

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).

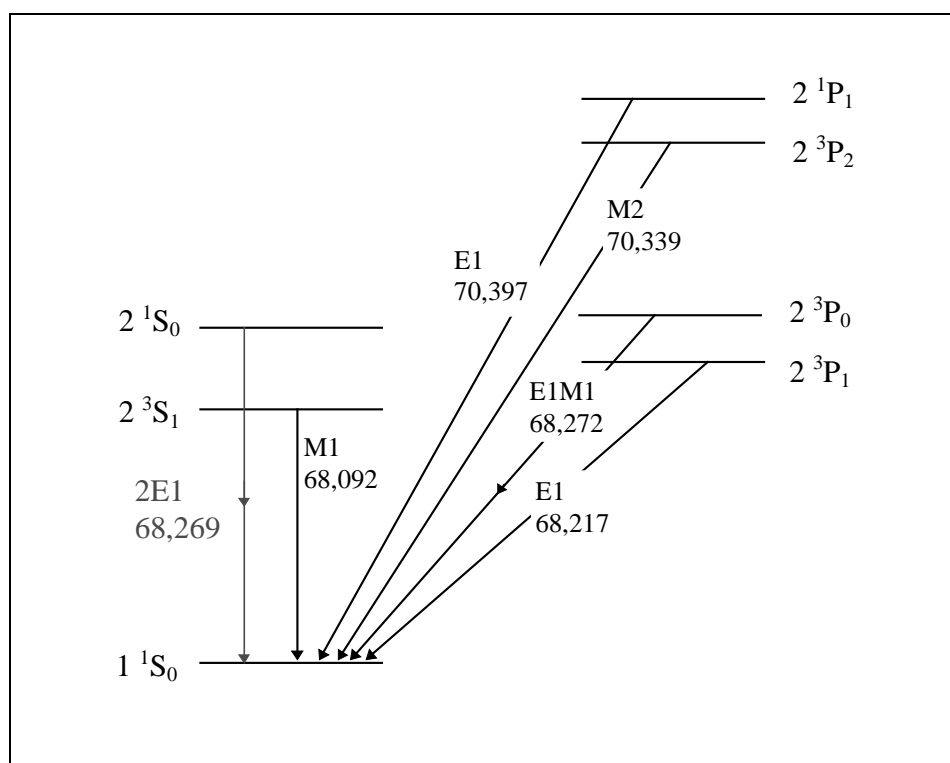


Abb. 4.1 Niedrigliegende Energieniveaus und deren Zerfallskanäle in den Grundzustand für heliumähnliches Gold [74]. Alle Energien in keV.

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.

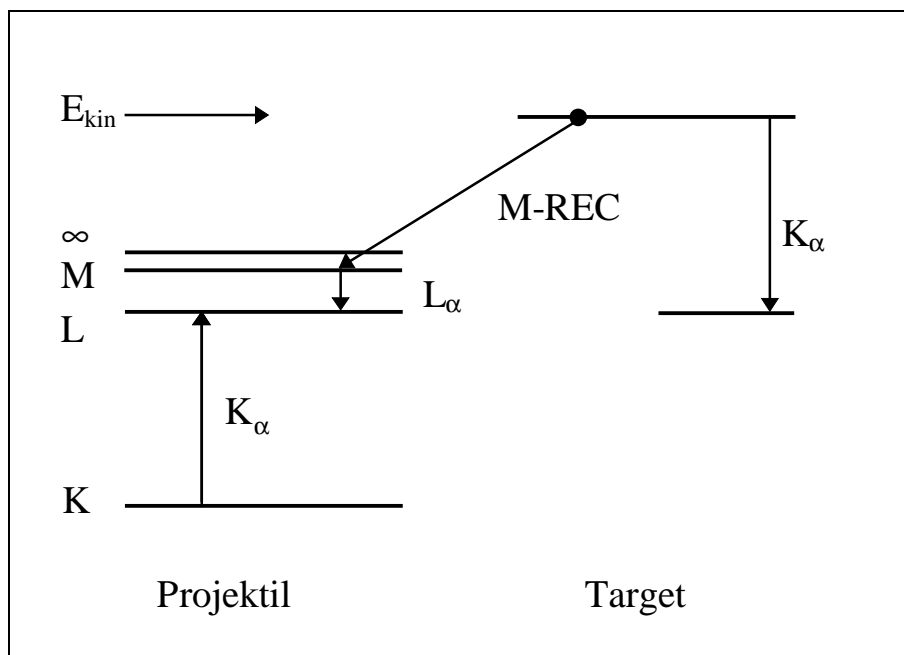


Abb. 4.2 Resonanzbedingung des KLL-RTE in wasserstoffähnlichem Gold

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.

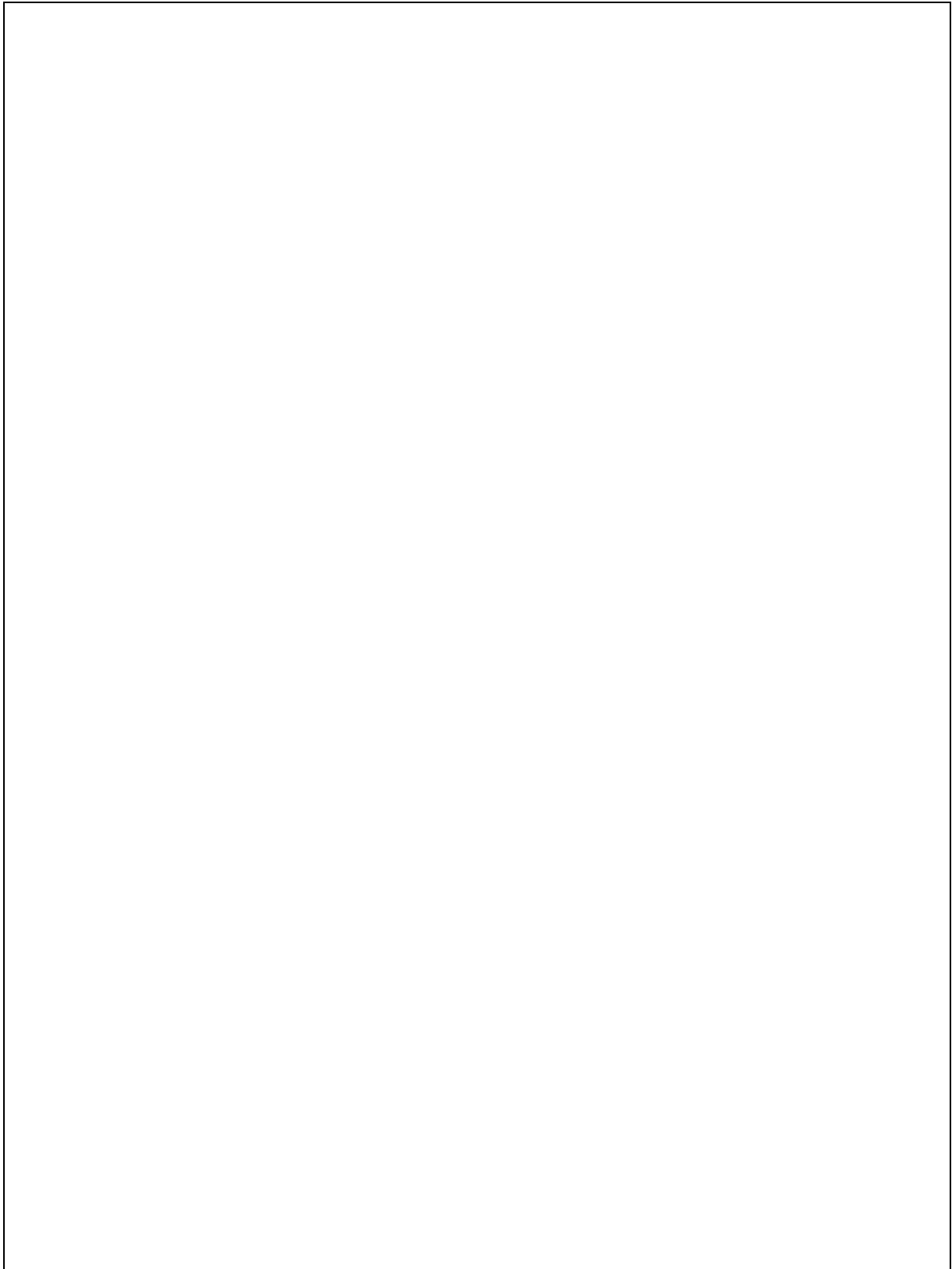


Abb. 4.3 Ausschnitt der Beschleunigeranlagen bei GSI. Der Experimentieraufbau wurde am Experimentierplatz 'Cave A' realisiert, der vom Schwerionenbeschleuniger SIS bzw. Experimentierspeicherring ESR beliefert wurde.

