

### 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.  $8 \text{ s}^{-1}$ , 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

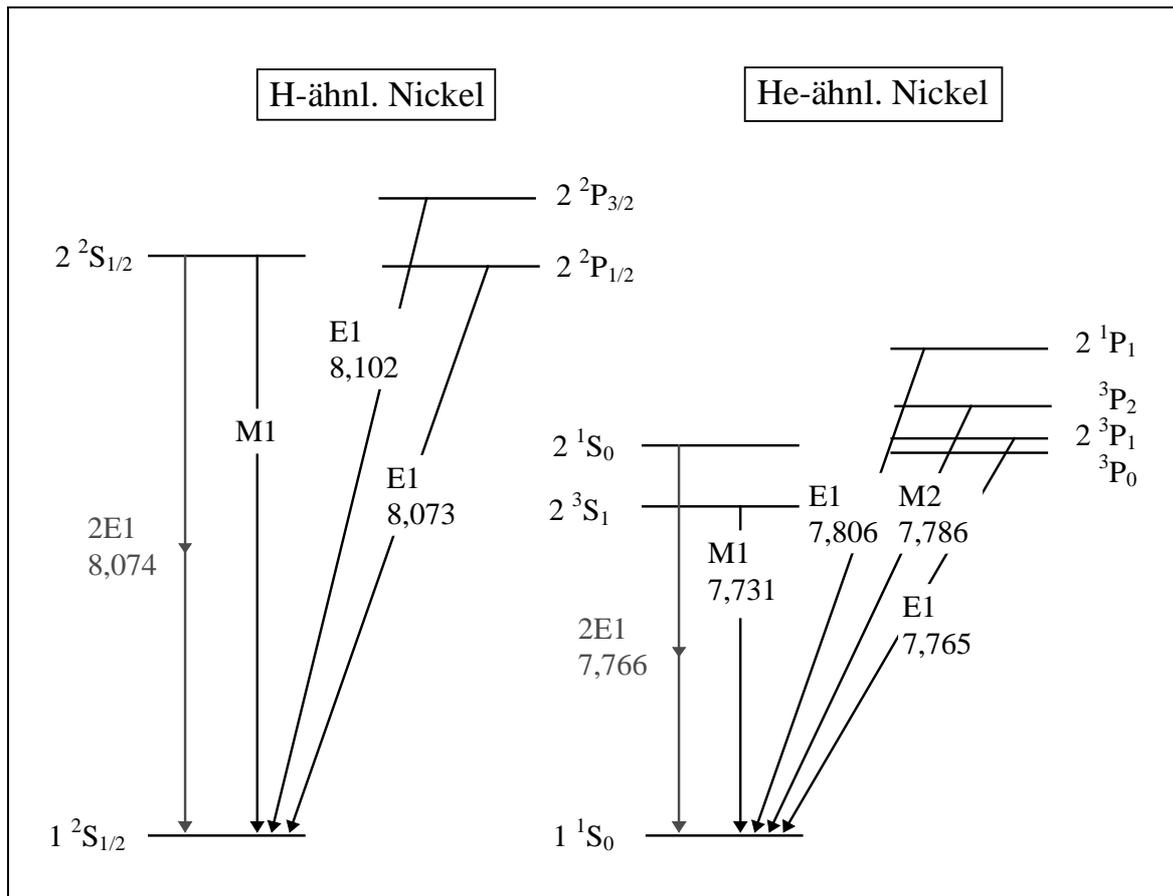


Abb. 3.1 Niedrigliegende Energieniveaus in H- und He-ähnlichen Nickelionen. Übergangsarten und Energien (in keV) sind Ref. [68] entnommen.

