

# Coulombanregung von $^{180/181}\text{Ta}$ und die Nukleosynthese von $^{180}\text{Ta}$ im s-Prozess

Dissertation

vorgelegt von  
Markus Loewe  
aus München

Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München



München, den 19. Oktober 2001

Erstgutachter : Prof. Dr. J. de Boer  
Zweitgutachter : Prof. Dr. D. Habs  
Tag der mündlichen Prüfung : 10. Januar 2002

# Zusammenfassung

Das Hauptaugenmerk dieser Arbeit ist auf das extrem seltene Isotop  $^{180}\text{Ta}$  gerichtet.  $^{180}\text{Ta}$  ist eines der wenigen Isotope, dessen Nukleosynthese unklar ist. Als weitere Besonderheit liegt  $^{180}\text{Ta}$  in der Natur in einem isomeren Zustand vor. Eine wichtige Fragestellung dieser Arbeit ist, ob Zwischenzustände im  $^{180}\text{Ta}$  existieren, die das Isomer mit dem instabilen Grundzustand koppeln. Die Existenz solcher Zustände kann Auswirkungen auf die Nukleosynthese von  $^{180}\text{Ta}$  in heißen Entstehungsszenarien wie dem s-Prozess haben, da über thermisch anregbare Zwischenzustände das Isomer in den Grundzustand entvölkert werden könnte. Durch Coulombanregung sollten möglichst viele Zustände im  $^{180}\text{Ta}$  entdeckt und auf ihr mögliches Wirken als Zwischenzustände untersucht werden.

Im ersten Teil der Arbeit wird ein zu diesem Zweck am Niels-Bohr-Institut in Risø, Dänemark, durchgeführtes Coulombanregungs-Experiment beschrieben, bei dem  $^{180}\text{Ta}$  erstmals gammaspektroskopiert werden konnte. Ein an  $^{180}\text{Ta}$  angereichertes und ein nicht angereichertes Tantaloxidtarget wurden mit  $^{58}\text{Ni}$ -Projektilen mit einer Energie von 225 MeV bestrahlt. Durch den Vergleich dieser Spektren konnten die auf dem Isomer im  $^{180}\text{Ta}$  aufbauende Rotationsbande sowie Zustände, die wahrscheinlich zu zwei  $\gamma$ -Vibrationsbanden gehören, gefunden werden. In dem mitspektroskopierten Isotop  $^{181}\text{Ta}$  konnten neue Übergänge entdeckt werden, die den bisher unbekanntem  $\gamma$ -Vibrationsbanden zugeschrieben werden. Aus den gemessenen  $\gamma$ -Intensitäten wurden die Übergangsmatrixelemente zwischen den gefundenen Zuständen von  $^{180}\text{Ta}$  und  $^{181}\text{Ta}$  bestimmt.

Der zweite Teil der Arbeit stellt ein am Münchener Tandem-Beschleuniger durchgeführtes Aktivierungsexperiment zur Suche nach Zwischenzuständen im  $^{180}\text{Ta}$  vor. In diesem Experiment wurden angereicherte und nicht angereicherte Tantaloxidtargets mit  $^{36}\text{S}$ - und  $^{64}\text{Ni}$ -Projektilen bei verschiedenen Energien bestrahlt und die gestreuten  $^{180}\text{Ta}$ -Kerne in Folien aufgefangen. Nach der Bestrahlung waren in den Folien Grundzustandszerfälle von  $^{180}\text{Ta}$ -Kernen nachweisbar. Das Experiment zeigt, dass Coulomb-anregbare Zwischenzustände im  $^{180}\text{Ta}$  existieren, die das Isomer mit dem Grundzustand koppeln. Um die Multipolarität der Anregung und die Energie der Zwischenzustände zu bestimmen, wurden für drei Kopplungsmodelle (K-verbotenes-,  $\gamma$ -Vibrations- und Oktupol-Vibrations-Kopplungsmodell) die Übereinstimmung mit den experimentellen Daten getestet.

Im dritten Teil der Arbeit wird die Nukleosynthese von  $^{180}\text{Ta}$  im s-Prozess mit und ohne Berücksichtigung von Zwischenzuständen diskutiert. Die Rechnungen im Fall von Zwischenzuständen zeigen, dass die Nukleosynthese von  $^{180}\text{Ta}$  durch den klassischen s-Prozess erklärt werden könnte.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Motivation . . . . .	1
1.1.1	Kernphysikalische Motivation . . . . .	1
1.1.2	Astrophysikalische Motivation . . . . .	2
<b>2</b>	<b>Coulombanregungs-Experimente am NORDBALL</b>	<b>7</b>
2.1	Motivation . . . . .	7
2.2	Targetherstellung . . . . .	8
2.2.1	Heizen des Tiegels . . . . .	8
2.2.2	Tiegelmaterial . . . . .	8
2.2.3	Bestimmung der Materialausbeute . . . . .	8
2.2.4	Eigenheiten der so hergestellten Targets . . . . .	9
2.3	NORDBALL-Versuchsaufbau . . . . .	10
2.3.1	Detektor-Set-up . . . . .	10
2.3.2	Elektronik . . . . .	12
2.4	NORDBALL-Versuchsablauf . . . . .	14
2.5	Ergebnisse des $^{181}\text{Ta}$ -CAG-Experiments . . . . .	15
2.5.1	$\gamma$ -Spektren von $^{181}\text{Ta}$ . . . . .	15
2.5.2	Vibrationsbanden im $^{181}\text{Ta}$ . . . . .	17
2.5.3	Populierung von Isomeren im $^{181}\text{Ta}$ . . . . .	20
2.5.4	Beobachtete $\gamma$ -Linien im $^{181}\text{Ta}$ . . . . .	25
2.6	Ergebnisse des $^{180}\text{Ta}$ -CAG-Experiments . . . . .	27
2.6.1	$\gamma$ -Spektren von $^{180}\text{Ta}$ . . . . .	27
2.6.2	Analyse des „Hochenergiebereichs“ . . . . .	31
2.6.3	Niveauschema von $^{180}\text{Ta}$ . . . . .	33
2.6.4	Beobachtete $\gamma$ -Linien im $^{180}\text{Ta}$ . . . . .	33
2.7	Bestimmung von Übergangsstärken mit GOSIA . . . . .	35
2.7.1	Einführung . . . . .	35
2.7.2	Bestimmung der Targetdicke . . . . .	35
2.7.3	Bestimmung der $\gamma$ -Ansprechfunktionen . . . . .	40
2.7.4	Vergleich und Zusammenschaltung von Ge-Detektoren . . . . .	40
2.7.5	Punkt-Transformation der $\gamma$ -Intensitäten . . . . .	41
2.7.6	Modellannahmen bei der GOSIA-Auswertung . . . . .	44
2.7.7	Auswertung des $^{181}\text{Ta}$ -Experiments mit GOSIA . . . . .	46
2.7.8	Auswertung des $^{180}\text{Ta}$ -Experiments mit GOSIA . . . . .	54
2.7.9	GOSIA-Simulationen für $^{180}\text{Ta}$ . . . . .	58

<b>3</b>	<b>Aktivierungsexperimente</b>	<b>65</b>
3.1	Einführung . . . . .	65
3.1.1	Photoanregungs-Aktivierung (PAA) . . . . .	65
3.1.2	Coulombanregungs-Aktivierung (CAA) . . . . .	68
3.2	Wichtige PAA-Experimente . . . . .	70
3.2.1	Das Stuttgarter PAA-Experiment . . . . .	70
3.3	Wichtige CAA-Experimente . . . . .	73
3.3.1	Münchener „Thick-Target“ CAA-Experiment . . . . .	73
3.3.2	Karlsruher „Thick-Target“ CAA-Experiment . . . . .	73
3.3.3	„Catcher-Folien“ CAA-Experiment am NORDBALL . . . . .	73
3.4	Das Zerfallsproblem . . . . .	75
3.4.1	Zerfallsszenarien mit großen Zerfallsbreiten $\Gamma_g$ . . . . .	77
<b>4</b>	<b>Das Münchener „Catcher-Folien“ CAA-Experiment</b>	<b>81</b>
4.1	Motivation . . . . .	81
4.2	Versuchsablauf des Münchener CAA-Experiments . . . . .	82
4.2.1	Bestrahlung (In-Beam-Messung) . . . . .	82
4.2.2	Analyse der Catcher-Folien (Out-of-Beam-Messung) . . . . .	83
4.3	Auswertung . . . . .	85
4.3.1	Analyse der Hf-Röntgenquanten . . . . .	85
4.3.2	Berechnung der Anzahl der gestoppten $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne . . . . .	85
4.3.3	Darstellung der Anregungsfunktion . . . . .	88
4.3.4	Deutung der Anregungskurve . . . . .	88
4.3.5	Analyse der Tantalfolie (TF) . . . . .	90
4.3.6	Analyse der angereicherten und natürlichen Tantaloxidtargets . . . . .	93
4.3.7	Analyse der $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeit. . . . .	94
4.3.8	Coulombanregungs-Kopplungsszenarien . . . . .	97
4.3.9	Diverse Berechnungen . . . . .	102
4.3.10	Das Shellskript COULEX_AKTIVATION . . . . .	110
4.3.11	Quantitative Analyse von E2-Kopplungsmodellen . . . . .	112
4.3.12	Einschub: Targeteinfluss auf die Winkelverteilung . . . . .	121
4.3.13	Quantitative Analyse eines E3-Kopplungsmodells . . . . .	123
4.3.14	Berücksichtigung weiterer Parameterfehler . . . . .	128
4.3.15	Korrigierte E2-Kopplungsmodelle . . . . .	132
4.3.16	Korrigiertes E3-Oktupol-Vibrations-Kopplungsmodell . . . . .	135
4.4	Diskussion der Ergebnisse . . . . .	139
4.4.1	Diskussion der E2-Kopplungsmodelle . . . . .	139
4.4.2	Diskussion des E3-Kopplungsmodells . . . . .	141
4.4.3	Vergleich der E2- und E3-Kopplungsmodelle . . . . .	142
4.4.4	Zusammenfassung . . . . .	142
<b>5</b>	<b>Nukleosynthese von <math>^{180i}\text{Ta}</math></b>	<b>145</b>
5.1	Nukleosynthese von $^{180i}\text{Ta}$ im r-Prozess . . . . .	145
5.2	Nukleosynthese von $^{180i}\text{Ta}$ im s-Prozess . . . . .	148
5.2.1	s-Prozess-Häufigkeit benachbarter stabiler Isotope . . . . .	148
5.2.2	s-Prozess-Häufigkeit im Fall $\beta$ -instabiler Isomere . . . . .	149
5.2.3	Abschätzung einer unteren Grenze für die s-Prozessdauer . . . . .	150
5.2.4	s-Prozessparameter . . . . .	151
5.2.5	Synthese von $^{180i}\text{Ta}$ über eine s-Prozessverzweigung im $^{180}\text{Hf}$ . . . . .	152
5.2.6	Synthese von $^{180i}\text{Ta}$ über eine s-Prozessverzweigung im $^{179}\text{Hf}$ . . . . .	154

5.2.7	Totale Produktion von $^{180i}\text{Ta}$ im s-Prozess . . . . .	157
5.2.8	Einfluss von Zwischenzuständen auf die Produktion von $^{180i}\text{Ta}$	163
<b>6</b>	<b>Ausblick</b>	<b>182</b>
<b>7</b>	<b>Anhang</b>	<b>183</b>
7.1	Entstehungsprozesse für $^{180i}\text{Ta}$ . . . . .	183
7.1.1	Explosive Prozesse . . . . .	183
7.1.2	Nicht explosive Prozesse . . . . .	183
7.2	Systematik der Vibrationen im Massenbereich um $A=180$ . . . . .	185
7.3	Weisskopf-Einheit . . . . .	186
7.4	Bestimmung von „%_nicht_zerfallen“ . . . . .	187
7.5	Bestimmung von „%_gemessen“ . . . . .	188
7.6	Bestimmung der $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeiten der Tantaloxidtargets .	189
7.6.1	Versuchsbeschreibung . . . . .	189
7.6.2	Reaktionen am $^{180i}\text{Ta}$ und $^{181}\text{Ta}$ . . . . .	189
7.6.3	Berechnung der Isotopenhäufigkeiten . . . . .	189
7.7	Herleitung von $f_{180}$ und $f_{179}$ . . . . .	191
7.8	XMAPLE-Input zur Berechnung der relativen Häufigkeit von $^{180i}\text{Ta}$	194
7.9	Abkürzungsverzeichnis . . . . .	197





# 1. Einleitung

## 1.1. Motivation

### 1.1.1. Kernphysikalische Motivation

Tantal ist das seltenste stabile Element in unserem Sonnensystem. Normiert auf Silizium ( $\text{Si}=10^{12}$ ), hat Tantal eine Elementhäufigkeit von nur  $2.07 \cdot 10^4$  [1].

Die natürliche Isotopenmischung von Tantal besteht zu 99.988% aus  $^{181}\text{Ta}$  und zu 0.012% aus  $^{180}\text{Ta}$ . Letzteres weist einige kernphysikalische und astrophysikalische Besonderheiten auf, die im Folgenden beschrieben werden sollen.

Ungewöhnlich ist die Kernstruktur von  $^{180}\text{Ta}$ . Während der  $K^\pi = 1^+$  Grundzustand<sup>1</sup> von  $^{180}\text{Ta}$  mit einer Halbwertszeit von  $t_{1/2} = 8.15$  h über Elektroneneinfang in  $^{180}\text{Hf}$  bzw. über  $\beta^-$  in  $^{180}\text{W}$  zerfällt, existiert 75.3 keV über dem Grundzustand ein  $K^\pi = 9^-$  Isomer<sup>2</sup> mit einer Halbwertszeit von  $t_{1/2} > 1.2 \cdot 10^{15}$  Jahren (siehe Abbildung 1.1).

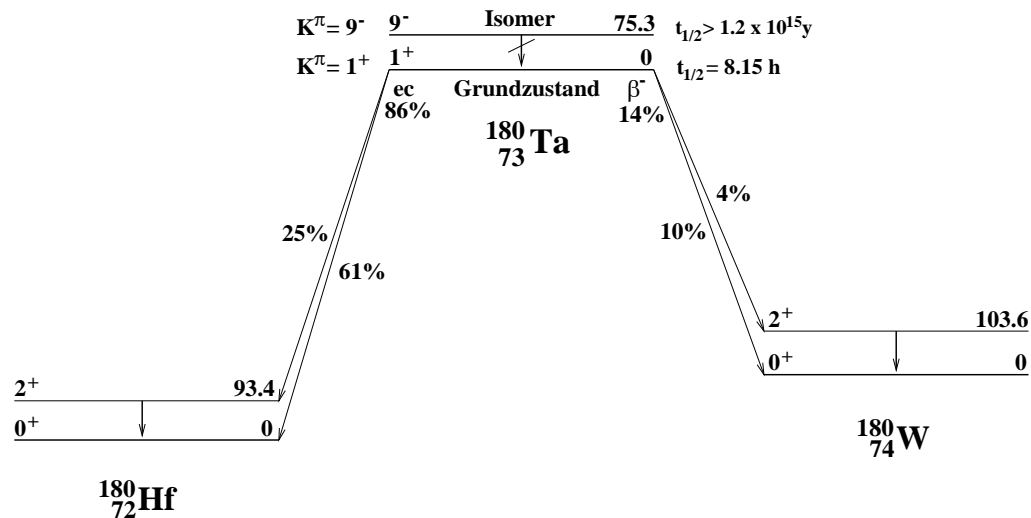


Abbildung 1.1: Kernstruktur und Grundzustandszerfall von  $^{180}\text{Ta}$ . ec steht für Elektroneneinfang (electron capture). Die Zustandsenergien sind in keV angegeben.

$^{180}\text{Ta}$  ist das einzige in der Natur vorkommende Isotop, das in einem isomeren

<sup>1</sup>Im Folgenden wird der Grundzustand von  $^{180}\text{Ta}$  mit  $^{180g}\text{Ta}$  abgekürzt. Alle in der Arbeit im Folgenden definierten Abkürzungen sind im Abkürzungsverzeichnis 7.9 im Anhang zusammengefasst.

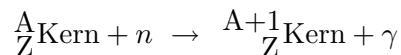
<sup>2</sup>Entgegen der auch gebräuchlichen Abkürzung „m“ (metastabil) zur Bezeichnung von Isomeren, soll in dieser Arbeit „i“ (isomer) benutzt werden. Das  $K^\pi = 9^-$  Isomer im  $^{180}\text{Ta}$  wird im Folgenden mit  $^{180i}\text{Ta}$  abgekürzt.

Zustand vorliegt. Primordiales  $^{180}\text{Ta}$  hat in diesem langlebigsten heute bekannten isomeren Zustand überlebt. Die extrem lange Halbwertszeit des Isomers ist bedingt durch die große Differenz in der K-Quantenzahl zwischen  $K^\pi = 9^-$  Isomer und  $K^\pi = 1^+$   $^{180}\text{Ta}$ -Grundzustand ( $\Delta K = 8$ ) bzw. zwischen  $K^\pi = 9^-$  Isomer und den  $K^\pi = 0^+$  Grundzuständen der Nachbarkerne  $^{180}\text{Hf}$  und  $^{180}\text{W}$  ( $\Delta K = 9$ ). „Schnelle“  $\gamma$ -, Konversions-, Elektroneneinfang-,  $\beta^-$ -Zerfälle niedriger Multipolarität sind dadurch verboten, während erlaubte Zerfälle aufgrund der erforderlichen hohen Multipolarität extrem unwahrscheinlich sind.  $^{180i}\text{Ta}$  ist das massenreichste der in der Natur seltenen Isotope, mit ungerader Protonen- sowie ungerader Neutronenzahl (uu-Kern). In uu-Kernen existiert eine Vielzahl von Kopplungsmöglichkeiten (2-Quasiteilchenkonfigurationen) von Proton und Neutron, deren experimentelle Beobachtung mit theoretischen Modellvorhersagen verglichen werden kann.

Wegen der geringen Isotopenhäufigkeit von  $^{180i}\text{Ta}$  sind geeignete  $^{180i}\text{Ta}$ -Messproben nicht trivial verfügbar. Deshalb wurden kernspektroskopische Informationen über  $^{180}\text{Ta}$  bisher nur über Kernreaktionen gesammelt. Es wurde nicht versucht, (direkt)  $^{180}\text{Ta}$  Coulomb-anzuregen und die (Rotations-)Modellparameter der  $K^\pi = 9^-$  Isomerbande zu bestimmen. Das dazu durchgeführte (erste)  $^{180}\text{Ta}$ -Coulombanregungs-Experiment ist in Kapitel 2 beschrieben.

### 1.1.2. Astrophysikalische Motivation

Wie  $^{180i}\text{Ta}$  synthetisiert wurde ist unklar. Die Entstehung der meisten Kerne oberhalb der Massenzahl  $A = 65$  wird durch Neutroneneinfang-Reaktionen erklärt:



In Abhängigkeit des Neutronenflusses werden dabei zwei Entstehungsprozesse unterschieden:

#### a) s-Prozess

Ist der Neutronenfluss so niedrig, dass ein entstandener  $\beta^-$  instabiler Kern in Richtung „Tal der Stabilität“ zerfällt, bevor er ein weiteres Neutron einfangen kann, so spricht man vom s-Prozess. Als s-Prozessort nimmt man das Heliumschalenbrennen in Roten Riesen mit 3 bis 6 Sonnenmassen an [2]. Der durch die  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  und  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  Reaktionen freigesetzte Neutronenfluss dauert lang genug an<sup>3</sup>, um sukzessive immer massenreichere Kerne, dem „Tal der Stabilität“ folgend, zu synthetisieren [3].

#### b) r-Prozess

Ist der Neutronenfluss so hoch, dass nacheinander viele Neutroneneinfänge stattfinden bevor die  $\beta^-$ -Halbwertszeiten der immer weiter vom „Tal der Stabilität“ entfernt entstehenden Kerne vergleichbar werden mit der (mittleren) Zeitdauer zwischen zwei Neutroneneinfängen, so spricht man vom r-Prozess<sup>4</sup>. Die hohen dazu erforderlichen Neutronenflüsse könnten in explosiven Szenarien, wie etwa Supernovaexplosionen,

<sup>3</sup>Daher s-Prozess genannt (s für slow).

<sup>4</sup>r für rapid; gemeint ist das schnelle Neutroneneinfangen.

auftreten [4]. Neueste Modelle diskutieren die Verschmelzung zweier Neutronensterne als möglichen r-Prozessort [5]. Nach der Neutronenbestrahlung zerfallen die produzierten neutronenreichen Kerne über  $\beta^-$ -Zerfälle Richtung „Tal der Stabilität“, um dort als stabile Kerne zu enden.

In Abbildung 1.2 sind die s- und r-Prozesswege und die so erzeugten Kerne im Massenbereich um  $A=180$  dargestellt. Offensichtlich liegt  $^{180i}\text{Ta}$  nicht auf dem direkten s-Prozesspfad und wird durch  $^{180}\text{Hf}$  vom r-Prozesspfad abgeschirmt.

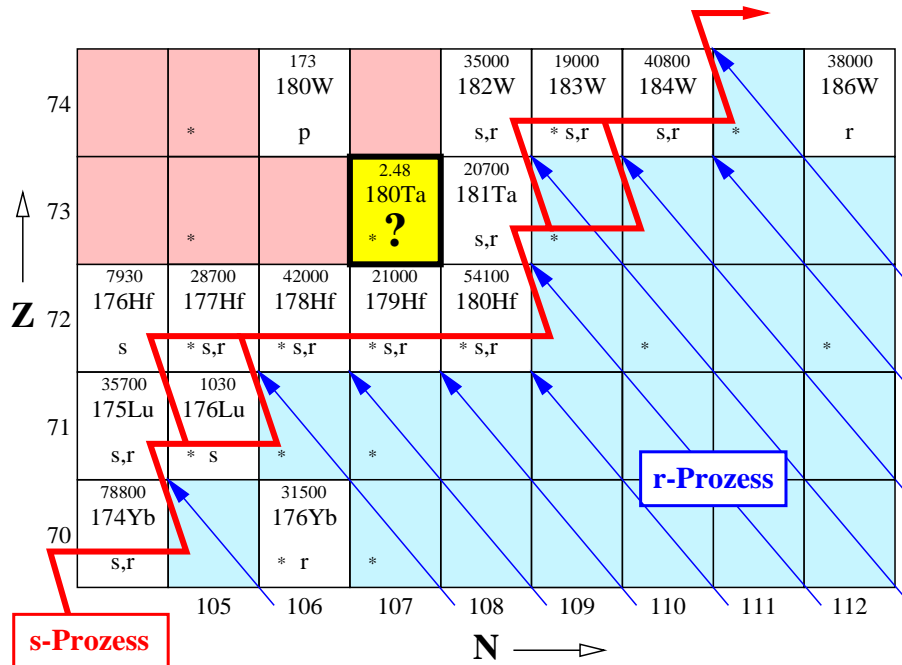


Abbildung 1.2: s- und r-Prozessweg im Massenbereich um  $A=180$ . Die Isotopenhäufigkeit der stabilen Kerne, normiert auf Silizium ( $\text{Si}=10^{12}$ ), ist angegeben. Die Isotopenhäufigkeiten stammen aus [1]. Sterne (\*) stehen für bekannte Isomere mit Halbwertszeiten  $t_{1/2} > 1$  s.

Eine Reihe von alternativen Entstehungsprozessen werden diskutiert, um die Erzeugung von  $^{180i}\text{Ta}$  zu erklären. Generell kann man zwischen explosiven und **nicht** explosiven Prozessen unterscheiden. Die unten aufgelisteten Prozesse sind im Anhang 7.1 beschrieben.

1. Explosive Prozesse:

- r-Prozessverzweigung im  $^{180}\text{Hf}$
- „schneller“ p-Prozess
- $\nu$ -Prozess

2. Nicht explosive Prozesse:

- s-Prozessverzweigung im  $^{180}\text{Hf}$
- s-Prozessverzweigung im  $^{179}\text{Hf}$
- „langsamer“ p-Prozess
- Erzeugung von  $^{180i}\text{Ta}$  durch kosmische Strahlung

Die genannten Prozesse zur Produktion von  $^{180i}\text{Ta}$  sind mehr oder weniger spekulativ, da quantitative Vorhersagen vom Prozessmodell und den Modellparametern abhängen. In dieser Situation ist es hilfreich, wenn man einzelne der genannten  $^{180i}\text{Ta}$ -Entstehungsprozesse aus prinzipiellen Überlegungen ausschließen kann. Die genauesten quantitativen Aussagen sind für die r- bzw. s-Prozessproduktion von  $^{180i}\text{Ta}$  möglich. Die quantitativen Vorhersagen für eine r-Prozessproduktion bzw. s-Prozessproduktion von  $^{180i}\text{Ta}$  werden in Kapitel 5.1 bzw. Kapitel 5.2 diskutiert.

Bei den hohen Temperaturen, die für den s- und den p-Prozess erwartet werden, können Photonen thermische Energien im MeV-Bereich erreichen. Dies ist ersichtlich, wenn man die Photonenflussverteilung im s-Prozess durch eine Planckverteilung annähert:

$$\frac{d\Phi}{dE_\gamma}(E_\gamma) = \frac{1}{\pi^2\hbar} \cdot \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^2 \cdot \frac{1}{e^{E_\gamma/kT} - 1} \quad (1.1)$$

Die sich aus Formel (1.1) für zwei typische s-Prozesstemperaturen  $T = 2.5 \cdot 10^8 \text{ K}$  und  $T = 3.5 \cdot 10^8 \text{ K}$  ergebenden Photonenflussverteilungen sind in Abbildung 1.3 dargestellt. Wie man sieht, fallen die Verteilungen bei höheren Photonenenergien extrem schnell ab. Trotzdem bleibt die absolute Anzahl Photonen pro  $[\text{eV} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}]$  sehr groß. Man spricht deshalb häufig vom „heißen Photonenbad“, dem die synthetisierten Kerne im s-Prozess ausgesetzt sind.

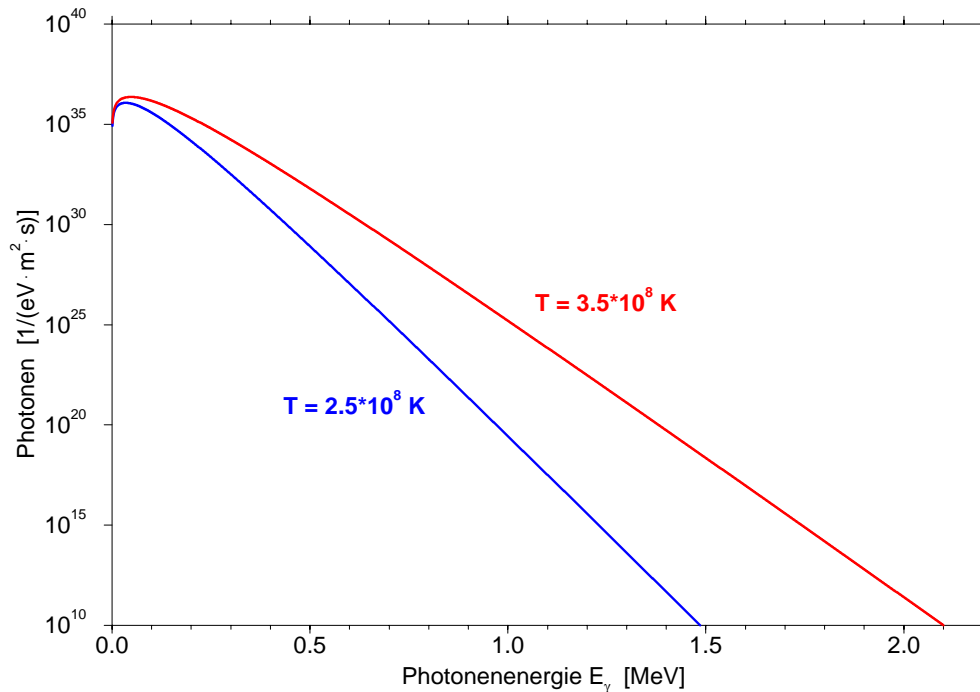


Abbildung 1.3: Photonenflussverteilung, berechnet aus der Planckverteilung für zwei typische s-Prozesstemperaturen  $T = 2.5 \cdot 10^8 \text{ K}$  und  $T = 3.5 \cdot 10^8 \text{ K}$ .

Ist  $^{180i}\text{Ta}$  einem solchen „heißen Photonenbad“ ausgesetzt, könnten eventuell Zustände im  $^{180}\text{Ta}$  durch thermische Photonen angeregt werden, die teilweise über eine  $\gamma$ -Kaskade in den Grundzustand von  $^{180}\text{Ta}$  zerfallen. Solche Zustände, im Fol-

genden **Zwischenzustände** genannt, könnten  $^{180i}\text{Ta}$  mit dem instabilen Grundzustand koppeln, wodurch ein Teil des synthetisierten  $^{180i}\text{Ta}$  in den Grundzustand depopuliert und dadurch wieder zerstört würde. Ein solches Kopplungsszenario ist in Abbildung 1.4 dargestellt. Aus Abbildung 1.3 ist ersichtlich, dass die Kopplung

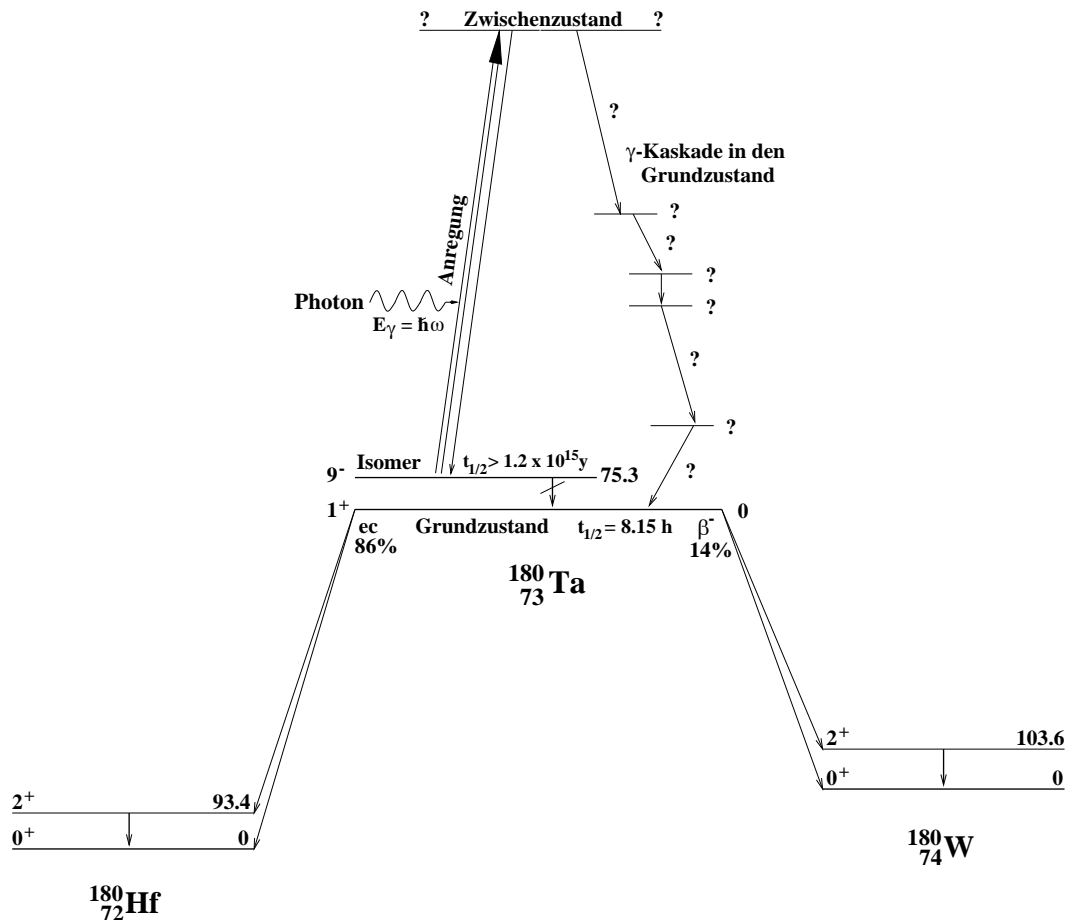


Abbildung 1.4: Kopplung von  $K^\pi = 9^-$  Isomer und  $K^\pi = 1^+$  Grundzustand über einen Zwischenzustand. Der durch thermische Photonen angeregte Zwischenzustand zerfällt teilweise über eine  $\gamma$ -Kaskade in den instabilen Grundzustand. Die Zustandsenergien sind in keV gegeben.

des Isomers mit dem Grundzustand, und die damit verbundene teilweise Zerstörung des Isomers, umso wahrscheinlicher sein wird, je niedriger die Energien der Zwischenzustände sind. Das Auffinden von niedrigen Zwischenzuständen könnte somit Konsequenzen für die oben vorgeschlagenen s- und p-Prozessproduktionsszenarien von  $^{180i}\text{Ta}$  haben. Unter Umständen wird die Entvölkerung des Isomers über niedrig liegende Zwischenzustände bei s- bzw. p-Prozesstemperaturen so effektiv, dass eine Produktion von  $^{180i}\text{Ta}$  über diese Prozesse gänzlich ausgeschlossen werden kann.

Auch aus kernphysikalischer Sicht ist das Auffinden von Zwischenzuständen interessant, da sie zeigen, dass trotz des großen Unterschieds in der K-Quantenzahl eine Kopplung zwischen Isomer und Grundzustand möglich ist. Ein Aktivierungsexperiment zum Auffinden von Zwischenzuständen wird in Kapitel 3 beschrieben.



# 2. Coulombanregungs-Experimente am NORDBALL

## 2.1. Motivation

Unter Coulombanregung versteht man die Anregung von Kernzuständen durch die elektromagnetische Wechselwirkung, wenn Kerne aneinander gestreut werden. In einem Coulombanregungs-Experiment schießt man einen Projektilkern auf einen Targetkern und untersucht die Kernanregungen, z. B. über die beim Zerfall der angeregten Zustände ausgesandte  $\gamma$ -Strahlung. Ist die kinetische Energie des Projektils kleiner als der „Coulombwall“, so dringt in der klassischen Vorstellung das Projektil nicht in den Targetkern ein und die kurzreichweitigen Kernkräfte können vernachlässigt werden. Folglich wird bei der Coulombanregung nur die gut bekannte elektromagnetische Wechselwirkung berücksichtigt. Die Theorie der Coulombanregung ist umfassend in [6] beschrieben.

Wie in der Einleitung erwähnt, wurden kernspektroskopische Daten über  $^{180i}\text{Ta}$  bisher nur über Kernreaktionen gewonnen. Coulombanregungs-Gammaspektroskopie-Experimente (CAG-Experimente<sup>1</sup>) scheiterten bisher an der Verfügbarkeit geeigneter  $^{180i}\text{Ta}$ -Messproben<sup>2</sup>. Durch den Kauf von 3 mg zu 5.7% an  $^{180i}\text{Ta}$  angereichertem Tantaloxidpulver wurde die Herstellung geeigneter  $^{180i}\text{Ta}$ -Targets möglich. In einem CAG-Experiment soll die unbekanntes  $K^\pi = 9^-$  Isomerbande im  $^{180}\text{Ta}$  gefunden und aus den gemessenen  $\gamma$ -Intensitäten sollen die unbekanntes Rotationsmodellparameter der Bande bestimmt werden. Eventuell werden weitere Zustände gefunden, die vielleicht Hinweise auf für die Kopplung von Isomer und Grundzustand relevante Zwischenzustände liefern. Da ein Target trotz der Anreicherung an  $^{180i}\text{Ta}$  überwiegend aus  $^{181}\text{Ta}$  besteht, wird  $^{181}\text{Ta}$  unvermeidbar „mitspektroskopiert“. Durch Bestimmung der bereits bekannten Rotationsmodellparameter der Grundzustandsbande von  $^{181}\text{Ta}$  kann die Richtigkeit der angewandten Analysemethode getestet werden. Eventuell können auch bisher unbekanntes Zustände im  $^{181}\text{Ta}$  gefunden werden.

Zur Unterdrückung des  $\gamma$ -Untergrundes werden in CAG-Experimenten nur solche Ereignisse registriert, bei denen ein oder mehrere  $\gamma$ -Quanten innerhalb einer vorgewählten Koinzidenzzeit zusammen mit einem gestreuten Strahlprojektil beobachtet werden. Die Strahlprojekteile werden mit Teilchendetektoren nachgewiesen. Die Verfügbarkeit eines neuentwickelten PIN-Dioden-Teilchendetektors zur Registrie-

---

<sup>1</sup>Im Folgenden wird diese Abkürzung benutzt. Siehe auch Abkürzungsverzeichnis 7.9 im Anhang.

<sup>2</sup>Für das Wort Messprobe wird im Folgenden das Wort **Target** verwendet.

zung rückgestreuter Strahlprojekte [7, 8] in Verbindung mit dem aus 20 Germaniumdetektoren bestehenden NORDBALL-Aufbau am Niels-Bohr-Institut in Risø, Dänemark, ließen eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für solche „Koinzidenz-Ereignisse“ erwarten.

Um ein CAG-Experiment am NORDBALL-Aufbau durchführen zu können, musste erst das Problem der verlustarmen Herstellung von Targets aus winzigsten Mengen ( $< 1\text{mg}$ ) von an  $^{180i}\text{Ta}$  angereichertem Tantaloxidpulver gelöst werden.

## 2.2. Targetherstellung

Das Oak Ridge National Laboratory (ORNL) verkauft Tantaloxidpulver ( $\text{Ta}_2\text{O}_5$ ), das zu 5.7 % an  $^{180i}\text{Ta}$  angereichert ist, für rund 16000 \$/mg. Der Materialverlust bei der Targetherstellung muss deshalb möglichst gering bleiben. Die Herstellung eines selbsttragenden Targets aus angereichertem  $^{180i}\text{Ta}$  war bei diesem Materialpreis ausgeschlossen. Es musste deshalb eine möglichst effiziente Methode gefunden werden, das angereicherte Tantaloxidpulver auf eine dünne Trägerfolie aufzubringen. Verschiedene Versuche mit natürlichem Tantaloxidpulver im Münchener Targetlabor zeigten, dass am meisten Ausgangsmaterial auf eine Kohlenstoffträgerfolie durch Verdampfen in einem dünnen „kaminartigen“ Tiegel aufgebracht werden konnte.

### 2.2.1. Heizen des Tiegels

In Abbildung 2.1 ist der von einer Heizspirale umgebene Tiegel zu sehen. Der Tiegel lag gegenüber dieser Heizspirale auf positiver Hochspannung. Dadurch wurden von der Heizspirale emittierte Elektronen zum Tiegel hin beschleunigt. Durch die beim Auftreffen der Elektronen auf den Tiegel in Wärme umgesetzte kinetische Energie wurde der Tiegel geheizt. Das im Tiegel verdampfende Tantaloxidpulver schlug sich auf der dünnen Kohlenstoffträgerfolie nieder, die in einem justierbaren Substrathalter in einem Targeträhmchen eingespannt war. Die Targetherstellung ist in [9] genauer beschrieben.

### 2.2.2. Tiegelmateriale

Wegen der hohen Verdampfungstemperatur von  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  (ca. 2300 K) musste der Tiegel aus einem Material mit extrem hohem Schmelzpunkt gefertigt werden. Anfänglich wurde deshalb ein Tiegel aus Wolfram (Schmelzpunkt ca. 3700 K) benutzt. Eine Coulombanregungs-Testmessung an einem mit Wolframtiegel hergestellten Target zeigte allerdings eine etwa 1prozentige Verunreinigung (bezogen auf  $^{181}\text{Ta}$ ) mit Wolframisotopen. Wolfram könnte als Wolframoxid nach einer chemischen Austauschreaktion am Tantaloxid auf das Target gelangt sein. Die Verwendung des „edleren“ Rheniums (Schmelztemperatur ca. 3450 K) als Tiegelmateriale führte dagegen zu keiner nachweisbaren Rhenium-Verunreinigung der Targets.

### 2.2.3. Bestimmung der Materialausbeute

Um zu bestimmen, welcher Prozentsatz an Ausgangsmaterial sich auf der Kohlenstoffträgerfolie niederschlägt, wurde eine bekannte Menge an natürlichem Tantaloxidpulver im Tiegel verdampft und die Menge an  $^{181}\text{Ta}$  auf dem Target via Neu-



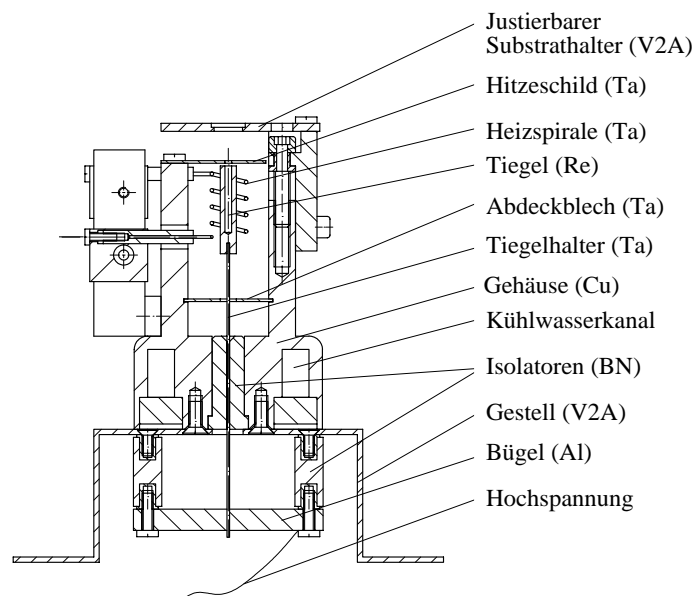


Abbildung 2.1: Die zur Herstellung der Tantaloxidtargets verwendete Verdampfungsapparatur. Entnommen aus [9] (Originalbild in Englisch).

tronenaktivierung bestimmt<sup>3</sup>.  $(19 \pm 2)\%$  des Ausgangsmaterials konnten auf dem Target wiedergefunden werden. Die Materialausbeute war damit so weit gesteigert, dass der Materialverlust für die Herstellung eines an  $^{180i}\text{Ta}$  angereicherten Targets als tolerierbar eingeschätzt wurde. Bei diesem Prozentsatz war es möglich, aus 0.3 mg Tantaloxidpulver ein Target herzustellen.

#### 2.2.4. Eigenheiten der so hergestellten Targets

Für die hohe Materialausbeute war es nötig, den Substrathalter dicht über dem Hitzeschild (siehe Abbildung 2.1) anzubringen. Bedingt durch den damit verbundenen großen Raumwinkel, unter dem die Kohlenstoffträgerfolie den Verdampfungsleck „sieht“, ist eine **inhomogene** Materialverteilung des Tantaloxids auf der Trägerfolie zu erwarten. Abbildung 2.2 zeigt den gefundenen Targetdickenverlauf.

**Folglich existiert keine definierte Targetdicke. Bei den Coulombanregungs-Experimenten wird zu beachten sein, dass die vom Projektil durchflogene Targetdicke vom Auftreffort des Projektils auf dem Target abhängt und sich die „experimentrelevante“ Targetdicke mit der Geometrie des Strahlflecks verändern wird.**

<sup>3</sup>Fängt  $^{181}\text{Ta}$  ein Neutron ein, so entsteht  $^{182}\text{Ta}$ . Der Einfangwirkungsquerschnitt für thermische Neutronen, wie sie der Münchener Forschungsreaktor bereitstellt, ist gut bekannt. Das entstehende  $^{182}\text{Ta}$  ist radioaktiv und sendet  $\gamma$ -Strahlung aus. Aus der Intensität dieser Strahlung lässt sich die mit Neutronen bestrahlte Menge an  $^{181}\text{Ta}$  rückrechnen.

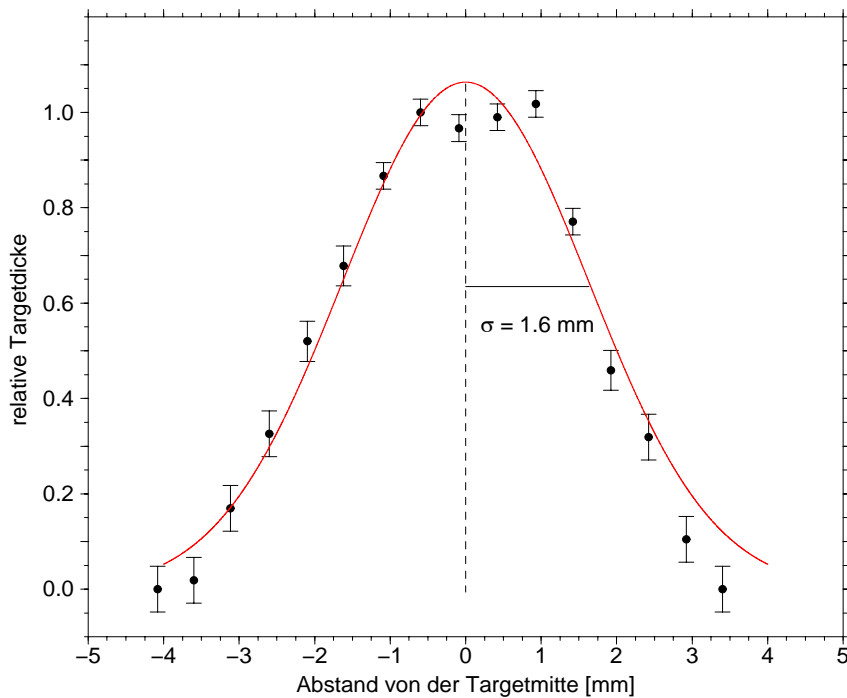


Abbildung 2.2: Relative Targetdicke eines mit der Verdampfungsapparatur in Abbildung 2.1 hergestellten Tantaloxidtargets. Um die relative Targetdicke zu bestimmen, wurde die optische Transmission bei  $\lambda = 470$  nm gemessen. Die Daten sind aus [9] entnommen. Die Dickenverteilung lässt sich hinreichend gut durch eine Gaußverteilung mit  $\sigma = 1.6$  mm beschreiben.

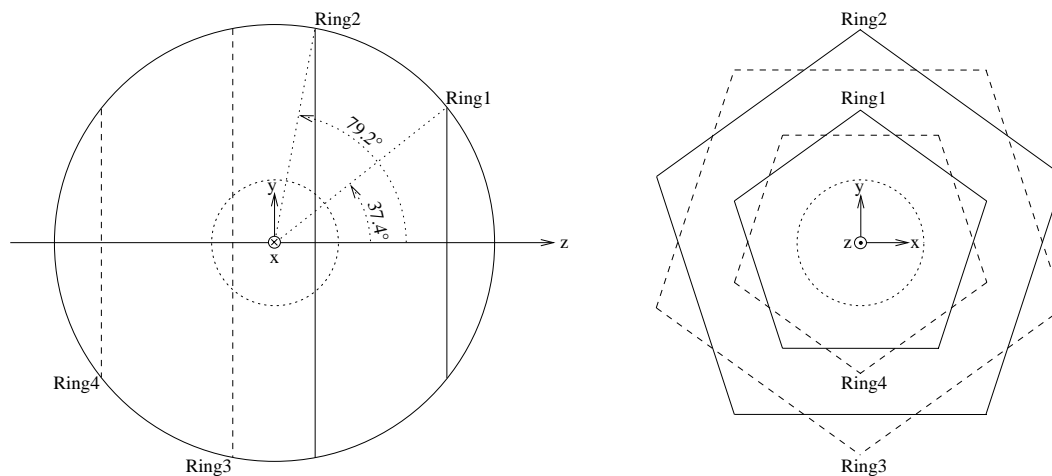
## 2.3. NORDBALL-Versuchsaufbau

### 2.3.1. Detektor-Set-up

#### a) Germanium- $\gamma$ -Detektoren

Zur Detektierung der von den Coulomb-angeregten Tantalokernen ausgesandten  $\gamma$ -Strahlung sollten die Germanium- $\gamma$ -Detektoren<sup>4</sup> des NORDBALL-Standard-Set-ups benutzt werden. Einer der Compton-unterdrückten Standard-Ge-Detektoren wurde gegen einen vierfach segmentierten Clover-Ge-Detektor mit höherer  $\gamma$ -Ansprechwahrscheinlichkeit ausgetauscht. Im Standard-Set-up sind 20 Ge-Detektoren in vier Pentagonringen zu je fünf Detektoren untergebracht. Wählt man die Strahlachse als z-Achse und den Targetmittelpunkt als Koordinatenursprung, so stehen die Pentagonringe in einem Kugelkoordinatensystem unter den vier  $\theta_\gamma$ -Winkeln:  $37.4^\circ$ ,  $79.2^\circ$ ,  $(180^\circ - 79.2^\circ) = 100.8^\circ$  und  $(180^\circ - 37.4^\circ) = 142.6^\circ$  (siehe Abbildung 2.3a). In einem Pentagonring „schauen“ die fünf Ge-Detektoren von den Ecken des gleichseitigen Pentagons auf den Targetmittelpunkt (siehe Abbildung 2.3b).

<sup>4</sup>Germanium- $\gamma$ -Detektor soll im Folgenden mit **Ge-Detektor** abgekürzt werden.



a) Seitenansicht senkrecht zur Strahlachse z

b) Frontalansicht entgegen der Strahlachse z

Abbildung 2.3: Veranschaulichung der Ge-Detektorsymmetrie. Pentagonring 1 und 2 (durchgezogene Linien) stehen unter Vorwärtswinkeln ( $\theta_\gamma = 37.4^\circ$  u.  $79.2^\circ$ ) zur Strahlachse, während Pentagonring 3 und 4 (gestrichelte Linien) unter Rückwärtswinkeln ( $\theta_\gamma = 100.8^\circ$  u.  $142.6^\circ$ ) stehen. Die Vorwärts- und Rückwärts-Pentagonringe sind um  $\phi_\gamma = 36^\circ$  gegeneinander verdreht. Die Ge-Detektoren schauen von den Ecken der Pentagons in Richtung Koordinatenursprung. Der detektorfreie Innenraum des NORDBALL zur Montierung einer Experimentierkammer ist als gepunkteter Kreis angedeutet.

### b) Bariumfluorid-(BaF<sub>2</sub>)-Ball

Zusätzlich zu den Ge-Detektoren ist im NORDBALL-Standard-Set-up ein BaF<sub>2</sub>-Ball montiert (in Abbildung 2.3 nicht eingezeichnet). Der BaF<sub>2</sub>-Ball war teilweise defekt und wurde für das CAG-Experiment nicht eingesetzt. Durch den BaF<sub>2</sub>-Ball schrumpft der detektorfreie Raum im Inneren des NORDBALL auf eine Kugel mit ca. 10 cm Durchmesser (durch einen gepunkteten Kreis in Abbildung 2.3a und Abbildung 2.3b angedeutet).

### c) PIN-Dioden-Teilchendetektor

Von M. Würkner wurde speziell für den NORDBALL ein PIN-Dioden-Teilchendetektor zur Registrierung der rückgestreuten Strahlprojekte<sup>5</sup> entwickelt [7, 8]. Der Detektor besteht aus zwei vakuumdicht verschließbaren Halbkugeln mit je einer Eintritts- und Austrittsöffnung für die Strahlprojekte. Die geschlossene Kugel hat einen Außendurchmesser von 10 cm und passt damit genau in den inneren detektorfreien Raum des NORDBALL. Die in Strahlrichtung vordere Kugelhälfte beinhaltet einen trapezförmigen Targethalter, die rückwärtige Kugelhälfte stellt Kontaktstifte zum Einbau von bis zu 110 5x5 cm<sup>2</sup> PIN-Dioden zur Verfügung. Die Anordnung der Kontaktstifte ist so gewählt, dass die NORDBALL-Fünffach-Symmetrie gewahrt bleibt (siehe Abbildung 2.4). Damit sind die Germanium-PIN-

<sup>5</sup>(Rück-)gestreute Strahlprojekte werden im Folgenden als **Ejektile** bezeichnet.

Dioden-Winkelkombinationen für die Ge-Detektoren jedes Pentagonrings identisch. Während des Experiments war der Detektor mit 55 PIN-Dioden bestückt. Die in fünf Gruppen zu je 11 Dioden angeordneten PIN-Dioden zur Registrierung der  $^{58}\text{Ni}$ -Ejektile standen unter  $\theta_e$ -Winkeln<sup>6</sup> von  $112.3^\circ$  bis  $175.2^\circ$ .

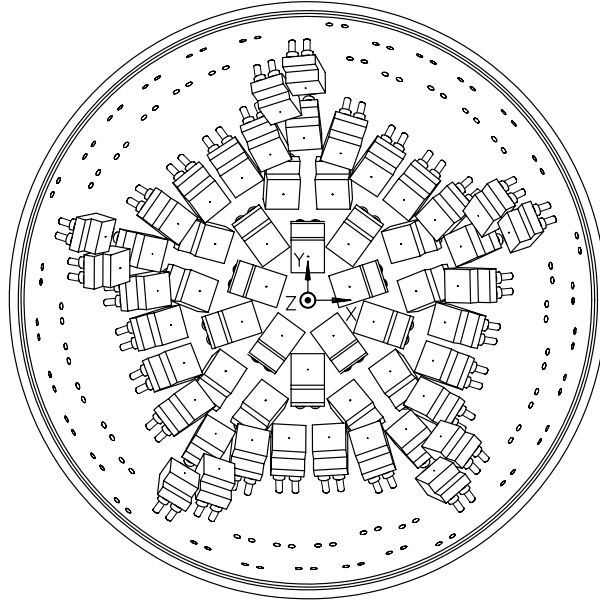


Abbildung 2.4: Von M. Würkner entwickelter PIN-Dioden-Teilchendetektor für maximal 110 PIN-Dioden [7, 8]. Der Detektor war während des CAG-Experiments am NORDBALL, wie abgebildet, mit 55 PIN-Dioden bestückt. Die 55 unbenutzten PIN-Dioden-Steckplätze sind eingezeichnet. Die Blickrichtung ist in die Detektorhalbkugel, entgegen der Strahlachse.

### 2.3.2. Elektronik

Der NORDBALL-Elektronikaufbau ist in [10] beschrieben. Die NORDBALL-Elektronik musste mit der zusätzlichen PIN-Dioden-Teilchendetektor-Elektronik verknüpft und die Zeit- und Energiezweige mussten eingestellt werden.

#### a) Besonderheiten der Zusatzelektronik

##### – Verwendung von Multiplexern

Da nicht für jede der 55 PIN-Dioden ein eigener ADC zur Verfügung stand, wurde von M. Würkner ein Multiplexer konstruiert [8]. Aufgabe des Multiplexers war es, das Energiesignal derjenigen PIN-Diode an den ADC „durchzuschleifen“, die in der vorgewählten Koinzidenzzeit von 200 ns zusammen mit einem Ge-Detektor „gefeuert“ hatte. Außerdem sollte der Multiplexer die Nummer dieser PIN-Diode ausgeben. Jeder Multiplexer hatte 16 Zeit- und Energieeingänge. Damit konnte man die ohne Multiplexer benötigten 55 ADCs durch **einen** ADC, vier Multiplexer und eine Pattern-Unit (benötigt zum Abspeichern der PIN-Dioden-Nummer) ersetzen.

<sup>6</sup> $\theta_e$  steht für den Winkel, unter dem das Ejektil detektiert wurde.

### – Mehrfach-Ereignis-Unterdrückung

Um eine eindeutige Zuordnung der  $\gamma$ -Quant(en) zum Ejektil für die spätere Dopplerkorrektur zu gewährleisten, sollten nur solche PIN-Diodenereignisse berücksichtigt werden, bei denen innerhalb von 200 ns keine weitere PIN-Diode gefeuert hatte. Dazu wurden die Multiplicity-Ausgänge der verwendeten Constant-Fraction-Diskriminatoren (CF-8000) als Vetosignal zum „Master-Trigger“-Signal geschaltet. Letzteres startete die Datenaufnahme.

### – Ejektil-„Downscaling“

Um „Coulombanregungs-unabhängige“ Ejektilspektren zu erhalten, mit denen getestet werden sollte, ob die Ejektilzählraten in verschiedenen PIN-Dioden sich entsprechend dem Rutherford-Wirkungsquerschnitt verhalten, wurde jedes 64ste PIN-Diodenereignis unabhängig vom Auftreten eines  $\gamma$ -Quants registriert. Dazu wurde das „geoderte“ PIN-Dioden-Zeitsignal einer „Downscaling“-Einheit (TB-8000) zugeführt, die so eingestellt war, dass jedes 64ste Eingangssignal ein „Master-Trigger“-Signal über eine Ejektil-Selbstkoinzidenz erzeugte.

## 2.4. NORDBALL-Versuchsablauf

Das CAG-Experiment am NORDBALL teilte sich in zwei Versuchsläufe auf. Im ersten Versuchslauf wurde ein an  $^{180i}\text{Ta}$  angereichertes Tantaloxidtarget ca. vier Tage mit 225 MeV  $^{58}\text{Ni}$  bestrahlt. Dieser Versuchslauf wird im Folgenden  $^{180}\text{Ta}$ -CAG-Experiment genannt. In einem zweiten Versuchslauf wurde ein natürliches Tantaloxidtarget ca. zwei Tage mit 225 MeV  $^{58}\text{Ni}$  bestrahlt. Dieser Versuchslauf soll den Namen  $^{181}\text{Ta}$ -CAG-Experiment tragen.

Falls während der  $^{58}\text{Ni}$ -Bestrahlungen in der vorgewählten Koinzidenzzeit von 200 ns eine Ejektil- $\gamma$ -Koinzidenz oder eine Ejektil-Selbstkoinzidenz auftrat, wurde das Ereignis auf Band (EXATAPE) geschrieben.

Bei ausgeschalteter Koinzidenz wurden vor und nach den  $^{58}\text{Ni}$ -Bestrahlungen die registrierten  $\gamma$ -Ereignisse einer Misch-Eichquelle ( $^{133}\text{Ba}+^{134}\text{Cs}+^{152}\text{Eu}$ ) für mehrere Stunden auf Band geschrieben.

Die  $^{180i}\text{Ta}$ - und  $^{181}\text{Ta}$ -CAG-Experiment-Parameter sind im Folgenden nochmals zusammengefasst:

- **Strahl** ( $^{180}\text{Ta}$ -CAG-Exp. und  $^{181}\text{Ta}$ -CAG-Exp.):
  - Strahlprojektil:  $^{58}\text{Ni}$
  - Strahlenergie: 225 MeV
  - Strahlstrom: ca. 40 nA
- **Targets:**
  - $^{180}\text{Ta}$ -CAG-Exp.:  
„Angereichertes Tantaloxidtarget“ (#108)<sup>7</sup>: Hergestellt, wie in Kapitel 2.2 beschrieben, aus 5.7% an  $^{180i}\text{Ta}$  angereichertem  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ -Pulver.
  - $^{181}\text{Ta}$ -CAG-Exp.:  
„Natürliches Tantaloxidtarget“ (#106): Identisch hergestellt wie das angereicherte Tantaloxidtarget. Im Unterschied zu diesem wurde aber natürliches  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ -Pulver verdampft.
- **NORDBALL-Set-up** ( $^{180}\text{Ta}$ -CAG-Exp. und  $^{181}\text{Ta}$ -CAG-Exp.):
  - 19 Compton-unterdrückte Ge-Detektoren und ein Clover-Ge-Detektor zur Registrierung der  $\gamma$ -Quanten
  - Teilchendetektor mit 55 PIN-Dioden zur Registrierung der  $^{58}\text{Ni}$ -Ejektile
- **Koinzidenzbedingungen** ( $^{180}\text{Ta}$ -CAG-Exp. und  $^{181}\text{Ta}$ -CAG-Exp.):
  - Ejektil- $\gamma$ -Koinzidenz innerhalb 200 ns
  - Ejektil-Selbstkoinzidenz jedes 64sten PIN-Dioden-Ereignisses

Im folgenden Kapitel 2.5 werden die Ergebnisse des  $^{181}\text{Ta}$ -CAG-Experiments, in Kapitel 2.6 die Ergebnisse des  $^{180}\text{Ta}$ -CAG-Experiments vorgestellt.

---

<sup>7</sup>Die eingeklammerte Zahl entspricht der laufenden Herstellungsnummer.

## 2.5. Ergebnisse des $^{181}\text{Ta}$ -CAG-Experiments

Die auf Band „Ereignis für Ereignis“ abgespeicherten Daten sollen in Spektren akkumuliert werden. Dafür wurde zusammen mit J. Iwanicki und P. Napiorkowski von der Universität Warschau ein REPLAY-Programmpaket entwickelt. Das FORTRAN-Programm „CALIBRATION“ dieses Pakets generiert für die Versuchsläufe mit der Mischeichquelle für jeden Ge-Detektor das entsprechende Eichquellenspektrum. Die Linienpositionen und Linieninhalte der erzeugten Eichquellenspektren wurden mit dem Spektrenanalyse-Programm GASPAN [11] ermittelt. Aus dem Vergleich der gemessenen Linienpositionen mit den aus der Literatur (z. B. [12, 13]) bekannten Linienenergien der Eichquellen kann für jeden Ge-Detektor ein Kalibrierpolynom bestimmt werden, welches den gemessenen Linienpositionen die entsprechenden  $\gamma$ -Energien zuordnet. Da vor und nach der  $^{58}\text{Ni}$ -Bestrahlung des natürlichen und des angereicherten Tantaloxidtargets die Mischeichquelle gemessen wurde, können die Koeffizienten des Kalibrierpolynoms vor und nach der Bestrahlung verglichen und eventuelle „Energieshifts“ erkannt werden.

Die gefundenen Polynomkoeffizienten werden dem FORTRAN-Programm „SPECTRA“ übergeben. Dieses generiert für die Ejektil- $\gamma$ -Koinzidenzereignisse für jeden Ge-Detektor ein Doppler-korrigiertes  $\gamma$ -Energiespektrum sowie ein Zeitspektrum zur Beurteilung der zeitlichen Beziehung zwischen Ejektil und  $\gamma$ -Quant innerhalb der 200 ns Koinzidenzzeit. Außerdem erzeugt es das Doppler-korrigierte  $\gamma$ -Energie-Summenspektrum der 20 Ge-Detektoren sowie für jede PIN-Diode ein Ejektil-Energiespektrum. Zusätzlich wird die Ejektil- $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzmatrix generiert. Die „downgescalten“ Ejektil-Selbstkoinzidenzereignisse werden in 55 Ejektil-Selbstkoinzidenzspektren sortiert.

### 2.5.1. $\gamma$ -Spektren von $^{181}\text{Ta}$

#### a) $\gamma$ -Summenspektrum

Abbildung 2.5 auf der folgenden Seite zeigt das Doppler-korrigierte  $\gamma$ -Summenspektrum<sup>8</sup> von 20 Ge-Detektoren, aufgenommen mit dem natürlichen Tantaloxidtarget (#106). In der Abbildung ist zu erkennen, dass das  $\gamma$ -Summenspektrum in einen „Niederenergiebereich“ (bis ca. 800 keV) und einen „Hochenergiebereich“ (oberhalb ca. 1000 keV) zerfällt. Die  $\gamma$ -Linien von  $^{181}\text{Ta}$  der beiden Bereiche werden im Folgenden genauer untersucht.

#### b) $\gamma$ -Summenspektrum im „Niederenergiebereich“

Das  $\gamma$ -Summenspektrum im „Niederenergiebereich“ (Abbildung 2.6) wird dominiert von den Kaskaden- und Crossover-Übergängen der  $K^\pi = 7/2^+$  Grundzustandsbande. Erstmals konnten die Kaskaden-Übergänge  $(23/2^+, 7/2^+) \rightarrow (21/2^+, 7/2^+)$  und<sup>9</sup>  $(25/2^+, 7/2^+) \rightarrow (23/2^+, 7/2^+)$  sowie die Crossover-Übergänge  $(27/2^+, 7/2^+) \rightarrow$

<sup>8</sup>Anmerkung zum Summenspektrum: Im Rohspektrum des auf Masse  $A=180$  Doppler-korrigierten  $\gamma$ -Energie-Summenspektrums überlagern um 1450 keV zwei breite „Hügel“ den  $\gamma$ -Untergrund. Die „Hügel“ resultieren aus der Coulombanregung der  $^{58}\text{Ni}$ -Projektile. In  $^{58}\text{Ni}$  liegt der erste angeregte Zustand bei 1454 keV. Um die „Hügel“ aus dem Spektrum zu eliminieren, wurde auf die Masse  $A=58$  Doppler-korrigiert und Ereignisse, die zur 1454 keV Linie beitragen, verworfen.

<sup>9</sup>Die Schreibweise steht für den Übergang eines Zustands mit Spin und K-Quantenzahl:  $(I_i^\pi, K_i^\pi)$  in einen Zustand mit  $(I_f^\pi, K_f^\pi)$ .

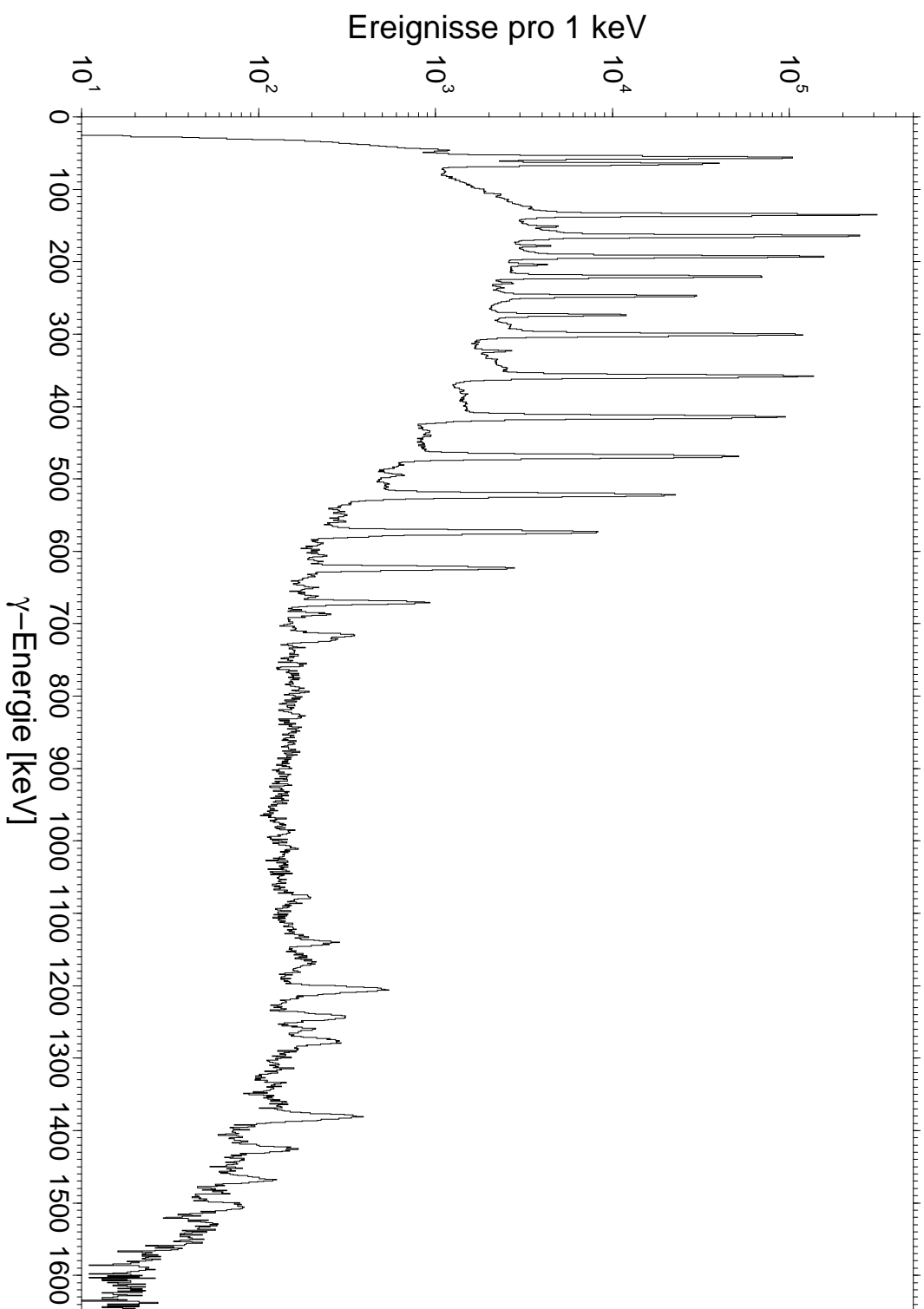


Abbildung 2.5: Doppler-korrigiertes  $\gamma$ -Summenspektrum des natürlichen Tantaloxidtargets (#106).



$(23/2^+, 7/2^+)$  und  $(29/2^+, 7/2^+) \rightarrow (25/2^+, 7/2^+)$  von  $^{181}\text{Ta}$  beobachtet werden. Zwischen den Kaskaden-Übergängen der Grundzustandsbande sind die deutlich schwächeren Kaskaden-Übergänge der  $K^\pi = 9/2^-$  Bande zu erkennen.

### c) $\gamma$ -Summenspektrum im „Hochenergiebereich“

Das  $\gamma$ -Summenspektrum im „Hochenergiebereich“ ist in Abbildung 2.7 dargestellt. Die Linienzuweisungen werden im Folgenden erläutert.