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 Projektilstrahlrichtung 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.

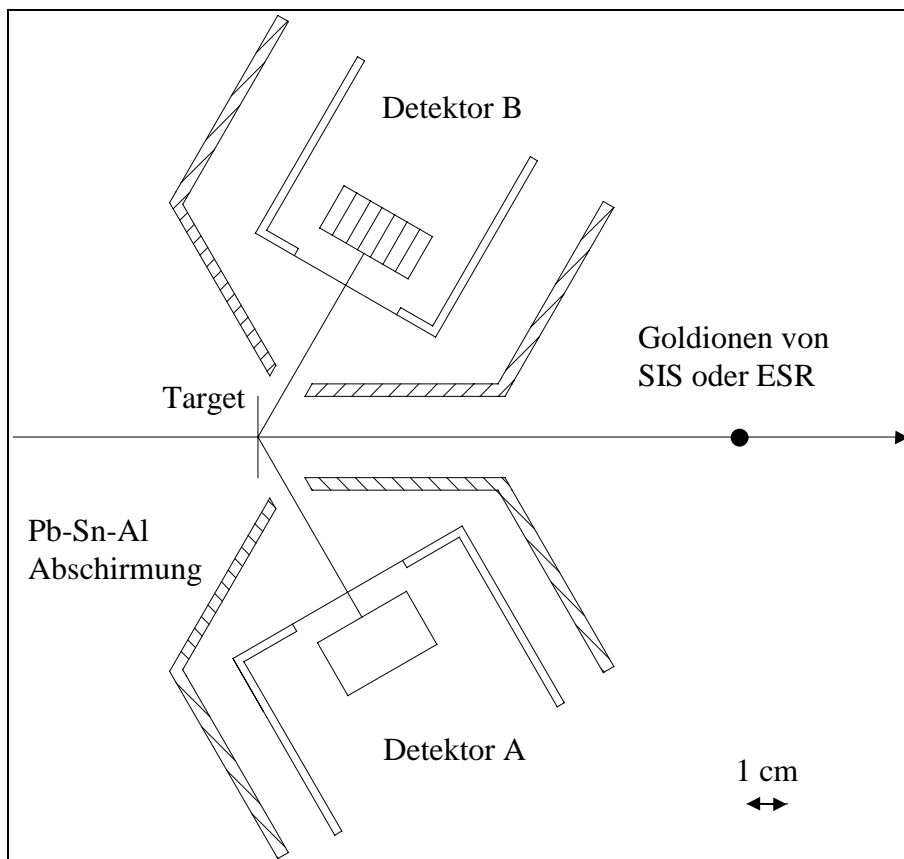


Abb. 4.4 Schematischer Aufbau des Experiments am Experimentierplatz 'Cave A'

	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 μ 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.

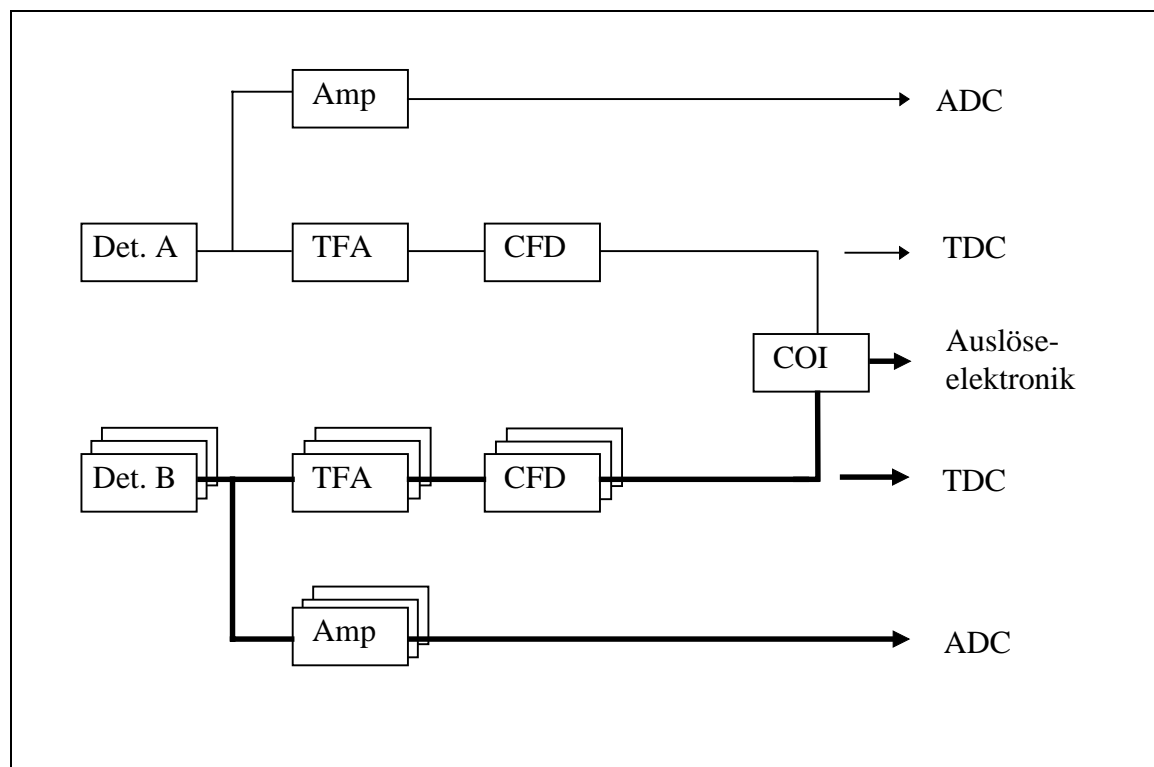


Abb. 4.5 Schematischer Aufbau der Nachweiselektronik. Die Wirkungsweise der einzelnen Module ist im Text erklärt. Die verstärkten Linien und mehrfachen Symbole bei Detektor B sollen die sieben individuellen Segmente und deren Elektronik andeuten.

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.

