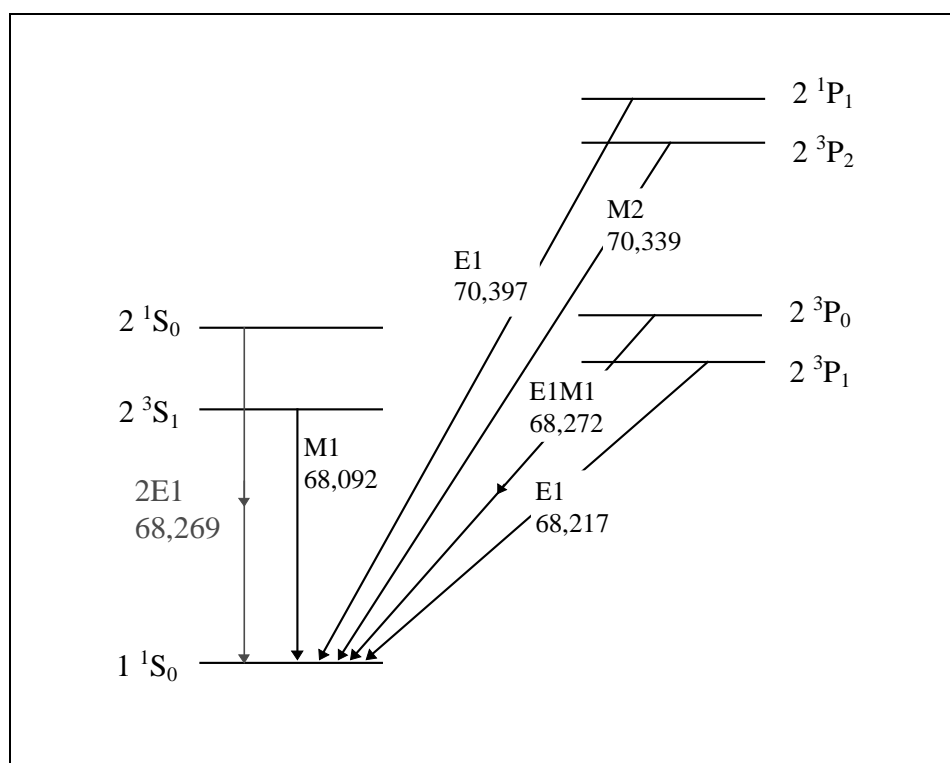


Abb. 4.1 Niedrigliegende Energieniveaus und deren Zerfallskanäle in den Grundzustand für heliumähnliches Gold [74]. Alle Energien in keV.

Die Messung wird ähnlich wie in Kapitel 3 als klassisches Beam-Foil-Experiment durchgeführt. Aufgrund der hohen Kernladung liegen die mittleren Zerfallsdauern für E1-Übergänge im Bereich von 10^{-16} Sekunden. Selbst der Ausgangszustand $1s2s\ ^1S_0$ des 2E1-Zerfalles als Übergang höherer Ordnung besitzt in heliumähnlichen Gold nur eine Lebensdauer von ca. 0,32 ps [75]. Bei einer typischen Geschwindigkeit von ca. 40 Prozent der Lichtgeschwindig-

keit ergibt dies eine Zerfallslänge von nur einigen Mikrometern. Um den Zweiphotonenzerfall mit einem ähnlichen Versuchsaufbau wie in Kapitel 3 beobachten zu können, müssen die Detektoren somit direkt auf das Festkörpertarget gerichtet werden, so daß sämtliche Strahlung von diesem nachgewiesen wird. Daher gewinnt der Besetzungsmechanismus eine entscheidende Bedeutung, da dieser möglichst selektiv den Ausgangszustand $1s2s\ ^1S_0$ bevölkern soll.

4.2 Besetzungsmechanismus des $2\ ^1S_0$ Zustandes

Für eine Besetzung kommen nur die in Kapitel 2.4 diskutierten Stoßprozesse in Frage:

Resonant Transfer and Excitation (RTE), Radiative Electron Capture (REC),
Nonradiative Capture (NRC) und Anregung (EXC).

Nach RTE eines wasserstoff(!)ähnlichen Goldions liegt jeweils ein doppeltangeregter Elektronenzustand vor, der zu Hypersatellitenzuständen führt, die teilweise in den Ausgangszustand $1s2s\ ^1S_0$ des Zweiphotonenzerfalles relaxieren. Eine systematische Schwierigkeit für die Analyse der Meßdaten bei Vorliegen einer RTE-Resonanz soll am Beispiel der KLL-RTE in wasserstoffähnlichen Ionen kurz erläutert werden. Um ein Elektron resonant aus der K- in die L-Schale anzuheben, dies entspricht gerade der Energie eines Ly- α Photons ($K\alpha$ für entsprechende Mehrelektronensysteme), muß folgende Bedingung für die kinetische Energie E_{kin} der Ionen erfüllt sein:

$$E_{\text{kin}} + E_L = K\alpha = E_K - E_L \quad (4.1)$$

Diese Energiebedingung (4.1) hat aber in Bezug auf den strahlenden Einfang eines Elektrons (REC) weitreichende Konsequenzen, da alle Einfangprozesse in höhere Zustände des Ions mit nachfolgendem radiativen Zerfall in die L-Schale auch die Bedingung der Energie eines $K\alpha$ -Photons erfüllt (siehe Abbildung 4.2):

$$(M\text{-REC} + L\alpha) = (N\text{-REC} + L\beta) = \dots = (\infty\text{-REC} + L\infty) = K\alpha \quad (4.2)$$

Andererseits entspricht die Summenenergie der beiden Photonen ($E_1 + E_2$) des 2E1-Prozesses aber ungefähr der Energie eines $K\alpha$ -Photons.

$$E_1 + E_2 \approx K\alpha \quad (4.3)$$

Selektiert man in der Analyse der Experimentdaten alle Zweiphotonenereignisse, deren Summenenergie der Energie eines $K\alpha$ -Photons entspricht, so überlagern alle Kaskadenstrukturen der Art (n-REC + L-n-Strahlung) den zu untersuchenden 2E1-Prozeß, was eine Auswertung in

bestimmten Energiebereichen sehr schwierig gestaltet. Daher wird von einer Besetzung des $1s2s\ ^1S_0$ Ausgangszustandes des 2E1-Prozesses mittels RTE abgesehen.

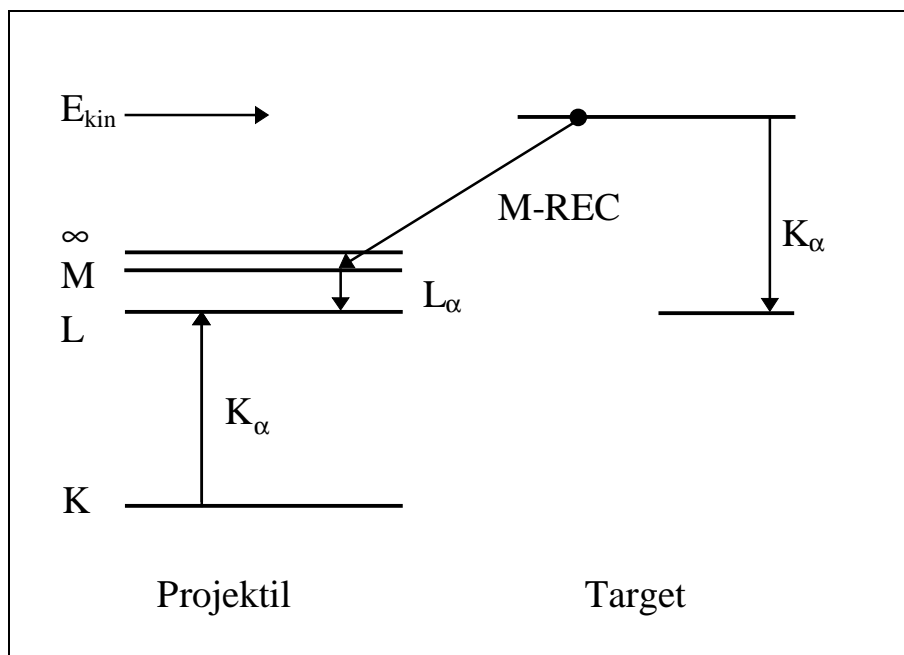


Abb. 4.2 Resonanzbedingung des KLL-RTE in wasserstoffähnlichem Gold

Der direkte Einfang eines Elektrons (REC) in ein wasserstoffähnliches Ion erfolgt vorrangig in die tiefstgebundene K-Schale [52], siehe auch Erzeugungsmechanismen bei Ion-Atom-Stößen in Kapitel 2.5 ff. Daher ist eine Besetzung von $n = 2$ Zuständen über diesen Prozeß praktikabel, nach Abbildung 2.6 und 2.7 in Kapitel 2 aber nur direkt unterhalb der RTE-Resonanzen der effektivste Prozeß zur Besetzung des $1s2s\ ^1S_0$ Zustandes. Trotz des großen totalen Wirkungsquerschnittes für wasserstoffähnliche Ionen muß von einer Besetzung mittels NRC abgesehen werden, da dieser Prozeß Zustände mit großer Hauptquantenzahl n und großer Drehimpulsquantenzahl l bevölkert [76]. Diese primär besetzten Zustände zerfallen über Kaskadenprozesse in den Grundzustand. Die relative Besetzung des 1S_0 innerhalb der $1s2n$ Zustände ist somit gering.

Die Anregung eines Elektrons (EXC) aus dem Grundzustand eines helium(!)ähnlichen Ions erfolgt bei den in Frage kommenden Projektilgeschwindigkeiten ($E_{\text{kin}} > 100\text{ MeV/u}$ entspricht einem Adiabasieparameter $\eta > 0,55$) überwiegend als Monopolanregung (Kapitel 2.5.3), d.h. mit einer Änderung des Gesamtdrehimpulses $\Delta l = 0$. Somit wird der $1s2s\ ^1S_0$ Ausgangszustand des Zweiphotonenzerfalles relativ zu den anderen $n = 2$ Zuständen stark besetzt.

Um die oben beschriebenen Probleme bei der Besetzung mittels RTE zu vermeiden, werden in vorangehenden Testmessungen Ionenenergien von 75 und 106 MeV/u verwendet, die sich

gerade unter bzw. über den 16 KLL-Resonanzen in heliumähnlichen Gold bei Energien zwischen ca. 84 und 92 MeV/u [77] befinden. Da diese Resonanzen relativ große Breiten besitzen, wird eine Strahlenergie von kleiner 75 bzw. größer als 105 MeV/u benötigt, um unerwünschte Beimischungen von RTE-Resonanzen minimieren zu können. Mit der in Kapitel 2.5.5 dargestellten Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes der verschiedenen Stoßprozesse, erweisen sich der direkte Einfang (REC) in ein wasserstoffähnliches Ion bei der kleineren kinetischen Energie von 75 MeV/u und die Anregung (EXC) eines heliumähnlichen Ions bei der höheren Energie von 106 MeV/u als die effektivsten Besetzungsprozesse des $1s2s\ ^1S_0$ Zustandes in heliumähnlichen Gold.

4.3 Strahlparameter und Aufbau des Experiments

Aufgrund der Diskussion in Kapitel 4.2 wurden für die Voruntersuchungen zwei unterschiedlich präparierte Goldstrahlen verwendet. Für die höhere Energie von 106 MeV/u wurde ein Goldionenstrahl mit dem Ladungszustand $63+$ vom Schwerionensynchrotron SIS der GSI (Abbildung 4.3) auf ein Aluminiumstripper im Transferkanal zum Experimentierplatz Cave A gelenkt. Eine Dicke des Strippers von 20 mg/cm^2 ergibt eine Ausbeute von ca. 60 Prozent heliumähnlichen und 15 Prozent wasserstoffähnlichen Ionen im Strahl [78]. Der jeweils interessierende Anteil wird magnetisch selektiert und zum Experiment transportiert. Während der Extraktionszeit von neun Sekunden (gesamter Beschleunigungszyklus 11 s) betrug die Teilchenanzahl ca. 5×10^6 He-ähnliche Goldionen pro Sekunde.

Zur Erzeugung der kleineren kinetischen Energie wurde ein anderes Verfahren gewählt. Goldionen mit dem Ladungszustand $63+$ werden im SIS auf eine kinetische Energie von ca. 300 MeV/u beschleunigt. Aufgrund der hohen Geschwindigkeit entstehen bei dem Durchgang durch eine Stripperfolie fast ausschließlich nackte Ionen, die in den Experimentierspeicherring (ESR) eingeschossen und anschließend abgebremst werden [79]. Vor und nach dem Abbremsen werden die Ionen im Elektronenkühler 'gekühlt'. Durch die Überlagerung eines Elektronenstrahles mit sehr kleiner Energieverteilung wird den Ionen diese geringe Energieverteilung aufgeprägt, was insgesamt eine Phasenraumkontraktion für die Ionen zur Folge hat, d.h. sowohl eine kleinere Energieverteilung als auch räumliche Ausdehnung.

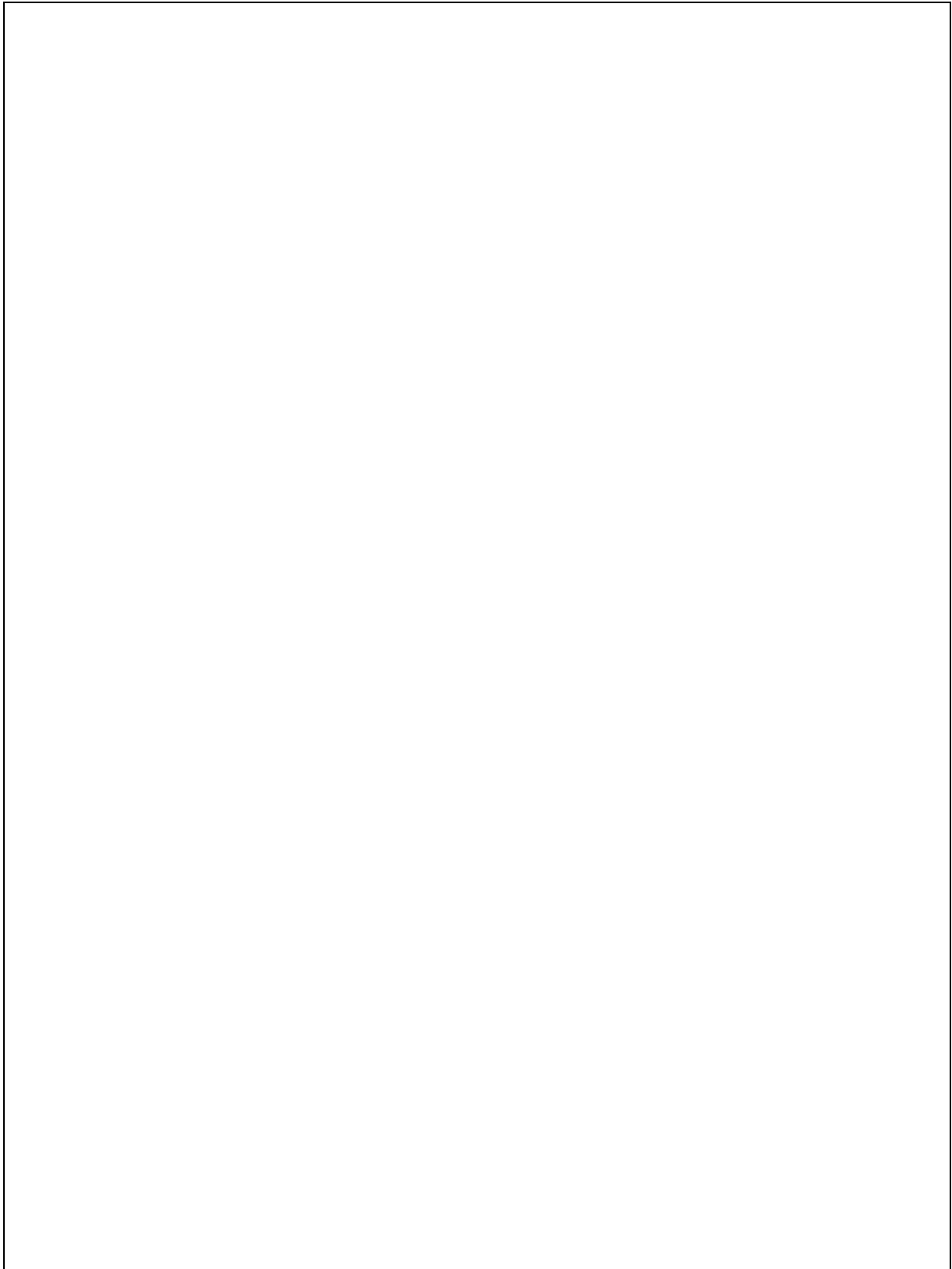


Abb. 4.3 Ausschnitt der Beschleunigeranlagen bei GSI. Der Experimentieraufbau wurde am Experimentierplatz 'Cave A' realisiert, der vom Schwerionenbeschleuniger SIS bzw. Experimentierspeicherring ESR beliefert wurde.

Im Experiment konnten ca. 90 Prozent der nackten Ionen von der kinetischen Energie von 300 MeV/u auf 75 MeV/u abgebremst werden [80]. Zur sog. 'Langsamen Extraktion' aus dem ESR nutzt man aus, daß durch Stöße mit den Elektronen im Kühler nackte Ionen kontinuierlich einem Elektroneneinfangprozeß unterliegen und umgeladen werden. Durch das geänderte Ladungs- zu Massenverhältnis bewegen sich die nun wasserstoffähnlichen Ionen auf einer anderen Bahn im Speicherring als die nackten Ionen und können somit magnetisch ausgelenkt und zum Experimentierplatz extrahiert werden. Während der Extraktionszeit von 80 s steht am Experimentierplatz eine mittlere Teilchenanzahl von 10^5 wasserstoffähnlichen Goldionen pro Sekunde zur Verfügung [79]. Diese Teilchenrate ist somit um mehr als eine Größenordnung kleiner als die Teilchenrate von heliumähnlichen Ionen direkt von SIS, was seinen Niederschlag in der Anzahl der Röntgenereignisse finden muß.

In Abbildung 4.4 wird der schematische Aufbau des Experiments gezeigt. Der Goldionenstrahl der Energie 75 bzw. 106 MeV/u trifft in der Wechselwirkungszone auf ein $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Aluminium- oder $120 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Kohlenstofffestkörpertarget. Die erzeugten angeregten Zustände zerfallen (fast ausschließlich) durch Aussendung von Fluoreszenzstrahlung, die mit zwei intrinsischen Germaniumhalbleiterdetektoren nachgewiesen wird (siehe Tabelle 4.1). Aufgrund der hohen kinetischen Energie der Ionen (diese entspricht ca. 40 Prozent der Lichtgeschwindigkeit) kann der Einfluß der relativistischen Lorentztransformation auf die Winkelverteilung der Photonen nicht mehr vernachlässigt werden. Im (mitbewegten) Ruhesystem der Ionen (Emittersystem) werden die beiden Photonen des 2E1-Zerfalles, wie in Kapitel 2 erläutert, gemäß einer $(1 + \cos^2\theta)$ -Verteilung ausgesendet. Durch die Transformation ins (ruhende) Laborsystem werden die Photonen mehr in einen Kegel in Strahlrichtung ausgesendet. Berücksichtigt man, daß das Maximum der Winkelkorrelation der Photonen aus einem 2E1-Zerfall bei einem Winkel von 180° im Emittersystem liegt (siehe Kapitel 2.3), so müssen bei symmetrischer Geometrie beide Detektoren für die gewählte kinetische Energie der Ionen zum Nachweis dieser Photonen im Laborsystem unter 60° zur Projektionsstrahlrichtung stehen. In Abbildung 4.4 wurde auf die Berücksichtigung eines lithiumgedrifteten Siliziumdetektors, sog. Si(Li), verzichtet, der unter einem Winkel von 45° zu der durch die anderen beiden Germaniumdetektoren aufgespannten Ebene stand. Die Koinzidenzrate für Ereignisse dieses Si(Li)-Detektors mit einem der anderen Germaniumdetektoren war aufgrund der Geometrie (Abstand 93,5 mm zum Target, Fläche des Siliziumkristalls 200 mm^2) und der stark

abfallenden Nachweiseffizienz für hohe Photonenenergien zu klein, um signifikante Aussagen treffen zu können.

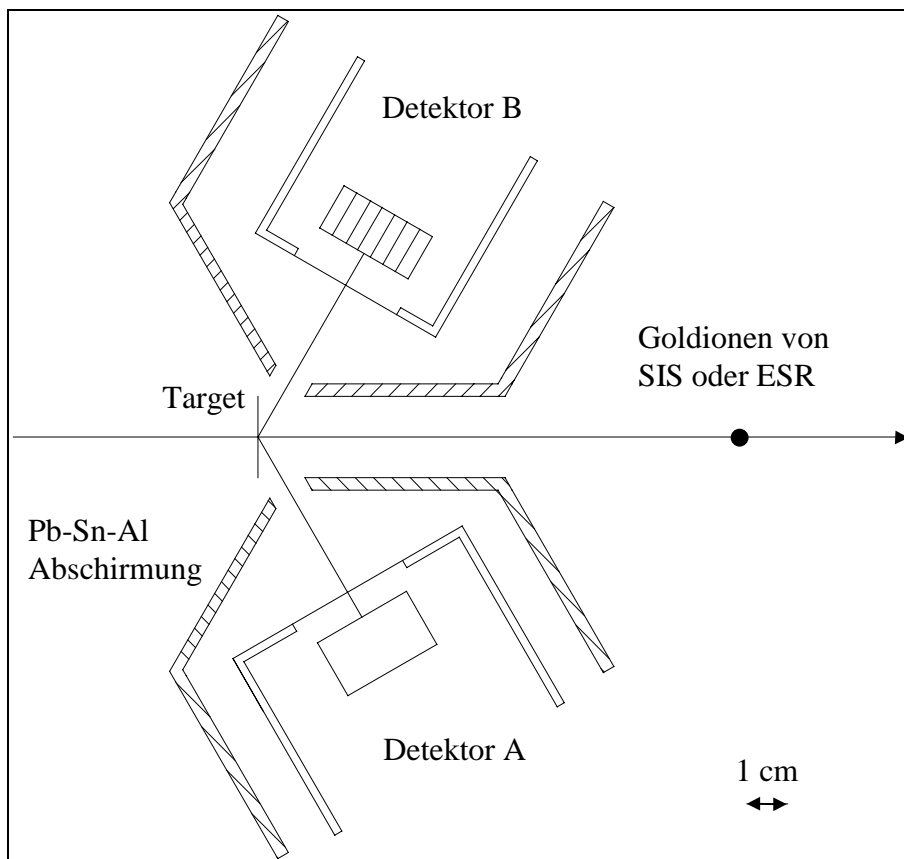


Abb. 4.4 Schematischer Aufbau des Experiments am Experimentierplatz 'Cave A'

	Detektor A	Detektor B
Hersteller	Canberra	Eurisys
Halbleiter	Ge(i)	Ge(i)
Fläche	rund	segmentiert
Größe (mm ²)	500	7 à 3,5 × 25
Dicke (mm)	15	12
Raumwinkel $\Omega/4\pi$ (%)	1,506	7 à 0,253
Auflösung (eV @ 59,5 keV und 4 μ s Shaping Time)	480	560

Tab. 4.1 Eigenschaften der Detektoren A und B

4.4 Nachweiselektronik

Zur Datenaufnahme wurde eine Standard-Schnell-Langsam-Koinzidenztechnik verwendet (siehe Abbildung 4.5), die aus kommerziell erhältlichen NIM- und CAMAC-Modulen aufgebaut war. Das Ausgangssignal jedes Detektors wurde in einen schnellen Ast zur Zeitgenerierung und einen langsamen Ast zur Energiebestimmung aufgeteilt. Letzterer bestand lediglich aus einem Spektroskopieverstärker mit einer Zeitkonstante von $2 \mu\text{s}$. Diese Zeit wurde als Kompromiß zwischen einer guten Energieauflösung und hohen Detektionsraten gewählt.

Der Zeitast besteht aus einem schnellen Verstärker mit einer Zeitkonstante von 50 ns (Timing Filter Amplifier, TFA) und einem nachfolgenden Diskriminator (Constant Fraction Discriminator, CFD), der bei Überschreiten der Signalhöhe über eine Schwelle ein logisches Signal ausgibt. Treffen logische Signale von mindestens zwei Detektoren innerhalb einer Mikrosekunde in einer Koinzidenzeinheit (COI) ein, so wird die Datenaufnahme gestartet. Neben den verstärkten Energiesignalen aller Detektoren werden auch die mit Hilfe der Diskriminatoren abgeleiteten Zeitsignale eingelesen und digitalisiert (Time-to-Amplitude Converter, TDC). Alle relevanten Signale werden einerseits für eine spätere Offline-Analyse auf Band geschrieben, andererseits über Netz direkt an das Programmpaket GOOSY [81] zur sofortigen Auswertung und Darstellung geschickt.

4.5 Auswertung der Daten

Vor, während und nach der Messung des Zweiphotonenzerfalles in heliumähnlichem Gold wurden Energiespektren verschiedener radioaktiver Quellen aufgenommen. Anhand bekannter Röntgenlinien kann eine Kalibration der Energiespektren aller Detektoren vorgenommen werden. In einem Offline-Analyseprogramm wurde nach Beendigung der Strahlzeit der gewonnene Datensatz untersucht. Der Hauptaugenmerk im nachfolgenden Kapitel 4.5.1 liegt hierbei bei der Optimierung des Experiments hinsichtlich Untergrund und der saubersten Meßbedingungen. Ab Kapitel 4.5.2 steht die eigentliche Bestimmung des Zweiphotonenzerfalles aus dem $1s2s \ ^1S_0$ Zustand in heliumähnlichem Gold im Vordergrund der Untersuchung.

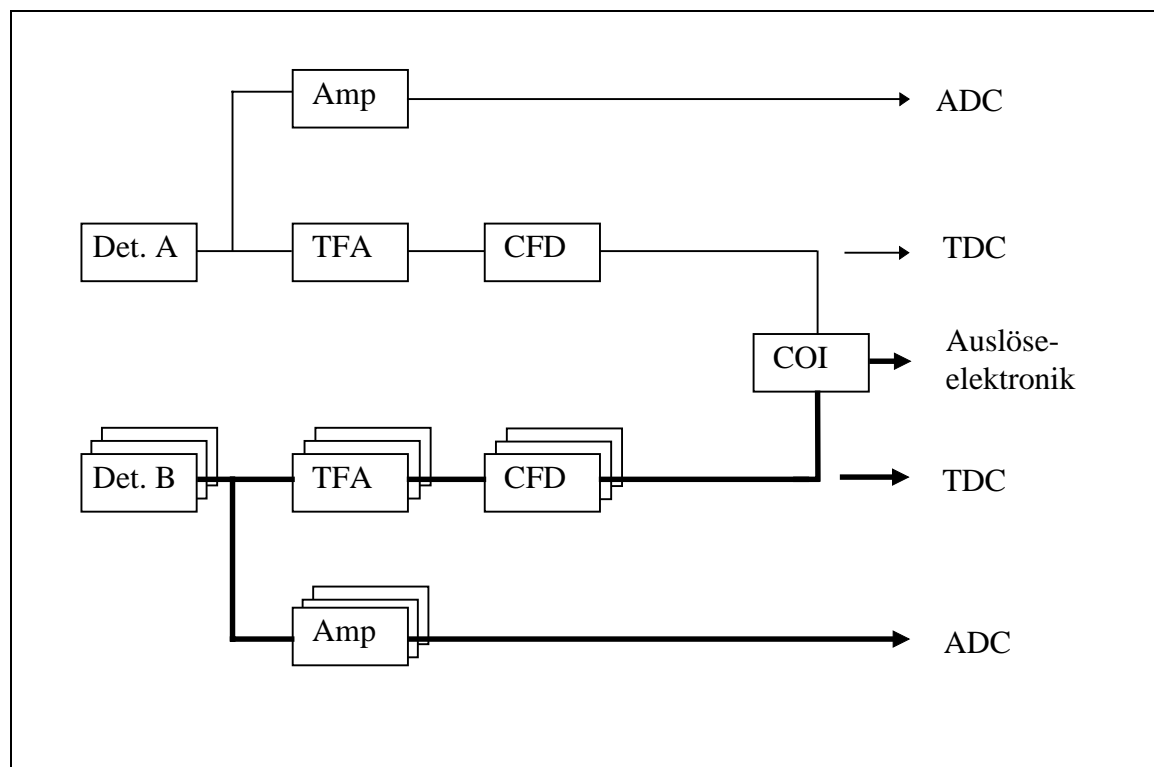


Abb. 4.5 Schematischer Aufbau der Nachweiselektronik. Die Wirkungsweise der einzelnen Module ist im Text erklärt. Die verstärkten Linien und mehrfachen Symbole bei Detektor B sollen die sieben individuellen Segmente und deren Elektronik andeuten.

4.5.1 Röntgenspektren

Um den effizientesten Besetzungsmechanismus des $1s2s\ ^1S_0$ Ausgangszustandes im Hinblick auf saubere Meßbedingungen experimentell zu bestimmen, wurden Röntgenspektren für verschiedene Ionenenergien und -sorten sowie Targets aufgenommen. Im einzelnen handelt es sich um die Stoßsysteme 75 MeV/u wasserstoffähnliche Au^{78+} -Ionen bzw. 106 MeV/u heliumähnliche Au^{77+} -Ionen auf Kohlenstoff oder Aluminium. Die in Abbildung 4.6 gezeigten Röntgenspektren weisen untereinander große Unterschiede in den Intensitäten auf, da diese sowohl vom Ladungszustand des Projektils als auch von den Populationsmechanismen abhängen.