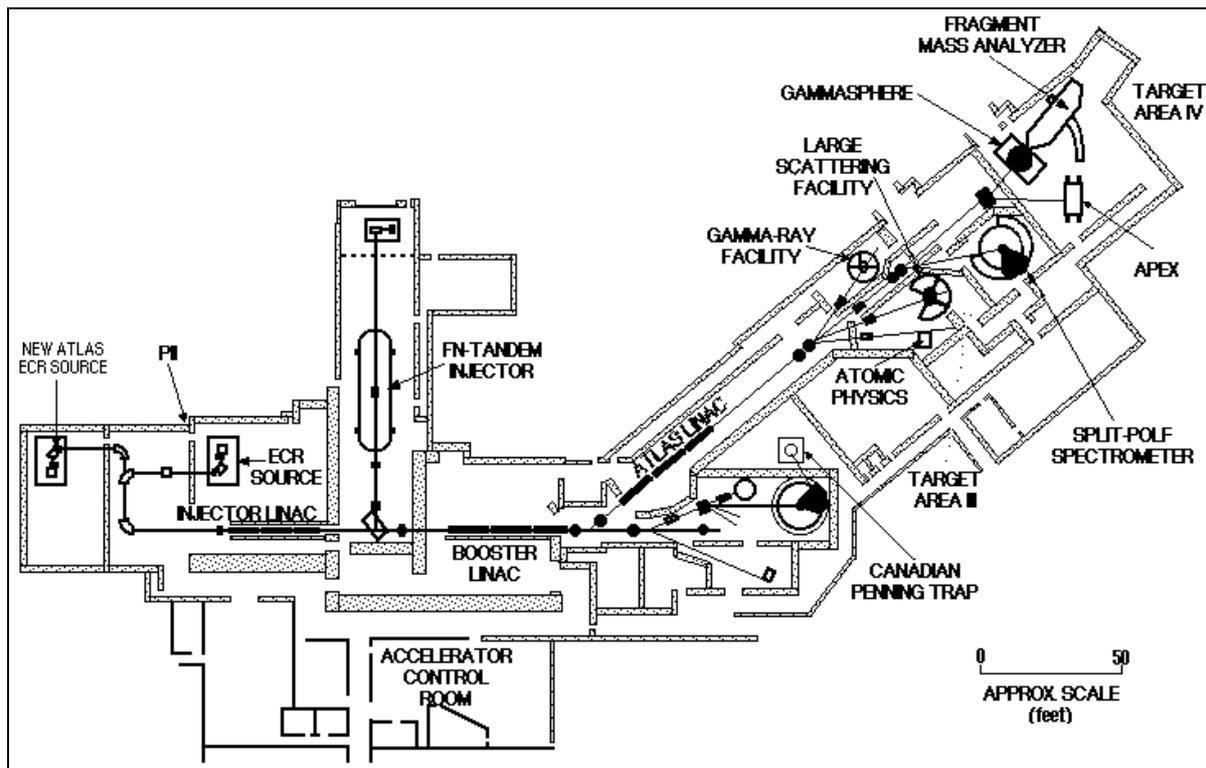


Abb. 3.2 Schematischer Aufbau der ATLAS Beschleunigeranlage

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  $180^\circ$  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-

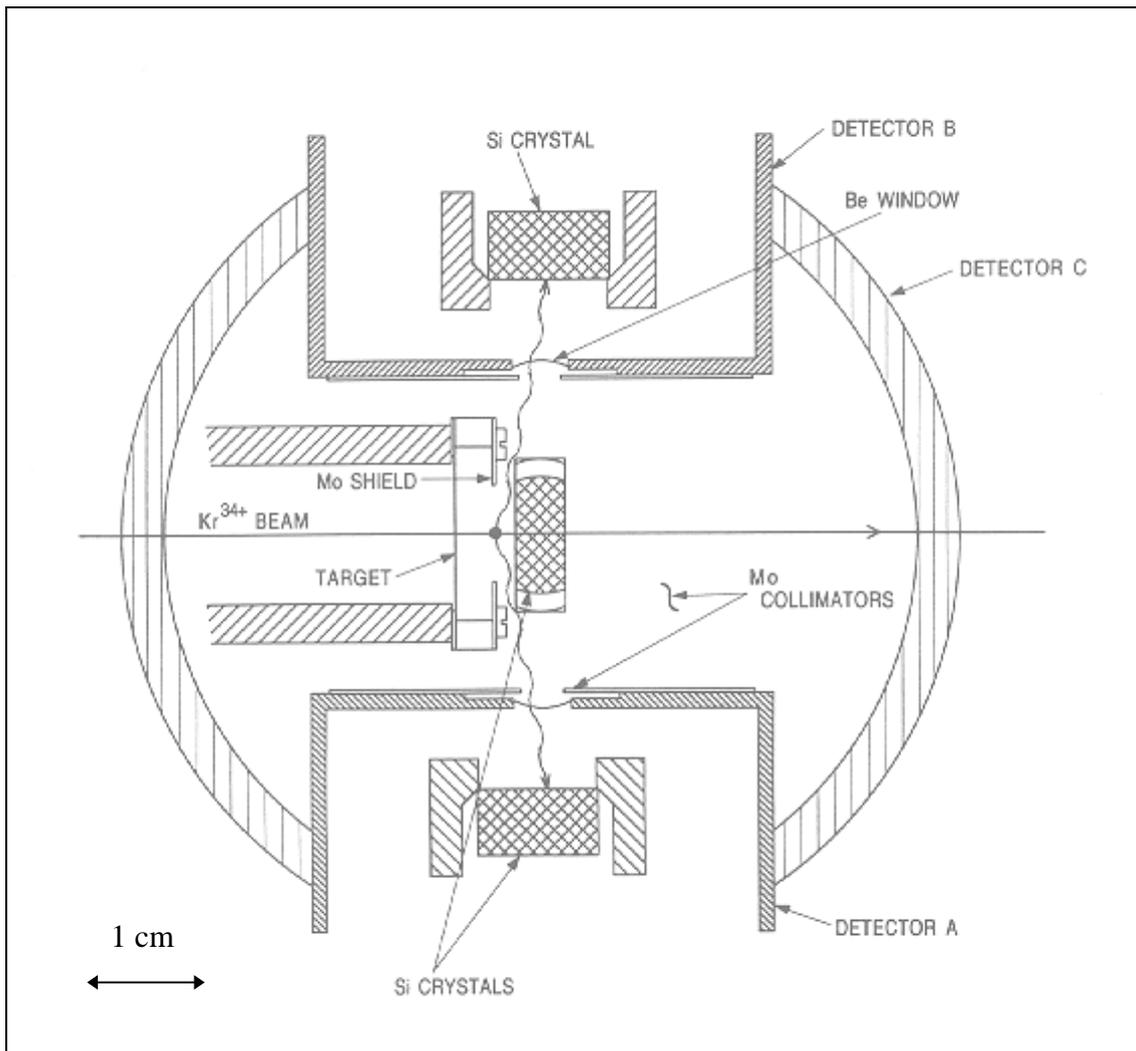


Abb. 3.2 Schematischer Versuchsaufbau zum Nachweis des 2E1-Zerfalles in H- und He-ähnlichem Nickel [9]

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 Kalibration 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  $1 \text{ keV}$  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.  $800 \text{ eV}$  gesetzt werden.