#### 2.5.2. Vibrationsbanden im $^{181}\text{Ta}$

Betrachtet man das  $\gamma$ -Summenspektrum von Abbildung 2.7, so fallen zwei besonders starke Linien bei 1206 keV und 1382 keV auf. Drei weitere starke Linien sind bei 1142 keV, 1244 keV und 1278 keV zu sehen. Die Analyse der Ejektil- $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzmatrix zeigt, dass die Linien 1206 keV und 1382 keV sowie 1278 keV nicht in der Koinzidenzmatrix zu sehen sind, während 1142 keV und 1244 keV in Koinzidenz mit dem 136 keV  $(9/2^+, 7/2^+) \rightarrow (7/2^+, 7/2^+)$  Übergang der Grundzustandsbande beobachtet werden. Es wird vermutet, dass die 1206 keV und 1382 keV Linien Bandenkopf-Zerfällen in den Grundzustand entsprechen. Die offensichtlich starke Populierung der Bandenköpfe könnte durch starke E2-Anregungen aus der Grundzustandsbande erklärt werden.

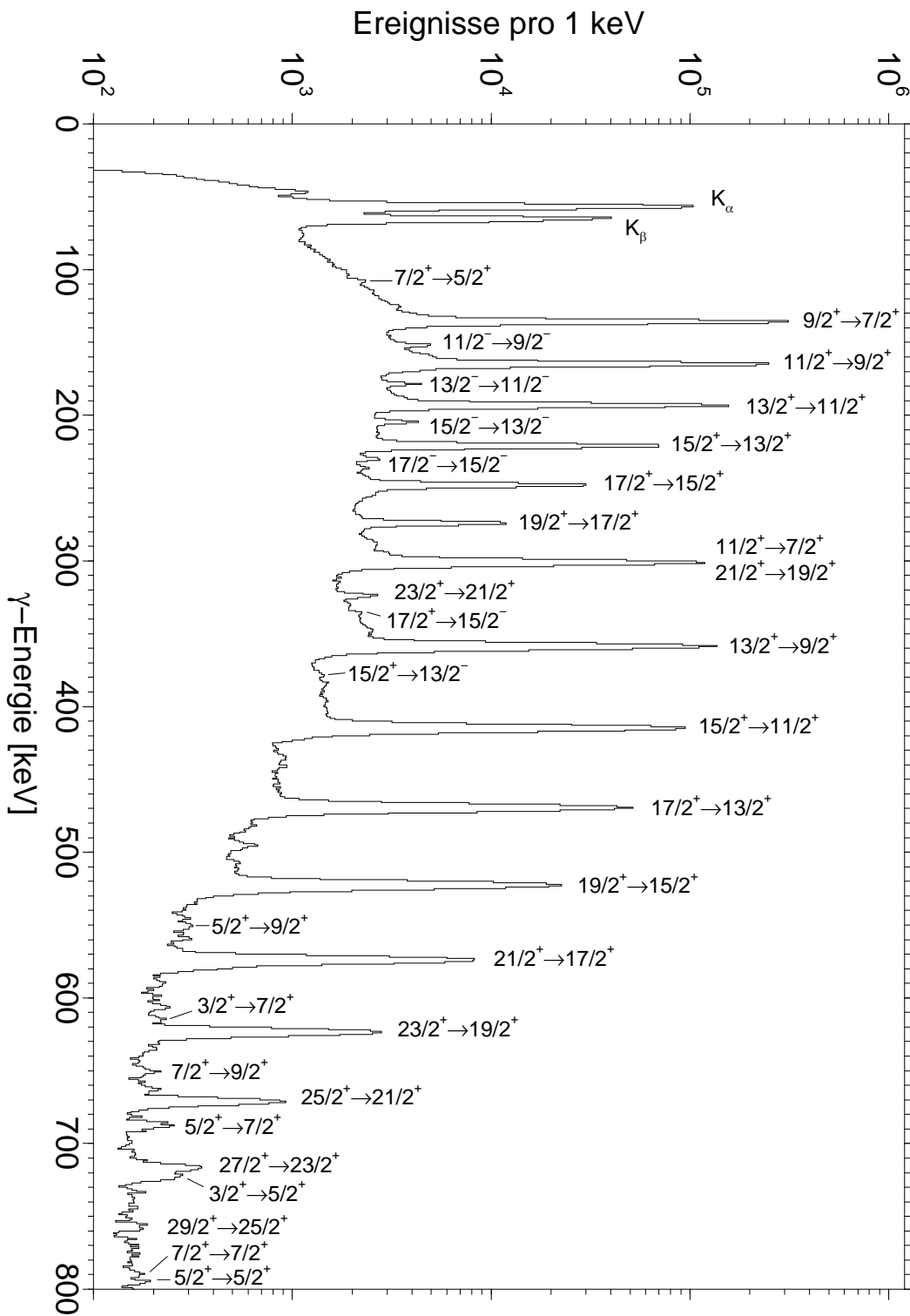
##### a) Bandenkopf bei 1206 keV

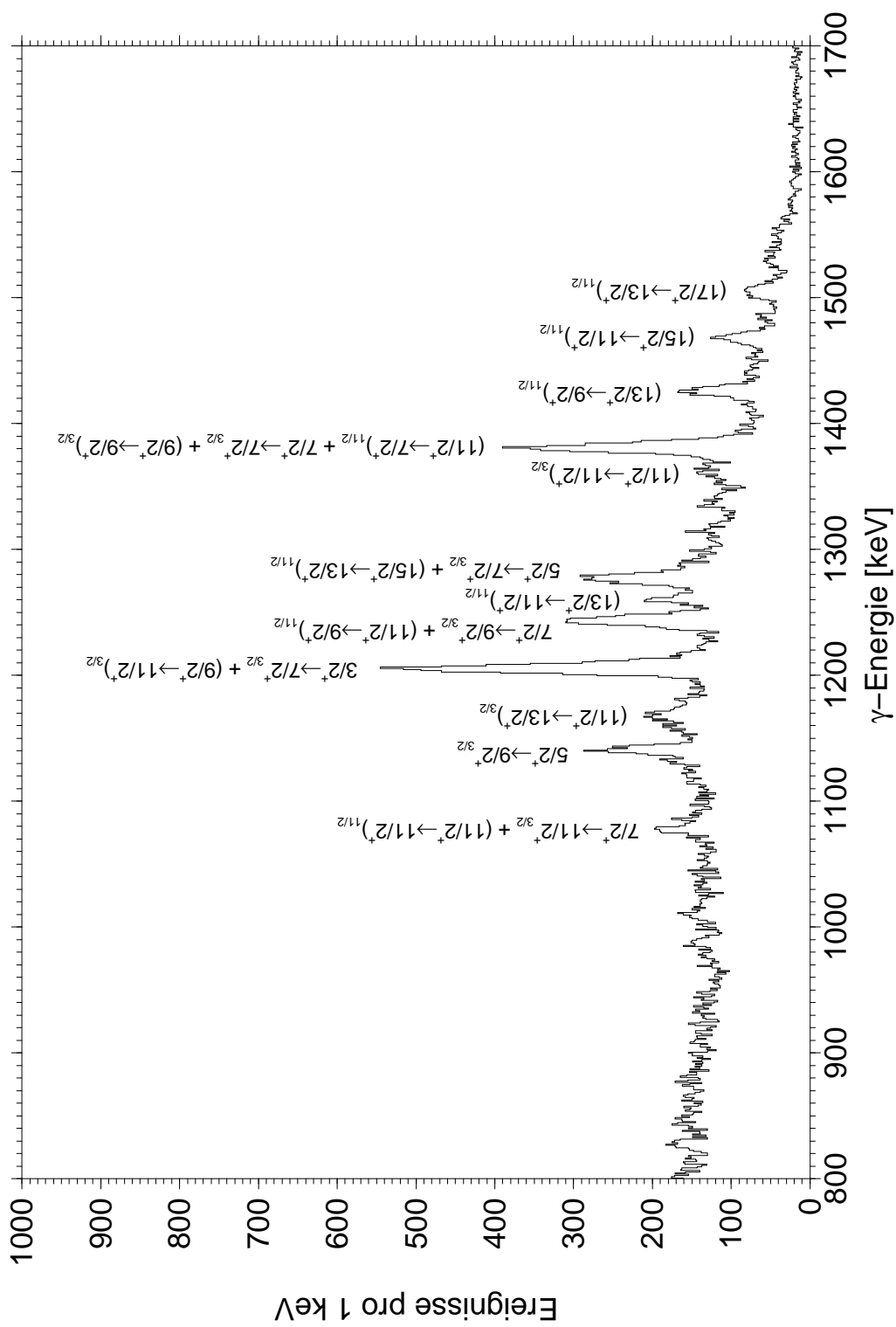
Weil keine Linie mit  $(1206 - 136)$  keV = 1070 keV im  $\gamma$ -Summenspektrum zu sehen ist, wird dem Bandenkopf bei 1206 keV die K-Quantenzahl  $K^\pi = 3/2^+$  zugewiesen. Da eine starke Linie bei 1278 keV beobachtet wird und  $(1142 + 136)$  keV gerade 1278 keV entspricht, könnte der erste Rotationszustand dieser Bande bei 1278 keV liegen.

##### b) Bandenkopf bei 1382 keV

Da  $(1244 + 136)$  keV  $\approx$  1382 keV entspricht, könnte die Linie bei 1244 keV aus dem Zerfall des 1382 keV Bandenkopfes in den  $I^\pi = 9/2^+$  ersten Rotationszustand der Grundzustandsbande stammen. Damit wäre der Spin des Bandenkopfes auf  $I^\pi = 5/2^+, 7/2^+, 9/2^+$  oder  $11/2^+$  eingeschränkt. Aufgrund der Intensitäten und Energieabstände der vier stärksten Linien oberhalb 1300 keV könnten die vier Linien zu einem Band mit Bandenkopf bei 1382 keV gehören.

In Tabelle 7.1 im Anhang 7.2 sind die bekannten Vibrationsbanden im Massenbereich um  $A=180$  zusammengestellt. Wie man der Tabelle entnimmt, werden große Anregungs- $B(E2)^\dagger$ -Werte für die  $\gamma$ -Vibrationsbanden im  $^{181}\text{Ta}$  erwartet. Die Bandenkopfenergien der  $\gamma$ -Vibrationsbanden sollten um 1200 keV liegen. Über der  $K^\pi = 7/2^+$  Grundzustandsbande erwartet man im  $^{181}\text{Ta}$  zwei  $\gamma$ -Vibrationsbanden mit  $K^\pi = (7/2^+ \pm 2)$ , je nach paralleler oder anti-paralleler Ausrichtung des  $K^\pi = 2^+$  Phonons. Dem Bandenkopf bei 1206 keV wurde oben  $K^\pi = 3/2^+$  zugewiesen.  $K^\pi = 11/2^+$  entspricht einem der für den Bandenkopf bei 1382 keV vorgeschlagenen Werte.

Abbildung 2.6: Doppler-korrigiertes  $\gamma$ -Summenspektrum des natürlichen Tantaloxidtargets ( $\#106$ ) im „Niederenergiebereich“.



### c) Trägheitsmomente der $\gamma$ -Vibrationsbanden

Für den Trägheitsmoment-Parameter  $A \equiv \Delta E / (2 I)$  der Grundzustandsbande mit  $\Delta E = E(I) - E(I-1)$  findet man  $A \approx 15$  keV. Für die  $\gamma$ -Vibrationsbanden erwartet man ähnliche Trägheitsmoment-Parameterwerte. Nimmt man an, dass bei 1278 keV der  $I^\pi = 5/2^+$  erste Rotationszustand der  $K^\pi = 3/2^+$   $\gamma$ -Vibrationsbande mit Bandenkopf bei 1206 keV liegt, so folgt ein Trägheitsmoment-Parameter  $A$  von 14.4 keV. Aus der Annahme, dass bei 1382 keV der Bandenkopf der  $K^\pi = 11/2^+$   $\gamma$ -Vibrationsbande und bei  $(1427 + 136) = 1563$  keV der  $I^\pi = 13/2^+$  erste Rotationszustand liegt, folgt für diese Bande ein  $A$  von 13.9 keV. Die Trägheitsmoment-Parameter stützen also die getroffenen Spin- und Energiezuordnungen.

### d) Niveauzuweisung

Als Fazit der obigen Überlegungen, der Analyse der Ejektil- $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzmatrix und der Linienintensitäten wird das in Abbildung 2.8 dargestellte Niveauschema für  $^{181}\text{Ta}$  vorgeschlagen. Es zeigt zwei neu gefundene  $\gamma$ -Vibrationsbanden im  $^{181}\text{Ta}$  mit  $K^\pi = 3/2^+$  und  $K^\pi = 11/2^+$ . Mit den abgebildeten Zustandszuweisungen können alle stärkeren Linien oberhalb 1000 keV im  $\gamma$ -Summenspektrum von Abbildung 2.7 erklärt werden. Beachtenswert ist, dass bei dieser Zuweisung einige der im  $\gamma$ -Summenspektrum zu sehenden Linien Doppellinien sind.

Die Trägheitsmoment-Parameter verschiedener Inband-Übergänge der  $\gamma$ -Vibrationsbanden sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst:

Inband-Überg. K=3/2 Vib.	$E_\gamma$ [keV]	A [keV]	Inband-Überg. K=11/2 Vib.	$E_\gamma$ [keV]	A [keV]
$5/2^+ \rightarrow 3/2^+$	72	14.4	$13/2^+ \rightarrow 11/2^+$	(181)	(13.9)
$7/2^+ \rightarrow 5/2^+$	100	14.3	$15/2^+ \rightarrow 13/2^+$	(207)	(13.8)
$9/2^+ \rightarrow 7/2^+$	(129)	(14.3)	$17/2^+ \rightarrow 15/2^+$	(232)	(13.6)
$11/2^+ \rightarrow 9/2^+$	(158)	(14.4)			

Tabelle 2.1: Trägheitsmoment-Parameter der Inband-Übergänge der vorgeschlagenen  $K^\pi = 3/2^+$  und  $K^\pi = 11/2^+$   $\gamma$ -Vibrationsbanden im  $^{181}\text{Ta}$ . Nicht gesicherte Tabellendaten sind in Klammern angegeben.

## 2.5.3. Populierung von Isomeren im $^{181}\text{Ta}$

### a) $K^\pi = 5/2^+$ Isomer

Im  $^{181}\text{Ta}$  existiert 482 keV über dem Grundzustand ein  $K^\pi = 5/2^+$  Isomer mit einer Halbwertszeit von  $t_{1/2} = 10.8$  ns. Die  $B(M1)\downarrow$ - und  $B(E2)\downarrow$ -Werte für den Zerfall des Isomers in den Grundzustand sind extrem klein und werden mit  $(6.21 \pm 0.12) \cdot 10^{-7}$  W.u. und  $(2.56 \pm 0.03) \cdot 10^{-2}$  W.u. angegeben<sup>10</sup> [14]. Das  $K^\pi = 5/2^+$  Isomer befindet sich im Nilsson-Proton-Zustand  $5/2^+[402]$ , der Grundzustand im  $7/2^+[404]$ . M1-Übergänge zwischen diesen Nilsson-Zuständen verletzen die M1-Auswahlregeln für die asymptotischen Quantenzahlen:  $(|\Delta n_3| = 1, |\Delta \Lambda| = 1, \Delta \Sigma = 0)$  bzw.  $(\Delta n_3 = 0,$

<sup>10</sup>Zur Definition der Weisskopf-Einheit [W.u.] siehe Anhang 7.3.

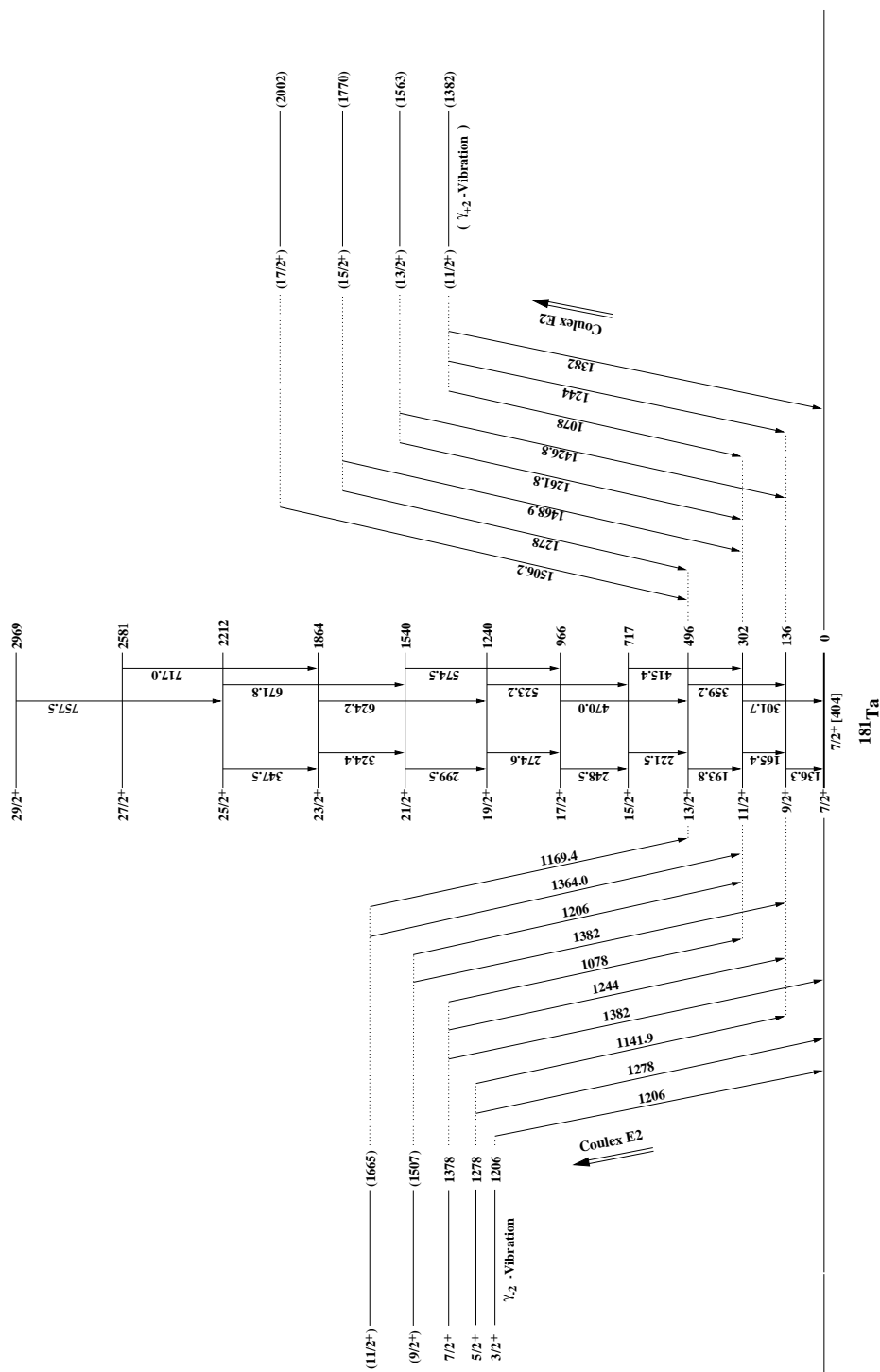


Abbildung 2.8: Versuch einer Zuordnung der im „Hochenergie-Spektrum“ (Abbildung 2.7) beobachteten Linien von  $^{181}\text{Ta}$ . Die starken Linien oberhalb 1 MeV werden als Zerfälle einer  $K^\pi = 3/2^+$   $\gamma$ -Vibrationsbande und einer  $K^\pi = 11/2^+$   $\gamma$ -Vibrationsbande in die Grundzustandsrotationsbande interpretiert.

$\Delta\Lambda = 0$ ,  $|\Delta\Sigma| = 1$ ) [15]. E2-Übergänge sind wegen der E2-Auswahlregel: ( $|\Delta n_3| = 1$ ,  $|\Delta\Lambda| = 1$ ,  $\Delta\Sigma = 0$ ) verboten [15, 16]. Dies erklärt die kleinen gemessenen reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten. Der 108.5 keV ( $7/2^+$ ,  $5/2^+$ )  $\rightarrow$  ( $5/2^+$ ,  $5/2^+$ ) Übergang der  $K^\pi = 5/2^+$  Isomerbande wird im Spektrum beobachtet (siehe Abbildung 2.6). Die Intensität der 108.5 keV Linie ist größer, als die direkte E2-Anregung der  $K^\pi = 5/2^+$  Isomerbande aus der Grundzustandsbande für den kleinen  $B(E2)\downarrow$ -Wert erwarten lässt. Die Erklärung liegt in der indirekten Population der  $K^\pi = 5/2^+$  Isomerbande. Es wurden sieben bisher unbekannte Übergänge um 700 keV gefunden, die das  $K^\pi = 3/2^+$   $\gamma$ -Vibrationsband mit dem  $K^\pi = 5/2^+$  Isomerband verbinden. Die beobachteten Zwischenband-Übergänge sind in Tabelle 2.2 angegeben und in Abbildung 2.6 beschriftet. Das  $K^\pi = 5/2^+$  Isomerband wird also indirekt über

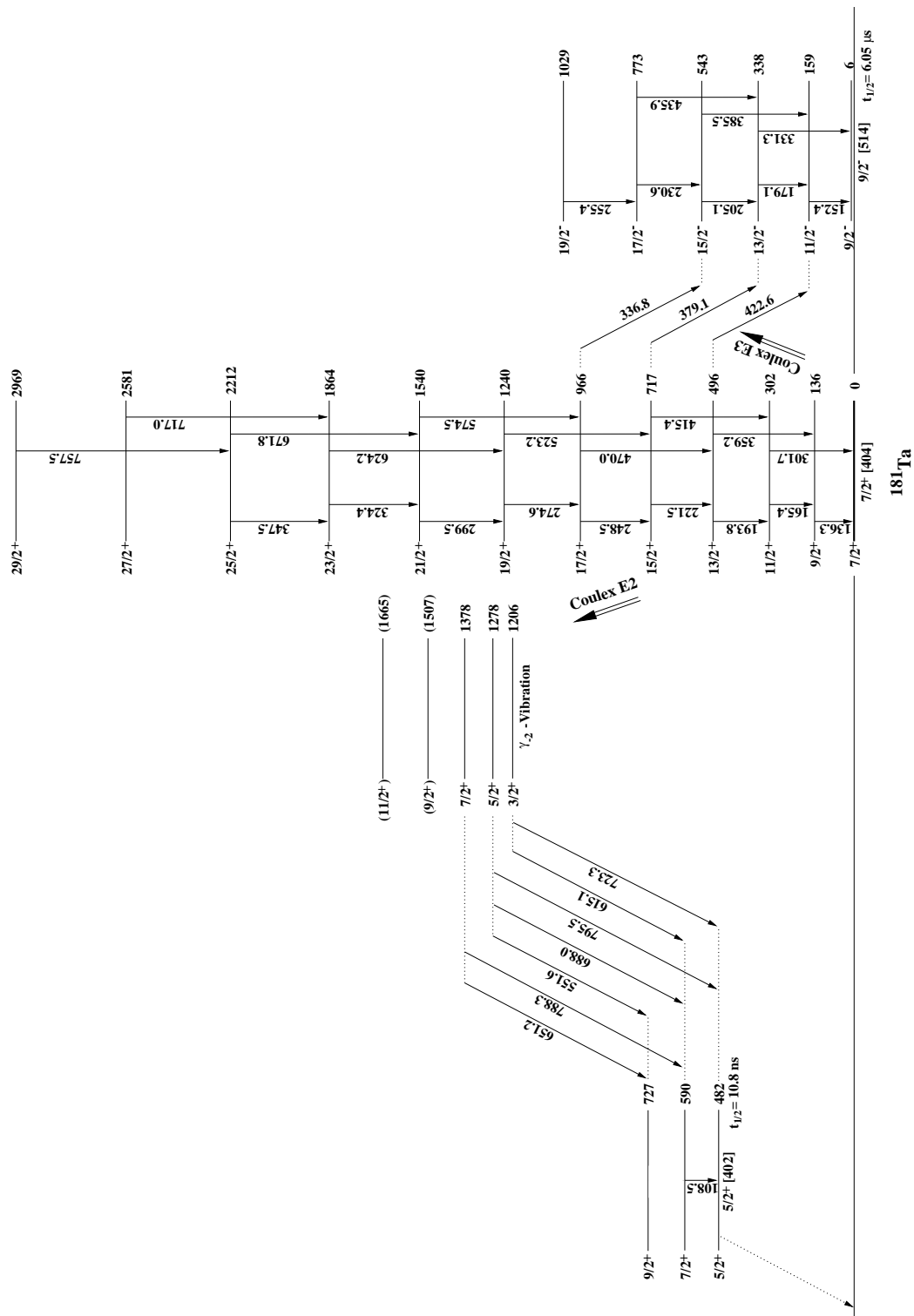
Zwischenband- Übergang $K=3/2 \rightarrow K=5/2$	$E_\gamma$ [keV]	Zerfallsart
$3/2^+ \rightarrow 5/2^+$	723.3	M1/E2
$3/2^+ \rightarrow 7/2^+$	615.4	E2
$5/2^+ \rightarrow 5/2^+$	795.5	M1/E2
$5/2^+ \rightarrow 7/2^+$	688.0	M1/E2
$5/2^+ \rightarrow 9/2^+$	551.6	E2
$7/2^+ \rightarrow 7/2^+$	788.3	M1/E2
$7/2^+ \rightarrow 9/2^+$	651.2	M1/E2

Tabelle 2.2: Neu gefundene Übergänge zwischen der  $K^\pi = 3/2^+$   $\gamma$ -Vibrationsbande und der  $K^\pi = 5/2^+$  Isomerbande im  $^{181}\text{Ta}$ .

das  $K^\pi = 3/2^+$   $\gamma$ -Vibrationsband populiert. Durch das Auffinden dieser Verbindung kann die Energie- und Spinzuzuweisung der ersten drei Zustände der  $K^\pi = 3/2^+$   $\gamma$ -Vibrationsbande als gesichert gelten. Die Populierung der  $K^\pi = 5/2^+$  Isomerbande ist in Abbildung 2.9 dargestellt.

### b) $K^\pi = 9/2^-$ -Isomer

6 keV über dem Grundzustand existiert im  $^{181}\text{Ta}$  ein  $K^\pi = 9/2^-$  Isomer mit einer Halbwertszeit von  $t_{1/2} = 6.05 \mu\text{s}$ . Das Isomerband baut auf dem Nilsson-Proton-Zustand  $9/2^-$  [514] auf. E1-Übergänge zwischen den  $9/2^-$  [514] und  $7/2^+$  [404] Nilsson-Zuständen verletzen die E1-Auswahlregel: ( $\Delta n_3 = 0$ ,  $|\Delta\Lambda| = 1$ ,  $\Delta\Sigma = 0$ ) [15], wodurch die lange Halbwertszeit des  $K^\pi = 9/2^-$  Isomerbandenkopfes verständlich wird. Im  $\gamma$ -Summenspektrum von Abbildung 2.6 werden mehrere Inband-Übergänge der  $K^\pi = 9/2^-$  Isomerbande beobachtet. Die Bevölkung dieser Bande geschieht einerseits durch E3-Anregung aus dem  $K^\pi = 7/2^+$ -Grundzustandsband sowie durch E1-Zerfälle („Feeding“) höherer Rotationszustände der Grundzustandsbande. Drei dieser bisher unbekannt E1-Zerfälle konnten in der Ejektil- $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzmatrix in Koinzidenz mit Inband-Zerfällen der  $K^\pi = 9/2^-$ -Isomerbande gefunden werden. Die Übergänge und ihre Energien sind in Tabelle 2.3 zusammengefasst. Zwei der drei Linien sind andeutungsweise auch im  $\gamma$ -Summenspektrum in Abbildung 2.6 zu erkennen und markiert. Die Populierung der  $K^\pi = 9/2^-$  Isomerbande ist in Abbildung 2.9 dargestellt.

Abbildung 2.9: Niveauschema zur Verdeutlichung der Populierung der  $K^\pi = 5/2^+$  und  $K^\pi = 9/2^-$  Isomerbanden im  $^{181}\text{Ta}$ .

Zwischenband- Übergang $K=7/2 \rightarrow K=9/2$	$E_\gamma$ [keV]	Zerfallsart
$13/2^+ \rightarrow 11/2^-$	422.6	E1
$15/2^+ \rightarrow 13/2^-$	379.1	E1
$17/2^+ \rightarrow 15/2^-$	336.8	E1

Tabelle 2.3: Neu gefundene Übergänge zwischen der  $K^\pi = 7/2^+$  Grundzustandsbande und der  $K^\pi = 9/2^-$  Isomerbande im  $^{181}\text{Ta}$ .



2.5.4. Beobachtete  $\gamma$ -Linien im  $^{181}\text{Ta}$ 

In den folgenden beiden Tabellen sind alle im  $\gamma$ -Summenspektrum und in der Ejektil- $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzmatrix beobachteten  $\gamma$ -Linien aufgelistet und, falls möglich, Übergängen zugewiesen.

$E_\gamma$	$\Delta E_\gamma$	Übergang	Komm.
47.03	0.34	?	NB
108.52	0.32	$(7/2^+, 5/2^+) \rightarrow (5/2^+, 5/2^+)$	L
125.47	0.14	?	NB
136.339	0.012	$(9/2^+, 7/2^+) \rightarrow (7/2^+, 7/2^+)$	L
152.44	0.037	$(11/2^-, 9/2^-) \rightarrow (9/2^-, 9/2^-)$	L
159.31	0.13	?	NB
165.409	0.010	$(11/2^+, 7/2^+) \rightarrow (9/2^+, 7/2^+)$	L
170.008	0.072	?	NB
179.067	0.038	$(13/2^-, 9/2^-) \rightarrow (11/2^-, 9/2^-)$	L
193.823	0.019	$(13/2^+, 7/2^+) \rightarrow (11/2^+, 7/2^+)$	L
205.085	0.038	$(15/2^-, 9/2^-) \rightarrow (13/2^-, 9/2^-)$	L
221.547	0.026	$(15/2^+, 7/2^+) \rightarrow (13/2^+, 7/2^+)$	L
230.600	0.087	$(17/2^-, 9/2^-) \rightarrow (15/2^-, 9/2^-)$	L
236.68	0.18	?	L
248.543	0.065	$(17/2^+, 7/2^+) \rightarrow (15/2^+, 7/2^+)$	L
255.39	0.18	$(19/2^-, 9/2^-) \rightarrow (17/2^-, 9/2^-)$	L
258.55	0.26	?	NB
274.638	0.082	$(19/2^+, 7/2^+) \rightarrow (17/2^+, 7/2^+)$	L
287.60	0.42	?	NB
299.53	0.17	$(21/2^+, 7/2^+) \rightarrow (19/2^+, 7/2^+)$	L
301.73	0.22	$(11/2^+, 7/2^+) \rightarrow (7/2^+, 7/2^+)$	L
324.372	0.094	$(23/2^+, 7/2^+) \rightarrow (21/2^+, 7/2^+)$	NBZ
331.27	0.48	$(13/2^-, 9/2^-) \rightarrow (9/2^-, 9/2^-)$	L
336.82	0.26	$(13/2^+, 7/2^+) \rightarrow (11/2^-, 9/2^-)$	NBZ
347.52	0.22	$(25/2^+, 7/2^+) \rightarrow (23/2^+, 7/2^+)$	NBZ
359.236	0.050	$(13/2^+, 7/2^+) \rightarrow (9/2^+, 7/2^+)$	L
379.11	0.87	$(15/2^+, 7/2^+) \rightarrow (13/2^-, 9/2^-)$	NBZ
385.53	0.78	$(15/2^-, 9/2^-) \rightarrow (11/2^-, 9/2^-)$	L
415.37	0.16	$(15/2^+, 7/2^+) \rightarrow (11/2^+, 7/2^+)$	L
422.55	0.98	$(17/2^+, 7/2^+) \rightarrow (15/2^-, 9/2^-)$	NBZ
435.89	0.32	$(17/2^-, 9/2^-) \rightarrow (13/2^-, 9/2^-)$	L
441.53	0.34	?	NB
470.06	0.28	$(17/2^+, 7/2^+) \rightarrow (13/2^+, 7/2^+)$	L
495.97	0.43	?	NB
508.00	0.65	?	NB
523.16	0.44	$(19/2^+, 7/2^+) \rightarrow (15/2^+, 7/2^+)$	L
551.62	0.71	$(5/2^+, 3/2^+) \rightarrow (9/2^+, 5/2^+)$	NBZ
574.546	0.023	$(21/2^+, 7/2^+) \rightarrow (17/2^+, 7/2^+)$	L

$E_\gamma$	$\Delta E_\gamma$	Übergang	Komm.
606.85	0.73	?	NB
615.4	1.1	$(3/2^+, 3/2^+) \rightarrow (7/2^+, 5/2^+)$	NBZ
624.16	0.39	$(23/2^+, 7/2^+) \rightarrow (19/2^+, 7/2^+)$	L
634.52	0.75	?	NB
651.20	0.55	$(7/2^+, 3/2^+) \rightarrow (9/2^+, 5/2^+)$	NBZ
663.25	0.43	?	NB
671.760	0.043	$(25/2^+, 7/2^+) \rightarrow (21/2^+, 7/2^+)$	L
687.96	0.22	$(5/2^+, 3/2^+) \rightarrow (7/2^+, 5/2^+)$	NBZ
716.98	0.14	$(27/2^+, 7/2^+) \rightarrow (23/2^+, 7/2^+)$	NBZ
723.25	0.22	$(3/2^+, 3/2^+) \rightarrow (5/2^+, 5/2^+)$	NBZ
757.46	0.83	$(29/2^+, 7/2^+) \rightarrow (25/2^+, 7/2^+)$	NBZ
788.32	0.73	$(7/2^+, 3/2^+) \rightarrow (7/2^+, 5/2^+)$	NBZ
795.53	0.66	$(5/2^+, 3/2^+) \rightarrow (5/2^+, 5/2^+)$	NBZ
828.53	0.77	?	NB
988.12	0.85	?	NB
1011.03	0.71	?	NB
1078.19	0.44	$(7/2^+, 3/2^+) \rightarrow (11/2^+, 7/2^+)$	NBZ
1078.19	0.44	$((11/2^+, 1/2^+) \rightarrow (11/2^+, 7/2^+))$	NBN
1087.1	1.2	?	NB
1132.22	0.89	?	NB
1141.85	0.24	$(5/2^+, 3/2^+) \rightarrow (9/2^+, 7/2^+)$	NBZ
1159.78	0.81	?	NB
1169.43	0.45	$((11/2^+, 3/2^+) \rightarrow (13/2^+, 7/2^+))$	NBN
1206.19	0.13	$(3/2^+, 3/2^+) \rightarrow (7/2^+, 7/2^+)$	NBZ
1206.19	0.13	$((9/2^+, 11/2^+) \rightarrow (11/2^+, 7/2^+))$	NBN
1214.6	1.0	?	NB
1244.48	0.17	$(7/2^+, 3/2^+) \rightarrow (9/2^+, 7/2^+)$	NBZ
1244.48	0.17	$((11/2^+, 11/2^+) \rightarrow (9/2^+, 7/2^+))$	NBN
1261.79	0.40	$((13/2^+, 11/2^+) \rightarrow (11/2^+, 7/2^+))$	NBN
1277.78	0.19	$(5/2^+, 3/2^+) \rightarrow (7/2^+, 7/2^+)$	NBZ
1277.78	0.19	$((15/2^+, 11/2^+) \rightarrow (13/2^+, 7/2^+))$	NBN
1290.51	0.71	?	NB
1314.89	0.98	?	NB
1339.1	1.0	?	NB
1364.02	0.56	$((11/2^+, 3/2^+) \rightarrow (11/2^+, 7/2^+))$	NBN
1381.85	0.12	$(7/2^+, 3/2^+) \rightarrow (7/2^+, 7/2^+)$	NBZ
1381.85	0.12	$((9/2^+, 3/2^+) \rightarrow (9/2^+, 7/2^+))$	NBN
1381.85	0.12	$((11/2^+, 7/2^+) \rightarrow (7/2^+, 7/2^+))$	NBN
1426.81	0.24	$((13/2^+, 11/2^+) \rightarrow (9/2^+, 7/2^+))$	NBN
1468.87	0.32	$((15/2^+, 11/2^+) \rightarrow (11/2^+, 7/2^+))$	NBN
1506.16	0.48	$((17/2^+, 11/2^+) \rightarrow (13/2^+, 7/2^+))$	NBN

Tabelle 2.4:  $\gamma$ -Linien und zugewiesene Übergänge im  $^{181}\text{Ta}$ . Die  $\gamma$ -Energien sind in keV angegeben. In der Kommentarzeile bedeuten „L“: „Aus der Literatur bekannt“, „NB“: „Neu beobachtet“, „NBZ“: „Neu beobachtet und zugewiesen“ und „NBN“: „Neu beobachtet, aber Zuweisung nicht gesichert“.

## 2.6. Ergebnisse des $^{180}\text{Ta}$ -CAG-Experiments

### 2.6.1. $\gamma$ -Spektren von $^{180}\text{Ta}$

#### a) $\gamma$ -Summenspektrum

Abbildung 2.10 auf der folgenden Seite zeigt das Doppler-korrigierte  $\gamma$ -Summenspektrum von 20 Ge-Detektoren, aufgenommen mit dem angereicherten Tantaloxidtarget (#108). Im Vergleich zum  $\gamma$ -Summenspektrum des natürlichen Tantaloxidtargets in Abbildung 2.5 sind zwischen den Kaskaden- und Crossover-Übergängen der  $K^\pi = 7/2^+$  Grundzustandsbande von  $^{181}\text{Ta}$  zusätzliche Linien zu erkennen. Diese werden als Kaskaden- und Crossover-Übergänge der  $K^\pi = 9^-$  Isomerbande von  $^{180}\text{Ta}$  gedeutet.

#### b) Differenz- $\gamma$ -Summenspektrum im „Niederenergiebereich“

Abbildung 2.11 zeigt ein Differenz- $\gamma$ -Summenspektrum. Zur Erzeugung dieses Spektrums wurde das Doppler-korrigierte  $\gamma$ -Summenspektrum des natürlichen Tantaloxidtargets vom Doppler-korrigierten  $\gamma$ -Summenspektrum des angereicherten Tantaloxidtargets subtrahiert. Die nach der Subtraktion sichtbaren Linien werden  $^{180}\text{Ta}$  zugeschrieben. Da das Spektrum des natürlichen Tantaloxidtargets aufgrund der kürzeren Bestrahlungsdauer niedrigere Linienintensitäten zeigt als das Spektrum des angereicherten Tantaloxidtargets, müssen dessen Linienintensitäten vor der Differenzbildung auf Linienintensitäten „herunterskaliert“ werden, die mit dem natürlichen Tantaloxidtarget vergleichbar sind. Für Abbildung 2.11 wurde das Spektrum des angereicherten Tantaloxidtargets stärker als erforderlich herunterskaliert, um die stärksten Linien der  $^{181}\text{Ta}$ -Grundzustandsbande als „negative Linien“ sichtbar zu machen. Die im Differenz- $\gamma$ -Summenspektrum beobachteten  $^{180}\text{Ta}$  zugeschriebenen „positiven Linien“ zeigen das für Kaskaden- und Crossover-Übergänge typische „Linien- und Energie-Muster“. Damit konnten erstmals mit Hilfe der Ejektil- $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzmatrix die Kaskaden-Übergänge  $(10^-, 9^-) \rightarrow (9^-, 9^-)$  bis  $(16^-, 9^-) \rightarrow (15^-, 9^-)$  und die Crossover-Übergänge  $(11^-, 9^-) \rightarrow (9^-, 9^-)$  bis  $(16^-, 9^-) \rightarrow (14^-, 9^-)$  der  $K^\pi = 9^-$  Isomerbande beobachtet werden. Die Ergebnisse wurden in [17] veröffentlicht.

#### c) Differenz- $\gamma$ -Summenspektrum im „Hochenergiebereich“

Abbildung 2.12 zeigt ein Differenz- $\gamma$ -Summenspektrum im „Hochenergiebereich“ (700 keV bis 1700 keV). Das Spektrum des angereicherten Tantaloxidtargets wurde so herunterskaliert, dass die Linien von  $^{181}\text{Ta}$  beim Subtrahieren möglichst „herausfielen“. Mehrere in Abbildung 2.10 durch  $^{181}\text{Ta}$  verdeckte Linien konnten so sichtbar gemacht werden. Der Ursprung dieser Linien wird im Folgenden diskutiert.

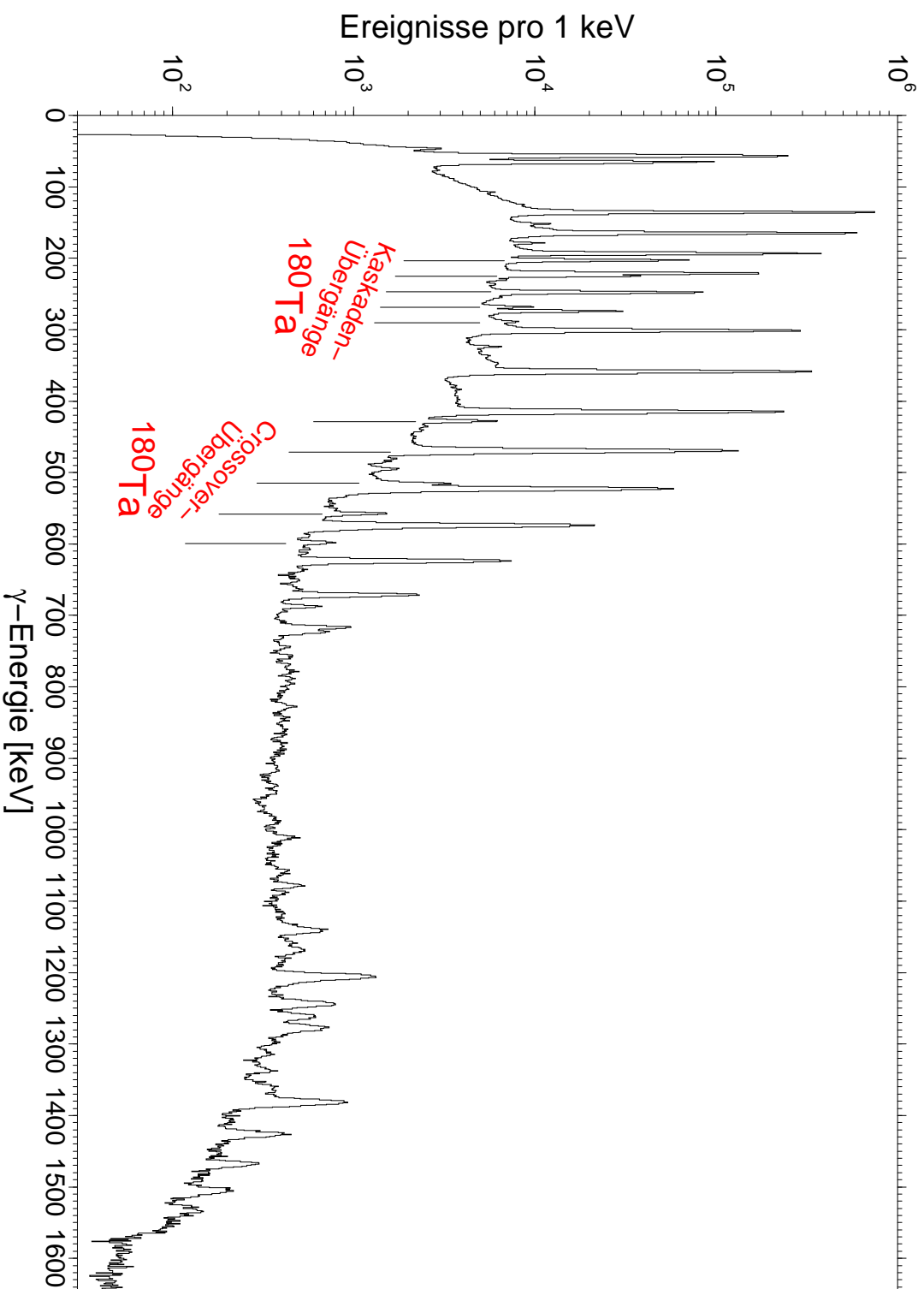


Abbildung 2.10: Doppler-korrigiertes  $\gamma$ -Summenspektrum des angereicherten Tantaloxidtargetes (#108). Die im Unterschied zum natürlichen Tantaloxidtarget zusätzlich vorhandenen Kaskaden- und Crossover-Übergänge der  $K^\pi = 9^-$  Isomerbande von  $^{180}\text{Ta}$  sind markiert.

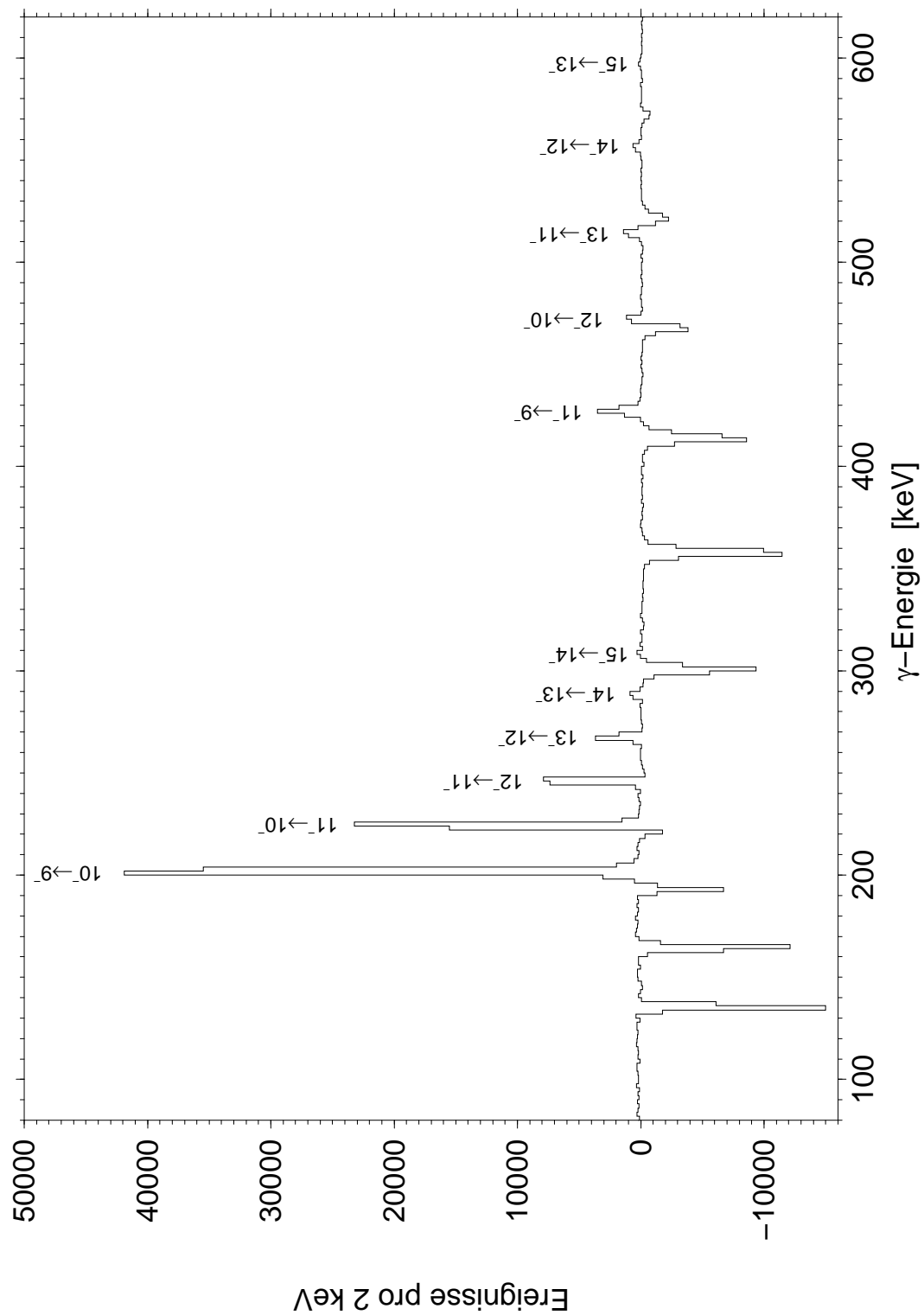


Abbildung 2.11: Differenz der Doppler-korrigierten  $\gamma$ -Summenspektren des angereicherten und des natürlichen Tantaloxidtargets im Energiebereich bis 620 keV. Das Spektrum des angereicherten Tantaloxidtargets wurde vor dem Abziehen des Spektrums des natürlichen Tantaloxidtargets soweit herunterskaliert, dass die stärksten Kaskaden- und Crossover-Übergänge der  $K^\pi = 7/2^+$  Grundzustandsbande von  $^{181}\text{Ta}$  nach dem Abziehen als „negative Linien“ sichtbar werden. Einige Kaskaden- und Crossover-Übergänge der  $K^\pi = 9^-$  Isomerbande von  $^{180}\text{Ta}$ , die in Abbildung 2.10 noch durch Linien von  $^{181}\text{Ta}$  verdeckt waren, sind nun sichtbar.

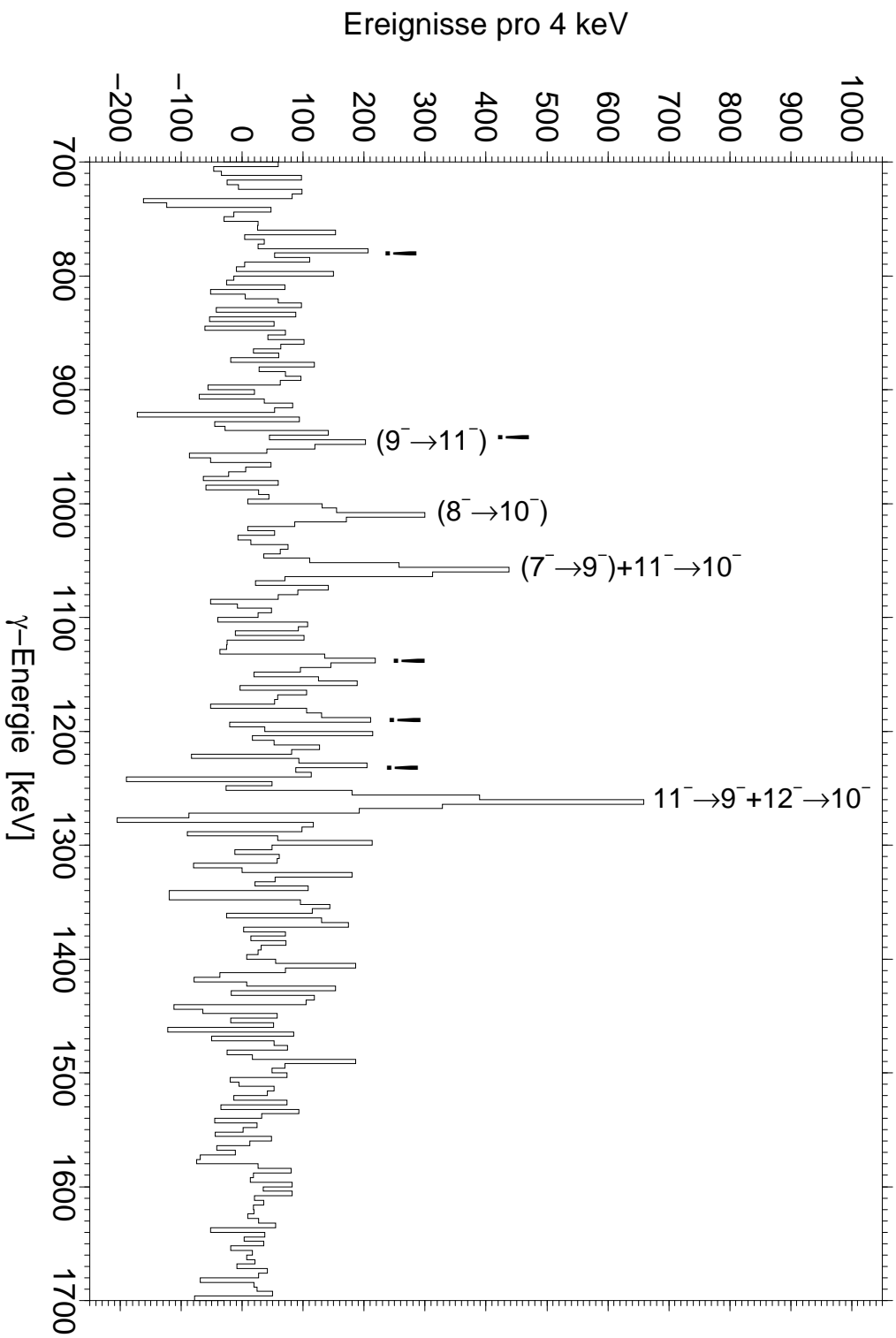


Abbildung 2.12: Doppler-korrigiertes Differenz- $\gamma$ -Summenspektrum im „Hochenergiebereich“ (HDS-Spektrum). Mehrere  $^{180}\text{Ta}$  zugeschriebene Linien sind zu erkennen. Die Linienzuweisung wird im Text erklärt. Spekulative Linien am Rande der Nachweisgrenze sind mit einem Ausrufezeichen gekennzeichnet.

### 2.6.2. Analyse des „Hochenergiebereichs“

Im „Hochenergie-Differenz- $\gamma$ -Summenspektrum“<sup>11</sup> in Abbildung 2.12 sind drei „eindeutige“ Linien neben mehreren „spekulativen“ Linien zu erkennen. Die  $\gamma$ -Energien der „eindeutigen“ und „spekulativen“ Linien sind in Tabelle 2.5 aufgelistet.

$E_\gamma$ [keV]	$\Delta E_\gamma$ [keV]	Kommentar
781.2	1.5	spekulativ
946.6	1.5	spekulativ
1010.7	1.0	eindeutig
1058.9	1.0	eindeutig
1140.5	1.5	spekulativ
1188.3	1.5	spekulativ
1232.2	1.5	spekulativ
1262.8	1.0	eindeutig

Tabelle 2.5: „Eindeutige“ und „spekulative“ Linien im HDS-Spektrum.

#### a) $K^\pi = 11^-$ $\gamma$ -Vibrationsbande

Die stärkste  $^{180}\text{Ta}$  zugeordnete  $\gamma$ -Linie im HDS-Spektrum (Abbildung 2.12) wird bei 1262.8 keV beobachtet. Bei vergleichbarer Energie wurde auch in den Reaktions-Experimenten von Dracoulis et al. [18]:  $^{176}\text{Yb}(^{11}\text{B}, \alpha 3n)^{180}\text{Ta}$  und Saitoh et al. [19]:  $^{176}\text{Yb}(^7\text{Li}, 3n)^{180}\text{Ta}$  eine  $\gamma$ -Linie gefunden. In beiden Experimenten wurde die Linie dem Zerfall eines  $K^\pi = 11^-$  Bandenkopfes bei  $(1262 + 75) \text{ keV} = 1337 \text{ keV}$  in das  $K^\pi = 9^-$  Isomer zugeordnet. Zusätzlich wurden im Experiment von Saitoh et al. wahrscheinlich Zerfälle der auf diesem  $K^\pi = 11^-$  Bandenkopf aufbauenden Rotationsbande in die  $K^\pi = 9^-$  Isomerbande beobachtet. Das von Saitoh et al. vorgeschlagene Niveauschema ist in Abbildung 2.13 zu sehen.

Je nach paralleler oder anti-paralleler Ausrichtung des  $K^\pi = 2^+$  Phonons werden im  $^{180}\text{Ta}$  zwei  $\gamma$ -Vibrationsbanden über dem  $K^\pi = 9^-$  Isomer mit  $K^\pi = 11^-$  bzw.  $K^\pi = 7^-$  erwartet. Dracoulis et al. und Saitoh et al. haben gemutmaß, dass es sich bei dem  $K^\pi = 11^-$  Bandenkopf um den  $K^\pi = 11^-$   $\gamma$ -Vibrationsbandenkopf handeln könnte. Der Vergleich von Energie und Intensität der Linie bei 1262.8 keV mit den neu gefundenen Linien der Bandenkopf-Zerfälle der  $K^\pi = 3/2^+$  und  $K^\pi = 11/2^+$   $\gamma$ -Vibrationsbanden im  $^{181}\text{Ta}$  stützt diese Vermutung. Aufgrund der Linienbreite im HDS-Spektrum wird davon ausgegangen, dass die Linie bei 1262.8 keV einer unauflösten Doppellinie aus dem  $1262 \text{ keV } (11^-, 11^-) \rightarrow (9^-, 9^-)$  Zerfall und dem  $1266 \text{ keV } (12^-, 11^-) \rightarrow (10^-, 9^-)$  Zerfall entspricht (siehe Abbildung 2.13).

Bei 1058.9 keV ist im HDS-Spektrum eine eindeutige Linie zu erkennen. Diese Energie entspricht dem von Saitoh et al. beobachteten  $(11^-, 11^-) \rightarrow (10^-, 9^-)$  Zerfall (siehe Abbildung 2.13). In ihrer Veröffentlichung geben Saitoh et al. die Intensität der 1059 keV Linie mit  $\text{Int}_{1059} = 2.33 \pm 0.30$  und die der 1262 keV Linie mit  $\text{Int}_{1262} = 36.63 \pm 6.45$  an. Wahrscheinlich handelt es sich bei der Fehlerangabe für die Intensität der Linie bei 1262 keV um einen Druckfehler (6.45 anstatt 1.45). Mit

<sup>11</sup> „Hochenergie-Differenz- $\gamma$ -Summenspektrum“ soll im Folgenden mit **HDS-Spektrum** abgekürzt werden.

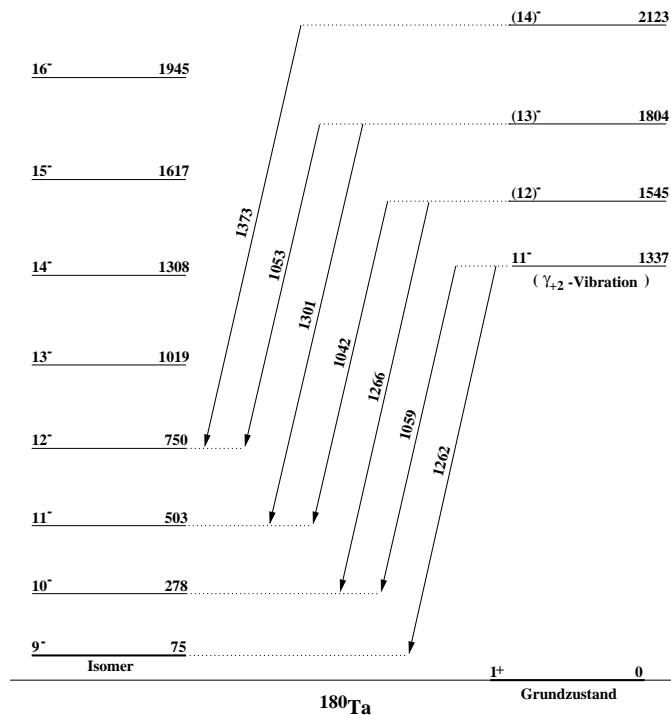


Abbildung 2.13: Im Experiment von Saitoh et al. [19] beobachtete Zerfälle einer  $K^\pi = 11^-$  Bande in die  $K^\pi = 9^-$  Isomerbande. Da die Inband-Übergänge der  $K^\pi = 11^-$  Bande nicht beobachtet werden konnten, geben Saitoh et al. die Spins der höheren Zustände dieser Bande eingeklammert an.

dem angegebenen Fehler folgt ein Intensitätsverhältnis von  $(\text{Int}_{1262}/\text{Int}_{1059}) = 15.7 \pm 3.4$ . Mit dem auf 1.45 verkleinerten Fehler ergibt sich  $(\text{Int}_{1262}/\text{Int}_{1059}) = 15.7 \pm 2.1$ . Mit der Alaga-Regel<sup>12</sup> folgt aus den quadrierten Clebsch-Gordan-Koeffizienten ein theoretisches Intensitätsverhältnis von:

$$\frac{\text{Int}_{1262}}{\text{Int}_{1059}} = \frac{(0.9089)^2}{(0.3901)^2} \cdot \left(\frac{1262}{1059}\right)^5 \approx 13 \quad (2.1)$$

Das gemessene Intensitätsverhältnis und das mit der Alaga-Regel bestimmte theoretische Intensitätsverhältnis sind also von vergleichbarer Größe. Dagegen ist das im HDS-Spektrum beobachtete Intensitätsverhältnis  $(\text{Int}_{1262}/\text{Int}_{1059}) \approx 1.5$  um etwa einen Faktor 10 kleiner. Folglich muss der überwiegende Teil der Intensität der im HDS-Spektrum beobachteten Linie bei 1058.9 keV von einem unbekanntem Zerfall stammen.

### b) $K^\pi = 7^-$ $\gamma$ -Vibrationsbande

Aufgrund der Stärke der 1058.9 keV Linie und der theoretischen Vorhersage der  $K^\pi = 7^-$   $\gamma$ -Vibrationsbande energetisch unterhalb der  $K^\pi = 11^-$   $\gamma$ -Vibrationsbande [20] könnte es sich bei der Linie um den Zerfall des  $K^\pi = 7^-$   $\gamma$ -Vibrationsbandenkopfes in das  $K^\pi = 9^-$  Isomer handeln. Intensitäten und Energieabstände der eindeutigen Linien bei 1058.9 keV und 1010.7 keV und der spekulativen Linie bei 946.6 keV

<sup>12</sup>Zur Erläuterung der Alaga-Regel siehe Seite 45.



könnten ein Indiz dafür sein, dass die Linien aus der gleichen Bande stammen. Geht man davon aus, dass die  $K^\pi = 7^-$   $\gamma$ -Vibrationsbande ein ähnliches Trägheitsmoment wie die  $K^\pi = 9^-$  Isomerbande besitzt, so sollte der  $I^\pi = 8^-$  erste Rotationszustand der  $K^\pi = 7^-$   $\gamma$ -Vibrationsbande ca. 160 keV oberhalb des  $K^\pi = 7^-$   $\gamma$ -Vibrationsbandenkopfes liegen. Tatsächlich würde der  $I^\pi = 8^-$  Rotationszustand 155 keV oberhalb des  $K^\pi = 7^-$   $\gamma$ -Vibrationsbandenkopfes liegen, wenn man annimmt, dass die Linie bei 1010.7 keV aus dem  $(8^-, 7^-) \rightarrow (10^-, 9^-)$  Zerfall stammt. Eventuell entspricht die spekulative Linie bei 946.6 keV dann dem  $(9^-, 7^-) \rightarrow (11^-, 9^-)$  Zerfall.

### 2.6.3. Niveauschema von $^{180}\text{Ta}$

Mit obigen Überlegungen wird das in Abbildung 2.14 dargestellte Niveauschema für  $^{180}\text{Ta}$  vorgeschlagen. Interessant ist die Analogie zu den  $\gamma$ -Vibrationsbanden im  $^{181}\text{Ta}$ , die sich mit dieser Niveauzuweisung ergibt (vergleiche dazu Abbildung 2.14 mit Abbildung 2.8 auf Seite 21).

### 2.6.4. Beobachtete $\gamma$ -Linien im $^{180}\text{Ta}$

Die  $\gamma$ -Energien der im Niveauschema (Abbildung 2.14) dargestellten Übergänge inklusive Zuweisungen sind in Tabelle 2.6 zusammengefasst.

$E_\gamma$	$\Delta E_\gamma$	Übergang	Komm.
202.912	0.027	$(10^-, 9^-) \rightarrow (9^-, 9^-)$	NBZ
225.278	0.051	$(11^-, 9^-) \rightarrow (10^-, 9^-)$	NBZ
247.25	0.20	$(12^-, 9^-) \rightarrow (11^-, 9^-)$	NBZ
268.45	0.19	$(13^-, 9^-) \rightarrow (12^-, 9^-)$	NBZ
289.10	0.53	$(14^-, 9^-) \rightarrow (13^-, 9^-)$	NBZ
309.22	0.64	$(15^-, 9^-) \rightarrow (14^-, 9^-)$	NBZ
328.28	0.87	$(16^-, 9^-) \rightarrow (15^-, 9^-)$	NBZ
428.20	0.15	$(11^-, 9^-) \rightarrow (9^-, 9^-)$	NBZ
472.56	0.35	$(12^-, 9^-) \rightarrow (10^-, 9^-)$	NBZ
515.39	0.33	$(13^-, 9^-) \rightarrow (11^-, 9^-)$	NBZ
557.49	0.38	$(14^-, 9^-) \rightarrow (12^-, 9^-)$	NBZ
598.61	0.79	$(15^-, 9^-) \rightarrow (13^-, 9^-)$	NBZ
637.50	0.92	$(16^-, 9^-) \rightarrow (14^-, 9^-)$	NBZ
946.6	1.0	$((9^-, 7^-) \rightarrow (11^-, 9^-))$	NBN
1010.7	1.0	$((8^-, 7^-) \rightarrow (10^-, 9^-))$	NBN
1058.9	1.0	$((7^-, 7^-) \rightarrow (9^-, 9^-))$	NBN
1058.9	1.0	$(11^-, 11^-) \rightarrow (10^-, 9^-)$	L
1262.8	1.0	$(11^-, 11^-) \rightarrow (9^-, 9^-)$	L
1262.8	1.0	$(12^-, 11^-) \rightarrow (10^-, 9^-)$	L

Tabelle 2.6:  $\gamma$ -Linien und zugewiesene Übergänge im  $^{180}\text{Ta}$ . Die  $\gamma$ -Energien sind in keV angegeben. In der Kommentarzeile bedeuten „L“: „Aus der Literatur bekannt“, „NBZ“: „Neu beobachtet und zugewiesen“ und „NBN“: „Neu beobachtet, aber Zuweisung nicht gesichert“. Die mit „NBZ“ gekennzeichneten Übergänge wurden in [17] veröffentlicht.

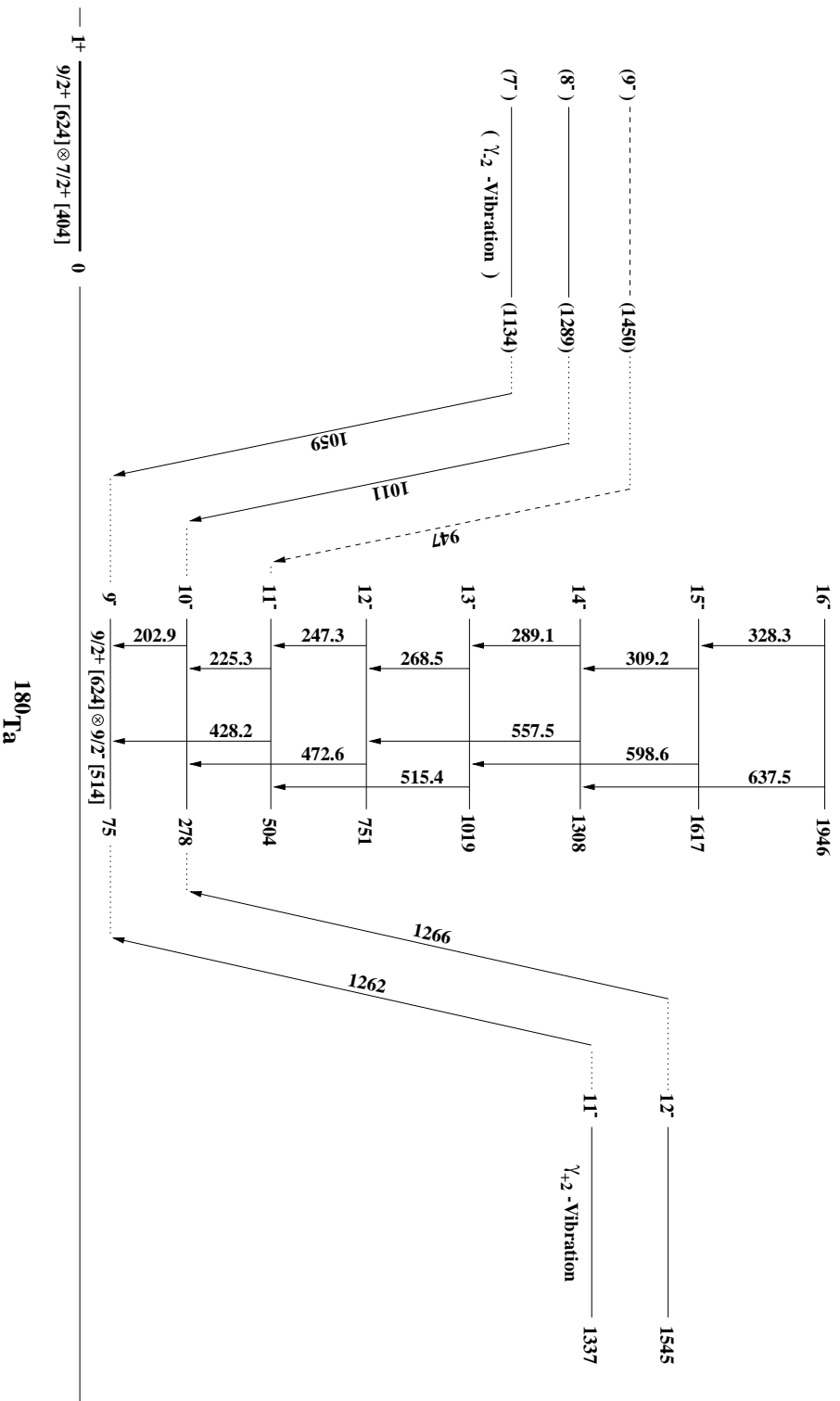


Abbildung 2.14: Versuch einer Zuordnung der im HDS-Spektrum (Abbildung 2.12) beobachteten Übergänge zu zwei  $\gamma$ -Vibrationsbanden im  $^{180}\text{Ta}$ . Die eindeutigen Linien oberhalb 1 MeV werden als Zerfälle einer  $K^\pi = 7^-$   $\gamma$ -Vibrationsbande und einer  $K^\pi = 11^-$   $\gamma$ -Vibrationsbande in die  $K^\pi = 9^-$  Isomerbande interpretiert. Interessant ist die damit folgende Analogie zu den  $\gamma$ -Vibrationsbanden im  $^{181}\text{Ta}$  (siehe Abbildung 2.8 auf Seite 21).