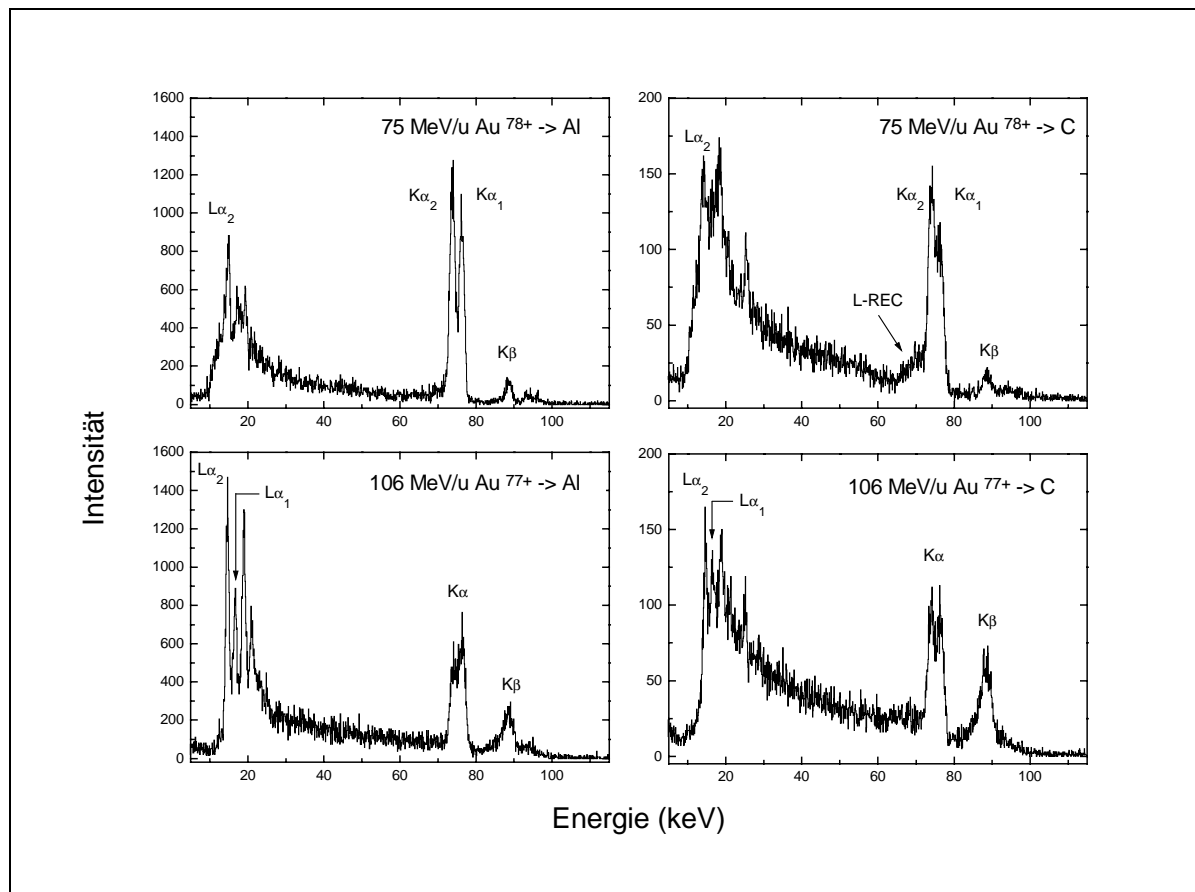


Abb. 4.6 Totale Röntgenspektren der verschiedenen Stoßsysteme aufgenommen in Segment 4 des Detektors B. Zum Vergleich wurden die Spektren auf gleiche Meßzeiten und Flächenbelegungsdichte von Targetatomen normiert.

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.

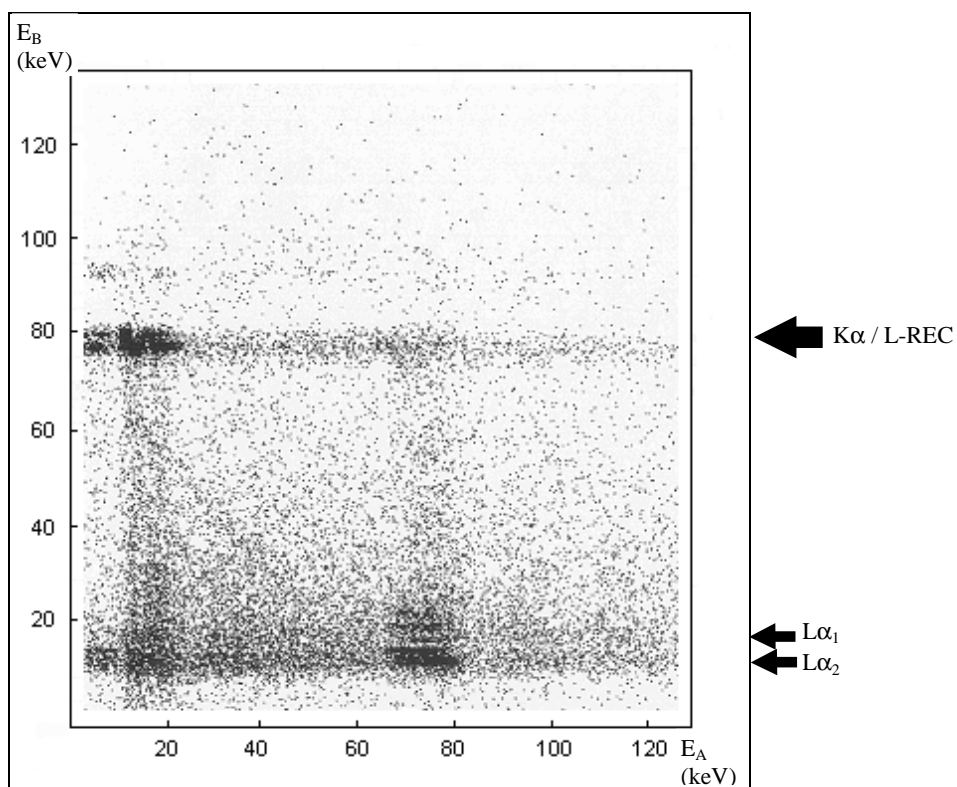


Abb. 4.7 Photon-Photon-Koinzidenzen für das System $75 \text{ MeV/u Au}^{78+} \rightarrow \text{Al}$

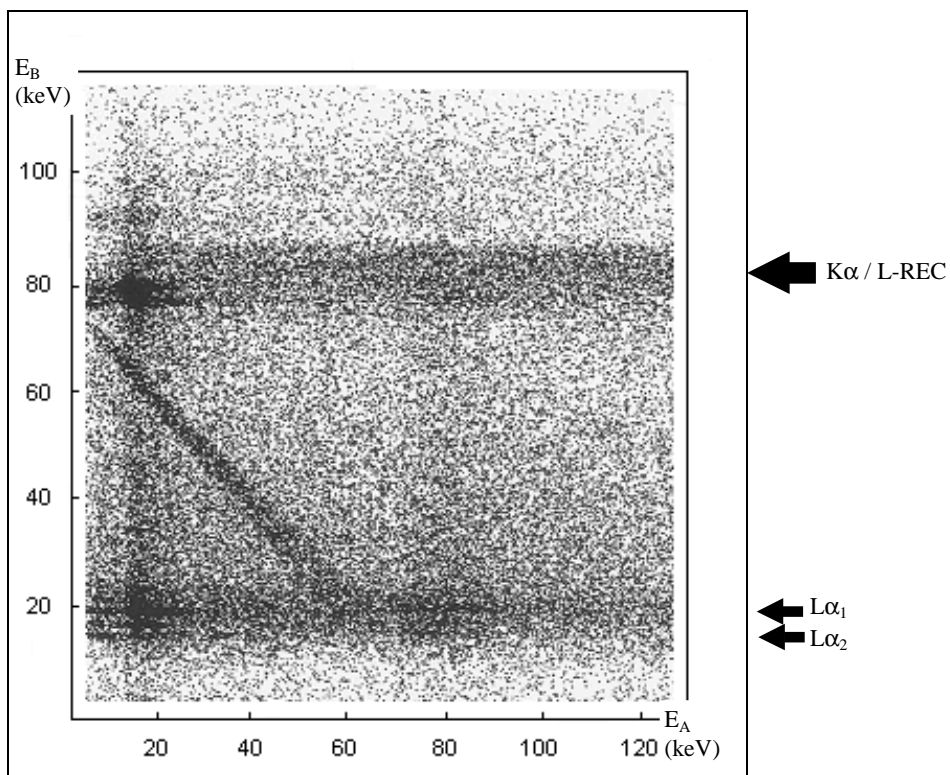


Abb. 4.8 Photon-Photon-Koinzidenzen für das System $106 \text{ MeV/u Au}^{77+} \rightarrow \text{Al}$

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.

