

**Direkte Lebensdauermessungen  
Coulomb-angeregter Niveaus in  
 $^{152}\text{Sm}$ ,  $^{160}\text{Gd}$  und  $^{171}\text{Yb}$**

Inaugural-Dissertation  
zur  
Erlangung des Doktorgrades  
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Universität zu Köln

vorgelegt von  
**Tobias Klug**  
aus Bergisch Gladbach

Köln 2000

Berichterstatter:

Prof. Dr. P. von Brentano  
Prof. Dr. A. Eckart

Tag der mündlichen Prüfung:

13.02.2001

## Abstract

The principal purpose of the present work was the experimental realisation of *Recoil Distance Doppler Shift* (RDDS) lifetime measurements of Coulomb excited levels in nuclei. All measurements were carried out at the Cologne FN Tandem accelerator.

In order to fix the reaction kinematics and to separate  $\gamma$ -rays stemming from the backing material, the target material and the stopper, respectively, the Cologne Plunger Device has been equipped with six photodiode cells, manufactured by SILICON SENSORS, which were mounted approximately 1 cm upstream of the target to cover an angular range of  $155^\circ$  -  $175^\circ$ . The  $\gamma$ -rays were detected in coincidence with the energy signals of the particle detectors with an EUROBALL CLUSTER detector placed at  $0^\circ$  with respect to the beam axis, and three additional high efficiency germanium detectors at backward angles. The data was carefully analysed, taking into account possible deorientation effects and the feeding problem.

After the successful application of the method in various test experiments three nuclei have been investigated with Coulomb excitation using a beam of  $^{32}\text{S}$  with an energy of 105 MeV:  $^{152}\text{Sm}$ ,  $^{160}\text{Gd}$ , and  $^{171}\text{Yb}$ . It was possible to extract high precision lifetimes with errors partly smaller than 3%. The most important results can be summarized as follows:

- The newly measured  $B(E2 : 4_2^+ \rightarrow 2_2^+)$  transition strength in  $^{152}\text{Sm}$  of 204 W.u. removes a major discrepancy with existing calculations. This value confirms recent evidence for phase coexistence in  $^{152}\text{Sm}$ .
- Transition strengths in  $^{160}\text{Gd}$  are very well reproduced by the *Interacting Boson Model*. Small errors of the extracted lifetimes allow to reject the simple *Asymmetric Rotor Model*.
- $Q_t$  values in the ground state bands of  $^{171,172}\text{Yb}$  are in very close agreement. This is consistent with the picture of a partial supersymmetry between  $^{171,172}\text{Yb}$ .



# Zusammenfassung

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die experimentelle Realisation und anschließende Analyse von RDDS-Lebensdauer-Messungen angeregter Kernniveaus nach Coulomb-Anregung. Alle Testmessungen und Experimente wurden im Zeitraum der letzten drei Jahre am Kölner FN-Tandem-Beschleuniger mit Hilfe des von A. Dewald [DEW98] konzipierten und in Köln gebauten Koinzidenz-Kugelplungers durchgeführt.

Zum Nachweis der  $\gamma$ -Strahlung wurde am Meßplatz R15 des Instituts für Kernphysik der Universität zu Köln ein geeignetes Spektrometer, bestehend aus einem EUROBALL-CLUSTER-Detektor [THO95] und drei einzelnen EUROBALL-Kapsel-Detektoren, zusammengestellt. Die geringe Entfernung der Kristalle vom Target ( $\approx 10$  cm) stellte dabei eine hohe  $\gamma$ -Nachweiswahrscheinlichkeit sicher.

Da man mit der Coulomb-Anregung als Kernanregungsmechanismus für RDDS-Experimente auf die Analyse von  $\gamma$ -Teilchen-Koinzidenz-Daten angewiesen ist, wurden in die Reaktionskammer des Plungers Teilchen-Detektoren montiert. Sehr einfach und extrem kostengünstig war der Einsatz von Photodioden der Firma SILICON SENSORS, die ungekühlt und ohne das Anlegen einer Gegenspannung mit einer hinreichenden Energie- und Zeitaufösung betrieben werden konnten.

Im Anschluß an die Testphase wurden folgende Experiment durchgeführt:  $^{152}\text{Sm}(^{32}\text{S}, ^{32}\text{S}')$ ,  $^{160}\text{Gd}(^{32}\text{S}, ^{32}\text{S}')$  und  $^{171}\text{Yb}(^{32}\text{S}, ^{32}\text{S}')$  bei einer Strahlenergie von jeweils 105 MeV. Targetbackings waren  $^{nat}\text{Ta}$  bzw.  $^{nat}\text{Ag}$ . Bei der Analyse der  $\gamma$ -Teilchen-Koinzidenz-Daten mit Hilfe der DDCM wurde besonderer Wert auf die Berücksichtigung eventueller Deorientierungseffekte und der Fütterungs-Problematik der angeregten Niveaus gelegt. Als Ergebnis konnten z.T. Lebensdauern mit extrem kleinem Fehler ( $< 3\%$ ) angegeben werden. Insgesamt wurden die Lebensdauern von 36 Niveaus bestimmt.

Es folgt eine Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse:

- Der Literaturwert des  $(4_2^+ \rightarrow 2_2^+)$ -Übergangs in  $^{152}\text{Sm}$  [FRA69] konnte von  $\approx 400$  W.u. auf 204 W.u. korrigiert werden. Damit ist ein starker Widerspruch zu allen theoretischen Rechnungen behoben. Dieses Ergebnis ist ein wichtiges

Argument für die Richtigkeit des Bildes der Phasenkoexistenz [CAS98, IAC98, JOL99, CAS99, ZHA99, ZAM99, WER00, KLU00] von  $^{152}\text{Sm}$ .

- Die Übergangsstärken der angeregten Niveaus in  $^{160}\text{Gd}$  werden exzellent durch das IBM-1 beschrieben. Die kleinen Fehler machen es möglich, das einfache ARM zu verwerfen. Mit einem  $\chi$  von -0.64 liegt der Kern  $^{160}\text{Gd}$  in der Mitte zwischen dem  $SU(3)$ - und dem  $O(6)$ -Limit des IBM-1.
- Das ASYR-Modell gibt eine zufriedenstellende Beschreibung des Kerns  $^{171}\text{Yb}$ . Ein Vergleich der  $Q_t$ -Werte innerhalb der Grundzustandsbanden von  $^{171}\text{Yb}$  und  $^{172}\text{Yb}$  zeigt eine bemerkenswerte Übereinstimmung. Dies ist eine wichtige Voraussetzung für die Richtigkeit des Bildes einer partiellen Supersymmetrie zwischen  $^{171}\text{Yb}$  und  $^{172}\text{Yb}$  [JOL01].

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>RDDS-Messungen nach Coulomb-Anregung</b>	<b>3</b>
2.1	Die RDDS-Messung . . . . .	3
2.2	Die DDCM . . . . .	5
2.3	Reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten . . . . .	6
2.4	Motivation direkter Lebensdauermessungen . . . . .	8
2.5	Die $\gamma$ p-Koinzidenz . . . . .	9
2.6	Feeding . . . . .	10
2.7	Deorientierung . . . . .	11
<b>3</b>	<b>Experimentelle Realisierung</b>	<b>15</b>
3.1	Wahl der experimentellen Parameter . . . . .	15
3.2	Der Plunger . . . . .	16
3.3	Photodioden als Teilchentrigger . . . . .	17
3.4	Das $\gamma$ -Spektrometer . . . . .	18
3.5	Das gesamte Setup . . . . .	20
<b>4</b>	<b>Datenaufbereitung</b>	<b>23</b>
4.1	Die Erzeugung der $\gamma$ -Spektren . . . . .	23
4.1.1	Zufällige Koinzidenzen . . . . .	23
4.1.2	Ausnutzung der Teilchenenergie . . . . .	24
4.1.3	Definition der Gruppen . . . . .	26
4.2	Die Anwendung der DDCM . . . . .	27
4.2.1	Abstandseichung . . . . .	27
4.2.2	Normierung . . . . .	29

4.2.3	Bestimmung der Rückstoßgeschwindigkeit . . . . .	29
4.2.4	Bestimmung der Lebensdauern . . . . .	29
<b>5</b>	<b>Resultate der Experimente</b>	<b>33</b>
5.1	RDDS-Messung an $^{152}\text{Sm}$ . . . . .	33
5.2	RDDS-Messung an $^{160}\text{Gd}$ . . . . .	35
5.3	RDDS-Messungen an $^{181}\text{Ta}$ . . . . .	38
5.4	RDDS-Messung an $^{171}\text{Yb}$ . . . . .	39
5.5	RDDS-Messungen an $^{107,109}\text{Ag}$ und $^{170,172}\text{Yb}$ . . . . .	40
<b>6</b>	<b>Diskussion der Ergebnisse</b>	<b>45</b>
6.1	Grundlagen: kollektive Kernmodelle . . . . .	45
6.1.1	Der starre symmetrische Rotor . . . . .	46
6.1.2	Das Asymmetric-Rotor-Modell (ARM) . . . . .	46
6.1.3	Das Triaxialer-Rotor-plus-Teilchen-Modell (ASYR) . . . . .	47
6.1.4	Das Interacting-Boson-Modell (IBM-1) . . . . .	48
6.2	Zur Formkoexistenz im Kern $^{152}\text{Sm}$ . . . . .	50
6.3	Beschreibung des Kerns $^{160}\text{Gd}$ im IBM-1 . . . . .	53
6.4	Übergangsstärken in $^{181}\text{Ta}$ . . . . .	56
6.5	Zur Supersymmetrie zwischen $^{171,172}\text{Yb}$ . . . . .	57
6.6	Übergangsstärken in $^{107,109}\text{Ag}$ . . . . .	61
<b>7</b>	<b>Ausblick</b>	<b>65</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>67</b>
<b>A</b>	<b>Abstände und Geschwindigkeiten</b>	<b>73</b>
<b>B</b>	<b>Einige <math>\tau</math>-Kurven</b>	<b>75</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Skizze eines RDDS Meßaufbaus . . . . .	4
2.2	Ausschnitt eines Termschemas . . . . .	5
2.3	Prozeß mehrstufiger Coulomb-Anregung in einem gg-Kern . . . . .	9
2.4	Singles-Spektrum . . . . .	10
2.5	Coulomb-Anregungs-Spektrum . . . . .	12
2.6	Winkelverteilungen . . . . .	13
2.7	Starker Deorientierungseffekt . . . . .	14
3.1	Schematische Darstellung des KÖLNER KUGELPLUNGERS . . . . .	17
3.2	Photodioden im Plunger . . . . .	19
3.3	Der Meßplatz . . . . .	20
3.4	Schematische Darstellung des Setups . . . . .	21
4.1	Differenzzeitspektrum . . . . .	24
4.2	$\gamma$ p-Matrix . . . . .	25
4.3	$\gamma$ -Spektren von $^{152}\text{Sm}$ und $^{181}\text{Ta}$ . . . . .	26
4.4	Ausschnitt der $\gamma$ p-Matrix . . . . .	27
4.5	Stop- und Flug-Peak des $(4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Übergangs in $^{152}\text{Sm}$ . . . . .	28
4.6	Illustration zur Anwendung der DDCM . . . . .	31
5.1	Deorientierungseffekt beim $2_1^+$ -Grundzustandsübergang in $^{152}\text{Sm}$ . . . . .	35
5.2	Stop- und Flug-Peak-Intensität des $(2_2^+ \rightarrow 4_1^+)$ -Übergangs in $^{152}\text{Sm}$ . . . . .	36
5.3	Zur Analyse der Lebensdauer des $2_\gamma^+$ -Zustands in $^{160}\text{Gd}$ . . . . .	37
5.4	Zerfallskurven des $15/2_1^+$ -Zustands in $^{181}\text{Ta}$ . . . . .	40
5.5	Teilchen-Spektren der Messung an $^{171}\text{Yb}$ . . . . .	42
6.1	Wellenfunktionen des $0_1^+$ - und des $0_2^+$ -Zustands in $^{150,152,154}\text{Sm}$ . . . . .	50

6.2	Beschreibung der Übergangsstärken in $^{152}\text{Sm}$ im IBM-1 . . . . .	53
6.3	Beschreibung der Übergangsstärken in $^{160}\text{Gd}$ im ARM und im IBM-1 . . . . .	55
6.4	Casten-Dreieck für die Parameter des IBM-1 . . . . .	56
6.5	Beschreibung der Übergangsenergien in $^{171}\text{Yb}$ im ASYR-Modell . . . . .	60
6.6	Beschreibung der Übergangsstärken in $^{171}\text{Yb}$ im ASYR-Modell . . . . .	60
B.1	$\tau$ -Kurven . . . . .	75
B.2	$\tau$ -Kurven . . . . .	76
B.3	$\tau$ -Kurven . . . . .	77
B.4	$\tau$ -Kurven . . . . .	78
B.5	$\tau$ -Kurven . . . . .	79
B.6	$\tau$ -Kurven . . . . .	80
B.7	$\tau$ -Kurven . . . . .	81
B.8	$\tau$ -Kurven . . . . .	82
B.9	$\tau$ -Kurven . . . . .	83
B.10	$\tau$ -Kurven . . . . .	84
B.11	$\tau$ -Kurven . . . . .	85
B.12	$\tau$ -Kurven . . . . .	86
B.13	$\tau$ -Kurven . . . . .	87
B.14	$\tau$ -Kurven . . . . .	88

# Tabellenverzeichnis

3.1	Übersicht der durchgeführten Experimente . . . . .	15
3.2	Zur Wahl der speziellen experimentellen Parameter . . . . .	16
3.3	Das $\gamma$ -Spektrometer . . . . .	19
4.1	Zusammensetzung der Gruppen von $\gamma$ -Spektren . . . . .	28
5.1	Lebensdauern angeregter Niveaus in $^{152}\text{Sm}$ . . . . .	34
5.2	Lebensdauern angeregter Niveaus in $^{160}\text{Gd}$ . . . . .	36
5.3	Lebensdauern angeregter Niveaus in $^{181}\text{Ta}$ . . . . .	38
5.4	Lebensdauern angeregter Niveaus in $^{171}\text{Yb}$ . . . . .	41
5.5	Lebensdauern angeregter Niveaus in $^{107}\text{Ag}$ . . . . .	41
5.6	Lebensdauern angeregter Niveaus in $^{109}\text{Ag}$ . . . . .	42
5.7	Lebensdauern angeregter Niveaus in $^{170,172}\text{Yb}$ . . . . .	43
6.1	Übergangsstärken in $^{152}\text{Sm}$ . . . . .	52
6.2	IBM-1-Parameter zur Beschreibung von $^{152}\text{Sm}$ . . . . .	52
6.3	Werte für $K_4$ in $^{152}\text{Sm}$ . . . . .	53
6.4	Übergangsstärken in $^{160}\text{Gd}$ . . . . .	54
6.5	ARM-Parameter zur Beschreibung von $^{160}\text{Gd}$ . . . . .	54
6.6	IBM-1-Parameter zur Beschreibung von $^{160}\text{Gd}$ . . . . .	54
6.7	Deformations-Parameter von $^{160}\text{Gd}$ . . . . .	55
6.8	Übergangsstärken in $^{181}\text{Ta}$ . . . . .	57
6.9	Übergangsstärken in $^{171}\text{Yb}$ . . . . .	59
6.10	Parameter der ASYR-Rechnung für $^{171}\text{Yb}$ . . . . .	59
6.11	Vergleich der $E2$ -Übergangsenergien in $^{170,171,172}\text{Yb}$ . . . . .	61
6.12	Übergangsstärken in $^{170,172}\text{Yb}$ . . . . .	62
6.13	Vergleich der $Q_t$ -Werte von $^{171,172}\text{Yb}$ . . . . .	62

6.14	Übergangsstärken in $^{109}\text{Ag}$ . . . . .	63
A.1	Target-Stopper-Abstände . . . . .	73
A.2	Recoil-Geschwindigkeiten . . . . .	73

# Kapitel 1

## Einleitung

Mit der Coulomb-Anregung als Kernanregungsmechanismus ist man naturgemäß auf die Untersuchung kollektiver Zustände stabiler Isotope beschränkt. Die Bestimmungen von Lebensdauern entsprechender Zustände mit Hilfe der *Recoil-Distance-Doppler-Shift*- oder kurz RDDS-Technik wurden durch die folgenden, zunächst allgemeinen Überlegungen motiviert:

- Direkte Lebensdauer-messungen haben gegenüber den Experimenten zur mehrstufigen (oder *multiplen*) Coulomb-Anregung den Vorteil, weitgehend voneinander unabhängige Werte für die Lebensdauern der einzelnen angeregten Niveaus zu liefern. Daher ist, neben der Bestimmung bislang unbekannter Lebensdauern, die Überprüfung von Literatur-Werten sinnvoll.
- Zudem stellen die z.T. geringen Unterschiede der theoretischen Vorhersagen verschiedener kollektiver Modelle untereinander hohe Ansprüche an die Güte der ermittelten Lebensdauern (z.B. [DEW96]). Eine Verringerung der Fehler ist also wünschenswert.
- Eine umfangreiche Literatur-Recherche ergab eine Vielzahl von Kernen, bei denen Informationen über die Lebensdauern kollektiver Zustände und damit wichtige Informationen zur theoretischen Interpretation der Kernstruktur fehlen.

Folgende Argumente begründen die Wahl von Köln für die Realisierung von RDDS-Lebensdauer-Messungen nach Coulomb-Anregung und damit die Konkurrenzfähigkeit eines aus wenigen Germanium-Detektoren bestehenden  $\gamma$ -Spektrometers mit den großen  $\gamma$ -Spektrometern wie EUROBALL (z.Zt. Straßburg, Frankreich), GAMMASPHERE (z.Zt. Berkeley, USA) oder GASP (Legnaro, Italien) für derartige Experimente.

- Die im Vergleich zu eigentlichen Kernreaktionen geringe Anzahl angeregter Niveaus führt zu einer kleinen Wahrscheinlichkeit von Dubletts im Spektrum.

Dies ermöglicht die Anwendung von Standard-Auswerte-Verfahren für einfache  $\gamma$ -Spektren (*Singles*-Spektren), die ohne den Bedarf einer hohen  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenz-Nachweiswahrscheinlichkeit aufgenommen werden können.

- Eine Auswertung der Singles-Spektren von wenigen Detektoren ist in der Regel weniger zeitintensiv als die aufwendige Analyse von Daten der o.g. Spektrometer, die aus 40 bis zu über 200 Germanium-Detektoren bestehen. So gelangt man schnell zu Ergebnissen und ist flexibler in der Auswahl des speziellen Experiments. Es bieten sich auch systematische Untersuchungen ganzer Kernregionen an.

Zur Festlegung der Reaktionskinematik wird bei den RDDS-Experimenten nach Coulomb-Anregung der Einsatz von Teilchendetektoren nötig. Es müssen daher im Gegensatz zu den RDDS-Messungen nach Compound-Kern-Reaktionen, bei denen die Recoils durch die Impulserhaltung generell nach vorne fokussiert sind,  $\gamma$ -Teilchen-Koinzidenz-Daten analysiert werden.

Die speziellen Fragestellungen, denen nach Abschluß der experimentellen Vorarbeit und der Überlegungen zur Datenanalyse im Rahmen dieser Arbeit nachgegangen wurden, sind die folgenden:

- Der Literaturwert der Lebensdauer des  $4_2^+$ -Zustands in  $^{152}\text{Sm}$  [FRA69] übertrifft um mehr als das doppelte alle theoretischen Vorhersagen [ZAM99, ZHA99].  $^{152}\text{Sm}$  befindet sich in der Reihe der Samariumisotope gerade zwischen den leichteren, sphärischen Vibrationskernen und den schwereren, prolat deformierten Rotationskernen. Dem  $4_2^+$ -Niveau von  $^{152}\text{Sm}$  kommt damit eine zentrale Rolle beim Verständnis der gesamten Übergangsregion zu.
- Das Fehlen von Lebensdauern angeregter Niveaus in der Grundzustandsbande von  $^{160}\text{Gd}$  [NDS] warf die Frage nach der Beschreibung dieses Kerns im Rahmen des einfachen Modells eines starren Rotors auf. Die zu erwartende hohe Genauigkeit der Werte sollte eine sensitive Unterscheidung verschiedener kollektiver Modelle erlauben.
- Die von Jolos und Brentano [JOL01] vorgeschlagene Interpretation der  $(K=1/2)$ -Grundzustandsbande von  $^{171}\text{Yb}$  als Realisation einer partiellen Supersymmetrie motivierte die Messung dieser bislang größtenteils unbekanntem Lebensdauern [NDS].

# Kapitel 2

## RDDS-Messungen nach Coulomb-Anregung

Die *Recoil-Distance-Doppler-Shift*-Messung (kurz RDDS-Messung) und die *Differential-Decay-Curve-Method* (kurz DDCM) sind etablierte Meß- bzw. Auswerteverfahren zur Bestimmung von Lebensdauern angeregter Kernniveaus. Aus diesen Lebensdauern ergeben sich direkt und modellunabhängig die sogenannten *reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten*. Das sind, neben Energien, Spins und Paritäten der Kernniveaus, zentrale Größen der Kernphysik, die Aufschluß über die Struktur eines Kerns geben, da sie sensitive Tests verschiedener Kernmodelle erlauben.

### 2.1 Die RDDS-Messung

Das Meßprinzip der sogenannten RDDS-Methode wird in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt. Die Projektile, die durch einen Ionenbeschleuniger auf eine exakte Geschwindigkeit gebracht wurden, treffen in der Reaktionskammer auf die Targetfolie und induzieren dort eine Kernreaktion bzw. eine Coulomb-Anregung. Angeregte Rückstoßkerne (sogenannte *Recoils*) verlassen das Target und treffen nach durchflogener Strecke  $x$  auf den Stopper, wo sie zur Ruhe kommen<sup>1</sup>.

Findet nun ein  $\gamma$ -Übergang während des Fluges statt, so ist die unter einem Winkel  $\theta$  detektierte Energie  $E_\gamma$  des abgestrahlten  $\gamma$ -Quants relativ zur unter dem Winkel  $\theta = 0^\circ$  detektierten Energie des  $\gamma$ -Quants,  $E_0$ , Doppler-verschoben (*Flug-Peak*):

$$E_\gamma = E_0 \left( 1 + \frac{v}{c} \cdot \cos\theta \right) \quad (2.1)$$

Hierbei ist  $v$  der Betrag der Rückstoßgeschwindigkeit,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $\theta$  der Winkel zwischen Flugrichtung des Recoils und Detektorachse. Ein  $v/c$

---

<sup>1</sup>für RDDS-Messungen verwendet man daher *dünne Targets* (1 bis 2  $mg/cm^2$ ) und dicke Stopper.

von 1% entspricht also einer Geschwindigkeit von ca.  $3 \mu\text{m}/\text{ps}$ .

Erreicht der Kern den Stopper in einem noch angeregten Zustand, so weisen die nachfolgenden  $\gamma$ -Quanten der Abregung keine Doppler-Verschiebung auf (*Stop-Peak*). Demzufolge kann man einem Übergang des Kerns, vorausgesetzt der Target-Stopper-Abstand ist relativ zur Lebensdauer des Niveaus weder zu klein noch zu groß (man spricht auch vom *sensitiven Bereich*), zwei Linien im Spektrum zuordnen.

Die Lebensdauer eines Kernniveaus wird durch die Variation des Target-Stopper-Abstands, d.h. der Flugzeiten der Recoils, über das Verhältnis der Flug-Peak-Intensität zur Stop-Peak-Intensität ermittelt.

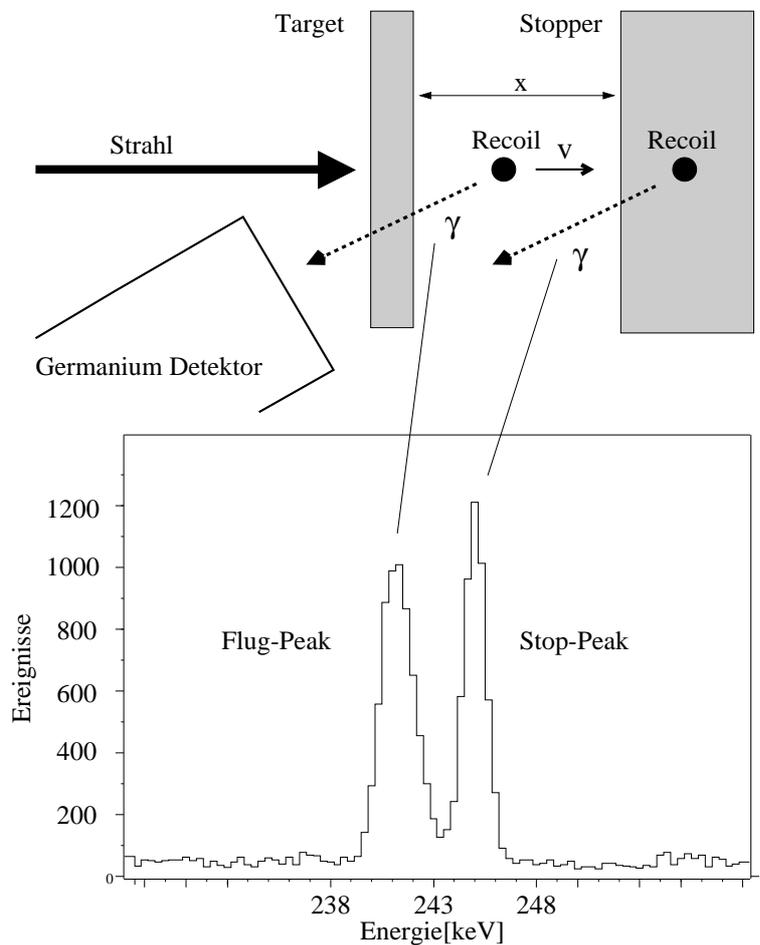


Abbildung 2.1: Schematische Skizze eines RDDS Meßaufbaus. Das Spektrum zeigt Flug- und Stop-Peak des  $(4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Übergangs in  $^{152}\text{Sm}$ . Der Abstand des Detektors vom Target liegt im allgemeinen im Bereich einiger Dezimeter, während der Target-Stopper-Abstand für die Bestimmung von Lebensdauern im Pikosekunden-Bereich bei einigen Mikrometern liegt. Der Flug-Peak ist aufgrund der Geschwindigkeitsverteilung der Recoils verbreitert.

## 2.2 Die DDCM

Die DDCM wurde von Dewald et al. [DEW89] für die Analyse von RDDS-Lebensdauermessungen eingeführt. Der folgende Abschnitt gibt eine kurze Zusammenfassung der zentralen Punkte. Es wird die Anwendung für den Fall einer Messung von  $\gamma$ -Strahlung ohne weitere  $\gamma$ -Koinzidenzbedingung (*Singles*-Messung) betrachtet. Ausgegangen wird von der Differentialgleichung

$$\dot{n}_i(t) = -\lambda_i n_i(t) + \sum_h b_{hi} \lambda_h n_h(t) , \quad (2.2)$$

die das Zeitverhalten der Bevölkerungszahl des interessierenden Levels  $n_i(t)$  beschreibt. Der linke Summand beinhaltet das Zerfallsgesetz, wobei die Randbedingung  $n_i(t = 0) = n_{i,0}$  die direkte Bevölkerung durch die Reaktion beschreibt. Mit dem rechten Term wird der Tatsache Rechnung getragen, daß das interessierende Niveau auch während des Flugs oder im Stopper von höherliegenden Zuständen bevölkert werden kann (sogenanntes *feeding*). Hierbei sind  $n_j(t)$  die Bevölkerungszahlen der entsprechenden Niveaus und  $\lambda_j = 1/\tau_j$  deren Zerfallswahrscheinlichkeiten. Die  $b_{hi}$  sind die Verzweigungsverhältnisse (*branchings*) der fütternden Niveaus zum interessierenden Zustand (vergleiche Abbildung 2.2).

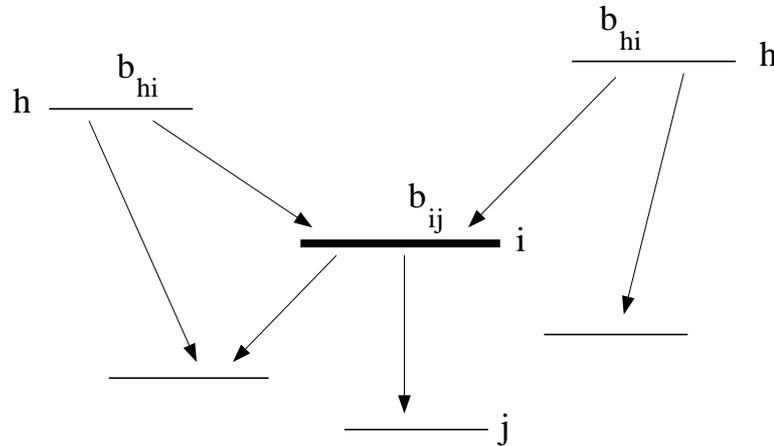


Abbildung 2.2: Ausschnitt eines Termschemas zur Illustration von Formeln 2.2 und 2.3. Das interessierende Niveau  $i$  wird durch die Feeder  $h$  bevölkert und zerfällt mit dem Branching  $b_{ij}$  zum Zustand  $j$ .

Die durch das Experiment zugänglichen Observablen sind die Peakflächen der einzelnen Übergänge im  $\gamma$ -Spektrum. Diese sind entweder direkt proportional zur Anzahl der Kerne, die vor dem Zeitpunkt  $t = x/v$  aus dem entsprechenden Zustand zerfallen sind (Flug-Peak) oder direkt proportional zur Anzahl der Kerne, die nach dem Zeitpunkt  $t = x/v$  aus dem entsprechenden Zustand zerfallen sind (Stop-Peak). Durch Integration und geeignete Umformung der Differentialgleichung 2.2 kommt man zur

grundlegenden Formel der DDCM:

$$\tau(x) = - \frac{R_{ij}(x) - b_{ij} \frac{W_{ij}(\theta)\epsilon_{ij}}{(1+\alpha_{ij})} \sum_h R_{hi}(x)(1 + \alpha_{hi})/W_{hi}(\theta)\epsilon_{hi}}{v \cdot \frac{d}{dx} R_{ij}(x)} \quad (2.3)$$

Hierbei ist  $x$  der Target-Stopper-Abstand,  $R_{ij}(x)$  ist die Fläche des unverschobenen Peaks des interessierenden  $\gamma$ -Übergangs im Spektrum, die zur Flugzeit  $t = x/v$  korrespondiert,  $b_{ij}$  ist sein totales Verzweigungsverhältnis und  $R_{hi}(x)$  sind die Flächen der fütternden Übergänge im Spektrum.  $W_{kl}(\theta)$  ist der Wert der Winkelverteilungsfunktion für den Übergang  $k \rightarrow l$  am Beobachtungswinkel  $\theta$  des Detektors,  $\alpha_{kl}$  ist der Koeffizient für innere Konversion und  $\epsilon_{kl}$  ist die relative Ansprechwahrscheinlichkeit (*Efficiency*) der Germanium-Detektoren für die entsprechende  $\gamma$ -Energie.

Es ist wichtig zu bemerken, daß in Formel 2.3 ausschließlich die Relativabstände zwischen Target und Stopper auftreten. Eine experimentell aufwendige Bestimmung von Absolutabständen entfällt somit völlig. Weiterhin erwähnenswert ist, daß im allgemeinen das Target relativ zum Stopper bewegt wird. Dies favorisiert eine Formulierung der DDCM zur Auswertung der Stop-Peak-Flächen, da in diesem Fall Raumwinkeleffekte der Germanium-Detektoren keine Rolle spielen.

Aus Gleichung 2.3 erhält man nun nach geeigneter Bestimmung der Steigung im Nenner (z.B. durch einen Differenzenquotienten oder den Fit einer geeigneten Funktion) für jeden Zeitpunkt  $t = x/v$ , gegeben durch einen Target-Stopper-Abstand  $x$ , eine Lebensdauer  $\tau(x)$ . Trägt man den Verlauf der  $\tau(x)$ -Werte gegen den Abstand  $x$  auf, so erwartet man von dieser sogenannten  $\tau$ -Kurve einen im Rahmen der Fehler über den sensitiven Bereich konstanten Verlauf. Abweichungen von dieser Vorgabe sind ein guter Indikator für systematische Fehler, welche in Form von nicht berücksichtigten abstandsabhängigen Effekten bei der Auswertung auftreten können. Als Beispiele seien die Deorientierung (vgl. Kapitel 2.7) und eine durch die verschiedenen Positionen des Targets (und seiner Halterung) verursachte Änderung der Detektor-Efficiencies für den Nachweis der  $\gamma$ -Strahlung genannt. Als Niveaulbensdauer  $\tau$  gibt man das Mittel über den sensitiven Bereich an.

## 2.3 Reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten

Die experimentell bestimmte totale Zerfallswahrscheinlichkeit  $\lambda_{exp} = 1/\tau_{exp}$  eines Zustands ist die Summe aller Einzelübergangswahrscheinlichkeiten  $\lambda_j$  der das Niveau entvölkernden Übergänge:

$$\lambda_{exp} = \sum_j \lambda_j, \quad (2.4)$$

Betrachtet man  $\gamma$ -Übergänge zwischen Zuständen gleicher Parität, deren Spin-Differenz 0 oder 1 ist, so sind auf Grund der fundamentalen Spin- und Paritäts-Auswahlregeln lediglich gemischte  $E2/M1$ -Übergänge möglich. Für eine Spin-Differenz von 2 ohne Paritätsänderung kommt nur ein reiner  $E2$ -Übergang in Frage, wenn man die kleinen Übergangswahrscheinlichkeiten für  $M3$ -Übergänge vernachlässigt. Für diese Fälle ergeben sich folgende Ausdrücke für die partiellen Zerfallswahrscheinlichkeiten:

$$\lambda_i^\gamma(\pi L) = \lambda_{exp} \frac{I_i^\gamma(\pi L)}{\sum_j (1 + \alpha_j) I_j^\gamma} \quad (2.5)$$

für einen reinen  $E2$ - oder  $M1$ -Übergang,

$$\lambda_i^\gamma(E2) = \lambda_{exp} \frac{1}{(1 + 1/\delta_i^2)} \frac{I_i^\gamma(E2)}{\sum_j (1 + \alpha_j) I_j^\gamma} \quad (2.6)$$

für den  $E2$ -Anteil eines gemischten Übergangs und

$$\lambda_i^\gamma(M1) = \lambda_{exp} \frac{1}{(1 + \delta_i^2)} \frac{I_i^\gamma(M1)}{\sum_j (1 + \alpha_j) I_j^\gamma} \quad (2.7)$$

für den  $M1$ -Anteil eines gemischten Übergangs. Hierbei sind  $I_i^\gamma$  die  $\gamma$ -Intensitäten der Übergänge.  $\delta_i^2 = I_i^\gamma(E2)/I_i^\gamma(M1)$  ist das Multipolmischungsverhältnis.  $\alpha_i$  ist der zur entsprechenden  $\gamma$ -Energie korrespondierende Koeffizient für innere Konversion. Für einen gemischten  $E2/M1$ -Übergang gilt:

$$\alpha_i = \frac{\alpha_i(M1) + \delta_i^2 \cdot \alpha_i(E2)}{1 + \delta_i^2}. \quad (2.8)$$

Ein von den Eigenschaften des Strahlungsfeldes unabhängiges Maß der Einzelübergangswahrscheinlichkeiten für elektromagnetische Übergänge ist die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit bzw. das reduzierte Übergangsmatrixelement (siehe z.B. [MOR76]):

$$B(\pi L : I_i \rightarrow I_f) = \frac{|\langle I_f || \mathcal{M}(\pi L) || I_i \rangle|^2}{2I_i + 1} = \sum_{m_f, \mu} |\langle I_i m_i | \mathcal{M}(\pi L, \mu) | I_f m_f \rangle|^2. \quad (2.9)$$

Dabei ist  $\langle I_i m_i | \mathcal{M}(\pi L, \mu) | I_f m_f \rangle$  die Übergangsamplitude vom Ausgangszustand  $|I_i m_i \rangle$  des Kerns in einen Endzustand  $|I_f m_f \rangle$ , die jeweils durch ihren Drehimpuls  $I$  und den magnetische Unterzustand  $m$  charakterisiert sind. Die aus dem Wigner-Eckart-Theorem folgende Unabhängigkeit des Ergebnis von  $m_i$  spiegelt die Unabhängigkeit der Niveaulbensdauer von der Orientierung des Kerns wider. Für  $M1$ - bzw.  $E2$ -Strahlung ergeben sich folgende einfache Zusammenhänge (siehe ebenfalls [MOR76]):

$$B(E2) = \frac{\lambda^\gamma(E2)}{1.22 \cdot 10^9 \cdot E^5} [e^2 f m^4] \quad (2.10)$$

und

$$B(M1) = \frac{\lambda^\gamma(M1)}{1.76 \cdot 10^{13} \cdot E^3} [\mu_N^2] \quad (2.11)$$

mit  $\lambda$  in  $s^{-1}$  und  $E$  in MeV. Eine andere gebräuchliche Einheit für die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten ist die sogenannte Einteilchen- oder Weisskopf-Einheit (W.u.). Es gilt für  $E2$ -Übergänge:  $1 W.u. = 5.94 A^{4/3} 10^{-2} e^2 fm^4$  und für  $M1$ -Übergänge:  $1 W.u. = 1.79 \mu_N^2$ .