## 2.7. Bestimmung von Übergangsstärken mit GOSIA

### 2.7.1. Einführung

Mit dem FORTRAN-Programm GOSIA [21, 22] können aus den in CAG-Experimenten gemessenen  $\gamma$ -Intensitäten die Matrixelemente und daraus die Übergangsstärken bestimmt werden. Dazu berechnet GOSIA zuerst in der semiklassischen Theorie [6] die Populierung der Zustände eines Niveauschemas aus den zwischen den Zuständen definierten Matrixelementen. Danach werden die beim Zerfall der angeregten Zustände auftretenden  $\gamma$ -Intensitäten, normiert auf den stärksten  $\gamma$ -Übergang, berechnet. GOSIA kann also aus vorgegebenen Matrixelementen die in einem Coulombanregungs-Experiment erwarteten  $\gamma$ -Intensitätsverhältnisse<sup>13</sup> simulieren. Eine in GOSIA eingebaute „Least-Squares“-Fitroutine variiert die Matrixelemente, bis die Abweichung der simulierten von den experimentell bestimmten „kernspezifischen“ GI-Verhältnissen minimal wird. Es ist zu beachten, dass die Verhältnisse der in den  $\gamma$ -Spektren beobachteten  $\gamma$ -Intensitäten noch „experimentenspezifisch“ sind und noch nicht den für den „Least-Squares“-Fit benötigten „kernspezifischen“ GI-Verhältnissen entsprechen. Um letztere aus den  $\gamma$ -Spektren zu „extrahieren“, sind folgende Schritte nötig:

1. Bestimmung der Targetdicke
2. Bestimmung der  $\gamma$ -Ansprechfunktionen (Efficiency-Korrektur)
3. Vergleich und Zusammenschaltung von Ge-Detektoren
4. „Punkt-Transformation“ der  $\gamma$ -Intensitäten

Die genannten Schritte werden im Folgenden erläutert.

### 2.7.2. Bestimmung der Targetdicke

Durch das Abbremsen der Strahlprojekte im Target verringert sich die Projektilenergie, und die Anregungswahrscheinlichkeiten der Zustände werden verändert. Folglich variieren auch die GI-Verhältnisse. Wie in Kapitel 2.2 erwähnt, wird herstellungsbedingt eine inhomogene Materialverteilung des Tantaloxids auf der Kohlenstoffträgerfolie erwartet. Um das Abbremsen der Strahlprojekte zu berücksichtigen, muss GOSIA die Targetdicken-Häufigkeitsverteilung bekannt sein. Diese kann mit Hilfe der Ejektil-Energiespektren bestimmt werden. Das Verfahren wird im Folgenden beschrieben.

In Abbildung 2.15 ist ein Ejektil-Energiespektrum des  $^{180}\text{Ta}$ -CAG-Experiments dargestellt. Auffällig ist ein „Schwanz“ in der Intensitätsverteilung zu niedrigen Ejektilenergien.

Ein „ideales Target“ mit definierter Targetdicke  $x'$  (dargestellt in Abbildung 2.16a) würde, mit einer idealisierten punktförmigen PIN-Diode gemessen, das in Abbildung 2.16b gezeichnete Ejektil-Energiespektrum erzeugen. Die maximale Ejektilenergie  $E_{max}$  ist durch Streuung an der vordersten Targetschicht gegeben, die minimale Ejektilenergie  $E_{min}$  hängt von der Targetdicke  $x'$  ab. Das gezeichnete Spektrum kann mit der Rutherford-Streuformel berechnet werden, wenn die Stärke des

<sup>13</sup> $\gamma$ -Intensität wird im Folgenden häufig mit **GI** abgekürzt.

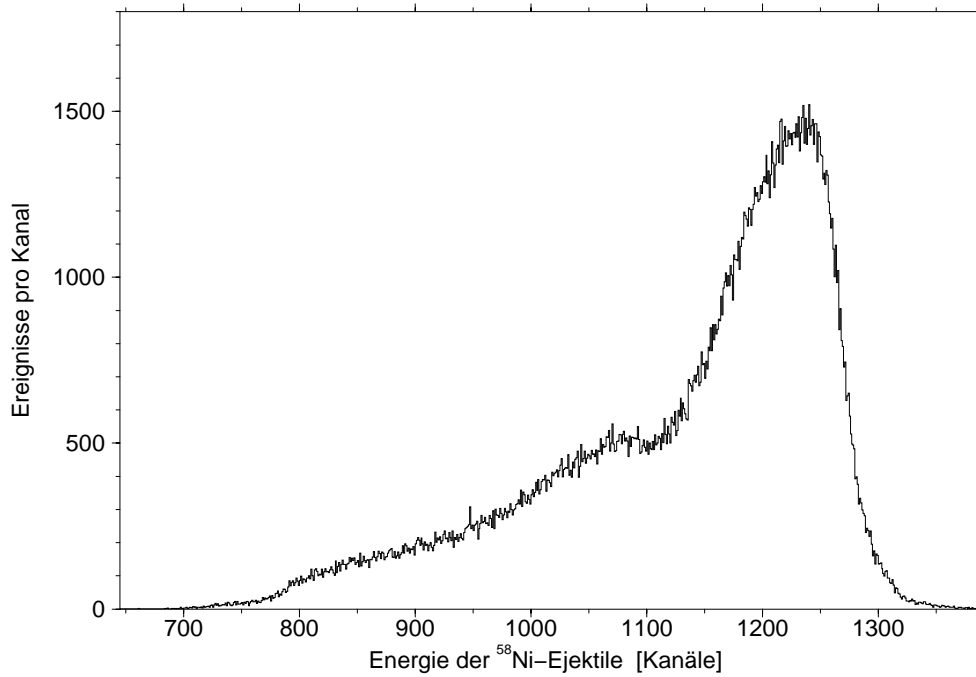


Abbildung 2.15: Ejektil-Energiespektrum der an Tantal rückgestreuten <sup>58</sup>Ni-Projektile für die Strahlenergie 225 MeV. Die PIN-Diode stand unter  $\theta_e = 160^\circ$ . Bestrahlt wurde das angereicherte Tantaloxidtarget (#108).

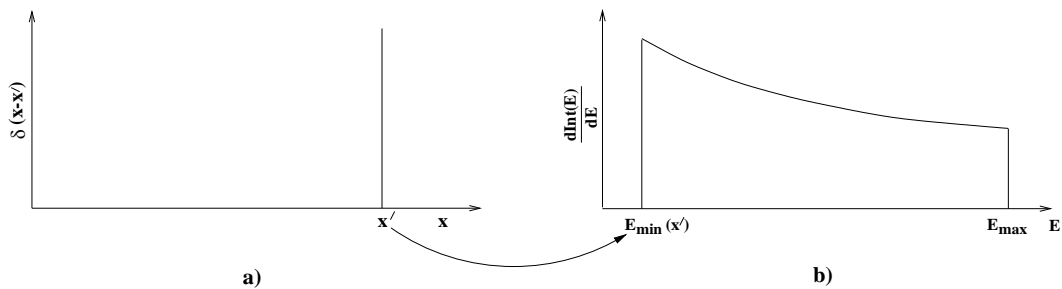


Abbildung 2.16: Für die definierte Targetdicke  $x'$  (Abbildung a) erwartetes Ejektil-Energiespektrum (Abbildung b).

Abbremsens des Projektils im Target bekannt ist. Das Ansteigen der „Rutherford’schen Intensitätsverteilung“  $Int'_R(E) \equiv \frac{dInt}{dE}(E)$  zu niedrigen Ejektilenergien ist eine Folge des für niedrigere Projektilenergien größer werdenden Rutherford-Wirkungsquerschnitts. Im realen Experiment führen der endliche Öffnungswinkel der PIN-Diode und die signalverarbeitende Elektronik zu einer „Verschmierung“ der Spektrumsanten. So geht zum Beispiel die scharfe Kante bei  $E_{max}$  in Abbildung 2.16b über in den Intensitätsverlauf für  $E_{max}$  in Abbildung 2.15. Der völlig unterschiedliche Verlauf der Spektren von Abbildung 2.15 und 2.16b zeigt, dass keine definierte Targetdicke im Sinne von Abbildung 2.16a vorliegen kann. Wie erwartet, haben das natürliche und das angereicherte Tantaloxidtarget (#106 und #108) offensichtlich eine komplizierte Targetdicken-Häufigkeitsverteilung.

### a) Bestimmung der Targetdicken-Häufigkeitsverteilung

Es sei die diskrete Targetdicken-Häufigkeitsverteilung  $w(x_i)$  bekannt<sup>14</sup>. Wie in Abbildung 2.17 dargestellt, entspricht der maximalen Targetdicke  $x_1$  in Abbildung 2.17a die minimale Energie  $E_1(x_1)$  der Ejektile in Abbildung 2.17b. Der um  $\Delta x$  niedrigeren Targetdicke  $x_2$  entspricht die um  $\Delta E_1$  größere minimale Energie  $E_2(x_2)$  usw.

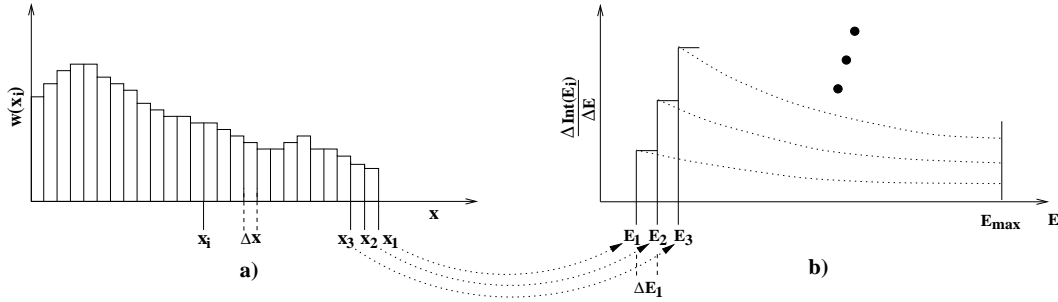


Abbildung 2.17: Aus der Targetdicken-Häufigkeitsverteilung  $w(x_i)$  (Abbildung a) kann sukzessive das Ejektil-Energiespektrum (Abbildung b) aufgebaut werden.

Die im Energieintervall  $E_1$  bis  $E_1 + \Delta E_1$  gemessene Anzahl der Ejektile  $Int(E_1, \Delta E_1)$  ist gegeben durch die in dieses Energieintervall Rutherford-gestreuten Projektile  $Int'_R(E_1) \Delta E_1$  multipliziert mit der Häufigkeit, mit der die Targetdicke  $x_1$  im Target zu finden ist. Es gilt also:

$$Int(E_1, \Delta E_1) = Int'_R(E_1) \Delta E_1 \cdot w(x_1) \Delta x \quad (2.2)$$

Die im nächsten Energieintervall  $E_2$  bis  $E_2 + \Delta E_2$  gemessene Zahl der Ejektile ist gegeben durch:

$$Int(E_2, \Delta E_2) = Int'_R(E_2) \Delta E_2 \cdot w(x_2) \Delta x + Int'_R(E_2) \Delta E_2 \cdot w(x_1) \Delta x \quad (2.3)$$

•  
•  
•

Subtrahiert man die Anzahl der Ejektile im  $(i-1)$ -ten Intervall von der Anzahl im  $i$ -ten Intervall und dividiert durch  $\Delta E_i$ , so erhält man:

$$\frac{Int(E_i, \Delta E_i) - Int(E_{i-1}, \Delta E_{i-1})}{\Delta E_i} = Int'_R(E_i) \cdot w(x_i) \Delta x + \left( Int'_R(E_i) - \frac{\Delta E_{i-1}}{\Delta E_i} \cdot Int'_R(E_{i-1}) \right) \cdot \sum_{k=1}^{i-1} w(x_k) \Delta x \quad (2.4)$$

Division durch  $Int'_R(E_i)$  ergibt:

$$\frac{1}{Int'_R(E_i)} \cdot \frac{Int(E_i, \Delta E_i) - Int(E_{i-1}, \Delta E_{i-1})}{\Delta E_i} = w(x_i) \Delta x + \left( 1 - \frac{\Delta E_{i-1}}{\Delta E_i} \cdot \frac{Int'_R(E_{i-1})}{Int'_R(E_i)} \right) \cdot \sum_{k=1}^{i-1} w(x_k) \Delta x \quad (2.5)$$

<sup>14</sup>Targetdicken-Häufigkeitsverteilung wird im Folgenden mit **THV** abgekürzt.

Folglich gilt für hinreichend kleines  $\Delta E_i$ :

$$w(x_i)\Delta x \approx \frac{1}{Int'_R(E_i)} \cdot \frac{Int(E_i, \Delta E_i) - Int(E_{i-1}, \Delta E_{i-1})}{\Delta E_i} \quad (2.6)$$

Durch Integration der Rutherford-Streuformel über den Raumwinkel der PIN-Diode kann  $Int'_R(E_i)$  berechnet werden. Damit ist die Bestimmung der THV mit Formel (2.6) aus den energiekalibrierten Ejektilspektren möglich.

Im PIN-Dioden-Teilchendetektor standen fünf PIN-Dioden unter  $\theta_e = 160^\circ$ . Für jede dieser PIN-Dioden wurde die THV nach Formel (2.6) bestimmt. In Abbildung 2.18 ist die über die fünf PIN-Dioden gemittelte THV dargestellt.

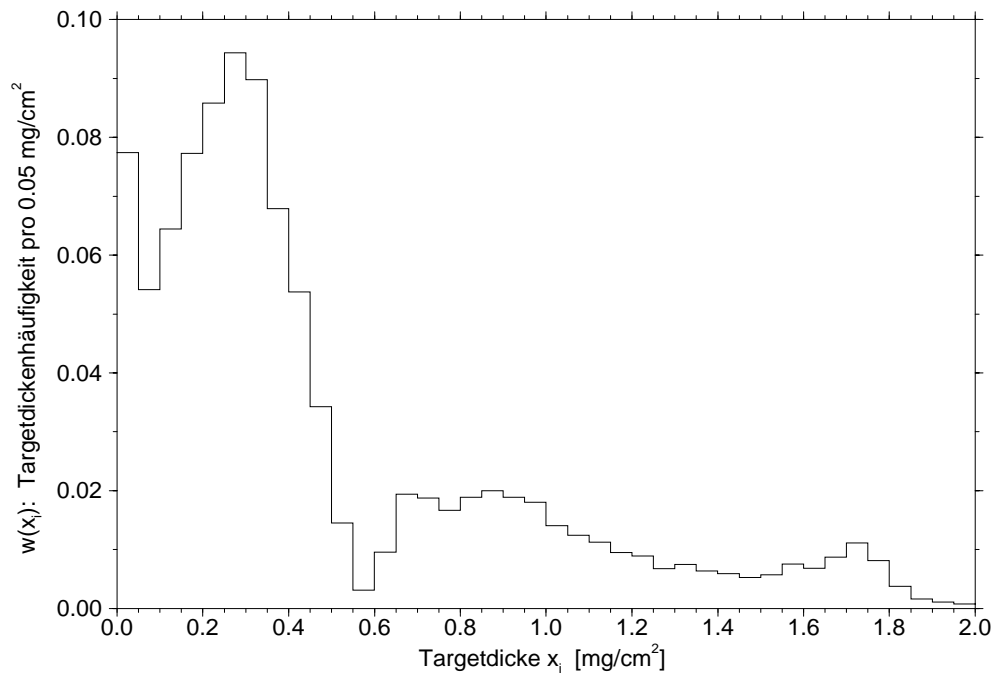


Abbildung 2.18: Über fünf PIN-Dioden gemittelte THV des angereicherten Tantaloxidtargets (#108). Die fünf PIN-Dioden standen unter  $\theta_e = 160^\circ$ .

Umgekehrt können die gewonnenen THVs benutzt werden, um die gemessenen Ejektil-Energiespektren zu simulieren. Abbildung 2.19 zeigt das aus Abbildung 2.15 bekannte Ejektilspektrum energiekalibriert (Treppenfunktion). Zum Vergleich ist das aus dem gemittelten THV simulierte Spektrum als durchgezogene Linie zu sehen. Abbildung 2.19 soll verdeutlichen, wie gut die Targetdickenbestimmung mit der beschriebenen Methode funktioniert.

Aus den gemittelten THVs für das natürliche und das angereicherte Tantaloxidtarget können die mittleren Targetdicken:

$$\langle x \rangle_{av} \equiv \sum_{i=1}^{max} w(x_i) \Delta x \cdot x_i \quad (2.7)$$

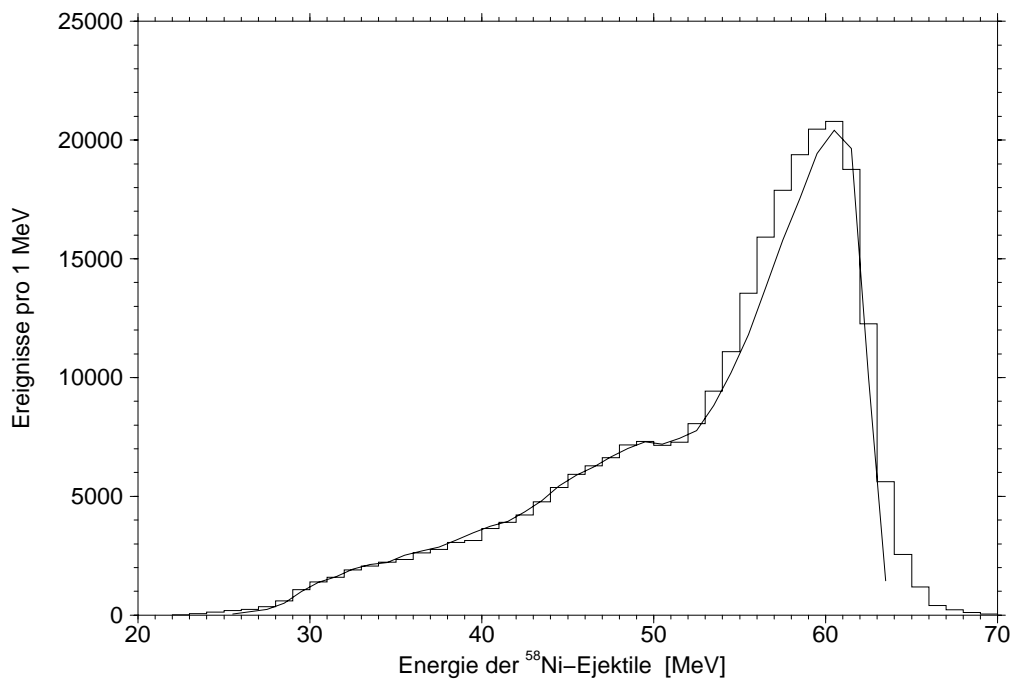


Abbildung 2.19: Vergleich des gemessenen Ejektil-Energiespektrums von Abbildung 2.15 (Treppenfunktion) mit dem Ejektil-Energiespektrum, das aus der in Abbildung 2.18 dargestellten THV simuliert wurde (durchgezogene Linie).

bestimmt werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2.7 zusammengefasst.

Tantaloxidtarget	$\langle x \rangle_{av}$ [mg/cm <sup>2</sup> ]
natürliches (#106)	0.60
angereichertes (#108)	0.51

Tabelle 2.7: Mittlere Targetdicke des natürlichen (#106) bzw. angereicherten (#108) im <sup>181</sup>Ta- bzw. <sup>180</sup>Ta-CAG-Experiment verwendeten Tantaloxidtargets.

### 2.7.3. Bestimmung der $\gamma$ -Ansprechfunktionen (Efficiency-Korrektur)

Jeder Ge-Detektorzweig, bestehend aus Ge-Detektor und nachgeschalteter Elektronik, hat eine eigene  $\gamma$ -energieabhängige Ansprechwahrscheinlichkeit für  $\gamma$ -Quanten. Folglich stimmen die mit einem Ge-Detektorzweig gemessenen GI-Verhältnisse nicht mit den kernspezifischen GI-Verhältnissen überein. Für die spätere Berechnung der Matrixelemente muss die detektor- und elektronikbedingte Veränderung der GI-Verhältnisse rückgängig gemacht werden. Die Abhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit von der Energie der  $\gamma$ -Quanten wird durch die sogenannte „Ansprechfunktion“ (Efficiency-Kurve) beschrieben, die für jeden Ge-Detektorzweig bestimmt werden muss. Für Eichquellen sind die kernspezifischen GI-Verhältnisse bekannt. Dividiert man die mit einem Ge-Detektorzweig gemessenen  $\gamma$ -Intensitäten einer Eichquelle durch die aus der Literatur (z. B. [12, 13]) bekannten kernspezifischen  $\gamma$ -Intensitäten, so erhält man für die  $\gamma$ -Energien der Eichquellenlinien Werte der relativen Ansprechfunktion. Um  $\gamma$ -Linien beliebiger Energie korrigieren zu können, müssen diese Stützpunkte „analytisch“ verbunden werden. Zur Kalibrierung wurde eine Misch-Eichquelle aus den drei radioaktiven Isotopen  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{134}\text{Cs}$  und  $^{152}\text{Eu}$  verwendet. Für jeden Ge-Detektorzweig erhält man deshalb drei Stützpunktdatensätze für die Ansprechfunktion. Aufgrund der unbekanntenen Anfangsaktivitäten sind die Multiplikationsfaktoren zwischen den Stützpunktdatensätzen unbekannt. Das Spektrenanalyse-Programm GASPAN [11] ist in der Lage, mehrere Stützpunktdatensätze zu lesen und in einem iterativen Prozess die Multiplikationsfaktoren und Koeffizienten einer vordefinierten Funktion so zu bestimmen, dass die Stützpunkte minimal von dieser Funktion abweichen. Zum „analytischen Verbinden“ der Stützpunkte benutzt GASPAN die vordefinierte Funktion:

$$f_A(E_\gamma) = 0.5 \cdot \operatorname{erfc}[-a_1^2 \cdot (E_\gamma - a_2)] \cdot 10^{P(e)} \quad (2.8)$$

mit:

$$e = \log_{10}(E_\gamma)$$

wobei  $P(e)$  ein Polynom maximal fünften Grades in  $e$  mit Polynomkoeffizienten  $a_3$  bis maximal  $a_8$  ist. Bei der Berechnung des Fehlerbands der analytischen relativen Ansprechfunktion  $f_A$  berücksichtigt GASPAN die Verteilung und die Fehler der Stützpunktdaten. Da Kalibrierungen vor dem  $^{180}\text{Ta}$ - und nach dem  $^{181}\text{Ta}$ -CAG-Experiment aufgenommen wurden, existieren zwei relative Ansprechfunktionen  $f_{A1}$  und  $f_{A2}$  für jeden Ge-Detektorzweig. Um die „mittlere relative Ansprechfunktion“  $\langle f_A \rangle$  für jeden Ge-Detektorzweig zu ermitteln, wurde über  $f_{A1}$  und  $f_{A2}$  fehlergewichtet gemittelt. Nach Division der gemessenen  $\gamma$ -Intensitäten durch  $\langle f_A \rangle$  sollten die kernspezifischen GI-Verhältnisse der Eichquellenlinien wieder hergestellt sein. Dieser Vorgang wird Efficiency-Korrektur genannt.

### 2.7.4. Vergleich und Zusammenschaltung von Ge-Detektoren

Die efficiency-korrigierten GI-Verhältnisse der Eichquellenlinien sollten für alle Ge-Detektoren (innerhalb der Fehler) identisch sein. Durch Vergleich der efficiency-korrigierten  $\gamma$ -Intensitäten verschiedener Ge-Detektoren können die noch unbestimmten multiplikativen Faktoren zwischen den Ge-Detektoren gefunden werden.

Wegen der Fünffachsymmetrie des PIN-Dioden-plus-Ge-Detektoraufbaus sollten die



efficiency- und um den multiplikativen Faktor korrigierten  $\gamma$ -Intensitäten von Ge-Detektoren im gleichen Pentagonring auch in den CAG-Experimenten identisch sein. Mit dieser Forderung kann die Qualität der efficiency-korrigierten<sup>15</sup>  $\gamma$ -Intensitäten der CAG-Experimente getestet werden. Zusätzlich kann Statistik mit den eff. kor.  $\gamma$ -Intensitäten betrieben werden. Die eff. kor.  $\gamma$ -Intensitäten innerhalb eines Pentagonrings können fehlergewichtet gemittelt werden. Die Streuung der  $\gamma$ -Intensitäten um den Mittelwert definiert den neuen  $\gamma$ -Intensitätsfehler. Damit können Ge-Detektoren im gleichen Pentagonring zu einem (virtuellen) „Pentagon-Ge-Detektor“ zusammengeschaltet werden. Die eff. kor.  $\gamma$ -Intensitäten von 20 Ge-Detektoren werden auf die „statistisch höherwertigeren“ eff. kor.  $\gamma$ -Intensitäten von vier „Pentagon-Ge-Detektoren“ reduziert.

### 2.7.5. „Punkt-Transformation“ der $\gamma$ -Intensitäten

Während nach der Efficiency-Korrektur die GI-Verhältnisse der Eichquellenlinien in allen Ge-Detektoren den kernspezifischen GI-Verhältnissen entsprechen sollten, sind die in CAG-Experimenten gemessenen GI-Verhältnisse zusätzlich abhängig von der Wahl des Projektils, der Projektilenergie und der „Experimentgeometrie“ (Detektorraumwinkel). Im Prinzip könnte GOSIA bei der Simulation der im Experiment erwarteten GI-Verhältnisse das Abbremsen der Projektilen im Target und die „Experimentgeometrie“ berücksichtigen. Dann müsste allerdings während des „Least-Squares“-Fits nach jeder Variation der Matrixelemente über den Energieverlust der Strahlprojektilen im Target und die Detektorraumwinkel (55 PIN-Dioden!) integriert werden. Um diese „computerzeitraubenden“ Integrationen nicht nach jedem Variationsschritt neu durchführen zu müssen, wendet GOSIA einen Trick an. Die eff. kor. experimentellen GI-Verhältnisse jedes Ge-Detektors werden vor dem „Least-Squares“-Fit in die „experimentellen“ GI-Verhältnisse transformiert, die man ohne Energieverlust im Target und für punktförmige Ge-Detektoren sowie einen infinitesimal dünnen Kreisring als Teilchendetektor unter dem Winkel  $\theta_e$  messen würde. Die eff. kor. experimentellen GI-Verhältnisse der NORDBALL-Geometrie (NG) werden also in die „experimentellen“ GI-Verhältnisse, die man mit der einfacher zu berechnenden „Punkt-Geometrie“ (PG) messen würde, transformiert.

Die für ein „Punkt-Geometrie-Experiment“ erwartete „ $\gamma$ -Intensität“  $Y_{theo}^{PG}$  des Übergangs  $I_i \rightarrow I_f$  im Winkel  $(\theta_\gamma, \phi_\gamma)$  bei Registrierung des Ejektils im Winkel  $\theta_e$  definiert GOSIA als [22]:

$$Y_{theo}^{PG}|_{\theta_\gamma, \phi_\gamma} \equiv \sin(\theta_e) \int_0^{2\pi} \frac{d^2 \sigma_{I_i \rightarrow I_f}}{d\Omega_e d\Omega_\gamma} d\phi_e \quad (2.9)$$

mit:

$$\frac{d^2 \sigma_{I_i \rightarrow I_f}}{d\Omega_e d\Omega_\gamma} = \frac{d\sigma_R}{d\Omega_e}(E_p, \theta_e) \cdot \sum_{l, m \geq 0} R_l^m(I_i, I_f, E_p, \theta_e, ME) \cdot P_l^m(\theta_\gamma) \cdot [2 \cos(m \cdot (\phi_e - \phi_\gamma)) - \delta_{m0}] \quad (2.10)$$

mit:

<sup>15</sup>Im Folgenden mit **eff. kor.** abgekürzt.

$\frac{d\sigma_R}{d\Omega_e}$	: differentieller Rutherford-Wirkungsquerschnitt
$\phi_e$	: $\phi$ -Winkel des Ejektils
$R_l^m$	: Statistischer Zerfalls-Tensor
ME	: Matrixelemente für den Übergang $I_i \rightarrow I_f$
$P_l^m$	: zugeordnete Legendre-Kugelfunktionen

Die Integration von Formel (2.10) über den  $\phi_e$ -Winkel zur Berechnung von  $Y_{theo}^{PG}$  ist einfach, da die Integration nur über eine Summe von Kosinusfunktionen bei festen  $\theta_\gamma$ - und  $\phi_\gamma$ -Winkeln ausgeführt werden muss.

GOSIA simuliert die für die NORDBALL-Geometrie (NB) erwarteten „ $\gamma$ -Intensitäten“  $Y_{theo}^{NB}$  durch Integration von Formel (2.10) über alle 55 PIN-Dioden-Raumwinkel und den Energieverlust des Projektils im Target mit Dicke  $x$ :

$$Y_{theo}^{NB}|_{\theta_\gamma, \phi_\gamma} \equiv \int_{E_p}^{E_{min}(x)} \frac{1}{\left(\frac{dE}{dx}\right)} \sum_{j=1}^{55} \int_{\Omega_{PIN_j}} \frac{d^2\sigma_{I_i \rightarrow I_f}(\theta_{e_j}, \phi_{e_j}, E)}{d\Omega_e d\Omega_\gamma} d\Omega_e dE \quad (2.11)$$

Um nicht nach jeder Variation der Matrixelemente die rechenaufwendigen Integrationen zur Bestimmung von  $Y_{theo}^{NB}$  ausführen zu müssen, berechnet GOSIA vor dem „Least-Squares“-Fit Korrekturfaktoren. Diese transformieren die eff. kor. experimentellen  $\gamma$ -Intensitäten der NORDBALL-Geometrie  $Y_{exp}^{NB}$  in die  $\gamma$ -Intensitäten  $Y_{exp}^{PG}$ , die man in einem Punkt-Geometrie-Experiment messen würde. Die für jeden  $\gamma$ -Übergang  $I_i \rightarrow I_f$  und für jeden Ge-Detektor zu berechnenden Korrekturfaktoren  $KF$  sind gegeben durch:

$$KF(I_i \rightarrow I_f, \theta_\gamma, \phi_\gamma) = \left( \frac{Y_{theo}^{PG}|_{\theta_\gamma, \phi_\gamma}}{Y_{theo}^{NB}|_{\theta_\gamma, \phi_\gamma}} \right) \cdot \left( \frac{Y_{theo}^{NB}|_{Ge1}}{Y_{theo}^{PG}|_{Ge1}} \right) \quad (2.12)$$

$Y_{theo}|_{Ge1}$  steht dabei für die „ $\gamma$ -Intensität“ des stärksten  $\gamma$ -Übergangs im Ge-Detektor 1. Wie man Formel (2.12) entnimmt, sind die Korrekturfaktoren relativ zum Korrekturfaktor für diesen Übergang bestimmt. Die im „Least-Squares“-Fit verwendeten „experimentellen“  $\gamma$ -Intensitäten des Punkt-Geometrie-Experiments sind gegeben durch:

$$Y_{exp}^{PG}|_{\theta_\gamma, \phi_\gamma} = KF(I_i \rightarrow I_f, \theta_\gamma, \phi_\gamma) \cdot Y_{exp}^{NB}|_{\theta_\gamma, \phi_\gamma} \quad (2.13)$$

Der die Integrationen in Formel (2.11) einsparende Trick kann angewendet werden, da die Korrekturfaktoren nur wenig von den Matrixelementen abhängen.

### a) Transformation der $\gamma$ -Intensitäten im Fall nicht konstanter Targetdicke

Mit Gleichung (2.11) werden die „ $\gamma$ -Intensitäten“ für die feste Targetdicke  $x$  berechnet, die das Projektil auf  $E_{min}$  abbremst. Wie erwähnt, haben das im  $^{180}\text{Ta}$ - bzw.  $^{181}\text{Ta}$ -CAG-Experiment verwendete angereicherte bzw. natürliche Tantaloxidtarget herstellungsbedingt keine definierte Targetdicke. Für diese Targets ist die

Transformation in die Punkt-Geometrie komplizierter, da die Targetdicken-Häufigkeitsverteilungen  $w(x_i)$  berücksichtigt werden müssen. In diesem Fall müssen zuerst für verschiedene Targetdicken die Korrekturfaktoren  $KF(I_i \rightarrow I_f, \theta_\gamma, \phi_\gamma)$  über Formel (2.9) bis (2.12) berechnet werden. Durch Interpolation mit quadratischen Splines kann daraus die Abhängigkeit  $KF(x)$  der Korrekturfaktoren  $KF$  von der Targetdicke  $x$  bestimmt werden. Bei der Berechnung von „effektiven Korrekturfaktoren“ ist zu beachten, dass die erzeugte  $\gamma$ -Intensität mit der Targetdicke zunimmt. Als Maß für die  $\gamma$ -Intensität einer gegebenen Targetdicke wurde  $Y_{theo}^{NB}|_{Ge1}$ , die „ $\gamma$ -Intensität“ des stärksten  $\gamma$ -Übergangs im Pentagon-Ge-Detektor 1, gewählt. Der „effektive Korrekturfaktor“  $KF_{eff}$  für den Übergang  $I_i \rightarrow I_f$ , beobachtet im Ge-Detektor im Winkel  $(\theta_\gamma, \phi_\gamma)$ , ist dann gegeben durch:

$$KF_{eff}(I_i \rightarrow I_f, \theta_\gamma, \phi_\gamma) = \frac{\sum_k w(x_k) \cdot Y_{theo}^{NB}|_{Ge1}(x_k) \cdot KF(I_i \rightarrow I_f, \theta_\gamma, \phi_\gamma, x_k)}{\sum_j w(x_j) \cdot Y_{theo}^{NB}|_{Ge1}(x_j)} \quad (2.14)$$

So definierte effektive Korrekturfaktoren wurden für das angereicherte und das natürliche Tantaloxidtarget verwendet, um die eff. kor. experimentellen  $\gamma$ -Intensitäten der  $Y_{exp}^{NB}$  NORDBALL-Geometrie in die „experimentellen“  $\gamma$ -Intensitäten  $Y_{exp}^{PG}$  der Punkt-Geometrie zu transformieren.

Es zeigte sich, dass die Verwendung von effektiven Korrekturfaktoren wesentlich für die Bestimmung der Matrixelemente ist. Anfängliche Versuche, mit den unter der Annahme einer mittleren Targetdicke transformierten experimentellen  $\gamma$ -Intensitäten bekannte Matrixelemente zu reproduzieren, hatten keinen Erfolg<sup>16</sup>. Der Einfluss großer Targetdicken auf die GI-Verhältnisse wurde dabei unterschätzt. Erst nach Einführung der effektiven Korrekturfaktoren konnten mit den Literaturwerten übereinstimmende Matrixelemente gefunden werden.

## b) Definition des Minimierungsproblems

Durch Variation der Matrixelemente soll GOSIA im „Least-Squares“-Fit die GI-Verhältnisse finden, die minimal quadratisch von den in die Punkt-Geometrie transformierten eff. kor. experimentellen GI-Verhältnissen abweichen. Mathematisch als  $\chi^2$ -Kriterium ausgedrückt, lautet die Forderung:

$$\chi^2 \equiv \sum_{i=1}^4 \sum_{j(i)} \left( c_i \cdot Y_{j\ theo}^{PG}|_{\theta_{\gamma i}, \phi_{\gamma i}} - Y_{j\ exp}^{PG}|_{\theta_{\gamma i}, \phi_{\gamma i}} \right)^2 / \sigma_j^2 = \min \quad (2.15)$$

mit:

- $\sum_{i=1}^4$  : Summe über die vier Pentagon-Ge-Detektoren
- $c_i$  : Normierungskonstante des  $i$ -ten Pentagon-Ge-Detektors
- $\sum_{j(i)}$  : Summe über die  $j$   $\gamma$ -Intensitäten im  $i$ -ten Pentagon-Ge-Detektor
- $\sigma_j$  : experimenteller Fehler der  $j$ -ten  $\gamma$ -Intensität

<sup>16</sup>z. B. wurde für das intrinsische Quadrupolmoment von <sup>181</sup>Ta ein mit der Literatur und Systematik der Nachbarkerne unvereinbarer Wert gefunden.

### 2.7.6. Modellannahmen bei der GOSIA-Auswertung

GOSIA versucht im „Least-Squares“-Fit die Matrixelemente zu finden, aus denen GI-Verhältnisse folgen, die das in Formel (2.15) definierte  $\chi^2$  minimieren. Sieht man im Fall von  $^{181}\text{Ta}$  von Übergängen im und in das  $K^\pi = 5/2^+$  Isomerband ab, so werden die Übergänge zwischen Zuständen des in den Abbildungen 2.8 auf Seite 21 und 2.9 auf Seite 23 gezeigten Niveauschemas durch ca. 300 Matrixelemente beschrieben. Die Matrixelemente müssen durch ca. 30 auswertbare  $\gamma$ -Intensitäten pro Pentagon-Ge-Detektor, also insgesamt  $4 \cdot 30 = 120$   $\gamma$ -Intensitäten, bestimmt werden. Um eine eindeutige Lösung zu erhalten, muss die Anzahl der frei variierbaren Matrixelemente reduziert werden. Dabei helfen Modellannahmen: Im Modell sind die Verhältnisse der Matrixelemente innerhalb einer Bande oder zwischen zwei Banden fixiert. Die Verwendung des Modells muss nachträglich durch die gefundene Übereinstimmung der experimentellen und simulierten  $\gamma$ -Intensitätsverhältnisse gerechtfertigt werden. Die Modellannahmen sind im Folgenden beschrieben.

#### a) Inband-Matrixelemente

##### **M1**

Die M1-Matrixelemente  $\langle I_f K || \mathcal{M}(M1) || I_i K \rangle$  innerhalb einer Rotationsbande mit  $K \neq 1/2$  (M1-Inband-Matrixelemente) lassen sich über [23]:

$$\begin{aligned} \langle I_f K || \mathcal{M}(M1) || I_i K \rangle = \\ \sqrt{\frac{3}{4\pi}} (2I_i + 1)^{1/2} \mu_N [\langle I_i K \ 10 | I_f K \rangle (g_K - g_R) K + g_R (I_i(I_i + 1))^{1/2} \delta(I_i, I_f)] \end{aligned} \quad (2.16)$$

aus den (Rotations-)Modellparametern  $(g_K - g_R)$  und  $g_R$  berechnen.

##### **E2**

Die E2-Matrixelemente  $\langle I_f K || \mathcal{M}(E2) || I_i K \rangle$  innerhalb einer Rotationsbande (E2-Inband-Matrixelemente) lassen sich über [24]:

$$\langle I_f K || \mathcal{M}(E2) || I_i K \rangle = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} (2I_i + 1)^{1/2} \langle I_i K \ 20 | I_f K \rangle e Q_0 \quad (2.17)$$

aus dem (Rotations-)Modellparameter  $Q_0$  (intrinsisches Quadrupolmoment) bestimmen.

##### **E4**

Die E4-Matrixelemente  $\langle I_f K || \mathcal{M}(E4) || I_i K \rangle$  innerhalb einer Rotationsbande (E4-Inband-Matrixelemente) lassen sich über:

$$\langle I_f K || \mathcal{M}(E4) || I_i K \rangle = \sqrt{\frac{9}{16\pi}} (2I_i + 1)^{1/2} \langle I_i K \ 40 | I_f K \rangle e Q_0^{(4)} \quad (2.18)$$

aus dem Modellparameter  $Q_0^{(4)}$  (intrinsisches Hexadekapolmoment) berechnen.

### b) Zwischenband-Matrixelemente

Die Matrixelemente  $\langle I_f K_f || \mathcal{M}(\Pi\lambda) || I_i K_i \rangle$  zwischen zwei Banden mit  $K_{i,f} \neq 1/2$  lassen sich für  $|K_i - K_f| \leq \lambda$  über die (vereinfachte) „Mikhailov-Formel“ [25, 26]:

$$\begin{aligned} \langle I_f K_f || \mathcal{M}(\Pi\lambda) || I_i K_i \rangle = \\ (2I_i + 1)^{1/2} \cdot \langle I_i K_i \lambda(K_f - K_i) | I_f K_f \rangle \cdot [M_1 + [I_f(I_f+1) - I_i(I_i+1)] \cdot M_2] \end{aligned} \quad (2.19)$$

aus den beiden „Mikhailov-Parametern“  $M_1$  und  $M_2$  bestimmen.

Betrachtet man die Formeln (2.16) bis (2.19), so sieht man, dass die Matrixelemente in einer Bande oder zwischen zwei Banden im Modell durch maximal zwei Parameter beschrieben werden. De facto entspricht nur die Mikhailov-Formel (2.19) einer zweiparametrischen Beschreibung der Matrixelemente, da der in Formel (2.16) zur Berechnung der M1-Matrixelemente eingehende zweite Parameter  $g_R$  nur für gleiche Spins  $I_i$  und  $I_f$  (diagonale M1-Matrixelemente) beiträgt. Die diagonalen M1-Matrixelemente haben aber keinen direkten Einfluss auf die  $\gamma$ -Intensitäten, da die M1-Coulombanregung vernachlässigbar ist und diagonale Matrixelemente keinem  $\gamma$ -Übergang entsprechen. Es ist folglich ausreichend, einen Schätzwert für  $g_R$  (z. B.: Z/A) in Formel (2.16) einzusetzen und die M1-Matrixelemente innerhalb einer Rotationsbande als nur abhängig von dem Parameter  $(g_K - g_R)$  zu betrachten.

Anstelle von Matrixelementen werden häufig die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten, auch B-Werte genannt, angegeben:

$$B(\Pi\lambda, I_i \rightarrow I_f) \equiv \frac{|\langle I_f || \mathcal{M}(\Pi\lambda) || I_i \rangle|^2}{(2I_i + 1)} \quad (2.20)$$

Für einparametrische Beschreibungen der Matrixelemente folgt, dass sich die Verhältnisse der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten wie die Verhältnisse der quadrierten Clebsch-Gordan-Koeffizienten verhalten. Diese Erkenntnis wird auch **Alaga-Regel** genannt [27].

GOSIA bietet die Möglichkeit, Matrixelemente aneinander zu koppeln. Werden mehrere Matrixelemente mit den aus den einparametrischen Beschreibungen folgenden Verhältnissen an ein sogenanntes „Master-Matrixelement“ gekoppelt, so verändern sich bei Variation des „Master-Matrixelements“ alle daran gekoppelten Matrixelemente automatisch mit. Die Variation aller z. B. E2-Matrixelemente innerhalb einer Rotationsbande kann somit auf die Variation nur eines E2-Master-Matrixelements reduziert werden. Aus dem in der  $\chi^2$ -Minimierung gefundenen E2-Master-Matrixelement kann dann über Formel (2.17) der Rotationsparameter  $Q_0$  bestimmt werden. Durch Kopplung der Matrixelemente entsprechend der Modellannahmen der Formeln (2.16) bis (2.19) an Master-Matrixelemente kann die Anzahl der frei variierbaren Matrixelemente drastisch reduziert und somit die Eindeutigkeit des Minimierungsproblems (2.15) gewährleistet werden.

### 2.7.7. Auswertung des $^{181}\text{Ta}$ -Experiments mit GOSIA

#### a) Ziel der GOSIA-Auswertung von $^{181}\text{Ta}$

Für das in GOSIA definierte Zustands-Kopplungsschema, bestehend aus  $K^\pi = 7/2^+$  Grundzustandsbande plus  $K^\pi = 9/2^-$  Isomerbande plus  $K^\pi = 3/2^+$  plus  $K^\pi = 11/2^+$   $\gamma$ -Vibrationsbande, sollen:

- die (Rotations-)Modellparameter  $Q_0$  und  $(g_K - g_R)$  der Grundzustandsbande ermittelt und mit den Ergebnissen anderer Messungen verglichen werden. (Test der  $^{181}\text{Ta}$ -GOSIA-Auswertung)
- die Stärke der E3-Anregung der  $K^\pi = 9/2^-$  Isomerbande mit der „Mikhailov-Formel“ (2.19) abgeschätzt werden.
- die Stärke der E2-Anregung der  $K^\pi = 3/2^+$  und  $K^\pi = 11/2^+$   $\gamma$ -Vibrationsbande mit Formel (2.19) abgeschätzt werden.

#### b) Annahmen bei der $^{181}\text{Ta}$ GOSIA-Auswertung

Die Anzahl frei variierbarer Matrixelemente im GOSIA „Least-Squares“-Fit kann durch Verwendung bekannter experimenteller Daten weiter reduziert werden:

1. Das  $Q_0$  der  $K^\pi = 9/2^-$  Bande ist ca. 3% kleiner als das  $Q_0$  der  $K^\pi = 7/2^+$  Grundzustandsbande. Nach [28] gilt:

$${}^{9/2^-}Q_0 = (0.9681 \pm 0.0002) \cdot {}^{7/2^+}Q_0 \quad (2.21)$$

2. Die „Einheiten-reduzierten“ magnetischen Momente des  $K^\pi = 7/2^+$  Grundzustands bzw. des  $K^\pi = 9/2^-$  Isomers bei 6.2 keV sind nach [29]:

$${}^{7/2^+}\mu = 2.3705 \pm 0.0007 \quad \text{bzw.} \quad {}^{9/2^-}\mu = 5.28 \pm 0.09 \quad (2.22)$$

Der Zusammenhang zwischen „Einheiten-reduziertem“ magnetischem Moment und den gyromagnetischen Faktoren  $g_R$  und  $g_K$  für einen Zustand mit Spin  $I$  einer Bande mit  $K > 1/2$  ist gegeben durch [23]:

$$\mu = \frac{K}{I+1} (g_K - g_R)K + g_R I \quad (2.23)$$

Da das magnetische Moment des Grundzustands bekannt ist, kann mit Formel (2.23)  $g_R$  in Abhängigkeit des  ${}^{7/2^+}(g_K - g_R)$  der Grundzustandsbande bestimmt werden. Das gefundene  $g_R$  kann benutzt werden, um bei nochmaliger Anwendung von Formel (2.23) das  ${}^{9/2^-}(g_K - g_R)$  der  $K^\pi = 9/2^-$  Isomerbande abzuschätzen. Damit gilt:

$${}^{9/2^-}(g_K - g_R) = \frac{22}{81} \left( {}^{9/2^-}\mu - {}^{7/2^+}\mu \frac{9}{7} + {}^{7/2^+}(g_K - g_R) \frac{7}{2} \right) \quad (2.24)$$

oder nach Einsetzen der experimentell bekannten magnetischen Momente:

$${}^{9/2^-}(g_K - g_R) \approx {}^{7/2^+}(g_K - g_R) \frac{77}{81} + 0.606 \quad (2.25)$$

3. Bei der Berechnung der Zwischenband-Matrixelemente wird in der „Mikhailov-Formel“ (2.19) der zweite „Mikhailov-Parameter“  $M_2$  Null gesetzt. Für eine Abschätzung der Anregungsstärken der  $K^\pi = 9/2^-$  Isomerbande und der  $\gamma$ -Vibrationsbanden sollte diese Vereinfachung zulässig sein. Die Zwischenband-Matrixelemente gehorchen dann der Alaga-Regel, und der erste „Mikhailov-Parameter“  $M_1$  kann aus dem Master-Matrixelement bestimmt werden.
4. Der  $B(E1)\downarrow$ -Wert für den E1-Zerfall des  $K^\pi = 9/2^-$  Isomers bei 6.2 keV in den  $K^\pi = 7/2^+$  Grundzustand wird mit  $(2.01 \pm 0.11) \cdot 10^{-6}$  W.u. angegeben [14]. Der totale Konversionskoeffizient für diesen Übergang wurde zu  $(70.5 \pm 2.5)$  bestimmt [30]. Aus dem  $B(E1)\downarrow$ -Wert kann der Betrag des E1-Zwischenband-Matrixelements  $\langle 9/2^- 9/2^- || \mathcal{M}(E1) || 7/2^+ 7/2^+ \rangle$  berechnet werden und aus diesem wegen Annahme 3 über Formel (2.19) alle weiteren E1-Zwischenband-Matrixelemente.
5. Die Inband-Übergänge der  $\gamma$ -Vibrationsbanden werden nicht beobachtet. Als Näherung werden die Inband-Matrixelemente der  $\gamma$ -Vibrationsbanden an die  $(g_K - g_R)$ - und  $Q_0$ -Werte der Grundzustandsbande gekoppelt.
6. Das Hexadekapolmoment  $Q_0^{(4)}$  von  $^{181}\text{Ta}$  ist laut theoretischen Rechnungen  $-0.45 \text{ b}^2$  [31].

Mit obigen Annahmen kann das ohne Modellannahmen durch ca. 300 unabhängige Matrixelemente unterbestimmte Zustands-Kopplungsschema auf fünf Modellparameter reduziert werden:

$7/2^+ Q_0$	: E2-Inband-Matrixelemente der $K^\pi = 7/2^+$ Grundzustandsbande
$7/2^+ (g_K - g_R)$	: M1-Inband-Matrixelemente der $K^\pi = 7/2^+$ Grundzustandsbande
$9/2^- M_1$	: E3-Anregungs-Matrixelemente der $K^\pi = 9/2^-$ Isomerbande
$3/2^+ M_1$	: E2-Anregungs-Matrixelemente der $K^\pi = 3/2^+$ $\gamma$ -Vibrationsbande
$11/2^+ M_1$	: E2-Anregungs-Matrixelemente der $K^\pi = 11/2^+$ $\gamma$ -Vibrationsbande

Die fünf Modellparameter werden durch 119 experimentelle GI-Verhältnisse festgelegt. Um den Einfluss höherer Zustände („Feeding-Effekte“) auf die simulierten  $\gamma$ -Intensitäten zu berücksichtigen, wurden zwei Zustände oberhalb des letzten beobachteten Zustands eines Bandes in den GOSIA-Rechnungen „mitgezogen“. Unbekannte Zustandsenergien wurden dabei mit Hilfe des Trägheitsmoments der Bande extrapoliert.

Die Ergebnisse des GOSIA „Least-Squares“-Fits für  $^{181}\text{Ta}$  sind im Folgenden zusammengefasst.

### c) Die GOSIA-Ergebnisse für $^{181}\text{Ta}$

–  $\boxed{7/2^+ Q_0}$ :

Aus dem im „Least-Squares“-Fit gefundenen Master-Matrixelement der Grundzustandsbande  $\langle 9/2^+ 7/2^+ || \mathcal{M}(E2) || 7/2^+ 7/2^+ \rangle$  kann über Formel (2.17) das  $7/2^+ Q_0$  berechnet werden. Es folgt:

$${}^{7/2^+}Q_0 = (6.71 \pm 0.08) \text{ b}$$

Der gefundene Wert für  ${}^{7/2^+}Q_0$  ist in guter Übereinstimmung mit dem Wert der neuesten und genauesten Messung  ${}^{7/2^+}Q_0 = (6.80 \pm 0.03) \text{ b}$  von B. Olaniyi et al. [32]. Allerdings ist dieser Wert kleiner als der in die „Nuclear Data Sheets“ [33] übernommene Wert  ${}^{7/2^+}Q_0 = (7.03 \pm 0.13) \text{ b}$  von Konijn et al. [34].

Das Master-Matrixelement kann über Formel (2.20) in den  $B(E2)\downarrow$ -Wert umgerechnet werden<sup>17</sup>:

$$B(E2, 9/2^+ \rightarrow 7/2^+) \downarrow = (250 \pm 6) \text{ W.u.}$$

–  ${}^{7/2^+}(g_K - g_R)$ :

Aus dem Master-Matrixelement  $\langle 9/2^+ 7/2^+ || \mathcal{M}(M1) || 7/2^+ 7/2^+ \rangle$  erhält man über Formel (2.16) das  ${}^{7/2^+}(g_K - g_R)$  der Grundzustandsbande:

$${}^{7/2^+}(g_K - g_R) = 0.469 \pm 0.006$$

Nach [29] ist das „Einheiten-reduzierte“ magnetische Moment des  $K^\pi = 7/2^+$  Grundzustands:

$${}^{7/2^+}\mu = 2.3705 \pm 0.0007 \quad (2.26)$$

Aus dem magnetischen Moment kann über Formel (2.23)  $g_R$  und  $g_K$  bestimmt werden. Es folgt:

$$g_R = 0.313 \pm 0.005$$

und

$${}^{7/2^+}g_K = 0.782 \pm 0.002$$

Das Master-Matrixelement kann in den  $B(M1)\downarrow$ -Wert umgerechnet werden:

$$B(M1, 9/2^+ \rightarrow 7/2^+) \downarrow = (0.064 \pm 0.002) \text{ W.u.}$$

<sup>17</sup>Zur Definition der Weisskopf-Einheit [W.u.] siehe Anhang 7.3.



–  ${}^{9/2^-}M_1$ :

Da in der „Mikhailov-Formel“ (2.19) der zweite Parameter  $M_2$  als Null angenommen wurde, kann aus dem Master-Matrixelement  $\langle 9/2^- \ 9/2^- || \mathcal{M}(E3) || 7/2^+ \ 7/2^+ \rangle$  der erste Mikhailov-Parameter  ${}^{9/2^-}M_1$  bestimmt werden:

$${}^{9/2^-}M_1 = (0.198 \pm 0.004) \text{ eb}^{3/2}$$

Die Umrechnung in den  $B(E3)\downarrow$ -Wert ergibt:

$$B(E3, 9/2^- \rightarrow 7/2^+) \downarrow = (5.1 \pm 0.2) \text{ W.u.}$$

Das gefundene  $B(E3)\downarrow$  ist erstaunlich hoch und trägt wesentlich zur Populierung der  $K^\pi = 9/2^-$  Isomerbande bei. Das „Ausschalten“ der E3-Anregung zeigt, dass die E1-Zerfälle aus der Grundzustandsbande nur zu ca. 10% zur Populierung der  $K^\pi = 9/2^-$  Isomerbande beitragen.

–  ${}^{3/2^+}M_1$ :

Aus dem Master-Matrixelement  $\langle 3/2^+ \ 3/2^+ || \mathcal{M}(E2) || 7/2^+ \ 7/2^+ \rangle$  kann der erste Mikhailov-Parameter  ${}^{3/2^+}M_1$  bestimmt werden:

$${}^{3/2^+}M_1 = (0.188 \pm 0.009) \text{ eb}$$

Die Umrechnung in den  $B(E2)\downarrow$ -Wert ergibt:

$$B(E2, 3/2^+ \rightarrow 7/2^+) \downarrow = (5.8 \pm 0.6) \text{ W.u.}$$

Wie ein Vergleich mit den  $B(E2)\downarrow$ -Werten von Tabelle 7.1 im Anhang 7.2 zeigt, ist das gefundene  $B(E2)\downarrow$  typisch für eine  $\gamma$ -Vibration und kann als weiterer Hinweis für die Richtigkeit der in Abbildung 2.8 auf Seite 21 dargestellten Niveauzuweisungen gesehen werden. Der gefundene  $B(E2)\downarrow$ -Wert wird später (siehe Seite 53) noch etwas nach oben korrigiert.

–  $\boxed{11/2^+M_1}$ :

Aus dem Master-Matrixelement  $\langle 11/2^+ 11/2^+ || \mathcal{M}(E2) || 7/2^+ 7/2^+ \rangle$  kann der erste Mikhailov-Parameter  $^{11/2^+}M_1$  bestimmt werden:

$$\boxed{^{11/2^+}M_1 = (0.169 \pm 0.010) \text{ eb}}$$

Die Umrechnung in den  $B(E2)_{\downarrow}$ -Wert ergibt:

$$\boxed{B(E2, 11/2^+ \rightarrow 7/2^+)_{\downarrow} = (3.1 \pm 0.4) \text{ W.u.}}$$

Der gefundene  $B(E2)_{\downarrow}$ -Wert ist wiederum typisch für eine  $\gamma$ -Vibration und stützt die Niveauzuweisungen in Abbildung 2.8.

### – Fehlerbetrachtung

Mit den oben beschriebenen Modellannahmen wird das  $\chi^2$ -Minimierungsproblem auf die Bestimmung der fünf Master-Matrixelemente reduziert, die die Modellparameter festlegen. Als Folge sind die Modellparameter, zu deren Berechnung 120  $\gamma$ -Intensitäten zur Verfügung stehen, „überbestimmt“, was zu den sehr kleinen oben angegebenen Modellparameterfehlern führt. Wie die Fehler der Modellparameter im Einzelnen bestimmt wurden, ist im Folgenden beschrieben:

Um den  $1\sigma$ -Fehler eines Modellparameters zu bestimmen, wird der Modellparameter Schritt für Schritt aus seinem  $\chi^2$ -minimierenden Wert verschoben, an der Stelle des verschobenen Wertes festgehalten und die Minimierung jeweils neu durchgeführt. Während der Minimierung können alle anderen Modellparameter frei variieren. Trägt man die gefundenen  $\chi^2$ -Werte gegen den (festgehaltenen) Modellparameter auf, so sollte ein parabelförmiger Verlauf gefunden werden. Dem  $1\sigma$ -Fehler des Modellparameters entspricht eine Erhöhung des  $\chi^2$ -(Parabel)-Werts gegenüber dem Minimum um Eins. Dieser statistische Parameterfehler soll im Folgenden  $\Delta\chi^2$ -Fehler des Modellparameters genannt werden.

Neben dem statistischen Parameterfehler  $\Delta\chi^2$  sind noch weitere Fehler zu berücksichtigen. Aus dem Fehler der PIN-Dioden-Energiekalibrierung folgt eine Unsicherheit bei der Bestimmung der Targetdicken-Häufigkeitsverteilung (THV). Mit einer um ihren Fehler veränderten PIN-Dioden-Energiekalibrierung wurden die THV und die daraus folgenden effektiven Korrekturfaktoren  $KF_{eff}$  neu bestimmt und der Minimierungsprozess wiederholt. Die dabei gefundene Veränderung der Modellparameter wird als Fehler der Targetdicken-Häufigkeitsverteilung  $\Delta THV$  bezeichnet.

Der für das Hexadekapolmoment  $Q_0^{(4)}$  zur Berechnung des E4-Master-Matrixelements verwendete Wert entstammt einer theoretischen Vorhersage. Um den Einfluss des Hexadekapolmoments auf die Modellparameter zu testen, wurde es Null gesetzt bzw. verdoppelt. Die resultierende Auswirkung auf den Modellparameter wird  $\Delta E4$  genannt.

Als totaler Modellparameterfehler wird  $\Delta_{tot}$  definiert:

$$\Delta_{tot} \equiv \sqrt{(\Delta\chi^2)^2 + (\Delta THV)^2 + (\Delta E4)^2} \quad (2.27)$$

In Tabelle 2.8 sind die einzelnen Beiträge der Fehler  $\Delta\chi^2$ ,  $\Delta THV$  und  $\Delta E4$  zum totalen Fehler  $\Delta_{tot}$  für die verschiedenen Modellparameter aufgelistet<sup>18</sup>.  $\Delta_{tot}$  ent-

	$\Delta_{tot}$	$\Delta\chi^2$	$\Delta THV$	$\Delta E4$
$\Delta^{7/2^+}Q_0$ [b]	$\pm 0.08$	$\pm 0.016$	$\pm 0.067$	$+0.044$ $-0.034$
$\Delta^{7/2^+}(g_K - g_R)$	$\pm 0.006$	$\pm 0.0031$	$\pm 0.0047$	$+0.0027$ $-0.0022$
$\Delta^{9/2^-}M_1$ [eb <sup>3/2</sup> ]	$\pm 0.004$	$\pm 0.0036$	$\pm 0.0020$	$+0.0016$ $-0.0016$
$\Delta^{3/2^+}M_1$ [eb]	$\pm 0.009$	$\pm 0.0075$	$\pm 0.0028$	$+0.0026$ $-0.0050$
$\Delta^{11/2^+}M_1$ [eb]	$\pm 0.010$	$\pm 0.0085$	$\pm 0.0034$	$+0.0024$ $-0.0014$

Tabelle 2.8: Beiträge der Fehler  $\Delta\chi^2$ ,  $\Delta THV$  und  $\Delta E4$  zum totalen Fehler  $\Delta_{tot}$ .

spricht den oben angegebenen Modellparameterfehlern. Wie man Tabelle 2.8 entnimmt, ist der Fehler des intrinsischen Quadrupolmoments  $\Delta^{7/2^+}Q_0$  überwiegend durch den Fehler der Targetdicken-Häufigkeitsverteilung  $\Delta THV$  gegeben, der auch in  $\Delta^{7/2^+}(g_K - g_R)$  entscheidend eingeht. Die Modellparameterfehler  $\Delta^{9/2^-}M_1$ ,  $\Delta^{3/2^+}M_1$  und  $\Delta^{11/2^+}M_1$ , die die Unsicherheiten in den Zwischenband-Übergangsstärken beschreiben, werden dagegen überwiegend durch den Fehler  $\Delta\chi^2$  bestimmt.

#### d) Nachtrag zur Populierung des $K^\pi = 5/2^+$ Isomers im <sup>181</sup>Ta

Die in Abbildung 2.9 auf Seite 23 eingezeichnete Populierung der  $K^\pi = 5/2^+$  Isomerbande über Zerfälle der  $K^\pi = 3/2^+$   $\gamma$ -Vibrationsbande war während der <sup>181</sup>Ta-GOSIA-Rechnungen noch nicht entdeckt. Im Folgenden wird beschrieben, welche Auswirkungen dies auf den auf Seite 49 angegebenen  $B(E2, 3/2^+ \rightarrow 7/2^+)_{\downarrow}$ -Wert für den  $(3/2^+, 3/2^+) \rightarrow (7/2^+, 7/2^+)$  Übergang hat und wie Übergangsstärken einzelner später entdeckter Zerfälle in die  $K^\pi = 5/2^+$  Isomerbande abgeschätzt werden können, ohne die GOSIA- $\chi^2$ -Minimierung neu starten zu müssen. Konkret soll der  $B(E2, 3/2^+ \rightarrow 7/2^+)_{\downarrow}$ -Wert für den  $(3/2^+, 3/2^+) \rightarrow (7/2^+, 5/2^+)$  E2-Zerfall des  $\gamma$ -Vibrationsbandenkopfes in den ersten Rotationszustand der  $K^\pi = 5/2^+$  Isomerbande bestimmt werden. Dazu wird das in Abbildung 2.20 gezeigte 4-Niveauschema betrachtet (siehe auch Abbildung 2.8 auf Seite 21 und Abbildung 2.9 auf Seite 23). Die Zerfallsbreiten  $\Gamma$  der drei Zerfälle des  $\gamma$ -Vibrationsbandenkopfes sind in Abbildung 2.20 nummeriert. Da der  $B(E2, 3/2^+ \rightarrow 7/2^+)_{\downarrow}$ -Wert für den  $(3/2^+, 3/2^+) \rightarrow (7/2^+, 7/2^+)$  Zerfall in den Grundzustand mit GOSIA unter Vernachlässigung der Zerfallsbreiten in das  $K^\pi = 5/2^+$  Isomerband bereits bestimmt wurde, können relativ zu diesem  $B(E2)_{\downarrow}$ -Wert die Zerfallsstärken ins  $K^\pi = 5/2^+$  Isomerband mit Hilfe der gemessenen  $\gamma$ -Intensitätsverhältnisse abgeschätzt werden. Tabelle 2.9 zeigt die gemessenen  $\gamma$ -Intensitäten der drei in Abbildung 2.20 dargestellten Übergänge relativ zum auf 10000 normierten stärksten Übergang.

<sup>18</sup>Beim Einsetzen von  $\Delta E4$  in Formel (2.27) wird der vom Betrag nach größere Wert für  $\Delta E4$  aus Tabelle 2.8 benutzt.

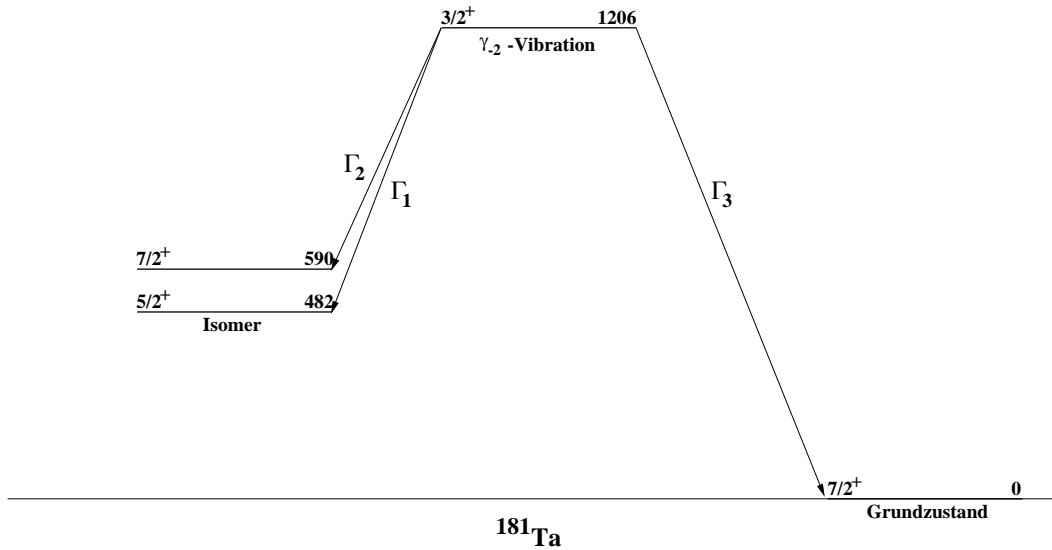


Abbildung 2.20: Die drei beobachteten  $\gamma$ -Zerfälle des  $K^\pi = 3/2^+$   $\gamma$ -Vibrationsbandenkopfs. Die entsprechenden Zerfallsbreiten sind nummeriert.

Zwischenband-Übergang	$E_\gamma$ [keV]	rel. $\gamma$ -Int.	entspricht
$(3/2^+, 3/2^+) \rightarrow (7/2^+, 5/2^+)$	615.1	$416 \pm 96$	$\Gamma_2$
$(3/2^+, 3/2^+) \rightarrow (5/2^+, 5/2^+)$	723.2	$1485 \pm 196$	$\Gamma_1$
$(3/2^+, 3/2^+) \rightarrow (7/2^+, 7/2^+)$	1206	$10000 \pm 813$	$\Gamma_3$

Tabelle 2.9:  $\gamma$ -Intensitäten der Zerfälle des  $\gamma$ -Vibrationsbandenkopfs relativ zu dem auf 10000 normierten stärksten Übergang.

Der unter Vernachlässigung der Zerfälle in das  $K^\pi = 5/2^+$  Isomerband mit GOSIA bestimmte  $B(E2, 3/2^+ \rightarrow 7/2^+)$ -Wert von  $(5.8 \pm 0.6)$  W.u. (siehe Seite 49) für den  $(3/2^+, 3/2^+) \rightarrow (7/2^+, 7/2^+)$  Zerfall kann in die entsprechende Zerfallsbreite  $\Gamma_3^0$  umgerechnet werden:

$$\Gamma_3^0 = (7.2 \pm 0.8) \cdot 10^{-4} \text{ eV} \quad (2.28)$$

Geht man davon aus, dass der  $\gamma$ -Vibrationsbandenkopf nur über die drei in Abbildung 2.20 dargestellten Zerfallsbreiten  $\Gamma_1$ ,  $\Gamma_2$  und  $\Gamma_3$  zerfallen kann, so kann bei Vernachlässigung der Zweistufen-E2-Anregung des Isomerbands und der damit verbundenen niedrigeren Populierung des  $\gamma$ -Vibrationsbandenkopfes das „tatsächliche“  $\Gamma_3$  aus  $\Gamma_3^0$  über folgende Formel berechnet werden:

$$\Gamma_3^0 = \Gamma_3 \cdot \frac{\Gamma_3}{\Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3} \quad (2.29)$$

Vernachlässigt man die innere Konversion, so sind die Zerfallsbreitenverhältnisse  $\Gamma_i/\Gamma_j$  durch die entsprechenden  $\gamma$ -Intensitätsverhältnisse  $\text{Int}_i/\text{Int}_j$  gegeben:

$$\frac{\Gamma_i}{\Gamma_j} = \frac{\text{Int}_i}{\text{Int}_j} \quad i, j \in \{1, 2, 3\} \quad (2.30)$$

Mit Hilfe von Formel (2.29) kann dann die Zerfallsbreite  $\Gamma_3$  bestimmt werden:

$$\Gamma_3 = \Gamma_3^0 \cdot \left[ \left( \frac{\Gamma_1}{\Gamma_3} \right) + \left( \frac{\Gamma_2}{\Gamma_3} \right) + 1 \right] = \Gamma_3^0 \cdot \left[ \left( \frac{\text{Int}_1}{\text{Int}_3} \right) + \left( \frac{\text{Int}_2}{\text{Int}_3} \right) + 1 \right] \quad (2.31)$$

Mit den  $\gamma$ -Intensitäten aus Tabelle 2.9 folgt:

$$\Gamma_3 = (8.6 \pm 1.0) \cdot 10^{-4} \text{ eV} \quad (2.32)$$

Dies entspricht einem  $B(\text{E}2, 3/2^+ \rightarrow 7/2^+) \downarrow$ -Wert für den Zerfall in den Grundzustand von:

$$B(\text{E}2, 3/2^+ \rightarrow 7/2^+) \downarrow = (6.9 \pm 0.8) \text{ W.u.}$$

Der auf Seite 49 angegebene Wert für  $B(\text{E}2, 3/2^+ \rightarrow 7/2^+) \downarrow$  sollte durch diesen „realistischeren“ Wert ersetzt werden.