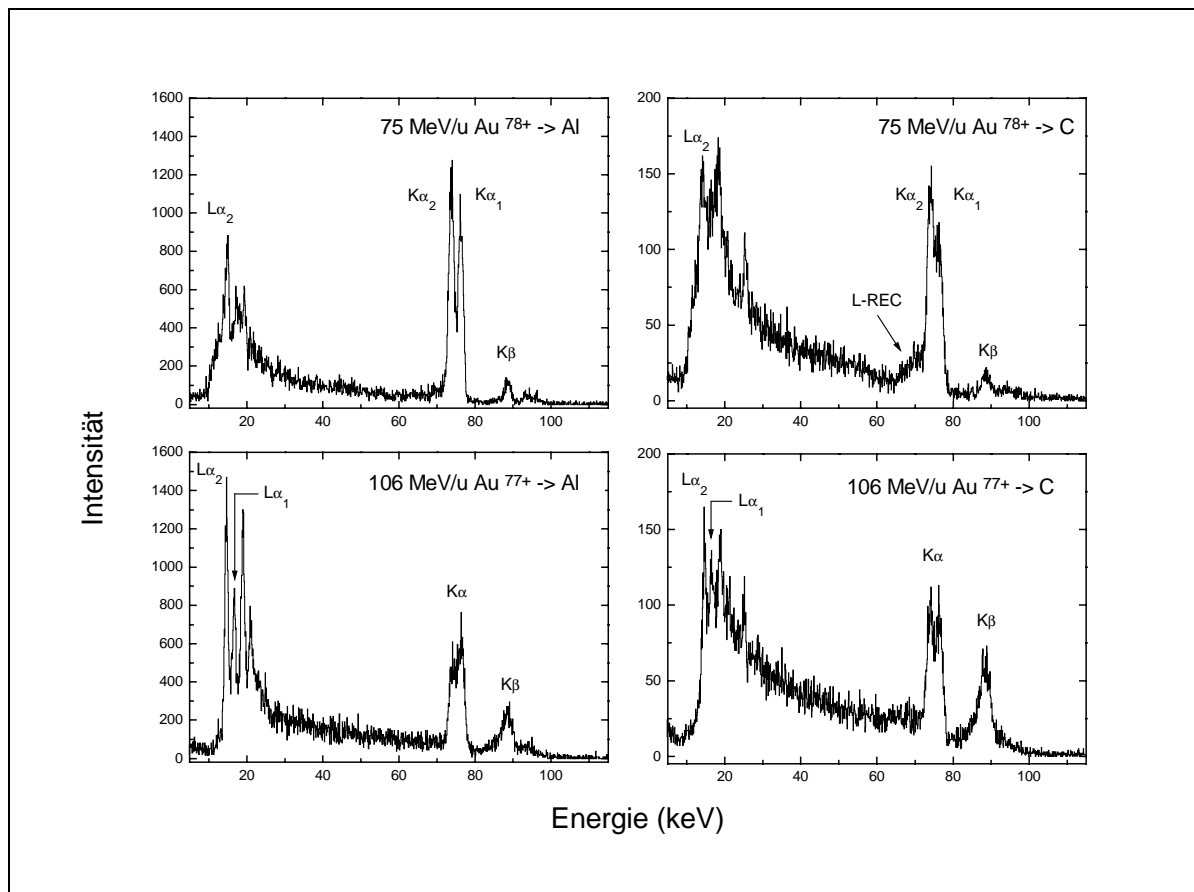


Abb. 4.6 Totale Röntgenspektren der verschiedenen Stoßsysteme aufgenommen in Segment 4 des Detektors B. Zum Vergleich wurden die Spektren auf gleiche Meßzeiten und Flächenbelegungsdichte von Targetatomen normiert.

Vergleicht man die Spektren für gleiche Projektile (Zeile 1: Au^{78+} bzw. Zeile 2: Au^{77+}), aber unterschiedliche Targets (links: Al, rechts: C) zeigen sich deutlich die Abhängigkeiten der Wirkungsquerschnitte der Besetzungsmechanismen und somit der Raten von der Ordnungszahl Z_T des Targets. Da das Aluminiumatom 13 Elektronen im Vergleich zu sechs Elektronen im Kohlenstoff besitzt, ist bei Verwendung des Aluminiumtargets eine größere Intensität in Abbildung 4.6 zu erwarten. Daß die in Kapitel 2 diskutierten Elementarprozesse auch vom Ladungszustand des einlaufenden Projektils sehr stark abhängen, kann einem Vergleich für gleiche Targets (Al, C), aber unterschiedliche Projektile (Au^{77+} , Au^{78+}) entnommen werden. Bei Verwendung eines heliumähnlichen Au^{77+} - statt eines wasserstoffähnlichen Au^{78+} -Ions treten die Übergänge von höheren Schalen nach $n = 2$ (L-Strahlung) sowie $K\beta$ -Strahlung verstärkt auf. Diese qualitativen Aussagen sollen nun im folgenden eingehender untersucht werden.

Durch Beobachtung der charakteristischen $K\alpha$ -Strahlung lassen sich Aussagen über die Besetzung der angeregten Zustände ableiten. Da in heliumähnlichen Gold die angeregten ($n = 2$) Zustände energetisch sehr dicht liegen, können die entsprechenden Übergänge aufgrund der beschränkten Auflösung der Germaniumdetektoren nicht einzeln aufgelöst werden. Die Übergänge 2^3S_1 , 2^3P_1 und 2^3P_0 in den Grundzustand bilden daher zusammen die $K\alpha_2$ -Linie in Abbildung 4.6. Entsprechend bilden die Übergänge 2^3P_2 und 2^1P_1 nach 1^1S_0 die $K\alpha_1$ -Linie. Die Änderungen im Intensitätsverhältnis der $K\alpha_2$ - und $K\alpha_1$ -Linien (Tabelle 4.2) deutet auf Unterschiede in der Besetzungscharakteristik der angeregten ($n = 2$)-Zustände.

	Al	C
75 MeV/u Au ⁷⁸⁺	1,31 ± 0,03	1,44 ± 0,04
106 MeV/u Au ⁷⁷⁺	0,86 ± 0,03	1,21 ± 0,04

Tab. 4.2 Intensitätsverhältnis der $K\alpha_2$ - zu $K\alpha_1$ -Linie für verschiedene Projektil-Target-Kombinationen

Das Verhalten des Intensitätsverhältnisses für das wasserstoffähnliche Au⁷⁸⁺-Projektil steht im Einklang mit einer Messung am Fragmentseparator (FRS) der GSI von Stöhlker et al. [82]. In diesem Experiment wurden wasserstoffähnliche Wismut Bi⁸²⁺-Ionen der Energie 82 MeV/u auf C-, Al- und Ni-Target geschossen. Die ausgesendeten Photonen wurden dort in Koinzidenz mit den umgeladenen Ionen gemessen, so daß nur Elektroneneinfangprozesse beobachtet wurden. Mit steigender Kernladungszahl Z_T des Targets nähert sich das Intensitätsverhältnis der $K\alpha_2$ - und $K\alpha_1$ -Linie immer mehr dem Wert eins an. Dies kann mit dem drastischen Ansteigen des Wirkungsquerschnittes für nichtradiativen Einfang ($NRC \propto Z_T^5$) für die schweren Targets erklärt werden. Da der NRC hochangeregte Zustände besetzt, kommt es somit zu Kaskadenprozessen, die besonders die Ausgangszustände der $K\alpha_1$ -Linie bevölkern. Für das C-Target dominiert bei der gegebenen Energie hingegen der Wirkungsquerschnitt für radiativen Elektroneneinfang (REC), der vor allem niedrige s-Zustände populiert, womit die Ausgangszustände der $K\alpha_2$ -Linie bevorzugt werden.

Das Intensitätsverhältnis der $K\alpha_2$ - und $K\alpha_1$ -Linie unterliegt bei heliumähnlichen Ionen einem starken Wechsel für die zwei verwendeten Targets. Während für das Al-Target der Quotient kleiner als eins ist, nimmt dieser für das C-Target einen Wert größer eins an. Messungen des Anregungsprozesses bei dem Stoß von heliumähnlichen Bi⁸¹⁺-Ionen (82 MeV/u) auf C-, Al-

und Ni-Targets [57] zeigen für alle drei Stoßsysteme ein Verhältnis der $K\alpha_2$ - zu $K\alpha_1$ -Linie von kleiner eins, was durch Rechnungen in der gleichen Arbeit bestätigt wurde. Da sich die Besetzungswirkungsquerschnitte der angeregten Zustände nur unwesentlich für eine kinetische Energie der Ionen von 119 MeV/u ändern, ist auch bei dieser Energie ein Intensitätsverhältnis $K\alpha_2$ - zu $K\alpha_1$ -Linie kleiner eins zu erwarten. Das experimentell gefundene Ergebnis für das Al-Target stimmt mit dieser Messung überein, der Quotient für das C-Target ist hingegen größer als eins. Hierbei gilt es zu beachten, daß in diesem Experiment im Gegensatz zu Ref. [57] keine Koinzidenz mit dem Ladungszustand $77+$ nach dem Stoß (wegen fehlendem Ladungsanalysemagneten) gemessen werden konnte. Daher können Konkurrenzprozesse auch Zustände in anderen Ladungszuständen des Ions bevölkern, deren beim Zerfallsprozeß ausgesendete Photonen im gleichen Energiebereich liegen und somit nicht separierbar sind.

Weiterhin lassen sich aus Abbildung 4.6 Photoemissionsquerschnitte für einige wichtige Linien bzw. Liniengruppen (unter Annahme einer isotropen Emission) ableiten. Da im durchgeführten Experiment keine exakte Primärteilchennormierung vorhanden war, bieten sich zwei Möglichkeiten zur Ableitung obiger Querschnitte:

1. In den Energiespektren mit einlaufenden wasserstoffähnlichen Au^{78+} Ionen (75 MeV/u) tritt stets der Einfang in die K-Schale (K-REC) bei einer Energie von ca. 150 keV in Erscheinung. Der Wirkungsquerschnitt, der zu dieser Strahlung Anlaß gibt, kann relativ genau mit einer Formel von Stobbe [46] berechnet werden. Bei bekannter Detektoreffizienz (Kapitel 4.6.1.4) kann der Wirkungsquerschnitt einer beliebigen Linie im gleichen Spektrum abgeleitet werden. Die Unsicherheit einer solchen Bestimmung (Tabelle 4.3) wird im vorliegenden Experiment vor allem durch die Effizienzbestimmung verursacht und wird mit 15 Prozent abgeschätzt.
2. In den Energiespektren der heliumähnlichen Au^{77+} Ionen (106 MeV/u) steht diese Möglichkeit nicht zu Verfügung, da in den entsprechenden Energiespektren kein K-REC auftritt. Hier kann der Wirkungsquerschnitt aus den Größen Raumwinkel, Targetdichte, Meßdauer, Effizienz und Primärteilchenstrom bestimmt werden. Speziell der Primärteilchenstrom kann in diesem Experiment über die Anzahl der extrahierten Ionen aus dem SIS-Beschleuniger und der Effizienz der Stripperfolie (Kapitel 4.3) nur relativ ungenau bestimmt werden. Die in Tabelle 4.3 angegebenen Querschnitte weisen deshalb eine Unsicherheit von ca. 50 Prozent auf.

Linie	75 MeV/u Au ⁷⁸⁺ →		106 MeV/u Au ⁷⁷⁺ →	
	C	Al	C	Al
Lα ₂	180	250	150	1100
Lα ₁	50	75	80	470
Kα ₂	290	620	220	820
Kα ₁	200	470	180	950
Kβ	40	100	160	630

Tab. 4.3 Photoemissionsquerschnitte in barn für verschiedene Linien(gruppen) bei Stößen von wasserstoff- und heliumähnlichen Goldionen mit Kohlenstoff- oder Aluminiumfestkörpertargets

Nicht zuletzt wegen den höheren Raten wurde für die weitere Untersuchung nur noch das Aluminiumtarget verwendet. Um experimentell Aussagen über die relative Stärke der Besetzung des $1s2s\ ^1S_0$ Zustandes gegenüber den anderen $n = 2$ Zuständen zu machen, wurde jeweils für wasserstoffähnliche Au⁷⁸⁺-Ionen der Energie 75 MeV/u (von ESR) und für heliumähnliche Au⁷⁷⁺-Ionen der Energie 106 MeV/u (von SIS) Photon-Photon-Koinzidenzspektren (Abbildung 4.7 und 4.8) aufgenommen. In den sogenannten 'cluster plots' sind auf der Abszisse die Energie des Detektors A, auf der Ordinate die Energie des Segmentes 4 des Detektors B aufgetragen. Die Schwärzung entspricht der Anzahl der Photonen auf einer logarithmischen Skala. Während in Abbildung 4.7 für wasserstoffähnliche Goldionen das Spektrum im wesentlichen durch Koinzidenzen von K und L-Strahlung (Energien im Laborsystem ca. 15 keV und 75 keV) dominiert wird, tritt in Abbildung 4.8 bei heliumähnlichen Goldionen die durch den Zweiphotonenzerfall bedingte Diagonale (konstante Summenenergie !) deutlich in Erscheinung.

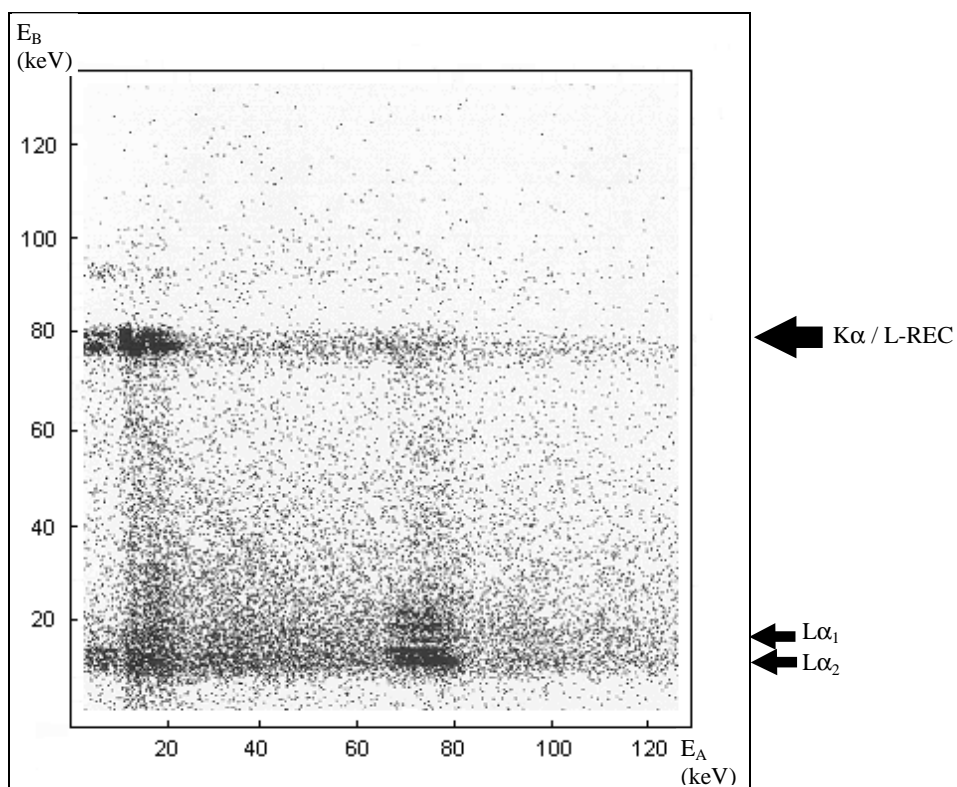


Abb. 4.7 Photon-Photon-Koinzidenzen für das System $75 \text{ MeV/u Au}^{78+} \rightarrow \text{Al}$

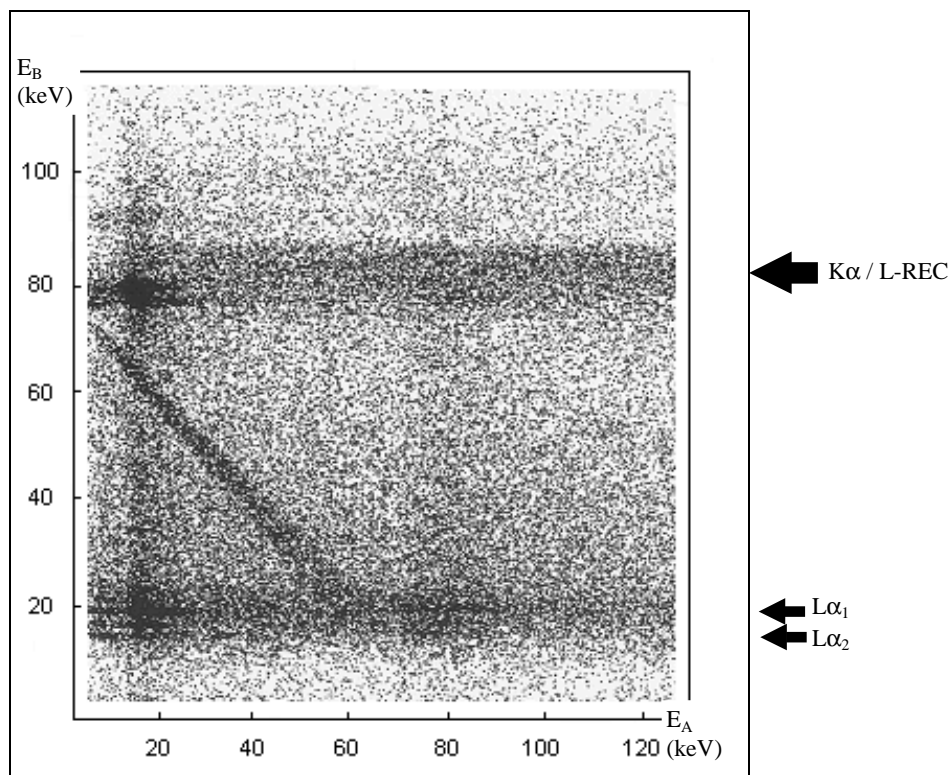


Abb. 4.8 Photon-Photon-Koinzidenzen für das System $106 \text{ MeV/u Au}^{77+} \rightarrow \text{Al}$

Dies läßt den Schluß zu, daß im letzteren Falle die Besetzung des Ausgangszustandes 2^1S_0 des Zweiphotonenzerfalles relativ zu den anderen ($n = 2$) Zuständen erhöht ist. Auf diesem Hintergrund wurde die eigentliche Bestimmung der Energieverteilung des Zweiphotonenzerfalles mit heliumähnlichen Goldionen der Energie von 106 MeV/u (von SIS) nach dem Stoß mit einem Aluminiumtarget durchgeführt, siehe nachfolgendes Kapitel 4.5.2.

Um weiteren Aufschluß über die Besetzungsprozesse zu gewinnen, werden in den Koinzidenzspektren für echte Ereignisse (Abbildungen 4.7 und 4.8) verschiedene Schnitte entlang der Abszisse (Detektor A) gelegt und auf die Ordinate (Segment 4 des Detektors B) projiziert, siehe entsprechende Pfeile in den Abbildungen. Mit diesem Verfahren läßt sich bei festgelegter Energie des ersten Photons (innerhalb der Schnittbreite) die Energieverteilung des zweiten Photons untersuchen. Hierbei sind vor allem drei Schnitte interessant: Um die Energie der $K\alpha$ - (hier 75 bis 84 keV im Laborsystem wegen der Auflösung des Detektors), der $L\alpha_2$ - (12 bis 14 keV) und $L\alpha_1$ -Photonen (15 bis 17 keV). Aufgrund der relativ großen Schnittbreite für Photonen mit Energien von ca. 80 keV, werden neben $K\alpha$ -Photonen auch solche aufgrund von L-REC mit dieser Bedingung berücksichtigt, da dieser für beide Ionengeschwindigkeiten in diesem Energiebereich liegt. Dies muß bei der nachfolgenden Diskussion stets berücksichtigt werden. Mit einer solchen Methode lassen sich vor allem Kaskadenprozesse nach Einfang bzw. Anregung in höhere ($n = 3$) Zustände untersuchen. In Abbildung 4.9 sind die jeweiligen Schnitte (von oben nach unten: $K\alpha$, $L\alpha_1$, $L\alpha_2$) für wasserstoff- (links) und heliumähnliche (rechts) Goldionen nach dem Stoß mit einem Aluminiumtarget dargestellt.

Für die Bedingung des Auftretens eines K-Röntgenquants (Übergang $L \rightarrow K$ -Schale) in der ersten Zeile in Abbildung 4.9 können die strahlenden Übergänge vorrangig in zwei Gruppen aufgeteilt werden, je nach dem, ob ein oder zwei Elektronen am Emissionsprozeß beteiligt sind. Bei Einelektronenübergängen stabilisiert sich der angeregte Zustand über die Kaskadenemission eines L- und K-Photons. In dieser Klasse ist auch die Koinzidenz des L-REC mit einem K-Photon zu sehen. Bei dem simultanen Auftreten zweier K-Photonen handelt es sich aber um einen Zweielektronenprozeß, da nur der Übergang zweier Elektronen von der L- in die K-Schale solche Strahlung produzieren kann. Für die beiden anderen Bedingungen ($L\alpha_1$, $L\alpha_2$) in Abbildung 4.9 sind vor allem die Koinzidenzen zwischen $L\alpha_1$ - $K\alpha_2$ (Mitte) und $L\alpha_2$ - $K\alpha_1$ (unten) bemerkenswert. Sie weisen deutlich auf die Kaskadenübergänge höherer ange-

regter Zustände hin. Speziell bei der Verwendung des heliumähnlichen Goldprojektils zeigen sich vermehrt (L,L)-Koinzidenzen, welche einen Hinweis auf Mehrelektronenübergänge geben. Aufgrund der limitierten Auflösung der verwendeten Detektoren kann eine Untersuchung nicht selektiv für einzelne Zustände durchgeführt werden.

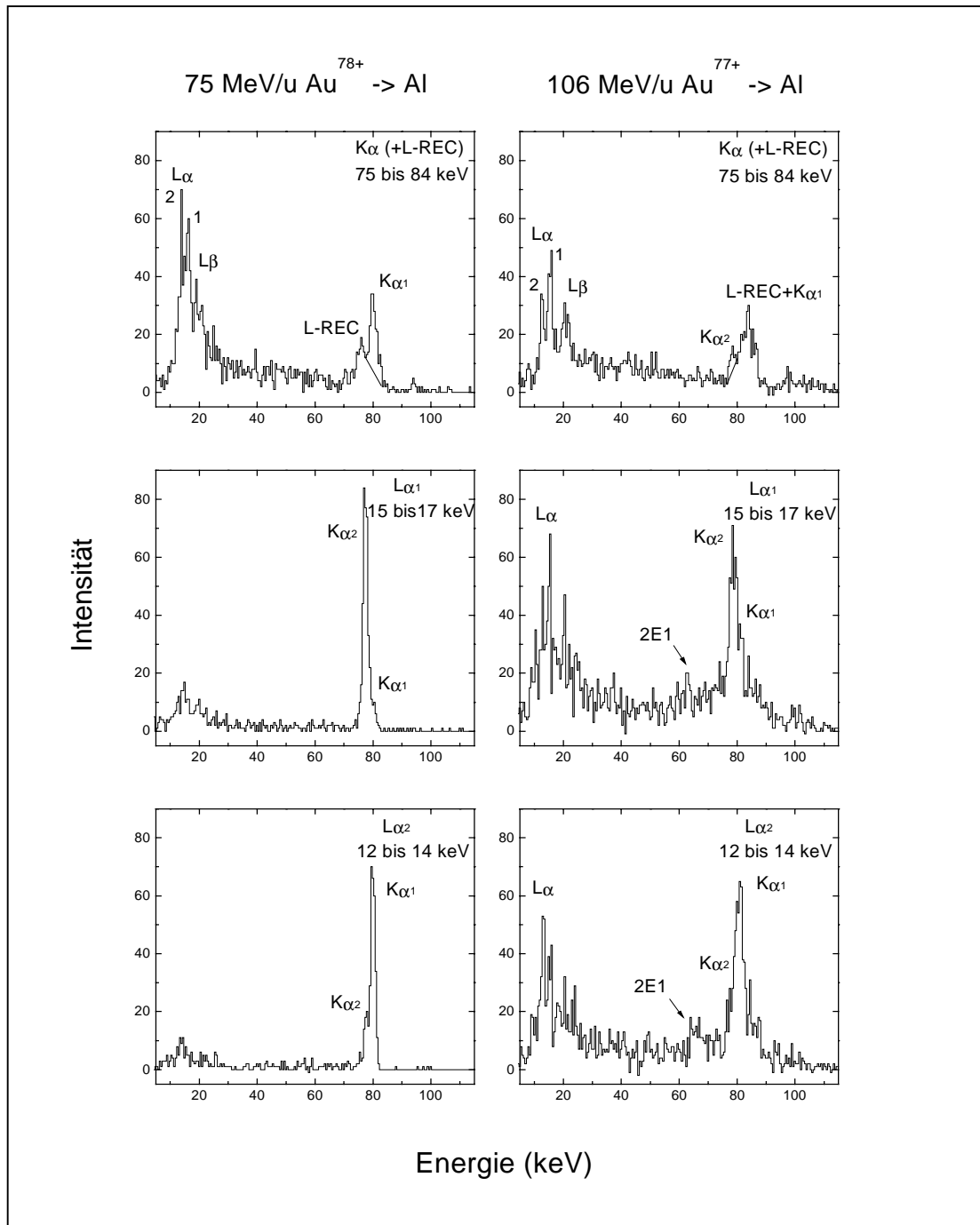


Abb. 4.9 Schnitte unter verschiedenen Energiebedingungen (Angabe oben rechts) in den zweidimensionalen Spektren der Abbildungen 4.7 und 4.8. Erläuterungen siehe Text.

Weiterhin wird die Interpretation der Spektren dahingehend erschwert, daß, wie oben bereits erwähnt, bei diesem Experiment keine Ladungsanalyse des Projektils nach dem Stoß mit dem Target möglich war. In der folgenden Diskussion sollen nur solche Prozesse berücksichtigt werden, bei denen die Goldprojekte die Wechselwirkungszone als heliumähnliche Ionen verlassen. Die entsprechenden Prozesse zur Bildung lithiumähnlicher Ionen werden nur in Tabellenform angegeben.

Die Situation beim Stoß von wasserstoff(!)ähnlichen Au^{78+} -Ionen auf das Aluminiumtarget, die im folgenden zuerst behandelt wird, vereinfacht sich entscheidend, da bei Ionisation nackte Goldionen entstehen, die keinerlei Anlaß zu Emission von Röntgenstrahlung geben. Anregung des einzigen Elektrons in höhere Schalen hingegen ermöglicht nur die Emission charakteristischer Strahlung, die als Kaskadenprozeß stattfinden wird. Eine Vielzahl an Strukturen im zweidimensionalen Energiespektrum in Abbildung 4.7 sind nur durch den Einfang eines Targetelektrons in das Projektil erklärbar. Um die Produktionsprozesse zu unterscheiden, wird in Abbildung 4.10 das zweidimensionale Energiespektrum in verschiedene Bereiche unterteilt.

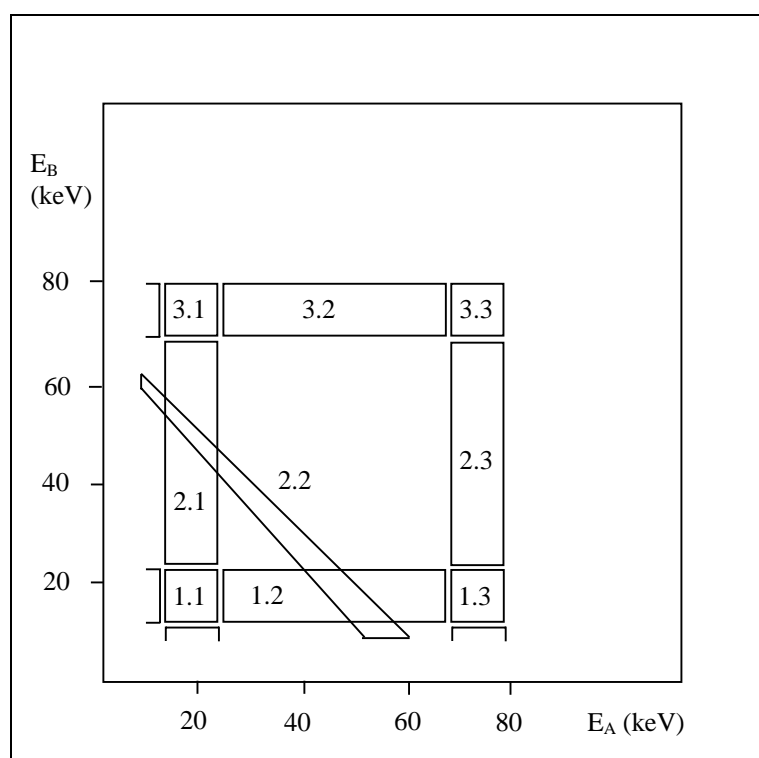


Abb. 4.10 Schematische Darstellung der Strukturen in den zweidimensionalen Energiespektren in Abbildung 4.7 und 4.8.

Die Dominanz der (L,K)-Koinzidenzen (Bereiche (1.3) und (3.1) in Abbildung 4.10) kann durch Einfang (Capture, CAP) in höhere Schalen (NRC, M-, N-, etc. REC) und nachfolgender Fluoreszenzkaskade in den Grundzustand erklärt werden. Die gleichen Ausgangszustände können aber u.U. auch durch simultane Anregung des Projektil-K-Elektrons und Einfang eines Targetelektrons in das Projektil besetzt werden. Hierbei kann der nichtresonante Prozeß des NTE vernachlässigt werden, da für die im Experiment verwendeten Projektilenergien von ca. 100 MeV/u (Adiabasie $\eta \approx 0,6$) der Wirkungsquerschnitt für NTE schon sehr stark abgefallen ist im Vergleich zu seinem Maximum für ($n = 2$) Zustände bei $\eta \approx 0,25$ [83]. Der resonante Prozeß des RTE muß hingegen in Betracht gezogen werden, da dieser relativ hohe Wirkungsquerschnitte über einen weiten Energiebereich besitzt (siehe Abbildung 2.7). Im Bereich 3.3 werden zwei Photonen mit einer Energie um 80 keV simultan registriert. Zum einen handelt es sich hierbei um Koinzidenzen zwischen einem L-REC-Photon und einem K-Photon. Durch Einfang eines Elektrons in die L-Schale und dem nachfolgenden radiativen Übergang in die vorhandene K-Vakanz kann dieser Vorgang erklärt werden. (K,K)-Koinzidenzen in Bereich 3.3 können hingegen nur durch simultane Anregung und Einfang (NTE, RTE) hervorgerufen werden, da zur radiativen Stabilisierung des Ions über Aussendung von zwei K-Photonen auch zwei K-Vakanzen vorhanden sein müssen. Dies setzt bei einem H-ähnlichen Projektil zwingend (neben dem weiteren Prozeß des Einfangs) die Anregung des vorhandenen K-Projektilelektrons beim Stoß voraus. Die gleiche Aussage gilt in analoger Weise auch für die (L,L)-Koinzidenzen (Struktur (1.1)). In den Bereichen (1.2) bzw. (2.1) wird neben dem L-Photon auch eines der beiden 2E1-Photonen nachgewiesen. Für dieses Emissionsverhalten sind zwei Möglichkeiten denkbar. Zum einen ist dies der Einfang eines Elektrons in einen angeregten Zustand des H-ähnlichen Ions bei dessen Zerfall in den $1s2s \ ^1S_0$ Zustand ein L-Photon emittiert wird. Zum anderen ist eine Anregung des vorhandenen Projektilelektrons mit simultanem Einfang eines Elektrons aus dem Target möglich, wobei die entsprechenden Zustände besetzt werden müssen. Für die Bereiche (2.3) bzw. (3.2) ist nur der letztgenannte Prozeß möglich, da zwei K-Vakanzen benötigt werden. In Tabelle 4.3 wird eine Zuordnung der Bereiche in Abbildung 4.8 mit den Besetzungsprozessen der jeweiligen Ausgangszustände gegeben. Die Abkürzungen 2CAP steht für doppelten Einfang, das Zeichen \oplus für das simultane Auftreten zweier Prozesse.