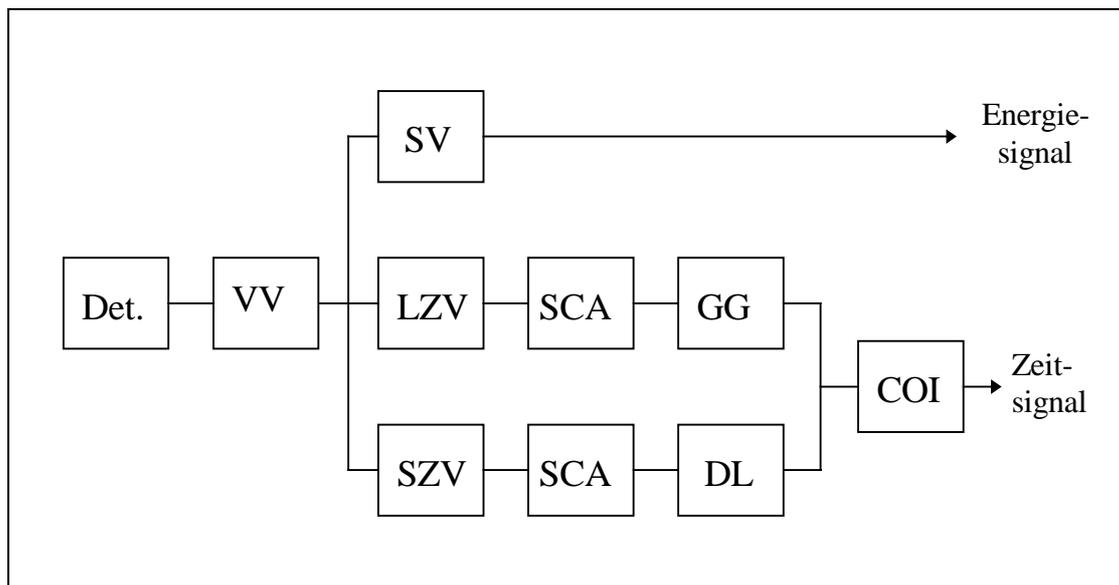


Abb. 3.4 Vereinfachte Darstellung eines Röntgenzweiges des zum Nachweis verwendeten elektronischen Aufbaus. Mittels schnellen Einkanaldiskriminatoren (SCA) werden logische (NIM-)Signale generiert, die von einem Gategenerator (GG) und Delay (DL) verarbeitet werden und die Eingänge einer Koinzidenz (COI) 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  $\mu\text{s}$  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 ( $\mu\text{m}$ )	$8 \pm 2$	$8 \pm 2$	25,4
Goldkontakt (nm)	$22 \pm 3$	$18 \pm 3$	20
Silizium-Totschicht ( $\mu\text{m}$ )	$0,5 \pm 0,2$	$0,5 \pm 0,2$	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.

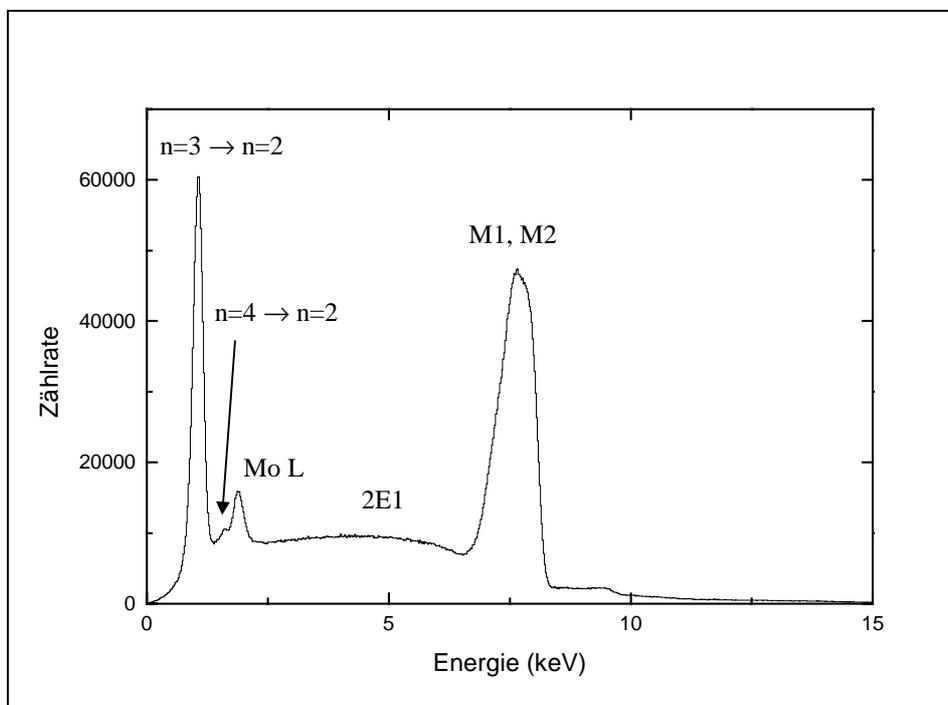


Abb. 3.5 Mit Detektor A aufgenommenes, totales Röntgenspektrum für den Zerfall des mit einem Kohlenstofftarget angeregten heliumähnlichen Nickelions

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.