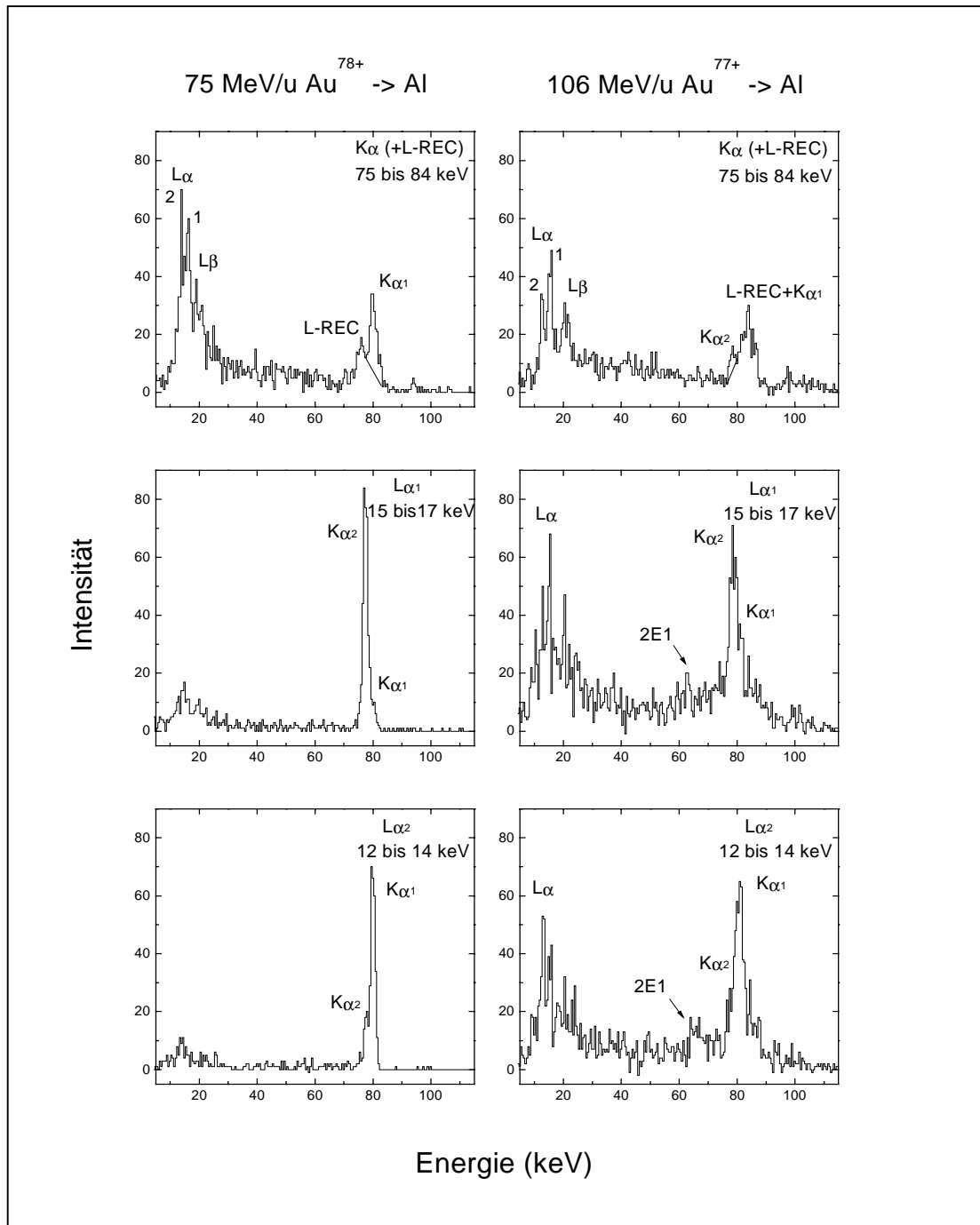


Abb. 4.9 Schnitte unter verschiedenen Energiebedingungen (Angabe oben rechts) in den zweidimensionalen Spektren der Abbildungen 4.7 und 4.8. Erläuterungen siehe Text.

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.

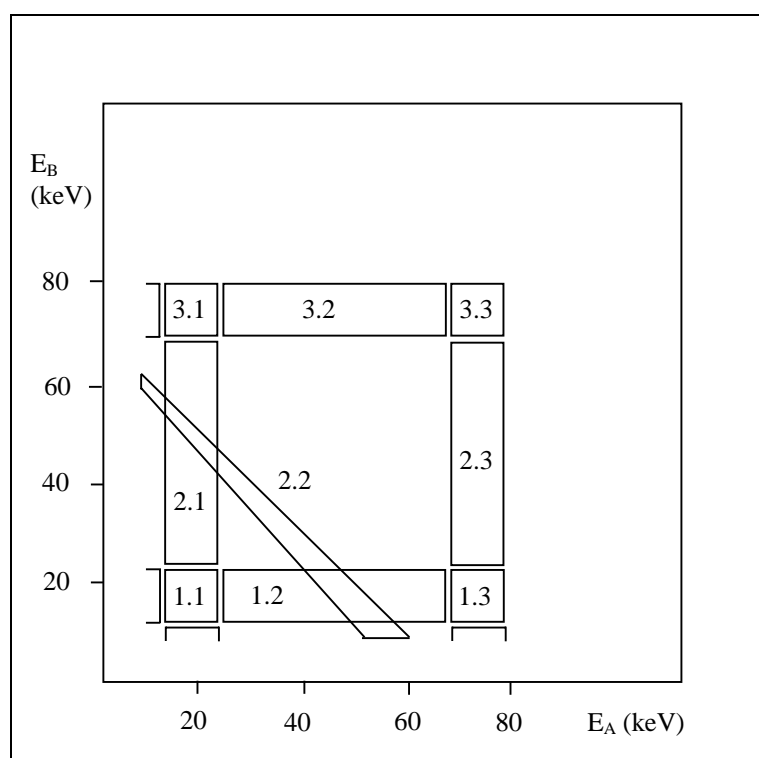


Abb. 4.10 Schematische Darstellung der Strukturen in den zweidimensionalen Energiespektren in Abbildung 4.7 und 4.8.