Au ⁷⁸⁺ → Al		Prozeß		
Bereich	Photon	Au ⁷⁸⁺	Au ⁷⁷⁺	Au ⁷⁶⁺
(1.1)	(L, L)	—	EXC⊕CAP	2CAP
(1.2), (2.1)	(E _A , L), (L, E _B)	EXC	CAP, EXC⊕CAP	2CAP
(1.3), (3.1)	(K, L), (L, K)	EXC	CAP, EXC⊕CAP	2CAP
(2.3), (3.2)	(E _A , K), (K, E _B)	—	EXC⊕CAP	EXC⊕2CAP
(2.2)	(E _A , E _B)	EXC	CAP, EXC⊕CAP	2CAP, EXC⊕2CAP
(3.3)	(K, K)	—	EXC⊕CAP	EXC⊕2CAP

Tab. 4.3 Zuordnung der Strukturen im zweidimensionalen Energiespektrum zu den zugehörigen Produktionsprozessen für das System Au⁷⁸⁺ → Al getrennt nach Ladungszustand des Projektils nach dem Stoß

Bei dem Stoß von helium(!)ähnlichen Au⁷⁷⁺-Ionen mit dem Aluminiumtarget (siehe Abbildung 4.8) sollen in gleicher Weise die verschiedenen Prozesse diskutiert werden, wobei berücksichtigt werden muß, daß der einkommende Ladungszustand des Ions schon derjenige ist in dem der interessierende 2E1-Übergang stattfindet. Durch Ionisation (IONI) in der Targetfolie entsteht ein wasserstoffähnliches Ion, dessen eventuell angeregtes Elektron nur durch Emission von charakteristischer Strahlung (über Kaskadenprozesse) in den Grundzustand übergehen kann. Dies verursacht in dem beobachteten Energiebereich nur Koinzidenzen zwischen K- und L-Photonen, d.h. Strukturen (1.3) und (3.1) in Abbildung 4.10. Liegt nach dem Stoßprozeß mit dem Target auch ein heliumähnliches Ion vor, so kommt zur Besetzung höherer Zustände ausschließlich Anregungs- (EXC) oder Ionisationsprozesse (IONI) mit gleichzeitigem Einfang (CAP) in Frage. Bereiche wie (1.1) lassen sich jedoch nur mit doppelter Anregung (2EXC) erklären. Bei den Koinzidenzen mit einem Photon der Energie von ca. 80 keV sei nochmals daraufhingewiesen, daß es sich hierbei um ein K α - oder L-REC-Photon handeln kann. Für Koinzidenzen zwischen K α - und L-Photonen (Bereiche 1.3, 3.1) ist die Besetzung des Ausgangszustandes neben einer einfachen Anregung (EXC) auch durch eine simultane Ionisation und Einfang möglich (IONI⊕CAP) möglich. Handelt es sich aber um eine Koinzidenz zwischen einem L-REC- und einem L-Photon, so handelt es sich um einen doppelten Einfangprozeß, was schließlich ein berylliumähnliches Ion ergibt. Im folgenden sollen jedoch nur Prozesse berücksichtigt werden, die einen helium- oder lithiumähnliches Ion erzeugen. Für andere Bereiche in Abbildung 4.10 sei auf Tabelle 4.4 verwiesen.

Au ⁷⁷⁺ → Al		Prozeß	
Bereich	Photon	Au ⁷⁷⁺	Au ⁷⁶⁺
(1.1)	(L, L)	2EXC	EXC ⊕ CAP
(1.2), (2.1)	(E _A , L), (L, E _B)	EXC, IONI ⊕ CAP	EXC ⊕ CAP
(1.3), (3.1)	(K, L), (L, K)	EXC, IONI ⊕ CAP	EXC ⊕ CAP
(2.3), (3.2)	(E _A , K), (K, E _B)	2EXC	2EXC ⊕ CAP
(2.2)	(E _A , E _B)	EXC, IONI ⊕ CAP	EXC ⊕ CAP
(3.3)	(K, K)	2EXC	2EXC ⊕ CAP

Tab. 4.4 Zuordnung der Strukturen im zweidimensionalen Energiespektrum zu den zugehörigen Produktionsprozessen für das System Au⁷⁷⁺ → Al getrennt nach Ladungszustand des Projektils nach dem Stoß.

Eine endgültige Klärung dieser Frage läßt sich nur in einem Experiment mit Ladungsanalyse der Ionen nach dem Target erreichen. Abgesehen hiervon ist das Auftreten der Diagonalen als Signatur des Zweiphotonenprozesses (2E1) in Abbildung 4.8 von entscheidender Wichtigkeit für das nachfolgende Experiment. Mit Hilfe des in Abbildung 4.4 gezeigten Aufbaus ist es daher möglich, den 2E1-Prozeß in heliumähnlichem Gold zu untersuchen.

4.5.2 Bestimmung des Zweiphotonenzerfalles in heliumähnlichem Gold

Wie in Kapitel 4.5.1 durch die Untersuchung der Röntgenspektren gezeigt wurde, werden durch Wahl von kinetischer Energie und Ladungszustand des Projektils und des Targets bestimmte Besetzungsmechanismen bevorzugt bzw. behindert. Die stärkste relative Besetzung des $1s2s\ ^1S_0$ Ausgangszustandes für den Zweiphotonenzerfall zeigte sich experimentell für heliumähnliche Ionen der Energie 106 MeV/u von SIS auf das $100\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke Aluminiumtarget. Die Gesamtmeßzeit zur Bestimmung der Spektralverteilung des Zweiphotonenzerfalles in heliumähnlichem Gold betrug 35 Stunden.

In einer Offline-Analyse werden alle Ereignisse, die eine Datenaufnahme auslösten, nochmals auf ihr zeitliches Verhalten überprüft. Dazu werden Zeitdifferenzen für alle möglichen Kombinationen von Detektor A mit den Segmenten von B gebildet. Ein Beispiel eines solchen Spektrums zwischen Detektor A und Segment 4 des Detektors B ist in Abbildung 4.11

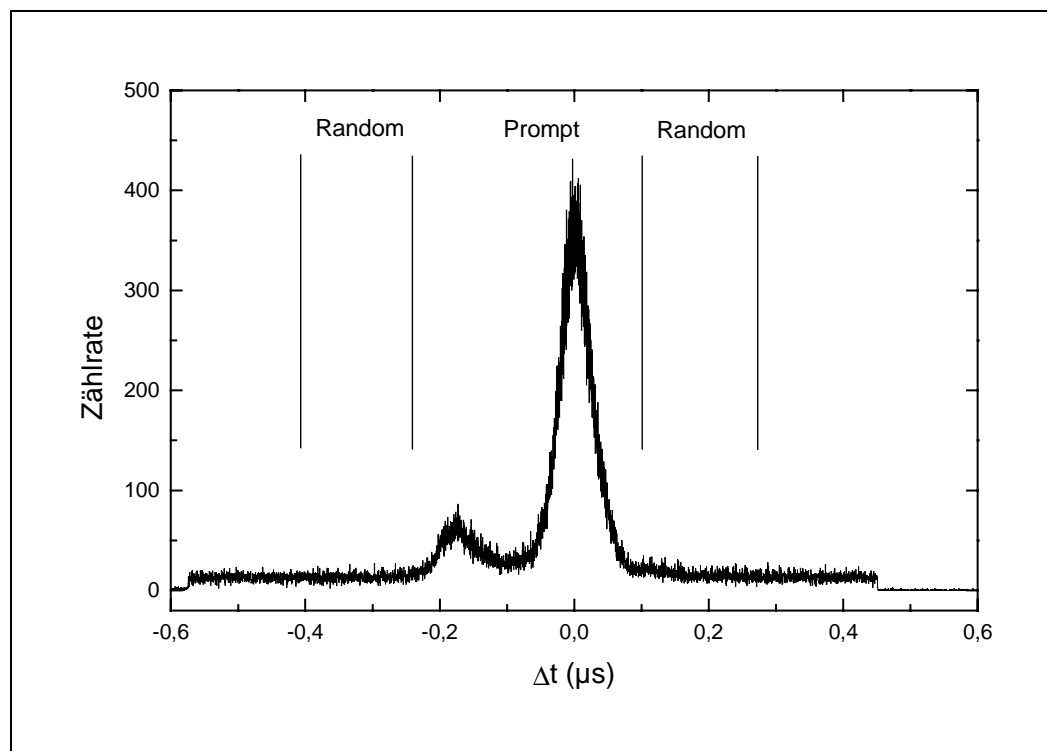


Abb. 4.11 Zeitdifferenzspektrum von Detektor A und Segment 4 des Detektors B.

dargestellt. Da die zwei Photonen des 2E1-Zerfalles simultan ausgesendet werden, besitzen sie in einem Zeitdifferenzspektrum eine feste zeitliche Beziehung, die nur von den verwendeten Detektoren abhängen (Fenster 'Prompt'). Die Doppelstruktur für prompte Ereignisse geht auf eine Besonderheit in der Aufnahmeelektronik des Experimentes zurück. Beide Detektoren können prinzipiell gleichberechtigt die Aufnahme des Zeitdifferenzspektrums starten (Abbildung 4.5). Durch Zeitverzögerung in einem Detektor (z.B. langsamere Anstiegszeit des Ausgangssignales) wird der Start durch den jeweilig anderen Detektor wahrscheinlicher. Weiterhin wurden Energiespektren untersucht, die nur für jeweilige Struktur im Fenster 'Prompt' analysiert wurden, jedoch konnte kein Unterschied (außer der Intensität) festgestellt werden. Zufällige Koinzidenzen, die keine feste Zeitbeziehung besitzen, sind gleichmäßig über das gesamte Spektrum verteilt (Fenster 'Random'). Akkumuliert man nun bei der Analyse zweidimensionale Energiespektren (Summenenergie Detektor A und B gegen Energie Detektor B) unter der Bedingung der verschiedenen Fenster auf, so lassen sich echte Koinzidenzen durch einfache Subtraktion der Energiespektren gewinnen (Abbildung 4.12).

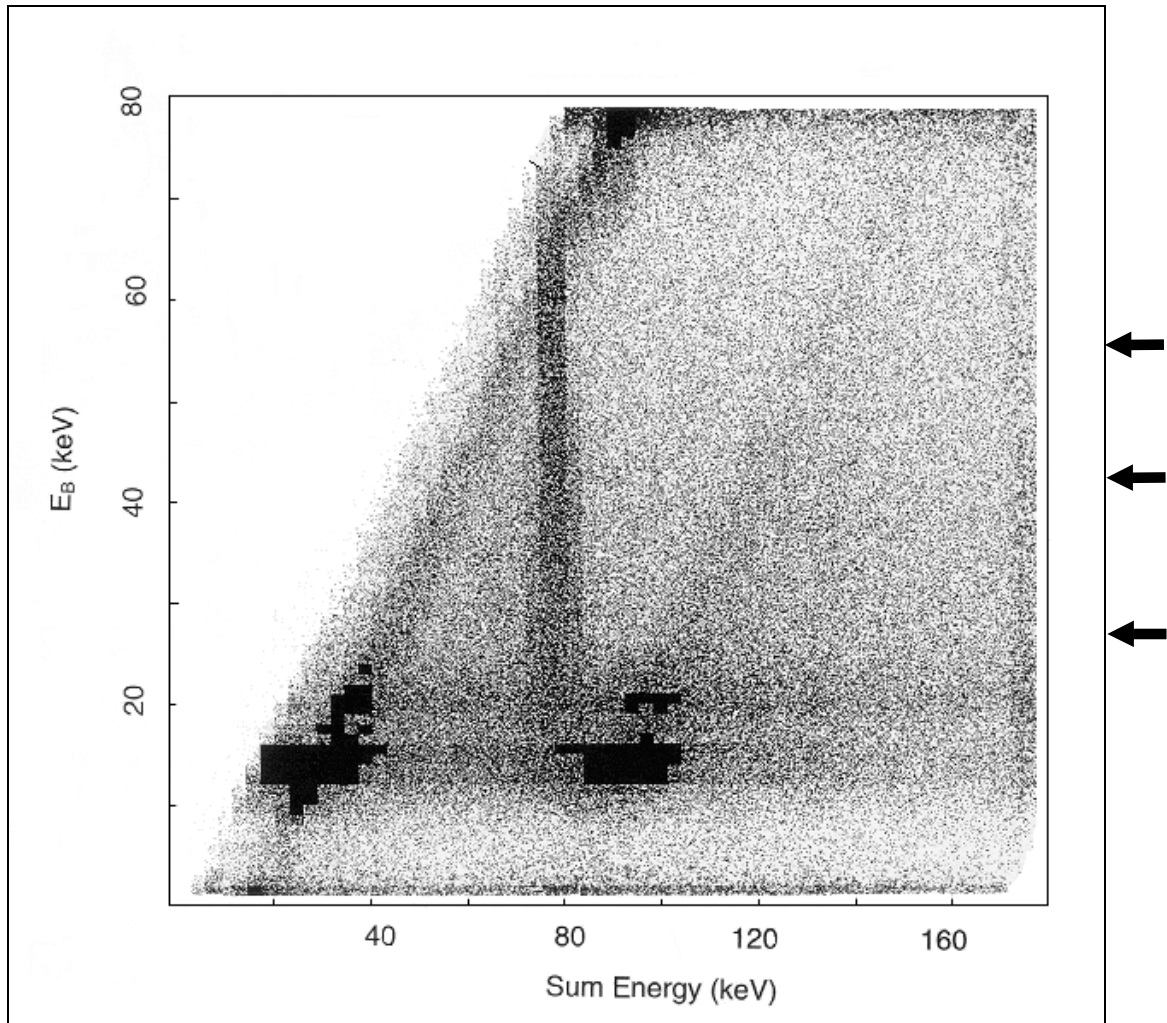


Abb. 4.12 Zweidimensionales Spektrum Summenenergie Detektor A und Segment 4 von Detektor B aufgetragen gegen die Energie des Segment 4. Die Pfeile deuten drei Schnitte entlang E_B an, deren Projektion auf die Summenachse in Abbildung 4.13 zu sehen sind.

Im weiteren Verlauf werden alle Kombinationen Detektor A und ein Segment des Detektors B einzeln ausgewertet. Hierfür wird in den zweidimensionalen Spektren Schnitte bezüglich der Einzelenergie des Segments von 2 keV Breite gelegt und auf die Summenenergieachse projiziert, siehe auch Kapitel 3.2. Für drei Energien des Detektors B (E_B) sind die eindimensionalen Summenspektren in Abbildung 4.13 dargestellt. Die 2E1-Ereignisse bei der festen Laborenergie von 78 keV sind deutlich von anderen Prozessen zu unterscheiden.

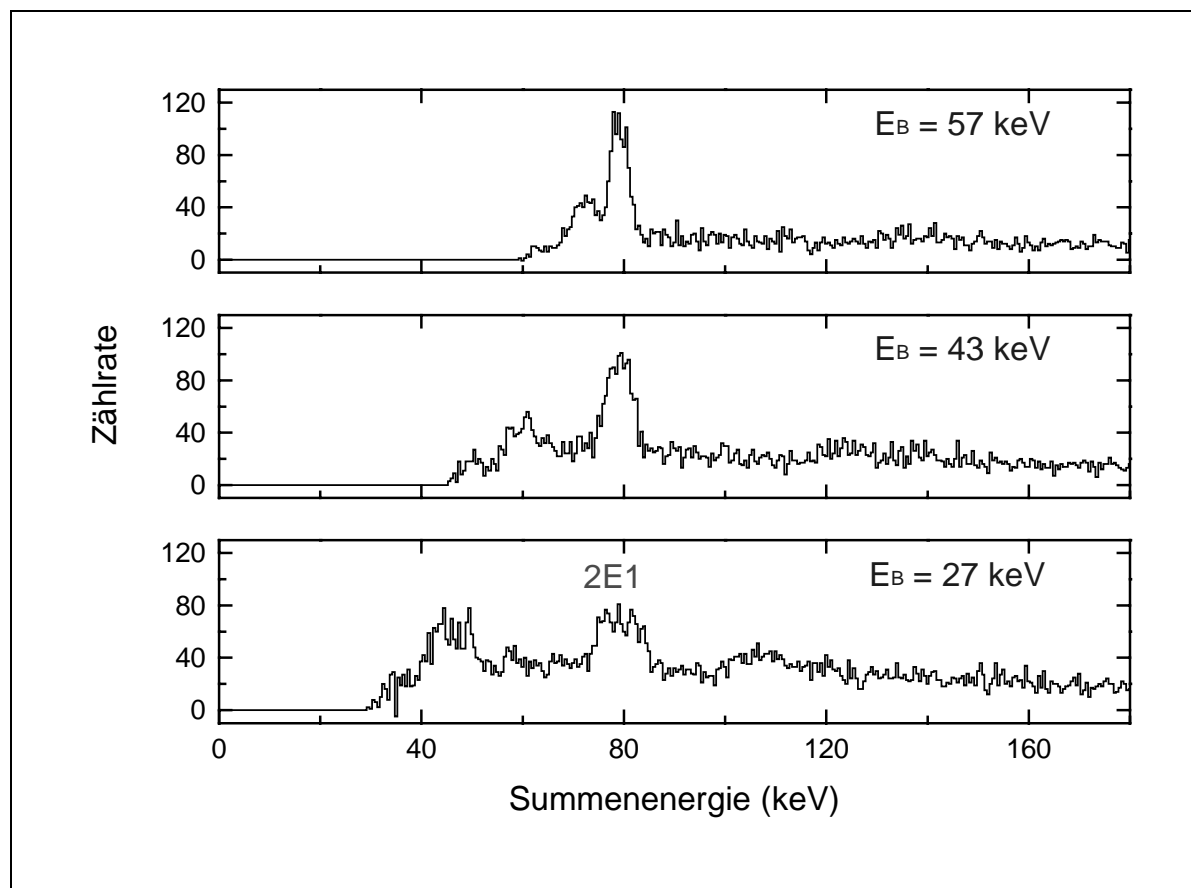


Abb. 4.13 Projizierte eindimensionale Summenspektren bei fester Einzelenergie E_B

In den erhaltenen eindimensionalen Summenspektren mit fester Einzelenergie wird der 2E1-Peak mit Hilfe eines Fitprogrammes ausgewertet. Die resultierenden 2E1-Verteilungen im Laborsystem sind zusammen mit ihren statistischen Fehlern für die verschiedenen Detektorkombinationen in Abbildung 4.14 dargestellt. Aufgrund eines Defektes während der Strahlzeit konnte Segment 1 von Detektor B in der Auswertung nicht berücksichtigt werden. Das Ansteigen der Intensität von Segment 2 zu Segment 7 kann auf die räumliche Lage des Detektors B zurückgeführt werden. Wegen der in Kapitel 4.3 diskutierten relativistischen Lorentztransformation, werden Photonen, die vom Zerfall angeregter Zustände stammen, in einen Kegel um die Strahlrichtung emittiert. Deshalb werden Segmente (hier hohe Segmentnummern), die nur einen kleinen Winkel mit der Strahlachse einschließen, häufiger von Photonen getroffen als diejenige mit großen Winkeln zur Strahlachse (kleine Nummern).

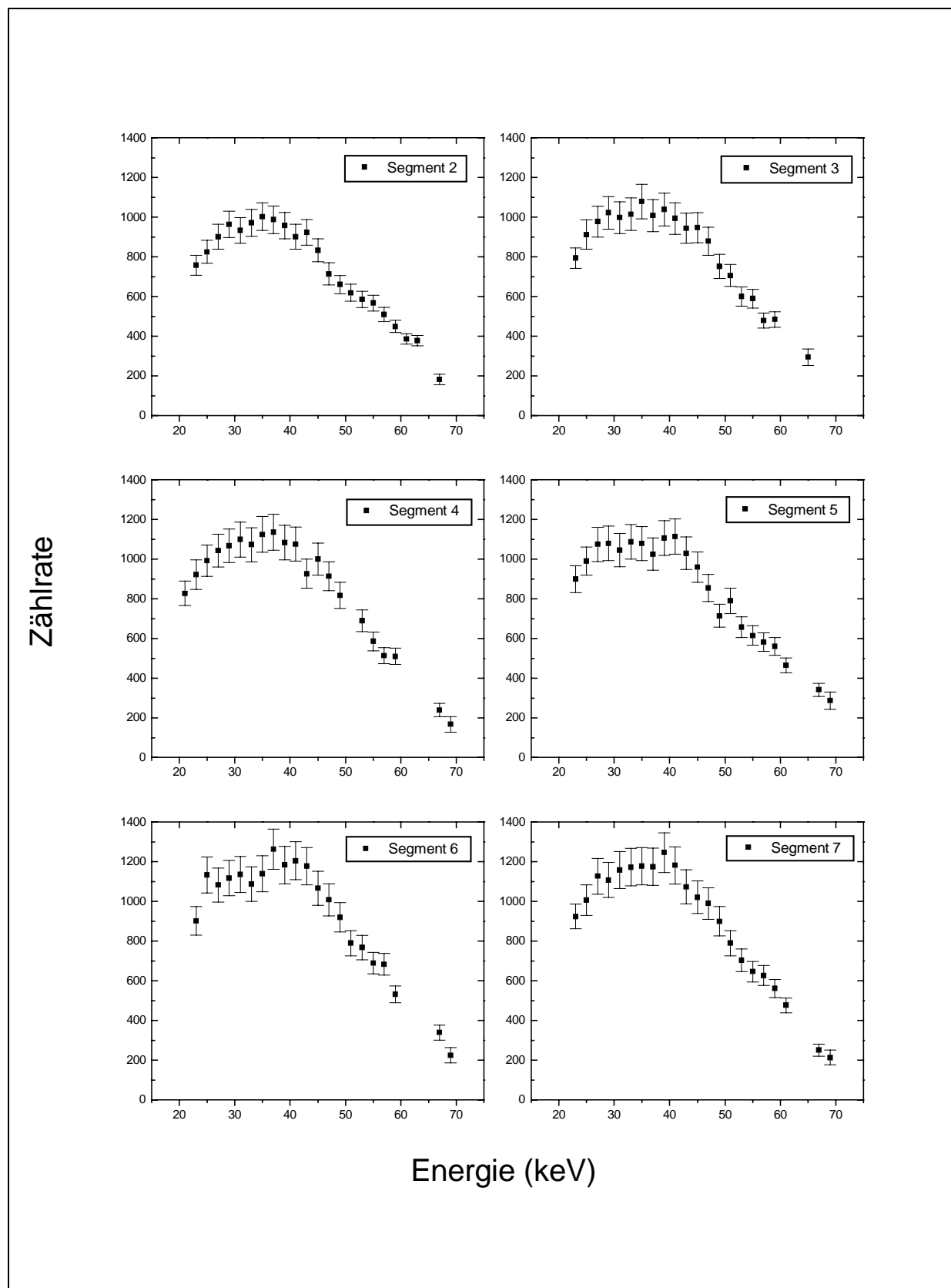


Abb. 4.14 Gemessene 2E1-Verteilungen im Laborsystem für verschiedene Kombinationen des Detektors A mit einem Segment des Detektors B inklusive ihrer statistischen Fehler

4.6 Simulation des Experiments

Ein direkter Vergleich zwischen Theorie und Experiment ist nicht möglich, da aufgrund der recht komplexen Abhängigkeit der verschiedenen, das Experiment bestimmenden Größen eine Änderung der theoretischen Verteilung herbeiführt. Um diese experimentellen Einflüsse, wie etwa Geometrie, Detektoreffizienzen, Lorentztransformation vom mitbewegten Emittersystem ins Laborsystem, zu berücksichtigen, wurde ein Monte-Carlo-Simulationsprogramm geschrieben, um das Experiment für die Bestimmung des Zweiphotonenzerfalles aus dem $1s2s\ ^1S_0$ Zustand in heliumähnlichen Gold zu modellieren. Die Bestimmung der Eingangsparameter dieses Programmes soll im folgenden Kapitel beschrieben werden.

4.6.1 Bestimmung der Experimentparameter

4.6.1.1 Abstand der Detektoren

Neben der rein geometrischen Bestimmung mit seinen Meßungenauigkeiten, kann der Abstand auch über das $1/r^2$ Abstandsgesetz bestimmt werden. Bei bekannter Stärke der radioaktiven Quelle und der Nachweiseffizienz kann man auf den Abstand zurückschließen. Diese betragen in Übereinstimmung beider Methoden für Detektor A ($51,5 \pm 0,5$) mm und für Detektor B ($52,5 \pm 0,5$) mm.

4.6.1.2 Laborwinkel der Detektoren

Für eine Simulation des Experimentes ist die genaue Bestimmung des Winkels unter dem der Detektor zur Ausbreitungsrichtung des Strahls steht von großer Bedeutung, da über den Dopplereffekt auch eine monoenergetische Linie der Energie E_{CM} im Emittersystem CM unter verschiedenen Beobachtungswinkeln θ_{LAB} im Laborsystem LAB verschiedene Energien E_{LAB} besitzt:

$$E_{CM} = E_{LAB} \gamma (1 - \beta \cos \theta_{LAB}) \quad (4.4)$$

Bei einer Ionengeschwindigkeit von $\beta \approx 0,44$ (relative Ungenauigkeit 10^{-3}) besitzt der relativistische Faktor den Wert $\gamma \approx 1,11$. Beide Größen haben über Gleichung (4.4) entsprechend Einfluß auf die in den Detektoren gemessenen Energien E_{LAB} .

Andererseits läßt sich der Dopplereffekt bei bekannten Energien von Röntgenlinien elegant zur in-situ Bestimmung des Laborwinkels einsetzen. Dafür wurden die aufgenommenen

Datensätze nur hinsichtlich ihrer Energiespektren untersucht. Da die Übergangsenergien für $K\alpha$ - und $K\beta$ -Strahlung hinreichend genau bekannt sind [74], wurden diesen für jedes Segment von Detektor B Linienschwerpunkte angefügt und über Formel 4.4 konnte jedem Segment ein Winkel zugeordnet werden (Tabelle 4.5).

Segment Detektor B	Winkel (Grad)
1	$69,92 \pm 0,23$
2	$66,65 \pm 0,21$
3	$63,35 \pm 0,21$
4	$60,11 \pm 0,19$
5	$56,83 \pm 0,22$
6	$53,60 \pm 0,21$
7	$50,32 \pm 0,20$

Tab. 4.5 Mittlere Laborwinkel der Segmente von Detektor B bezüglich der Strahlachse.

Für Detektor A ist dieses Verfahren nicht praktikabel, da aufgrund des großen Öffnungswinkels die Linienbreiten der K-Strahlung wegen des Dopplereffektes so groß werden ($> 2,5$ keV), daß die beiden Linien nicht mehr aufgelöst werden können. Für diesen Detektor wird ein durch die Vakuumkammer vorgegebener mittlerer Winkel von 60° angesetzt. Die Genauigkeit wurde aufgrund von Herstellerangaben mit $\pm 1^\circ$ angenommen.

4.6.1.3 Effizienz der Auslöseelektronik

Die niedrigsten Energien, die mit den einzelnen Detektoren zu messen sind, werden von den eingestellten Schwellen der Diskriminatoren (siehe Kapitel 4.4) bestimmt. Die Nachweiseffizienz aufgrund dieser Schwellen wurde als Funktion der Energie einfallender Photonen gemessen, um das Experiment auch in diesem Energiebereich simulieren zu können. Hierfür bietet sich eine Relativmessung mit Hilfe eines Pulsgenerators und radioaktiver Quellen an, die in Referenz [9] beschrieben wird. Das Signal des Pulsgenerators wird über den Testeingang in den Detektor eingekoppelt, während gleichzeitig das Energiespektrum einer radioaktiven Quelle (Co-57) aufgenommen wird. In einer Meßreihe mit verschiedenen Signalhöhen des Pulsers, der damit faktisch einer Quelle mit variabler Energie entspricht, wird das Verhältnis der Intensität der jeweiligen Pulserlinie zu einer Röntgenreferenzlinie (14,4 keV) bestimmt, was ein Maß für die Nachweiswahrscheinlichkeit darstellt, siehe Abbildung 4.15.

Alternativ hierzu wurde ein zweites Verfahren angewendet, das nachfolgend erläutert werden soll. Zuerst werden Energiespektren radioaktiver Quellen mit den im eigentlichen Experiment verwendeten Diskriminatorschwellen aufgenommen. In einem zweiten Schritt wird nur die Signalgenerierung zum Auslösen der Aufnahmeelektronik geändert. Bei dieser Messung wurde der schnelle Verstärker und Diskriminator (CFD) gegen einen relativ langsamen Verstärker (Zeitkonstante 1 μ s) und einen Einkanaldiskriminator (SCA) ausgetauscht. Aufgrund der langen Zeitkonstante konnten die Schwellen des SCA sehr viel niedriger gewählt werden (entsprechend ca. 2 keV Photonenenergie) als bei der Verwendung des CFD (ca. 5 bzw. 13 keV für Detektor A und B). Unter Berücksichtigung der einzelnen Meßdauern kann die Effizienz durch Division der Linienintensitäten aus den unterschiedlichen Spektren erhalten werden (siehe Abbildung 4.15). Die mit diesem Verfahren gewonnenen Werte sind aufgrund der schlechteren Statistik an den größeren Unsicherheiten zu erkennen. Durch alle Meßpunkte, inklusive der mit der ersten Methode ermittelten Werte, wurde der Fit einer Boltzmannkurve gelegt, um das Verhalten auch analytisch beschreiben zu können.

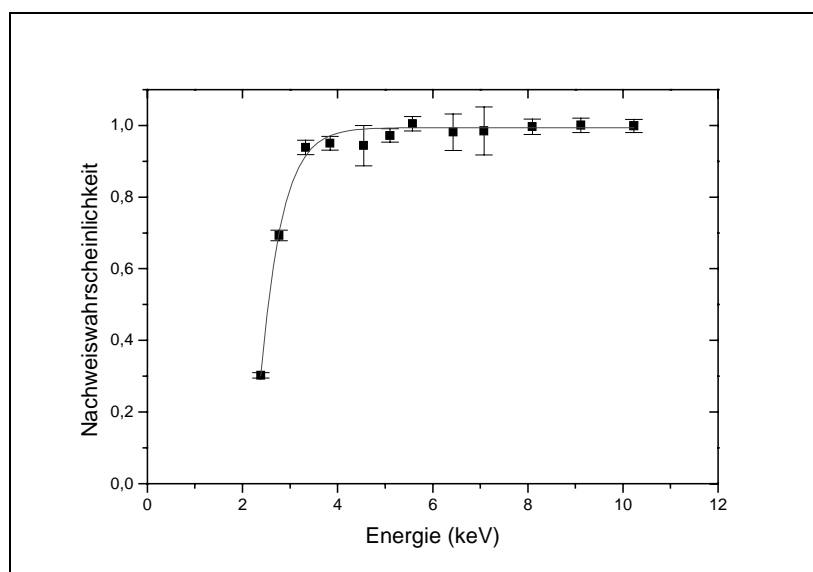


Abb. 4.15 Effizienz der Nachweiselektronik für Detektor A.