Für  $\Gamma_2$  folgt aus Formel (2.29) und (2.30):

$$\Gamma_2 = \Gamma_3^0 \cdot \left( \frac{\text{Int}_2}{\text{Int}_3} \right) \cdot \left[ \left( \frac{\text{Int}_1}{\text{Int}_3} \right) + \left( \frac{\text{Int}_2}{\text{Int}_3} \right) + 1 \right] \quad (2.33)$$

Nach Einsetzen der  $\gamma$ -Intensitäten erhält man:

$$\Gamma_2 = (3.6 \pm 1.0) \cdot 10^{-5} \text{ eV} \quad (2.34)$$

Daraus kann das  $B(\text{E}2, 3/2^+ \rightarrow 7/2^+) \downarrow$  für den  $(3/2^+, 3/2^+) \rightarrow (7/2^+, 5/2^+)$  E2-Zerfall abgeschätzt werden:

$$B(\text{E}2, 3/2^+ \rightarrow 7/2^+) \downarrow = (8 \pm 2) \text{ W.u.} \quad (2.35)$$

Man erhält ein erstaunlich großes  $B(\text{E}2) \downarrow$ . Dies kann als Indiz für starke Bandenmischung gedeutet werden. Geht man davon aus, dass die  $K^\pi = 5/2^+$  Isomerbande mit der  $K^\pi = 3/2^+$   $\gamma$ -Vibrationsbande Coriolis-mischt, so kann mit Ergebnis (2.35) die spinreduzierte Coriolis-Mischungsamplitude  $\epsilon$  abgeschätzt werden. Nimmt man identische  $Q_0$ -Werte für die  $K^\pi = 5/2^+$  Isomerbande und die  $K^\pi = 3/2^+$   $\gamma$ -Vibrationsbande wie für die Grundzustandsbande an und vernachlässigt man das konfigurationsändernde intrinsische Matrixelement gegenüber dem Coriolis-beigemischten kollektiven Anteil, so kann die Mischungsamplitude  $\epsilon$  aus dem  $B(\text{E}2)$ -Wert über folgende Formel abgeschätzt werden<sup>19</sup> [35]:

$$B(\text{E}2, 3/2^+ \rightarrow 7/2^+) \downarrow \approx \langle 3/2 \ 3/2 \ 2 \ 1 | 7/2 \ 5/2 \rangle^2 6 \epsilon^2 \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \quad (2.36)$$

<sup>19</sup>Siehe auch Formel (3.25) auf Seite 78.

Auflösen nach  $\epsilon$  und Verwenden von  $Q_0 = 6.71$  b ergibt:

$$|\epsilon| \approx 0.056 \pm 0.007 \quad (2.37)$$

Aus diesem  $\epsilon$  würde wegen des großen Energieabstands zwischen der  $K^\pi = 3/2^+$  und  $K^\pi = 5/2^+$  Bande ein erstaunlich großes intrinsisches Coriolis-Matrixelement (siehe Formel (3.21) auf Seite 78) folgen.

### 2.7.8. Auswertung des $^{180}\text{Ta}$ -Experiments mit GOSIA

Um die für den GOSIA-„Least-Squares“-Fit benötigten  $\gamma$ -Intensitätsverhältnisse aus den gemessenen  $\gamma$ -Spektren zu „extrahieren“, wurde für jeden Ge-Detektor das Differenz-Spektrum: angereichertes minus natürliches Tantaloxidtarget gebildet. Der Skalierungsfaktor des angereicherten Targets wurde so gewählt, dass bei der Subtraktion die Linien von  $^{181}\text{Ta}$  möglichst herausfallen. Dann wurden wieder mit der Ausnahme von Schritt 2 die in Kapitel 2.7.1 beschriebenen Schritte ausgeführt. Die somit erhaltenen efficiency-korrigierten und in die Punkt-Geometrie transformierten  $^{180}\text{Ta}$   $\gamma$ -Intensitätsverhältnisse für vier Pentagon-Ge-Detektoren dienten im „Least-Squares“-Fit als experimentelle Daten für die  $\chi^2$ -Minimierung nach Formel (2.15). Wie im Fall von  $^{181}\text{Ta}$  wird die Anzahl der frei variierbaren  $^{180}\text{Ta}$  -Matrixelemente durch die Modellannahmen der Formeln (2.16) bis (2.19) auf wenige frei variierbare „Master-Matrixelemente“ reduziert.

#### a) Ziel der GOSIA-Auswertung von $^{180}\text{Ta}$

Für das in GOSIA für  $^{180}\text{Ta}$  definierte Zustands-Kopplungsschema, bestehend aus  $K^\pi = 9^-$  Isomerbande plus  $K^\pi = 7^-$   $\gamma$ -Vibrationsbande plus  $K^\pi = 11^-$   $\gamma$ -Vibrationsbande (siehe Abbildung 2.14 auf Seite 34), sollen:

- die (Rotations-)Modellparameter  $Q_0$  und  $(g_K - g_R)$  der  $K^\pi = 9^-$  Isomerbande bestimmt werden.
- die Stärke der E2-Anregung der  $K^\pi = 7^-$  und  $K^\pi = 11^-$   $\gamma$ -Vibrationsbande mit der „Mikhailov-Formel“ (2.19) abgeschätzt werden.

#### b) Annahmen bei der $^{180}\text{Ta}$ GOSIA-Auswertung

1. Geht man davon aus, dass die Alaga-Regel nicht nur für den Zerfall des  $K^\pi = 11^-$   $\gamma$ -Vibrationsbandenkopfes (siehe Seite 32), sondern für alle von Saitoh et al. beobachteten Zerfälle der  $K^\pi = 11^-$   $\gamma$ -Vibrationsbande gilt, so kann der zweite „Mikhailov-Parameter“  $M_2$  Null gesetzt werden. Der erste „Mikhailov-Parameter“  $M_1$  soll aus der  $\gamma$ -Intensität der Linie bei 1262.8 keV im HDS-Spektrum (Abbildung 2.12 auf Seite 30) bestimmt werden unter der Annahme, dass es sich um eine unaufgelöste Doppellinie aus den E2-Zerfällen:  $(11^-, 11^-) \rightarrow (9^-, 9^-)$  mit 1262 keV und  $(12^-, 11^-) \rightarrow (10^-, 9^-)$  mit 1266 keV handelt (siehe Abbildung 2.13 auf Seite 32).
2. Bei der Berechnung der Matrixelemente zwischen der  $K^\pi = 9^-$  Isomerbande und der  $K^\pi = 7^-$   $\gamma$ -Vibrationsbande wird der zweite „Mikhailov-Parameter“

$M_2$  Null gesetzt. Der erste „Mikhailov-Parameter“  $M_1$  soll nur aus der  $\gamma$ -Intensität der Linie bei 1058.9 keV bestimmt werden unter der Annahme, dass die Linie einer unaufgelösten Doppellinie entspricht, die überwiegend aus dem  $(7^-, 7^-) \rightarrow (9^-, 9^-)$  E2-Zerfall und zu einem kleinen Anteil aus dem  $(11^-, 11^-) \rightarrow (10^-, 9^-)$  E2-Zerfall besteht. Die schwächeren  $\gamma$ -Intensitäten der  $(8^-, 7^-) \rightarrow (10^-, 9^-)$  und  $(9^-, 7^-) \rightarrow (11^-, 9^-)$  E2-Zerfälle sollen im „Least-Squares“-Fit nicht berücksichtigt werden.

3. Als Näherung werden die Inband-Matrixelemente der  $\gamma$ -Vibrationsbanden an die  $(g_K - g_R)$ - und  $Q_0$ -Werte der  $K^\pi = 9^-$  Isomerbande gekoppelt.
4. Das Hexadekapolmoment  $Q_0^{(4)}$  von  $^{180}\text{Ta}$  ist laut theoretischen Rechnungen  $-0.37 \text{ b}^2$  [31].

Mit obigen Annahmen kann das  $^{180}\text{Ta}$  -Zustands-Kopplungsschema auf vier Modellparameter reduziert werden:

${}^9 Q_0$	:	E2-Inband-Matrixelemente der $K^\pi = 9^-$ Isomerbande
${}^9 (g_K - g_R)$	:	M1-Inband-Matrixelemente der $K^\pi = 9^-$ Isomerbande
${}^{11} M_1$	:	E2-Anregungs-Matrixelemente der $K^\pi = 11^-$ $\gamma$ -Vibrationsbande
${}^7 M_1$	:	E2-Anregungs-Matrixelemente der $K^\pi = 7^-$ $\gamma$ -Vibrationsbande

Die Ergebnisse der GOSIA  $\chi^2$ -Minimierung für  $^{180}\text{Ta}$  sind im Folgenden zusammengefasst.

c) Die GOSIA-Ergebnisse für  $^{180}\text{Ta}$ 

–  $^{9-}Q_0$ :

Aus dem im „Least-Squares“-Fit gefundenen Master-Matrixelement der  $K^\pi = 9^-$  Isomerbande  $\langle 10^- 9^- || \mathcal{M}(E2) || 9^- 9^- \rangle$  kann über Formel (2.17) das  $^{9-}Q_0$  berechnet werden. Es folgt:

$$^{9-}Q_0 = (6.63 \pm 0.08) \text{ b}$$

Das Master-Matrixelement kann über Formel (2.20) in den  $B(E2)_{\downarrow}$ -Wert umgerechnet werden:

$$B(E2, 10^- \rightarrow 9^-)_{\downarrow} = (161 \pm 4) \text{ W.u.}$$

–  $^{9-}(g_K - g_R)$ :

Aus dem Master-Matrixelement  $\langle 10^- 9^- || \mathcal{M}(M1) || 9^- 9^- \rangle$  erhält man über Formel (2.16) das  $^{9-}(g_K - g_R)$  der  $K^\pi = 9^-$  Isomerbande:

$$^{9-}(g_K - g_R) = 0.297 \pm 0.005$$

Nach [36] ist das „Einheiten-reduzierte“ magnetische Moment des  $K^\pi = 9^-$  Isomers:

$$^{9-}\bar{\mu} = 4.77 \pm 0.05 \quad (2.38)$$

Aus dem magnetischen Moment kann über Formel (2.23)  $g_R$  und  $g_K$  bestimmt werden. Es folgt:

$$g_R = 0.263 \pm 0.007$$

und

$$^{9-}g_K = 0.560 \pm 0.006$$

Das Master-Matrixelement kann in den  $B(M1)_{\downarrow}$ -Wert umgerechnet werden:

$$B(M1, 10^- \rightarrow 9^-)_{\downarrow} = (0.086 \pm 0.003) \text{ W.u.}$$



–  $^{11-}M_1$ :

Aus dem Master-Matrixelement  $\langle 11^- 11^- || \mathcal{M}(E2) || 9^- 9^- \rangle$  erhält man über Formel (2.19) den ersten „Mikhailov-Parameter“  $^{11-}M_1$ :

$$^{11-}|M_1| = (0.208 \pm 0.023) \text{ eb}$$

Dieser entspricht einem  $B(E2)\downarrow$ -Wert für den Zerfall des  $K^\pi = 11^-$   $\gamma$ -Vibrationsbandenkopfes in das  $K^\pi = 9^-$  Isomer von:

$$B(E2, 11^- \rightarrow 9^-)\downarrow = 5.9 \begin{smallmatrix} +1.4 \\ -1.2 \end{smallmatrix} \text{ W.u.}$$

Dies ist ein typischer Wert für eine  $\gamma$ -Vibration.

–  $^{7-}M_1$ :

Aus dem Master-Matrixelement  $\langle 7^- 7^- || \mathcal{M}(E2) || 9^- 9^- \rangle$  kann über Formel (2.19) der erste „Mikhailov-Parameter“  $^{7-}M_1$  bestimmt werden:

$$^{7-}|M_1| = (0.201 \pm 0.026) \text{ eb}$$

Dieser entspricht einem  $B(E2)\downarrow$ -Wert für den Zerfall des  $K^\pi = 7^-$   $\gamma$ -Vibrationsbandenkopfes in das  $K^\pi = 9^-$  Isomer von:

$$B(E2, 7^- \rightarrow 9^-)\downarrow = 6.7 \begin{smallmatrix} +1.9 \\ -1.6 \end{smallmatrix} \text{ W.u.}$$

## – Fehlerbetrachtung

Die Fehlerbehandlung ist äquivalent zu  $^{181}\text{Ta}$ . Der totale Modellparameterfehler wird wieder  $\Delta_{tot}$  genannt und ist über Formel (2.27) definiert. In Tabelle 2.10 sind die einzelnen Beiträge der Fehler  $\Delta\chi^2$ ,  $\Delta THV$  und  $\Delta E4$  zum totalen Fehler  $\Delta_{tot}$  für die verschiedenen Modellparameter aufgelistet.  $\Delta_{tot}$  entspricht den oben angegebenen Modellparameterfehlern.

	$\Delta_{tot}$	$\Delta\chi^2$	$\Delta THV$	$\Delta E4$
$\Delta^{9^-}Q_0$ [b]	$\pm 0.08$	$\pm 0.036$	$\pm 0.066$	$+0.018$ $-0.022$
$\Delta^{9^-}(g_K - g_R)$	$\pm 0.005$	$\pm 0.0041$	$\pm 0.0030$	$+0.0010$ $-0.0011$
$\Delta^{11^-}M_1$ [eb]	$\pm 0.023$	$\pm 0.022$	$\pm 0.0041$	$+0.0046$ $-0.0046$
$\Delta^{7^-}M_1$ [eb]	$\pm 0.026$	$\pm 0.025$	$\pm 0.0040$	$+0.0032$ $-0.0038$

Tabelle 2.10: Beiträge der Fehler  $\Delta\chi^2$ ,  $\Delta THV$  und  $\Delta E4$  zum totalen Fehler  $\Delta_{tot}$ .

### 2.7.9. GOSIA-Simulationen für $^{180}\text{Ta}$

#### a) Simulation der $\gamma$ -Vibrationsbanden

##### – $K^\pi = 11^-$ $\gamma$ -Vibrationsbande

Mit dem  $\chi^2$ -minimierenden „Mikhailov-Parameter“  $^{11^-}M_1$  können die  $\gamma$ -Intensitäten der im HDS-Spektrum (Abbildung 2.12 auf Seite 30) **un**beobachteten, aber von Saitoh et al. vorhergesagten Zerfälle der  $K^\pi = 11^-$   $\gamma$ -Vibrationsbande mit GOSIA simuliert werden. Dadurch kann getestet werden, ob die Simulation bestätigt, dass von allen Zerfällen der  $K^\pi = 11^-$   $\gamma$ -Vibrationsbande nur die Doppellinie bei 1262.8 keV im HDS-Spektrum sichtbar sein sollte. Tabelle 2.11 zeigt die simulierten  $\gamma$ -Intensitäten der Zwischenband-Zerfälle der ersten drei Zustände der  $K^\pi = 11^-$   $\gamma$ -Vibrationsbande<sup>20</sup>. Die Intensitäten sind relativ zur Summenintensität aus  $(11^-, 11^-) \rightarrow (9^-, 9^-)$  plus  $(12^-, 11^-) \rightarrow (10^-, 9^-)$  Zerfall normiert. Zwischenband-Zerfälle mit relativen  $\gamma$ -Intensitäten kleiner 0.1% wurden in der Tabelle weggelassen.

Zwischenband-Übergang $K=11 \rightarrow K=9$	$E_\gamma$ [keV]	rel. $\gamma$ -Intensität GOSIA-Simulation [%]
$11^- \rightarrow 9^-$	1262	70
$11^- \rightarrow 10^-$	1059	5.4
$11^- \rightarrow 11^-$	834	0.2
$12^- \rightarrow 10^-$	1266	30
$12^- \rightarrow 11^-$	1042	3.9
$12^- \rightarrow 12^-$	795	0.19
$13^- \rightarrow 11^-$	1301	16
$13^- \rightarrow 12^-$	1053	2.8
$13^- \rightarrow 13^-$	785	0.16

Tabelle 2.11: Mit GOSIA simulierte  $\gamma$ -Intensitäten der Zwischenband-Zerfälle der drei untersten Zustände der  $K^\pi = 11^-$   $\gamma$ -Vibrationsbande in die  $K^\pi = 9^-$  Isomerbande.

Tabelle 2.11 ist zu entnehmen, dass die „nächststärkste“ Linie nach der 1262.8 keV Doppellinie dem  $(13^-, 11^-) \rightarrow (11^-, 9^-)$  Zerfall mit 1301 keV entspricht. Die Li-

<sup>20</sup>Um den Einfluss von „Feeding-Effekten“ auf die  $\gamma$ -Intensitäten der ersten drei Zustände zu berücksichtigen, wurden fünf Zustände der  $K^\pi = 11^-$   $\gamma$ -Vibrationsbande in der GOSIA-Simulation berücksichtigt. Die unbekannte energetische Lage des fünften Zustandes wurde durch Extrapolation bestimmt.

nie sollte etwa 6mal schwächer als die Doppellinie sein und würde damit im HDS-Spektrum bereits im Untergrund liegen. Experimentelle Beobachtung und Simulation scheinen übereinzustimmen.

Die in Tabelle 2.11 nicht aufgeführten Inband-Zerfälle der  $K^\pi = 11^-$   $\gamma$ -Vibrationsbande haben laut Simulation relative  $\gamma$ -Intensitäten von weniger als 2% und sollten folglich trotz etwa 3mal so hoher  $\gamma$ -Nachweiswahrscheinlichkeit im Vergleich zu den höherenergetischen Zwischenband-Übergängen im Untergrund verschwinden.

### – $K^\pi = 7^-$ $\gamma$ -Vibrationsbande

Mit dem gefundenen „Mikhailov-Parameter“  ${}^7M_1$  können die  $\gamma$ -Intensitäten der Linie bei 1010.7 keV und der spekulativen Linie bei 946.6 keV simuliert werden, falls man annimmt, dass die Linien den  $(8^-, 7^-) \rightarrow (10^-, 9^-)$  und  $(9^-, 7^-) \rightarrow (11^-, 9^-)$  Zerfällen entsprechen.

Tabelle 2.12 vergleicht die mit GOSIA simulierten rel.  $\gamma$ -Intensitäten mit den experimentell gefundenen rel.  $\gamma$ -Intensitäten der Zwischenband-Zerfälle der ersten vier Zustände der  $K^\pi = 7^-$   $\gamma$ -Vibrationsbande<sup>21</sup>. Die  $\gamma$ -Intensitäten sind auf die Summenintensität von  $(7^-, 7^-) \rightarrow (9^-, 9^-)$  plus  $(11^-, 11^-) \rightarrow (10^-, 9^-)$  Zerfall normiert.

Zwischenband- Übergang $K=7 \rightarrow K=9$	$E_\gamma$ [keV]	rel. $\gamma$ -Intensität		
		GOSIA-Simulation $M_2 = 0$ [%]	$\frac{M_2}{M_1} = 0.03$ [%]	experimentell [%]
$7^- \rightarrow 9^-$	1058.9	93	93	100
$8^- \rightarrow 9^-$	1214	20	12	–
$8^- \rightarrow 10^-$	1010.7	33	38	$66 \pm 24$
$9^- \rightarrow 9^-$	(1375)	3.8	1.1	–
$9^- \rightarrow 10^-$	(1172)	19	13	–
$9^- \rightarrow 11^-$	(946.6)	14	20	$(37 \pm 20)$
$10^- \rightarrow 9^-$	$(1544 \pm x)$	0.53	0.02	–
$10^- \rightarrow 10^-$	$(1341 \pm x)$	6.5	1.8	–
$10^- \rightarrow 11^-$	$(1116 \pm x)$	15	12	–
$10^- \rightarrow 12^-$	$(869 \pm x)$	6.5	10	–

Tabelle 2.12: Vergleich von simulierten und experimentellen rel.  $\gamma$ -Intensitäten. Unsichere Tabellendaten sind eingeklammert angegeben. Die unbekannte Energie des  $I^\pi = 10^-$  Zustandes des  $K^\pi = 7^-$   $\gamma$ -Vibrationsbands wurde durch Extrapolation abgeschätzt. Die tatsächlichen Zerfallsenergien dieses Zustands werden gegenüber den Tabellenenergien um  $\pm x$  keV verschoben sein.

Tabelle 2.12 entnimmt man, dass laut Simulation 93% der Intensität der im HDS-Spektrum (Abbildung 2.12 auf Seite 30) gefundenen Linie bei 1058.9 keV aus dem  $(7^-, 7^-) \rightarrow (9^-, 9^-)$  Zerfall stammen. Der Beitrag des  $(11^-, 11^-) \rightarrow (10^-, 9^-)$  Zerfalls des  $K^\pi = 11^-$   $\gamma$ -Vibrationsbandenkopfes ist dagegen mit 7% praktisch vernachlässigbar. Der Vergleich der unter der Annahme der Gültigkeit der Alaga-Regel

<sup>21</sup>Um Feeding-Effekte zu berücksichtigen, wurden fünf Zustände der  $K^\pi = 7^-$   $\gamma$ -Vibrationsbande in der GOSIA-Simulation berücksichtigt.

( $M_2 = 0$ ) simulierten rel.  $\gamma$ -Intensitäten (dritte Tabellenspalte) mit den experimentell gefundenen (letzte Tabellenspalte) zeigt, dass letztere für die Linie bei 1010.7 keV und die spekulative Linie bei 946.6 keV höher sind als von der Simulation vorhergesagt. Bemerkenswert ist auch, dass keine Linien bei 1214 keV und 1172 keV von den Zerfällen  $(8^-, 7^-) \rightarrow (9^-, 9^-)$  und  $(9^-, 7^-) \rightarrow (10^-, 9^-)$  im HDS-Spektrum sichtbar sind, obwohl diese laut Simulation eine höhere Intensität als die Linie bei 946.6 keV zeigen sollten.

Hält man daran fest, dass die im HDS-Spektrum beobachteten Linien bei 1058.9 keV und 1010.7 keV den  $(7^-, 7^-) \rightarrow (9^-, 9^-)$  und  $(8^-, 7^-) \rightarrow (10^-, 9^-)$  Zerfällen der  $K^\pi = 7^-$   $\gamma$ -Vibrationsbande entsprechen, so sind folgende Deutungen möglich:

1. Die  $K^\pi = 7^-$   $\gamma$ -Vibrationsbande verletzt die Alaga-Regel. In Realität ist der zweite „Mikhailov-Parameter“  $M_2 \neq 0$ . Das Ergebnis einer GOSIA-Simulation mit  $M_2/M_1 = 0.03$  ist in der vorletzten Spalte in Tabelle 2.12 angegeben. Das endliche  $M_2$  bewirkt eine Vergrößerung der rel.  $\gamma$ -Intensitäten der 1010.7 keV und 946.6 keV Linien und eine Verkleinerung für die 1214 keV und 1172 keV Linien.
2. Die  $K^\pi = 7^-$   $\gamma$ -Vibrationsbande gehorcht der Alaga-Regel. Im HDS-Spektrum verschwinden die  $\gamma$ -Intensitäten der Zerfälle der  $K^\pi = 7^-$   $\gamma$ -Vibrationsbande, abgesehen vom Bandenkopf-Zerfall  $(7^-, 7^-) \rightarrow (9^-, 9^-)$ , im Untergrund. Die spekulative Linie bei 946.6 keV entspricht dann wahrscheinlich nicht dem  $(9^-, 7^-) \rightarrow (11^-, 9^-)$  Zerfall, und die energetische Lage des  $I^\pi = 9^-$  Rotationszustands der  $K^\pi = 7^-$   $\gamma$ -Vibrationsbande ist folglich unbekannt. Die Linie bei 1010.7 keV ist im HDS-Spektrum stärker als erwartet sichtbar, da es sich um eine Doppellinie handelt. Neben dem  $(8^-, 7^-) \rightarrow (10^-, 9^-)$  Zerfall stammt etwa die Hälfte der Intensität aus einem unbekanntem Zerfall.

## b) Simulation der experimentellen Nachweisgrenzen

Im Folgenden sollen die Anregungsstärken für E2- und E3-Anregungen bestimmt werden, die im HDS-Spektrum (Abbildung 2.12 auf Seite 30) Linien an der experimentellen Nachweisgrenze erzeugen. Definiert sei die experimentelle Nachweisgrenze durch die halbe  $\gamma$ -Intensität der Linie bei 1058.9 keV. Linien mit kleinerer  $\gamma$ -Intensität gelten als spekulativ. Aus dem GOSIA „Least-Squares“-Fit folgt, dass die  $\gamma$ -Intensität der Linie bei 1058.9 keV einem Zerfalls- $B(E2, 7^- \rightarrow 9^-) \downarrow$  von  $6.7^{+1.9}_{-1.6}$  W.u. entspricht (siehe Seite 57). Dies kann in ein Anregungs- $B(E2) \uparrow$  umgerechnet werden:

$$B(E2, 9^- \rightarrow 7^-) \uparrow = 5.3^{+1.5}_{-1.3} \text{ W.u.} \quad (2.39)$$

Ein Anregungs- $B(E2, 9^- \rightarrow 7^-) \uparrow$  von ca. 2.7 W.u. würde folglich die halbe  $\gamma$ -Intensität der Linie bei 1058.9 keV erzeugen und definiert bei dieser Energie das der Nachweisgrenze entsprechende  $B(E2, 9^- \rightarrow 7^-) \uparrow$  für die E2-Anregung eines  $K^\pi = 7^-$  Zustandes. Für vorgegebene Anregungsstärken können mit GOSIA die im HDS-Spektrum erwarteten  $\gamma$ -Intensitäten simuliert werden. Somit kann man die  $B(E2) \uparrow$ - bzw.  $B(E3) \uparrow$ -Werte suchen, die für verschiedene Übergangsenergien und unterschiedliche K-Quantenzahlen des Endzustandes die halbe  $\gamma$ -Intensität der Linie bei 1058.9 keV im Spektrum erzeugen würden. Diese  $B(E2) \uparrow$ - bzw.  $B(E3) \uparrow$ -Werte sollen im Folgenden **minimale**  $B(E2) \uparrow$ - bzw.  $B(E3) \uparrow$ -Werte genannt werden. Zusätzlich muss bei

der Bestimmung der minimalen  $B(E2)\uparrow$ - bzw.  $B(E3)\uparrow$ -Werte die Änderung der  $\gamma$ -Nachweiswahrscheinlichkeit mit der  $\gamma$ -Energie (Ansprechfunktion  $\langle f_A \rangle$ ) berücksichtigt werden.

### – Nachweisgrenzen für die E2-Anregung

Für 10 verschiedene  $\gamma$ -Energien wurden im Abstand von 100 keV im Energiebereich von 700 bis 1700 keV die minimalen  $B(E2)\uparrow$ -Werte für die Anregung eines  $K^\pi = 7^-$  Bandenkopfs aus dem  $K^\pi = 9^-$  Isomer ermittelt. Um „Feeding-Effekte“ zu berücksichtigen, wurden vier Rotationszustände über dem Bandenkopf in die GOSIA-Simulation miteinbezogen, deren Zustandsenergien mit dem Trägheitsmoment der Isomerbande abgeschätzt wurden. Die Gültigkeit der Alaga-Regel vorausgesetzt, wurden die Zwischenband-Matrixelemente über den ersten „Mikhailov-Parameter“  $M_1$  in Formel (2.19) gekoppelt. In Abbildung 2.21 sind die minimalen  $B(E2, 9^- \rightarrow 7^-)\uparrow$ -Werte aufgetragen. Die 10 berechneten Stützpunkte wurden durch kubische Splines interpoliert. Das in Abbildung 2.21 eingezeichnete Fehlerband wird durch die Fehler von Ergebnis (2.39) bestimmt. GOSIA-Simulationen für K-Quantenzahlen des Bandenkopfes von  $K^\pi = 8^-$  und  $K^\pi = 9^-$  zeigen<sup>22</sup>, dass die Abweichungen der entsprechenden minimalen  $B(E2)\uparrow$ -Werte von den minimalen  $B(E2, 9^- \rightarrow 7^-)\uparrow$ -Werten klein im Vergleich zum Fehlerband sind. Abbildung 2.21 gilt deshalb in guter Näherung auch für E2-anregbare  $K^\pi = 8^-$  und  $K^\pi = 9^-$  Bandenköpfe.

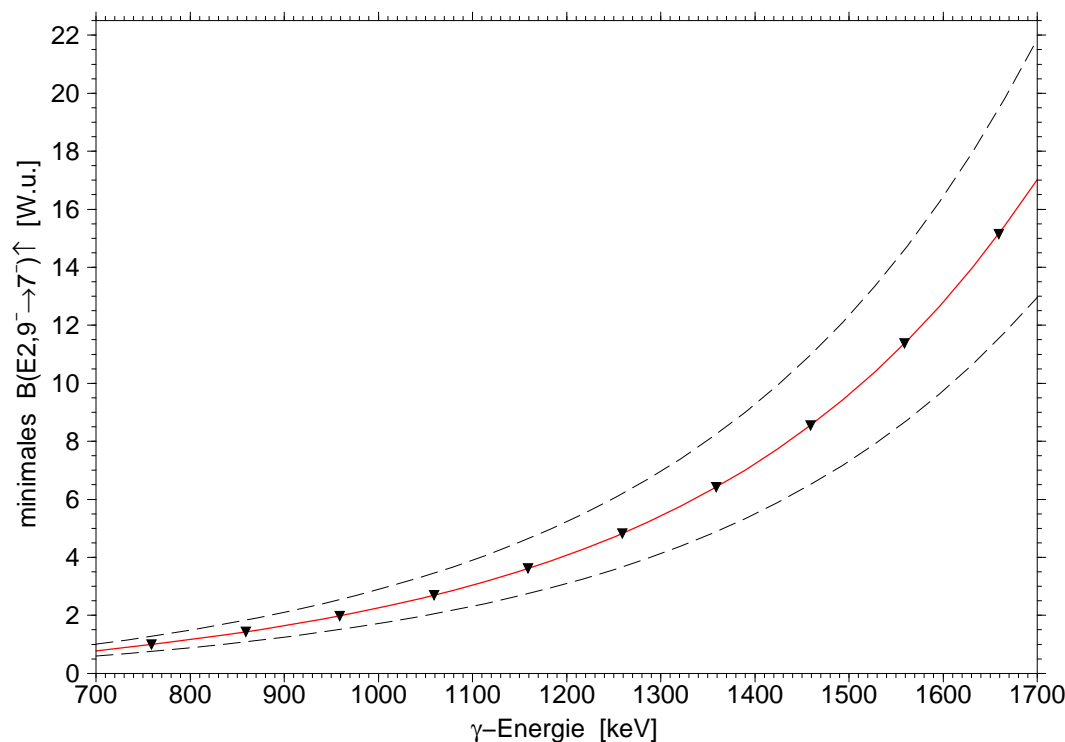


Abbildung 2.21: Die in minimale  $B(E2, 9^- \rightarrow 7^-)\uparrow$ -Werte übersetzte Nachweisgrenze für die Beobachtung von E2-Zerfällen von  $K^\pi = 7^-$  Bandenköpfen im HDS-Spektrum.

<sup>22</sup>Höhere K-Quantenzahlen wurden nicht untersucht.

Abbildung 2.21 entnimmt man, dass oberhalb 850 keV nur E2-Anregungen in Bandenköpfe mit  $B(E2, 9^- \rightarrow 7^-/8^-/9^-) \uparrow$ -Werten von mehr als einer Weisskopf-Einheit im HDS-Spektrum sichtbar sein sollten.

### – Nachweisgrenzen für die E3-Anregung

Für die GOSIA-Simulation der minimalen  $B(E3) \uparrow$ -Werte wurden Bandenköpfe mit  $K^\pi = 7^+$  und  $K^\pi = 6^+$  betrachtet. Die Kurve mit Fehlerband für die minimalen  $B(E3, 9^- \rightarrow 7^+) \uparrow$ -Werte ist in Abbildung 2.22 eingezeichnet. Im Vergleich zum Fehlerband sind die Abweichungen der minimalen  $B(E3, 9^- \rightarrow 6^+) \uparrow$ -Werte von den minimalen  $B(E3, 9^- \rightarrow 7^+) \uparrow$ -Werten vernachlässigbar. Abbildung 2.22 gilt deshalb in guter Näherung auch für E3-anregbare  $K^\pi = 6^+$  Bandenköpfe.

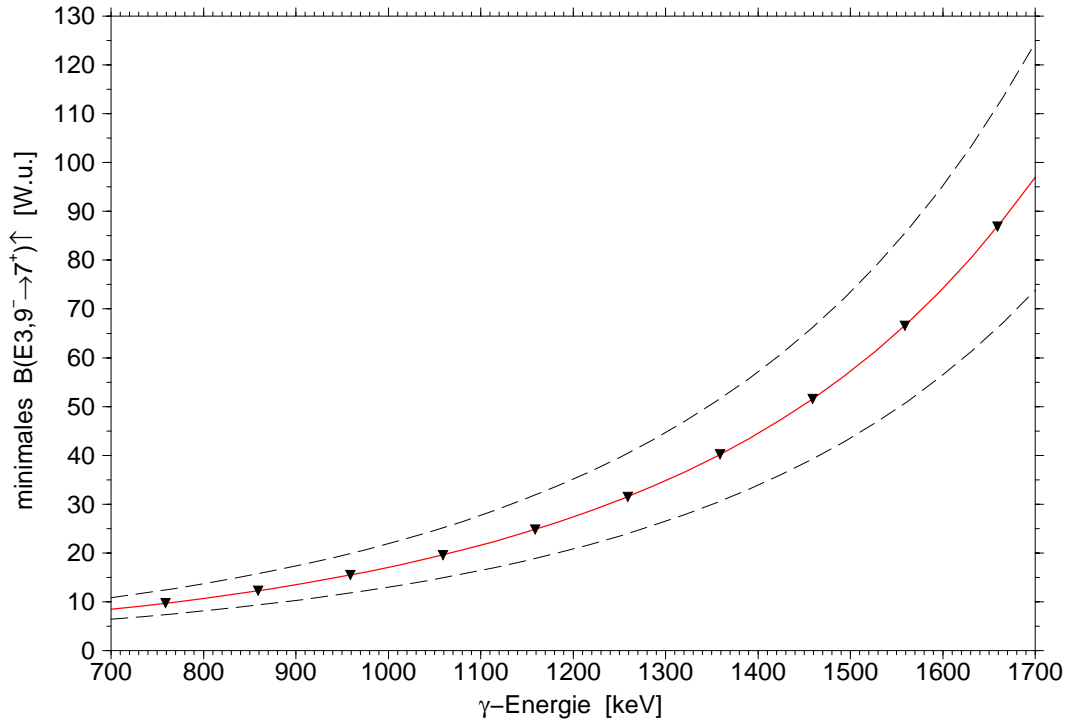


Abbildung 2.22: Die in minimale  $B(E3, 9^- \rightarrow 7^+) \uparrow$ -Werte übersetzte Nachweisgrenze für die Beobachtung von E3-Zerfällen von  $K^\pi = 7^+$  Bandenköpfen im HDS-Spektrum (siehe auch Punkt 1 und 2 unten).

Der Abbildung 2.22 entnimmt man, dass oberhalb 900 keV eine  $K^\pi = 7^+$ -Oktupolvibration mit einem  $B(E3, 9^- \rightarrow 7^+) \uparrow$  von weniger als 10 W.u. im HDS-Spektrum nicht sichtbar wäre. Allerdings sind in Abbildung 2.22 folgende Aspekte nicht berücksichtigt:

1. Für die GOSIA-Simulation wurde davon ausgegangen, dass die Halbwertszeit des  $K^\pi = 7^+$  Bandenkopfes primär durch den E3/M2-Rückzerfall ins  $K^\pi = 9^-$  Isomer bestimmt wird. Dann ist der reine E3-Rückzerfall aber so langsam, dass die Halbwertszeit des  $K^\pi = 7^+$  Bandenkopfes für 700 keV ca.  $1 \mu\text{s}$  beträgt und erst für ca. 850 keV die Größenordnung der Ejektil- $\gamma$ -Koinzidenzzeit von 200 ns erreicht. Für 1100 keV beträgt die Halbwertszeit immer noch ca. 15 ns. In dieser Zeit fliegt der Coulomb-angeregte  $^{180}\text{Ta}$ -Kern, der mit ca. 4%

Lichtgeschwindigkeit das Target verlässt, fast 20 cm weit und ist dann aus dem „Blickwinkel“ der Ge-Detektoren verschwunden<sup>23</sup>. In diesem Fall werden die minimalen  $B(E3)\uparrow$ -Werte unterschätzt.

2. Ist die Halbwertszeit des  $K^\pi = 7^+$  Bandenkopfes durch andere Zerfälle als den Rückzerfall in das  $K^\pi = 9^-$  Isomer bestimmt, so „wandert“ die  $\gamma$ -Zerfallsintensität des Bandenkopfes an die Stelle der Zerfallsenergie des die Halbwertszeit bestimmenden Übergangs und muss um die veränderte Nachweiswahrscheinlichkeit korrigiert werden.

### – Spekulative Linien an der Nachweisgrenze

Mit obigen Überlegungen können für die spekulativen Linien aus Tabelle 2.5 auf Seite 31 die Anregungsstärken abgeschätzt werden, da diese Linien etwa die halbe  $\gamma$ -Intensität der Linie bei 1058.9 keV im HDS-Spektrum zeigen. Es muss dazu angenommen werden, dass die spekulativen Linien Bandenkopf-Zerfällen in das  $K^\pi = 9^-$  Isomer entsprechen. In Tabelle 2.13 sind die unter Berücksichtigung des Fehlerbands für die Linien folgenden E2- und E3-Anregungsstärken aufgelistet.

$E_\gamma$ [keV]	$B(E2)\uparrow$ $K^\pi = 7^-/8^-/9^-$ [W.u.]	$B(E3)\uparrow$ $K^\pi = 7^+/6^+$ [W.u.]
781.2	0.8 .. 1.4	> 7
946.6	1.4 .. 2.4	> 11
1140.5	2.6 .. 4.4	> 18
1188.3	3.0 .. 5.0	> 20
1232.2	3.4 .. 5.7	> 22

Tabelle 2.13: Geschätzte E2- bzw. E3-Anregungsstärken, falls die spekulativen Linien in Tabelle 2.5 Zerfällen von  $K^\pi = 7^-/8^-/9^-$  bzw.  $K^\pi = 7^+/6^+$  Bandenköpfen in die  $K^\pi = 9^-$  Isomerbande entsprechen.

Tabelle 2.13 zeigt, dass die spekulativen Linien sehr großen  $B(E2)\uparrow$ - und  $B(E3)\uparrow$ -Werten entsprechen. Eventuell entstammen spekulative Linien der (unbekannten)  $\beta$ -Vibrationsbande im  $^{180}\text{Ta}$ .

<sup>23</sup>Dies erklärt auch, warum der 482 keV Zerfall des  $K^\pi = 5/2^+$  Isomers mit  $t_{1/2} = 10.8$  ns im  $^{181}\text{Ta}$  in den  $K^\pi = 7/2^+$  Grundzustand im  $\gamma$ -Summenspektrum (Abbildung 2.6 auf Seite 18) kaum sichtbar ist. Der 482 keV Zerfall des  $K^\pi = 5/2^+$  Isomers wurde deshalb in Abbildung 2.9 auf Seite 23 gestrichelt eingezeichnet.





# 3. Aktivierungsexperimente

## 3.1. Einführung

In Aktivierungsexperimenten wird die Populierung des instabilen  $K^\pi=1^+$  Grundzustandes<sup>1</sup> nach Bestrahlung von  $^{180}\text{Ta}$ -Kernen mit Photonen (Photoanregungs-Aktivierungs-Experimente) oder virtuellen Photonen (Coulombanregungs-Aktivierungs-Experimente) geprüft. Erstere sollen im Folgenden mit PAA-Experiment, letztere mit CAA-Experiment abgekürzt werden. Da der Grundzustand mit einer Halbwertszeit  $t_{1/2}$  von 8.15 h zerfällt, kann seine Populierung anhand seines charakteristischen Zerfallsmusters nachgewiesen werden. Wie in Abbildung 3.1 zu sehen, zerfällt der Grundzustand von  $^{180}\text{Ta}$  über Elektroneneinfang (ec) in  $^{180}\text{Hf}$  und über  $\beta^-$  in  $^{180}\text{W}$ . Pro 100 Grundzustandszerfällen entstehen im Schnitt 56.1 Hf  $K_\alpha$  Röntgenquanten, 4.5  $\gamma$ -Quanten mit Übergangsenergie 93.4 keV ( $2^+ \rightarrow 0^+$  Übergang im  $^{180}\text{Hf}$ ) und 0.8  $\gamma$ -Quanten mit Übergangsenergie 103.6 keV ( $2^+ \rightarrow 0^+$  Übergang im  $^{180}\text{W}$ ).

Beobachtet man nach einer Bestrahlung dieses charakteristische Zerfallsmuster mit einer Halbwertszeit von 8.15 h, so kann man sicher sein, den Grundzustand von  $^{180}\text{Ta}$  populiert zu haben. Die Populierung kann möglicherweise die Folge der Anregung eines Zwischenzustandes aus dem Isomer sein, der über eine  $\gamma$ -Kaskade Richtung Grundzustand zerfallen ist (siehe Abbildung 3.1).

Der Versuchsablauf von Aktivierungsexperimenten besteht gewöhnlich aus zwei Teilen: der Bestrahlung der Ta-Messprobe für die Dauer von ca. 8 h (einer Halbwertszeit) und der darauf folgenden Analyse. Analysiert werden die von der Messprobe ausgesandten oben beschriebenen Röntgen- und  $\gamma$ -Quanten von Ge-Detektoren. Zur Reduzierung des natürlichen Strahlungsuntergrundes sind die Ge-Detektoren dabei von einer Bleiburg umgeben.

Aus der Anzahl der gemessenen Röntgen- und  $\gamma$ -Quanten kann die Anzahl  $N$  ( $^{180g}\text{Ta}$ ) der während der Aktivierung im Grundzustand erzeugten  $^{180}\text{Ta}$ -Kerne rückgerechnet werden. Die Rückrechnung wird später in Kapitel 4.3.2 beschrieben.

### 3.1.1. Photoanregungs-Aktivierung (PAA)

Bei der PAA wird ein Elektronenstrahl in einem Konverter gestoppt. Der entstehende Bremsstrahlungskegel wird auf die zu untersuchende Ta-Messprobe gerichtet. Durch Variieren der Elektronenstrahlenergie kann die maximale Photonenenergie verändert werden. So kann ein Photonenenergie-abhängiger Wirkungsquerschnitt (Anregungskurve) für die Populierung des Grundzustandes von  $^{180}\text{Ta}$  aufgenommen werden, der immer dann eine Unstetigkeit (Knick) zeigt, wenn die maximale Photonenenergie ausreichend ist, um einen neuen Zwischenzustand anzuregen. Die

---

<sup>1</sup>Im Folgenden soll mit „Grundzustand“ der  $K^\pi=1^+$  Grundzustand und mit „Isomer“ das  $K^\pi=9^-$  Isomer im  $^{180}\text{Ta}$  gemeint sein.



$$\sigma\Gamma = \pi^2 \cdot \frac{2I_z + 1}{2I_i + 1} \cdot \left( \frac{\hbar c}{E_{iz}} \right)^2 \cdot \Gamma_{eff} \quad (3.2)$$

die effektive Zerfallsbreite:

$$\Gamma_{eff} = \frac{\Gamma_{i\gamma} \cdot \Gamma_g}{\Gamma_i + \Gamma_g} \quad (3.3)$$

bestimmt werden:

mit:

- $I_z$  : Spin des Zwischenzustandes
- $I_i$  : Spin des Isomers
- $E_{iz}$  : Energiedifferenz zwischen Isomer und Zwischenzustand ( $E_{iz} = E_\gamma$ )
- $E_z$  : Energie des Zwischenzustands. Es gilt:  $E_z = E_{iz} + 75.3 \text{ keV}$
- $\Gamma_{i\gamma}$  :  $\gamma$ -Zerfallsbreite in das Isomer
- $\Gamma_i$  : Summe der  $\gamma$  + Konversions-Zerfallsbreiten Richtung Isomer
- $\Gamma_g$  : Summe der  $\gamma$  + Konversions-Zerfallsbreiten in Zustände, die weiter Richtung Grundzustand zerfallen

$\Gamma_{i\gamma}$  ist gegeben durch:

$$\Gamma_{i\gamma} = \sum_{\Pi\lambda=1}^{\infty} \Gamma_{i\gamma}(\Pi\lambda) \quad (3.4)$$

und:

$$\Gamma_{i\gamma}(\Pi\lambda) = \frac{8\pi(\lambda + 1)}{\lambda[(2\lambda + 1)!!]^2} \cdot \left( \frac{E_{iz}}{\hbar c} \right)^{2\lambda+1} \cdot \frac{2I_i + 1}{2I_z + 1} \cdot B(\Pi\lambda, I_i \rightarrow I_z)\uparrow \quad (3.5)$$

mit:

- $\Pi$  : Art des Übergangs: elektrisch ( $\Pi=E$ ) oder magnetisch ( $\Pi=M$ )
- $\lambda$  : Multipolarität des Übergangs
- $\Gamma_{i\gamma}(\Pi\lambda)$  : Zerfallsbreite eines „multipolaritätsreinen“  $\Pi\lambda$   $\gamma$ -Zerfalls

Das Verzweungsverhältnis  $V_i$  des Zwischenzustands in das Isomer bzw. das Verzweungsverhältnis  $V_g$  des Zwischenzustands in Richtung Grundzustand sind definiert als:

$$V_i = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_i + \Gamma_g} \quad \text{bzw.} \quad V_g = \frac{\Gamma_g}{\Gamma_i + \Gamma_g} \quad (3.6)$$

Aus Formel (3.3) folgt:

$$\Gamma_{eff} = \Gamma_{i\gamma} \cdot V_g \quad (3.7)$$

Da das Verzweigungsverhältnis  $V_g$  unbekannt ist, kann in PAA-Experimenten für „multipolaritätsreine“ Übergänge mit Hilfe von Formel (3.5) nur eine **effektive** reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit berechnet werden:

$$B(\Pi\lambda)_{eff} = B(\Pi\lambda) \cdot V_g \quad (3.8)$$

### 3.1.2. Coulombanregungs-Aktivierung (CAA)

Bei der CAA werden Ta-Messproben für ca. 8 h (eine Halbwertszeit) mit Ionen bestrahlt. Um die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes (Anregungskurve) zu analysieren, muss bei verschiedenen Strahlenergien  $E_s$  gemessen werden.

Kennt man die Anzahl der pro Zeiteinheit auf das Target geschossenen Strahlprojekte (Strahlstrom  $I$ ), nimmt diese vorerst als zeitlich konstant während der Bestrahlungsdauer  $t_B$  an<sup>3</sup> und ist die Anzahl  $N$  ( $^{180i}\text{Ta}$ ) der  $^{180i}\text{Ta}$ -Kerne in der durchstrahlten Targetfläche  $A$  bekannt, so kann man über:

$$\sigma_C(E_s) = \frac{N(^{180g}\text{Ta})}{N(^{180i}\text{Ta})} \cdot \frac{A}{I \cdot t_B} \quad (3.9)$$

den Coulombanregungs-Wirkungsquerschnitt  $\sigma_C$  für die Überführung eines  $^{180i}\text{Ta}$ -Kerns in den Grundzustand experimentell bestimmen<sup>4</sup>.

Im Unterschied zu den PAA-Experimenten, bei denen die Schwierigkeit in der Bestimmung der Photonenflussverteilung bei der Photonenenergie  $E_\gamma$  liegt, während die effektiven  $B(\Pi\lambda)$ -Werte einfach über Formel (3.2) und (3.5) aus dem integrierten Wirkungsquerschnitt  $\sigma\Gamma$  berechnet werden können, ist die Situation bei den CAA-Experimenten genau umgekehrt. Der Strahlstrom  $I$  ist einfach messbar, während die Bestimmung der  $B(\Pi\lambda)$ -Werte aus dem Wirkungsquerschnitt aufwändig ist. Da bei der CAA im Unterschied zur PAA keine maximale Photonenenergie existiert und auch „Multistep“-Anregungen zu berücksichtigen sind, kann im Fall mehrerer Zwischenzustände ein einzelner Zwischenzustand nicht mehr isoliert betrachtet werden. Aufgrund von „Multistep“-Anregungen erwartet man bei der CAA, dass auch die über dem niedrigsten Zwischenzustand liegenden Rotationszustände zur Kopplung von Isomer und Grundzustand beitragen. Für die Berechnung von mit PAA-Experimenten vergleichbaren  $B(\Pi\lambda)$ -Werten aus den CAA-Experimenten müssen Kopplungsmodelle entworfen werden, die Annahmen über die Energien und  $B(\Pi\lambda)$ -Werte des niedrigsten Zwischenzustandes und der darüber liegenden Rotationszustände machen. Mit den Programmen COULEX [37, 38] oder GOSIA [21, 22]

<sup>3</sup>In Realität wird der Strahlstrom nicht zeitlich konstant sein und ein Teil der im Grundzustand erzeugten  $^{180}\text{Ta}$  Kerne  $N$  ( $^{180g}\text{Ta}$ ) bereits während der Bestrahlung zerfallen. Siehe Anhang 7.4.

<sup>4</sup>In Formel (3.9) wird angenommen, dass die Abbremsung der Strahlprojekte im Target vernachlässigbar ist.

können dann die aus den Kopplungsmodellen folgenden Wirkungsquerschnitte  $\sigma_C$  bestimmt werden. Die Eingabeparameter Zustandsenergien und  $B(\Pi\lambda)$ -Werte der Kopplungsmodelle werden variiert, bis bestmögliche Übereinstimmung zwischen experimentellen und simulierten Daten erzielt wird. Die Auswertung eines CAA-Experiments für verschiedene Kopplungsmodelle wird später genauer in Kapitel 4.3.8 bis 4.3.16 beschrieben.

Beim Entwerfen der Kopplungsmodelle ist zu beachten, dass die Coulombanregung E2- und E3-Anregungen bevorzugt, wie Tabelle 3.1 verdeutlichen soll.

	E1 (1e-5 W.u.)	M1 (1e-2 W.u.)	E2 (1 W.u.)	E3 (10 W.u.)
$\sigma_C$ [barn]	4.2e-6	6.7e-8	1.2e-2	3.9e-3

Tabelle 3.1: Die unterste Tabellenzeile zeigt den „ $4\pi$ -Wirkungsquerschnitt“<sup>6</sup>  $\sigma_C$  für die Coulombanregung eines  $I = 8$  Zustandes 1 MeV über dem Isomer durch  $^{58}\text{Ni}$ -Projekte mit 225 MeV. Die Wirkungsquerschnitte wurden mit dem Programm COULEX für „vernünftige“ Anregungs- $B(\Pi\lambda, 9^- \rightarrow 8)^{\uparrow}$ -Werte für den vereinfachten Fall eines Zweizustandensystems (Isomer plus Zwischenzustand) berechnet. Die verwendeten  $B(\Pi\lambda)^{\uparrow}$ -Werte sind eingeklammert in der Tabelle angegeben.

Wie man Tabelle 3.1 entnimmt, ist die M1- und E1- gewöhnlich gegenüber der E2- und E3-Coulombanregung zu vernachlässigen.

Im Folgenden werden wichtige Aktivierungsexperimente vorgestellt.

---

<sup>6</sup>Wegen der Singularität des Rutherford-Wirkungsquerschnitts bei  $\theta_e = 0^\circ$  und  $180^\circ$  wurde über den  $\theta_e$ -Winkelbereich  $1^\circ$  bis  $179^\circ$  integriert.

## 3.2. Wichtige PAA-Experimente

### 3.2.1. Das Stuttgarter PAA-Experiment

#### a) Versuchsbeschreibung

Als Ta-Targets verwendeten Belic et al. [39] 150 mg 5.45 % an  $^{180i}\text{Ta}$  angereichertes Tantaloxid ( $\text{Ta}_2\text{O}_5$ ), natürliches Tantaloxid sowie dünne Tantalbleche. Die Targets wurden mit Bremsstrahlung mit Endpunktenergien von 0.8 bis 3.1 MeV bestrahlt und danach zwischen den Endkappen zweier bleigeschirmter Ge-Detektoren analysiert.

#### b) Ergebnisse

Die Ergebnisse des Experimentes können wie folgt zusammengefasst werden (siehe auch Abbildung 3.2):

- Die niedrigste Photonenendpunktenergie, die zu einer nachweisbaren Populierung des Grundzustands führt, ist  $(1010 \pm 10)$  keV. Diese Energie entspricht der Anregungsenergie  $E_{iz}$  des niedrigsten Zwischenzustands oder spiegelt die experimentelle Nachweisgrenze des Stuttgarter PAA-Experiments wider. Für letzteren Fall kann der Zwischenzustand noch niedriger liegen.
- Geht man davon aus, den niedrigsten Zwischenzustand bei  $E_z = (1010 \pm 10 + 75)$  keV =  $(1085 \pm 10)$  keV gefunden zu haben, so folgt ein integrierter Wirkungsquerschnitt  $\sigma\Gamma$  für die Entvölkerung des Isomers über diesen Zwischenzustand in den Grundzustand von:

$$\sigma\Gamma = (5.7 \pm 1.2) \text{ eVfm}^2$$

- ca. 1200 keV über dem Isomer liegt ein weiterer Zwischenzustand.

#### c) Folgerungen

Mit Formel (3.2) kann aus dem integrierten Wirkungsquerschnitt  $\sigma\Gamma$  die effektive Zerfallsbreite  $\Gamma_{eff}$  in Abhängigkeit des Spins  $I_z$  des niedrigsten Zwischenzustandes bestimmt werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

	$I_z = 7$	$I_z = 8$	$I_z = 9$	$I_z = 10$	$I_z = 11$
$\Gamma_{eff} [10^{-5} \text{ eV}]$	$1.92 \pm 0.40$	$1.69 \pm 0.36$	$1.51 \pm 0.32$	$1.37 \pm 0.29$	$1.25 \pm 0.26$

Tabelle 3.2: Effektive Zerfallsbreite  $\Gamma_{eff}$  in Abhängigkeit des Spins  $I_z$  für den niedrigsten Zwischenzustand bei  $E_z = 1085$  keV.

Wegen der großen Energiedifferenz  $E_{iz} = 1010$  keV zwischen Isomer und Zwischenzustand werden im Folgenden die Konversionskoeffizienten für den Rückzerfall in das Isomer vernachlässigt. Es gilt dann<sup>7</sup>:

$$\Gamma_{i\gamma} \simeq \Gamma_i \quad (3.10)$$

<sup>7</sup>Im Folgenden wird deshalb nicht mehr zwischen  $\Gamma_{i\gamma}$  und  $\Gamma_i$  unterschieden.

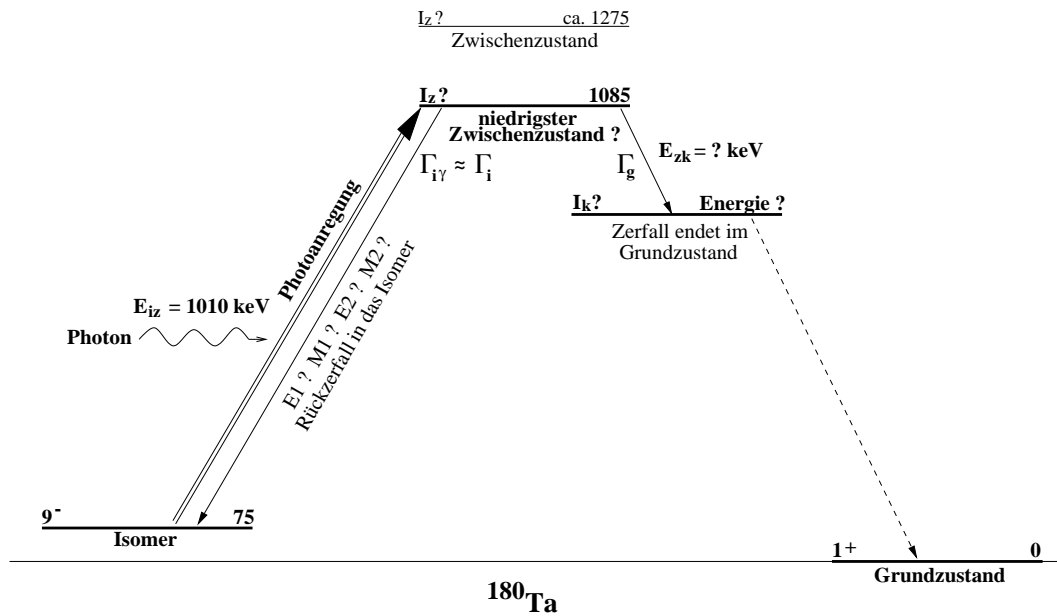


Abbildung 3.2: Verdeutlichung der Ergebnisse des Stuttgarter PAA-Experiments. Die Benennungen im Bild werden im Text übernommen.

Aus Formel (3.3) folgt damit<sup>8</sup>:

$$(\Gamma_i + \Gamma_g) \geq 4 \cdot \Gamma_{eff} \quad (3.11)$$

$(\Gamma_i + \Gamma_g)$  entspricht der totalen Zerfallsbreite  $\Gamma_{tot}$ . Mittels:

$$\tau_z = \frac{\hbar}{\Gamma_{tot}} \quad (3.12)$$

kann aus Formel (3.11) eine obere Schranke für die Lebensdauer  $\tau_z$  des niedrigsten Zwischenzustands bei  $E_z = 1085 \text{ keV}$  bestimmt werden. Dabei wurde  $\Gamma_{eff}$  aus Tabelle 3.2 für  $I_z = 11$  entnommen und der Fehler von  $\Gamma_{eff}$  subtrahiert.

$$\tau_z < 1.7 \cdot 10^{-11} \text{ s}$$

**⇒ Die Lebensdauer des niedrigsten Zwischenzustandes liegt im Pikosekundenbereich oder darunter.**

Aus Formel (3.3) und (3.6) folgt:

$$\Gamma_{eff} = \Gamma_i \cdot V_g = \Gamma_g \cdot V_i \quad (3.13)$$

<sup>8</sup>Bei Vernachlässigung der inneren Konversion entspricht Formel (3.3) der Berechnung des effektiven Widerstandes bei Parallelschaltung zweier Widerstände.

Da die Verzweigungsverhältnisse kleiner als Eins sind, folgt:

$$\Gamma_i > \Gamma_{eff} \quad (3.14)$$

Betrachtet man nur „multipolaritätsreine“ Übergänge, d. h. elektrische ( $\Pi=E$ ) oder magnetische ( $\Pi=M$ ) Übergänge einer Multipolarität  $\lambda$ , so kann aus Ungleichung (3.14) und Formel (3.5) eine untere Grenze für den  $B(\Pi\lambda, I_i \rightarrow I_z)\uparrow$ -Wert bestimmt werden.

	E1	M1	E2	M2
$B(\Pi\lambda)\uparrow$	$> (6.8 \pm 1.4) \cdot 10^{-6}$	$> (7.1 \pm 1.5) \cdot 10^{-4}$	$> (0.29 \pm 0.06)$	$> (30 \pm 6)$

Tabelle 3.3: Untere Grenzen für die  $B(\Pi\lambda, I_i \rightarrow I_z)\uparrow$ -Werte unter der Annahme, dass der  $\Pi\lambda$ -anregbare Zwischenzustand bei  $E_z = 1085$  keV liegt. Die  $B(\Pi\lambda)\uparrow$ -Werte sind in Weisskopf-Einheiten [W.u.] angegeben.

Die unteren Grenzen in Tabelle 3.3 entsprechen den effektiven  $B(\Pi\lambda)\uparrow$ -Werten nach Formel (3.8).

Aus der Tabelle ist ersichtlich, dass die M2-Anregung wegen unrealistisch großer  $B(M2, I_i \rightarrow I_z)\uparrow$ -Werte ausgeschlossen werden kann.



### 3.3. Wichtige CAA-Experimente

#### 3.3.1. Münchener „Thick-Target“ CAA-Experiment

##### a) Versuchsbeschreibung

Schlegel et al. [40, 41] bestrahlten natürliche 0.5 mm dicke Tantalbleche im Energiebereich von 70 bis 130 MeV mit  $^{32}\text{S}$  und  $^{36}\text{S}$ . Die Tantalbleche wurden vor einem bleigeschirmten Ge-Detektor analysiert.

##### b) Ergebnis

Mindestens ein Coulomb-anregbarer Zwischenzustand bei  $E_z < (1000 + 75)$  keV wird vermutet. Aus den in [41] gezeigten Abbildungen kann für eine Anregungsenergie  $E_{iz}$  des Zwischenzustandes von 1010 keV ein effektives  $B(E2)\uparrow$  von 0.27 W.u. und ein effektives  $B(E3)\uparrow$  von 13 W.u. abgeschätzt werden. Für höhere Strahlenergien ( $^{32}\text{S}$ :  $E_s \geq 100$  MeV;  $^{36}\text{S}$ :  $E_s \geq 115$  MeV) wird  $^{180}\text{Ta}$  im Grundzustand überwiegend durch Ein-Neutron-Transferreaktionen am  $^{181}\text{Ta}$  erzeugt:  $^{181}\text{Ta}(^{32}\text{S}, ^{33}\text{S})^{180g}\text{Ta}$  bzw.  $^{181}\text{Ta}(^{36}\text{S}, ^{37}\text{S})^{180g}\text{Ta}$ .

#### 3.3.2. Karlsruher „Thick-Target“ CAA-Experiment

##### a) Versuchsbeschreibung

Schumann et al. [42] bestrahlten natürliche Tantalfolien mit Protonen von 3.0 und 3.7 MeV und mit  $\alpha$ -Teilchen im Energiebereich von 12 bis 20 MeV. Die Tantalfolien mit Dicken zwischen 0.05 bis 0.09 mm wurden zwischen zwei in Koinzidenz geschalteten Ge-Detektoren analysiert.

##### b) Ergebnis

Mindestens ein Coulomb-anregbarer Zwischenzustand im Energiebereich von  $(600 + 75)$  bis  $(2200 + 75)$  keV für E2-Anregung bzw.  $(250 + 75)$  bis  $(2200 + 75)$  keV für E3-Anregung wird vorhergesagt. Aus den in [42] gezeigten Abbildungen kann für eine Anregungsenergie  $E_{iz}$  des Zwischenzustandes von 1010 keV ein effektives  $B(E2)\uparrow$  von 0.7 W.u. und ein effektives  $B(E3)\uparrow$  von 13 W.u. abgeschätzt werden.

#### 3.3.3. „Catcher-Folien“ CAA-Experiment am NORDBALL

##### a) Versuchsbeschreibung

Während der in Kapitel 2.5 und 2.6 beschriebenen  $^{180}\text{Ta}$ - und  $^{181}\text{Ta}$ -CAA-Experimente war um den trapezförmigen Targethalter eine „Catcher-Folie“ gewickelt, die einen Teil der  $^{180}\text{Ta}$ -Rückstoßkerne auffing. Die zusammengefalteten Catcher-Folien wurden nach der Bestrahlung des angereicherten (#108) und des natürlichen (#106) Tantaloxidtargets mit 225 MeV  $^{58}\text{Ni}$ -Projektilen in einer Bleiburg auf der Beryllium-Endkappe eines LEP Ge-Detektors befestigt und analysiert. Der aktivierende Strahlstrom war im  $^{180}\text{Ta}$ - und  $^{181}\text{Ta}$ -CAA-Experiment ähnlich.

## b) Ergebnis

Bei der Bestrahlung des angereicherten Tantaloxidtargets wurden etwa doppelt so viele  $^{180}\text{Ta}$ -Kerne im Grundzustand erzeugt wie bei der Bestrahlung des natürlichen Tantaloxidtargets. Wahrscheinlich wurde im Fall des angereicherten Targets die Entvölkerung des Isomers in den Grundzustand via Coulombanregung beobachtet. Der Beitrag der Ein-Neutron-Transferreaktion:  $^{181}\text{Ta}(^{58}\text{Ni}, ^{59}\text{Ni})^{180g}\text{Ta}$  ist von vergleichbarer Größenordnung. Dieses Ergebnis würde die „Transferproblematik“, die im Experiment von Schlegel et al. [40, 41] erkannt wurde, bestätigen. Um Transfer-effekte zu minimieren, erscheint die Verwendung von neutronenreichen Projektilen bei CAA-Experimenten dringend erforderlich.

In Tabelle 3.4 sind die effektiven  $B(\Pi\lambda)\uparrow$ -Werte der bisherigen Aktivierungsexperimente für einen Zwischenzustand bei  $E_z = 1085$  keV nochmals zusammengefasst.

	E1		M1		E2			E3	
	PAA	PAA	PAA	MTT	KTT	MTT	KTT		
$B(\Pi\lambda)\uparrow_{eff}$ [W.u.]	$6.8 \cdot 10^{-6}$	$7.1 \cdot 10^{-4}$	0.29	0.27	0.7	13	13		

Tabelle 3.4: Zusammenfassung der effektiven  $B(\Pi\lambda, I_i \rightarrow I_z)\uparrow$ -Werte, die aus den bisherigen Aktivierungsexperimenten für einen Zwischenzustand bei  $E_z = 1085$  keV folgen. PAA steht dabei für das Stuttgarter Photoanregungs-Aktivierungsexperiment [39]. „MTT“ bzw. „KTT“ stehen für das Münchener Thick-Target CAA-Experiment von Schlegel et al. [40, 41] bzw. für das Karlsruher Thick-Target CAA-Experiment von Schumann et al. [42]. Der Fehler der PAA-Daten beträgt 21% (siehe Tabelle 3.3).

Beim Vergleich der effektiven  $B(E2)\uparrow$ - und  $B(E3)\uparrow$ -Werte des MTT-Experiments mit denen des KTT-Experiments fällt auf, dass die Werte für E3-Anregung identisch sind, während sie für E2-Anregung voneinander abweichen. Da für verschiedene Strahlprojekte und Strahlenergien die tatsächliche Multipolarität  $\lambda$  identische  $B(E\lambda)\uparrow$ -Werte liefern muss, könnte dies ein Hinweis darauf sein, dass in CAA-Experimenten die E3-Anregung entscheidend ist.

### 3.4. Das Zerfallsproblem

Wie in Abbildung 3.2 zu sehen, zerfällt der niedrigste im Stuttgarter PAA-Experiment gefundene Zwischenzustand mit der Zerfallsbreite  $\Gamma_g$  in Richtung Grundzustand.  $\Gamma_g$  kann sich aus einem oder mehreren Zerfällen zusammensetzen. Wichtig ist nur, dass die Zerfälle in Zustände führen, die letztlich den Grundzustand populieren. Es soll untersucht werden, welche Folgerungen sich für  $\Gamma_g$  aus dem gemessenen integrierten Wirkungsquerschnitt  $\sigma\Gamma$  ergeben.

Da das Verzweungsverhältnis  $V_i$  kleiner als Eins ist, folgt aus Formel (3.13):

$$\Gamma_g > \Gamma_{eff} \quad (3.15)$$

Aus Formel (3.2) kann in Abhängigkeit des Spins  $I_z$  des Zwischenzustandes  $\Gamma_{eff}$  bestimmt werden (siehe Tabelle 3.2). Mit Formel (3.3) kann daraus  $\Gamma_i$  in Abhängigkeit von  $\Gamma_g$  berechnet werden. Abbildung 3.3 und 3.4 zeigen diese Abhängigkeit.  $\Gamma_i$  kann über Formel (3.5) in einen  $B(\Pi\lambda, I_i \rightarrow I_z)\uparrow$ -Wert umgerechnet werden<sup>9</sup>. Die resultierenden  $B(\Pi\lambda, I_i \rightarrow I_z)\uparrow$ -Werte sind in den Abbildungen auf der rechten Y-Achse aufgetragen.

Falls der Zwischenzustand  $|z\rangle$  nur über den Zustand  $|k\rangle$  Richtung Grundzustand zerfallen kann (siehe wieder Abbildung 3.2) und dieser Übergang als „multipolaritätsrein“ angenommen wird, so kann aus  $\Gamma_g$  der  $B(\Pi\lambda, I_z \rightarrow I_k)\downarrow$ -Wert bestimmt werden:

$$\Gamma_g(\Pi\lambda) = \frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} \cdot \left(\frac{E_{zk}}{\hbar c}\right)^{2\lambda+1} \cdot B(\Pi\lambda, I_z \rightarrow I_k)\downarrow \cdot (1 + \alpha_{tot}(\Pi\lambda)) \quad (3.16)$$

mit:

- $I_k$  : Spin des Zustandes  $|k\rangle$ , der weiter Richtung Grundzustand zerfällt
- $\alpha_{tot}(\Pi\lambda)$  : Totaler Konversionskoeffizient für gegebenes  $\Pi$  und  $\lambda$
- $E_{zk}$  : Energiedifferenz zwischen dem Zustand  $|k\rangle$ , der weiter Richtung Grundzustand zerfällt, und dem Zwischenzustand  $|z\rangle$

Wie man Abbildung 3.3 und 3.4 entnimmt, muss  $\Gamma_g$  für realistische  $B(\Pi\lambda)\uparrow$ -Werte mindestens  $2 \cdot 10^{-5}$  eV betragen.