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

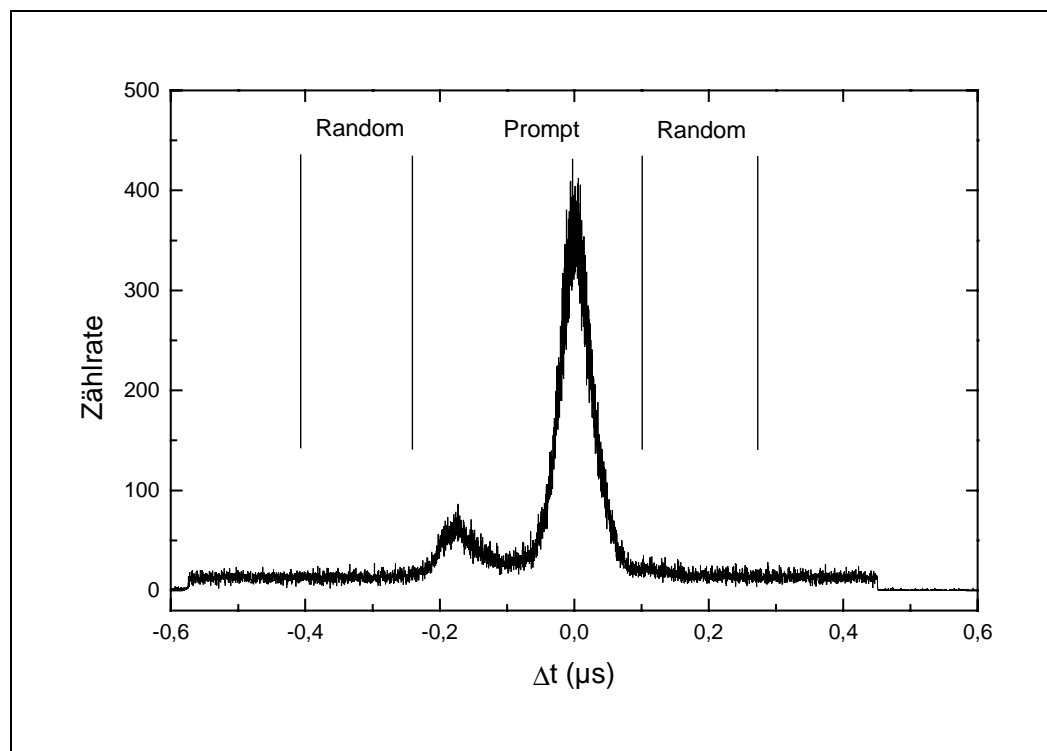


Abb. 4.11 Zeitdifferenzspektrum von Detektor A und Segment 4 des Detektors B.

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).

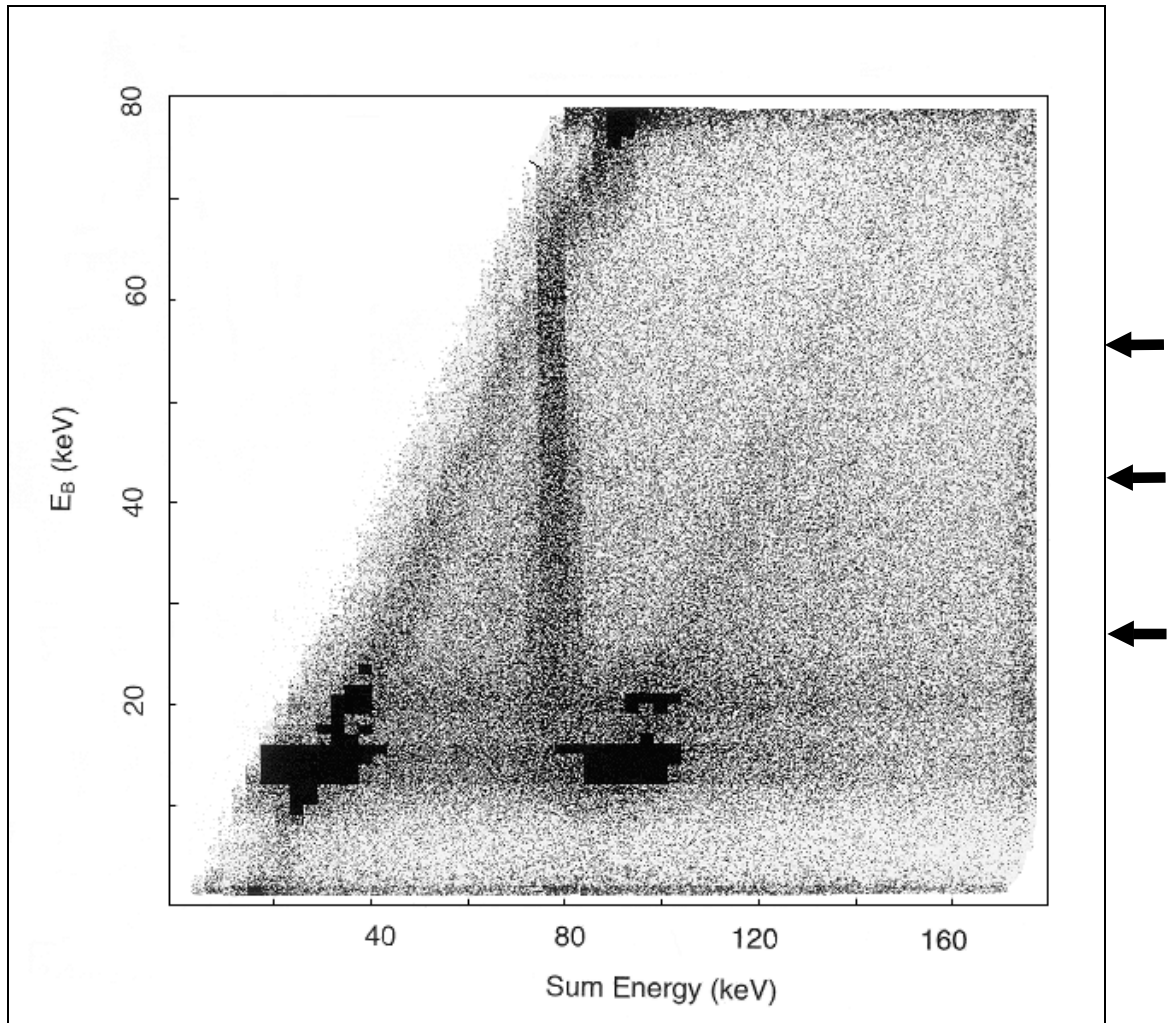


Abb. 4.12 Zweidimensionales Spektrum Summenenergie Detektor A und Segment 4 von Detektor B aufgetragen gegen die Energie des Segment 4. Die Pfeile deuten drei Schnitte entlang E_B an, deren Projektion auf die Summenachse in Abbildung 4.13 zu sehen sind.

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.