Für Detektor B war das erste Verfahren nicht durchführbar, da kein Pulsersignal in den Detektor eingekoppelt werden konnte, wodurch nur das zweite Verfahren zur Anwendung kam. Hierdurch konnte nur für bestimmte Energien, die durch die Übergänge in der radioaktiven Quelle gegeben sind, die Effizienz der Nachweiselektronik bestimmt werden. Für alle Segmente dieses Detektors wurde die Effizienz für Photonenenergien größer als 15 keV zu Eins bestimmt. Für kleinere Photonenenergien zeigen einige Segmente von Detektor B einen

zum Teil starken Abfall auf, der auf relativ hohe Schwellen des Diskriminators (CFD) zurückzuführen ist.

4.6.1.4 Spektrale Effizienz der Detektoren

Für die Untersuchung des Energiekontinuums des Zweiphotonenzerfalles ist vor allem in Hinblick auf die Ge-K-Kante bei 11,1 keV die Bestimmung der Effizienz der Detektoren als Funktion der Photonenenergie von entscheidender Bedeutung. Für Energien kleiner als 10 keV, z.B. in Detektor A, sind aber ebenso das Berylliumfenster, der Goldkontakt und die Germaniumtotschicht des Detektors zu berücksichtigen. Für eine Absolutkalibration von Detektoren im Energiebereich kleiner 100 keV wurden mehrere Verfahren [73,84] vorgeschlagen, die alle die Verwendung offener, intensitätskalibrierter radioaktiver Quellen vorsehen. Da solche Quellen nicht zur Verfügung standen, wurde die Effizienz bei niedrigen Energien relativ zur Effizienz bei hohen Energien bestimmt.

Die Effizienz von Halbleiterdetektoren für Photonenenergien größer 100 keV kann mit Hilfe von kalibrierten, kommerziell erhältlichen radioaktiven Quellen präzise bestimmt werden. Die Unsicherheiten einer solchen Messung betragen unter einem Prozent. Dahingegen bewegen sich die Abweichungen von Wiederholungsmessungen über mehrere Jahre hinweg im Bereich von ca. 1,4 Prozent [85], so daß die eingeschränkte Reproduzierbarkeit einer solchen Effizienzmessung als Hauptbeitrag in der Unsicherheit angesehen werden kann.

Zur Effizienzbestimmung im Bereich niedriger Photonenenergien wurden Energiespektren verschiedener radioaktiver Quellen (Am-241, Cd-109, Co-57) für jeden Detektor mit einer niedrigen Diskriminatorschwelle aufgenommen. In jedem Energiespektrum werden Verhältnisse von Intensitäten verschiedener Röntgenlinien zu einer Referenz-Gammalinie gebildet. Aus den bekannten Linienverhältnissen der Literatur [84] und der experimentell bestimmten Effizienz für die Energie der jeweiligen Referenz-Gammalinie [85] wurde für die Energien der Röntgenlinien die Effizienz des Detektors bestimmt (siehe Abbildung 4.16). Für Photonenenergien zwischen 15 keV und 100 keV wurde an die experimentellen Ergebnisse ein Polynom vierten Grades angepaßt. Die Übereinstimmung in diesem eingeschränkten Energiebereich ist augenfällig.

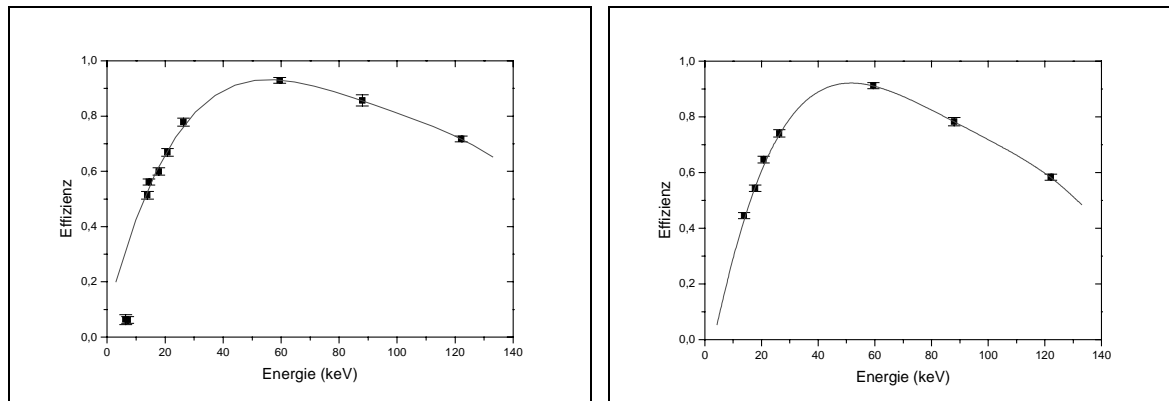


Abb. 4.16 Spektrale Effizienz der Detektoren A (links) und B (Segment 4, rechts) als Funktion der Photonenergie

4.6.2 Modell des Zweiphotonenzerfalles

Zur Simulation des Experimentes zur Bestimmung der Energieverteilung des Zweiphotonenzerfalles werden zwei verschiedene theoretische Modelle zugrunde gelegt. Die Simulation der experimentellen 2E1-Energieverteilung basiert auf dem theoretischen Modell von Derevianko und Johnson für heliumähnliches Gold [86]. Eine zweite Simulation mit der 2E1-Energieverteilung für heliumähnliches Argon [34] wird als Test der Sensitivität auf relativistische Korrekturen durchgeführt. Durch diesen künstlichen Eingriff kann man die relativistischen Korrekturen in der Simulation (nahezu) abschalten, da diese im Bereich von kleinen Kernladungszahlen vergleichsweise klein sind. Da die Ergebnisse der theoretischen Vorhersagen nur als Tabelle vorliegen, wurde zum Erhalt analytischer Funktionen ein Polynom vierten Grades angefügt. Die auf die Fläche Eins normierten Verteilung Y für Photonenergien kleiner als die halbe Übergangsenergie lauten:

$$Y = A + B_1 * X + B_2 * X^2 + B_3 * X^3 + B_4 * X^4 \quad (4.5)$$

mit X als Quotient der Energie eines Photons zu der Gesamtübergangsenergie.

Die Ergebnisse eines Fits der jeweiligen Verteilung ist in Tabelle 4.6 zu finden.

Parameter	Gold (Z = 79)		Argon (Z = 18)	
	Wert	Fehler	Wert	Fehler
A	-0,1384	0,0089	-0,0739	0,0066
B ₁	15,3954	0,2354	21,1177	0,1887
B ₂	-25,7803	1,8512	-73,3774	1,5820
B ₃	13,1233	5,4283	130,0714	4,8401
B ₄	2,1199	1,8829	-92,4226	4,8292

Tab. 4.6 Fitfunktion für die Energieverteilung des 2E1-Zerfalles in heliumähnlichem Gold [86] und Argon [34].

Die Winkelverteilung des Zweiphotonenzerfalles wird in der Simulation mit einer $(1 + \cos^2\varphi)$ -Verteilung modelliert, wobei φ der Öffnungswinkel der zwei Photonen ist. Dieses Ergebnis wurde schon von Göppert-Mayer [1] in ihrem nicht-relativistischen Modell gefunden. Relativistische Effekte aufgrund der hohen Kernladungszahl vor allem die virtuelle Ankopplung an 3P -Zustände lassen für Gold eine Abweichung von der obigen Winkelverteilung vermuten, was bisher aber nicht für diese Systeme theoretisch untersucht wurde. Bereits vorliegende winkeldifferentielle Rechnungen [40,41] für Zweiphotonenübergänge in Vielelektronensystemen zeigen schon im mittleren Z -Bereich ($Z \leq 54$) eine gewisse Abweichung von der $(1 + \cos^2\theta)$ Winkelverteilung. Da die Berechnung des Zweiphotonenzerfalles in Vielelektronensystemen analog zu den Wenigelektronensystemen durchgeführt wird, d.h. die Summation über alle möglichen, auch besetzten Zwischenzustände (siehe Kapitel 2, auch [15]), ist ein solches Verhalten auch in dem untersuchten System zu erwarten.

4.6.3 Simulationsprogramm

Alle in Kapitel 4.6.1 und 4.6.2 beschriebenen Größen dienen als Eingangsparameter eines Monte-Carlo-Programmes, das zur Portabilität unter GSI-Rechnern in Fortran90 geschrieben wurde. Mit Hilfe eines Zufallszahlengenerators werden zwei „Photonen“ Energie und Winkel entsprechend den in Kapitel 4.6.2 beschriebenen Verteilungen zugeordnet. Danach werden diese „Photonen“ mittels Lorentztransformation aus ihrem Emittersystem in das Laborsystem transformiert. Werden zwei „Detektoren“ getroffen, so werden die Energien der „Photonen“ in ein entsprechendes Spektrum akkumuliert und vor Beendigung des Programms um die Effizienzen der Detektoren korrigiert. Um den statistischen Fehler der Simulation vernach-

lässigen zu können (relativer Fehler kleiner als 1%), sind $3 \cdot 10^9$ Durchläufe mit der Generierung zweier Photonen notwendig, was einer CPU-Zeit von ca. 200 Minuten auf einem Alphaprozessor mittlerer Leistung der Firma Digital Equipment Corporation entspricht. In den simulierten 2E1-Energiespektren befinden sich pro Kanal der Breite 1 keV durchschnittlich mehr als 20000 Ereignisse.

4.6.4 Fehlerband der Simulation

Das Ergebnis der Monte-Carlo-Simulation hängt im wesentlichen auch von den experimentell bestimmten Eingangsparametern spektrale Nachweiswahrscheinlichkeit, Abstand und Winkel der Detektoren und Ionenenergie ab, die alle gewisse Unsicherheiten aufgrund ihrer Bestimmung aufweisen. Um den Einfluß dieser Unsicherheiten auf die Simulation zu untersuchen, wurde eine Reihe von Simulationen mit gleicher Anzahl von Durchläufen durchgeführt, wobei jeweils nur ein Parameter um seine Meßunsicherheit verändert wurde. Von diesen Simulationen wurde als Referenz eine Simulation mit den originären Werten aus Kapitel 4.6.3 kanalweise subtrahiert. Die Abweichungen aufgrund verschiedener Ursachen werden schließlich zu einem Fehlerband quadratisch addiert.

4.7 Vergleich der experimentellen Daten mit der Simulation

Eine direkte Addition der Ergebnisse der 2E1-Verteilung für verschiedene Detektorkombinationen (Abbildung 4.11) ist nicht möglich, da sich die Übergangsenergie des 2E1-Zerfalles je nach Detektionswinkel ändert. Durch eine Rücktransformation vom Labor- ins Emittersystem mittels Dopplerkorrektur der einzelnen Ergebnisse für einzelne Detektorkombinationen kann dieses Problem umgangen werden. Hierbei ist ebenso die Transformation der Raumwinkel zu beachten. In Abbildung 4.17 sind die experimentellen Ergebnisse mit den Simulationen für die theoretische Gold- und Argonverteilung des Zweiphotonenzerfalles im Emittersystem dargestellt. Es sei darauf verwiesen, daß die Simulationen aufgrund der besten Übereinstimmung auf den experimentellen Wert bei einer Energie von 32 keV (etwas unterhalb des Mittelpunktes der Verteilung) normiert sind.

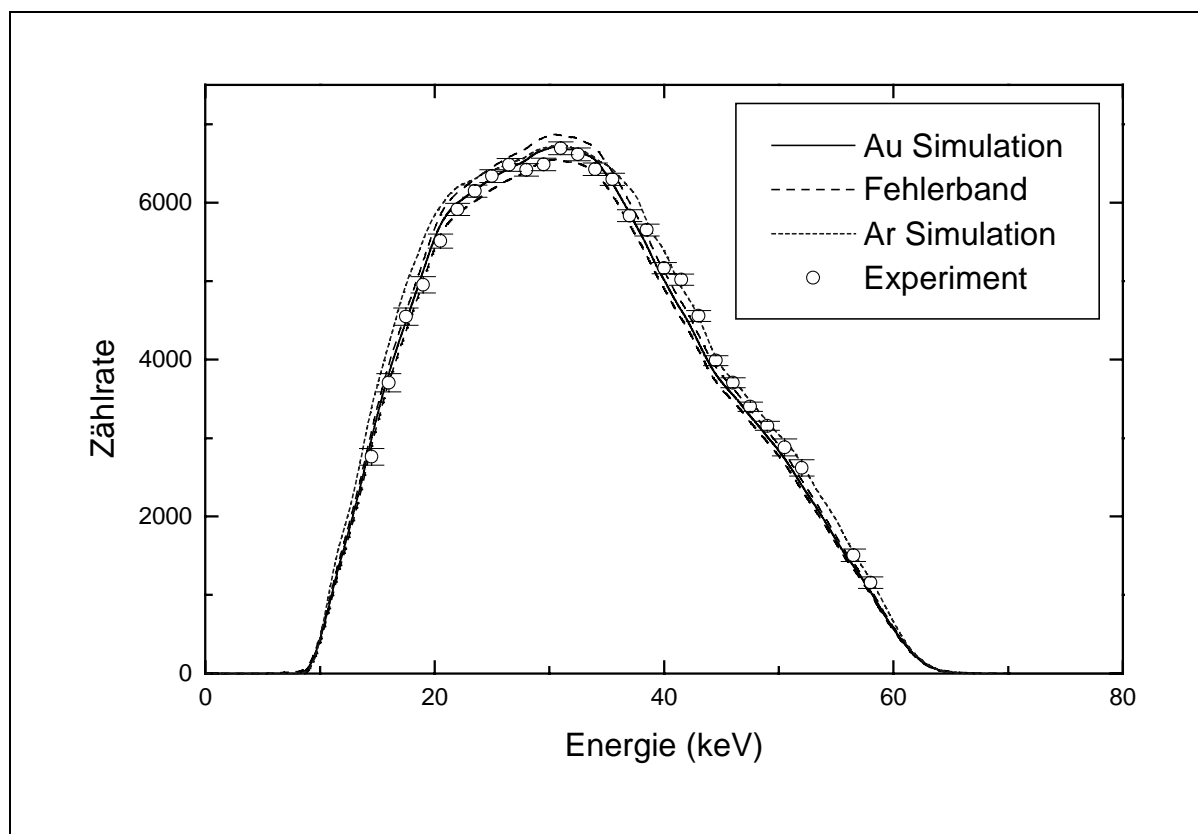


Abb. 4.17 Experimentelle 2E1-Verteilung im Emittersystem im Vergleich mit Simulationen auf der Basis theoretischer Au- und Ar-Verteilungen. Für die simulierte Goldverteilung ist ebenso das Fehlerband angegeben.

Wie in Abbildung 2.4 gezeigt wurde, stellen die normierten 2E1-Spektralverteilungen für heliumähnliche Ionen mit einer Kernladungszahl $Z \approx 20$ das Maximum, mit einer Kernladungszahl $Z = 92$ das Minimum aller Verteilungen dar. Daher spannen die Simulationen für die Au- und Ar-Verteilungen den Bereich auf, in dem auch die experimentellen Werte zu erwarten sind, was in Abbildung 4.17 auch experimentell gefunden wird. Somit handelt es sich bei diesem Experiment um die erste Bestimmung der Energieverteilung der ausgesendeten Photonen des 2E1-Prozesses aus dem Zustand $1s2s\ ^1S_0$ in sehr schweren heliumähnlichen Ionen. Darüber hinaus läßt sich festhalten, daß die experimentellen Werte stets unter der simulierten Argon-Verteilung und (zum Teil) näher zur Gold-Verteilung liegen. Um dies auch zu quantifizieren, wurde die Abweichungen zwischen experimentellen Werten und den entsprechenden Simulationen in Abbildung 4.18 dargestellt. Auf Grundlage dieser Ergebnisse wird ein χ^2 -Test durchgeführt.

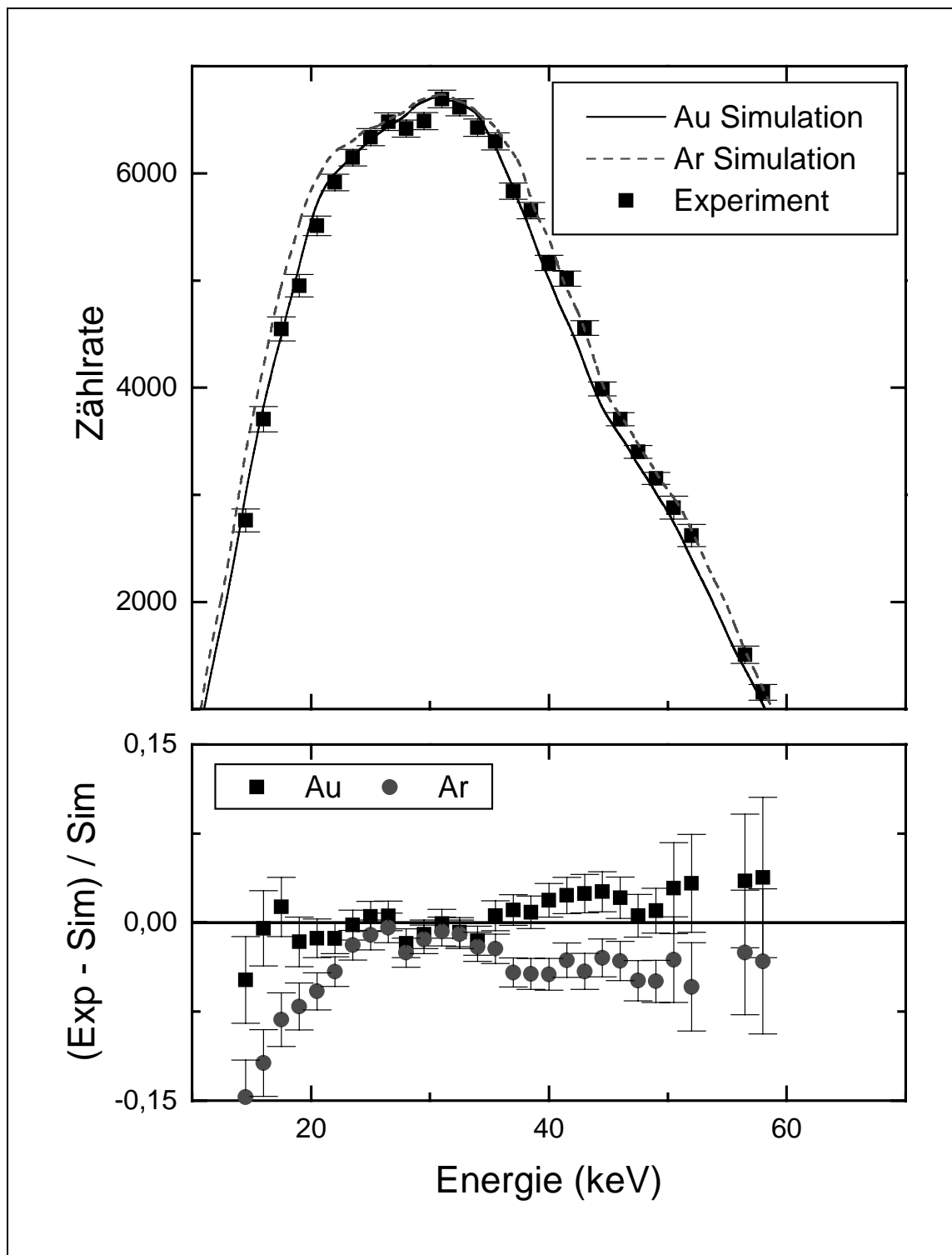


Abb. 4.18 Oberer Teil: Der Ausschnitt aus Abbildung 4.17 zeigt die experimentellen Ergebnisse im Vergleich zu den Simulationen für Gold und Argon. Unterer Teil: Residuenquotient der jeweiligen Simulation (Au: Quadrate, Ar: Kreise) zu den experimentellen Werten.

Sei die Simulation durch eine Funktion $y = f(x; p_1, p_2, \dots)$ und die experimentellen Meßergebnisse durch die Wertepaare (x_i, y_i) gegeben, so folgt:

$$\chi^2(p_1, p_2, \dots) = \frac{1}{\text{DOF}} \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} [y_i - f(x_i; p_1, p_2, \dots)]^2 \quad (4.6)$$

mit 'Degree of Freedom' DOF und σ_i^2 den experimentellen Unsicherheiten des Wertepaares (x_i, y_i) .

Eine solche Behandlung ergibt für den Vergleich des Experiments mit der Simulation der Gold-Verteilung $\chi^2 = 3,84$, für den entsprechenden Vergleich mit der Ar-Verteilung $\chi^2 = 7,35$. Im Rahmen der beschränkten experimentellen Genauigkeiten konnte mit diesem Experiment erstmals die theoretisch vorhergesagte Z-Abhängigkeit des Zweiphotonenzerfalles in sehr schweren heliumähnlichen Ionen gezeigt werden. Der Einfluß der relativistischen Korrekturen der heliumähnlichen Wellenfunktionen für schwere Ionen, der ein Absinken der Intensität in den Flanken im Vergleich zu der 2E1-Verteilung von Helium bewirkt (vgl. Kapitel 2.3), konnte für kleine Photonenenergien im Rahmen der Meßgenauigkeit bestätigt werden. Andererseits wurde mit den einzigen Beam-Foil-Experimenten zur Bestimmung des Zweiphotonenzerfalles in heliumähnlichen, mittelschweren Ionen (Kr: [9], Ni: Kapitel 3) der Einfluß der Elektron-Elektron-Wechselwirkung gezeigt, der ein Ansteigen der Intensität in den Flanken im Vergleich zu der 2E1-Verteilung von Helium bewirkt.

4.8 Bestimmung des Matrixelementes $|M_{fi}|^2$

Ähnlich wie in Kapitel 3.5.3 kann auch in diesem Experiment eine normierte Rate angegeben werden, die proportional zum Matrixelement $|M_{fi}|^2$ ist. Die Ableitung einer solchen Größe muß aber hier anders durchgeführt werden, da eine Vergleichsmessung des 2E1-Zerfalles in wasserstoff(!)ähnlichem Gold aufgrund des dominierenden Zerfallskanals über M1-Strahlung nicht möglich ist. Wichtigster Punkt bleibt weiterhin die Bestimmung der Effizienz des verwendeten Detektorsystems als Funktion der Energie. Aus einem Vergleich der Simulation (Kapitel 4.6) mit den theoretischen Vorhersagen [13] läßt sich die benötigte Effizienz ableiten. Ein Nachteil dieser Methode ist aber in dem Umstand zu sehen, daß mit Hilfe der zu untersuchenden Energieverteilung die Effizienz bestimmt wird, während in Kapitel 3.5.3 auf das unabhängige System des 2E1-Zerfalles in H-ähnlichen Ionen zurückgegriffen werden

kann. Zur abschließenden Bewertung der Daten ist auch die Berücksichtigung der Fehler aufgrund der Simulation zu berücksichtigen, da diese die zentrale Rolle in der Ableitung spielt. Gerade die Unsicherheit der Simulation (Fehlerband Abb. 4.17) erweist sich in einer Fehleranalyse als größter Beitrag zum Gesamtfehler. Von untergeordneter Bedeutung sind die Unsicherheiten aufgrund von Normierungen. Um die rein statistischen Fehler (innere Balken) von Unsicherheiten (äußere Balken), die durch Anwendung dieser Methode auftreten, zu unterscheiden, werden die experimentellen Daten in Abbildung 4.19 mit beiden Fehlern separat dargestellt. Zum Vergleich sind die Vorhersagen von Derevianko und Johnson für Nickel (gestrichene Linie) und Gold (durchgezogene Linie) eingetragen.

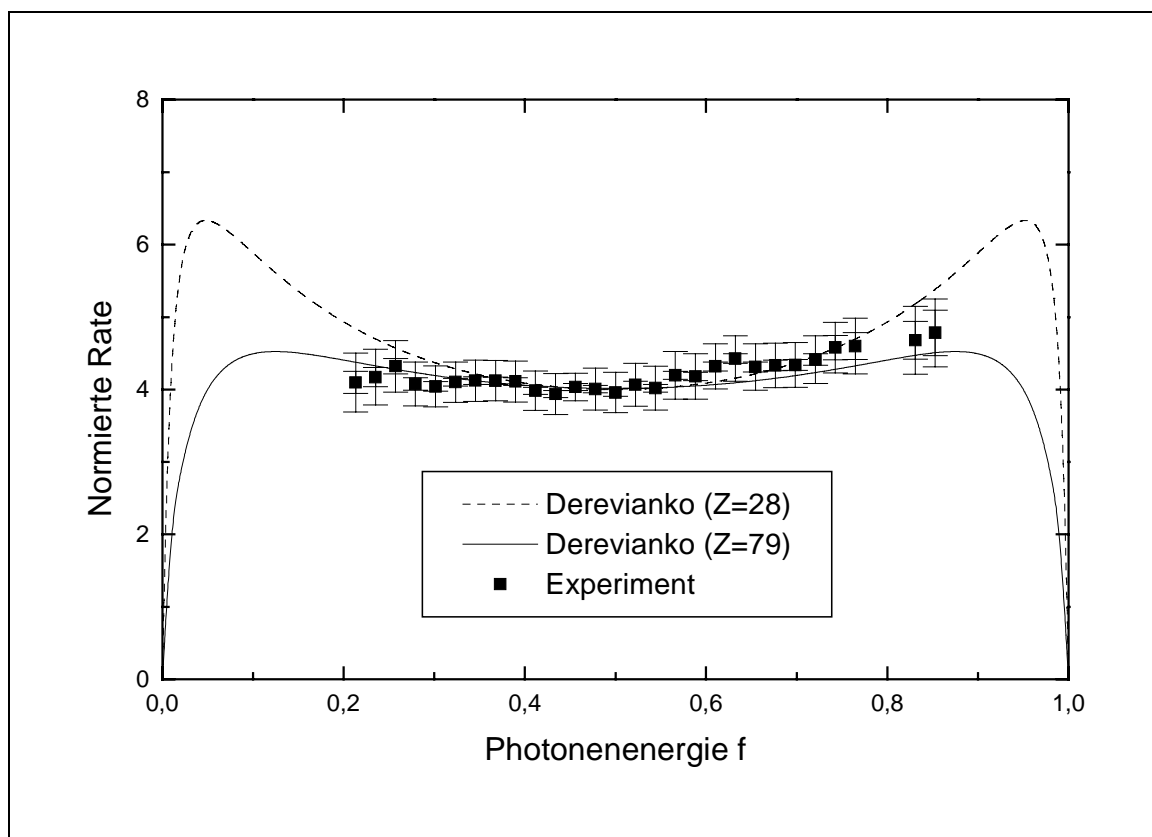


Abb. 4.19 Normierte Rate des 2E1-Zerfalls in He-ähnlichem Gold als Funktion der Photonenenergie $f = \hbar\omega / \Delta E_{2E1}$. Die experimentellen Daten werden mit verschiedenen theoretischen Vorhersagen verglichen. Erläuterungen siehe Text.

Wie Abbildung 4.19 entnommen werden kann, wird die theoretisch vorgesezte Z-Abhängigkeit der Energieverteilung des 2E1-Zerfalles in heliumähnlichen Ionen bestätigt. Vor allem in den Randbereichen der Verteilung ($f < 0,25$ und $f > 0,75$) liegen die experimentellen Werte unter der theoretischen Vorhersage für Nickel ($Z = 28$). Der Abfall in der normierten Rate

aufgrund von relativistischen Effekten für ein schweres System wie Gold ist in Abbildung 4.19 zu erkennen.

4.9 Nachbemerkungen

Obwohl die Simulation für die theoretische Goldverteilung nach Derevianko die experimentellen Werte in Abbildung 4.18 im wesentlichen reproduzieren kann, bleiben aber gewisse Abweichungen festzuhalten. Drei Prozesse, die zur Aussendung zweier Photonen mit kontinuierlicher Energieverteilung Anlaß geben, sollen in der folgenden Diskussion im Vordergrund stehen. So kann der 2^3S_1 Zustand neben dem M1 Übergang auch über einen 2E1-Prozeß in den Grundzustand zerfallen. Aufgrund der limitierten Auflösung der Halbleiterdetektoren können diese aber nicht getrennt aufgelöst werden. Das gleiche Argument trifft auch für den 2^3P_0 Zustand zu, der durch einen E1M1-Übergang, d.h. durch simultane Aussendung eines E1- und M1-Photons, in den Grundzustand zerfallen kann. Trotz der Ladungsselektion des einkommenden heliumähnlichen Ionenstrahls kann eine Verunreinigung mit wasserstoffähnlichen Ionen durch Umladung im Festkörpertarget nicht ganz ausgeschlossen werden. Eine weiterer Beitrag zum gemessenen Zweiphotonenkontinuum könnte somit durch den Zerfall des $2^2S_{1/2}$ Zustands des wasserstoffähnlichen Anteils am Goldionenstrahl über 2E1 verursacht sein.

Um die Situation im untersuchten Ionensystem zu verdeutlichen, werden in Abbildung 4.20 die wichtigsten Zustände mit ihren Zerfallskanälen dargestellt. Der 2E1-Übergang und die E1-Übergänge aus den 2P-Zuständen werden der Übersichtlichkeit wegen weggelassen.

Die Zahlen unterhalb des Zerfallsmodus geben theoretisch berechnete Zerfallsraten wider. Die Werte für die Einphotonenübergänge wurde einer Rechnung von Johnson et al. [75] entnommen. Der Zweiphotonenzerfall des 2^3S_1 Zustandes ist wie derjenige aus dem 2^1S_0 Zustand in Ref [13] berechnet. Die Zerfallsrate des E1M1-Überganges [87] wurde mit Hilfe eines Programmes von Drake berechnet, das auch zur Bestimmung des gleichen Überganges in heliumähnlichen Uran [88] diente.

In den nachfolgenden Kapiteln sollen jeweils (grobe) obere Grenzen für die Anzahl der Ereignisse dieser Prozesse abgeschätzt werden.

