

**Test der X(5)-Symmetrie  
in  $^{156}\text{Dy}$  und  $^{178}\text{Os}$   
durch Messung elektromagnetischer  
Übergangswahrscheinlichkeiten**

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

vorgelegt von  
**Oliver Möller**  
aus Schüttorf

Köln 2005

Berichtersteller:

Prof. Dr. J. Jolie  
Prof. Dr. N. Pietralla

Tag der mündlichen Prüfung:

15.02.2006

# Abstract

This work reports on results from two Recoil-Distance-Doppler-Shift lifetime measurements of excited states in  $^{156}\text{Dy}$  and  $^{178}\text{Os}$ . The experiments were carried out at the GASP spektrometer of the *Laboratori Nazionali di Legnaro* in combination with the Cologne plunger apparatus. The main purpose of the performed experiments was to test the predictions of the X(5) critical point symmetry [IAC01] in these two nuclei.

In  $^{156}\text{Dy}$  and  $^{178}\text{Os}$  29 lifetimes of excited states were derived using the Differential-Decay-Curve method. In weaker reaction channels the nuclei  $^{155}\text{Dy}$ ,  $^{157}\text{Dy}$  and  $^{177}\text{Os}$  were populated. In these nuclei 32 additional lifetimes were measured, most of them for the first time.

In order to calculate absolute transition probabilities from the measured lifetimes of the first excited band in  $^{156}\text{Dy}$ , essential branching ratios were derived from the measured data with a very small systematic error (<5%).

The most important results can be summarized as mentioned below:

- Constant quadrupole moments in the ground band of  $^{156}\text{Dy}$  do not support the results from [EML84] and remove a big discrepancy in the discussion of shape transitions in this nucleus.  
Additionally these results point out that  $^{156}\text{Dy}$  can not be described at the same quality by the model of the X(5) symmetry as neighboring  $N = 90$  isotones. Nevertheless, lifetimes measured in the first excited band, confirm that this nucleus can be located close to the critical point X(5).
- With model calculations, special criteria of the X(5) model were found that can be used to identify other X(5)-like nuclei.
- Using these criterias a new region of X(5)-like nuclei could be suggested within the osmium isotopes in the  $A = 180$  mass region. The measured lifetimes in  $^{178}\text{Os}$  confirm the consistency of a X(5) description in these nuclei. A comparison with the well established X(5)-like nuclei in the  $N = 90$  isotones gives an agreement with the X(5) description of at least the same quality.



# Zusammenfassung

Gegenstand der vorliegenden Arbeit sind zwei Recoil-Distance-Doppler-Shift (RDDS) Lebensdauermessungen angeregter Niveaus in den Kernen  $^{156}\text{Dy}$  und  $^{178}\text{Os}$ . Die Experimente wurden am GASP Spektrometer mit dem Kölner Koinzidenz Plunger durchgeführt. Ziel der Messungen war die Überprüfung der Gültigkeit eines seit 2001 viel diskutierten Modells, der X(5)-Symmetrie [IAC01]. Dieses einfache kollektive Modell erlaubt die Beschreibung von Kernen am kritischen Punkt des Phasenübergangs von sphärischen zu axial-deformierten Kernen.

In den Zielkernen der Messungen konnten 29 Lebensdauern tiefliegender Zustände mit zum Teil sehr hoher Genauigkeit bestimmt werden. 20 dieser Lebensdauern wurden erstmalig bestimmt. In Nebenreaktionen der Messungen wurden die Kerne  $^{155}\text{Dy}$ ,  $^{157}\text{Dy}$  und  $^{177}\text{Os}$  bevölkert. In diesen Kernen konnten zusätzliche 27 neue Lebensdauern bestimmt und fünf weitere durch die verbesserte Analyse korrigiert werden.

Die für die Berechnung der Übergangsstärken notwendigen Verzweigungsverhältnisse von Übergängen aus der  $\beta$ -Bande in  $^{156}\text{Dy}$  konnten aus den Daten der Lebensdauer-messung vervollständigt werden. Dazu wurde der Effekt der  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation in den nicht speziell für eine Analyse dieser Art angelegten Koinzidenzmatrizen berechnet. Durch eine geschickte Auswahl der auszuwertenden Matrizen konnte für die Ergebnisse ein sehr kleiner systematischer Fehler ( $<5\%$ ) erreicht werden.

Die wichtigsten Ergebnisse sollen im folgenden zusammengefasst werden:

- Die in [EML84] vermutete Formänderung in  $^{156}\text{Dy}$  wurde nicht bestätigt. Konstante Quadrupolmomente in der Grundbande bis zum Spin  $14\hbar$  lösen die Problematik der in dieser Referenz verwendeten Erklärung von variierenden Übergangswahrscheinlichkeiten in der Grundbande auf.  
Mit diesen Ergebnissen konnte zusätzlich gezeigt werden, dass der Kern  $^{156}\text{Dy}$  nicht in der gleichen Qualität wie seine  $N = 90$  Nachbarisotone durch das Modell der X(5)-Symmetrie beschrieben werden kann. Trotzdem bestätigen die Lebensdauern, die in der ersten angeregten Bande bestimmt wurden, die Nähe zu dem kritischen Punkt des Phasenübergangs von SU(3) zu U(5).
- Mit Modellrechnungen an den untersuchten Kernen wurden Merkmale herausge-

stellt, die zu einer Identifikation weiterer X(5)-artiger Kerne dienen können. Eine Vorauswahl von Kernen anhand dieser Testgrößen erlaubt gezielte Messungen an Kernen, die als X(5)-Kandidaten vermutet werden.

- Mittels dieser Merkmale wurde erfolgreich eine neue Region X(5)-artiger Kerne in den Osmium Isotopen der Massenregion  $A = 180$  erkannt. Die daraufhin in dem Kern  $^{178}\text{Os}$  bestimmten Übergangsstärken bestätigten die Konsistenz der Beschreibung durch das X(5)-Modell in diesen Kernen. Ein Vergleich mit den bereits etablierten X(5)-artigen Kernen der seltenen Erden zeigt eine Übereinstimmung mit dem Modell in mindestens der gleichen Güte.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Abstract</b>	<b>iii</b>
<b>Zusammenfassung</b>	<b>v</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Die Messmethode</b>	<b>3</b>
2.1 Die RDDS Methode . . . . .	3
2.1.1 Geschwindigkeitsverteilung . . . . .	5
2.1.2 Abbremsseffekte in der Stopper-Folie . . . . .	5
2.2 Die DDC Methode . . . . .	5
2.3 Die DDC Methode für Koinzidenzmessungen . . . . .	7
<b>3 Die Experimente</b>	<b>9</b>
3.1 Der Kölner Koinzidenzplunger . . . . .	9
3.2 Das GASP Spektrometer . . . . .	11
3.3 Die Messungen am GASP Spektrometer . . . . .	11
3.3.1 Die Messung an $^{156}\text{Dy}$ . . . . .	13
3.3.2 Die Messung an $^{178}\text{Os}$ . . . . .	13
<b>4 Datenanalyse</b>	<b>17</b>
4.1 Aufbereitung der Daten . . . . .	17
4.2 Abstandseichung . . . . .	18
4.3 Normierung . . . . .	19
4.4 Bestimmung der Rückstoßgeschwindigkeit . . . . .	20
4.4.1 Asymmetrische Schnittfenster . . . . .	20

4.5	Anwendung der DDC Methode . . . . .	23
4.5.1	Bestimmung der Intensitäten . . . . .	23
4.5.2	Bestimmung der Lebensdauer . . . . .	23
4.6	Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen . . . . .	27
4.6.1	Bestimmung der Intensitäten . . . . .	27
4.6.2	Einfluss der Winkelkorrelation . . . . .	28
<b>5</b>	<b>Resultate der Messungen</b>	<b>33</b>
5.1	Vorbemerkung . . . . .	33
5.2	Lebensdauern in $^{156}\text{Dy}$ . . . . .	34
5.2.1	Analyse der Grundbande . . . . .	34
5.2.2	Analyse der ersten angeregten Bande . . . . .	37
5.3	Lebensdauern in den Nebenreaktionen zu $^{155}\text{Dy}$ und $^{157}\text{Dy}$ . . . . .	40
5.4	Lebensdauern in $^{178}\text{Os}$ . . . . .	42
5.4.1	Analyse der Grundbande . . . . .	42
5.4.2	weitere Lebensdauern . . . . .	44
5.5	Lebensdauern in $^{177}\text{Os}$ . . . . .	46
<b>6</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>47</b>
6.1	Einführung . . . . .	47
6.2	Geometrische Modelle . . . . .	48
6.2.1	Das Rotationsmodell . . . . .	49
6.2.2	Das General Collective Model (GCM) . . . . .	50
6.3	Das Interacting Boson Model (IBM-1) . . . . .	51
6.4	Phasenübergänge im Parameterraum des IBM . . . . .	52
6.5	Die X(5)-Symmetrie . . . . .	52
<b>7</b>	<b>Diskussion der Ergebnisse</b>	<b>57</b>
7.1	Der Kern $^{156}\text{Dy}$ . . . . .	57
7.1.1	Kollektivität in $^{156}\text{Dy}$ . . . . .	57
7.1.2	X(5)-Symmetrie in $^{156}\text{Dy}$ . . . . .	59
7.1.3	Interbanden-Übergangsstärken als sensitive Testgröße der X(5)-Symmetrie . . . . .	62
7.2	Der Kern $^{178}\text{Os}$ . . . . .	63



<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	ix
7.2.1 Suche nach einer neuen Kernregion für X(5)-artige Kerne . . . . .	63
7.2.2 Der X(5) Kern $^{178}\text{Os}$ . . . . .	66
7.2.3 Beschreibung des Kerns $^{178}\text{Os}$ durch weitere Modelle . . . . .	67
7.2.4 Die Banden negativer Parität in $^{178}\text{Os}$ . . . . .	70
7.3 Beschreibung der Rotationsbanden in $^{177}\text{Os}$ . . . . .	73
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>75</b>
<b>Veröffentlichungen</b>	<b>79</b>
<b>A Zusammenfassung der Ergebnisse</b>	<b>83</b>
<b>B Weitere Tabellen</b>	<b>89</b>
<b>C Termschemata</b>	<b>93</b>
<b>D <math>\tau</math>-Kurven</b>	<b>97</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Die Untersuchung neuer dynamischer Symmetrien an den kritischen Punkten der Phasenübergänge von Kernformen ist eine der wichtigen Fragestellungen der aktuellen Kernstrukturphysik.

Mit der E(5)-Symmetrie [IAC00] am Phasenübergang von sphärischen zu triaxial-weichen Kernformen und der X(5)-Symmetrie [IAC01] am Phasenübergang von axial-deformierten Rotoren zu sphärischen Kernen wurde von F. Iachello eine neue Klasse von Symmetrien eingeführt. Diese Veröffentlichungen stimulierten in der Folgezeit eine Vielzahl von experimentellen und theoretischen Arbeiten. Unter anderem konnte J. Jolie diese Symmetrien mit Landaus Theorie der Phasenübergänge verbinden [JOL02]. In der Arbeit wurde herausgestellt, dass der Phasenübergang am kritischen Punkt X(5) ein Phasenübergang erster Ordnung, der am kritischen Punkt E(5) ein Phasenübergang zweiter Ordnung ist.

Das Modell der X(5)-Symmetrie macht eine parameterfreie Vorhersage der Energiespektren und absoluten Übergangswahrscheinlichkeiten. Mit nur zwei Skalierungsgrößen werden diese Vorhersagen an experimentelle Daten angepasst. Es wurden große Anstrengungen unternommen, die X(5)-Symmetrie experimentell nachzuweisen. Die ersten und bisher einzigen Kerne, die sich durch dieses Modell gut beschreiben lassen, wurden in der A=150 Massenregion mit drei N = 90 Isotonen gefunden:  $^{150}\text{Nd}$  [KRU02],  $^{152}\text{Sm}$  [CAS01] und  $^{154}\text{Gd}$  [TON04]. Zur Überprüfung der vorhergesagten Übergangsstärken wurden an diesen Kernen erfolgreich Lebensdauerermessungen nach der Recoil-Distance-Doppler-Shift (RDDS) Methode durchgeführt. Auch für einen weiteren N = 90 Kern,  $^{156}\text{Dy}$ , wurden Eigenschaften herausgestellt [CAP02], die andeuten, dass auch dieser Kern durch das X(5)-Modell beschreibbar ist.

Die für einen Test sehr kritischen Übergangsstärken in der Grundbande dieses Kerns ergeben jedoch kein einheitliches Bild. Die Daten stammen aus einer 20 Jahre alten Singles-Messung [EML84]. Lebensdauern in der ersten angeregten Bande unterhalb der Bandenkreuzung sind gänzlich unbekannt.

Die Problematik der Analyse von Lebensdauern in einer Singles-Messung ist bekannt: Es gehen modellabhängige Abschätzungen von Fütterungszeiten ein, Kontaminationen können nur schwer erkannt werden. Da Nachbarkerne von  $^{156}\text{Dy}$  das in [EML84] beschriebene unregelmäßige Verhalten der Übergangsstärken nicht zeigen, sind Zweifel an der Richtigkeit der Daten angebracht.

Mittlerweile steht mit dem GASP Spektrometer ein hocheffizientes  $\gamma$ -Spektrometer zur Verfügung, mit dem auch schwächer bevölkerte Zustände der  $\beta$ -Bande beobachtet werden können. Der Kölner Koinzidenzplunger hat ein automatisches Abstandsregelungssystem, mit dem der für eine Lebensdauerermessung hoher Präzision notwendige Parameter mit großer Genauigkeit eingestellt und auch bei sich verändernden äußeren Bedingungen konstant beibehalten werden kann. In der Analyse von  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzdaten nach der Differential-Decay-Curve Methode (DDCM) können die typischen systematischen Fehler einer Analyse von Singles-Daten vermieden werden.

Eine aktuelle Messung an  $^{156}\text{Dy}$  [CAP02] hat Verzweigungsverhältnisse tiefliegender Zustände der  $\beta$ -Bande erstmals mit hoher Genauigkeit bestimmt. Nur über Kenntnis dieser Werte können aus gemessenen Lebensdauern die für den Test auf eine X(5)-Symmetrie notwendigen absoluten Übergangswahrscheinlichkeiten berechnet werden.

In dieser Situation war es also erforderlich, eine RDDS Lebensdauerermessung in  $\gamma\gamma$ -Koinzidenz an dem Kern  $^{156}\text{Dy}$  durchzuführen, um die Lebensdauern in der Grundbande zu überprüfen und gleichzeitig Lebensdauern in der ersten angeregten Bande neu zu bestimmen.

Seit Kerne der  $N = 90$  Isotone erstmals als X(5)-artig beschrieben werden konnten, wird nach weiteren Kandidaten auch in anderen Massenregionen gesucht. Da Phasenübergänge von Kernformen auch in anderen Regionen stattfinden, d.h. nicht nur zwischen den Schalenabschlüssen  $50 < \pi < 82$  und  $82 < \nu < 126$ , sollte es möglich sein, X(5) Kerne auch in anderen Regionen zu identifizieren.

Bizetti hat zum Beispiel den Kern  $^{104}\text{Mo}$  aufgrund seines Energiespektrums als möglichen X(5) Kern erkannt. Eine Lebensdauerermessung an diesem Kern konnte jedoch keine Übereinstimmung mit der Theorie liefern [HUT03]. Kerne der  $A = 180$  Massenregion, namentlich die Os-Isotope  $^{176,178,180}\text{Os}$ , stellten sich anhand der Energiespektren und spezieller Verzweigungsverhältnisse von Interband Übergängen als sehr vielversprechende Kandidaten heraus. Bisher sind in den genannten Osmium Isotopen nur die Lebensdauern der  $2_1^+$  Zustände bekannt [MOE05b].

In der vorliegenden Arbeit werden die Ergebnisse der RDDS Experimente an den Kernen  $^{156}\text{Dy}$  und  $^{178}\text{Os}$  vorgestellt. Die Messungen wurden am LNL durchgeführt. Das GASP Spektrometer wurde in Kombination mit dem Kölner Koinzidenz Plunger verwendet. Zusätzlich wird eine einfache Methode zur Analyse unbekannter Verzweigungsverhältnisse in den Daten einer Messung dieses Typs vorgeschlagen und angewendet. Eine mögliche Quelle systematischer Fehler in einer Analyse von RDDS Daten wird erkannt und eine Korrekturmöglichkeit angeboten.

# Kapitel 2

## Die Messmethode

Die Messung von Lebensdauern angeregter Kernzustände nach der Recoil-Distance-Doppler-Shift (RDDS) Methode und deren Auswertung nach der Differential-Decay-Curve (DDC) Methode sind etablierte Verfahren der experimentellen Kernphysik. Beide Methoden wurden im Rahmen dieser Arbeit verwendet. Die Grundlagen sollen im folgenden beschrieben werden.

### 2.1 Die RDDS Methode

Die Recoil-Distance-Doppler-Shift (RDDS) Methode ist ein Messverfahren, Lebensdauern angeregter Kernzustände im Pikosekunden-Bereich zu bestimmen. Diese Methode der  $\gamma$ -Spektroskopie beruht auf der Ausnutzung des Doppler-Effektes. Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt: Im Inneren der Targetkammer befinden sich im (variablen) Abstand  $d$  zwei parallele Folien. Der aus dem Beschleuniger kommende Ionenstrahl trifft auf die erste Folie (Target) und erzeugt dort z. B. in einer Fusions-Verdampfungsreaktion das zu untersuchende Nuklid. Durch den Impulsübertrag verlassen die so erzeugten und angeregten Rückstoßkerne (Recoils) das dünne Target und bewegen sich durch das Vakuum in Richtung der zweiten Folie (Stopper), in der sie nach der Flugstrecke  $d$  vollständig abgebremst werden.

Durch Emission von  $\gamma$ -Strahlung, die von den umgebenden Detektoren aufgenommen wird, regt sich der Rückstoßkern über eine Zerfallskaskade ab. Falls der Rückstoßkern bei Emission des  $\gamma$ -Quants bereits gestoppt ist, wird von dem Detektor winkelunabhängig die Doppler unverschobene Übergangsenergie  $E_\gamma = E_U$  beobachtet. Findet hingegen die Emission im Flug statt, wird in nicht-relativistischer Näherung, abhängig von dem Winkel  $\theta$  des Detektors zur Strahlachse, die Doppler verschobene Energie

$$E'_\gamma = E_S = E_U \cdot \left(1 + \frac{v}{c} \cdot \cos \theta\right) \quad (2.1)$$

registriert. Im Energiespektrum eines Detektors beobachtet man also die Aufteilung der

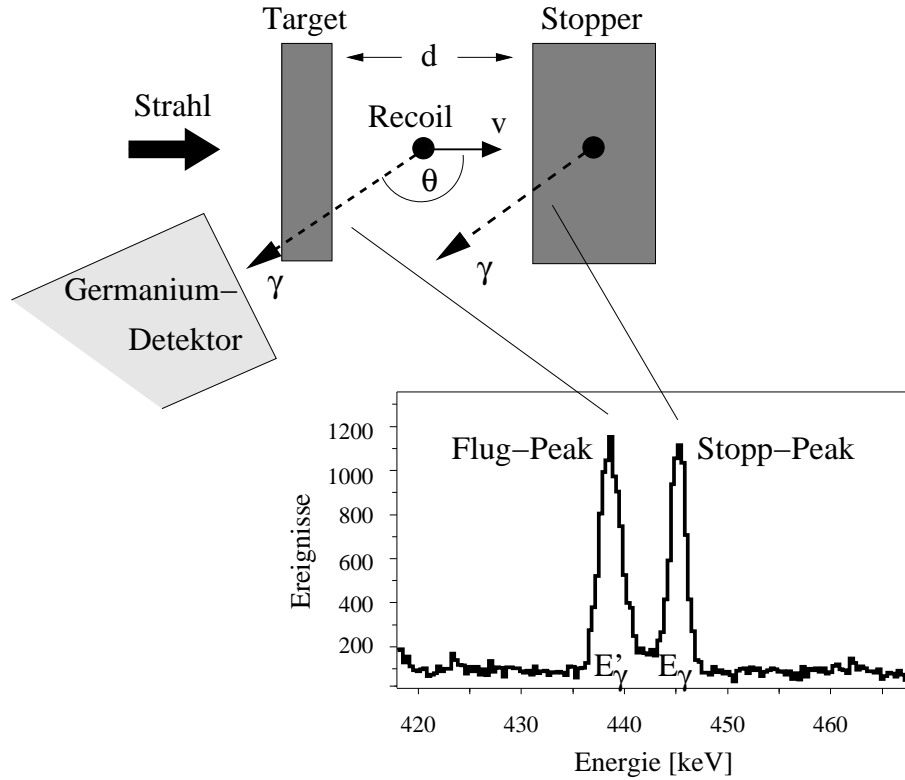


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung einer RDDS Messung. Als Spektrum sind die Komponenten des  $8_g^+ \rightarrow 6_g^+$  Übergangs in  $^{156}\text{Dy}$  abgebildet.

Intensität einer Linie in zwei Komponenten: dem Stopp-Peak bei der tatsächlichen Übergangsenergie und dem um den Dopplershift verschobenen Flug-Peak. Mit der Variation des Folienabstands  $d$  wird die Flugzeit der Rückstoßkerne gezielt beeinflusst. Dadurch verschiebt sich das Intensitätsverhältnis von Flug- und Stopp-Peak. Die Lebensdauer des entvölkerten Kernniveaus bestimmt sich aus den für jeden Folienabstand ermittelten Intensitäten beider Komponenten.

Natürlich muss die effektive Niveaulbensdauer im Messbereich der RDDS-Methode liegen. Dieser ergibt sich aus der Recoil Geschwindigkeit und den einstellbaren Folienabständen, da die Entvölkerung des interessierenden Niveaus sowohl im Flug des angeregten Rückstoßkerns, als auch im gestoppten Zustand zu beobachten ist. Raumwinkeleffekte der Detektoren limitieren jedoch den maximal einstellbaren Folienabstand, wodurch eine geschwindigkeitsabhängige obere Grenze der mit dieser Methode messbaren Lebensdauer in der Größenordnung einer Nanosekunde gegeben ist.

Zum Abschluss sollen zwei Details der beschriebenen Methode erläutert werden, die bei der Analyse der Lebensdauern berücksichtigt werden müssen.

### 2.1.1 Geschwindigkeitsverteilung

Die endliche Targetdicke bewirkt, dass die Rückstoßkerne, die im vorderen Bereich des Targets entstehen, im Flug durch die Targetfolie stärker abgebremst werden, als die Kerne, die im hinteren Bereich der Folie produziert werden. Man beobachtet also eine statistische Verteilung der Rückstoßgeschwindigkeiten um den Mittelwert  $\langle v \rangle$ . Eine weitere Aufweitung der Geschwindigkeitsverteilung wird durch das Abdampfen von Nukleonen aus dem Compoundkern in unterschiedliche Richtungen verursacht. Deshalb ist im  $\gamma$ -Spektrum der Flug-Peak im Vergleich zur Detektorauflösung in diesem Energiebereich verbreitert.

### 2.1.2 Abbremsseffekte in der Stopper-Folie

Die idealisierte Unterteilung des Bewegungszustands des Rückstoßkerns in eine reine Flug- und eine reine Stopp-Phase vernachlässigt den Abbremsvorgang in der Stopperfolie, der typischerweise in der Größenordnung einer Pikosekunde liegt. Die Energie der  $\gamma$ -Quanten, die während des Abbremsvorgangs abgestrahlt werden, ist geringer Dopplerverschoben. Im Energiespektrum beobachtet man dementsprechend Intensität zwischen Flug- und Stopp-Peak. Die DSA (Doppler Shift Attenuation) Methode zur Bestimmung von Lebensdauern in der Größenordnung weniger bis einiger hundert Femtosekunden bedient sich dieses Effekts, indem hier das Targetmaterial direkt auf das Stoppermaterial aufgebracht wird. So wird der angeregte Rückstoßkern unmittelbar nach dem Verlassen des Targets abgebremst. Zur Bestimmung der Lebensdauer wird in diesem Fall das Intensitätsverhältnis von der gestoppten Komponente zu der aus dem Abbremsvorgang resultierenden Komponente ausgewertet.

## 2.2 Die DDC Methode

Die Lebensdauer eines Zustands bestimmt sich aus dessen Zerfallsfunktion. Die Zerfallsfunktion des interessierenden Zustands ist jedoch auch abhängig von den Fütterungszeiten und Intensitäten aller bevölkernder Übergänge. Allgemein ist daher für eine Analyse der Lebensdauer mit hoher Präzision eine genaue Kenntnis dieser Daten notwendig. Ein Fit der Zerfallskurve mit einer großen Anzahl von zu variierenden Parametern führt oft zu nicht eindeutigen Ergebnissen.

Die Anwendung der Differential-Decay-Curve Methode (DDCM) [DEW89, BOE93] in der Analyse von RDDS-Daten jedoch ermöglicht es, einige dieser Probleme geschickt zu umgehen. Seit die DDC Methode 1989 von Dewald et al. eingeführt wurde, ist sie zum Standard-Auswerteverfahren einer RDDS Messung geworden. In der Analyse von  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzdaten erlaubt diese Methode eine Bestimmung der Lebensdauer ohne explizite Berücksichtigung der Bevölkerungshistorie.

Die für eine Auswertung von RDDS-Daten notwendigen Formeln sollen im folgenden ohne Herleitung zusammengestellt und die Vorteile dieses Verfahrens in der Auswertung einer Koinzidenzmessung skizziert werden.

In der Abbildung 2.2 ist ein allgemeiner Ausschnitt eines Termschemas gezeigt. Das interessierende Niveau  $l_i$  wird über höher liegende Niveaus  $l_f$  bevölkert. In einer beliebigen Kaskade wird ein direkt bevölkernder Übergang mit B, indirekt bevölkernde mit C bezeichnet. Der Übergang A entvölkert das Niveau  $l_i$  direkt.

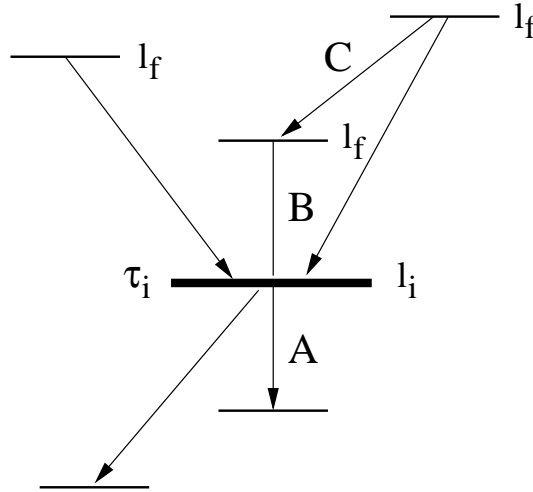


Abbildung 2.2: Ausschnitt eines allgemeinen Termschemas.

Die grundlegende Gleichung der DDCM zur Bestimmung von Lebensdauern folgt aus dem allgemeinen Zerfallsgesetz  $\dot{n}_i = -\lambda_i n_i(t)$ . Zur Herleitung wird die zeitliche Entwicklung der Bevölkerungszahl  $n_i(t)$  eines Zustands  $l_i$

$$\frac{d}{dt}n_i(t) = -\lambda_i(t)n_i + \sum_f \lambda_f n_f(t) b_{fi} \quad (2.2)$$

integriert, um mit den Zahlen der aus den Niveaus  $l_z$  in der Zeit  $t$  zerfallenen Kerne  $N_z(t) = \int_t^\infty \lambda_z n_z(t') dt'$  Observablen der Messung einzuführen:

$$\tau_i(t) = \frac{-N_i(t) + \sum_f b_{fi} N_f(t)}{\frac{d}{dt}N_i(t)}. \quad (2.3)$$

Die Bedeutung der verwendeten Größen ist wie folgt:

$n_z(t)$  : Zahl der Kerne zur Zeit  $t$  in einem Niveau  $l_z$

$\lambda_z$  : Zerfallswahrscheinlichkeit des Niveaus  $l_z$

$b_{fi}$  : Verzweungsverhältnis des Zerfalls von dem Niveau  $l_f$  zum Niveau  $l_i$

$N_z(t)$  : Zahl der nach der Zeit  $t$  aus einem Niveau  $l_z$  zerfallenen Kerne.

Unbeobachtete Fütterung des interessierenden Zustands wird hier für eine Singles-Messung vernachlässigt.



In den Spektren einer RDDS Messung sind die Größen  $N_z(t)$  proportional zur Stopp-Peak Intensität  $I_z(t)$  des  $l_z$  entvölkernden Übergangs bei dem Abstand  $d = v \cdot t$ . In einer Singles-Messung setzt sich die Proportionalitätskonstante abhängig vom Detektor an seiner speziellen Position aus der Ansprechwahrscheinlichkeit bei der jeweiligen  $\gamma$ -Energie und dem Winkelverteilungskoeffizienten zusammen. Detektorunabhängig tragen der Konversionskoeffizient und das Verzweigungsverhältnis des beobachteten Übergangs, sowie der Normierungsfaktor (vgl. Kap. 4.3), der die einzelnen Messabschnitte verschiedener Abstände auf die gleiche Zahl produzierter Rückstoßkerne normiert, zu der Konstante bei.

Die zeitliche Änderung  $\dot{N}_i$  wird aus einem Fit der Werte  $N_i(t)$  durch stetig aneinandergesetzte Polynome bestimmt, in dem die Ableitung berechnet wird.

Der Abstandsbereich, in dem ausreichende Intensitäten beider Komponenten der interessierenden Linie zu einer Bestimmung der Lebensdauer mit einem statistischen Fehler etwa derselben Größenordnung ermittelt werden können, wird der für die jeweilige Lebensdauer *sensitive Bereich* genannt. Für jeden eingestellten Target-Stopper Abstand  $d_i$  innerhalb dieses Bereichs erhält man eine unabhängige Lebensdauer  $\tau_i$ . Man erwartet konstante Werte. Abweichungen sind ein guter Indikator für systematische Fehler der Messung oder der Auswertung. Die Auftragung der ermittelten Lebensdauerwerte gegen den eingestellten Target-Stopper Abstand  $d_i$  wird im folgenden als  $\tau$ -Kurve oder  $\tau$ -Plot bezeichnet.

## 2.3 Die DDC Methode für Koinzidenzmessungen

Der allgemeine Vorteil der Auswertung einer Koinzidenzmessung ist, dass sich durch das Setzen einer Koinzidenzbedingung einzelne Kaskaden eines Termschemas isolieren lassen und Spektren so gesäubert werden. Oft lassen sich nur auf diese Weise intensitätsschwache Übergänge auswerten, die in Singles-Spektren von anderen Linien überlagert werden.

Die Anwendung der geeignet angepassten DDC Methode auf eine RDDS Messung im Koinzidenzmodus umgeht die Probleme einer Singles-Messung, die die Fütterung betreffen.

Sind  $X$  und  $Y$  die Intensitäten zweier koinzidenter Übergänge und erfolgt die Abstrahlung von  $Y$  zeitlich vor der von  $X$ , wird dieses Koinzidenzereignis mit  $\{Y, X\}$  bezeichnet. Da sich bei RDDS Messungen die Intensität einer Linie auf die Doppler verschobene ( $S$ ) und die unverschobene Komponente ( $U$ ) aufteilt, kann man das Koinzidenzereignis wie folgt zerlegen:

$$\{Y, X\} = \{Y_S, X_S\} + \{Y_S, X_U\} + \{Y_U, X_S\} + \{Y_U, X_U\}. \quad (2.4)$$

Ein Kern, der bei Abstrahlung von  $Y$  ruht, kann zu einem späteren Zeitpunkt kein weiteres  $\gamma$ -Quant im Flug emittieren. Deshalb folgt:

$$\{Y_U, X_S\} = 0. \quad (2.5)$$

Die Gleichung 2.3 zur Bestimmung der Lebensdauer aus einer Singles-Messung lässt sich entsprechend der Zerlegung aus Gleichung 2.4 auf eine Koinzidenz-Messung anwenden:

$$\tau(t_k) = \frac{\{C_S, A_U\}(t_k) - \alpha\{C_S, B_U\}(t_k)}{\frac{d}{dt}\{C_S, A_S\}(t_k)}. \quad (2.6)$$

$t_k$  bezeichnet die Flugzeit des Rückstoßkerns bei der Distanz  $d$ . Mit der flugzeitunabhängigen Konstanten  $\alpha$  wird das Verzweigungsverhältnis von einem direkt fütternden zu einem direkt entvölkernden Übergang berücksichtigt:

$$\alpha = \frac{\{C, A\}}{\{C, B\}} = \frac{\{C_S, A\}}{\{C_S, B\}} = \frac{\{C_S, A_U\} + \{C_S, A_S\}}{\{C_S, B_U\} + \{C_S, B_S\}}. \quad (2.7)$$

Setzt man die Koinzidenzbedingung auf einen direkt fütternden Übergang  $B$ , reduziert sich Gleichung 2.6 zu:

$$\tau(t_k) = \frac{\{B_S, A_U\}(t_k)}{\frac{d}{dt}\{B_S, A_S\}(t_k)}. \quad (2.8)$$

Die Vorteile in der Auswertung einer Koinzidenzmessung nach der DDC Methode lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Analysen von Fütterungsintensitäten und Fütterungszeiten, insbesondere des un beobachtbaren *sidefeedings*, entfallen bei gezielter Auswahl der Koinzidenzbedingung.
- Die technisch aufwändige Bestimmung von Absolutabständen entfällt. In die Analyse gehen nur Relativabstände ein.
- Der Einfluss der Winkelkorrelation und speziell des flugzeitabhängigen Deorientierungseffekts auf die Intensitäten im Spektrum geht nicht in das Ergebnis ein.

Die unterschiedliche Detektoreffizienz für Stopp- und Flug-Peak kann vernachlässigt werden, da die Komponenten energetisch eng benachbart sind. Werden vorwärtige und rückwärtige Detektoren ausgewertet, kann sich dieser Effekt im Mittel sogar aufheben. Für Rückstoßgeschwindigkeiten ab  $\frac{v}{c} \approx 4\%$  müssen relativistische Effekte berücksichtigt werden.

# Kapitel 3

## Die Experimente

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden zwei RDDS Experimente mit dem Kölner Koinzidenzplunger am GASP Spektrometer des Laboratori Nationali di Legnaro in Italien durchgeführt. Der Strahl wurde von dem XTU Tandembeschleuniger des Labors bereit gestellt. Die Messungen fanden bei einer Strahlzeit von jeweils fünf Tagen im Dezember 2001 bzw. im April 2003 statt.

### 3.1 Der Kölner Koinzidenzplunger

Mit dem Plunger wird ein speziell für RDDS Messungen konzipiertes Gerät bezeichnet. Die Abbildung 3.1 zeigt einen Querschnitt durch den Plunger. Der Plunger lässt sich in drei wesentliche Bereiche unterteilen: das Gehäuse mit dem Motor, ein Strahlrohr, das auch die speziellen Lager enthält und die Targetkammer. Mit diesem System und der zugehörigen Elektronik ist es möglich, den Abstand zwischen der Target- und der Stopperfolie auf Bruchteile eines Mikrometers genau einzustellen und während des Strahlbetriebes mit sich verändernden äußeren Bedingungen konstant zu halten.

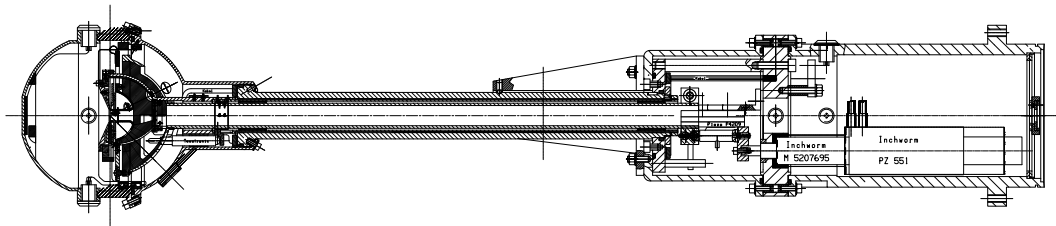


Abbildung 3.1: Querschnitt durch den Kölner Kugelplunger [DEW98].

Da Rauigkeiten der Oberflächen von Target und Stopper zu Abstandsunschärfen führen, sind an die Folien besonders hohe Anforderungen gestellt. Sie werden auf Aluminiumringe geklebt und über konusförmige Ringe mit einer polierten Oberfläche gespannt. Die

durch den Konus definierten Ebenen müssen nach dem Einbau in den Plunger parallel gestellt werden. Die Justage erfolgt durch drei Mikrometerschrauben, mit denen der Targetkonus frei gekippt werden kann, bei Beobachtung des Spaltes zwischen diesen Ebenen aus verschiedenen Richtungen.

Die Folienabstände werden durch Veränderung der Targetposition mit dem Inchworm eingestellt. Der Inchworm ist ein Linearmotor, bestehend aus Piezokristallen und einem integrierten optischen Abstandsmesssystem. Dieser Motor befindet sich abseits der Strahlachse und ist über eine konzentrische, im Inneren des Strahlrohrteiles bewegliche Schubstange mit dem Targetfolienhalter verbunden. Auf diese Weise können relative Folienabstände bis 10 mm mit einer abstandsunabhängigen Genauigkeit von  $0.5 \mu\text{m}$  eingestellt werden. Zwischen Inchworm und Schubstange befindet sich ein weiterer Piezokristall, mit dem während des Strahlbetriebes automatisch Änderungen des eingestellten Abstands bis  $30 \mu\text{m}$  ausgeglichen werden können. Ein weiteres unabhängiges System zur induktiven Abstandsbestimmung ist die sogenannte Tesa-Sonde vor der Targetkammer, die die Position des inneren beweglichen Teils gegenüber der festen, äußeren Hülle misst. Sowohl dieses induktive System, als auch das optische am Inchworm, können jedoch nur relative Abstände zwischen der Haltemechanik des fest installierten Stoppers und der des Targets messen.

Aufgrund der Energiedeposition in beiden Folien durch den Strahl kommt es insbesondere bei Schwerionenreaktionen zu thermisch bedingten Ausdehnungen aller Teile des Target-Stopper-Systems, die für eine Lebensdaueremessung der geforderten Präzision nicht vernachlässigbar sind. Strahlstromschwankungen führen weiter dazu, dass diese thermischen Expansionen nicht in einen Gleichgewichtszustand übergehen und ständig aktiv nachgeregelt werden müssen. Da die Wärmeenergie von den dünnen Folien nur sehr verzögert an die Haltemechanik weitergegeben wird und die thermischen Ausdehnungen an den Positionen der bereits erwähnten Abstandsmesssysteme nicht die eigentlich zu messenden Abstände der beiden Folien widerspiegeln, ist es über die oben genannten Systeme nicht möglich, die kontinuierlichen Abstandsänderungen der Folien selbst zu beobachten.

Aus diesem Grund ist das kapazitive Abstandsregelungssystem eingeführt worden. Der elektrisch isolierte Aufbau von Target und Stopper bildet einen Kondensator, dessen abstandsabhängige Kapazität als weiteres Abstandsmessverfahren genutzt wird. Ein gepulstes, elektrisches Signal definierter Amplitude wird dazu auf die Targetfolie gegeben und an der Stopperfolie durch einen PC permanent überwacht. Bei einer Änderung der Kapazität außerhalb einer geforderten Toleranz wird zur Kompensation der verursachenden Abstandsänderung der Regelpiezo angesteuert. Vor der Messung ist ohne Strahl die Kapazität im 'kalten' Plunger gegen den Abstandswert der Tesa-Sonde zu eichen, um die während des Experimentes gemessenen Kapazitäten in Relativabstände umzurechnen. Eine Abstandseichung ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

## 3.2 Das GASP Spektrometer

Das GASP Spektrometer am Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL) zählt weltweit zu den größten  $4\pi$ -Multidetektorarrays zur Detektion von  $\gamma$ -Quanten. Es besteht aus 40 High Purity Germaniumdetektoren (HPGe) gleichen Typs. Jeder der großvolumigen Detektoren hat eine relative Effizienz von 82% und ist zur Comptonunterdrückung von einem BGO-Shield (anorganische Szintillatoren aus Bismut-Germanat) umgeben.

In der KONFIGURATION I bestimmt der BGO Multiplizitätsfilter aus 80 Kristallen den Abstand der 40 Detektoren vom Target. Mit dem Abstand von 27 cm beträgt die absolute Photopeak Effizienz 3%, bestimmt bei der Übergangsenergie von 1332 keV. Die Detektoren decken in dieser Konfiguration insgesamt 10% des gesamten Raumwinkels ab.

Eine Erhöhung der Effizienz auf 5.8% wird in der KONFIGURATION II durch Verringerung des Abstands der Detektoren zum Target auf 20 cm erreicht. Der auch als Kollimator dienende Innere Ball wird dabei durch einen anderen Kollimator ersetzt.

In beiden Konfigurationen besetzen die Ge-Detektoren die gleichen Winkelpositionen. In Tabelle 3.1 ist die Anordnung der Detektoren in sieben Winkelgruppen relativ zur Strahlachse aufgeführt. Spektren aller Detektoren einer Winkelgruppe weisen für energetisch gleiche  $\gamma$ -Quanten die gleiche Dopplerverschiebung auf.

Bei den Experimenten dieser Arbeit befand sich das Spektrometer in der KONFIGURATION I. Die Daten des INNEREN BGO BALLS wurden bei der Analyse jedoch nicht verwendet.

Tabelle 3.1: *Anordnung der 40 Einzeldetektoren des GASP Spektrometers in 7 Ringe gleichen Winkels  $\theta$  zur Strahlachse.*

Ring Nummer	mittlerer Winkel [°]	Anzahl Detektoren
0	34.6	6
1	59.4	6
2	72.0	4
3	90.0	8
4	108.0	4
5	120.6	6
6	145.4	6

## 3.3 Die Messungen am GASP Spektrometer

Im folgenden sind die technischen Details der beiden Plunger Experimente in  $\gamma\gamma$ -Koinzidenz tabellarisch aufgelistet.

Die Strahlenergie wurde in beiden Reaktionen so gewählt, dass nach dem Energieverlust im Backing des Targets der relative Wirkungsquerschnitt der Zielreaktion maximal ist. Die thermische Belastung des Targets und des Stoppers beschränkte den Strahlstrom auf 2 pA.

Experiment	<sup>156</sup> Dy	<sup>178</sup> Os
Reaktion	<sup>124</sup> Sn ( <sup>36</sup> S,4n) <sup>156</sup> Dy	<sup>154</sup> Sm ( <sup>29</sup> Si, 5n) <sup>178</sup> Os
Strahlenergie absolut (Targetmitte)	E( <sup>36</sup> S) = 155(142) MeV	E( <sup>29</sup> Si) = 158(143) MeV
Ladungszustand	C( <sup>36</sup> S) = 10 <sup>+</sup>	C( <sup>29</sup> Si) = 10 <sup>+</sup>
Target	0.9 mg/cm <sup>2</sup> <sup>124</sup> Sn auf 1.8 mg/cm <sup>2</sup> Ta	0.95 mg/cm <sup>2</sup> <sup>154</sup> Sm auf 2.2 mg/cm <sup>2</sup> Ta
Stopper	12 mg/cm <sup>2</sup> Au	8.2 mg/cm <sup>2</sup> Au
Rückstoßgeschwindigkeit	v/c = 1.83 (2) %	v/c = 1.49 (2) %
Abstände [ $\mu$ m]	2.7; 5.5; 8.4; 12.1; 15.9; 20.2; 26.3; 31.2; 42.2; 51.3; 70.3; 97.6; 140; 182; 247; 324; 385; 514; 714; 914; 1414; 1914; 2902	1.5; 4.5; 5.8; 7.0; 8.8; 12.8; 17.8; 22.8; 27.8; 32.8; 34.0; 44.0; 57.8; 74.0; 108; 144; 184; 254; 350; 450; 600; 900; 1500; 2000
Strahlstrom	I(Cup) = 2 p nA	I(Cup) = 2 p nA
aufgezeichnete Ereignisse (Multiplizität $\geq 2$ )	2.1 · 10 <sup>9</sup>	3.0 · 10 <sup>9</sup>

Tabelle 3.2: Auflistung der technischen Daten der Experimente.