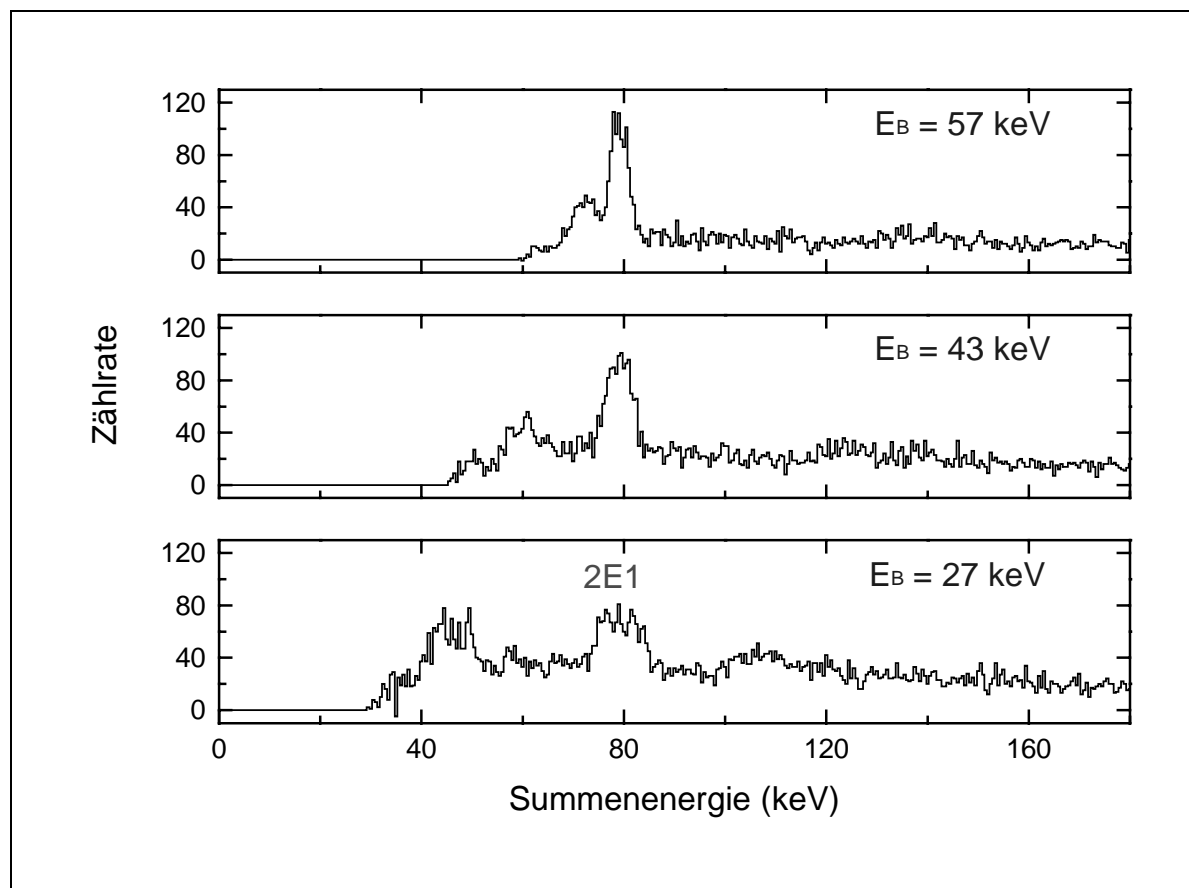


Abb. 4.13 Projizierte eindimensionale Summenspektren bei fester Einzelenergie E_B

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).

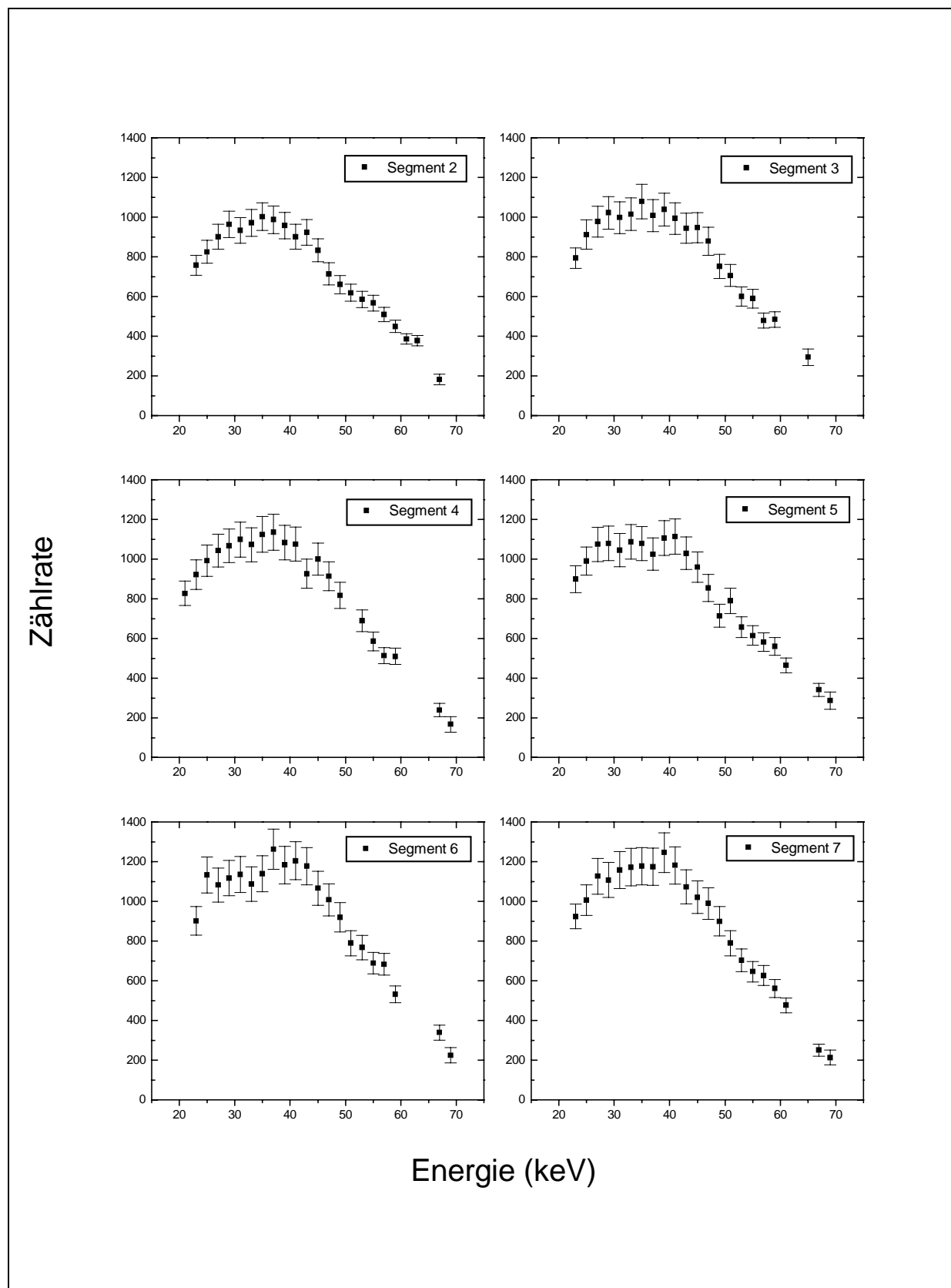


Abb. 4.14 Gemessene 2E1-Verteilungen im Laborsystem für verschiedene Kombinationen des Detektors A mit einem Segment des Detektors B inklusive ihrer statistischen Fehler

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.

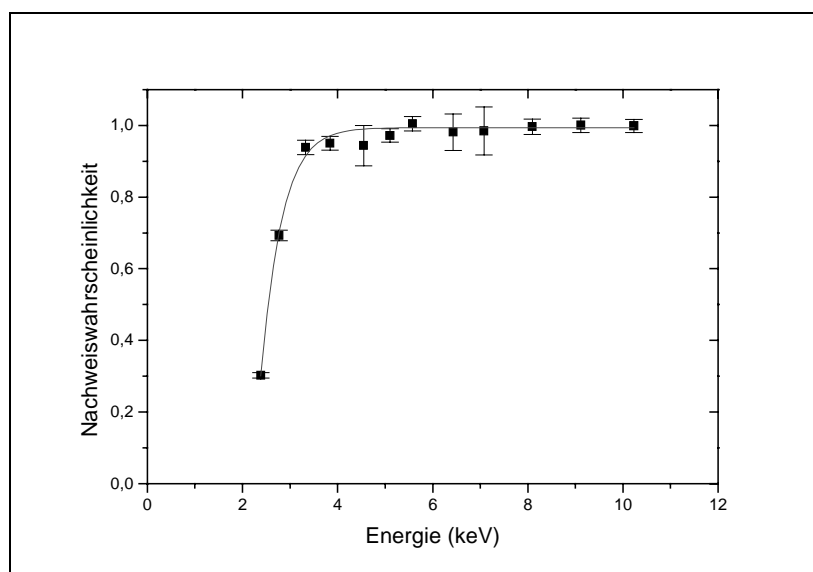


Abb. 4.15 Effizienz der Nachweiselektronik für Detektor A.

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.