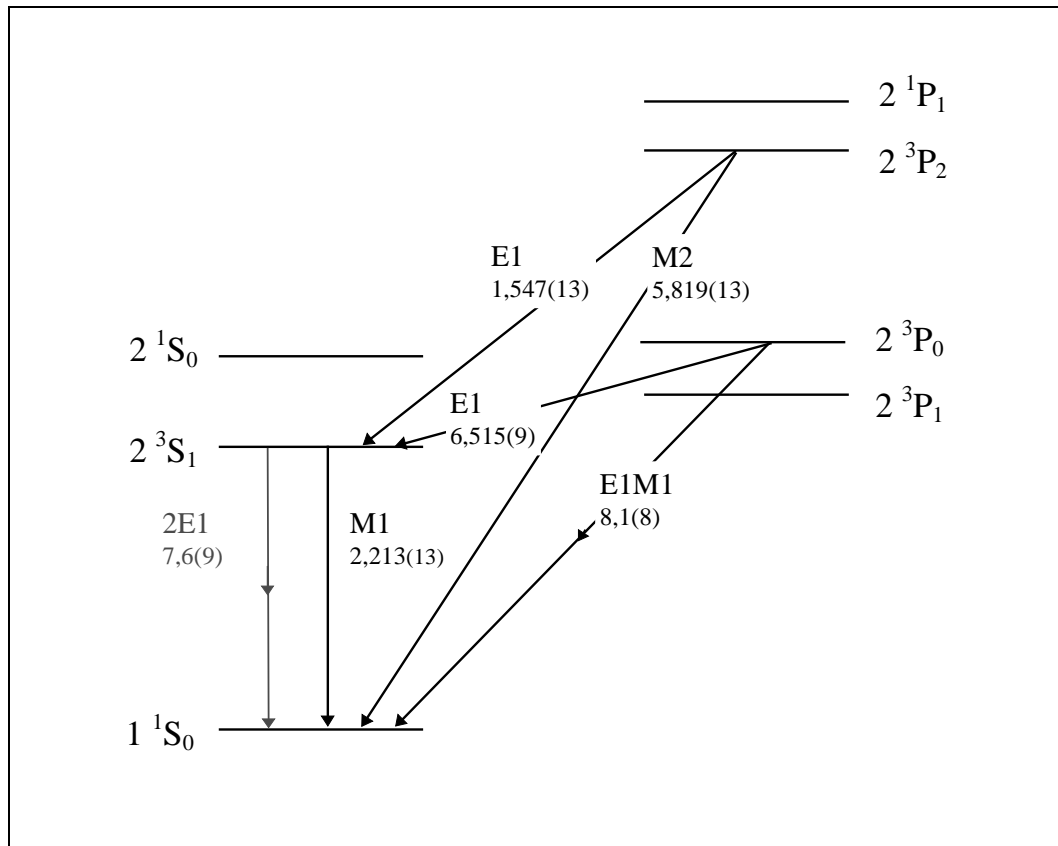


Abb. 4.20 Reduziertes Termschema von heliumähnlichem Gold mit Angabe der in diesem Kapitel 4.8 wichtigsten Übergänge und deren Zerfallsraten. Die Zahlen in Klammern geben die Zehnerpotenz an. Weitere Erläuterungen im Text.

4.9.1 2E1 aus dem Zustand 2^3S_1

Der Ausgangszustand 2^3S_1 wird sowohl direkt als auch über Kaskadenprozesse aus höheren Zuständen bevölkert. Da die jeweiligen Anteile unbekannt sind, soll mit dem folgenden sehr groben Modell eine obere Zahl von 2E1-Prozessen aus dem 2^3S_1 Zustand abgeschätzt werden. Wie in Kapitel 4.5.1 erläutert, setzt sich die $K\alpha_2$ -Linie im wesentlichen aus dem M1-Übergang $2^3S_1 \rightarrow 1^1S_0$ und dem E1-Übergang $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ zusammen. Unter der (unphysikalischen) Annahme, daß der E1-Übergang zu vernachlässigen ist, läßt sich die Anzahl der M1-Zerfälle des 2^3S_1 Zustandes mit der Intensität der $K\alpha_2$ -Linie gleichsetzen. Mit Hilfe einer separaten Messung des totalen Röntgenspektrums konnte die Gesamtanzahl von $K\alpha_2$ -Ereignissen in einem einzelnen Segment von Detektor B (Eigenschaften Tabelle 4.1) während der Meßzeit zu 6617486 bestimmt werden, die hiermit die Anzahl der M1-Ereignisse reprä-

sentierte. Aus dem Verzweungsverhältnis nach Abbildung 4.20 ergibt dies 2251 2E1-Ereignisse, bei denen nur ein Photon in dem Segment von Detektor B nachgewiesen wurde. Da es sich bei dem in Kapitel 4.5.2 beschriebenen Experiment um eine Koinzidenzmessung handelt, wird diese Zahl durch den Raumwinkel des zweiten Detektors ($A: d\Omega/4\pi = 0,015$) verkleinert. Ohne Berücksichtigung der Detektoreffizienz und des eingeschränkten Energiebereiches, der experimentell zugänglich war, ergibt sich somit eine obere Schranke von 34 2E1-Ereignissen aus dem $1s2s\ ^3S_1$ Zustand pro Kombination Segment und Detektor A. Aus einem Vergleich mit den gemessenen 2E1-Verteilungen in Abbildung 4.14 kann abgeleitet werden, daß der in diesem Kapitel diskutierte Anteil zu vernachlässigen ist.

4.9.2 E1M1 aus dem Zustand $2\ ^3P_0$

Wie aus Abbildung 4.20 zu entnehmen ist, kann der Zustand $1s2p\ ^3P_0$ über einen E1M1-Zweiphotonenzerfall in den Grundzustand $1s^2\ ^1S_0$ oder durch Aussendung eines E1-Photons in den angeregten $1s2s\ ^3S_1$ -Zustand zerfallen. Nach einer Skalierungsregel von Drake [88] beträgt das Verhältnis der Zerfallsraten in Gold $A(E1M1)/A(E1) \approx 0,09$, d.h. der $2\ ^3P_0$ -Zustand zerfällt zum überwiegenden Teil ($> 90\%$) durch Aussendung eines E1-Photons der Energie 180 eV. Aufgrund der kleinen Energie (Spektralbereich des EUV!) können diese nicht mit den im Experiment verwendeten Germaniumdetektoren nachgewiesen werden.

Da es sich bei dem Projekttilstrahl um das Goldisotop mit der Massenzahl 197 handelt, tritt aufgrund des Kernspins von $I = 3/2$ ein starker Effekt zur Entvölkerung des Zustandes $2\ ^3P_0$ hinzu. Aufgrund des kleinen Energieabstandes koppelt der Zustand $2\ ^3P_0$ über die Hyperfeinwechselwirkung an den Zustand $2\ ^3P_1$ an, der über einen E1-Übergang in den Grundzustand $1\ ^1S_0$ zerfällt. Wie in [89] für heliumähnliches Gold gezeigt wurde, reduziert sich die Lebensdauer des $2\ ^3P_0$ Zustandes von 151,6 ps für das ungestörte System mit Kernspin $I = 0$ aufgrund der Störung der Hyperfeinwechselwirkung zu 23,66 ps (entspricht einer Zerfallsrate $A = 4,2 \times 10^{10}$ 1/s). In einem ersten Experiment bei GSI [90] konnte der Wert der Lebensdauer des gestörten $2\ ^3P_0$ Zustandes zu $32,02 \pm 3,66$ ps bestimmt werden und somit die Rechnung im wesentlichen bestätigen. Aufgrund des beschriebenen Hyperfeinquenching kommt es zur Entvölkerung des $2\ ^3P_0$ Zustandes, so daß der Beitrag zum gemessenen Zweiphotonenkontinuum durch simultane Aussendung eines E1- und M1-Photons stark reduziert wird. Mit den

Angaben der Zerfallsraten aus Abb. 4.20 ergibt sich ein Anteil des E1M1-Kanals von ca. zwei Prozent beim Zerfall des $2\ ^3P_0$ Zustandes.

Um den Einfluß auf die experimentell bestimmte Energieverteilung abschätzen zu können, muß die relative Besetzungstärke der Ausgangszustände $2\ ^1S_0$ und $2\ ^3P_0$ der verschiedenen Zweiphotonenzerfälle 2E1 bzw. E1M1 bekannt sein. Diese Angaben können einer Rechnung für das System $119\ \text{MeV/u}\ \text{Bi}^{82+} \rightarrow \text{p}$ in [57] entnommen werden. Aufgrund der ähnlichen kinetischen Energie der Ionen (119 zu 106 MeV/u) und der ähnlichen Kernladungszahl Z (83 zu 79) ist davon auszugehen, daß sich die Besetzung der interessierenden Zustände nicht wesentlich ändert. Die Umskalierung auf das verwendete Aluminiumtarget wird durch die quadratische Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Kernladungszahl Z_T des Targets ($\sigma^{\text{EXC}} \propto Z_T^2$, siehe Kapitel 2.4.3) berücksichtigt. Die Rechnungen in [57] wurden für wasserstoff(!)ähnliches Wismut durchgeführt. Da die Elektron-Elektron-Wechselwirkung für diese schweren Systeme im Vergleich zu der Elektron-Kern-Wechselwirkung relativ schwach ist, kann man heliumähnliche Ionen mit großem Z als ein System zweier unabhängiger Elektronen beschreiben, die relativistisch behandelt werden müssen. Dies führt zur Analogie folgender Zustände in H- und He-ähnlichen, sehr schweren Ionen:

H-ähnlich	He-ähnlich	Wirkungsquerschnitt (barn)
$2\ s_{1/2}$	$[1s_{1/2}, 2s_{1/2}]_{J=0,1}$, d.h. $2\ ^1S_0, 2\ ^3S_1$	0,831
$2\ p_{1/2}$	$[1s_{1/2}, 2p_{1/2}]_{J=0,1}$ $2\ ^3P_0, 2\ ^3P_1$	0,905
$2\ p_{3/2}$	$[1s_{1/2}, 2p_{3/2}]_{J=1,2}$ $2\ ^1P_1, 2\ ^3P_2$	1,432

Tab. 4.7 Wirkungsquerschnitte nach [57] für Anregung in L-Schalenzustände (in barn) für das System $119\ \text{MeV/u}\ \text{Bi}^{82+} \rightarrow \text{p}$

Wie Tabelle 4.7 entnommen werden kann, sind die Wirkungsquerschnitte zur Besetzung der Gruppen $2\ ^1S_0, 2\ ^3S_1$ bzw. $2\ ^3P_0, 2\ ^3P_1$ in heliumähnliche Ionen annähernd gleich. In der ersten Gruppe kann der $2\ ^3S_1$ Zustand (fast) vernachlässigt werden, da zu seiner Anregung aus dem $1\ ^1S_0$ Grundzustand ein Spinflipübergang notwendig ist, der sich in der Rechnung als vernachlässigbar erweist. Somit kann der Wirkungsquerschnitt von 0,831 barn (fast ausschließlich) der Besetzung des $2\ ^1S_0$ Zustandes zugewiesen werden. In der zweiten Gruppe kann hingegen die Besetzung des $2\ ^3P_0$ Zustandes vernachlässigt werden, die im nichtrelativistischen Limit sogar streng verboten ist. Ein unter dieser Voraussetzung einer zu vernachlässigenden Besetzung des $2\ ^3P_0$ Zustandes durchgeführter Vergleich der oben beschriebenen

Rechnung mit einer Messung an dem System $119 \text{ MeV/u Bi}^{81+} \rightarrow \text{C, Al, Ni}$ zeigte eine sehr gute Übereinstimmung [57]. Somit kann der Wirkungsquerschnitt von $0,905 \text{ barn}$ größtenteils dem 2^3P_1 Zustand zugeschrieben werden.

Somit läßt sich ableiten, daß bei dem verwendeten Stoßsystem $106 \text{ MeV/u Au}^{77+} \rightarrow \text{Al}$ der 2^1S_0 Zustand eine wesentlich größere Besetzung erfährt als der 2^3P_0 Zustand. Schon aus diesem Grund muß die Strahlung aus dem 2E1-Prozeß diejenige aus dem E1M1 überwiegen. Darüber hinaus wird der 2^3P_0 Zustand durch die Anwesenheit eines Kernspins ungleich Null durch Hyperfeinquenching entvölkert. Aufgrund dieser Umstände kann man davon ausgehen, daß der E1M1-Zerfall des 2^3P_0 Zustandes keinen signifikanten Einfluß auf die gemessene Zweiphotonenverteilung haben kann.

4.9.3 2E1 aus dem Zustand $2^2\text{S}_{1/2}$ in wasserstoffähnlichen Ionen

Wegen Ionisationsprozessen bei dem Stoß von heliumähnlichen Goldionen mit dem Aluminiumtarget können auch wasserstoffähnliche Ionen erzeugt werden. Dieser Anteil von umgeladenen Ionen beträgt aber nur $0,3 \%$ der einfallenden Gesamtintensität [91]. Viel wichtiger in diesem Zusammenhang ist auch der Umstand, daß in H-ähnlichem Gold der Zerfall des $2^2\text{S}_{1/2}$ Zustandes hauptsächlich über Emission eines M1-Photonen anstatt über den 2E1-Prozeß. So beträgt nach [20] das theoretisch vorhergesagte Verzweigungsverhältnis für Platin ($Z = 78$) $A(2E1) / A(M1) = 1,65 \cdot 10^{12} / 3,49 \cdot 10^{13} = 0,047$. Setzt man für den $2^2\text{S}_{1/2}$ Zustand im wasserstoffähnlichen Ion den gleichen Besetzungsquerschnitt wie für den 2^1S_0 Zustand im heliumähnlichen Ion voraus (siehe Tabelle 4.7), so ist der 2E1-Beitrag aus dem H-ähnlichen System um das Produkt der beiden Verhältnisse ($1,3 \cdot 10^{-4}$) gegenüber dem 2E1-Beitrag aus dem He-ähnlichen System unterdrückt. Aufgrund dieser Zahlen können 2E1-Ereignisse aus wasserstoffähnlichen Goldionen (fast) ausgeschlossen werden.

4.10 Aussicht

In diesem Experiment zur erstmaligen Bestimmung der Energieverteilung des Zweiphotonenzerfalles in heliumähnlichen Goldionen konnte gezeigt werden, daß der verwendete Aufbau sensitiv auf die kontinuierliche Verteilung der Photonen aus dem 2E1-Zerfall ist. Die Z-Abhängigkeit der Verteilung konnte innerhalb der experimentellen Fehler bestätigt werden. Der in Kapitel 4.7 durchgeführte χ^2 -Test zwischen den experimentellen Ergebnissen und den

beiden Simulationen gibt eine Entscheidungsgrundlage zur Hand, die deutlich zeigt, daß die theoretische Goldverteilung die angemessenere Beschreibung darstellt. Dieses Ergebnis wird in Kapitel 4.8 durch die Bestimmung einer zu dem Matrixelement $|M_{fi}|^2$ proportionalen normierten Rate bestätigt. Um präzisere Ergebnisse zu erhalten und damit eindeutiger Aussagen machen zu können, ist es unabdingbar, dieses Experiment unter weiter optimierten Bedingungen zu wiederholen.

Wichtigster Punkt aller neuen Experimente wird die Ausweitung des Energiebereiches der Photonen zu kleineren Energien sein. Bisher konnten nur Photonen mit Energien größer als 5 keV in Detektor A und 15 keV in Detektor B nachgewiesen werden. Durch weitere Optimierung der Kombination Detektor - Auslöseelektronik sollten untere Nachweisgrenzen von unter 5 keV in Detektor A und 10 keV in dem segmentierten Detektor B möglich sein. Dies käme der Messung der 2E1-Verteilung in ihren Flanken zugute, wo die Veränderungen in Abhängigkeit von der Kernladungszahl Z am größten sind, vgl. Abbildung 2.5, und ermöglicht somit einen sensitiven Test der theoretischen Beschreibung.

Von großer Wichtigkeit im Hinblick auf die Verwendung einer Simulation ist weiterhin die möglichst genaue Bestimmung der Effizienzen der verwendeten Detektoren. Wie in den Abbildungen 4.16 und 4.17 zu erkennen, spielt die spektrale Effizienz eine wesentliche Rolle im Hinblick auf die Messung des Zweiphotonenkontinuums. Eine Verbesserung der statistischen Signifikanz des Experiments muß daher stets Hand in Hand mit einer genaueren Bestimmung der Effizienz gehen.

Die Bestimmung einer zu dem Matrixelement $|M_{fi}|^2$ proportionalen normierten Rate in Kapitel 4.8 zeigt eine interessante Alternative ohne Verwendung einer Simulation auf. In einer solchen Auswertung ist die Bestimmung der Effizienz der verwendeten Detektoren von entscheidender Bedeutung. Anders als beim Nickelexperiment in Kapitel 3, wo die Effizienz durch den 2E1-Zerfall im wasserstoffähnlichen Ion bestimmt wurde, ist dies für die schweren Systeme nicht mehr möglich, da der konkurrierende M1-Übergang überwiegt. Als Lösung bietet sich daher eine Aufteilung der Effizienzbestimmung in hohe und niedrige Photonenenergien an. Für hohe Energien kann man auf die in Kapitel 4.6.1.4 beschriebene Methode unter Verwendung kalibrierter, radioaktiver Quellen zurückgreifen. Für Energien unter 20 keV wird diese Methode immer schwieriger. Daher könnte die Effizienz in diesem Energiebereich durch den 2E1-Zerfall eines mittelschweren H-ähnlichen Ions, analog Kapitel

3.5.3, erfolgen. Interessante Kandidaten sind hier vor allem Silber und Xenon mit 2E1-Übergangsenergien von 22 keV bzw. 29 keV. Durch die Wahl eines mittleren Z ist das Verzweigungsverhältnis zu Ungunsten des 2E1-Prozesses verschoben, beträgt aber für wasserstoffähnliches Silber ca. 34 Prozent, für H-ähnliches Xenon ca. 25 Prozent [5].

Für eine Wiederholung dieses Experimentes eröffnen aber auch zwei Entwicklungen bei GSI interessante Optionen. Zum einen wurde im Rahmen des Programms zur Erhöhung der Strahlintensitäten ein Elektronenkühler in das Schwerionensynchrotron (SIS) eingebaut. Dadurch erhöhen sich die Teilchenanzahl pro Schuß speziell für die sehr schweren Ionen um einen Faktor 10. Bei Abnahme eines direkten (heliumähnlichen) Strahles von SIS könnte hiermit bei gleicher Meßdauer die statistische Signifikanz verbessert werden. Speziell für die Option eines wasserstoffähnlichen Ionenstrahles vom Experimentierspeicherring (ESR) kommt der geplante Einbau eines Ladungszustandsspektrometers am Strahlplatz 'Cave A' zugute. Mit einer Dreifachkoinzidenz zwischen umgeladenen (He-ähnlichen) Ionen und den beiden Photonen ließe sich der Untergrund in den Spektren weiter drastisch reduzieren.

Mit den vorgeschlagenen Verbesserungen sollte ein Experiment möglich sein, daß sensitiver auf die Z -Abhängigkeit der Spektralverteilung ist als das durchgeführte.

5. Der 2E1-Zerfall von Innerschalenvakanzen am Beispiel des Silberatoms

Entfernt man ein Elektron aus der K-Schale eines neutralen Atoms, so kommt es zu einem sehr schnellen Zerfall des angeregten Zustandes durch Emission von Photonen, hauptsächlich $K\alpha$ und $K\beta$ -Strahlung, oder von (Auger-)Elektronen. Prozesse höherer Ordnung sind ebenfalls möglich, aber durch eine um Größenordnungen kleinere Wahrscheinlichkeit sehr stark unterdrückt. So wurde die 2E1-Emissionsrate von $2s \rightarrow 1s$ in Kupfer in einer ersten Abschätzung von Freund [35] zu 10^{-6} der Einphotonenrate berechnet. Aufgrund dieser experimentellen Schwierigkeiten wurde die erste Messung eines 2E1-Zerfalles einer Innerschalenvakanz erst 1984 veröffentlicht. Bannet und Freund [14] wiesen mit Hilfe einer Koinzidenztechnik den $2s \rightarrow 1s$ und den $3d \rightarrow 1s$ Übergang in Molybdän nach. Die Innerschalenvakanz wurde hierbei durch Bestrahlung mit Silber Röntgenstrahlung erzeugt.

Ein wesentlicher Fortschritt im Nachweis des Zweiphotonenzerfalles von Innerschalenvakanzen wurde von Ilakovac und Mitarbeitern 1986 erreicht [16]. Durch Verwendung radioaktiver Quellen, die eine K-Schalenvakanz durch 'electron capture' in den Atomkern erzeugt, konnte die Spektralverteilung der Zweiphotonenübergänge $2s \rightarrow 1s$, $3s \rightarrow 1s$, $3d \rightarrow 1s$ und $4s/d \rightarrow 1s$ in Xenon [92], Silber und Hafnium [93] in einem eingeschränkten Energiebereich bestimmt werden. Da die beiden verwendeten Detektoren sich direkt gegenüber standen, konnte nur die Energieverteilung bei einem Öffnungswinkel der beiden ausgesendeten Photonen von 180° bestimmt werden.

Ziel des nachfolgend beschriebenen Experimentes war die Messung der Spektralverteilung über einen größeren Energiebereich und erstmalig für verschiedene Öffnungswinkel der auslaufenden Photonen.

5.1 Experiment

5.1.1 Quelle der Strahlung

Eine elegante Methode zur Erzeugung von Atomen mit Innerschalenvakanzen ist die Verwendung von radioaktiven Quellen bestimmter Isotope, die ausschließlich über Elektroneneinfang (in den Kern) zerfallen, siehe Kapitel 2.4.6. Um K-Schalenvakanzen in Silberatomen zu generieren, wurde in diesem Experiment eine kommerziell erhältliche Cd-109-Quelle (Fa. Amersham) mit einer Gesamtaktivität von ca. 75 kBq verwendet. Da diese Quelle ein Bestandteil eines Satzes von radioaktiven Quellen zur Energiekalibrierung von Halbleiterdetektoren ist,

siehe Kapitel 4.6, handelt es sich hierbei um eine in 1,1 mm Araldit[®] eingegossene Quelle. Die durch den Kunststoff bedingte Absorption muß in der nachfolgenden Auswertung berücksichtigt werden.

5.1.2 Experimentaufbau

In einem ersten, wegweisenden Experiment wurde von Ilakovac und Mitarbeitern [16] der Zweiphotonenzerfall einer K-Schalenvakanz in Silber für einen Winkel von 180° zwischen den ausgesendeten Photonen bestimmt. Um die von der Theorie vorhergesagte Winkelverteilung (siehe Kapitel 2.4) experimentell bestätigen zu können, sind Messungen für möglichst viele verschiedene Winkel notwendig. Da dieses Experiment analog zu Kapitel 3 und 4 als Koinzidenzexperiment durchgeführt wird, spielt das Produkt der beiden Raumwinkel für die Rate der Ereignisse und somit für die Meßdauer eine entscheidende Rolle. Um eine ausreichende Statistik für den gegenüber den erlaubten E1-Übergängen um den Faktor 10^{-6} unterdrückten Zweiphotonenzerfall sammeln zu können, müssen die Detektoren möglichst nahe an der radioaktiven Quelle positioniert werden. Aufgrund der räumlichen Ausdehnung der Kryostate konnten nur drei Detektoren verwendet werden, die unter den Winkeln 180° und 90° zueinander stehen (siehe Abbildung 5.1).

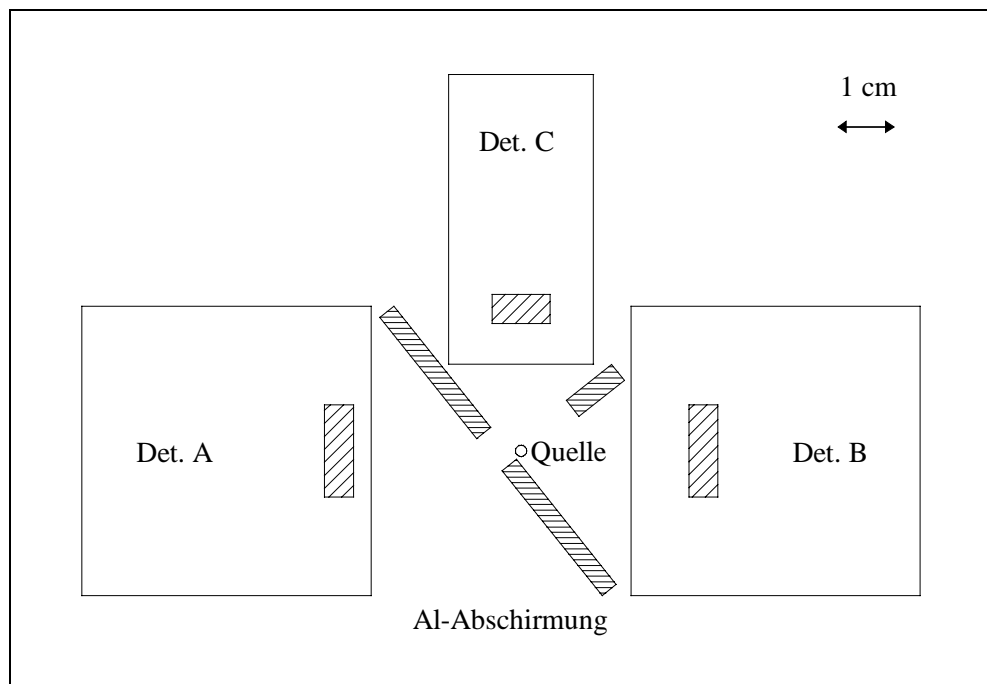


Abb. 5.1 Experimenteller Aufbau

Bei den Detektoren handelt es sich um lithiumgedriftete Siliziumhalbleiterdetektoren (sog. Si(Li)'s) mit einer aktiven Fläche von 200 mm^2 (Detektoren A und B) bzw. 80 mm^2 (Detektor C). Alle Detektoren besitzen in diesem Experiment einen Raumwinkel von über einem Prozent in 4π . Zur Abschirmung von Fluoreszenzstrahlung (cross talk) befinden sich Aluminiumabschirmungen von drei Millimetern Dicke zwischen den Detektoren. Um die Abstände der einzelnen Detektoren reproduzieren zu können, wurde ein Abstandshalter aus Kunststoff angefertigt, der die Abschirmungen und die Quelle aufnahm.

5.1.3 Datenaufnahme

Zum Nachweis von Photonen sehr niedriger Energie wurde eine Auslöseelektronik ähnlich der in Kapitel 3.1.2 beschriebenen verwendet. Für jeden Detektor wurde mit einem Spektroskopieverstärker (Zeitkonstante $4 \mu\text{s}$) ein Energie- und mit einer Schnell-Langsam-Koinzidenz ein Zeitsignal generiert (siehe Abbildung 3.4). Treffen mindestens zwei Detektor-Zeitsignale innerhalb von $1 \mu\text{s}$ in einer separaten Koinzidenzeinheit ein, so wird die Datenaufnahme gestartet und die Meßparameter auf Band geschrieben und an das Analyseprogramm GOOSY gesendet.

5.1.4 Detektoreigenschaften

Die Photonen der 2E1-Übergänge von Silberatomen mit K-Schalenvakanzen haben eine Energie von bis zu 25 keV. Da lithiumgedriftete Siliziumdetektoren in diesem Bereich eine sehr hohe Nachweiswahrscheinlichkeit besitzen, bietet sich ihr Einsatz an. In Tabelle 5.1 sind die wichtigsten Eigenschaften der verwendeten Si(Li)-Detektoren aufgeführt.

	A	B	C
Hersteller	Eurisys	Ortec	Ortec
Fläche (mm^2)	200	200	80
Dicke (mm)	5	5	5
Berylliumfenster (μm)	40	25	8
Auflösung (eV @ 5,9 keV und $8 \mu\text{s}$ Shaping time)	220	200	190

Tab. 5.1 Detektoreigenschaften

5.2 Auswertung

Die Meßdauer zur Bestimmung des Zweiphotonenzerfalles in Silberatomen mit Innerschalenvakanzen betrug insgesamt 84 Tage. Zur Überprüfung der Stabilität des elektronischen Aufbaus wurden jede Woche verschiedene Kontrollmessungen durchgeführt. Die Module zur Energiebestimmung, im wesentlichen Spektroskopieverstärker und Analog-Digital-Wandler (ADC), können durch wiederkehrende Energiekalibrationen überprüft werden. Wie solche Untersuchungen während dieses Experimentes gezeigt haben, betragen die maximalen Abweichungen in der Energiebestimmung maximal 40 eV und können somit als klein angesehen werden. Desweiteren wurde die relative Lage der einzelnen Signale zueinander in der Schnell-Langsam-Koinzidenz zur Generierung des Zeitsignals eines Detektors kontrolliert. Die festgestellten Abweichungen betragen nur wenige Nanosekunden und sind damit bedeutungslos. Auch während der eigentlichen Koinzidenzmessung kann die Stabilität kontrolliert werden. Hierfür wird die Ereignisrate jedes Detektors auf einen separaten CAMAC-Zähler gegeben, der durch ein Zweiphotonenereignis ausgelesen wird. Diese Meßgrößen repräsentieren im wesentlichen das Verhältnis von Einphotonen- zu Zweiphotonenereignissen und sollten somit (im Mittel) zeitlich konstant sein. Starke Abweichungen von diesem Verhalten wurden während der Meßzeit nicht beobachtet. Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Effizienz der Auslöseelektronik bezüglich der Photonenenergie. Um etwaige Veränderungen mit der Zeit feststellen zu können, wurde diese viermal während der Meßzeit vermessen. Auch hier konnte kein signifikanter Unterschied festgestellt werden. Abschließend läßt sich somit feststellen, daß die verwendete Elektronik sich durch eine außerordentliche Stabilität auszeichnet hat und daher die Daten der gesamten Meßdauer in eine abschließende Analyse einbezogen werden können.

Die weitere Auswertung wird analog zu dem in Kapitel 3 und 4 beschriebenen Verfahren durchgeführt. Zuerst werden zweidimensionale Spektren Summenenergie gegen Einzelenergie unter verschiedenen Zeitbedingungen 'Prompt' und 'Random' akkumuliert. Der im Zeitdifferenzspektrum (Abbildung 5.2) mit 'Prompt' bezeichnete Bereich enthält neben echten auch zufällige Koinzidenzen, die aber mit Hilfe der zwei Bereiche 'Random' bestimmt werden können. Durch Subtraktion der zweidimensionalen Spektren der verschiedenen Zeitbedingungen erhält man das echte Koinzidenzspektrum, welches von den erlaubten E1-Übergängen dominiert wird. Selbst in einer logarithmischen Darstellung der Zählrate in Abbildung 5.3 kann man die Zweiphotonenübergänge nur andeutungsweise erkennen.