Neben der Strahlintensität bestimmt die Targetdicke die Zahl der Ereignisse der Reaktion. Ein dickeres Target verursacht aber ein stärkeres Geschwindigkeitsstragglung der austretenden Rückstoßkerne, was zu einer Verbreiterung der Doppler verschobenen Komponente im Spektrum führt. Im ungünstigsten Fall können einige Rückstoßkerne die Targetfolie nicht mehr verlassen und emittieren bereits von dort die  $\gamma$ -Strahlung. Mit den in diesen Messungen verwendeten Targetdicken wurde sich für einen Kompromiss zwischen hoher Statistik und sehr hoher Energieauflösung entschieden.

Coulomb-Anregungen von Kernen des Stoppermaterials durch den Strahl führen zu unerwünschten Linien im  $\gamma$ -Spektrum. Zur Beschränkung der Zahl der Ereignisse dieser Art wurde die Stopper-Folie nur so dick hergestellt, dass die Rückstoßkerne vollständig abgebremst werden konnten. Das Material des Stoppers wurde so gewählt, dass die nicht vollständig zu unterdrückenden Linien aus der Coulomb-Anregung auszuwertende Linien des Zielkerns nicht kontaminieren.

Jeweils am Ende der Messung wurde eine Eichung mit einer <sup>152</sup>Eu-Quelle durchgeführt. Die Quelle wurde im Plunger an der Position der Stopper-Folie im Zentrum des GASP Spektrometers platziert.

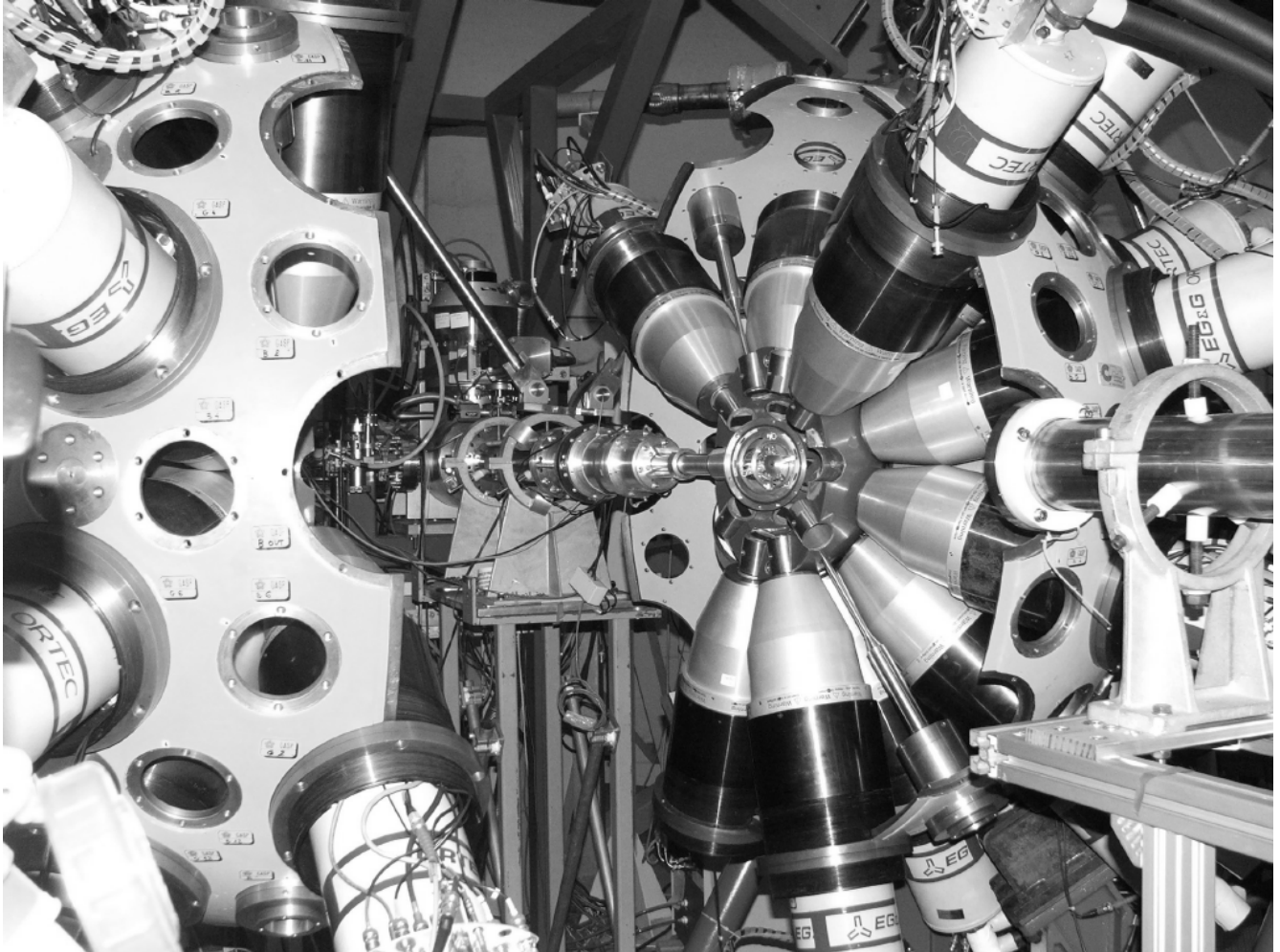


Abbildung 3.2: Der Kölner Plunger (ohne Endkappe) umgeben von den Detektoren des geöffneten GASP Spektrometers.

### 3.3.1 Die Messung an $^{156}\text{Dy}$

Das Ziel der Messung an  $^{156}\text{Dy}$  war die Messung von Lebensdauern von Zuständen der Grundbande und der ersten angeregten Bande. In den Projektionsspektren in Abbildung 3.3 sind bereits Linien von Übergängen in der ersten angeregten Bande zu erkennen, deren Intensität mit fallendem Spin durch Interbanden-Übergänge abnimmt. Mit dem 5n- und dem 3n-Kanal konnten auch die zwei stärksten Nebenreaktionen zu  $^{155,157}\text{Dy}$  ausgewertet werden.

### 3.3.2 Die Messung an $^{178}\text{Os}$

In der Messung an  $^{178}\text{Os}$  konnten Lebensdauern von Zuständen der Grundbande und zwei negativen Paritätsbanden bestimmt werden. Die  $\beta$ -Bande wurde nicht bevölkert. In der

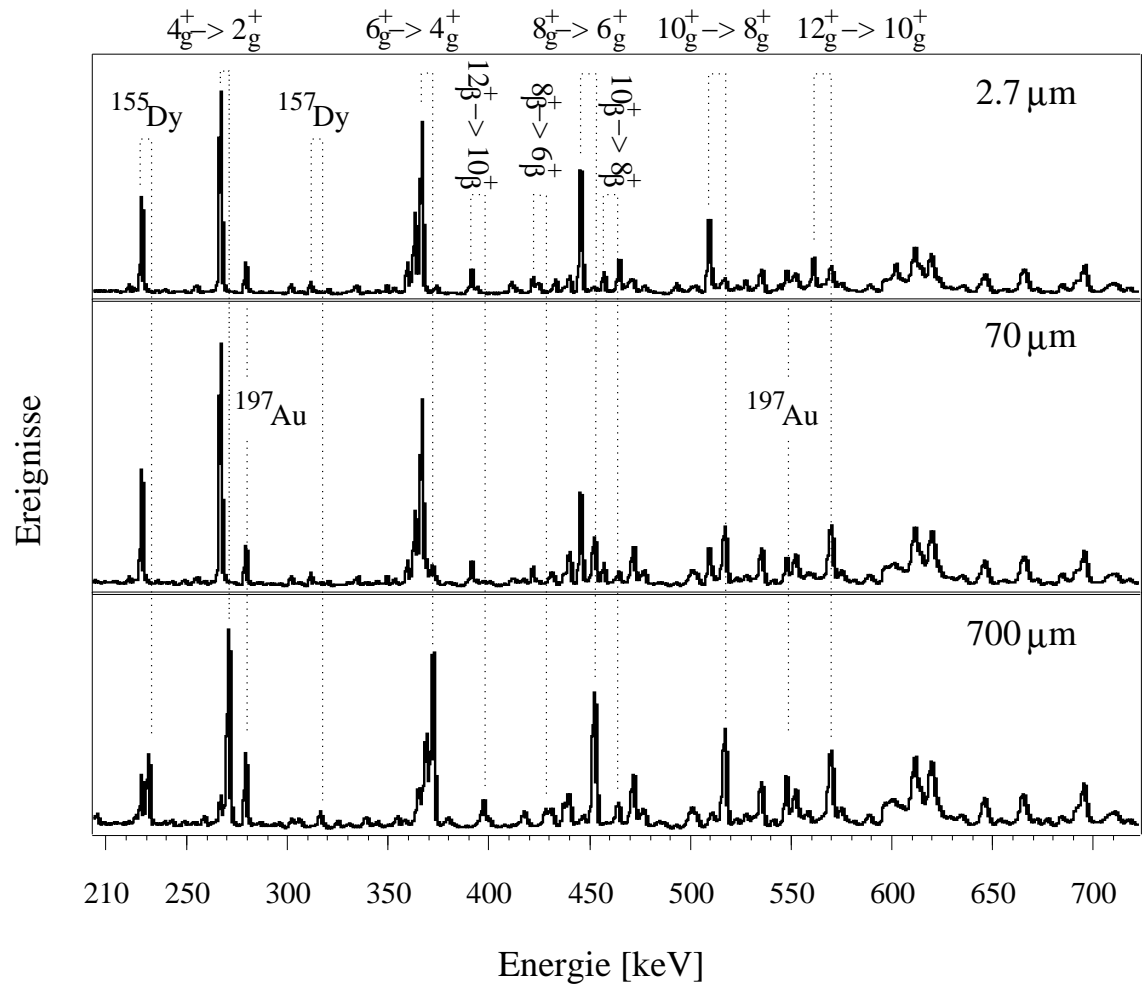


Abbildung 3.3: Projektionsspektren der Messung an  $^{156}\text{Dy}$ , gemessen bei drei verschiedenen Target-Stopper Abständen. Gekennzeichnet sind Linien und deren Doppler verschobene Komponenten von Übergängen in der Grund- und  $\beta$ -Bande in  $^{156}\text{Dy}$ , sowie jeweils eine Linie aus den Nebenchänen zu  $^{155}\text{Dy}$  und  $^{157}\text{Dy}$ . Die zwei Linien des Kerns  $^{197}\text{Au}$  stammen aus der Coulomb-Anregung von Kernen der Stopperfolie. In diesen Spektren lassen sich gut die Bevölkerungen der einzelnen Banden in der gewählten Reaktion miteinander vergleichen.

Nebenreaktion zu  $^{177}\text{Os}$  wurden weitere Lebensdauern bestimmt.

In Abbildung 3.6 sind Spektren gezeigt, in denen Lebensdauerereffekte in den Linien der Grundbande von  $^{178}\text{Os}$  zu sehen sind.



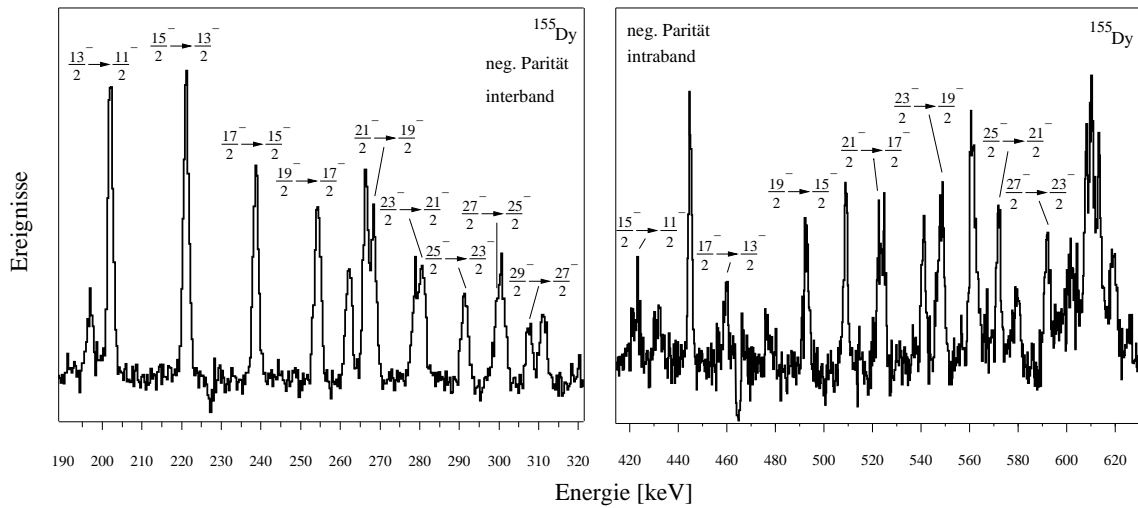


Abbildung 3.4: Spektren in Koinzidenz zu verschiedenen Übergängen in den Banden negativer Parität in  $^{155}\text{Dy}$ .

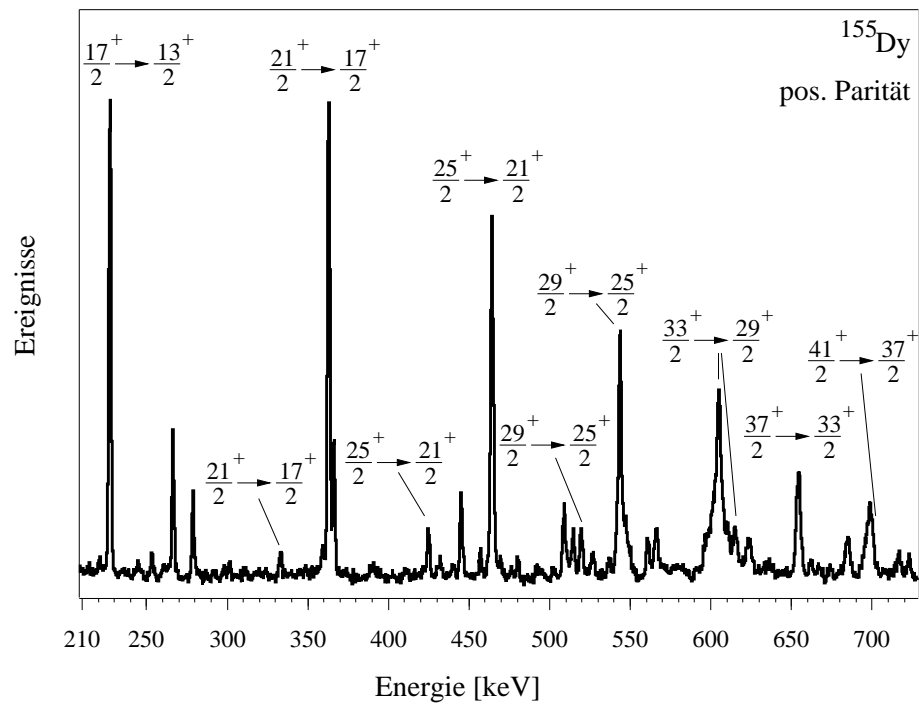


Abbildung 3.5: Spektrum von Übergängen in den Banden positiver Parität in  $^{155}\text{Dy}$ .

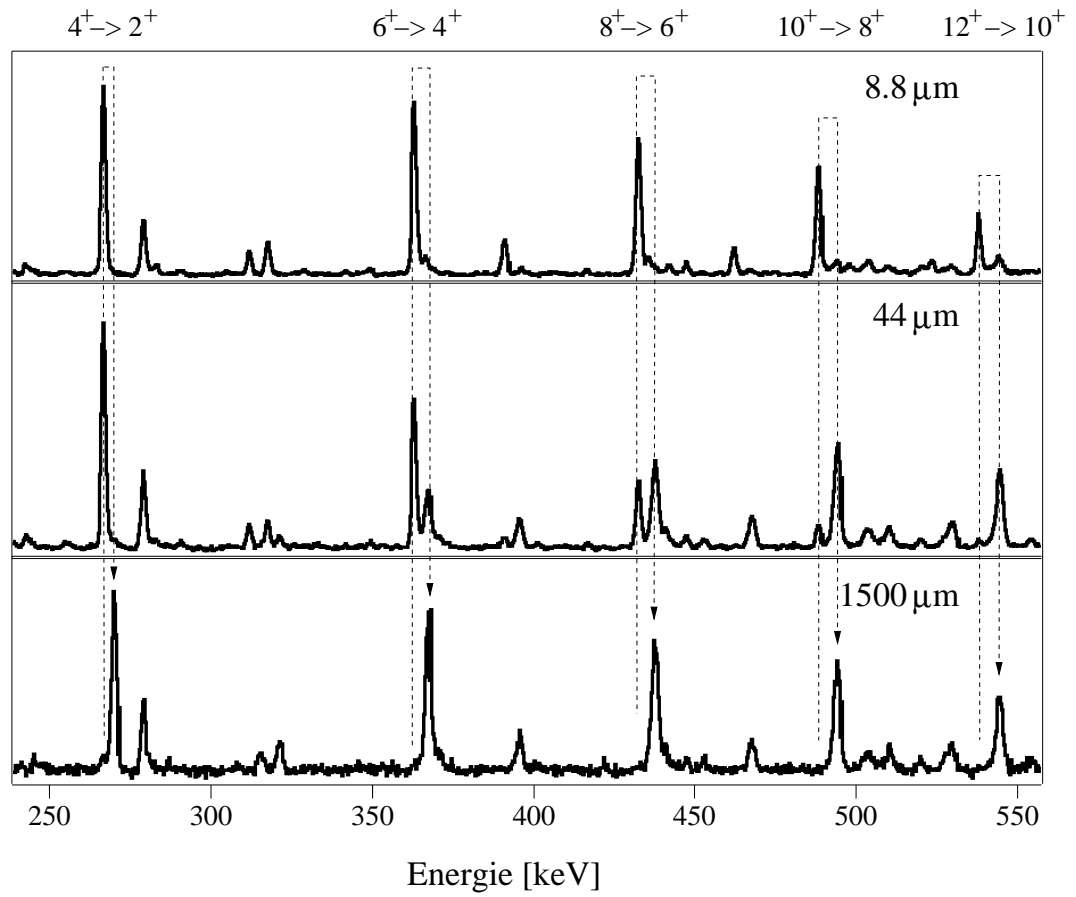


Abbildung 3.6: Schnittspektren von Übergängen in der Grundbande von  $^{178}\text{Os}$  bei drei verschiedenen Target-Stopper Abständen, gesehen in den Detektoren unter dem Winkel  $\theta = 35^\circ$ .

# Kapitel 4

## Datenanalyse

Die Auswertung der während der Experimente auf Magnetband aufgenommenen Daten lässt sich in folgende Abschnitte gliedern: Kalibrierung und Driftkorrektur, Sortierung in Matrizen, Abstandsbestimmung und Normierung, Intensitätsbestimmungen in geeigneten Schnittspektren und Analyse der Lebensdauer nach der DDC-Methode. Diese Punkte sollen im folgenden näher erläutert werden.

### 4.1 Aufbereitung der Daten

Zur Datenaufbereitung gehört zunächst die Energieeichung aller Detektoren. Zu diesem Zweck wurde am Ende beider Experimente eine Messung mit einer  $^{152}\text{Eu}$ -Quelle durchgeführt. Mit der Eichung konnte für jeden Detektor eine Energie-Kanal-Beziehung gewonnen werden.

Der nächste Schritt ist die Korrektur von Verstärkungsschwankungen (*gain-shifts*) der Signale der einzelnen Detektoren. Damit wird gewährleistet, dass alle Detektoren eine über die gesamte Messzeit konstante Energie-Kanal-Beziehung habe. Eine Unterteilung der Messung in Abschnitte (*Runs*) der Größe, die etwa einer Messdauer von einer Stunde entspricht, erwies sich als ideal, um zwischen den Spektren eines Detektors von jeweils zwei aufeinanderfolgenden Runs anhand ausgewählter Linien Verstärkungsschwankungen zu erkennen und zu korrigieren. Dazu wurden in einem *Presort* die Daten zunächst Run-weise in sogenannte Projektionsspektren vorsortiert. Für jeden Detektor wurden dabei pro Run zwei Spektren angelegt, in denen alle Energie- und Zeitwerte, die die geforderte Koinzidenzbedingung zu einem beliebigen anderen Detektor erfüllen, inkrementiert werden. Die Energiespektren der einzelnen Runs wurden dann jeweils auf das Spektrum der Messung abgebildet, das unmittelbar vor dem Run der Energieeichung aufgenommen wurde. Verstärkungsschwankungen zwischen der Aufnahme dieser Referenzspektren und dem Run der Energieeichung sind wegen des kurzen zeitlichen Abstands weitgehend auszuschließen, wurden aber zusätzlich durch einen Vergleich der geeichten Referenzspektren der einzelnen Detektoren untereinander überprüft. Die diese Abbildungen beschreibenden Polynome wurden mittels spezieller Skripten für die

spätere Übergabe an das finale Sortierprogramm weggeschrieben.

Insbesondere bei Messungen, die den Doppler-Effekt zur Bestimmung der Niveauliebendauer ausnutzen, ist bei der Driftkorrektur Vorsicht geboten, da Lebensdauerereffekte von Verstärkungsschwankungen unterschieden werden müssen.

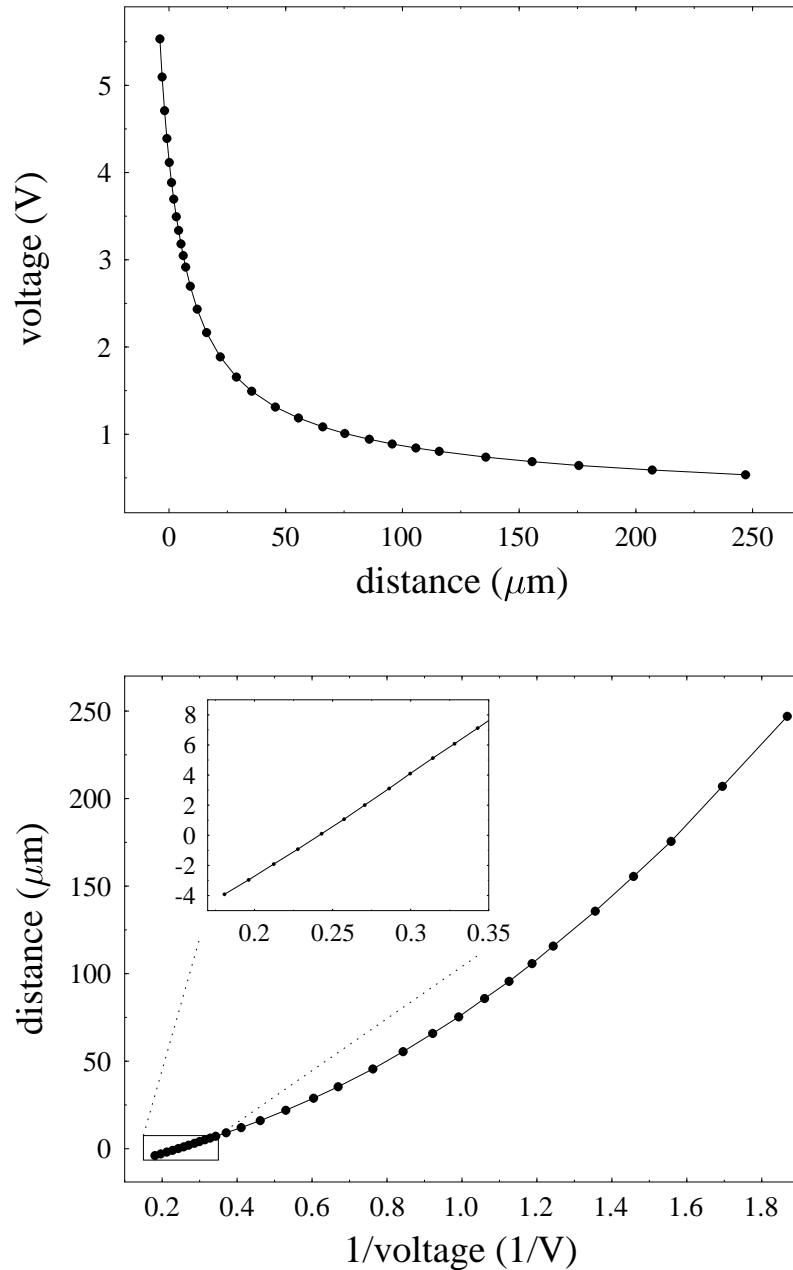
Die Zeitspektren wiesen keine Schwankungen über die Dauer der Messung auf, so dass nur die Spektren der einzelnen Detektoren für einen beliebigen Run durch Addition eines konstanten Zeitwertes aufeinandergeschoben werden mussten. Mit den so aufeinandergeschobenen Zeiten der Detektoren wurden Zeitdifferenzspektren sortiert, in denen der zeitliche Abstand zweier koinzident nachgewiesener Ereignisse inkrementiert wird. In der endgültigen Sortierung in Koinzidenzmatrizen konnten durch das Setzen eines Zeitfensters der Breite von etwa 40 ns auf den prompten Zeitpeak zufällige Koinzidenzen unterdrückt werden.

Die  $4k \times 4k$  Koinzidenzmatrizen wurden für den Energiebereich von 100-1460 keV angelegt, was einer Energieauflösung von 3 Kanälen pro keV entspricht. Alle Linien der für die Auswertung relevanten Übergänge sind in diesem Energiebereich zu finden. Detektoren eines Winkelringes (vgl. Tabelle 3.1) werden bei der Sortierung direkt zusammengefasst, so dass für jeden Folienabstand  $d$  Matrizen  $M_{NM}^d$  sortiert werden, wobei die Indizes der Detektorringe  $M, N$  alle Kombinationen durchlaufen.

## 4.2 Abstandseichung

Vor Beginn des Experiments wird im kalten Plunger ohne Strahl die kapazitive Abstandseichung des Target-Stopper Systems durchgeführt. Dazu werden bei abgeschaltetem Regelpiezo mit dem Motor Abstände in dem während der Messung zu regelnden Bereich angefahren und die Spannungswerte mit den gemessenen Abständen weggeschrieben. In Abbildung 4.1 sind in der oberen Darstellung stetig differenzierbare aneinandergesetzte Polynome zweiten Grades an die Datenpunkte angepasst. Mit dieser Eichung können die während der Messung über das Regelsystem konstant gehaltenen Spannungswerte des Systems in relative Abstände umgerechnet werden.

In der unteren Auftragung der Abbildung erkennt man am linearen Verlauf der Kurve für kurze Abstände, dass in diesem Bereich das Target-Stopper System in guter Näherung einen Plattenkondensator darstellt. Negative (relative) Abstände rühren daher, dass der eingestellte Nullpunkt des *Tesatron* Abstand Messgeräts nicht notwendigerweise mit dem Kontaktpunkt der Folien übereinstimmt. Im Fall der Abstandseichung, die in Abbildung 4.1 dargestellt ist, lag der elektrische Kontaktpunkt der Folien bei dem Tesa-Wert von  $-4 \mu\text{m}$ .

Abbildung 4.1: Abstandseichung der RDDS Messung an  $^{178}\text{Os}$ .

### 4.3 Normierung

Zur Bestimmung von Niveaulbensdauern werden Zerfallskurven ermittelt, die den (flug)zeitabhängigen Intensitätsverlauf von Stopp- und Flug-Komponente der Linie des interessierenden Übergangs darstellen. Unterschiedliche Messzeiten bei den verschiede-

nen Folienabständen, wie auch nicht konstante Strahlstromintensitäten machen eine Normierung auf die gleiche Zahl produzierter Rückstoßkerne notwendig.

Für diese Normierung wurden die Gesamtintensitäten (Flug- plus Stopp-Komponente) intensitätsstarker Übergänge in Koinzidenz zu tiefliegenden Übergängen der Grundbande bestimmt. Schnitte auf den  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  Übergang wurden wegen einer möglichen Deorientierung der Rückstoßkerne nicht verwendet.

## 4.4 Bestimmung der Rückstoßgeschwindigkeit

Die Bestimmung der mittleren Geschwindigkeit der Rückstoßkerne geschieht über die Positionen von verschobenen und unverschobenen Komponenten von Linien mit deutlicher Doppler Verschiebung. Die Rückstoßgeschwindigkeit wird nach Formel 2.1 über bekanntem Detektorwinkel  $\theta$  berechnet. Zur Vermeidung systematischer Fehler wurden dazu Schnittspektren für verschiedene Detektorringe bei unterschiedlichen Target-Stopper Abständen erstellt und ausgewertet.

Wegen der endlichen Targetdicke ist jedoch die Geschwindigkeit der Rückstoßkerne nicht scharf, sondern unterliegt, je nach Entstehungsort des Kerns im Target und dem damit im Target zurückzulegenden Weg, einer Geschwindigkeitsverteilung. Durch das Setzen der Koinzidenzbedingung auf die Doppler verschobene Komponente eines Übergangs selektiert man, je nach Position und Breite des Schnittfensters relativ zu der Doppler verschobenen Komponente, einen Ausschnitt aus der Geschwindigkeitsverteilung der Rückstoßkerne. Im folgenden Abschnitt 4.4.1 ist beschrieben, wie in diesen Fällen die für das Gate individuelle Rückstoßgeschwindigkeit zu ermitteln ist.

### 4.4.1 Asymmetrische Schnittfenster

Die Übergangsstärken, berechnet aus den gemessenen Lebensdauern, bilden ein wichtiges Kriterium, welches Kernmodell für den Kern zugrunde gelegt werden kann. Um eindeutige Aussagen treffen zu können, ist die Genauigkeit der Messung entscheidend. Für den  $4^+$  Zustand in der Grundbande von  $^{178}\text{Os}$  unterscheidet sich die Lebensdauer eines angenommenen Rotors ( $\tau=45.7$  ps) von der eines X(5)-Kernes ( $\tau=41.2$  ps) um 10%.

In diesem Abschnitt soll deshalb eine typische, systematische Fehlerquelle dieser Größenordnung in der Auswertung einer RDDS Messung in  $\gamma\gamma$ -Koinzidenz erläutert und eine Korrekturmöglichkeit angeboten werden.

Abhängig von der Übergangsenergie, der mittleren Rückstoßgeschwindigkeit und des Detektorwinkels sind Stopp- und Flug-Peak nicht notwendigerweise völlig getrennt. Bei der Auswertung nach der Methode des Gatens von oben (vgl. Abschnitt 4.5) ist es erforderlich, die Koinzidenzbedingung auf den Flug-Peak, ohne Kontamination durch Intensität aus der gestoppten Komponente, zu setzen. Dazu wird das Schnittfenster

gewöhnlich auf der dem Stopp-Peak benachbarten Seite verkleinert und ist dann nicht mehr symmetrisch gegenüber dem Schwerpunkt der Doppler verschobenen Komponente. In anderen Fällen kann ein Bereich des Flug-Peaks durch andere Linien kontaminiert sein, so dass nur ein Teil der Doppler verschobenen Komponente für eine saubere Koinzidenzbedingung gewählt werden kann.

Die Konsequenz einer Verschiebung des Koinzidenzfensters ist in Abbildung 4.2 demonstriert. Abhängig von der Position des Gates relativ zum Schwerpunkt des Flug-Peaks beobachtet man in den Schnittspektren unterschiedliche Positionen der Doppler verschobenen Komponenten. Diese entsprechen unterschiedlichen Geschwindigkeiten der Rückstoßkerne.

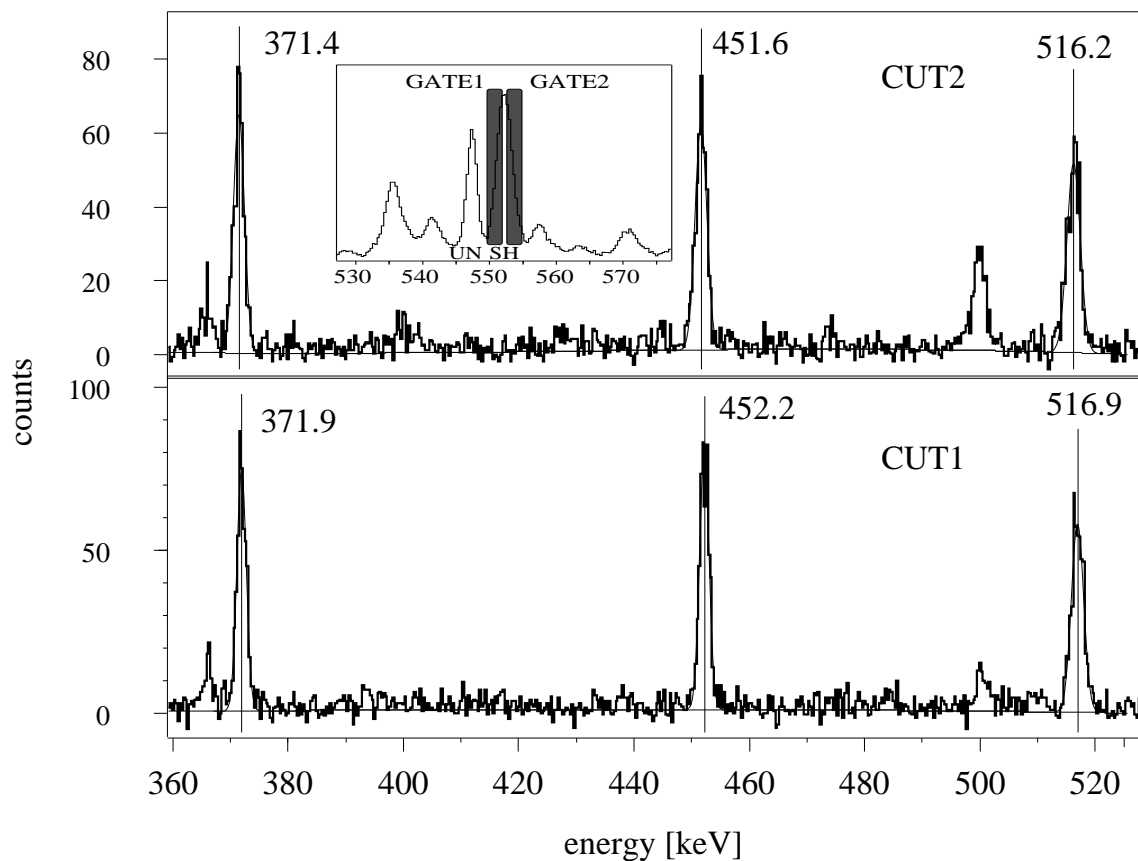


Abbildung 4.2: Schnittspektren, erzeugt durch ein Gate auf einen ausgewählten Bereich der Doppler verschobenen Komponente des  $12^+ \rightarrow 10^+$  Übergangs in  $^{156}\text{Dy}$  bei dem Target-Stopper Abstand von  $140 \mu\text{m}$ . Abhängig von der Position des Gates auf der Doppler verschobenen Komponente (inneres Spektrum) ergeben sich unterschiedliche Positionen der Flug-Peaks in den Schnittspektren.

Der Stopp-Peak gibt mit seiner Linienbreite das Auflösungsvermögen des beobachtenden Detektors wieder. Die Verbreiterung des korrespondierenden Flug-Peaks ist eine Folge der nicht verschwindenden Geschwindigkeitsverteilung der Rückstoßkerne. Mit einem

Gate, das nicht symmetrisch zum Schwerpunkt der Geschwindigkeitsverteilung gesetzt wird, werden  $\gamma$ -Quanten selektiert, die von Rückstoßkernen ausgesandt wurden, deren Geschwindigkeit sich von der mittleren Rückstoßgeschwindigkeit unterscheidet.

Üblicherweise wird in Analysen von RDDS Messungen zur Bestimmung der Lebensdauer, unabhängig von den Gates, eine mittlere Geschwindigkeit verwendet. Die Notwendigkeit, bei asymmetrischen Gates die Geschwindigkeit individuell zu bestimmen, ist bisher nicht diskutiert.

Der Wert der Niveaulbensdauer ist umgekehrt proportional zur Geschwindigkeit. Damit führt eine Geschwindigkeit  $v$  mit dem systematischen Fehler  $\Delta v$  zu dem Fehler der Lebensdauer:  $\Delta\tau/\tau = -\Delta v/(v + \Delta v)$ . Verwendet man eines der in Abbildung 4.2 gezeigten Koinzidenzfenster zur Erzeugung der Spektren, in denen, wie bisher üblich, die Lebensdauer mit einer zuvor bestimmten, mittleren Rückstoßgeschwindigkeit bestimmt wird, so beträgt daraufhin der systematische Fehler der Lebensdauer  $\Delta\tau/\tau = 6\%$ .

Eine Möglichkeit, diesen Fehler zu vermeiden, ist, die Geschwindigkeit individuell in den auszuwertenden Spektren zu bestimmen. Jedoch reicht oft gerade in den Spektren, die durch ein schmales Gate auf einen Teil des Flug-Peaks erzeugt wurden, die Statistik nicht aus, um die Positionen von Doppler verschobenen Komponenten für eine Berechnung der Rückstoßgeschwindigkeit hinreichend genau zu bestimmen.

Zu diesem Zweck ist im Rahmen dieser Arbeit ein Programm entwickelt worden, das aus der Position der gesetzten Koinzidenzbedingung die selektierte Geschwindigkeit berechnet. Sowohl die Geschwindigkeitsverteilung der Rückstoßkerne, als auch die Form des Stopp-Peaks, werden durch eine Gaußkurve angenähert. So ergibt sich die Gaussform des Flug-Peaks durch eine Faltung der Geschwindigkeitsverteilung mit der Detektorauflösung, repräsentiert durch die Breite des Stopp-Peaks:

$$G_{\mu_1, \sigma_1^2}^u * G_{\mu_2, \sigma_2^2}^{vel} = G_{\mu_1 + \mu_2, \sigma_1^2 + \sigma_2^2}^s \quad (4.1)$$

Um also die Geschwindigkeitsverteilung der die  $\gamma$ -Quanten emittierenden Rückstoßkerne zu ermitteln, wird der interessierende Flug-Peak kanalweise über eine Gaußkurve der Breite der Detektorauflösung im jeweiligen Energiebereich entfaltet. Die daraus gewonnenen Gaußkurven  $G^{vel}$  werden nach der Dopplerformel 2.1 für einen gegebenen Detektorwinkel in der Einheit keV im Energiespektrum dargestellt. Auf diese Weise kann jedem Kanal des Flug-Peaks die individuelle korrespondierende Rückstoßgeschwindigkeit zugeordnet werden.

Es ist wichtig anzumerken, dass wegen der endlichen Detektorauflösung verschiedene Geschwindigkeiten mit unterschiedlichen Gewichten zu dem Ergebnis beitragen.

Die durch die Koinzidenzbedingung selektierte Geschwindigkeit ist das über die Intensität der einzelnen, im Gate enthaltenen Kanäle gewichtete Mittel der individuellen Geschwindigkeiten.

Diese Methode wurde bereits erfolgreich in Referenz [MOE05] angewandt. Die Korrekturen der Lebensdauern betragen daraufhin 7 bzw. 13%.



## 4.5 Anwendung der DDC Methode

Zur Analyse der Lebensdauern müssen die Intensitäten von Stopp- und Flug-Komponenten in geeignet erzeugten Schnittspektren bestimmt werden. Diese Intensitäten werden nach der DDC Methode ausgewertet.

### 4.5.1 Bestimmung der Intensitäten

Die DDC Methode zur Analyse der Lebensdauer eines Zustands  $i$  verlangt die Bestimmung von Koinzidenzintensitäten  $\{B_s, A_u\}$  und  $\{B_s, A_s\}$ . Dazu müssen Koinzidenzfenster (*Gates*) auf die Doppler verschobene Komponente eines  $i$  direkt (*direktes Gates*, Gleichung 2.8) oder eines  $i$  indirekt (*indirektes Gates*, Gleichung 2.6) fütternden Übergangs gesetzt werden. Für jede geeignete Ringkombination wird pro Target-Stopper Abstand ein Koinzidenzspektrum erzeugt. In diesen Spektren werden die Intensitäten von Flug- und Stopp-Komponente eines  $i$  entvölkernden Übergangs bestimmt. In *indirekt gegateten* Spektren müssen zusätzlich die Intensitäten des  $i$  direkt bevölkernden Übergangs bestimmt werden.

Bei der Auswahl geeigneter Koinzidenzfenster ist die Kontamination durch Linien zu vermeiden, die in dem auszuwertenden Energiebereich der Schnittspektren Intensität verursachen. Insbesondere Kontaminationen durch Linien, die das auszuwertende Niveau indirekt bevölkern, verursachen in jedem Fall Intensität in der auszuwertenden Linie. Diese Kontaminationen sind vor allem dann zu beachten, wenn nach der Methode des *direkten Gatens* ausgewertet werden soll.

Entsprechend sind auch die Untergrundfenster so zu wählen, dass es in den Koinzidenzschnitten im auszuwertenden Bereich nicht zu Überabzügen kommt. Vor der endgültigen Wahl der Positionen der Koinzidenzfenster sind zur Überprüfung Testschnitte unverzichtbar.

Es hat sich allgemein gezeigt, dass das Vermeiden von Kontaminationen durch Verkleinern von Koinzidenzfenstern oder sogar durch Verzicht ganzer Ringkombinationen effizienter ist als eine nachträgliche Korrektur fehlerhafter Intensitäten.

In Abbildung 4.3 ist für zwei Übergänge im Kern  $^{178}\text{Os}$  der Verlauf der Intensitätsverhältnisse bei wachsendem Target-Stopper Abstand dargestellt. Bei kürzeren Abständen hat der Zerfall, auf den die Koinzidenzbedingung gesetzt wird, bei vergleichsweise wenigen Kernen während der Flugphase stattgefunden. Deshalb beobachtet man in den entsprechenden Koinzidenzspektren dieser Abstände geringere Gesamtintensitäten.