## 2.4 Motivation direkter Lebensdauermessungen

Die reine Coulomb-Anregung, d.h. die rein elektromagnetische Wechselwirkung zwischen Projektil- und Target-Kern, ist die theoretisch am besten verstandene Kernanregungsform (z.B. [ALD56, BIE65, ALD75]), da sie ausschließlich die Kenntnis der elektromagnetischen Wechselwirkung verlangt. Demzufolge kann man den Wirkungsquerschnitt, der sich als Lösung gekoppelter Differentialgleichungen ergibt, iterativ mit einem Computerprogramm (z.B. [WDB65]) sehr exakt berechnen. Voraussetzung dafür ist, daß die Strahlenergie deutlich unterhalb des Coulomb-Walls bleibt, da sonst die starke Wechselwirkung nicht mehr zu vernachlässigen ist.

Der Wirkungsquerschnitt hängt neben den Parametern der konkreten experimentellen Situation wie Ladungszahlen, Massenzahlen von Projektil und Target, der Strahlenergie und den Anregungsenergien der betrachteten Zustände nur noch von den Matrixelementen  $\langle I_f || \mathcal{M}(\pi L) || I_i \rangle$  ab. Durch den Vergleich von theoretischem und experimentellem Wirkungsquerschnitt kann somit auch ohne eine direkte Messung der Niveau-Lebensdauern auf die Größe der Matrixelemente geschlossen werden. Dies bildet die theoretische Grundlage für die Auswertung von Experimenten zur multiplen Coulomb-Anregung.

Abbildung 2.3 zeigt schematisch die möglichen Prozesse der elektromagnetischen An- und Abregung in einem Rotationskern mit einer geradzahigen Anzahl von Protonen und Neutronen. Die Auswertung eines Experiments zur multiplen Coulomb-Anregung verlangt den simultanen Fit aller jeweils zwei nachgewiesene Zustände verbindender Matrixelemente  $\langle I_f || \mathcal{M}(\pi L) || I_i \rangle$  (inklusive der diagonalen Matrixelemente mit  $I_f = I_i$ , deren Größe Aufschluß über das statische Quadrupolmoment des entsprechenden Zustands gibt) und die Kenntnis ihrer Vorzeichen. Schon bei der Anregung von 3 Yrast<sup>2</sup>- und 2 Non-Yrast-Zuständen eines gg-Kerns können das bis zu 15 Parameter sein (vergleiche Abbildung 2.3), die in wechselseitiger Abhängigkeit voneinander optimiert werden müssen.

Die auftretenden Schwierigkeiten lassen sich an Hand eines Coulomb-Anregungs-Experiments an <sup>152</sup>Sm aufzeigen [FRA69]: Nach Fraser et al. hängen alle

---

<sup>2</sup>Yrast bezeichnet in einem Kern den energetisch niedrigsten Zustand bei gegebenen Spin und gegebener Parität.

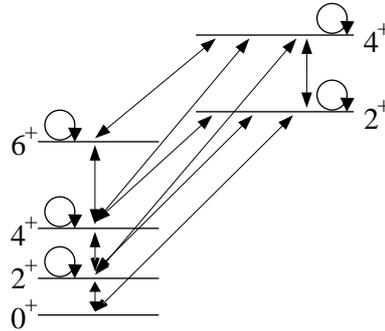


Abbildung 2.3: Prozesse mehrstufiger Coulomb-Anregung in einem  $gg$ -Kern. Während die Anregung reinen  $E2$ -Charakter hat, besitzt die  $\gamma$ -Strahlung der Abregung gegebenenfalls einen beigemischten  $M1$ -Anteil. Die möglichen Reorientierungs-Prozesse sind ebenfalls angedeutet.

Matrixelemente, die den  $4_2^+$ -Zustand mit anderen Zuständen verbinden, so sensitiv vom Vorzeichen und der Größe anderer Matrixelemente ab, daß sie nicht oder nur mit sehr großem Fehler ermittelt werden konnten.

Weiterhin ist zu beachten, daß die Projektile in einem dicken Target, wie es für Experimente zur multiplen Coulomb-Anregung benutzt wird, kontinuierlich abgebremst werden. Daher muß die experimentell nur schwer zugängliche und zum Teil recht ungenau bekannte (vergleiche z.B. [SAH00] und die Referenzen darin) Stoppingpower des Target- oder Backing-Materials mit in Betracht gezogen werden.

Demgegenüber bietet die direkte RDDS-Messung der Niveau-Lebensdauer nach Coulomb-Anregung mit akzeptablem experimentellen Mehraufwand die Möglichkeit, die einzelnen Lebensdauern weitgehend unabhängig voneinander zu bestimmen. In dieser Arbeit konnte die Lebensdauer des  $4_2^+$ -Zustands in  $^{152}\text{Sm}$  direkt gemessen werden [KLU00].

## 2.5 Die $\gamma$ p-Koinzidenz

Wählt man als Anregungsmechanismus einer RDDS-Messung die Coulomb-Anregung, so ist man zur Fixierung der Reaktionskinematik auf den Einsatz von Teilchendetektoren angewiesen.

Betrachtet man ein  $\gamma$ -Spektrum ohne die Bedingung des Nachweis zeitgleicher Teilchen, so ergibt sich unter einem festen Beobachtungswinkel eine vom Winkel  $\vartheta$  der das Target verlassenden Recoils abhängige Verschiebung des Flug-Peaks. Die resultierende Energieverteilung im  $\gamma$ -Spektrum zeigt einen gaußförmigen Stop-Peak und ein Kontinuum von Flug-Peaks, deren Einhüllende indirekt den differentiellen Wirkungsquerschnitt der gestreuten Projektile widerspiegelt (Abbildung 2.4, oberer Teil).

Erst Teilchendetektoren nahe  $\varphi=180^\circ$  schneiden aus allen möglichen Winkeln der Recoils einen vorwärtsfokussierten Konus heraus, der das Anwenden von Standard-Auswerteverfahren für Singles-Messungen ermöglicht (Abbildung 2.4, unterer Teil).

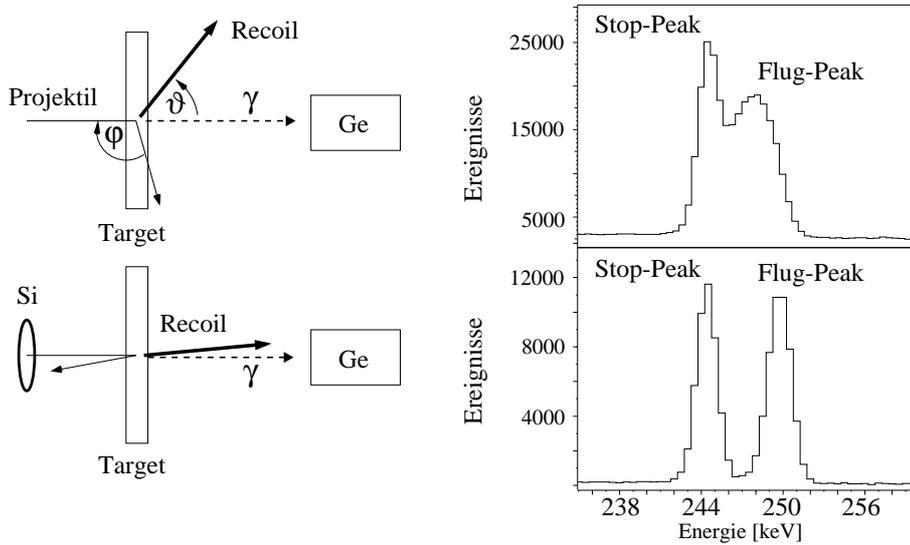


Abbildung 2.4: Singles-Spektrum (oben) und der gleiche Ausschnitt mit der zusätzlichen Bedingung des Nachweis eines zeitgleichen rückgestreuten Projektils (unten) am Beispiel des  $(4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Übergangs in  $^{152}\text{Sm}$  nach Coulomb-Anregung durch  $105\text{ MeV }^{32}\text{S}$ . Während im oberen Fall alle Streuwinkel  $\vartheta$  des Recoils vorkommen können, sind sie im unteren Fall aufgrund des Silizium-Detektors auf Winkel nahe  $\vartheta = 0^\circ$  beschränkt. Man erkennt die Reduktion der Statistik im  $\gamma$ -Spektrum.

## 2.6 Feeding

Eine wichtige Eigenschaft der Coulomb-Anregung ist ihre generelle Selektivität auf kollektive Zustände, die direkt aus der bereits erwähnten Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von den Übergangswahrscheinlichkeiten folgt. Weiterhin wichtig im Zusammenhang mit RDDS-Lebensdauer-messungen ist der sehr starke, in erster Ordnung Störungsrechnung sogar exponentielle Abfall der Anregungsstärken mit der Niveauenergie.

Zusammengenommen führt dies zu wenigen angeregten Niveaus (bei allen in dieser Arbeit durchgeführten Experimenten wurden weniger als 10 angeregte Niveaus pro Kern beobachtet) und damit zu wenigen Linien im Spektrum. Dies ermöglicht auf Grund der geringen Wahrscheinlichkeit von Dubletts, d.h. von Linien die mit gegebener Detektoraufösung nicht mehr trennbar sind, eine meist problemlose Auswertung der  $\gamma$ -Spektren. Abbildung 2.5 zeigt in logarithmischer Darstellung ein

für die Messungen dieser Arbeit typisches  $\gamma$ -Spektrum.

Die Bevölkerung der Level ist zum weitaus größten Teil prompt und direkt durch die Coulomb-Anregung verursacht. Das Feeding von oben betrug in allen Fällen weniger als 10%. Es ist nur dann in Formel 2.3 explizit zu berücksichtigen, wenn die sensitiven Bereiche von Feeder und interessierendem Übergang überlappen. Weiterhin ist zu bemerken, daß das in Compoundreaktionen auftretende unbeobachtete Feeding von oben, sogenanntes *side feeding*, für RDDs-Lebensdauer-messungen nach Coulomb-Anregung keine Rolle spielt, da in allen stabilen Kernen die Energien der durch Coulomb-Anregung erreichbaren Niveaus unter 2 MeV bekannt sind.

Jede Feedingkorrektur, die in dieser Arbeit durchgeführt wurde, hat demzufolge die resultierende Lebensdauer um nicht mehr als 10% verändert. Die Winkelverteilungsfunktionen, Multipolmischungsverhältnisse, Verzweigungsverhältnisse, Konversionskoeffizienten, Efficiencies und weiteren Zerfallskurven, die im Fall von Feedern mit in Formel 2.3 eingehen, und die alle mit Fehlern behaftet sind, erhöhen den Fehler der resultierenden Lebensdauer damit ebenfalls nur schwach.

Allerdings hat das geringe Feeding von oben zur Folge, daß die Zerfallskurven der Zustände fast rein exponentiell mit dem Abstand abfallen. Somit liegt der sensitive Bereich für kurze Lebensdauern eben auch bei kurzen Abständen.

## 2.7 Deorientierung

Coulomb-Anregungen in Koinzidenz mit den unter einen festen Winkel  $\varphi$  gestreuten Projektilen produzieren stark ausgerichtete Recoilkerne. Multiple Anregung und Feeding reduzieren generell die Ausrichtung und machen damit die Winkelverteilung der entvölkernden  $\gamma$ -Übergänge isotroper.

Dies wird in Abbildung 2.6 deutlich. Hier werden die mit dem Programm zur multiplen Coulomb-Anregung von Winther et al. [WDB65] berechneten Winkelverteilungen für verschiedene Rückstreuwinkel der Projektile gezeigt. Das Programm berechnet aus den Parametern der speziellen experimentellen Situation, allen relevanten Matrixelementen und den Koeffizienten für innere Konversion den statistischen Tensor, der die Winkelverteilung eines  $\gamma$ -Übergangs in einem geeigneten Koordinatensystem beschreibt. Um nun zur tatsächlichen Winkelverteilungsfunktion zu gelangen, muß man die Charakteristik der  $\gamma$ -Strahlung und das Feeding berücksichtigen. Die Theorie dazu befindet sich in [WDB65].

Abhängig von der Elektronenkonfiguration des das Target verlassenden Recoils und dem Spin des angeregten Kern-Niveaus kommt es durch die Hyperfeinwechselwirkung während des Flugs im Vakuum zu einer weiteren Glättung der Winkelverteilungsfunktion. Dieser abstandsabhängige Effekt, die sogenannte *Deorientierung*,

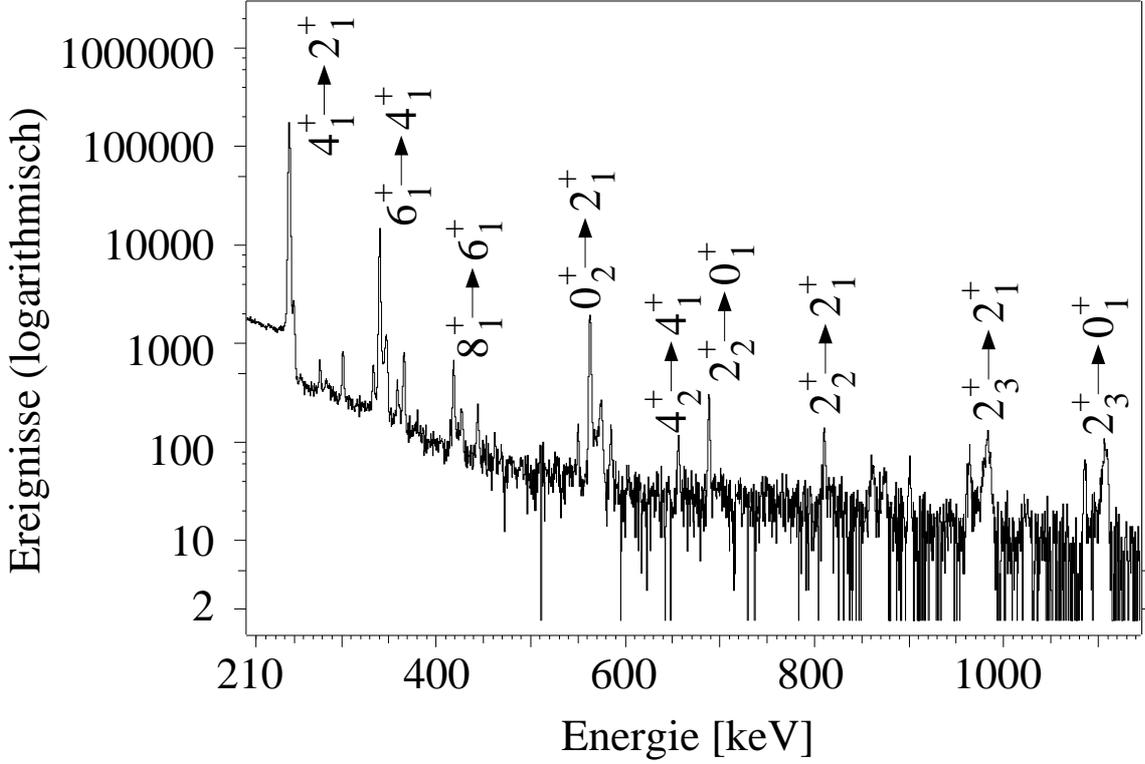


Abbildung 2.5: Logarithmischer Plot eines für die Experimente dieser Arbeit typischen Coulomb-Anregungs-Spektrums. Reaktion:  $^{152}\text{Sm}(^{32}\text{S}, ^{32}\text{S})^{152}\text{Sm}$  @ 105 MeV.

führt, je nach Beobachtungswinkel  $\theta$ , zu einem Anstieg oder Abfall der Summenintensität von Flug- und Stop-Peak und ist auf diese Weise leicht nachzuweisen (vergleiche Abbildung 2.7).

Sie kann gegebenenfalls mit Hilfe einer von P. Petkov entwickelten Methode gemäß

$$R_{ij}^{\text{kor}}(\theta, t) = \frac{1}{\tilde{W}(\theta, t)} \cdot R_{ij}(\theta, t) \quad (2.12)$$

korrigiert werden [PET95]. Man erhält pro Abstand einen Meßwert der normierten flugzeitabhängigen Winkelverteilungsfunktion  $\tilde{W}(\theta, t)$  aus

$$\tilde{W}(\theta, t) = \frac{W(\theta, t)}{W(\theta, 0)} = \frac{R_{ij}(\theta, t)}{R_{ij}(\theta, 0)} \exp\left(\int_0^t \frac{\dot{S}_{ij}(\theta, t')}{R_{ij}(\theta, t')} dt'\right). \quad (2.13)$$

durch numerische Integration.  $S_{ij}$  ist die zur Fläche des Stop-Peak  $R_{ij}$  korrespondierende Fläche des Flug-Peaks; der Efficiency-Unterschied zwischen Flug- und Stop-Peak wurde vernachlässigt.

Die Zeitabhängigkeit der Winkelverteilung ist gut durch eine Funktion der Form  $a + b \cdot e^{c \cdot vt}$  zu beschreiben. Bei der auftretenden Zeitkonstante ( $\tau = c \cdot v$ ) spricht man auch von der *Relaxationszeit*. Generell läßt sich festhalten, daß der Deorientierungseffekt die Winkelverteilung von Zuständen mit höherem Spin  $I$  schwächer

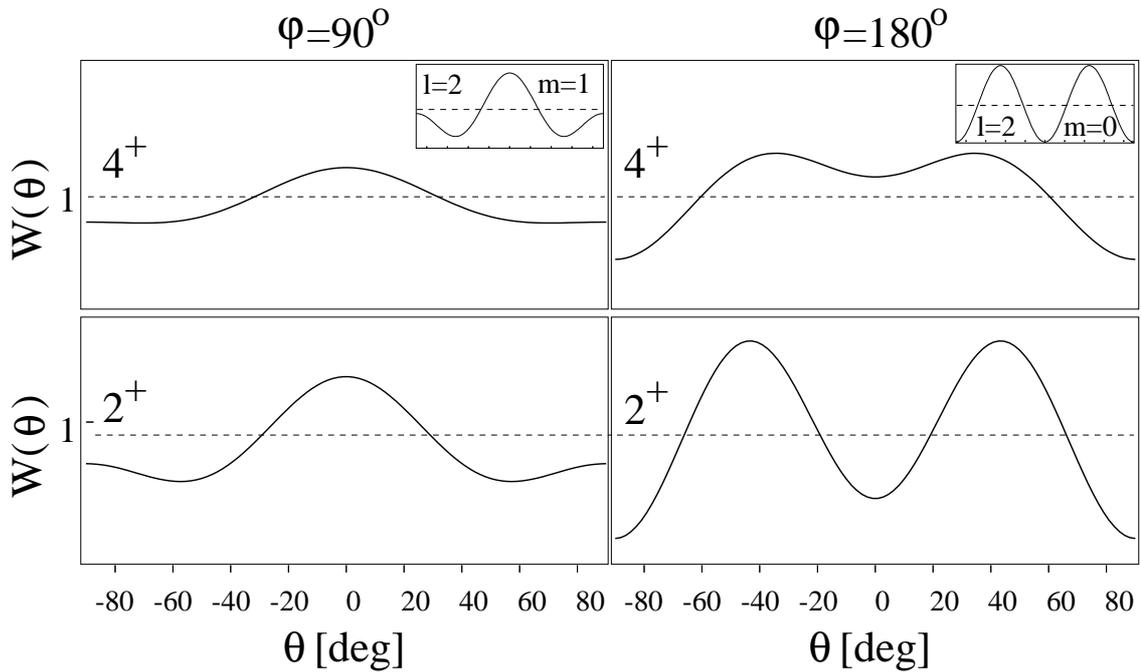


Abbildung 2.6: Berechnete Winkelverteilungen [WDB65] von Übergängen innerhalb der Grundzustands-Bande ( $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ )- und ( $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ )-Übergang von  $^{152}\text{Sm}$  nach Anregung mit  $^{32}\text{S}$  bei einer Energie von 105 MeV. Zusätzlich sind die Winkelverteilungen für ( $L=2, m=1$ )- und ( $L=2, m=0$ )-Strahlung gezeigt. Die Anregung mit Rückstreuung der Projektile unter einem Winkel  $\varphi = 180^\circ$  führt zur Bevölkung des ( $m = 0$ )-Unterzustands (rechte Hälfte);  $\varphi = 90^\circ$  führt zur Bevölkung des ( $m = 1$ )-Unterzustands (linke Hälfte).

beeinflusst. Abbildung 2.7 zeigt an einem Beispiel dieser Arbeit den Deorientierungseffekt zusammen mit der durch die Deorientierung gestörten Winkelverteilung.

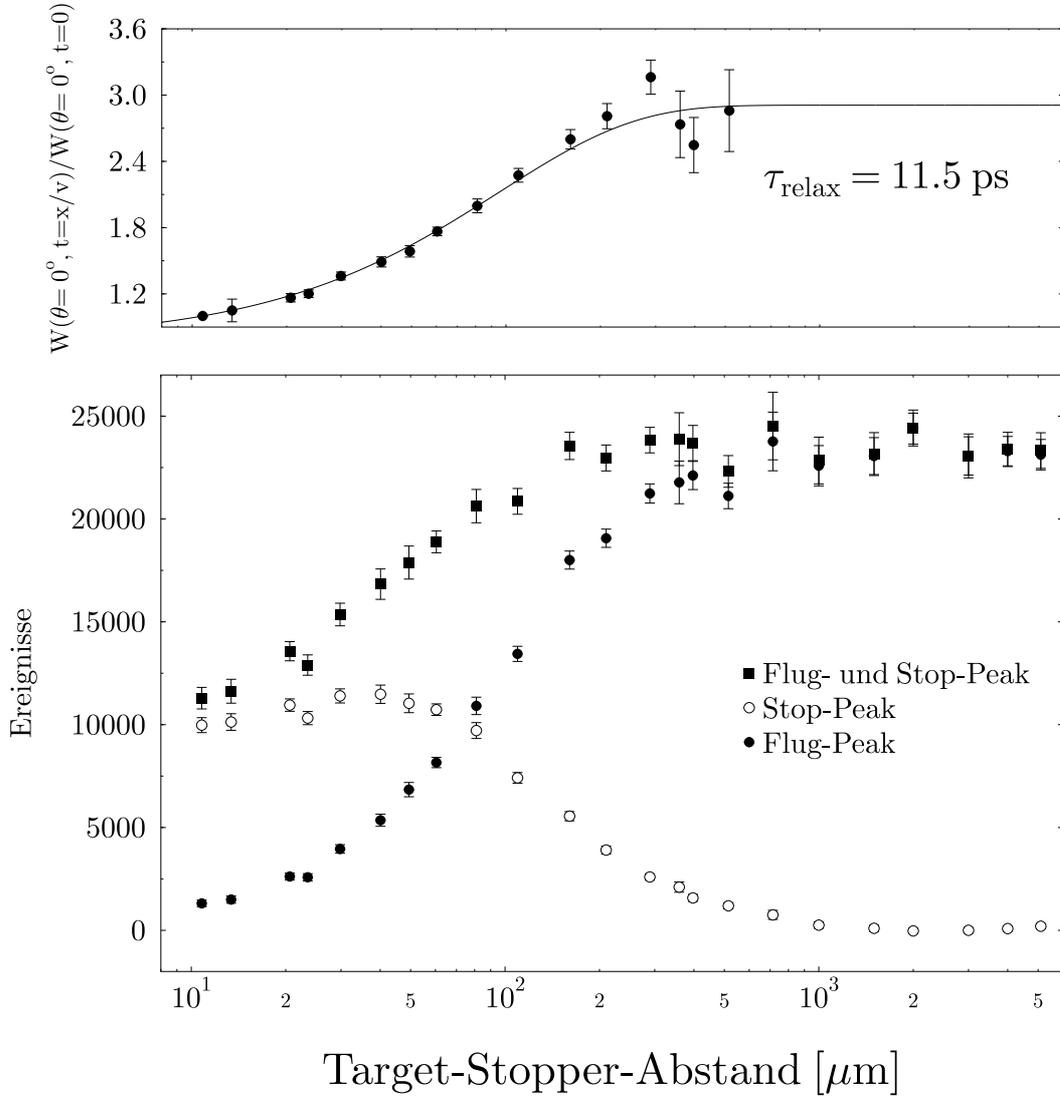


Abbildung 2.7: Das untere Bild zeigt den starken Deorientierungseffekt von  $^{107}\text{Ag}$  Recoils nach Coulomb-Anregung durch  $^{32}\text{S}$  bei einer Energie von 105 MeV, beobachtet an Hand des  $(3/2_1^- \rightarrow 1/2_1^-)$ -Grundzustandsübergangs in einem Detektor unter  $0^\circ$ . Die koinzidente Detektion von rückwärtsgetreuten Projektilen führt zur Bevölkering der  $(m = \pm 1/2)$ -Unterszustände. Der Charakter der  $\gamma$ -Strahlung ist zu 95.7% M1. Daher hat die  $\gamma$ -Intensität des Übergangs unter  $0^\circ$  ein Minimum. Eine mit der Flugstrecke des Recoils isotroper werdende Winkelverteilung führt somit zu einem Anstieg der gemessenen  $\gamma$ -Intensität im  $0^\circ$ -Detektor. Das obere Bild zeigt die nach der Methode von P. Petkov [PET95] ermittelte zeitabhängige Winkelverteilungsfunktion  $\tilde{W}(\theta, t = x/v)$ , mit der die Stop-Peak-Intensität korrigiert werden kann.

# Kapitel 3

## Experimentelle Realisierung

### 3.1 Wahl der experimentellen Parameter

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Testmessungen und Experimente am Kölner FN-Tandem-Beschleuniger durchgeführt. Alle primär interessierenden Kerne, für deren Untersuchung die experimentellen Parameter optimiert wurden, liegen im Bereich der deformierten seltenen Erden. Einen Überblick gibt Tabelle 3.1.

Die ersten beiden Strahlzeiten dienten zum Sammeln grundsätzlicher Erfahrungen

Zeitpunkt	Reaktion	Zielsetzung/Ergebnis
Februar 1998	$^{104}\text{Pd}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}') @ 46 \text{ MeV}$	Erste Tests mit einem Silizium-Ringzähler
Juni 1998	$^{164}\text{Dy}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}') @ 100 \text{ MeV}$ $^{164}\text{Dy}(^{32}\text{S}, ^{32}\text{S}') @ 80 \text{ MeV}$	Tests verschiedener Solarzellen
August 1999	$^{152}\text{Sm}(^{32}\text{S}, ^{32}\text{S}') @ 105 \text{ MeV}$	Lebensdauern in $^{152}\text{Sm}$ und $^{181}\text{Ta}$
	$^{160}\text{Gd}(^{32}\text{S}, ^{32}\text{S}') @ 105 \text{ MeV}$ $^{162}\text{Dy}(^{32}\text{S}, ^{32}\text{S}') @ 105 \text{ MeV}$	Auftreten von thermischen Effekten <sup>a</sup>
März 2000	$^{171}\text{Yb}(^{32}\text{S}, ^{32}\text{S}') @ 105 \text{ MeV}$	Lebensdauern in $^{171,172}\text{Yb}, ^{107,109}\text{Ag}$
	$^{160}\text{Gd}(^{32}\text{S}, ^{32}\text{S}') @ 105 \text{ MeV}$	Lebensdauern in $^{160}\text{Gd}$ und $^{181}\text{Ta}$

<sup>a</sup>vergleiche Kapitel 5.3

Tabelle 3.1: Übersicht über die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente am Kölner FN-Tandem-Beschleuniger.

in Bezug auf die prinzipielle Durchführbarkeit einer Lebensdauerermessung nach Coulomb-Anregung in Köln. Wichtigste Voraussetzung dafür ist eine hinreichende Statistik in den resultierenden  $\gamma$ -Spektren. Weiterhin wurde die Möglichkeit eines Einsatzes von Solarzellen als „alternative Teilchenzähler“ getestet.

Tabelle 3.2 gibt eine Zusammenfassung der Überlegungen, die bei der Durchführung der Strahlzeiten vom August 1999 und März 2000 zur Wahl der speziellen experimentellen Parameter und des experimentellen Aufbaus geführt haben. Dieser wird im weiteren Verlauf dieses Kapitels näher beschrieben. Auf das Ergebnis des zweiten Teils der Strahlzeit vom August 1999 wird in Kapitel 5.3 näher eingegangen.

Parameter	Beschränkung	Anforderung	Ergebnis
Strahlart und Strahlenergie	FN-Tandem-Beschleuniger	Coulomb-Anregung der interessierenden Level	$^{32}\text{S}$ bei 105 MeV
Strahlstrom	therm. Belastung des Targets	genügend hohe Anzahl von Reaktionen	4 pA
Anzahl und Volumen der $\gamma$ -Detektoren	mechan. Aufbau; vorhandene Zähler	ausreichende $\gamma$ -Efficiency	10 CLUSTER-Segmente
Winkelbereich der Teilchen - Det.	Fokussierung der Recoils	genügend Koinzidenzen	$155^\circ - 175^\circ$
Anzahl der Teilchen - Det.	Kölner Analysator	hinreichende Ortsauflösung	6
Meßzeit	andere Experimente	ausreichende Statistik	4 Tage
Anzahl der Abstände	Meßzeit	gute Zerfallskurven	ca. 20

Tabelle 3.2: Zur Wahl der speziellen experimentellen Parameter.

## 3.2 Der Plunger

Bei allen Messungen der vorliegenden Arbeit kam der Kölner Kugelplunger [DEW98] als Reaktionskammer zum Einsatz. Er ist mit einem auf Piezokristallen basierenden Linearmotor, dem sogenannten INCHWORM, ausgerüstet, mit dessen Hilfe der Target-Stopper-Abstand auf  $0.01 \mu\text{m}$  genau (im Bereich von 0 bis  $10 \mu\text{m}$ ) eingestellt werden kann. Die Abstandsmessung erfolgt bei Abständen bis  $1000 \mu\text{m}$  über einen induktiven Abstandstaster der Firma TESATRONIC. Abbildung 3.1 zeigt den Plunger schematisch.

Auf Grund der Energiedeposition durch die Abbremsung der Projektile in den Target- und Stopper-Folien kommt es im Verlauf einer Messung zu einer allmählichen thermischen Ausdehnung von Target- und Stopperhalterungen. Kurzzeitige Strahlstromschwankungen führen darüberhinaus zu plötzlichen Temperaturänderungen in den Folien. Beide Effekte ziehen Änderungen des Target-Stopper-Abstands nach sich, die durch ein Regelsystem [BOE91][PEU96][TIE95] kompensiert werden

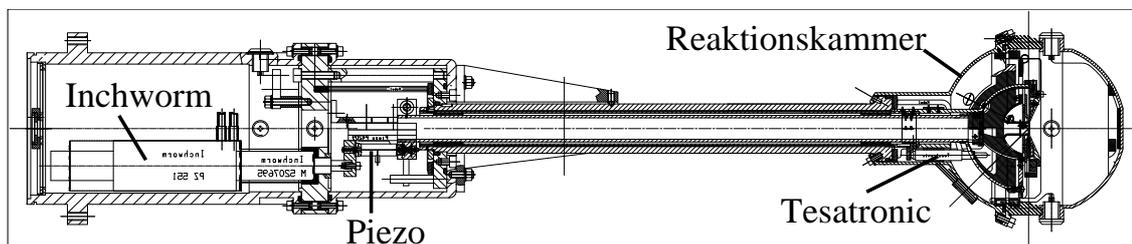


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des KÖLNER KUGELPLUNGERS.

müssen.

Hierfür wird ein gepulstes Signal einer bestimmten Amplitude auf die Targetfolie gegeben und an der Stopperfolie durch einen PC permanent überwacht. Dieser kann bei einer Änderung der Kapazität des Target-Stopper-Systems einen in der Targetschubstange eingebauten Regelpiezo (Regelbereich: 0 - 30  $\mu\text{m}$ ; vergleiche Abbildung 3.1) ansteuern.

Da die Änderungen des Abstands durch thermische Effekte abstandsunabhängig sind und die Zerfallskurven näherungsweise exponentiell abfallen (vergleiche Kapitel 2.6), wird die Regelung für kürzere Abstände und damit besonders für das Messen von kurzen ( $< 5\text{ps}$ ) Lebensdauern immer wichtiger. Die recht gute  $1/r$ -Abhängigkeit der Kapazität vom Abstand zwischen Target und Stopper (Plattenkondensator) erleichtert hier das Konstanthalten der kleinen Abstände. Jedoch begrenzt der elektrische Kontakt zwischen Target und Stopper den Minimalabstand. Dies bedingt hohe Ansprüche bezüglich der Glätte an die Oberflächen der Materialien. Abbildung 3.3 zeigt den Plunger montiert am Meßplatz R15 des Kölner FN-Tandem Beschleunigers.

### 3.3 Photodioden als Teilchentrigger

Die Kosten für Design und Bau eines Standard-Teilchendetektors für Experimente, wie sie im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, liegen bei mehr als 10 kDM. Demgegenüber sind die Kosten für Photodioden der Firma SILICON SENSORS aus Wisconsin, USA, mit ca. 4 US\$ für 0.25  $\text{cm}^2$  aktive Fläche vernachlässigbar gering. Ein weiterer Vorteil der Photodioden ist ihre extrem einfache und flexible Handhabung. Sie können geschliffen und geklebt werden und sind damit einfach in jeder beliebigen Geometrie verwendbar.

Man „erkauft“ sich diesen Vorteil durch eine schlechtere Energieauflösung von ca. 200 keV im Gegensatz zu ca. 50 keV von „normalen“ Siliziumzählern beim Nachweis von 5 MeV  $\alpha$ -Teilchen. Auch die Zeitauflösung ist mit einer Signalanstiegszeit von ca. 100 ns etwas schlechter im Vergleich zu ca. 10 ns eines Teilchenzählers. Der Grund hierfür liegt im breiteren Rauschband, das durch thermische Elektronen

verursacht wird. Durch das Anlegen einer Gegenspannung ließen sich keine nennenswerten Verbesserungen erzielen, jedoch sind die für die Detektion von Teilchen relevanten Eigenschaften der Photodiode stark abhängig von ihrer Größe: eine Verkleinerung der Oberfläche von z.B.  $1 \text{ cm}^2$  auf  $0.25 \text{ cm}^2$  halbierte etwa Energie- und Zeitauflösung auf die oben genannten Größen. Eine weitere Verbesserung wäre wahrscheinlich durch eine Kühlung der Photodioden auf Temperaturen  $T < -50^\circ$  Celsius möglich.

Benutzt man die Photodiode jedoch, wie in dieser Arbeit geschehen, in erster Linie zum Nachweis eines Teilchens von mehr als  $1 \text{ MeV}$  (*Teilchentrigger*) und ist somit nicht auf die genaue Bestimmung seiner Energie oder des Nachweiszeitpunktes angewiesen, so hat man den optimalen Detektor gefunden.

Abbildung 3.2 zeigt den geöffneten Plunger mit Blick auf die eingebauten Photodioden. Wie man erkennt ist der Polarwinkel sechsfach segmentiert. Betrachtet man als Beispiel die Reaktion  $^{152}\text{Sm}(^{32}\text{S}, ^{32}\text{S}')$  bei  $100 \text{ MeV}$  und wählt man einen Winkelbereich von  $155^\circ$  bis  $175^\circ$  für die rückgestreuten Projektile (dies entspricht Abbildung 3.2, vergleiche auch Tabelle 3.2), so werden die Recoils in einen Konus von  $0^\circ - 10^\circ$  nach vorne getreut. Ein engerer Winkelbereich für die rückgestreuten Projektile und folglich auch die Recoils bedeutet eine kleinere Koinzidenzzählrate. Die maximale Abweichung der Recoils von der Strahlachse führt nun lediglich zu einer kleinen ( $\cos(10^\circ) = 0.985$ ) Verschmierung des Flug-Peaks hin zu geringeren Energien in einem Germanium-Detektor unter  $0^\circ$ . In einem Germanium-Detektor unter  $35^\circ$  führt dieser Effekt jedoch zu einer signifikanten Verbreiterung des Flug-Peaks, da die detektierte Energie-Verschiebung von im Flug ausgesandten  $\gamma$ -Quanten nun um ca.  $\pm 10\%$  relativ zur Energie-Verschiebung für Recoils mit  $\theta = 0^\circ$  variiert. Mit Hilfe der gewählten Segmentierung kann man verschieden starke Doppler-Verschiebungen im Germanium-Detektor in einzelne Koinzidenzspektren trennen.