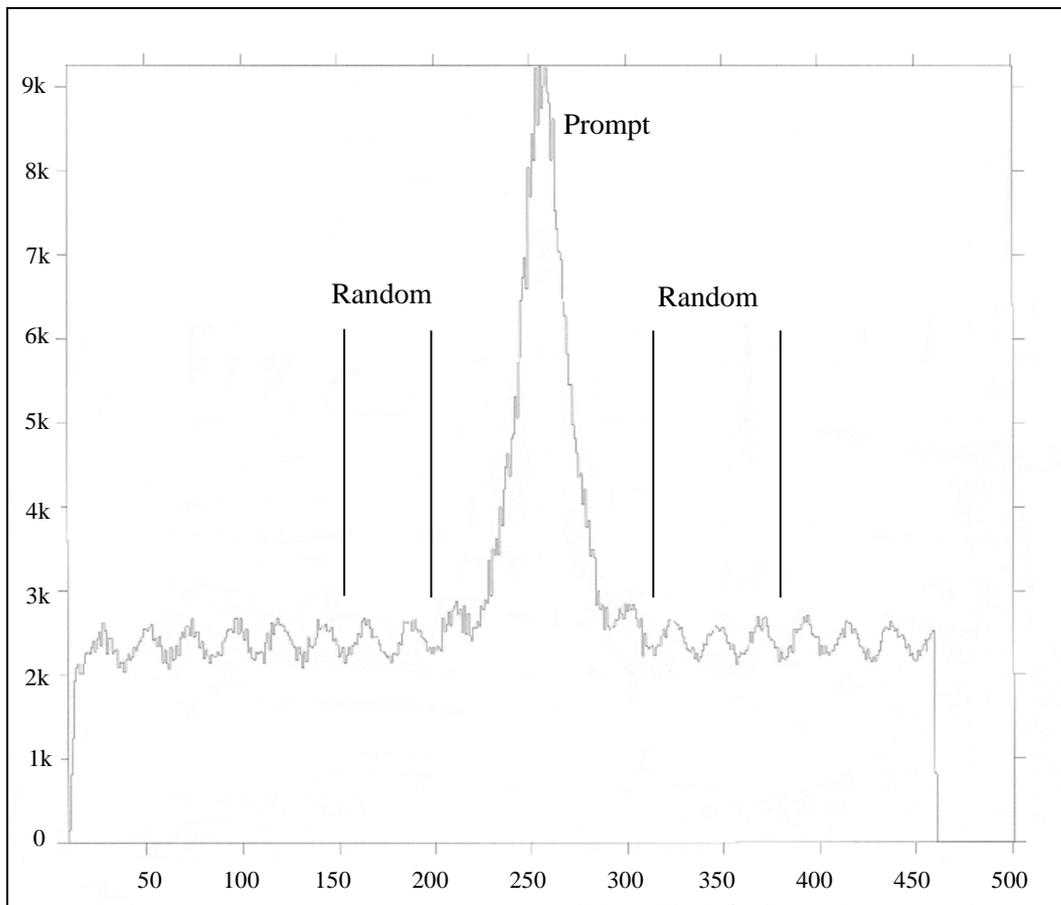


Abb. 3.6 Zeitdifferenzspektrum für Koinzidenzen zwischen Detektor A und B

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.