### 4.5.2 Bestimmung der Lebensdauer

Die Bestimmung der Lebensdauer aus den ermittelten Intensitäten nach Gleichung 2.6 oder 2.8 erfolgte automatisiert mit Hilfe des Programms *napatau* [SAH]. Das Programm fittet den normierten Intensitätsverlauf des Flug-Peaks und berechnet die zeitliche Ableitung dieser Kurve. Der Verlauf der zeitlichen Ableitung wird dabei an den Verlauf der

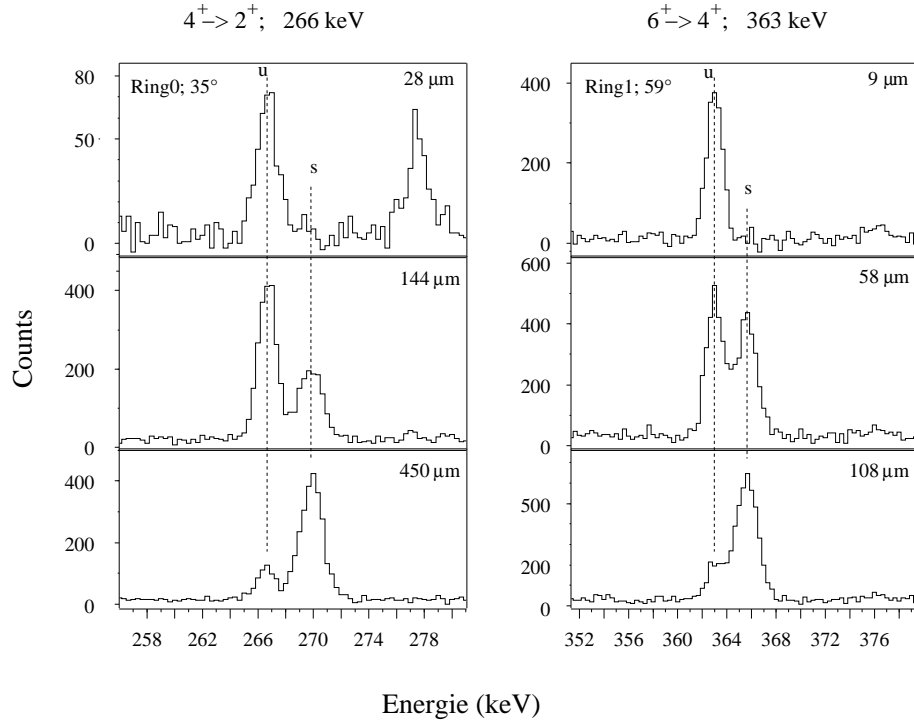


Abbildung 4.3: Ausschnitt der Koinzidenzspektren bei jeweils drei verschiedenen Target-Stopper Abständen, beobachtet in den angegebenen Detektorringen. Zur Analyse des  $4_1^+$  bzw.  $6_1^+$  Zustands in  $^{178}\text{Os}$  wurde das Gate auf den direkt fütternden Übergang gesetzt. In dem Spektrum, aufgenommen bei dem Abstand  $28\ \mu\text{m}$ , stammt die Linie bei der Energie  $278\ \text{keV}$  aus der Coulomb-Anregung von Kernen der Stopperfolie aus natürlichem Gold. Diese Linie ist mit gleicher Intensität auch in den Spektren der größeren Abstände vorhanden, wird jedoch mit steigender Intensität der anderen Linien scheinbar unterdrückt.

Stopp-Peak Intensität angepasst.

Der Fit des Flug-Peak Verlaufs erfolgt durch aneinandergereihte Polynome zweiten Grades. Interaktiv können die Stützstellen, an denen die Polynome stetig differenzierbar verknüpft werden, verschoben werden. Für jeden ausgewerteten Target-Stopper Abstand gewinnt man eine Lebensdauer  $\tau$ . Der Verlauf dieser Werte, aufgetragen gegen den Abstand, wird  $\tau$ -Kurve genannt. Als sensitiver Bereich wird der Abstandsbereich bezeichnet, in dem die für jeden Abstand bestimmten Lebensdauern einen vergleichbar kleinen statistischen Fehler aufweisen. Die resultierende Lebensdauer wird innerhalb des sensitiven Bereichs als gewichteter Mittelwert der Einzelwerte berechnet.

In einem sogenannten  $\tau$ -Plot sind die ermittelten Intensitäten und die Lebensdauer gegen den Target-Stopper Abstand aufgetragen. In Abbildung 4.4 sind exemplarisch zwei  $\tau$ -Plots dargestellt. Diese wurden aus den Intensitäten des vollständigen Satzes von Spektren gewonnen, von dem in Abbildung 4.3 drei Spektren gezeigt sind.

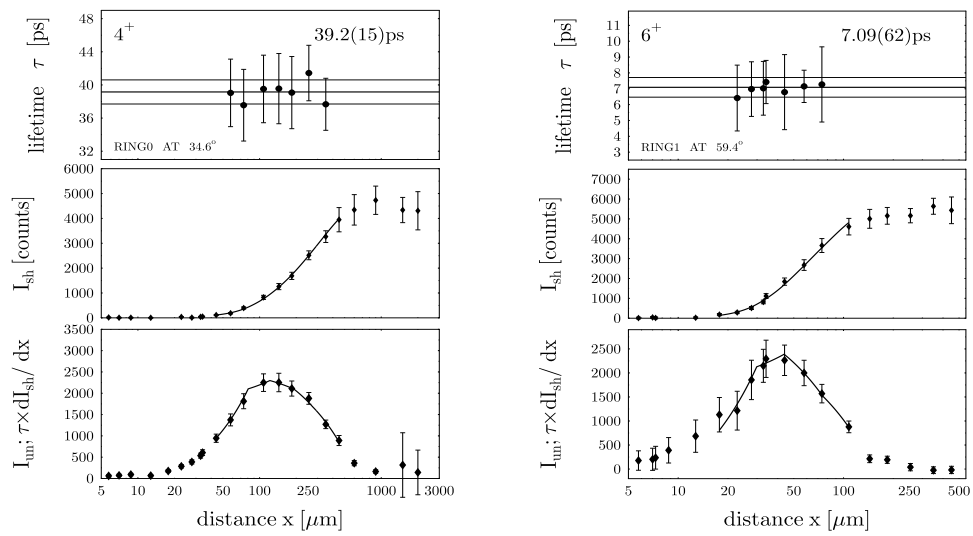


Abbildung 4.4: DDCM Analyse des  $4_1^+$  und  $6_1^+$  Zustands in  $^{178}\text{Os}$ . Von oben nach unten:  $\tau$ -Kurve, Verlauf der Flug-Peak Intensität, Stopp-Peak Intensität mit Verlauf der zeitlichen Ableitung der Flug-Peak Intensität.



## 4.6 Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen

Im Rahmen dieser Arbeit ist es gelungen, aus den sortierten Koinzidenzmatrizen einer Lebensdauerermessung, ohne Neusortierung der Daten in speziellere Korrelationsgruppen, Verzweigungsverhältnisse zu extrahieren. Bei der Bestimmung der dazu notwendigen Intensitäten muss berücksichtigt werden, dass der Kern, der das  $\gamma$ -Quant emittiert, sich in zwei verschiedenen Bewegungszuständen befinden kann.

Zweifellos ist es von Vorteil, im gleichen Datensatz neben der Niveaulbensdauer eine weitere wichtige Observable bestimmen zu können. Die Kenntnis der Verzweigungsverhältnisse ist notwendig, um aus den gemessenen Niveaulbensdauern reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten entvölkernder Zerfälle zu berechnen.

### 4.6.1 Bestimmung der Intensitäten

Für die Bestimmung der Intensitätsverhältnisse verschiedener entvölkernder Übergänge bietet es sich an, nur einen Teil der RDDS Messung auszuwerten, bei dem der Folienabstand konstant und klein ist. Große Folienabstände können durch den Effekt der Deorientierung des anfangs ausgerichteten Rückstoßkerns zu einer flugzeitabhängigen Änderung der Intensitätsabstrahlung führen, falls die Kernanregung entsprechend spät zerfällt.

In der vorliegenden Auswertung wurden jedoch nicht die Daten eines gemessenen Abstandes der RDDS Messung, sondern die der direkt im Anschluss durchgeführten DSAM Messung verwendet. Die Datensätze unterscheiden sich prinzipiell nicht. Für DSAM Messungen wird das Targetmaterial, um Zwischenräume zu vermeiden, direkt auf den Stopper aufgedampft oder aufgewalzt. Ausschlaggebend für die Nutzung des DSAM Datensatzes war die höhere Statistik, resultierend aus längerer Messzeit bei höherem Strahlstrom. Die Ergebnisse dieser Messung wurden bereits in Referenz [PET03] veröffentlicht, eine weitere Auswertung dieser Daten zur Bestimmung bisher nicht gemessener Verzweigungsverhältnisse war nicht vorgesehen. Diese Tatsache unterstreicht die Relevanz der hier beschriebenen Methode, ohne aufwändige Umsortierung der Daten einer Lebensdauerermessung, weitere Observablen zu gewinnen.

Der Anteil eines den Mutterzustand  $i$  entvölkernden Übergangs  $X$  an der gesamten direkt entvölkernden Intensität  $I_Y$  wird als Verzweigungsverhältnis  $b_X$  bezeichnet:

$$b_X = \frac{I_X}{\sum_Y I_Y}$$

Aus  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzexperimenten kann das Verzweigungsverhältnis oder *branching* bestimmt werden, indem die Intensitäten aller das Niveau  $i$  entvölkernden Übergänge in Koinzidenz zu einem  $i$  direkt bevölkernden Übergang ermittelt werden. Alle Intensitäten müssen anschließend auf die Nachweiswahrscheinlichkeiten korrigiert werden. Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit wurden die Intensitäten prominenter Linien

in dem Spektrum der  $^{152}\text{Eu}$ -Eichung bestimmt und durch die tabellierten relativen Intensitäten dieses Nuklids dividiert. In Abbildung 4.5 ist der Fit dieser Werte, gewonnen aus dem Summenspektrum der sechs Detektoren unter dem Winkel  $\theta = 60^\circ$ , dargestellt.

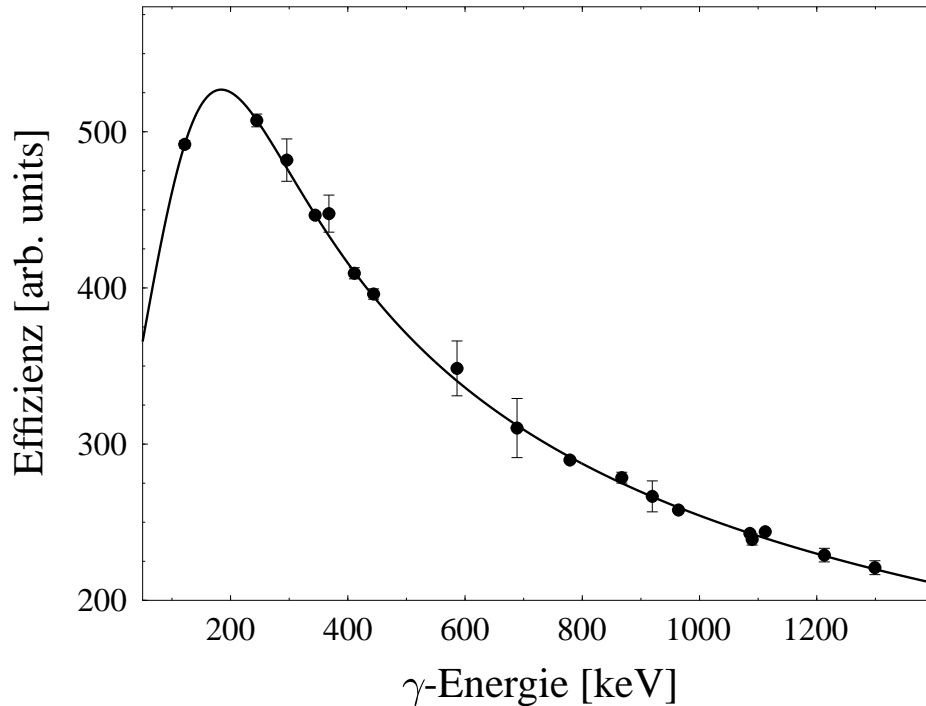


Abbildung 4.5: Effizienz des Detektorringes 1 in Abhängigkeit der spektroskopierten  $\gamma$ -Energie.

Um die Korrektur des Ansprechvermögens auf Intensitäten anwenden zu können, die aus Schnittspektren gewonnen wurden, wurde zunächst sichergestellt, dass das bei der Sortierung gesetzte Zeitfenster nicht das Verhältnis der Intensitäten von niederenergetischen zu hochenergetischen Linien beeinflusst. Die Zeitauflösung von Ge-Detektoren ist abhängig von der spektroskopierten  $\gamma$ -Energie. Niederenergetische  $\gamma$ -Quanten werden mit einer größeren zeitlichen Streuung registriert.

#### 4.6.2 Einfluss der Winkelkorrelation

Zur Berechnung der Verzweungsverhältnisse  $b_X$  müssen absolute Strahlungsintensitäten bestimmt werden. Diese sind proportional zu in den gesamten Raumwinkel emittierten  $\gamma$ -Zählraten. Jedoch wird die Strahlung nicht isotrop abgestrahlt und verschiedene Multipolaritäten haben unterschiedliche Abstrahlcharakteristiken. Das Prinzip der Winkelkorrelation kann ausgenutzt werden, aus einer  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessung Multipolcharakteristiken zu bestimmen. Andererseits muss der Einfluss dieses Effekts

auf die registrierte Strahlungsintensität bekannt sein, um aus dem speziellen Bereich des Raumwinkels, der von den Detektoren des Spektrometers abgedeckt wird, die Intensität auf den gesamten Raumwinkel hochzurechnen. Im folgenden sollen einige Aspekte der  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation (vgl. Ref. [KRA73]) kurz skizziert werden, um anschließend zu zeigen, wie sich die allgemeine Theorie bei den speziellen Bedingungen der auszuwertenden Verzweigungsverhältnisse vereinfachen lässt.

Nach der Korrektur der Intensitäten auf die Nachweiswahrscheinlichkeit ist der Einfluss der  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation zu untersuchen. Die Wahrscheinlichkeit  $W$  für die Emission der  $\gamma$ -Strahlung des ausgerichteten Rückstoßkerns ist richtungsabhängig. Zusätzlich sind die Winkelverteilungen der beiden koinzident beobachteten  $\gamma$ -Quanten korreliert. Die Wahrscheinlichkeit  $W$  für die Abstrahlung der zwei Quanten in die beiden Raumrichtungen kann wegen der Rotationsinvarianz des Problems um die Strahlachse in Abhängigkeit der beiden Polarwinkel  $\theta_1, \theta_2$  und der Differenz der Azimutalwinkel  $\phi = \phi_1 - \phi_2$  angegeben werden. Bei festgelegter Geometrie hängt  $W$  von den Spins der drei beteiligten Zustände, den Multipolmischungsverhältnissen  $\delta_1, \delta_2$  der beiden Übergänge und der Breite  $\sigma$  der Besetzung der  $m$ -Unterzustände ab. Dabei ist das Multipolmischungsverhältnis  $\delta$  eines Übergangs definiert als:

$$\delta^2 = \frac{\text{Intensität}(\lambda + 1)}{\text{Intensität}(\lambda)}. \quad (4.2)$$

Die nötigen Formeln zur Beschreibung von  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen finden sich in [KRA73].

Mit der Invarianz unter den folgenden Transformationen [EKS92] besitzt die Funktion  $W$  eine wichtige Eigenschaft, die zur Einordnung einzelner Detektoren in sogenannte Korrelationsgruppen verwendet werden kann:

$$W(\theta_1, \theta_2, \phi) = \begin{cases} W(180^\circ - \theta_1, 180^\circ - \theta_2, \phi) \\ W(\theta_1, 180^\circ - \theta_2, \phi + 180^\circ) \\ W(180^\circ - \theta_1, \theta_2, \phi - 180^\circ) \\ W(\theta_1, 180^\circ - \theta_2, 180^\circ - \phi) \\ W(180^\circ - \theta_1, \theta_2, 180^\circ - \phi) \end{cases}. \quad (4.3)$$

Damit werden unter jeden Satz von Winkeln, der den Transformationen der Verteilungsfunktion in Glg. 4.3 genügt, mit gleicher Wahrscheinlichkeit zwei koinzidente  $\gamma$ -Quanten emittiert. Die Aufgabe des Experimentators ist nun, alle paarweisen Kombinationen der Detektoren des Spektrometers in Korrelationsgruppen zusammenzufassen und für diese Gruppen als Korrekturfaktor der Intensität den Wert der theoretischen Winkelkorrelationsfunktion zu berechnen.

Die Daten sind bereits in Lebensdauer Matrizen sortiert, wofür Gruppen (*Ringe*) von Detektoren gleichen Winkels  $\theta$  gebildet wurden. Diese Gruppen entsprechen nicht Korrelationsgruppen der oben genannten Art. Die Matrizen sind für alle Ringkombinationen angelegt. Für die angestrebte Analyse der Verzweigungsverhältnisse in diesem Datensatz wurde zunächst eine geeignete Ringkombination gesucht, in der die Korrelationseffekte minimal sind.

- Dazu wurden alle paarweisen Kombinationen der 40 Detektoren des GASP Spektrometers gebildet. Die Kombinationen  $(\text{det}_i, \text{det}_j)$  und  $(\text{det}_j, \text{det}_i)$  ( $i \neq j$ ) sind nicht identisch und wurden individuell berücksichtigt.
- Die Detektorenpaare, die der gleichen Ringkombination  $(\theta_i, \theta_j)$  entsprechen und sich damit nur in der Differenz der Azimutalwinkel unterscheiden können, sind unter Verwendung der Transformationen in Glg. 4.3 zu Korrelationsgruppen zusammengefasst. In der schließlich verwendeten Summenmatrix der Detektoren des Ringes 1 ( $\theta_1 = 60^\circ$ ), sortiert gegen alle Detektoren des Spektrometers, konnte die Zahl von 219 möglichen Detektorenpaaren zu 48 Korrelationsgruppen reduziert werden (vgl. Tab. B.2). Dabei wurden einige Winkel genähert (vgl. Tab. B.1).
- Die freien Parameter bei der Bestimmung des Funktionswerts der Winkelkorrelation  $W$  für einen festen Winkelsatz  $(\theta_1, \theta_2, \phi)$  sind die Spinsequenz und die Mischungsverhältnisse  $\delta$  beider beteiligter Übergänge, sowie der Breitenparameter  $\sigma$ . Für die zu bestimmenden Verzweigungsverhältnisse reduziert sich jedoch das allgemeine Problem. In Abb. 4.6 sind die auszuwertenden Fälle in den Kernen  $^{155}\text{Dy}$  und  $^{156}\text{Dy}$  in allgemeiner Form dargestellt. In beiden Kernen ist für alle auszuwertenden Spinsequenzen der Übergang  $I+2 \rightarrow I$ , auf den zur Erzeugung der Spektren gegatet wird, ein reiner E2 Übergang. Es gibt jeweils zwei reine E2 Übergänge, die das Niveau mit Spin  $I$  zu Niveaus mit Spin  $I-2$  entvölkern. Der dritte entvölkernde Übergang  $I \rightarrow I$  ist in  $^{156}\text{Dy}$  für die auszuwertenden Linien experimentell als reiner E2, in  $^{155}\text{Dy}$  als gemischter E2/M1 Übergang mit unbekanntem  $\delta$  bestimmt worden [NDS]. Der Breitenparameter im Bereich der auszuwertenden Übergänge konnte in den Daten zu  $\sigma = 3$  bestimmt werden. Damit musste in  $^{156}\text{Dy}$  untersucht werden, wie sich die Korrelationsfunktionen geeigneter Korrelationsgruppen für einen E2 Übergang von einem Niveau mit Spin  $I \rightarrow I$  gegenüber einem E2 Übergang  $I \rightarrow I-2$  verhalten. In  $^{155}\text{Dy}$  musste zusätzlich untersucht werden, wie sich eine Variation des unbekanntem Mischungsparameters  $\delta$  des Überganges  $I \rightarrow I$  auswirkt. Mit den berechneten Funktionswerten sind die in den jeweiligen Gruppen gemessenen Intensitäten zu normieren. Diese Werte sind exemplarisch für die Spinsequenzen eines auszuwertenden Zustands in Tabelle B.2 zusammengefasst. Die Korrelationsgruppen sind hier so angelegt, dass die Beobachtung des reinen E2 Übergangs  $I+2 \rightarrow I$  als Koinzidenzbedingung in einem beliebigen Detektor des Spektrometers, der Nachweis des zweiten Gammas in einem Detektor des Ringes 1 unter einem Polarwinkel von  $60^\circ$  erfolgt. Die entsprechende Koinzidenzmatrix wird im folgenden mit  $(\Sigma, 60^\circ)$  bezeichnet.

In Tabelle 4.2 sind nun die bei der Mittelung über die Zahl der Detektorenpaare pro Gruppe gewichteten Werte der Winkelkorrelationsfunktion zusammengefasst. Es wurden alle paarweisen Kombinationen von Detektoren berücksichtigt, deren Ereignisse in die Koinzidenzmatrix  $(\Sigma, 60^\circ)$  sortiert wurden.

Der maximale systematische Fehler, der aus dieser Matrix ermittelten Intensitäten, beträgt in den ausgewerteten Fällen ohne Korrektur der Winkelkorrelationseffekte fünf Prozent.



$\Delta I$	$\sigma\lambda$	$\Delta\pi$	$ \delta =0$	$ \delta  = \infty$
0	E2/M1	+1	reiner M1	reiner E2
	M2/E1	-1	reiner E1	(reiner M2)
2	M3/E2	+1	reiner E2	(reiner M3)

Tabelle 4.1: Zusammenhang der Multipolarität von Übergängen mit der Spindifferenz von Anfangs- und Endzustand. Angegeben sind zudem die Bedeutungen der Grenzfälle  $|\delta|=0$  und  $|\delta| = \infty$ .

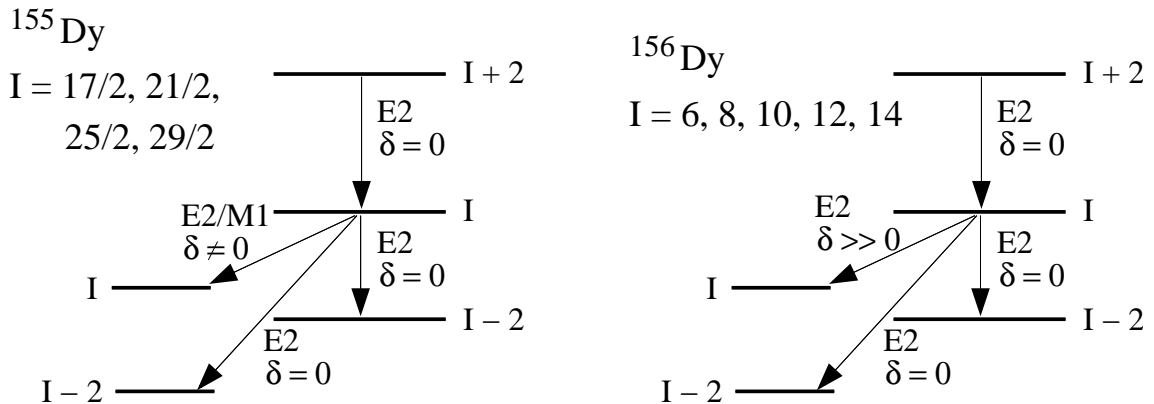


Abbildung 4.6: Allgemeine Darstellung der auszuwertenden Verzweigungsverhältnisse in den Kernen  $^{155}\text{Dy}$  und  $^{156}\text{Dy}$ . Alle Zustände haben positive Parität.

Für alle ausgewerteten Intensitäten wurde auf diesen systematischen Fehler der statistische Fehler addiert.

Die Verwendung anderer Ringkombinationen ohne Korrektur der Intensitäten führt zu einem deutlich höheren systematischen Fehler.

Mit dieser Methode wurden Verzweigungsverhältnisse in den Kernen  $^{155}\text{Dy}$  und  $^{156}\text{Dy}$  bestimmt. Die Ergebnisse sind im Anhang in den Tabellen A.2 und A.4 zusammengefasst.

Tabelle 4.2: Über alle Gruppen, die zur Matrix  $(\Sigma, 60^\circ)$  beitragen, gemittelte berechnete Werte der Winkelkorrelationsfunktion für die angegebenen Spinsequenzen. Für die Berechnung wurde ein Breitenparameter  $\sigma=3$  verwendet. In den dargestellten Fällen entspricht ein  $\delta=0$  einem reinen M1-, ein  $\delta=10000$  einem reinen E2-Übergang. Mit  $\delta=0.5$  und  $\delta=2$  sind Werte für zwei verschiedene Multipolmischungsverhältnisse angegeben. Die Werte der letzten Spalte sind der Vollständigkeit halber gegeben, werden bei den auszuwertenden Verzweigungsverhältnissen aber nicht benötigt.

$I$	$I + 2 \xrightarrow{\delta_a=0} I \xrightarrow{\delta_b=0} I - 2$	$I + 2 \xrightarrow{\delta_a=0} I \xrightarrow{\delta_b} I$				$I + 2 \xrightarrow{\delta_a=0} I \xrightarrow{\delta_b=0} I + 2$
		$\delta_b = 0$	0.5	2	10000	
$\frac{17}{2}$	0.967	0.963	0.965	0.988	1.002	0.971
$\frac{21}{2}$	0.969	0.962	0.966	0.993	1.007	0.971
$\frac{25}{2}$	0.970	0.962	0.968	0.997	1.012	0.972
$\frac{29}{2}$	0.970	0.962	0.969	1.000	1.015	0.972
6	0.968	0.965	0.964	0.981	0.993	0.972
8	0.967	0.963	0.964	0.987	1.000	0.971
10	0.968	0.962	0.966	0.992	1.006	0.971
12	0.969	0.962	0.967	0.996	1.011	0.972
14	0.970	0.962	0.968	0.999	1.014	0.972

# Kapitel 5

## Resultate der Messungen

### 5.1 Vorbemerkung

Bei der Beschreibung der Lebensdauerbestimmung der einzelnen Niveaus wird ausführlich auf die Auswertung eingegangen. Nur durch das Erkennen von Kontaminationen in den relevanten Bereichen der Spektren können mögliche systematische Fehler umgangen werden. Zur Konsistenz der Auswertung wurde deshalb der Ursprung von nicht vermeidbaren kontaminierenden Linien stets aufgeklärt. In dieser Weise trägt die Ausführlichkeit der Beschreibung wesentlich dazu bei, dass die Ergebnisse nachvollziehbar und auch in späteren Messungen reproduzierbar sind.

Im folgenden werden mit *Gate-* und *Analysering* diejenigen Detektorgruppen bezeichnet, die zur Auswahl der Koinzidenzbedingung verwendet wurden, bzw. in deren Schnittspektren die Intensitätsbestimmung erfolgte. Unter einem *Satz von Schnittspektren* sind die Spektren eines Analyserings aller Target-Stopper Abstände zu verstehen. Die Bezeichnungen *fütternde* oder *entvölkernde* Übergänge sind immer bezogen auf das auszuwertende Niveau.

Die Methode des direkten Gatens (vgl. Kapitel 4.5.2) auf die Doppler verschobene Komponente des (stärksten) direkt fütternden Übergangs wurde gegenüber der indirekten Methode bevorzugt. Die Intensitäten von Flug- und Stopp-Komponente wurden bei vollständiger Trennung durch Integration der Kanalinhalt ermittelt. Bei zu geringer Übergangsenergie, ungünstigem Detektorwinkel oder bei zu berücksichtigenden Kontaminationen mussten Gausskurven an das Spektrum gefittet werden. Peakpositionen und Peakbreiten wurden jeweils beim Fit festgehalten, damit die Intensität der einzige freie Parameter des Fits ist. Dazu wurde sowohl für die Flug- als auch für die Stopp-Komponenten eine energieabhängige Breitenweichung bestimmt. Alle Intensitätsbestimmungen wurden mittels Skripten durchgeführt, die im Rahmen dieser Arbeit erstellt wurden. Dabei wurde auf eine ständige visuelle Kontrolle aller Arbeitsschritte Wert gelegt. Diese Vorgehensweise erlaubte eine flexible und doch automatisierte Behandlung der großen Zahl an auszuwertenden Spektren. Letztendlich ermöglichten die Skripten

auch das automatische Speichern aller gesetzter Fit-Marker und festgehaltener Parameter, so dass die komplette Analyse bis ins Detail reproduziert werden kann. Das verwendete Programm zur Darstellung und Auswertung der Spektren ist TV [THE92].

Nur in den Spektren der Detektorringe 0,1,5 und 6 des GASP Spektrometers wurde ein genügend großer Doppler-Shift beobachtet. Die mittleren Detektorringe wurden für die Analyse nicht verwendet. Die Ringe 0 und 1 werden im folgenden als *Vorwärtsringe*, die Ringe 5 und 6 als *Rückwärtsringe* bezeichnet.

## 5.2 Lebensdauern in $^{156}\text{Dy}$

In dem Kern  $^{156}\text{Dy}$  konnten Lebensdauern in der Grundbande und in der ersten angeregten Bande bestimmt werden.

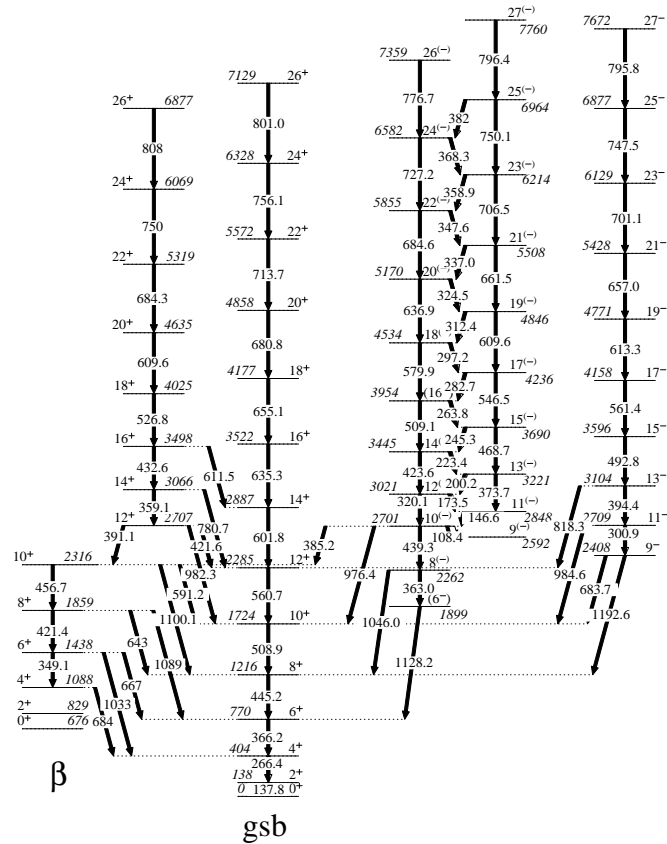
In dem Termschema in Abbildung 5.1 sind die Übergänge aufgeführt, die in dem Experiment beobachtet werden konnten. Zur Beschreibung des Termschemas wird auf [EML84] und [AND74] verwiesen. Für die in dieser Arbeit beschriebenen Reaktion soll hervorgehoben werden, dass Zerfälle aus den drei angeregten Banden negativer Parität in die Grundbande nur aufwärts bis zum Spin  $I=12\hbar$  der Grundbande beobachtet werden. Der tiefste beobachtete Zustand der  $\beta$ -Bande ist der  $4_{\beta}^{+}$  Zustand.

Lebensdauern von Zuständen bis zum Spin  $I=30\hbar$  wurden in  $^{156}\text{Dy}$  zuletzt in einer Singles Messung in [EML84] bestimmt. Die angeregten Zustände wurden dort mit einer  $^{25}\text{Mg}(^{136}\text{Xe}, 5n)$ - Reaktion bevölkert. Die resultierenden  $Q_t$ -Werte dieser Messung zeigen ein unregelmäßiges Verhalten, das sich von denen der Nachbarisotope unterscheidet.

### 5.2.1 Analyse der Grundbande

In der Grundbande wurden Lebensdauern für die Zustände mit Spin  $2^{+}$  bis  $14^{+}$  bestimmt.

- Wegen des geringen Doppler-Shifts bei der Übergangsenergie von 266 keV wurden nur die beiden äußersten Ringe 0 und 6 zum Gaten verwendet. Die Schnittspektren konnten für die Ringe 0 und 6 ausgewertet werden und es wurde eine Lebensdauer für den  $2^{+}$  Zustand von 1060(150) ps ermittelt. Der verhältnismäßig große Fehler begründet sich zum einen aus der Tatsache, dass der Doppler-Shift bei der auszuwertenden Linie von 136 keV sehr klein ist. Zum anderen sind wegen der langen Lebensdauer des  $2^{+}$  Zustands nur die längsten gemessenen Abstände ab  $600\ \mu\text{m}$  relevant. Bei dem größten Abstand von  $3000\ \mu\text{m}$  sind in den ausgewerteten Schnittspektren erst etwa 40% der Gesamtintensität des  $2^{+} \rightarrow 0^{+}$  Übergangs Doppler verschoben.

Abbildung 5.1: Ausschnitt aus dem Termschema von  $^{156}\text{Dy}$ .

Bei einer Rückstoßgeschwindigkeit von über einem Prozent der Lichtgeschwindigkeit ist mit einer Niveau Lebensdauer von etwa 1 ns die obere Grenze der mit der RDDS Methode messbaren Lebensdauern erreicht. Längere Flugstrecken des angeregten Rückstoßkerns als wenige Millimeter führen zu sogenannten Raumwinkeleffekten. Die emittierten  $\gamma$ -Quanten können dann nicht mit konstanter Effizienz nachgewiesen werden.

- Die Spektren zur Analyse des  $4^+$  Zustands konnten durch ein Gate auf den direkten Feeder bei 366 keV erzeugt werden. Allerdings waren dabei zwei kontaminierende Übergänge, die das  $4^+$  Niveau indirekt bevölkern, zu berücksichtigen. Der  $12^+ \xrightarrow{359 \text{ keV}} 10^+$  Übergang und der  $8^{(-)} \xrightarrow{363 \text{ keV}} 6^{(-)}$  Übergang verhinderten die Verwendung der Rückwärtsringe zum Gaten. Die Auswertung der Spektren, d.h. die Bestimmung der Intensitäten beider Komponenten des entvölkernden 266 keV Übergangs, konnte in allen vier Analysieringen erfolgen.
- Auch bei der Erzeugung der Spektren zur Bestimmung der Lebensdauer des  $6^+$  Zustands konnten die Rückwärtsringe nicht zum Gaten auf den direkten Feeder verwendet werden. Die Linie des  $10^{(-)} \xrightarrow{440 \text{ keV}} 8^{(-)}$  Übergangs lässt sich für die Ringe

5 und 6 nicht von der Doppler verschobenen Komponente des direkten Feeders bei 445 keV trennen. Bei der Intensitätsbestimmung des entvölkernden 366 keV Übergangs waren zwei kontaminierende Linien zu berücksichtigen, die auch durch geschicktes Setzen der Koinzidenzbedingung nicht zu vermeiden waren:

Von dem Zerfall  $12^+ \xrightarrow{359 \text{ keV}} 10^+$  tritt in den Schnittspektren nur die Doppler verschobene Komponente auf und verunreinigt in den Spektren der Analyserringe in Vorwärtsrichtung den Stopp-Peak des interessierenden Übergangs.

In der Nebenreaktion zu  $^{155}\text{Dy}$  wird das  $21/2^+$  Niveau durch einen 363 keV Übergang entvölkert. Dieses Niveau wird indirekt über einen 442 keV Übergang bevölkert, dessen Flug-Peak von dem Flug-Peak des 445 keV Übergangs nicht sauber zu trennen ist. Je nach Analysering ist die kontaminierende Intensität entweder Doppler verschoben oder unverschoben zu berücksichtigen.

Ein Vergleich der Ergebnisse aller Analyserringe ergab eine sehr gute Übereinstimmung.

Bei Verwendung auch der rückwärtigen (kontaminierten) Gateringe und Nichtbeachtung des 363 keV Übergangs bei der Intensitätsbestimmung konnte das um 44% höhere Ergebnis der Messung [EML84] reproduziert werden.

- Die Lebensdauer des  $8^+$  Niveaus konnte nur nach der Methode des indirekten Gaters analysiert werden. Der in der Kaskade höher liegende  $16^{(-)} \rightarrow 14^{(-)}$  Übergang exakt der gleichen Energie von 509 keV verhinderte das Schneiden auf den direkten Feeder. Obwohl die kontaminierende Linie nur schwach ausgeprägt ist, trägt dieser Übergang eine langlebige Komponente zur effektiven Lebensdauer des  $8^+$  Zustands bei.

Damit ist es notwendig, die Spektren durch ein Gate auf einen indirekten Feeder zu erzeugen. Für die Koinzidenzbedingung konnte nur der  $14^+ \xrightarrow{602 \text{ keV}} 12^+$  Übergang in Ring 5 genutzt werden. Die Spektren der Vorwärtsringe waren durch den  $20^+ \xrightarrow{609 \text{ keV}} 18^+$  Übergang kontaminiert, der Ring 6 konnte wegen des  $10^+ \xrightarrow{592 \text{ keV}} 10^+$  Zerfalls nicht genutzt werden. Alle anderen Linien ausreichender Intensität in der Grundbande waren durch Übergänge in einer der Banden negativer Parität kontaminiert.

In den Schnittspektren mussten die Intensitäten der Komponenten des entvölkernden 445 keV Übergangs und des direkten Feeders bei 509 keV bestimmt werden. Bei der Intensitätsbestimmung der letztgenannten Linie war die 511 keV Linie zu berücksichtigen, die durch das bei der Sortierung gesetzte Zeitfenster auf die prompten Zerfälle nicht völlig unterdrückt werden konnte.

Alle vier Analyserringe lieferten ein übereinstimmendes Ergebnis.

- Auch für die Auswertung der Lebensdauer des  $10^+$  Zustands waren die direkt fütternden Übergänge entweder zu schwach (Interband Übergänge) oder kontaminiert. Der in der Grundbande direkt bevölkernde 561 keV Übergang ist überlagert von dem  $17^- \xrightarrow{561 \text{ keV}} 15^-$  Übergang. Mit der gleichen Argumentation wie für die Bestimmung des Gates zur Auswertung des  $8^+$  Zustands wurden die selben Schnittspektren auch zur Analyse der Lebensdauer des  $10^+$  Zustands verwendet. Die In-

intensitäten des 509 keV Übergangs konnten übernommen werden. Bei der Intensitätsbestimmung der 561 keV Linie musste für die Ringe 0 und 6 eine aus dem Kern  $^{155}\text{Dy}$  stammende Kontamination berücksichtigt werden. Je nach Analyserring liegt die Flug- oder die Stopp-Komponente in dem Bereich der auszuwertenden Linie. Die kontaminierende Linie gehört zu dem  $(23/2^-) \xrightarrow{550 \text{ keV}} 19/2^-$  Übergang und befindet sich in der Zerfallssequenz unterhalb eines 593 keV Übergangs. Die Linie dieses Übergangs befindet sich im Spektrum des Gaterings 5 an der gleichen Position wie der Flug-Peak der zum Gaten verwendeten Linie.

Als Ergebnis konnte wiederum für alle vier Analyserringe eine gute Übereinstimmung erzielt werden.

- Die Lebensdauer des  $12^+$  Niveaus konnte im direkten Gate bestimmt werden. Als Gateringe wurden nur die Ringe 5 und 6 verwendet. In den Spektren der Vorwärtsringe ist der Flug-Peak des direkten Feeders kontaminiert durch Linien der Übergänge  $20^+ \xrightarrow{610 \text{ keV}} 18^+$  und  $16^+ \xrightarrow{611 \text{ keV}} 14^+$ . Die den Flug-Peak im Spektrum des Gaterings 6 kontaminierende Linie des  $10^+ \xrightarrow{592 \text{ keV}} 10^+$  Zerfalls ist für die Auswertung des  $12^+$  Zustands nicht relevant.

Bei der Bestimmung der Intensitäten der entvölkernden 561 keV Linie war, wie bei der Bestimmung der Lebensdauer des  $12^+$  Zustands, die Kontamination aus dem Kern  $^{155}\text{Dy}$  zu berücksichtigen. Alle vier Analyserringe lieferten ein übereinstimmendes Ergebnis.

- Wegen der kurzen Lebensdauer des  $14^+$  Niveaus konnten für deren Bestimmung nur die Spektren der kürzesten Abstände verwendet werden. Sowohl beim Gaten, als auch bei Intensitätsbestimmung gab es keine Kontaminationen, weshalb jeweils alle vier Ringe für die volle Statistik verwendet werden konnten.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst und mit Literaturwerten aus [AND74] bzw. [EML84] verglichen. Der in Kapitel 2.1.2 beschriebene Abbremsseffekt in der Stopperfolie ist bei kurzen Lebensdauern zu berücksichtigen und führt zu einer Verlängerung der bestimmten Lebensdauer. Der mit  $\tau_{corr}$  bezeichnete Wert ist die nach der in [SAH04] beschriebenen Methode korrigierte Lebensdauer. Zur Berechnung der Übergangsstärken wurde der korrigierte Wert verwendet. Die Tabellen mit allen Lebensdauern und berechneten Übergangsstärken finden sich im Anhang in Tabelle A.1.

Auffällig ist die deutlich kürzere Lebensdauer des  $6^+$  Zustands im Vergleich zu den Literaturwerten. Bis auf die Lebensdauer des  $2^+$  Zustands konnten alle Lebensdauern mit einem kleineren Fehler bestimmt werden.

### 5.2.2 Analyse der ersten angeregten Bande

Aus der langen Lebensdauer der  $12^+_{\beta}$  und  $14^+_{\beta}$  Zustände resultiert eine lange effektive Fütterungszeit für die Zustände unterhalb der Bandenkreuzung. Für die Bestimmung der Lebensdauern lässt sich diese verzögerte Bevölkerungshistorie nicht umgehen.

$I^\pi$	Energie [keV]	$\tau$ [ps]	$\tau_{corr}$ [ps]	$\tau_{Lit}$ [ps]
2 <sup>+</sup>	137.8	1060(150)	1060(150)	n.o., 1187(11)
4 <sup>+</sup>	404.2	45.6(5)	45.6(5)	42.6(38), 43.0(40)
6 <sup>+</sup>	770.4	9.04(15)	9.04(15)	11.3(8), 13.2(11)
8 <sup>+</sup>	1215.6	3.31(10)	3.31(10)	3.2(2), 3.2(5)
10 <sup>+</sup>	1724.5	1.51(8)	1.69(11)	1.29(8), 1.3(3)
12 <sup>+</sup>	2285.2	0.90(5)	1.04(7)	0.78(5), 0.67(14)
14 <sup>+</sup>	2887.0	0.49(13)	0.70(15)	0.98(12), 0.73(10)

Tabelle 5.1: Lebensdauern in der Grundbande von  $^{156}\text{Dy}$ .

Die Analyse tiefliegender Zustände wird durch das Abfließen von Intensität aus der  $\beta$ - in die Grundbande zusätzlich erschwert.

- Zur Bestimmung der Lebensdauer des 4<sup>+</sup> Zustands wurde auf den direkt bevölkern- den Übergang in allen vier Ringen gegatet. Der einzige beobachtbare Zerfall dieses Niveaus ist der  $4_\beta^+ \xrightarrow{684 \text{ keV}} 4_g^+$  Übergang. Jedoch war die Statistik eines einzelnen Analyserings für eine Intensitätsbestimmung der Stopp-Komponente unzureichend. Um nun ein auswertbares Signal der Stopp-Peak Intensität zu erhalten, mussten die Spektren der Analyseringe, in denen beide Komponenten getrennt sind, geeignet addiert werden. Dazu wurde jeweils das Spektrum im Bereich der auszuwertenden Linie in zwei Einzelspektren unterteilt, entsprechend der beiden getrennten Kom- ponenten. Das Einzelspektrum, das die Flug-Komponente enthält, wurde so ver- schoben, dass es auf den Flug-Peak des Vorwärtsringes 0 fällt. Die Spektren der Detektoren unter Rückwärtswinkeln wurden vor der Unterteilung um das Zentrum des Stopp-Peaks gespiegelt. Das Ergebnis dieses Verfahrens ist in Abbildung 5.2 dargestellt.