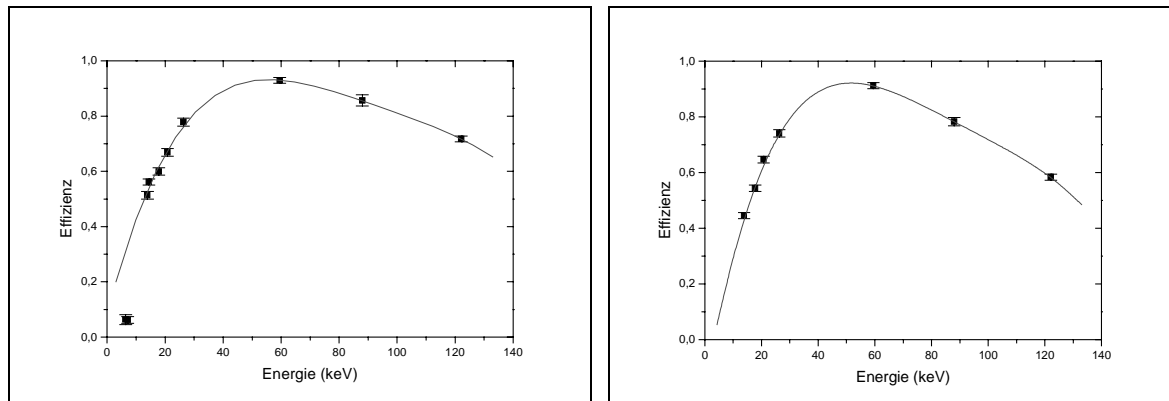


Abb. 4.16 Spektrale Effizienz der Detektoren A (links) und B (Segment 4, rechts) als Funktion der Photonenergie

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.

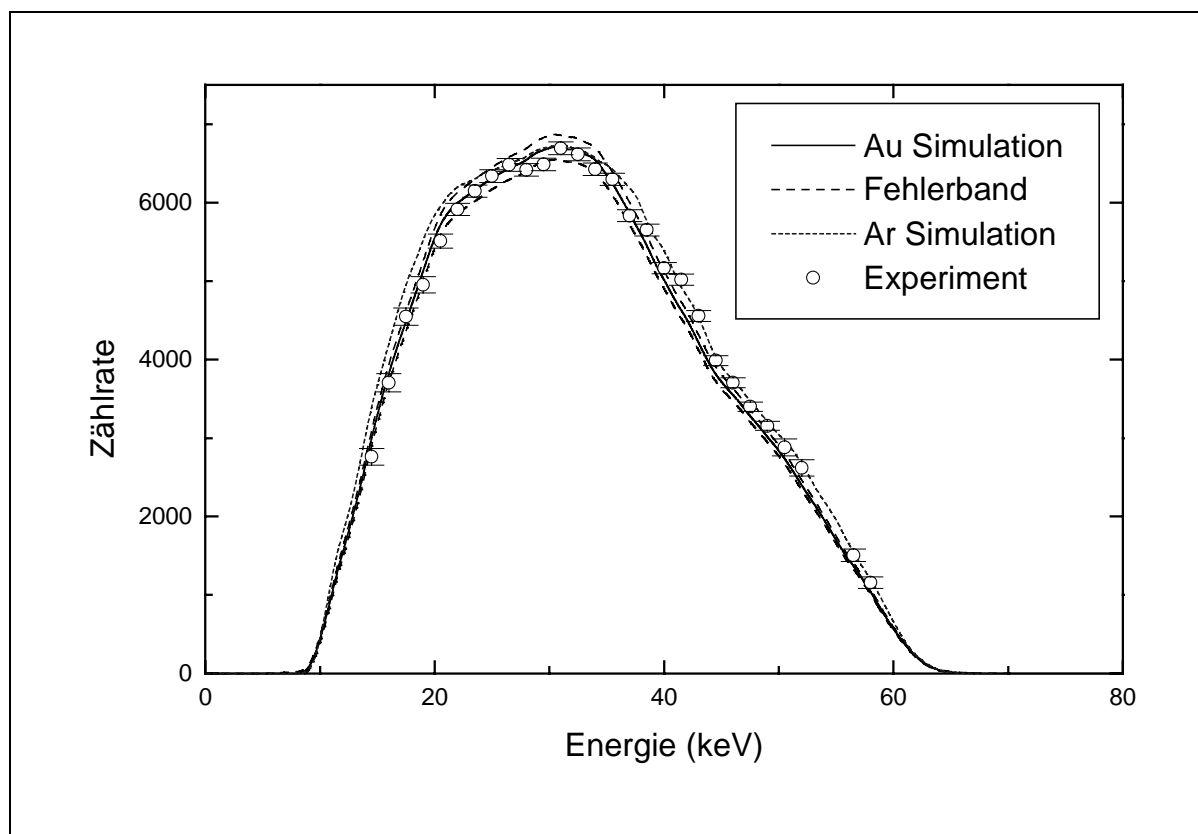


Abb. 4.17 Experimentelle 2E1-Verteilung im Emittersystem im Vergleich mit Simulationen auf der Basis theoretischer Au- und Ar-Verteilungen. Für die simulierte Goldverteilung ist ebenso das Fehlerband angegeben.

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.

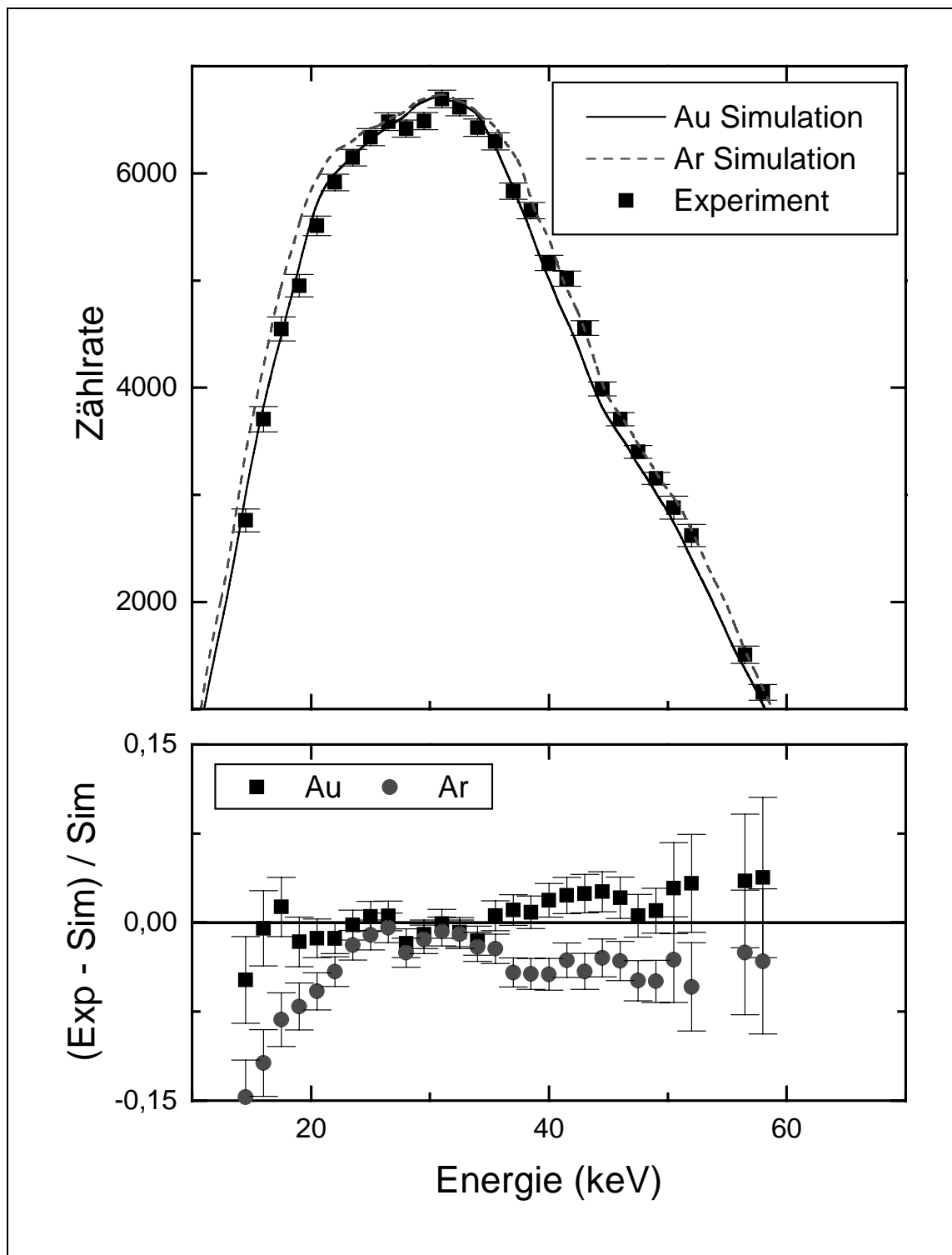


Abb. 4.18 Oberer Teil: Der Ausschnitt aus Abbildung 4.17 zeigt die experimentellen Ergebnisse im Vergleich zu den Simulationen für Gold und Argon. Unterer Teil: Residuenquotient der jeweiligen Simulation (Au: Quadrate, Ar: Kreise) zu den experimentellen Werten.