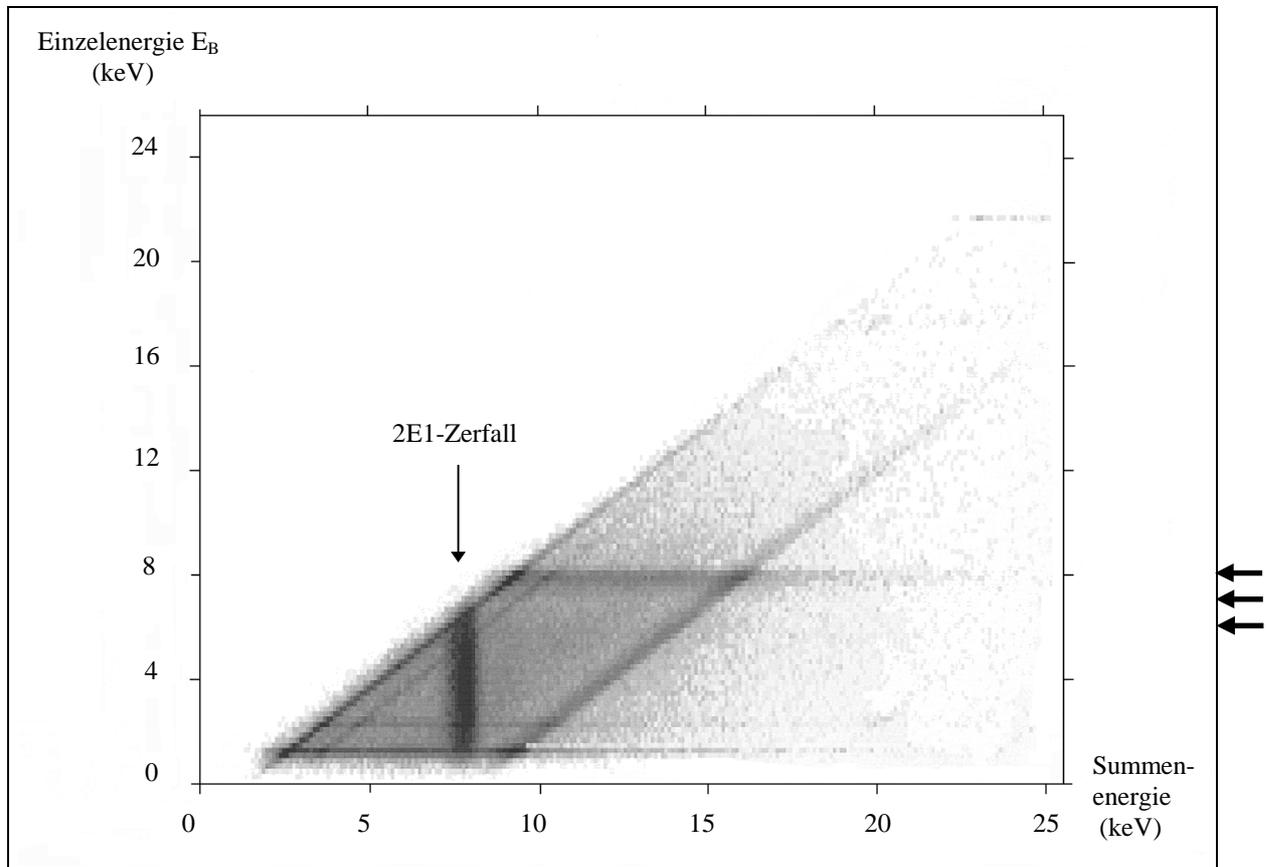


Abb. 3.7 Auftragung der Summenenergie gegen die Einzelenergie für echte Koinzidenzen zwischen Detektor A und B am Beispiel von H-ähnlichem Nickel. Die Pfeile geben drei exemplarische horizontale Schnitte der Breite 200 eV an, die in Abbildung 3.8 gezeigt werden.

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.

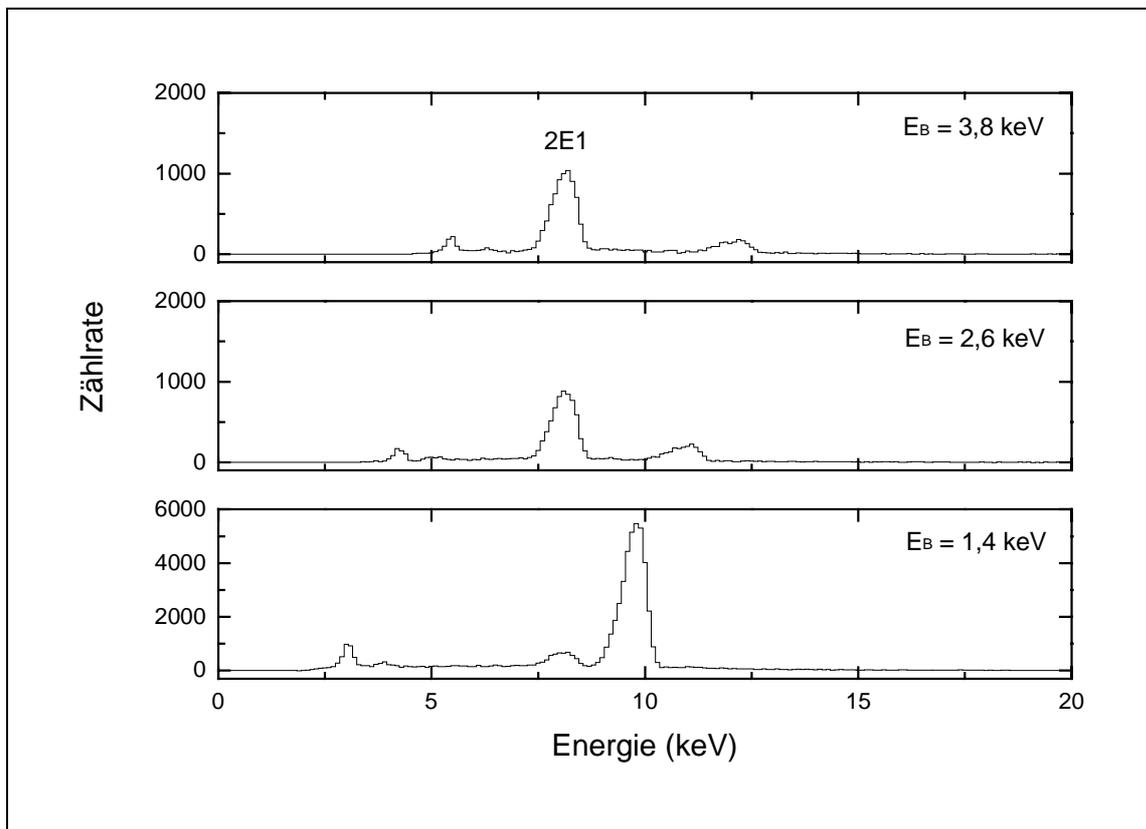


Abb. 3.8 Projizierte Summenspektren für verschiedene Energien  $E_B$ .