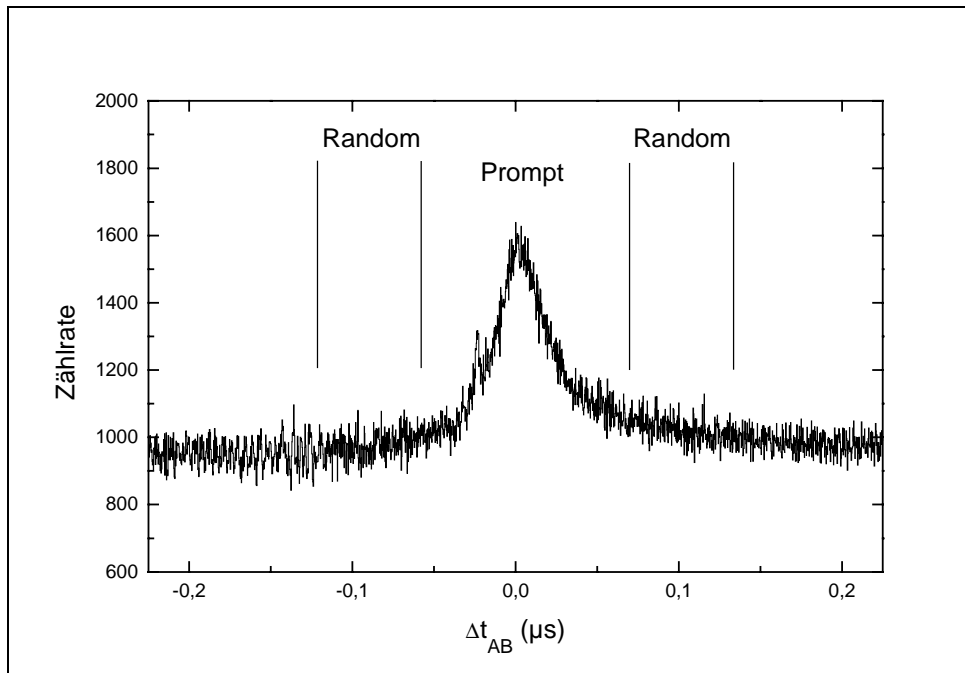


Abb. 5.2 Zeitdifferenzspektrum für Koinzidenzen zwischen Detektoren A und B

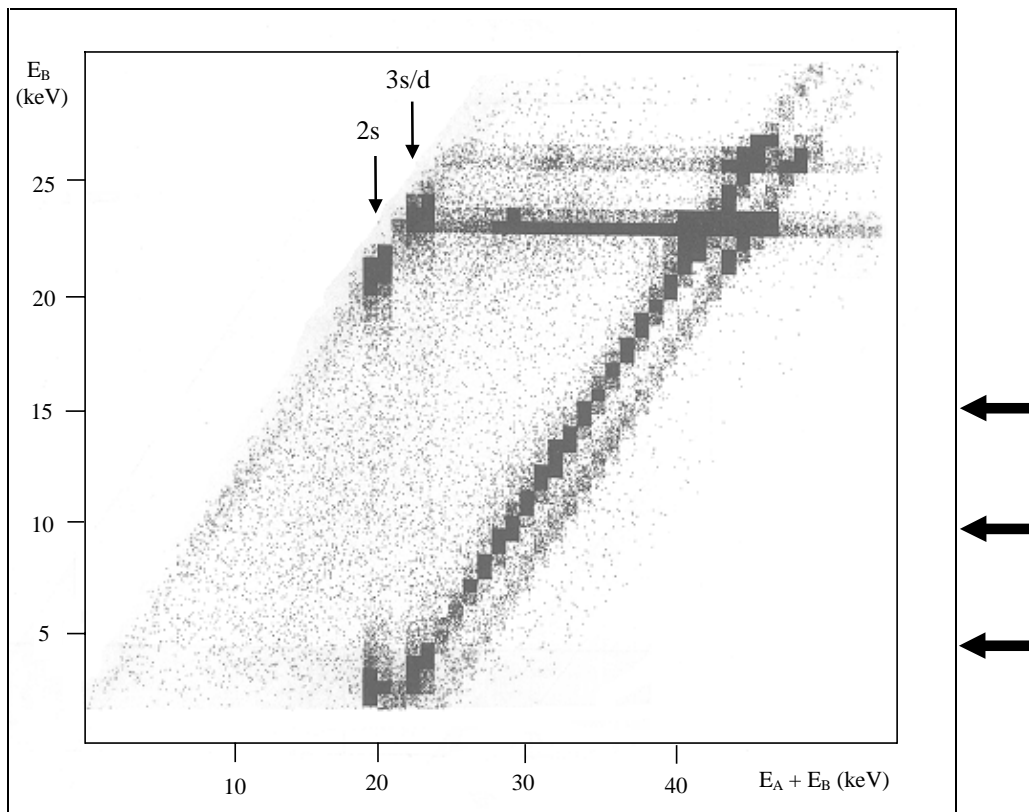


Abb. 5.3 Zweidimensionale Auftragung Summenenergie $E_A + E_B$ gegen die Einzelenergie E_B für echte Koinzidenzen zwischen Detektoren A und B. Die Pfeile deuten drei exemplarische Schnitte an.

Um die Energieverteilung quantitativ auszuwerten, werden in den zweidimensionalen Spektren horizontale Schnitte von 1 keV Breite gelegt und auf die Summenachse projiziert. Beispiele solcher Spektren für verschiedene Energien E_B sind in Abbildung 5.4 dargestellt. Anschließend werden in den eindimensionalen Summenspektren bei fester Einzelenergie die 2E1-Linien mit einem Gaußprofil angefitet.

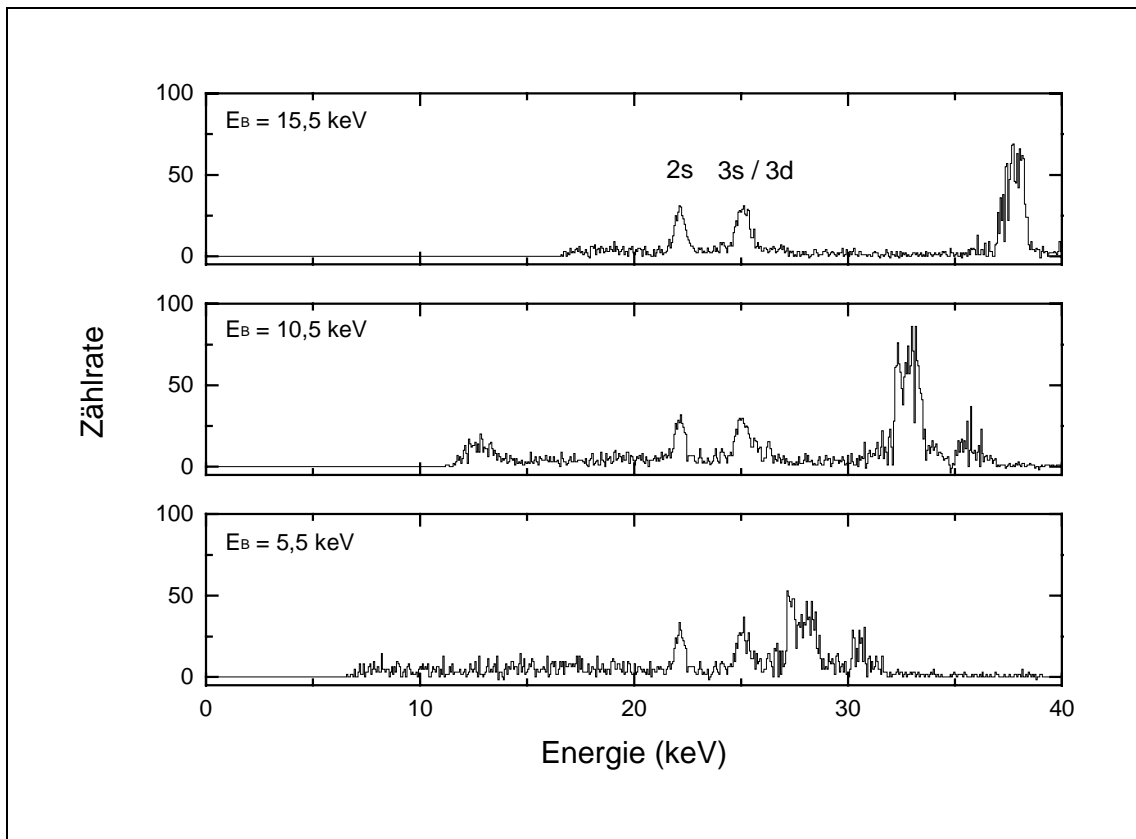


Abb. 5.4 Projizierte Summenspektren für verschiedene Energien E_B . Die Zweiphotonenübergänge sind mit 2s bzw. 3s/3d gekennzeichnet.

Diese Anzahl von 2E1-Ereignissen pro Energieintervall $\Delta n / \Delta E$ wird zur Berechnung der differentiellen Übergangswahrscheinlichkeit eines Zweiphotonenzerfalles pro Zerfall einer K-Schalenvakanz nach Gleichung (5.1) benötigt [93]. Die Größe n_K und ϵ_C stehen für die Anzahl von K-Vakanzen bzw. für die Koinzidenzeffizienz.

$$\frac{1}{W_K} \left[\frac{dW}{dE d\Omega_1 d\Omega_2} \right] = \frac{\Delta n / \Delta E}{n_K \epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon_C \Delta\Omega_1 \Delta\Omega_2} \quad (5.1)$$

An dieser Stelle muß auf einen entscheidenden Unterschied zu der Auswerteformel von Ilakovac [93] hingewiesen werden. In Gleichung (5.1) stehen die Größen ϵ_i für die intrinsische Effizienz der verwendeten Detektoren. Eine solche Messung konnte allerdings nicht durchge-

führt werden, so daß man differentielle Zerfallswahrscheinlichkeiten erhält, die um die entsprechenden Effizienzen zu korrigieren sind. Eine Relativmessung ähnlich zu Kapitel 4.6.1.4 ist nicht möglich, da die Effizienz für Si(Li)-Detektoren oberhalb einer Photonenenergie von 25 keV sehr stark abfällt.

In der Auswertung nach Ilakovac haben die ϵ_i eine andere Bedeutung; sie geben die maximale Nachweiswahrscheinlichkeit eines Photons in dem entsprechenden Detektor an. Zusätzlich tritt im Nenner der Gleichung (5.1) ein Faktor F auf. Dieser ist das Produkt aus Winkelverteilung, Schwächungsfaktoren in absorbierenden Schichten und der Wahrscheinlichkeit der Absorption im Kristall (dort: Germanium) gemittelt über alle Raumwinkel der zwei Detektoren. Die einzelnen Faktoren werden hierbei aus Literaturdaten berechnet. Das Produkt von $\epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \cdot F$ modelliert somit die intrinsische Effizienz der eingesetzten Detektoren. Dieses Verfahren hat den entscheidenden Nachteil, daß es für kleine Photonenenergien nur eine grobe Beschreibung liefern kann. Für den im Experiment angestrebten Nachweis von Photonen mit Energien kleiner 5 keV hängt dieser für Siliziumdetektoren sehr sensitiv von der Dicke der absorbierenden Schichten (Totschicht des Kristalls, Goldkontaktschicht, Berylliumfenster) ab [73]. Aufgrund dieser Sachlage ist das oben beschriebene Verfahren nach Ilakovac mit einer relativ großen Unsicherheit behaftet und wurde deshalb nicht angewendet.

Die in Gleichung (5.1) vorkommende Größe W_K steht für die Zerfallsrate einer K-Schalenvakananz und wird in allen theoretischen Ableitungen [40,41] für Silber mit dem Wert $9,80 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ angegeben.

Auf die anderen Größen der rechten Seite in Gleichung (5.1) soll im folgenden eingegangen werden.

5.2.1 Anzahl der K-Schalenvakanzen n_K

Die Größe n_K darf nicht mit der oben angegebenen Aktivität der Quelle gleichgesetzt werden, da die letztere Angabe z.B. auch Zerfälle einer Vakananz in einer höheren Schale beinhaltet. Um die Anzahl der K-Schalenvakanzen n_K abzuleiten, lasse man sich durch folgende Überlegungen leiten. Eine durch einen beliebigen Prozeß erzeugte K-Schalenvakananz kann über zwei Mechanismen zerfallen, zum einen durch Aussendung von Photonen (K-Röntgenstrahlung) oder zum anderen durch Aussendung von Elektronen (Augereffekt). Mit Hilfe des Germaniumdetektors A aus Kapitel 4 (Hersteller: Canberra) dessen absolute Effizienz (Raumwinkel, spektrale Effizienz) hinreichend genau bekannt ist, konnte in einem separaten Experiment die

Anzahl der K-Röntgenquanten pro Sekunde relativ genau bestimmt werden. Hierbei wurde nur $K\alpha$ - und $K\beta$ -Strahlung berücksichtigt, K-Strahlung höherer Energie konnte nicht signifikant nachgewiesen werden. Über die Fluoreszenzausbeute $\omega_K = (0,834 \pm 0,025)$ für den Zerfall einer K-Vakanz in Silber [94], die das Verhältnis von Photonen- zu Elektronenemission angibt, kann auf die Anzahl der zerfallenen K-Vakanzen pro Sekunde geschlossen werden. Schließlich findet man für die im Experiment verwendete Quelle eine Zerfallsrate von K-Vakanzen von (20501 ± 417) 1/s. Der relativ große Fehler ist im wesentlichen durch die Effizienzbestimmung des Detektors bedingt.

Aufgrund der elektronischen Datenaufnahme kann die Gesamtnettomeßzeit von 7168763 s des Zweiphotonenexperimentes sehr präzise bestimmt werden. Dies ergibt eine Gesamtanzahl von $n_K = 1,47 \times 10^{11}$ Zerfällen einer K-Vakanz.

5.2.2 Koinzidenzeffizienz ε_C

Wie in Kapitel 5.2 erläutert, werden auf Grundlage von Zeitdifferenzspektren wie in Abbildung 5.2 echte und zufällige Koinzidenzen unterschieden. Die zeitliche Abhängigkeit für echte Zweiphotonenereignisse wird in dieser Ableitung mit einer Gaußverteilung angenähert. Durch Einführen des Fensters 'Prompt' wird aber ein (kleiner) Anteil echter Ereignisse in den Flanken der Gaußverteilung abgeschnitten. Dieser Anteil läßt sich wie folgt spezifizieren.

In den Zeitdifferenzspektren wird der mit 'Prompt' bezeichneten Struktur ein Gaußprofil angefügt. Als wesentliche Ergebnisse erhält man den Schwerpunkt der Verteilung m und die Halbwertsbreite σ . Legt man nun im relativen Abstand x zum Schwerpunkt m die Grenzen des Fensters, so berechnet sich der Anteil der in der weiteren Auswertung berücksichtigten Koinzidenzen zu:

$$\varepsilon_C = \int_{y_1}^{y_2} e^{-t^2/2} dt \quad (5.2)$$

mit den Grenzen $y_1 = \frac{m-x}{\sigma}$ und $y_2 = \frac{m+x}{\sigma}$.

Mit Hilfe des Wahrscheinlichkeitsintegrals $\Phi(z) = 1/\sqrt{2\pi} \int_{-\infty}^z e^{-z^2/2} dz$ kann Gleichung (5.2) umgeschrieben werden.

$$\varepsilon_C = \Phi(y_2) + \Phi(y_1) - 1 \quad (5.3)$$

Unter Verwendung von mathematischen Tabellenwerken [95] kann Gleichung (5.3) ausgewertet werden. Die Größen σ und x wurden in den entsprechenden Zeitdifferenzspektren bestimmt und deshalb in Nanosekunden in Tabelle 5.2 angegeben.

Detektoren	σ (ns)	x (ns)	ϵ_C
A - B	24	104	0,9998
A - C	19	65	0,9933
B - C	21	65	0,9806

Tab. 5.2 Koinzidenzeffizienz ϵ_C für verschiedene Detektorkombinationen

5.2.3 Raumwinkel $d\Omega$

Da die aktiven Flächen der Detektoren schon vom Hersteller spezifiziert werden, verbleibt zur Bestimmung der Raumwinkel die Messung des Abstandes von der Quelle bis zum Detektor-kristall. Für die verwendeten Detektoren liegt jeweils die Herstellerangabe für den Abstand zwischen Kristall und Detektorkappe vor. Der verbleibende Abstand Detektorkappe bis zur Quelle ist durch den aus Kunststoff gefertigten Abstandshalter gegeben und kann von diesem abgenommen werden. In der nachfolgenden Tabelle 5.3 sind die einzelnen Größen zusammengefaßt.

Detektor	Fläche (mm ²)	Abstand (mm)	$d\Omega/4\pi$
A	200	32,5	0,0151
B	200	32,0	0,0155
C	80	22,5	0,0126

Tab. 5.3 Raumwinkel der verschiedenen Detektoren

5.2.4 Elektronische Nachweiseffizienz

Für den Nachweis von sehr kleinen Photonenenergien spielt neben der intrinsischen Effizienz auch diejenige der Auslöseelektronik eine entscheidende Rolle. Im durchgeführten Experiment wurden Koinzidenzereignisse mit Photonenenergien größer 3,0 keV berücksichtigt. Um die Effizienz der Nachweiselektronik analog zu Kapitel 4.6.1.3 zu bestimmen, wurden Energiespektren mit simultan eingekoppelten elektronischen Pulsersignalen aufgenommen. Für alle drei Detektoren findet man, daß die Effizienz der Nachweiselektronik für Photonenenergien größer als 4 keV Eins beträgt und somit nur für die kleinste untersuchte Energie

(3,5 keV) in Gleichung (5.1) berücksichtigt werden muß. Der Übersichtlichkeit wegen wird in Abbildung 5.5 nur die elektronische Nachweiseffizienz der Detektoren A und B dargestellt, da die Kurven für Detektor A und C einen fast identischen Verlauf haben.

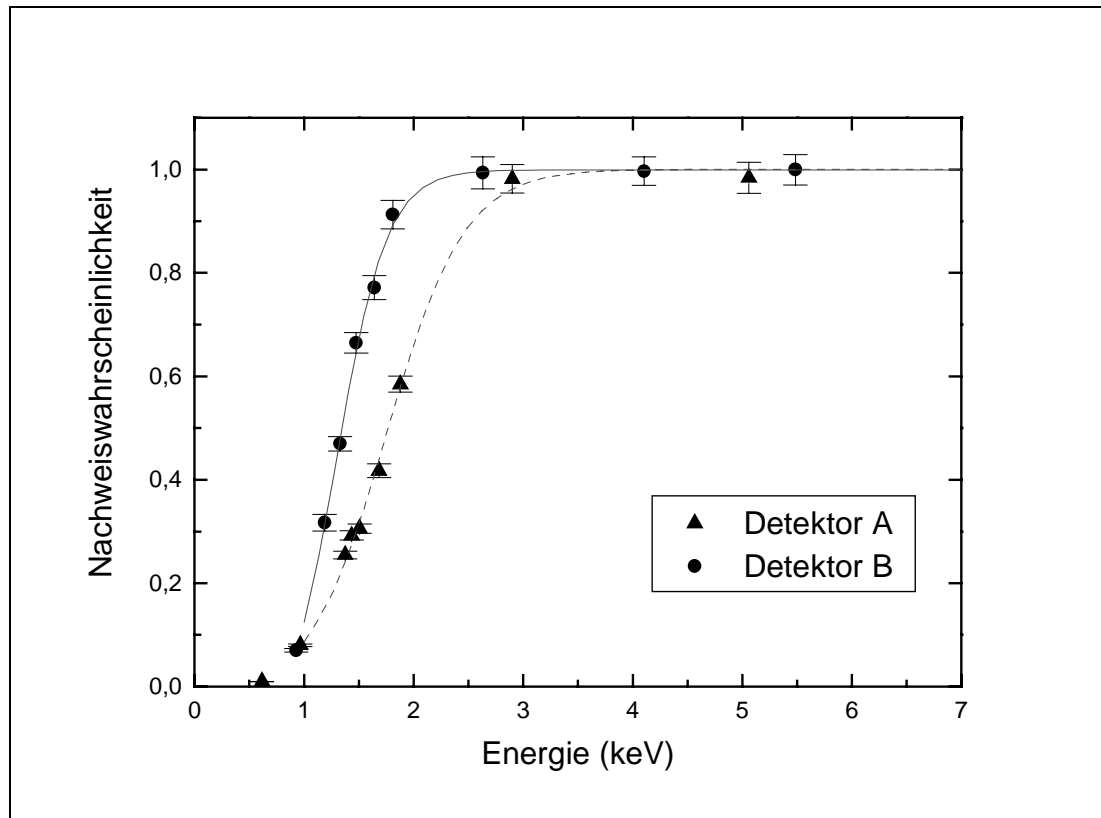


Abb. 5.5 Effizienz der Nachweiselektronik für den Detektor A (Dreiecke) und B (Kreise)

5.3 Ergebnisse

Auf der Grundlage des beschriebenen Auswerteverfahrens konnte für die Zweiphotonenübergänge $2s \rightarrow 1s$, $3s \rightarrow 1s$ und $3d \rightarrow 1s$ in Silber die differentielle Übergangswahrscheinlichkeit pro K-Schalenzerfall für die beiden Öffnungswinkel 180° und 90° bestimmt werden (siehe Abbildung 5.7). Die eingetragenen Fehler sind rein statistischer Natur. Der Übersichtlichkeit wegen ist der durch die Ableitung bedingte systematische Fehler für eine Energie $E/E_0 \approx 0,5$ exemplarisch oben links eingezeichnet. Für kleinere bzw. größere Energien werden diese Fehler größer, da die Unsicherheit in der Effizienzbestimmung immer größer wird. Für kleine Energien beim $3d \rightarrow 1s$ Übergang überwiegt bereits dieser Fehler und ist deshalb separat dargestellt, siehe größerer Fehlerbalken.

Diese beiden Winkel repräsentieren das Maximum bzw. Minimum der Intensität in der Winkelverteilung der 2E1-Photonen, die einer $(1 + \cos^2\theta)$ -Verteilung unterliegen. Dies stellt eine Erweiterung der Messung von Ilakovac [93] dar, der die Übergänge nur für einen Winkel von 180° beobachtet hatte. Durch die Verwendung von Si(Li)-Detektoren konnte auch das gemessene Energieintervall erweitert werden, so daß nun die kleinsten Energien 3,5 keV (Schwerpunkt des Energieintervalls von 1 keV Breite) oder 0,16 in der reduzierten Energie E/E_0 (für $2s \rightarrow 1s$) im Gegensatz zu 6,58 keV (0,303) bei Ilakovac betragen. Im Gegensatz zu der Messung für einen Winkel von 180° , wo nur die Ergebnisse der Kombination Detektor A und B zur Verfügung stehen, kann für die Messung unter 90° auf die beiden Kombinationen A - C und B - C zurückgegriffen werden. Dieser Umstand kompensiert teilweise die niedrigere Zählrate für 2E1-Ereignisse aufgrund der Winkelverteilung der beiden Photonen und dem kleineren Raumwinkel der Detektorkombination (Tabelle 5.3). Durch eine Zusammenfassung der beiden Kombinationen für 90° läßt sich somit eine Reduzierung des relativen Fehlers im Vergleich zu einer einzelnen Messung erreichen.

Für einen Vergleich der Meßergebnisse mit den theoretischen Vorhersagen werden schließlich die intrinsischen Effizienzen der verwendeten Detektoren benötigt, die aber, wie in Kapitel 5.2 erläutert, nicht bestimmt werden konnten. Um diesen Vergleich dennoch zu ermöglichen, soll für die Detektoren eine Modelleffizienz zugrunde gelegt werden, die auf folgenden Annahmen beruht. Die Absorption vor allem für niedrige Photonenenergien wird innerhalb des Detektors durch das Berylliumeintrittsfenster, den Goldkontakt und eine Totschicht auf dem Kristall verursacht [73]. Die Dicke des Berylliumfensters kann den Herstellerangaben entnommen werden, siehe Tabelle 5.1. Für Photonenenergien kleiner 5 keV wird die Absorption hauptsächlich durch die Goldkontaktschicht dominiert. Aufgrund von Erfahrungswerten in der Literatur [9,73] wird diese mit 20 nm angenommen. Die Dimension der Siliziumtotschicht von $0,2 \mu\text{m}$ wurde einer Herstellerangabe [96] entnommen. Mit Hilfe von Massenschwächungskoeffizienten [97] wurde die in Abbildung 5.6 dargestellte Modelleffizienz berechnet. Der Abfall für hohe Photonenenergien ist durch die Dicke des Siliziumkristalls von 5 mm bedingt [96]. Diese ist für hohe Energien nicht mehr ausreichend, einkommende Photonen ganz zu absorbieren, wodurch nur ein Teil der Photonenenergie mit dem Siliziumkristall nachgewiesen werden kann. Nur im Energiebereich von ca. 10 keV bis 20 keV besitzen die Detektoren ihre maximale Nachweiseffizienz.

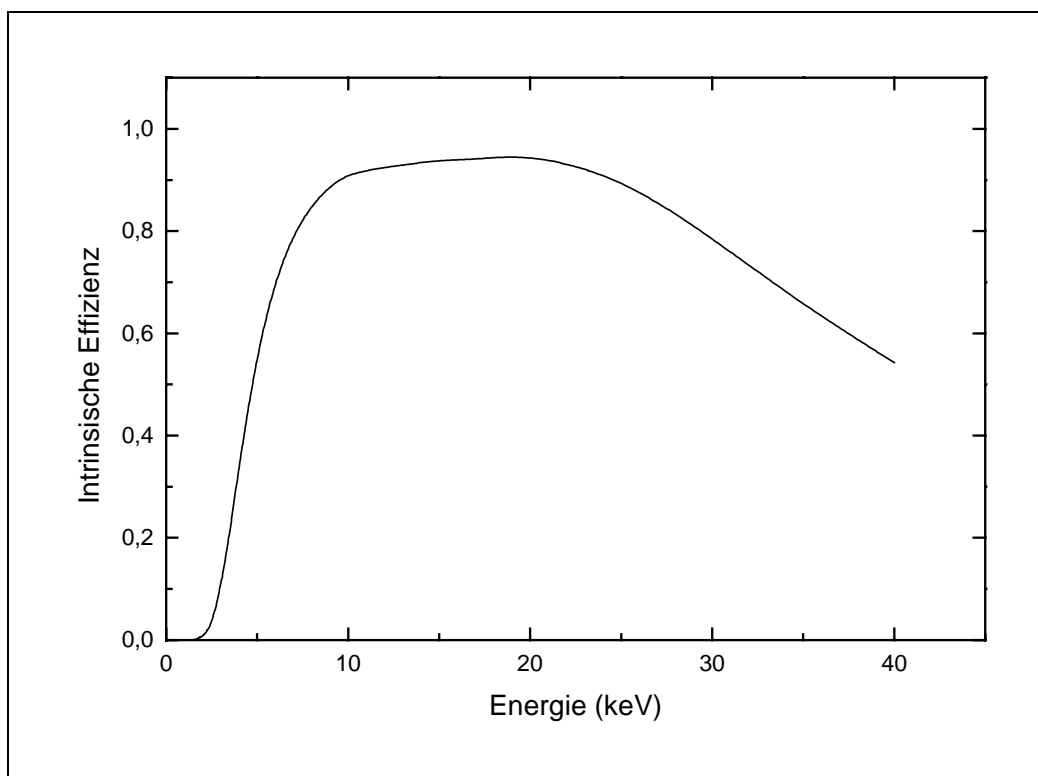


Abb. 5.6 Modelleffizienz für Detektor B für Photonenergien bis 40 keV

Die um die beschriebene Modelleffizienz korrigierten Meßergebnisse dieser Arbeit beschreiben den Verlauf der Rechnung von Tong et al. [41] in Abbildung 5.7 relativ gut. Während der $2s \rightarrow 1s$ Übergang ein Maximum der Verteilung bei der halben Übergangsenergie zeigt, weisen die höheren Übergänge $3s, 3d \rightarrow 1s$ einen starken Anstieg bei kleineren Energien auf. Hierbei konnte die von der Theorie vorhergesagte Resonanzstruktur von $3s \rightarrow 1s$ Übergängen erstmals beobachtet werden. Diese Zwischenzustandsresonanzen (hier: $3s \rightarrow 2p \rightarrow 1s$) treten auf, da bei der Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeit über alle, auch der besetzten Zustände summiert werden muß. Wie Guo [15] zeigen konnte (Kapitel 2.4), widerspricht die Berücksichtigung der besetzten Zustände nicht dem Pauliprinzip. Werden die besetzten Zustände hingegen in der Rechnung nicht berücksichtigt, ergibt sich eine ähnliche Verteilung wie für den $2s \rightarrow 1s$ Übergang, der ein absolutes Maximum bei $E/E_0 = 0,5$ besitzt. Wie schon die Messung von Ilakovac für den $3d \rightarrow 1s$ Übergang stellt das in dieser Arbeit gefundene Ergebnis für $3s \rightarrow 1s$ eine experimentelle Bestätigung der Ableitung nach Guo dar. Dieses Resultat stellt eine wichtige Grundlage zum Verständnis von 2E1-Innerschalenzerfällen aus Zuständen mit Hauptquantenzahlen $n > 2$ dar.

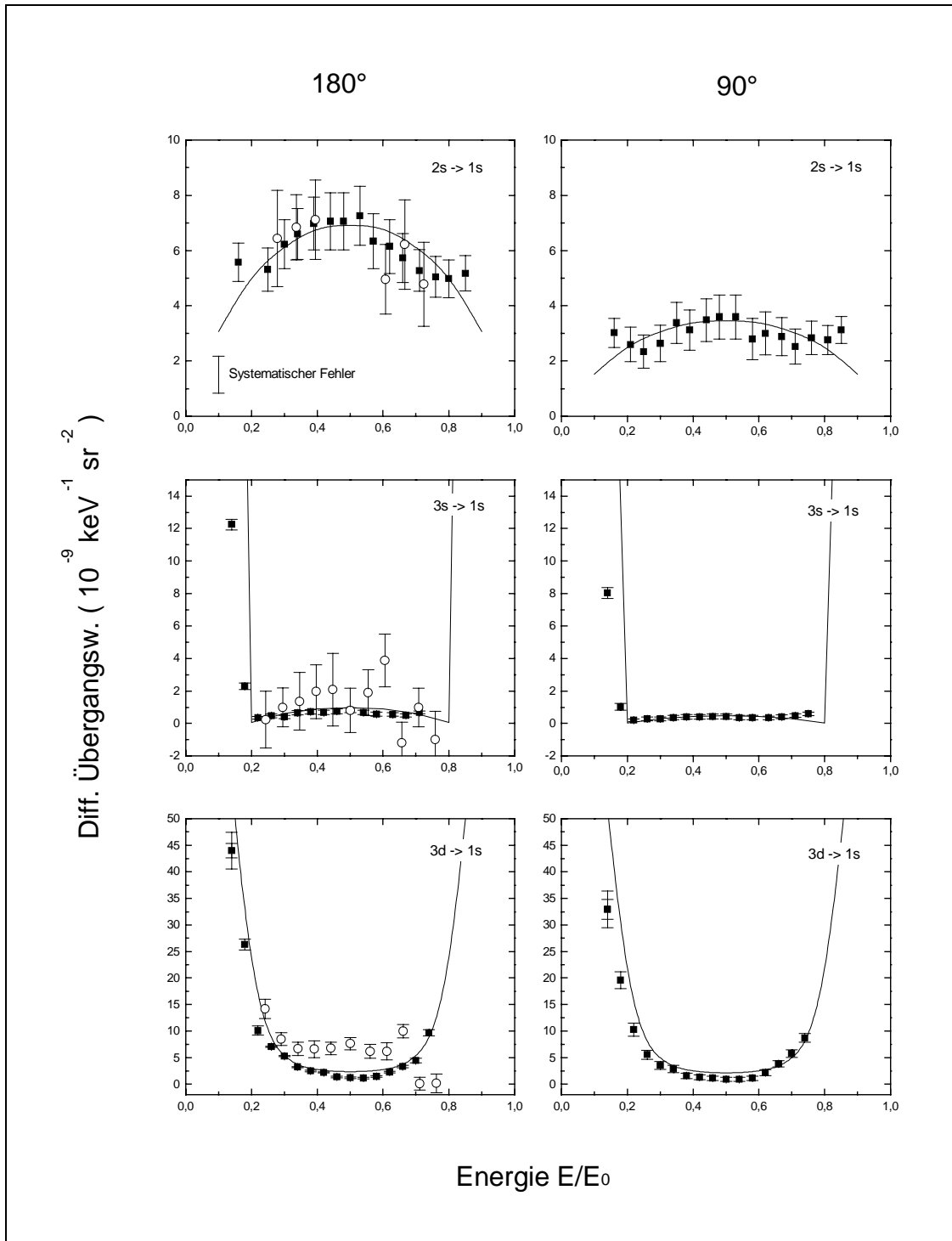


Abb. 5.7 Um die Modelleffizienz korrigierte differentielle 2E1-Übergangswahrscheinlichkeiten pro K-Schalenerfall für die Öffnungswinkel 180° (links) und 90° (rechts) inklusive statistischer Fehler. Die Quadrate repräsentieren die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit, die offenen Kreise die Werte von Ilakovac [93]. Die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis einer relativistischen SCF-Rechnung von Tong et al. [41].