Im Folgenden sollen Zerfallsszenarien entworfen werden, die solch große Zerfallsbreiten  $\Gamma_g$  erklären können.

---

<sup>9</sup>Es wird davon ausgegangen, dass die Anregung „multipolaritätsrein“ ist.

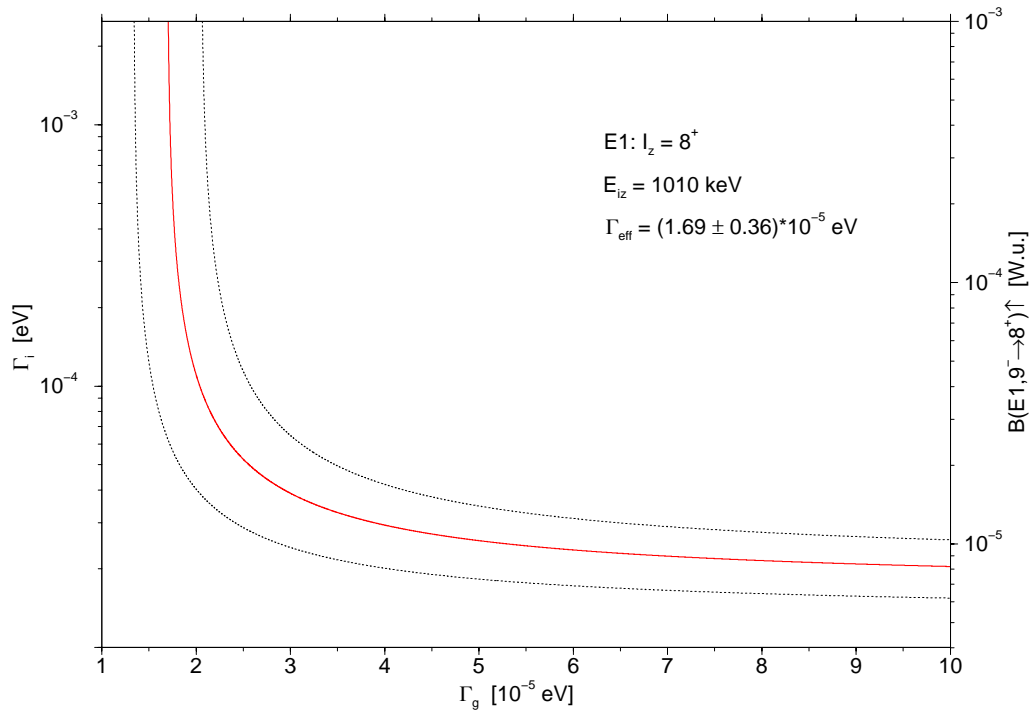


Abbildung 3.3: Die aus dem im Stuttgarter PAA-Experiment folgende Abhängigkeit von  $\Gamma_i$  bzw.  $B(E1, 9^- \rightarrow 8^+) \uparrow$  von  $\Gamma_g$  für einen E1-anregbaren Zwischenzustand mit Spin  $I_z^\pi = 8^+$  1010 keV über dem Isomer. Das aus dem Fehler von  $\Gamma_{eff}$  folgende Fehlerband ist gepunktet eingezeichnet.

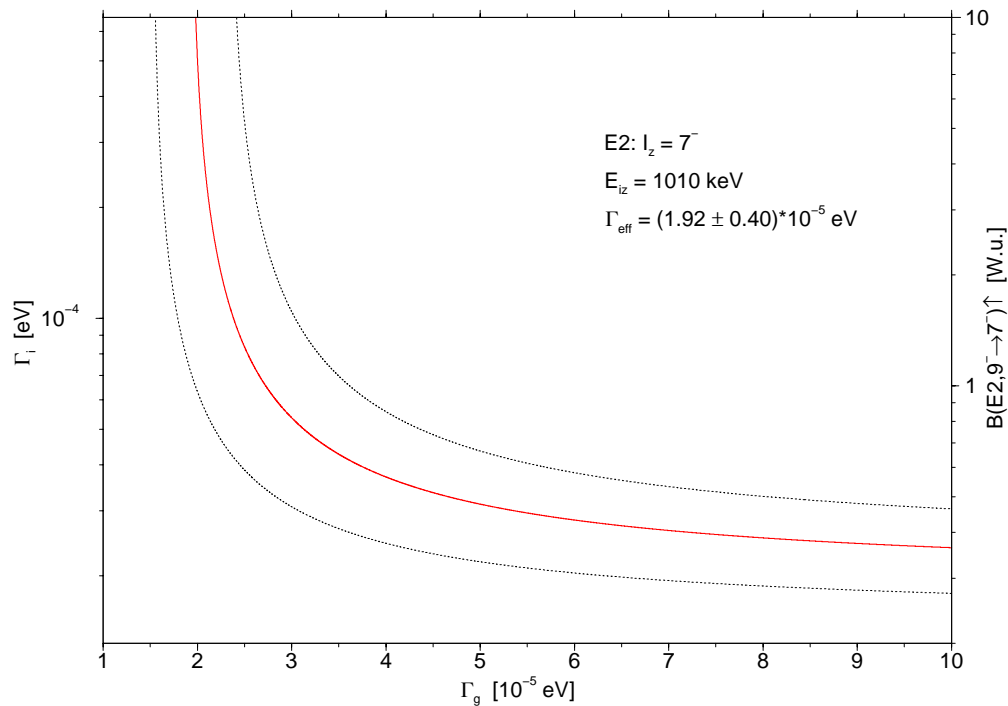


Abbildung 3.4: Die aus dem im Stuttgarter PAA-Experiment folgende Abhängigkeit von  $\Gamma_i$  bzw.  $B(E2, 9^- \rightarrow 7^-) \uparrow$  von  $\Gamma_g$  für einen E2-anregbaren Zwischenzustand mit Spin  $I_z^\pi = 7^-$  1010 keV über dem Isomer. Das aus dem Fehler von  $\Gamma_{eff}$  folgende Fehlerband ist gepunktet eingezeichnet.

### 3.4.1. Zerfallsszenarien mit großen Zerfallsbreiten $\Gamma_g$

Der niedrigste im Stuttgarter PAA-Experiment gefundene Zwischenzustand kann ein Bandenkopf oder ein Rotationszustand sein.

#### a) Anregung eines Bandenkopfes

Falls der Zwischenzustand ein Bandenkopf ist, muss die Zerfallsbreite  $\Gamma_g$  Richtung Grundzustand durch Zwischenband-Übergänge erzeugt werden. Formel (3.16) zeigt, dass die Zerfallsbreite  $\Gamma_g$  schnell mit größer werdendem  $\lambda$  kleiner wird, da der  $\lambda$ -abhängige Fakultätsterm im Nenner steht und die Zerfallsenergie  $E_{zk}$  klein gegenüber  $\hbar c \approx 197$  MeV ist. Große Zerfallsbreiten sind also für Zwischenband-Übergänge mit niedrigem  $\lambda$  ( $\lambda = 1$  oder  $2$ ) und großen Zerfallsenergien  $E_{zk}$  zu erwarten.

#### – E1-Zerfälle Richtung Grundzustand

Für das E1-Zerfallsszenario wird angenommen, dass der Zwischenzustand ein  $K_z = 8$  Bandenkopf ist, der in eine  $K_k = 7$  Bande zerfällt. Für die  $B(E1, 8 \rightarrow 7)\downarrow$ -Werte wurden  $5 \cdot 10^{-5}$  W.u. und  $1 \cdot 10^{-4}$  W.u. in Formel (3.16) eingesetzt und  $\Gamma_g$  für verschiedene Zerfallsenergien  $E_{zk}$  berechnet. Dabei wurde die innere Konversion berücksichtigt und, dass der Zwischenzustand auch in die ersten beiden Rotationszustände der  $K_k = 7$  Bande zerfallen könnte. Die ersten beiden Rotationszustände wurden 210 keV und 450 keV über dem  $K_k = 7$  Bandenkopf angenommen. Die entsprechenden  $B(E1)\downarrow$ -Werte wurden über die Alaga-Regel aus dem  $B(E1, 8 \rightarrow 7)\downarrow$ -Wert bestimmt. Abbildung 3.5 zeigt die berechneten  $\Gamma_g$  in Abhängigkeit der Zerfallsenergie  $E_{zk}$  (gepunktete Kurven). Wie man der Abbildung entnimmt, wird für ein  $B(E1, 8 \rightarrow 7)\downarrow$  von  $1 \cdot 10^{-4}$  W.u. ein  $\Gamma_g$  mit mehr als  $2 \cdot 10^{-5}$  eV für Zerfallsenergien  $E_{zk}$  größer 450 keV erreicht.

#### – Coriolis-beschleunigte M1/E2-Zerfälle Richtung Grundzustand

Die  $B(\Pi\lambda)$ -Werte ( $\Pi\lambda = M1$  oder  $E2$ ) für Zwischenband-Übergänge zwischen zwei 2-Quasiteilchenkonfigurationen mit  $K_1$  und  $K_2$  können aus dem intrinsischen, konfigurationsändernden Matrixelement  $\langle K_2 | \mathcal{M}(\Pi\lambda) | K_1 \rangle$  berechnet werden:

$$B(\Pi\lambda, I_1 K_1 \rightarrow I_2 K_2) = \langle I_1 K_1 \lambda K_2 - K_1 | I_2 K_2 \rangle^2 \langle K_2 | \mathcal{M}(\Pi\lambda) | K_1 \rangle^2 \quad (3.17)$$

Die sich aus Formel (3.17) ergebenden  $B(\Pi\lambda)$ -Werte führen für „vernünftige“ Zerfallsenergien  $E_{zk}$  auf Zerfallsbreiten  $\Gamma_g$ , die deutlich kleiner  $10^{-5}$  eV sind.

Zustände mit gleichem Spin  $I$  von Banden gleicher Parität mit  $K_2 = K_1 \pm 1$  können aber stark Coriolis-gemischt sein:

$$|K_1 I\rangle_{gemischt} = |K_1 I\rangle \mp c(I) |K_2 I\rangle \quad (3.18)$$

$$|K_2 I\rangle_{gemischt} = |K_2 I\rangle \pm c(I) |K_1 I\rangle \quad (3.19)$$

$c(I)$  ist dabei die Mischungsamplitude. Diese kann über

$$c(I) \approx \epsilon \sqrt{(I \mp K_1)(I \pm K_2)(1 + \delta(K_1, 0) + \delta(K_2, 0))} \quad (3.20)$$

aus der spinreduzierten Mischungsamplitude  $\epsilon$  abgeschätzt werden.  
Für diese gilt [43]:

$$\epsilon = -\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}_o} \langle K_{>} | j_+ | K_{<} \rangle / \Delta E \quad (3.21)$$

mit:

$K_{>}, K_{<}$	:	$K_{>} = K_{<} + 1$
$\mathcal{J}_o$	:	Trägheitsmoment
$\langle K_{>}   j_+   K_{<} \rangle$	:	intrinsisches Coriolis-Matrixelement
$\Delta E$	:	Energiedifferenz zwischen den Zuständen mit gleichem Spin I nach Elimination der Coriolis-bedingten Energiestörung

Im Fall von Coriolis-Mischung genügen die  $B(\Pi\lambda)$ -Werte modifizierten Ausdrücken, in die die spinreduzierte Mischungsamplitude  $\epsilon$  eingeht:

#### Modifizierte B(M1)-Werte:

Für M1-Übergänge mit  $K_2 = K_1 \pm 1$  gilt dann [26]:

$$B(M1, I_1 K_1 \rightarrow I_2 K_2) \approx \langle I_1 K_1 \ 1 K_2 - K_1 \ | \ I_2 K_2 \rangle^2 [M_1 + (I_2(I_2 + 1) - I_1(I_1 + 1))M_2]^2 \quad (3.22)$$

mit:

$$\begin{aligned} M_1 &= \langle K_2 | \mathcal{M}(M1) | K_1 \rangle - \epsilon \sqrt{2} [\langle K_2 | \mathcal{M}(M1) | K_2 \rangle - K_1 \langle K_1 | \mathcal{M}(M1) | K_1 \rangle] \\ M_2 &= \frac{\pm \epsilon}{\sqrt{2}} [\langle K_2 | \mathcal{M}(M1) | K_2 \rangle - \langle K_1 | \mathcal{M}(M1) | K_1 \rangle] \end{aligned} \quad (3.23)$$

und:

$$\langle K_j | \mathcal{M}(M1) | K_j \rangle = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \mu_N (g_{K_j} - g_R) K_j \quad (3.24)$$

Wie man den Formeln (3.22) bis (3.24) entnimmt, wird das Matrixelement aus Formel (3.17)  $\langle K_2 | \mathcal{M}(M1) | K_1 \rangle$  um Terme modifiziert, die sensitiv auf die  $(g_K - g_R)$ -Werte der beiden Banden sind. Wegen des spinabhängigen Terms vor  $M_2$  wird die Alaga-Regel verletzt.

#### Modifizierte B(E2)-Werte:

Für E2-Übergänge mit  $K_2 = K_1 \pm 1$  gilt, falls man identische  $Q_o$ -Werte für beide Banden annimmt [35]:

$$B(E2, I_1 K_1 \rightarrow I_2 K_2) \approx \langle I_1 K_1 \ 2 K_2 - K_1 \ | \ I_2 K_2 \rangle^2 [\langle K_2 | \mathcal{M}(E2) | K_1 \rangle \pm \sqrt{6} \epsilon \sqrt{\frac{5}{16\pi}} e Q_o]^2 \quad (3.25)$$

In dieser Näherung tritt kein spinabhängiger Term auf. Folglich gilt weiterhin die Alaga-Regel. Das konfigurationsändernde Matrixelement  $\langle K_2 | \mathcal{M}(E2) | K_1 \rangle$  ist gewöhnlich klein gegenüber dem Coriolis-beigemischten kollektiven Matrixelement (zweiter Summand in der eckigen Klammer), das proportional  $Q_o$  ist.

Die bisherigen Überlegungen können auf  $^{180}\text{Ta}$  angewendet werden, wenn man annimmt, dass das  $Q_o$  der Zwischenzustandsbande (mit einem  $K_z = 8$  Bandenkopf bei  $E_z = 1085$  keV) und das  $Q_o$  der  $K_k = 7$  Bande (deren Bandenkopf Richtung Grundzustand zerfällt) identisch sind mit dem  $Q_o = 6.63$  b der  $K^\pi = 9^-$  Isomerbande. Vernachlässigt man  $\langle K_k | \mathcal{M}(E2) | K_z \rangle$  in Formel (3.25), so kann  $\Gamma_g$  in Abhängigkeit der spinreduzierten Mischungsamplitude  $\epsilon$  und Zerfallsenergie  $E_{zk}$  abgeschätzt werden.

Um ein Gefühl für die Größe von Mischungsamplituden  $\epsilon$  zu vermitteln, soll an den  $(3/2^+, 3/2^+) \rightarrow (7/2^+, 5/2^+)$  E2-Zwischenband-Übergang im  $^{181}\text{Ta}$  erinnert werden. Für diesen wurde ein  $|\epsilon|$  von 0.056 gefunden (siehe Ergebnis (2.37) auf Seite 54).

Zur Abschätzung von  $\Gamma_g$  für Coriolis-beschleunigte E2-Zerfälle wurden Mischungsamplituden  $\epsilon$  von 0.03 und 0.05 benutzt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.5 zu sehen (langgestrichene Kurven). Aus diesen Mischungsamplituden folgen  $B(E2)\downarrow$ -Werte von 2.7 W.u. und 7.4 W.u. Dies zeigt, wie stark die E2-Zwischenband-Übergänge durch Coriolis-Mischung beschleunigt werden können.

Die Abschätzung des Coriolis-beschleunigten M1-Beitrags zu  $\Gamma_g$  mit Formel (3.22) ist schwierig, da die  $B(M1)\downarrow$ -Werte von den unterschiedlichen unbekanntem konfigurationsabhängigen  $(g_K - g_R)$ -Werten der beiden Banden abhängen. Als grobe Abschätzung kann angenommen werden, dass der M1-Beitrag zu  $\Gamma_g$  von gleicher Größenordnung wie der E2-Beitrag ist.

Damit ist eine Coriolis-beschleunigte M1/E2-Zerfallsbreite  $\Gamma_g$  von mehr als  $2 \cdot 10^{-5}$  eV für Zerfallsenergien  $E_{zk}$  von einigen hundert keV denkbar.

## b) Anregung eines Rotationszustandes (K-verbotene Anregung)

### – M1(/E2)-Inband-Zerfälle

Ist der niedrigste im Stuttgarter PAA-Experiment gefundene Zwischenzustand kein Bandenkopf, sondern ein Rotationszustand einer Bande, die Richtung Grundzustand zerfällt, so wird  $\Gamma_g$  durch die M1(/E2)-Inband-Zerfallsbreite dominiert. Der Bandenkopf ist unter diesen Voraussetzungen kein Zwischenzustand und deshalb nicht mit der Multipolarität der Anregung des Zwischenzustandes direkt aus dem Isomer erreichbar. In diesem Fall wäre die Anregung des (Rotations-)Zwischenzustandes mindestens einfach-K-verboden. Die Anregungsstärke des Zwischenzustandes (proportional  $\Gamma_i$ ) ist deshalb nach oben limitiert. Allerdings erwartet man wegen des kollektiven Charakters der Inband-Übergänge große  $B(\Pi\lambda)\downarrow$ -Werte ( $\Pi\lambda = M1$  und E2), die eine große Inband-Zerfallsbreite  $\Gamma_g$  zur Folge haben.

Der Beitrag des E2-Inband-Übergangs zu  $\Gamma_g$  kann mit dem  $Q_o$  der Isomerbande abgeschätzt werden. Als Zwischenzustand wird ein  $I_z = 8$ , der erste Rotationszustand einer  $K_k = 7$  Bande, angenommen. Der konfigurationsabhängige  $(g_K - g_R)$ -Wert ist unbekannt.

Abbildung 3.5 zeigt die berechnete M1(/E2)-Inband-Zerfallsbreite  $\Gamma_g$  für  $(g_K - g_R) = 0.25$  und  $(g_K - g_R) = 0.4$  (gepunktet-gestrichene Kurven). Im Vergleich zu diesen  $(g_K - g_R)$ -Werten ist der E2-Beitrag zu  $\Gamma_g$  vernachlässigbar<sup>10</sup>. Das Trägheitsmoment der  $K = 7$  Bande ist unbekannt.  $(8, 7) \rightarrow (7, 7)$  Inband-Zerfälle werden typischerweise mit Zerfallsenergien um etwa 220 keV im  $^{180}\text{Ta}$  beobachtet [44]. Für solche Zerfallsenergien sind Inband-Zerfallsbreiten  $\Gamma_g$  von mehr als  $2 \cdot 10^{-5}$  eV vorstellbar.

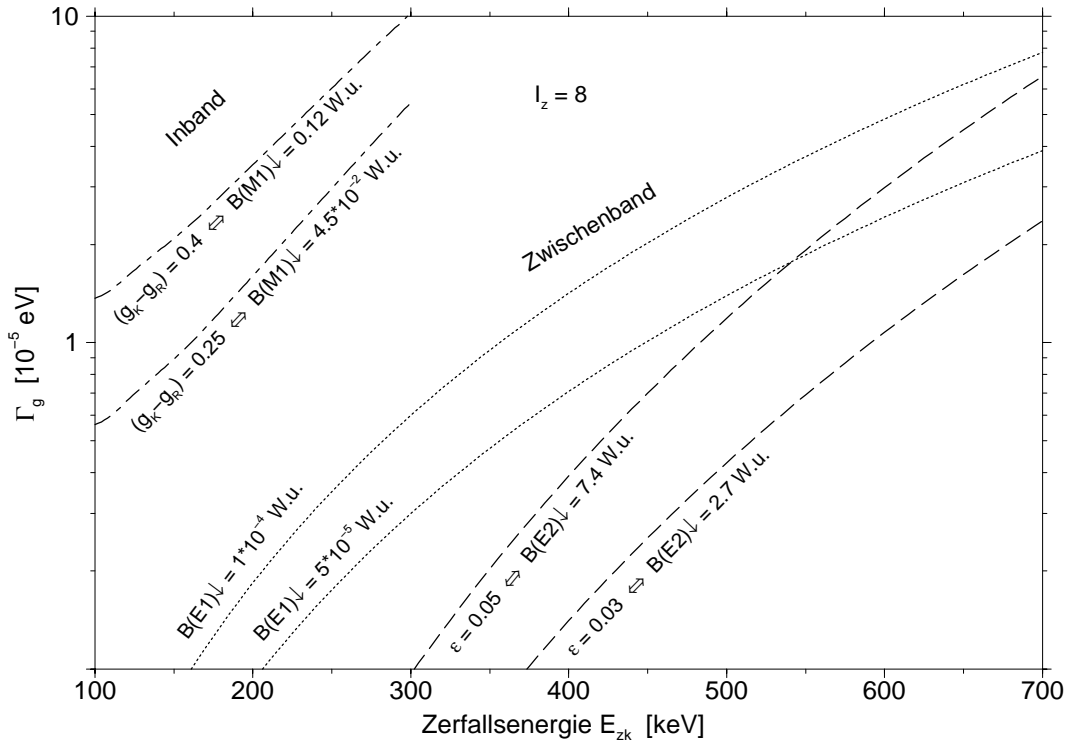


Abbildung 3.5: Zerfallsbreiten  $\Gamma_g$  in Abhängigkeit der Zerfallsenergie  $E_{zk}$  für typische  $B(\Pi\lambda)\downarrow$ -Werte der betrachteten Zerfallsszenarien Richtung Grundzustand: E1-Zwischenband-Zerfälle, Coriolis-beschleunigte M1/E2-Zwischenband-Zerfälle und M1(/E2)-Inband-Zerfälle.

### c) Zusammenfassung

Mit allen drei vorgestellten Zerfallsszenarien des Zwischenzustandes:

- |  |   |                                      |
|--|---|--------------------------------------|
| 1. E1-Zerfälle                           | } | Zwischenzustand ist Bandenkopf       |
| 2. Coriolis-beschleunigte M1/E2-Zerfälle |   |                                      |
| 3. M1(/E2)-Inband-Zerfälle               | } | Zwischenzustand ist Rotationszustand |
|  |   |                                      |

sind ausreichend große Zerfallsbreiten  $\Gamma_g$  ( $\gtrsim 2 \cdot 10^{-5}$  eV) denkbar, um die im Stuttgarter PAA-Experiment gemessene Kopplungsstärke zwischen Isomer und Grundzustand (proportional  $\Gamma_{eff}$ ) für einen Zwischenzustand bei  $E_z = 1085$  keV zu erklären.

<sup>10</sup>Deshalb ist E2 in „M1(/E2)-Inband-Zerfälle“ eingeklammert angegeben.



# 4. Das Münchener „Catcher-Folien“ CAA-Experiment

## 4.1. Motivation

Aus folgenden Gründen erschien ein weiteres Coulombanregungs-Aktivierungs-Experiment (CAA-Experiment) sinnvoll:

- In den in Kapitel 3.3 beschriebenen „Thick-Target“ CAA-Experimenten war nur ein kleiner Teil des im Tantalblech bzw. in der Tantalfolie vorhandenen  $^{180i}\text{Ta}$  während des Experiments „aktiv“. Das „aktive“ Volumen beschränkt sich auf einen Zylinder, dessen Grundfläche durch den Strahldurchmesser und dessen Höhe durch die effektive Reichweite der Strahlprojekte in Tantal gegeben war.

Die folgende Abschätzung soll verdeutlichen, dass die Verwendung von angereichertem  $^{180i}\text{Ta}$ -Material die im Experiment „aktive“ Menge an  $^{180i}\text{Ta}$  entscheidend vergrößern kann:  $^{36}\text{S}$ -Projekte mit einer Strahlenergie von 100 MeV werden in ca. 10  $\mu\text{m}$  Tantal gestoppt. In einem 1  $\mu\text{m}$  dünnen angereicherten Ta-Target mit einem Anreicherungsfaktor von  $5.7/0.012 \approx 500$  sind also etwa 50mal mehr  $^{180i}\text{Ta}$ -Kerne „aktiv“ als in einem natürlichen Tantalblech bzw. einer natürlichen Tantalfolie<sup>1</sup>.

Außerdem wird für langsame im Tantalblech bzw. in der Tantalfolie schon fast gestoppte Strahlprojekte ein sehr kleiner Coulombanregungs-Wirkungsquerschnitt erwartet.

- Die Strahlprojekte können mit Sauerstoff und anderen (leichten) Verunreinigungen im Tantal fusionieren. In „Thick-Target“ CAA-Experimenten werden die Fusionsprodukte im Tantalblech bzw. in der Tantalfolie gestoppt. In den Tantalblechen(folien) erzeugen die radioaktiven Fusionsprodukte einen zusätzlichen Strahlungsuntergrund. Durch diesen können Elektronen aus der K-Schale von Tantalatomen geschlagen werden. Die beim Wiederauffüllen der K-Schale ausgesandten Tantal- $K_{\alpha}$ - und  $K_{\beta}$ -Quanten liegen dicht neben den zu messenden Hafnium-K-Quanten (z. B.  $K_{\alpha 1}$ : Tantal  $K_{\alpha 1} = 57.5$  keV; Hafnium  $K_{\alpha 1} = 55.8$  keV) und können deutlich höhere Intensitäten zeigen (siehe Schlegel et al. [40]).

In einem 1  $\mu\text{m}$  dicken angereicherten Tantaloxidtarget werden die meisten  $^{180g}\text{Ta}$ -Rückstoßkerne<sup>2</sup> nicht im Target gestoppt. Die Fusionsprodukte verlas-

---

<sup>1</sup>Gleicher Strahlstrom vorausgesetzt.

<sup>2</sup>Für das Wort Rückstoßkern wird im Folgenden das englische Wort **Recoil** verwendet.

sen das Target in einem schmalen Kegel um die Strahlachse. Fängt man die  $^{180g}\text{Ta}$ -Recoils nach Passieren des Targets in dünnen Plastikfolien (sogenannten „Catcher-Folien“) möglichst außerhalb des „Fusionsproduktkegels“ auf, so kann der durch die Fusionsprodukte bedingte zusätzliche Strahlungsuntergrund stark reduziert werden. Zusätzlich ist es durch die Wahl sehr dünner Catcher-Folien möglich,  $^{180g}\text{Ta}$ -Recoils in den Folien gerade noch zu stoppen, während die schnelleren, leichteren Fusionsprodukte hindurchfliegen.

- Durch Zerschneiden der Catcher-Folien sind (grobe) Winkelverteilungsmessungen möglich.
- Die Verwendung von neutronenreichen Projektilen hilft, Ein-Neutron-Transferreaktionen:  ${}^A_Z\text{X}({}^{181}_{73}\text{Ta}, {}^{180}_{73}\text{Ta})({}^{A+1}_Z\text{X})$  am  $^{181}\text{Ta}$  zu minimieren. Vergleichende Rechnungen für  ${}^{32}\text{S}$  und  ${}^{36}\text{S}$  zeigen einen um grob eine Größenordnung niedrigeren Ein-Neutron-Transferreaktions-Wirkungsquerschnitt für  ${}^{36}\text{S}$  [40, 45].
- Durch Bestrahlen von angereicherten und natürlichen Tantaloxidtargets kann die Korrelation des gemessenen Wirkungsquerschnitts mit der Menge an  $^{180i}\text{Ta}$  im Target geprüft werden.
- Die Verwendung von aktivitätsarmem Blei und einer zusätzlichen Abschirmung der Ge-Detektoren mit hochreinem Elektrolyt-Kupfer kann den natürlichen  $\gamma$ -Strahlungsuntergrund besonders effektiv unterdrücken.

## 4.2. Versuchsablauf des Münchener CAA-Experiments

### 4.2.1. Bestrahlung (In-Beam-Messung)

In zwei Strahlzeiten wurden bei verschiedenen Strahlenergien angereicherte und natürliche Tantaloxidtargets je etwa 8 h bestrahlt. Die Targets wurden wie in Kapitel 2.2 beschrieben hergestellt. Die erste Strahlzeit soll im Folgenden Experiment I, die zweite Strahlzeit Experiment II genannt werden. Die verwendeten Strahlprojekte und deren Energien sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Während der Bestrahlung waren Catcher-Folien aus Polypropylen und Polycarbonat an den Innenseiten eines Al-Zylinders befestigt, dessen Symmetrieachse mit der Strahlachse zusammenfiel. Die Catcher-Folie parallel zur Strahlachse wird im Folgenden mit PF („Parallel-Folie“) abgekürzt. Die Catcher-Folie senkrecht zur Strahlachse, in Form einer Kreisscheibe mit einer Durchtrittsöffnung für die Strahlprojekte, soll SF („Senkrecht-Folie“) heißen (siehe Abbildung 4.1). Die PF hatten Dicken von 6 bis 10  $\mu\text{m}$ , die SF Dicken von 12 bis 20  $\mu\text{m}$  (siehe auch Tabelle 4.1). Dabei sollten die Foliendicken so gewählt sein, dass  $^{180g}\text{Ta}$ -Recoils in der Folie gestoppt werden, während Fusionsprodukte, hervorgegangen aus Reaktionen der Strahlprojekte mit leichten Verunreinigungen im Target, die Folien durchfliegen.

Vier symmetrisch um die Strahlachse angeordnete  $5\times 5\text{ mm}^2$  große PIN-Dioden unter  $\theta_e \approx 160^\circ$  registrierten Ejektile<sup>3</sup>. Die Energie jedes 64sten in einer PIN-Diode registrierten Ejektils wurde abgespeichert. Zusätzlich wurden alle 13 Sekunden die Ejektilzählrate sowie der am Faraday-Cup gemessene Strahlstrom notiert.

---

<sup>3</sup>Rückgestreute Strahlprojekte werden als Ejektile bezeichnet.

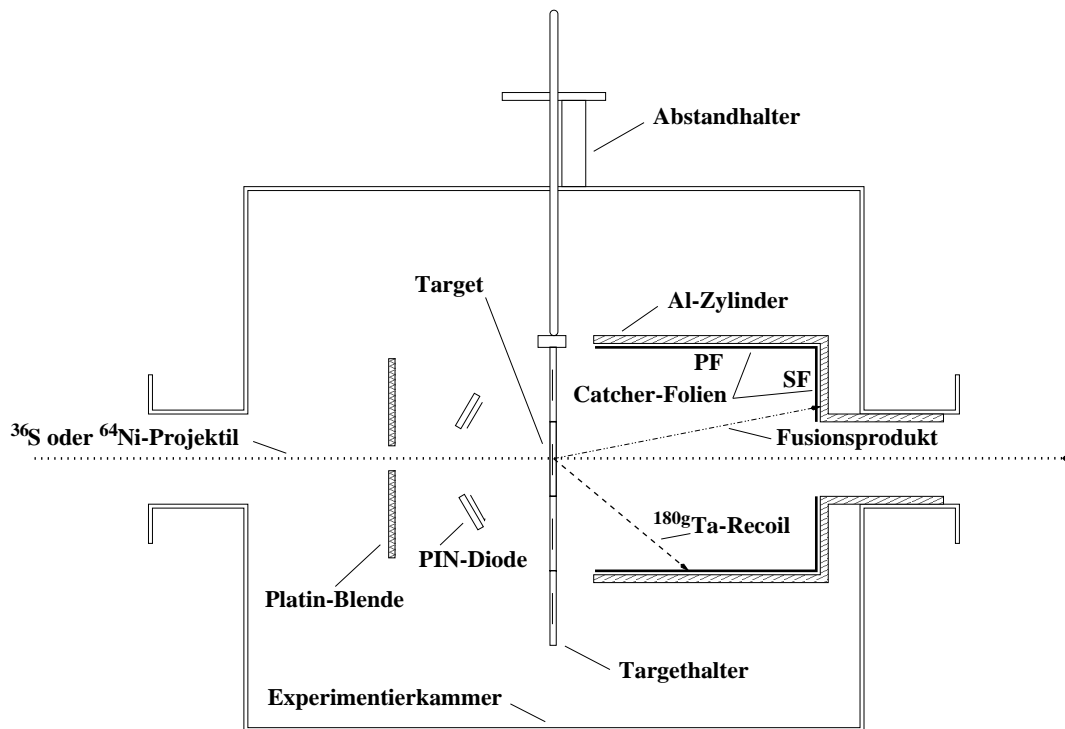


Abbildung 4.1: In-Beam-Aufbau.

#### 4.2.2. Analyse der Catcher-Folien (Out-of-Beam-Messung)

##### a) Messung der Parallel- und Senkrecht-Folien

Nach dem Ende der Bestrahlung wurden die Catcher-Folien möglichst schnell der Experimentierkammer entnommen, auf etwa  $1/4 \text{ cm}^2$  Fläche zusammengefaltet und mittig auf eine der Endkappen der Ge-Detektoren geklebt. Die Endkappe des gegenüberliegenden Ge-Detektors (siehe Abbildung 4.2) wurde so dicht wie möglich herangeführt. Mit dieser Geometrie konnte eine Nachweiswahrscheinlichkeit von  $0.38 \pm 0.03$  für die Hf  $K_{\alpha}$ -Linien erzielt werden. Im Experiment II standen drei Detektoren zur Verfügung. Der dritte Detektor hatte eine eigene Bleiabschirmung.

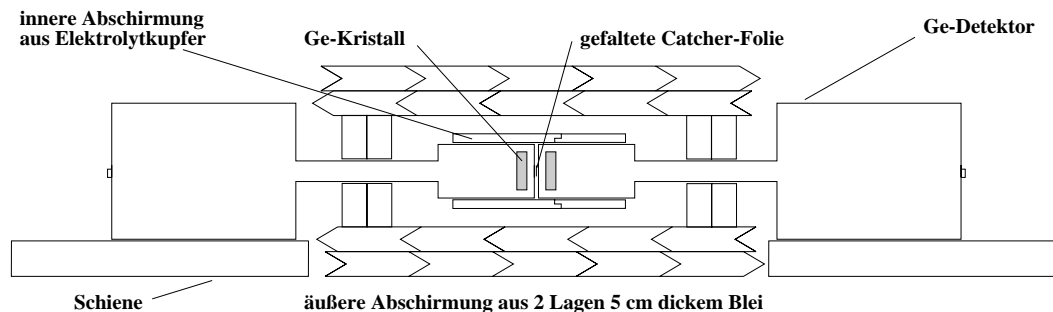


Abbildung 4.2: Out-of-Beam-Aufbau.

## b) Messung der Winkelverteilung

Im Experiment II wurden in den  $^{36}\text{S}$ -Versuchsläufen mit 115 MeV die Catcher-Folien in je drei Streifen zerschnitten und separat vor den Ge-Detektoren gemessen. Dazu wurde zwischen die Endkappen der gegenüberliegenden Ge-Detektoren eine 0.8 cm dicke Platte aus Elektrolytkupfer geschoben. In dieser Anordnung reduzierte sich die Nachweiswahrscheinlichkeit um den Faktor 2. Dafür konnte eine grobe Winkelverteilung der  $^{180g}\text{Ta}$ -Recoils aufgenommen werden.

Tabelle 4.1 gibt Aufschluss über die benutzten Strahlprojekte, deren Energie, Experiment- und Run-Nummer<sup>4</sup>, die bestrahlten Targets und die von den Catcher-Folien abgedeckten Winkelbereiche sowie Catcher-Folienmaterial und -dicke.

Strahl- Projek.	$E_s$ [MeV]	$E_p$ [MeV]	Exp. Run	Target	Recoil- Winkelbereich <sup>5</sup> [°]	Folien-			
						dicke PF   SF [ $\mu\text{m}$ ]	material PF   SF		
$^{36}\text{S}$	65	64.3	I.9	#112a	12..73	6	12	PC	PP
$^{36}\text{S}$	75	74.3	I.5	#112a	12..73	6	12	PC	PP
$^{36}\text{S}$	75	74.3	I.6	#116n	12..73	6	12	PC	PP
$^{36}\text{S}$	85	84.3	I.3	#112a	12..73	6	12	PC	PP
$^{36}\text{S}$	85	84.3	I.4	#114n	12..73	6	12	PC	PP
$^{36}\text{S}$	105	104.4	I.2	#112a	12..73	6	12	PC	PP
$^{36}\text{S}$	105	104.4	I.1	#111n	12..73	6	12	PC	PP
$^{36}\text{S}$	105	104.4	I.7	#112a	23..73	6	–	PC	–
$^{36}\text{S}$	105	104.4	I.8	#116n	23..73	6	–	PC	–
$^{36}\text{S}$	115	114.4	I.11	#118a	23..46 46..73	6	–	PC	–
$^{36}\text{S}$	115	114.4	I.10	#116n	23..73	6	–	PC	–
$^{36}\text{S}$	115	114.4	II.5	#123a	23..31 31..46 46..73	10	–	PP	–
$^{36}\text{S}$	115	114.4	II.6	#120n	23..31 31..46 46..73	10	–	PP	–
$^{36}\text{S}$	115	114.4	II.7	#123a	18..27 27..38 38..57	10	20	PP	PP
$^{36}\text{S}$	115	115	II.8	TF	18..27 27..38 38..57	10	20	PP	PP
$^{36}\text{S}$	125	124.5	I.12	#118a	23..73	6	–	PC	–
$^{36}\text{S}$	125	124.5	I.13	#115n	23..73	6	–	PC	–
$^{64}\text{Ni}$	130	128.6	II.2	#123a	12..73	10	18	PP	PP
$^{64}\text{Ni}$	150	148.6	II.1	#123a	12..23 23..73	10	20	PP	PP
$^{64}\text{Ni}$	150	148.6	II.4	#123a	12..23 23..73	10	20	PP	PP
$^{64}\text{Ni}$	150	148.6	II.3	#120n	12..23 23..73	10	20	PP	PP

Tabelle 4.1: Auflistung der verschiedenen Versuchsläufe.  $E_s$  in der zweiten Spalte steht für die Strahlenergie. Die in der dritten Spalte angegebene Projektilenergie  $E_p$  entspricht der (mittleren) Energie der Strahlprojekte nach Passieren der dünnen, die Tantaloxidtargets „tragenden“, Kohlenstoffolie. In der vierten Spalte definiert die erste Ziffer das Experiment. Die verwendeten Targets werden anhand ihrer Herstellungsnummer unterschieden. Der Zusatz „a“ oder „n“ hinter der Herstellungsnummer steht für „angereichert“ oder „natürlich“. TF steht als Abkürzung für eine (natürliche)  $0.545 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$  dicke Tantalfolie. Die Abkürzungen PC und PP in der Spalte: Folienmaterial bedeuten Polycarbonat und Polypropylen.

<sup>4</sup>Run  $\hat{=}$  Versuchslauf

<sup>5</sup>Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden in Tabelle 4.1 die Winkel auf  $1^\circ$  gerundet.

## 4.3. Auswertung

### 4.3.1. Analyse der Hf-Röntgenquanten

Die für den Grundzustandszerfall von  $^{180}\text{Ta}$  charakteristischen Daten sind in Tabelle 4.2 zusammengestellt<sup>6</sup>. Die Tabellendaten wurden [13, 46] entnommen (siehe auch Abbildung 3.1).

Energie [keV]	Intensität pro Zerfall [%]	Zerfallsart	Röntgenquant bzw. Übergang	Ref.
54.6114(8)	$20.4 \pm 0.8$	ec	$^{180}\text{Hf}$ $\text{K}_{\alpha 2}$	[46]
55.7902(8)	$35.7 \pm 1.3$	ec	$^{180}\text{Hf}$ $\text{K}_{\alpha 1}$	[46]
63.2	$\sim 12$	ec	$^{180}\text{Hf}$ $\text{K}_{\beta 1}$	[13]
65.0	$\sim 3$	ec	$^{180}\text{Hf}$ $\text{K}_{\beta 2}$	[13]
$93.40 \pm 0.20$	$4.51 \pm 0.16$	ec	$^{180}\text{Hf}$ $2^+ \rightarrow 0^+$	[46]
$103.60 \pm 0.20$	$0.81 \pm 0.24$	$\beta^-$	$^{180}\text{W}$ $2^+ \rightarrow 0^+$	[46]

Tabelle 4.2: Die charakteristischen Daten des Grundzustandszerfalls von  $^{180}\text{Ta}$ .

Abbildung 4.3 zeigt ein Catcher-Folienspektrum nach Bestrahlung des angereicherten Tantaloxidtargets #123 mit 115 MeV  $^{36}\text{S}$  (Run II.5). Das für den Grundzustand charakteristische Zerfallsmuster ist klar zu erkennen. In Abbildung 4.4 ist die in einer halben Stunde gemessene Anzahl von  $^{180}\text{Hf}$   $\text{K}_{\alpha}$ -Röntgenquanten ( $\text{K}_{\alpha 1} + \text{K}_{\alpha 2}$ ) in Abhängigkeit der seit Bestrahlungsende vergangenen Zeit aufgetragen. Es handelt sich wieder um Run II.5. Aus den Daten folgt eine Halbwertszeit  $t_{1/2}$  von  $(8.32 \pm 0.35)$  h in guter Übereinstimmung mit dem Literaturwert  $t_{1/2} = (8.152 \pm 0.006)$  h [47].

### 4.3.2. Berechnung der Anzahl der in den Folien gestoppten $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne

#### a) Absolute Nachweiswahrscheinlichkeit der $^{180}\text{Hf}$ $\text{K}_{\alpha}$ -Röntgenquanten

Für die Berechnung der Anzahl der in den Folien gestoppten  $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne muss die absolute Nachweiswahrscheinlichkeit der  $^{180}\text{Hf}$   $\text{K}_{\alpha}$ -Röntgenquanten bekannt sein. Zur Efficiency-Kalibrierung wurden zwei spezielle  $^{241}\text{Am}$ - bzw.  $^{133}\text{Ba}$ -Eichquellen benutzt, deren Aktivitäten mit 2 kBq bzw. 2.5 kBq so niedrig waren, dass sie zwischen den Endkappen der Ge-Detektoren platziert werden konnten. Die vom Hersteller angegebene Aktivität war bei diesen Eichquellen zwischen zwei dünnen Mylarfolien homogen auf einem Kreisscheibchen mit 5 mm Durchmesser verteilt, was etwa der aktiven Fläche einer zusammengefalteten Catcher-Folie entsprach. Die absolute  $\gamma$ -Ansprechfunktion  $f_A$  wurde, ähnlich wie auf Seite 40 beschrieben, mit GASPAN bestimmt. Für die absolute Nachweiswahrscheinlichkeit der  $^{180}\text{Hf}$   $\text{K}_{\alpha}$ -Röntgenquanten  $\epsilon_{\text{K}_{\alpha}} \equiv f_A(E_{\gamma} = 55 \text{ keV})$  wurde bei zusammengeführten Endkappen der Ge-Detektoren ein Wert von  $0.38 \pm 0.03$  gefunden.

<sup>6</sup>Die L-Röntgenquanten (mit Energien unterhalb 10 keV) und Zerfallsintensitäten kleiner 0.5% sind in Tabelle 4.2 nicht angegeben.

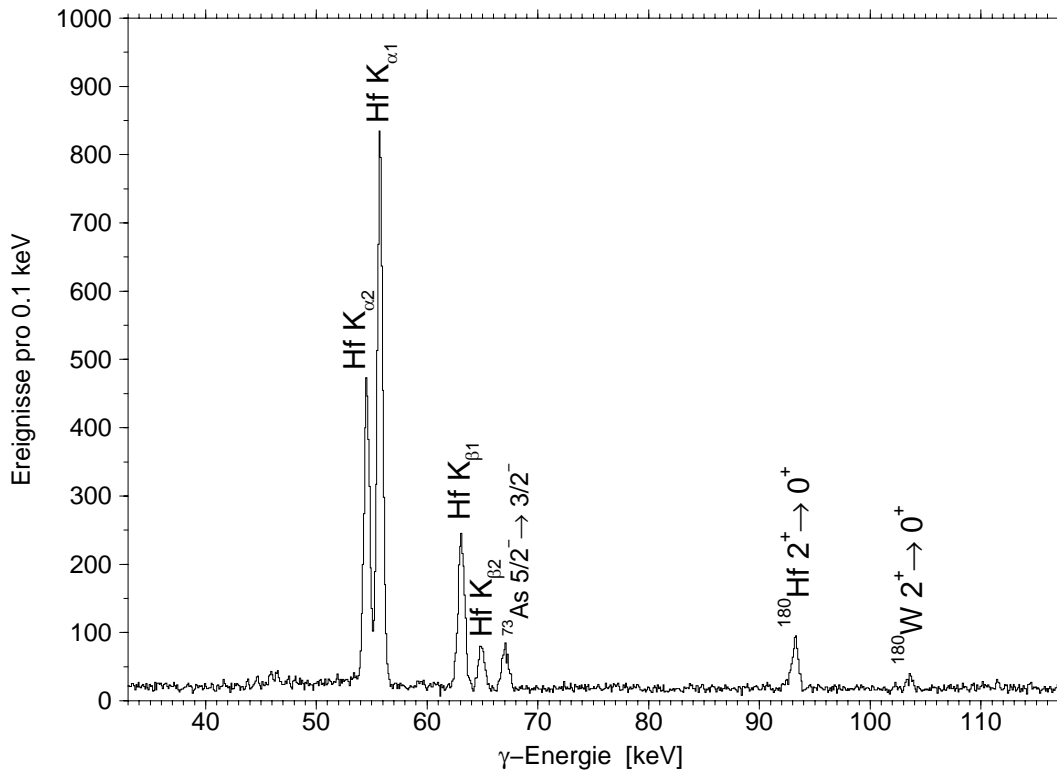


Abbildung 4.3: Catcher-Folienspektrum nach Bestrahlung des angereicherten Tantaloxidtargets #123 mit 115 MeV  $^{36}\text{S}$  (Run II.5). Im Catcher-Folienstreifen wurden  $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne im Recoil-Winkelbereich von  $46^\circ$  bis  $73^\circ$  gestoppt. Die für den Grundzustandszerfall von  $^{180}\text{Ta}$  charakteristischen  $^{180}\text{Hf}$  Röntgenquanten sowie die  $2^+ \rightarrow 0^+$  Übergänge im  $^{180}\text{Hf}$  und  $^{180}\text{W}$  sind klar erkennbar. Im gezeigten Winkelbereich ist das Spektrum besonders wenig durch Linien aus Fusionsprodukten verunreinigt. Die einzige deutlich sichtbare Fusionslinie stammt aus dem  $t_{1/2} = 7.1$  h  $^{73}\text{Se}$ -Zerfall. Es handelt sich dabei um den  $(5/2^-, 3/2^-) \rightarrow (3/2^-, 3/2^-)$  Übergang in  $^{73}\text{As}$  mit 67 keV Übergangsenergie. Es ist bekannt, dass das angereicherte Tantaloxidpulver eine geringe Kalzium-Verunreinigung aufweist.  $^{73}\text{Se}$  kann über die  $^{40}\text{Ca}(^{36}\text{S}, 2pn)^{73}\text{Se}$ -Reaktion entstehen.

### b) Berechnung der in den Folien gestoppten $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne aus den $^{180}\text{Hf}$ $\text{K}_\alpha$ -Röntgenquanten

Die Anzahl  $N$  der während einer Bestrahlung in den Catcher-Folien gestoppten  $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne lässt sich aus der Anzahl der gemessenen  $^{180}\text{Hf}$   $\text{K}_\alpha$ -Röntgenquanten über folgende Formel berechnen:

$$\text{exp}N(^{180g}\text{Ta}) = \frac{N(^{180}\text{Hf}_{(\text{K}\alpha 1 + \text{K}\alpha 2)})}{\epsilon_{\text{K}\alpha} \cdot \frac{^{180}\text{Hf}_{(\text{K}\alpha 1 + \text{K}\alpha 2)}}{^{180g}\text{TaZerfall}} \cdot \%_{\text{nicht zerfallen}} \cdot \%_{\text{gemessen}}} \quad (4.1)$$

mit:

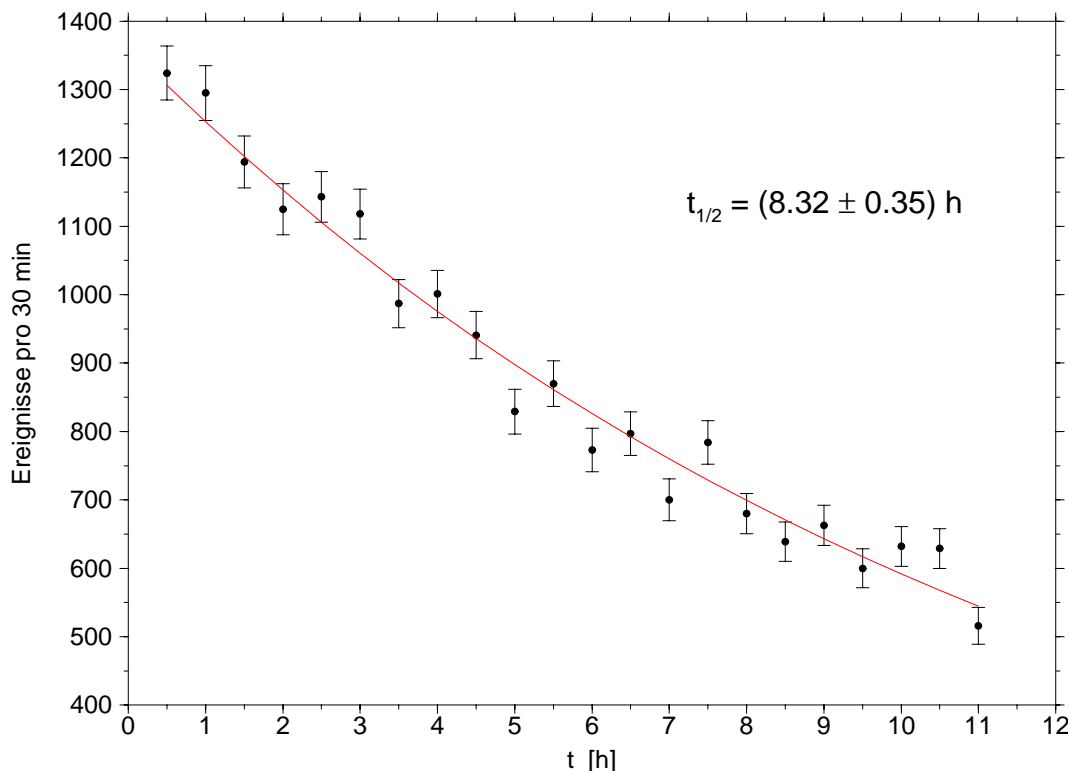


Abbildung 4.4: Anzahl der in einer halben Stunde gemessenen  $^{180}\text{Hf}$   $K_{\alpha}$ -Röntgenquanten in Abhängigkeit der seit Bestrahlungsende vergangenen Zeit  $t$ . Der beste Fit an die Daten (durchgezogene Linie) entspricht einer Halbwertszeit  $t_{1/2}$  von  $(8.32 \pm 0.35) \text{ h}$ .

- $^{exp}N(^{180g}\text{Ta})$  : Anzahl der während eines Out-of-Beam-Runs in den Folien gestoppten  $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne.
- $N(^{180}\text{Hf}_{(K_{\alpha 1}+K_{\alpha 2})})$  : Anzahl der im Out-of-Beam-Experiment gemessenen  $^{180}\text{Hf}_{(K_{\alpha 1}+K_{\alpha 2})}$ -Röntgenquanten.
- $\epsilon_{K_{\alpha}}$  : Absolute Nachweiswahrscheinlichkeit für die  $^{180}\text{Hf}$   $K_{\alpha}$ -Röntgenquanten.
- $\frac{^{180}\text{Hf}_{(K_{\alpha 1}+K_{\alpha 2})}}{^{180g}\text{Ta}\text{Zerfall}}$  : Anzahl der  $^{180}\text{Hf}$   $K_{(K_{\alpha 1}+K_{\alpha 2})}$ -Röntgenquanten pro 100  $^{180g}\text{Ta}$ -Grundzustandszerfälle. Wie aus Tabelle 4.2 ersichtlich, ist der Literaturwert  $0.561 \pm 0.015$ .
- $\%_{\text{nicht\_zerfallen}}$  : Prozentsatz der am Ende der Bestrahlung vorhandenen, nicht während der Bestrahlung zerfallenen  $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne. Zur Berechnung von „ $\%_{\text{nicht\_zerfallen}}$ “ siehe Anhang 7.4.
- $\%_{\text{gemessen}}$  : Prozentsatz der am Ende der Bestrahlung vorhandenen, im Out-of-Beam-Experiment gemessenen  $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne. Zur Berechnung von „ $\%_{\text{gemessen}}$ “ siehe Anhang 7.5.

**Fehlerbetrachtung:**

Die dominanten Fehler bei der Berechnung nach Formel (4.1) sind:

$\Delta N \left( {}^{180}\text{Hf}_{(K\alpha 1+K\alpha 2)} \right)$  : Die im Out-of-Beam-Experiment gemessenen  ${}^{180}\text{Hf}_{(K\alpha 1+K\alpha 2)}$ -Linienintensitäten wurden mit GASPAN analysiert. GASPAN gibt die Fehler der Linienintensitäten aus.

$\Delta \epsilon_{K\alpha}$  : Der Fehler der absoluten Nachweiswahrscheinlichkeit beträgt ca. 8%. Zusätzlich können zwischen den Messungen Unterschiede in der Nachweiswahrscheinlichkeit durch nicht exakt gleich gefaltete und nicht exakt mittig vor dem Ge-Detektor befestigte Catcher-Folien auftreten. Der dadurch verursachte Fehler wird auf 3% geschätzt.

$\Delta \frac{{}^{180}\text{Hf}_{(K\alpha 1+K\alpha 2)}}{{}^{180g}\text{Ta}\text{Zerfall}}$  : Wie aus Tabelle 4.2 ersichtlich, beträgt der Fehler etwa 3%.

**4.3.3. Darstellung der Anregungsfunktion**

Der Quotient aus in den Catcher-Folien gestoppten  ${}^{180g}\text{Ta}$ -Kernen  $expN({}^{180g}\text{Ta})$  zur Anzahl der während der Bestrahlung in einer PIN-Diode registrierten Ejektile  $N_{PIN}$  soll im Folgenden „PIN-Dioden-Yield“ genannt werden:

$$\text{PIN-Dioden-Yield} \equiv \frac{expN({}^{180g}\text{Ta})}{N_{PIN}} \quad (4.2)$$

Vernachlässigt man vorläufig Unterschiede im gemessenen Winkelbereich und in den Targetdicken und trägt den PIN-Dioden-Yield für die verschiedenen Strahlenergien auf, so entsteht eine sogenannte Anregungskurve. Abbildung 4.5 zeigt die Anregungskurven für die angereicherten und nicht angereicherten (natürlichen) Ta-Targets.

**4.3.4. Deutung der Anregungskurve**

Die Tantal-Isotopenhäufigkeit für das bei ORNL gekaufte angereicherte  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  Pulver wird mit 5.7%  ${}^{180i}\text{Ta}$  und 94.3%  ${}^{181}\text{Ta}$  angegeben. Die natürliche Isotopenhäufigkeit ist laut [48]: 0.012%  ${}^{180i}\text{Ta}$  und 99.988%  ${}^{181}\text{Ta}$ . Geht man davon aus, dass sich die Isotopenhäufigkeit während der Targetherstellung nicht geändert hat, so sollte für identisch hergestellte Targets ein kernphysikalischer Effekt, der  ${}^{180i}\text{Ta}$  in  ${}^{180g}\text{Ta}$  überführt, dem Isotopenhäufigkeitsverhältnis entsprechend ca. 500mal stärker mit dem angereicherten als mit dem natürlichen Ta-Target beobachtet werden.

Wie in Abbildung 4.5 zu sehen, wurden mit den angereicherten Tantaloxidtargets tatsächlich mehr  ${}^{180g}\text{Ta}$ -Kerne erzeugt als mit den natürlichen Tantaloxidtargets oder der Tantalfolie. Offensichtlich gibt es einen Effekt am  ${}^{180i}\text{Ta}$ , der dieses in den Grundzustand überführt.



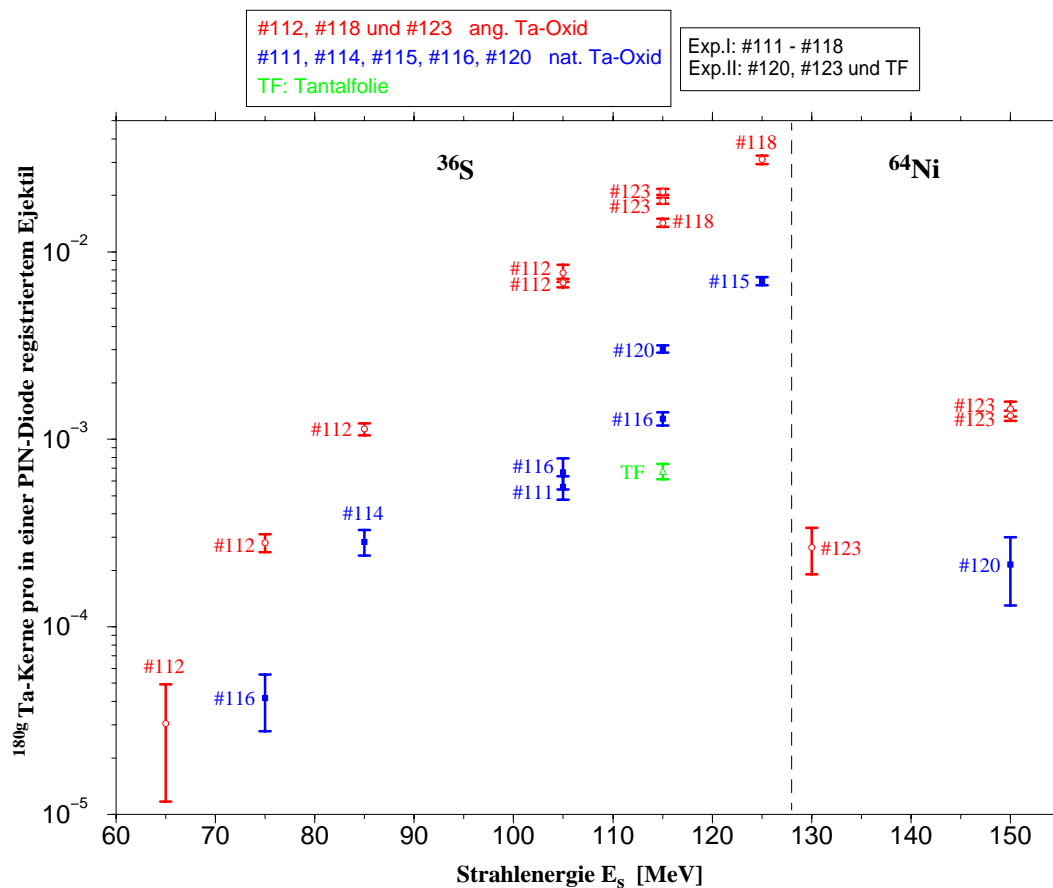


Abbildung 4.5: Der PIN-Dioden-Yield ist in Abhängigkeit von der Strahlenergie  $E_s$  für verschiedene Ta-Targets aufgetragen. Dadurch entsteht eine Anregungskurve, die Unterschiede in den Targetdicken und den Winkelbereichen nicht berücksichtigt. Das zur Messung verwendete Target ist neben dem Messpunkt notiert.

Allerdings schwankt der gemessene Faktor zwischen angereicherten und natürlichen Tantaloxidtargets nur zwischen Werten von 4 bis 12 und ist damit wesentlich kleiner als 500. Mit der vergleichbar dicken Tantalfolie (TF) werden etwa einen Faktor 30 mal weniger  $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne erzeugt als mit einem angereicherten Tantaloxidtarget.

Geht man davon aus, dass die angereicherten Tantaloxidtargets die von ORNL angegebene Isotopenhäufigkeit aufweisen, so kann das mit der Tantalfolie erzeugte  $^{180g}\text{Ta}$  nicht ausschließlich durch das natürlich in der Tantalfolie vorkommende  $^{180i}\text{Ta}$  erzeugt worden sein. Folglich gibt es einen weiteren Effekt, vermutlich am  $^{181}\text{Ta}$ , der  $^{180}\text{Ta}$  im Grundzustand produziert. Verschiedene Effekte sollten anhand ihrer Winkelverteilungen unterschieden werden können.

Trägt man die für 115 MeV  $^{36}\text{S}$  in den Versuchsläufen IL5 bis IL8 in jedem Catcher-Folienstreifen gemessene Anzahl von  $^{180g}\text{Ta}$ -Kernen gegen den mittleren Recoilwinkel  $\langle \theta_r \rangle_{av}$  des Catcher-Folienstreifens auf, so erhält man Abbildung 4.6.

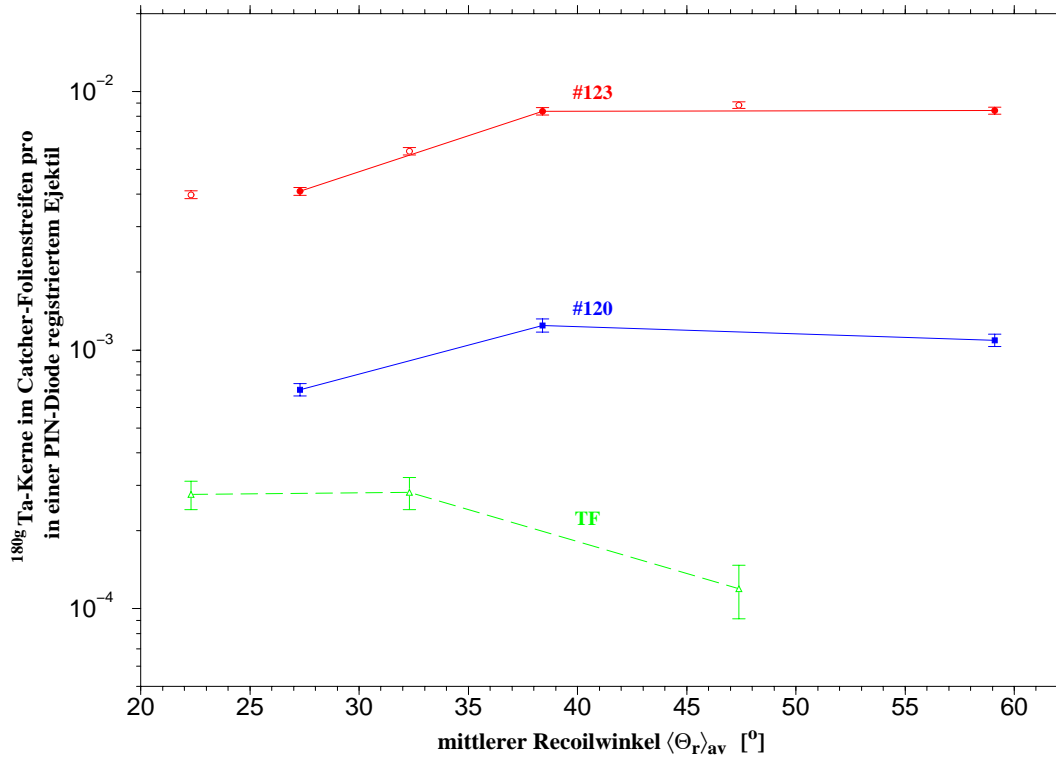


Abbildung 4.6: Anzahl der in einem Catcher-Folienstreifen gemessenen  $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne in Abhängigkeit des mittleren Recoilwinkels des Folienstreifens. Das angereicherte Tantaloxidtarget #123 wurde zweimal bestrahlt (Run II\_5 und II\_7), aber es wurden jeweils unterschiedliche Folienbereiche im Out-of-Beam-Experiment analysiert. Offene Datenpunkte entsprechen den mittleren Recoilwinkeln:  $22.3^\circ$ ,  $32.3^\circ$  und  $47.4^\circ$ , gefüllte Datenpunkte den mittleren Recoilwinkeln:  $27.3^\circ$ ,  $38.4^\circ$  und  $59.1^\circ$ . Die gleichen Winkelbereichen entsprechenden Datenpunkte von angereichertem (#123) und natürlichem (#120) Tantaloxidtarget sind durch Linien verbunden. Die Datenpunkte der Tantalfolie (TF) sind gestrichelt verbunden.

#### 4.3.5. Analyse der Tantalfolie (TF)

Ein Effekt am  $^{181}\text{Ta}$ , der  $^{180g}\text{Ta}$  im Grundzustand erzeugt, ist die  $^{181}\text{Ta}(^{36}\text{S},^{37}\text{S})^{180g}\text{Ta}$  Ein-Neutron-Transferreaktion. Die Erzeugung von  $^{180g}\text{Ta}$  über diese Reaktion wurde schon bei [40] diskutiert (siehe auch Kapitel 3.3.1).

Um abzuschätzen, wie nahe sich für 115 MeV  $^{36}\text{S}$ -Strahlenergie die Kernoberflächen von  $^{36}\text{S}$  und  $^{181}\text{Ta}$  kommen, soll folgende Formel benutzt werden [49, 50]<sup>7</sup>:

$$\Delta[fm] = 1.44 \cdot \frac{Z_1 \cdot Z_2}{2E_s[MeV]} \cdot \left( \frac{1}{\cos(\theta_r)} + 1 \right) \cdot \left( 1 + \frac{A_1}{A_2} \right) - 1.25 \cdot (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad (4.3)$$

mit:

<sup>7</sup>Alle folgenden Größen gelten im Laborsystem.

$\Delta$	: Abstand zwischen den Kernoberflächen in Fermi
$Z_1$	: Anzahl der Protonen des Strahlprojektils
$Z_2$	: Anzahl der Protonen des Targetkerns
$A_1$	: Anzahl der Nukleonen des Strahlprojektils
$A_2$	: Anzahl der Nukleonen des Targetkerns
$E_s$	: Strahlenergie des Projektils in MeV
$\theta_r$	: Recoilwinkel

Einsetzen der Daten des Tantalfolien-Runs II.8 in Formel (4.3) für  $\theta_r = 17.6^\circ$  (minimaler gemessener Recoilwinkel) zeigt, dass der Abstand zwischen den Kernoberflächen mehr als 6 fm beträgt. Für  $\theta_r = 0^\circ$  („head on collision“) beginnen sich die Kernoberflächen erst ab einer  $^{36}\text{S}$ -Strahlenergie von 180 MeV zu berühren.

Aus diesen Überlegungen folgt, dass die  $^{181}\text{Ta}(^{36}\text{S}, ^{37}\text{S})^{180g}\text{Ta}$  Ein-Neutron-Transferreaktion im „subcoulomb Bereich“ ablaufen müsste. In diesem Fall wäre einsichtig, warum mit der Tantalfolie weniger  $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne für größere Recoilwinkel ( $\hat{=}$  größeren Kernabständen) nachgewiesen wurden.

Es soll geprüft werden, ob der mit der Tantalfolie (TF) gemessene Wirkungsquerschnitt dem Wirkungsquerschnitt vergleichbar ist, der theoretisch für die  $^{181}\text{Ta}(^{36}\text{S}, ^{37}\text{S})^{180g}\text{Ta}$ - Subcoulomb-Ein-Neutron-Transferreaktion vorhergesagt wird.

Der bei Verwendung der Tantalfolie für jeden Catcher-Folienstreifen gemessene Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{TF}$  kann über folgende Formel abgeschätzt werden:

$$N(^{180g}\text{Ta})_{TF} = I \cdot t \cdot ^{181}\text{Ta}_{mg} \cdot x \cdot \sigma_{TF} \quad (4.4)$$

mit:

$N(^{180g}\text{Ta})_{TF}$	: Anzahl der bei Verwendung der Tantalfolie im Catcher-Folienstreifen gestoppten $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne.
$I$	: Anzahl der einfallenden Projektile pro Zeitintervall [ $\text{s}^{-1}$ ]
$t$	: Bestrahlungsdauer [s]
$^{181}\text{Ta}_{mg}$	: $^{181}\text{Ta}$ -Kerne pro 1 mg Tantal [ $\text{mg}^{-1}$ ]
$x$	: Targetdicke [ $\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ ]
$\sigma_{TF}$	: Targetdicken-gemittelter Wirkungsquerschnitt [ $\text{cm}^2$ ]

Die  $0.545 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$  dicke Tantalfolie wurde mit ca.  $8.5 \cdot 10^{15}$   $^{36}\text{S}$ -Projektilen bestrahlt. In Tabelle 4.3 sind die über Formel (4.4) abgeschätzten Wirkungsquerschnitte für die drei Catcher-Folienstreifen von Run II.8 aufgelistet. Außerdem sind der dem Recoil-Winkelbereich entsprechende Ejektil-Winkelbereich, der mittlere Ejektilwinkel und der abgedeckte Ejektil-Raumwinkelbereich für jeden Catcher-Folienstreifen in der Tabelle angegeben.

Durch Division des für einen Folienstreifen gemessenen Wirkungsquerschnitts durch den Ejektil-Raumwinkel des Folienstreifens kann der gemittelte **differentielle** Wirkungsquerschnitt bestimmt werden. Dieser ist in Abbildung 4.7 dargestellt.