Anschließend wurden in diesen Spektren die 2E1-Linie mit einer Methode der kleinsten Fehlerquadrate an ein Gaußprofil mit linearem Untergrund angefittet, 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  $3\sigma$  reproduziert werden.

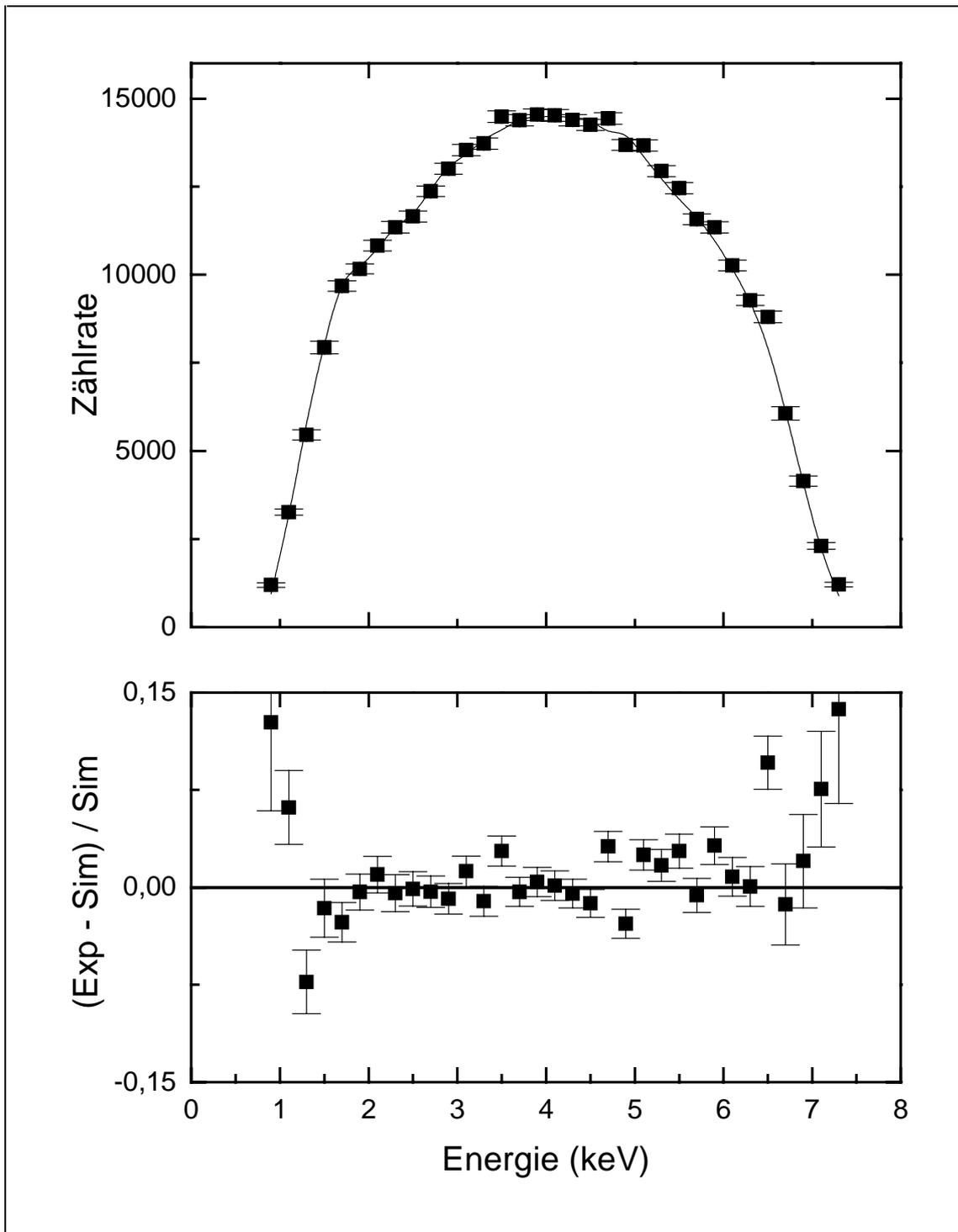


Abb. 3.9 Oben: Gemessene Energieverteilung der Photonen aus dem 2E1-Zerfall des  $2\ ^2S_{1/2}$  Zustandes in H-ähnlichem Nickel im Vergleich zur Simulation (durchgezogene Linie) auf Grundlage einer relativistischen Rechnung von [20]. Unten: Residuenquotient (Experiment - Simulation) / Simulation.

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 Anstiegs 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  $Z$ .