Weiter kompliziert wurde die Auswertung dadurch, dass die entvölkernde 684 keV Linie untrennbar mit dem  $22_{s_2}^+ \rightarrow 20_{s_2}^+$  Übergang der gleichen Kaskade kontami- niert ist. Da das Gate auf den Flug-Peak des  $6_\beta^+ \rightarrow 4_\beta^+$  Übergangs in den Schnitt- spektren nur Doppler verschobene Intensität höher liegender und damit früher statt- findender Zerfälle erlaubt, überlagert sich nur der Flug-Peak des auszuwertenden Übergangs mit dem der Kontamination. Weiterhin ist das  $22_{s_2}^+$  Niveau so kurzlebig ( $\tau_{22^+}=0.4$  ps [PET03]), dass in den Spektren der Abstände, in denen das  $4_\beta^+$  Niveau ausgewertet wird ( $d \geq 70\mu\text{m}$ ), die gesamte Intensität der Kontamination Doppler verschoben ist. Diese Intensität konnte aus der Intensität des  $18_{s_2}^+ \rightarrow 16_{s_2}^+$  Über- gangs bestimmt und von den in den Spektren ermittelten Intensitäten subtrahiert werden. Natürlich war dabei eine Korrektur der Nachweiswahrscheinlichkeit (effi- ciency) erforderlich.

Es stellte sich heraus, dass etwa 65% der Intensität im ausgewerteten Flug-Peak der Kontamination zuzurechnen waren. Der zeitliche Verlauf der Intensitäten, sowie die



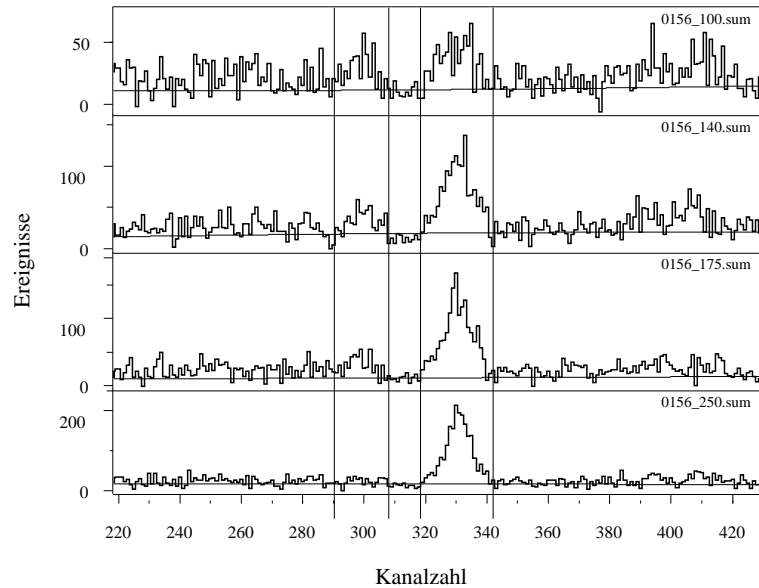


Abbildung 5.2: Addierte Spektren zur Intensitätsbestimmung der Linie bei 684 keV, gemessen bei vier verschiedenen Abständen. Wegen der Bearbeitung der Spektren sind die Positionen in der Einheit Kanalzahl angegeben. Näheres siehe Text.

resultierende  $\tau$ -Kurve für die relevanten Abstände sind im Anhang in Abschnitt D dargestellt.

- Zur Analyse des  $6^+$  - und  $8^+$  Zustands konnten für die direkte Gatebedingung jeweils alle vier Ringe verwendet werden. Auch bei der anschließenden Bestimmung der Intensitäten konnten alle Analyseringe ausgewertet werden, es war keine Kontamination zu berücksichtigen.
- Das Gate auf den 391 keV Übergang, der das  $10^+$  Niveau direkt bevölkert, ist für die Rückwärtsringe durch den Zerfall  $10^{(-)} \xrightarrow{385 \text{ keV}} 10_{52}^+$  kontaminiert. Deshalb konnten für die Gatebedingung nur die Ringe 0 und 1 verwendet werden. Für die Intensitätsbestimmung der entvölkernden Linie bei 457 keV konnten alle vier Analyseringe verwendet werden, es war keine Kontamination zu berücksichtigen.
- Auch für die Auswertung des  $12^+$  Niveaus konnte die Methode des direkten Gatens angewendet werden. Es musste nur auf Gatering 0 verzichtet werden. Der Flug-Peak des direkten Feeders liegt in den Spektren dieses Rings auf der Linie des  $6_g^+ \xrightarrow{366 \text{ keV}} 4_g^+$  Übergangs. Die Kontamination durch den  $8^{(-)} \xrightarrow{363 \text{ keV}} (6^-)$  Zerfall hat keine Auswirkungen, da aus der Kaskade über diesen Zerfall der auszuwertende Zustand nicht bevölkert wird. Die Ergebnisse der vier Analyseringe sind in guter Übereinstimmung.
- Beim Setzen der direkten Gates zur Auswertung des  $14^+$  Niveaus waren die Übergänge  $10^{(-)} \xrightarrow{439 \text{ keV}} 8^{(-)} \xrightarrow{363 \text{ keV}} (6^-)$  zu beachten. Diese Kontamination konnte umgangen werden, indem nur die Ringe 5 und 6 zum Gaten verwendet wurden.

$I^\pi$	Energie [keV]	$\tau$ [ps]	$\tau_{corr}$ [ps]	$\tau_{Lit}$ [ps]
4 <sup>+</sup>	1088.3	6.5(17)	6.5(17)	n.o.
6 <sup>+</sup>	1437.3	5.14(34)	5.14(34)	n.o.
8 <sup>+</sup>	1858.6	3.02(15)	3.02(15)	n.o.
10 <sup>+</sup>	2315.6	2.24(14)	2.24(14)	n.o.
12 <sup>+</sup>	2706.9	6.53(15)	6.53(15)	n.o.
14 <sup>+</sup>	3065.9	10.8(3)	10.8(3)	6.2(10), 7.8(8)
16 <sup>+</sup>	3498.8	1.87(7)	2.00(11)	n.o., 1.6(7)

Tabelle 5.2: Lebensdauern in der ersten angeregten Bande von  $^{156}\text{Dy}$ .

Trotzdem war bei der Intensitätsbestimmung der Linie des entvölkernden 359 keV Übergangs der Übergang  $6_g^+ \xrightarrow{366 \text{ keV}} 4_g^+$ , je nach Analyserring in Doppler verschobener oder unverschobener Komponente, zu berücksichtigen.

- Bei der Auswertung des 16<sup>+</sup> Zustands in der Methode des direkten Gates war eine Kontamination aus dem Kern  $^{155}\text{Dy}$  zu umgehen. Ein Gate nur auf die Ringe in Vorwärtsrichtung erzeugte Spektren, die für alle Analyserringe ohne Kontamination auszuwerten waren.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Fast alle Lebensdauern wurden neu bestimmt. Für die Lebensdauern des 14<sup>+</sup> - und 16<sup>+</sup> Zustands ergeben sich längere Lebensdauern als in [AND74] bzw. [EML84].

### 5.3 Lebensdauern in den Nebenreaktionen zu $^{155}\text{Dy}$ und $^{157}\text{Dy}$

Die Bestimmung der Lebensdauern in den Kernen  $^{155}\text{Dy}$  und  $^{157}\text{Dy}$  ist nicht Thema dieser Arbeit. Um die wertvollen Daten möglichst vollständig zu nutzen, wurden auch diese Lebensdauern ausgewertet. Sie werden jedoch ohne Diskussion nur aufgelistet. Die kurzen Lebensdauern sind nach der gleichen Methode wie in  $^{156}\text{Dy}$  korrigiert, um den Abbrems-effekt zu berücksichtigen. Die Ausschnitte der Termschemata, in denen die beobachteten Übergänge gezeigt sind, befinden sich im Anhang C.1.

Die Literaturwerte der Lebensdauern in  $^{157}\text{Dy}$  stammen aus [EML84], alle Lebensdauern in  $^{155}\text{Dy}$  wurden erstmalig bestimmt.

$I^\pi$	Energie [keV]	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$	$\sigma\lambda$	$\tau$ [ps]	B(E2) [e <sup>2</sup> fm <sup>4</sup> ]	B(E2) [W.u.]
$\frac{17}{2}^+$	381.8	227.3	100	E2	115.0(15)	10140(270)	205(5)
$\frac{21}{2}^+$	744.7	363.0	100	E2	11.90(25)	10490(220)	212(5)
$\frac{25}{2}^+$	1209.0	464.3	100	E2	3.30(10)	11250(470)	228 $^{+10}_{-9}$
$\frac{29}{2}^+$	1752.7	543.7	100	E2	1.74(12)	9750 $^{+770}_{-690}$	197 $^{+16}_{-14}$
$\frac{17}{2}^+$	892.2	510.6	70(4)	(E2/M1)	14.25(25)	< 700	< 15
		737.8	100(4)	(E2)		153(8)	3.1(2)
$\frac{21}{2}^+$	1225.1	333.0	100(2)	(E2)	8.30(38)	11700(700)	237(15)
		480.5	40(4)	(E2/M1)		< 800	< 17
		843.4	59(5)	(E2)		66(7)	1.3(1)
$\frac{25}{2}^+$	1650.0	424.9	100(2)	(E2)	4.35(9)	11140(500)	225(10)
		440.4	7(2)	(E2/M1)		< 750	< 15
		905.3	12(3)	(E2)		30(8)	0.6(2)
$\frac{29}{2}^+$	2169.4	519.5	100	(E2)	2.10(25)	10130 $^{+1380}_{-1090}$	205 $^{+28}_{-22}$
$\frac{13}{2}^-$	436.6	202.2	100	(E2/M1)	12.9(4)		
$\frac{15}{2}^-$	657.8	221.2	100(10)	(E2/M1)	7.90(50)		
		423.5	45(5)	(E2)		2000(300)	41(6)
$\frac{17}{2}^-$	896.5	238.7	100(8)	(E2/M1)	3.20(15)		
		459.9	77(5)	(E2)		4800(470)	100(10)
$\frac{19}{2}^-$	1150.9	254.5	100(6)	(E2/M1)	1.55(25)		
		493.1	93(6)	(E2)		7900 $^{+1600}_{-1300}$	161 $^{+34}_{-26}$

Tabelle 5.3: Lebensdauern und Übergangsstärken in  $^{155}\text{Dy}$ . Die relativen Intensitäten wurden im Rahmen dieser Arbeit bestimmt, die weiteren Werte sind den Nuclear Data Sheets [NDS] entnommen.

$I^\pi$	Energie [keV]	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$	$\sigma\lambda$	$\tau$ [ps]	$\tau_{Lit}$ [ps]	B(E2) [e <sup>2</sup> fm <sup>4</sup> ]	B(E2) [W.u.]
$\frac{17}{2}^+$	435.6	196.9	100	E2	152(5)	< 1386	14440(480)	287(10)
$\frac{21}{2}^+$	746.7	311.1	100	E2	19.1(3)	14.9(26)	13880(220)	276(5)
$\frac{25}{2}^+$	1157.4	410.7	100	E2	4.70(15)	6.06(101)	14430(460)	287(10)
$\frac{29}{2}^+$	1652.6	495.2	100	E2	1.95(11)	1.85(30)	13870 $^{+830}_{-740}$	276 $^{+17}_{-15}$
$\frac{33}{2}^+$	2219.0	566.3	100	E2	1.05(23)	1.00(20)	13230 $^{+3700}_{-2400}$	263 $^{+74}_{-47}$

Tabelle 5.4: Lebensdauern Übergangsstärken in  $^{157}\text{Dy}$ . Die weiteren Werte sind den Nuclear Data Sheets [NDS] entnommen.

## 5.4 Lebensdauern in $^{178}\text{Os}$

Im Rahmen dieser Arbeit konnten im Kern  $^{178}\text{Os}$  fünf Lebensdauern angeregter Zustände in der Grundbande erstmalig bestimmt werden. Die  $\beta$ - und die  $\gamma$ -Bande wurden nicht angeregt. Die Lebensdauer des  $2^+$  Zustands stammt aus Messungen, die in Köln durchgeführt wurden und bereits in [MOE05b] publiziert sind.

Das Termschema ist in Abbildung 5.3 gegeben. Mit der Bande pos-2 ist eine Bande gezeigt, die in [DRA82] als mögliche  $\beta$ -Bande identifiziert ist. Nachdem in [KIB94] die nun gültige  $\beta$ -Bande erkannt wurde, wird die Bande pos-2 in der Literatur nicht erwähnt. Übergänge in dieser Bande werden jedoch in der vorliegenden Messung beobachtet. Es konnten sogar von zwei Zuständen dieser Bande die Lebensdauern bestimmt werden.

Eine Korrektur der kurzen Lebensdauern war in den Ergebnissen dieser Messung nicht erforderlich, da in den Spektren keine Intensität zwischen Flug- und Stopp-Peak beobachtet wurde.

### 5.4.1 Analyse der Grundbande

In der Grundbande wurden Lebensdauern für die Zustände mit Spin  $4^+$  bis  $14^+$  bestimmt.

- Für die Analyse des  $4^+$  Zustands konnte die Methode des direkten Gatens mit der Einschränkung durchgeführt werden, dass das Gate nur in den Spektren der Rückwärtsringe gesetzt wurde. Der Flug-Peak des Feeders ist in den Vorwärtsringen durch die Linie des  $(10^-) \xrightarrow{366 \text{ keV}} (8^-)$  Übergangs kontaminiert, der das auszuwertende Niveau indirekt bevölkert. Die Bestimmung der Intensitäten konnte in den vier Analyserringe durchgeführt werden.
- Die Sequenz der Übergänge  $(12^-) \xrightarrow{433 \text{ keV}} (10^-) \xrightarrow{366 \text{ keV}} (8^-)$ , die den auszuwertenden  $6^+$  Zustand indirekt bevölkert, verhinderte die Methode des direkten Gatens zur Lebensdaueranalyse. Um die Lebensdauer dieses Zustands zu bestimmen, war die Methode des indirekten Gatens unumgänglich. Für die Anwendung dieser Methode müssen Spektren erzeugt werden, die koinzident sind zu einer Doppler verschobenen Komponente aus einem Satz beliebig vieler indirekt bevölkernder Übergänge. In der Software entspricht diese Koinzidenz einer *Oder* Bedingung aus einer Liste von Übergängen. Um komplizierte Korrekturen zu vermeiden, sollten diese Übergänge in einem Zerfallsweg liegen. In den resultierenden Schnittspektren sind dann der das interessierende Niveau direkt bevölkernde und ein direkt entvölkernder Übergang auszuwerten.

In diesem Fall wurden die Schnittspektren in Koinzidenz zu den drei nächsthöheren Übergängen mit 488, 538 und 585 keV in der Grundbande erzeugt. Um die Auswertung der Linien bei 433 und 363 keV in allen vier Analyserringen durchzuführen, konnten für das Gate auf zwei der drei Übergänge nicht alle Ringe genutzt werden.

So verhinderte die in den Daten deutlich sichtbare Sequenz  $25/2^- \xrightarrow{483 \text{ keV}} 21/2^- \xrightarrow{424 \text{ keV}} 17/2^- \xrightarrow{357 \text{ keV}} 13/2^-$  aus dem Kern  $^{177}\text{Os}$  die Verwendung der rückwärtigen Ringe zum Schneiden auf den Übergang bei 488 keV. Die Linie des Übergangs  $18^+ \xrightarrow{592 \text{ keV}} 16^+$  in der gleichen Kaskade wie die Übergänge der Koinzidenzbedingung kontaminiert für die Ringe in Vorwärtsrichtung den Flug-Peak der Linie bei 585 keV. Deshalb wurden für das Gate auf den Flug-Peak dieses Übergangs nur die Ringe 5 und 6 genutzt.

Der für die vier Analyserringe gemittelte Wert der Lebensdauer ist mit einem Fehler von 4% für eine indirekte Analyse erstaunlich präzise.

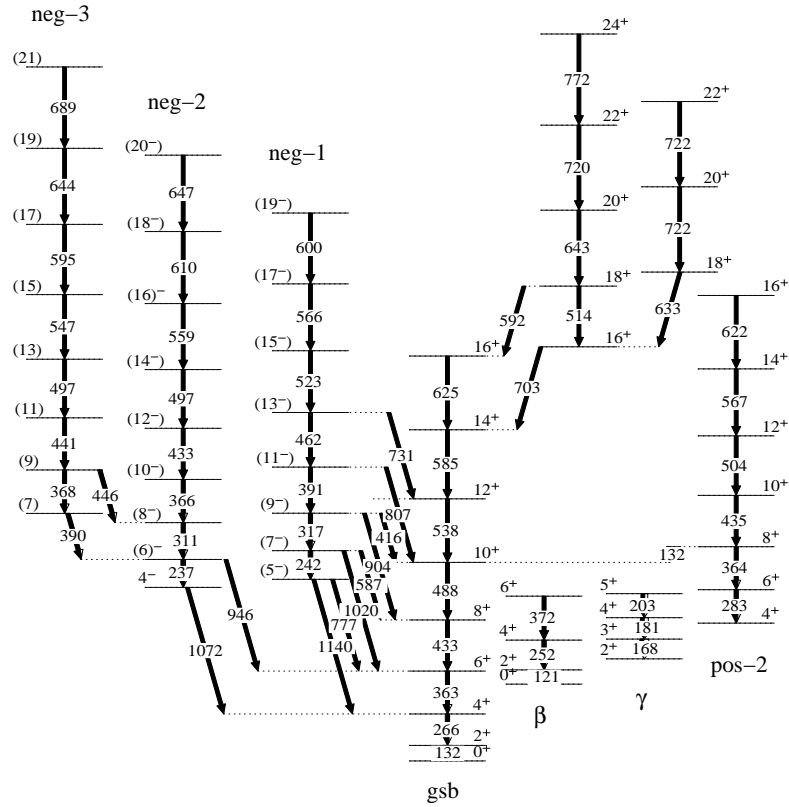
- Die direkt gegateten Schnittspektren zur Analyse des  $8^+$  Niveaus konnten nur durch die rückwärtigen Gateringe erzeugt werden. Das Gate in den Vorwärtsringen ist kontaminiert durch die  $(14^-) \xrightarrow{497 \text{ keV}} (12^-)$  Linie, der ein Zerfall bei der auszuwertenden Übergangsenergie von 433 keV folgt.

Die Kontamination durch die Sequenz  $(25/2^-) \xrightarrow{483 \text{ keV}} (21/2^-) \xrightarrow{424 \text{ keV}} (17/2^-)$  in  $^{177}\text{Os}$  lässt sich in den Spektren aller Analyserringe trennen. Trotzdem musste eine weitere Kontamination im Energiebereich von 435 keV berücksichtigt werden. Intensität in den Schnittspektren bei dieser Energie kann anhand der vorliegenden Daten nur über den  $10^+ \xrightarrow{435 \text{ keV}} 8^+$  Zerfall in der Bande pos-2 begründet werden und ist ein weiteres Indiz für die Existenz dieser Bande. Diese Bande könnte einen, wegen des Grundzustandsübergangs bei 132 keV, nicht zu beobachtbaren Zerfall  $8^+ \xrightarrow{132 \text{ keV}} 10^+$  in die Grundbande haben. Dieser Übergang ist in das Termschema 5.3 übernommen.

Wegen dieser Kontamination konnten nur die Analyserringe 0 und 6 ein konsistentes Ergebnis liefern.

- Die für die Bestimmung der Lebensdauer des  $10^+$  Zustands im direkten Gate auszuwertende Folge von Übergängen  $(12^+) \xrightarrow{538 \text{ keV}} (10^+) \xrightarrow{488 \text{ keV}} (8^+)$  tritt ähnlich in  $^{177}\text{Os}$  auf:  $(27/2^-) \xrightarrow{539 \text{ keV}} (23/2^-) \xrightarrow{483 \text{ keV}} (19/2^-)$ . Für die Analyserringe 0 und 6 war demnach jeweils eine Komponente des auszuwertenden Übergangs bei 488 keV kontaminiert durch die andere Komponente des Zerfalls in  $^{177}\text{Os}$ . Die Intensität der Kontamination konnte durch die jeweils freie Komponente bestimmt und nachträglich subtrahiert werden. Die Verlässlichkeit dieser Vorgehensweise zeigte sich sowohl in der reinen Zerfallskurve der extrahierten Kontamination, als auch in dem übereinstimmenden Ergebnis der beiden ausgewerteten Analyserringe.
- Die Lebensdauer des  $12^+$  Zustands konnte im direkten Gate in allen vier Analyserringen bestimmt werden. Es konnten jedoch nur die Rückwärtsringe für die Gatebedingung verwendet werden, da die Spektren der Vorwärtsringe durch Intensität des höherliegenden Übergangs  $18^+ \xrightarrow{592 \text{ keV}} 16^+$  kontaminiert waren.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.5 zusammengefasst.

Abbildung 5.3: Ausschnitt des Termschemas von  $^{178}\text{Os}$ .

$I^\pi$	Energie [keV]	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$	$\sigma\lambda$	$\tau$ [ps]	B(E2) [ $e^2\text{fm}^4$ ]	B(E2) [W.u.]
$2^+$	132.4	132.4	100	E2	990(70)	$8200^{+630}_{-550}$	$138^{+11}_{-9}$
$4^+$	398.4	266.7	100	E2	39.6(8)	13490(330)	227(6)
$6^+$	761.1	363.0	100	E2	7.13(30)	$17240^{+800}_{-740}$	$290^{+13}_{-12}$
$8^+$	1193.4	432.7	100	E2	2.68(12)	$19430^{+950}_{-880}$	$327^{+16}_{-15}$
$10^+$	1681.5	488.1	100	E2	1.26(14)	$22820^{+2870}_{-2310}$	$384^{+48}_{-39}$
$12^+$	2219.3	538	100	E2	0.90(15)	$19740^{+3960}_{-2830}$	$332^{+67}_{-48}$

Tabelle 5.5: Lebensdauern und Übergangsstärken in der Grundbande von  $^{178}\text{Os}$ . Die weiteren Daten sind den Nuclear Data Sheets [NDS] entnommen.

### 5.4.2 weitere Lebensdauern

In zwei Banden negativer Parität, neg-1 und neg-2, sowie in der Bande positiver Parität pos-2 konnten weitere Lebensdauern bestimmt werden. Diese sind in den Tabellen 5.6 und 5.7 mit den berechneten Übergangsstärken zusammengefasst.

$I^\pi$	Energie [keV]	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$	$\sigma\lambda$	$\tau$ [ps]	B(E2) [e <sup>2</sup> fm <sup>4</sup> ]	B(E2) [W.u.]
(7 <sup>-</sup> )	1780.6	242.4	43(5)	(E2)	16.1(8)	14800(2060)	249(35)
		587	100(8)	(E1)			
		1019.5	24.7(22)	(E1)			
(9 <sup>-</sup> )	2097.9	317.0	100(5)	E2	9.65(35)	16700(1420)	281(24)
		416.4	11(4)	(E1)			
		904.4	39(6)	(E1)			
(11 <sup>-</sup> )	2488.5	390.6	100(5)	(E2)	4.29(29)	18200(1800)	306(30)
		807	10.5(20)	(E1)			
(13 <sup>-</sup> )	2950.5	462.0	100(7)	(E2)	1.97(15)	17800 <sup>+2360</sup> <sub>-2210</sub>	299 <sup>+40</sup> <sub>-37</sub>
		731	17(4)	(E1)			
(15 <sup>-</sup> )	3473.7	523.2	100	(E2)	1.19(13)	17100 <sup>+2100</sup> <sub>-1700</sub>	288 <sup>+36</sup> <sub>-29</sub>
(6 <sup>-</sup> )	1706.5	237.6	70(11)	(E2)	25.8(20)	15950(3100)	268(52)
		945.7	100(8)	E1			
(8 <sup>-</sup> )	2017.9	311.5	100	(E2)	16.0(11)	16060 <sup>+1200</sup> <sub>-1050</sub>	270 <sup>+20</sup> <sub>-18</sub>
(10 <sup>-</sup> )	2384.0	366.3	100	(E2)	7.4(5)	15900 <sup>+1170</sup> <sub>-1030</sub>	267 <sup>+20</sup> <sub>-17</sub>

Tabelle 5.6: Lebensdauern und Übergangsstärken in den Banden negativer Parität in  $^{178}\text{Os}$ . Die weiteren Daten sind den Nuclear Data Sheets [NDS] entnommen.

$I^\pi$	Energie [keV]	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$	$\sigma\lambda$	$\tau$ [ps]	B(E2) [e <sup>2</sup> fm <sup>4</sup> ]	B(E2) [W.u.]
10 <sup>+</sup>	(2249)	435.6	(100) (n.o.)	(E2)	2.73(40)	18470 <sup>+3430</sup> <sub>-2700</sub>	311 <sup>+58</sup> <sub>-45</sub>
12 <sup>+</sup>	(2753)	504	(100) (n.o.)	(E2)	1.55(20)	15840 <sup>+2600</sup> <sub>-2130</sub>	266 <sup>+44</sup> <sub>-36</sub>

Tabelle 5.7: Lebensdauern und Übergangsstärken für zwei Zustände positiver Parität in der Bande pos-2 in  $^{178}\text{Os}$ . Die weiteren Daten stammen aus [DRA82].

$I^\pi$	Energie [keV]	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$	$\gamma - mult$	$\tau$ [ps]	B(E2) [e <sup>2</sup> fm <sup>4</sup> ]	B(E2) [W.u.]
$\frac{15}{2}^+$	595.2	219.5	100(3)	E2	51.4(25)	[9500, 12700]	[153, 213]
		161.6	79.9(24)	(E2/M1)			
$\frac{19}{2}^+$	946.7	351.5	100(5)	E2	9.74(31)	11300(800)	191(16)
		268.2	25.4(13)	(E2/M1)			
$\frac{23}{2}^+$	1395.0	448.3	100(3)	(E2)	2.78(25)	11500(1300)	195(22)
		347.7	33(5)	(E2/M1)			
$\frac{17}{2}^+$	678.7	245.2	100(5)	E2	35.8(11)	12500(1000)	212(18)
		83.5	8.3(7)	(E2/M1)			
$\frac{21}{2}^+$	1047.3	368.5	100	E2	7.35(25)	13000(900)	220(17)
		100.6	3.4	(E2/M1)			
$\frac{25}{2}^+$	1519.1	471.8	100(2)	E2	2.02(28)	14600 <sup>+2500</sup> <sub>-2000</sub>	249 <sup>+45</sup> <sub>-36</sub>
		124.3	4.2(18)	(E2/M1)			
$\frac{29}{2}^+$	2069.8	550.6	100	(E2)	0.95(24)	15300 <sup>+5400</sup> <sub>-3300</sub>	260 <sup>+90</sup> <sub>-60</sub>
		156.5	n.o.	(E2/M1)			
$\frac{9}{2}^-$	285.1	194.5	100	E2	110(5)	19260(1640)	326(28)
$\frac{13}{2}^-$	567.5	282.4	100	E2	23.3(9)	17550(1430)	297(24)
$\frac{17}{2}^-$	924.9	357.4	100	E2	6.67(20)	19870(1530)	337(26)
$\frac{21}{2}^-$	1348.5	423.6	100	E2	3.18(23)	18180(1900)	308(32)
$\frac{25}{2}^-$	1831.2	482.7	100	(E2)	1.90(18)	16000 <sup>+2000</sup> <sub>-1800</sub>	271 <sup>+34</sup> <sub>-30</sub>
$(\frac{11}{2}^-)$	534.0	274.6	100	(E2)	24.8(20)	18800 <sup>+2100</sup> <sub>-1900</sub>	318 <sup>+36</sup> <sub>-33</sub>
$(\frac{15}{2}^-)$	885.5	351.5	100	(E2)	6.9(5)	20900 <sup>+2200</sup> <sub>-2050</sub>	354 <sup>+37</sup> <sub>-35</sub>

Tabelle 5.8: Lebensdauern und Übergangsstärken in <sup>177</sup>Os. Alle weiteren Daten sind den Nuclear Data Sheets [NDS] entnommen.

## 5.5 Lebensdauern in <sup>177</sup>Os

Die Bestimmung der Lebensdauern in der Nebenreaktion dieser Messung zu dem Kern <sup>177</sup>Os ist nicht Thema dieser Arbeit. Die Ergebnisse werden im folgenden in Tabelle 5.8 ohne Diskussion aufgelistet.



# Kapitel 6

## Grundlagen

Gegenstand dieses Kapitels ist die Beschreibung der verwendeten Kernmodelle. Aus den gemessenen Lebensdauern können reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten  $B(\lambda; I_i \rightarrow I_f)$  berechnet werden, die sich direkt mit den Vorhersagen der Kernmodelle vergleichen lassen.

### 6.1 Einführung

Die Übergangswahrscheinlichkeit  $T(\lambda)$  von  $\gamma$ -Übergängen der Multipolarität  $\lambda$  von einem Kernzustand  $i$  zu einem Kernzustand  $f$  lässt sich mit dem Übergangsoperator  $T_\mu^{[\lambda]}$  ausdrücken als [MOR76]

$$T(\lambda) = \frac{8\pi(\lambda + 1)}{\lambda [(2\lambda + 1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} E_\gamma^{2\lambda+1} \cdot \frac{1}{2I_i + 1} \sum_{M_i, M_f, \mu} |\langle I_f M_f | T_\mu^{[\lambda]} | I_i M_i \rangle|^2. \quad (6.1)$$

Diese totale Übergangswahrscheinlichkeit bestimmt die Lebensdauer des Ausgangszustands  $i$ , weshalb in dem zweiten Faktor über alle möglichen Unterzustände summiert wird. Dieser Faktor enthält allein die Kerneigenschaften. Da er unabhängig von der Übergangsenergie ist, wird er als reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit definiert:

$$B(\lambda; I_i \rightarrow I_f) := \frac{1}{2I_i + 1} \sum_{M_i, M_f, \mu} |\langle I_f M_f | T_\mu^{[\lambda]} | I_i M_i \rangle|^2, \quad (6.2)$$

wobei mit  $M$  die Projektion des Drehimpulses auf die Symmetrieachse bezeichnet wird. Durch Anwendung des Wigner-Eckart-Theorems lässt sich die Summation eliminieren und die Übergangswahrscheinlichkeiten können direkt aus der Lebensdauer  $\tau$  eines Kern-

niveaus gewonnen werden [MOR76]:

$$B(E\lambda) = 4.57 \cdot 10^{-22} \cdot \frac{\lambda [(2\lambda + 1)!!!]^2}{8\pi (\lambda + 1)} \cdot \left(\frac{197}{E_\gamma}\right)^{2\lambda+1} T(E\lambda) [e^2 fm^{2\lambda}] \quad (6.3)$$

$$B(M\lambda) = 4.15 \cdot 10^{-20} \cdot \frac{\lambda [(2\lambda + 1)!!!]^2}{8\pi (\lambda + 1)} \cdot \left(\frac{197}{E_\gamma}\right)^{2\lambda+1} T(M\lambda) [\mu_N^2 fm^{2\lambda-2}] \quad (6.4)$$

mit der Übergangsenergie  $E_\gamma$  in MeV und der totalen Übergangswahrscheinlichkeit  $T$  in  $\text{sec}^{-1}$ . Für reine E1-, E2- und M1-Übergänge gilt:

$$B(E1; I + 1 \rightarrow I) = 6.289 \cdot 10^{-6} \frac{1}{1 + \alpha_k} \frac{1}{1 + R} E_\gamma^{-3} \tau^{-1} [e^2 b] \quad (6.5)$$

$$B(E2; I + 2 \rightarrow I) = 8.197 \cdot 10^{-2} \frac{1}{1 + \alpha_k} \frac{1}{1 + R} E_\gamma^{-5} \tau^{-1} [e^2 b^2] \quad (6.6)$$

$$B(M1; I + 1 \rightarrow I) = 5.682 \cdot 10^{-2} \frac{1}{1 + \alpha_k} \frac{1}{1 + R} E_\gamma^{-3} \tau^{-1} [\mu_N^2] \quad (6.7)$$

mit der Übergangsenergie  $E_\gamma$  in MeV, der Lebensdauer  $\tau$  in ps, dem Verzweigungsverhältnis der Intensitäten  $R = I_{aus}/I_{ein}$  und dem inneren Konversionskoeffizienten  $\alpha_k$ . Die Übergangsstärken werden in dieser Arbeit mit den Gleichungen 6.5, 6.6, 6.7 aus den Lebensdauern berechnet. Für die durchgeführten Modellrechnungen wird im Rahmen des jeweiligen Modells die Gleichung 6.2 ausgewertet.

## 6.2 Geometrische Modelle

In geometrischen Kernmodellen wird der Kern als ausgedehnter Körper mit einer homogenen Massen- und Ladungsverteilung angesehen. Die Eigenschaften des Kerns werden aus der Kernform erklärt. Eine Deformation des Kerns führt zu einem intrinsischen elektrischen Quadrupolmoment, das die Abweichung der Ladungsverteilung von der Kugelform abbildet.

Zur Beschreibung der Kernform wird diese parametrisiert. Bei einer Beschränkung auf Quadrupoldeformation wird ein Kern unter Verwendung sogenannter Hill-Wheeler Koordinaten  $\beta, \gamma$  als ein triaxiales Ellipsoid durch die Längen der drei Halbachsen  $R_k$  ( $k=1,2,3$ ) beschrieben:

$$R = R_0 \left[ 1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta \cos\left(\gamma - \frac{2\pi}{3}k\right) \right]. \quad (6.8)$$

$R_0$  ist der Radius einer Kugel gleichen Volumens ( $R_0 = 1.2 \cdot A^{1/3}$  fm). Der Parameter  $\beta$  legt die Größe der Deformation fest. So wird mit einem Wert  $\beta=0$  eine sphärische Kernform beschrieben. Mit dem Parameter  $\gamma$  wird die Kernform charakterisiert. In der Beschränkung der Werte für  $\gamma$  auf das Intervall von  $0^\circ$  bis  $60^\circ$  können die folgenden Fälle unterschieden werden:

- $\gamma = 0^\circ$  : 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).

### 6.2.1 Das Rotationsmodell

In diesem einfachsten kollektiven Modell wird ein Kern angenommen, der eine feste axialsymmetrische Grundzustandsdeformation ( $\beta > 0$ ;  $\gamma = 0$ ) hat.

Die Hauptanregung ist eine kollektive Rotation um eine Achse senkrecht zur Symmetrieachse des Kerns.

Für die Anregungsenergien einer Rotationsbande ergibt sich:

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} [I(I+1) - K^2]. \quad (6.9)$$

Aus den reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten innerhalb einer Rotationsbande

$$B(E2; I+2 \rightarrow I) = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \langle (I+2)K20 | IK \rangle^2 \quad (6.10)$$

$$\stackrel{K=0}{=} \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \frac{3}{2} \frac{(I+1)(I+2)}{(2I+3)(2I+5)} \quad (6.11)$$

lässt sich für den Fall  $K = 0$  eine Beziehung zwischen dem intrinsischen Quadrupolmoment  $Q_0$  und der Deformation  $\beta$  ableiten. Berücksichtigt man  $\beta$  in der Entwicklung nur bis zu quadratischen Ordnungen, so folgt:

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z R_0^2 \beta \left( 1 + \frac{1}{8} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \beta \right). \quad (6.12)$$

Mit  $R_0^2 = 0.0144 \text{ A}^{2/3} \text{ b}$  ergibt sich die Einheit von  $Q_0$  in eb.

In dem Modell des starren axialsymmetrischen Rotors ist innerhalb einer Rotationsbande das Quadrupolmoment konstant. Dieses wird in der Regel jedoch experimentell nicht beobachtet. Deshalb werden auf der Grundlage dieses Modells entsprechend Gleichung 6.10 Übergangsquadrupolmomente  $Q_t$  definiert:

$$B(E2; I+2 \rightarrow I) = \frac{5}{16\pi} Q_t^2 \langle (I+2)K20 | IK \rangle^2. \quad (6.13)$$

Die Ersetzung des B(E2)-Wertes durch den Ausdruck in Gleichung 6.6 führt zu einer direkten Berechnung des Übergangsquadrupolmoments aus der Niveaulbensdauer.

## 6.2.2 Das General Collective Model (GCM)

Das GENERAL COLLECTIVE MODEL [GNE71] ist ein phänomenologisches Modell zur Beschreibung tiefliegender Zustände in gg-Kernen. Eine geometrische Darstellung der Kernform wird verwendet, um kollektive Quadrupolschwingungen der Kernoberfläche zu beschreiben. Einteilchenanregungen können in diesem Modell nicht berücksichtigt werden, die möglichen Anregungen sind Rotationen und Vibrationen.

Der Hamilton-Operator  $\hat{H}$  des GCM ist eine spezielle Anwendung des allgemeinen Bohr Hamiltonians [BOH75], dessen unendliche Summe in eine endliche Anzahl von Termen entwickelt wird und dessen deformationsabhängige Parameter durch Konstanten ersetzt werden.

Aus der Entwicklung der Oberflächenform eines deformierten Kerns nach Kugelflächenfunktionen folgt bei Beschränkung auf Quadrupoldeformationen für den Kernradius  $R(\theta, \phi)$  im Laborsystem [PET95]:

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left( 1 + \sum_{\mu=-2}^2 \alpha_{2\mu}^* Y_{2\mu}(\theta, \phi) \right). \quad (6.14)$$

Die Parametrisierung der Kernform erfolgt durch den kollektiven Quadrupoloperator  $\alpha_{2\mu}$ , für dessen Kommutator mit dem konjugiertem Impulsoperator  $\hat{\pi}_{2\mu}$  gilt:  $[\hat{\pi}_{2\mu}, \alpha_{2\mu}] = -i\hbar\delta_{\mu\nu}$ .

Der Hamilton-Operator  $\hat{H} = \hat{T} + \hat{V}$  des GCM wird ausgedrückt durch invariante Produkte beider Operatoren. Dabei wird die kinetische Energie  $\hat{T}$  beschrieben durch die ersten beiden Terme der Entwicklung des Impulsquadrates:

$$\hat{T} = \frac{1}{2B_2} [\hat{\pi} \times \hat{\pi}]^{[0]} + \frac{P_3}{3} \{ [[\hat{\pi} \times \alpha]^{[2]} \times \hat{\pi}]^{[0]} \}. \quad (6.15)$$

Die geschweifte Klammer  $\{ \dots \}$  steht für die Summe aller geraden Permutationen,  $B_2$  ist der allgemeine Massenparameter, der Parameter  $P_3$  berücksichtigt höhere Ordnungen der Entwicklung.

Bei einem Übergang in das intrinsische System separieren die Variablen der Vibration und Rotation, ausgedrückt durch die Deformationsparameter ( $\beta \geq 0^\circ$ ,  $0^\circ \geq \gamma \geq 60^\circ$ ). Das Potential  $V(\beta, \gamma)$  lässt sich dann in einer Entwicklung bis zur sechsten Ordnung in  $\alpha$  darstellen als:

$$\begin{aligned} V(\beta, \gamma) &= \frac{1}{\sqrt{5}} C_2 \beta^2 - \sqrt{\frac{2}{35}} C_3 \beta^3 \cos 3\gamma + \frac{1}{5} C_4 \beta^4 - \sqrt{\frac{2}{175}} C_5 \beta^5 \cos 3\gamma \\ &+ \frac{2}{35} C_6 \beta^6 \cos^2 3\gamma + \frac{1}{5\sqrt{5}} D_6 \beta^6 \quad . \end{aligned} \quad (6.16)$$

Durch diese Potentialflächen lassen sich verschiedene Kernformen (sphärisch, prolat, oblat, triaxial) beschreiben. Dementsprechend lassen sich einzelne Summanden dieses Ausdrucks zusammenfassen: Die Terme mit den Konstanten  $C_2$ ,  $C_4$  und  $D_6$  beschreiben den

$\gamma$  unabhängigen Teil des Potentials, der Term mit  $C_6$  ist symmetrisch um  $\gamma = 30^\circ$  und erzeugt das Potential triaxialer Kernformen. Die Terme mit den Konstanten  $C_3$  und  $C_5$  berücksichtigen die Potentialunterschiede oblater und prolater Kerne.

Damit sind sechs Parameter des Potentials und zwei der kinetischen Energie eingeführt, die durch einen Fit an die experimentellen Daten bestimmt werden müssen. Eine Klassifizierung angeregter Zustände durch Quantenzahlen lässt sich analog zum IBA durch Diagonalisierung des Hamiltonoperators in der Basis des fünf dimensional harmonischen Oszillators  $U(5)$  durchführen.

### 6.3 Das Interacting Boson Model (IBM-1)

Das Modell Wechselwirkender Bosonen (Interacting Boson Model, IBM) wurde 1975 von Arima und Iachello eingeführt [ARI75, ARI76, ARI79, IAC87]. Es basiert auf dem Konzept, dass Valenznukleonen (oder Valenzlöcher) aufgrund der Pairingkraft zu Paaren koppeln, die sich näherungsweise wie Bosonen beschreiben lassen. Die Rechnungen dieser Arbeit wurden ausschließlich mit der einfachsten Version dieses Modells durchgeführt, dem IBM-1.

Im IBM-1 wird zwischen Protonen- und Neutronenbosonen nicht unterschieden. Der Valenzraum enthält mit s- und d-Bosonen nur Paare von Valenznukleonen, die zu Spin und Parität  $J^\pi=0^+$  bzw.  $J^\pi=2^+$  gekoppelt sind. Abgeschlossene Schalen tragen nicht zur Anregung bei. Die Kernzustände werden durch die Energien und Wechselwirkungen der s- und d-Bosonen beschrieben. Damit ist diese Version des Modells zur Beschreibung tiefliegender, kollektiver Anregungen geradzahligem Spins und positiver Parität in gg-Kernen geeignet. Im allgemeinsten Hamilton-Operator wird maximal eine Zweikörperwechselwirkung berücksichtigt. Die Forderung nach Erhaltung der Gesamtbosonenzahl  $N = n_s + n_d$  (mit der  $s(d)$ -Bosonenzahl  $n_{s(d)}$ ) führt im Formalismus der zweiten Quantisierung zu einer Beschreibung durch sechs Leiteroperatoren:

$s^\dagger, s, d_\mu^\dagger, d_\mu$ , mit den magnetischen Unterszuständen  $\mu \in \{-2, -1, 0, 1, 2\}$

für die Erzeugung bzw. Vernichtung von s- und d-Bosonen. Die 36 Kombinationsmöglichkeiten dieser Operatoren, den Hamilton-Operator unter Einhaltung obiger Voraussetzungen darzustellen, bilden die Gruppe  $U(6)$  einer unitären Algebra in sechs Dimensionen.

Das Eigenwertproblem ist für den allgemeinen Hamilton-Operator nicht geschlossen lösbar. In drei speziellen Fällen, den dynamischen Symmetrien, lässt sich der Hamilton-Operator als Linearkombination von Casimiroperatoren verschiedener Untergruppen von  $U(6)$  konstruieren und analytisch lösen. Im Grenzfall unendlicher Bosonenzahl ist dann eine geometrische Interpretation als axialsymmetrischer, prolater Rotor ( $SU(3)$ -Limit), als sphärischer Vibrator ( $U(5)$ -Limit) oder als  $\gamma$ -weicher Rotor ( $O(6)$ -Limit) möglich.