### 3.4 Das $\gamma$ -Spektrometer

Alle Messungen dieser Arbeit wurden am Meßplatz R15 des Kölner FN-Tandem-Beschleunigers durchgeführt. Da es derzeit in Köln keinen festen Meßplatz gibt, der sich für das Messen von Lebensdauern nach der RDDS-Methode eignet, wurde aus vorhanden Gestellteilen und Einzeldetektoren ein Spektrometer mit geeigneter Geometrie zusammengestellt.

Das Spektrometer bestand bei allen Messungen aus einem EUROBALL-CLUSTER-Detektor<sup>1</sup> unter  $0^\circ$  und weiteren drei einzeln gekapselten CLUSTER-Segmenten unter

---

<sup>1</sup>Ein EUROBALL-CLUSTER-Detektor besteht aus sieben hexagonal geschliffenen und gekapselten Germanium-Kristallen, die an einem gemeinsamen Kryostaten benachbart montiert sind [THO95]. Ihre relative Ansprechwahrscheinlichkeit liegt bei 60% im Vergleich zu einem NaJ(Tl)-

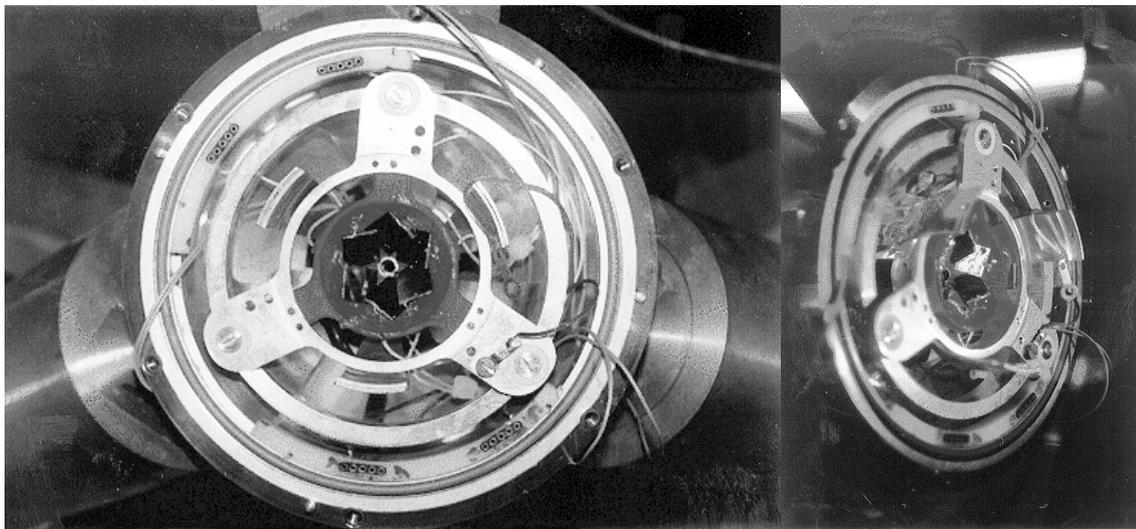


Abbildung 3.2: Die Photos zeigen den geöffneten Plunger. Target und Stopper sind ausgebaut, so daß man die letzte Blende vor dem Target mit einem Durchmesser von 3 mm in der Mitte erkennen kann (Frontalansicht). Sie ist umgeben von 6 Solarzellen in kreisförmiger Anordnung, die auf einer hinter den Targethalter geschraubten Halterung aufgeklebt sind. Weiterhin sieht man die drei Arme, an denen die Stopperhalterung befestigt wird (in der Seitenansicht). Im Hintergrund erkennt man die Germanium-Detektoren. Fotos: Kempfer

Rückwärtswinkeln. Insgesamt ergeben sich drei Gruppen von Detektoren mit gleichen Winkeln zur Strahlachse. Einen Überblick gibt Tabelle 3.3.

Eine Seitenansicht des Meßplatzes gibt der rechte Teil von Abbildung 3.3. Neben den Germanium-Detektoren erkennt man im Vordergrund rechts die zur Plungerregelung gehörige Elektronik und im Vordergrund links die Elektronik zur Verarbeitung der Signale der Photodioden.

Winkelbereich	Anzahl der Detektoren	Art des Detektors
133° bis 155°	3	einzelne EUROBALL-CLUSTER-Segmente
-20° bis 20°	1	zentrales CLUSTER-Segment
20° bis 47°	6	äußerer Ring des CLUSTERS

Tabelle 3.3: Die zur Lebensdauerenauswertung relevanten Detektorgruppen des  $\gamma$ -Spektrometers.

Die Germanium-Detektoren wurden so montiert, daß sich ihre Kristalle so nah wie möglich am Target befanden. Dies erkennt man im linken Teil von Abbildung 3.3. Die Abstände vom vorderen Ende der Kristalle bis zum Strahlfleck auf dem Target reichten von 9 - 11 cm (im Gegensatz zu z.B. 36 cm beim EUROBALL-Spektrometer). Daher hat man eine hohe  $\gamma$ -Efficiency. Jedoch ist die Ortsauflösung niedrig.

Szintillatorzähler der Größe 3" x 3" bei einer  $\gamma$ -Energie von 1.3 MeV; die mittlere Auflösung liegt hier bei 2.3 keV.

Da die Coulomb-Anregung, wie bereits erwähnt, Zustände sehr selektiv anregt und der Kölner FN-Tandem-Beschleuniger die Strahenergie von  $^{32}\text{S}$  auf 105 MeV begrenzt, liegt das Maximum der Anzahl der an einer  $\gamma$ p-Koinzidenz beteiligten  $\gamma$ -Quanten bei eins. Daher ist die Wahrscheinlichkeit, daß zwei an einer Koinzidenz beteiligte  $\gamma$ -Quanten in nur einen Kristall eindringen und dieser dann lediglich ihre Summenenergie registriert, vernachlässigbar gering.

Es stellte sich im Rahmen anderer Experimente [SCH00] heraus, daß dieses Spektrometer nicht nur für einfache  $\gamma$ - oder  $\gamma$ p-Messungen geeignet ist, sondern durchaus auch für die Realisierung von  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessungen.

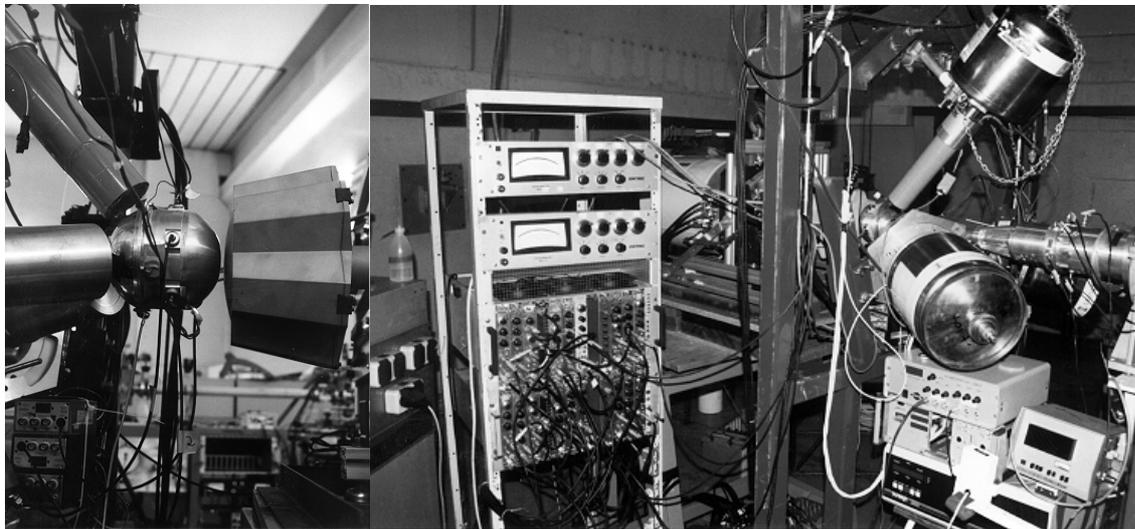


Abbildung 3.3: Der Meßplatz an R15 in der großen Strahlrohrhalle am FN-Tandem-Beschleuniger in einer Seitenansicht (rechts) und die Targetkammer des KÖLNER KUGELPLUNGERS umgeben von den Germanium-Detektoren (links). Fotos: Kemper

### 3.5 Das gesamte Setup

Abbildung 3.4 zeigt schematisch das gesamte Setup, das bei den Messungen dieser Arbeit zum Einsatz kam. Insgesamt ergeben sich 60 Kombinationsmöglichkeiten von Photodiode zu Germanium-Detektor. Jede Kombination korrespondiert dabei zu einer anderen Dopplerverschiebung im  $\gamma$ -Spektrum (vergleiche auch Kapitel 4.1.3).

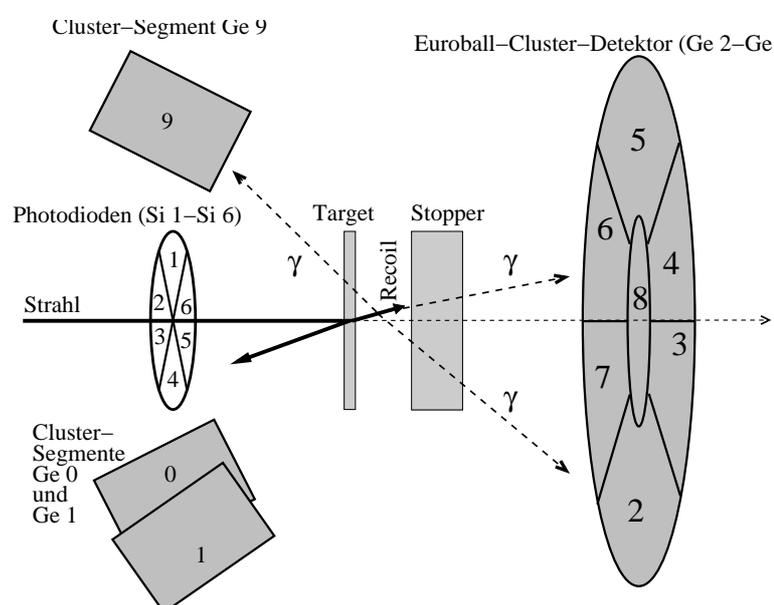


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des bei Messungen dieser Arbeit benutzten Setups, bestehend aus 10 Germanium-Detektoren und 6 Photodioden (vergleiche auch Abbildung 3.3 und Abbildung 3.2). Wie man erkennt, korrespondieren verschiedene Kombinationen von Photodiode mit Germanium-Detektor zu verschiedenen Dopplerverschiebungen in den  $\gamma$ -Spektren.



# Kapitel 4

## Datenaufbereitung

Während der Messungen wurden alle  $\gamma p$ -Koinzidenzen auf Magnetbänder geschrieben, die dann später (oder *offline*) ausgewertet wurden. Ein Koinzidenzereignis (*Event*) bestand dabei aus den jeweiligen  $\gamma$ - oder Teilchenenergien und deren Nachweiszeitpunkten in den einzelnen Kanälen. Die Zeiten wurden relativ zu einer für das Event den Zeitpunkt Null definierenden Referenz (dem *Master*) bestimmt. Die Koinzidenzbedingung wurde dabei wie üblich in dem im Vergleich zum Energie-Zweig schnelleren Zeit-Zweig gesetzt. Es war eine einfache „Und“-Verknüpfung zwischen dem auf 500ns verbreiterten „Oder“-Signal aller 6 Photodioden-Kanäle und dem „Oder“-Signal aller 10 Germanium-Kanäle ausreichend. Weiterhin wurden alle  $\gamma$ -Ereignisse ohne weitere Koinzidenz-Bedingung, die Singles-Spektren, auf einer Festplatte gespeichert.

Eine detaillierte Beschreibung des Kölner Analysator-Systems ist [TIE99] zu entnehmen.

### 4.1 Die Erzeugung der $\gamma$ -Spektren

#### 4.1.1 Zufällige Koinzidenzen

Zunächst wurden die Daten mit Hilfe eines unter Benutzung der FERA-Library [NIC89, WIR93, ALB95] neu geschriebenen Sortierprogramms für jede Kombination von Photodiode und Germanium-Detektor in sogenannte  *$\gamma p$ -Koinzidenz-Matrizen* einsortiert. Da die  $\gamma$ -Spektren durch die relativ wenigen aber sehr intensiven Linien der Coulomb-Anregung dominiert waren, wurde zur Reinigung der Matrizen von zufälligen Koinzidenz-Ereignissen unter Ausnutzung der Zeitinformation ein Untergrundabzug durchgeführt.

Hierfür wurde für jede  $\gamma p$ -Koinzidenz die Differenzzeit zwischen  $\gamma$ -Zeit und Teilchenzeit gebildet und in ein Spektrum sortiert. Es ergibt sich ein Zeit-Differenz-Spektrum wie im linken Teil der Abbildung 4.1 gezeigt. Der Peak enthält die wirklichen physikalischen Koinzidenzen und sitzt auf dem Untergrund der zufälligen Koinzidenzen.

Für jedes Event, das in die Koinzidenz-Matrix sortiert wird, verlangt man, daß die entsprechende Differenzzeit zwischen zwei Relativzeiten liegt, also im sogenannten *Zeitgate* (vergleiche Abbildung 4.1). Durch die Differenzbildung der Koinzidenz-Peak-Matrix mit der Zeit-Untergrund-Matrix (vergleiche wieder Abbildung 4.1) erreicht man eine sehr effektive Reinigung von zufälligen Koinzidenzen. Dies wird in rechten Teil von Abbildung 4.1 deutlich.

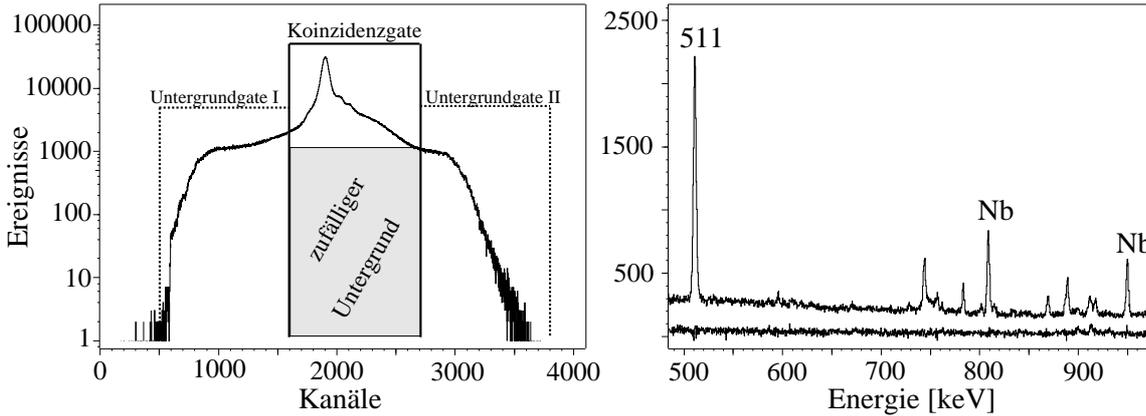


Abbildung 4.1: Differenzzeitspektrum zwischen  $\gamma$ - und Teilchenzeiten (linkes Bild) und  $\gamma p$ -Koinzidenz-Spektren mit und ohne Gate im Zeitzweig (rechtes Bild). Man erkennt deutlich die restlose Eliminierung der 511 keV  $\gamma$ -Linie und zweier  $\gamma$ -Linien des  $^{93}\text{Nb}$ -Stoppers (809 keV und 950 keV) durch den Abzug zufälliger Koinzidenzen. Die 511 keV  $\gamma$ -Linie der Paarvernichtung stammt aus einem  $\beta^+$ -Zerfall und kann daher nicht koinzident mit einem rückwärtsgestreuten Teilchen sein. Zur Eliminierung der Nb-Linien vergleiche auch nächstes Kapitel.

### 4.1.2 Ausnutzung der Teilchenenergie

Da die meisten Targetmaterialien nicht als freitragende Targets hergestellt werden können, werden sie auf eine metallische Trägerfolie (ein *backing*) gedampft. Diese Folie wird zur Erzeugung einer möglichst glatten Oberflächen über einen Targetkonus gespannt. Es ergibt sich das Problem, daß an dem Backingmaterial natürlich auch Coulomb-Anregungen stattfinden, deren  $\gamma$ -Übergänge die  $\gamma$ -Spektren verunreinigen. Jedoch kann man in den Teilchenspektren der zurückgestreuten Projektile das Targetmaterial vom Backingmaterial unterscheiden. Der Grund hierfür liegt in den verschiedenen Massenzahlen, die bei gleichem Projektil zu einem unterschiedlichen Energieübertrag führen. Im Energiespektrum der Teilchen liegen somit solche Projektile, die von leichteren Materialien rückgestreut werden, bei niedrigerer Energie. Da es sich hier um Energiedifferenzen im MeV-Bereich handelt, sind die verschiedenen Peaks auch im Spektrum der Photodioden trennbar.

Abbildung 4.2 zeigt einen Ausschnitt der in dieser Arbeit erstellten  $\gamma p$ -Matrix der Reaktion  $^{152}\text{Sm}(^{32}\text{S}, ^{32}\text{S}') @ 105 \text{ MeV}$ , aufsummiert über alle Abstände. Das Backing

bestand aus  $^{181}\text{Ta}$ .

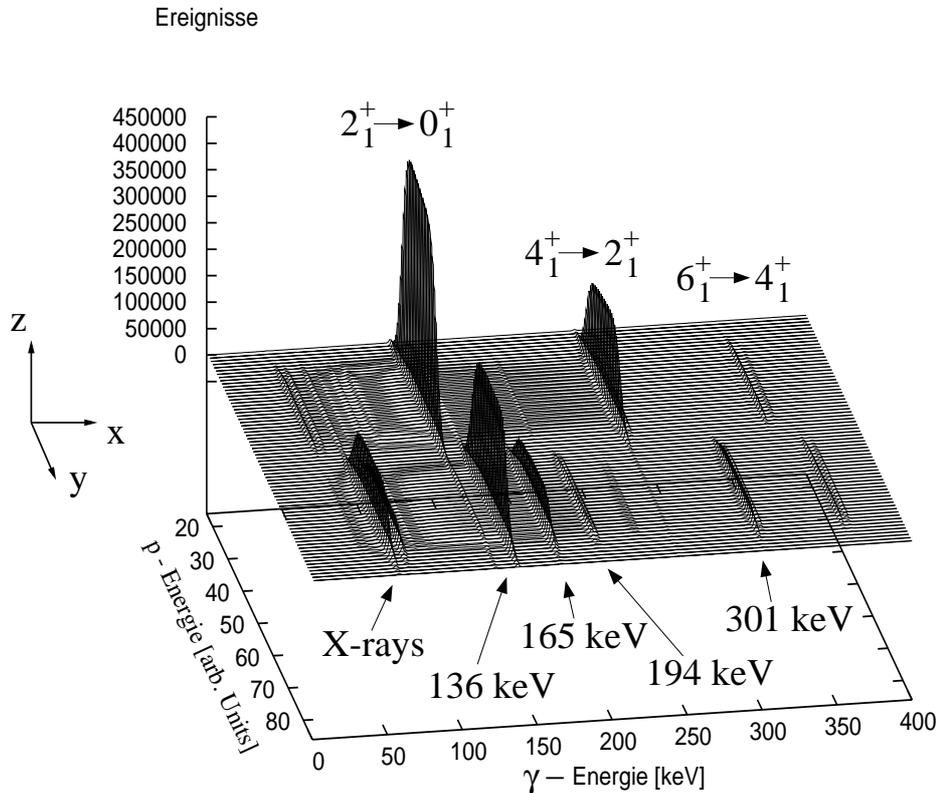


Abbildung 4.2: Ausschnitt aller in dieser Arbeit erstellten  $\gamma p$ -Matrizen der Reaktion  $^{152}\text{Sm}(^{32}\text{S}, ^{32}\text{S}') @ 105 \text{ MeV}$ , aufsummiert über alle Abstände und alle Detektoren. Das Backing bestand aus  $^{181}\text{Ta}$ . Die Grundzustandsübergänge in  $^{152}\text{Sm}$  sind gekennzeichnet; Übergänge in  $^{181}\text{Ta}$  sind mit ihrer Energie versehen.

Setzt man ein Gate auf die Energie der rückgestreuten Projektile, so kann man die  $\gamma$ -Linien von Target- und Backing-Material voneinander trennen. Mit welcher Güte dies geschehen kann, wird in Abbildung 4.3 deutlich, die Ausschnitte der durch Teilchengates getrennten  $\gamma$ -Spektren von  $^{152}\text{Sm}$  und  $^{181}\text{Ta}$  zeigt. Abbildung 4.4 zeigt die Ausschnittsvergrößerung eines Peaks der  $\gamma p$ -Matrix aus Abbildung 4.2. Die Breite des Teilchenpeaks gibt unmittelbar Auskunft über die Dicke des Targets, die Form des Flug-Peaks gibt unmittelbar Auskunft über die Geschwindigkeitsverteilung der aus dem Target kommenden Recoils.

Bei Coulomb-Anregungs-Experimenten an schweren Kernen mit  $A > 130$  bietet es sich an, statt der sonst bei RDDS-Messungen häufig verwendeten Gold-Stopper zu leichteren Stoppern aus  $^{93}\text{Nb}$  überzugehen. Der Grund hierfür liegt in der

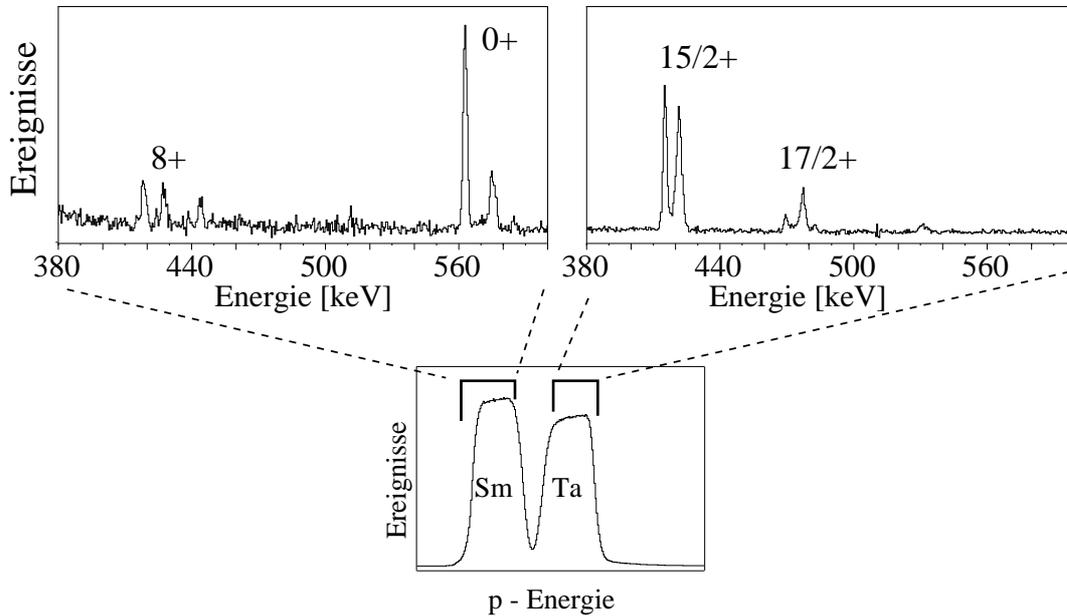


Abbildung 4.3: Durch Teilchengates getrennte  $\gamma$ -Spektren von  $^{152}\text{Sm}$  und  $^{181}\text{Ta}$  (oberer Teil) und Teilchenprojektion der  $\gamma p$ -Koinzidenz-Matrizen (unterer Teil), aufgenommen bei ca.  $70\ \mu\text{m}$  Abstand zwischen Target und Stopper. Man erkennt deutlich die Aufhebung des Doublets im Bereich von  $410\ \text{keV}$  bis  $430\ \text{keV}$ , die die Auswertung entsprechender  $\gamma$ -Übergänge erst ermöglicht.

Tatsache, daß die Projektile auch das gesamte Target durchdringen, am Stopper zurückgestreut, erneut das Target durchdringen, und dann in der Photodiode nachgewiesen werden können. Bei der Verwendung eines leichten Stoppers kann man diese Signale geringer Energie bereits durch eine Energie-Schwelle im Zeitzweig (am *Constant-Fraction-Diskriminator*) wirkungsvoll unterdrücken.

### 4.1.3 Definition der Gruppen

Im nächsten Schritt wurden die 60 Spektren geeignet addiert um für die Bestimmung der Peakflächen ausreichende Statistik zu erlangen. Da die Coulomb-Anregungs-Spektren  $\gamma$ -Linien stark unterschiedlicher Intensität aufwiesen, bot es sich an, verschiedene Gruppen von Spektren zu erzeugen. So war es bei starken Linien im Spektrum möglich, aus sechs unterschiedlichen Sets von Spektren sechs unabhängige Lebensdauern zu bestimmen, während bei sehr schwachen Linien die Analyse des Summenspektrums aller Detektoren unter Vorwärtswinkeln nur eine Lebensdauer ergab. Eine Übersicht über die verschiedenen Sets von erzeugten Summenspektren gibt Tabelle 4.1.

Abbildung 4.5 zeigt die aufsummierten Spektren verschiedener Gruppen für den  $(4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Übergang in  $^{152}\text{Sm}$ .

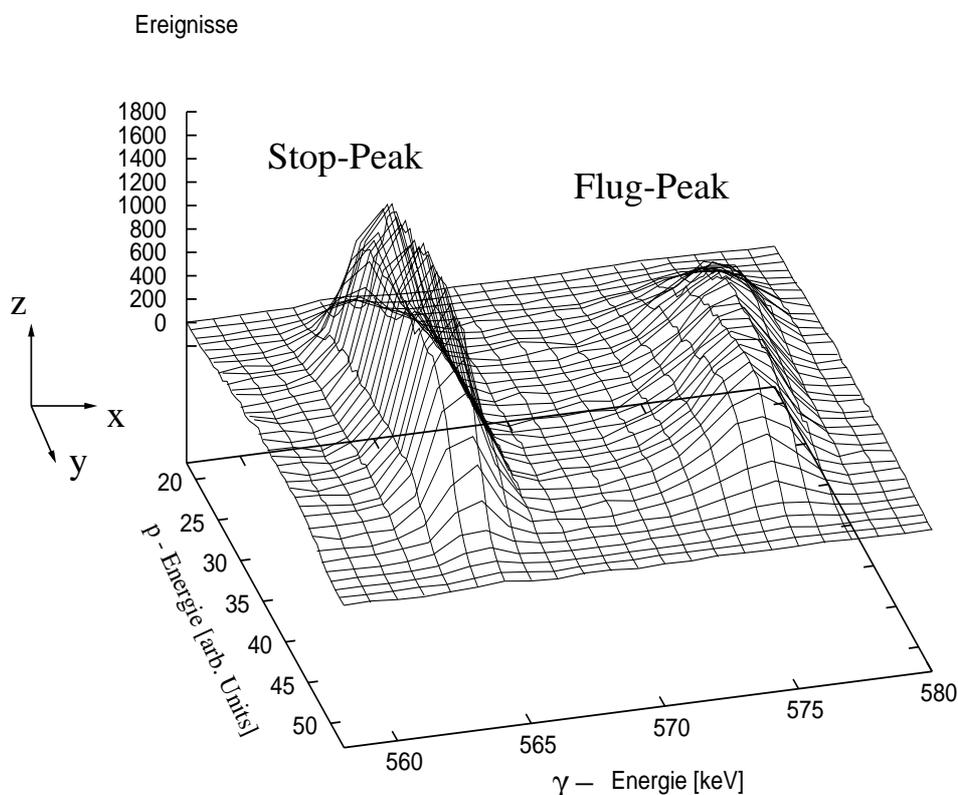


Abbildung 4.4: Wie Abbildung 4.2, jedoch stark vergrößerter Ausschnitt des  $(0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Übergangs in  $^{152}\text{Sm}$ . An der Form des Flug-Peaks spiegelt sich die Geschwindigkeitsverteilung der Recoils wider: eine größere Dopplerverschiebung korrespondiert zu schnelleren Teilchen, also solchen, die eher aus der dem Stopper zugewandten Region des Targets stammen. Die zugehörigen Projektile deponieren daher mehr Energie im Target und werden unter Rückwärtswinkeln mit kleinerer Energie detektiert. Die Breite des Teilchenpeaks gibt also bereits während der Durchführung des Experiments direkt Auskunft über die Dicke des Targetmaterials.

## 4.2 Die Anwendung der DDCM

### 4.2.1 Abstandseichung

Jeweils vor Beginn und nach Ende der Messungen wurden die Kapazitäten des aus der Target- und der Stopper-Folie, sowie aus dem übrigen Plunger bestehenden Systems gegen die Meßwerte des Mikrometers (TESA) geeicht. Die Eichungen wurden ohne Strahl am kalten Plunger bei ausgeschalteter Regelung über den gesamten Meßbereich vorgenommen. Durch den Vergleich der Abstandseichung vor der Messung und der danach wurde sichergestellt, daß zwischenzeitlich keine Änderungen

Bezeichnung	Kombinationen (Si, Ge) $si \in \{1..6\}, cl \in \{2..8\}$
ge8	(1,8);(2,8);(3,8);(4,8);(5,8);(6,8)
fmx	(1,2);(2,3);(3,4);(4,5);(5,6);(6,7)
fmd	(1,7);(1,3);(2,2);(2,4);(3,3);(3,5);(4,4);(4,6);(5,5);(5,7);(6,2);(6,6)
fmn	(1,6);(1,4);(2,5);(2,7);(3,2);(3,6);(4,3);(4,7);(5,2);(5,4);(6,3);(6,5) (1,5);(2,6);(3,7);(4,2);(5,3);(6,4)
fg1	(2,cl);(4,cl);(6,cl)
fg2	(1,cl);(3,cl);(5,cl)
clu	(si,2);(si,3);(si,4);(si,5);(si,6);(si,7);(si,8)
bmX	(2,0);(3,0);(4,0);(4,1);(5,1);(6,1);(2,9);(1,9);(6,9)
bmN	(1,0);(5,0);(6,0);(5,1);(6,1);(1,1);(3,9);(2,9);(5,9)
bck	(si,0);(si,1);(si,9)

Tabelle 4.1: Zusammensetzung der für die Analyse der Lebensdauern benutzten Gruppen von  $\gamma$ -Spektren. Die Numerierung der Teilchen- und Germanium-Detektoren ist Abbildung 3.4 zu entnehmen.

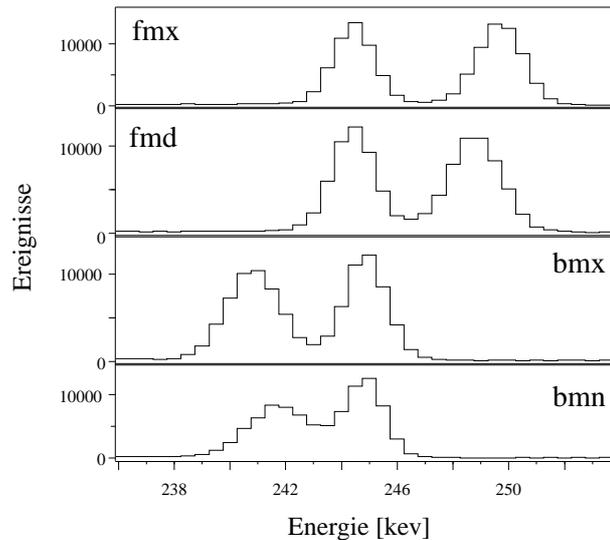


Abbildung 4.5: *Stop- und Flug-Peak* des  $(4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Übergangs in  $^{152}\text{Sm}$  bei einem Abstand von  $403 \mu\text{m}$ . Zur Bezeichnung der Spektren vergleiche Tabelle 4.1. Es wird deutlich, daß die bessere Trennung von Flug- und Stop-Peak der Gruppen mit größerer Dopplerverschiebung die Auswertung vereinfacht.

der Relativabstände zueinander, zum Beispiel durch mechanische Einwirkungen auf den Plunger, stattgefunden haben.

Der Bereich zwischen den Meßpunkten wurde mit Hilfe von frei wählbaren Stützstellen durch stetig differenzierbar aneinandergefügte Polynome zweiten Grades interpoliert. Hierbei wurde Wert darauf gelegt, daß die gefittete Kurve glatt und physikalisch sinnvoll war. Mittels dieser Eichung können die verschiedenen Relativabstände auf

wenige Bruchteile eines Mikrometers bestimmt werden, so daß der Abstandsfehler im Verlauf der weiteren Auswertung keine Rolle mehr spielt.

### 4.2.2 Normierung

Sowohl unterschiedliche Meßdauern als auch Strahlstromschwankungen machen es notwendig, die jeweiligen Messungen bei verschiedenen Abständen auf eine gleiche Anzahl produzierter Rückstoßkerne zu normieren. Erst durch diese Normierung werden die Flächen, die sich aus den Spektren ergeben, untereinander vergleichbar und können für die Bestimmung der Lebensdauern verwendet werden.

Da bei allen Messungen dieser Arbeit ein  $^{93}\text{Nb}$ -Stopper zum Einsatz kam, bot sich in allen Fällen eine Normierung mit zwei starken Niob-Linien (808.5 keV und 949.5 keV) an. Die Intensität der Linien wurde aus den Singles-Spektren bestimmt. Damit war sichergestellt, daß keinerlei abstandsabhängige Effekte die Normierung beeinflussen.

### 4.2.3 Bestimmung der Rückstoßgeschwindigkeit

Die Rückstoßgeschwindigkeit der Kerne wurde aus den Spektren der Gruppe  $g_8$  (vergleiche Tabelle 4.1) bestimmt<sup>1</sup>. Hierbei wurde bei möglichst vielen Linien über einen möglichst großen Energiebereich die Lage von Stop- und Flug-Peak ermittelt und dann nach der Formel 2.1 für jedes Linienpaar eine Einzelgeschwindigkeit bestimmt. Als experimentelle Geschwindigkeit wurde das gewichtete Mittel aller Einzelgeschwindigkeiten angenommen.

### 4.2.4 Bestimmung der Lebensdauern

Zur Extraktion der Lebensdauer aus den  $\gamma$ -Spektren wurden zunächst Stop- und Flug-Peak-Flächen des interessierenden Übergangs mit Hilfe des Programms TV [THE92] bestimmt. Hierbei wurde bei einer hinreichend guten Trennung von Flug- und Stop-Peak das untergrundkorrigierte Integral über die Peaks verwendet. Im anderen Fall wurden Gauss-Funktionen angepaßt. Die Flächen wurden anschließend normiert und auf die Konstanz ihrer Summe hin überprüft.

Eine leicht abgewandelte Version des Programms DDCMA [PET92] wurde dann benutzt, um aus den normierten Stop-Peak-Flächen die Lebensdauer des Niveaus zu bestimmen. Der Flug-Peak wurde also im Regelfall lediglich zur Kontrolle der Konstanz der Summenintensität benutzt. Der Nenner von Formel 2.3 wurde interaktiv mit Hilfe eines Fits stetig differenzierbar aneinandergelagerter Polynome zweiten Grades (analog zur Abstandseichung) bestimmt. Hierbei wurde wiederum

---

<sup>1</sup>Die Bestimmung der Lebensdauern ist von der in Kapitel 3.3 erwähnten Verbreiterung des Flug-Peaks nicht betroffen, da für Recoils mit  $\theta \neq 0$  neben  $(v/c)_{exp} = (v/c) \cdot \cos(\theta)$  auch  $x_{exp} = x \cdot \cos(\theta)$  gilt. Dies zusammengenommen spielt im Nenner von Formel 2.3 keine Rolle.

Wert darauf gelegt, daß die gefitteten Zerfallskurven hinlänglich glatt und mit nur einem Wendepunkt, also physikalisch sinnvoll, waren.

Zur Feedingkorrektur benötigt das Programm als Input alle in Formel 2.3 vorkommenden Größen. Im allgemein konnten Verzweigungsverhältnisse und Multipolmischungsverhältnisse den Nuclear Data Sheets entnommen werden [NDS]. Zur Energie-Eichung und zur Bestimmung der relativen Ansprechwahrscheinlichkeiten der Germanium-Detektoren wurde nach jeder Messung eine Eichung vorgenommen, bei der eine kleine Europium-Eichquelle zwischen Target und Stopper an die Position des Strahlflecks gebracht wurde. Zusammen mit den relativen Zählraten der einzelnen Photodioden über die gesamte Meßzeit konnte so die Efficiency jeder Gruppe von Germanium-Detektoren und Photodioden bestimmt werden.