Mit den drei Catcher-Folienstreifen wurden etwa 64% ( $8.10/4\pi$ ) des vollen Ejektil-Raumwinkels abgedeckt (siehe Tabelle 4.3). Extrapolation des differentiellen Wirkungsquerschnitts in die nicht abgedeckten Raumwinkelbereiche zeigt, dass dort

	Recoil- Winkelbereich $\Delta\theta_r$ [°]	Ejektil- Winkelbereich $\Delta\theta_e$ [°]	Mittlerer Ejektilwinkel $\langle\theta_e\rangle_{av}$ [°]	Ejektil- Raumwinkel $\Delta\Omega_e$ [sr]	Wirkungs- querschnitt <sup>8</sup> $\sigma_{TF}$ [nb]
	17.6 .. 27.0	137.0 .. 115.6	126.3	1.88	$419 \pm 53$
	27.0 .. 37.6	115.6 .. 93.3	104.4	2.36	$427 \pm 60$
	37.6 .. 57.2	93.3 .. 56.1	74.7	3.87	$181 \pm 43$
$\Sigma$	17.6 .. 57.2	137.0 .. 56.1	96.8	8.10	$1027 \pm 91$

Tabelle 4.3: Winkelbereiche, Raumwinkel und gemessene Wirkungsquerschnitte der drei Catcher-Folienstreifen im Fall der mit 115 MeV  $^{36}\text{S}$  bestrahlten Tantalfolie. In der untersten Tabellenzeile sind die Werte für den gesamten von den Folien abgedeckten Winkelbereich angegeben.

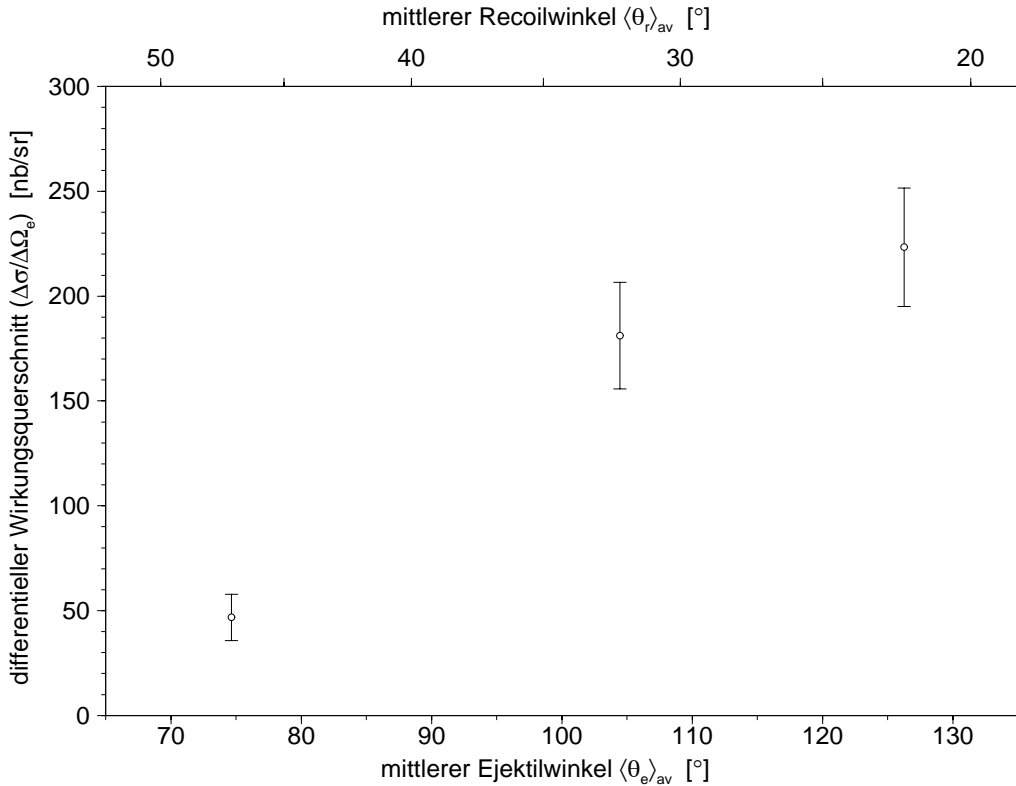


Abbildung 4.7: Über die Ejektil-Raumwinkel der Catcher-Folienstreifen gemittelte differentielle Wirkungsquerschnitte im Fall der mit 115 MeV  $^{36}\text{S}$  bestrahlten Tantalfolie.

nochmals etwa die Hälfte des gemessenen Wirkungsquerschnitts verteilt ist. Insgesamt erwartet man also ca.  $1.5 \mu\text{b}$  im vollen Raumwinkel.

Für die Veröffentlichung von Schlegel et al. [40] hat C. Dasso den Transfer-Wirkungsquerschnitt für die  $^{181}\text{Ta}(^{36}\text{S}, ^{37}\text{S})^{180g}\text{Ta}$ -Reaktion mit dem Programm PTOLEMY [51] abgeschätzt. Sein Ergebnis ist in Abbildung 4.8 dargestellt [45].

<sup>8</sup>Die Fehler der Wirkungsquerschnitte in Tabelle 4.3 sind gegeben durch die Fehler der erzeugten  $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne. Auf **alle** Datenpunkte wirkende Fehler, wie der Fehler der absoluten  $^{180}\text{Hf}$   $\text{K}_\alpha$ -Nachweiswahrscheinlichkeit oder des Strahlstroms, sind nicht berücksichtigt.

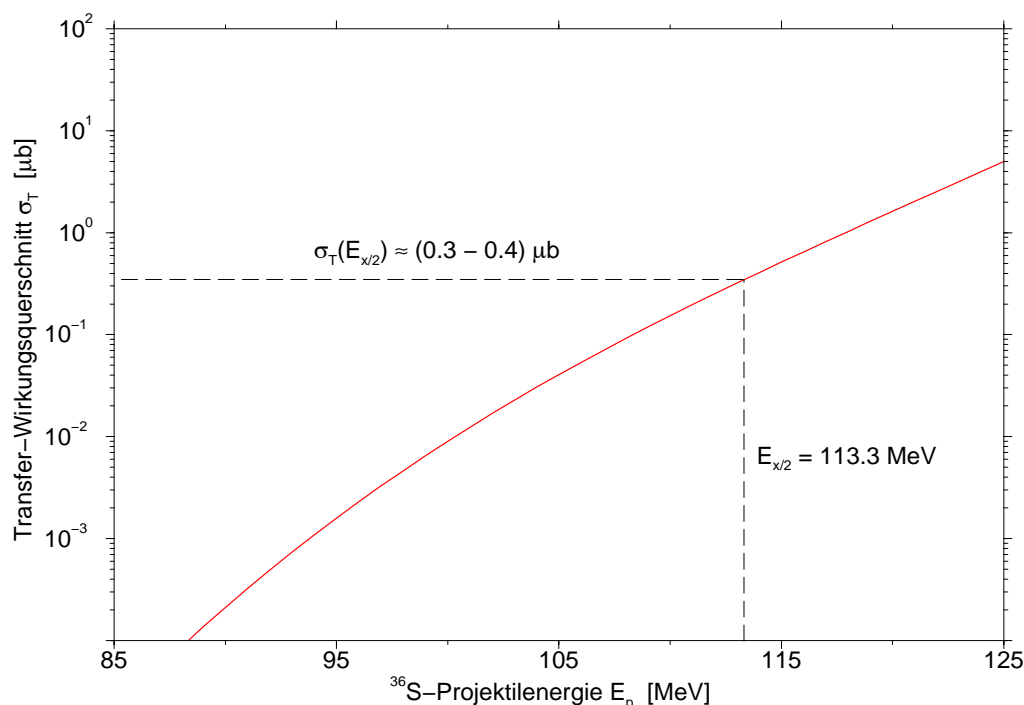


Abbildung 4.8: Von C. Dasso mit dem Programm PTOLEMY abgeschätzter Transfer-Wirkungsquerschnitt  $\sigma_T$  für die  $^{181}\text{Ta}(^{36}\text{S},^{37}\text{S})^{180g}\text{Ta}$ -Reaktion [45]. Ein mit 115 MeV Strahlenergie in die Tantalfolie eindringendes  $^{36}\text{S}$ -Projektil ist nach Passieren der halben Targetdicke auf etwa  $E_{x/2} = 113.3 \text{ MeV}$  abgebremst. Für diese Energie entnimmt man der Abbildung einen Transfer-Wirkungsquerschnitt von  $\sigma_T(E_{x/2}) \approx (0.3 - 0.4) \mu\text{b}$ .

Bei halber Tantalfoliendicke sind die Strahlprojekteile auf etwa 113.3 MeV heruntergebremst. Abbildung 4.8 werden für 113.3 MeV  $^{36}\text{S}$ -Projektilenergie  $(0.3 - 0.4) \mu\text{b}$  Transfer-Wirkungsquerschnitt entnommen. Der gemessene und der vorhergesagte Wirkungsquerschnitt unterscheiden sich folglich um einen Faktor 4 bis 5, sind aber von vergleichbarer Größenordnung.

**Aufgrund der Winkelverteilung (Abbildung 4.7) und des gemessenen Wirkungsquerschnitts wird davon ausgegangen, dass bei Verwendung der Tantalfolie  $^{180g}\text{Ta}$  über die  $^{181}\text{Ta}(^{36}\text{S},^{37}\text{S})^{180g}\text{Ta}$ -Subcoulomb-Ein-Neutron-Transferreaktion erzeugt wurde.**

#### 4.3.6. Analyse der angereicherten und natürlichen Tantaloxidtargets

Tabelle 4.4 gibt für vergleichbare Versuchsläufe (gleiche Strahlenergie und gleiche Catcher-Folien-Winkelbereiche) die Faktoren zwischen den PIN-Dioden-Yields von angereicherten und natürlichen Tantaloxidtargets wieder.

Auffällig ist, dass unabhängig von Projektil und Strahlenergie gleiche Targetkombinationen innerhalb der Fehler gleiche Faktoren aufweisen.

verglichene Exp_Run	Faktor	Target- kombination	Projektil	Energie $E_s$ [MeV]
I_2/I_1	$12.3 \pm 1.9$	#112/#111	$^{36}\text{S}$	105
I_3/I_4	$4.00 \pm 0.69$	#112/#114	$^{36}\text{S}$	85
I_5/I_6	$6.7 \pm 2.4$	#112/#116	$^{36}\text{S}$	75
I_7/I_8	$11.6 \pm 2.5$	#112/#116	$^{36}\text{S}$	105
I_11/I_10	$11.1 \pm 1.0$	#118/#116	$^{36}\text{S}$	115
I_12/I_13	$4.44 \pm 0.32$	#118/#115	$^{36}\text{S}$	125
II_1/II_3	$6.2 \pm 2.5$	#123/#120	$^{64}\text{Ni}$	150
II_4/II_3	$6.8 \pm 2.7$	#123/#120	$^{64}\text{Ni}$	150
II_5/II_6	$6.88 \pm 0.39$	#123/#120	$^{36}\text{S}$	115
II_7/II_8	$27.6 \pm 2.8$	#123/TF	$^{36}\text{S}$	115

Tabelle 4.4: Faktor zwischen den PIN-Dioden-Yields von angereicherten und nicht angereicherten Ta-Targets.

Wie in Abbildung 4.6 zu sehen, ist der in Tabelle 4.4 angegebene Faktor zwischen Target #123 und #120 für vergleichbare Datenpunkte (durchgezogene Linien) unabhängig vom mittleren Recoilwinkel. Offensichtlich beobachtet man den gleichen  $^{180g}\text{Ta}$  produzierenden kernphysikalischen Effekt mit den angereicherten und den natürlichen Tantaloxidtargets. Letztere zeigen den Effekt um den in Tabelle 4.4 angegebenen Faktor schwächer. Die gleiche Winkelverteilung und die Unabhängigkeit des Faktors von Projektil und Projektilenergie für gleiche Targetkombinationen wären verständlich, wenn  $^{180i}\text{Ta}$  um den in der Tabelle angegebenen Faktor häufiger in den angereicherten im Vergleich zu den natürlichen Tantaloxidtargets vorzufinden wäre. Deshalb wurden die Isotopenhäufigkeiten aller nicht während der Strahlzeiten zerstörter Tantaloxidtargets nachträglich analysiert.

#### 4.3.7. Analyse der $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeit.

In Dubna, Russland wurde von S. A. Karamian die Isotopenhäufigkeit von  $^{180i}\text{Ta}$  in den angereicherten Tantaloxidtargets #118, #123 sowie im natürlichen Tantaloxidtarget #115 analysiert. Außerdem wurde die  $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeit des im  $^{180}\text{Ta}$ -CAG-Experiment am NORDBALL verwendeten angereicherten Tantaloxidtargets #108 bestimmt. Die Analyse wurde mittels Photoaktivierung durchgeführt. Das Analyseverfahren ist im Anhang 7.6 beschrieben. In Tabelle 4.5 sind die Analyseergebnisse zusammengefasst.

**Die Analyse zeigt, dass das als natürlich angenommene Tantaloxidtarget #115 mit einer  $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeit von  $(0.64 \pm 0.09)\%$  etwa 50fach an  $^{180i}\text{Ta}$  angereichert ist, während die angereicherten Tantaloxidtargets #108, #118 und #123 weniger als  $5.7\%$   $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeit aufweisen.**

Das Ergebnis wirft folgende Fragen auf:

#### 1. Wodurch kam es zur Veränderung der $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeiten?

Wie in Kapitel 2.2 beschrieben, wurden während des Targetherstellungsprozesses im gleichen Rhenium-Zylinder angereichertes und natürliches Tantal-

Target	Isotopen- häufigkeit $^{180i}\text{Ta}$ [%]	Kommentar
#108	$3.6 \pm 0.3$	angereichert
#118	$4.0 \pm 0.3$	angereichert
#123	$3.7 \pm 0.3$	angereichert
#115	$0.64 \pm 0.09$	„natürlich“

Tabelle 4.5: Ergebnisse für die  $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeiten in den vier in Dubna analysierten Targets.

oxidpulver verdampft. Dabei kam es offensichtlich zu einer Vermischung von angereichertem und natürlichem Tantaloxid, die zur Abreicherung des angereicherten und Anreicherung des natürlichen Materials führte.

## 2. Warum findet man keinen Hinweis auf eine Anreicherung des natürlichen Targets im $^{180}\text{Ta}$ -CAG-Experiment?

Der Vergleich der Coulombanregungsspektren des  $^{180}\text{Ta}$ - und  $^{181}\text{Ta}$ -CAG-Experiments zeigt, dass das angereicherte Tantaloxidtarget #108 mindestens einen Faktor 50 mal<sup>9</sup> höhere  $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeit aufweist als das natürliche Tantaloxidtarget #106. Die CAG-Experiment-Targets wurden auf gleiche Weise wie die im Münchener „Catcher-Folien“ CAA-Experiment benutzten Targets hergestellt. Zu einer Anreicherung des natürlichen Tantaloxidtargets #106 kam es aber nicht, weil kein angereichertes Material vorher im Rhenium-Zylinder verdampft worden war (Target #106 ist das Target mit der niedrigsten Herstellungsnummer).

### Zusammenfassung:

Das verwirrende Datenmuster von Abbildung 4.5 kann durch zwei  $^{180g}\text{Ta}$  erzeugende Effekte erklärt werden.

1. Es gibt einen  $^{180g}\text{Ta}$  erzeugenden Effekt am  $^{181}\text{Ta}$ :  
Bei Verwendung der Tantalfolie wurde  $^{180g}\text{Ta}$  über die Subcoulomb-Ein-Neutron-Transferreaktion:  $^{181}\text{Ta}(^{36}\text{S}, ^{37}\text{S})^{180g}\text{Ta}$  produziert.
2. Es gibt einen  $^{180g}\text{Ta}$  erzeugenden Effekt am  $^{180i}\text{Ta}$ :  
Mit den „natürlichen“ Tantaloxidtargets wurde der gleiche Effekt am  $^{180i}\text{Ta}$  gemessen wie mit den angereicherten Tantaloxidtargets. Die Datenpunkte der „natürlichen“ Targets liegen ihrer niedrigeren  $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeiten entsprechend unterhalb der Datenpunkte der angereicherten Targets (siehe Abbildung 4.9).

<sup>9</sup>Die niedrige untere Grenze ist gegeben durch den großen Fehler des Isotopenhäufigkeitsverhältnisses, der sich beim Vergleich der Spektren des angereicherten Targets #108 (siehe Abbildung 2.10 auf Seite 28) mit dem natürlichen Target #106 (siehe Abbildung 2.6 auf Seite 18) für das CAG-Experiment ergibt. Der große Fehler resultiert aus der teilweisen Überlagerung der 202.9 keV Linie des  $(10^-, 9^-) \rightarrow (9^-, 9^-)$  Zerfalls im  $^{180}\text{Ta}$  mit der 205.1 keV Linie des  $(15/2^-, 9/2^-) \rightarrow (13/2^-, 9/2^-)$  Zerfalls im  $^{181}\text{Ta}$ .

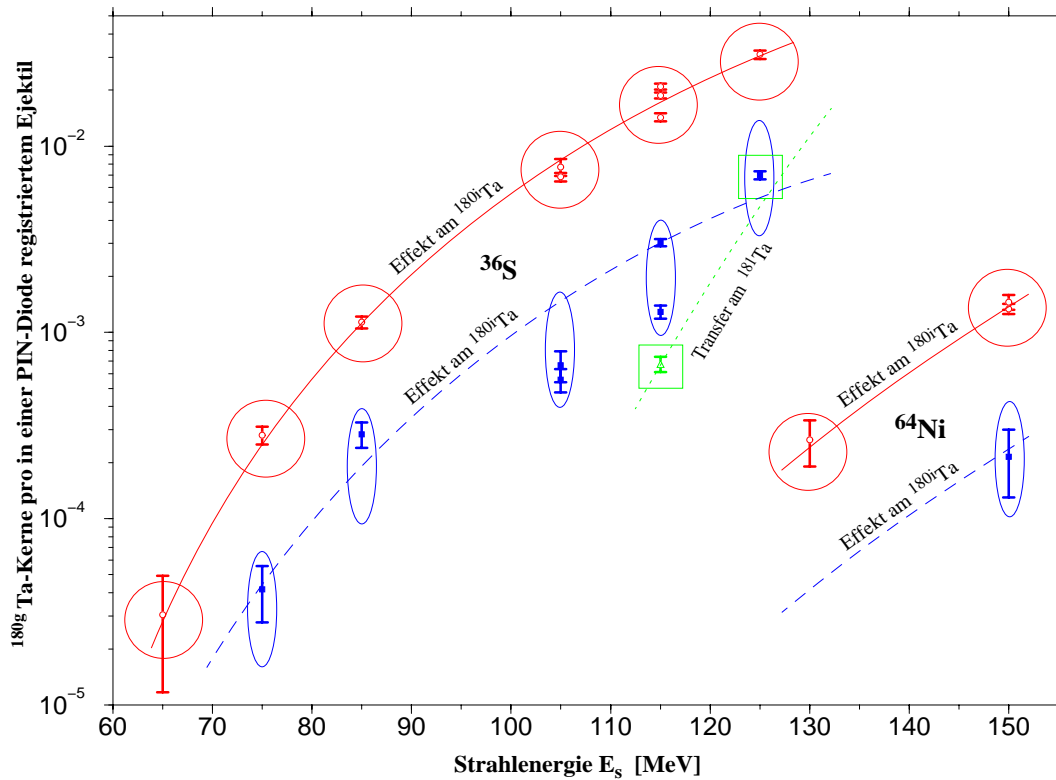


Abbildung 4.9: Die Datenpunkte (von Ellipsen umschlossen) der „natürlichen“ Tantaloxidtargets zeigen in Abhängigkeit ihrer Kontamination mit angereichertem Material den gleichen  $^{180g}\text{Ta}$  erzeugenden Effekt am  $^{180i}\text{Ta}$  wie die Datenpunkte der angereicherten Tantaloxidtargets (von Kreisen umschlossen). Datenpunkte, die dem Subcoulomb-Ein-Neutron-Transfer am  $^{181}\text{Ta}$  entsprechen (unterster bei 115 MeV; Tantalfolie) oder deutliche Transferanteile aufweisen (unterer bei 125 MeV), sind von einem Quadrat umgeben.

Um den  $^{180g}\text{Ta}$  erzeugenden Effekt am  $^{180i}\text{Ta}$  zu studieren, ist es ausreichend, die angereicherten Datenpunkte zu untersuchen. Die Datenpunkte der „natürlichen“ Targets werden deshalb im Folgenden nicht weiter berücksichtigt.

Es soll untersucht werden, ob der  $^{180g}\text{Ta}$  produzierende Effekt am  $^{180i}\text{Ta}$  als Coulombanregung von Zwischenzuständen im  $^{180}\text{Ta}$  gedeutet werden kann, die partiell in Zustände zerfallen, die letztlich den  $^{180}\text{Ta}$ -Grundzustand populieren.



### 4.3.8. Coulombanregungs-Kopplungsszenarien

Im Folgenden sollen Szenarien diskutiert werden, die Isomer und Grundzustand über Coulomb-anregbare Zwischenzustände koppeln. Wie man Tabelle 3.1 auf Seite 69 entnimmt, ist die Coulombanregung stark für E2- und E3-Anregung. Es sollen deshalb nur Szenarien mit E2- bzw. E3-Coulomb-anregbaren Zwischenzuständen betrachtet werden.

Da die Stärke der Kopplung zwischen Isomer und Grundzustand über einen Zwischenzustand durch das Produkt aus dessen Anregungswahrscheinlichkeit und seinem Verzweigungsverhältnis  $V_g$  Richtung Grundzustand gegeben ist, wird die Kopplung besonders effektiv für starke Anregung von Zwischenzuständen mit großen Verzweigungsverhältnissen  $V_g$ . Große Verzweigungsverhältnisse  $V_g$  können sich für große Zerfallsbreiten  $\Gamma_g$  ergeben. Zustände oberhalb 1 MeV, für die man aufgrund großer  $B(E2)\uparrow$  bzw.  $B(E3)\uparrow$ -Werte starke E2- bzw. E3-Coulombanregung erwartet, sind die  $\gamma$ - und  $\beta$ -Vibrationen bzw. die Oktupol-Vibrationsbanden (siehe auch Tabelle 7.1 im Anhang 7.2).

Verschiedene Coulombanregungs-Kopplungsszenarien sollen im Folgenden diskutiert werden.

#### a) E2-Coulombanregungs-Kopplungsszenarien

##### – $\gamma$ -Vibration

Es wird davon ausgegangen, dass die erstmals im  $^{180}\text{Ta}$ -CAG-Experiment beobachtete Linie bei 1058.9 keV vom Rückzerfall des  $K^\pi = 7^-$   $\gamma$ -Vibrationsbandenkopfes in das  $K^\pi = 9^-$  Isomer stammt (siehe Seite 32 unten). Mit GOSIA wurde für diesen Übergang ein  $B(E2, 9^- \rightarrow 7^-)\uparrow$  von  $5.3^{+1.5}_{-1.3}$  W.u. berechnet (siehe Ergebnis (2.39) auf Seite 60). Die starke E2-Coulombanregung der  $K^\pi = 7^-$   $\gamma$ -Vibrationsbande könnte auch für kleine Verzweigungsverhältnisse  $V_g$  noch zu einer effizienten Kopplung von Isomer und Grundzustand führen. Besonders effektiv wäre die Kopplung, falls die  $\gamma$ -Vibrationsbande mit einer  $K^\pi = 6^-$  Nachbarbande Coriolis-gemischt wäre, die weiter Richtung Grundzustand zerfällt, da dann besonders große Zerfallsbreiten  $\Gamma_g$  und damit Verzweigungsverhältnisse  $V_g$  erwartet würden (siehe Kapitel 3.4.1). Die Zerfallsbreiten für die direkten Rückzerfälle einer solchen  $K^\pi = 6^-$  Bande in die  $K^\pi = 9^-$  Isomerbande wären sehr klein.

#### **Beispiel:** $^{181}\text{Ta}$

Im  $^{181}\text{Ta}$ -CAG-Experiment am NORDBALL konnte gezeigt werden, dass die beobachtete Populierung des  $t_{1/2} = 10.8$  ns  $K^\pi = 5/2^+$  Isomers im  $^{181}\text{Ta}$  primär eine Folge der Kopplung des Isomers über die  $K^\pi = 3/2^+$   $\gamma$ -Vibrationsbande mit der  $K^\pi = 7/2^+$  Grundzustandsbande von  $^{181}\text{Ta}$  ist (siehe Abbildung 2.9 auf Seite 23). Die Kopplung von Isomer und Grundzustand ist sehr effektiv, da die Isomerbande stark mit der  $\gamma$ -Vibrationsbande Coriolis-gemischt zu sein scheint (siehe Ergebnis (2.37) auf Seite 54).

Ein ähnliches Kopplungsszenario soll im  $^{180}\text{Ta}$  betrachtet werden.

### – $\beta$ -Vibration

Die unbekannte  $K^\pi = 9^-$   $\beta$ -Vibrationbande im  $^{180}\text{Ta}$  liegt laut TQPM-Rechnungen (Two-Quasiparticle-plus-Phonon-Model) oberhalb der  $K^\pi = 7^-$   $\gamma$ -Vibrationsbande [20, 52]. Wie aus Tabelle 7.1 im Anhang 7.2 ersichtlich, erwartet man kleinere  $B(E2)\uparrow$ -Werte für die  $\beta$ -Vibration im Vergleich zur  $\gamma$ -Vibration. Dies und die höhere Anregungsenergie lassen eine niedrigere Coulombanregungs-Wahrscheinlichkeit der  $\beta$ -Vibration vermuten. Außerdem kommt es bei der Anregung der  $\beta$ -Vibration zu keiner Spinreduzierung. Deshalb ist im Vergleich zur  $\gamma$ -Vibration die Kopplung von Isomer und Grundzustand über die  $\beta$ -Vibrationbande weniger wahrscheinlich.

### – K-verbotene E2-Anregung

Die  $B(E2)\uparrow$ -Werte für die Anregung von Rotationszuständen in Banden mit  $K^\pi < (9^- - 2)$  werden wegen der K-Verbotenheit im Vergleich zur  $\gamma$ -Vibration klein sein. Zerfallen die  $K^\pi < (9^- - 2)$  Bandenköpfe Richtung Grundzustand, so könnte das Manko niedriger Anregungswahrscheinlichkeiten der Rotationszustände durch große Verzweigungsverhältnisse  $V_g$ , bedingt durch große Inband-Zerfallsbreiten (siehe Diskussion auf Seite 79), kompensiert werden. Tatsächlich können „scheinbar“ K-verbotene E2-Anregungen erstaunlich große  $B(E2)\uparrow$ -Werte zeigen, wie das folgende Beispiel verdeutlichen soll.

**Beispiel:  $^{176}\text{Lu}$**

$^{176}\text{Lu}$  ist ein ungerade-ungerade Kern, dessen  $K^\pi = 7^-$  Grundzustand aufgrund der großen Halbwertszeit von  $t_{1/2} = 3.8 \cdot 10^{10}$  y nur langsam zerfällt. 123 keV über dem Grundzustand existiert ein  $K^\pi = 1^-$  Isomer mit einer Halbwertszeit von  $t_{1/2} = 3.7$  h. Die Ähnlichkeit mit  $^{180}\text{Ta}$  ist offensichtlich, wenn man Grundzustand und Isomer vertauscht. Es ist bekannt [53], dass trotz der großen Differenz in der K-Quantenzahl ( $\Delta K = 6$ ) Grundzustand und Isomer durch einen  $I^\pi = 5^-$  Zwischenzustand bei 839 keV gekoppelt sind. Der  $I^\pi = 5^-$  Zwischenzustand ist der erste Rotationszustand einer  $K^\pi = 4^-$  Bande mit Bandenkopf bei 723 keV (siehe Abbildung 4.10). Die E2-Anregung aus dem  $K^\pi = 7^-$  Grundzustand in den  $I^\pi = 5^-$  Zwischenzustand der  $K^\pi = 4^-$  Bande ist damit einfach-K-verboten. Die Zerfallsbreite  $\Gamma_i$  des Zwischenzustandes in den Grundzustand<sup>10</sup> fragmentiert in zwei Anteile  $\Gamma_{i1}$  (direkter E2-Rückzerfall) und  $\Gamma_{i2}$  (Rückzerfall über einen  $K^\pi = 6^-$  Zustand bei 564 keV). Die Zerfallsbreite  $\Gamma_g$  Richtung  $K^\pi = 1^-$  Isomer spaltet sich in die beiden Anteile  $\Gamma_{g1}$  und  $\Gamma_{g2}$  auf. Es ist bekannt, dass die  $K^\pi = 3^-$  und  $K^\pi = (5^+)$  Bandenköpfe bei 658 und 657 keV weiter Richtung Isomer zerfallen (siehe wieder Abbildung 4.10).

Im Folgenden sollen die Zerfallsbreiten abgeschätzt werden. Dazu müssen die (Rotations-)Modellparameter der Grundzustandsbande im  $^{176}\text{Lu}$  bekannt sein. Das  $Q_0$  der Grundzustandsbande wurde von Gerl et al. [54] zu  $(6.98 \pm 0.10)$  b bestimmt. Délèze et al. [55] geben das Verhältnis der (Rotations-)Modellparameter der Grundzustandsbande mit  $(g_K - g_R)K/Q_0 = (0.18 \pm 0.01)$  b<sup>-1</sup> an. Damit folgt  $(g_K - g_R)K = 1.26 \pm 0.07$ . Das „Einheiten-reduzierte“ magnetische Moment  $\mu$

<sup>10</sup>Um die Ähnlichkeit zu  $^{180}\text{Ta}$  zu unterstreichen, sollen die Benennungen für die  $^{176}\text{Lu}$ -Zerfallsbreiten von  $^{180}\text{Ta}$  übernommen werden. Obwohl der Index „i“ bei  $\Gamma_i$  eigentlich für Isomer steht, soll für  $^{176}\text{Lu}$  die Rückzerfallsbreite in den  $K^\pi = 7^-$  Grundzustand gemeint sein. Äquivalent soll für  $^{176}\text{Lu}$   $\Gamma_g$  der Zerfallsbreite Richtung  $K^\pi = 1^-$  Isomer entsprechen (vergleiche Abbildung 4.10 mit Abbildung 3.2 auf Seite 71).

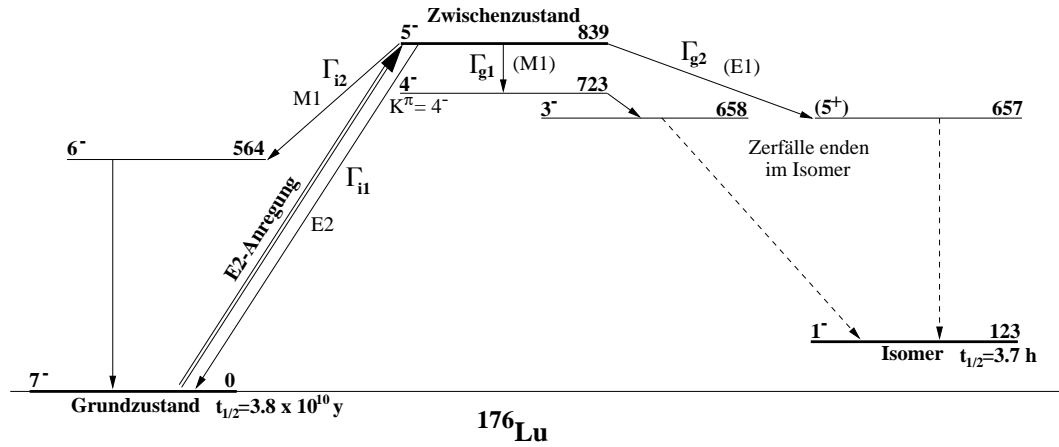


Abbildung 4.10: Kopplungsschema für die Kopplung des  $K^\pi = 7^-$  Grundzustands mit dem  $K^\pi = 1^-$  Isomer in  $^{176}\text{Lu}$  über einen  $I^\pi = 5^-$  Zwischenzustand bei 839 keV.

des Grundzustands wurde von Brenner et al. [56] zu  $+3.1692(45)$  bestimmt. Einsetzen dieser Werte in Formel (2.23) auf Seite 46 und Auflösen nach  $g_R$  ergibt:  $g_R = 0.295 \pm 0.009$ .

Für  $K \neq 0$  kann der die 2-Quasiteilchenkonfiguration beschreibende gyromagnetische Faktor  $g_K$  in die Einteilchenbeiträge aufgespalten werden. Es gilt [57]:

$$g_K = (\Omega_p g_{\Omega_p} + \Omega_n g_{\Omega_n}) / K \quad (4.5)$$

mit:

$$K = \Omega_p + \Omega_n \quad (4.6)$$

$g_{\Omega_p}$  bzw.  $g_{\Omega_n}$  ist der gyromagnetische Faktor des ungepaarten Protons bzw. Neutrons im Nilsson-Zustand  $\Omega_p^\pi [N n_3 \Lambda]$  bzw.  $\Omega_n^\pi [N' n'_3 \Lambda']$ . Abschätzungen für die gyromagnetischen Faktoren  $g_{\Omega_p}$  und  $g_{\Omega_n}$  für in  $^{176}\text{Lu}$  relevante Nilsson-Zustände können Tabelle 3 in [19] entnommen werden. Für die Grundzustandsbande kann die Übereinstimmung zwischen  $g_K$ , berechnet über Formel (4.5) aus den Werten von Tabelle 3 in [19], und dem experimentellen aus obigen Daten bestimmten  $g_K$  verglichen werden. Tabelle 3 entnimmt man  $g_K \approx (7/2 \cdot 0.63 + 7/2 \cdot 0.27) / 7 = 0.45$ . Aus obigen Daten folgt:  $g_K = 0.4752 \pm 0.0014$ . Die Übereinstimmung erscheint gut genug für einen Versuch, das  $(g_K - g_R)$  der  $K^\pi = 4^-$  Bande zu „erraten“.

Die Konfiguration der  $K^\pi = 4^-$  Bande mit Bandenkopf bei 723 keV ist laut [58]  $1/2_p^+ [411] + 7/2_n^- [514]$ . Aus Tabelle 3 in [19] folgt ein  $g_K$  für diese Konfiguration von  $g_K \approx (1/2 \cdot (-0.98) + 7/2 \cdot 0.27) / 4 \approx 0.11$ . Dies ergibt ein  $(g_K - g_R)$  für die  $K^\pi = 4^-$  Bande von ca.  $-0.18$ . Daraus kann die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit und aus dieser über Formel (3.16) auf Seite 75 die Zerfallsbreite für den  $(5^-, 4^-) \rightarrow (4^-, 4^-)$  M1-Übergang berechnet werden. Mit Berücksichtigung der inneren Konversion folgt:  $\Gamma_{g1}(\text{M1}) \approx 1 \cdot 10^{-6}$  eV.

Nimmt man für die  $K^\pi = 4^-$  Bande das gleiche  $Q_0$  wie für die Grundzustandsbande an, so kann der E2-Beitrag zum  $(5^-, 4^-) \rightarrow (4^-, 4^-)$  Übergang abgeschätzt werden. Für die  $\gamma$ -Zerfallsbreite  $\gamma - \Gamma_{g1}(\text{M1} + \text{E2})$  bzw. die totale Zerfallsbreite  $\Gamma_{g1}(\text{M1} + \text{E2})$  ( $\gamma$ -Zerfall + innere Konversion) folgen:

$$\gamma\text{-}\Gamma_{g1}(M1+E2) \approx 5.1 \cdot 10^{-7} \text{ eV} \quad \text{bzw.} \quad \Gamma_{g1}(M1+E2) \approx 1.7 \cdot 10^{-6} \text{ eV} \quad (4.7)$$

Die relativen  $\gamma$ -Intensitäten ( $\gamma$ -Zerfälle pro 100 Neutroneneinfänge am  $^{175}\text{Lu}$ ) der vier (gesicherten)  $\gamma$ -Zerfälle des  $I^\pi = 5^-$  Zwischenzustandes sind experimentell bekannt [59]. Mit obiger Abschätzung für  $\gamma\text{-}\Gamma_{g1}$  können daraus die Zerfallsbreiten der übrigen Zerfälle des Zwischenzustandes bestimmt werden. Über Formel (3.16) lassen sich daraus die  $B(\Pi\lambda)\downarrow$ -Werte abschätzen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.6 aufgelistet.

Übergang	$\Delta E$ [keV]	rel. $\gamma$ -Int.	Zerfalls- art	Name	$\Gamma$ [eV]	$B(\Pi\lambda)\downarrow$ [W.u.]
$(5^-, 4^-) \rightarrow (7^-, 7^-)$	838	3.41	E2	$\Gamma_{i1}$	$1.9 \cdot 10^{-5}$	1
$(5^-, 4^-) \rightarrow (6^-, 6^-)$	275	0.44	M1	$\Gamma_{i2}$	$3.1 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-3}$
$(5^-, 4^-) \rightarrow (5^+, 5^+)$	182	0.12	(E1)	$\Gamma_{g2}$	$7.3 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-5}$
$(5^-, 4^-) \rightarrow (4^-, 4^-)$	116	0.09	M1+E2	$\Gamma_{g1}$	$1.7 \cdot 10^{-6}$	—

Tabelle 4.6: Die abgeschätzten Zerfallsbreiten und  $B(\Pi\lambda)\downarrow$ -Werte für die verschiedenen Zerfälle des  $I^\pi = 5^-$  Zwischenzustands.

Aus den Daten in Tabelle 4.6 folgt:

$$\Gamma_i \approx 2 \cdot 10^{-5} \text{ eV} \quad \text{und} \quad \Gamma_g \approx 2.5 \cdot 10^{-6} \text{ eV} \quad (4.8)$$

Das Verzweigungsverhältnis  $V_g$  des Zwischenzustandes Richtung  $K^\pi = 1^-$  Isomer ist ca. 0.1 und die Lebensdauer  $\tau_z = \hbar/(\Gamma_i + \Gamma_g)$  des Zwischenzustandes beträgt etwa  $3 \cdot 10^{-11}$  s. Die Lebensdauer liegt damit in dem von Klay et al. [53] vorhergesagten Intervall:  $3.6 \text{ ps} < \tau_z < 0.4 \text{ ns}$ .

Mit dem Verzweigungsverhältnis  $V_g$  folgt ein effektiver  $B(E2)\uparrow$ -Wert für die E2-Anregung des Zwischenzustandes aus dem Grundzustand von:

$$B(E2, 7^- \rightarrow 5^-)\uparrow_{eff} \approx \underbrace{\frac{2 \cdot 5 + 1}{2 \cdot 7 + 1} \cdot 1 \text{ W.u.} \cdot V_g}_{\approx 0.7 \text{ W.u.}} \approx 0.07 \text{ W.u.} \quad (4.9)$$

Der mit 0.7 W.u. für einen einfach-K-verbotenen Übergang sehr große  $B(E2)\uparrow$ -Wert für die Anregung des  $I^\pi = 5^-$  Zwischenzustandes aus dem  $K^\pi = 7^-$  Grundzustand könnte durch Coriolis-Mischung der  $K^\pi = 4^-$  Bande mit der  $K^\pi = 5^-$   $\gamma$ -Vibrationsbande (Vibrationsbandenkopf bei 870 keV) bedingt sein. Dass eine Coriolis-Mischung mit einer  $K^\pi = 5^-$  Bande vorliegt, lässt auch der große  $B(M1)\downarrow$ -Wert für den Zerfall des Zwischenzustandes in die  $K^\pi = 6^-$  Bande (siehe zweite Zeile in Tabelle 4.6) vermuten.

Ein ähnliches K-verbotenes E2-Kopplungsszenario soll für  $^{180}\text{Ta}$  alternativ zum  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsszenario betrachtet werden.

## b) E3-Coulombanregungs-Kopplungsszenarien

### – Oktupol-Vibration

Über dem  $K^\pi = 9^-$  Isomer in  $^{180}\text{Ta}$  werden Oktupol-Vibrationsbanden mit  $6^+ \leq K^\pi \leq 12^+$  erwartet. Für Kopplungsszenarien interessant sind besonders die Vibrationen mit niedrigen K-Quantenzahlen ( $K^\pi = 6^+$  und  $7^+$ ). Die E3- der  $K^\pi = 6^+$  bzw. M2/E3-Zerfallsbreiten der  $K^\pi = 7^+$  Oktupol-Vibrationsbande zurück in die Isomerbande werden vernachlässigbar gegenüber den E1-, M1-, E2-Zerfallsbreiten in andere Bänder sein. Das Verzweigungsverhältnis  $V_g$  Richtung Grundzustand könnte somit nahe bei Eins liegen.

Das gilt nicht für Oktupol-Vibrationen mit K-Quantenzahlen  $8^+ \leq K^\pi \leq 10^+$ , da schnelle E1-Rückzerfälle in das Isomerband auftreten könnten, die das Verzweigungsverhältnis  $V_g$  stark verkleinern. Vibrationen mit  $K^\pi \geq 8^+$  sind wegen ihrer zu geringen Spinreduzierung bzw. wegen Spinerhöhung und höherer vermuteter Anregungsenergien unwahrscheinlich. Energetisch am niedrigsten liegend wird die  $K^\pi = 7^+$  Oktupol-Vibrationsbande ( $E_{7^+} \approx 1.4 \text{ MeV}$  [60]) erwartet.

Die E3-Coulombanregung der  $K^\pi = 7^+$  Oktupol-Vibrationsbande als mögliches Kopplungsszenario soll diskutiert werden.

## c) Probleme von Einbanden-Kopplungsmodellen

Bei den bisher erwähnten Kopplungsszenarien wurde davon ausgegangen, dass die Verbindung zwischen Isomer und Grundzustand über **eine** koppelnde Bande hergestellt wird. In Realität könnten aber **mehrere** koppelnde Banden im  $^{180}\text{Ta}$  existieren. Für vergleichbare Anregungs- $B(E\lambda)\uparrow$ -Werte und Verzweigungsverhältnisse  $V_g$  wird wegen des etwa exponentiell mit der Anregungsenergie abfallenden Coulombanregungs-Wirkungsquerschnittes die am energetisch niedrigsten liegende Bande am meisten zur Kopplung beitragen. Liegt die nächste koppelnde Bande energetisch deutlich höher, so kann ihr Beitrag zur Kopplung vernachlässigt werden. In diesem Fall kann das reale „Mehrbanden-Kopplungsszenario“ durch ein „Einbanden-Kopplungsmodell“ angenähert werden und mit diesem die Kopplungsparameter „Anregungsenergie“ und „Anregungsstärke“ der niedrigsten koppelnden Bande abgeschätzt werden<sup>11</sup>. Komplizierter ist die Situation, wenn zwei Isomer und Grundzustand koppelnde Banden nicht weit voneinander entfernt existieren und die höher liegende Bande über größere Anregungs- $B(E\lambda)\uparrow$ -Werte populiert wird und/oder größere Verzweigungsverhältnisse  $V_g$  aufweist. Dann würde ein Einbanden-Kopplungsmodell nur eine mittlere Anregungsenergie und eine zu große Einbanden-Kopplungsstärke ergeben. Dies ist ein prinzipielles Problem bei der Analyse von CAA-Experimenten, dessen man sich bei der Beurteilung von Einbanden-Kopplungsmodellen bewusst sein muss.

Um zu testen, ob eines der oben vorgeschlagenen E2/E3-(Einbanden-)Kopplungsszenarien die experimentellen Daten erklären kann, muss die aus den Kopplungsszenarien folgende Anzahl und Verteilung der  $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne in den Catcher-Folien berechnet werden. Diese Berechnungen werden im Folgenden beschrieben.

<sup>11</sup>Tatsächlich ist aus älteren PAA-Experimenten bekannt, dass Zwischenzustände bei 2.8 MeV und 3.6 MeV im  $^{180}\text{Ta}$  existieren [61]. Diese Zustände liegen so hoch, dass sie in CAA-Experimenten keine Rolle spielen sollten.

### 4.3.9. Diverse Berechnungen

Unter der Annahme, dass  $^{180i}\text{Ta}$  durch Coulombanregung in  $^{180g}\text{Ta}$  überführt worden ist, kann man versuchen, die experimentellen Daten theoretisch zu simulieren. Dazu sind Annahmen über die in die Kopplung von Isomer und Grundzustand involvierten Zustände nötig. Für die Simulation müssen die Energien und Übergangsstärken zwischen den beteiligten Zuständen in einem Kopplungsmodell vorgegeben werden. Durch den Vergleich der aus dem Kopplungsmodell simulierten mit den experimentellen Daten kann die Übereinstimmung geprüft werden. Für ein gegebenes Kopplungsmodell kann der differentielle Wirkungsquerschnitt:

$$\left(\frac{d\sigma_C}{d\Omega_e}\right)(\theta_e, E'_p) \quad (4.10)$$

für die Streuung eines Strahlprojektils mit Energie  $E'_p$  in den Winkel  $\theta_e$  bei Coulombanregung eines in den Grundzustand zerfallenden  $^{180i}\text{Ta}$ -Kerns mit GOSIA berechnet werden. Mit (4.10) könnte für sehr dünne und homogene Targets bei Kenntnis der Isotopenhäufigkeit von  $^{180i}\text{Ta}$  und des Strahlstroms die Anzahl der in der Catcher-Folie gestoppten  $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne bestimmt werden. Dazu müsste der differentielle Wirkungsquerschnitt über den Ejektil-Winkelbereich, der dem durch die Catcher-Folien aufgespannten Recoil-Winkelbereich entspricht, integriert werden. Komplizierter ist die Berechnung für die im Experiment verwendeten dicken, nicht homogenen Tantaloxidtargets, für die folgende Komplikationen auftreten:

- In dicken Targets wird ein Strahlprojektil mit Energie  $E_p$  auf  $E'_p$  abgebremst, bevor es einen  $^{180i}\text{Ta}$ -Kern Coulomb-anregt. Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Projektilenergie muss berücksichtigt werden (siehe Abbildung 4.11).
- Die  $^{180g}\text{Ta}$ -Recoils können auf ihrem Weg durch das Target durch mehrfache Coulombstreuung ihre Flugrichtung ändern. Dadurch wird die gemessene Recoil-Winkelverteilung „verschmiert“ (siehe wieder Abbildung 4.11).
- Bei schlechter Strahlfokussierung können Bereiche der Tantaloxidtargets getroffen werden, auf denen sich nur wenig oder kein Tantaloxid befindet (siehe Abbildung 2.2). Der am Faraday-Cup gemessene Strahlstrom entspricht dann nicht mehr dem „aktiv“ Coulomb-anregenden Strahlstrom. Letzterer kann aber mit Hilfe der Ejektil-Energiespektren bestimmt werden.
- In den Experimenten musste ein Kompromiss zwischen möglichst wenigen in den Catcher-Folien gestoppten Fusionsprodukten und möglichst vielen gestoppten  $^{180g}\text{Ta}$ -Kernen gefunden werden. Die Targetdickenanalyse nach Experiment I zeigte, dass für hohe Projektilenergien in dünnen Targetbereichen kaum abgebremste  $^{180g}\text{Ta}$ -Recoils für bestimmte Winkelbereiche nicht mehr in den Catcher-Folien gestoppt wurden<sup>12</sup>. Dieser Effekt muss in den Rechnungen berücksichtigt werden.

Um die genannten Effekte zu berücksichtigen, wurde das Programmpaket „COULEX\_AKTIVATION“ geschrieben (siehe Kapitel 4.3.10). Benötigte Eingabeparameter für die COULEX\_AKTIVATION-Rechnungen sind die Reichweiten („Ranges“)

<sup>12</sup>Im Experiment II wurden deshalb dickere Catcher-Folien verwendet.

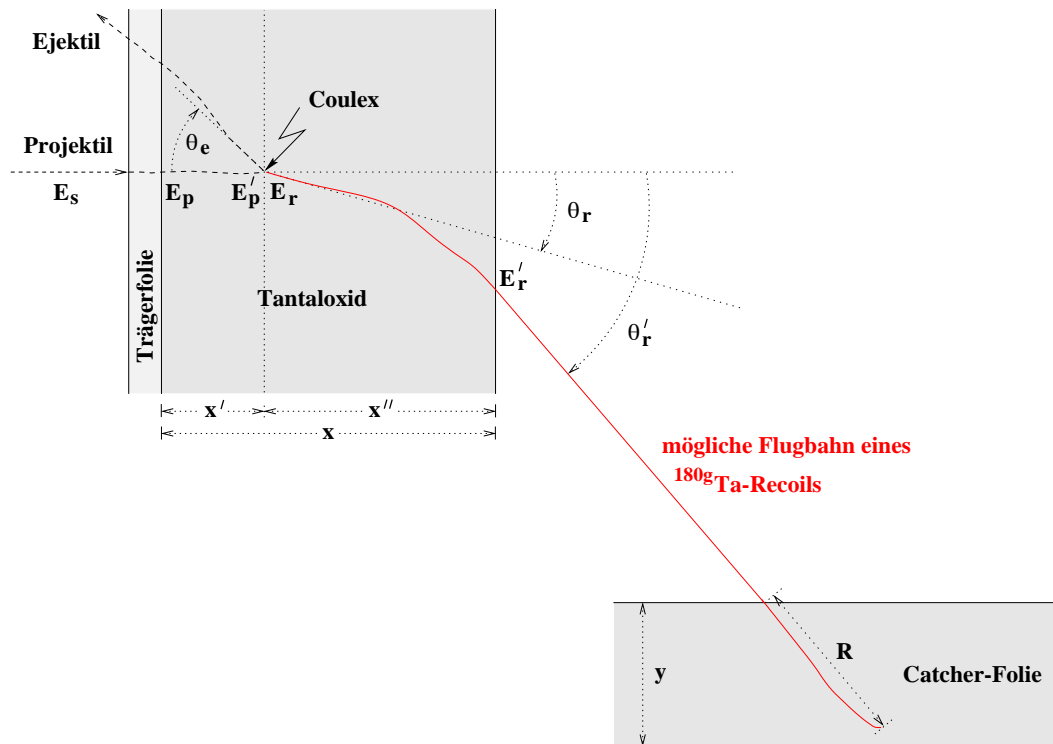


Abbildung 4.11: Schematische, nicht maßstabgerechte Darstellung einer möglichen Flugbahn eines  $^{180g}\text{Ta}$ -Kerns. Ein Projektil trifft mit der Strahlenergie  $E_s$  auf das Target. Nach Passieren der Kohlenstoff-Trägerfolie hat das Projektil beim Eintritt in Tantaloxid die Energie  $E_p$ . Ein  $^{180i}\text{Ta}$ -Kern soll nach Abbremsen des Projektils auf  $E_r$  bei der Eindringtiefe  $x' = x - x''$  durch dieses Coulomb-angeregt werden. Mit der Energie  $E_r$  und unter dem Winkel  $\theta_r$  beginnt der  $^{180g}\text{Ta}$ -Kern seinen Weg durch das Target. Mehrfach Coulomb-gestreuert und auf  $E_r'$  abgebremst, verlässt der  $^{180g}\text{Ta}$ -Kern das Target unter dem Winkel  $\theta_r'$ , bevor er in der Catcher-Folie bei der Reichweite  $R$  gestoppt wird. Die im Bild benutzten Benennungen werden in den Formeln im Text weiterverwendet.

$R$  der Strahlprojekteile und  $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne in Tantaloxid bzw. in Polycarbonat- und Polypropylen-Folien. Außerdem müssen die Änderung der Flugrichtung und Energie sowie die Absorption der  $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne beim Passieren des Targets bekannt sein.

### a) Bestimmung der Eingabeparameter mit TRIM

Die benötigten Eingabeparameter für COULEX\_AKTIVATION liefert das FORTRAN-Program TRIM [62]. Verwendet wurde die TRIM-Version (98.01). Neben den Reichweiten  $R$  bestimmt TRIM auch die longitudinale Reichweitenstreuung („Longitudinal Straggling“)  $\sigma_L$  der als Gauß-förmig angenommenen Reichweitenverteilung in Abhängigkeit der Energie. Die Ergebnisse werden für diskrete Energiewerte von TRIM in einer REICHWEITEN-Datei abgespeichert. Durch Spline-Interpolation kann daraus die energieabhängige Reichweitenfunktion  $R(E)$  konstruiert werden. Die Projektilenergie  $E_p'$  bei  $x'$  eines Projektils, das mit  $E_p$  ins Target eindringt, kann über:

$$E_p'(x') = E(R') \quad \text{mit:} \quad R' = [R(E_p) - x'] \quad (4.11)$$

bestimmt werden, wobei  $E(R)$  die Umkehrfunktion von  $R(E)$  bezeichnet.

Außerdem<sup>13</sup> kann TRIM für eine gegebene Anzahl  $N$  mit der Energie  $E_r$  unter dem Winkel  $\theta_r$  in Tantaloxid der Dicke  $x''$  eingeschossene  $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne die Flugtrajektorien Monte-Carlo simulieren. Falls der Kern nicht im Target gestoppt wurde, speichert TRIM die Austrittsenergie  $E'_r$  sowie den Austrittswinkel  $\theta'_r$  aus dem Target in einer Datei. Aus dem Verhältnis der in der Datei gespeicherten Kerne  $N_{\text{nicht\_gestoppt}}$  zur Anzahl  $N_{\text{gestartet}}$  der eingeschossenen Kerne kann die Transmissions-Wahrscheinlichkeit  $P_{\text{pass}}$  bestimmt werden. Die Analyse der Austrittswinkel  $\theta'_r$  zeigt, dass deren Verteilung hinreichend gut durch eine Gaußverteilung beschrieben wird. Die Energie  $E'_r$  der  $^{180g}\text{Ta}$ -Recoils beim Austritt aus dem Target lässt sich als Funktion des Austrittswinkels darstellen. Die Energieverteilung lässt sich wieder über eine Gaußverteilung annähern und ist in guter Näherung vom Austrittswinkel unabhängig.

Die Flugbahnen einiger tausend  $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne wurden für verschiedene Kombinationen aus  $^{180g}\text{Ta}$ -Energie  $E_r$ , Startwinkel  $\theta_r$  und verbleibender Resttargetdicke  $x'' = x - x'$  (siehe Abbildung 4.11) von TRIM Monte-Carlo-simuliert. Die von TRIM ausgegebenen Daten jeder Simulation wurden analysiert und in einer vom Programmpaket COULEX-AKTIVATION lesbaren ERGEBNIS-Datei gespeichert. Diese Datei enthält den mittleren Austrittswinkel  $\langle \theta'_r \rangle$ , das Sigma der zugehörigen Gaußverteilungen  $\sigma_\theta$ , Parameter zur Beschreibung der Abhängigkeit  $E'_r$  von  $\theta'_r$  und das Sigma der Energieverteilung  $\sigma_E$  für verschiedene „Gitterpunkte“  $E_r$ ,  $x''$  und  $\theta_r$ . Aus den Gitterpunktdateien in der ERGEBNIS-Datei können die für die weiteren Rechnungen benötigten Werte interpoliert werden.

## b) Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für einen  $^{180}\text{Ta}$ -Kern, der nach Coulombanregung in den Grundzustand zerfallen ist, das Target passiert hat und in der Catcher-Folie gestoppt wurde, ist gegeben durch<sup>14</sup> :

$$\frac{d\sigma_C}{d\theta'_r}(\theta'_r, x', x, y) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \left( \frac{d\sigma_C}{d\Omega_e} \right) \left( \frac{d\Omega_e}{d\Omega_r} \right) \cdot P_{\text{pass}} \cdot \frac{dP}{d\theta'_r} \cdot P_{\text{stopp}} \cdot \sin \theta_r \cdot d\theta_r \cdot d\varphi_r \quad (4.12)$$

mit:

- $P_{\text{pass}}$  : Wahrscheinlichkeit, mit der ein  $^{180g}\text{Ta}$ -Kern das Target passiert.
- $\frac{dP}{d\theta'_r}$  : Wahrscheinlichkeits-Verteilung des Austrittswinkels  $\theta'_r$  [rad<sup>-1</sup>]
- $P_{\text{stopp}}$  : Wahrscheinlichkeit, mit der ein  $^{180g}\text{Ta}$ -Kern in der Folie gestoppt wird

mit:

$$P_{\text{pass}}(x', x, \theta_r) = N_{\text{nicht\_gestoppt}}/N_{\text{gestartet}} \quad (4.13)$$

<sup>13</sup>Zur Begriffserklärung siehe Abbildung 4.11.

<sup>14</sup>Da der Integrand in Formel (4.12) unabhängig von  $\varphi_r$  ist, ergibt die Integration über den  $\varphi_r$ -Winkel  $2\pi$ .



$$\frac{dP}{d\theta'_r}(\theta'_r, x', x, \theta_r) = \frac{1}{Norm_\theta} e^{-(\theta'_r - \langle \theta'_r \rangle)^2 / (2\sigma_\theta^2)} \quad (4.14)$$

$\langle \theta'_r \rangle$  und  $\sigma_\theta$  sind von  $x'$ ,  $x$  und  $\theta_r$  abhängig und können aus den in der ERGEBNIS-Datei gespeicherten Daten interpoliert werden.

$$\begin{aligned} P_{stopp}(\theta'_r, x', x, \theta_r, y) = & \\ & \int_{\langle E'_r \rangle - 3\sigma_E}^{\langle E'_r \rangle + 3\sigma_E} \frac{1}{Norm_E} e^{-(E'_r - \langle E'_r \rangle)^2 / (2\sigma_E^2)} \\ & \cdot 0.5 \cdot \left( 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{\frac{y}{\sin \theta'_r} - \langle R \rangle}{\sqrt{2} \cdot \sigma_L} \right) \right) \cdot dE'_r \end{aligned} \quad (4.15)$$

$\langle E'_r \rangle$ ,  $\langle R \rangle$  und  $\sigma_L$  sind von  $\theta'_r$ ,  $x'$ ,  $x$  und  $\theta_r$ ;  $\sigma_E$  von  $x'$ ,  $x$  und  $\theta_r$  abhängig. Alle Werte können wieder aus der ERGEBNIS-Datei interpoliert werden. Die Normierungen  $Norm_E$  und  $Norm_\theta$  ergeben sich durch Integration der Gauß-ähnlichen Verteilungen von  $-3\sigma$  bis  $+3\sigma$  um den Erwartungswert.

### c) Berechnung der „aktiven“ Strahlprojekte

Für die Berechnung des „aktiven“ Strahlstroms wird zuerst der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_R(E'_p(x'))$  für die Registrierung eines Ejektils in einer PIN-Diode in Abhängigkeit der Projektilenergie bestimmt. Dazu wird der differentielle Rutherford-Wirkungsquerschnitt über den PIN-Diodenraumwinkel integriert<sup>15</sup>.

$$\sigma_R(E'_p(x')) = \int_{\Omega_{PIN}} \frac{d\sigma_R}{d\Omega}(\theta_e, E'_p(x')) \cdot d\Omega \quad (4.16)$$

mit:

- $\Omega_{PIN}$  : Von der PIN-Diode abgedeckter Raumwinkel [sr]
- $E'_p(x')$  : Projektilenergie bei der Eindringtiefe  $x'$  ins Target [MeV]
- $\frac{d\sigma_R}{d\Omega}(\theta_e, E'_p(x'))$  : Differentieller Rutherford-Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit des Ejektilwinkels  $\theta_e$  und der Projektilenergie  $E'_p(x')$  [ $\frac{\text{cm}^2}{\text{sr}}$ ]

### – Berücksichtigung der Targetdickenverteilungen

Für die im Catcher-Folien CAA-Experiment verwendeten, wie in Kapitel 2.2 beschrieben, hergestellten Tantaloxidtargets erwartet man wieder komplexe Targetdickenverteilungen. Abbildung 4.12 zeigt ein Ejektil-Energiespektrum des Versuchslaufs L12. Deutlich ist ein „Schwanz“ in der Intensitätsverteilung zu niedrigen Ejektilenergien zu erkennen, ein Indiz für die Targetdicken-Inhomogenität. Wie

<sup>15</sup>Flugrichtungsänderungen der Strahlprojekte bzw. Ejektile im Target werden nicht berücksichtigt.

in Kapitel 2.7.2 beschrieben, kann aus der „Slope“ des Ejektil-Energiespektrums die Targetdicken-Häufigkeitsverteilung  $w(x_i)$  jedes Versuchslaufs bestimmt werden.

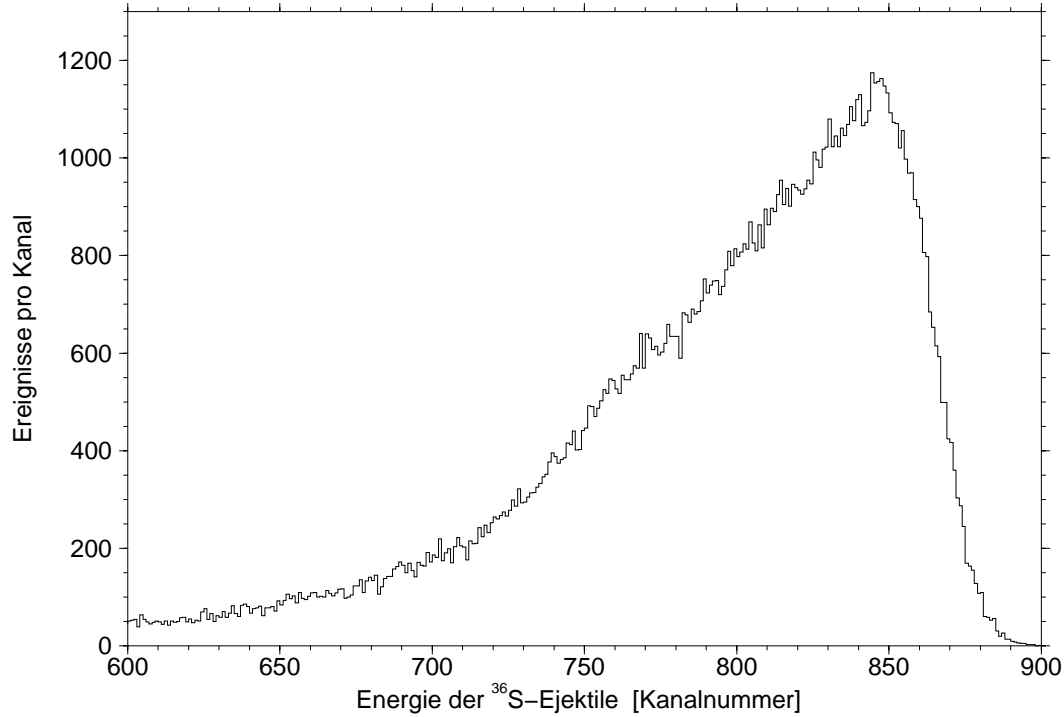


Abbildung 4.12: Ejektil-Energiespektrum der Bestrahlung des Tantaloxidtargets #118 mit 125 MeV  $^{36}\text{S}$  (Run I.12). Deutlich ist der für eine Targetdicken-Häufigkeitsverteilung typische Schwanz in der Intensitätsverteilung zu niedrigen Ejektilenergien zu erkennen. Zur Reduzierung der Totzeit und der abzuspeichernden Datenmenge wurde nur jedes 64ste PIN-Diodenereignis von der Datenaufnahme registriert.

Wurde die Targetdicken-Häufigkeitsverteilung  $w(x_i)$  bestimmt, so kann die Anzahl  $N_{PIN}$  der in den PIN-Dioden registrierten Ejektile mit folgenden Formeln berechnet werden<sup>16</sup>:

$$N_{PIN} = I \cdot t \cdot T a_{mg} \cdot \underbrace{\sum_{i=1}^{max} w(x_i) \int_0^{x_i} \sigma_R(E'_p(x')) \cdot dx' \cdot \Delta x}_{P_R} \quad (4.17)$$

Außerdem gilt:

$$\sum_{i=1}^{max} w(x_i) \cdot \Delta x = 1 \quad (4.18)$$

mit:

<sup>16</sup>Die Targetdicken  $x$  sind in der Einheit  $\text{mg}/\text{cm}^2$  in die folgenden Formeln einzusetzen.

$I$	: Anzahl der aktiven Strahlprojekte pro Zeitintervall [ $s^{-1}$ ]
$t$	: Bestrahlungsdauer [s]
$Ta_{mg}$	: Tantalkerne pro 1 mg Tantaloxid [ $mg^{-1}$ ]
$x_{max}$	: Maximale Targetdicke [ $\frac{mg}{cm^2}$ ]
$\sigma_R$	: Rutherford-Wirkungsquerschnitt nach Formel (4.16) [ $cm^2$ ]
$P_R$	: Wahrscheinlichkeit, ein Strahlprojektil in die PIN-Diode zu streuen.

Aus Formel (4.17) kann die Anzahl  $I \cdot t$  der „aktiven“ Strahlprojekte berechnet werden:

$$I \cdot t = \frac{N_{PIN}}{P_R} \quad (4.19)$$

#### d) Simulation der Anzahl der in den Folien gestoppten $^{180g}Ta$ -Kerne

##### – Coulombanregung

Die Anzahl der in der Folie gestoppten  $^{180g}Ta$ -Kerne, die über Coulombanregung erzeugt wurden, kann mit Hilfe des Wirkungsquerschnitts aus Formel (4.12) bestimmt werden:

$$\begin{aligned}
 \text{theo}N(^{180g}Ta)_C = & \\
 & \underbrace{I \cdot t \cdot H_{180i} \cdot Ta_{mg} \sum_{i=1}^{max} w(x_i) \int_0^{x_i} \int_{\theta'_{rmin}}^{\theta'_{rmax}} \frac{d\sigma_C}{d\theta'_r}(\theta'_r, x', x_i, y) \cdot d\theta'_r \cdot dx' \cdot \Delta x}_{H_{180i} \cdot P_C}
 \end{aligned} \quad (4.20)$$

mit:

$\text{theo}N(^{180g}Ta)_C$	: Anzahl der aus dem Kopplungsmodell berechneten in den Folien gestoppten $^{180g}Ta$ -Kerne.
$I \cdot t$	: Anzahl der aktiven Strahlprojekte
$H_{180i}$	: Isotopenhäufigkeit von $^{180i}Ta$
$\theta'_{rmin}$ u. $\theta'_{rmax}$	: Minimaler bzw. maximaler Recoilwinkel der Catcher-Folie [rad]
$x_i$	: i-te Targetdicke von $w(x_i)$ [ $\frac{mg}{cm^2}$ ]
$H_{180i} \cdot P_C$	: Wahrscheinlichkeit, dass ein Projektil durch Coulombanregung einen in den Catcher-Folien gestoppten $^{180g}Ta$ -Kern verursacht.

##### – $^{181}Ta(^{36}S, ^{37}S)^{180g}Ta$ Ein-Neutron-Transferreaktion

Um den reinen Coulombanregungsanteil zu bekommen, müssen die über die Ein-Neutron-Transferreaktion am  $^{181}Ta$  entstandenen  $^{180g}Ta$ -Kerne für die  $^{36}S$ -Strahlenergien 115 MeV und 125 MeV von den experimentellen Datenpunkten abgezogen werden. Die Anzahl der durch die Transferreaktion entstandenen  $^{180g}Ta$ -Kerne im

Recoil-Winkelbereich  $\Delta\theta_r$  soll vereinfacht nur durch Annahmen über die Energieabhängigkeit des Transfer-Wirkungsquerschnittes abgeschätzt werden. Dann gilt:

$${}_{theo}N({}^{180g}\text{Ta})_T \sim \frac{N_{PIN}}{P_R} \cdot H_{181} \cdot T_{amg} \cdot \langle P \rangle \cdot \sum_{i=1}^{max} w(x_i) \int_0^{x_i} \sigma_T(E'_p(x')) \cdot dx' \cdot \Delta x \quad (4.21)$$

mit<sup>17</sup>:

${}_{theo}N({}^{180g}\text{Ta})_T$	:	Anzahl der in den Folien gestoppten ${}^{180g}\text{Ta}$ -Kerne aus der Transferreaktion.
$H_{181}$	:	Isotopenhäufigkeit von ${}^{181}\text{Ta}$
$\langle P \rangle$	:	Mittlere Wahrscheinlichkeit für den Recoil-Winkelbereich $\Delta\theta_r$ , dass ${}^{180g}\text{Ta}$ -Kerne das Target passieren und in der Catcher-Folie gestoppt werden.
$\sigma_T(E'_p(x'))$	:	In Abbildung 4.8 zu sehende Energieabhängigkeit des Transfer-Wirkungsquerschnittes.

Wie aus Tabelle 4.1 bzw. 4.3 ersichtlich, wurde mit der Tantalfolie (Versuchslauf II.8) die Anzahl der über die Transferreaktion erzeugten  ${}^{180g}\text{Ta}$ -Kerne für drei Recoil-Winkelbereiche gemessen. Zur Abschätzung der erwarteten  ${}^{180g}\text{Ta}$ -Kerne in anderen Winkelbereichen wurde zwischen den Messpunkten der Tantalfolie unter Berücksichtigung der Änderung des Raumwinkels interpoliert.

Für den Versuchslauf X\_y kann dann mit Hilfe von Formel (4.21) für jeden Recoil-Winkelbereich  $\Delta\theta_r$  die Anzahl der über die Transferreaktion produzierten  ${}^{180g}\text{Ta}$ -Kerne relativ zur Tantalfolie (TF) abgeschätzt werden:

$$N({}^{180g}\text{Ta}, X-y)_T \approx \frac{{}_{theo}N({}^{180g}\text{Ta}, X-y)_T}{{}_{theo}N({}^{180g}\text{Ta}, TF)_T} \cdot {}_{exp}N({}^{180g}\text{Ta}, TF)_T \quad (4.22)$$

Um den reinen Coulombanregungsanteil der 115 MeV und 125 MeV Datenpunkte zu bestimmen, werden von den nach Formel (4.1) berechneten  ${}^{180g}\text{Ta}$ -Kernen die nach Formel (4.22) abgeschätzten  ${}^{180g}\text{Ta}$ -Kerne aus der Transferreaktion abgezogen. Die Größe der Korrektur ist für die angereicherten Targets je nach Winkelbereich bis zu 5% für 115 MeV und etwa 10% für 125 MeV. Für 125 MeV wird die Hälfte der abgezogenen  ${}^{180g}\text{Ta}$ -Kerne aus der Transferreaktion in den Fehler des korrigierten Datenpunktes mit aufgenommen.