Eine wesentliche Erweiterung zu den Messungen von Ilakovac ist auch in der Bestimmung der Übergangswahrscheinlichkeiten für zwei Winkel zu sehen, so daß erstmals Aussagen über die Winkelverteilung des Innerschalen-Zweiphotonenzerfalles gemacht werden können. Nicht-relativistische Rechnungen von Florescu [25] für (leichte) H-ähnliche Ionen zeigen für 2E1-Übergänge folgende Verteilung bezüglich des Winkels θ zwischen den Ausbreitungsrichtungen der Photonen:

$$\begin{aligned} ns \rightarrow 1s : & \quad 1 + \cos^2\theta \\ nd \rightarrow 1s : & \quad 1 + 1/13 \cos^2\theta \end{aligned}$$

Dieses Verhalten spiegelt sich im wesentlichen auch in den Berechnungen von Tong et al. [41] und Mu, Crasemann [40] für den 2E1-Übergang in Atomen mit einer K-Schalenvakanz wider. Eine experimentelle Bestimmung des Zweiphotonenzerfalles bei den Winkeln 180° und 90° überprüft somit gerade das Maximum bzw. Minimum der Winkelverteilung. In Abbildung 5.7 ist das Intensitätsverhältnis des 2E1-Überganges für den Öffnungswinkel 180° zu 90° dargestellt. Für $ns \rightarrow 1s$ Übergänge sollte das Verhältnis ca. 2, für $nd \rightarrow 1s$ ca. 1,08 betragen.

Da es sich bei den in Abbildung 5.8 dargestellten Verhältnissen um die Quotienten der differentiellen Übergangswahrscheinlichkeiten nach Gleichung 5.1 handelt, sind diese auch von der durchgeführten Effizienzkorrektur abhängig. Für Photonenenergien größer als ca. 10 keV (reduzierte Energie größer als 0,4) sind nur kleinere Unterschiede in der Effizienz für verschiedene Detektoren zu erwarten, da die Intensitätsschwächung in absorbierenden Schichten im Detektor (Berylliumfenster, Siliziumtotschicht, Goldkontakt) nur noch wenige Prozent beträgt. Somit ist auch der zusätzliche Unsicherheit durch die obige Effizienzkorrektur in diesem Energiebereich nur marginal. Ganz anders sieht die Situation für sehr kleine Photonenergien (< 5 keV oder 0,2 in reduzierten Energien) aus. Hier stellt die Effizienzkorrektur einen großen Beitrag dar, so daß hier die Ergebnisse in Abbildung 5.8 beeinflußt werden. Die in Abbildung 5.8 angegebenen Unsicherheiten berücksichtigen nur statistische Unsicherheiten, solche aufgrund der durchgeführten Auswerteprozedur (systematische Fehler) sind exemplarisch angegeben.

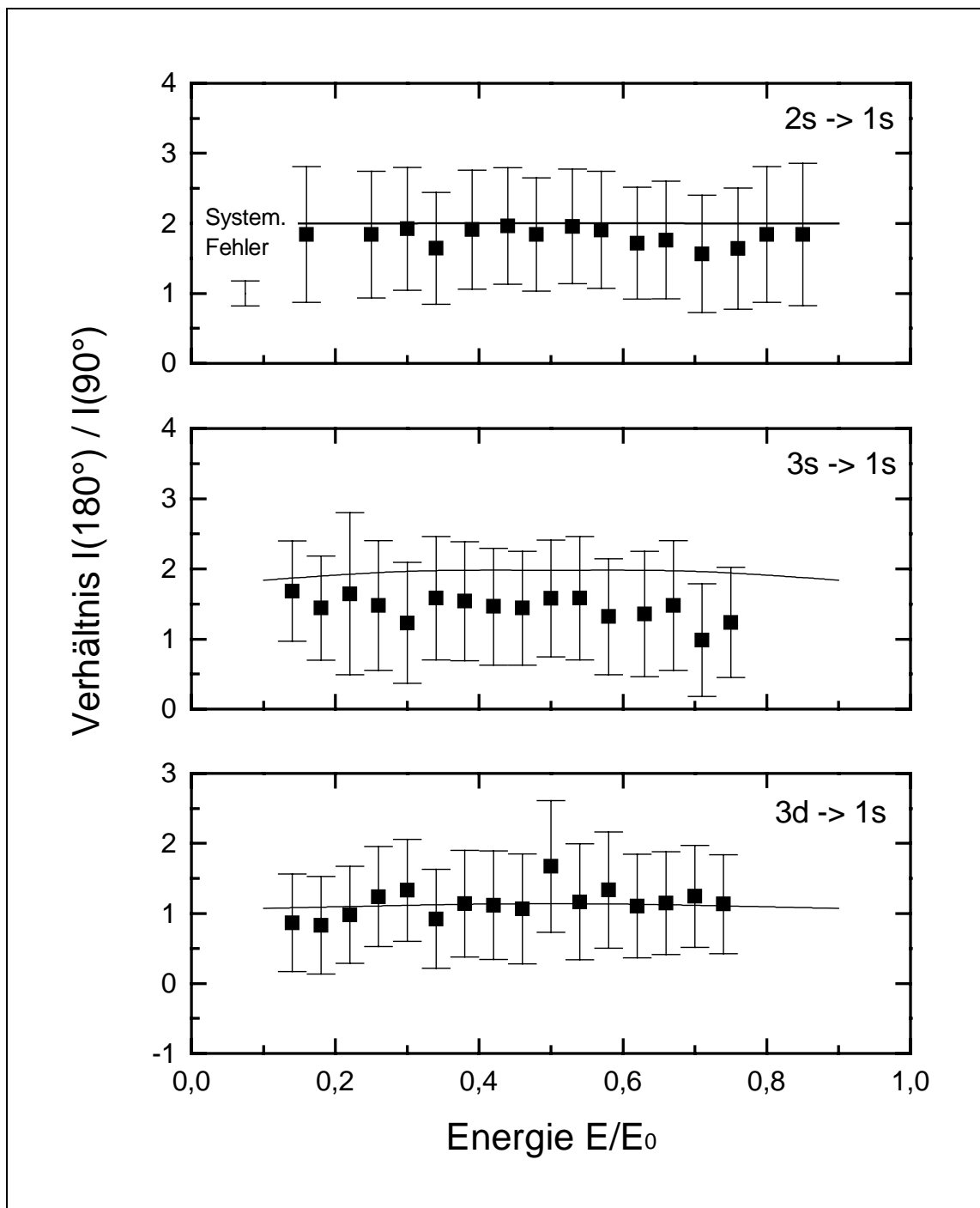


Abb. 5.8 Intensitätsverhältnis des 2E1-Überganges für die Winkel 180° und 90° . Die Quadrate stellen die experimentellen Ergebnisse, die durchgezogene Linie die Rechnung von Tong et al. [41] dar. Angegeben sind jeweils nur die statistischen Fehler. Der systematische Fehler ist der Übersichtlichkeit wegen exemplarisch dargestellt.

Trotz der eben erläuterten Problematik, stimmen die experimentellen Intensitätsverhältnisse recht gut mit der theoretischen Vorhersage überein. Die relativ großen Unsicherheiten sind

hauptsächlich durch die den 2E1-Prozeß kennzeichnende geringe Koinzidenzrate verursacht. Verzichtet man auf die energiedifferentielle Aussage, so kann man einen (über alle Energien) gemittelten Wert für das Intensitätsverhältnis angeben, der eine größere statistische Signifikanz besitzt. In Tabelle 5.4 werden die Intensitätsverhältnisse dieser Arbeit mit denen der theoretischen Vorhersage von Tong et al. [41] verglichen.

Übergang	Diese Arbeit	Tong et al.
2s → 1s	1,90 ± 0,27	2,00
3s → 1s	1,49 ± 0,34	2,00
3d → 1s	1,22 ± 0,25	1,08

Tab. 5.4 Über alle Energien gemitteltes Intensitätsverhältnis $I(180^\circ) / I(90^\circ)$ des 2E1-Zerfalles im Vergleich zu Ref. [41]

Für den Zweiphotonenzerfall 2s und 3d → 1s stimmen die experimentellen Werte gut mit denen von Tong überein. Für den Übergang 3s → 1s kommt es allerdings zu einer Unterschreitung des Theoriewertes von ca. 25 Prozent, ist aber innerhalb des Fehlers noch mit der theoretischen Vorhersage vereinbar. Eine Ursache dieses Verhaltens konnte nicht gefunden werden, dennoch gilt für diesen Übergang zu beachten, daß es sich hierbei um den schwächsten von allen handelt und die geringe Statistik hier besonders zum Tragen kommt.

5.4 Bestimmung des Matrixelementes $|M_{fi}|^2$

Analog zu den Kapiteln 3.5.3 und 4.8 soll auch für die hier untersuchten Übergänge eine normierte Rate angegeben werden, die proportional zum Quadrat des Matrixelements ist. Hierzu werden sowohl die theoretischen Vorhersagen nach Tong [41] als auch die experimentellen Daten auf den Wert in der Mitte der jeweiligen Verteilung normiert und anschließend um einen Faktor $f(1-f)$ dividiert. Während die Ergebnisse in Abbildung 5.7 winkelabhängig sind, vgl. Intensitätsunterschiede für gleiche Übergänge aber verschiedene Winkel, so ist die nach obiger Ableitung erhaltene normierte Rate davon unabhängig. In Abbildung 5.9 wird die normierte Rate als Funktion der Energie f inklusive ihrer statistischen Fehler dargestellt.

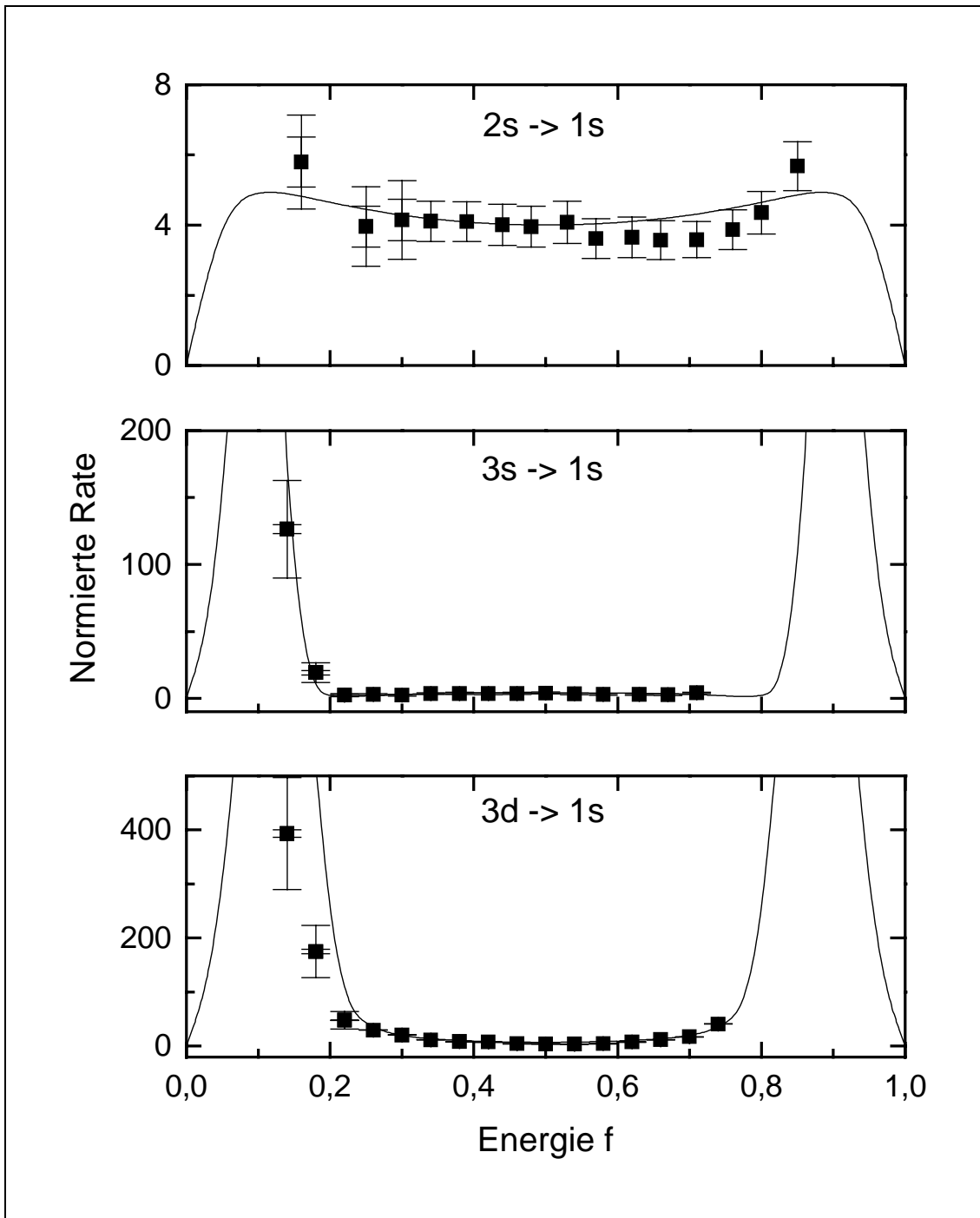


Abb. 5.9 Normierte Rate des 2E1-Übergänge 2s, 3s, 3d \rightarrow 1s in Silber als Funktion der Photonenergie f . Die experimentellen Daten werden mit einer Rechnung von Tong et al. [41] verglichen. Für die ersten drei Werte werden neben den statistischen (innere Balken) auch die systematischen Fehler (äußere Balken) angegeben.

Für die ersten drei Datenpunkte werden sowohl die statistischen Fehler (innere Balken) als auch die durch die Ableitung auftretenden systematischen Fehler (äußere Balken) separat dargestellt. Für alle weiteren Werte wurde der Übersichtlichkeit wegen auf eine solche Präsentation verzichtet.

Die Übereinstimmung der experimentellen Werte mit den theoretischen Vorhersagen von Tong [41] kann vor allem für die Übergänge $2s$ und $3s \rightarrow 1s$ als gut bezeichnet werden. Abgesehen von dem relativ großen systematischen Fehler zeigt sich auch hier die insgesamt geringe Statistik als limitierender Faktor. Abweichungen zwischen Experiment und theoretischer Vorhersage lassen sich für den $3d \rightarrow 1s$ Übergang speziell für kleine Photonenenergien zeigen. Diese Abweichungen sind ebenso in Abbildung 5.7 zu erkennen, werden aber bei der Division durch den Faktor $f(1-f)$ zur Berechnung der normierten Rate verstärkt.

5.5 Konkurrenzprozesse

Wie in Kapitel 5.3 beschrieben wurde, ist das durchgeführte Experiment von einer sehr kleinen Ereignisrate der interessierenden Zweiphotonenübergänge gekennzeichnet. Deshalb ist es von großer Wichtigkeit Konkurrenzprozesse zu untersuchen, die ebenso eine kontinuierliche Energieverteilung besitzen und somit im Experiment nicht unterschieden werden können. Eine solche Untersuchung ist aber nur für die Detektorkombination A - B notwendig, da diese sich einander gegenüber stehen und somit sensitiv auf 'cross talk' sind. Eine Aluminiumblende mit einer runden Öffnung des Durchmessers von 2,5 mm (Abbildung 5.2) wurde in ihrer Dicke (3 mm) so dimensioniert, daß sie ein Optimum in bezug auf maximalen Raumwinkel der Detektoren und Minimierung des 'cross talk' darstellt. Die Dicke der Blenden stellt sicher, daß Photonen im Energiebereich von bis zu 25 keV absorbiert werden, was eine erhebliche Reduktion von Konkurrenzprozessen zur Folge hat. Eine Untersuchung für die 90° -Geometrien Detektor A - C und B - C muß nicht in Erwägung gezogen werden, da sich diese Kombinationen nicht direkt einsehen können. Im folgenden sollen die Beiträge der drei Hauptprozesse Comptonstreuung, Escape eines Si-K Photons und Bremsstrahlung zur Koinzidenzrate des Zweiphotonenzerfalles diskutiert werden. Die ausführliche Behandlung geschieht vor allem auch in Hinblick auf die prinzipielle Durchführbarkeit weiterer Experimente dieser Art.

5.5.1 Comptonstreuung

Die Absorption eines Photons in einem Detektor 1 kann die Emission von Sekundärstrahlung verursachen, die diesen Detektor verläßt und in einem Detektor 2 nachgewiesen wird. Beim Comptonprozeß überträgt ein einkommendes Photon der Energie E_γ in Detektor 1 auf ein (quasifreies) Elektron des Siliziumkristalls die Energie E_e , die dort gemessen wird, und wird mit der Energie $E_{\gamma'}$ unter dem Winkel φ zur Einfallsrichtung gestreut:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \varepsilon(1 - \cos \varphi)} \quad (5.4)$$

Der Faktor ε in Gleichung (5.4) ist das Verhältnis aus der Photonenenergie und der Ruheenergie des Elektrons und berechnet sich aus $E_\gamma / 511 \text{ keV}$. Durch den kleinen Blendendurchmesser der Aluminiumabschirmung und Detektorenabständen von ca. 35 mm können in Detektor 2 nur in einem kleinen Winkelbereich um $\varphi = 180^\circ$ gestreute Photonen nachgewiesen werden. Dies ergibt für die Silber $K\alpha$ -Strahlung von $E_\gamma = 22,1 \text{ keV}$ Energien $E_e = 1,74 \text{ keV}$ in Detektor 1 und $E_{\gamma'} = 20,26 \text{ keV}$ in Detektor 2. Die in Detektor 1 deponierte Energie ist an der Grenze dessen, was von der Nachweiselektronik (siehe Abbildung 5.5) verarbeitet werden kann. Auch der Comptonprozeß für Silber $K\beta$ -Strahlung (24,9 keV) erzeugt in Detektor 1 nur Photonen der maximalen Energie von 2,21 keV, was aber unterhalb der kleinsten, in der Auswertung berücksichtigten Energie von 2,5 keV für Zweiphotonenübergänge liegt. Somit kann ein Einfluß des Comptoneffektes auf die gemessene Spektralverteilung in Kapitel 5.3 ausgeschlossen werden.

5.5.2 Escape von Silizium K-Strahlung

Ein Photon der Energie E_γ trifft auf den Kristall des Detektors 1 und wird dort absorbiert. Liegt die Energie des einfallenden Photons über der Silizium K-Kante (1,839 keV), so kann entsprechende K-Strahlung emittiert werden, die in Detektor 2 nachgewiesen werden kann. Da aber die Energie der Si-K Photonen unter dem Energiebereich der Auswertung liegt, kann dieser Prozeß nicht zu einem Untergrund in den 2E1-Spektren führen.

5.5.3 Bremsstrahlung

Von besonderer Wichtigkeit in diesem Experiment der Messung einer kontinuierlichen Energieverteilung zweier Photonen, ist eine Abschätzung der Gesamtzahl von Koinzidenzen aufgrund von Bremsstrahlungsphotonen. Da die Energie des in Detektor 1 auftreffenden Photons meist über der K-Kante des Siliziums liegt, können dort hochenergetische Photoelektronen erzeugt werden, die im umgebenden Festkörper Bremsstrahlung verursachen. Diese Photonen verlassen den Detektor 1, passieren das Loch in der Aluminiumblende und werden in Detektor 2 nachgewiesen, wodurch die Energie des einkommenden Photons auf beide Detektoren kontinuierlich aufgeteilt werden kann.

In der nachfolgenden Abschätzung wird davon ausgegangen, daß ‘cross talk’ durch Bremsstrahlung nur durch K- und L-Schalenphotoelektronen verursacht wird, die durch einfallende Photonen im Siliziumkristall erzeugt wurden (siehe auch Ilakovic [98]). Die Erzeugung von K- und L-Schalenphotoelektronen gibt aber außerdem Anlaß zu Emission von charakteristischer Röntgenstrahlung, die hiermit die Wahrscheinlichkeit zur Emission eines Bremsstrahlungsquants um einen Faktor F_1 reduziert:

$$F_1 = 1 - \left(\frac{n_{\text{esc}}}{n_0} \right)_{K_\alpha} - \left(\frac{n_{\text{esc}}}{n_0} \right)_{K_\beta} \quad (5.5)$$

Die Ausdrücke in den Klammern stellen die Wahrscheinlichkeit eines Escapeereignisses für K_α - bzw. K_β -Photonen dar und können nach einer Ableitung von Axel [99] und Lidén und Starfelt [100] für ein semi-infinites Volumen und einen kollimierten Strahl mit einem Winkel θ zur Senkrechten der Oberfläche berechnet werden. Hierfür wird der Photoeffekt als einziger Prozeß zur Produktion von K-, L-Schalenvakanzen angesehen. Die Werte für totale (μ) und photoelektrische (τ) Absorptionskoeffizienten, der Anteil des Photoeffektes der K-Schale δ_K , der Fluoreszenzausbeute ω_K und der relativen Wahrscheinlichkeit der Emission eines Röntgenquants p_ξ wurden der Literatur entnommen.

$$\left(\frac{n_{\text{esc}}}{n_0} \right)_{K_\xi} = \frac{1}{2} \frac{\tau}{\mu} \delta_K \omega_K p_\xi \left[1 - r \cos\theta \ln \left(1 + \frac{1}{r \cos\theta} \right) \right] \quad (5.6)$$

Analoges gilt auch für die Bremsstrahlungsphotonen in Detektor 2. Auch hier reduziert die Emission von charakteristischer Strahlung die Koinzidenzrate für Bremsstrahlungsereignisse mit der Bedingung $E_0 = E_1 + E_2$. Diese Reduktion wird durch einen Faktor F_2 berücksichtigt,

der gleiches Aussehen wie F_1 besitzt. Mit Hilfe dieser Größen kann die Koinzidenzrate n_B aufgrund von Bremsstrahlungsphotonen im Energieintervall dE_b berechnet werden [101]:

$$\left(\frac{dn_b}{dE_b}\right)_{K,L} = \frac{1}{8} n_K \varepsilon_1 \varepsilon_2 \varepsilon_c \frac{\tau_0}{\mu_0} \delta_K \frac{\mu_0}{\mu_0 + \mu_b} \left(\frac{r}{D}\right)^2 \left(\frac{dw_b}{dE_b}\right) \int_0^{\theta_1} \exp\left(-\frac{C_0 + C_b}{\cos\theta}\right) F_1 F_2 \cos^3 \theta \sin \theta \, d\theta \quad (5.7)$$

Alle mit dem Index 0 versehenen Größen beziehen sich auf das einkommende Photon, der Index b auf das Bremsstrahlungsphoton. Die Reduktion des zweiten Raumwinkels durch die Aluminiumblende wird durch das Verhältnis des Radius r und des Abstandes zum Detektor D berücksichtigt. Die Faktoren $C_i = \sum \mu d$ berücksichtigen die Absorption in verschiedenen Schichten der Dicke d.

Die Wahrscheinlichkeit für die Produktion eines Bremsstrahlungsphotons der Energie E_b im Energieintervall dE_b pro Elektron mit der Ausgangsgeschwindigkeit T_0 ergibt sich zu [101]:

$$\frac{dw_b}{dE_b} = \frac{1}{E_b} \int_{E_b}^{T_0} \frac{\frac{d}{dE_b} \left(\frac{dT}{ds}\right)_{\text{rad}}}{\left(\frac{dT}{ds}\right)_{\text{ion}} + \left(\frac{dT}{ds}\right)_{\text{rad}}} \, dT \quad (5.8)$$

Die einzelnen Terme im Nenner stellen den Energieverlust pro Einheitslänge für Ionisation bzw. Aussendung eines Elektrons der Energie T dar.

$$\left(\frac{dT}{ds}\right)_{\text{ion}} = \frac{2\pi}{T} \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 N_a Z \ln \frac{T\sqrt{2}}{I} \quad (5.9)$$

$$\left(\frac{dT}{ds}\right)_{\text{rad}} = \frac{16}{3} N_a Z^2 \sigma_0 (T + mc^2) \quad (5.10)$$

Der Term im Zähler von Gleichung 5.8 repräsentiert den Energieverlust pro Einheitslänge und Energieintervall dE_b durch Aussendung von Bremsstrahlungsphotonen der Energie E_b .

$$\frac{d}{dE_b} \left(\frac{dT}{ds}\right)_{\text{rad}} = N_a Z^2 \sigma_0 B (T + mc^2) / T \quad (5.11)$$

Die Funktion B berechnet sich weiterhin zu:

$$B = \frac{1}{16} \ln\left(\sqrt{\frac{1}{x}} + \sqrt{\frac{1}{x} - 1}\right) \frac{1}{\sqrt{1-x}} \frac{1 - \exp(-a/\sqrt{T})}{1 - \exp(-a/\sqrt{T(1-x)})} \frac{mc^2}{mc^2 + T} \quad (5.12)$$

In den obigen Gleichungen 5.8 bis 5.12 steht mc^2 für die Elektronen-Ruheenergie (511 keV), e für die Elementarladung, Z und N_a für die Kernladungszahl und Atomdichte von Silizium. Das mittlere Ionisationspotential wurde mit $I = (16 \text{ eV}) Z$ berechnet. Weitere Hilfsgrößen waren $x = E_b / T$ und $a = 2 \pi Z \alpha (mc^2/2)^{1/2}$.

Die Anzahl der Koinzidenzen aufgrund der Emission von Bremsstrahlung in Gleichung 5.7 wurde numerisch für Energien $E_b = 3,5, 4,5, \dots, 20,5 \text{ keV}$ ausgewertet. In Abbildung 5.10 ist das Ergebnis für Silber $K\alpha$ -Strahlung getrennt nach Bremsstrahlung durch K- und L-Photoelektronen dargestellt.

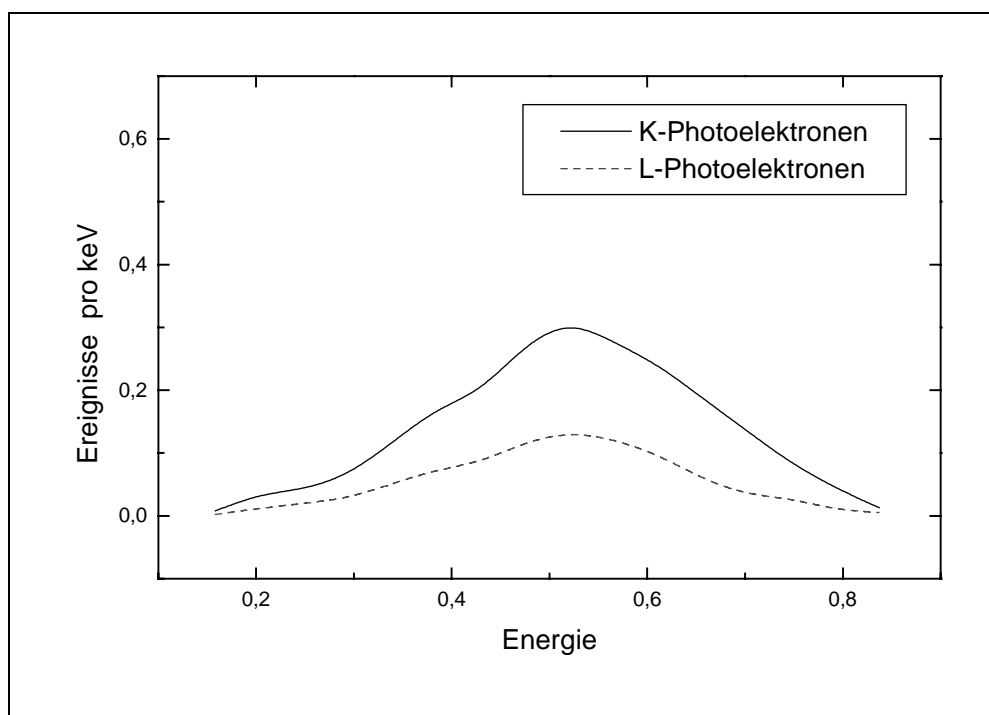


Abb. 5.10 Berechnete Anzahl von 'cross talk' Ereignissen durch Bremsstrahlung von K- und L-Photoelektronen als Funktion der normierten Energie $f = \hbar\omega / \Delta E_{2E1}$.

Über den gesamten Auswertebereich der Analyse für den 2E1-Übergang $2s \rightarrow 1s$ (3,5 bis 18,5 keV) integriert, berechnet sich die Gesamtanzahl von Bremsstrahlungsereignissen an der experimentell bestimmten 2E1-Verteilung zu ca. 3. Abschließend kann anhand dieser Abschätzung festgestellt werden, daß der Energietransfer zwischen den Detektoren über Bremsstrahlung vernachlässigbar klein ist.