In dieser Arbeit wurde für die IBM-Rechnungen die zwei dimensionale Parametrisierung des IBM-1 Hamilton-Operators verwendet [WHE92]:

$$\hat{H}(N, \eta, \chi) = \eta \hat{n}_d + \frac{\eta - 1}{N} \hat{Q}_\chi \cdot \hat{Q}_\chi, \quad (6.17)$$

mit dem d-Bosonenzahloperator  $\hat{n}_d = d^\dagger \cdot \tilde{d}$  und dem Skalarprodukt der Quadrupoloperatoren

$$\hat{Q}_\chi = [d_\mu^\dagger s + s^\dagger \tilde{d}_\mu]^{(2)} + \chi [d_\mu^\dagger \times \tilde{d}_\mu]^{(2)}. \quad (6.18)$$

Die Formulierung der Absteigeoperatoren durch  $\tilde{d}_\mu = (-)^\mu d_{-\mu}$  dient einer bequemerer Beschreibung des Problems.

## 6.4 Phasenübergänge im Parameterraum des IBM

In einer vereinfachten, zwei dimensional Beschreibung des IBM-1 spannen die Parameter  $\eta \in [0, 1]$  und  $\chi \in [-\sqrt{7}/2, 0]$  einen Raum auf, der durch das sogenannte Casten-Dreieck [CAS78] repräsentiert wird. Die drei dynamischen Symmetrien befinden auf den Ecken dieses Dreiecks. Übergänge zwischen den dynamischen Symmetrien werden als Form- oder Phasenübergänge interpretiert. In Analogie zur Landau Theorie der Phasenübergänge [LAN01] spricht man von kritischen Punkten der Phasenübergänge und unterscheidet auch im Parameterraum des IBM zwischen Übergängen erster und zweiter Ordnung. So ist der Übergang von sphärischen zu gamma-weichen Kernen einer der zweiten Ordnung, während der von sphärischer zu axial-symmetrisch deformierter Form ein Phasenübergang erster Ordnung [DIE80] ist.

An den kritischen Punkten der Phasenübergänge zwischen U(5) und O(6) bzw. zwischen U(5) und SU(3) wurden von Iachello die neuen dynamischen Symmetrien E(5) [IAC00] und X(5) [IAC01] eingeführt. Der Parameterraum wurde nachträglich vergrößert [JOL01] durch Erweiterung des zugelassenen Bereichs für den Kontrollparameter:  $\chi \in [-\sqrt{7}/2, +\sqrt{7}/2]$ . Das erweiterte Casten-Dreieck schließt mit der dynamischen Symmetrie  $\overline{SU}(3)$  nun auch die oblaten axialsymmetrischen Rotoren ein. Die Symmetrie O(6) entspricht nun gleichzeitig dem kritischen Punkt des Übergangs zwischen  $\overline{SU}(3)$  und SU(3).

Die Anwendung der klassischen Landau Theorie der Phasenübergänge [LAN01] auf endliche Quantensysteme wie Atomkerne [JOL02] stellt das Konzept schließlich auf ein theoretisches Fundament.

## 6.5 Die X(5)-Symmetrie

Mit der Einführung der dynamischen Symmetrie X(5) [IAC01] durch F. Iachello ist ein Grundstein für das Verständnis von Kernen gelegt worden, die sich am kritischen Punkt des Phasenübergangs von axial-symmetrisch deformierten zu sphärischen Kernformen befinden.

Der kritische Punkt für den Übergang U(5) - SU(3) ist als eine Gleichgewichtskonfiguration definiert, an der das sphärische und das deformierte Potentialminimum die gleiche Energie haben, das Potential also zwei entartete Minima aufweist.

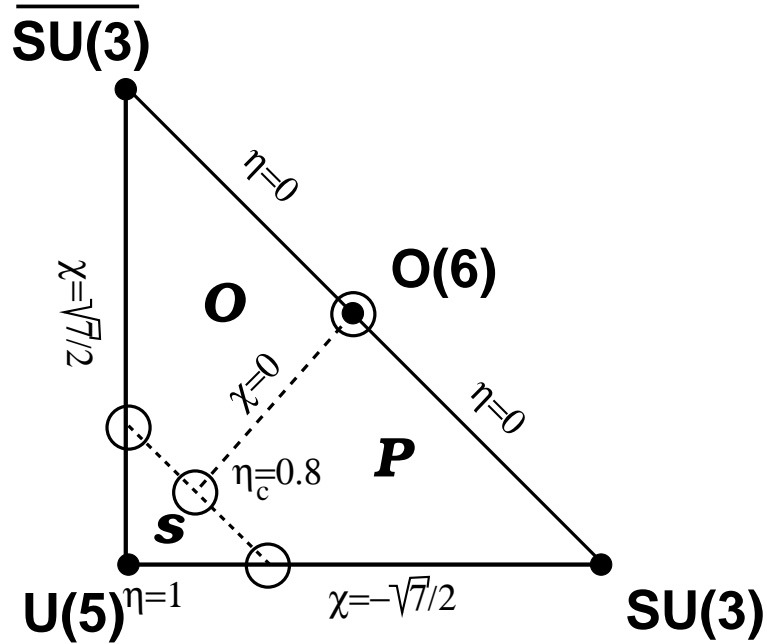


Abbildung 6.1: Das erweiterte Casten-Dreieck [JOL02]. Die schwarzen Punkte zeigen die Positionen der dynamischen Symmetrien des IBM, die offenen Kreise stehen für die kritischen Punkte entlang der Kanten des Dreiecks. Die gestrichelten Linien repräsentieren den Verlauf des Verhaltens am kritischen Punkt im Inneren des Dreiecks und entsprechen einem Phasenübergang erster Ordnung. Ein Übergang zweiter Ordnung findet an dem Schnittpunkt der Linien statt, der einem Tripelpunkt der drei Phasen Prolat, Oblat und Sphaerisch entspricht.

Um eine analytische Lösung des Bohrschen Hamiltonians am kritischen Punkt zu finden, vereinfacht Iachello das Problem, indem er die Abhängigkeit des Potentials von den Deformationsparametern  $\beta$  und  $\gamma$  entkoppelt:  $u(\beta, \gamma) = u(\beta) + v(\gamma)$ . Durch diese Entkopplung separiert die Lösung in zwei unabhängige Gleichungen, die jeweils nur noch von einem Deformationsparameter abhängen. Um diese Gleichungen zu lösen, wird als Näherung an das reale Potential am kritischen Punkt

$$V(\beta, \gamma) = \frac{N\beta^2}{1 + \beta^2} \left[ 1 + \frac{5}{4}\zeta \right] - \frac{N(N-1)}{(1 + \beta^2)^2} \times \zeta \left[ 4\beta^2 + 2\sqrt{2}\beta^3 \cos 3\gamma + \frac{1}{2}\beta^4 \right] \quad (6.19)$$

für den Parameter  $\beta$  ein Rechteckpotential, für  $\gamma$  ein Oszillatorpotential angenommen.  $N$  ist in Gleichung 6.19 die Zahl der Valenzbosonen, der Kontrollparameter  $\zeta$  berechnet sich aus dem in Gleichung 6.17 verwendeten IBM-Parameter  $\eta$  wie folgt:

$$\zeta = \frac{1 - \eta}{N \cdot \eta + 1 - \eta} \quad (6.20)$$

Aus der Lösung der entkoppelten Gleichung für den Parameter  $\beta$  errechnen sich die Energieniveaus in Einheiten von  $E_{1,2} - E_{1,0}$ . In der Notation  $E_{s,L}$  werden mit der Zahl  $s$

verschiedene Familien von Zuständen bezeichnet.

Die Gleichung für den Parameter  $\gamma$  wird in der Näherung zu der Radialgleichung eines zwei dimensional Oszillators. Mit den Matrixelementen eines Quadrupoloperators lassen sich daraus die  $B(E2)$  Werte berechnen, die auf den Wert  $B(E2; 2_1 \rightarrow 0_1) = 100$  normiert sind, vgl. Tabelle 6.1.

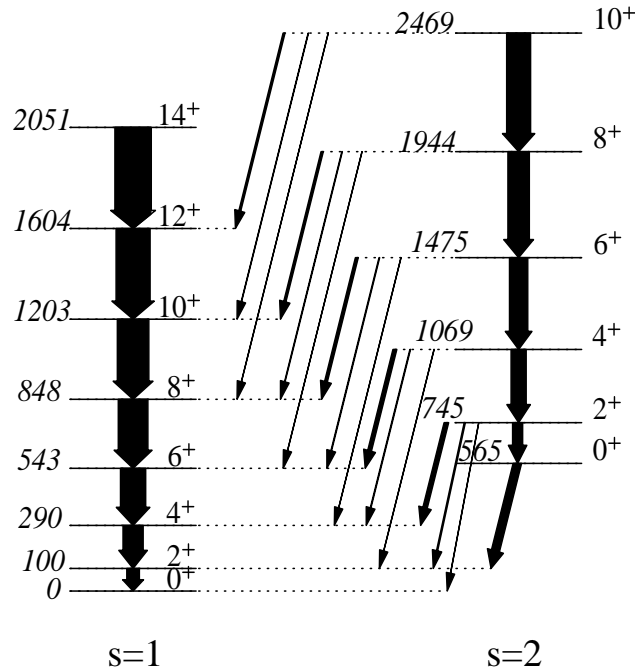


Abbildung 6.2: Die Vorhersagen des  $X(5)$ -Modells für  $K=0$ . Die Niveauenergien sind normiert auf den Zustand  $E(2_1^+) = 100$ . Die Pfeildicken der Übergänge sind maßstäblich den reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten angepasst.

Dieses theoretische Spektrum ist, außer je einer Skalierungsgröße für die Niveauenergien und die Übergangsstärken, parameterfrei und kann direkt mit experimentellen Spektren verglichen werden. Insbesondere können spezielle Signaturen daraus abgeleitet werden, wie das Verhältnis der Anregungsenergien  $R(4_1^+)/R(2_1^+) = 2.91$  oder  $R(0_2^+)/R(2_1^+) = 5.67$  (vgl. Tabelle 7.1).

Weitere wichtige Arbeiten zu diesem Thema, [PIE04] und [BON04], in denen das Modell der  $X(5)$ -Symmetrie durch Einführung eines freien Parameters verallgemeinert wird, sollen an dieser Stelle nur erwähnt werden, da sie für die im Rahmen dieser Arbeit diskutierten Kerne nicht verwendet wurden.



I	$E_{S=1}$	$E_{S=2}$	B(E2) $I_{S=1} \rightarrow (I-2)_{S=1}$	B(E2) $I_{S=2} \rightarrow (I-2)_{S=2}$	B(E2) $I_{S=2} \rightarrow L_{S=1}$		
					L = I-2	I	I+2
0	0	564.9					62.4
2	100	745.0	100	79.5	2.1	8.2	36.6
4	290.4	1068.9	159.9	120.0	0.9	6.1	27.9
6	543.0	1475.1	198.2	146.8	0.6	4.9	21.9
8	848.3	1944.1	227.6	169.3	0.6	4.1	17.6
10	1202.7	2468.7	250.9	188.6	0.5	3.5	14.6
12	1604.1	3045.4	269.7	205.1			
14	2051.4	3672.3	285.4	219.6			

Tabelle 6.1: Spektren und Übergangswahrscheinlichkeiten des X(5)-Modells für die S=1 und S=2 Banden (aus [IAC01] und [BON04]). Alle Energien sind in Einheiten des ersten angeregten Zustands, alle Übergangsstärken in Einheiten des Übergangs  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  angegeben.



# Kapitel 7

## Diskussion der Ergebnisse

### 7.1 Der Kern $^{156}\text{Dy}$

#### 7.1.1 Kollektivität in $^{156}\text{Dy}$

Basierend auf den Resultaten einer Lebensdauerermessung durch H. Emling [EML84] wurde in dem Kern  $^{156}\text{Dy}$  eine starke Spinabhängigkeit der experimentellen elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten festgestellt. Die gemessenen Übergangsstärken in der Yrast Bande, bezogen auf die eines starren Rotors  $B(E2)/B(E2)_{RR}$ , variieren um bis zu einen Faktor drei. In dieser Veröffentlichung wurde ein ähnliches Verhalten auch im Kern  $^{158}\text{Dy}$  bestimmt.

Die starken Fluktuationen der Werte wurden mit Variationen der kollektiven Deformationsparameter  $\beta$  und  $\gamma$  zu erklären versucht.

Durch die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Übergangswahrscheinlichkeiten ergibt sich nun ein neues Bild. In Abbildung 7.1 sind die  $Q_t$ -Werte der Grundbande (S1-Bande) in Abhängigkeit des Spins aufgetragen. Die experimentellen Werte werden mit den Vorhersagen verschiedener theoretischer Modelle verglichen: dem starren Rotor, dem U(5)-Limit des IBM und der X(5)-Symmetrie. Für die Berechnung der  $Q_t$ -Werte des starren Rotors wurde ein konstantes Quadrupolmoment von  $Q_0 = 6.47$  eb angenommen, das einem Deformationsparameter  $\beta=0.297$  entspricht. Die experimentellen  $Q_t$ -Werte der Grundbande (S1-Bande) folgen nun einem konstanten Verlauf bis zu dem Spin  $I = 14\hbar$ .

Das gleiche konstante Quadrupolmoment wurde auch für die Berechnung der Rotorwerte in der ersten angeregten Bande ( $\beta$ -/S2-Bande) verwendet. Die Abbildung 7.2 zeigt für den unteren Teil der Bande einen fast linearen Anstieg der  $Q_t$ -Werte bis zum Spin  $I = 10\hbar$ . Im Bereich von  $I = 12\hbar$  bis  $I = 16\hbar$  wurden kleinere Werte gemessen. Oberhalb von  $I = 16\hbar$  stammen die  $Q_t$ -Werte aus einer Messung nach der DSA Methode aus Referenz [PET03] und verlaufen nahezu konstant mit einem mittleren  $\overline{Q}_t = 6.2(2)$  eb. Dieser Wert ist etwas kleiner als der in Grundbande beobachtete Wert.

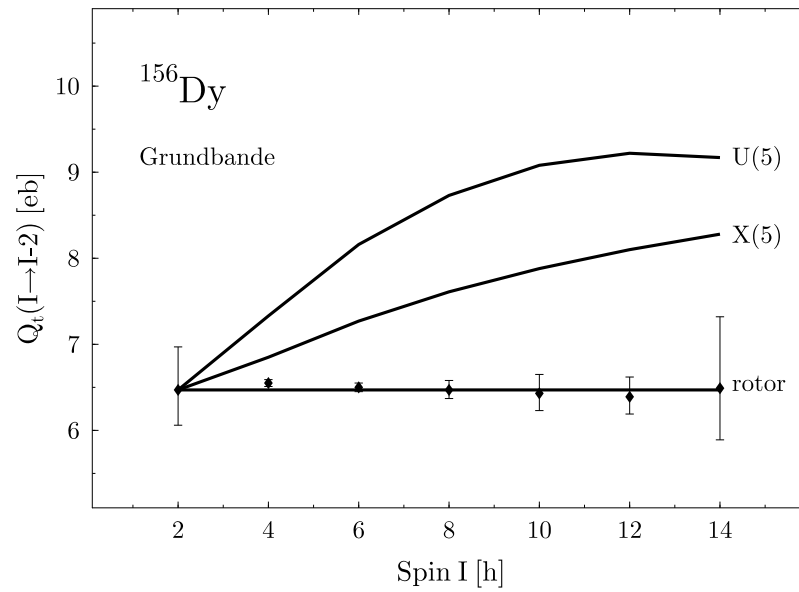


Abbildung 7.1:  $Q_t$ -Werte der Übergänge innerhalb der Grundbande in  $^{156}\text{Dy}$ . Zum Vergleich sind die entsprechenden Werte für den symmetrischen Rotor, das U(5) Limit im IBM und das X(5)-Modell gegeben.

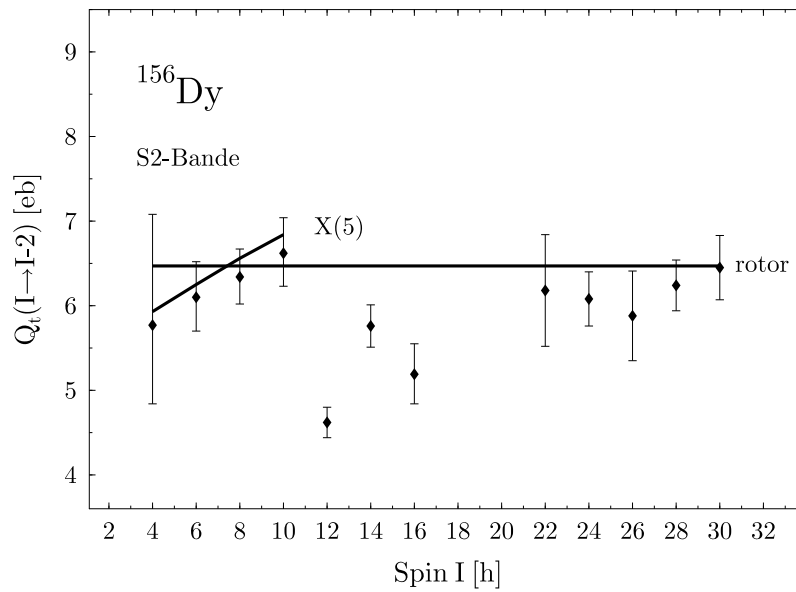


Abbildung 7.2:  $Q_t$ -Werte der Übergänge innerhalb der ersten angeregten Bande (S2-Bande) in  $^{156}\text{Dy}$  im Vergleich mit theoretischen Modellen.

Energieverhältnis	$^{150}\text{Nd}$	$^{152}\text{Sm}$	$^{154}\text{Gd}$	$^{156}\text{Dy}$	X(5)
$R(4/2)_{S1}$	2.93	3.01	3.01	2.93	2.91
$R(4/2)_{S2}$	2.63	2.69	2.71	2.67	2.80
$R(0_{S2}/2_{S1})$	5.19	5.62	5.53	4.90	5.67
$R(2_{S2}/2_{S1})$	1.35	1.03	1.10	1.11	1.81

Tabelle 7.1: Vergleich spezieller Energieverhältnisse in  $N=90$  Isotonen.

Die unregelmäßig reduzierten  $Q_t$ -Werte im mittleren Spin-Bereich weisen auf eine Bandenmischung hin, die durch das Aufbrechen von Quasiteilchen-Paaren hervorgerufen wird.

Es bleibt festzustellen, dass die im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Übergangswahrscheinlichkeiten die in [EML84] beschriebenen Deformationsänderungen nicht bestätigen. Konstante Werte  $Q_t = 6.5$  eb in der Grundbande und ein ebenfalls konstantes Verhalten oberhalb der Bandenkreuzung ab  $I = 14\hbar$  mit einem leicht reduzierten Wert von  $Q_t = 6.2$  eb sind in Übereinstimmung mit dem Verhalten eines starren Rotors. Die steigenden  $Q_t$ -Werte in der  $\beta$ -Bande werden im folgenden Abschnitt diskutiert.

### 7.1.2 X(5)-Symmetrie in $^{156}\text{Dy}$

Die ersten Kerne, in denen typische Eigenschaften der X(5)-Symmetrie gefunden wurden, sind  $^{152}\text{Sm}$ ,  $^{150}\text{Nd}$  und  $^{154}\text{Gd}$  [CAS01, KRU02, TON04]. Die drei  $N = 90$  Isotone weisen untereinander ein ähnliches Energiespektrum auf. Die  $\beta$ -Deformation der Grundbande liegt bei diesen Kernen zwischen  $\beta = 0.27$ - $0.30$ .

In [CAP02] wurde der  $N = 90$  Kern  $^{156}\text{Dy}$  erstmals in Hinblick auf X(5) Eigenschaften untersucht. Die Niveauenergien der Grundbande stimmen gut mit den Vorhersagen im Rahmen des X(5)-Modells überein.

In Tabelle 7.1 sind für einen Vergleich signifikante Energieverhältnisse in  $N = 90$  Isotonen mit den Werten des X(5)-Modells gegenübergestellt.

Die Definitionen der in Tabelle 7.1 berechneten Energieverhältnisse sind wie folgt:

$$\begin{aligned}
 R(4/2)_{S1} &= E(4_1^+)/E(2_1^+), \\
 R(4/2)_{S2} &= (E(4_2^+) - E(0_2^+))/(E(2_2^+) - E(0_2^+)), \\
 R(0_{S2}/2_{S1}) &= E(0_2^+)/E(2_1^+), \\
 R(2_{S2}/2_{S1}) &= (E(2_2^+) - E(0_2^+))/E(2_1^+).
 \end{aligned}$$

Mit den Verhältnissen  $R(4/2)_{S1}$  und  $R(4/2)_{S2}$  werden Niveauabstände in der Grund- bzw. ersten angeregten Bande beschrieben.  $R(0_{S2}/2_{S1})$  bezeichnet die relative Höhe der Anregungsenergie des S2-Bandenkopfs und der Quotient  $R(2_{S2}/2_{S1})$  berechnet den Niveau Abstand in der S2-Bande in der Einheit der Anregungsenergie des  $2^+$  Zustands der Grundbande. Für die gezeigten  $N = 90$  Isotone sind die Vorhersagen für die ersten

	B(E2) <sup>rel</sup> X(5)	B(E2) <sup>rel</sup> <sup>156</sup> Dy	
		[CAP02]	EXP
2 <sub>2</sub> <sup>+</sup> → 0 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	3	< 0.1	
→ 2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	11	7.7(4)	
→ 4 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	46	10.0(5)	
→ 0 <sub>2</sub> <sup>+</sup>	100	< 100	
4 <sub>2</sub> <sup>+</sup> → 2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	1	0.12(2)	
→ 4 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	5	7(1)	
→ 6 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	23	7(1)	
→ 2 <sub>2</sub> <sup>+</sup>	100	100(10)	
6 <sub>2</sub> <sup>+</sup> → 4 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	0.5	0.20(4)	0.08(2)
→ 6 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	3	5.4(3)	5.4(3)
→ 8 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	15	< 79	n.o.
→ 4 <sub>2</sub> <sup>+</sup>	100	100(5)	100(5)

Tabelle 7.2: Vergleich relativer Übergangsstärken mit experimentellen Werten für <sup>156</sup>Dy aus [CAP02].

drei Energieverhältnisse gut erfüllt, lediglich im Kern <sup>156</sup>Dy ist der S2-Bandenkopf etwas zu stark abgesenkt. Dagegen sind im Vergleich zur Vorhersage des X(5)-Modells in allen gezeigten Kernen die relativen Niveauabstände  $R(2_{S2}/2_{S1})$  in der S2-Bande zu gering.

Ein weiteres wichtiges Vergleichskriterium sind relative Stärken von Interbanden-Übergängen tiefliegender Zustände der S2-Bande zu Zuständen der Grundbande. Dazu wurden aus den in [IAC01] angegebenen B(E2)-Werten relative Übergangsstärken  $B(E2)^{rel}$  berechnet und in Tabelle 7.2 mit experimentellen Werten für <sup>156</sup>Dy gegenübergestellt. Die experimentellen relativen Stärken wurden aus Daten aus [CAP02] berechnet. Auch wenn sich die experimentellen Werte in ihrer absoluten Größe nicht im Detail durch das X(5)-Modell beschreiben lassen, gibt es doch eine tendenzielle Übereinstimmung.

Ein Vergleich der  $Q_t$ -Werte der Grundbande, berechnet aus den im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Lebensdauern, liefert keine Übereinstimmung mit den entsprechenden X(5)-Werten. Dagegen folgen die  $Q_t$ -Werte innerhalb der S2-Bande bis zur Bandenkreuzung der Vorhersage des X(5)-Modells (vgl. Abbildung 7.2).

Für den Kern <sup>156</sup>Dy findet sich also nur eine teilweise Übereinstimmung mit dem theoretischen Modell X(5). Es soll an dieser Stelle aber noch einmal hervorgehoben werden, dass es in dem X(5)-Modell keine Fitparameter, sondern nur zwei Skalierungsparameter gibt.

Zu einer besseren Beschreibung des Kerns wurden deshalb die experimentellen Daten von <sup>156</sup>Dy mit dem IB-Modell [IAC87] angefitet. Dabei wurde der zwei-parametrische IBM-1 Hamiltonian aus Gleichung 6.17 verwendet. Mit acht Valenznukleonen und 16 Valenzprotonen in <sup>156</sup>Dy ist die verwendete Bosonenzahl  $N = 12$ . Das Ergebnis dieses Fits ist in Abbildung 7.3 im Vergleich mit den experimentellen Daten und dem X(5)-Spektrum dargestellt. Die theoretischen Werte  $E(2_1^+)$  und  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  sind auf

die experimentellen Werte normiert.

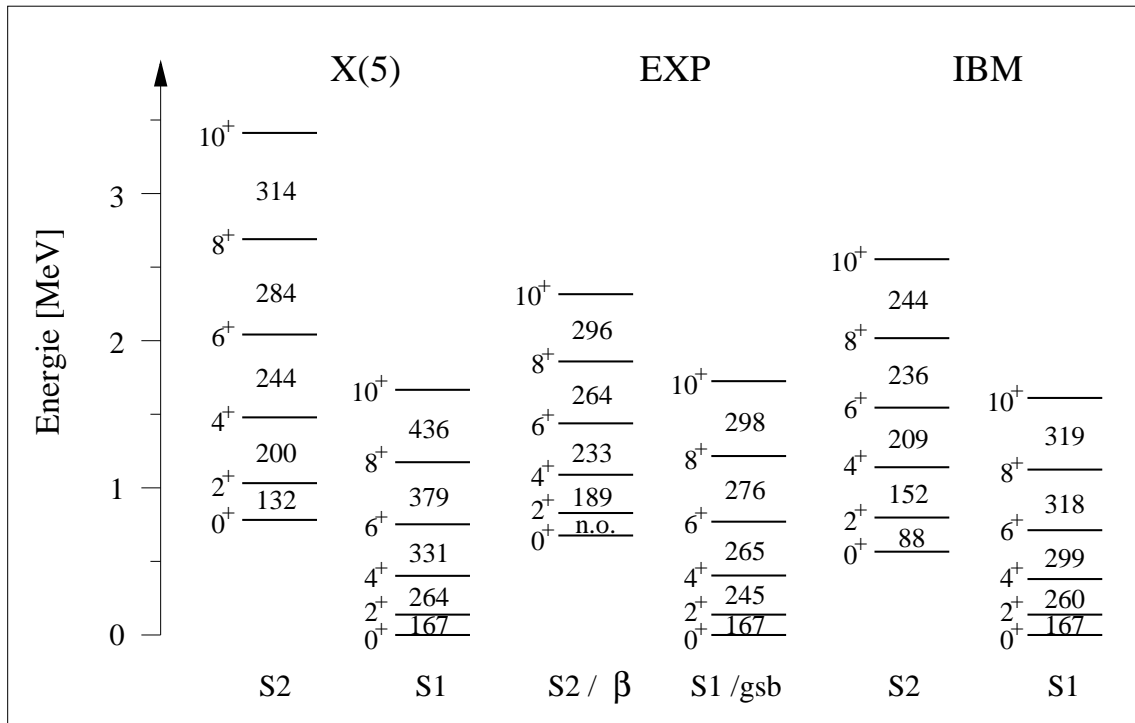


Abbildung 7.3: Vergleich der experimentellen Daten von  $^{156}\text{Dy}$  mit den Vorhersagen des X(5)-Modells und dem Ergebnis eines IBM Fits. Die Werte zwischen den Niveaus geben die Intradband Übergangsstärken (in W.u.) an und sind normiert auf den experimentellen Wert  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ .

Tabelle 7.3: Vergleich der Interband Übergangsstärken in  $^{156}\text{Dy}$ . Es gilt die gleiche Normierung wie in Figur 7.3.

$I_{S2} \rightarrow I_{S1}$	0	2	4	6	8	10
X(5)	105	3	14	60	2	10
EXP	n.o.	n.o.	0.2	14	13	0.2
IBM	91	0.7	28	17	0	21

Die Beschreibung des Kerns  $^{156}\text{Dy}$  durch den IBM-Fit ist gut. Die experimentellen Energien und Übergangsstärken können zufriedenstellend reproduziert werden. Natürlich ist die experimentelle Übereinstimmung des Fits mit zwei Parametern besser als die parameterfreie Lösung des Bohrschen Hamiltonians am kritischen Punkt X(5).

Nun bietet es sich an, die IBM-1 Parameter des Fits mit denen zu vergleichen, die die X(5)-Symmetrie am besten reproduzieren. Der Parameterraum des verwendeten Hamiltonians ist das sogenannte Casten-Dreieck. Abbildung 7.4 zeigt die Lage von  $^{156}\text{Dy}$  in

diesem Parameterraum. Der Kern ist recht nahe am kritischen Punkt X(5), jedoch ein wenig in Richtung O(6) von der Verbindungslinie zwischen U(5) und SU(3) verschoben. Das bedeutet, dass im Fall von  $^{156}\text{Dy}$  die Triaxialität eine wichtigere Rolle spielt als bei den anderen erwähnten N=90 Isotonen.

Dieses Beispiel zeigt, dass es durchaus sinnvoll sein kann, ein einfaches Modell wie das IBM-1 mit dem X(5)-Modell zu verknüpfen, um auch Kerne einzuordnen, die sich nicht exakt am kritischen Punkt der X(5)-Symmetrie befinden.

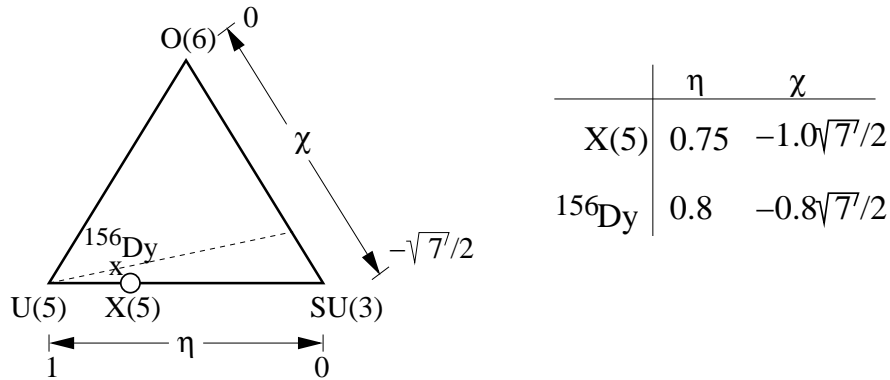


Abbildung 7.4: Casten-Dreieck für die Parameter des IBM-1. Die Lage des Kerns  $^{156}\text{Dy}$  ist markiert. In nebenstehender Tabelle sind die Parameter des IBM-Fits an  $^{156}\text{Dy}$ , sowie die der Beschreibung der X(5)-Symmetrie im IBM angegeben.

### 7.1.3 Interbanden-Übergangsstärken als sensitive Testgröße der X(5)-Symmetrie

Das IBM gestattet die Beschreibung von Kernen unterschiedlicher Kernformen. Wie im Beispiel von  $^{156}\text{Dy}$  können somit Kerne in der Umgebung des kritischen Punktes X(5) in dem durch das Casten-Dreieck aufgespannten Parameterraum des IBM platziert werden. Dabei haben sich die Stärken der Interbandenübergänge  $B(E2; I_{S2} \rightarrow I'_{S1})$  als wichtige Testgrößen erwiesen. In Figur 7.5 sind exemplarisch die Stärken der Interbandenübergänge  $I_{S2} \rightarrow I_{S1}$  mit denen der Übergänge  $I_{S2} \rightarrow (I+2)_{S1}$  für die Spins  $I=2,4,6$  als Funktion des IBM-1 Parameters  $\eta$  verglichen.

Für Werte des Parameters  $\eta < 0.6$  ergeben sich verschwindend kleine Übergangsstärken, sowohl für Übergänge  $I_{S2} \rightarrow I'_{S1}$ , als auch für  $I_{S2} \rightarrow (I+2)_{S1}$ . Bei einem Wert  $\eta \geq 0.9$  sind die Übergänge  $I_{S2} \rightarrow (I+2)_{S1}$  wieder sehr schwach und werden dominiert von den Übergängen  $I_{S2} \rightarrow I'_{S1}$ . Interessant ist nun der mittlere Bereich mit  $\eta \approx 0.7 - 0.85$ , in dem auch die Übergangsstärken liegen, die von dem X(5)-Modell vorhergesagt werden. Für einen Wert des Parameters  $\chi = -1.0 \cdot \sqrt{7}/2$  findet man dort große Übergangsstärken  $B(E2; I_{S2} \rightarrow (I+2)_{S1})$  von etwa 10% der Stärke der Grundbandenübergänge und es gilt:  $B(E2; I_{S2} \rightarrow (I+2)_{S1}) > B(E2; I_{S2} \rightarrow I_{S1})$ .

Bei einer Variation des Parameters  $\chi$  in Richtung einer gamma-weichen Kernform



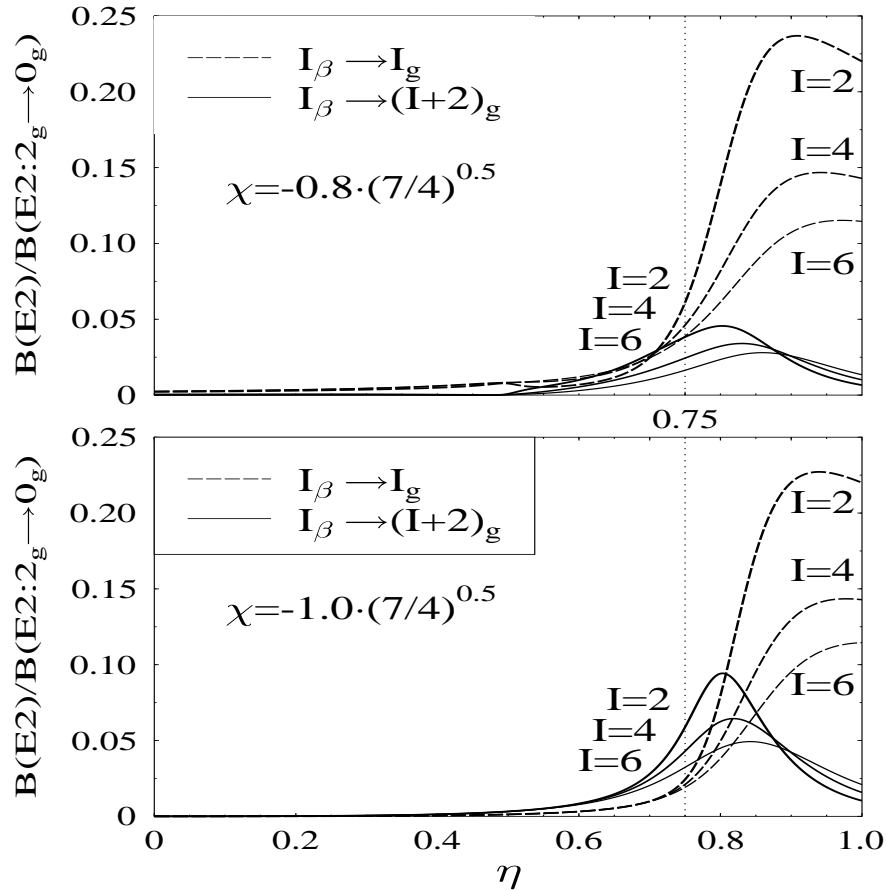


Abbildung 7.5: IBA-Fit an  $^{156}\text{Dy}$ . Die unterbrochenen Linien geben die Übergangsstärken der Interbandenübergänge  $I \rightarrow I$  an, die durchgezogenen Linien die der Interbandenübergänge  $I \rightarrow I+2$ . Bei dem Parameterwert  $\eta=0.75$  der X(5)-Symmetrie zeigt sich für die beiden dargestellten Werte des Parameters  $\chi$  qualitativ ein gegensätzliches Verhalten der Übergangsstärken. Näheres siehe Text.

verändert sich diese Relation sehr drastisch. Schon bei  $\chi = -0.8 \cdot \sqrt{7}/2$  findet man:

$$B(E2; I_{S2} \rightarrow I_{S1}) > B(E2; I_{S2} \rightarrow (I+2)_{S1}).$$

Damit hat man mit dem Vergleich der Stärken von Interbandenübergängen eine sehr sensitive Testgröße auf eine mögliche X(5)-Symmetrie.

## 7.2 Der Kern $^{178}\text{Os}$

### 7.2.1 Suche nach einer neuen Kernregion für X(5)-artige Kerne

Nachdem X(5)-artige Kerne in der  $A = 150$  Massengegend mit einigen  $N = 90$  Isotonen gefunden wurden, stellt sich nun die Frage, ob es auch in anderen Regionen Kerne gibt, die sich durch das Modell der X(5)-Symmetrie beschreiben lassen. Die Suche nach diesen

Regionen lässt sich zunächst dadurch eingrenzen, dass sich für eine Reihe von benachbarten Kernen innerhalb einer solchen Region ein schneller Phasenübergang von einer sphärischen zu einer axial-deformierten Kernform vollzieht. Damit sind die Regionen der Schalenmitte einer Nukleonart, Protonen oder Neutronen, aussichtsreichste Kandidaten, bei denen zusätzlich die Zahl der Nukleonen des anderen Typs nahe bei einem Schalenabschluss liegt. Auch die bereits etablierten X(5)-artigen Kerne der  $A = 150$  Massengegend befinden sich mit 64 Protonen (am Beispiel von  $^{154}\text{Gd}$ ) in der Schalenmitte, während die Zahl der Valenz-Neutronen  $n_\nu = 8$  klein ist.

Im Bereich der schweren Kerne ist die Möglichkeit größer, X(5) Kerne zu finden, da durch die große Zahl von Valenznukleonen der Kontrollparameter für den Phasenübergang bei dem Übergang zum benachbarten Kern in kleineren Schritten variiert wird, als dies in leichteren Kernen der Fall ist. Die Osmium Isotope  $^{176,178,180}\text{Os}$  befinden sich mit sechs Valenz-Protonen nahe des Schalenabschlusses bei  $Z = 82$  und mit den Neutronenzahlen  $N = 100, 102$  und  $104$  in der Schalenmitte zwischen  $N = 82$  und  $N = 126$ .

Durch einen Vergleich der bekannten Energiespektren und der relativen Übergangswahrscheinlichkeiten stellten sich diese Kerne  $^{176,178,180}\text{Os}$  als sehr vielversprechende X(5) Kandidaten heraus. In Abbildung 7.6 sind die Energiespektren der Grund- und ersten angeregten Bande für  $^{176}\text{Os}$  und  $^{178}\text{Os}$  mit dem X(5) Spektrum verglichen. Zusätzlich sind in Figur 7.7 die Energien der Grundbande in  $^{178}\text{Os}$  im Vergleich mit den X(5)-artigen  $N = 90$  Isotonen gezeigt.

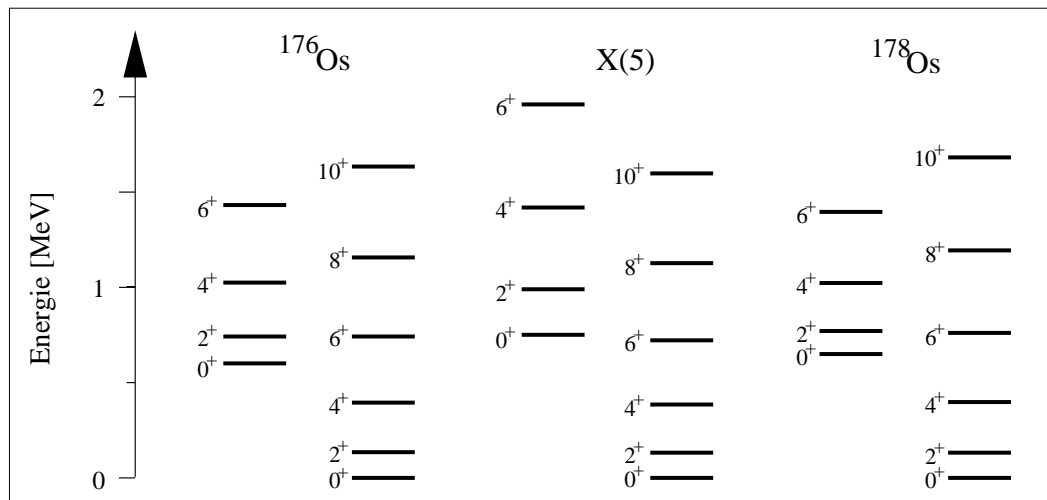


Abbildung 7.6: Vergleich der Energiespektren der S1- und S2-Bande in  $^{176,178}\text{Os}$  mit dem X(5)-Modell.

Die sensitiven Energieverhältnisse und relativen Übergangsstärken, die schon in Abschnitt 7.1.2 zum Test der X(5)-Symmetrie in  $^{156}\text{Dy}$  definiert und verwendet wurden, sind für die Os-Isotope in Tabelle 7.4 aufgeführt.

Der Vergleich der Energieverhältnisse mit dem X(5)-artigen Kern  $^{154}\text{Gd}$  und den Werten des X(5)-Modells zeigt in den Osmium Isotopen eine qualitativ gleich gute Übereinstim-

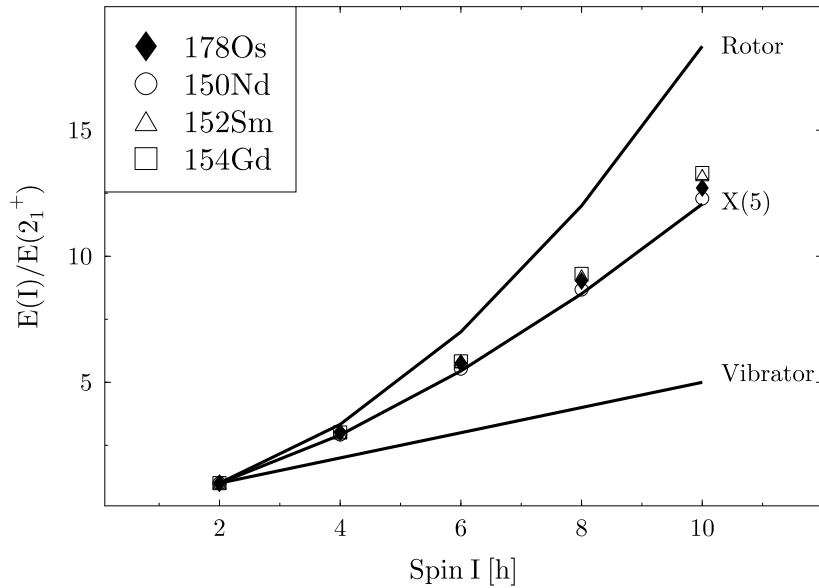


Abbildung 7.7: Normierte Niveauenergien der Yrast-Bande für drei  $N=90$  Kerne und  $^{178}\text{Os}$ . Die Werte werden mit Vorhersagen theoretischer Modelle verglichen.

Energieverhältnis	$^{176}\text{Os}$	$^{178}\text{Os}$	$^{180}\text{Os}$	$^{154}\text{Gd}$	X(5)
$R(4/2)_{S1}$	2.93	3.01	3.09	3.01	2.91
$R(4/2)_{S2}$	3.00	3.09	3.43	2.71	2.80
$R(0_{S2}/2_{S1})$	4.45	4.91	5.57	5.53	5.67
$R(2_{S2}/2_{S1})$	1.04	0.91	1.02	1.10	1.81

Tabelle 7.4: Vergleich spezieller Energieverhältnisse in Os-Isotopen und in  $^{154}\text{Gd}$  mit dem X(5)-Modell.

mung. Wie auch in den  $N = 90$  Isotonen kann nur das Verhältnis  $R(2_{S2}/2_{S1})$  nicht voll reproduziert werden.