Alle Konversionskoeffizienten wurden aus den Tabellen von Rösler et al. [ROE78] durch Interpolation bestimmt.

Die Winkelverteilungsfunktionen ließen sich mit Hilfe des Programms für multiple Coulomb-Anregung [WDB65] berechnen (siehe Kapitel 2.7). Da der statistische Tensor der Winkelverteilung nur schwach von den Matrixelementen abhängt, reichten hier recht grobe Schätzwerte als Eingabe aus.

Abbildung 4.6 illustriert exemplarisch für den  $6_1^+$ -Zustand in  $^{152}\text{Sm}$  die Anwendung der DDCM.

Als Lebensdauer für ein angeregtes Kernniveau wurde das Mittel über alle Einzel-Lebensdauern, die sich bei der Auswertung der  $\gamma$ -Spektren der verschiedenen Gruppen ergaben, angenommen. Da es keine Hinweise auf systematische Fehler bei der Auswertung gab, sind die in dieser Arbeit angegebenen Fehler der Lebensdauern rein statistischer Natur.

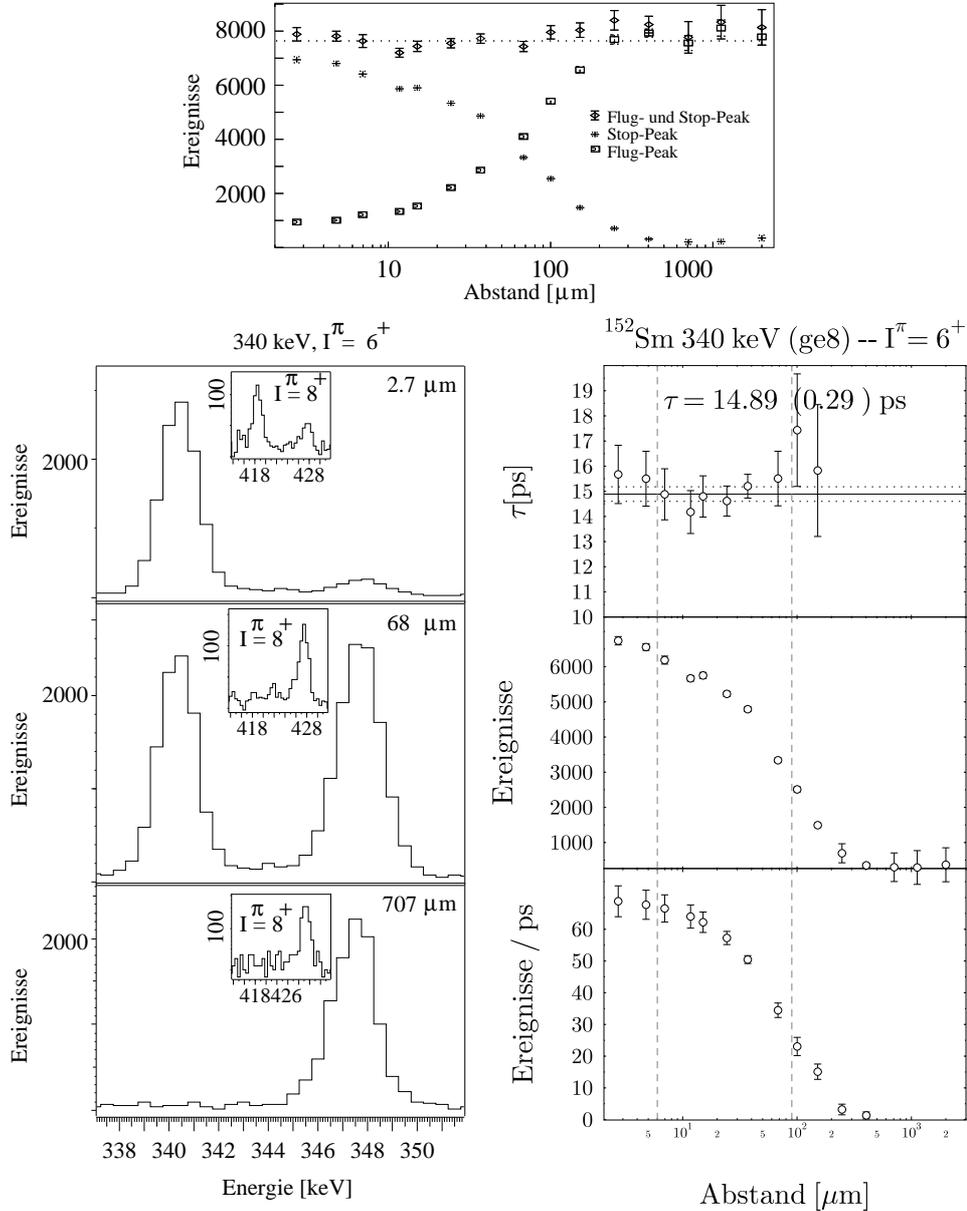


Abbildung 4.6: Illustration zur Anwendung der DDCM bei der Auswertung des ( $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ )-Übergangs in  $^{152}\text{Sm}$ , detektiert im  $0^\circ$ -Detektor. Der obere Teil zeigt Stop- und Flug-Peak sowie deren Summe. Es ist kein Deorientierungseffekt erkennbar. Links sind Stop- und Flug-Peak des Übergangs zusammen mit denen eines fütternden Übergangs ( $8_1^+ \rightarrow 6_1^+$ ) bei drei verschiedenen Target-Stopper-Abständen gezeigt. Auch der rechte Teil ist dreigeteilt: oben ist die  $\tau$ -Kurve und darunter sind Zähler und Nenner von Formel 2.3 gezeigt. Der sensitive Bereich ist durch die gestrichelten Linien angedeutet.



# Kapitel 5

## Resultate der Experimente

Im weiteren werden die Resultate der Experimente vom August 1999 und vom März 2000 im einzelnen vorgestellt. Eine Tabelle mit den verschiedenen Target-Stopper-Abständen der einzelnen Messungen sowie den unterschiedlichen Rückstoßgeschwindigkeiten befinden sich im Anhang A. Einige repräsentative  $\tau$ -Kurven befinden sich im Anhang B.

### 5.1 RDDS-Messung an $^{152}\text{Sm}$

Das Ziel der Messung an  $^{152}\text{Sm}$  vom August 1999 war, neben einer Verankerung der Methode an Hand bereits gut bekannter Lebensdauern, die Bestimmung der Lebensdauer des  $4_2^+$ -Zustands. Es konnten insgesamt drei Lebensdauern innerhalb der Grundzustandsbande und vier Lebensdauern von Non-Yrast Zuständen bestimmt werden. Einen Überblick und den Vergleich mit Literaturwerten gibt Tabelle 5.1.

Die hervorragende Übereinstimmung Lebensdauern dieser Arbeit mit den Literaturwerten innerhalb der zum Teil sehr kleinen Fehler ( $\Delta\tau < 2\%$  für alle Zustände der Grundzustandsbande) ist bemerkenswert. Es ist noch hinzuzufügen, daß die Lebensdauern, die den *Nuclear Data Sheets* entnommen sind, aus den Ergebnissen mehrerer unabhängiger Experimente gemittelt wurden. Gerade diese Übereinstimmung demonstriert zum einen die Stärke der Meßmethode und gibt zum anderen der deutlichen Abweichung der neuen Lebensdauer des  $4_2^+$ -Zustands vom Literaturwert Nachdruck.

Zu einigen wichtigen Punkten der Auswertung:

- Das Backingmaterial bestand aus natürlichem Tantal (99.988%  $^{181}\text{Ta}$ ). Es wurde zur Trennung der  $\gamma$ -Spektren auf die Teilchenenergien gegatet.
- Auf Grund von temporären Problemen bei der Aufzeichnung von Singles-Daten des Kölner Analysatorsystems, mußte die Normierung mit Hilfe der

$I_i^\pi$	$I_f^\pi$	$E_\gamma$ [keV]	$\tau_{gruppe}$ [ps]			$\bar{\tau}$ [ps]	$\tau_{NDS}$ [ps]
$8_1^+$	$6_1^+$	418	4.41(40) <sub>ge8</sub>	4.50(35) <sub>fmx</sub>	4.37(31) <sub>bmx</sub>	4.42(6)	4.54(22)
			4.38(28) <sub>fmd</sub>	4.50(46) <sub>bm n</sub>	4.33(31) <sub>fmn</sub>		
$6_1^+$	$4_1^+$	340	14.89(29) <sub>ge8</sub>	15.36(29) <sub>fmx</sub>	14.58(37) <sub>bmx</sub>	14.96(25)	14.57(30)
			14.85(17) <sub>fmd</sub>	15.17(47) <sub>bm n</sub>	14.91(27) <sub>fmn</sub>		
$4_1^+$	$2_1^+$	245	82.8(29) <sub>ge8</sub>	83.9(21) <sub>fmx</sub>	85.3(38) <sub>bmx</sub>	83.27(107)	83.24(115)
			82.2(10) <sub>fmd</sub>	82.3(36) <sub>bm n</sub>	83.1(35) <sub>fmn</sub>		
$2_1^+$							2020(16)
$4_2^+$	$4_1^+$	901	11.91(140) <sub>clu</sub>	9.10(392) <sub>bck</sub>		12.01(190)	$\approx 7$
	$6_1^+$	656	12.69(296) <sub>clu</sub>	14.35(182) <sub>bck</sub>			
$2_2^+$	$0_1^+$	810	10.93(109) <sub>clu</sub>	10.09(124) <sub>bck</sub>		10.75(94)	10.67(86)
	$2_1^+$	689	10.79(71) <sub>f g1</sub>	10.14(70) <sub>f g2</sub>	10.43(45) <sub>bck</sub>		
	$4_1^+$	444	10.90(102) <sub>clu</sub>	9.7(20) <sub>bck</sub>			
$0_2^+$	$2_1^+$	563	8.63(41) <sub>ge8</sub>	8.70(55) <sub>fmx</sub>	8.63(34) <sub>bmx</sub>	8.83(20)	8.90(60)
			8.82(26) <sub>fmd</sub>	9.19(63) <sub>bm n</sub>	8.98(38) <sub>fmn</sub>		
$2_3^+$	$0_1^+$	1085	1.39(11) <sub>clu</sub>	1.46(19) <sub>bck</sub>		1.57(20) <sup>a</sup>	1.25(6)
	$2_1^+$	964	1.60(47) <sub>clu</sub>	1.39(12) <sub>bck</sub>			

<sup>a</sup>setzt sich zusammen aus der mittleren Lebensdauer, 1.43(4), und einer Korrektur für die Abbremszeit der Rückstoßkerne im Stopper ( $\approx 1.2$  ps).

Tabelle 5.1: Lebensdauern angeregter Niveaus in  $^{152}\text{Sm}$  dieser Arbeit im Vergleich mit den Literaturwerten [NDS].

Koinzidenz-Daten durchgeführt werden. Die 194keV Linie in  $^{181}\text{Ta}$  war geeignet, da ihre Winkelverteilung, berechnet mit Hilfe des Programms für multiple Coulomb-Anregung von Winther et al. [WDB65], bis auf Änderungen kleiner als 2% konstant war.

- Feeding von oben mußte lediglich bei der Bestimmung der Lebensdauern des  $4_1^+$ - und  $6_1^+$ -Niveaus berücksichtigt werden.
- Eine Analyse der Lebensdauer des  $2_1^+$ -Niveaus war auf Grund der zu geringen Dopplerverschiebung nicht möglich. Es ließ sich jedoch ein starker Deorientierungseffekt mit  $\tau_{relax} = 11(5)$  ps nachweisen. Dies bedeutet, daß sich die Summenintensität aus Flug- und Stop-Peak ab 100  $\mu\text{m}$  nicht weiter ändert. Es ist erwähnenswert, daß sich ein Anstieg der Intensität im  $0^\circ$ -Detektor und ein Abfallen der Intensität in allen anderen Detektoren zeigte (siehe Abbildung 5.1). Der Grund ist das sehr scharfe Minimum der Winkelverteilung reiner ( $L = 2, m = 0$ )-Strahlung unter  $0^\circ$  (vergleiche Abbildung 2.6).
- Der Deorientierungseffekt ist für alle Zustände mit  $I > 4$  nicht mehr relevant (vergleiche Abbildung 4.6). Da der  $4_1^+$ -Zustand einen sensitiven Bereich hat, der jenseits der 100  $\mu\text{m}$  liegt (vergleiche Abbildung B.2), spielt hier die Deorientierung ebenfalls keine Rolle. Da er weiterhin für  $0^+$ -Zustände auf Grund

der isotropen Winkelverteilung entvölkernder Übergänge verschwindet, muß er nur noch für den  $2_2^+$ -, den  $4_2^+$ - und den  $2_3^+$ -Zustand in Betracht gezogen werden. Bei allen diesen Zuständen war jedoch keine signifikante Änderung der Summenintensität von Flug- und Stop-Peak innerhalb der bei diesen Werten recht großen Fehler beobachtbar (vergleiche Abbildung 5.2).

- Eine Besonderheit betrifft die Auswertung des  $8_1^+$ -Niveaus (418 keV Linie). Von den erzeugten Schnittspektren (vergleiche Abbildung 4.3) wurde hier ein schmaler Schnitt auf den Tantal-Peak im Teilchenspektrum abgezogen, um die Spektren restlos von der Kontamination mit der in den Singles-Spektren deutlich stärkeren 415 keV Linie aus  $^{181}\text{Ta}$  zu reinigen. Der Samarium-Peak liegt im Teilchenspektrum bei geringerer Energie und damit immer auf einem leichten Untergrund von rückgestreuten Teilchen aus dem schwereren Tantal.

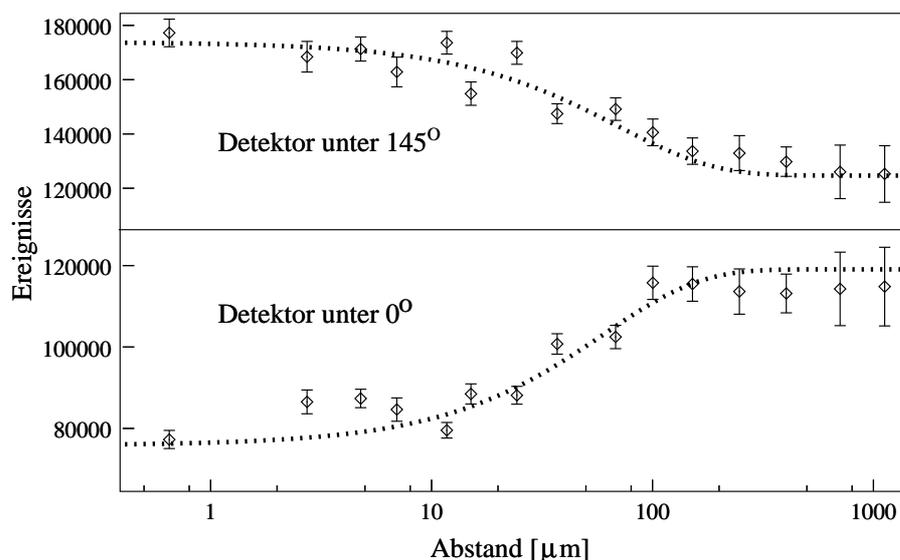


Abbildung 5.1: Deorientierungseffekt beim  $2_1^+$ -Grundzustandsübergang in  $^{152}\text{Sm}$ . Der reine E2-Charakter der Strahlung führt zu einem Anwachsen der Intensität im  $0^\circ$ -Detektor, jedoch im Detektor unter  $145^\circ$  bereits zu einem Abfallen (vergleiche Abbildung 2.6).

## 5.2 RDDS-Messung an $^{160}\text{Gd}$

Das Ziel der Messung vom März 2000 an  $^{160}\text{Gd}$  war die Bestimmung von bisher nicht gemessenen Lebensdauern innerhalb der Grundzustandsbande. Tabelle 5.2 gibt einen Überblick der Ergebnisse. Es konnten 3 Lebensdauern in der Grundzustandsbande erstmalig und zwei weitere, davon eine erstmalig, in der  $\gamma$ -Bande bestimmt werden.

Zu einigen wichtigen Punkten der Auswertung:

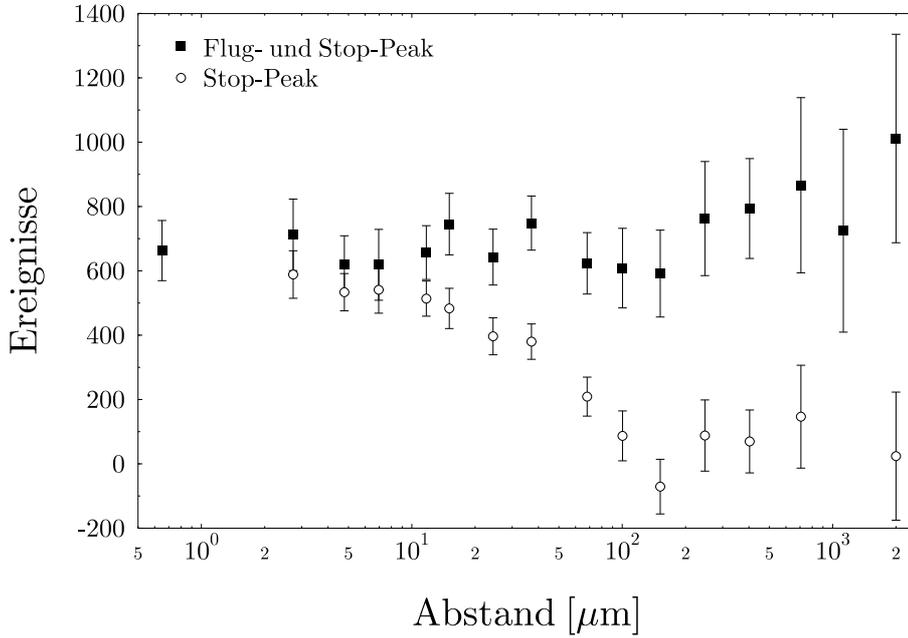


Abbildung 5.2: Summe aus Stop- und Flug-Peak-Intensität und Stop-Peak-Intensität für den  $(2_2^+ \rightarrow 4_1^+)$ -Übergang in  $^{152}\text{Sm}$ . Im Rahmen der Fehler zeigt die Summenintensität keine Abstandsabhängigkeit und gibt somit keinen Hinweis auf eine Deorientierung der Recoils.

$I_i^\pi$	$I_f^\pi$	$E_\gamma$ [keV]	$\tau_{\text{gruppe}}$ [ps]	$\bar{\tau}$ [ps]	$\tau_{\text{NDS}}$ [ps]
$8_1^+$	$6_1^+$	353	$8.81(37)_{ge8}$ $8.76(24)_{fmx}$ $8.71(28)_{bmx}$	$8.96(12)$	
			$9.54(30)_{fmd}$ $8.85(31)_{bmn}$ $9.21(31)_{fmn}$		
$6_1^+$	$4_1^+$	266	$36.02(61)_{ge8}$ $34.97(39)_{fmx}$ $33.91(36)_{bmx}$	$34.5(2)$	
			$35.22(30)_{fmd}$ $34.05(60)_{bmn}$ $34.33(37)_{fmn}$		
$4_1^+$	$2_1^+$	173	$315(10)_{ge8}$ $335(11)_{fmx}$ $262(7)_{bmx}$	$263(3)$	
			$266(9)_{fmd}$ $259(4)_{bmn}$ $265(5)_{fmn}$		
$2_1^+$					$3881(40)$
$2_2^+$	$0_1^+$	988	$2.53(25)_{clu}$ $2.28(31)_{bck}$	$2.35(12)$	$1.9(1)$
	$2_1^+$	913	$2.30(18)_{clu}$ $2.34(29)_{bck}$		
$4_2^+$	$0_1^+$	1072	$2.42(24)_{clu}$	$2.40(21)$	
	$2_1^+$	899	$2.03(79)_{clu}$ $2.48(57)_{bck}$		

Tabelle 5.2: Lebensdauern angeregter Niveaus in  $^{160}\text{Gd}$  dieser Arbeit und die Literaturwerte [NDS].

- Das Backingmaterial bestand, wie bei der Messung von  $^{160}\text{Gd}$ , aus  $^{181}\text{Ta}$ . Es wurde zur Trennung der  $\gamma$ -Spektren auf die Teilchenenergien gegatet.
- Die Analyse des  $2_1^+$ -Zustands war auf Grund seiner großen Lebensdauer nicht

möglich.

- Bei der Analyse des  $4_1^+$ -Zustands mußte kein Deorientierungseffekt berücksichtigt werden, da seine Lebensdauer deutlich länger als die Relaxationszeit ist. Für die Analyse der Zustände in der  $\gamma$ -Bande wurden alle Detektoren unter Vorwärtswinkeln aufsummiert. Die über den großen Raumwinkel (vergleiche Tabelle 3.3) gemittelte Winkelverteilung gab keinen Hinweis auf einen Deorientierungseffekt (vergleiche Abbildung 5.3).
- Bei der Analyse des  $4_1^+$ -Zustands mußte unter Vorwärtswinkeln eine Kontamination bei 168.8 keV berücksichtigt werden. Der Flug-Peak dieser Linie liegt im Stop-Peak des  $(4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Übergangs. Die Intensität dieses Peaks konnte aus der Stop-Peak-Intensität über die Konstanz der Summenintensität ermittelt werden und vom Stop-Peak des  $(4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Übergangs abgezogen werden. Dies war insbesondere deswegen möglich, da bei den ersten fünf Abständen der Stop-Peak der Kontamination konstant und dessen Intensität daher gleich der Gesamtintensität des Übergangs ist. Diese Vorgehensweise führte zu konsistenten Ergebnissen für Vorwärts- und Rückwärtswinkel.
- Die Energie des  $(8_1^+ \rightarrow 6_1^+)$ -Übergangs wurde von 356.08 keV [NDS] auf 353.0(5) keV korrigiert. Dies wurde mit Hilfe einer Teilchen- $\gamma\gamma$ -Matrix, sortiert für alle Detektoren und alle Abstände, verifiziert.

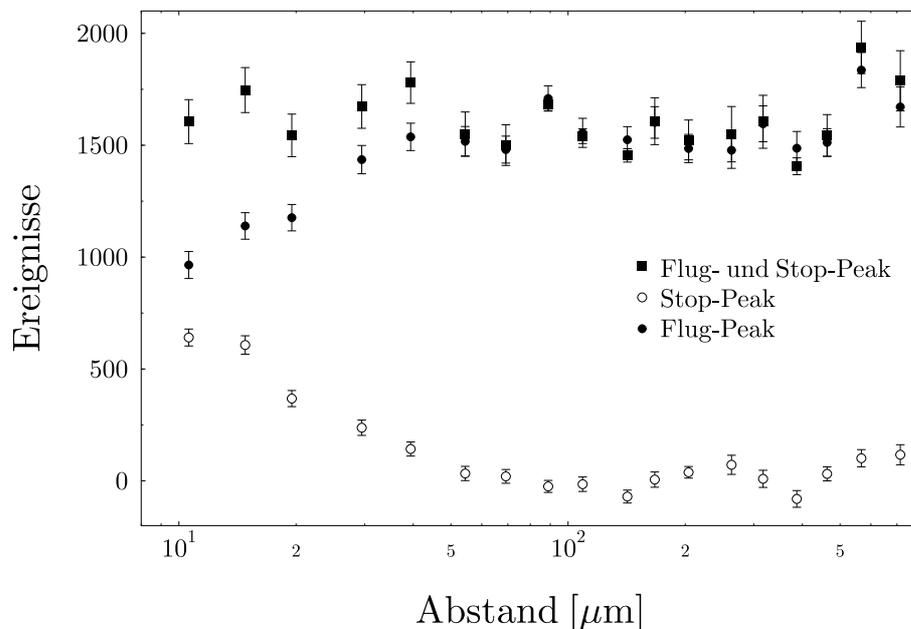


Abbildung 5.3: Zur Analyse der Lebensdauer des  $2_\gamma^+$ -Zustands in  $^{160}\text{Gd}$ . Es ist kein Deorientierungseffekt beobachtbar.

### 5.3 RDDS-Messungen an $^{181}\text{Ta}$

Da, wie bereits erwähnt, beim Experiment an  $^{152}\text{Sm}$  wie auch beim Experiment an  $^{160}\text{Gd}$  ein Tantal-Stopper zum Einsatz kam und das Schneiden auf die Teilchenenergie eine Trennung der  $\gamma$ -Spektren erlaubt, war es möglich, zwei unabhängige Sets von Zerfallskurven angeregter Niveaus in  $^{181}\text{Ta}$  aufzunehmen. Hinzu kommen noch zwei weitere Messungen vom August 1999, bei denen ebenfalls Tantal-Stopper zum Einsatz kamen.

Tabelle 5.3 gibt einen Überblick über die im Rahmen des Samarium Experiments bestimmten Lebensdauern angeregter Kernniveaus von  $^{181}\text{Ta}$  im Vergleich mit den Literaturwerten. Es konnten insgesamt 5 Lebensdauern von Zuständen innerhalb der Grundzustandsbande bestimmt werden.

$2 \cdot I_i^{\pi}$	$2 \cdot I_f^{\pi}$	$E_{\gamma}$ [keV]	$\tau_{gruppe}$ [ps]	$\bar{\tau}$ [ps]	$\tau_{NDS}$ [ps]
$19_1^+$	$15_1^+$	523	$1.25(30)_{clu}$	$1.25(30)$	$1.6(2)$
$17_1^+$	$13_1^+$	470	$2.99(12)_{clu}$ $2.81(17)_{bck}$	$2.90(9)$	$2.78(34)$
$15_1^+$	$11_1^+$	415	$4.94(14)_{fg1}$ $5.03(16)_{fg2}$ $5.04(17)_{bck}$	$5.05(7)$	$4.3(6)$
	$13_1^+$	221	$5.19(45)_{fg1}$ $5.02(25)_{fg2}$		
$13_1^+$	$9_1^+$	359	$10.16(28)_{ge8}$ $9.53(26)_{fmx}$ $10.04(31)_{bmx}$ $9.64(15)_{fmd}$ $9.89(34)_{bmn}$ $10.01(48)_{fmn}$	$9.94(30)$	$9.10(1.15)$
	$11_1^+$	194	$10.11(104)_{ge8}$ $10.39(64)_{fmx}$		
$11_1^+$	$7_1^+$	302	$23.9(12)_{ge8}$ $25.1(13)_{fmx}$ $24.3(29)_{bmx}$ $24.48(66)_{fmd}$ $23.1(18)_{fmn}$	$24.39(82)$	$23(4)$
	$9_1^+$	165	$25.9(15)_{ge8}$ $23.8(26)_{fmx}$		
$9_1^+$					$57.0(2.3)$

Tabelle 5.3: Lebensdauern angeregter Niveaus in  $^{181}\text{Ta}$  dieser Arbeit im Vergleich mit den Literaturwerten [NDS].

Zu einigen wichtigen Punkten der Auswertung:

- Der  $9/2_1^+$ -Zustand konnte auf Grund zu geringer Doppler-Verschiebung des Flug-Peaks nicht ausgewertet werden.
- Deorientierungseffekte waren auf Grund der hohen Spins der untersuchten Zustände ( $I > 4$  für alle Niveaus) nicht beobachtbar.

Die neuen Lebensdauern stimmen mit den Literaturwerten innerhalb der jetzt deutlich kleineren Fehler gut überein.

Durch das mehrmalige Messen von  $^{181}\text{Ta}$  hat man nun erstmals die Möglichkeit, mehrere unabhängige Zerfallskurven eines Zustands miteinander zu vergleichen.

Dies erlaubt einen Konsistenz-Test der verschiedenen Abstandseichungen. Unterschiede in den Zerfallskurven deuten direkt auf systematische Fehler bei der Abstandsbestimmung hin.

Einen solchen Vergleich mehrerer Zerfallskurven zeigt Abbildung 5.4 für den Zerfall des  $15/2_1^+$ -Zustands in  $^{181}\text{Ta}$ . Der mutmaßliche Grund für die Abweichung ist, daß bei der Gadolinium Messung vom August 1999 aus technischen Gründen ein anderer Targethalter zum Einsatz kam, als bei den anderen Messungen. Der Unterschied bestand im größeren Durchmesser des in Kapitel 4.1.2 bereits erwähnten Targetkonus. Dies könnte dazu geführt haben, daß das Target schwächer gespannt gewesen war und damit empfindlicher auf die in Kapitel 3.2 beschriebenen Temperaturänderungen reagiert hat.

Demgegenüber stimmen die Zerfallskurven der Samarium Messungen vom August 1999 und der Gadolinium Messung vom März 2000 gut überein. Dies beweist, daß die Target-Stopper-Abstände bei diesen Messungen richtig gemessen wurden.

Das Ausmessen von Zerfallskurven Coulomb-angeregter Niveaus des Target-Backing-Materials und der anschließende Vergleich mit den entsprechenden Zerfallskurven vorhergehender Messungen ist generell eine gute Möglichkeit zur Überprüfung der Abstandseichung. Ein standardmäßiger Einsatz von Photodioden unter Rückwärtswinkeln bei Plunger-Messungen, also eben auch solchen nach Compoundkern-Reaktionen, würde wichtige Informationen liefern.

Eventuelle Probleme durch die thermische Ausdehnung der Targets, die nicht in den Kapazitätsspektren, aufgenommen bei den verschiedenen Abständen, ersichtlich sind, wären so direkt offenbar.

Auch der minimale Target-Stopper-Abstand, der zum einen von der Oberflächenbeschaffenheit der Folien und zum anderen von ihrer Parallelität abhängt, wäre schon direkt nach Beginn des Experiments bekannt.

## 5.4 RDDS-Messung an $^{171}\text{Yb}$

Das Ziel der Messung an  $^{171}\text{Yb}$  war die Bestimmung von Lebensdauern in der Grundzustandsbande. Dort konnten 6 Lebensdauern erstmalig bestimmt werden. Tabelle 5.4 gibt einen Überblick.

Zu einigen wichtigen Punkten der Auswertung:

- Das Backingmaterial bestand aus natürlichem Silber. 51.8% und 48.2% sind die relativen Isotopenhäufigkeiten der beiden einzigen stabilen Silberisotope  $^{107}\text{Ag}$  und  $^{109}\text{Ag}$ . Eine Trennung der Silber- und Ytterbium- $\gamma$ -Spektren war nicht möglich. Vergleiche Abbildung 5.5.
- Die Lebensdauern des  $5/2_1^-$ - und des  $3/2_1^-$ -Niveaus waren wegen zu geringen

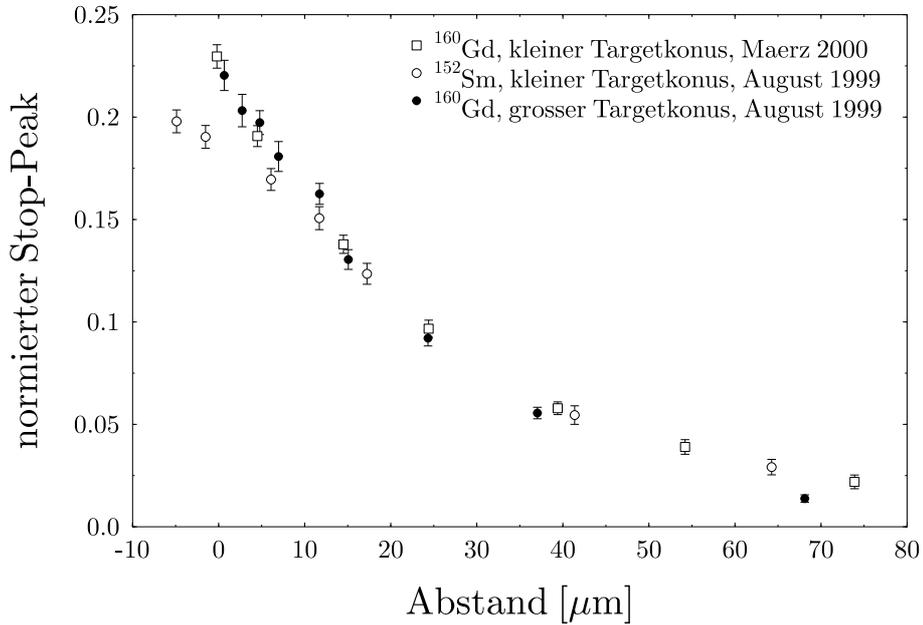


Abbildung 5.4: Vergleich der Zerfallskurven des  $15/2_1^+$ -Zustands in  $^{181}\text{Ta}$ , aufgenommen bei verschiedenen Messungen. Da nur Relativabstände gemessen wurden, mußten zwei Kurven jeweils durch Addition eines konstanten Abstands auf die dritte geschoben werden. Weiterhin wurde wegen leicht unterschiedlicher Rückstoßgeschwindigkeiten der Recoils die  $x$ -Achse für zwei Zerfallskurven umskaliert. Die Kurven wurden mit Hilfe der  $194\text{keV}$  Linie aus  $^{181}\text{Ta}$  aufeinander normiert. Es wird deutlich, daß bei der Gadolinium Messung vom August 1999 ein systematischer Fehler bei der Abstandsbestimmung aufgetreten sein muß. Vergleiche Text.

Übergangsenergien und zu großen Lebensdauern nicht bestimmbar.

- Alle Lebensdauern, die für das  $13/2_1^-$ -Niveau aus den Detektoren unter Vorwärtswinkeln bestimmt wurden, stammen aus der Analyse des Flug-Peaks. Der Grund ist die Kontamination des Stop-Peaks ( $263\text{ keV}$ ) mit dem Flug-Peak des  $(11/2_1^- \rightarrow 7/2_1^-)$ -Übergangs ( $257\text{ keV}$ ). Da keine Deorientierung beobachtbar war, konnte die Stop-Peak-Intensität als Differenz der Summenintensität und der Flug-Peak-Intensität berechnet werden.
- Für die Analyse des  $9/2_1^-$ - und des  $7/2_1^-$ -Niveaus mußte kein Feeding berücksichtigt werden, da ihre sensitiven Bereiche jenseits der  $600\text{ }\mu\text{m}$  liegen (vergleiche Abbildung B.11 und Abbildung B.12).

## 5.5 RDDS-Messungen an $^{107,109}\text{Ag}$ und $^{170,172}\text{Yb}$

Wie bereits erwähnt, war das Backingmaterial der Ytterbium-Messung natürliches Silber. Es konnten daher jeweils 4 Lebensdauern in den Grundzustandsbanden von

$2 \cdot I_i^\pi$	$2 \cdot I_f^\pi$	$E_\gamma$ [keV]	$\tau_{gruppe}$ [ps]	$\bar{\tau}$ [ps]
$17_1^-$	$13_1^-$	350	5.94(39) $_{fg1}$ 6.08(49) $_{fg2}$ 6.16(49) $_{bck}$	6.04(26)
$15_1^-$	$11_1^-$	345	6.13(47) $_{fg1}$ 6.50(133) $_{fg2}$ 6.12(94) $_{bck}$	6.16(40)
$13_1^-$	$9_1^-$	263	30.0(15) $_{ge8}$ 30.3(12) $_{fmx}$ 30.3(21) $_{bmx}$	30.79(52)
			31.6(14) $_{fmd}$ 29.9(16) $_{bmn}$ 31.3(8) $_{fmn}$	
$11_1^-$	$7_1^-$	257	30.8(11) $_{ge8}$ 31.0(10) $_{fmx}$ 31.0(7) $_{bmx}$	30.87(28)
			31.5(7) $_{fmd}$ 30.8(7) $_{bmn}$ 30.1(6) $_{fmn}$	
	$9_1^-$	241	31.32(199) $_{fg1}$ 31.41(130) $_{fg2}$ 31.12(240) $_{bck}$	
$9_1^-$	$5_1^-$	171	206(5) $_{ge8}$ 218(6) $_{fmx}$ 212(6) $_{bmx}$	215(6)
			226(6) $_{fmd}$ 215(5) $_{bmn}$ 218(6) $_{fmn}$	
$7_1^-$	$3_1^-$	164	226(7) $_{ge8}$ 232(6) $_{fmx}$ 229(7) $_{bmx}$	223(11)
			244(10) $_{fmd}$ 210(6) $_{bmn}$ 236(15) $_{fmn}$	
	$5_1^-$	155	213(10) $_{ge8}$ 218(13) $_{fmx}$ 211(24) $_{bmx}$	
			213(10) $_{fmd}$ 236(12) $_{bmn}$ 214(5) $_{fmn}$	
$5_1^-$				2366(231)
$3_1^-$				1169(245)

Tabelle 5.4: Lebensdauern angeregter Niveaus in  $^{171}\text{Yb}$  dieser Arbeit und die Literaturwerte für den  $5/2_1^-$ - und den  $3/2_1^-$ -Zustand [NDS].