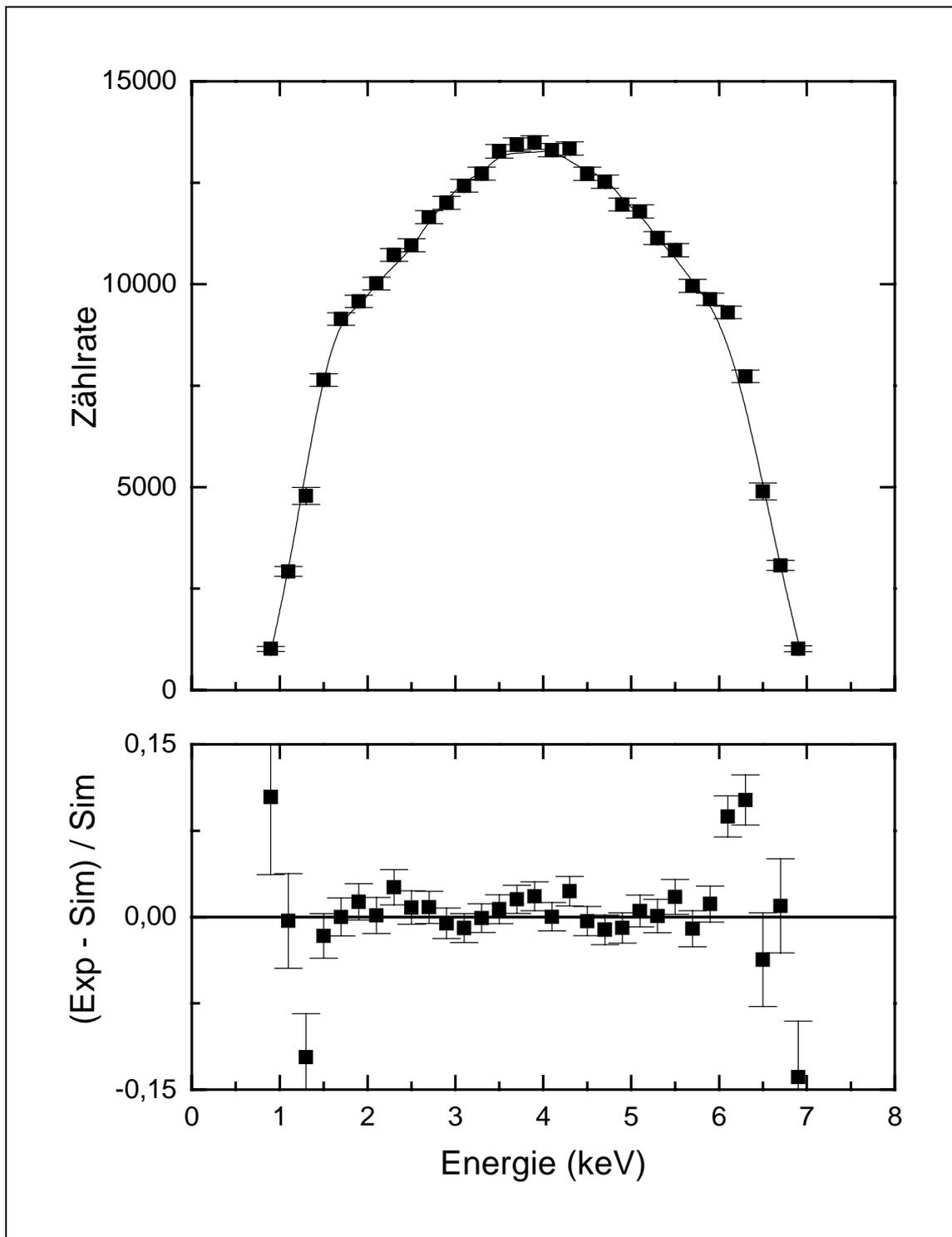


Abb. 3.10 Oben: Gemessene Energieverteilung der Photonen aus dem 2E1-Zerfall des  $1s2s$   $^1S_0$  Zustandes in He-ähnlichem Nickel im Vergleich zur Simulation (durchgezogene Linie) auf Grundlage einer nichtrelativistischen Rechnung von Ref. [34]. Unten: Residuenquotient (Experiment - Simulation) /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

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.