Ein weiteres Kriterium für den Test auf die X(5)-Symmetrie ist, dass die  $\beta$ -Bande ( $S_2$ -Bande) die erste angeregte Bande ist und damit energetisch tiefer liegt als die  $\gamma$ -Bande. In dem X(5)-Modell hängen zwar die Energien der  $\gamma$ -Bande von einem freien Parameter ab und können damit beliebig relativ zur Grund- und  $\beta$ -Bande verschoben werden, jedoch weist eine tief liegende  $\gamma$ -Bande immer auf einen starken Einfluss der  $\gamma$ -Deformation auf die Kerneigenschaften hin.

In den Kernen  $^{176,178,180}\text{Os}$  liegt der Bandenkopf der  $\gamma$ -Bande tiefer als der Bandenkopf oder sogar der  $2^+$  Zustand der  $\beta$ -Bande.

Das X(5)-Modell ist aber ein Modell zur Beschreibung rein axial-symmetrischer Kerne. So fand Bizzeti mit  $^{104}\text{Mo}$  zwar einen Kern, dessen Energiespektrum mit den X(5) Vorhersagen übereinstimmte [BIZ02], nach der Messung von absoluten Übergangswahrschein-

	$^{176}\text{Os}$	X(5)	$^{178}\text{Os}$
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	n.o.	3	0.02(1)
$\rightarrow 2_1^+$	4.8(5)	11	0.4(1)
$\rightarrow 4_1^+$	53(8)	46	0.9(1)
$\rightarrow 0_2^+$	100	100	100
$4_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0.01(1)	1	0.2(1)
$\rightarrow 4_1^+$	9.7(5)	5	11(1)
$\rightarrow 6_1^+$	52(18)	23	50(17)
$\rightarrow 2_2^+$	100	100	100
$6_2^+ \rightarrow 4_1^+$	0.8(1)	0.4	0.10(3)
$\rightarrow 6_1^+$	15(1)	3	19(2)
$\rightarrow 8_1^+$	n.o.	15	n.o.
$\rightarrow 4_2^+$	100	100	100

Tabelle 7.5: Vergleich relativer Übergangsstärken mit experimentellen Werten in  $^{176,178}\text{Os}$ . Die Stärken sind jeweils normiert auf den Übergang  $I_2^+ \rightarrow (I-2)_2^+$ . Die  $\gamma$ -Intensitäten stammen aus [KIB94].

lichkeiten in der Grundbande musste dieser Kern jedoch als möglicher X(5) Kandidat abgelehnt werden [HUT03].

### 7.2.2 Der X(5) Kern $^{178}\text{Os}$

In  $^{178}\text{Os}$  wurden die B(E2)-Werte in der Grundbande gemessen. Der Vergleich mit den theoretischen Modellen ist in Abbildung 7.8 gezeigt.

Man findet eine nahezu perfekte Übereinstimmung der experimentellen Werte mit den X(5) Vorhersagen. Zur Berechnung der Werte  $Q_t$  aus den Übergangsstärken B(E2) wurden diese zunächst normiert auf den experimentellen Wert B(E2;  $2^+ \rightarrow 0^+$ ). Außer dieser Skalierungsgröße gibt es für die Übergangsstärken im X(5)-Modell keine weiteren Fit-Parameter.

Die Qualität der Daten und die Güte des Ergebnisses sollen mit denen der bereits bekannten X(5)-artigen N = 90 Isotone gegenübergestellt werden. In Abbildung 7.9 sind die aus den Lebensdauern der Grundbande bestimmten  $Q_t$ -Werte dieser Kerne mit den theoretischen Modellen gezeigt.

Es lässt sich zusammenfassen, dass in  $^{178}\text{Os}$  die experimentellen Werte mit den X(5) Vorhersagen mindestens in der Qualität übereinstimmen, wie sie in den N = 90 Isotonen beobachtet werden. Damit ist mit  $^{178}\text{Os}$  der erste X(5) Kern außerhalb der A = 150 Massengattung beobachtet worden. Natürlich ist eine weitere Überprüfung durch die Messung von Lebensdauern in der ersten angeregten Bande S2 wünschenswert. Jedoch stammen alle Informationen über diese Bande aus Messungen nach Elektroneneinfang von  $^{178}\text{Ir}$  (z.B. [KIB94]). Da in Messungen nach Schwerionenreaktionen Intensität aus dieser Bande bisher nicht beobachtet werden konnte, ist die Messung von Lebensdauern tiefliegender

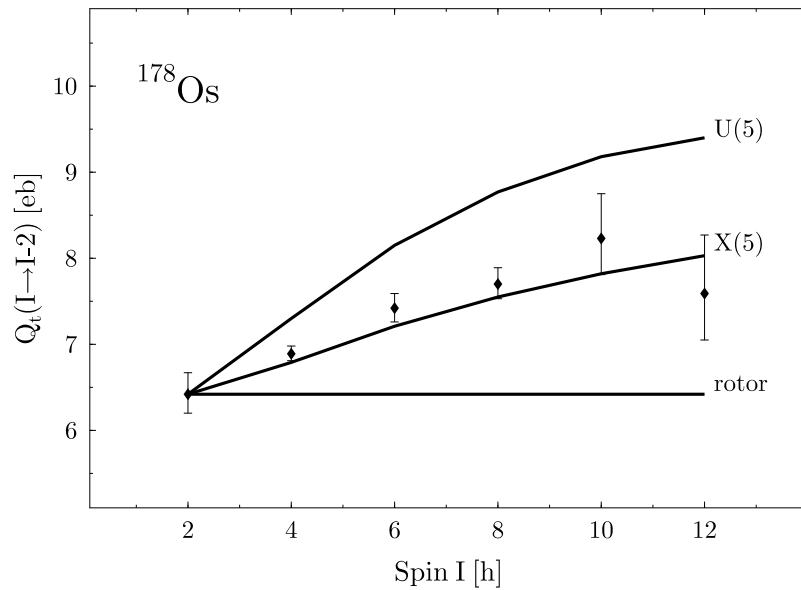


Abbildung 7.8:  $Q_t$ -Werte der Übergänge innerhalb der Grundbande in  $^{178}\text{Os}$ . Zum Vergleich sind die entsprechenden Werte für den symmetrischen Rotor, das U(5) Limit im IBM und das X(5)-Modell gegeben.

Zustände der S2-Bande im erwarteten Bereich weniger Pikosekunden eine große Herausforderung.

### 7.2.3 Beschreibung des Kerns $^{178}\text{Os}$ durch weitere Modelle

Auch für den Kern  $^{178}\text{Os}$  bietet es sich an, die experimentellen Werte mit anderen theoretischen Modellen als der X(5)-Symmetrie zu vergleichen. Natürlich hat die Beschreibung des Kerns im X(5)-Modell keine absolute Übereinstimmung erzielt. Deshalb ist es wichtig, die Übereinstimmungen mit anderen Modellen zu vergleichen und zu interpretieren. Dazu wurden an  $^{178}\text{Os}$  ein GCM- und ein IBM-1 Fit mit der Valenzbosonenzahl  $N = 13$  durchgeführt.

Die Ergebnisse sind in Figur 7.10 dargestellt, die Übergangsstärken sind in Tabelle 7.6 aufgeführt.

Bis auf den  $2_2^+$  Zustand können die Niveauenergien von dem IBM gut reproduziert werden. Auch die sensitiven Interband-Übergangsstärken  $B(E2; S2 \rightarrow S1)$  stimmen tendenziell gut mit dem Experiment überein. Lediglich die absoluten Übergangsstärken in der Grundbande sind bei höheren Spins in der Modellrechnung etwas unterschätzt. Diese Stärken werden auch in der GCM Rechnung nur geringfügig höher wiedergegeben. Im Ganzen ist jedoch das Ergebnis der Rechnungen gut, wobei allerdings die Zahl der verwendeten Fitparameter zu berücksichtigen ist. Das Ergebnis des IBM Fits mit zwei Para-

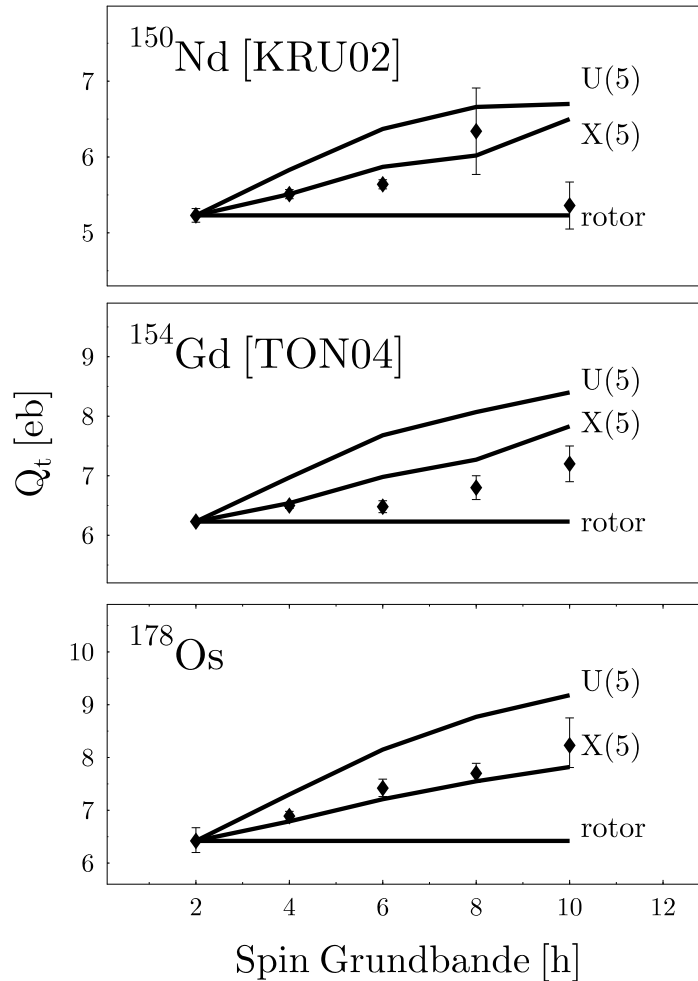


Abbildung 7.9: Vergleich der  $Q_t$ -Werte der Grundbande in  $^{178}\text{Os}$  mit denen in zwei X(5)-artigen  $N = 90$  Isotonen. Die  $B(E2)$ -Werte des X(5)-Modells wurden nach [IAC01] in [BON04] neu berechnet. In den Bildern der  $N = 90$  Isotone werden die in den jeweiligen Referenzen veröffentlichten theoretischen Werte gegeben, während in der Graphik zu  $^{178}\text{Os}$  die aus den neu veröffentlichten Werten berechneten  $Q_t$ -Werte dargestellt sind. Eigene Rechnungen unterstützen die in [BON04] gegebenen Werte, die im folgenden ausschließlich verwendet werden.

metern ist nur unwesentlich besser als die parameterfreie X(5) Beschreibung. Nur der GCM Fit ist etwas näher am Experiment als das X(5)-Modell. Dafür mussten jedoch auch sechs von insgesamt acht Modellparametern für den Fit verwendet werden.

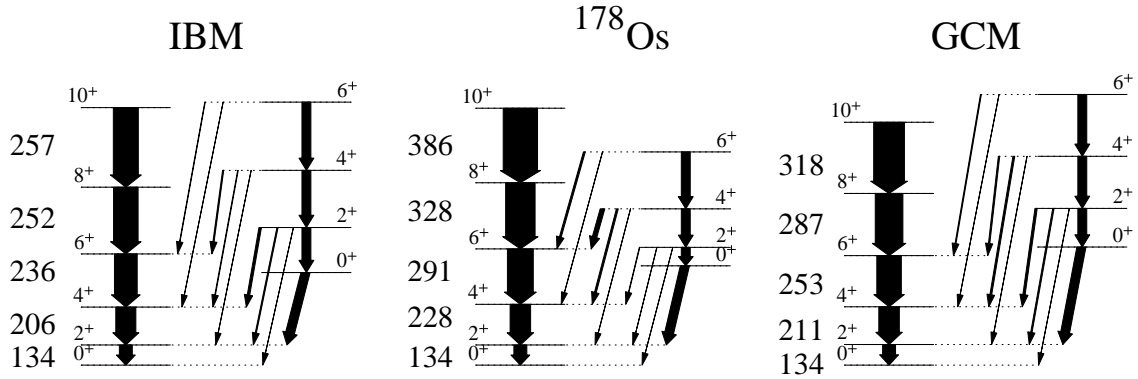


Abbildung 7.10: Vergleich der IBM und GCM Rechnungen mit den experimentellen Werten in  $^{178}\text{Os}$ . Die Übergänge in der Grundbande sind maßstäblich zu den bestimmten absoluten Übergangsstärken dargestellt. Zusätzlich sind die absoluten Übergangsstärken in der Grundbande in W.u. gegeben. Die Stärken der Übergänge, ausgehend von der angeregten Bande, sind relativ zu dem jeweiligen Intranbanden Übergang. Zur besseren Übersichtlichkeit sind diese Werte in Tabelle 7.6 zusammengestellt.

	IBM	$^{178}\text{Os}$	GCM
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	0.19	0.02(1)	0.01
$\rightarrow 2_1^+$	12	0.4(1)	15.3
$\rightarrow 4_1^+$	28	0.9(1)	21.4
$4_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0.14	0.2(1)	0.01
$\rightarrow 4_1^+$	6	11(1)	8.7
$\rightarrow 6_1^+$	12	50(17)	10.9
$6_2^+ \rightarrow 4_1^+$	0.05	0.10(3)	0.01
$\rightarrow 6_1^+$	4.3	19(2)	6.5
$\rightarrow 8_1^+$	-	n.o.	-

Tabelle 7.6: Vergleich relativer Stärken von Übergängen zwischen der  $\beta$ - und der Grundbande in  $^{178}\text{Os}$ . Die Normierung ist wie in Tabelle 7.5.

Alle Parameter sind in Tabelle 7.7 aufgeführt.

Wegen der bereits sehr guten Übereinstimmung des Kerns mit dem X(5)-Modell ist die Verwendung dieser Fits mit mehreren Parametern zu einer besseren Beschreibung also kaum gerechtfertigt. Jedoch gibt es zwei Argumente, diese Modelle hier trotzdem zu verwenden:

IBM		GCM					
$\eta$	$\chi$	$B_2$ [MeVs $^2$ ]	$P_3$ [MeVs $^2$ ]	$C_2$ [MeV]	$C_3$ [MeV]	$C_4$ [MeV]	$D_6$ [MeV]
0.742	$-\sqrt{7}/2$	$67.5 \times 10^{-42}$	$0.0748 \times 10^{-42}$	-174.9	309.25	3547.4	3712.5

Tabelle 7.7: Parameter des IBM- und des GCM Fits an  $^{178}\text{Os}$ .

- Anhand der Parameter des IBM-Fits lässt sich der Kern  $^{178}\text{Os}$  in das Casten-Dreieck einordnen. Er liegt dort sehr nahe des kritischen Punktes des Phasenübergangs auf der Verbindungslinie von  $SU(3)$  nach  $U(5)$ . Auf dieser Linie ist der Kern jedoch leicht von dem kritischen Punkt  $X(5)$  in Richtung  $U(5)$  verschoben. Genau diese leichte Tendenz des Kerns in Richtung eines Vibrationskerns spiegelt sich auch in den gemessenen Übergangsstärken der Grundbande wider (vgl. Figur 7.8).
- In [TON04] wurde der bisher am besten durch das  $X(5)$ -Modell beschriebene Kern  $^{154}\text{Gd}$  ähnlich nahe des kritischen Punktes  $X(5)$  angeordnet wie  $^{178}\text{Os}$ . Auch in dieser Referenz wurde eine GCM Rechnung durchgeführt. Die Projektionen der Potentiale  $\beta, \gamma$  für beide Kerne sind in Abbildung 7.11 gegenübergestellt. Der Verlauf ist für die beiden Kerne unterschiedlicher Massenregion sehr ähnlich. Der Hauptunterschied ist die in  $^{154}\text{Gd}$  größere Deformation ( $\beta = 0.34$ ) im Vergleich zu  $^{178}\text{Os}$  mit  $\beta = 0.27$ . Hieraus lässt sich der wichtige Schluss ziehen, dass die Möglichkeit einer Beschreibung eines Kerns durch das  $X(5)$ -Modell nicht von dem Absolutwert des Deformationsparameters abhängt. Diese Tatsache ist unbedingt als Stärke dieses Modells zu werten. Da der Deformationsparameter nicht in dem Modell fixiert ist, ist das Modell der  $X(5)$ -Symmetrie geeignet, eine größere Zahl von Kernen zu beschreiben, als nur die  $N = 90$  Isotone der  $A = 150$  Massenregion. Andererseits kennt man nun den Potentialverlauf in Abhängigkeit der Deformationsparameter in unmittelbarer Nähe des kritischen Punktes und hat damit eine weitere Vergleichsmöglichkeit bei der Suche nach anderen  $X(5)$ -artigen Kernen.

#### 7.2.4 Die Banden negativer Parität in $^{178}\text{Os}$

Die Doppelbanden-Struktur der Banden neg-1 und neg-2 negativer Parität wird als eine typische 2-Quasiteilchenbande angesehen. Eine Bande ungeraden Spins, beginnend bei  $I^\pi = 5^-$  oder  $7^-$  wird von einer Bande ebenfalls negativer Parität mit geraden Spins begleitet. Diese Banden werden als Signaturpartner derselben intrinsischen Anregung verstanden. Sehr vergleichbare Banden werden auch in der  $A = 130$  Massenregion in Barium- oder Xenon Isotopen beobachtet [WEI96][STU98]. Auch dort weisen die E2-Übergänge eine hohe Kollektivität auf, während die Stärken der E1-Übergänge in die Grundbande, wie in  $^{178}\text{Os}$ , in der Größenordnung von  $B(E1) \approx 10^{-4} e^2 \text{fm}^2$  liegen.

Die beiden Banden negativer Parität neg-1 und neg-2 sind in [DRA82] als Signaturpartner der Anregung eines Protons aus dem  $\pi \frac{5}{2}[402]$  Orbital in ein Orbital der  $h_{9/2}$ -Unterschale beschrieben worden.

Es soll im folgenden untersucht werden, ob die experimentellen Daten mit dieser Konfiguration konsistent sind. Dazu wird zunächst ein mittlerer Wert  $K_{rms}$  für die Bande gesucht. Die  $B(E2)$ -Werte in einer Bande, resultierend aus der Anregung von zwei Quasiteilchen lassen sich für einen axial-symmetrisch deformierten ( $\gamma = 0$ ) Kern in Abhängigkeit der



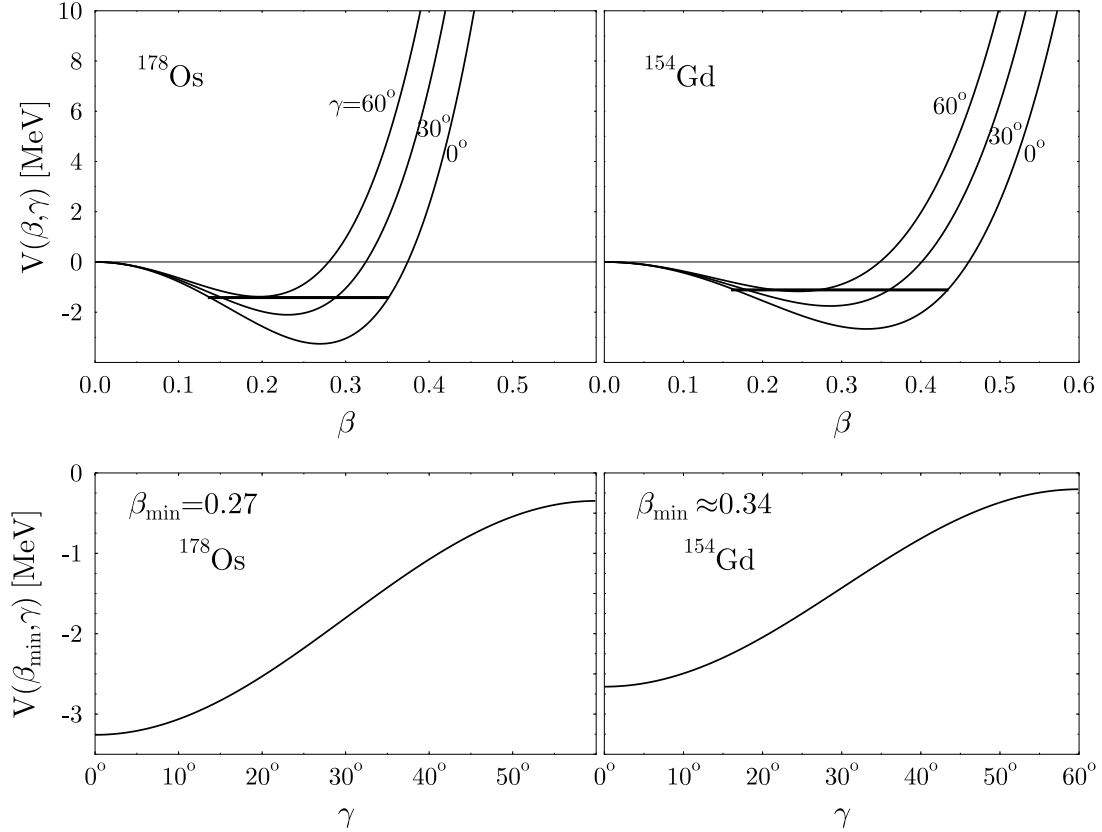


Abbildung 7.11: Energiepotentiale der GCM Rechnung an  $^{178}\text{Os}$  im Vergleich zu den entsprechenden Potentials im X(5) Kern  $^{154}\text{Gd}$ .

K-Quantenzahl wie folgt nähern [PET94]:

$$B(E2; I + 2 \rightarrow I) = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \frac{3}{2} \frac{(I + 1)(I + 2)}{(2I + 3)(2I + 5)} \left( 1 - \frac{\langle K^2 \rangle}{(I + 1)(I + 2)} \right)^2. \quad (7.1)$$

Dabei wird vorausgesetzt, dass sich die K-Verteilung der beteiligten Wellenfunktionen mit dem Spin nicht signifikant ändert und die Bande mit dem Mittelwert  $K_{rms} = \sqrt{\langle K^2 \rangle}$  hinreichend gut charakterisiert werden kann. Mit der Näherung in Gleichung 7.1 ist es möglich, aus den gemessenen B(E2)-Werten den  $\langle K^2 \rangle$ -Wert der Bande zu bestimmen. In Abbildung 7.12 sind die experimentellen Übergangsstärken gegen den Spin aufgetragen. Die B(E2)-Werte der Bande ungeraden Spins steigen bis zum Spin  $11\hbar$  an und folgen dann bis zur letzten gemessenen Stärke des Übergangs  $15 \rightarrow 13$  einem konstanten Verlauf. Die aus Gleichung 7.1 berechneten Werte sind zum Vergleich für verschiedene Werte  $K_{rms}$  gegeben. In der Abbildung 7.12 sind die Werte gleichen  $K_{rms}$  verbunden. Diese Kurven werden bei Verwendung eines größeren Quadrupolmoments  $Q_0$  in Richtung größerer Übergangsstärken verschoben. Bei einem kleinst möglichen Wert  $Q_0 = 6.5$  eb, der dem der Grundbande entspricht, kann selbst die  $K = 1$ -Kurve die experimentellen Werte nicht beschreiben. Jedoch kann der Verlauf der gemessenen B(E2)-Werte nur von einer

Kurve wiedergegeben werden, die für ein kleines  $K \approx 3$  berechnet wurde. Durch Variation des angenommenen Quadrupolmoments wurde die Kurvenschar derart verschoben, dass die experimentellen Werte gut repräsentiert werden können. Der daraus resultierende Wert  $Q_0 = 7.4$  eb ist deutlich größer als das in der Grundbande von  $^{178}\text{Os}$  bestimmte Quadrupolmoment. Die Quasiteilchenanregung, die diese Bande charakterisiert, polarisiert also den Kern zu einer größeren Deformation.

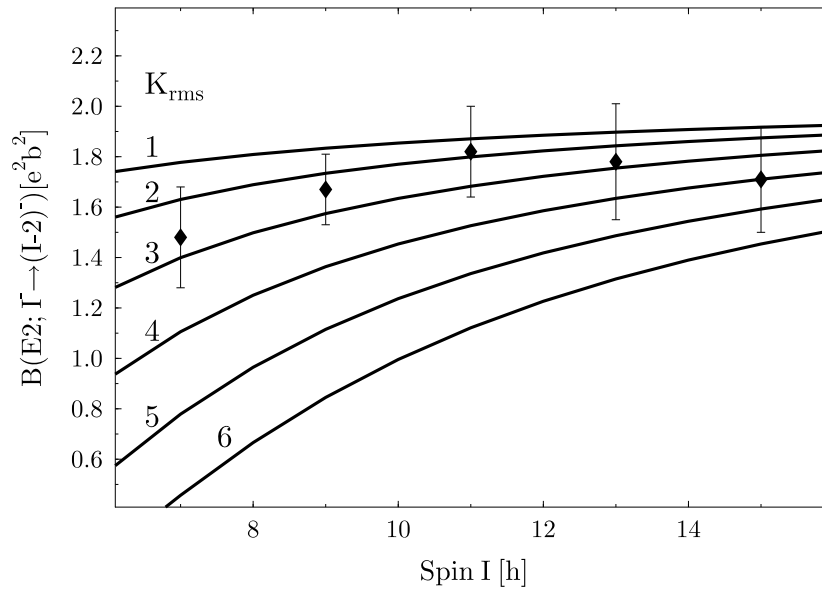


Abbildung 7.12:  $B(E2)$ -Werte der Bande negativer Parität mit ungeradem Spin. Die Linien verbinden die aus Gleichung 7.1 berechneten  $B(E2)$ -Werte für ein jeweils festes  $K_{rms} = \sqrt{\langle K^2 \rangle}$ .

In der in [DRA82] vorgeschlagenen Konfiguration der Bande befindet sich ein Proton in dem  $5/2[402]$  Orbital, für das andere sind bei der Besetzung der  $h_{9/2}$ -Unterschale und einer Deformation ähnlich der Grundbande, nur die Orbitale  $1/2[541]$  und  $3/2[532]$  möglich. Beide Orbitale sind deformationstreibend, die Anregung geschieht aus einem deformationshemmenden Orbital. Der Effekt dieser Anregung lässt damit eine höhere Deformation als in der Grundbande erwarten. Zusätzlich liegt der  $K$ -Wert einer Bande dieser 2-Quasiteilchenanregung bei  $K = 3$  oder  $K = 4$ . Die vorgeschlagene Konfiguration ist also konsistent mit den experimentellen Daten.

Trotzdem bietet es sich an, für die Banden auch eine Neutronenkonfiguration zu betrachten. Eine mögliche Anregung bei einer Kerndeformation von  $\beta \approx 0.25 - 0.28$  ist die Anregung eines Neutrons aus dem  $5/2[512]$ - oder aus dem  $1/2[521]$  Orbital in das  $7/2[633]$  Orbital. Das  $5/2[512]$  Orbital ist im Bereich der beobachteten Kerndeformation deformationshemmend, während die anderen beiden Orbitale stark deformationstreibenden Charakter haben. Eine Vergrößerung des Quadrupolmoments wäre also eher bei einer Anregung aus dem  $5/2[512]$  Orbital zu erwarten. Der resultierende  $K$ -Wert wäre dann, je nach Kopplungsart der beiden Quasiteilchen, ebenfalls  $K = 3$  oder  $K = 4$ .

Die in [DRA82] vorgeschlagene Protonenkonfiguration der Bande ist also konsistent mit den Daten dieser Arbeit. Jedoch kann auch eine mögliche Neutronenkonfiguration nicht zurückgewiesen werden.

### 7.3 Beschreibung der Rotationsbanden in $^{177}\text{Os}$

Zur Beschreibung der Rotationsbanden in  $^{177}\text{Os}$ , in denen im Rahmen dieser Arbeit erstmalig Lebensdauern bestimmt werden konnten, wurde das Particle-plus-Triaxial-Rotor Modell (PTRM) [LAR78] verwendet. Die Grundzüge dieses Modells sollen kurz zusammengefasst werden. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in den angegebenen Referenzen.

Die Einteilchen-Energien und Wellenfunktionen in dem Modifizierten Harmonischen Oszillator (MHO) Potential werden für eine feste Quadrupoldeformation ( $\epsilon, \gamma$ ) berechnet. Zur Konstruktion der Basiszustände der starken Kopplung des Teilchens an den Rotor wird aus den erzeugten Nilsson-Niveaus ein Satz von Zuständen ausgewählt. Innerhalb dieses Satzes von Orbitalen werden alle Einteilchen-Matrixelemente zur Bestimmung des Hamiltonoperators und der Übergangswahrscheinlichkeiten berechnet. Für die Paarkraft als Restwechselwirkung wird die BCS Näherung verwendet. Daraus lassen sich ein Fermi Zustand  $\lambda$ , eine Paarungslücke  $\Delta$  und die Quasiteilchen-Energien ableiten.

Im nächsten Schritt wird für einen gewählten Gesamtspin die Matrix des Particle-plus-Triaxial-Rotor Hamiltonians konstruiert und diagonalisiert in der Basis der Zustände, die die starke Kopplung des Quasiteilchens beschreiben. Die Anregungen des Kernrumpfs werden durch Bestimmung der Trägheitsmomente des triaxialen Rotors berücksichtigt. Mit den gewonnenen Wellenfunktionen werden die elektromagnetischen Matrixelemente berechnet.

Diese Berechnungen wurden von Dr. P. Petkov mit den Programmen *GAMPN*, *ASYRMO* und *PROBAMO* [RAG88] [SEM91] durchgeführt.

Für Zustände positiver und negativer Parität wurden jeweils 15 Orbitale nahe des Fermi Zustands für das ungepaarte Neutron berücksichtigt. Es wurde der übliche Satz von Nilsson Parametern  $\kappa, \mu$  [BEN85] verwendet. Die Abschwächung  $\zeta$  der Coriolis-Wechselwirkung wurde an die experimentellen Daten angepasst. Durch Variation der Energie des  $2_1^+$  Zustands des effektiven Kernrumpfs konnte auch das Trägheitsmoment des Kerns angepasst werden. Ziel der Berechnungen war sowohl eine gute Übereinstimmung mit den Zustandsenergien, als auch mit den Übergangsstärken.

Für die  $\nu$  1/2[521]-Bande wurde mit den Deformationsparametern  $\epsilon = 0.26$  und  $\gamma = 15.4^\circ$  die beste Anpassung erzielt. Um die  $\nu$  7/2[633]-Bande zu beschreiben, war eine kleine Hexadekapol-Deformation von  $\epsilon_4 = 0.02$  notwendig. Auch die Werte der Quadrupol-Deformationsparameter unterscheiden sich von denen der  $\nu$  1/2[521]-Bande:  $\epsilon = 0.23$  und  $\gamma = 10.4^\circ$ .

Die Abweichung von der Axialsymmetrie war notwendig, um die relative Lage der Energieniveaus  $I$  und  $(I + 1)$  zu beschreiben. Der Deformationsparameter  $\epsilon$  dagegen wurde hauptsächlich von den E2 Übergangsstärken bestimmt.

In Abbildung 7.13 ist der Vergleich zwischen Experiment und der beschriebenen Rechnung gezeigt. Man erkennt in beiden Banden eine gute Übereinstimmung. Kleinere Abweichungen der experimentellen Übergangsstärken können auf Struktureffekte zurückgeführt werden, die durch das PTRM nicht beschrieben werden können. Die unterschiedlichen Deformationsparameter der beiden Banden erklären sich aus verschiedenen starken deformationstreibenden Kräften der  $\nu$   $1/2[521]$  und  $\nu$   $7/2[633]$  Quasiteilchen Anregungen.

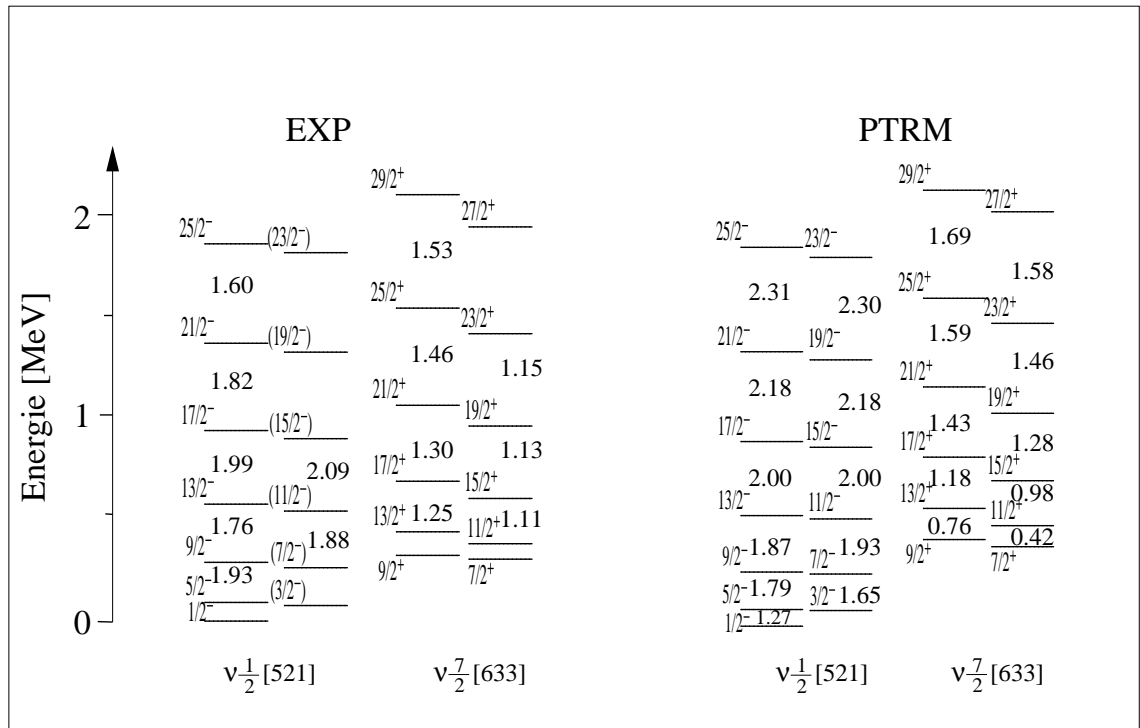


Abbildung 7.13: Vergleich der PTRM Rechnung mit den experimentellen Daten in  $^{177}\text{Os}$ . Zwischen den Zuständen sind die Werte  $B(E2)$  in  $e^2 b^2$  gegeben.

# Literaturverzeichnis

- [AND74] H.R. Andrews, D. Ward, R.L. Graham und J.S. Geiger. High spin states in the ground and  $\beta$ -bands of  $^{156}\text{Dy}$  and the band-crossing of interpretation of back bending. *Nucl. Phys.* **A219** (1974) 141.
- [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.
- [BEN85] T. Bengtsson and I. Ragnarsson. Rotational bands and particle-hole excitations at very high spin. *Nucl. Phys.* **A436** (1985) 14.
- [BIZ02] P.G. Bizetti and A.M. Bizzeti-Sona. Evidence of X(5) symmetry for  $n_\gamma = 0,1,2$  bands in  $^{104}\text{Mo}$ . *Phys. Rev. C* **66** (2002) 031301.
- [BOE93] G. Böhm, A. Dewald, P. Petkov und P. von Brentano. The differential decay curve method for the analysis of doppler shift timing experiments. *Nucl. Instr. and Meth.* **A329** (1993) 248.
- [BOH75] A. Bohr und B. R. Mottelson. *Nuclear Structure*, volume II. I. W. A. Benjamin, New York, 1975.
- [BON04] D. Bonatsos, D. Lenis, N. Minkov, P.P. Raychev und P.A. Terziev. Sequence of potentials lying between the U(5) and X(5) symmetries. *Phys. Rev. C* **69** (2004) 014302.
- [CAP02] M. Caprio, N.V. Zamfir, R.F. Casten et al. Low-spin structure of  $^{156}\text{Dy}$  through  $\gamma$ -ray spectroscopy. *Phys. Rev. C* **66** (2002) 054310.
- [CAS78] R.F. Casten and J.A. Cizewski. The O(6) to rotor transition in the Pt-Os nuclei. *Nucl. Phys.* **A309** (1978) 477.
- [CAS01] R.F. Casten and N.V. Zamfir. Empirical Realization of a Critical Point Description in Atomic Nuclei. *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 052503.

- [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.
- [DEW98] A. Dewald, in *Ancillary Detectors and Devices for Euroball*, ed. H. Grawe, GSI and the Euroball Ancillary Group, Darmstadt, 1998, p.70.
- [DIE80] A. Dieperink, O. Scholten and F. Iachello. Classical Limit of the Interacting-Boson Model. *Phys. Rev. Lett.* **44** (1980) 1747.
- [DRA82] G.D. Dracoulis, C. Fahlander and M.P. Fewell. High-Spin Yrast and Non-Yrast Bands in  $^{176}\text{Os}$ ,  $^{178}\text{Os}$  and  $^{180}\text{Os}$ . *Nucl. Phys.* **A383** (1982) 119.
- [EKS92] L.P. Ekström and A. Nordlund. Gamma-gamma correlations with detector arrays. *Nucl. Instr. and Meth.* **A313** (1992) 421.
- [EML84] H. Emling, E. Grosse, R. Kulesa, D. Schwalm und H.J. Wollersheim. Rotation-induced shape transitions in Dy nuclei. *Nucl. Phys.* **A419** (1984) 187.
- [GNE71] G. Gneuss and W. Greiner. Collective potential energy surfaces and nuclear structure. *Nucl. Phys.* **A171** (1971) 449.
- [HEY04] K. Heyde, J. Jolie, R. Fossion et al. Phase transitions versus shape coexistence. *Phys. Rev. C* **69** (2004) 054304.
- [HUT03] C. Hutter, R. Krücken, A. Aprahamian et al. B(E2) values and the search for the critical point symmetry X(5) in  $^{104}\text{Mo}$  and  $^{106}\text{Mo}$ . *Phys. Rev. C* **67** (2003) 054315.
- [IAC87] F. Iachello und A. Arima. *The Interacting Boson Model*. Cambridge University Press, Cambridge, 1987.
- [IAC00] F. Iachello. Dynamic Symmetries at the Critical Point. *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 3580.
- [IAC01] F. Iachello. Analytic description of critical point nuclei in a spherical-axially deformed shape phase transition. *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 052502.
- [JOL01] J. Jolie, R.F. Casten, P. von Brentano und V. Werner. Quantum Phase Transition for  $\gamma$ -Soft Nuclei. *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 162501.
- [JOL02] J. Jolie, P. Cejnar, R.F. Casten, S. Heinze, A. Linnemann und V. Werner. Triple Point of Nuclear Deformations. *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) 182502.
- [KIB94] T. Kibédi, G.D. Dracoulis, A.P. Byrne, P.M. Davidson and S. Kuyucak. Low-spin non-Yrast states and collective excitations in  $^{174}\text{Os}$ ,  $^{176}\text{Os}$ ,  $^{178}\text{Os}$ ,  $^{180}\text{Os}$ ,  $^{182}\text{Os}$  and  $^{184}\text{Os}$ . *Nucl. Phys.* **A567** (1994) 183.

- [KRA73] K. S. Krane, R. M. Steffen and R. M. Wheeler. Correlation of gammas from oriented states. *Nuclear Data Tables* **11** (1973) 351.
- [KRU02] R. Krücken, B. Albanna, C. Bialik, R.F. Casten, J.R. Cooper, A. Dewald, N.V. Zamfir, C.J. Barton, C.W. Beausang, M.A. Caprio, A.A. Hecht, T. Klug, J.R. Novak, N. Pietralla and P. von Brentano. B(E2) Values in  $^{150}\text{Nd}$  and the Critical Point Symmetry X(5). *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 232501.
- [LAN01] L. D. Landau and E. M. Lifshitz. *Statistical Physics, Course of Theoretical Physics*, Part 1, Vol. V. Butterworth-Heinemann, Oxford, 2001.
- [LAR78] S.E. Larsson, G. Leander and I. Ragnarsson. Nuclear core-quasiparticle coupling. *Nucl. Phys.* **A307** (1978) 189.
- [MOE05] O. Möller, N. Warr, J. Jolie, A. Dewald, A. Fitzler, A. Linnemann, K.O. Zell, P.E. Garrett and S.W. Yates. E2 transition probabilities in  $^{114}\text{Te}$ : A conundrum. *Phys. Rev. C* **72** (2005) 064324.
- [MOE05b] O. Möller, P. Petkov, B. Melon, A. Dewald, A. Fitzler, J. Jolie, D. Tonev, S. Christen, B. Saha, K.O. Zell and M. Heidemann. Lifetimes of the first excited  $2^+$  states in  $^{176,178,180}\text{Os}$ . *Phys.Rev. C* **72** (2005) 034306.
- [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 Data Center, Brookhaven, New York, USA.
- [PET94] P. Petkov, R. Krücken, A. Dewald, P. Sala, G. Böhm, J. Altmann, A. Gelberg, P. von Brentano, R.V. Jolos, W. Andrejtscheff. RDDS Measurements of collective E2 transition strengths in  $^{122}\text{Xe}$ . *Nucl. Phys.* **A568** (1994) 572.
- [PET95] P. Petkov, A. Dewald, and W. Andrejtscheff. *Phys. Rev. C* **51** (1995) 2511.
- [PET98] P. Petkov, J. Gableske, O. Vogel, A. Dewald, P. von Brentano, R. Krücken, R. Peusquens, N. Nicolay, A. Gidzon, J. Gizon, D. Bazzacco, C. Rossi-Alvarez, S. Lunardi, P. Pavan, D.R. Napoli, W. Andrejtscheff, R.V. Jolos. In-band M1 and E2 transition rates and collective structures in  $^{128}\text{Ba}$ . *Nucl. Instr. and Meth.* **A349** (1994) 289.
- [PET03] P. Petkov, A. Dewald, O. Möller et al. Collectivity at high spins in  $^{156}\text{Dy}$ . *Phys. Rev. C* **68** (2003) 034328.
- [PIE04] N. Pietralla and O.M. Gorbachenko. Evolution of the “beta excitation” in axially symmetric transitional nuclei. *Phys. Rev. C* **70** (2004) 011304.
- [RAG88] I. Ragnarsson and P.B. Semmes. *Hyp. Int.* **43** (1988) 425.

- [SAH] B. Saha. Programm *napatau*. Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 2002, unveröffentlicht.
- [SAH04] B. Saha. Bestimmung der Lebensdauern kollektiver Kernanregungen in  $^{124}\text{Xe}$  und Entwicklung von entsprechender Analysesoftware. Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 2004.
- [SEM91] The Particle plus Triaxial Rotor Model. A user's guide. Unpublished. First distributed at the *Hand's on nuclear theory* workshop, Oak Ridge (5.-16. August, 1991).
- [STU98] O. Stuch. Koinzidenz-Messung von Lebensdauern in  $^{130}\text{Ba}$  und Nachbarkernen mit EUROBALL-Clusterdetektoren. Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1998.
- [THE92] J. Theuerkauf, S. Eßer, S. Krink, N. Nicolay and H. Wolters, 1992. Programm *tv*, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, unveröffentlicht.
- [TON04] D. Tonev, A. Dewald, T. Klug, P. Petkov, J. Jolie, A. Fitzler, O. Möller, S. Heinze, P. von Brentano and R.F. Casten. Transition probabilities in  $^{154}\text{Gd}$ : Evidence for X(5) critical point symmetry. *Phys. Rev. C* **69** (2004) 034334.
- [WAR79] D. Ward, H.R. Andrews, O. Häusser et al. Measurements of lifetimes and feeding times for high spin states in  $^{156}\text{Dy}$ . *Nucl. Phys.* **A332** (1979) 433.
- [WEI96] D. Weil. Präzisions-RDDS-Lebensdauerermessung an  $^{126}\text{Ba}$  und Nachbarkernen. Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1996.
- [WHE92] N. Whelan and Y. Alhassid. Chaotic properties of the interacting boson model. *Nucl. Phys.* **A556** (1993) 42.