$^{107}\text{Ag}$  und  $^{109}\text{Ag}$ , davon jeweils 2 erstmalig, und jeweils eine weitere Lebensdauer eines Non-Yrast Zustands bestimmt werden. Tabellen 5.5 und 5.6 geben einen Überblick.

$2 \cdot I_i^\pi$	$2 \cdot I_f^\pi$	$E_\gamma$ [keV]	$\tau_{gruppe}$ [ps]	$\bar{\tau}$ [ps]	$\tau_{NDS}$ [ps]
$9_1^-$	$5_1^-$	724	2.27(16) $_{ge8}$ 2.56(18) $_{fmx}$ 2.65(35) $_{bmx}$	2.49(7)	
			2.70(16) $_{fmd}$ 2.61(34) $_{bmn}$ 2.42(12) $_{fmn}$		
$7_1^-$	$5_1^-$	550	1.57(36) $_{ge8}$ 1.22(27) $_{fmx}$ 1.55(49) $_{bmx}$	1.42(10)	
			1.68(32) $_{fmd}$ 1.13(18) $_{bmn}$ 1.59(15) $_{fmn}$		
$5_1^-$	$1_1^-$	423	50.4(16) $_{ge8}$ 51.6(6) $_{fmx}$ 49.9(6) $_{bmx}$	50.6(3)	43(3)
			51.1(8) $_{fmd}$ 49.36(73) $_{bmn}$ 50.79(70) $_{fmn}$		
$3_1^-$	$1_1^-$	325	10.1(7) $_{ge8}$ 9.5(6) $_{fmx}$ 10.8(4) $_{bmx}$	9.9(2)	7.2(13)
			9.4(6) $_{fmd}$ 10.54(55) $_{bmn}$ 9.41(34) $_{fmn}$		
$5_2^-$	$5_1^-$	527	1.36(8) $_{clu}$ 1.62(30) $_{bck}$	1.38(8)	1.96(26)

Tabelle 5.5: Lebensdauern angeregter Niveaus in  $^{107}\text{Ag}$  dieser Arbeit im Vergleich mit den Literaturwerten [NDS].

Zu einigen wichtigen Punkten der Auswertung:

- Die Lebensdauern der  $3/2_1^-$ -Niveaus in beiden Silberisotopen sind mit Hilfe

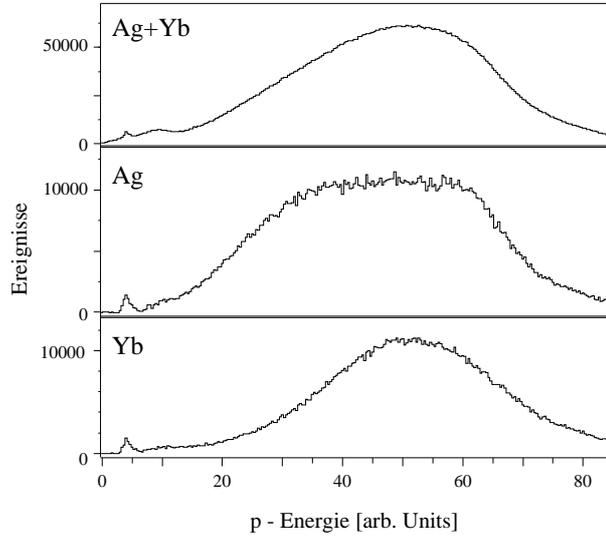


Abbildung 5.5: Teilchenspektren der Messung an  $^{171}\text{Yb}$  (Abstand:  $10\ \mu\text{m}$ ; alle Detektoren). Oben: Projektion der Matrix. Mitte: Cut auf eine starke  $\gamma$ -Linie aus  $^{107}\text{Ag}$ . Unten: Cut auf eine starke  $\gamma$ -Linie aus  $^{171}\text{Yb}$ . Wie man erkennt ist eine Trennung der verschiedenen  $\gamma$ -Spektren mit Hilfe dieses Teilchenspektrums nicht möglich. Dies rührt daher, daß die vom im Vergleich zum Silber schwereren Ytterbium zurückgestreuten Recoils vor ihrem Nachweis in der Photodiode durch die gesamte Dicke des Backingmaterials dringen müssen. Daher verschiebt sich der gesamte Ytterbium-Peak im Spektrum hin zu kleineren Energien. Dies führt zu einer Überlagerung mit dem Peak der vom Silber zurückgestreuten Projektile.

$2 \cdot I_i^\pi$	$2 \cdot I_f^\pi$	$E_\gamma$ [keV]	$\tau_{\text{gruppe}}$ [ps]	$\bar{\tau}$ [ps]	$\tau_{\text{NDS}}$ [ps]
$9_1^-$	$5_1^-$	676	$3.30(34)_{ge8}$ $2.52(11)_{fmx}$ $2.96(12)_{bmx}$	$2.90(5)$	
			$3.23(12)_{fmd}$ $2.74(16)_{bmn}$ $3.02(12)_{fmn}$		
$7_1^-$	$3_1^-$	601	$1.65(13)_{clu}$	$1.53(7)$	
	$5_1^-$	497	$1.52(12)_{fg1}$ $1.46(11)_{fg2}$ $1.55(30)_{bck}$		
$5_1^-$	$1_1^-$	415	$52.18(74)_{ge8}$ $53.28(115)_{fmx}$ $52.91(103)_{bmx}$	$51.87(37)$	$47.0(23)$
			$52.18(171)_{fmd}$ $51.00(72)_{bmn}$ $51.52(75)_{fmn}$		
$3_1^-$	$1_1^-$	311	$9.25(105)_{ge8}$ $9.81(24)_{fmx}$ $10.79(39)_{bmx}$	$9.55(10)$	$8.5(10)$
			$9.40(20)_{fmd}$ $10.96(39)_{bmn}$ $9.15(15)_{fmn}$		
$5_2^-$	$3_1^-$	551	$1.73(16)_{clu}$ $1.30(30)_{bck}$	$1.63(13)$	$1.9(6)$
	$5_1^-$	448	$1.74(51)_{fg1}$ $1.60(47)_{fg2}$ $1.46(52)_{bck}$		

Tabelle 5.6: Lebensdauern angeregter Niveaus in  $^{109}\text{Ag}$  dieser Arbeit im Vergleich mit den Literaturwerten [NDS].

der Methode von P.Petkov et al. [PET95] für Deorientierungseffekte korrigiert (vergleiche Abbildung 2.7). Die Relaxationszeiten liegen bei  $11(2)$  ps für  $^{107}\text{Ag}$  und  $14(2)$  ps für  $^{109}\text{Ag}$ .

- Die  $5/2_2^-$ -Niveaus in beiden Kernen zeigten eine abstandsunabhängige Summenintensität von Flug- und Stop-Peak. Die  $5/2_1^-$ -Niveaus in beiden Kernen haben eine zu große Lebensdauer um von dem Deorientierungseffekt beeinflusst zu sein (vergleiche Anhang B). Auch die  $7/2_1^-$ - und  $9/2_1^-$ -Niveaus zeigten keinen Deorientierungseffekt.

Weiterhin konnten auf Grund von Targetverunreinigungen des  $^{171}\text{Yb}$  Targets mit Nachbarisotopen 3 Lebensdauern in anderen Ytterbium-Isotopen bestimmt werden. Einen Überblick und den Vergleich mit den Literaturwerten gibt Tabelle 5.7. Die Lebensdauer des  $4_1^+$ -Niveaus in  $^{170}\text{Yb}$  wurde erstmalig bestimmt.

Kern	$I_i^\pi$	$I_f^\pi$	$E_\gamma$ [keV]	$\tau_{gruppe}$ [ps]	$\bar{\tau}$ [ps]	$\tau_{NDS}$ [ps]
$^{172}\text{Yb}$	$8_1^+$					5.1(4)
	$6_1^+$	$4_1^+$	280	$20.80(149)_{clu}$ $20.28(291)_{bck}$	20.7(13)	23.9(22)
	$4_1^+$	$2_1^+$	182	$177(3)_{fg1}$ $178(2)_{fg2}$ $184(3)_{bck}$	178.6(16)	176(12)
	$2_1^+$					2830(30)
	$4_1^+$	$2_1^+$	193	$138(17)_{clu}$	138(17)	
$^{170}\text{Yb}$	$2_1^+$					2316(19)

Tabelle 5.7: Lebensdauern angeregter Niveaus in  $^{170,172}\text{Yb}$  dieser Arbeit im Vergleich mit den Literaturwerten [NDS].

Zu einem wichtigen Punkt der Auswertung:

- Die Lebensdauer des  $4_1^+$ -Niveaus in  $^{172}\text{Yb}$  wurde auf Grund einer Kontamination des Stop-Peaks aus dem Flug-Peak bestimmt. Da die Lebensdauer eine Größenordnung länger ist als die Relaxationszeit, war dies unproblematisch.



# Kapitel 6

## Diskussion der Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die aus den experimentellen Lebensdauern ermittelten reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten mit den Vorhersagen verschiedener Modelle verglichen. An dieser Stelle folgt daher ein kurzer Einschub mit einer Übersicht der für diese Arbeit relevanten kollektiven Kernmodelle.

### 6.1 Grundlagen: kollektive Kernmodelle

Die im folgenden beschriebenen Kernmodelle basieren auf der Annahme, daß der Kern nicht nur als System wechselwirkender Fermionen, sondern auch als geometrischer Körper mit einer bestimmten Form aufzufassen ist, in dem Masse und Ladung gleichförmig verteilt sind.

Eine Möglichkeit, die Form eines deformierten Körpers zu parametrisieren, stellt die Entwicklung nach Kugeloberflächenfunktionen dar. Mit der Beschränkung auf Quadrupoldeformationen ergibt sich folgende Funktion für den Kernradius:

$$R = R_0 \left[ 1 + \sum_{\mu=-2}^2 \alpha_{2\mu} Y_{2\mu}^*(\theta, \phi) \right], \quad (6.1)$$

wobei  $R_0$  der Radius einer Kugel gleichen Volumens ist. Gebräuchlich anstelle von  $\alpha_{20}$  und  $\alpha_{2\pm 2}$  sind  $\beta$  und  $\gamma$  [BOH69]:

$$\alpha_{20} = \beta \cos \gamma, \quad \alpha_{2\pm 2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma, \quad \alpha_{2\pm 1} = 0. \quad (6.2)$$

In dieser Darstellung beschreibt  $\beta$  die Größe der Deformation, während  $\gamma$  ihre Form angibt. Es ergeben sich folgende Fälle:

- $\gamma = 0^\circ$  : prolate Deformation bzgl. der 3-Achse (axialsymmetrischer Kern)
- $\gamma = 60^\circ$  : oblate Deformation bzgl. der 2-Achse (axialsymmetrischer Kern)
- $0^\circ < \gamma < 60^\circ$  : triaxiale Deformation (nicht axialsymmetrischer Kern)
- $\beta = 0$  : sphärischer Kern

### 6.1.1 Der starre symmetrische Rotor

In diesem einfachen kollektiven Modell wird der Kern als starrer axialsymmetrischer Rotor betrachtet. Der Hamiltonoperator lautet

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2}{2\Theta} \hat{R}^2 \quad (6.3)$$

mit dem Trägheitsmoment  $\Theta$  und dem Drehoperator  $\hat{R}$ . Man erhält

$$E(I) = \frac{\hbar^2}{2\Theta} I(I+1) \quad (6.4)$$

mit den Drehimpulsen  $I = 0, 2, 4, \dots$  für die Niveauenergien der Grundzustands-Rotationsbande. Für den Fall, daß der Kern zusätzlich einen inneren Drehimpuls  $\vec{j}$  mit der Projektion  $K$  auf die Symmetrieachse besitzt (z.B. durch Hinzufügen eines weiteren Nukleons), wird aus Formel 6.4

$$E(I) = \frac{\hbar^2}{2\Theta} [I(I+1) - K(K+1)] \quad (6.5)$$

mit den Drehimpulsen  $I = K, K+1, K+2, \dots$  (außer für  $K = 0$ , wo wieder nur gerade Spins erlaubt sind) für die Niveauenergien der Rotationsbande relativ zum Bandenkopf mit  $I = K$ .

Für die Übergangswahrscheinlichkeiten ergibt sich

$$B(E2 : I_i \rightarrow I_f) = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \langle I_i K 20 | I_f K \rangle^2 \quad (6.6)$$

Hierbei ist  $Q_0$  das intrinsische Quadrupolmoment, das unter der Annahme einer homogenen Ladungsverteilung folgendermaßen mit der  $\beta$ -Deformation zusammenhängt:

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z R_0^2 \beta (1 + 0.16 \beta + \dots) \cdot 10^{-2} [eb] \quad (6.7)$$

mit  $R_0 = 1.2 A^{1/3}$  als dem Kernradius. In der Literatur sind auch die Vorfaktoren 1.16 und 1.3 gebäuchlich.

Auf der Grundlage des einfachen starren Rotors definiert man zu jedem Übergang das Übergangs-Quadrupolmoment durch

$$Q_t = \frac{1}{|\langle I_i K 20 | I_f K \rangle|} \sqrt{\frac{16\pi}{5} B(E2 : I_i \rightarrow I_f)} \quad (6.8)$$

### 6.1.2 Das Asymetric-Rotor-Modell (ARM)

Dieses von Davydov und Filippov [DAV58] entwickelte Kernmodell beschreibt den Kern als triaxialen Rotor. Der Hamiltonoperator hat die Form:

$$\hat{H} = \sum_{k=1}^3 \frac{A \hat{I}_k^2}{2 \sin^2(\gamma - \frac{2\pi k}{3})} \quad (6.9)$$

Hierbei ist  $\hat{I}_k$  der Operator der Projektion des Drehimpulses auf der  $k$ -Achse im körperfesten System.  $A \propto 1/\beta^2$  wird i. a. so gewählt, daß die Energie des  $2_1^+$ -Zustands korrekt wiedergegeben wird. Ein Wert für die  $\gamma$ -Deformation ergibt sich aus dem Verhältnis der Niveauenergien  $E(2_2^+)/E(2_1^+)$ .

Die über alle Ausgangszustände gemittelte, reduzierte  $E2$ -Übergangswahrscheinlichkeit ergibt sich in diesem Modell zu:

$$B(E2 : I\tau \rightarrow I'\tau') = \frac{5}{16\pi(2I+1)} \sum_{mm'\mu} |\langle I'\tau'm' | \hat{Q}_{2\mu} | I\tau m \rangle|^2 \quad (6.10)$$

mit  $\tau = 1, 2^1$ . Die reduzierten  $E2$ -Übergangswahrscheinlichkeiten ergeben sich unter der Annahme konstanter Deformation durch das Einsetzen des Quadrupoloperators

$$\hat{Q}_{2\mu} = \mathcal{D}_{\mu 0}^2 Q_0^\gamma + (\mathcal{D}_{\mu 2}^2 + \mathcal{D}_{\mu -2}^2) Q_2^\gamma \quad (6.11)$$

mit

$$Q_0^\gamma = Q_0 \cos \gamma \quad \text{und} \quad Q_2^\gamma = Q_0 \frac{\sin \gamma}{\sqrt{2}}. \quad (6.12)$$

$Q_0$  ist das intrinsische Quadrupolmoment eines axialsymmetrischen Rumpfes mit der gleichen  $\beta$ -Deformation.  $\mathcal{D}_{\mu, \pm 2}^2$  bzw.  $\mathcal{D}_{\mu, 0}^2$  bezeichnen die generalisierten sphärischen Wigner-Funktionen, die den Übergang vom körperfesten zum raumfesten Koordinatensystem beschreiben. Für den  $2_1^+$ -Zustand gilt:

$$B(E2 : 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = \frac{Q_0^2}{32\pi} \left[ 1 + \frac{3 - 2\sin^2(3\gamma)}{\sqrt{9 - 8\sin^2(3\gamma)}} \right]. \quad (6.13)$$

### 6.1.3 Das Triaxialer-Rotor-plus-Teilchen-Modell (ASYR)

In diesem Modell [LAR78, RAG88] wird das letzte oder *ungerade* Teilchen an einen starren triaxialen Rumpf gekoppelt. Eine ausführlichere Beschreibung des Modells ist [VOG94] und den Referenzen darin zu entnehmen.

Der Hamiltonoperator hat folgende Gestalt:

$$\hat{H} = \hat{H}_{Einteilchen} + \hat{H}_{Paarkraft} + \hat{H}_{Rotation} \quad (6.14)$$

$$= \hat{H}_{Einteilchen} + \hat{H}_{Paarkraft} + \sum_k \frac{\hbar^2}{2\Theta_k} (\hat{I}_k - \hat{j}_k)^2. \quad (6.15)$$

Hierbei sind  $\hat{I}_k$  bzw.  $\hat{j}_k$  die Operatoren der Projektionen des Gesamtdrehimpulses bzw. des Einteilchendrehimpulses auf die intrinsischen Hauptachsen und  $\Theta_k$  ( $k = 1, 2, 3$ ) die entsprechenden Trägheitsmomente.

---

<sup>1</sup>Die Quantenzahl  $\tau$  dient der Unterscheidung verschiedener Zustände gleichen Spins.

Der Einteilchenanteil beschreibt die Bewegung des ungeraden Teilchens in einem triaxial deformierten Oszillatorpotential:

$$U_{sp} = \frac{1}{2}\hbar\omega_0\rho^2 \left\{ 1 - \beta \left[ \cos\gamma Y_{20} - \frac{\sin\gamma}{\sqrt{2}} (Y_{22} + Y_{2-2}) \right] \right\} \quad (6.16)$$

$$- \kappa\hbar\omega_0 \left[ 2\vec{l}\vec{s} + \mu \left( \vec{l}^2 - \langle \vec{l}^2 \rangle_N \right) \right]. \quad (6.17)$$

$\rho$  parametrisiert hierbei den Radius und  $\kappa$  und  $\mu$  sind die Nilsson-Parameter (für Standard-Werte vergleiche [ZHA88]).

Die Paarwechselwirkung wird in Form einer Standard-BCS-Rechnung eingeführt.

Es werden elektromagnetische  $E2$ - und  $M1$ -Übergänge zugelassen. Der  $E2$ -Übergangoperator ergibt sich aus dem dominierenden Anteil des Quadrupoloperators vom Rumpf  $Q_0$  und dem generell kleinen Anteil des Quadrupoloperators vom ungeraden Teilchen  $q_0$  im intrinsischen System aus

$$Q_{2\mu} = \mathcal{D}_{\mu 0}^2 (Q_0^\gamma + q_0) + (\mathcal{D}_{\mu 2}^2 + \mathcal{D}_{\mu -2}^2) (Q_2^\gamma + q_2). \quad (6.18)$$

Der  $M1$ -Übergangoperator setzt sich gemäß

$$\mathcal{M}(M1) = g_R \vec{R} + g_l \vec{l} + g_s \vec{s} \quad (6.19)$$

aus dem Anteil  $g_R \vec{R}$  des Rumpfes und dem des ungeraden Teilchens  $g_l \vec{l} + g_s \vec{s}$  zusammen.  $g_R$ ,  $g_l$  und  $g_s$  sind die Spin- $g$ -Faktoren vom Rumpf sowie vom Bahndrehimpuls und Spin des ungeraden Teilchens.

Das gebräuchliche Computer-Programm für Rechnungen in diesem Modell wurde von I.Ragnarsson und P.B. Semmes entwickelt [RAG88, RAG92] und trägt den Namen ASYR.

#### 6.1.4 Das Interacting-Boson-Modell (IBM-1)

Das IBM [ARI75, ARI76, ARI79, IAC80, IAC87] ist ein algebraisches Kernmodell und beruht auf folgenden zentralen Annahmen:

- Die Valenznukleonen (bzw. Valenzlöcher) eines Kerns sind auf Grund der Pairing-Kraft paarweise zu Bosonen mit Drehimpuls 0 (s-Bosonen) oder 2 ( $d$ -Bosonen) gekoppelt.
- Abgeschlossene Schalen für Protonen und Neutronen tragen nicht zur Anregung bei; die niedrigliegenden Anregungen von gg-Kernen werden nur durch die Wechselwirkungen der Valenzbosonen bestimmt.

- Es wird Bosonenzahlerhaltung gefordert und höchstens Zweikörperwechselwirkungen zugelassen. Es gibt keine Unterschiede zwischen Protonen und Neutronen (IBM-1).

Der Hamiltonoperator wird im allgemeinen im Formalismus der 2. Quantisierung mit Hilfe von Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren ( $s, s^\dagger, d, d^\dagger$ ) dargestellt.

Unter den obigen Voraussetzungen stehen dafür genau 36 Kombinationsmöglichkeiten dieser Operatoren ( $s^\dagger s, s^\dagger d_\mu, d_\mu^\dagger s$  und  $(d_\mu^\dagger d_\mu)^I$  mit  $I = 0, 1, 2, 3, 4$  und  $|\mu| \leq I$ ) zur Verfügung. Diese bilden eine abelsche Gruppe, nämlich die der unitären Operationen in 6 Dimensionen (ein Zustand des  $s$ -Bosons und 5 magnetische Unterzustände des  $d$ -Bosons):  $U(6)$ . Eine Diagonalisierung des Hamiltonoperators führt zu drei Grenzfällen (den *dynamischen Symmetrien*), in denen er sich als Linearkombination von Casimiroperatoren verschiedener Subgruppen von  $U(6)$  schreiben und analytisch lösen läßt.

Ein Casimiroperator einer Gruppe ist dadurch definiert, daß er mit allen Generatoren (Operatoren, die eine Gruppe aufspannen) vertauscht. Im Fall unendlich vieler Bosonen lassen sich diese drei Grenzfälle geometrisch als sphärischer Vibrator ( $U(5)$ -Limit), axialsymmetrischer Rotor ( $SU(3)$ -Limit) und  $\gamma$ -weicher Rotor ( $O(6)$ -Limit) interpretieren. Reale Kerne entsprechen jedoch nie exakt einem dieser Limits.

Für Rechnungen dieser Arbeit wurde der generalisierte ECQF<sup>2</sup>-Hamiltonoperator

$$H = \kappa \left( \frac{\epsilon}{\kappa} \hat{n}_d + \hat{Q}(\chi) \cdot \hat{Q}(\chi) + \frac{\kappa'}{\kappa} \hat{L} \cdot \hat{L} \right) \quad (6.20)$$

mit

$$\hat{Q}(\chi) = s^\dagger \tilde{d}_\mu + d^\dagger s + \chi [d^\dagger \tilde{d}]_\mu^{(2)} \quad (6.21)$$

als dem Quadrupolübergangsoperator verwendet.

Die Variation des Parameters  $\chi$  (bei  $\epsilon/\kappa = 0$ ) erlaubt es dabei, sich kontinuierlich von der  $O(6)$ -Symmetrie ( $\chi = 0$ ) zur  $SU(3)$ -Symmetrie ( $\chi = -\sqrt{7}/2$ ) zu bewegen. Die Beschreibung von Kernen zwischen der  $SU(3)$ - und der  $U(5)$ -Symmetrie wird durch die Variation von  $\epsilon/\kappa$  zwischen 0 und  $\infty$  (bei  $\chi = -\sqrt{7}/2$ ) möglich.

Einen Überblick gibt Abbildung 6.4.

Alle Rechnungen wurde mit Hilfe des Computerprogramms PHINT [SCH82] durchgeführt.

---

<sup>2</sup>*Extended Consistent Q Formalism* [LIP85]. Im Rahmen des CQF wird im Hamiltonoperator dasselbe  $\chi$  benutzt wie im Quadrupolübergangsoperator [WAR82]. Dies reduziert die Anzahl der freien Parameter um eins.

## 6.2 Zur Formkoexistenz im Kern $^{152}\text{Sm}$

Der Kern  $^{152}\text{Sm}$  steht im Zentrum der momentan in der Kernstrukturphysik hochaktuellen Diskussion um das Phänomen der Form- oder Phasenkoexistenz [CAS98, IAC98, JOL99, CAS99, ZHA99, ZAM99, WER00, KLU00].

Die Beschreibung des Kerns durch das IBM-1 [CAS98] motiviert ein Bild, innerhalb dessen die Yrast-Niveaus einer Rotationsbande mittlerer Deformation angehören, während die niedrigliegenden Non-Yrast-Niveaus eine auf dem  $0_2^+$ -Niveau basierende Vibrationsstruktur bilden.  $^{152}\text{Sm}$  liegt demnach nahe einem kritischen Punkt, an dem ein abrupter Strukturwechsel (oder Phasenübergang [IAC98, CAS99]) innerhalb der Reihe der Samariumisotope stattfindet. Abbildung 6.1 zeigt anhand der IBM-1-Wellenfunktionen der  $0_1^+$ - und  $0_2^+$ -Zustände von  $^{150,152,154}\text{Sm}$ , wie sich dieser Übergang von den leichteren Vibrationskernen ( $U(5)$ -Limit; große Amplitude für  $n_d=0$ ) hin zu den schweren Rotationskernen ( $SU(3)$ -Limit; breite Verteilung über die Anzahl der  $d$ -Bosonen) vollzieht.

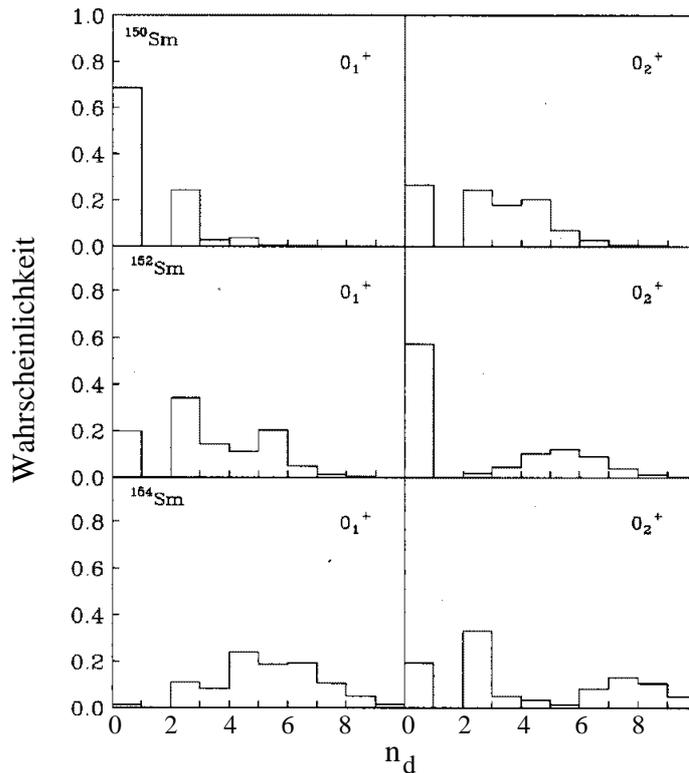


Abbildung 6.1: Amplitudenquadrate der Wellenfunktionen des  $0_1^+$ - und des  $0_2^+$ -Zustands in  $^{150,152,154}\text{Sm}$  als Funktion der Anzahl der  $d$ -Bosonen  $n_d$ . Diese Abbildung ist [IAC98] entnommen.

Ein bis jetzt offenes Problem stellte der Literaturwert  $B(E2 : 4_2^+ \rightarrow 2_2^+) \approx 400$  W.u. [FRA69] dar. Er führt zu einem Verhältnis von  $R_{0_2^+}^{4_2^+} = B(E2 : 4_2^+ \rightarrow 2_2^+)/B(E2 :$

$2_2^+ \rightarrow 0_2^+$ ) = 3.96, welches, auch ungeachtet der Diskussion um die Phasenkoexistenz, von keinem Kernmodell reproduziert werden kann. Auch die Verwendung eines korrigierten Verzweigungsverhältnis [ZAM99] reduziert den Wert lediglich auf  $\approx 330$  W.u. ( $R_{0_2^+}^{42} = 3.0$ )

Gerade diese Größe ist jedoch eine zentrale Signatur zur Unterscheidung von Vibrations- und Rotationsstrukturen (Vibrator:  $R_{0_1^+}^{42} = 2$ , starrer Rotor:  $R_{0_1^+}^{42} = 10/7$ ) und damit von fundamentaler Relevanz für den experimentellen Nachweis der Phasenkoexistenz. Weiterhin gibt die im Rahmen des Konzepts der  $Q$ -Invarianten [KUM72, CLI86] eingeführte Größe [WER00]

$$K_4 = \sum_{i,j,k} \frac{\langle 0_1^+ | Q | 2_i^+ \rangle \langle 2_i^+ | Q | 0_j^+ \rangle \langle 0_j^+ | Q | 2_k^+ \rangle \langle 2_k^+ | Q | 0_1^+ \rangle}{(\sum_i \langle 0_1^+ | Q | 2_i^+ \rangle \langle 2_i^+ | Q | 0_1^+ \rangle)^2} = \frac{\langle \beta^4 \rangle}{\langle \beta^2 \rangle^2}, \quad (6.22)$$

bzw. deren Näherung [JOL97]

$$K_4^{approx} = \frac{7 B(E2 : 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)}{10 B(E2 : 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)} \quad (6.23)$$

direkt Auskunft über die Fluktuation des Deformationsparameters  $\beta$  oder die  $\beta$ -softness eines Kerns  $\sigma_\beta = K_4 - 1$ .

Eine Zusammenstellung der in dieser Arbeit ermittelten Übergangsstärken in  $^{152}\text{Sm}$  befindet sich in Tabelle 6.1, den Vergleich mit den IBM-1-Rechnungen zeigt Abbildung 6.2. Analog zu [ZAM99] wurde der Hamiltonoperator 6.20 mit den Parameter aus Tabelle 6.2 verwendet.

Die Lebensdauer von  $12 \pm 2$  ps des  $4_2^+$ -Zustands ist nahezu einen Faktor zwei kleiner als der Literaturwert und ändert damit die  $B(E2)$ -Werte des  $(4_2^+ \rightarrow 2_2^+)$ -, des  $(4_2^+ \rightarrow 6_1^+)$ -, des  $(4_2^+ \rightarrow 4_1^+)$ - und des  $(4_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Übergangs. Die drei letztgenannten Übergänge sind nicht kollektiv und werden weiterhin gut beschrieben. Sie rühren möglicherweise von einer Mischung der koexistierenden Strukturen her [ZAM99].

Der  $(4_2^+ \rightarrow 2_2^+)$ -Übergang ist in seiner Kollektivität erheblich reduziert; die neue Übergangsstärke des  $B(E2 : 4_2^+ \rightarrow 2_2^+) = 204(40)$  W.u. liegt nun nahe der theoretischen Vorhersage des IBM-1 von 140 W.u. Damit ist ein starker Widerspruch zu den Rechnungen behoben und, wie man Abbildung 6.2 entnehmen kann, die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment erheblich verbessert. Das theoretische Verhältnis  $R_{0_2^+}^{42, IBM-1} = 1.57$  liegt jetzt innerhalb des Fehlers vom experimentellen Wert  $R_{0_2^+}^{42, exp} = 1.84(60)$ .

Tabelle 6.3 zeigt die zum einen aus den experimentellen und zum anderen aus den theoretischen Übergangsstärken des IBM-1 berechneten Werte für  $K_4$  in  $^{152}\text{Sm}$  nach

$I_i^\pi$	$I_f^\pi$	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$ [%]	$\pi L$	B( $\pi L$ ) [W.u.]	B( $\pi L$ ) [ $e^2b^2$ bzw. $\mu_N^2$ ]	$Q_t$ [eb]
$8_1^+$	$6_1^+$	418	100	E2	292(5)	1.41(2)	6.56(5)
$6_1^+$	$4_1^+$	340	100	E2	239(5)	1.15(2)	6.06(5)
$4_1^+$	$2_1^+$	245	100	E2	209(3)	1.00(1)	5.93(3)
$2_1^+$	$0_1^+$		100	E2	144(1)	0.695(5)	5.91(2)
$4_2^+$	$2_1^+$	901	54.9(18)	E2	0.7(1)	0.0036(8)	
	$4_1^+$	656	100(3)	E2	5(1)	0.026(6)	
			$[\delta = 2.1(3)]$	M1	$1.0(3) \cdot 10^{-3}$	$1.7(7) \cdot 10^{-3}$	
	$6_1^+$	316	1.4(7)	E2	3.5(2)	0.017(9)	
	$2_2^+$	213	11(1) <sup>a</sup>	E2	204(40)	0.98(2)	
$2_2^+$	$0_1^+$	810	37.3(3)	E2	0.9(1)	0.0045(5)	
	$2_1^+$	689	100(9)	E2	5.6(7)	0.027(4)	
			$[\delta = 19(5)]$	M1	$0.10(1) \cdot 10^{-4}$	$2.5(3) \cdot 10^{-5}$	
	$4_1^+$	444	38.0(17)	E2	19(2)	0.093(10)	
	$0_2^+$	126	0.4(1) <sup>a</sup>	E2	111(30)	0.54(15)	
	$2_1^+$	563	100.0(13)	E2	33(1)	0.16(5)	
$2_3^+$	$0_1^+$	1085	69.89(15)	E2	2.9(5)	0.0139(24)	
	$2_1^+$	964	100(15)	E2	7.4(17)	0.036(8)	
			$[\delta = -9.3(6)]$	M1	$0.15(5) \cdot 10^{-3}$	$2.7(10) \cdot 10^{-4}$	
	$4_1^+$	719	1.91(6)	E2	0.6(1)	0.0030(5)	
	$2_2^+$	275	0.559(70) <sup>a</sup>	E2	22(4)	0.11(2)	

<sup>a</sup> ist [ZAM99] entnommen

Tabelle 6.1: Übergangsstärken in  $^{152}\text{Sm}$ , berechnet aus den Lebensdauern dieser Arbeit. Alle Verzweigungsverhältnisse und Multipolmischungsverhältnisse sind, wenn nicht anders gekennzeichnet, den *Nuclear Data Sheets* entnommen [NDS].

Bosonen	$\kappa$	$\epsilon/\kappa$	$\chi$	$\kappa'$
10	-0.0335	30	$-\sqrt{7}/2$	0

Tabelle 6.2: IBM-1-Parameter zur Beschreibung von  $^{152}\text{Sm}$ .

Formel 6.22 bzw. Formel 6.23. Als Ergebnis läßt sich festhalten, daß tatsächlich  $K_4^{approx} \approx K_4$  ist, sowie  $K_4(0_2^+) > K_4(0_1^+)$  für alle Fälle gilt. Dies beweist die Güte der Näherungsformel 6.23 und entspricht der Erwartung, daß die zum  $0_2^+$ -Zustand gehörenden Niveaus eine größere  $\beta$ -softness haben als die auf dem Grundzustand basierenden.

Dieses Ergebnis ist konsistent mit dem Bild der Phasenkoexistenz von  $^{152}\text{Sm}$  und ein weiteres wichtiges Argument für dessen Richtigkeit. Die Nützlichkeit der Näherungsformel, insbesondere bei Kernen, zu denen experimentelle Daten rar sind (exotische Kerne), liegt auf der Hand.

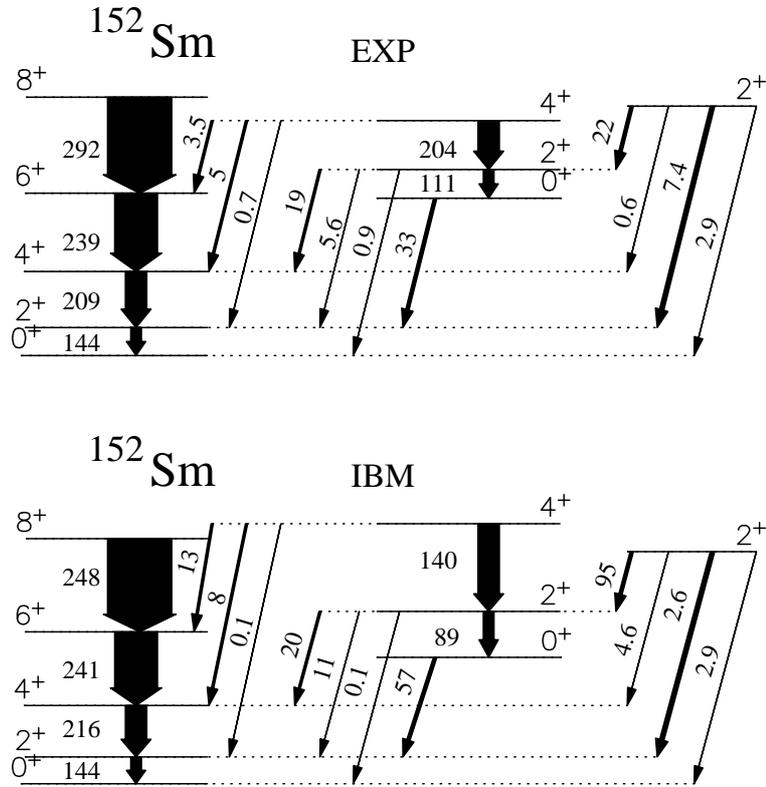


Abbildung 6.2: Die experimentellen Übergangsstärken in  $^{152}\text{Sm}$  dieser Arbeit in W.u. im Vergleich mit den Vorhersagen des IBM-1.