5.6 Ausblick

Sämtliche Ergebnisse in diesem Kapitel 5 sind von relativ großen Unsicherheiten aufgrund der kleinen Koinzidenzrate für 2E1-Ereignisse geprägt. Die Hauptursache ist hier vor allem in der kleinen Übergangswahrscheinlichkeit des 2E1-Zerfalles gegenüber E1-Übergängen von ca. 10^{-6} zu sehen. Die für das Experiment entscheidende Randbedingung ist die Ratenverträglichkeit von 1 kHz der verwendeten Siliziumdetektoren. In dem Experiment durfte das Produkt aus der Gesamtaktivität der Quelle und dem Raumwinkel des Detektors diesen Wert nicht überschreiten. Die oben beschriebene Unterdrückung des 2E1-Zerfalles gegenüber einem E1-Übergang zum einen und der endliche zweite Raumwinkel der Koinzidenzmessung zum anderen ergibt eine Koinzidenzrate von ca. 10^{-3} pro Sekunde. Um eine ausreichende Statistik zu sammeln, ergeben sich so Meßdauern von vielen Wochen, wodurch die Frage der Stabilität der Meßelektronik eine entscheidende Rolle gewinnt. Die Meßzeit des in diesem Kapitel beschriebenen Experimentes betrug 84 Tage. Um einen statistischen Fehler von nur maximal zehn Prozent zu erreichen, müßte man bereits länger als 14 Monate messen. Diese Abschätzung zeigt die Grenzen des verwendeten Aufbaus. Erst mit der Verwendung von Röntgendetektoren, die wesentlich höhere Raten verarbeiten können, und Quellen mit höherer Gesamtaktivität kann eine Verbesserung der statistischen Signifikanz und damit der Aussagekraft der Meßergebnisse erwartet werden.

Um relativistische Einflüsse auf den Zweiphotonenzerfall zu untersuchen, muß man zu Messungen in Atomen mit großer Kernladungszahl Z übergehen. Ähnlich wie bei den H- und He-ähnlichen Ionen sollte sich eine deutliche Z -Abhängigkeit in der Energieverteilung der beiden ausgesendeten Photonen zeigen. Da bis zum heutigen Tage keine vollrelativistischen Rechnungen für Atome mit $Z > 54$ durchgeführt wurden, kann eine solche Messung einen wichtigen Beitrag zum Verständnis von schweren Systemen liefern. Neben der Energieverteilung des 2E1-Zerfalles ist auch die Winkelverteilung der ausgesendeten Photonen von großem Interesse. Wie Florescu et al. [25] im Rahmen der nichtrelativistischen Dipolnäherung zeigen konnte, ergibt sich z.B. für den Übergang $2s \rightarrow 1s$ eine Winkelverteilung gemäß $(1 + \cos^2\theta)$. In den relativistischen Rechnungen von Mu [40] und Tong [41] für Atome mit Kernladungszahlen $Z < 54$ (Xenon) stellt das elektrische Dipolmoment immer noch den dominierenden Anteil in der Multipolentwicklung dar, so daß keine wesentlichen Abweichungen zu dem Ergebnis von Florescu festgestellt werden können. Bei Übergängen in Atomen mit hoher Kernladungszahl müssen jedoch vermehrt Anteile höherer Multipolordnungen berücksichtigt werden. Somit ist bei sehr schweren Atomen am ehesten mit einer Abweichung von der obigen

Winkelverteilung zu erwarten. Daher wäre es sehr interessant, die Winkelverteilung für ein möglichst hohes Z zu untersuchen, zumal bis heute, wie oben erwähnt, noch keine theoretische Vorhersage veröffentlicht wurde.

Ein erstes Experiment zur Bestimmung der Energieverteilung des 2E1-Zerfalles in Hafniumatomen ($Z = 72$) mit einer K-Vakanz, die aus dem Isotop Ta-179 über Elektroneneinfang erzeugt werden, wurde von Ilakovac und Mitarbeitern schon 1992 veröffentlicht [93]. Insbesondere konnte der Verlauf der $3d \rightarrow 1s$ Zwischenzustandsresonanz in einem weiteren Experiment detailliert untersucht werden [102]. Um die Winkelverteilung der beiden Photonen beim 2E1-Zerfall in Hafnium mit einer K-Schalenvakanz zu bestimmen, wurde ein zu Ref. [93] analoges Experiment aufgebaut. Hierfür wurden zwei siebenfach segmentierte Germaniumdetektoren eingesetzt, deren Eigenschaften in Kapitel 4.3 unter der Bezeichnung 'Detektor B' beschrieben sind. Da die vom Institut für Kernchemie der Universität Mainz hergestellte Ta-179-Quelle [103] nur eine Gesamtaktivität von ca. 5 kBq besaß, war die Meßzeit von sieben Wochen nicht ausreichend, um signifikante Aussagen zu machen. Obwohl das Ziel der Bestimmung der Winkelverteilung verfehlt wurde, konnte die prinzipielle Machbarkeit gezeigt werden. Für ein erneutes Experiment sind zwei Voraussetzungen zu erfüllen. Zum einen ist hier eine wesentlich stärkere Tantalquelle zu nennen, deren Gesamtaktivität ca. 75 kBq betragen sollte. Zum anderen muß trotz des kleinstmöglichen Abstandes Detektor-Quelle eine Meßdauer von mindestens 90 Tagen veranschlagt werden. Mit diesen Parametern sollte eine Aussage ähnlicher Qualität wie in diesem Kapitel für Silber möglich sein.

6. Zusammenfassung

Die simultane Aussendung zweier E1-Photonen (2E1) als ein Prozeß höherer Ordnung wurde im Rahmen der Atomphysik für drei unterschiedliche Beispiele untersucht. Das Interesse lag hierbei besonders bei schweren Ein- und Zweielektronensystemen bzw. bei den analogen Systemen mit einer Vakanz in der Elektronenhülle. Durch Anwendung einer Koinzidententechnik zum Nachweis der beiden ausgesendeten Photonen wurde die Spektralverteilung des Prozesses für die jeweiligen Systeme gemessen. Seine besondere Bedeutung bezieht der Zweiphotonenzerfall aus der Tatsache, daß zu seiner Berechnung die komplette Struktur des Ions bekannt sein muß. Eine genaue Messung des 2E1-Prozesses, vor allem der zugehörigen Energieverteilung, testet somit sehr sensitiv unsere Kenntnis gerade dieser kompletten Struktur des Ions.

Heliumähnliche Ionen stellen die einfachsten Systeme dar, in denen man die konkurrierenden Einflüsse von relativistischen Effekten und der Elektron-Elektron-Wechselwirkung auf die Wellenfunktionen und somit auch auf die Energieverteilung der Photonen des 2E1-Zerfalles untersuchen kann. Während für mittlere Kernladungszahlen ($Z \approx 20$ bis 30) beide Effekte berücksichtigt werden müssen, sind die Wellenfunktionen für schwere Systeme ($Z > 70$) fast ausschließlich durch relativistische Effekte bestimmt. Um die Auswirkungen der beschriebenen Einflüsse auf den Zweiphotonenzerfall zu untersuchen, wurde die Energieverteilung in He-ähnlichem Nickel ($Z = 28$) bzw. Gold ($Z = 79$) gemessen.

Als Erweiterung des bisherigen sind die Untersuchungen des 2E1-Zerfalles in Vielelektronensystemen zu sehen. Durch die höhere Anzahl der Elektronen wird die Wechselwirkung der Elektronen untereinander immer wichtiger. Bei einer theoretischen Beschreibung des 2E1-Zerfalles muß dieser Sachverhalt natürlich berücksichtigt werden. Um dies experimentell zu überprüfen, wurde die Energieverteilung des 2E1-Zerfalles in Silber ($Z = 47$) mit einer Innerchalenvakanz bestimmt.

H- und He-ähnliches Nickel:

Das Experiment zur Bestimmung des 2E1-Prozesses in mittelschweren Systemen wurde mit Hilfe der 'beam foil spectroscopy' (BFS) am ATLAS-Beschleuniger des Argonne National Laboratory, Argonne (USA) durchgeführt. Hierbei wurde erstmalig die Spektralverteilung für wasserstoff- und heliumähnliche Ionen dieses Elements bestimmt. Die gute Übereinstimmung

der experimentellen Daten mit den Monte-Carlo-Simulationen auf der Basis der entsprechenden theoretischen Vorhersagen ist an dieser Stelle hervorzuheben.

Obwohl der Vergleich gute Übereinstimmung zeigt, ist diese Methode von einer (separaten) Effizienzbestimmung der verwendeten Detektoren mit ihren Unsicherheiten abhängig, die Eingang in die Simulation findet. Für ein vorangegangenes Experiment zur Bestimmung der Energieverteilung des 2E1-Zerfalles in Krypton [9] war gerade diese Unsicherheit in der Effizienzbestimmung der limitierende Faktor für die Aussagekraft des Experiments. Um die Genauigkeit weiter zu steigern, wurde während der Strahlzeit abwechselnd der Zweiphotonenzerfall sowohl in H- als auch He-ähnlichem Nickel beobachtet. Da die Spektralverteilung des 2E1-Zerfalles in H-ähnlichem Nickel sehr präzise theoretisch beschrieben werden kann, dient diese Messung als eine in-situ Kalibration des Detektorsystems. Dies ermöglicht eine modellunabhängige Bestimmung der Energieverteilung des Zweiphotonenzerfalles aus der Messung mit He-ähnlichen Nickelionen. Durch Ableitung einer zum Matrixelement $|M_{fi}|^2$ proportionalen Größe läßt sich der bisher strengste Test der theoretischen Vorhersagen durchführen. Die Z-Abhängigkeit der Energieverteilung des 2E1-Zerfalles aufgrund des Einflusses der Elektron-Elektron-Wechselwirkung und der relativistischen Effekte konnte erstmals im mittleren Kernladungsbereich $Z \approx 30$ klar gezeigt werden, siehe Abbildung 3.11. Die experimentellen Werte stimmen im Rahmen ihrer Genauigkeit sowohl mit einer nicht-relativistischen Rechnung von Drake als auch einer relativistischen Rechnung von Derevianko und Johnson überein, da sich in diesem Z-Bereich beide Rechnungen praktisch nicht unterscheiden.

He-ähnliches Gold:

Für die Untersuchung des 2E1-Prozesses in sehr schweren (heliumähnlichen) Systemen wurde ein analoges Experiment am SIS-ESR-Beschleunigerkomplex der GSI durchgeführt. Die wichtige Frage der Besetzung des Ausgangszustandes des 2E1-Zerfalles bei Stößen zwischen schweren hochgeladenen Ionen und Festkörpertargets wurde im Hinblick auf die Notwendigkeiten des Experiments untersucht. Hierbei zeigte sich die Anregung eines heliumähnlichen Goldionenstrahles (von SIS) mittels eines relativ schweren Targets wie Aluminium im Experiment als effektivster Besetzungsprozeß für den Ausgangszustand $1s2s \ ^1S_0$ des Zweiphotonenzerfalles. Analog zum vorhergehenden Experiment in Nickel wird für einen Vergleich mit den experimentellen Daten eine Monte-Carlo-Simulation benötigt. Für deren An-

wendung ist die durchgeführte Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektorsystems in Abhängigkeit von der Photonenenergie von entscheidender Wichtigkeit.

Wie ein Vergleich zwischen Experiment und Simulation zeigt, konnte mit dem verwendeten Aufbau erstmalig die Spektralverteilung des 2E1-Prozesses in heliumähnlichen Gold gemessen werden. Nach theoretischen Vorhersagen ändert sich das Aussehen der Spektralverteilung in Abhängigkeit von der Kernladungszahl Z sehr stark. Speziell bei schweren Systemen mit ihren starken Zentralfeldern nimmt aufgrund relativistischer Effekte die Intensität in den Flanken der Verteilung im Vergleich zu den leichten Systemen ab. Um dies zu verifizieren, wurde die experimentelle Energieverteilung mit den Monte-Carlo-Simulationen für heliumähnliches Argon ($Z = 18$) und Gold ($Z = 79$) verglichen. Im Rahmen der experimentellen Genauigkeit konnten die Vorhersagen der Theorie bestätigt werden (Abbildung 4.18). Durch Ableitung einer zum Matrixelement $|M_{fi}|^2$ proportionalen Größe, vgl. Abbildung 4.19, kann diese Aussage weiter verdeutlicht werden.

Innerschalenvakanz in Silber:

Neben den Experimenten in Wenigelektronensystemen, die jeweils einen großen Teilchenbeschleuniger benötigen, wurde auch eine Untersuchung des 2E1-Zerfalles einer Innerschalenvakanz in Silber untersucht, die durch K-Elektroneneinfang in den Kern entsteht. Hierfür konnte eine kommerziell erhältliche radioaktive Quelle eingesetzt werden, so daß dieses Experiment auf kleinstem Raume durchgeführt werden konnte ('table top'). Die experimentell bestimmten Werte für die differentielle Zerfallswahrscheinlichkeit der Übergänge $2s, 3s, 3d \rightarrow 1s$ mit dem Winkel 180° und 90° zwischen den emittierten Photonen stimmen relativ gut mit den theoretischen Vorhersagen überein. Hierbei konnte erstmals die von der Theorie vorhergesagte Resonanzstruktur von $3s \rightarrow 1s$ Übergängen beobachtet werden, siehe Abbildung 5.7. Diese 'Zwischenzustandsresonanzen' treten auf, da bei der Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeit über alle, auch die besetzten Zustände summiert werden muß. Wie eine theoretische Untersuchung zeigt, stellt diese Berücksichtigung der besetzten Zustände keineswegs eine Verletzung des Pauliprinzip dar. Insbesondere durch die Messung unter zwei verschiedenen Winkeln läßt sich eine erste Aussage über die Winkelverteilung der zwei Photonen in diesen Systemen machen. Im Rahmen der (relativ großen statistischen) Fehler konnte das theoretische vorhergesagte Intensitätsverhältnis $I(180^\circ)/I(90^\circ)$ von 2,00 (für $s \rightarrow s$) und 1,08 ($d \rightarrow s$) bestätigt werden.

Ergebnis:

Ziel dieser Arbeit war es, den Einfluß von Elektronenkorrelationen und von relativistischen Effekten auf die Struktur des untersuchten Atom- bzw. Ionensystems zu ergründen. Hierzu wurde der Zweiphotonenzerfall in drei verschiedenen Systemen beobachtet. Obwohl sich diese recht unterschiedlich darstellen, decken sich die experimentellen Beobachtungen recht gut mit den theoretischen Vorhersagen. Da bisher keine großen Abweichungen selbst bei starken Zentralfeldern (hohes $Z!$) gefunden wurden, läßt dies den Schluß zu, daß auf der Theorieseite gute Methoden zur Berechnung der Atomstruktur der beobachteten Systeme vorliegen. Dies Ergebnis läßt natürlich auch auf die Verlässlichkeit der verwendeten Methoden bei der Anwendung auf andere Fragestellungen in der Physik schließen. Wie erwähnt basieren diese theoretischen Vorhersagen auf Modellen der Natur, die (notwendigerweise) gewisse Vereinfachungen beinhalten. Die (relativ) gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment bedeutet somit aber auch, daß die verschiedenen Modelle die Natur gut beschreiben. In diese Sinne kann man von einem tieferen Verständnis der Struktur der beobachteten Ionen bzw. Atomen sprechen.

Literaturverzeichnis

- [1] M. Göppert-Mayer, *Ann. Phys. (Leipzig)* 9, 273 (1931)
- [2] J. Schirmer, D. Habs, R. Kroth, N. Kwong, D. Schwalm, M. Zirnbauer, C. Broude, *Phys. Rev. Lett.* 53, 1897 (1984)
- [3] J. Kramp, D. Habs, R. Kroth, M. Music, J. Schirmer, D. Schwalm, C. Broude, *Nucl. Phys. A* 474, 412 (1987)
- [4] S. Klarsfeld, *Phys. Lett.* 30A, 382 (1969)
- [5] W.R. Johnson, *Phys. Rev. Lett.* 29, 1123 (1972)
- [6] R. Novick, *Physics of One and Two-Electron Atoms*, ed. F. Bopp and H. Kleinpoppen, North Holland, Amsterdam, 1969, Seite 296
- [7] M. Lipeles, R. Novick, N. Tolk, *Phys. Rev. Lett.* 15, 690 (1965)
- [8] R. Marrus, R.W. Schmieder, *Phys. Rev. A* 5, 1160 (1972)
- [9] R. Ali, I. Ahmad, R.W. Dunford, D.S. Gemmell, M. Jung, E.P. Kanter, P.H. Mokler, H.G. Berry, A.E. Livingston, S. Cheng, L.J. Curtis, *Phys. Rev. A* 55, 994 (1997)
- [10] P.H. Mokler, S. Reusch, A. Warczak, Z. Stachura, *Phys. Rev. Lett.* 65, 3108 (1990)
- [11] P.H. Mokler, *NATO ASI Series B* 296, 259 (1992)
- [12] R. Ali, I. Ahmad, H.G. Berry, R.W. Dunford, D.S. Gemmell, E.P. Kanter, P.H. Mokler, A.E. Livingston, S. Cheng, L.J. Curtis, *Nucl. Instr. Meth. B* 98, 69 (1995)
- [13] A. Derevianko, W.R. Johnson, *Phys. Rev. A* 56, 1288 (1997)
- [14] Y.B. Bannett, I. Freund, *Phys. Rev. A* 30, 299 (1984)
- [15] D.-S. Guo, *Phys. Rev. A* 36, 4267 (1987)
- [16] K. Ilakovac, J. Tudorić-Ghemo, B. Bušić, V. Horvat, *Phys. Rev. Lett.* 56, 2469 (1986)
- [17] M. Göppert-Mayer, *Naturwissenschaften* 17, 932 (1929)

- [18] S.P. Goldman, G.W.F. Drake, Phys. Rev. A 24, 183 (1981)
- [19] P.H. Mokler, Th. Stöhlker, C. Kozhuharov, R. Moshhammer, P. Rymuza, F. Bosch, T. Kandler, Phys. Scr. T51, 28 (1994)
- [20] F.A. Parpia, W.R. Johnson, Phys. Rev. A 26, 1142 (1982)
- [21] G. Breit, E. Teller, Astrophys. J. 91, 215 (1940)
- [22] J. Shapiro, G. Breit, Phys. Rev. 113, 179 (1959)
- [23] B.A. Zon, L.P. Rapoport, Pis'ma 7, 70 (1968)
[JETP Lett. 7, 52 (1968)]
- [24] S. Klarsfeld, Lett. Nuovo Cimento 1, 682 (1969)
- [25] V. Florescu, Phys. Rev. A 30, 2441 (1984)
- [26] V. Florescu, S. Pătrascu, O. Stoican, Phys. Rev. A 36, 2155 (1987)
- [27] E.J. Kelsey, J. Macek, J. Math. Phys. 17, 1182 (1976)
- [28] J.H. Tung, X.M. Ye, G.J. Salamo, F.T. Chan, Phys. Rev. A 30, 1175 (1984)
- [29] G.W.F. Drake, Phys. Rev. A 34, 2871 (1986)
- [30] W.R. Johnson, Phys. Rev. Lett. 29, 1123 (1972)
- [31] S.P. Goldman, Phys. Rev. A 40, 1185 (1989)
- [32] A. Dalgarno, Mon. Not. R. Astron. Soc. 131, 311 (1966)
- [33] G.A. Victor, Proc. Phys. Soc. London 91, 825 (1967)
- [34] G.W.F. Drake, private Mitteilung (1995)
- [35] I. Freund, Phys. Rev. A 7, 1849 (1973)
- [36] P.A.M. Dirac, The Principles of Quantum Mechanics, Oxford U.P., London, 1958,
Kapitel 3.2
- [37] J. Eichler, Phys. Rev. A 9, 1762 (1974)
- [38] T. Aberg, in Atomic Inner-Shell Processes, ed. by B. Crasemann, Academic Press,
New York, 1975, Seite 353

- [38] Y.-J. Wu, J.-M. Li, *J. Phys. B.* 21, 1509 (1988)
- [40] X. Mu, B. Crasemann, *Phys. Rev. A* 38, 4585 (1988)
- [41] X.-M. Tong, J.-M. Li, L. Kissel, R.H. Pratt, *Phys. Rev. A* 42, 1442 (1990)
- [42] G.E. Brown, R.E. Peierls, J.B. Woodward, *Proc. R. Soc. London, Ser. A* 227, 51 (1954)
- [43] J.A. Tanis, A.M. Shafroth, J.E. Willis, J.R. Mowat, *Phys. Rev. A* 23, 366 (1981)
- [44] H.W. Schnopper, H.D. Betz, J.P. Delvaille, K. Kalata, A.R. Sohval, K.W. Jones, H.E. Wegner, *Phys. Rev. Lett.* 29, 898 (1972)
- [45] M. Kleber, D.H. Jakubassa, *Nucl. Phys. A* 252, 152 (1974)
- [46] M. Stobbe, *Ann. Phys.* 7, 661 (1930)
- [47] H.A. Bethe, E.E. Salpeter, *Handbuch der Physik* 35, Springer Verlag, 1957, Seite 88
- [48] D. Brandt, *Phys. Rev. A* 27, 1314 (1983)
- [49] P.H. Mokler, S. Reusch, Th. Stöhlker, R. Schuch, M. Schulz, G. Wintermeyer, Z. Stachura, A. Warczak, A. Müller, Y. Awaya, T. Kambara, *Radiation Effects and Defects in Solids*, 1989, Vol. 110, 39
- [50] H.C. Brinkman et al., *Proc. Acad. Sci.* 33, 973 (1930)
- [51] V.S. Nikolaev, *Sov. Phys. JETP* 24, 847 (1967)
- [52] Th. Stöhlker, C. Kozhuharov, P.H. Mokler, A. Warczak, F. Bosch, H. Geissel, R. Moshhammer, C. Scheidenberger, J. Eichler, A. Ichihara, T. Shirai, Z. Stachura, P. Rymuza, *Phys. Rev. A* 51, 2098 (1995)
- [53] H.D. Betz, *Methods in Experimental Physics* Vol. 17, ed.: P. Richard, Academic Press, New York, 1980, Seite 96
- [54] J.H. McGuire, D.J. Land, J.G. Brennan, G. Basbas, *Phys. Rev. A* 19, 2180 (1980)
- [55] P.H. Mokler, Th. Stöhlker, *Adv. At. Mol. Phys.* Vol. 37, ed.: B. Bedersen, H. Walther, Academic Press, San Diego, 1996
- [56] J.A. Tanis, *Nucl. Instr. Meth. A* 262, 52 (1987)

- [57] Th. Stöhlker, D.C. Ionescu, P. Rymuza, F. Bosch, H. Geissel, T. Ludziejewski, P.H. Mokler, C. Scheidenberger, Z. Stachura, A. Warczak, R.W. Dunford, *Phys. Rev. A* 57, 845 (1998)
- [58] P. Zimmerer, Dissertation Universität Gießen, 1992
- [59] T. Kandler, Dissertation, Universität Gießen, 1995
- [60] Th. Stöhlker, private Mitteilung, 1997
- [61] C.M. Lederer, S. Shirley, *Table of Isotopes*, 7. Auflage, Wiley, New York, 1978
- [62] D. O'Connell, K.J. Kollath, A.J. Duncan, H. Kleinpoppen, *J. Phys. B* 8, L214 (1975)
- [63] H. Krüger, *A. Oed*, *Phys. Lett.* 54A, 251 (1975)
- [64] R.S. Van Dyck, C.E. Johnson, H.A. Shugart, *Phys. Rev. A* 4, 1327 (1971)
- [65] A.S. Pearl, *Phys. Rev. Lett.* 24, 703 (1970)
- [66] R. Marrus, R.W. Schmieder, *Phys. Rev. A* 5, 1160 (1972)
- [67] R.W. Dunford, H.G. Berry, S. Cheng, E.P. Kanter, C. Kurtz, B.J. Zabransky, A.E. Livingston, L.J. Curtis, *Phys. Rev. A* 48, 1929 (1993)
- [68] R.W. Dunford, H.G. Berry, D.A. Church, M. Hass, C.J. Liu, M.L.A. Raphaelian, L.J. Curtis, A.E. Livingston, *Phys. Rev. A* 48, 2729 (1993)
- [69] R. Ali, I. Ahmad, H.G. Berry, R.W. Dunford, D.S. Gemmell, E.P. Kanter, P.H. Mokler, A.E. Livingston, S. Cheng, L.J. Curtis, *Nucl. Instr. Meth. B* 98, 69 (1995)
- [70] Tom Moog, *DAPHNE Handbook*, Argonne National Laboratory, 1985
- [71] E.P. Kanter, Quellprogramm der Simulation unter <ftp://anlphy.phy.anl.gov/mc2p> erhältlich
- [72] R.W. Dunford, M. Hass, E. Bakke, H.G. Berry, C.J. Liu, M.L. Raphaelian, L.J. Curtis, *Phys. Rev. Lett.* 62, 2809 (1989)
- [73] J.S. Hansen, J.C. McGeorge, D. Nix, W.D. Schmitt-Ott, I. Unus, R.W. Fink, *Nucl. Instr. Meth.* 106, 365 (1973)
- [74] G.W.F. Drake, *Can. J. Phys.* 66, 586 (1988)

- [75] W.R. Johnson, D.R. Plante, J. Sapirstein, *Adv. At. Mol. Phys.* 35, 255 (1995)
- [76] Th. Stöhlker, private Mitteilung, 1997
- [77] M. Gail, N. Grün, W. Scheid, private Mitteilung (1996)
- [78] C. Scheidenberger, private Mitteilung (1997)
- [79] H.-Th. Prinz, D. Dauvergne, S. Andriamonje, K. Beckert, M. Chevallier, C. Cohen, J. Dural, H. Eickhoff, B. Franzke, H. Geissel, R. Kirsch, A. L'Hoir, P.H. Mokler, R. Moshhammer, F. Nickel, F. Nolden, J.C. Poizat, H. Reich, J. Remillieux, F. Sanuy, C. Scheidenberger, D. Schmaus, M. Steck, Th. Stöhlker, M. Toulemonde, *Hyperf. Inter.* 108, 325 (1997)
- [80] M. Steck, private Mitteilung (1997)
- [81] H.G. Essel, *GOOSY Manual*, GSI, Darmstadt, 1995
- [82] Th. Stöhlker, P.H. Mokler, K. Beckert, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franzke, H. Geissel, M. Jung, T. Kandler, O. Klepper, C. Kozhuharov, R. Moshhammer, F. Nickel, F. Nolden, H. Reich, P. Rymuza, C. Scheidenberger, P. Spädtke, Z. Stachura, M. Steck, A. Warczak, *Nucl. Instr. Meth. B* 87, 64 (1994)
- [83] J.M. Feagin, J.S. Briggs, T.M. Reeves, *J. Phys. B* 17, 1057 (1984)
- [84] J.L. Campbell, P.L. McGhee, *Nucl. Instr. Meth. A* 248, 393 (1986)
- [85] T. Ludziejewski, T. Kandler, private Mitteilungen (1997) bzw. (1995)
- [86] A. Derevianko, W.R. Johnson, private Mitteilung (1997)
- [87] R.W. Dunford, private Mitteilung (1997)
- [88] G.W.F. Drake, *Nucl. Instr. Meth. B* 9, 465 (1985)
- [89] P. Indelicato, F. Parente, R. Marrus, *Phys. Rev. A* 40, 3505 (1989)
- [90] A. Gallus, *Dissertation Universität Heidelberg*, 1997
- [91] C. Scheidenberger, private Mitteilung (1997)
- [92] K. Ilakovac, J. Tudorić-Ghemo, S. Kaučić, *Phys. Rev. A* 44, 7392 (1991)

- [93] K. Ilakovac, V. Horvat, Z. Krečak, G. Jerbić-Zorc, N. Ilakovac, T. Bokulić, Phys. Rev. A 46, 132 (1992)
- [94] C. Foin, A. Gizon, J. Oms, Nucl. Phys. A 113, 241 (1968)
- [95] I.N. Bronstein, K.A Semendjajew, Taschenbuch der Mathematik, Verlag Harri Deutsch, Thun 1989
- [96] Herstellerangabe der Fa. Eurisys Meßtechnik, Mainz (1995)
- [97] W.J. Veigle, Handbook of Spectroscopy Volume 1, ed.: J.W. Robinson, CRC Press, Cleveland, 1974, Seite 28
- [98] K. Ilakovac, J. Tudorić-Ghemo, V. Horvat, N. Ilakovac, S. Kaučić, M. Vesković, Nucl. Instr. Meth. A 245, 467 (1986)
- [99] P. Axel, Rev. Sci. Instr. 25, 391 (1954)
- [100] K. Lidén, N. Starfelt, Ark. Fys. 7, 427 (1954)
- [101] W. Heitler, Quantum Theory of Radiation, Oxford University Press, London, 1954
- [102] K. Ilakovac, M. Uroić, X-96 (17th International Conference X-Ray and Inner-Shell Processes, Hamburg 1996) Book of Abstracts, Seite 177
- [103] W. Paulus, W. Bröchle, private Mitteilung (1996)

Danksagung

An dieser Stelle muß ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen meiner Arbeit beigetragen haben.

An erster Stelle ist hierbei mein Betreuer Prof. Dr. P.H. Mokler zu nennen. Sein beständiges Interesse und Diskussionsfreudigkeit haben diese Arbeit entscheidend geprägt. Nicht unerwähnt darf auch die Unterstützung in administrativen Angelegenheiten bleiben. Stellvertretend für die GSI möchte ich Herrn Prof. Dr. H.-J. Kluge als Leiter der Abteilung Atomphysik für die Finanzierung meiner Doktorandenstelle sowie der Bereitstellung der benötigten Mittel danken. Ebenso möchte ich sowohl dem ehemaligen Leiter Herrn Prof. Dr. A. Scharmann als auch dem neuen Leiter Prof. Dr. B. Meyer für die Möglichkeit der Promotion am 1. Physikalischen Institut der Justus-Liebig-Universität in Gießen meinen Dank aussprechen.

Zu besonderen Dank bin ich den Herren Dr. H.-T. Prinz und Dr. R.W. Dunford (Argonne National Laboratory) verpflichtet. Durch ihre stete und außergewöhnliche Hilfsbereitschaft haben sie mein Arbeiten gefördert, aber auch maßgebend geprägt. Durch viele Tricks und Kniffe aus dem Fundus ihres Laborwissens konnten auftretende Probleme gelöst werden.

Bei der Arbeit an einer solchen Anlage wie GSI war ich auch stets auf die wohlwollende Mitarbeit anderer angewiesen. Ohne die Mitarbeit vieler Kollegen wären auch längere Strahlzeiten undenkbar. Daher gilt mein Dank auch allen Teilnehmern der Goldstrahlzeit in Cave A, namentlich Dr. C. Kozhuharov, A. Krämer, Dr. T. Ludziejewski, Dr. L. Sarkadi, Dr. Th. Stöhlker, P. Swiat und Dr. A. Warczak. Auch möchte ich mich für die Beiträge von Prof. Dr. A.E. Livingston und Dr. E.P. Kanter bedanken, die meiner Arbeit einige wichtige Impulse gaben. Ferner muß ich Dr. W. Paulus und Dr. W. Bröchle von der Kernchemie der GSI meinen Dank ausdrücken, für ihre Mühen bei der Herstellung der Tantal-179-Quelle.

Darüber hinaus sind im Experimentieralltag auch außerphysikalische Fähigkeiten gefragt. Für die Anfertigung diverser mechanischer Teile und die Durchführung von Servicearbeiten danke ich den Technikern der Abteilung A. Bardonner, W. Enders und H. Wesp.

Abschließend sei den vielen Unerwähnten gedankt, die mir zwar kleine, aber durchaus wichtige Dienste geleistet haben.