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.

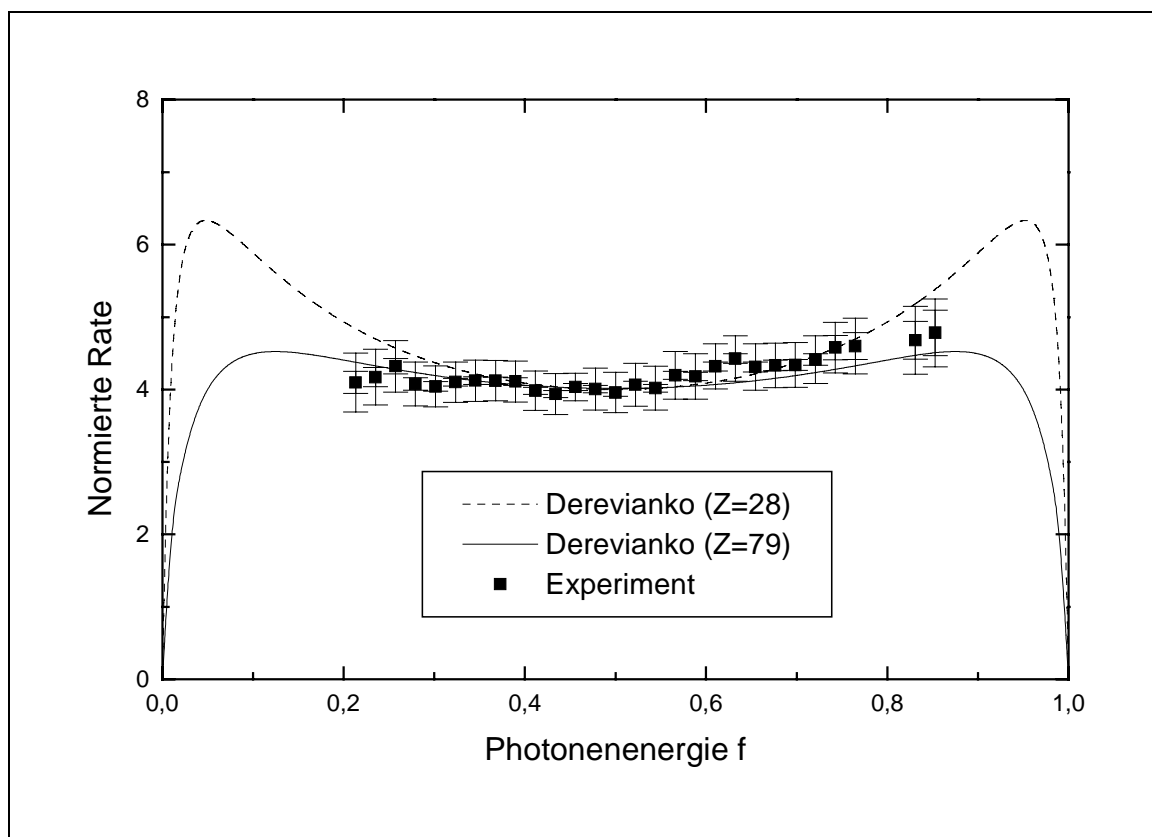


Abb. 4.19 Normierte Rate des 2E1-Zerfalls in He-ähnlichem Gold als Funktion der Photonenenergie $f = \hbar\omega / \Delta E_{2E1}$. Die experimentellen Daten werden mit verschiedenen theoretischen Vorhersagen verglichen. Erläuterungen siehe Text.

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.

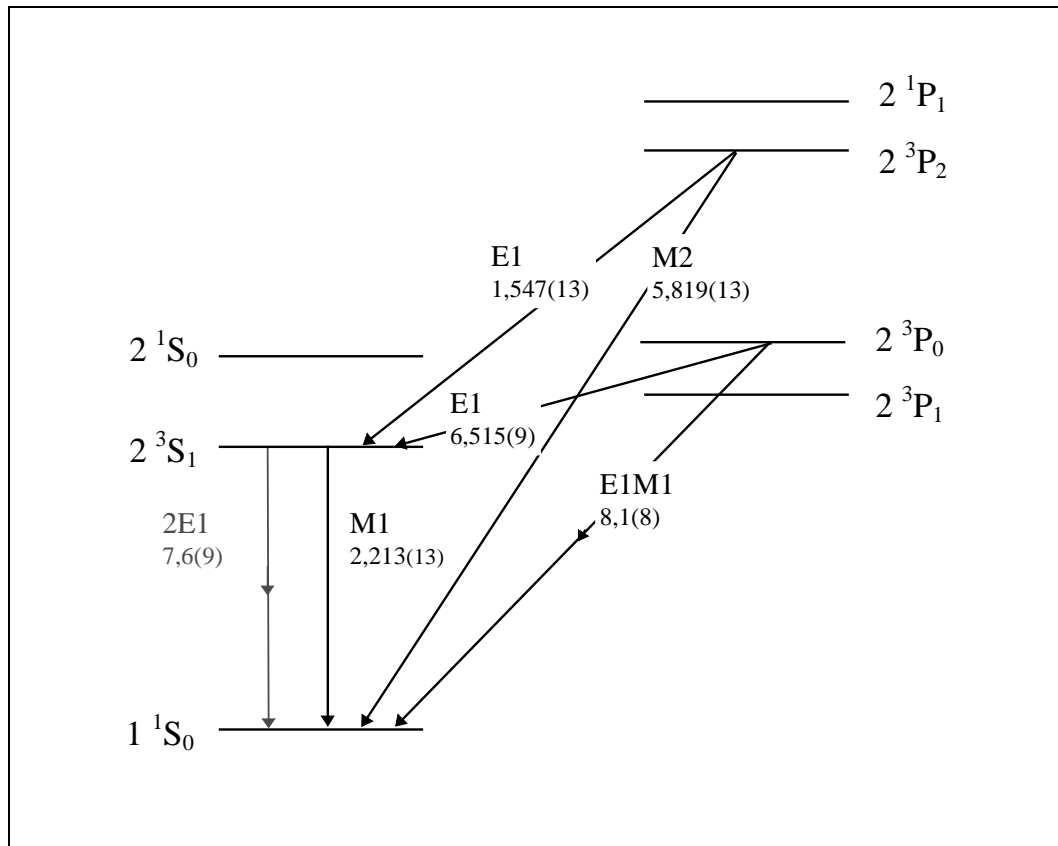


Abb. 4.20 Reduziertes Termschema von heliumähnlichem Gold mit Angabe der in diesem Kapitel 4.8 wichtigsten Übergänge und deren Zerfallsraten. Die Zahlen in Klammern geben die Zehnerpotenz an. Weitere Erläuterungen im Text.

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.