Niveau	$K_4$		$K_4^{approx}$
	Exp	IBM-1	Exp
$0_1^+$	1.08(1)	1.09	1.02(3)
$0_2^+$	1.16(7)	1.38	1.28(41)

Tabelle 6.3: Werte für  $K_4$  nach Formel 6.22 bzw. Formel 6.23 für die experimentellen und theoretischen Übergangsstärken in  $^{152}\text{Sm}$ . Zur Berechnung beider Werte wurden die entsprechenden Übergänge aus Abbildung 6.2 unter Hinzunahme des  $(0_3^+ \rightarrow 2_2^+)$ -Übergangs [NDS] (Formel 6.23 benutzt).

### 6.3 Beschreibung des Kerns $^{160}\text{Gd}$ im IBM-1

Tabelle 6.4 faßt die aus den Lebensdauern dieser Arbeit berechneten Übergangsstärken in  $^{160}\text{Gd}$  zusammen. Die Verzweungsverhältnisse für den Zerfall der  $4_2^+$ -Zustands [NDS] konnten experimentell nicht bestätigt werden. Für die entsprechenden Zerfälle sind lediglich Grenzen angegeben, da der  $(4_2^+ \rightarrow 6_1^+)$ -Zerfall

nicht beobachtet wurde.

Die zur Beschreibung von  $^{160}\text{Gd}$  im Asymmetric-Rotor-Modell verwendeten Parame-

$I_i^\pi$	$I_f^\pi$	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$ [%]	$\pi$ L	B( $\pi$ L) [W.u.]	B( $\pi$ L) [ $e^2b^2$ ]	$Q_t$ [eb]
$8_1^+$	$6_1^+$	353	100	E2	311(4)	1.60(2)	6.99(4)
$6_1^+$	$4_1^+$	266	100	E2	316(2)	1.63(1)	7.22(2)
$4_1^+$	$2_1^+$	173	100	E2	285(3)	1.47(2)	7.19(5)
$2_1^+$	$0_1^+$	75	100	E2	203(2)	1.05(1)	7.26(3)
$2_2^+$	$0_1^+$	988	76.7(22)	E2	3.0(2)	0.016(1)	
	$2_1^+$	913	100(1)	E2 <sup>a</sup>	5.9(3)	0.030(2)	
	$4_1^+$	740	3.4(4)	E2	0.57(7)	0.0029(4)	
$4_2^+$	$2_1^+$	1072	46(5)	E2	>1.3	>0.0064	
	$4_1^+$	899	100(3)	E2 <sup>b</sup>	>6.5	>0.034	
	$6_1^+$	633	< 25 <sup>c</sup>	E2	<9.4	<0.0047	

<sup>a</sup> $\delta > 100$

<sup>b</sup>als reiner E2 angenommen

<sup>c</sup>50(2) [NDS] ist nicht mit den Daten dieser Arbeit verträglich.

Tabelle 6.4: Übergangsstärken in  $^{160}\text{Gd}$ , berechnet aus den Lebensdauern dieser Arbeit. Für den  $2_1^+$ -Zustand wurde der Literaturwert verwendet; vergleiche Tabelle 5.2. Alle Verzweigungsverhältnisse und Multipolmischungsverhältnisse sind, wo nicht anders vermerkt, den *Nuclear Data Sheets* entnommen [NDS].

ter sowie die IBM-1-Parameter des Hamiltonoperators 6.20 sind in Tabellen 6.5 und 6.6 angegeben. Es ist wichtig zu bemerken, daß der  $\hat{L} \cdot \hat{L}$ -Term im Hamiltonoperator 6.20 diagonal ist. Damit hängen, wegen  $\epsilon = 0$ , die Übergangsstärken lediglich von  $\chi$  ab.

Abbildung 6.3 faßt die theoretische Beschreibung von  $^{160}\text{Gd}$  in beiden Modellen

$E(2_1^+)$	$E(2_2^+)$	$E(0_1^+)$	$B(E2 : 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$
0.075 MeV	0.989 MeV	1.326 MeV	10500 $e^2\text{fm}^4$

Tabelle 6.5: ARM-Parameter zur Beschreibung von  $^{160}\text{Gd}$ .

Bosonen	$\kappa$	$\epsilon/\kappa$	$\chi$	$\kappa'$
14	-0.041	0	-0.64	-0041

Tabelle 6.6: IBM-1-Parameter zur Beschreibung von  $^{160}\text{Gd}$ .

zusammen. Wie man erkennt, geben beide Modelle die Lage der ersten ( $K = 0$ )- und der ersten ( $K = 2$ )-Bande korrekt wieder. Auch die Übergangsstärken von der ersten ( $K = 2$ )-Bande zur Grundzustandsbande werden gut beschrieben. Der

$(4_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Übergang liegt mit der von beiden Modellen vorhergesagten Stärke jenseits der Nachweisgrenze.

Die Übereinstimmung der Übergangsstärken innerhalb der Grundzustandsbände mit dem IBM-1 ist exzellent und besser als im ARM. Insbesondere das Absinken des  $Q_t$ -Wertes vom  $(6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$ -Übergang hin zum  $(8_1^+ \rightarrow 6_1^+)$ -Übergang wird gut reproduziert.

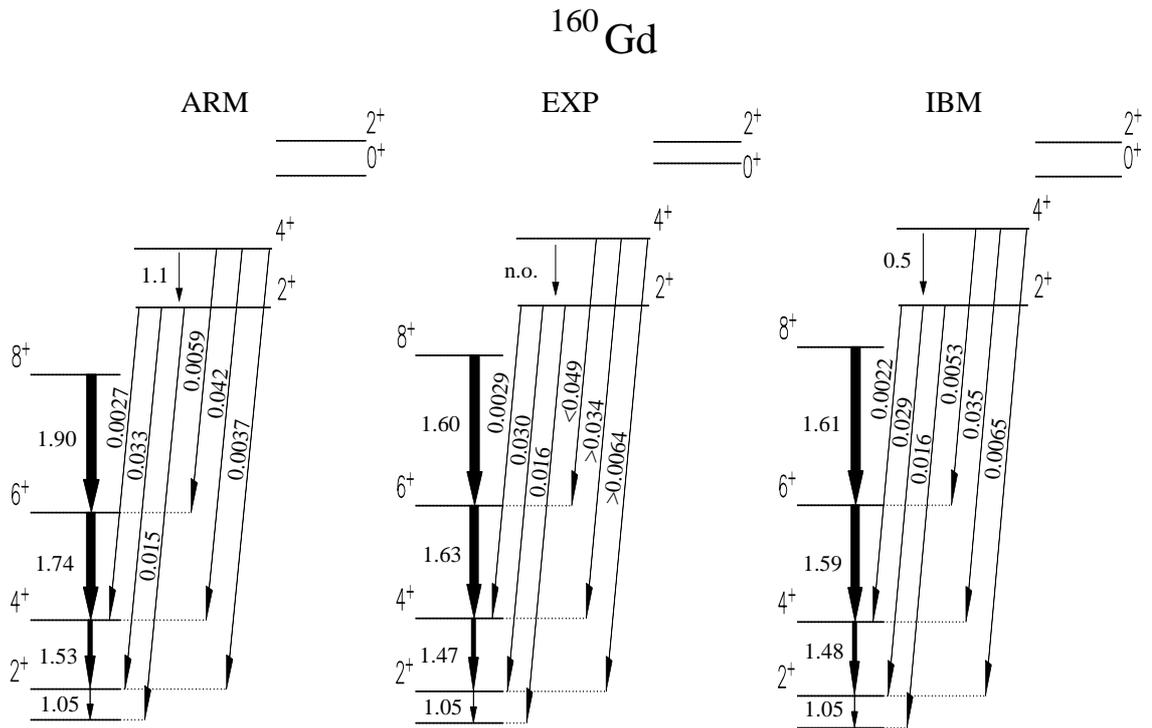


Abbildung 6.3: Vergleich zwischen ARM, IBM-1 und den experimentellen Daten von  $^{160}\text{Gd}$ . Die Übergangsstärken sind in  $e^2 b^2$  angegeben.

Aus den Modellen ergeben sich die Deformations-Parameter in Tabelle 6.7. Die  $\beta$ -

	$\beta$	$\gamma$
ARM	0.332	$10.6^\circ$
[MOE81] <sup>a</sup>	0.339	
	$\beta$	$\gamma_{eff}$
IBM-1 <sup>b</sup>	0.356	$7.4^\circ$

<sup>a</sup>vergleiche Text.

<sup>b</sup>berechnet aus  $Q$ -Invarianten [WER00].

Tabelle 6.7: Deformations-Parameter von  $^{160}\text{Gd}$ .

Deformation des ARM liegt nahe dem theoretischen Wert Möller und Nix [MOE81]. Allerdings wurde der dort tabellierte Wert von  $R_0 = 1.16 A^{1/3}$  auf  $R_0 = 1.2 A^{1/3}$

umskaliert. Der Korrekturfaktor von 1.1071 liegt nahe dem empirischen für die gesamte Kernregion von Tellur bis Uran für die Werte von Moeller und Nix von 1.1180 [DEW]. Die geringfügig größere  $\beta$ -Deformation im IBM-1 ist wohl auf die recht starke Einschränkung von  $\epsilon = 0$  zurückzuführen. Die aus dem IBM-1 gewonnene  $\gamma$ -Deformation ist lediglich als effektiver Wert zu verstehen, da das Modell Fluktuationen von  $\gamma$  zuläßt.

Keine Rolle spielen erwartungsgemäß die Korrekturen des Rotorwertes von  $Q_{2_2^+} = 2.057$  des Quadrupolmoments im körperfesten System nach Jolos et al. [JOL96], die sich aus den Übergängen der  $2_2^+$ -Bande in die Grundzustandsbande ergeben. Der experimentelle Wert liegt bei 2.08(4) [RAG89].

Der Kern wird insgesamt auf der Grundlage der momentanen Daten zufriedenstellend durch das IBM-1 mit einem recht stark vom reinen  $SU(3)$ -Limit abweichenden Wert von  $\chi = -0.64$  beschrieben. Abbildung 6.4 deutet die Lage von  $^{160}\text{Gd}$  innerhalb des Parameterraums des IBM-1 an. Wünschenswert zur Komplettierung des Bildes wäre die Kenntnis der Lebensdauer des  $0_2^+$ -Zustands, sowie der Lebensdauern höherenergetischer Zustände der Grundzustandsbande.

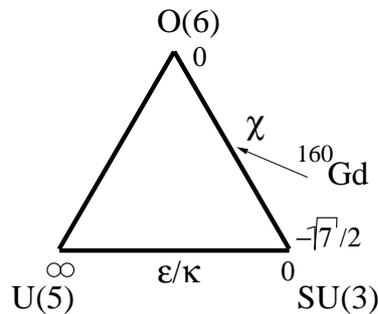


Abbildung 6.4: Casten-Dreieck für die Parameter des IBM-1. Die Lage von  $^{160}\text{Gd}$  ist angedeutet.

## 6.4 Übergangsstärken in $^{181}\text{Ta}$

Tabelle 6.8 faßt die aus den Lebensdauern dieser Arbeit bestimmten Übergangsstärken in  $^{181}\text{Ta}$  zusammen. Die  $Q_t$ -Werte innerhalb der Grundzustandsbande sind recht konstant und streuen um den Mittelwert  $\overline{Q}_t = 6.7(1)$ . Dies motiviert eine Beschreibung des Kerns im ASYR-Modell. Mit der Wahl der Standard-Nilsson-Parameter von Zhang et al. [ZHA88] lassen sich jedoch die Anregungsenergien der tief liegenden Einteilchenzustände sowie der Grundzustand nicht reproduzieren. Eine Variation der relevanten Nilsson-Parameter wurde in dieser Arbeit nicht durchgeführt.

Die sich aus dem  $\overline{Q}_t$  ergebende  $\beta$ -Deformation von 0.263 ist etwas kleiner als der von  $R_0 = 1.16 A^{1/3}$  auf  $R_0 = 1.2 A^{1/3}$  umskalierte Wert von Möller und Nix:  $\beta = 0.278$ .

$2 \cdot I_i^\pi$	$2 \cdot I_f^\pi$	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$ [%]	$\pi L$	B( $\pi L$ ) [W.u.]	B( $\pi L$ ) [ $e^2 b^2$ bzw. $\mu_N^2$ ]	$Q_t$ [eb]
$21_1^+$	$19_1^+$			E2			6.2(3)
$19_1^+$	$17_1^+$	275	17(4)	E2	91(80)	0.56(49)	5.8(16)
			$[\delta = 0.3(1)]$	M1	0.18(8)	0.3(2)	
	$15_1^+$	523	83(19)	E2	216(90)	1.3(5)	7.4(10)
$17_1^+$	$15_1^+$	248	24(2)	E2	105(100)	0.6(6)	5.5(18)
			$[\delta = 0.33(14)]$	M1	0.14(2)	0.25(4)	
	$13_1^+$	470	76(7)	E2	140(17)	0.85(11)	6.3(3)
$15_1^-$	$13_1^+$	221	30(2)	E2	251(90)	1.5(5)	7.9(9)
			$[\delta = 0.49(12)]$	M1	0.12(2)	0.22(4)	
	$11_1^+$	415	70(4)	E2	131(10)	0.79(7)	6.6(2)
$13_1^+$	$11_1^+$	194	40(2)	E2	342(120)	2.1(9)	8.5(13)
			$[\delta = 0.53(12)]$	M1	0.11(2)	0.19(3)	
	$9_1^+$	359	60(3)	E2	107(10)	0.65(6)	7.0(2)
$11_1^+$	$9_1^+$	165	59(3)	E2	262(80)	1.6(5)	6.9(8)
			$[\delta = 0.44(6)]$	M1	0.08(1)	0.16(2)	
	$7_1^+$	302	41(2)	E2	55(5)	0.34(3)	6.9(2)
$9_1^+$	$7_1^+$	136	100	E2	262(35)	1.6(2)	6.9(3)
			$[\delta = 0.41(3)]$	M1	0.068(4)	0.123(6)	

Tabelle 6.8: Übergangsstärken in  $^{181}\text{Ta}$ , berechnet aus den Lebensdauern dieser Arbeit. Alle Verzweigungsverhältnisse und Multipolmischungsverhältnisse sind den *Nuclear Data Sheets* entnommen [NDS].

## 6.5 Zur Supersymmetrie zwischen $^{171,172}\text{Yb}$

Die Supersymmetrie beschreibt Transformationen von bosonischen in fermionische Zustände und umgekehrt. Die Idee der Existenz von Multipletts solcher Zustände stammt ursprünglich aus der Hochenergiephysik. Es wird im Zusammenhang mit einer supersymmetrischen GUT (*Grand Unified Theorie*), d.h. einer Theorie, die alle vier fundamentalen Wechselwirkungen vereinigt, zu jedem Teilchen des Standard-Modells ein supersymmetrisches Partnerteilchen mit einer Spindifferenz von  $1/2$  vorhergesagt. Es fehlt jedoch bislang der experimentelle Nachweis solcher supersymmetrischer Teilchen.

Atomkerne werden in guter Näherung als aus Bosonen (des IBM) und Fermionen (den ungepaarten Nukleonen bzw. Löcher) zusammengesetzt beschrieben. Daraus ergibt sich auch in der Kernstrukturphysik die Möglichkeit der Suche nach supersymmetrischen Multipletts. Erst kürzlich gelang der experimentelle Nachweis

einer erweiterten  $U_\mu(6/12) \otimes U_\pi(6/4)$ -Supersymmetrie innerhalb des Quartetts der Kerne  $^{194,195}\text{Pt}$  und  $^{195,196}\text{Au}$  [MET99].

Neben solchen sogenannten *dynamischen* Supersymmetrien, die auf dem Interacting-Boson-Fermion-Model [IAC91] basieren, wurde kürzlich von Jolos und Brentano [JOL01] gezeigt, daß bestimmte ( $K = 1/2$ )-Rotations-Banden in ungeraden Kernen als Realisation einer partiellen Supersymmetrie interpretiert werden können. Hier verbindet die Supersymmetrie die Grundzustandsbande eines geraden Kernels mit  $N$  Bosonen mit einer speziellen ( $K = 1/2$ )-Bande des ungeraden Nachbarkerns mit  $N-1$  Bosonen und einem Fermion.

Voraussetzungen dafür sind eine verschwindende Projektion des Pseudo-Bahndrehimpuls des ungeraden Nukleons<sup>3</sup>  $\tilde{l}$  auf die Symmetrieachse des Kernels (Pseudo-Bahndrehimpuls-Singlet) und eine gerade Pseudo-Oszillator-Quantenzahl  $\tilde{n}$ . Neben analogen Übergangsenergien im geraden und ungeraden Kern erwartet man E2-Übergangsstärken im ungeraden Kern gemäß [?]

$$\langle I_i K || \hat{Q}_2 || I_f K \rangle = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} Q_0 \sqrt{2I_i + 1} \langle I_i 1/2 2 0 | I_f 1/2 \rangle \quad (6.24)$$

mit dem intrinsische Quadrupolmoment  $Q_0$  des geraden Kernels. Damit ergibt sich  $Q_0 = Q_t$  als Forderung für alle Übergänge der beiden supersymmetrischen Banden.

Der Grundzustand des stabilen Kernels  $^{171}\text{Yb}$  baut auf dem  $1/2^- [521]$ -Orbital auf, womit die o.g. Voraussetzungen erfüllt sind. Weiterhin ist  $^{172}\text{Yb}$  ebenfalls stabil, so daß es sich anbietet, die Konstanz der Übergangsquadrupolmomente sowie das Rotorverhalten beider Kerne mit der Methode dieser Arbeit zu prüfen.

$^{171}\text{Yb}$  wurde vor kurzer Zeit von Stuchbery et al. [STU00] mit Hilfe der Reaktion  $^{171}\text{Yb}(^{58}\text{Ni}, ^{58}\text{Ni}')$  bei 220 MeV untersucht. Es konnten einige Verzweigungsverhältnisse mit hoher Genauigkeit bestimmt werden. Tabelle 6.9 gibt einen Überblick der Übergangsstärken dieser Arbeit, die mit Hilfe der neuen experimentelle Daten ermittelt wurden.

Die  $Q_t$ -Werte innerhalb der Grundzustadsbande von  $^{171}\text{Yb}$  sind recht konstant und streuen um den Mittelwert  $\overline{Q}_t^{171} = 7.67(2)$ , der etwas kleiner ist als der von Stuchbery et al. vorgeschlagene Wert von  $Q_0 = 7.79$  für das intrinsische Quadrupolmoment. Abbildung 6.5 und Abbildung 6.6 fassen die theoretische Beschreibung des Kernels im ASYR-Modell mit den Parametern aus Tabelle 6.10 zusammen. Als Nilsson-Parameter wurden die Werte von [LAM69], die in dieser Massenregion die Ein-

<sup>3</sup>Vor ca. 30 Jahren ist eine Quasi-Entartung von Schalenmodell-Zuständen mit den Quantenzahlen (Oszillatorschale, Bahndrehimpuls, Gesamtdrehimpuls) von  $(n, l_1, j_1 = l_1 + 1/2)$  bzw.  $(n, l_2 = l_1 + 2, j_2 = l_2 - 1/2 = j_1 + 1)$  in einigen schweren Kernen entdeckt worden [HEC69, ARI69]. Als neue Pseudo-Quantenzahlen wurden  $(\tilde{n} = n - 1, \tilde{l} = l_1 + 1, j = \tilde{l} + \tilde{s})$  mit Pseudo-Spin  $\tilde{s} = \pm 1/2$  definiert. Die Pseudo-Spin-Bahn-Kopplung  $\tilde{l} \cdot \tilde{s}$  ist wesentlich schwächer als die normale  $\vec{l} \cdot \vec{s}$ -Kopplung.

$2 \cdot I_i^\pi$	$2 \cdot I_f^\pi$	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$ [%]	$\pi$ L	B( $\pi$ L) [W.u.]	B( $\pi$ L) [ $e^2 b^2$ bzw. $\mu_N^2$ ]	$Q_t$ [eb]
$17_1^-$	$15_1^-$	27	$<0.25$ [ $\delta = 0^a$ ]	E2 M1	$<0.60(3)$	$<1.1(5)$	
	$13_1^-$	350	100	E2	409(18)	2.3(1)	8.38(14)
$15_1^-$	$13_1^-$	323	9.4(10) [ $\delta = 0.49(10)^b$ ]	E2 M1	11(5) $1.0(2) \cdot 10^{-2}$	0.06(3) $1.8(4) \cdot 10^{-2}$	9.8(7)
	$11_1^-$	345	100	E2	416	2.3(2)	8.46(14)
$13_1^-$	$11_1^-$	22	0.059(5) [ $\delta = 0^a$ ]	E2 M1	$5.0(4) \cdot 10^{-2}$	$9.0(8) \cdot 10^{-2}$	
	$9_1^-$	263	100	E2	327(6)	1.84(3)	7.67(4)
$11_1^-$	$9_1^-$	241	15.8(5) [ $\delta = 0.50(4)$ ]	E2 M1	14(2) $0.70(5) \cdot 10^{-2}$	0.07(1) $1.26(8) \cdot 10^{-2}$	7.8(2)
	$7_1^-$	257	100	E2	316(4)	1.78(2)	7.68(4)
$9_1^-$	$7_1^-$	16	0.152(3) [ $\delta = 0^a$ ]	E2 M1	$3.3(1) \cdot 10^{-2}$	$5.9(2) \cdot 10^{-2}$	
	$5_1^-$	171	100	E2	276(8)	1.56(4)	7.41(7)
$7_1^-$	$5_1^-$	155	37.9(6) [ $\delta = -0.521(16)$ ]	E2 M1	26(2) $0.50(3) \cdot 10^{-2}$	0.16(1) $0.90(5) \cdot 10^{-2}$	7.5(1)
	$3_1^-$	164	100	E2	241(12)	1.36(7)	7.29(13)
$5_1^-$	$3_1^-$	9	2.48(23) [ $\delta = -0.019(4)^c$ ]	E2 M1	60(36) $2.9(4) \cdot 10^{-2}$	0.33(21) $5.3(8) \cdot 10^{-2}$	7.6(1.2)
	$1_1^-$	76	100.0(13)	E2	156	0.88(10)	6.65(25)
$3_1^-$	$1_1^-$	67	100 [ $\delta = -0.705(12)^c$ ]	E2 M1	218(45) $0.4(1) \cdot 10^{-2}$	1.2(3) $0.8(2) \cdot 10^{-2}$	7.8(6)

<sup>a</sup> $\delta = 0$  angenommen.

<sup>b</sup>in [STU00] ist kein Fehler angegeben.

<sup>c</sup>diese Werte sind den *Nuclear Data Sheets* entnommen [NDS].

Tabelle 6.9: Übergangsstärken in  $^{171}\text{Yb}$ , berechnet aus den Lebensdauern dieser Arbeit. Alle Verzweigungsverhältnisse und Multipolmischungsverhältnisse sind, wenn nicht anders angegeben, [STU00] entnommen.

teilchenenergien korrekt widerspiegeln, benutzt.

$\epsilon$	$\gamma$	$E(2_1^+)$	GR	GSFAC
0.26	$0^\circ$	0.079 MeV	0.34	0.85

Tabelle 6.10: Parameter der ASYR-Rechnung für  $^{171}\text{Yb}$ . Es gilt  $\epsilon \propto \beta$ .  $E(2_1^+)$  ist die Energie vom  $2_1^+$ -Zustand des gg-Rumpfkerns. GR ist der  $g$ -Faktor des Rumpfs, GSFAC der des ungeraden Neutrons relativ zu dem eines freien Neutrons. GR ist [STU00] entnommen.

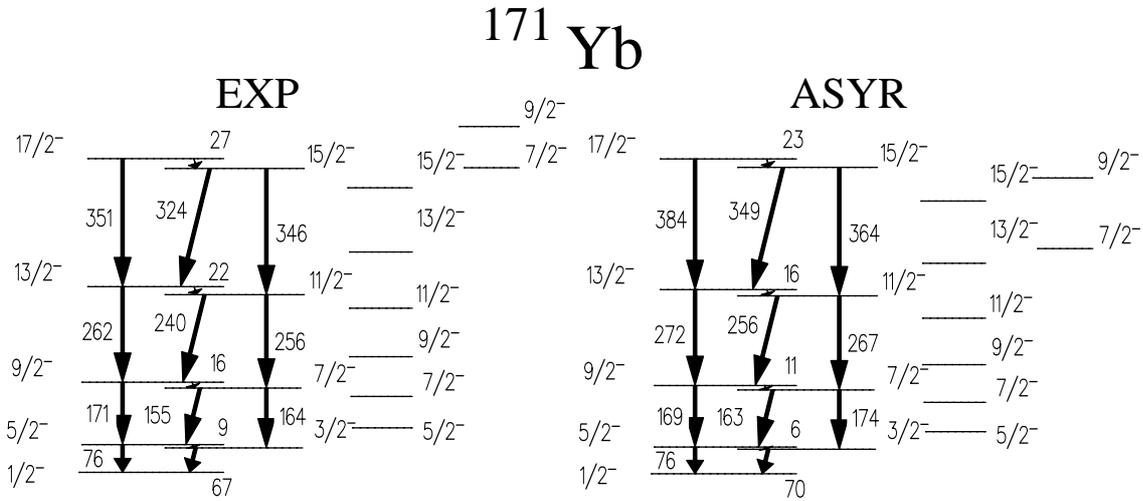


Abbildung 6.5: Beschreibung der Übergangsennergien in  $^{171}\text{Yb}$  im ASYR-Modell.

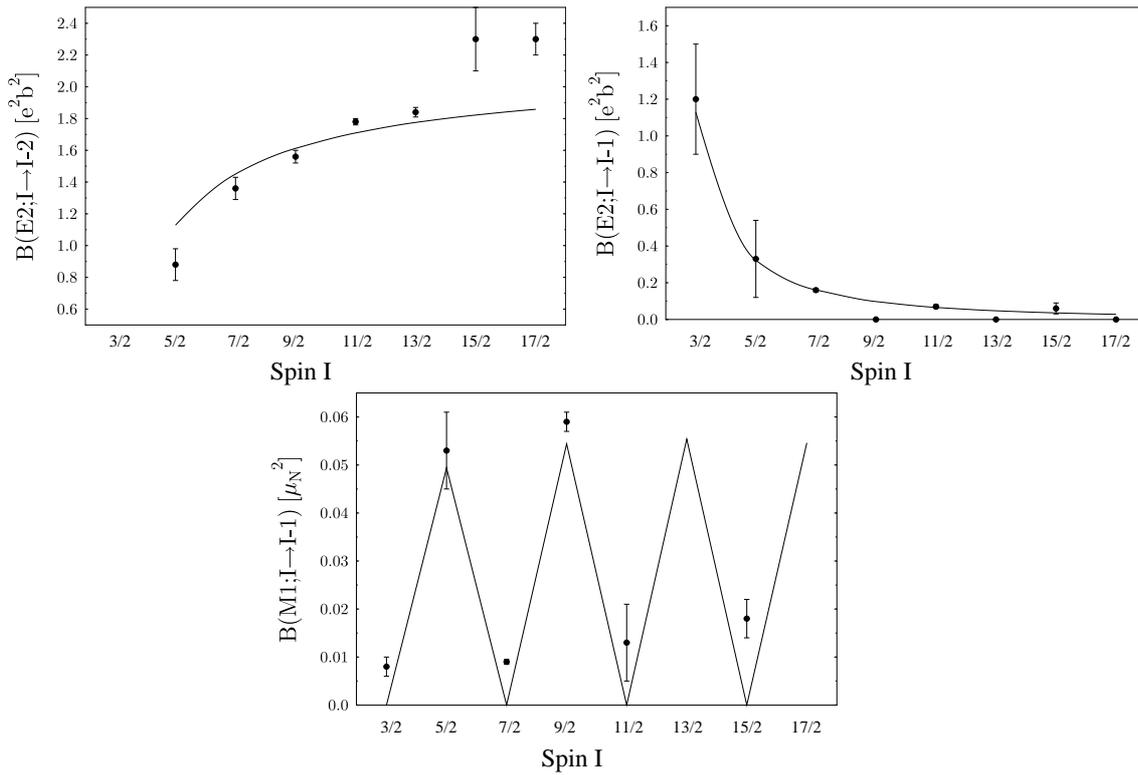


Abbildung 6.6: Beschreibung der Übergangsstärken in  $^{171}\text{Yb}$  im ASYR-Modell.

Die Beschreibung der Energien innerhalb der Grundzustands-Rotationsbande ist gut. Als Energie des  $2_1^+$ -Zustands wurde die Energie des entsprechenden Zustands in  $^{172}\text{Yb}$  gewählt. Auch die Energien der Bandenköpfe der beiden Rotationsbanden, die auf dem  $5/2[521]$ - bzw. dem  $7/2[514]$ -Orbital aufbauen, werden richtig wiedergegeben. Nicht reproduzierbar ist jedoch der leichte Anstieg

der  $B(E2 : I \rightarrow I - 2)$ -Werte relativ zu den Rotorwerten hin zu höheren Spins, auch wenn, in Übereinstimmung mit Stuchbery et al., der Literaturwert für den  $(5/2^- \rightarrow 1/2^-)$ -Übergang verworfen wird. Die Beschreibung der  $B(M1 : I \rightarrow I - 1)$  und  $B(E2 : I \rightarrow I - 1)$ -Werte ist im Rahmen der Fehler gut.

Insgesamt ist die Beschreibung von  $^{171}\text{Yb}$  im Rotormodell ohne die Annahme einer  $\gamma$ -Deformation zufriedenstellend.

Tabelle 6.11 zeigt einen Vergleich der experimentellen Übergangsenergien innerhalb der Grundzustandsbanden von  $^{170,171,172}\text{Yb}$ . Man erkennt die recht gute Korrespon-

$L$	$^{170}\text{Yb}$	$^{171}\text{Yb}$	$^{172}\text{Yb}$
	$I_i = L$	$I_i \pm L + \frac{1}{2}$	$I_i = L$
2	84	76/x	79
4	193	171/164	182
6	296	263/257	280
8	390	350/345	372
10	474	434/430	458

Tabelle 6.11: Vergleich der experimentellen  $E2$ -Übergangsenergien in keV der  $(\Delta I_i = 2)$ -Übergänge innerhalb der Grundzustandsbanden von  $^{170,171,172}\text{Yb}$  [NDS].

denz zwischen  $^{171,172}\text{Yb}$  und die etwas schlechtere zwischen  $^{171,170}\text{Yb}$ .

Tabelle 6.12 faßt die Übergangsstärken dieser Arbeit in den beiden benachbarten Ytterbiumisotopen  $^{170}\text{Yb}$  und  $^{172}\text{Yb}$  zusammen. Der Mittelwert aller bekannten  $Q_t$ -Werte innerhalb der Grundzustandsbande von  $^{172}\text{Yb}$  ist  $\overline{Q_t}^{172} = 7.74(3)$  und damit nahe dem von  $^{171}\text{Yb}$ . Der entsprechende Wert in  $^{170}\text{Yb}$  ist kleiner. Tabelle 6.13 zeigt das Verhältnis  $Q_t^{171}/Q_t^{172}$  aller  $Q_t$ -Werte sich entsprechender Übergänge in den Grundzustandsbanden von  $^{171}\text{Yb}$  und  $^{172}\text{Yb}$ . Es zeigt sich eine im Rahmen der Fehler bemerkenswert gute Übereinstimmung. Der leichte Anstieg der  $Q_t$ -Werte vollzieht sich in  $^{171}\text{Yb}$  analog zu  $^{172}\text{Yb}$  und hat damit seine Ursache nicht im Übergang vom geraden zum ungeraden Kern.

Insgesamt konnte also gezeigt werden, daß die Forderung analoger Übergangsenergien und -stärken innerhalb der Grundzustandsbanden für das Paar  $^{171,172}\text{Yb}$  gut erfüllt ist. Dieses Ergebnis ist im Einklang mit dem Bild der partiellen Supersymmetrie. Leichte Abweichungen vom Rotorverhalten treten in beiden Kernen gleichermaßen auf und sind damit Effekte des Rumpfs.

## 6.6 Übergangsstärken in $^{107,109}\text{Ag}$

Tabelle 6.14 faßt die Übergangsstärken in  $^{107,109}\text{Ag}$  dieser Arbeit zusammen. Diese Angaben erfolgen nur der Vollständigkeit halber. Eine weitere theoretische Beschrei-

$$^{172}\text{Yb}$$

$I_i^\pi$	$I_f^\pi$	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$ [%]	$\pi$ L	B( $\pi$ L) [W.u.]	B( $\pi$ L) [ $e^2b^2$ ]	$Q_t$ [eb]
$8_1^+$	$6_1^+$	372	100	E2	380(32)	2.2(2)	8.19(37)
$6_1^+$	$4_1^+$	280	100	E2	371(25)	2.1(2)	8.19(39)
$4_1^+$	$2_1^+$	182	100	E2	297(3)	1.69(2)	7.71(4)
$2_1^+$	$0_1^+$	79	100	E2	212(3)	1.21(2)	7.80(6)

$$^{170}\text{Yb}$$

$I_i^\pi$	$I_f^\pi$	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$ [%]	$\pi$ L	B( $\pi$ L) [W.u.]	B( $\pi$ L) [ $e^2b^2$ ]	$Q_t$ [eb]
$4_1^+$	$2_1^+$	193	100	E2	303(43)	1.69(24)	7.71(54)
$2_1^+$	$0_1^+$	84	100	E2	201(2)	1.12(1)	7.50(3)

Tabelle 6.12: Übergangsstärken in  $^{172}\text{Yb}$  und  $^{170}\text{Yb}$ .

L	$\Delta I = 2$		$\Delta I = 1$	
	$\frac{Q_i^{171}(I_i=L+\frac{1}{2})}{Q_i^{172}(I_i=L)}$	$\frac{Q_i^{171}(I_i=L-\frac{1}{2})}{Q_i^{172}(I_i=L)}$	$\frac{Q_i^{171}(I_i=L+\frac{1}{2})}{Q_i^{172}(I_i=L)}$	$\frac{Q_i^{171}(I_i=L-\frac{1}{2})}{Q_i^{172}(I_i=L)}$
8	1.02(6)	1.03(6)	–	1.2(1)
6	0.94(5)	0.94(5)	–	0.95(6)
4	0.96(2)	0.95(3)	–	0.97(2)
2	$[0.85(4)]^a$	–	0.97(15)	1.00(8)

<sup>a</sup>dieser Wert wird verworfen (vergleiche Text).Tabelle 6.13: Vergleich der  $Q_t$ -Werte der Grundzustandsbanden von  $^{171,172}\text{Yb}$ .

bung dieser Kerne hat (noch) nicht stattgefunden.

$^{107}\text{Ag}$

$2 \cdot I_i^\pi$	$2 \cdot I_f^\pi$	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$ [%]	$\pi$ L	B( $\pi$ L) [W.u.]	B( $\pi$ L) [ $e^2b^2$ bzw. $\mu_N^2$ ]	$Q_t$ [eb]
$9_1^-$	$7_1^-$	724	100	E2	55(2)	0.165(5)	9.78(5)
$7_1^-$	$5_1^-$	550	100(8)	E2			
			$[\delta = 0^a]$	M1	0.11(2)	0.19(3)	
	$3_1^-$	648	20(4)	E2	28(6)	0.08(1)	1.76(8)
$5_1^-$	$3_1^-$	98	30(2)	E2	9(7)	0.026(22)	2.1(4)
			$[\delta = -0.059(18)]$	M1	0.028(2)	0.050(5)	
	$7_1^+$	330	0.22(4)	E1			
	$1_1^+$	423	100(4)	E2	37(2)	0.11(1)	2.35(7)
$3_1^-$	$1_1^-$	325	100	E2	30(3)	0.09(1)	2.12(8)
			$[\delta = -0.207(10)]$	M1	0.088(2)	0.158(4)	
$5_2^-$	$5_1^-$	527	100(4)	E2	13(4)	0.04(1)	
			$[\delta = -0.24(3)]$	M1	0.072(6)		
	$3_1^-$	625	78(4)	E2	6(2)	0.017(5)	
			$[\delta = -0.28(3)]$	M1	0.033(3)	0.059(6)	
	$7_1^+$	857	2.0(4)	E1			
	$1_1^-$	950	100	E2	3.2(3)	0.0095(9)	

$^{109}\text{Ag}$

$2 \cdot I_i^\pi$	$2 \cdot I_f^\pi$	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$ [%]	$\pi$ L	B( $\pi$ L) [W.u.]	B( $\pi$ L) [ $e^2b^2$ bzw. $\mu_N^2$ ]	$Q_t$ [eb]
$9_1^-$	$7_1^-$	676	100	E2	65(1)	0.200(4)	10.7(4)
$7_1^-$	$5_1^-$	497	100(5)	E2			
			$[\delta = 0^a]$	M1	0.13(1)	0.24(2)	
	$3_1^-$	601	25(5)	E2	44(9)	0.13(3)	2.3(2)
$5_1^-$	$3_1^-$	103	0(1)	E2	5(7)	0.015(2)	1.62(5)
			$[\delta = 0.04(2)]$	M1	0.039(6)	0.070(10)	
	$1_1^+$	415	100(10)	E2	37(5)	0.11(2)	2.4(1)
$3_1^-$	$1_1^-$	311	100	E2	36(30)	0.11(10)	2.4(7)
			$[\delta = 0.2(1)]$	M1	0.10(6)	0.19(11)	
$5_2^-$	$5_1^-$	448	100(24)	E2	12(11)	0.03(3)	
			$[\delta = 0.16(4)]$	M1	0.11(3)	0.20(6)	
	$3_1^-$	551	74(18)	E2	9(6)	0.028(17)	
			$[\delta = 0.28(4)]$	M1	0.04(1)	0.07(2)	
	$1_1^-$	863	16(4)	E2	3(1)	0.0087(27)	

<sup>a</sup> $\delta = 0$  angenommen

Tabelle 6.14: Übergangsstärken in  $^{107,109}\text{Ag}$ , berechnet aus den Lebensdauern dieser Arbeit. Alle Verzweigungsverhältnisse und Multipolmischungsverhältnisse sind den *Nuclear Data Sheets* entnommen [NDS].