# Veröffentlichungen

Im Rahmen meiner Arbeit am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln sind in Zusammenarbeit mit verschiedenen Gruppen folgende Veröffentlichungen entstanden:

- O. Möller, K. Jessen, A. Dewald, A.F. Lisetskiy, P. von Brentano, A. Fitzler, J. Jolie, A. Linnemann, B. Saha, K.O. Zell. Transition probabilities and isospin structure in the  $N = Z$  nucleus  $^{46}\text{V}$ . *Phys. Rev. C* **67** (2003) 011301.
- M. Hausmann, A. Jungclaus, E. Galindo, K.P. Lieb, O. Yordanov, I.P. Johnstone, R. Schwengner, A. Dewald, A. Fitzler, O. Möller, G.de Angelis, A. Gadea, T. Martinez, D.R. Napoli, C. Ur. Lifetime study of particle-hole excitations in the semi-magic nucleus  $^{93}\text{Tc}$ . *Phys. Rev. C* **68** (2003) 024309.
- P. Petkov, A. Dewald, O. Möller, B. Saha, A. Fitzler, K. Jessen, D. Tonev, T. Klug, S. Heinze, J. Jolie, P. von Brentano, D. Bazzacco, C. Ur, E. Farnea, M. Axiotis, S. Lunardi, C. Rossi-Alvarez, G.de Angelis, D.R. Napoli, N. Marginean, T. Martinez, M. Caprio, R.F. Casten. Collectivity at high spins in  $^{156}\text{Dy}$ . *Phys. Rev. C* **68** (2003) 034328.
- P. Petkov, O. Möller, D. Tonev, A. Dewald und P. von Brentano. Lifetime determination in delayed-coincidence experiments using the differential decay-curve approach. *Nucl. Instr. and Meth.* **A500** (2003) 379.
- A. Dewald, O. Möller, D. Tonev, A. Fitzler, B. Saha, K. Jessen, S. Heinze, A. Linnemann, J. Jolie, K.O. Zell, P. von Brentano, P. Petkov, R.F. Casten, M. Caprio, J.R. Cooper, R. Krücken, N.V. Zamfir, D. Bazzacco, S. Lunardi, C. Rossi Alvarez, F. Brandolini, C. Ur, G.De Angelis, D.R. Napoli, E. Farnea, N. Marginean, T. Martinez, M. Axiotis. Shape changes and test of the critical-point symmetry  $X(5)$  in  $N = 90$  nuclei. *Eur. Phys. J.* **A20** (2004) 173.
- R. du Rietz, J. Ekman, D. Rudolph, C. Fahlander, A. Dewald, O. Möller, B. Saha, M. Axiotis, M.A. Bentley, C. Chandler, G.de Angelis, F. Della Vedova, A. Gadea, G. Hammond, S.M. Lenzi, N. Marginean, D.R. Napoli, M. Nespolo, C. Rusu, D. Tonev. Effective Charges in the fp Shell. *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 222501.
- E. Galindo, M. Hausmann, A. Jungclaus, K.P. Lieb, O. Yordanov, I.P. Johnstone, R. Schwengner, A. Dewald, A. Fitzler, O. Möller, G.de Angelis, A. Gadea, T. Mar-

- tinez, D.R. Napoli, C.A. Ur. Transition strengths between particle hole excitations in  $^{95}\text{Ru}$ . *Phys. Rev. C* **69** (2004) 024304.
- D. Tonev, A. Dewald, T. Klug, P. Petkov, J. Jolie, A. Fitzler, O. Möller, S. Heinze, P. von Brentano and R.F. Casten. Transition probabilities in  $^{154}\text{Gd}$ : Evidence for X(5) critical point symmetry. *Phys. Rev. C* **69** (2004) 034334.
  - H.-F. Wirth, G. Graw, S. Christen, D. Cutoiu, Y. Eisermann, C. Gunther, R. Hertenberg, J. Jolie, A.I. Levon, O. Möller, G. Thiamova, P. Thirolf, D. Tonev, N.V. Zamfir.  $0^+$  states in deformed actinide nuclei by the (p, t) reaction. *Phys. Rev. C* **69** (2004) 044310.
  - H.-F. Wirth, G. Graw, S. Christen, Y. Eisermann, A. Gollwitzer, R. Hertenberg, J. Jolie, A. Metz, O. Möller, D. Tonev, B.D. Valnion. One- and two-nucleon transfer reactions to  $^{196}\text{Au}$ . *Phys. Rev. C* **70** (2004) 014610.
  - B. Saha, A. Dewald, O. Möller, R. Peusquens, K. Jessen, A. Fitzler, T. Klug, D. Tonev, P. von Brentano, J. Jolie, B.J.P. Gall, P. Petkov. Probing nuclear structure of  $^{124}\text{Xe}$ . *Phys. Rev. C* **70** (2004) 034313.
  - K. Andgren, Zs. Podolyak, A. Dewald, F.R. Xu, A. Algora, M. Axiotis, D. Bazzacco, P.G. Bizzeti, A.M. Bizzeti-Sona, B. Cederwall, G.de Angelis, E. Farnea, A. Fitzler, A. Gadea, W. Gelletly, S. Lunardi, O. Möller, N. Marginean, T. Martinez, T. Pissulla, C. Rusu, C.A. Ur, R. Venturelli, P.M. Walker, C. Wheldon. Lifetime measurements of normal deformed states in  $^{165}\text{Lu}$ . *Phys. Rev. C* **71** (2005) 014312.
  - A. Dewald, O. Möller, B. Saha, K. Jessen, A. Fitzler, B. Melon, T. Pissulla, S. Heinze, J. Jolie, K.O. Zell, P. von Brentano, P. Petkov, S. Harissopulos, G.De Angelis, T. Martinez, D.R. Napoli, N. Marginean, M. Axiotis, C. Rusu, D. Tonev, A. Gadea, Y.H. Zhang, D. Bazzacco, S. Lunardi, C.A. Ur, R. Menegazzo, E. Farnea. Test of the critical point symmetry X(5) in the mass A = 180 region. *J.Phys.(London)* **G31** (2005) S1427.
  - R. du Rietz, S.J. Williams, D. Rudolph, J. Ekman, C. Fahlander, C. Andreoiu, M. Axiotis, M.A. Bentley, M.P. Carpenter, C. Chandler, R.J. Charity, R.M. Clark, M. Cromaz, A. Dewald, G.de Angelis, F. Della Vedova, P. Fallon, A. Gadea, G. Hammond, E. Ideguchi, S.M. Lenzi, A.O. Macchiavelli, N. Marginean, M.N. Mineva, O. Möller, D.R. Napoli, M. Nespola, W. Reviol, C. Rusu, B. Saha, D.G. Sarantites, D. Seweryniak, D. Tonev, C.A. Ur. Investigation of high-spin states in  $^{53}\text{Fe}$ . *Phys. Rev. C* **72** (2005) 014307.
  - P.E. Garrett, W.D. Kulp, J.L. Wood, D. Bandyopadhyay, S. Christen, S. Choudry, A. Dewald, A. Fitzler, C. Fransen, K. Jessen, J. Jolie, A. Kloezer, P. Kudejova, A. Kumar, S.R. Leshner, A. Linnemann, A. Lisetskiy, D. Martin, M. Masur, M.T. McEllistrem, O. Möller, M. Mynk, J.N. Orce, P. Pejovic, T. Pissulla, J.M. Regis, A. Schiller, D. Tonev, S.W. Yates. Octupole and hexadecapole bands in  $^{152}\text{Sm}$ . *J.Phys.(London)* **G31** (2005) S1855.

- K.A. Gladnishki, D.L. Balabanski, P. Petkov, A. Dewald, D. Tonev, M. Axiotis, A. Fitzler, M. Danchev, S. Harissopulos, S. Lalkovski, N. Marginean, T. Martinez, O. Möller, G. Neyens, A. Spyrou, E.A. Stefanova, C. Ur. Lifetime measurements in the Yrast magnetic band in  $^{193}\text{Pb}$ . *J.Phys.(London)* **G31** (2005) S1559.
- T. Grahn, A. Dewald, O. Möller, C.W. Beausang, S. Eeckhauadt, P.T. Greenlees, J. Jolie, P. Jones, R. Julin, S. Juutinen, H. Kettunen, T. Kroll, R. Krücken, M. Leino, A.-P. Leppanen, P. Maierbeck, D.A. Meyer, P. Nieminen, M. Nyman, J. Pakarinen, P. Petkov, P. Rahkila, B. Saha, C. Scholey, J. Uusitalo. RDDS lifetime measurement with JUROGAM + RITU. *Eur.Phys.J.* **A25**, Supplement 1,) (2005) 441
- D.A. Meyer, G. Graw, R. Hertzenberger, H.-F. Wirth, R.F. Casten, P. von Brentano, D. Bucurescu, S. Heinze, J.L. Jerke, J. Jolie, R. Krücken, M. Mahgoub, P. Pejovic, O. Möller, D. Mücher, C. Scholl. Systematic exploration of  $0^+$  states in structurally diverse nuclei. *J.Phys.(London)* **G31** (2005) S1399.
- O. Möller, N. Warr, J. Jolie, A. Dewald, A. Fitzler, A. Linnemann, K.O. Zell, P.E. Garrett, S.W. Yates. E2 transition probabilities in  $^{114}\text{Te}$ : A conundrum. *Phys.Rev. C* **71** (2005) 064324.
- O. Möller, P. Petkov, B. Melon, A. Dewald, A. Fitzler, J. Jolie, D. Tonev, S. Christen, B. Saha, K.O. Zell and M. Heidemann. Lifetimes of the first excited  $2^+$  states in  $^{176,178,180}\text{Os}$ . *Phys. Rev. C* **72** (2005) 034306.
- A. Dewald, O. Möller, B. Melon et al. Test of the critical point symmetry X(5) in neutron deficient osmium isotopes at  $A \approx 180$ . Eingereicht als Proceedings der *International Conference on Frontiers in Nuclear Structure, Astrophysics and Reactions, Aegean island of Kos, Greece, September 12-17, 2005*.
- A. Gørgen, E. Clement, A. Chatillon, A. Dewald, W. Korten, Y. Le Coz, N. Marginean, B. Melon, R. Menegazzo, O. Möller, Ch. Theisen, D. Tonev, C.A. Ur and K.O. Zell. Lifetime measurement in  $^{74}\text{Kr}$  and  $^{76}\text{Kr}$ . *Eur. Phys. J.* **A26** (2005) 153.
- D. Bucurescu, G. Graw, R. Hertzenberger, H.-F. Wirth, N.Lo Iudice, A.V. Sushkov, N.Yu. Shirikova, Y. Sun, T. Faestermann, R. Krücken, M. Mahgoub, J. Jolie, P. von Brentano, N. Braun, S. Heinze, O. Möller, D. Mucher, C. Scholl, R.F. Casten and D.A. Meyer. High-resolution study of  $0^+$  and  $2^+$  excitations in  $^{168}\text{Er}$  with the (p, t) reaction. *Phys. Rev. C* **73** (2006) 064309.
- T. Grahn, A. Dewald, O. Möller, R. Julin, C.W. Beausang, S. Christen, I.G. Darby, S. Eeckhauadt, P.T. Greenlees, A. Gørgen, K. Helariutta, J. Jolie, P. Jones, S. Juutinen, H. Kettunen, T. Kroll, R. Krücken, Y. Le Coz, M. Leino, A.-P. Leppanen, P. Maierbeck, D.A. Meyer, B. Melon, P. Nieminen, M. Nyman, R.D. Page, J. Pakarinen, P. Petkov, P. Rahkila, B. Saha, M. Sandzelius, J. Saren, C. Scholey, J. Uusitalo. Collectivity and Configuration Mixing in  $^{186}$ ,  $^{188}\text{Pb}$  and  $^{194}\text{Po}$ . *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 062501.

- K. Jessen, O. Möller, A. Dewald, P. von Brentano, A. Fitzler, J. Jolie, B. Saha, P. Petkov, F. Brandolini, A. Gadea, S.M. Lenzi, G. de Angelis, E. Farnea, D.R. Napoli, B.J.P. Gall. Measurement of lifetimes in  $^{46}\text{V}$  with the EUROBALL  $\gamma$ -ray spectrometer. *Phys. Rev. C* **74** (2006) 021304.
- D.A. Meyer, V. Wood, R.F. Casten, C.R. Fitzpatrick, G. Graw, D. Bucurescu, J. Jolie, P. von Brentano, R. Hertenberg, H.-F. Wirth, N. Braun, T. Faestermann, S. Heinze, J.L. Jerke, R. Krücken, M. Mahgoub, O. Möller, D. Mücher, C. Scholl. Enhanced density of low-lying  $0^+$  states: A corroboration of shape phase transitional behavior. *Phys. Lett. B* **638** (2006) 44.
- O. Möller, A. Dewald, P. Petkov, B. Saha, A. Fitzler, K. Jessen, D. Tonev, T. Klug, S.H. einze, J. Jolie, P. von Brentano, D. Bazzacco, C.A. Ur, E. Farnea, M. Axiotis, S. Lunardi, G. de Angelis, D.R. Napoli, N. Marginean, T. Martinez, M.A. Caprio, R.F. Casten. Electromagnetic transition strengths in  $^{156}\text{Dy}$ . *Phys. Rev. C* **74** (2006) 024313.
- D. Tonev, G. de Angelis, P. Petkov, A. Dewald, S. Brant, S. Frauendorf, D.L. Balabanski, P. Pejovic, D. Bazzacco, P. Bednarczyk, F. Camera, A. Fitzler, A. Gadea, S. Lenzi, S. Lunardi, N. Marginean, O. Möller, D.R. Napoli, A. Paleni, C.M. Petrache, G. Prete, K.O. Zell, Y.H. Zhang, J. Zhang, Q. Zhong, D. Curien. Transition Probabilities in  $^{134}\text{Pr}$ : A Test for Chirality in Nuclear Systems. *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 052501.

# **Anhang A**

## **Zusammenfassung der Ergebnisse**

$I^\pi$	Energie [keV]	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$	$\sigma\lambda$	$\tau$ [ps]	B(E2) [e <sup>2</sup> fm <sup>4</sup> ]	B(E2) [W.u.]
2 <sup>+</sup>	137.8	137.8	100	E2	1060(150)	8340 <sup>+1370</sup> <sub>-1030</sub>	167 <sup>+28</sup> <sub>-21</sub>
4 <sup>+</sup>	404.2	266.4	100	E2	45.6(5)	12200(130)	245(3)
6 <sup>+</sup>	770.4	366.2	100	E2	9.04(15)	13230(220)	265(4)
8 <sup>+</sup>	1215.6	445.4	100	E2	3.31(10)	13780 <sup>+430</sup> <sub>-400</sub>	276(9)
10 <sup>+</sup>	1724.5	508.9	100	E2	1.69(11)	13900 <sup>+970</sup> <sub>-950</sub>	278 <sup>+16</sup> <sub>-14</sub>
12 <sup>+</sup>	2285.2	560.7	100	E2	1.04(7)	14000 <sup>+1000</sup> <sub>-880</sub>	281 <sup>+20</sup> <sub>-18</sub>
14 <sup>+</sup>	2887.0	601.8	100	E2	0.70(15)	14630 <sup>+4000</sup> <sub>-2580</sub>	293 <sup>+80</sup> <sub>-52</sub>
4 <sup>+</sup>	1088.3	259.6	11(1)	(E2)	6.5(17)	9450 <sup>+3500</sup> <sub>-2210</sub>	189 <sup>+70</sup> <sub>-44</sub>
		317.9	2.0(3)	E2		620 <sup>+240</sup> <sub>-160</sub>	12.5 <sup>+4.9</sup> <sub>-3.3</sub>
		684.1	100(7)	E2/E0		680 <sup>+250</sup> <sub>-150</sub>	13.6 <sup>+5.0</sup> <sub>-3.1</sub>
		950.5	9.0(15)	E2		12 <sup>+5</sup> <sub>-3</sub>	0.24 <sup>+0.09</sup> <sub>-0.06</sub>
6 <sup>+</sup>	1437.3	349.0	72(4)	E2	5.14(34)	11640 <sup>+1150</sup> <sub>-1080</sub>	233 <sup>+23</sup> <sub>-22</sub>
		666.9	100(5)	E2/E0		630(60)	12.7(12)
		1033.2	14(4)	E2		10(3)	0.20(6)
8 <sup>+</sup>	1858.6	421.3	100(4)	E2	3.02(15)	13160 <sup>+980</sup> <sub>-940</sub>	264(19)
		642.5	40(3)	E2/E0		640(60)	12.8 <sup>+1.3</sup> <sub>-1.2</sub>
		1089.3	12(2)	E2		14(2)	0.27(5)
10 <sup>+</sup>	2315.6	456.9	100(4)	E2	2.24(14)	14750 <sup>+1320</sup> <sub>-1230</sub>	296 <sup>+26</sup> <sub>-25</sub>
		591.6	11(2)	E2/E0		450(90)	8.9(18)
		1100.3	11(3)	E2		20(6)	0.40(11)
12 <sup>+</sup>	2706.9	391.1	100(4)	E2	6.53(15)	7320(440)	147(9)
		421.0	61(4)	(E2/E0)		3090(240)	62(5)
		982.2	21(4)	E2		15(3)	0.31(6)
14 <sup>+</sup>	3065.9	359.1	100(4)	E2	10.8(3)	11520(740)	231(15)
		780.0	6(2)	(E2)		14(5)	0.29(10)
16 <sup>+</sup>	3498.8	432.6	55(4)	E2	2.00(11)	9430(930)	189(19)
		611.3	100(4)	E2		3040(240)	61(5)

Tabelle A.1: Lebensdauern in <sup>156</sup>Dy.

$I^\pi$	Energie [keV]	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma^{Exp}$	$I_\gamma^{Lit}$
4 <sup>+</sup>	1088.3	259.6	n.o.	11(1)
		317.9	n.o.	2.0(3)
		684.1	n.o.	100(7)
		950.5	n.o.	9.0(15)
6 <sup>+</sup>	1437.3	349.0	72(4)	73(4)
		666.9	100(5)	100(5)
		1033.2	14(4)	34(7)
8 <sup>+</sup>	1858.6	421.3	100(4)	100(7)
		642.5	40(3)	65(10)
		1089.3	12(2)	8(2)
10 <sup>+</sup>	2315.6	456.9	100(4)	100(4)
		591.6	11(2)	7(1)
		1100.3	11(3)	7(1)
12 <sup>+</sup>	2706.9	391.1	100(4)	100(6)
		421.0	61(4)	n.o.
		982.2	21(4)	43(8)
14 <sup>+</sup>	3065.9	178.7	n.o.	
		359.1	100(4)	
		780.0	6(2)	
16 <sup>+</sup>	3498.8	432.6	n.o.	55(4)
		611.3	n.o.	100(4)
18 <sup>+</sup>	4025.8	527.1	100	100

Tabelle A.2: Verzweungsverhältnisse in <sup>156</sup>Dy.

$I^\pi$	Energie [keV]	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$	$\sigma\lambda$	$\tau$ [ps]	B(E2) [e <sup>2</sup> fm <sup>4</sup> ]	B(E2) [W.u.]
$\frac{17}{2}^+$	381.8	227.3	100	E2	115.0(15)	10140(270)	205(5)
$\frac{21}{2}^+$	744.7	363.0	100	E2	11.90(25)	10490(220)	212(5)
$\frac{25}{2}^+$	1209.0	464.3	100	E2	3.30(10)	11250(470)	228 <sup>+10</sup> <sub>-9</sub>
$\frac{29}{2}^+$	1752.7	543.7	100	E2	1.74(12)	9750 <sup>+770</sup> <sub>-690</sub>	197 <sup>+16</sup> <sub>-14</sub>
$\frac{17}{2}^+$	892.2	510.6	70(4)	(E2/M1)	14.25(25)	< 700	< 15
		737.8	100(4)	(E2)		153(8)	3.1(2)
$\frac{21}{2}^+$	1225.1	333.0	100(2)	(E2)	8.30(38)	11700(700)	237(15)
		480.5	40(4)	(E2/M1)		< 800	< 17
		843.4	59(5)	(E2)		66(7)	1.3(1)
$\frac{25}{2}^+$	1650.0	424.9	100(2)	(E2)	4.35(9)	11140(500)	225(10)
		440.4	7(2)	(E2/M1)		< 750	< 15
		905.3	12(3)	(E2)		30(8)	0.6(2)
$\frac{29}{2}^+$	2169.4	519.5	100	(E2)	2.10(25)	10130 <sup>+1380</sup> <sub>-1090</sub>	205 <sup>+28</sup> <sub>-22</sub>
$\frac{13}{2}^-$	436.6	202.2	100	(E2/M1)	12.9(4)		
$\frac{15}{2}^-$	657.8	221.2	100(10)	(E2/M1)	7.90(50)		
		423.5	45(5)	(E2)		2000(300)	41(6)
$\frac{17}{2}^-$	896.5	238.7	100(8)	(E2/M1)	3.20(15)		
		459.9	77(5)	(E2)		4800(470)	100(10)
$\frac{19}{2}^-$	1150.9	254.5	100(6)	(E2/M1)	1.55(25)		
		493.1	93(6)	(E2)		7900 <sup>+1600</sup> <sub>-1300</sub>	161 <sup>+34</sup> <sub>-26</sub>

Tabelle A.3: Lebensdauern in <sup>155</sup>Dy.

$I^\pi$	Energie [keV]	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma^{EXP}$	$I_\gamma^{Lit}$
$\frac{17}{2}^+$	892.2	510.6	70(4)	96(14)
		737.8	100(4)	100(18)
$\frac{21}{2}^+$	1225.1	333.0	100(2)	100(19)
		480.5	40(4)	45(6)
		843.4	59(5)	74(11)
$\frac{25}{2}^+$	1650.0	424.9	100(2)	100(17)
		440.4	7(2)	23(3)
		905.3	12(3)	16(3)
$\frac{29}{2}^+$	2169.4	519.5	100	100

Tabelle A.4: Verzweungsverhältnisse in <sup>155</sup>Dy.



$I^\pi$	Energie [keV]	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$	$\sigma\lambda$	$\tau$ [ps]	$\tau_{Lit}$ [ps]	B(E2) [e <sup>2</sup> fm <sup>4</sup> ]	B(E2) [W.u.]
$\frac{17}{2}^+$	435.6	196.9	100	E2	152(5)	< 1386	14440(480)	287(10)
$\frac{21}{2}^+$	746.7	311.1	100	E2	19.1(3)	14.9(26)	13880(220)	276(5)
$\frac{25}{2}^+$	1157.4	410.7	100	E2	4.70(15)	6.06(101)	14430(460)	287(10)
$\frac{29}{2}^+$	1652.6	495.2	100	E2	1.95(11)	1.85(30)	13870 <sup>+830</sup> <sub>-740</sub>	276 <sup>+17</sup> <sub>-15</sub>
$\frac{33}{2}^+$	2219.0	566.3	100	E2	1.05(23)	1.00(20)	13230 <sup>+3700</sup> <sub>-2400</sub>	263 <sup>+74</sup> <sub>-47</sub>

Tabelle A.5: Lebensdauern in <sup>157</sup>Dy.

$I^\pi$	Energie [keV]	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$	$\sigma\lambda$	$\tau$ [ps]	B(E2) [e <sup>2</sup> fm <sup>4</sup> ]	B(E2) [W.u.]
2 <sup>+</sup>	132.4	132.4	100	E2	990(70)	8200 <sup>+630</sup> <sub>-550</sub>	138 <sup>+11</sup> <sub>-9</sub>
4 <sup>+</sup>	398.4	266.7	100	E2	39.6(8)	13490(330)	227(6)
6 <sup>+</sup>	761.1	363.0	100	E2	7.13(30)	17240 <sup>+800</sup> <sub>-740</sub>	290 <sup>+13</sup> <sub>-12</sub>
8 <sup>+</sup>	1193.4	432.7	100	E2	2.68(12)	19430 <sup>+950</sup> <sub>-880</sub>	327 <sup>+16</sup> <sub>-15</sub>
10 <sup>+</sup>	1681.5	488.1	100	E2	1.26(14)	22820 <sup>+2870</sup> <sub>-2310</sub>	384 <sup>+48</sup> <sub>-39</sub>
12 <sup>+</sup>	2219.3	538	100	E2	0.90(15)	19740 <sup>+3960</sup> <sub>-2830</sub>	332 <sup>+67</sup> <sub>-48</sub>
10 <sup>+</sup>	(2249)	435.6	(100) (n.o.)	(E2)	2.73(40)	18470 <sup>+3430</sup> <sub>-2700</sub>	311 <sup>+58</sup> <sub>-45</sub>
12 <sup>+</sup>	(2753)	504	(100) (n.o.)	(E2)	1.55(20)	15840 <sup>+2600</sup> <sub>-2130</sub>	266 <sup>+44</sup> <sub>-36</sub>
(7 <sup>-</sup> )	1780.6	242.4 587	43(5) 100(8)	(E2) (E1)	16.1(8)	14800(2060)	249(35)
(9 <sup>-</sup> )	2097.9	1019.5 317.0 416.4	24.7(22) 100(5) 11(4)	(E1) E2 (E1)	9.65(35)	16700(1420)	281(24)
(11 <sup>-</sup> )	2488.5	904.4 390.6 807	39(6) 100(5) 10.5(20)	(E1) (E2) (E1)	4.29(29)	18200(1800)	306(30)
(13 <sup>-</sup> )	2950.5	462.0 731	100(7) 17(4)	(E2) (E1)	1.82(15)	17800 <sup>+2360</sup> <sub>-2210</sub>	299 <sup>+40</sup> <sub>-37</sub>
(15 <sup>-</sup> )	3473.7	523.2	100	(E2)	1.19(13)	17100 <sup>+2100</sup> <sub>-1700</sub>	288 <sup>+36</sup> <sub>-29</sub>
(6 <sup>-</sup> )	1706.5	237.6 945.7	70(11) 100(8)	(E2) E1	25.8(20)	15950(3100)	268(52)
(8 <sup>-</sup> )	2017.9	311.5	100	(E2)	16.0(11)	16060 <sup>+1200</sup> <sub>-1050</sub>	270 <sup>+20</sup> <sub>-18</sub>
(10 <sup>-</sup> )	2384.0	366.3	100	(E2)	7.4(5)	15900 <sup>+1170</sup> <sub>-1030</sub>	267 <sup>+20</sup> <sub>-17</sub>

Tabelle A.6: Lebensdauern in <sup>178</sup>Os.

$I^\pi$	Energie [keV]	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$	$\sigma\lambda$	$\tau$ [ps]	B(E2) [e <sup>2</sup> fm <sup>4</sup> ]	B(E2) [W.u.]
$\frac{15}{2}^+$	595.2	219.5 161.6	100(3) 79.9(24)	E2 (E2/M1)	51.4(25)	[9500, 12700]	[153, 213]
$\frac{19}{2}^+$	946.7	351.5 268.2	100(5) 25.4(13)	E2 (E2/M1)	9.74(31)	11300(800)	191(16)
$\frac{23}{2}^+$	1395.0	448.3 347.7	100(3) 33(5)	(E2) (E2/M1)	2.78(25)	11500(1300)	195(22)
$\frac{17}{2}^+$	678.7	245.2 83.5	100(5) 8.3(7)	E2 (E2/M1)	35.8(11)	12500(1000)	212(18)
$\frac{21}{2}^+$	1047.3	368.5 100.6	100 3.4	E2 (E2/M1)	7.35(25)	13000(900)	220(17)
$\frac{25}{2}^+$	1519.1	471.8 124.3	100(2) 4.2(18)	E2 (E2/M1)	2.02(28)	14600 <sup>+2500</sup> <sub>-2000</sub>	249 <sup>+45</sup> <sub>-36</sub>
$\frac{29}{2}^+$	2069.8	550.6 156.5	100 n.o.	(E2) (E2/M1)	0.95(24)	15300 <sup>+5400</sup> <sub>-3300</sub>	260 <sup>+90</sup> <sub>-60</sub>
$\frac{9}{2}^-$	285.1	194.5	100	E2	110(5)	19260(1640)	326(28)
$\frac{13}{2}^-$	567.5	282.4	100	E2	23.3(9)	17550(1430)	297(24)
$\frac{17}{2}^-$	924.9	357.4	100	E2	6.67(20)	19870(1530)	337(26)
$\frac{21}{2}^-$	1348.5	423.6	100	E2	3.18(23)	18180(1900)	308(32)
$\frac{25}{2}^-$	1831.2	482.7	100	(E2)	1.90(18)	16000 <sup>+2000</sup> <sub>-1800</sub>	271 <sup>+34</sup> <sub>-30</sub>
$(\frac{11}{2})^-$	534.0	274.6	100	(E2)	24.8(20)	18800 <sup>+2100</sup> <sub>-1900</sub>	318 <sup>+36</sup> <sub>-33</sub>
$(\frac{15}{2})^-$	885.5	351.5	100	(E2)	6.9(5)	20900 <sup>+2200</sup> <sub>-2050</sub>	354 <sup>+37</sup> <sub>-35</sub>

Tabelle A.7: Lebensdauern in <sup>177</sup>Os.

# **Anhang B**

## **Weitere Tabellen**

Det <sub><i>i</i>d</sub>	$\theta$ [°]	$\phi$ [°]	$\tilde{\theta}$ [°]	$\tilde{\phi}$ [°]
0	36.0	180.0	35	180
1	36.0	0.0	35	0
2	31.7	58.3	35	60
3	31.7	238.3	35	240
4	36.0	116.6	35	120
5	36.0	296.6	35	300
6	60.0	37.4	60	40
7	60.0	217.4	60	220
8	60.0	79.2	60	80
9	60.0	259.2	60	260
10	58.3	148.3	60	150
11	58.3	328.3	60	330
12	72.0	0.0	72	0
13	72.0	180.0	72	180
14	72.0	116.6	72	120
15	72.0	296.6	72	300
16	90.0	26.6	90	30
17	90.0	206.6	90	210
18	90.0	58.3	90	60
19	90.0	258.3	90	260
20	90.0	90.0	90	90
21	90.0	270.0	90	270
22	90.0	148.3	90	150
23	90.0	328.3	90	330
24	108.0	0.0	108	0
25	108.0	180.0	108	180
26	108.0	116.6	108	120
27	108.0	296.6	108	300
28	120.0	37.4	120	40
29	120.0	217.4	120	220
30	120.0	79.2	120	80
31	120.0	259.2	120	260
32	121.7	148.3	120	150
33	121.7	328.3	120	330
34	144.0	180.0	145	180
35	144.0	0.0	145	0
36	148.3	58.3	145	60
37	148.3	238.3	145	240
38	144.0	116.6	145	120
39	144.0	296.6	145	300

Tabelle B.1: Tatsächliche ( $\theta, \phi$ ) und für die Bildung der Korrelationsgruppen genäherte ( $\tilde{\theta}, \tilde{\phi}$ ) Winkel der Detektoren des GASP Spektrometers.

$\theta_2$	$\phi_1 - \phi_2$	No	12 $\rightarrow$ 10 $\rightarrow$ 8	12 $\rightarrow$ 10 $\xrightarrow{\delta_b}$ 10				12 $\rightarrow$ 10 $\rightarrow$ 12
				$\delta_b = 0$	0.5	2	10000	
35	220	4	1.155	1.175	1.169	1.004	0.900	1.108
35	40	4	1.165	1.195	1.182	0.980	0.858	1.117
35	260	4	1.144	1.143	1.151	1.051	0.977	1.094
35	80	4	1.146	1.148	1.154	1.044	0.965	1.096
35	330	4	1.171	1.208	1.191	0.965	0.832	1.124
35	150	4	1.159	1.185	1.175	0.990	0.876	1.112
35	340	4	1.176	1.219	1.198	0.954	0.812	1.129
35	160	4	1.163	1.194	1.180	0.979	0.857	1.116
35	90	4	1.144	1.143	1.151	1.051	0.976	1.094
60	180	3	1.014	1.004	1.012	1.022	1.020	1.001
60	320	2	0.982	0.959	0.975	1.042	1.071	0.975
60	140	2	0.963	0.940	0.955	1.035	1.073	0.962
60	250	4	0.917	0.869	0.899	1.076	1.165	0.923
60	70	4	0.923	0.877	0.906	1.074	1.158	0.928
72	40	4	0.883	0.869	0.874	0.978	1.042	0.910
72	220	4	0.868	0.856	0.859	0.966	1.034	0.900
72	280	4	0.790	0.755	0.771	0.994	1.127	0.840
72	100	4	0.788	0.752	0.768	0.994	1.128	0.838
72	330	4	0.914	0.902	0.907	0.987	1.034	0.932
72	150	4	0.896	0.887	0.889	0.969	1.021	0.920
90	10	8	0.895	0.892	0.890	0.956	1.001	0.922
90	340	8	0.874	0.873	0.869	0.941	0.994	0.908
90	310	8	0.772	0.771	0.763	0.899	0.999	0.838
90	120	8	0.741	0.736	0.729	0.898	1.018	0.815
90	250	8	0.718	0.707	0.703	0.903	1.040	0.798
90	90	4	0.699	0.682	0.681	0.911	1.065	0.783
90	180	4	0.902	0.898	0.898	0.961	1.004	0.926
108	40	4	0.868	0.856	0.859	0.966	1.034	0.900
108	330	4	0.896	0.887	0.889	0.969	1.021	0.920
108	220	4	0.883	0.869	0.874	0.978	1.042	0.910
108	150	4	0.914	0.902	0.907	0.987	1.034	0.932
108	280	4	0.788	0.752	0.768	0.994	1.128	0.838
108	100	4	0.790	0.755	0.771	0.994	1.127	0.840
120	0	6	1.014	1.004	1.012	1.022	1.020	1.001
120	180	6	1.043	1.028	1.041	1.045	1.035	1.020
120	320	4	0.963	0.940	0.955	1.035	1.073	0.962
120	140	4	0.982	0.959	0.975	1.042	1.071	0.975
120	250	8	0.923	0.877	0.906	1.074	1.158	0.928
120	70	8	0.917	0.869	0.899	1.076	1.165	0.923
145	220	4	1.165	1.195	1.182	0.980	0.858	1.117
145	40	4	1.155	1.175	1.169	1.004	0.900	1.108
145	340	4	1.163	1.194	1.180	0.979	0.857	1.116
145	160	4	1.176	1.219	1.198	0.954	0.812	1.129
145	280	4	1.144	1.143	1.151	1.051	0.977	1.094
145	100	4	1.146	1.148	1.154	1.044	0.965	1.096
145	150	4	1.171	1.208	1.191	0.965	0.832	1.124
145	30	4	1.159	1.185	1.175	0.990	0.876	1.112
145	90	4	1.144	1.143	1.151	1.051	0.976	1.094

Tabelle B.2: Berechnete Werte der Korrelationsfunktion spezieller Korrelationsgruppen für drei Spinsequenzen, exemplarisch ausgehend von einem Niveau mit Spin  $I=12$ . Alle nicht anders bezeichneten Übergänge haben ein Multipolmischungsverhältnis von  $\delta=0$ . Alle 219 möglichen Detektorenpaare, mit jeweils dem ersten Detektor unter dem Winkel  $\theta_1 = 60^\circ$ , sind zu Korrelationsgruppen zusammengefasst.



# **Anhang C**

## **Termschemata**

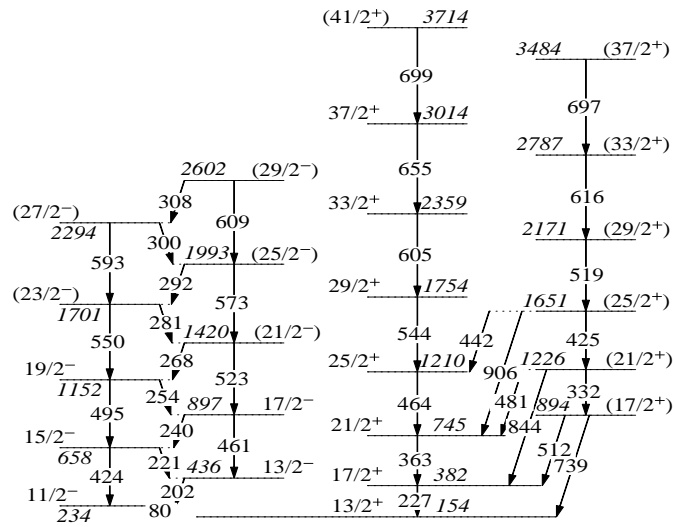


Abbildung C.1: Ausschnitt des Termschemas von  $^{155}\text{Dy}$  (oben) und  $^{157}\text{Dy}$  (unten).



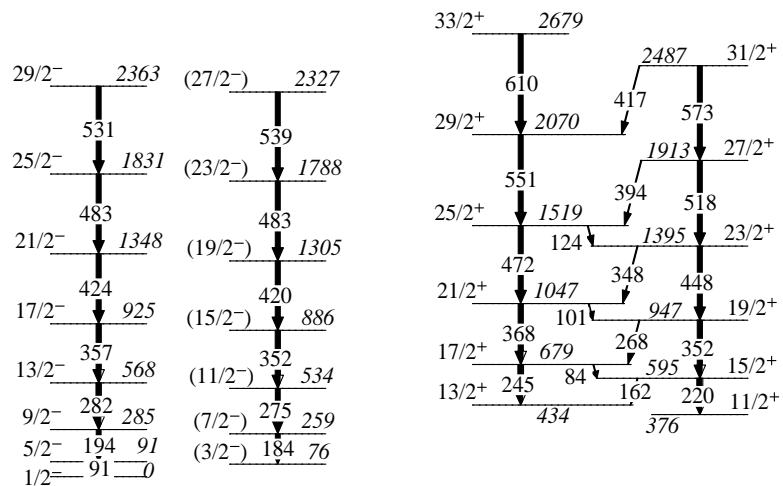


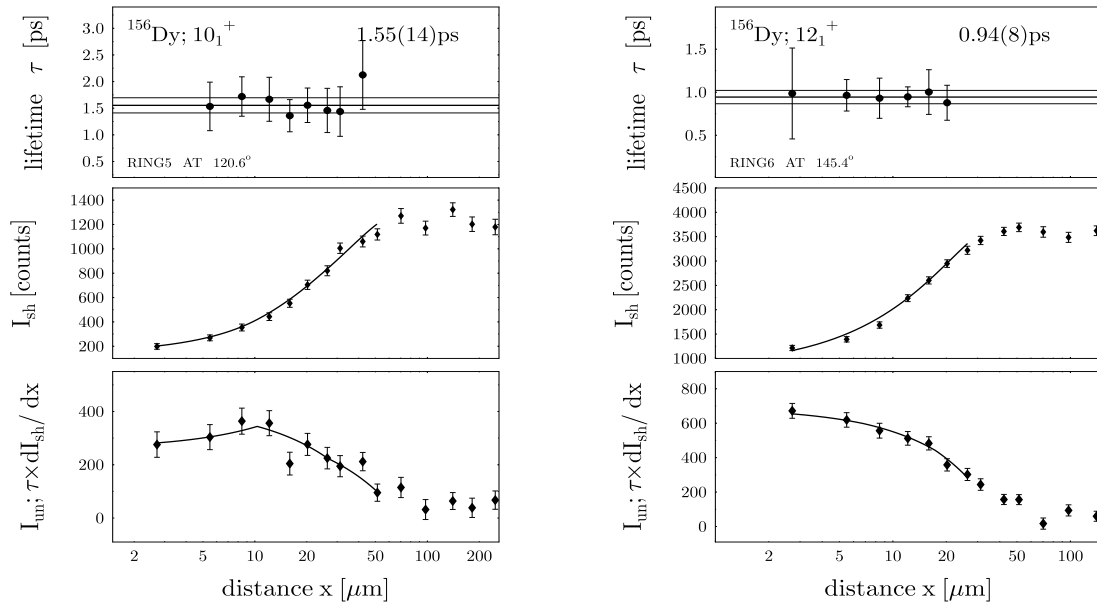
Abbildung C.2: Ausschnitt des Termschemas von  $^{177}\text{Os}$ .