### e) Vergleich der ${}^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeiten

In Abbildung 4.5 und 4.9 war der experimentelle PIN-Dioden-Yield dargestellt. Der theoretische PIN-Dioden-Yield kann durch Division von Formel (4.20) durch Formel (4.17) berechnet werden:

$$\frac{{}_{theo}N({}^{180g}\text{Ta})_C}{N_{PIN}} = H_{180i} \cdot \frac{P_C}{P_R} \quad (4.23)$$

<sup>17</sup>Für den aktiven Strahlstrom wurde der Ausdruck nach Formel (4.19) eingesetzt.

In Tabelle 4.4 auf Seite 94 waren die Verhältnisse zwischen den PIN-Dioden-Yields von angereicherten und natürlichen Tantaloxidtargets angegeben. Aus Formel (4.23) ist ersichtlich, dass diese Verhältnisse nur dann mit den Isotopenhäufigkeits-Verhältnissen übereinstimmen sollten, wenn die Quotienten  $\frac{P_C}{P_R}$  gleich sind. Dies ist nur für identische Targetdickenverteilungen der Fall. Außerdem wurden in Tabelle 4.4 von den 115 MeV und 125 MeV Datenpunkten die Transferanteile nicht subtrahiert, was verfälschte gemessene Verhältnisse erwarten lässt.

Unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Targetdickenverteilungen und der Transferanteile wurden die PIN-Dioden-Yield-Verhältnisse neu bestimmt. Diese sollten nun den Isotopenhäufigkeits-Verhältnissen entsprechen. Die Ergebnisse sind für einige Targetkombinationen in Tabelle 4.7 zusammengefasst.

verglichene Exp_Runs	$^{180i}\text{Ta}$ -Isotopen- häufigkeits-Verhältnis	Target- kombination	Projektil	Energie $E_s$ [MeV]
I.5/I.6	$7.1 \pm 2.5$	#112/#116	$^{36}\text{S}$	75
I.7/I.8	$12.9 \pm 2.9$	#112/#116	$^{36}\text{S}$	105
I.11/I.10	$14.0 \pm 1.5$	#118/#116	$^{36}\text{S}$	115
I.12/I.13	$6.3 \pm 1.5$	#118/#115	$^{36}\text{S}$	125

Tabelle 4.7:  $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeits-Verhältnis für verschiedene Targetkombinationen.

Die durch Photoaktivierung in Dubna bestimmten Isotopenhäufigkeiten waren in Tabelle 4.5 auf Seite 95 zusammengefasst. Tabelle 4.5 entnimmt man  $(4.0 \pm 0.3)\%$  bzw.  $(0.64 \pm 0.09)\%$   $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeit für Target #118 bzw. #115. Daraus folgt ein  $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeits-Verhältnis zwischen Target #118 und #115 von  $6.3 \pm 1.0$ . Dieser Wert stimmt mit dem Wert aus Tabelle 4.7 überein.

#### f) Abschätzung der $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeit von Target #112

Bei den niedrigen Strahlenergien (65 MeV bis 105 MeV) wurde das angereicherte Tantaloxidtarget #112 benutzt. Die  $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeit dieses Targets ist unbekannt, wird aber für niedrige Strahlenergien in Formel (4.20) zur Berechnung der über Coulombanregung erzeugten  $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne benötigt.

Mittelung der Daten aus Tabelle 4.7 für die Targetkombination #112/#116 ergibt ein  $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeits-Verhältnis von  $10 \pm 3$ . Damit berechnet man ein  $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeits-Verhältnis zwischen Target #118 und #112 von  $1.4 \pm 0.4$ . Mit der in Tabelle 4.5 auf Seite 95 angegebenen  $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeit  $(4.0 \pm 0.3)\%$  für Target #118 folgt:

<b><math>^{180i}\text{Ta}</math>-Isotopenhäufigkeit Target #112: <math>(2.9 \pm 0.9)\%</math></b>
---

Target #112 zeigt eine vergleichbare  $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeit wie die in Dubna analysierten Targets #108, #118 und #123.

### 4.3.10. Das Shellskript COULEX\_AKTIVATION

COULEX\_AKTIVATION ist ein Shellskript, das alle Versuchsläufe mit angereicher-ten Tantaloxidtargets (siehe Tabelle 4.1) durch Aufruf von Unterprogrammen ab-arbeitet, die einem Kopplungsmodell entsprechende Anregungskurve erzeugt und diese mit den experimentellen Daten vergleicht. Für jeden Versuchslauf wiederholt COULEX\_AKTIVATION folgende Aktionen:

1. Mit GOSIA werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte nach Formel (4.10) für das vorgegebene Kopplungsmodell für verschiedene Kombinationen aus Projektilenergie  $E'_p$  ( $E'_p \leq E_p$ ) und Ejektilwinkel  $\theta_e$  berechnet und in einer Datei namens SIGMA gespeichert.
2. Danach ermittelt das C-Programm EXPERIMENTELL aus den gemessenen  $^{180}\text{Hf}$   $K_\alpha$ -Röntgenquanten, dem zeitlichen Verlauf der Ejektilzählraten und den Messzeiten des bearbeiteten Versuchslaufs über Formel (4.1), (7.7) und (7.10) (im Anhang 7.4 und 7.5) die Gesamtanzahl der in den Catcher-Folien gestoppten  $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne. Für Versuchsläufe, in denen die Catcher-Folien zerschnitten wurden, wird neben der Gesamtanzahl  $^{exp}\text{N}(^{180g}\text{Ta})$  auch die Anzahl in jedem einzelnen Catcher-Folienstreifen  $^{exp}\text{N}(^{180g}\text{Ta}, \Delta\theta_r)$  berechnet.  $\Delta\theta_r$  ist dabei der dem Catcher-Folienstreifen entsprechende Recoil-Winkelbereich.
3. Dann wird das C-Programm THEORIE aufgerufen, dem die Anzahl der in einer PIN-Diode registrierten Ejektile, die Targetdicken-Häufigkeitsverteilung und die Ergebnisse von EXPERIMENTELL für den bearbeiteten Versuchslauf bekannt sein müssen. Mit Formel (4.19) wird die Anzahl der aktiven Strahlprojekte bestimmt und in Formel (4.20) zur Simulation der Anzahl  $^{theo}\text{N}(^{180g}\text{Ta})$  der laut Kopplungsmodell in den Folien gestoppten  $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne eingesetzt<sup>18</sup>. Die Integrale in Formel (4.20) werden durch Summen angenähert und die benötigten diskreten Werte aus den Werten in den Dateien SIGMA, REICHWEITEN und ERGEBNIS interpoliert (siehe Kapitel 4.3.9). Die Recoil-Winkelbereiche waren nicht für alle Versuchsläufe gleich (siehe Tabelle 4.1). Deshalb berechnet das Programm SIMULATION für die Projektilenergie  $E_p$  des gerade bearbeiteten Versuchslaufs im Recoil-Winkelbereich  $12^\circ$  bis  $73^\circ$  den „winkelstandardisierten“ Wirkungsquerschnitt:

$$^{theo}\sigma_C(E_p, 12^\circ..73^\circ) \quad (4.24)$$

Damit kann ein „winkelstandardisierter“ experimenteller Wirkungsquerschnitt:

$$^{exp}\sigma_C(E_p, 12^\circ..73^\circ) \equiv ^{theo}\sigma_C(E_p, 12^\circ..73^\circ) \cdot ^{exp}\text{N}(^{180g}\text{Ta}) / ^{theo}\text{N}(^{180g}\text{Ta}) \quad (4.25)$$

definiert werden.

Für die Versuchsläufe, in denen die Folien zerschnitten oder die Parallel- und Senkrecht-Folien einzeln analysiert wurden, werden für jeden Folienstreifen der

<sup>18</sup>Bei der Simulation wird davon ausgegangen, dass ein Strahlprojektil bei  $x'$  die Energie  $E'_p$  nach Formel (4.11) besitzt und seine Flugrichtung im Target nicht geändert hat.

aus dem Kopplungsmodell folgende theoretische Wirkungsquerschnitt:

$${}^{theo}\sigma_C(\Delta\theta_r) \quad (4.26)$$

sowie der experimentelle Wirkungsquerschnitt:

$${}^{exp}\sigma_C(\Delta\theta_r) \equiv {}^{theo}\sigma_C(\Delta\theta_r) \cdot {}^{exp}N(^{180g}\text{Ta}, \Delta\theta_r) / {}^{theo}N(^{180g}\text{Ta}, \Delta\theta_r) \quad (4.27)$$

berechnet.

Nach Abarbeiten aller Datenpunkte aller Versuchsläufe durch COULEX\_AKTIVATION können die aus dem vorgegebenen Kopplungsmodell folgenden theoretischen Wirkungsquerschnitte mit den experimentellen verglichen werden. Im Idealfall sollte:

$${}^{theo}\sigma_C(E_p, 12^\circ..73^\circ) = {}^{exp}\sigma_C(E_p, 12^\circ..73^\circ) \quad (\text{Anregungskurve}) \quad (4.28)$$

und

$${}^{theo}\sigma_C(\Delta\theta_r) = {}^{exp}\sigma_C(\Delta\theta_r) \quad (\text{Winkelverteilungen}) \quad (4.29)$$

für **alle** Datenpunkte **aller** Versuchsläufe gelten, folglich für jede Projektilenergie  $E_p$  von  $^{36}\text{S}$  und  $^{64}\text{Ni}$ .

Das Auftragen von  ${}^{theo}\sigma_C(E_p, 12^\circ..73^\circ)$  bzw.  ${}^{exp}\sigma_C(E_p, 12^\circ..73^\circ)$  in Abhängigkeit der Projektilenergie  $E_p$  in einem Diagramm ergibt die Anregungskurve für den Wirkungsquerschnitt.

Im Folgenden sollen mehrere Kopplungsmodelle vorgegeben und ihre „Verträglichkeit“ mit den experimentellen Daten getestet werden. Dazu sollen  $\chi^2$ -Kriterien ähnlich Definition (2.15) auf Seite 43 herangezogen werden.

## 4.3.11. Quantitative Analyse von E2-Kopplungsmodellen

a)  $\gamma$ -Vibration

Abbildung 4.13 zeigt das zur quantitativen Analyse verwendete  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodell.

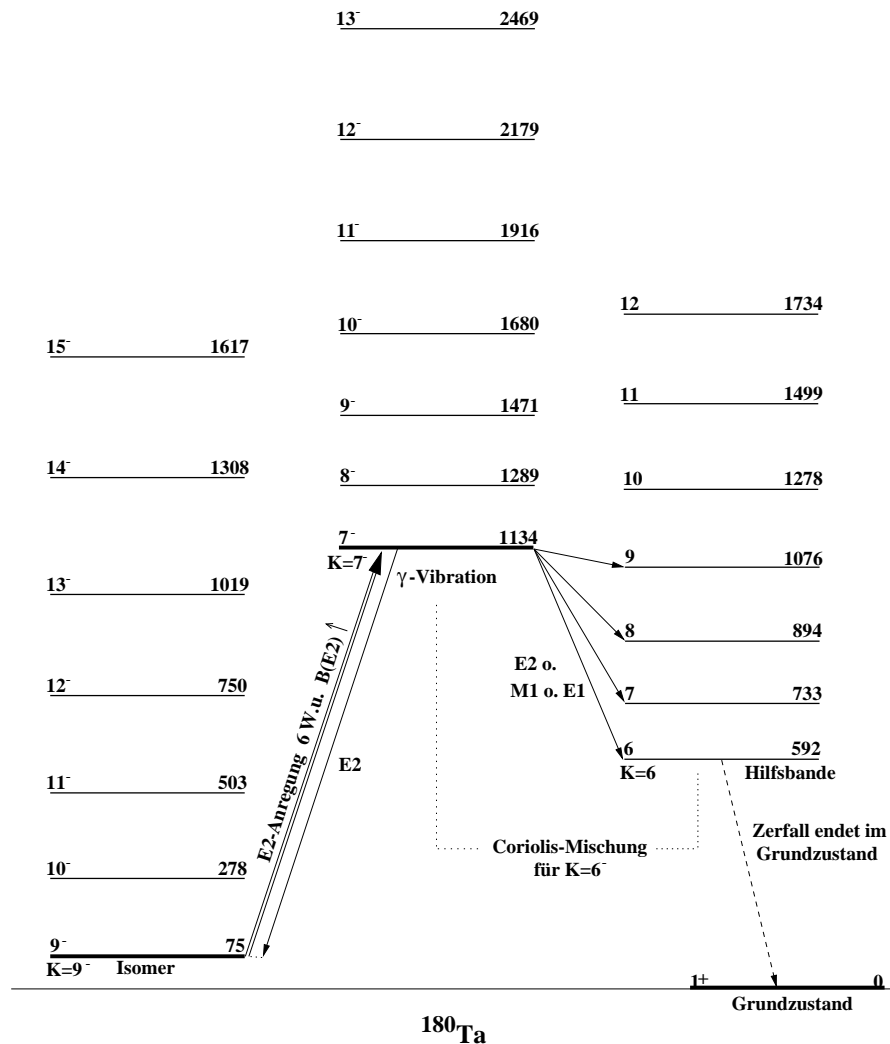


Abbildung 4.13: Gezeigt sind die das  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodell definierenden Zustände und ihre Energien. Es werden drei verschiedene Zerfallsarten der  $\gamma$ -Vibrationsbande in die Hilfsbande untersucht: reine E2- oder M1- oder E1-Zerfälle. Die M1- oder E2-Zerfälle könnten dabei Coriolis-beschleunigt sein. Die möglichen E2-Zerfälle des niedrigsten Zwischenzustandes bei  $E_z = 1134$  keV sind durch Pfeile gekennzeichnet.

Die Anregungsenergie des niedrigsten Zwischenzustandes in diesem Kopplungsmodell, des  $K^\pi = 7^-$   $\gamma$ -Vibrationsbandenkopfes, beträgt  $(1134 - 75)$  keV = 1059 keV. Bei dieser Energie wird die zweitstärkste  $\gamma$ -Linie im HDS-Spektrum (Abbildung 2.12 auf Seite 30) beobachtet. Die Zustandsenergien oberhalb  $I^\pi = 8^-$  der  $\gamma$ -Vibrationsbande sind unter der Annahme eines konstanten Trägheitsmoments aus dem  $(8^-, 7^-) \rightarrow (7^-, 7^-)$  Übergang abgeschätzt. Um ein Gefühl für die zu erwartenden Zerfallsbreiten  $\Gamma_g$  Richtung Grundzustand zu bekommen, wurde eine hy-



pothetische  $K = 6$  Hilfsbande eingeführt, deren Bandenkopf ausschließlich Richtung Grundzustand zerfallen soll. Es werden drei verschiedene Zerfallsarten der  $\gamma$ -Vibrationsbande in die Hilfsbande untersucht: reine E2- oder M1- oder E1-Zerfälle. Die Parität der Hilfsbande wird der Zerfallsart entsprechend angepasst. Die M1- und E2-Zerfälle könnten Coriolis-beschleunigt sein (siehe Abbildung 4.13). Im Fall der E2-Zerfälle kann der Hilfsbandenkopf über eine „Doppel-E2-Anregung“ aus dem Isomer Coulomb-angeregt werden. Die Coulombanregung der Hilfsbande im Fall der M1- oder E1-Zerfälle wird vernachlässigbar sein. Folglich erwartet man für die E2-Zerfälle eine andere Ejektil-Winkelverteilung als für die M1- oder E1-Zerfälle. Die Zustandsenergien der Hilfsbande entsprechen den von Dracoulis et al. angegebenen Energien einer wahrscheinlich  $K^\pi = 5^+$  Bande, von der man weiß, dass ihr isomerer Bandenkopf ( $t_{1/2} \approx 15$  ns) in das Grundzustandsband von  $^{180}\text{Ta}$  zerfällt [18, 19, 44].

Mit GOSIA wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte (4.10) für den Zerfall ( $\gamma$ -Zerfall + innere Konversion) des Hilfsbandenkopfes nach Coulombanregung von  $^{180}\text{Ta}$  für jede der drei Zerfallsarten der  $\gamma$ -Vibrationsbande in die Hilfsbande bestimmt<sup>19</sup>. Alle in Abbildung 4.13 gezeigten Zustände wurden in den GOSIA-Rechnungen berücksichtigt. Folglich wirken alle Zustände der  $\gamma$ -Vibrationsbande als Zwischenzustände. Als Näherung wurde das gleiche  $Q_o$  und  $(g_K - g_R)$  für die  $\gamma$ -Vibrations- und Hilfsbande wie im  $K^\pi = 9^-$  Isomerband angenommen<sup>20</sup>. Die  $B(\Pi\lambda)$ -Werte der Zwischenband-Übergänge wurden über die Alaga-Regel an die  $B(\Pi\lambda)$ -Werte der Bandenkopf-Übergänge gekoppelt. Für die E2-Anregung der  $\gamma$ -Vibrationsbande aus der  $K^\pi = 9^-$  Isomerbande wurde mit 6 W.u. ein etwas größeres  $B(E2)\uparrow$  zwischen Isomer- und  $\gamma$ -Vibrationsbandenkopf als im  $^{180}\text{Ta}$ -CAG-Experiment gemessen (siehe Ergebnis (2.39) auf Seite 60) benutzt, um die dort vernachlässigte Entvölkerung Richtung Grundzustand zu kompensieren. Für jede der drei Zerfallsarten der  $\gamma$ -Vibrationsbande in die Hilfsbande wurde der  $B(\Pi\lambda)\downarrow$ -Wert des Bandenkopf-Übergangs solange variiert (und über die Alaga-Regel<sup>21</sup> damit auch alle höher liegenden Zwischenband- $B(\Pi\lambda)\downarrow$ -Werte), bis die bestmögliche Übereinstimmung zwischen den experimentellen und den berechneten Datenpunkten nach Formel (4.28) erzielt wurde.

## b) K-verbotene E2-Anregung

Abbildung 4.14 zeigt das zur quantitativen Analyse verwendete K-verbotene Kopplungsmodell.

In diesem Kopplungsmodell beträgt die Anregungsenergie in den niedrigsten Zwischenzustand, den  $I^\pi = 7^-$  ersten Rotationszustand der  $K^\pi = 6^-$  Bande,  $(1085 - 75)$  keV = 1010 keV. Dies entspricht der niedrigsten Anregungsenergie, bei der der Grundzustandszerfall von  $^{180}\text{Ta}$  im Stuttgarter PAA-Experiment beobachtet werden konnte. Die Energien der anderen Zustände der  $K^\pi = 6^-$  Bande wurden unter Annahme eines konstanten Trägheitsmoments abgeschätzt. Das Trägheitsmoment wurde aus den Übergangsenergien von bekannten  $(7^-, 6^-) \rightarrow (6^-, 6^-)$  Zerfällen im  $^{180}\text{Ta}$  gemittelt. Die  $K^\pi = 6^-$  Bande populiert eine  $K = 5$  Hilfsbande, deren Banden-

<sup>19</sup>Es wird also davon ausgegangen, dass kein Bruchteil der Zerfallsintensität des Hilfsbandenkopfes wieder im  $K^\pi = 9^-$  Isomer endet.

<sup>20</sup>Die Annahme des gleichen  $(g_K - g_R)$  für die  $\gamma$ -Vibrations- und Hilfsbande wie im  $K^\pi = 9^-$  Isomerband ist eine grobe Näherung, die aber zulässig ist, da die Ergebnisse unempfindlich auf die  $(g_K - g_R)$ -Werte sind.

<sup>21</sup>Wie aus Formel (3.22) auf Seite 78 ersichtlich, muss die Alaga-Regel für Coriolis-beschleunigte M1-Zerfälle nicht mehr gelten. Dies wurde in den Rechnungen nicht berücksichtigt.

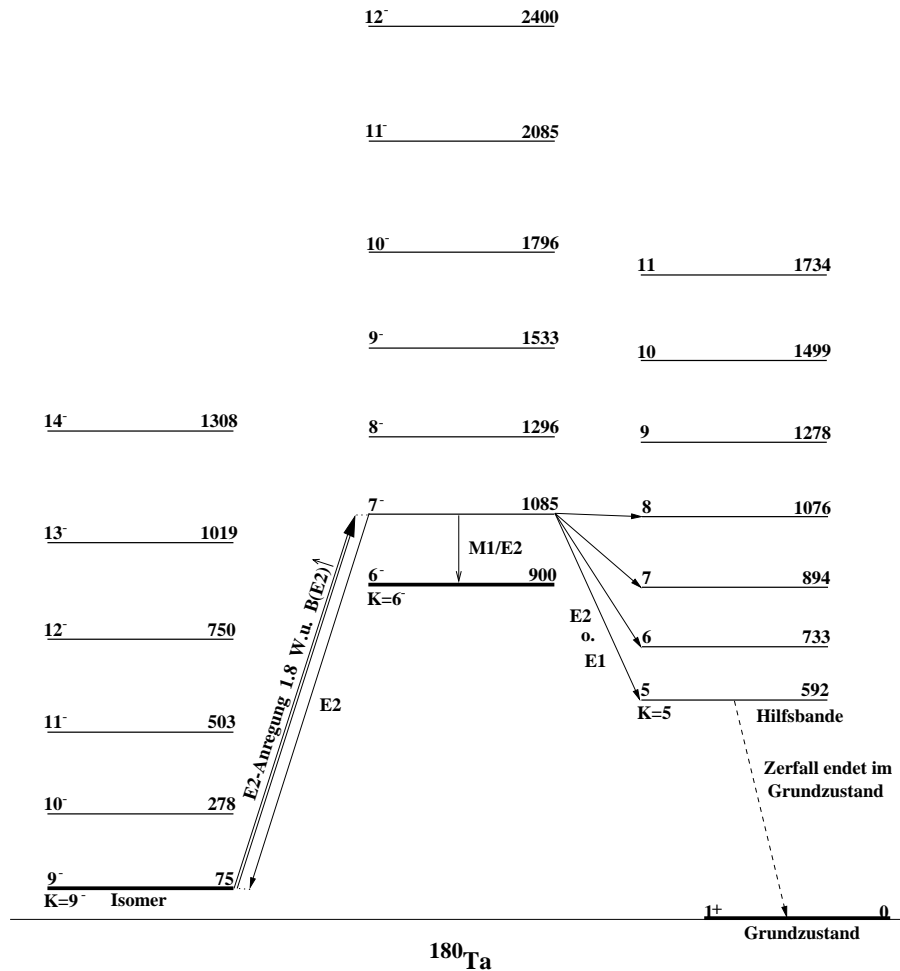


Abbildung 4.14: Gezeigt sind die das K-verbotene Kopplungsmodell definierenden Zustände und ihre Energien. Es werden zwei verschiedene Zerfallsarten der  $K^\pi = 6^-$  Bande in die  $K = 5$  Hilfsbande untersucht: reine  $E2$ - oder  $E1$ -Zerfälle. Die möglichen  $E2$ -Zerfälle des niedrigsten Zwischenzustandes bei  $E_z = 1085$  keV sind durch Pfeile gekennzeichnet.

kopf ausschließlich Richtung Grundzustand zerfallen soll. Es werden zwei verschiedene Zerfallsarten der  $K^\pi = 6^-$  Bande in die Hilfsbande untersucht: reine  $E2$ - oder  $E1$ -Zerfälle. Die Parität der Hilfsbande wird der Zerfallsart entsprechend angepasst. Die Zustandsenergien der Hilfsbande entsprechen wieder den von Dracoulis et al. angegebenen Energien einer wahrscheinlich  $K^\pi = 5^+$  Isomerbande, von der man weiß (siehe oben), dass ihr Bandenkopf in das Grundzustandsband zerfällt.

Mit GOSIA wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte (4.10) für den Zerfall ( $\gamma$ -Zerfall + innere Konversion) des Hilfsbandenkopfes nach Coulombanregung von  $^{180i}\text{Ta}$  für das K-verbotene Kopplungsmodell berechnet. Alle in Abbildung 4.14 gezeigten Zustände wurden in den GOSIA-Rechnungen berücksichtigt. Als Näherung wurde das gleiche  $Q_o$  für die  $K^\pi = 6^-$  Bande und  $K = 5$  Hilfsbande wie im  $K^\pi = 9^-$  Isomerband angenommen. Für die  $K = 5$  Hilfsbande wurde außerdem das gleiche  $(g_K - g_R)$  wie im  $K^\pi = 9^-$  Isomerband benutzt. Die Bestimmung der  $B(E2)\uparrow$ -Werte für die K-verbotenen Zwischenband-Übergänge erfolgte über die

allgemeine<sup>22</sup> Mikhailov-Formel. Dabei wurde der erste Mikhailov-Parameter  $M_1$  für alle K-verbotenen Zwischenband-Übergänge als konstant angenommen und der zweite Mikhailov-Parameter  $M_2$  Null gesetzt.  $M_1$  wurde so gewählt, dass das  $B(E2, 9^- \rightarrow 7^-) \uparrow$  den für einen einfach-K-verbotenen Übergang sehr großen Wert 1.8 W.u. annimmt (siehe unten: „Annahmen über den  $B(E2) \uparrow$ -Wert“). Die  $B(\Pi\lambda) \downarrow$ -Werte der Übergänge zwischen der  $K^\pi = 6^-$  Bande und  $K = 5$  Hilfsbande wurden über die Alaga-Regel an den  $B(\Pi\lambda) \downarrow$ -Wert des Bandenkopf-Übergangs gekoppelt. Im Fall der E2-Zerfälle wurde ein  $B(E2, 6^- \rightarrow 5^-) \downarrow$ -Wert von 1 W.u. angenommen. Im Fall der E1-Zerfälle wurde der  $B(E1, 6^- \rightarrow 5^+) \downarrow$ -Wert  $1 \cdot 10^{-5}$  W.u. gesetzt. Damit ist die Zerfallsbreite  $\Gamma_g$  praktisch ausschließlich durch das unbekanntes, die M1-Inband-Zerfallsbreiten beeinflussende  $(g_K - g_R)$  der  $K^\pi = 6^-$  Bande bestimmt (siehe auch die Diskussion auf Seite 79).  $(g_K - g_R)$  kann nun variiert werden, bis bestmögliche Übereinstimmung zwischen den experimentellen und den berechneten Datenpunkten nach Formel (4.28) erzielt wird.

### – Annahmen über den $B(E2) \uparrow$ -Wert

Tabelle 2.12 auf Seite 59 entnimmt man, dass die experimentell beobachtete Intensität der  $\gamma$ -Linie bei 1010.7 keV etwa um einen Faktor 2 größer ist als die theoretisch für  $M_2 = 0$  von GOSIA vorhergesagte Intensität. Vorerst soll davon ausgegangen werden, dass es sich bei der Linie bei 1010.7 keV um eine Doppellinie aus dem  $(8^-, 7^-) \rightarrow (10^-, 9^-)$  Zerfall (siehe zweiten Diskussionspunkt auf Seite 60) und dem Zerfall des im Stuttgarter PAA-Experiment beobachteten niedrigsten Zwischenzustandes handelt. GOSIA-Rechnungen zeigen, dass ein  $B(E2, 9^- \rightarrow 7^-) \uparrow$  von ca.  $1.5/(1 - V_g)$  W.u. erforderlich ist, um die Hälfte der Intensität der beobachteten Linie als Rückzerfall des im Stuttgarter PAA-Experiment gefundenen Zwischenzustandes in das Isomer zu deuten. Das  $B(E2) \uparrow$  des PAA-Experimentes erhält man aus dem effektiven  $B(E2) \uparrow$  (siehe Tabelle 3.4 auf Seite 74) durch Division durch das Verzweigungsverhältnis  $V_g$ . Es müsste deshalb gelten (siehe auch Formel (3.8) auf Seite 68):

$$0.29/V_g \text{ W.u.} = 1.5/(1 - V_g) \text{ W.u.} \quad (4.30)$$

Auflösen nach  $V_g$  ergibt:

$$V_g \approx 0.16 \quad (4.31)$$

$$\Rightarrow B(E2, 9^- \rightarrow 7^-) \uparrow \approx 1.8 \text{ W.u.} \quad (4.32)$$

Dieses  $B(E2) \uparrow$  wird für das K-verbotene Kopplungsmodell benutzt. Es sei angemerkt, dass für  $^{176}\text{Lu}$  ein  $B(E2, 7^- \rightarrow 5^-) \uparrow$  von 0.7 W.u. abgeschätzt wurde (siehe Ergebnis (4.9) auf Seite 100).

Das K-verbotene Kopplungsmodell wird testen, ob die im Münchener „Catcher-Folien“ CAA-Experiment gewonnenen Daten mit der E2-Anregung des im Stuttgarter PAA-Experiment beobachteten niedrigsten Zwischenzustands bei  $E_z = (1010 + 75)$  keV verträglich sind.

<sup>22</sup>Im Unterschied zur vereinfachten Mikhailov-Formel (2.19) auf Seite 45, die nur **erlaubte** ( $|K_i - K_f| \leq \lambda$ ) Übergänge beschreibt, ist in der allgemeinen Mikhailov-Formel, die auch für n-fach **verbotene** ( $n = |K_i - K_f| - \lambda$ ) Übergänge gilt, noch ein spinabhängiger Vorfaktor zu berücksichtigen (siehe [25, 26]).

## c) E2-Anregungskurven

Abbildung 4.15 vergleicht die für den Recoil-Winkelbereich  $12^\circ$  bis  $73^\circ$  aus den  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodellen und dem K-verbotenen Kopplungsmodell berechneten Wirkungsquerschnitte  $^{theo}\sigma_C(E_p)$  (siehe (4.24)) mit den experimentellen nach Formel (4.25) bestimmten Wirkungsquerschnitten  $^{exp}\sigma_C(E_p)$ . Der Übersichtlichkeit halber sind die berechneten Wirkungsquerschnitte zu „Anregungskurven“ verbunden.

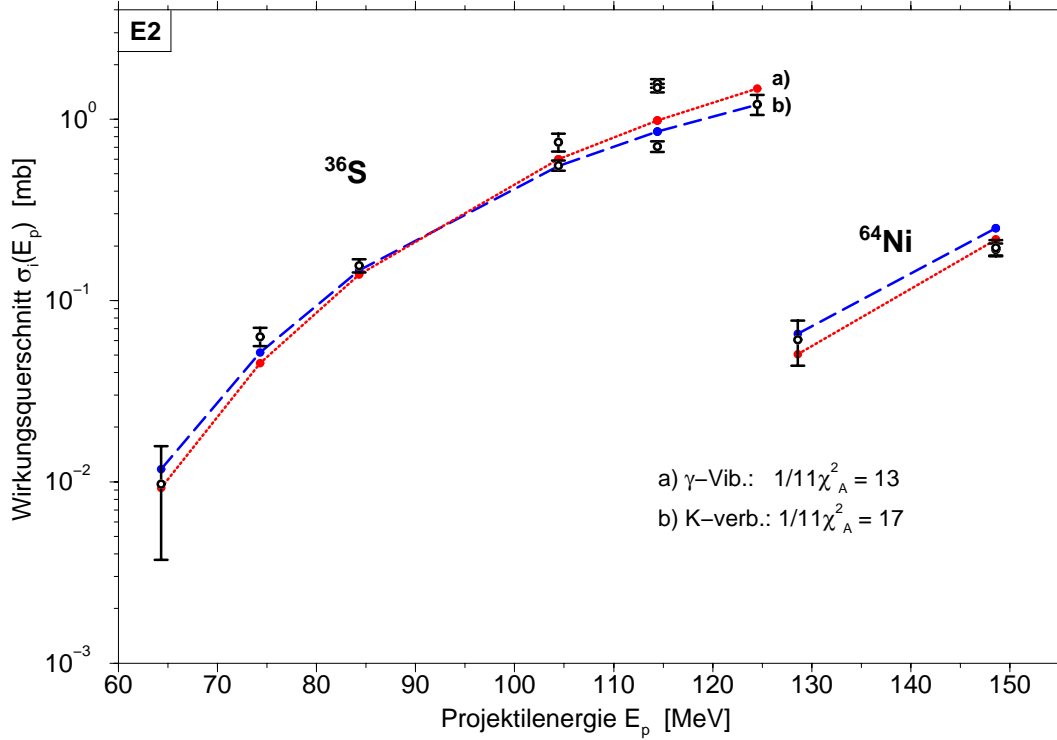


Abbildung 4.15: E2-Anregungskurven: Vergleich der experimentellen Wirkungsquerschnitte (Recoil-Winkelbereich  $12^\circ$  bis  $73^\circ$ ) mit a) den aus dem  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodell und b) aus dem K-verbotenen Kopplungsmodell folgenden Wirkungsquerschnitten. Der Übersichtlichkeit halber sind die theoretischen Wirkungsquerschnitte zu Anregungskurven verbunden. Die Anregungskurven sind praktisch unabhängig von der betrachteten Zerfallsart der Zwischenzustandsbande in die Hilfsbande.

Zur Beurteilung, wie gut das gewählte Kopplungsmodell die experimentellen Daten beschreibt, kann ein unnormiertes  $\chi^2$  definiert werden:

$$\chi_A^2 \equiv \sum_{i=1}^{12} \left[ \exp\sigma_i(E_p) - \text{theo}\sigma_i(E_p) \right]^2 / [\Delta \exp\sigma_i(E_p)]^2 \quad (4.33)$$

Summiert wird über die 12 Datenpunkte der Anregungskurve. Durch Division von  $\chi_A^2$  durch die Anzahl der Datenpunkte abzüglich des Variationsparameters: „B( $\Pi\lambda$ ) $\downarrow$ -Wert“ wird das normierte  $\frac{1}{11}\chi_A^2$  bestimmt.

In Tabelle 4.8 sind die  $\frac{1}{11}\chi_A^2$ -Werte sowie die durch Variation gefundenen B( $\Pi\lambda$ ) $\downarrow$ -

Werte für die verschiedenen Zerfallsarten der  $K^\pi = 6^-$  Bande (K-verbotenes Kopplungsmodell) bzw. der  $K^\pi = 7^-$   $\gamma$ -Vibrationsbande ( $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodell) in die Hilfsbande aufgelistet. Die im K-verbotenen Kopplungsmodell für den  $(7^-, 6^-) \rightarrow (6^-, 6^-)$  Übergang gefundenen  $B(M1)\downarrow$ -Werte sind für beide Zerfallsarten (E2 oder E1) gleich und entsprechen einem  $(g_K - g_R)$  von 0.23. Die  $B(\Pi\lambda)\downarrow$ -Werte für den Zerfall des  $\gamma$ -Vibrationsbandenkopfs in den Hilfsbandenkopf sind für alle drei Zerfallsarten (E2, M1 oder E1) erstaunlich hoch.

	K-verboten		$\gamma$ -Vibration		
	E2	E1	E2	M1	E1
$\frac{1}{\Pi}\chi_A^2$	17	17	13	13	13
$B(\Pi\lambda)\downarrow$ [W.u.]	$3.2 \cdot 10^{-2}$	$3.2 \cdot 10^{-2}$	7.8	$6.9 \cdot 10^{-3}$	$6.9 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 4.8:  $\frac{1}{\Pi}\chi_A^2$  und  $B(\Pi\lambda)\downarrow$ -Werte für das K-verbotene bzw.  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodell in Abhängigkeit der Zerfallsart der Zwischenzustandsbande in die Hilfsbande. Für das K-verbotene Kopplungsmodell sind die für den  $(7^-, 6^-) \rightarrow (6^-, 6^-)$  Übergang gefundenen  $B(M1)\downarrow$ -Werte angegeben.

#### d) E2-Winkelverteilungen

In den Versuchsläufen II.5 und II.7 wurden die Catcher-Folien in je drei, bestimmten Winkelbereichen entsprechenden, Streifen zerschnitten. Nach Umrechnung des Recoil-Winkelbereiches jeden Catcher-Folienstreifens in den entsprechenden Ejektil-Winkelbereich kann der vom Folienstreifen abgedeckte Ejektil-Raumwinkel bestimmt werden. Die folgende Tabelle zeigt die dem j-ten Folienstreifen der Versuchsläufe II.5 und II.7 entsprechenden Winkelbereiche und Ejektil-Raumwinkel.

j-ter Folienstreifen	Exp. Run	Recoil-Winkelbereich $\Delta\theta_r$ [°]	Ejektil-Winkelbereich $\Delta\theta_e$ [°]	Mittlerer Ejektilwinkel $\langle\theta_e\rangle_{av}$ [°]	Ejektil-Raumwinkel $\Delta\Omega_e$ [sr]
1	II.7	17.6 .. 27.0	137.0 .. 115.6	126.3	1.88
2	II.5	23.4 .. 31.2	123.6 .. 106.5	115.1	1.69
3	II.7	27.0 .. 37.6	115.6 .. 93.3	104.4	2.36
4	II.5	31.2 .. 45.6	106.5 .. 77.5	92.0	3.15
5	II.7	37.6 .. 57.2	93.3 .. 56.1	74.7	3.87
6	II.5	45.6 .. 72.6	77.5 .. 29.2	53.4	4.13

Tabelle 4.9: Die dem j-ten Catcher-Folienstreifen entsprechenden Winkeldaten.

Division des nach (4.26) bzw. nach Formel (4.27) für den j-ten Folienstreifen berechneten Wirkungsquerschnitts durch den entsprechenden Ejektil-Raumwinkel ergibt einen „differentiellen<sup>23</sup> Wirkungsquerschnitt“:  $(\Delta\sigma/\Delta\Omega_e)_j$ . In Abbildung 4.16 sind die mit den 6 Folienstreifen gemessenen und die berechneten diff. Wirkungsquerschnitte aufgetragen. Zum besseren Vergleich wurden die theoretischen Punkte miteinander verbunden.

Wie in Abbildung 4.15 zu erkennen, liegen die  $E_p = 114.4$  MeV Messpunkte der Versuchsläufe II.5 und II.7 deutlich oberhalb der theoretischen Anregungskurven. Da

<sup>23</sup>differentiell soll im Folgenden mit **diff.** abgekürzt werden.

die Winkelverteilungen für diese Versuchsläufe gemessen wurden, sind in Abbildung 4.16 die theoretischen Punkte in der Höhe an die experimentellen Daten angepasst.

Wie man Abbildung 4.16 entnimmt, weicht für das  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodell, wie erwartet, die theoretische „Winkelverteilung“ der E2-Zerfälle (E2-Coulombanregung der Hilfsbandenzustände (Fall a)) von den (**un**unterscheidbaren) Winkelverteilungen für die M1- bzw. E1-Zerfälle (vernachlässigbare Coulombanregung der Hilfsbande (Fall c)) ab.

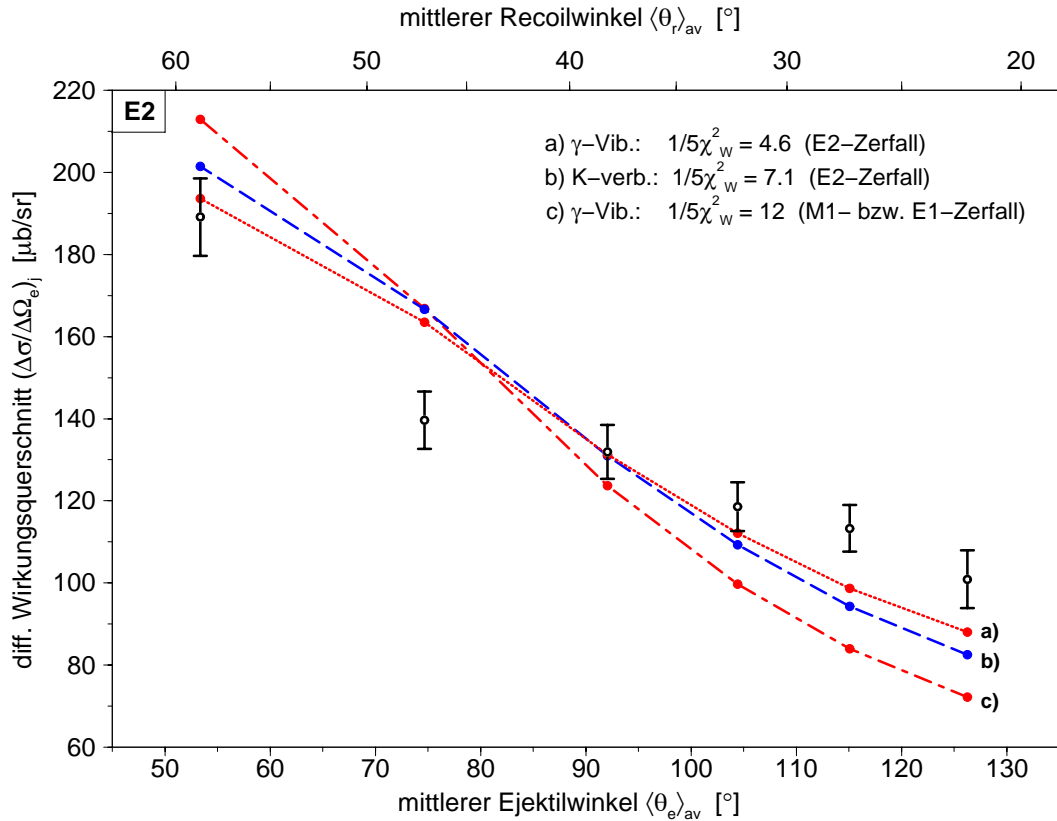


Abbildung 4.16: E2-Winkelverteilungen für  $^{36}\text{S}$  mit  $E_p = 114.4$  MeV (Versuchsläufe II.5 und II.7). Vergleich der experimentellen diff. Wirkungsquerschnitte mit den aus den E2-Kopplungsmodellen folgenden diff. Wirkungsquerschnitten: a) für das  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodell im Fall von E2-Zerfällen, b) für das K-verbotene Kopplungsmodell im Fall von E2-Zerfällen und c) für das  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodell im Fall von M1- bzw. E1-Zerfällen der Zwischenzustandsbande in die Hilfsbande. Zum besseren Vergleich wurden zusammengehörige theoretische Punkte miteinander verbunden.

Für die Winkelverteilung kann wieder ein  $\chi^2$  definiert werden:

$$\chi_W^2 \equiv \sum_{j=1}^6 \left[ \exp\left(\frac{\Delta\sigma}{\Delta\Omega_e}\right)_j - y_W \cdot \text{theo}\left(\frac{\Delta\sigma}{\Delta\Omega_e}\right)_j \right]^2 / \left[ \Delta \exp\left(\frac{\Delta\sigma}{\Delta\Omega_e}\right)_j \right]^2 \quad (4.34)$$

Tabelle 4.10 zeigt die für verschiedene Zerfallsarten der Zwischenzustandsbande in die Hilfsbande für das K-verbotene bzw.  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodell folgenden

normierten  $\frac{1}{5}\chi_W^2$ -Werte. Der Normierungsfaktor ergibt sich aus den 6 Datenpunkten abzüglich des Anpass-Variationsparameters  $y_W$ . Die  $y_W$  wurden so bestimmt, dass die  $\chi^2$  minimal sind.

	K-verbotten		$\gamma$ -Vibration		
	E2	E1	E2	M1	E1
$\frac{1}{5}\chi_W^2$	7.1	7.3	4.6	12	12

Tabelle 4.10:  $\frac{1}{5}\chi_W^2$  für das K-verbottene bzw.  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodell in Abhängigkeit der Zerfallsart der Zwischenzustandsbande.

Wie man Tabelle 4.10 entnimmt, ist die Winkelverteilung im Fall des K-verbottene Kopplungsmodells kaum empfindlich auf die Zerfallsart der Zwischenzustandsbande in die Hilfsbande.

Im  $^{36}\text{S}$ -Versuchslauf I\_11 ( $E_s = 115$  MeV) wurde die Catcher-Folie in zwei Streifen zerteilt. Die Anzahl der im ersten Streifen gemessenen  $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne soll  $^{exp}N_{S1}$ , die im zweiten  $^{exp}N_{S2}$  heißen. Zur Beurteilung, wie gut ein gewähltes Kopplungsmodell die im Streifen gemessene Anzahl an  $^{180g}\text{Ta}$ -Kernen reproduziert, wird folgendes  $\chi^2$  definiert:

$$\chi_{115}^2 \equiv \left( ^{exp}\sigma_{S1} - y_S \cdot ^{theo}\sigma_{S1} \right)^2 / (\Delta ^{exp}\sigma_{S1})^2 + \left( ^{exp}\sigma_{S2} - y_S \cdot ^{theo}\sigma_{S2} \right)^2 / (\Delta ^{exp}\sigma_{S2})^2 \quad (4.35)$$

In den  $^{64}\text{Ni}$ -Versuchsläufen II\_1 und II\_4 ( $E_s = 150$  MeV) wurden Parallel-Folie (PF) und Senkrecht-Folie<sup>24</sup> (SF) einzeln analysiert. Die im ersten bzw. zweiten Versuchslauf in der Parallel-Folie gemessene Anzahl von  $^{180g}\text{Ta}$ -Kernen soll  $^{exp}N_{PF1}$  bzw.  $^{exp}N_{PF2}$ , die in der Senkrecht-Folie  $^{exp}N_{SF1}$  bzw.  $^{exp}N_{SF2}$  genannt werden. Das entsprechende  $\chi^2$  sei definiert als:

$$\chi_{150}^2 \equiv \sum_{k=1}^2 \left[ \left( ^{exp}\sigma_{SFk} - y_N \cdot ^{theo}\sigma_{SF} \right)^2 / (\Delta ^{exp}\sigma_{SFk})^2 + \left( ^{exp}\sigma_{PFk} - y_N \cdot ^{theo}\sigma_{PF} \right)^2 / (\Delta ^{exp}\sigma_{PFk})^2 \right] \quad (4.36)$$

Tabelle 4.11 zeigt die für die E2-Kopplungsmodelle berechneten normierten  $\chi^2$ . Die Anpass-Variationsparameter  $y_S$  und  $y_N$  wurden in den Normierungen berücksichtigt und so bestimmt, dass die  $\chi^2$  minimal werden.

	K-verbotten		$\gamma$ -Vibration		
	E2	E1	E2	M1	E1
$\chi_{115}^2$	13	13	18	6.5	6.5
$\frac{1}{3}\chi_{150}^2$	1.9	2.0	1.9	3.0	3.0

Tabelle 4.11:  $\chi_{115}^2$  und  $\frac{1}{3}\chi_{150}^2$  für das K-verbottene bzw.  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodell in Abhängigkeit der Zerfallsart der Zwischenzustandsbande.

<sup>24</sup>Zur Erläuterung von Parallel- und Senkrecht-Folie siehe Abbildung 4.1 auf Seite 83.

e) **E2: Totale  $\chi^2$** 

Zur Beurteilung der Kopplungsmodelle wird ein normiertes totales  $\chi^2$  definiert:

$$\chi_{tot}^2 \equiv \frac{1}{N} (\chi_A^2 + \chi_W^2 + \chi_{115}^2 + \chi_{150}^2) \quad (4.37)$$

Die Normierungskonstante im Fall der E2-Kopplungsmodelle  $N = (24-4)$  berechnet sich aus den 24 experimentellen Datenpunkten abzüglich des Variationsparameters: „B( $\Pi\lambda$ ) $\downarrow$ -Wert“ und der drei Anpass-Variationsparameter:  $y_W$ ,  $y_S$  und  $y_N$ .

In Tabelle 4.12 sind die normierten totalen  $\chi^2$  angegeben.

	K-verbotten		$\gamma$ -Vibration		
	E2	E1	E2	M1	E1
$\chi_{tot}^2$	12	12	9.6	11	11

Tabelle 4.12:  $\chi_{tot}^2$  für das K-verbotene bzw.  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodell in Abhängigkeit der Zerfallsart der Zwischenzustandsbande.

Eine Beurteilung der gefundenen  $\chi_{tot}^2$ -Werte erfolgt auf Seite 127.



### 4.3.12. Einschub: Targeteinfluss auf die Winkelverteilung

An dieser Stelle soll der Einfluss der verwendeten Targets auf die gemessene Winkelverteilung verdeutlicht werden.

Ein einfaches Verfahren in der Kernphysik, falls das Projektil nicht im Target gestoppt wird, Targeteinflüsse beim Vergleich von gemessenen mit berechneten Werten zu berücksichtigen, ist, die Rechnung für die Projektilenergie bei halber Targetdicke durchzuführen („Halbdicken-Verfahren“<sup>25</sup>). Dieses Verfahren wurde z. B. bei der Abschätzung des Ein-Neutron-Transfer-Wirkungsquerschnittes im Fall der Tantalfolie (siehe Abbildung 4.8 auf Seite 93) angewendet. Häufig werden in kernphysikalischen Experimenten (Beispiel CAG-Experimente)  $\gamma$ -Intensitäten gemessen. Die Absorption der  $\gamma$ -Quanten im Target ist gewöhnlich vernachlässigbar.

Anders ist die Situation in diesem Catcher-Folien CAA-Experiment. Die Absorption und Winkeländerung der  $^{180g}\text{Ta}$ -Recoils im Target muss für große Targetdicken berücksichtigt werden.

Es war bekannt, dass die Tantaloxidtargets je nach Herstellung mittlere Targetdicken um  $0.6 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$  aufweisen [9]. Mit Hilfe der in Kapitel 2.7.2 beschriebenen Targetdickenanalyse konnte für das Tantaloxidtarget #123 eine mittlere Dicke von  $0.85 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$  in den Versuchsläufen II.5 und II.7 bestimmt werden. Die Analyse zeigt auch, dass das Target an manchen Stellen über  $2 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$  dick war.

Um zu verdeutlichen, dass das Halbdicken-Verfahren eine unzulässige Vereinfachung im Falle des CAA-Experiments darstellt, wurde für das  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodell die Anzahl der in die einzelnen Catcher-Folienstreifen gestreuten  $^{180g}\text{Ta}$ -Recoils für die 115 MeV  $^{36}\text{S}$  Versuchsläufe II.5 und II.7 nachträglich mit diesem Verfahren bestimmt. Dazu wurde von einem (konstant)  $0.85 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$  dicken Tantaloxidtarget und keiner Winkelstreuung und Absorption der  $^{180g}\text{Ta}$ -Recoils im Target ausgegangen. Unter diesen Annahmen vereinfachen sich Formel (4.20) und (4.12) wie folgt:

$${}^{theo}\text{N} \left( {}^{180g}\text{Ta}, \Delta\theta_r \right)_C^{HD} = I \cdot t \cdot H_{180i} \cdot T a_{mg} \int_{\Delta\theta_r} \frac{d\sigma_C}{d\theta_r}(\theta_r, E'_p(x/2)) \cdot d\theta_r \cdot x \quad (4.38)$$

mit:

$$\frac{d\sigma_C}{d\theta_r}(\theta_r, E'_p(x/2)) = 2\pi \left( \frac{d\sigma_C(E'_p(x/2))}{d\Omega_e} \right) \left( \frac{d\Omega_e}{d\Omega_r} \right) \sin\theta_r \quad (4.39)$$

wobei  $\Delta\theta_r$  dem vom Catcher-Folienstreifen abgedeckten Recoil-Winkelbereich entspricht. Abbildung 4.17 zeigt die Ergebnisse der HD-Rechnung nach Formel (4.38) und (4.39) im Vergleich zur Rechnung nach Formel (4.20) und (4.12). Letztere berücksichtigt die Absorption und Winkelstreuung der  $^{180g}\text{Ta}$ -Recoils im Tantaloxidtarget #123 sowie die Targetdickenverteilung<sup>26</sup>. In beiden Rechnungen wurde von der gleichen Anzahl an Strahlprojektilen  $I \cdot t$  ausgegangen. Gut zu sehen ist, wie für große Recoilwinkel (kleine Ejektilwinkel) die Vernachlässigung der Absorption der  $^{180g}\text{Ta}$ -Recoils im Target zu zu vielen  $^{180g}\text{Ta}$ -Recoils im Catcher-Folienstreifen im Fall der HD-Rechnung führt. Für den Catcher-Folienstreifen mit dem mittleren

<sup>25</sup>Im Folgenden mit **HD-Verfahren** abgekürzt.

<sup>26</sup>In den Versuchsläufen II.5 und II.7 waren die Catcher-Folien dick genug, um alle  $^{180g}\text{Ta}$ -Recoils zu stoppen.  $P_{stopp}$  konnte deswegen in Formel (4.12) Eins gesetzt werden.

Recoilwinkel  $59^\circ$  liefert die HD-Rechnung 75% (!) zu viele  $^{180g}\text{Ta}$ -Recoils. Der mit Formel (4.27) aus der HD-Rechnung folgende gemessene diff. Wirkungsquerschnitt in diesem Folienstreifen wäre 43% kleiner als in Abbildung 4.16 dargestellt.

Für kleine Recoilwinkel (große Ejektilwinkel) liefert die HD-Rechnung etwas zu wenig  $^{180g}\text{Ta}$ -Recoils in den Folienstreifen, da die Streuung von unter großen Recoilwinkeln gestarteten  $^{180g}\text{Ta}$ -Recoils in kleine Recoil-Winkelbereiche nicht berücksichtigt wird.

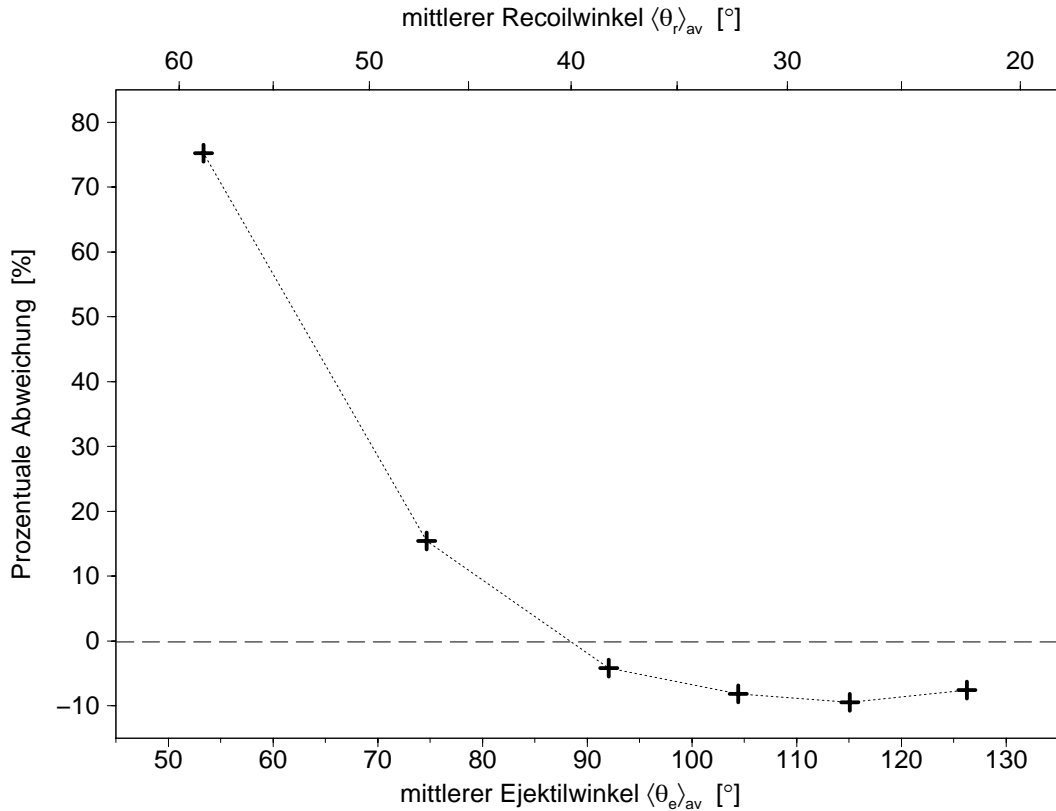


Abbildung 4.17: Prozentuale Abweichung der über das HD-Verfahren mit Formel (4.38) und (4.39) bestimmten von den nach Formel (4.20) und (4.12) berechneten diff. Wirkungsquerschnitten.

In Kapitel 4.3.5 wurden die mit der Tantalfolie (TF) gemessenen Wirkungsquerschnitte über Formel (4.4) abgeschätzt (siehe auch Tabelle 4.3 und Abbildung 4.7 auf Seite 92). Die Verwendung von Formel (4.4) war zulässig, da die Tantalfolie mit  $0.545 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$  dünner als das im Mittel ca.  $0.85 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$  dicke Tantaloxidtarget #123 war und die  $^{180g}\text{Ta}$ -Recoils weniger stark in Tantal als in Tantaloxid (bezogen auf gleiche  $\text{mg}/\text{cm}^2$ ) abgebremst und gestreut werden. Der größte mittlere Recoilwinkel im Fall der Tantalfolie betrug außerdem nur  $47.4^\circ$  ( $\hat{=}$   $74.7^\circ$  mittlerer Ejektilwinkel). Für die Tantalfolie ist deshalb eine Abweichung zwischen der HD-Rechnung und der Rechnung nach Formel (4.20) in der Größenordnung der statistischen Fehler der Messpunkte in Abbildung 4.7 zu erwarten.

## 4.3.13. Quantitative Analyse eines E3-Kopplungsmodells

## a) Oktupol-Vibration

Abbildung 4.18 zeigt das zur quantitativen Analyse verwendete Oktupol-Vibrations-Kopplungsmodell.

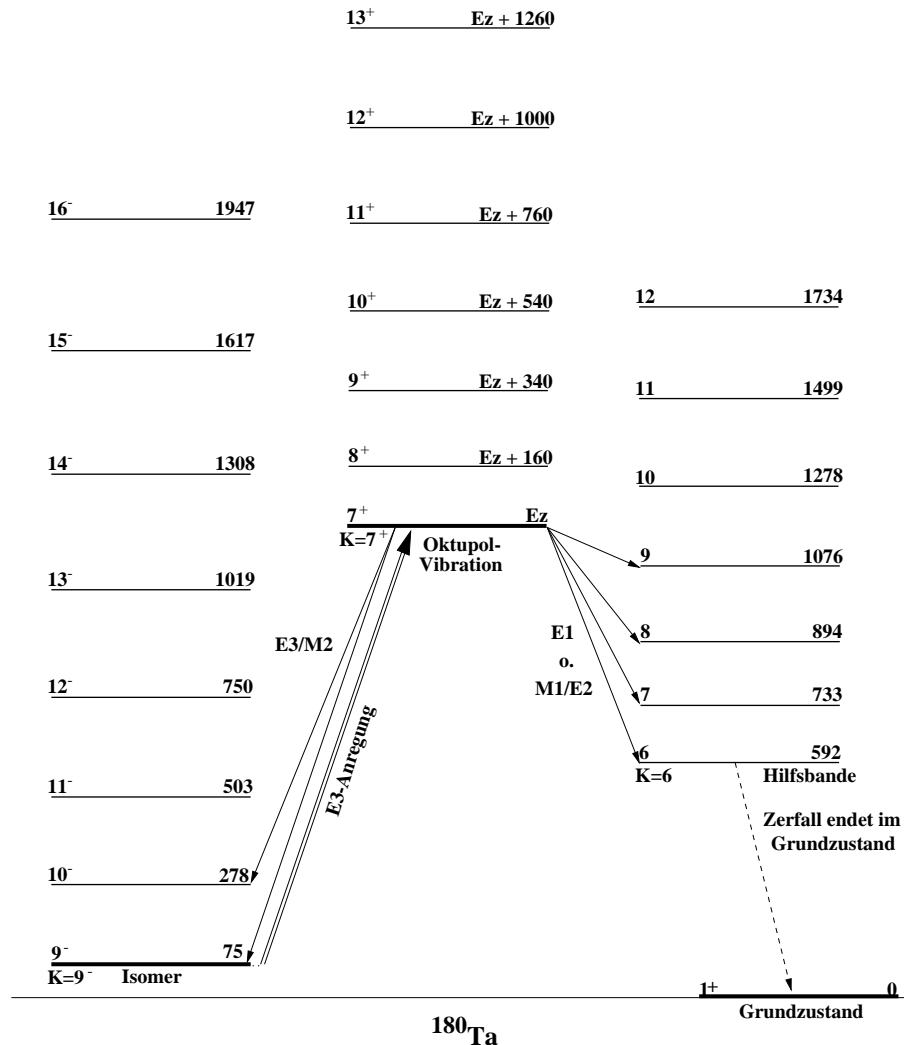


Abbildung 4.18: Gezeigt sind die das Oktupol-Vibrations-Kopplungsmodell definierenden Zustände und ihre Energien. Es werden zwei verschiedene Zerfallsarten der Oktupol-Vibrationsbande in die Hilfsbande untersucht: gemischte M1/E2- oder reine E1-Zerfälle. Die betrachteten Zerfälle des niedrigsten Zwischenzustandes mit der unbekanntem Energie  $E_z$  sind durch Pfeile gekennzeichnet.

Eine Oktupol-Vibrationsbande mit  $K^\pi = 7^+$  wurde eingeführt, da diese energetisch am niedrigsten liegend erwartet wird (Vibrationsbandenkopf bei ca. 1.4 MeV [60], siehe auch Tabelle 7.1 im Anhang 7.2). Die Energien der Rotationszustände der  $K^\pi = 7^+$  Oktupol-Vibrationsbande werden über das Trägheitsmoment der  $K^\pi = 9^-$  Isomerbande abgeschätzt. Wie im Fall des  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodells wird eine  $K = 6$  Hilfsbande eingeführt, deren Zustandsenergien wieder der von Dracoulis et al. beobachteten Bande entsprechen. Es sollen zwei verschiedene Zerfallsarten der

Oktupol-Vibrationsbande in die Hilfsbande getestet werden: gemischte M1/E2- und reine E1-Zerfälle.

Mit GOSIA wurden die diff. Wirkungsquerschnitte (4.10) für den Zerfall ( $\gamma$ -Zerfall + innere Konversion) des Hilfsbandenkopfes nach Coulombanregung von  $^{180i}\text{Ta}$  für die beiden Zerfallsarten der  $K^\pi = 7^+$  Oktupol-Vibrationsbande in die  $K = 6$  Hilfsbande für verschiedene Anregungsenergien  $E_{iz}$  des Oktupol-Vibrationsbandenkopfes berechnet. Alle in Abbildung 4.18 gezeigten Zustände wurden in den GOSIA-Rechnungen berücksichtigt. Folglich wirken alle Zustände der Oktupol-Vibrationsbande als Zwischenzustände. Als Näherung wurde das gleiche  $Q_o$  und  $(g_K - g_R)$  für die Oktupol-Vibrations- und Hilfsbande wie im  $K^\pi = 9^-$  Isomerband angenommen. Die  $B(\Pi\lambda)$ -Werte der Zwischenband-Übergänge wurden über die Alaga-Regel an die  $B(\Pi\lambda)$ -Werte der Bandenkopf-Übergänge gekoppelt. Im Unterschied zur  $\gamma$ -Vibration sind die Anregungsstärken der Oktupol-Vibrationsbande unbekannt. Es sind weder der  $B(E3)\uparrow$ -Wert für die Anregung des Oktupol-Vibrationsbandenkopfes aus dem Isomer noch die Zerfallsbreite  $\Gamma_g$  in die  $K = 6$  Hilfsbande bekannt. Die Rechnungen zeigen allerdings, dass für „vernünftige“  $B(\Pi\lambda)\downarrow$ -Werte für die Übergänge zwischen der Oktupol-Vibrationsbande und der Hilfsbande die Zerfallsbreite  $\Gamma_i$  zurück ins  $K^\pi = 9^-$  Isomerband gegenüber  $\Gamma_g$  vernachlässigbar ist. Das Verzweungsverhältnis  $V_g$  Richtung Grundzustand kann daher nahe bei Eins liegen<sup>27</sup>. Folglich braucht man die genaue Größe der  $B(\Pi\lambda)\downarrow$ -Werte der Zerfälle in die Hilfsbande nicht zu kennen. Im Fall gemischter M1/E2-Zerfälle wurden als  $B(\Pi\lambda)\downarrow$ -Werte zwischen Oktupol-Vibrationsbandenkopf und Hilfsbandenkopf  $1 \cdot 10^{-3}$  W.u. für  $B(M1, 7^+ \rightarrow 6^+)\downarrow$  und 1 W.u. für  $B(E2, 7^+ \rightarrow 6^+)\downarrow$  angenommen. Im Fall von E1-Zerfällen wurde der  $B(E1, 7^+ \rightarrow 6^+)\downarrow$ -Wert  $1 \cdot 10^{-5}$  W.u. gesetzt. Zur Beschleunigung des Rückzerfalls des Oktupol-Vibrationsbandenkopfes in das Isomer wurde ein (typischer)  $B(M2)\downarrow$ -Wert von  $5 \cdot 10^{-3}$  W.u. benutzt. Für einen solchen  $B(M2)\downarrow$ -Wert bleibt  $\Gamma_i$  gegenüber  $\Gamma_g$  vernachlässigbar.

Der  $B(E3)\uparrow$ -Wert für die Anregung des Oktupol-Vibrationsbandenkopfes aus dem Isomer wurde solange variiert (und über die Alaga-Regel damit auch alle höher liegenden Zwischenband- $B(E3)\uparrow$ -Werte), bis die bestmögliche Übereinstimmung zwischen den experimentellen und den berechneten Datenpunkten nach Formel (4.28) erzielt wurde.

## b) E3-Anregungskurven

Abbildung 4.19 zeigt den Vergleich von  $^{theo}\sigma_C(E_p, 12^\circ..73^\circ)$  mit  $^{exp}\sigma_C(E_p, 12^\circ..73^\circ)$  für drei verschiedene Anregungsenergien des Oktupol-Vibrationsbandenkopfes ( $E_{iz} = 900, 1100$  und  $1300$  keV).

Tabelle 4.13 listet die gefundenen  $B(E3, 9^- \rightarrow 7^+)\uparrow$ -Werte für die Anregung des Oktupol-Vibrationsbandenkopfes in Abhängigkeit der drei (exemplarischen) Anregungsenergien  $E_{iz}$  auf.

Bemerkenswert ist, dass die durch Variation gefundenen  $B(E3, 9^- \rightarrow 7^+)\uparrow$ -Werte typisch für Oktupol-Vibrationen sind (siehe Tabelle 7.1 im Anhang 7.2).

<sup>27</sup>Dabei wird davon ausgegangen, dass Zerfallskanäle aus der Oktupol-Vibration in Zustände, die wieder zurück ins  $K^\pi = 9^-$  Isomerband zerfallen und somit  $V_g$  verkleinern, vernachlässigbar sind.

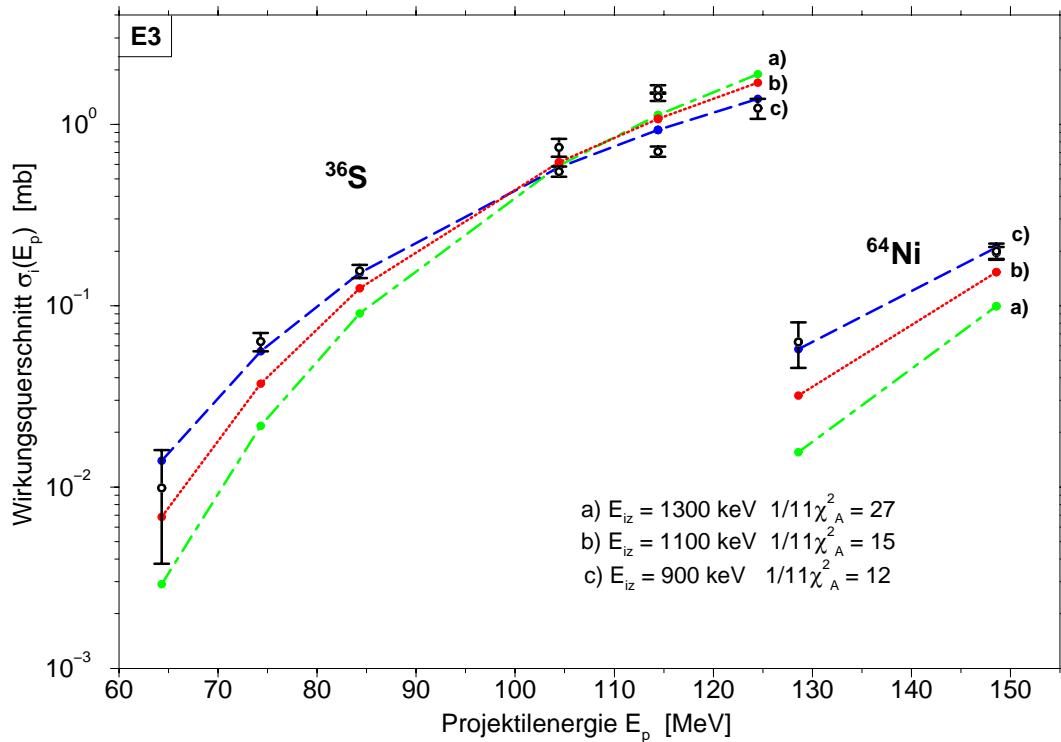


Abbildung 4.19: E3-Anregungskurven: Für drei exemplarische Anregungsenergien ( $E_{iz} = 900, 1100$  und  $1300$  keV) des  $K^\pi = 7^+$  Oktupol-Vibrationsbandenkopfes sind die aus dem Oktupol-Vibrations-Kopplungsmodell folgenden Wirkungsquerschnitte (Recoil-Winkelbereich  $12^\circ$  bis  $73^\circ$ ) mit den experimentellen Wirkungsquerschnitten verglichen. Die Anregungskurven sind unabhängig von der Zerfallsart der Oktupol-Vibrationsbande in die Hilfsbande.