# Kapitel 7

## Ausblick

Die RDDS-Messung nach Coulomb-Anregung ist eine leistungsfähige Methode zur Bestimmung von Lebensdauern kollektiver Zustände. Sie stellt damit eine wichtige Ergänzung zu den Lebensdauer-Messungen nach Compound-Kern-Reaktionen dar. Ein weites Anwendungsgebiet eröffnet sich beim Übergang zu höheren Strahlenergien und/oder schweren Projektilen (*unsave Coulex*). Durch den Einsatz der Teilchendetektoren unter Rückwärtswinkeln werden nur die Coulomb-Anregungs-Ereignisse ausgewählt und die Bestimmung von Lebensdauern angeregter Niveaus, die jenseits des Limits für reine multiple Coulomb-Anregung liegen, wäre möglich. Die Bestimmung der Lebensdauern von kollektiven Non-Yrast-Zuständen (z.B. von Zuständen der ersten angeregten ( $K = 0$ )- oder ( $K = 2$ )-Banden der deformierten seltenen Erden) und insbesondere die Bestimmung der Lebensdauern von  $0_2^+$ -Zuständen ist damit verlässlich möglich. Zu kürzeren Niveau-Lebensdauern ( $< 1$  ps) hin bietet sich die DSAM (*Doppler Shift Attenuation Method*) nach Coulomb-Anregung an.



# Literaturverzeichnis

- [ALB95] S. Albers, Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1995
- [ALD56] K. Alder, A. Bohr, T. Huus, and A. Winther, Reviews of Modern Physics **28**, No.4 (1956) in *Coulomb Excitation*, Academic Press, New York (1966)
- [ALD75] K. Alder and A. Winther, *Theory Of Coulomb Excitation With Heavy Ions*, North Holland (1975)
- [ARI69] A. Arima, M. Harvey, and K. Shimizu. Phys. Lett.**30B** (1969) 517.
- [ARI75] A. Arima und F. Iachello. Collective Nuclear States as Representations of a SU(6) Group. *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975) 1069.
- [ARI76] A. Arima und F. Iachello. Interacting Boson Model of Collective Nuclear States I. The Vibrational Limit. *Ann. Phys.* **99** (1976) 253.
- [ARI79] A. Arima und F. Iachello. Interacting Boson Model of Collective Nuclear States IV. The O(6) Limit. *Ann. Phys.* **123** (1979) 468.
- [BIE65] L. C. Biedenharn and P. J. Brussard, *Coulomb Excitation*, Clarendon Press, Oxford (1965)
- [BOE91] G. Böhm. Koinzidenz-Lebensdauern am  $^{128}\text{Ba}$  anhand einer neuen Methode zur Bestimmung von Lebensdauern. Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1991.
- [BOH69] A. Bohr und B. R. Mottelson. *Nuclear Structure*, Volume I and II. I. W. A. Benjamin, New York, 1969.
- [CAS90] R.F. Casten. Nuclear Structure from a Simple Perspective. Oxford Univ. Press (1990).
- [CAS98] R.F. Casten, M. Wilhelm, E. Radermacher, N.V. Zamfir, and P. von Brentano. *Phys. Rev* **C57** (1998) R1553.

- [CAS99] R.F. Casten, D. Kusnezov, and N.V. Zamfir. *Physical Review Letters* **82**,25 (1999) 5000.
- [CLI86] D. Cline. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **36** (1986) 683.
- [DAV58] A. S. Davydov und B. F. Fillipov Rotational states in even atomic nuclei *Nucl. Phys.* **8** (1958) 237.
- [DEW] A. Dewald  $B(E2)$  systematics of transitional nuclei in the  $A = 130$  mass region *private communication and to be published*.
- [DEW89] A. Dewald, S. Harissopulos und P. von Brentano. The Differential Plunger and the Differential Decay Curve Method for the Analysis of Recoil Distance Doppler-Shift Data. *Z. Phys. A* **334** (1989) 163.
- [DEW96] A. Dewald et al. *Phys. Rev* **C54** (1996) R2119
- [DEW98] A. Dewald et al. Shape Dynamics in  $A=130$  Nuclei from Advanced Doppler-Shift Experiments. in *The 98' seminar on nuclear physics with radioactive ion beam and high spin nuclear structure*. Lanzhou, China (September 1-4, 1998). Editors in Chief: G. Jin, Y. Luo, W. Zhan. Institute of Modern Physics, the Chinese Academy of Sciences. Atomic Energy Press. Page 31. and A. Dewald. Euroball Plunger Apparatus. Ancillary Detectors and devices for Euroball. Editor and Coordinator H. Grawe. GSI Darmstadt, Planckstr. 1, D-64229 Darmstadt and the Euroball Ancillary Group. II. Edition, March 1998, Page 70.
- [FRA69] I.A. Fraser, J.S. Greenberg, S.H. Sie, R.G. Stokstad, G.A. Burginyon and D.A. Bromley. Investigation of Band-Mixing Anomalies in  $^{152}\text{Sm}$ . *Physical Review Letters* **23**,18 (1969) 1047.
- [HEC69] K. T. Hecht and A. Adler. *Nucl. Phys.* **A137** (1969) 129.
- [IAC80] F. Iachello. *Group Theory and Nuclear Spectroscopy*, volume 119 of *In Lecture Notes in Physics, Nuclear Spectroscopy*. Springer, Berlin, 1980.
- [IAC87] F. Iachello und A. Arima. *The Interacting Boson Model*. Cambridge University Press , Cambridge, 1987.
- [IAC91] F. Iachello and P. Van Isacker. *The Interacting Boson-Fermion Model* Cambridge University Press, Cambridge, 1991
- [IAC98] F. Iachello, N.V. Zamfir, R.F. Casten. *Physical Review Letters* **81**,6 (1998) 1191.
- [INA76] T. Inamura, F. Kearns, G. Varley, J.C. Lisle, *Nucl. Phys.* **A270**, 255 (1976)

- [JOL01] R.V. Jolos and P. von Brentano. Partial supersymmetry in the particle-rotor model *Phys. Lett.* **C63** (2001) 024304
- [JOL96] R. V. Jolos and P. von Brentano. *Phys. Lett.* **B381** (1996) 7-11
- [JOL97] J. Jolie, P. von Brentano, N. Pietralla, and I. Schneider. *Nucl. Phys.* **A618** (1997) 126.
- [JOL99] J. Jolie, P. Cejnar, J. Does. *Phys. Rev* **C60** (1999) 061303-1.
- [KLU00] T. Klug, A. Dewald, V. Werner, P. von Brentano, and R.F. Casten. The  $B(E2 : 4_2^+ \rightarrow 2_2^+)$  Value in  $^{152}\text{Sm}$  and  $\beta$ -Softness in Phase Coexisting Structures. *Phys. Lett.* **B495** (2000) 55-62.
- [KUM72] K. Kumar. *Phys. Rev. Lett.* **28** (1972) 249.
- [LAM69] I.L. Lamm et al. *Nucl. Phys.* **A125** (1969) 504.
- [LAR78] S.E. Larsson, G. Leander and I. Ragnarsson, *Nucl. Phys.* **A307** (1978) 189.
- [LIP85] P. O. Lipas, P. Toivonen, and D. D. Warner. *Phys. Lett.* **B155** (1985) 295.
- [MET99] A. Metz, J. Jolie, G. Graw, R. Hertenberger, J. Gröger, C. Günther, N. Warr, and Y. Eisermann. *Physical Review Letters* **83**,8 (1999) 1542.
- [MOE81] P. Möller and J.R. Nix Atomic Masses and Nuclear Ground-State Deformations calculated with a new macroscopic-microscopic Model Atomic Data and Nuclear Data Tables **26** (1981) 165.
- [MOR76] H. Morinaga and T. Yamazaki. *In Beam Gamma-Ray Spectroscopy.* North-Holland Publishing, 1976.
- [NDS] Agda Artna-Cohen, *Nucl. Data Sheets*, NNDC online data bank, National Nuclear Data Center, Brookhaven, New York, USA
- [NIC89] N. Nicolai, *Entwicklung eines VME-Bus Analyzers*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1989
- [PET92] P. Petkov, 1992. Programm *ddcma*, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, unveröffentlicht.
- [PET95] P. Petkov, A. Dewald, A. Gelberg, G. Böhm, P. Sala, P. von Brentano, W. Andrejtscheff. The nuclear deorientation effect in  $^{122}\text{Xe}$  and  $^{128}\text{Ba}$ . *Nucl. Phys. A* **589** (1995) 341.
- [PEU96] R. Peusquens. Lebensdauern niedrigliegender Zustände in  $^{133}\text{Nd}$  und Software für RDDS-Messungen. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1996.

- [RAG88] I. Ragnarsson und P.B. Semmes. Description of Nuclear Moments and Nuclear Spectra in the Particle-Rotor-Model. *Hyp. Int.* **43**(1988) 425.
- [RAG89] P. Raghavan. Table of Nuclear Moments. *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **42** (1989) 189-291.
- [RAG92] I. Ragnarsson und P.B. Semmes, 1992. Programm ASYRMOR(Version: Juli 1991), Lund Institute of Technology, Sweden.
- [ROE78] Rösels, Fries, Alder and Pauli. Tables of internal conversion coefficients. *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **21** (1978) Nos. 4-5.
- [SAH00] B. Saha. Analyse von Lebensdauer-messungen an  $^{126}\text{Ba}$ . Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 2000.
- [SCH82] O. Scholten. Computerprogramm PHINT (1982). unveröffentlicht, KVI-63, Groningen.
- [SCH00] I. Schneider. Institut für Kernphysik der Universität zu Köln. Dissertation (2000).
- [STE57] P.H. Stelson, F.K. McGowan, *Phys. Rev.* **105**, 1346 (1957)
- [STU00] A.E. Stuchbery, S.S. Anderseen, H.H. Bolotin. Magnetic moments in the  $1/2^- [521]$  ground-state band of  $^{171}\text{Yb}$  and Coriolis-induced renormalization of rotational g-factors in odd-A rare-earth nuclei *Nucl. Phys.* **A669** (2000) 27
- [THE92] J. Theuerkauf, S. Eßer, S. Krink, N. Nicolay and H. Wolters, 1992. Programm *tv*, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, unveröffentlicht.
- [TIE95] H. Tiesler. Entwicklung einer Abstandsregelung für Plungermessungen. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1995.
- [THO95] H. G. Thomas. *Entwicklung eines Germanium CLUSTER-Detektors für das Gamma-Spektrometer Euroball*, Dissertation, Institut für Kernphysik, 1995.
- [TIE99] H. Tiesler. Gammaspektroskopie an  $^{209}\text{Bi}$  mit zwei CLUSTER-Detektoren. Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1999.
- [VOG94] O. Vogel. Beschreibung proton-ungerader Cäsiumkerne durch das Triaxiale-Rotor-plus-Teilchen-Modell. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1994.
- [WAR82] D. D. Warner and R. F. Casten. *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982) 1385.

- [WDB65] A. Winther and J. de Bohr, T. Huus, and A. Winther, A computer Program for Multiple Coulomb Excitation. California Institut of Technology, Technical Report, November 18, 1965 in *Coulomb Excitation*, Academic Press, New York (1966)
- [WER00] V. Werner, N. Pietralla, P. von Brentano, R. F. Casten, and R. V. Jolos. Quadrupol shape invariants in the interacting boson model *Phys. Rev C* **61** (2000) 021301(R).
- [WIR93] R. Wirowski, Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1993
- [ZAM99] N.V. Zamfir, R.F. Casten, M.A. Caprio, C.W. Beausang, R. Krücken, J.R. Novak, J.R. Cooper, G. Cata-Danil, and C.J Barton. B(E2) values and phase coexisting in  $^{152}\text{Sm}$ . *Phys. Rev C* **60** (1999) 054312.
- [ZHA88] J. Zhang, N. Xu, D.B. Fossan, Y. Liang, R. Ma and E.S. Paul. *Phys. Rev C* **39**,2 (1988) 714.
- [ZHA99] J. Zhang, M.A. Caprio, N.V. Zamvir, and R.F. Casten. *Phys. Rev C* **60** (1999) 061304-1.

## Eigene Veröffentlichungen

Während meiner Tätigkeit am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln sind die folgenden Veröffentlichungen entstanden.

- T. Klug, A. Dewald, V. Werner, P. von Brentano, and R.F. Casten. The  $B(E2 : 4_2^+ \rightarrow 2_2^+)$  Value in  $^{152}\text{Sm}$  and  $\beta$ -Softness in Phase Coexisting Structures. *Phys. Lett.* **B495** (2000) 55-62.
- Zs. Podolyak, P.G. Bizzeti, A.M. Bizzeti-Sona, S. Lunardi, D. Bazzacco, A. Dewald, A. Algora, G. de Angelis, M. De Poli, E. Farnea, A. Gadea, S. Kasemann, T. Klug, Th. Kroll, S. Lenzi, D.R. Napoli, C.M. Petrache, R. Peusquens, C. Rossi-Alvarez, T. Martinez, C.A. Ur, *Multiple Octupole Excitations in  $^{148}\text{Gd}$* , *Eur.Phys.J. A* **8**, 147 (2000)

## Konferenzberichte:

- P.G.Bizzeti, A.M.Bizzeti-Sona, L.Bargioni, S.Lunardi, Zs.Podolyak, F. Banci Buonamici, D. Bazzacco, G. de Angelis, M. De Poli, A. Dewald, S. Kasemann, T. Klemme, T. Klug, R. Krücken, G. Maron, D.R. Napoli, P. Pavan, C.M. Petrache,

- R. Peusquens, C. Rossi Alvarez, H. Tiesler, L.H. Zhu, *Double and Triple Octupole Excitations in the  $A \approx 150$  Region*, Proc. Nuclear Structure 98, Gatlinburg, Tenn., C. Baktash, Ed., p.493 (1999); AIP Conf.Proc. 481 (1999)
- Zs. Podolyak, P.G. Bizzeti, A.M. Bizzeti-Sona, S. Lunardi, A. Algora, D. Bazzacco, G. de Angelis, M. de Poli, A. Dewald, E. Farneta, A. Gadea, S. Kasemann, T. Klug, Th. Kroll, T. Martinez, D.R. Napoli, C.M. Petrache, C. Rossi Alvarez, C.A. Ur, *A Candidate for a Three Octupole Phonon State in  $^{148}\text{Gd}$* , Proc. 6th Intern. Spring Seminar on Nuclear Physics (Highlights of Modern Nuclear Structure), S.Agata sui due Golfi, Italy, May 18-22 1998, A. Covello, Ed., World Scientific, Singapore, p.359 (1999)
  - T. Klug, A. Dewald, S. Kasemann, A. Fitzler, G. Kemper, C. Frießner, I. Schneider, J. Gableske, *RDDS-Lebensdauermessungen nach Coulomb-Anregung*, Verhandl. DPG HK 16.17, Dresden, (2000)

# Anhang A

## Abstände und Geschwindigkeiten

Kern	Abstände [ $\mu\text{m}$ ]
$^{152}\text{Sm}$	0.65(10), 2.73(10), 4.78(10), 6.96(60), 11.7(2), 15.1(2), 24.3(2), 37.0(3), 68.1(5), 100.3(2), 151.6(20), 247(4), 403(6), 707(11), 1124(30), 2000(30)
$^{160}\text{Gd}$	14.8(2), 19.5(3), 29.5(3), 39.4(2), 54(2), 69.2(3), 89(1), 109(3), 142(2), 167(2), 204(2), 263(2), 317(3), 387(3), 463(2), 567(3), 714(3), 1000(5), 1500(5), 2000(10), 2500(10), 3500(10), 5100(10)
$^{171}\text{Yb}$	10.8(2), 13.4(10), 20.6(10), 23.5(10), 29.8(10), 40.1(10), 49.4(10), 60.4(10), 81(1), 110(2), 161(2), 210(2), 290(3), 359(3), 397(3), 515(3), 714(3), 1000(5), 1500(5), 2000(5), 3000(5), 4000(5)

Tabelle A.1: Target-Stopper-Abstände, bei denen während der einzelnen Experimente Daten aufgenommen wurden.

Kern	v/c [%]
$^{152}\text{Sm}$	2.08(3)
$^{181}\text{Ta}$	1.47(1)
$^{160}\text{Gd}$	2.30(1)
$^{181}\text{Ta}$	1.74(1)
$^{171}\text{Yb}$	2.20(2)
$^{170}\text{Yb}$	2.2(6)
$^{172}\text{Yb}$	2.18(4)
$^{107}\text{Ag}$	2.76(2)
$^{109}\text{Ag}$	2.70(2)

Tabelle A.2: Recoil-Geschwindigkeiten, bestimmt aus den  $\gamma$ -Spektren des zentralen CLUSTER-Segments.



# Anhang B

## Einige $\tau$ -Kurven

Im folgenden werden exemplarisch einige  $\tau$ -Kurven gezeigt. Dies soll überblicksmäßig die Qualität der aufgenommenen Daten zeigen. Der betrachtete Kern, die Übergangsenergie, die Bezeichnung der Gruppe und der Spin des untersuchten Zustands sind der Kopfzeile eines jeden Bildes zu entnehmen. Die Lebensdauer wurde aus der Mittelung über den angedeuteten sensitiven Bereich gewonnen.

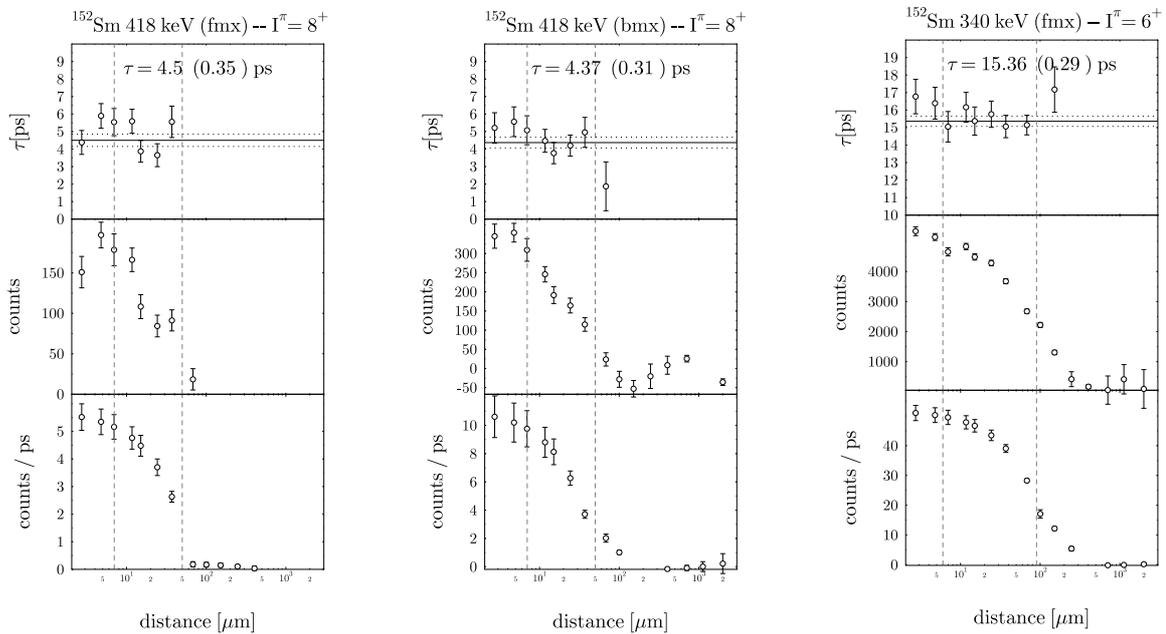
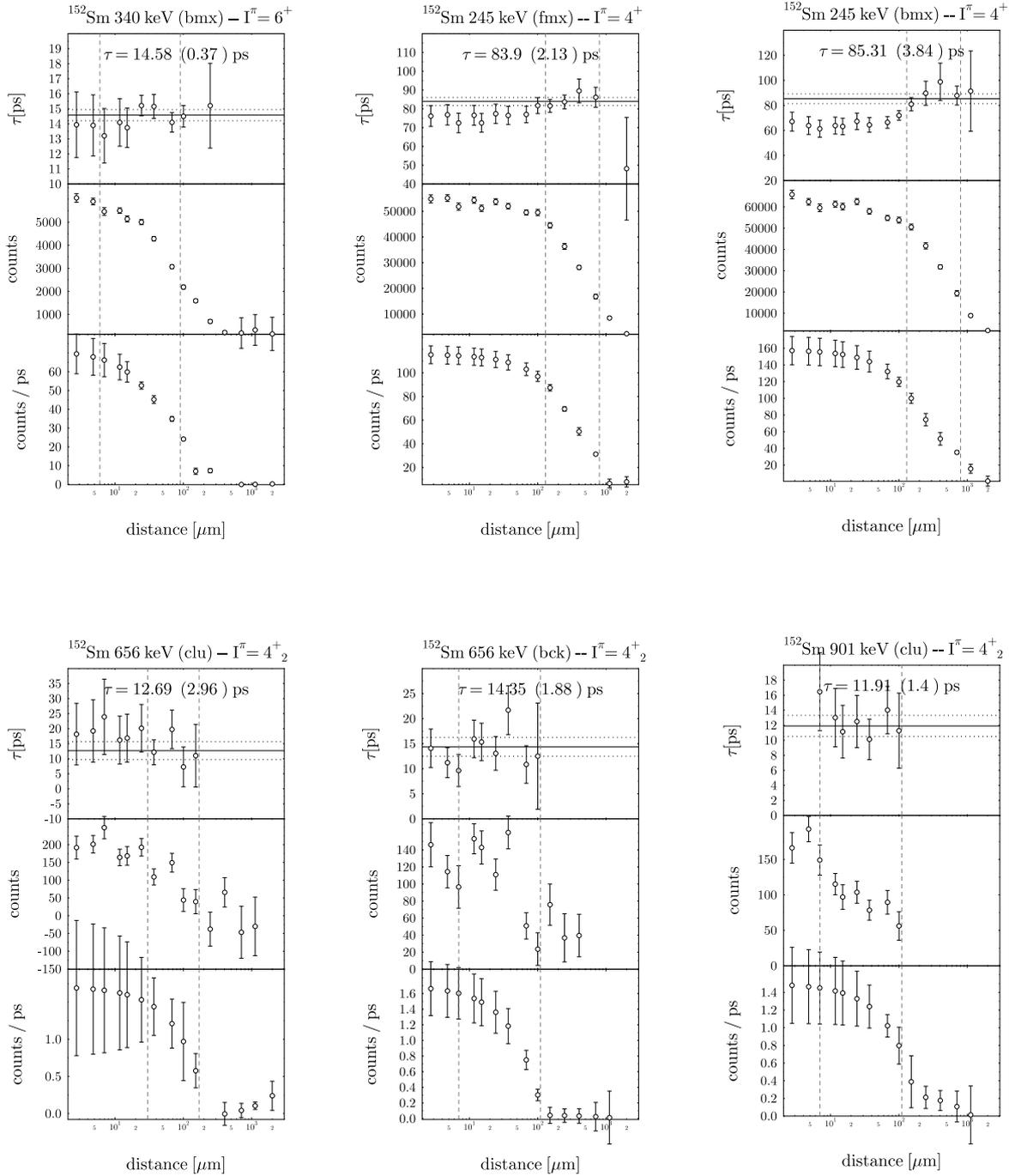
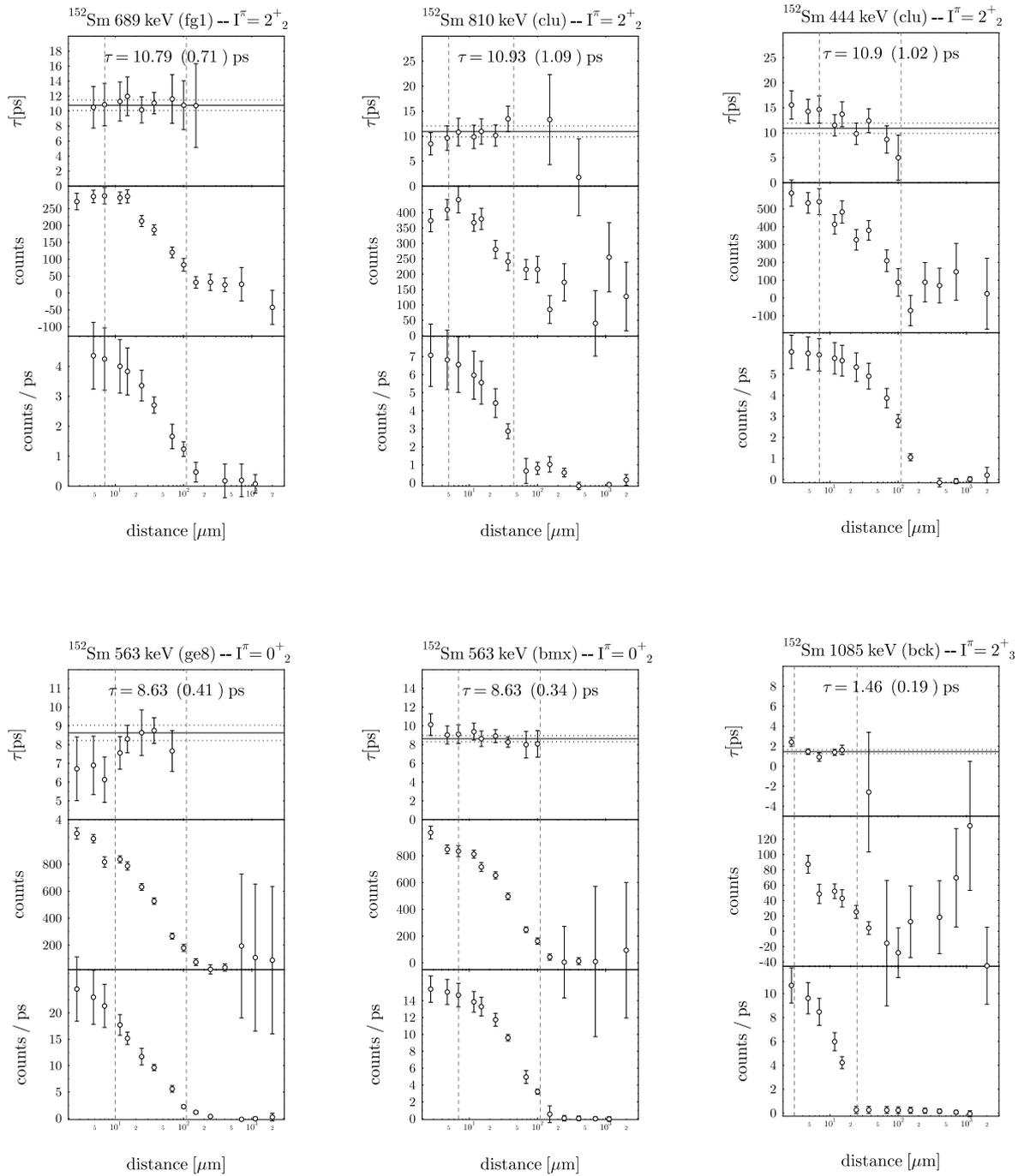
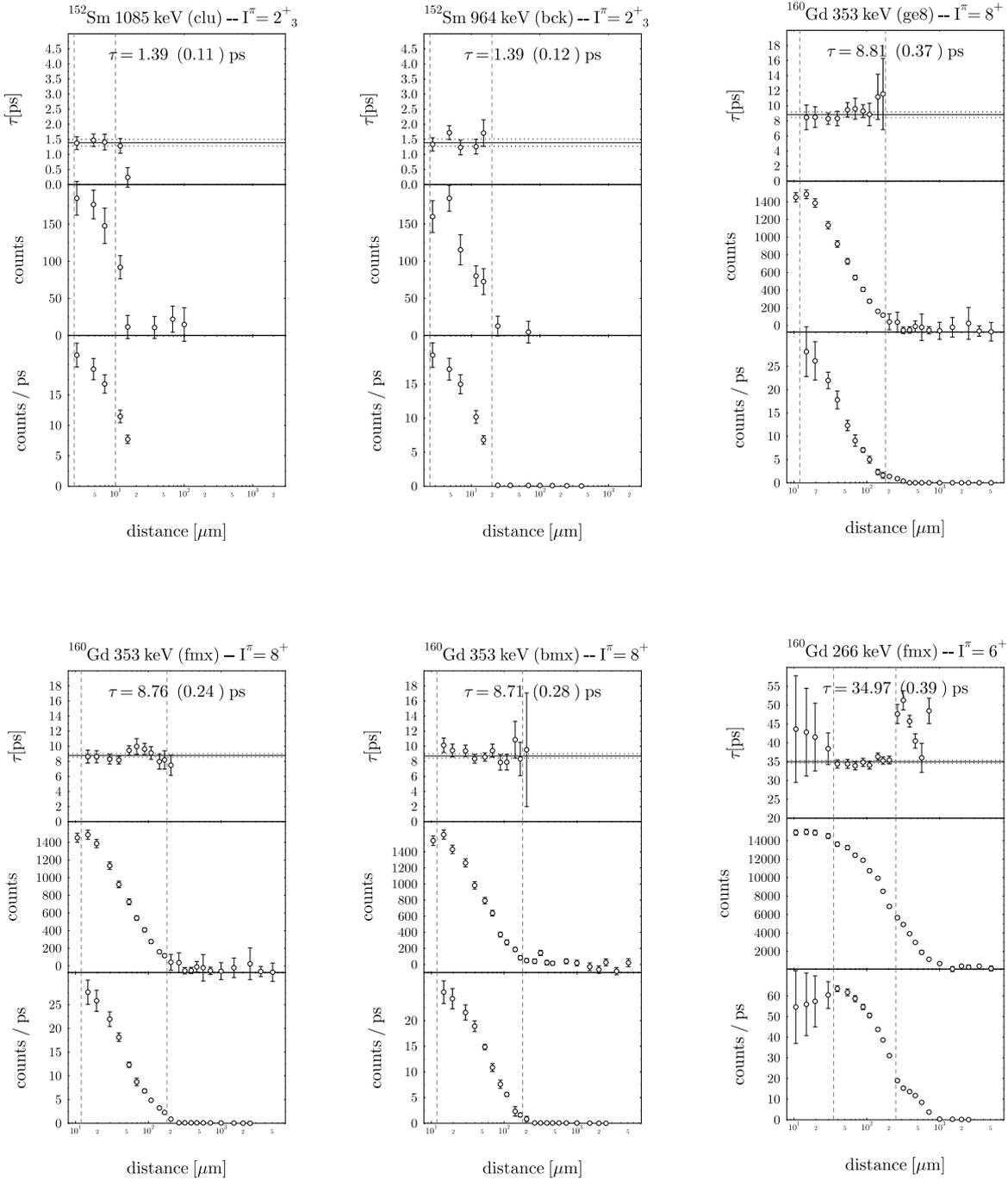
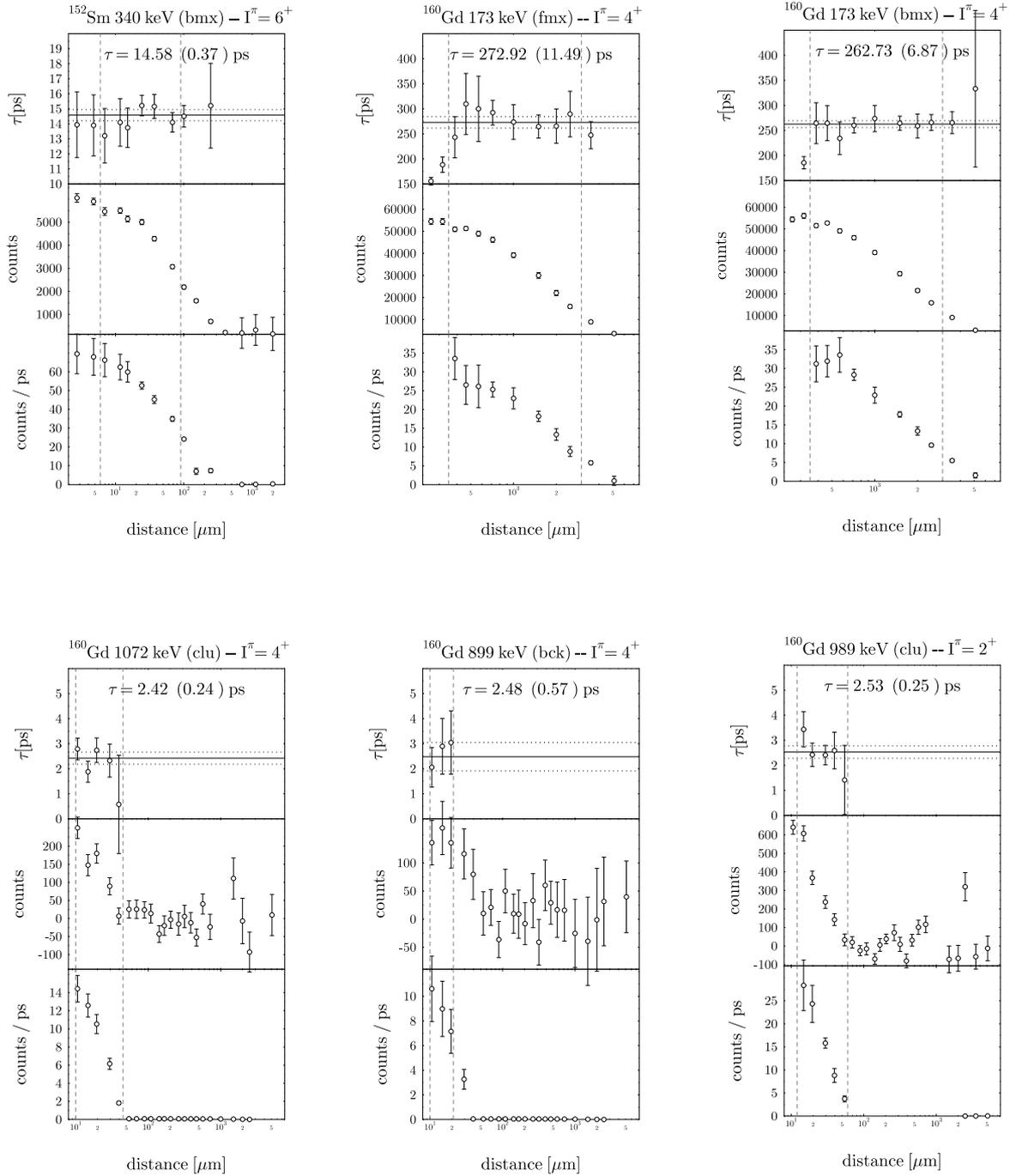