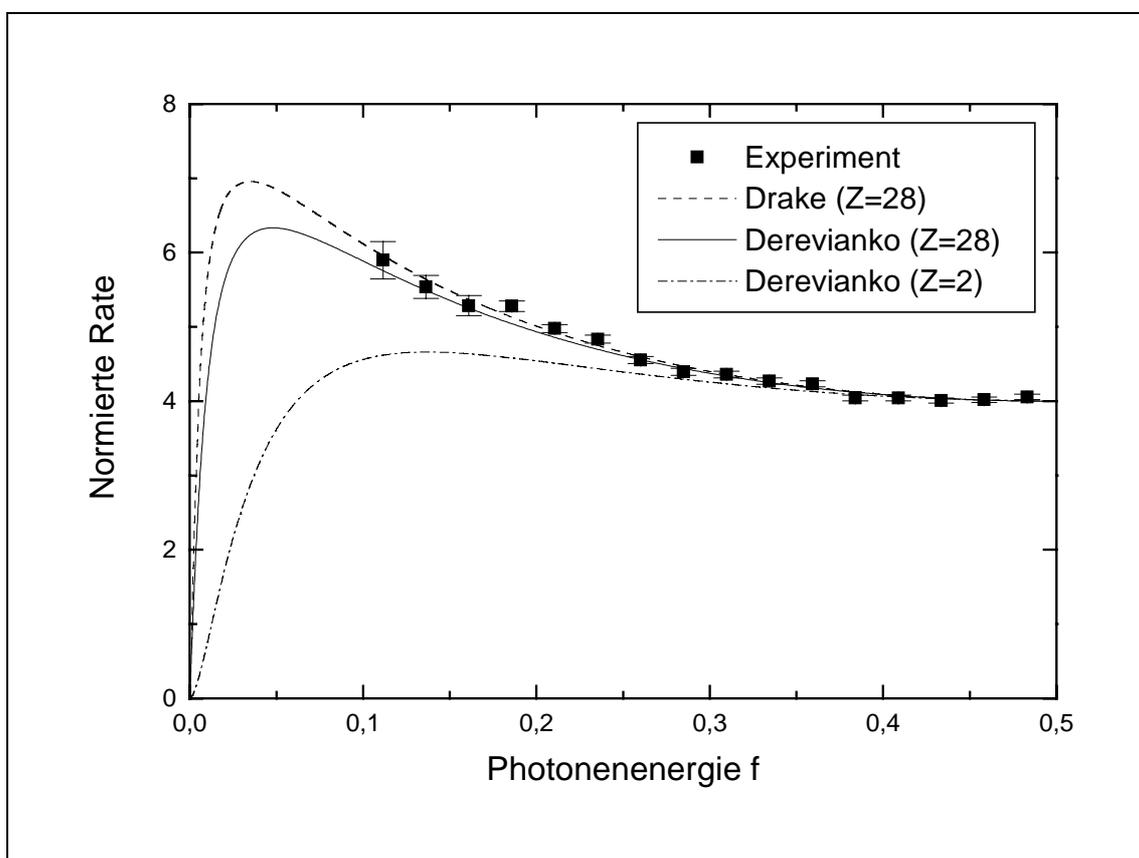


Abb. 3.11 Normierte Rate des 2E1-Zerfalls als Funktion der Photonenergie  $f$ . Die Daten für He-ähnliches Nickel werden mit verschiedenen theoretischen Vorhersagen verglichen. Erläuterungen siehe Text.

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.

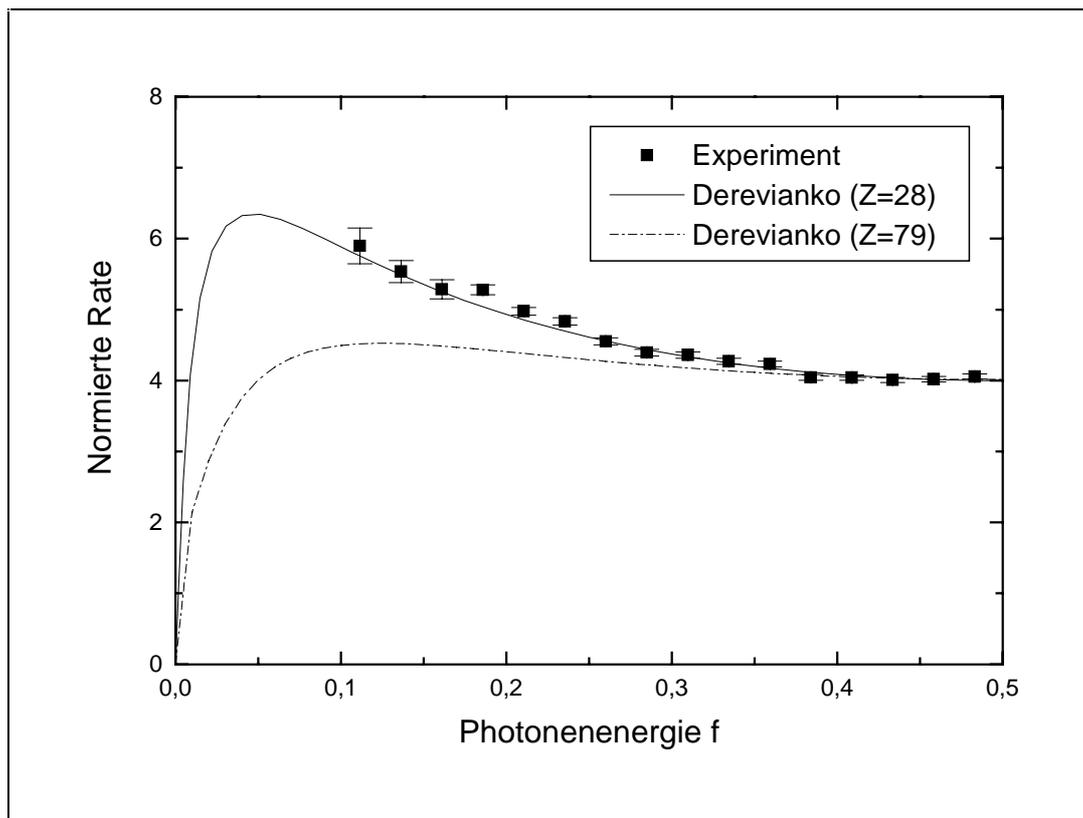


Abb. 3.12 Normierte Rate des 2E1-Zerfalles als Funktion der Photonenenergie  $f$ . Die experimentellen Daten für He-ähnliches Nickel werden mit relativistischen Rechnungen von Derevianko [13] für Nickel bzw. Gold verglichen.

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  $10 \sigma$  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.