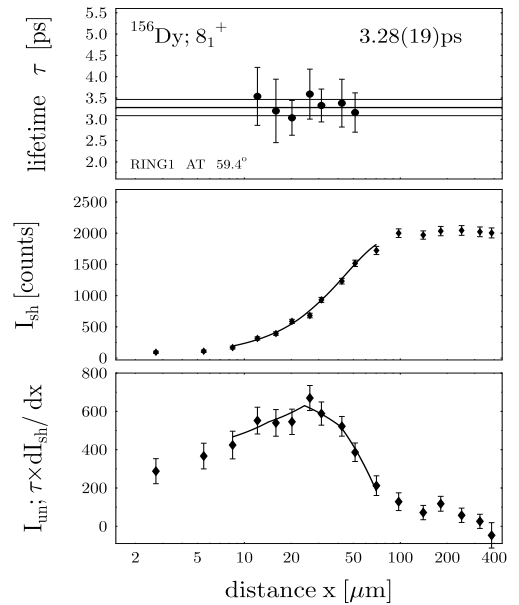
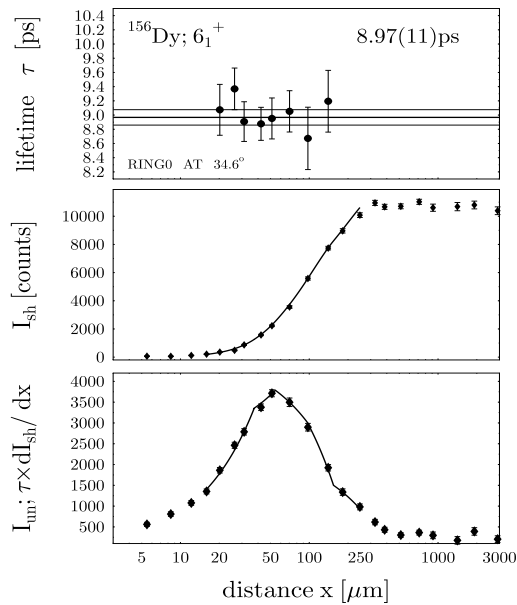
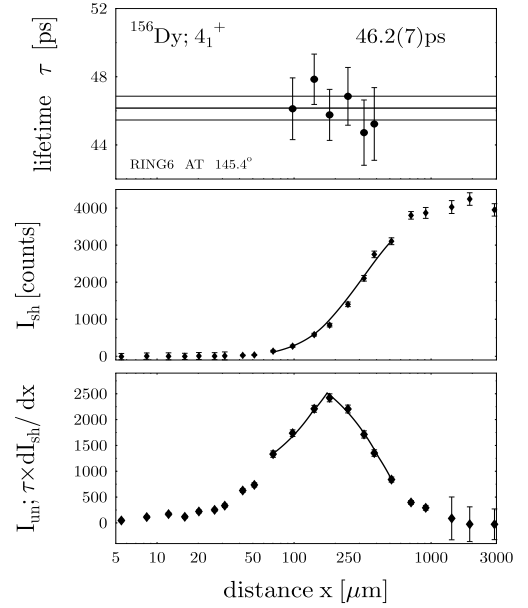
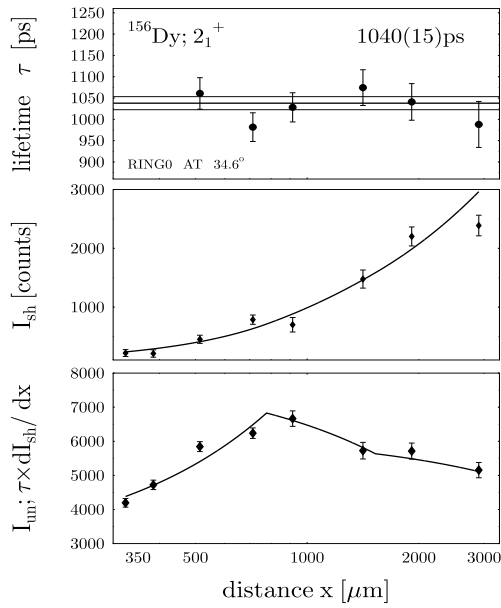


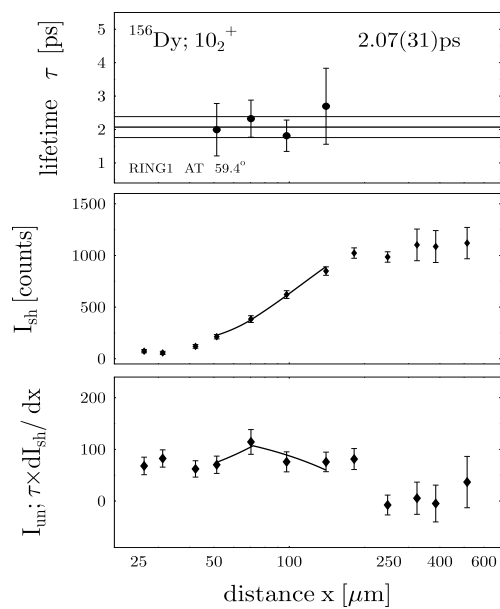
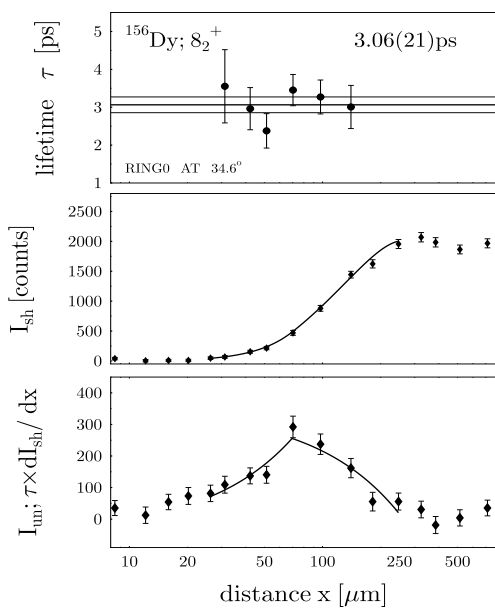
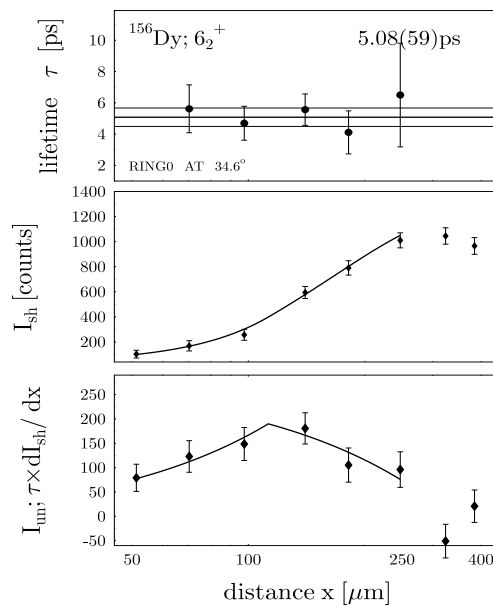
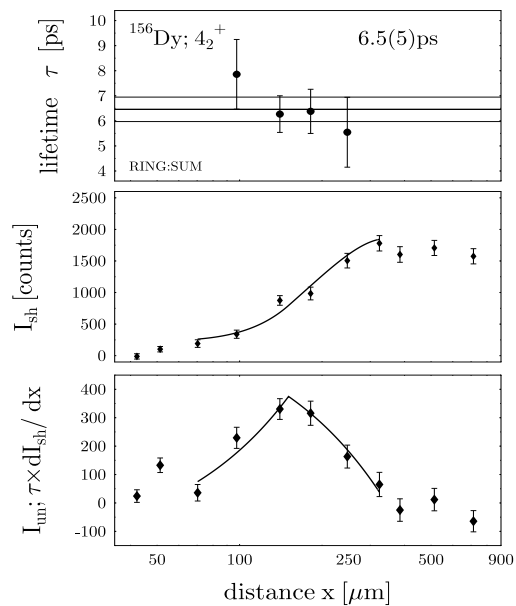
# Anhang D

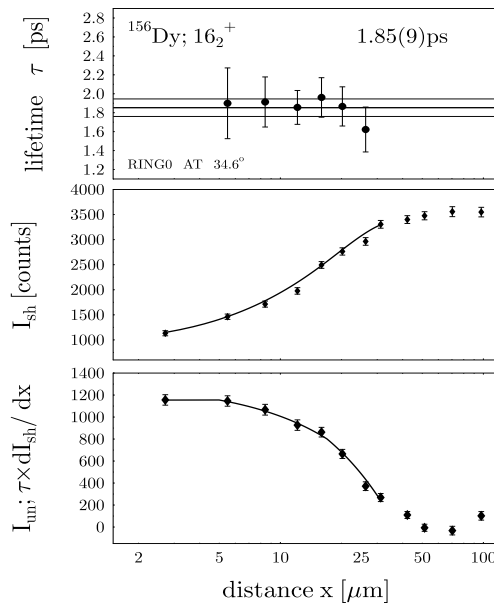
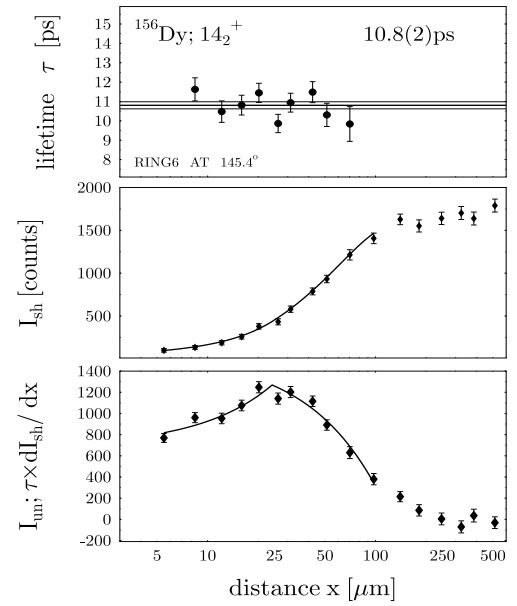
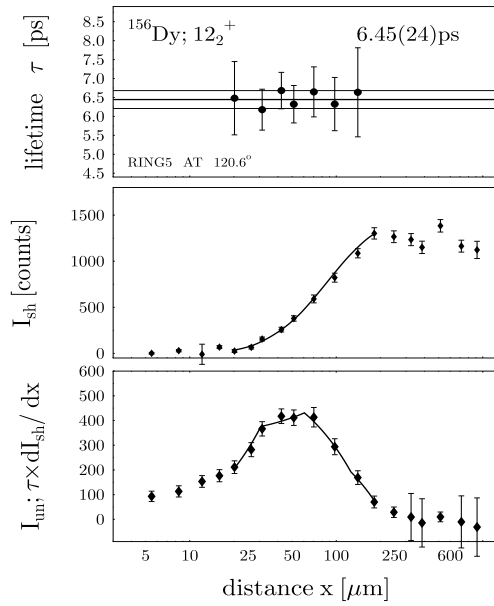
## $\tau$ -Kurven

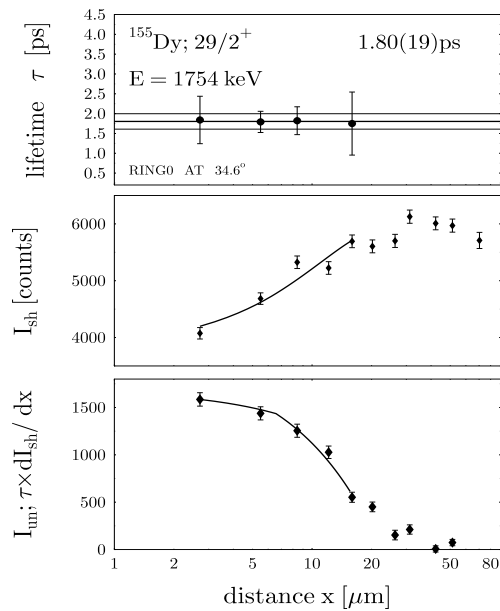
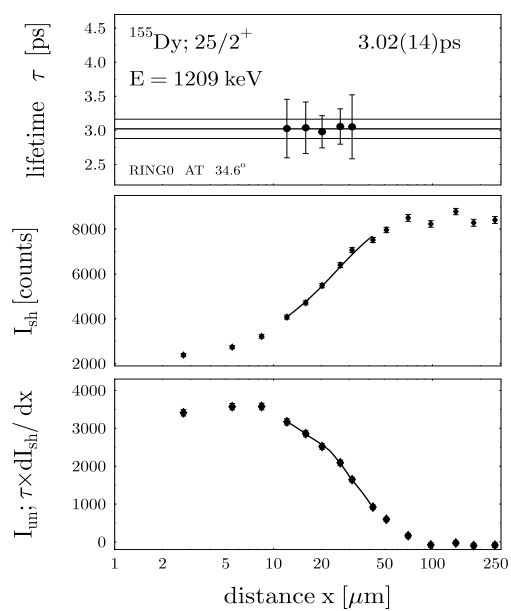
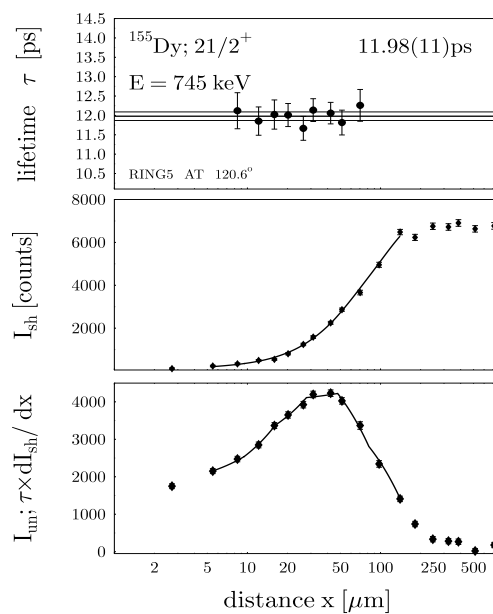
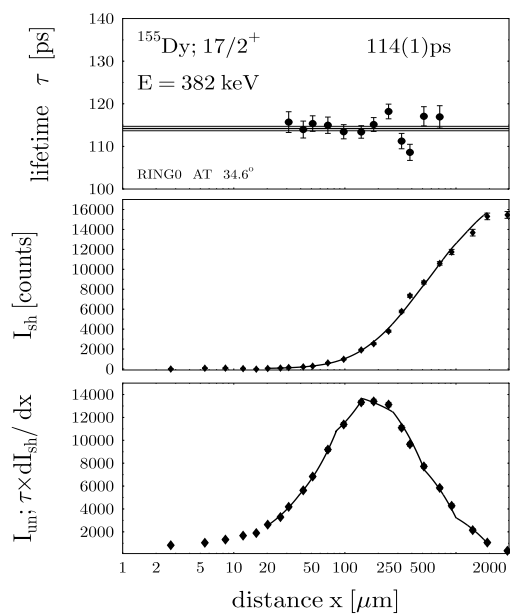
Im folgenden ist für fast jedes ausgewertete Niveau exemplarisch eine  $\tau$ -Kurve gezeigt. Damit soll ein Überblick über die Qualität der Daten dieser Arbeit gegeben werden. Der betrachtete Kern, das ausgewertete Niveau und der ausgewertete Winkelring des GASP Spektrometers sind den Bildern zu entnehmen. Die angegebene Lebensdauer wurde durch Mittelung der Einzelwerte bestimmt.

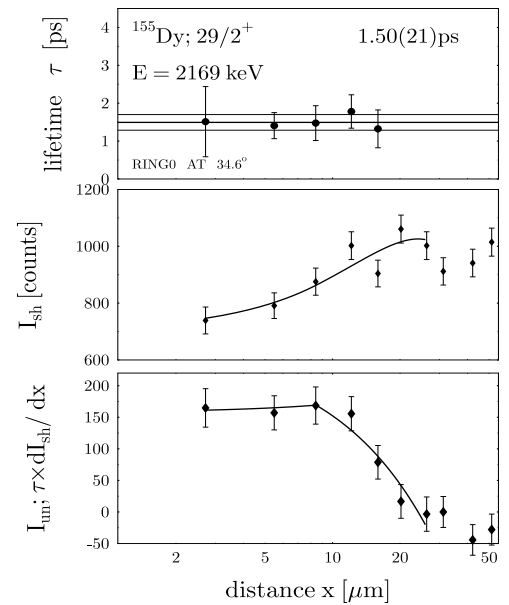
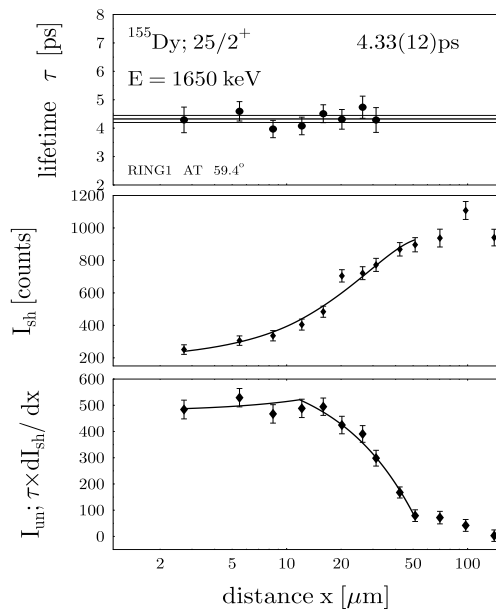
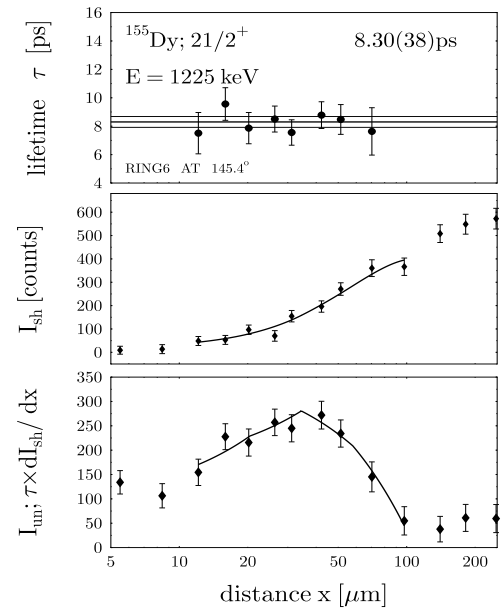
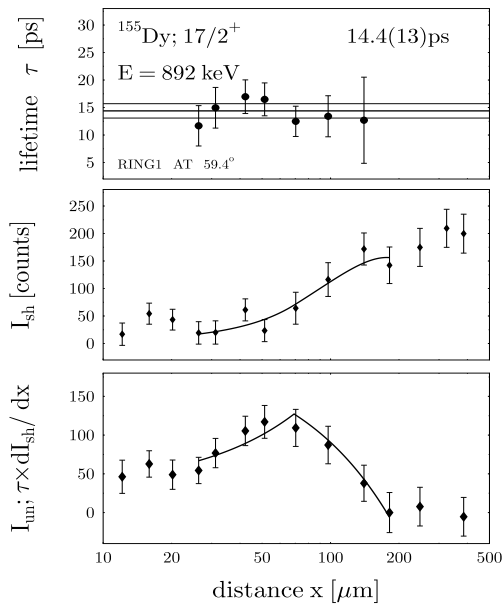




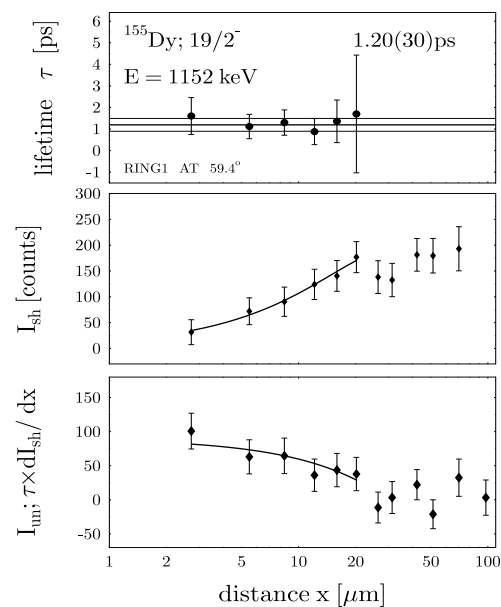
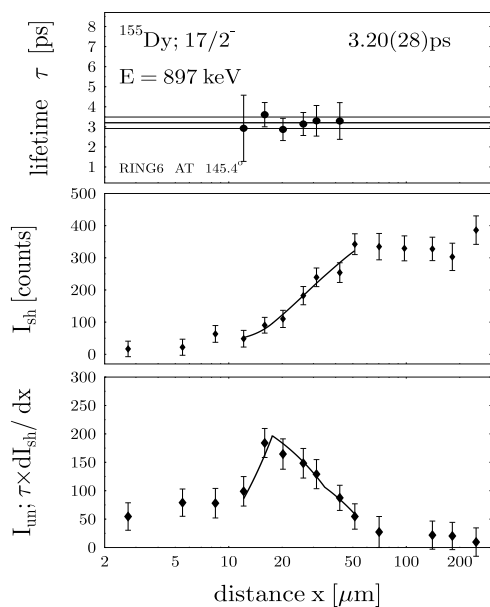
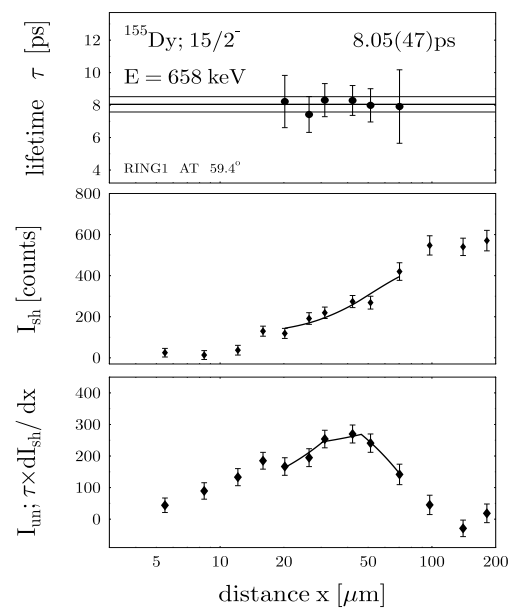
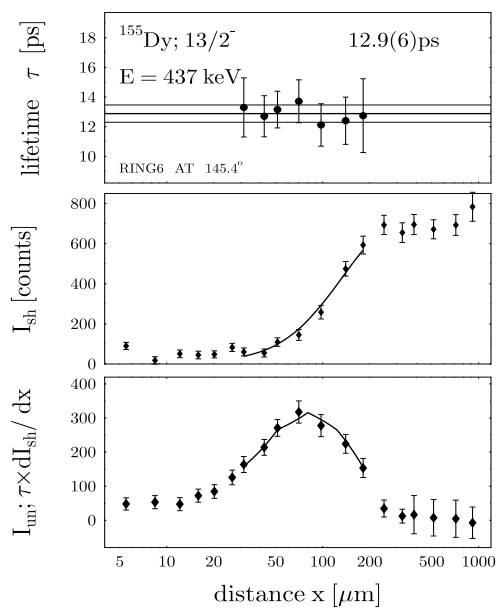


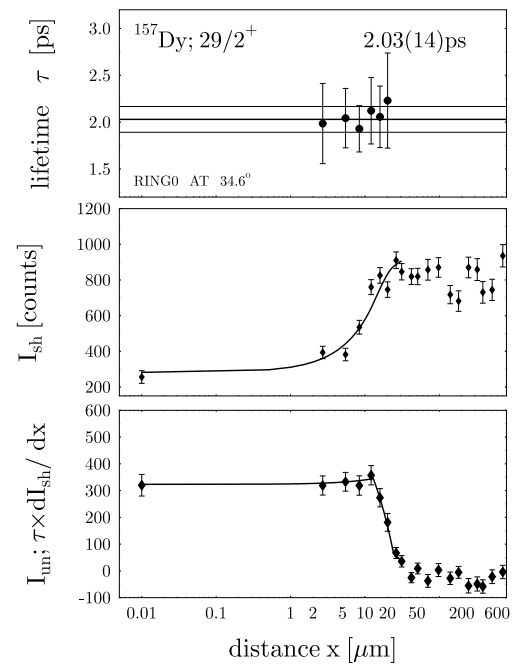
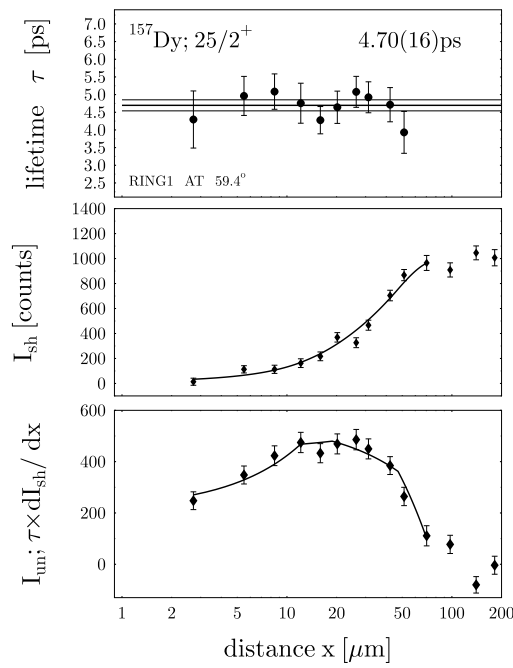
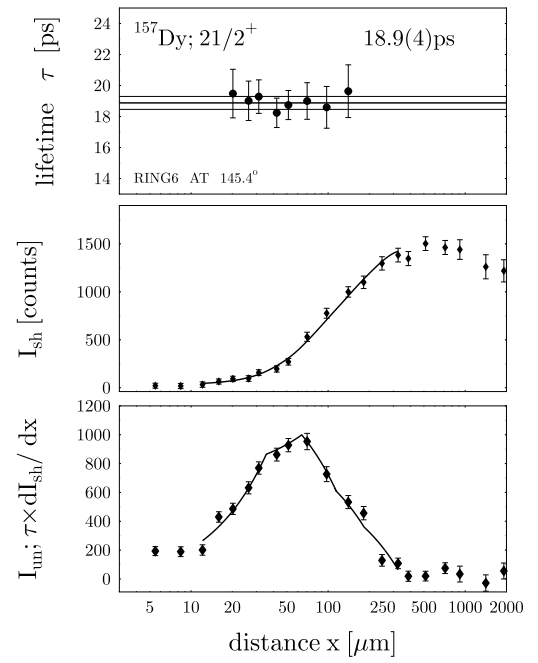
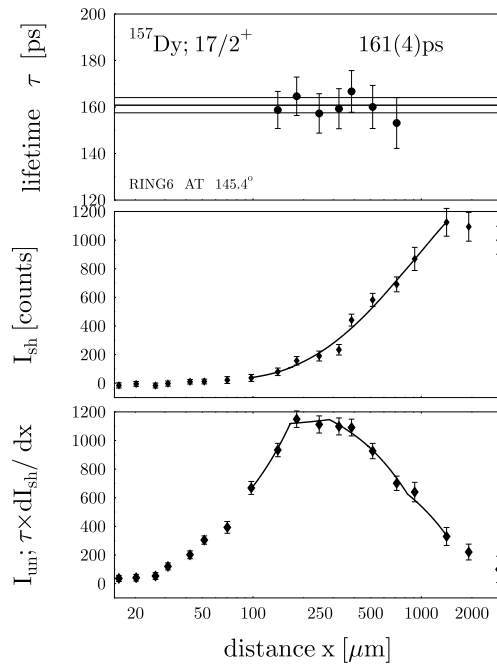


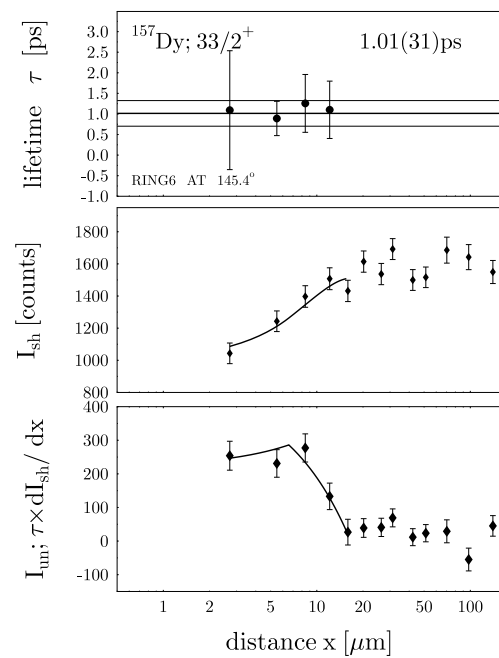


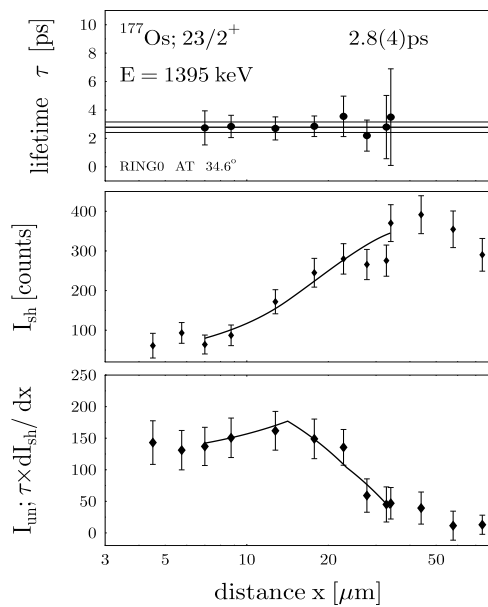
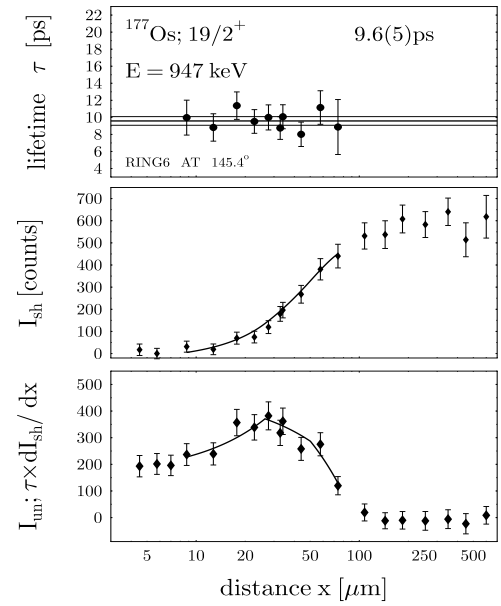
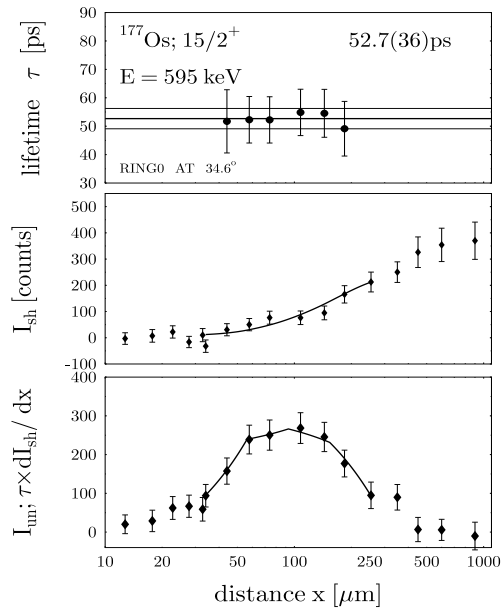


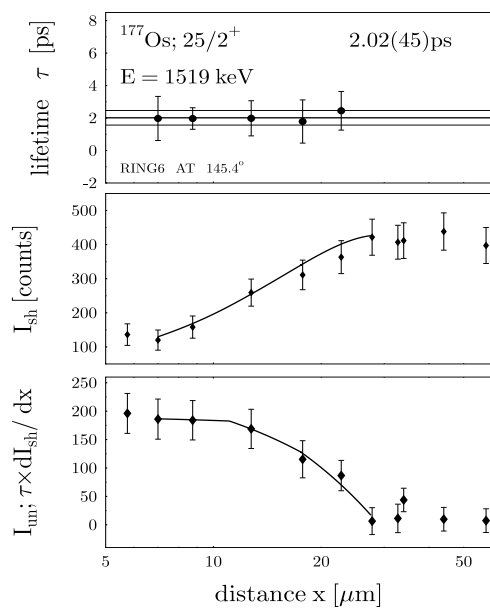
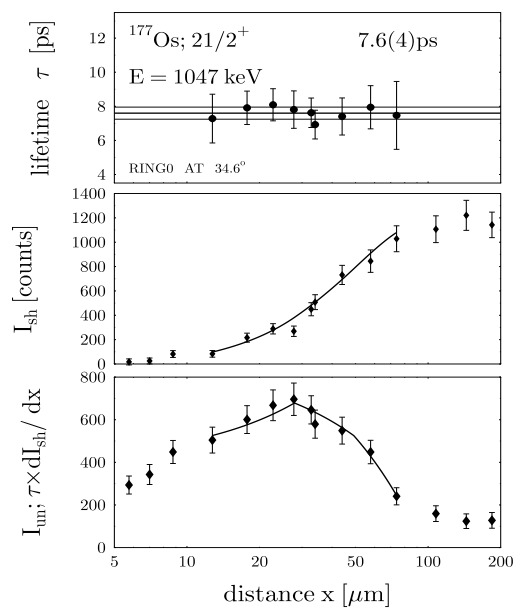
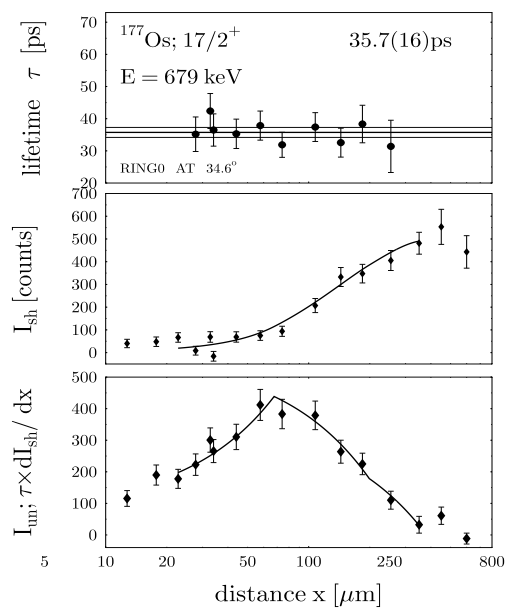


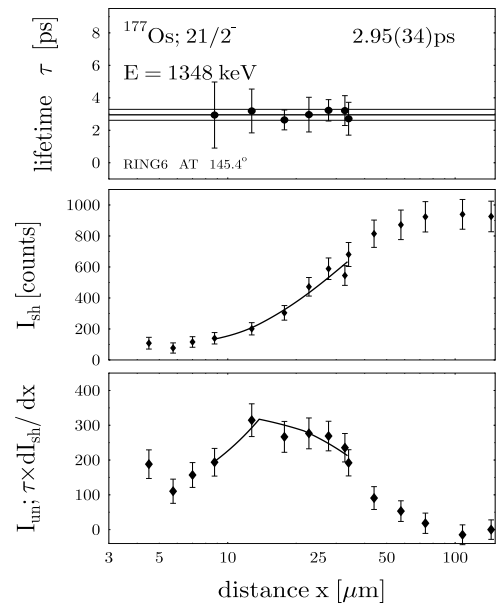
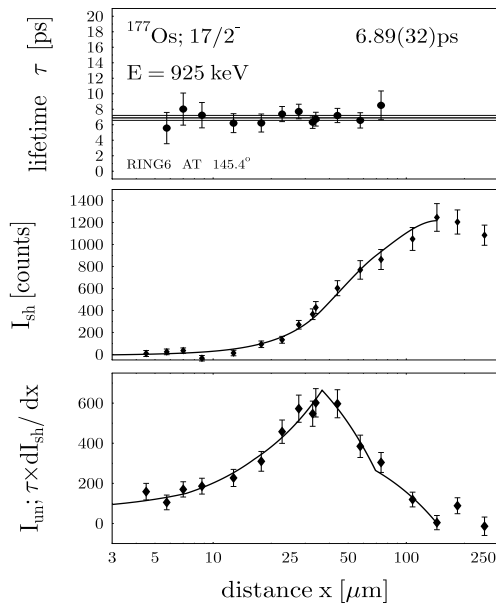
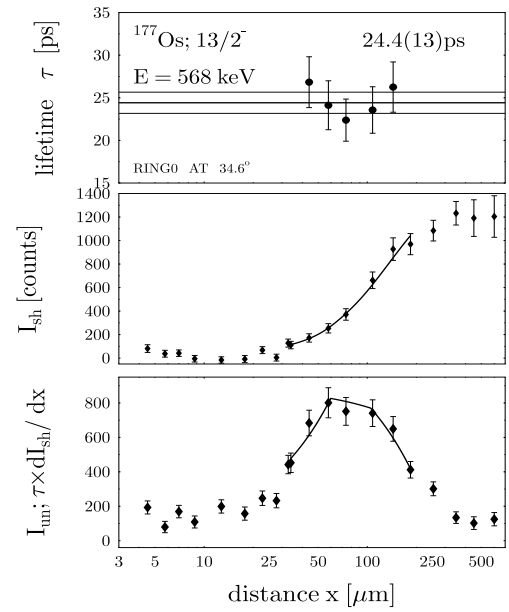
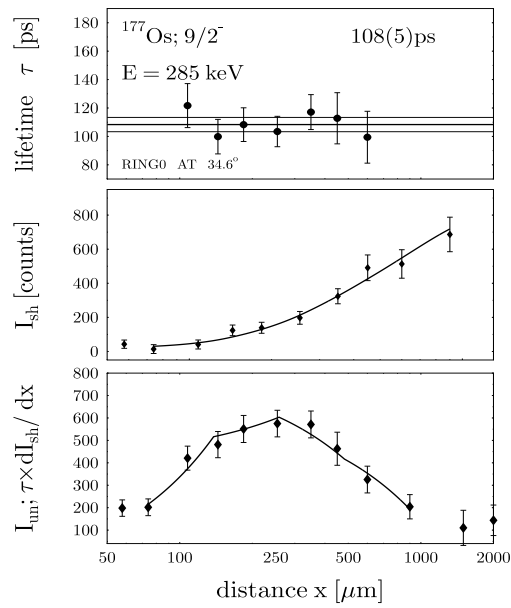


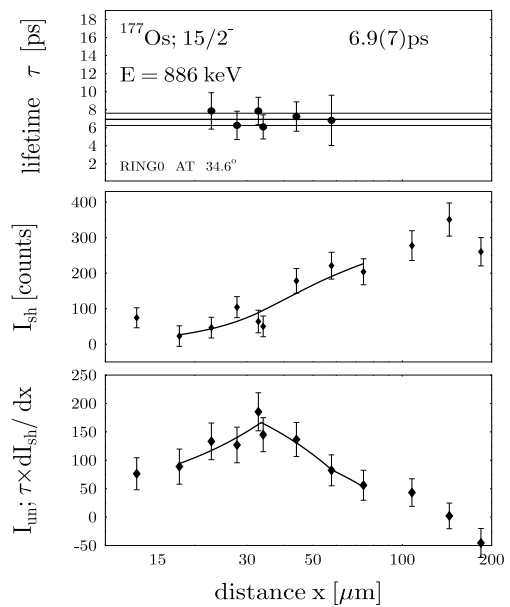
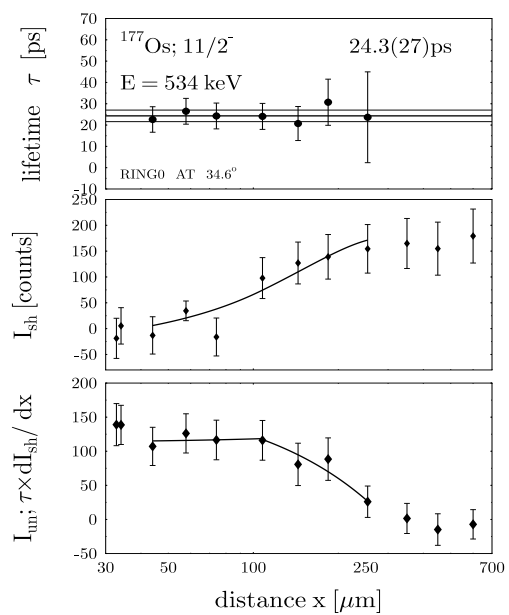
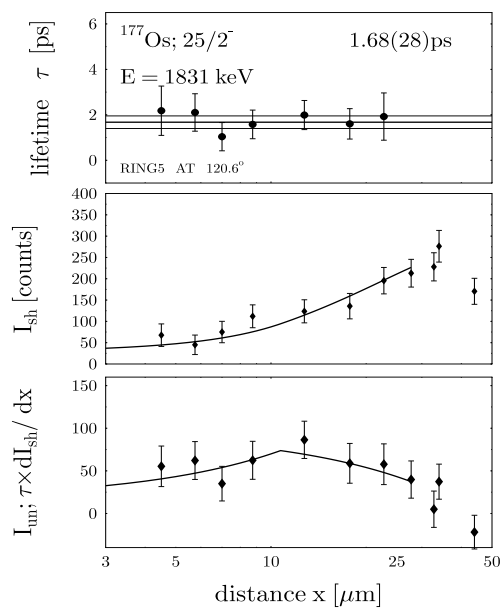


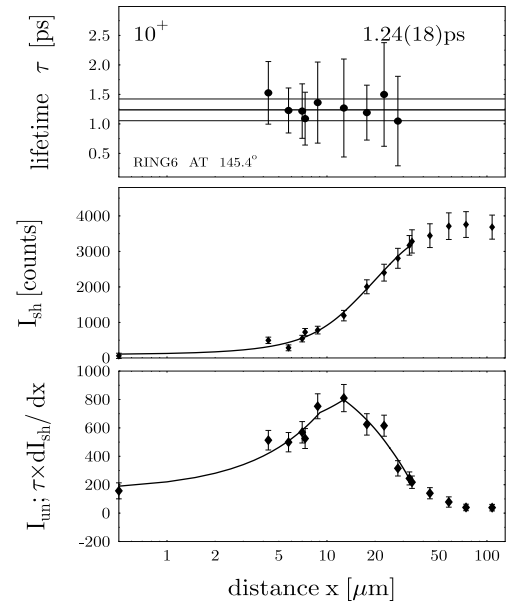
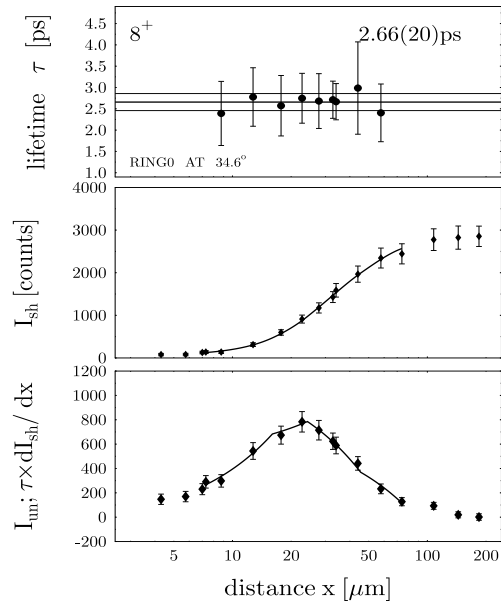
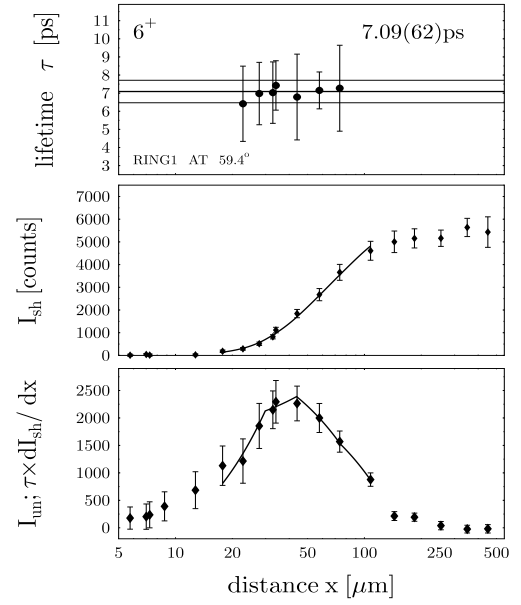
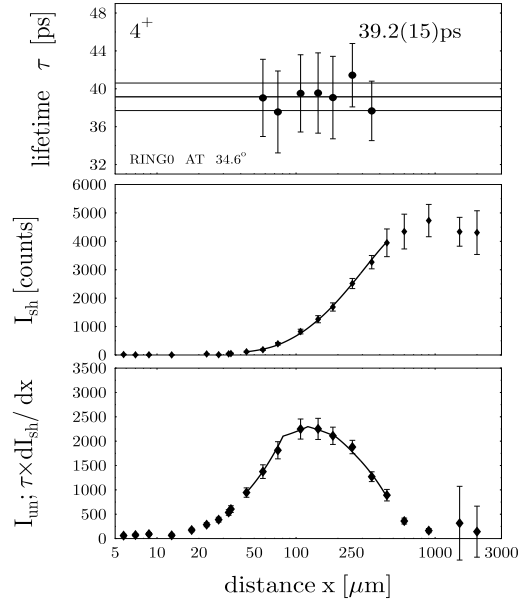














## Erklärung

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. J. Jolie betreut worden.

Teilveröffentlichungen:

Teile der Ergebnisse sind bereits in den in der Veröffentlichungsliste aufgeführten Referenzen publiziert worden.



# Lebenslauf

<b>Name</b>		Oliver Möller
<b>Anschrift</b>		Markusstr. 126, 50968 Köln
<b>Geburtsdatum/-ort</b>		20.12.1967 in Schüttorf
<b>Familienstand/ Kinder</b>		verheiratet, ein Sohn (2 Jahre), eine Tochter (8 Monate)
<b>Nationalität</b>		deutsch
<b>Eltern</b>		Hans Gerd Möller Hilde Möller, geb. Tonnemann
<b>Schulbildung</b>	08/74–06/78	Grundschule am Süsteresch, Schüttorf
	08/78–05/87	Burg Gymnasium, Bad Bentheim
	05/87	Abitur
	01/88–08/89	Zivildienst
<b>Hochschulstudium</b>	08/89	Immatrikulation an der Universität zu Köln für das Studienfach Physik Diplom
	08/92	Vordiplom Physik
<b>Studienabschluss</b>	03/01	Diplom im Fach Physik Thema der Arbeit: „Lebensdauermessungen im Nano- und Pikosekundenbereich“

## Arbeitsverhältnisse am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln

02/00–03/01	Studentische Hilfskraft
04/01–10/02	Wissenschaftliche Hilfskraft
seit 11/02	Wissenschaftlicher Mitarbeiter