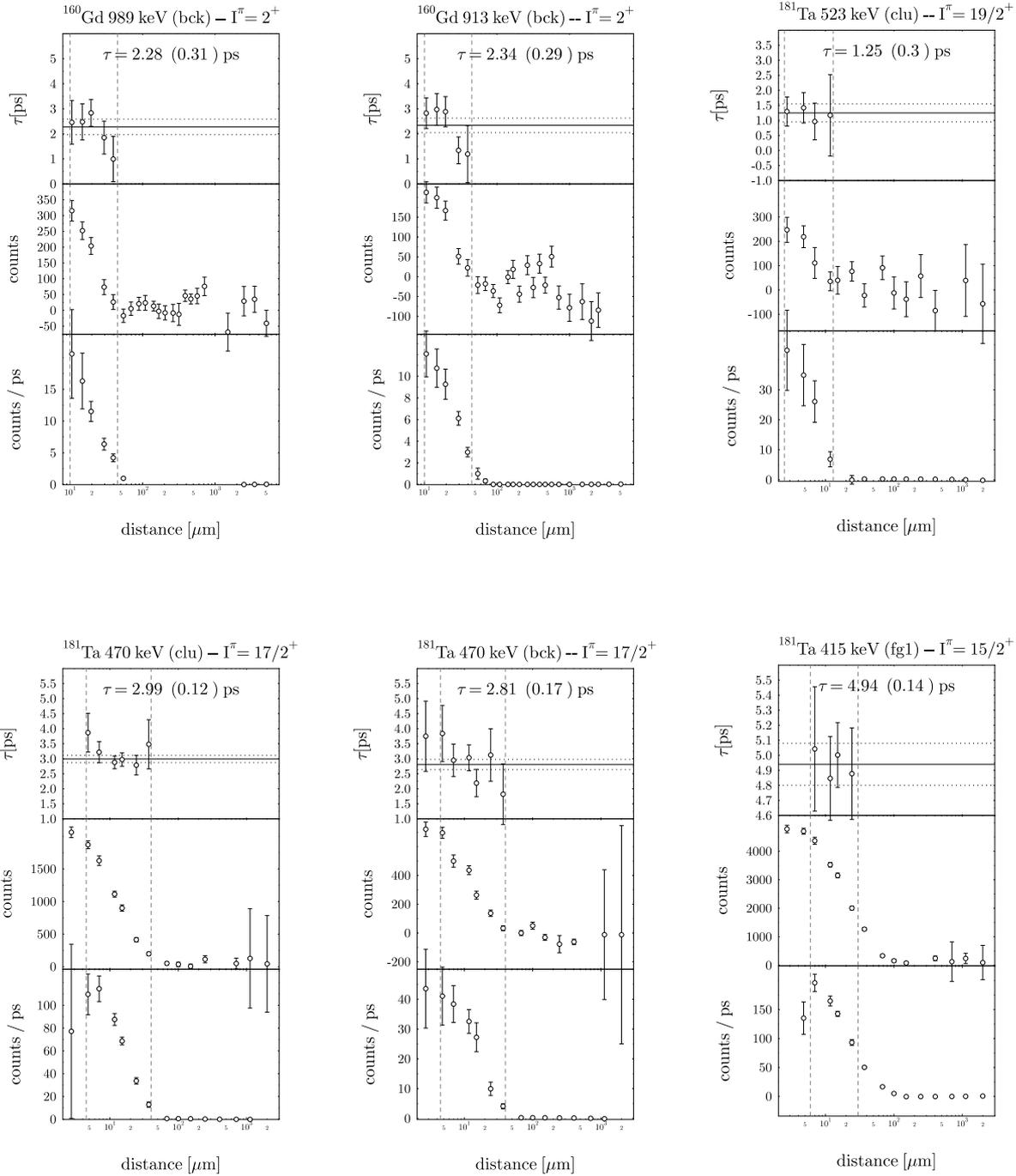
Abbildung B.1:  $\tau$ -Kurven

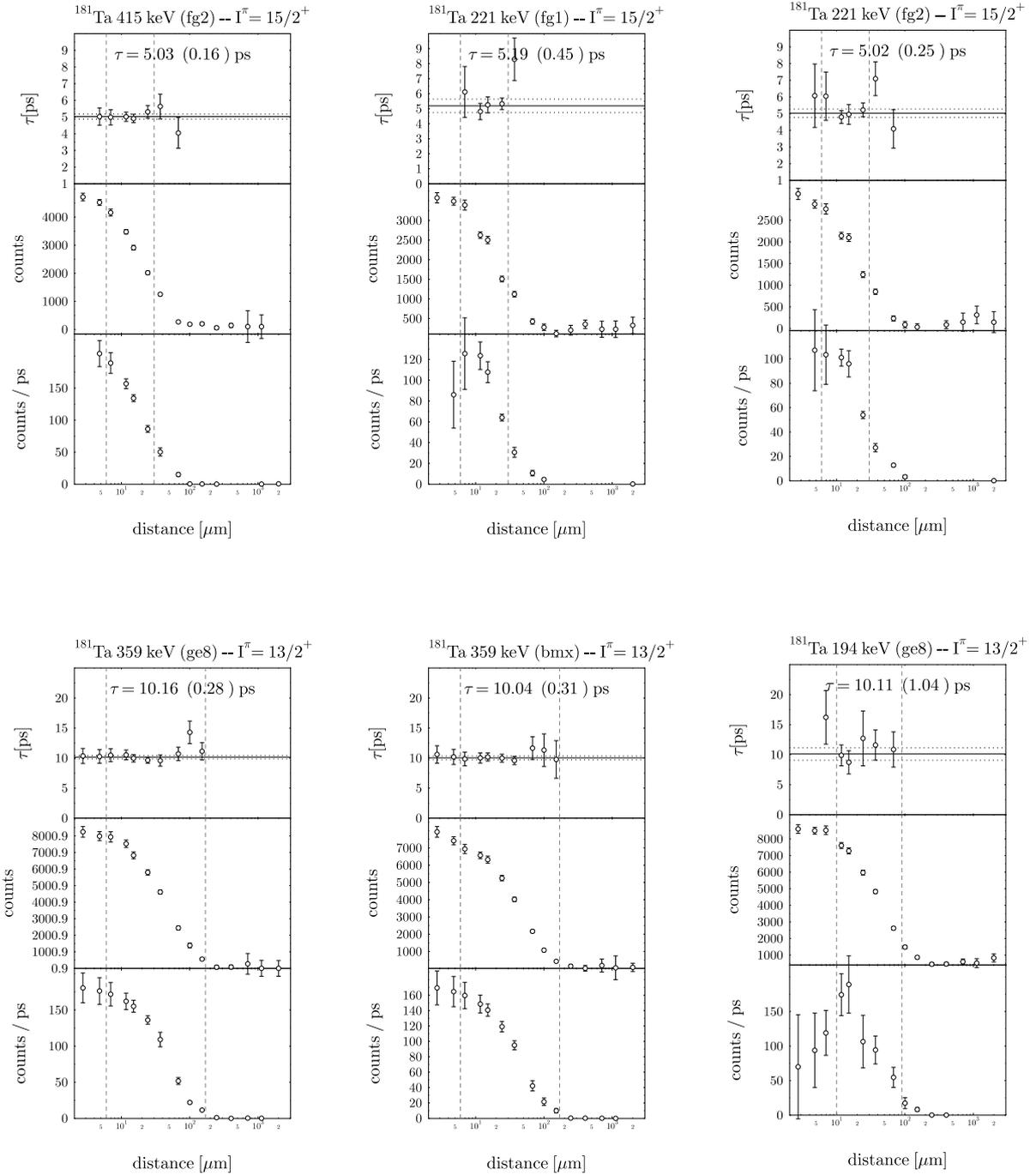
Abbildung B.2:  $\tau$ -Kurven

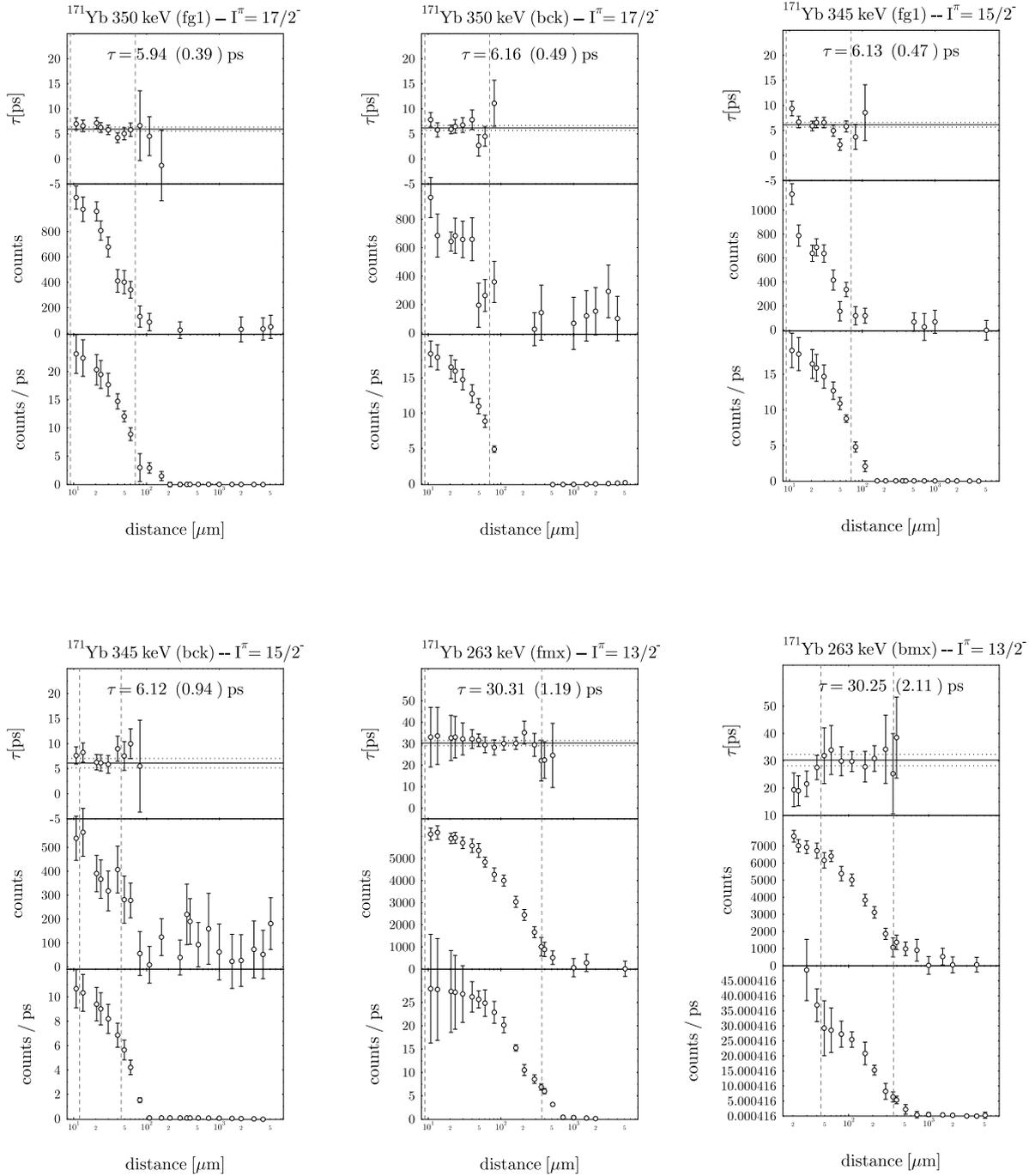
Abbildung B.3:  $\tau$ -Kurven

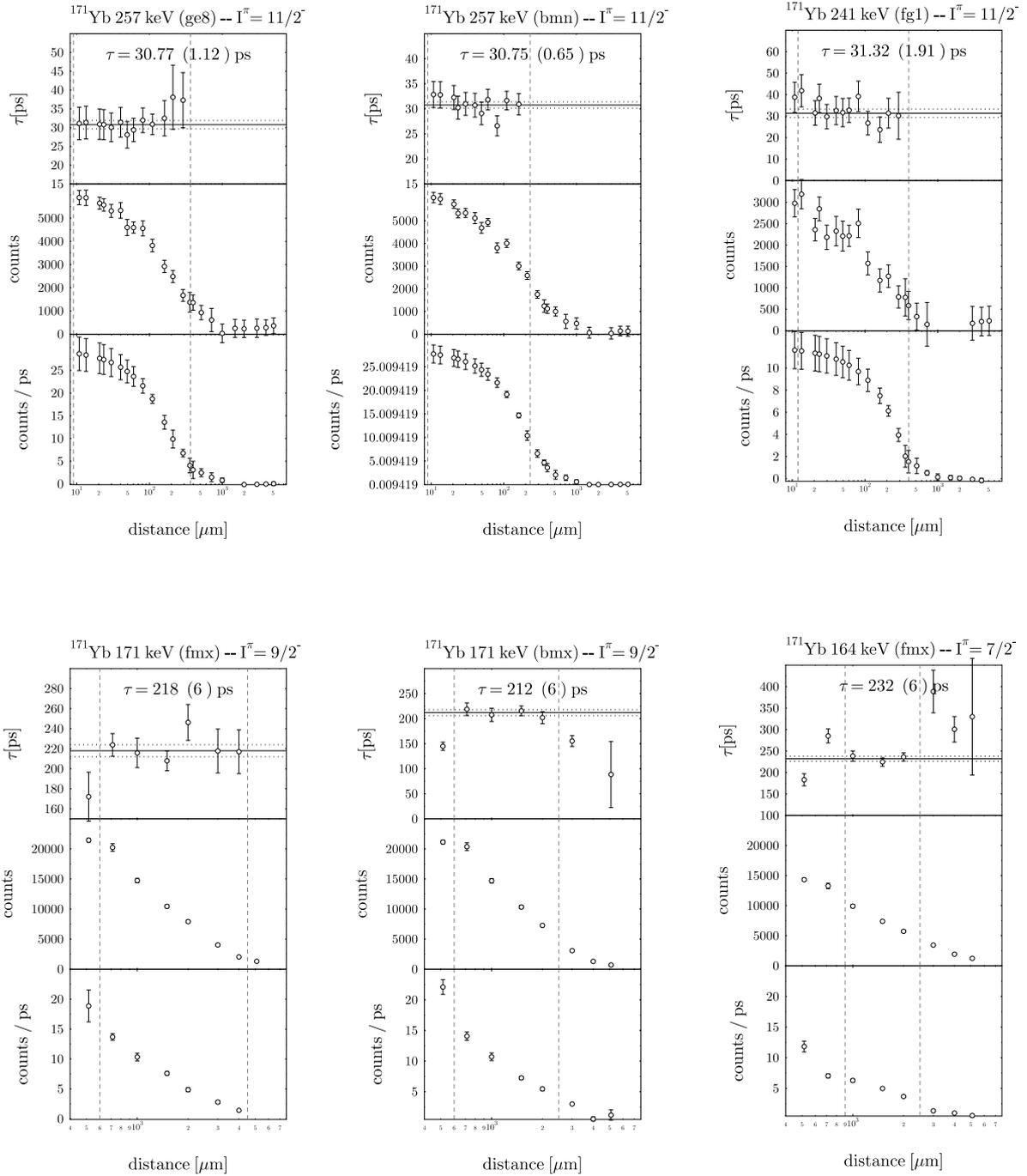
Abbildung B.4:  $\tau$ -Kurven

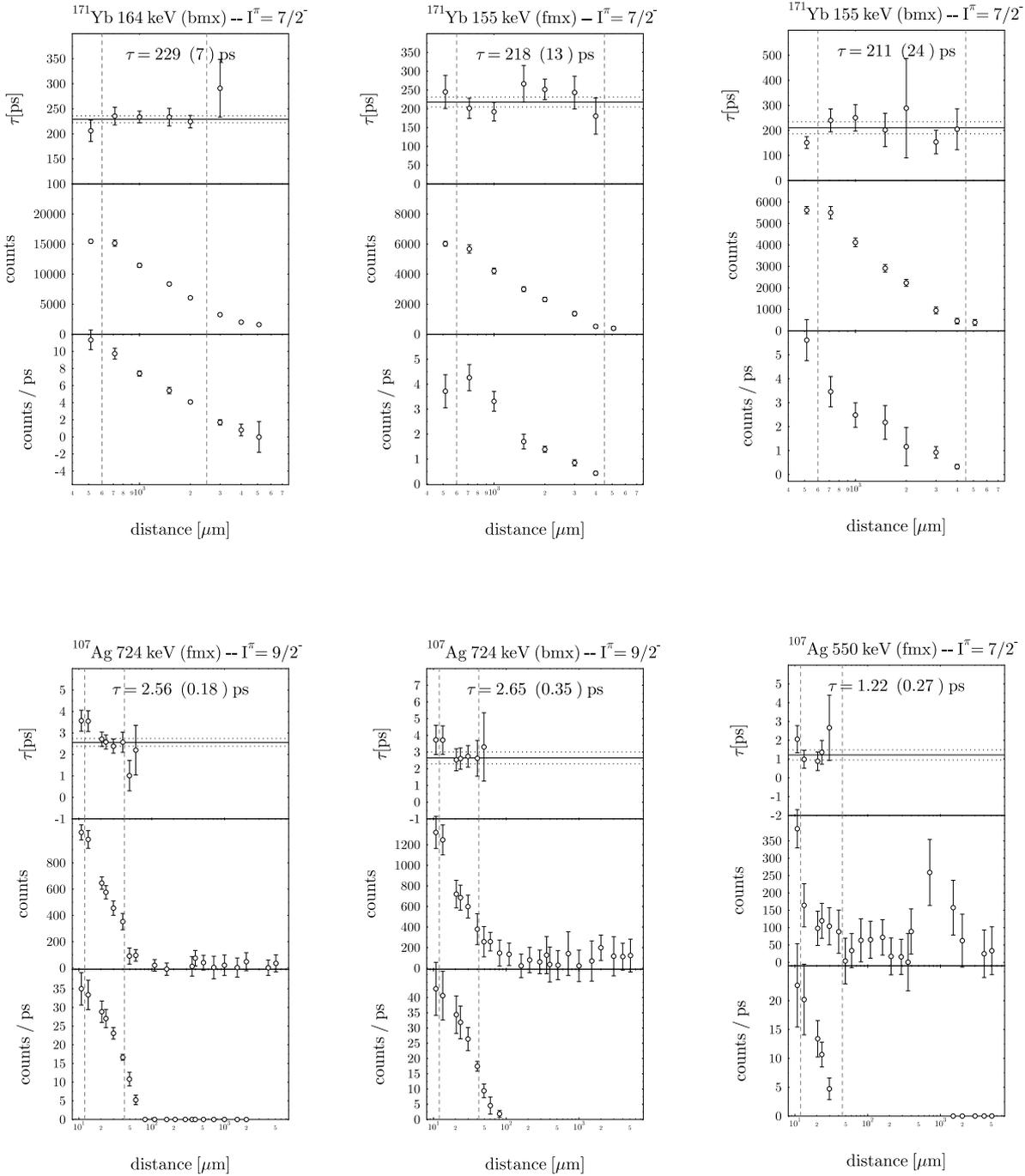
Abbildung B.5:  $\tau$ -Kurven

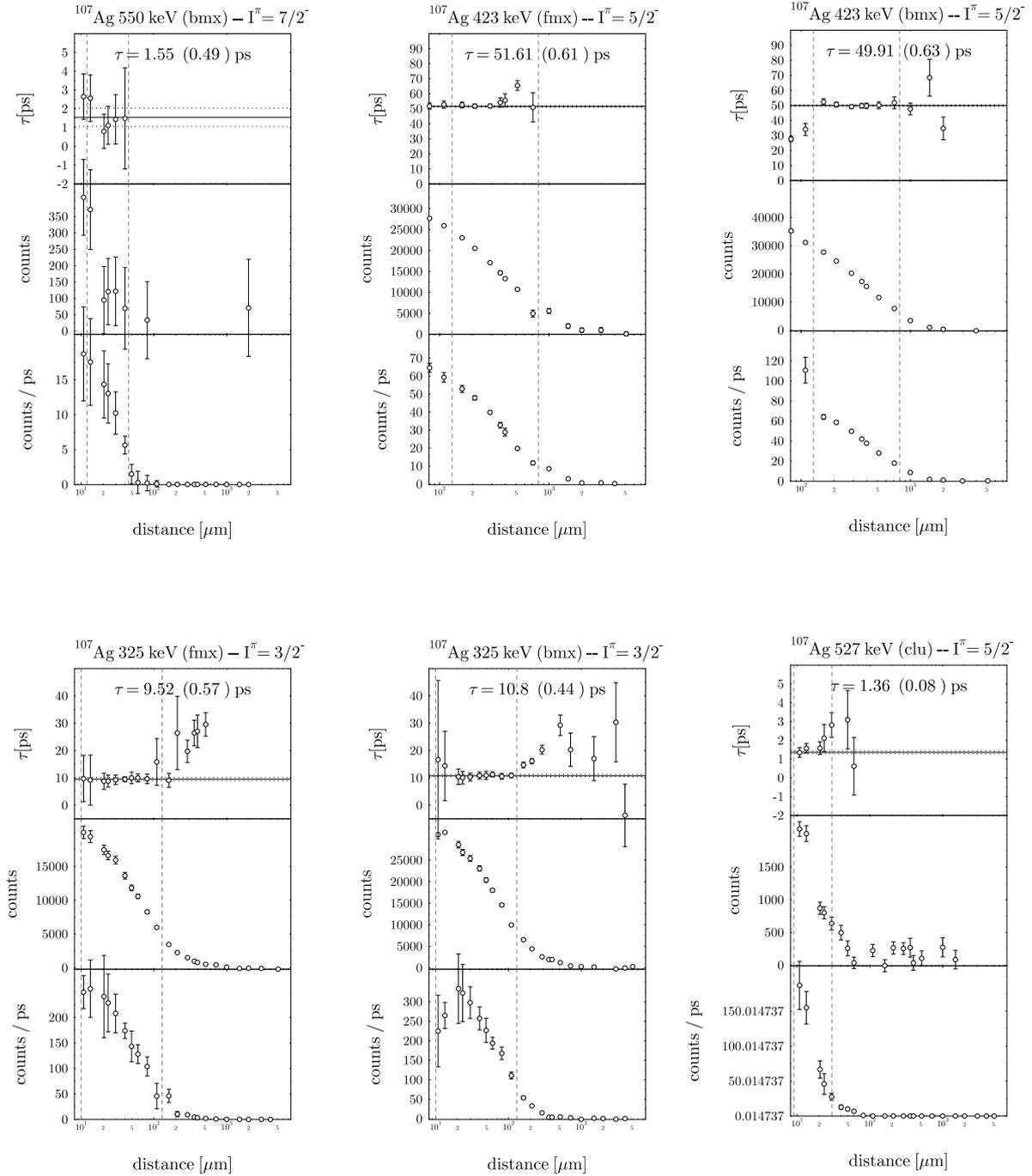
Abbildung B.6:  $\tau$ -Kurven

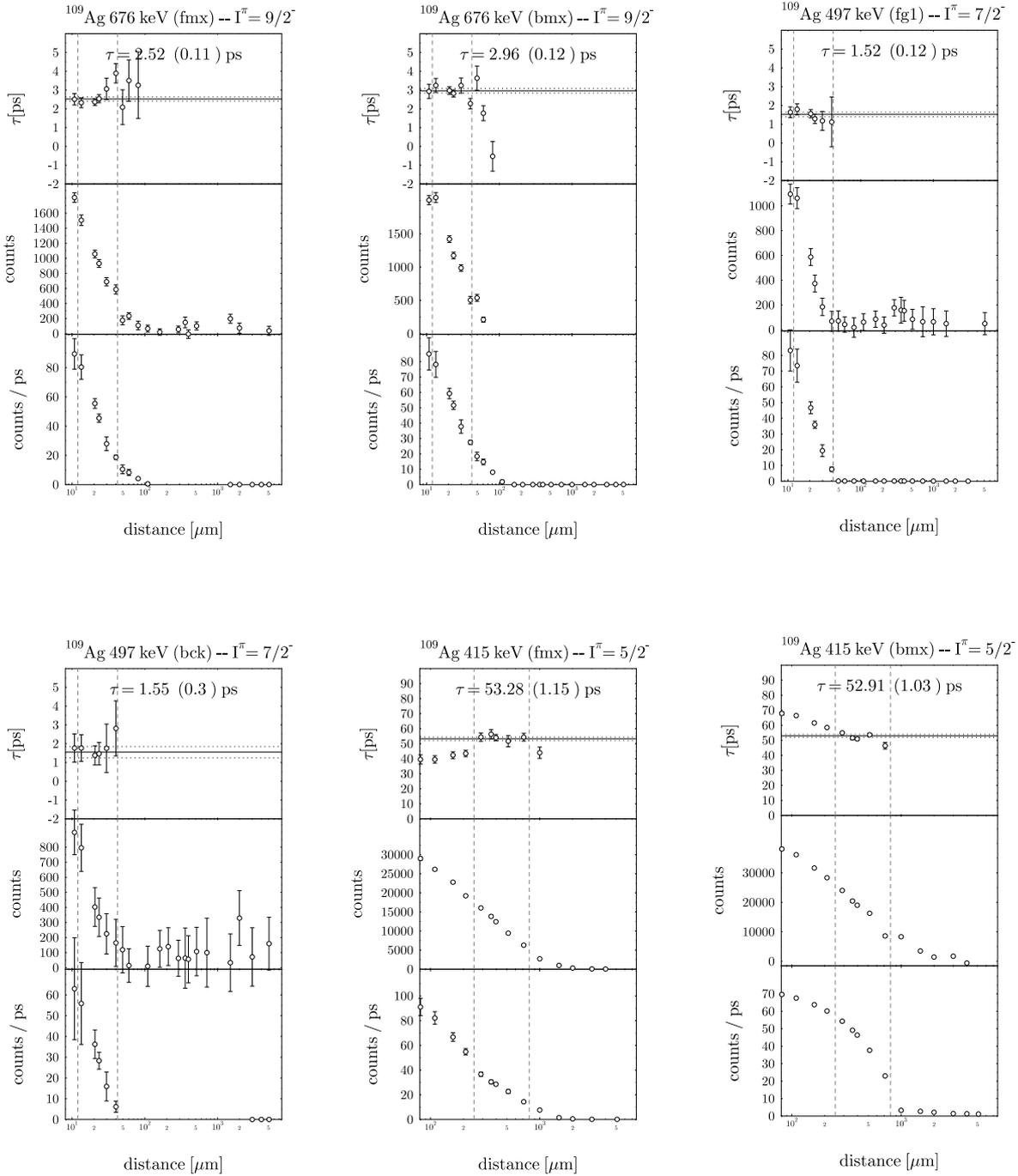
Abbildung B.7:  $\tau$ -Kurven

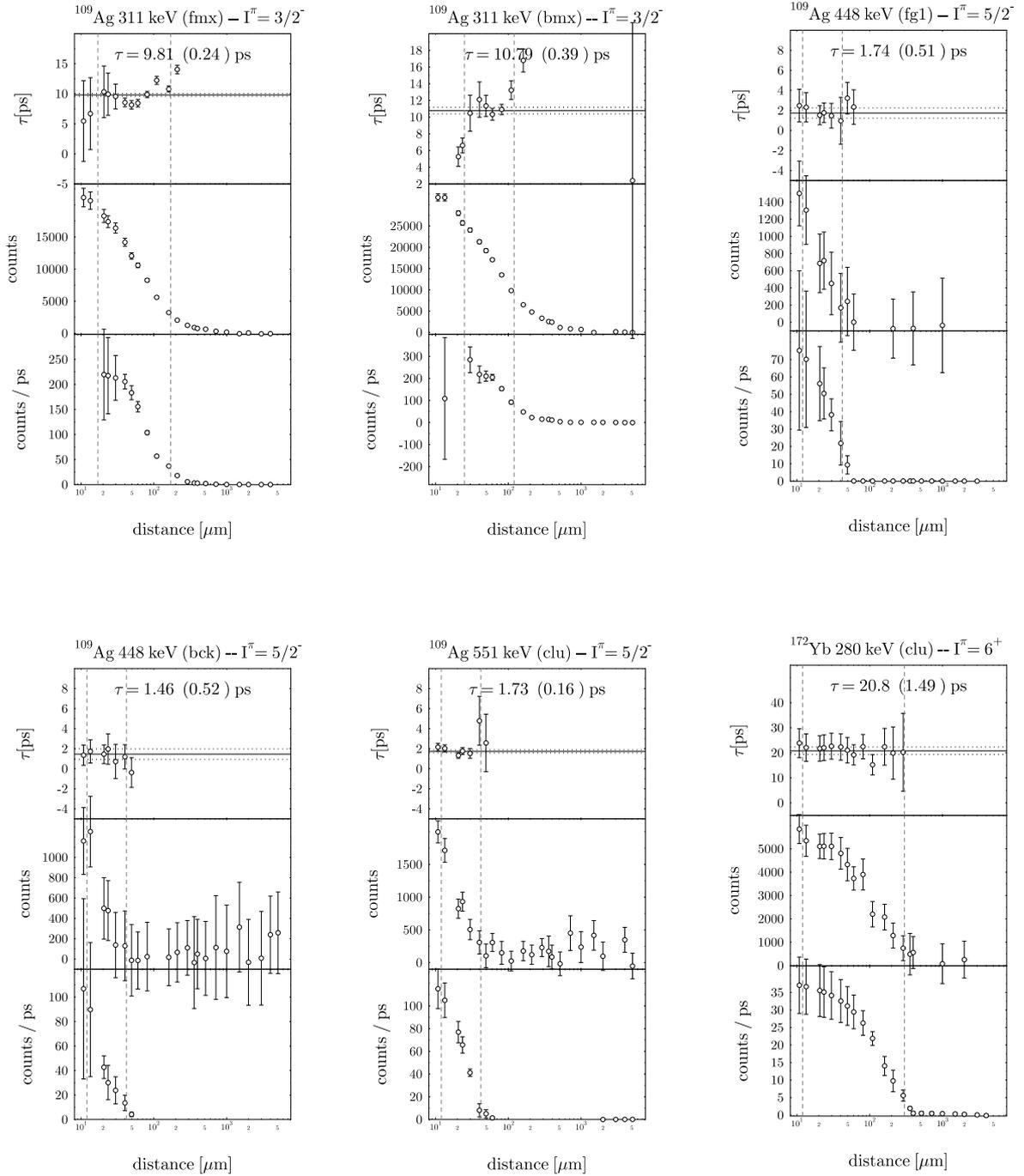
Abbildung B.8:  $\tau$ -Kurven

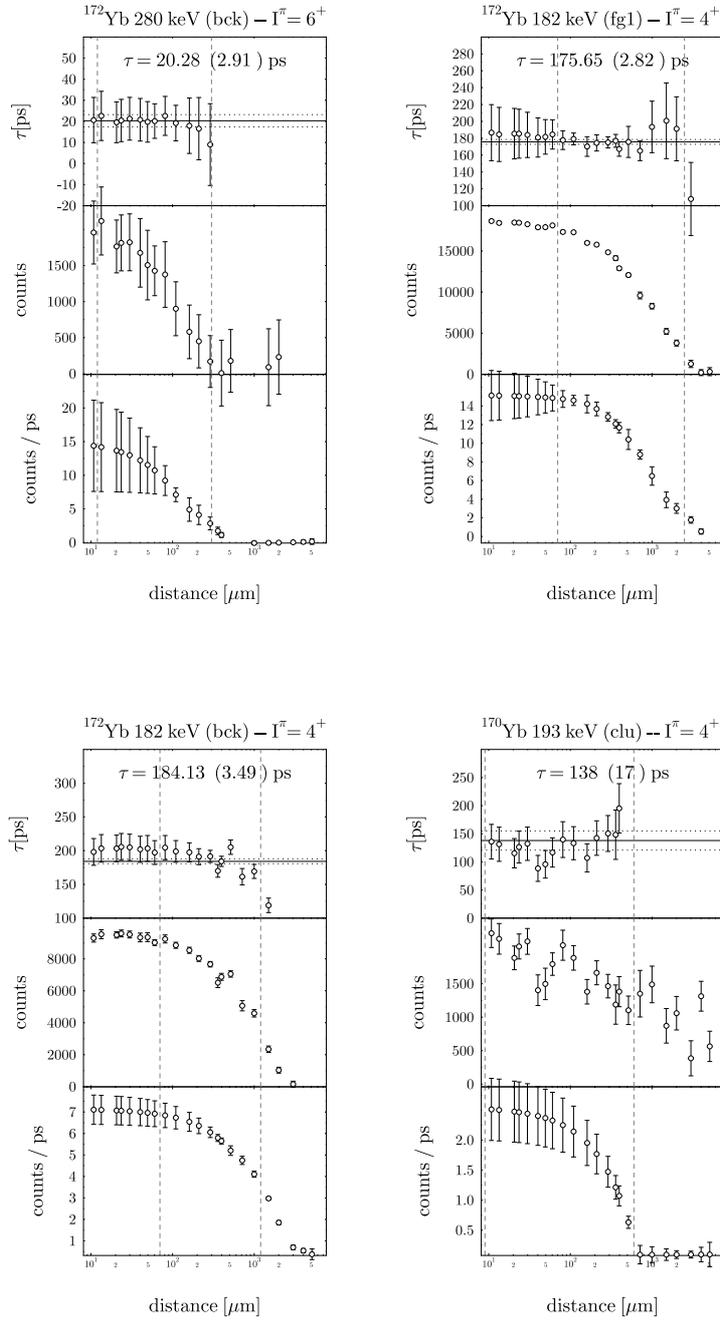
Abbildung B.9:  $\tau$ -Kurven

Abbildung B.10:  $\tau$ -Kurven

Abbildung B.11:  $\tau$ -Kurven

Abbildung B.12:  $\tau$ -Kurven

Abbildung B.13:  $\tau$ -Kurven

Abbildung B.14:  $\tau$ -Kurven

# Lebenslauf

<b>Name</b>		Tobias Klug
<b>Anschrift</b>		Geisselstr.19, 50823 Köln
<b>Geburtsdatum/-ort</b>		02/05/1970 in Bergisch Gladbach
<b>Nationalität</b>		deutsch
<b>Eltern</b>		Rolf-Dieter Klug Ingrid Klug, geb. Hamacher
<b>Schulbildung</b>	08/76–06/80	Grundschule, Porz-Wahnheide
	08/80–05/89	Maximilian-Kolbe-Gymnasium, Köln
	05/89	Abitur
	06/89–08/90	Zivildienst
<b>Hochschulstudium</b>	08/90	Immatrikulation an der Universität zu Köln für das Studienfach Physik Diplom
	02/92	Vordiplom Physik
<b>Studienabschluß</b>	02/97	Diplom im Fach Physik Thema der Arbeit: „Coulomb-Anregung ungerader deformierter Kerne der seltenen Erden“
<b>Stipendium</b>	06/97–06/99	Graduiertenstipendium des Landes NRW
<b>Arbeitsverhältnisse am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln</b>		
	01/96–01/97	Studentische Hilfskraft
	ab 02/97	Wissenschaftliche Hilfskraft



# Danksagung

Herrn Prof. Dr. P. von Brentano danke ich für die Vergabe des Themas und die Möglichkeit des ausgiebigen Experimentierens am Kölner Beschleuniger. Insbesondere sein starkes Interesse an den Ergebnissen des Experiments an  $^{171}\text{Yb}$  war sehr wesentlich für das Gelingen der Arbeit.

Herrn Dr. A. Dewald danke ich für die ungezählten Hilfestellungen, die Diskussionen und die praktische Hilfe bei der Durchführung der Experimente, sowie für die angenehme Arbeitsatmosphäre in seiner „Lebensdauer-Gruppe“.

Herrn Prof. Dr. R. Casten aus Yale, USA, danke ich für sein sehr großes Interesse an den Ergebnissen des Experiments an  $^{152}\text{Sm}$ .

Herrn Dipl. Phys. V. Werner danke ich für die praktische Hilfe zur Theorie und die Durchsicht der Arbeit.

Allen Mitgliedern der  $\gamma$ -Gruppe danke ich für die kollegiale Hilfe bei der Durchführung der Experimente im allseits beliebten Keller.

Herrn Dr. G. Kemper und Herrn O. Möller danke ich fürs Fehlerdetektieren.

Herrn Dr. G. Kemper danke ich für die lange gemeinsame Physik-Phase, die nun scheinbar endgültig zuende gehen muß...

Nochmal Herrn O. Möller und nochmal Herrn G. Kemper danke ich für die lustige Zeit im Zimmer 209 gegen Ende meiner Promotion.

Meinen Eltern danke ich für ihre Unterstützungen in jeder Hinsicht.

Vielen Freunden, die es wohl (hoffentlich) nicht stören wird, hier nicht explizit erwähnt zu werden, danke ich ebenfalls...



## Erklärung

Ich versichere, daß ich die von mir vorgelegte Dissertation selbständig angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit - einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen -, die anderen Werken im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Entlehnung kenntlich gemacht habe; daß diese Dissertation noch keiner anderen Fakultät oder Universität zur Prüfung vorgelegen hat; daß sie abgesehen von unten angegebenen Teilpublikationen noch nicht veröffentlicht worden ist sowie, daß ich eine solche Veröffentlichung vor Abschluß des Promotionsverfahrens nicht vornehmen werde. Die Bestimmungen dieser Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Professor Dr. P. von Brentano betreut worden.

Teilveröffentlichungen:

Bereits publizierte Teile aus Kapitel 5 und 6: [KLU00]. Weitere Teile aus Kapitel 5 und 6 werden zur Veröffentlichung eingereicht.