$E_{iz}$ [keV]	$B(E3, 9^- \rightarrow 7^+) \uparrow$ [W.u.]
900	4.5
1100	6.9
1300	10

Tabelle 4.13: Die für die drei (exemplarischen) Anregungsenergien gefundenen  $B(E3, 9^- \rightarrow 7^+) \uparrow$ -Werte.

### c) E3-Winkelverteilung

Abbildung 4.20 zeigt die Winkelverteilung für  $E_{iz} = 1100$  keV. Die theoretischen Punkte wurden mit dem Parameter  $y_W$  (siehe Formel (4.34)) in der Höhe an die experimentellen Daten angepasst.

### d) E3: $\chi^2$

In Tabelle 4.14 sind die nach Formel (4.33) bis (4.37) bestimmten  $\chi^2$  in Abhängigkeit der drei Anregungsenergien  $E_{iz} = 900, 1100$  und  $1300$  keV für gemischte M1/E2- und für  $1100$  keV zusätzlich für reine E1-Zerfälle dargestellt. Wie man exemplarisch

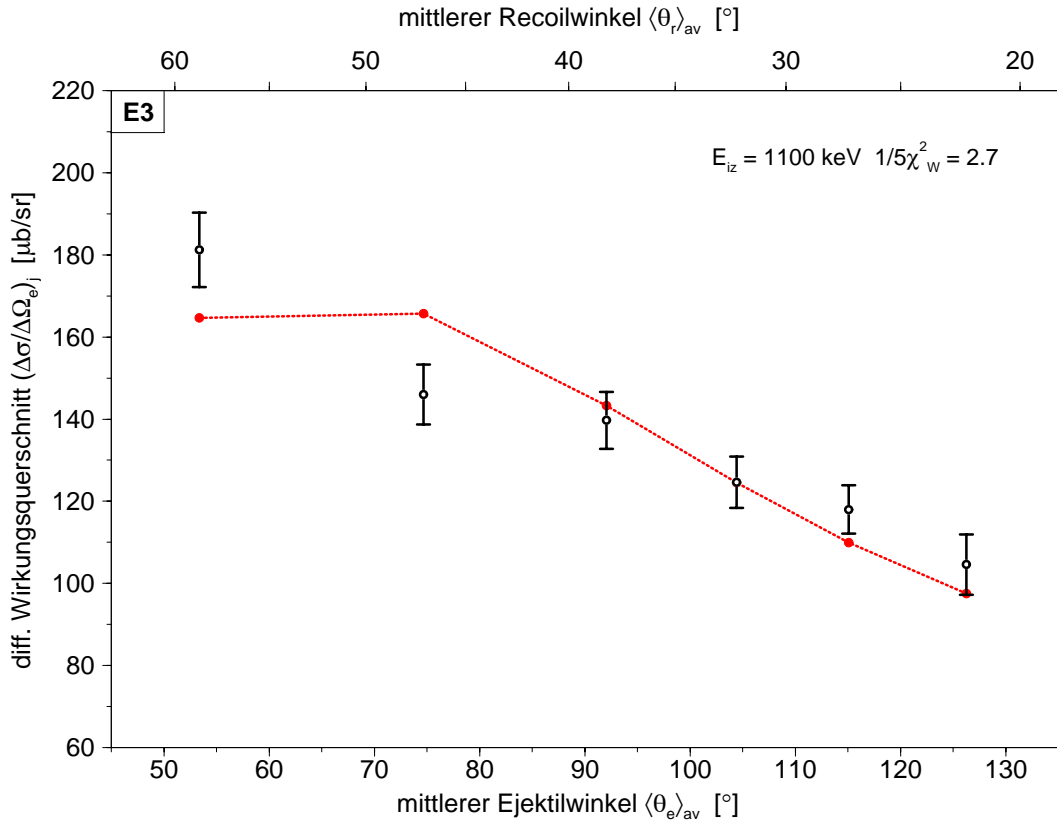


Abbildung 4.20: E3-Winkelverteilung für  $^{36}\text{S}$  mit  $E_p = 114.4$  MeV. Vergleich der experimentellen diff. Wirkungsquerschnitte mit den aus dem Oktupol-Vibrations-Kopplungsmodell folgenden diff. Wirkungsquerschnitten. Die Wirkungsquerschnitte sind gegen den mittleren Ejektilwinkel des  $j$ -ten Catcher-Folienstreifens aufgetragen.

für  $E_{iz} = 1100$  keV sieht, hat die Zerfallsart der Oktupol-Vibrationsbande in die Hilfsbande keine Auswirkungen auf die  $\chi^2$ -Werte. Bei der Normierung des totalen  $\chi^2$  wurde  $N = 20$  benutzt.

	$E_{iz} = 900$ M1/E2	$E_{iz} = 1100$ M1/E2	E1	$E_{iz} = 1300$ M1/E2
$\frac{1}{11}\chi_A^2$	12	15	15	27
$\frac{1}{5}\chi_W^2$	2.2	2.7	2.7	3.4
$\chi_{115}^2$	44	41	41	41
$\frac{1}{3}\chi_{150}^2$	2.0	2.2	2.2	2.4
$\chi_{tot}^2$	9.4	11	11	18

Tabelle 4.14: Die  $\chi^2$ -Werte des Oktupol-Vibrations-Kopplungsmodells für die Anregungsenergien  $E_{iz} = 900, 1100$  und  $1300$  keV.

Der Vergleich der totalen  $\chi^2$  der E2- und E3-Kopplungsmodelle zeigt:

- Alle theoretischen Vorhersagen der Kopplungsmodelle weichen relativ stark von den experimentellen Daten ab.
- Man erhält keine eindeutige Aussage, welches der betrachteten Kopplungsmodelle die experimentellen Daten am besten beschreibt.

Im Folgenden sollen Erklärungen für die Abweichungen aufgezeigt werden.

#### 4.3.14. Berücksichtigung weiterer Parameterfehler

Bisher blieben die Fehler bestimmter Eingabeparameter für die theoretische Rechnung unberücksichtigt. Als entscheidende Fehler wären zu nennen: die Fehler der  $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeit verschiedener Targets sowie die Reichweitenfehler von  $^{180g}\text{Ta}$  in Polypropylen- und Polycarbonat-Folien.

Durch „sinnvolle“ Variation dieser Eingabeparameter relativ zu ihren Fehlern können eventuell kleinere als die eben berechneten  $\chi^2$  gefunden werden.

##### a) Fehler der $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeiten

Aus Tabelle 4.5 ist ersichtlich, dass die gemessene  $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeit der verwendeten Tantaloxidtargets auch innerhalb eines  $3\sigma$ -Bereichs nicht mit dem von ORNL angegebenen Wert von  $(5.7 \pm 0.2)\%$  übereinstimmt. Tatsächlich muss von einer Abreicherung während der Targetherstellung ausgegangen werden. Für zwei (#118 und #123) der drei in den Aktivierungsmessungen benutzten Targets ist die  $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeit nachträglich in Dubna bestimmt worden (siehe Tabelle 4.5 auf Seite 95). Die  $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeit des dritten Targets (#112) wurde abgeschätzt (siehe Seite 109). Aufgrund der Fehler der  $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeit folgt, dass die Messpunkte in Abbildung 4.15 bzw. 4.19, die mit dem gleichen Target gemessen wurden, gemeinsam gegen die Datenpunkte eines anderen Targets verschoben werden können. Die Fehler der  $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeit der drei Targets (#112, #118 und #123) sollen im Folgenden  $\Delta H_{\#112}$ ,  $\Delta H_{\#118}$  und  $\Delta H_{\#123}$  genannt werden.

##### b) Reichweitenfehler von $^{180g}\text{Ta}$ in Polycarbonat (PC)

Rechnungen mit COULEX-AKTIVATION zeigen, dass im Experiment I besonders für hohe Strahlenergien in dünnen Targetbereichen kaum abgebremste  $^{180g}\text{Ta}$ -Recoils für bestimmte Winkelbereiche nicht mehr in den Polycarbonat-Folien gestoppt wurden. Die Anzahl an  $^{180g}\text{Ta}$ -Recoils, die die Polycarbonat-Folie passieren konnten, hängt in diesem Fall empfindlich von der Reichweite der  $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne in Polycarbonat bzw. der Foliendicke ab. Beide Größen sind fehlerbehaftet, wobei der Foliendickenfehler in den Reichweitenfehler mit aufgenommen werden kann.

Der Fehler in der Foliendicke wird vom Hersteller mit 10% angegeben. Allerdings konnte durch Wiegen von Folienstücken bekannter Fläche gezeigt werden, dass die tatsächliche Foliendicke um weniger als 5% von der angegebenen Foliendicke abweicht.

Für die durch TRIM bestimmte Reichweite wird ein Fehler von 10% angenommen. Damit kann der Foliendickenfehler gegenüber dem geschätzten Reichweitenfehler vernachlässigt werden. Der Reichweitenfehler von  $^{180g}\text{Ta}$  in Polycarbonat wird im Folgenden  $\Delta R_{\text{PC}}$  genannt.

##### c) Reichweitenfehler von $^{180g}\text{Ta}$ in Polypropylen (PP)

Für die mit TRIM berechnete Reichweite von  $^{180g}\text{Ta}$  in Polypropylen wird wieder ein Fehler von 10% angenommen. Dieser Fehler soll im Folgenden  $\Delta R_{\text{PP}}$  heißen.



### d) Modifikation der $\chi^2$ und Korrektur der Daten

Es soll ein gegenüber Formel (4.33) modifiziertes  $\chi_{A'}^2$  definiert werden:

$$\chi_{A'}^2 \equiv \sum_{i=1}^{12} \left[ \exp \sigma_i - (1 + dH_m) \cdot y_{A'} \cdot \text{theo} \sigma_i (1 + dR_l) \right]^2 / [\Delta \exp \sigma_i]^2 + V_{A'} \quad (4.40)$$

mit:

$$V_{A'} = \sum_{m=\#112,\#118,\#123} \left( \frac{dH_m}{\Delta H_m} \right)^2 + \sum_{l=PC,PP} \left( \frac{dR_l}{\Delta R_l} \right)^2$$

wobei in Definition (4.40) je nach im Versuchslauf i verwendetem Target die prozentuale  $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeitsvariation  $dH_m \in \{dH_{\#112}, dH_{\#118}, dH_{\#123}\}$  bzw. je nach verwendeten Catcher-Folien die prozentuale(n) Reichweitenvariation(en)  $dR_{PC}$  oder(und)  $dR_{PP}$  eingesetzt werden müssen (siehe Tabelle 4.1 auf Seite 84).

Für die Winkelverteilungsdaten wird ein gegenüber Formel (4.34) modifiziertes  $\chi_{W'}^2$  definiert:

$$\chi_{W'}^2 \equiv \sum_{j=1}^6 \left[ \exp \left( \frac{\Delta \sigma}{\Delta \Omega_e} \right)_j^c - (1 + dy_j) \cdot y_{W'} \cdot \text{theo} \left( \frac{\Delta \sigma}{\Delta \Omega_e} \right)_j^c \right]^2 / \left[ \Delta \exp \left( \frac{\Delta \sigma}{\Delta \Omega_e} \right)_j^c \right]^2 + V_{W'} \quad (4.41)$$

mit:

$$V_{W'} = \left( \frac{dy}{\Delta y} \right)^2 \quad \text{und} \quad dy_j = 0 \quad \text{für gerades } j \quad \text{bzw.} \quad dy_j = dy \quad \text{für ungerades } j$$

$\Delta y$  ist dabei der relative Fehler zwischen den Datenpunkten von Versuchslauf II-5 (j gerade) und II-7 (j ungerade). Für  $\Delta y$  werden  $\sqrt{(5\%)^2 + (5\%)^2}$  angenommen.

Außerdem werden gegenüber Formel (4.35) bzw. (4.36) modifizierte  $\chi_{115'}^2$  bzw.  $\chi_{150'}^2$  definiert:

$$\chi_{115'}^2 \equiv \left( \exp \sigma_{S1}^c - y_{S'} \cdot \text{theo} \sigma_{S1}^c \right)^2 / (\Delta \exp \sigma_{S1}^c)^2 + \left( \exp \sigma_{S2}^c - y_{S'} \cdot \text{theo} \sigma_{S2}^c \right)^2 / (\Delta \exp \sigma_{S2}^c)^2 \quad (4.42)$$

bzw.:

$$\begin{aligned} \chi_{150'}^2 \equiv & \sum_{k=1}^2 \left( \exp \sigma_{SFk}^c - (1 + dy_k) \cdot y_{N'} \cdot \text{theo} \sigma_{SF}^c \right)^2 / (\Delta \exp \sigma_{SFk}^c)^2 \\ & + \left( \exp \sigma_{PFk}^c - (1 + dy_k) \cdot y_{N'} \cdot \text{theo} \sigma_{PF}^c \right)^2 / (\Delta \exp \sigma_{PFk}^c)^2 + V_{150'} \end{aligned} \quad (4.43)$$

mit:

$$V_{150'} = \left( \frac{dy_F}{\Delta y_F} \right)^2 \quad \text{und} \quad dy_k = 0 \quad \text{für} \quad k = 1 \quad \text{bzw.} \quad dy_k = dy_F \quad \text{für} \quad k = 2$$

$\Delta y_F$  ist dabei der relative Fehler zwischen den Datenpunkten von Versuchslauf II.1 (k=1) und II.4 (k=2). Für  $\Delta y_F$  werden  $\sqrt{(5\%)^2 + (5\%)^2}$  angenommen.

Der Zusatz „c“ bei den experimentellen Wirkungsquerschnitten (und ihren Fehlern) bedeutet, dass diese um die  $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeitsvariation korrigiert wurden:

$${}^{exp}\sigma^c = {}^{exp}\sigma / (1 + dH_m) \quad (4.44)$$

und:

$$\Delta {}^{exp}\sigma^c = \Delta {}^{exp}\sigma / (1 + dH_m) \quad (4.45)$$

Der Zusatz „c“ bei den theoretischen Wirkungsquerschnitten bedeutet, dass diese mit dem Anpass-Variationsparameter  $y_{A'}$  multipliziert wurden:

$${}^{theo}\sigma^c = {}^{theo}\sigma (1 + dR_l) \cdot y_{A'} \quad (4.46)$$

Es kann nun ein neues  $\chi_{tot'}^2$  definiert werden:

$$\chi_{tot'}^2 \equiv \frac{1}{N} \left( \chi_{A'}^2 + \chi_{W'}^2 + \chi_{115'}^2 + \chi_{150'}^2 \right) \quad (4.47)$$

Die in  $\chi_{tot'}^2$  enthaltenen Parameter-Variationsterme  $V_{A'}$ ,  $V_{W'}$  und  $V_{150'}$  sorgen dafür, dass die Parameter „sinnvoll“ im Verhältnis zu ihren Fehlern variiert werden.

Gesucht werden die  $\chi_{tot'}^2$  minimierenden Anpass-Variationsparameter:

$$y_{A'}, y_{W'}, y_{S'}, y_{N'}$$

und Fehler-Variationsparameter:

$$dH_{\#112}, dH_{\#118}, dH_{\#123}, dR_{PC}, dR_{PP}, dy, dy_F$$

Bei der Normierung von  $\chi_{tot'}^2$  sollten von den 24 Messpunkten die vier Anpass-Variationsparameter abgezogen werden. In der Nähe des „ $\chi^2$ -Minimums“ ersetzt der Anpass-Variationsparameter  $y_{A'}$  den Variationsparameter „B( $\Pi\lambda$ )-Wert“. Für das E3-Kopplungsmodell: Oktupol-Vibration ist bei der Normierung zu beachten, dass in diesem Fall die Anregungsenergie  $E_{iz}$  einen weiteren Variationsparameter darstellt.

### e) Lösen des Minimierungsproblems

Da  $\chi_{tot'}^2$  nur in zwei ( $dR_{PC}$  und  $dR_{PP}$ ) der elf Variationsparameter<sup>28</sup> **nicht** linear ist, kann das Minimierungsproblem wie folgt sukzessive gelöst werden: Für eine geänderte Kombination von  $dR_{PC}$  und  $dR_{PP}$  werden die für ein gegebenes Kopplungsmodell berechneten theoretischen Wirkungsquerschnitte in  $\chi_{tot'}^2$  eingesetzt. Mit Hilfe von XMAPLE werden die partiellen Ableitungen von  $\chi_{tot'}^2$  nach den linearen Variationsparametern gebildet, nullgesetzt und die Lösung bestimmt. Mit den minimierenden Variationsparametern wird  $\chi_{tot'}^2$  berechnet.  $dR_{PC}$  und  $dR_{PP}$  werden in 1%-Schritten variiert. Die Fehler- und Anpass-Variationsparameter des „Netzpunktes“ mit dem kleinsten  $\chi_{tot'}^2$  werden notiert.

Da im Fall des Oktupol-Vibrations-Kopplungsmodells die Zerfallsart in die Hilfsbande unwesentlich ist, werden im Folgenden nur noch die gemischten M1/E2-Zerfälle betrachtet.

---

<sup>28</sup>Im Fall des Oktupol-Vibrations-Kopplungsmodells mit unbekannter Anregungsenergie muss es: „in drei der zwölf Variationsparameter“ heißen.

### 4.3.15. Korrigierte E2-Kopplungsmodelle

#### a) Minimierende Parameter und Korrekturergebnisse

Die Definition (4.47) minimierenden Fehler-Variationsparameter und die sich damit ergebenden  $\chi^2$  für die korrigierten E2-Kopplungsmodelle sind in Tabelle 4.15 zusammengefasst.

	K-verbotten		$\gamma$ -Vibration		
	E2	E1	E2	M1	E1
dH <sub>#112</sub>	-0.46	-0.46	-0.11	-0.30	-0.30
dH <sub>#118</sub>	-1.9	-1.9	-1.5	-2.2	-2.2
dH <sub>#123</sub>	+1.7	+1.7	+1.3	+1.8	+1.8
dR <sub>PP</sub>	+3.9	+3.9	+3.0	+2.9	+2.9
dR <sub>PC</sub>	+1.3	+1.3	+1.5	+1.3	+1.3
$dy$	+0.65	+0.64	+0.70	+0.52	+0.52
$dy_F$	-0.46	-0.46	-0.57	-0.63	-0.63

$\frac{1}{11}\chi_{A'}^2$	3.8	3.9	2.8	3.1	3.1
$\frac{1}{5}\chi_{W'}^2$	6.8	7.0	4.3	12	12
$\chi_{115'}^2$	0.0	0.0	0.07	1.2	1.2
$\frac{1}{3}\chi_{150'}^2$	4.6	4.6	2.7	3.9	3.9
$\chi_{tot'}^2$	4.5	4.6	3.0	5.3	5.3

Tabelle 4.15: Die Definition (4.47) minimierenden Fehler-Variationsparameter und die sich damit ergebenden  $\chi^2$  für das K-verbottene bzw.  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodell in Abhängigkeit der Zerfallsart der Zwischenzustandsbande. Die Fehler-Variationsparameter sind in der Einheit  $1\sigma$ -Standardabweichung angegeben.

Die korrigierten E2-Anregungskurven und E2-Winkelverteilungen zeigen Abbildung 4.21 und 4.22. In Abbildung 4.22 sind wegen der vergleichsweise großen  $\frac{1}{5}\chi_{W'}^2$ -Werte (siehe Tabelle 4.15) die berechneten Winkelverteilungen für M1- bzw. E1-Zerfälle der  $\gamma$ -Vibrationsbande in die Hilfsbande nicht mehr eingezeichnet.

In Tabelle 4.16 sind die korrigierten  $B(\Pi\lambda)\downarrow$ -Werte in Abhängigkeit der Zerfallsart der Zwischenzustandsbande für das K-verbottene bzw.  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodell aufgelistet. Die für das K-verbottene Kopplungsmodell für den  $(7^-, 6^-) \rightarrow (6^-, 6^-)$  Übergang gefundenen korrigierten  $B(M1)\downarrow$ -Werte sind für beide Zerfallsarten gleich und entsprechen einem „typischen“  $(g_K - g_R)$  von 0.37. Die  $B(\Pi\lambda)\downarrow$ -Werte für den Zerfall des  $\gamma$ -Vibrationsbandenkopfs in den Hilfsbandenkopf sind für alle drei Zerfallsarten sehr groß.

	K-verbotten		$\gamma$ -Vibration		
	E2	E1	E2	M1	E1
$B(\Pi\lambda)\downarrow$ [W.u.]	$8.3 \cdot 10^{-2}$	$8.3 \cdot 10^{-2}$	10	$9.0 \cdot 10^{-3}$	$9.0 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 4.16: Die korrigierten  $B(\Pi\lambda)\downarrow$ -Werte für das K-verbottene bzw.  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodell in Abhängigkeit der Zerfallsart der Zwischenzustandsbande.

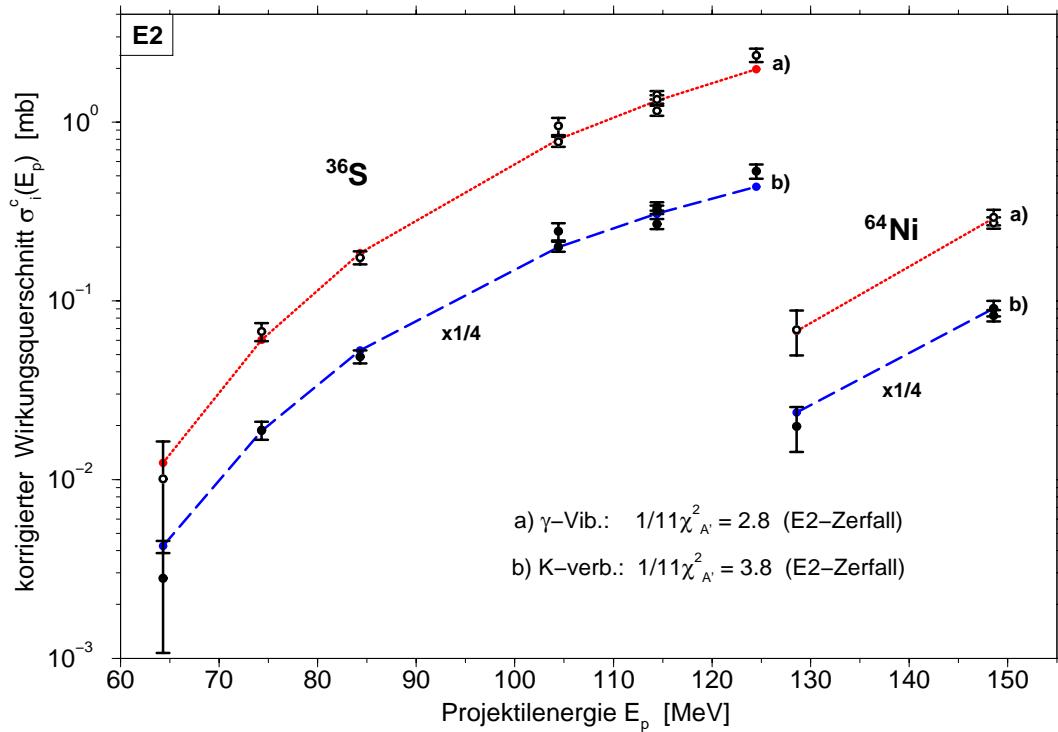


Abbildung 4.21: Korrigierte E2-Anregungskurve: Die Datenpunkte des K-verb. Kopplungsmodells wurden der Übersichtlichkeit halber um einen Faktor 4 verkleinert.

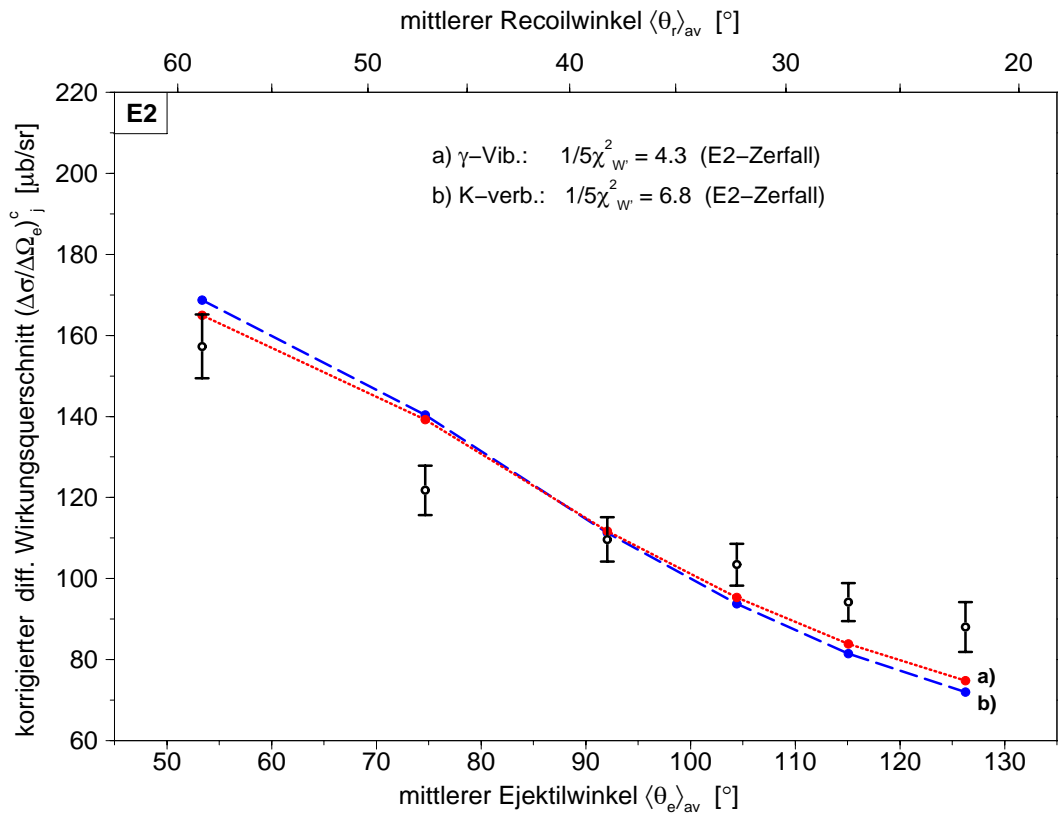


Abbildung 4.22: Korrigierte E2-Winkelverteilungen für  $^{36}\text{S}$  mit  $E_p = 114.4$  MeV.

## b) E2-Kopplungsstärken

Zum Vergleich mit anderen Experimenten soll die Kopplungsstärke des niedrigsten Zwischenzustandes bestimmt werden.

Für das  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodell kann aus dem mit 6 W.u. angenommenen  $B(E2)\uparrow$  mit Formel (3.5) auf Seite 67 die Zerfallsbreite  $\Gamma_i$  berechnet werden. Formel (3.16) auf Seite 75 wird benutzt, um aus den  $B(\Pi\lambda)\downarrow$ -Werten in Tabelle 4.16 mit Hilfe der Alaga-Regel  $\Gamma_g$  zu bestimmen. Dazu werden die vier bzw. drei partiellen E2- bzw. M1- oder E1-Zerfallsbreiten (siehe Abbildung 4.13) des  $\gamma$ -Vibrationsbandenkopfes in die Hilfsbande aufsummiert.

Im Fall des K-verbotenen Kopplungsmodells wird  $\Gamma_i$  aus dem mit 1.8 W.u. angenommenen  $B(E2)\uparrow$  berechnet. Die Zerfallsbreite  $\Gamma_g$  des  $I^\pi = 7^-$  niedrigsten Zwischenzustandes, die sich je nach Zerfallsart aus sechs bzw. fünf partiellen Zerfallsbreiten Richtung Grundzustand zusammensetzt (siehe Abbildung 4.14), wird mit den auf Seite 113 gemachten Annahmen von der M1-Inband-Zerfallsbreite dominiert.

Sind die Zerfallsbreiten  $\Gamma_i$  und  $\Gamma_g$  berechnet, so kann über Formel (3.6) auf Seite 67 das Verzweigungsverhältnis  $V_g$  in den Grundzustand bestimmt und mit Formel (3.13) auf Seite 71 bzw. Formel (3.8) auf Seite 68  $\Gamma_{eff}$  bzw.  $B(E2)\uparrow_{eff}$  abgeschätzt werden.

Die Ergebnisse der E2-Kopplungsmodelle sind in Tabelle 4.17 zusammengefasst.

	K-verboten		$\gamma$ -Vibration		
	E2	E1	E2	M1	E1
$\Gamma_i$ [ $10^{-5}$ eV]	12	12	49	49	49
$\Gamma_g$ [ $10^{-5}$ eV]	2.3	2.3	2.7	3.3	3.3
$V_g$	0.17	0.17	0.051	0.062	0.062
$\Gamma_{eff}$ [ $10^{-5}$ eV]	1.9	2.0	2.5	3.0	3.0
$B(E2)\uparrow_{eff}$ [W.u.]	0.30	0.30	0.31	0.37	0.37

Tabelle 4.17: Zerfallsbreiten, Verzweigungsverhältnisse Richtung Grundzustand und effektive  $B(\Pi\lambda)\uparrow$ -Werte für das K-verbotene bzw.  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodell in Abhängigkeit der Zerfallsart der Zwischenzustandsbande. Die Fehler der in der Tabelle angegebenen Werte für  $\Gamma_{eff}$  und  $B(E2)\uparrow_{eff}$  werden auf 20% geschätzt.

Die Diskussion der Ergebnisse erfolgt auf Seite 139.

### 4.3.16. Korrigiertes E3-Oktupol-Vibrations-Kopplungsmodell

#### a) Bestimmung der E3-Anregungsenergie

Im Unterschied zum  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodell ist im Oktupol-Vibrations-Kopplungsmodell die Anregungsenergie  $E_{iz}$  nicht festgelegt und geht als weiterer Variationsparameter in Definition (4.47) ein. Durch Lösen des Minimierungsproblems (beschrieben auf Seite 131) für verschiedene Anregungsenergien  $E_{iz}$  und Beobachtung des Verhaltens von  $\chi_{tot'}^2$  kann die wahrscheinlichste Anregungsenergie gefunden werden. Durch Auftragen des **nicht** normierten  $\chi_{tot'}^2$  gegen die Anregungsenergie kann aus der „ $\chi_{tot'}^2$ -Parabel“ der Fehler der Anregungsenergie abgeschätzt werden.

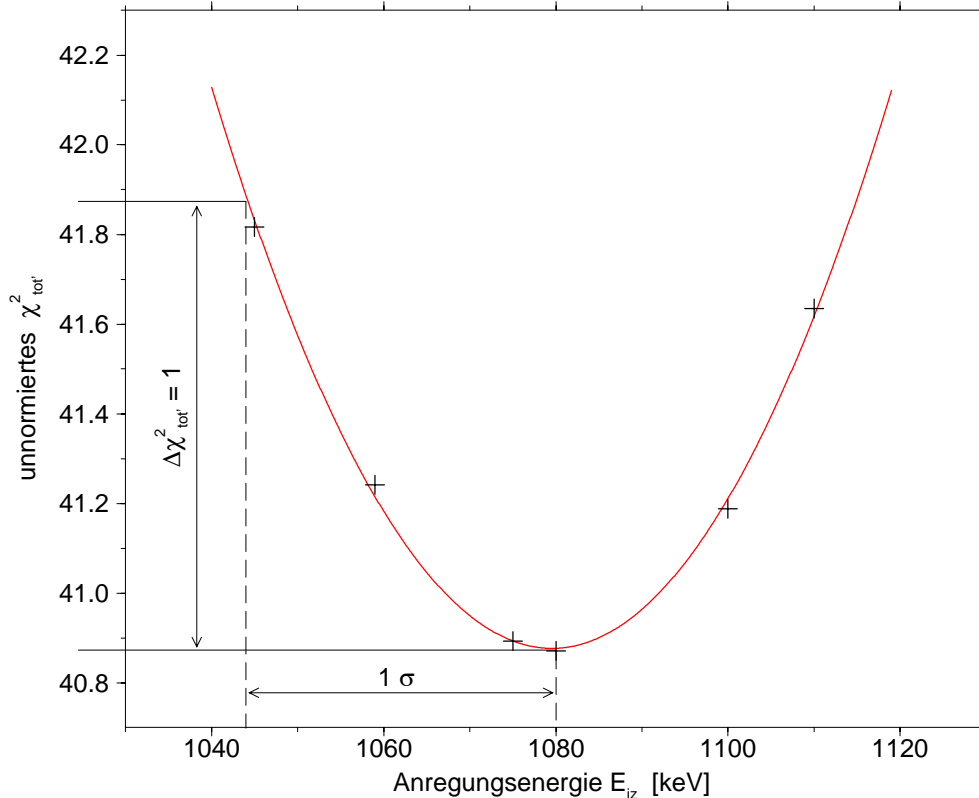


Abbildung 4.23: Abhängigkeit des nicht normierten  $\chi_{tot'}^2$  vom Variationsparameter: Anregungsenergie  $E_{iz}$ . Für sechs verschiedene Anregungsenergien  $E_{iz}$  wurde  $\chi_{tot'}^2$  minimiert und die erhaltenen Werte durch eine Parabel approximiert. Das Minimum der  $\chi_{tot'}^2$ -Parabel wird für  $E_{iz} = 1080$  keV gefunden. Dem  $1\sigma$ -Fehler der Anregungsenergie entspricht eine Erhöhung des  $\chi_{tot'}^2$ -Werts gegenüber dem Minimum um Eins. Dazu muss die Anregungsenergie um ca. 40 keV geändert werden.

Wie man Abbildung 4.23 entnimmt, folgt als wahrscheinlichste Anregungsenergie  $E_{iz}$  des  $K^\pi = 7^+$  Oktupol-Vibrationsbandenkopfes 1080 keV mit einem Fehler von ca. 40 keV.

$$E_{iz}(E3) = (1080 \pm 40) \text{ keV}$$

### b) Minimierende Parameter und Korrekturergebnisse

Die Definition (4.47) minimierenden Fehler-Variationsparameter im Fall des korrigierten Oktupol-Vibrations-Kopplungsmodells und die sich daraus ergebenden  $\chi^2$  sind in Tabelle 4.18 dargestellt.

	Oktu.-Vib.
$E_{iz}$	$1080 \pm 40$
$dH_{\#112}$	+0.07
$dH_{\#118}$	-0.42
$dH_{\#123}$	+0.40
$dR_{PP}$	+1.5
$dR_{PC}$	+1.9
$dy$	+0.92
$dy_F$	-0.72

$\frac{1}{10}\chi_{A'}^2$	2.4
$\frac{1}{5}\chi_{W'}^2$	2.1
$\chi_{115'}^2$	0.67
$\frac{1}{3}\chi_{150'}^2$	1.8
$\chi_{tot'}^2$	2.2

Tabelle 4.18: Die Definition (4.47) minimierenden Fehler-Variationsparameter im Fall des korrigierten Oktupol-Vibrations-Kopplungsmodells und die sich daraus ergebenden  $\chi^2$ . Die Anregungsenergie  $E_{iz}$  ist in keV angegeben, die Fehler-Variationsparameter in der Einheit  $1\sigma$ -Standardabweichung.

Für den korrigierten  $B(E3,9^- \rightarrow 7^+)_{\uparrow}$ -Wert findet man:

$$B(E3,9^- \rightarrow 7^+)_{\uparrow} = 8.8 \text{ W.u.}$$

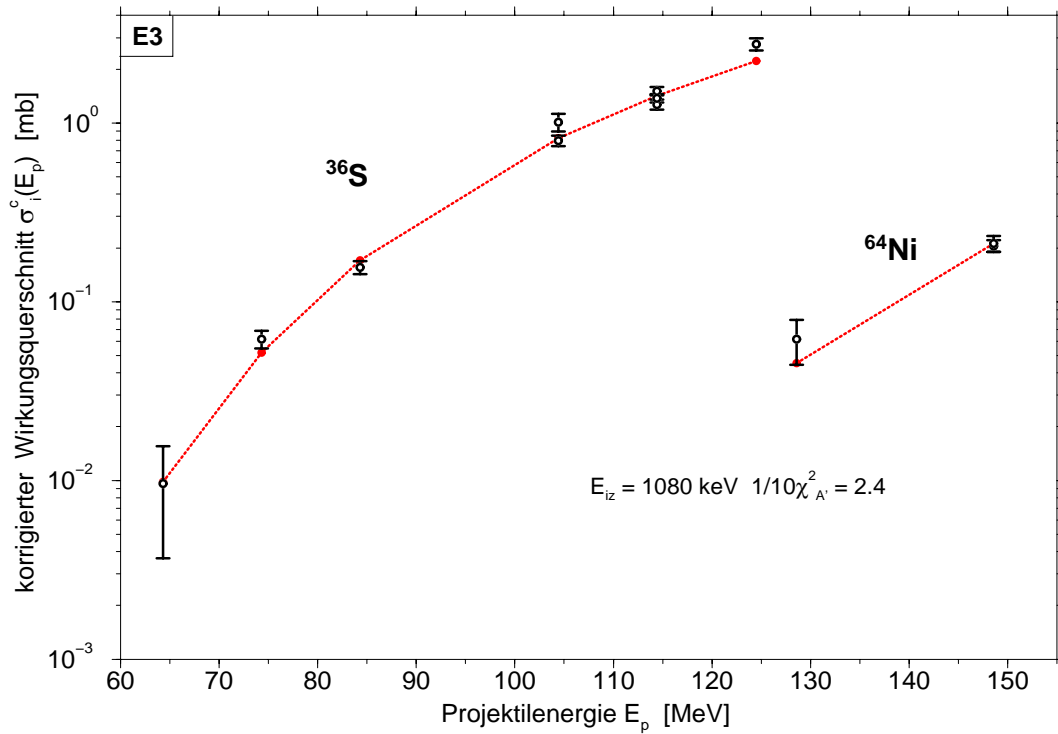
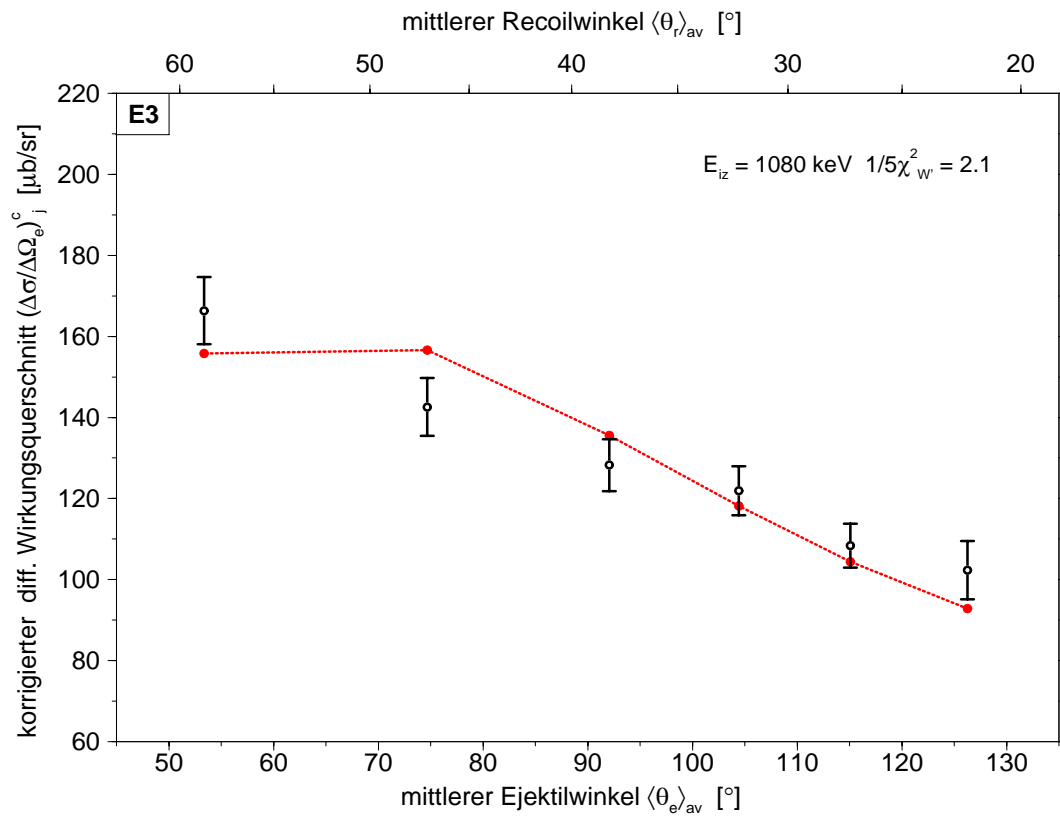
Die korrigierte Anregungskurve und Winkelverteilung zeigen Abbildung 4.24 und 4.25.

### c) E3-Kopplungsstärken

Die E3-Kopplungsstärke des im Oktupol-Vibrations-Kopplungsmodell niedrigsten Zwischenzustandes bei  $E_{iz} = 1080$  keV soll berechnet werden.

Die sehr klein erwartete Zerfallsbreite  $\Gamma_i$  des  $K^\pi = 7^+$  Oktupol-Vibrationsbandenkopfes bei  $E_z = (1080 \pm 40 + 75)$  keV =  $(1155 \pm 40)$  keV wird aus obigem  $B(E3,9^- \rightarrow 7^+)_{\uparrow}$  und dem auf Seite 124 angegebenen  $B(M2)_{\downarrow}$ -Wert bestimmt. Dabei ist zu beachten, dass der  $K^\pi = 7^+$  Oktupol-Vibrationsbandenkopf über einen reinen E3-Zerfall in den ersten Rotationszustand der Isomerbande und über einen gemischten M2/E3-Zerfall in das Isomer zerfallen kann.



Abbildung 4.24: Korrigierte E3-Anregungskurve für  $E_{iz} = 1080$  keV.Abbildung 4.25: Korrigierte E3-Winkelverteilung für  $^{36}\text{S}$  mit  $E_p = 114.4$  MeV und  $E_{iz} = 1080$  keV.

Durch Aufsummieren der sieben partiellen Zerfallsbreiten des Oktupol-Vibrationsbandenkopfs in die Hilfsbande wird  $\Gamma_g$  bestimmt. Die partiellen Zerfallsbreiten werden mit Hilfe der Alaga-Regel aus den auf Seite 124 angegebenen  $B(M1, 7^+ \rightarrow 6^+)_{\downarrow}$ - und  $B(E2, 7^+ \rightarrow 6^+)_{\downarrow}$ -Werten berechnet.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.19 zusammengefasst. Zum besseren Vergleich mit den E2-Kopplungsmodellen sind die Zerfallsbreiten in  $10^{-5}$  eV angegeben.

	Oktu.-Vib.
$\Gamma_i$ [ $10^{-5}$ eV]	0.0019
$\Gamma_g$ [ $10^{-5}$ eV]	0.72
$V_g$	$\approx 1$
$\Gamma_{eff}$ [ $10^{-5}$ eV]	$\approx 0.0019$
$B(E3)_{\uparrow eff}$ [W.u.]	8.8

Tabelle 4.19: Zerfallsbreiten, Verzweigungsverhältnis Richtung Grundzustand und effektives  $B(E3, 9^- \rightarrow 7^+)_{\uparrow}$ . Der Fehler von  $B(E3)_{\uparrow eff}$  wird auf 20% geschätzt.

Wie man Tabelle 4.19 entnimmt, ist die Kenntnis der genauen Größe von  $\Gamma_g$  nicht erforderlich, solange  $\Gamma_g \gg \Gamma_i$  gilt. Das Verzweigungsverhältnis  $V_g$  Richtung Grundzustand ist dann immer nahe bei Eins und folglich  $B(E3)_{\uparrow eff} \approx B(E3)_{\uparrow}$ .

Die Zerfallsbreite  $\Gamma_i$  ist mit  $1.9 \cdot 10^{-8}$  eV aber so klein, dass man davon ausgehen muss, dass größere Zerfallsbreiten  $\Gamma'_i$  aus dem Oktupol-Vibrationsbandenkopf in Zustände existieren, die wieder zurück in das  $K^\pi = 9^-$  Isomerband zerfallen. Im Fall  $\Gamma'_i \gg \Gamma_i$  muss  $B(E3)_{\uparrow}$  entsprechend vergrößert werden<sup>29</sup>:

$$B(E3)_{\uparrow} = B(E3)_{\uparrow eff} / V'_g = B(E3)_{\uparrow eff} \cdot \frac{\Gamma'_i + \Gamma_g}{\Gamma_g} \quad (4.48)$$

V. G. Soloviev [60] gibt als Resultat seiner QPNM-Rechnung (Quasiparticle-Phonor-Nuclear-Model) für die Anregung des  $K^\pi = 7^+$  Oktupol-Vibrationsbandenkopfes bei  $E_z = 1.4$  MeV ein  $B(E3, 9^- \rightarrow 7^+)_{\uparrow}$  von 26 W.u. an. Im Vergleich zu diesem Wert verbleibt für ein  $B(E3, 9^- \rightarrow 7^+)_{\uparrow}$  mit 8.8 W.u. noch „Spielraum“ für eine Vergrößerung nach Formel (4.48). Für den  $K^\pi = 7^-$   $\gamma$ -Vibrationsbandenkopf findet Soloviev eine Zustandsenergie von  $E_z = 1.3$  MeV und ein  $B(E2, 9^- \rightarrow 7^-)_{\uparrow}$  von 15 W.u. Zumindest für die  $\gamma$ -Vibration scheint die QPNM-Rechnung die Größe der Anregungsstärke und die Höhe der Zustandsenergie zu überschätzen. Zu beachten ist, dass ein  $B(E3, 9^- \rightarrow 7^+)_{\uparrow}$  mit 26 W.u. eventuell bereits im HDS-Spektrum (Abbildung 2.12 auf Seite 30) sichtbar sein sollte (siehe Abbildung 2.22 auf Seite 62).

Es sei angemerkt, dass aus dem gefundenen  $B(E3)_{\uparrow}$ -Wert folgt, dass die Kopplung von Isomer und Grundzustand über eine E3-anregbare (Oktupol-Vibrations-)Bande mit  $K^\pi = 9^+ \pm 1$  sehr unwahrscheinlich ist, da in diesem Fall direkte E1-Rückzerfälle in das Isomer erlaubt sind, die das Verzweigungsverhältnis  $V_g$  stark verkleinern, was zu unglaublich großen  $B(E3)_{\uparrow}$ -Werten führen würde.

<sup>29</sup>Da für die E2-Kopplungsmodelle die direkten Rückzerfallsbreiten  $\Gamma_i$  in das Isomer sehr groß sind ( $> 10^{-4}$  eV), wurden eventuelle Zerfallsbreiten  $\Gamma'_i$  dort vernachlässigt.

## 4.4. Diskussion der Ergebnisse

### 4.4.1. Diskussion der E2-Kopplungsmodelle

#### a) $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodell

Betrachtet man Tabelle 4.15, so fällt auf, dass der Wert von  $\chi_{tot'}^2$  für reine E2-Zerfälle des  $\gamma$ -Vibrationsbandenkopfes in die Hilfsbande mit 3.0 deutlich kleiner als für reine M1- oder reine E1-Zerfälle ist. Letztere zeigen  $\chi_{tot'}^2$  Werte von 5.3. Die Annahme reiner M1- oder E1-Zerfälle erscheint unvereinbar mit den gemessenen Winkelverteilungen. Im Folgenden sollen deshalb nur noch die reinen E2-Zerfälle diskutiert werden.

In Tabelle 4.16 fällt der im Fall der reinen E2-Zerfälle benötigte sehr große  $B(E2)\downarrow$ -Wert von 10 W.u. auf. Ein derart großer Wert erscheint unwahrscheinlich, wenn auch nicht völlig ausgeschlossen. Im  $^{181}\text{Ta}$  wurde ein  $B(E2)\downarrow$ -Wert für den  $(3/2^+, 3/2^+) \rightarrow (7/2^+, 5/2^+)$  Zwischenband-Übergang von  $(8 \pm 2)$  W.u. gefunden (siehe Ergebnis (2.35) auf Seite 53). Diverse Möglichkeiten, den sehr großen ermittelten  $B(E2)\downarrow$ -Wert zu reduzieren, sind denkbar:

1. Wie man Formel (3.16 auf Seite 75) entnimmt, ist für eine feste Zerfallsbreite  $\Gamma_g$  eine Möglichkeit, den  $B(E2)\downarrow$ -Wert zu reduzieren, die Hilfsbandenenergien zu senken und damit die Zwischenband-Energiedifferenzen zu erhöhen. Der  $K^\pi=6^-$  Hilfsbandenkopf wurde bei 592 keV angenommen, was einer Energiedifferenz der Bandenköpfe von  $(1134 - 592)$  keV = 542 keV entspricht. Wesentlich niedriger sollte der  $K^\pi=6^-$  Hilfsbandenkopf allerdings nicht liegen, da noch genügend „energetischer Spielraum“ für die Spinreduzierung um  $\Delta I = 5$  bis zum  $K^\pi=1^+$  Grundzustand verbleiben muss.
2. Die 10 W.u. könnten auf mehrere Coriolis-beschleunigte E2-Zerfälle in  $K^\pi=6^-$  Banden, die weiter Richtung Grundzustand zerfallen, aufgeteilt werden.
3. Die Annahmen reiner E2- oder M1- oder E1-Zerfälle wurden gemacht, um den Einfluss verschiedener Multipolaritäten auf die Winkelverteilung zu prüfen. Tatsächlich rechnet man bei Coriolis-beschleunigten E2-Zerfällen in  $K^\pi=6^-$  Banden auch mit Coriolis-beschleunigten M1-Zerfällen. Als Folge kann der  $B(E2)\downarrow$ -Wert verringert werden. Allerdings folgt bei Hinzunahme der M1-Zerfälle eine deutliche Erhöhung der „winkelverteilungssensitiven“  $\chi^2$ .

Abbildung 4.26 zeigt die Abhängigkeit zwischen  $\Gamma_i$  und  $\Gamma_g$  für die gefundene effektive Zerfallsbreite  $\Gamma_{eff} = 2.5 \cdot 10^{-5}$  eV (siehe Tabelle 4.17). Die Zerfallsbreiten  $\Gamma_i$  und  $\Gamma_g$  sind auf den gegenüberliegenden Achsen in  $B(E2)$ -Werte übersetzt. Wie man der Abbildung entnimmt, bedeutet eine Reduzierung des  $B(E2, 9^- \rightarrow 7^-)\uparrow$ -Wertes von 6 W.u. auf 1 W.u. eine Erhöhung des  $B(E2, 7^- \rightarrow 6^-)\downarrow$ -Wertes von 10 W.u. auf ca. 13 W.u. Mit der Annahme, dass der niedrigste Zwischenzustand ein Bandenkopf um  $(1059 + 75)$  keV ist, folgt, dass E2-Anregungs-Kopplungsmodelle, welche niedrigere Anregungsstärken als die  $\gamma$ -Vibration voraussetzen, unwahrscheinlich sind.

Das für das  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodell für reine E2-Zerfälle der  $\gamma$ -Vibrationsbande in die Hilfsbande gefundene  $B(E2)\uparrow_{eff}$  stimmt mit 0.31 W.u. mit dem im Stuttgarter PAA-Experiment gefundenen  $B(E2)\uparrow_{eff}$  überein. Falls das  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodell in der Natur realisiert und damit der  $\gamma$ -Vibrationsbandenkopf bei

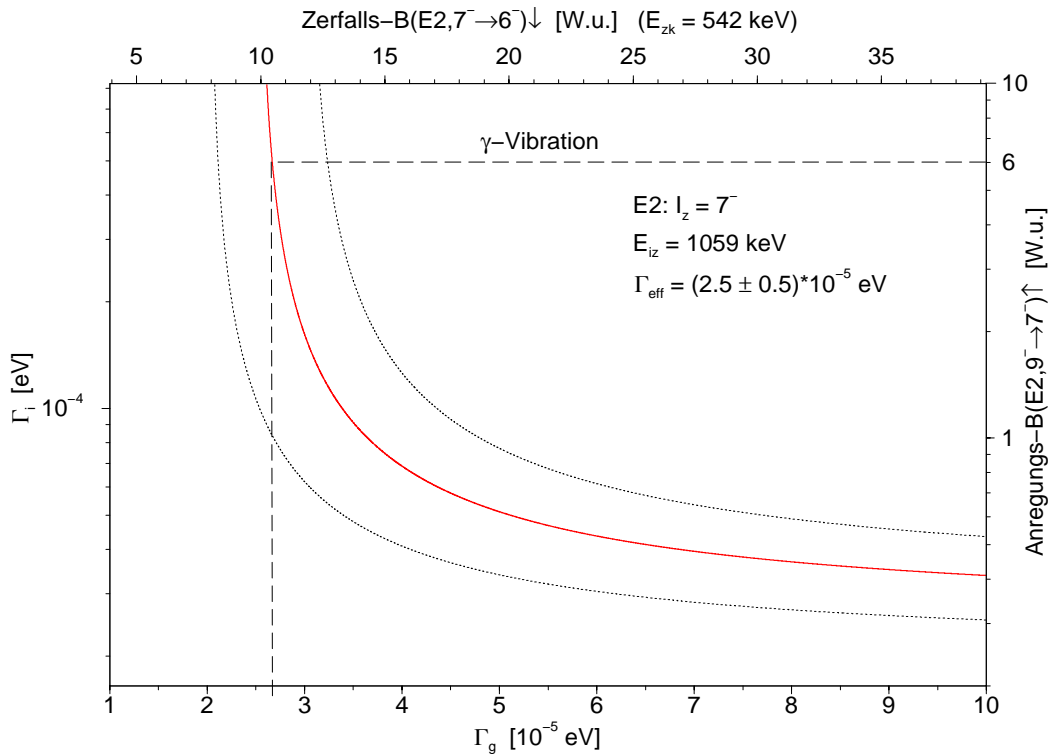


Abbildung 4.26: Gezeigt ist die aus dem  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodell für reine E2-Zerfälle der  $\gamma$ -Vibrationsbande in die Hilfsbande folgende Abhängigkeit von  $\Gamma_i$  bzw.  $B(E2, 9^- \rightarrow 7^-) \uparrow$  von  $\Gamma_g$  bzw.  $B(E2, 7^- \rightarrow 6^-) \downarrow$ . Die  $B(E2, 7^- \rightarrow 6^-) \downarrow$ -Werte wurden für eine Zerfallsenergie von  $E_{zk} = 542$  keV aus  $\Gamma_g$  berechnet. Im  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodell wurde ein  $B(E2, 9^- \rightarrow 7^-) \uparrow$  von 6 W.u. angenommen. Das für diesen Wert folgende  $\Gamma_g$  von  $2.7 \cdot 10^{-5}$  eV ist eingezeichnet (siehe auch Tabelle 4.17). Das gepunktete Fehlerband ergibt sich aus dem Fehler von  $\Gamma_{eff}$ .

$E_z = (1059 + 75)$  keV der niedrigste Zwischenzustand wäre, müsste die im PAA-Experiment gefundene minimale Anregungsenergie  $E_{iz} = 1010$  keV um 50 keV nach oben korrigiert werden. Mit dem in [39] angegebenen Fehler für die Anregungsenergie von  $\pm 10$  keV steht das Stuttgarter PAA-Experiment im Widerspruch zur Annahme, dass die  $\gamma$ -Vibrationsbande die Kopplung zwischen Isomer und Grundzustand verursacht.

## b) K-verbotenes Kopplungsmodell

Folgende Gründe sprechen für das K-verbotene Kopplungsmodell:

1. Es ist bekannt (siehe Seite 98 bis 100), dass in  $^{176}\text{Lu}$  die Verbindung von  $K^\pi = 7^-$  Grundzustand und  $K^\pi = 1^-$  Isomer über eine K-verbotene Kopplung realisiert ist.
2. Das K-verbotene Kopplungsmodell reproduziert die im Stuttgarter PAA-Experiment gefundene Anregungsstärke.
3. Im Modell liegt der nächsthöhere Zwischenzustand bei (geschätzten) 1296 keV

(siehe Abbildung 4.14). Im Stuttgarter PAA-Experiment wurde ein gesicherter<sup>30</sup> Zwischenzustand bei etwa  $E_z = (1200+75)$  keV gefunden (siehe Seite 70).

4. Das Modell kann große Zerfallsbreiten  $\Gamma_g$  erklären.
5. Das für die  $K^\pi = 6^-$  Bande gefundene  $(g_K - g_R)$  ist mit 0.37 „vernünftig“.

Das mit 1.8 W.u. sehr große  $B(E2, 9^- \rightarrow 7^-) \uparrow$  für einen K-verbotenen Übergang kann eventuell durch Coriolismischung der  $K^\pi = 6^-$  Bande mit der  $K^\pi = 7^-$   $\gamma$ -Vibrationsbande erklärt werden. Wie man Formel (3.21) auf Seite 78 entnimmt, ist die spin-reduzierte Mischungsamplitude indirekt proportional zur Energiedifferenz zwischen zwei Zuständen mit gleichem Spin I. Im K-verbotenen Kopplungsmodell liegt der  $I^\pi = 7^-$  niedrigste Zwischenzustand der  $K^\pi = 6^-$  Bande nur ca. 50 keV unter dem  $\gamma$ -Vibrationsbandenkopf. Da das aus dem K-verbotenen Kopplungsmodell folgende  $\Gamma_{eff}$  gerade dem im Stuttgarter PAA-Experiment gefundenen  $\Gamma_{eff}$  entspricht (vergleiche Tabelle 3.2 auf Seite 70 mit Tabelle 4.17), kann Abbildung 3.4 auf Seite 76 zur Beurteilung der Abhängigkeit zwischen  $\Gamma_i$  und  $\Gamma_g$  herangezogen werden. Verringert man das  $B(E2, 9^- \rightarrow 7^-) \uparrow$  von 1.8 W.u. auf den für <sup>176</sup>Lu gefundenen Wert von 0.7 W.u., so entnimmt man Abbildung 3.4, dass  $\Gamma_g$  von  $2.3 \cdot 10^{-5}$  eV auf  $3.3 \cdot 10^{-5}$  eV ansteigen muss. Dazu muss nur der Wert von  $(g_K - g_R)$  der  $K^\pi = 6^-$  Bande vergrößert werden (siehe auch Abbildung 3.5 auf Seite 80).

Das Hauptargument gegen das K-verbotene Kopplungsmodell ist das große erhaltene  $\chi_{tot}^2$  von über 4 (siehe Tabelle 4.15). Der hohe Wert ist zum Teil durch die schlechte Übereinstimmung der experimentellen mit den theoretischen Winkelverteilungsdaten bedingt. Auch bleibt die Annahme einer Doppellinie bei 1010.7 keV trotz der unerwartet hohen Linienintensität im HDS-Spektrum (siehe zweiten Diskussionspunkt auf Seite 60) spekulativ. Mit einem  $\frac{1}{11}\chi_{A'}^2$  von 3.8 erscheint die Anregungsenergie  $E_{iz} = 1010$  keV etwas zu niedrig, um die experimentelle Anregungskurve zu erklären.

#### 4.4.2. Diskussion des E3-Kopplungsmodells

##### a) Oktupol-Vibrations-Kopplungsmodell

Mit einem  $\chi_{tot}^2$  von 2.2 zeigt das Oktupol-Vibrations-Kopplungsmodell von allen getesteten Kopplungsmodellen die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Wie man Abbildung 4.23 entnimmt, ist das deutlich kleinere  $\chi_{tot}^2$  im Vergleich zu den E2-Kopplungsmodellen nicht eine Folge des im Oktupol-Vibrationsmodell zusätzlich freien Variationsparameters „Anregungsenergie“. Das unter der Annahme  $V_g \approx 1$  gefundene  $B(E3, 9^- \rightarrow 7^+) \uparrow$  ist mit 8.8 W.u. typisch für Oktupol-Vibrationsanregungen, hat aber eventuell noch Spielraum für eine Vergrößerung, falls  $V_g$  verkleinert werden muss (siehe Diskussion auf Seite 138). Mit einer Anregungsenergie von  $E_{iz} = (1080 \pm 40)$  keV und daraus folgend einer Zustandsenergie des  $K^\pi = 7^+$  Oktupol-Vibrationsbandenkopfes von  $E_z = (1155 \pm 40)$  keV würde dieser niedriger als von der Theorie vorhergesagt ( $E_z = 1.4$  MeV [60]) liegen (siehe auch Tabelle 7.1 im Anhang 7.2).

---

<sup>30</sup>Wie bereits erwähnt, kann im Stuttgarter PAA-Experiment nicht entschieden werden, ob bei  $E_z = (1010 + 75)$  keV ein Zwischenzustand oder nur die experimentelle Nachweisgrenze liegt. Erst ein Knick in der Anregungskurve, wie er bei ca. 1200 keV beobachtet wird, ist ein sicheres Indiz für einen Zwischenzustand.

#### 4.4.3. Vergleich der E2- und E3-Kopplungsmodelle

Betrachtet man in Tabelle 4.15 und 4.18 den Reichweitenfehler-Variationsparameter  $dR_{PP}$ , so fällt auf, dass für die E2-Kopplungsmodelle Abweichungen im 3 bis  $4\sigma$ -Bereich benötigt werden, während die Abweichung für das Oktupol-Vibrations-Kopplungsmodell mit  $1.5\sigma$  deutlich kleiner ist. Woher kommt dieser Unterschied? Für ein gegebenes Kopplungsmodell muss der mit GOSIA berechnete differentielle Recoil-Wirkungsquerschnitt  $\left(\frac{d\sigma_C}{d\Omega_r}\right)$  über den Recoilwinkelbereich  $12^\circ$  bis  $73^\circ$  integriert werden (siehe (4.24)). Im Fall des K-verbotenen Kopplungsmodells ist das Verhältnis  $V_\sigma$  der integrierten Wirkungsquerschnitte von 114.4 MeV  $^{36}\text{S}$  zu 148.6 MeV  $^{64}\text{Ni}$   $V_\sigma(\text{E2}) \approx 3.4$ . Das Oktupol-Vibrations-Kopplungsmodell<sup>31</sup> liefert für die Anregungsenergie  $E_{iz} = 1010$  keV dagegen  $V_\sigma(\text{E3}) \approx 5.7$ . D. h. für die angegebenen Projektilenergien ist das Wirkungsquerschnitts-Verhältnis  $^{36}\text{S}$  zu  $^{64}\text{Ni}$  für die E3-Anregung fast 70% größer als für die E2-Anregung. Somit ist das gemessene Wirkungsquerschnitts-Verhältnis  $V_\sigma$  neben den Winkelverteilungen ein weiteres Kriterium für die Bestimmung der Multipolarität der Anregung.

Offensichtlich entspricht das gemessene  $V_\sigma$  mehr einer E3- als einer E2-Anregung. Für die E2-Anregungs-Kopplungsmodelle muss die Reichweite  $R_{PP}$  um 3 bis  $4\sigma$  vergrößert werden, damit die für die  $^{64}\text{Ni}$ -Runs berechnete Anzahl der in den Folien gestoppten  $^{180g}\text{Ta}$ -Recoils  $^{theo}\text{N}(^{180g}\text{Ta})$  stark genug abnimmt, um die experimentellen  $^{64}\text{Ni}$ -Wirkungsquerschnitte relativ zu  $^{36}\text{S}$  ausreichend zu vergrößern (siehe Formel (4.25)).

#### 4.4.4. Zusammenfassung

Das  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodell, motiviert durch die Kopplung von Grundzustand und  $K^\pi = 5/2^+$  Isomer im  $^{181}\text{Ta}$  über die  $\gamma$ -Vibrationsbande, steht im Widerspruch zur niedrigsten im Stuttgarter PAA-Experiment gefundenen Anregungsenergie. Die im Münchener Catcher-Folien CAA-Experiment für das  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodell gefundenen  $\chi^2$  sind nicht klein genug, um das  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodell weiter in Betracht zu ziehen.

Das K-verbotene Kopplungsmodell, motiviert durch die große Intensität der Linie bei 1010.7 keV im HDS-Spektrum (Abbildung 2.12 auf Seite 30), deren Energie identisch mit der niedrigsten im Stuttgarter PAA-Experiment beobachteten Anregungsenergie ist, und durch das bekannte Kopplungsszenario in  $^{176}\text{Lu}$ , liefert ein effektives  $B(\text{E2})\uparrow_{eff}$  von  $(0.30 \pm 0.06)$  W.u. Interessanterweise entspricht dieser Wert dem aus dem Stuttgarter PAA-Experiment folgenden  $B(\text{E2})\uparrow_{eff}$ . Nur die gefundenen großen  $\chi^2$  lassen Zweifel an der Richtigkeit dieses Kopplungsmodells offen. Für das CAA-Experiment erscheint eine Anregungsenergie von  $E_{iz} = 1010$  keV etwas niedrig, was sich in einem  $\frac{1}{11}\chi^2_{A'}$  von 3.9 äußert. Die Annahme, dass in Realität neben der  $K^\pi = 6^-$  Bande eine weitere koppelnde Bande existiert, die dazu führt, dass mit dem K-verbotenen Kopplungsmodell eine höhere (mittlere) Anregungsenergie gefunden wird, ist unwahrscheinlich, da dann auch ein gegenüber dem Stuttgarter PAA-Experiment größerer effektiver  $B(\text{E2})\uparrow_{eff}$ -Wert angenommen werden müsste.

<sup>31</sup>Im Fall des  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodells ( $E_{iz} = 1059$  keV) ist  $V_\sigma(\text{E2}) \approx 4.5$ .

Aus dem CAA-Experiment folgt als wahrscheinlichstes Kopplungsmodell die Kopplung über eine E3-anregbare Bande mit einem Bandenkopf bei  $E_z = (1155 \pm 40)$  keV. Für dieses Modell sprechen die nicht allzu großen  $\chi^2$ . Ein  $B(E3)\uparrow$  von  $(8.8 \pm 1.8)$  W.u. könnte auf die Anregung einer Oktupol-Vibrationsbande hindeuten. Speziell die  $K^\pi = 7^+$  Oktupol-Vibrationsbande erscheint interessant, da diese energetisch am niedrigsten liegend erwartet wird und keinen direkten E1-Rückzerfall in das Isomer erlaubt.

Anmerkung:

Falls man ein E2-anregbares Kopplungsmodell für die CAA-Experimente ausschließt, ergeben sich folgende Konsequenzen:

1. Der niedrigste im Stuttgarter PAA Experiment beobachtete Zwischenzustand ist nicht E2-anregbar. Stattdessen wird ein  $I = (9 \pm 1)$  Zustand, wahrscheinlich ein  $I = 8$ , E1 oder M1, angeregt. Die E1- bzw. M1-Anregung führt nicht in eine Oktupol- bzw.  $\gamma$ -Vibrationsbande. Spekulativ könnte man sich vorstellen, dass die im PAA-Experiment beobachtete effektive Zerfallsbreite durch ein E1-anregbares K-verbotenes Kopplungsmodell erklärt wird. Die koppelnde Bande könnte einen  $K^\pi = 7^+$  Bandenkopf haben, der weiter Richtung Grundzustand zerfällt. Eventuell könnte auch der  $K^\pi = 7^+$  Oktupol-Vibrationsbandenkopf in diesen Bandenkopf zerfallen.
2. Die gesamte Intensität der im HDS-Spektrum gefundenen Linie bei 1010.7 keV sollte dann aus dem  $(8^-, 7^-) \rightarrow (10^-, 9^-)$  Übergang stammen. Die zu große Linienintensität im Vergleich zur die Alaga-Regel voraussetzenden GOSIA-Simulation (siehe Tabelle 2.12 auf Seite 59) ist auf eine Verletzung der Alaga-Regel ( $M_2 \neq 0$ ) zurückzuführen.





# 5. Nukleosynthese von $^{180i}\text{Ta}$

Wie in der Einleitung vorweggenommen, werden verschiedene Prozesse zur Erklärung der in Tabelle 5.1 beschriebenen solaren  $^{180i}\text{Ta}$ -Häufigkeit diskutiert. Die genauesten quantitativen Diskussionen über die Entstehung von  $^{180i}\text{Ta}$  können heute mit den Neutroneneinfangszszenarien r-Prozess oder s-Prozess geführt werden. Die quantitativen Abschätzungen für die r- bzw. s-Prozess-Entstehung von  $^{180i}\text{Ta}$  sollen im Folgenden beschrieben werden.

Isotop	Häufigkeit $^{\odot}\text{N}$	Prozess	Häufigkeit $^{\text{s}}\text{N}$
$^{180i}\text{Ta}$	2.48	s?, r?, p?	?
$^{180}\text{W}$	173	p?, s?	?
$^{180}\text{Hf}$	$5.41 \cdot 10^4$	s, r	$3.71 \cdot 10^4$
$^{179}\text{Hf}$	$2.10 \cdot 10^4$	r, s	$6.80 \cdot 10^3$
$^{178}\text{Hf}$	$4.20 \cdot 10^4$	s, r	$2.19 \cdot 10^4$

Tabelle 5.1: Solare Häufigkeit  $^{\odot}\text{N}$  und s-Prozess-Häufigkeit  $^{\text{s}}\text{N}$  der angegebenen Isotope relativ zu Silizium ( $\text{Si} \equiv 10^{12}$ ) nach [1]. Die extreme Seltenheit von  $^{180i}\text{Ta}$  ist evident. Bei den Hafnium-Isotopen wird die Differenz:  $^{\text{r}}\text{N} = ^{\odot}\text{N} - ^{\text{s}}\text{N}$  dem r-Prozess zugeschrieben.

## 5.1. Nukleosynthese von $^{180i}\text{Ta}$ im r-Prozess

Die dem r-Prozess folgenden  $\beta^-$ -Zerfälle Richtung Tal der Stabilität enden nach dem Zerfall von  $^{180}\text{Lu}$  im Grundzustand des stabilen  $^{180}\text{Hf}$ . Ein durch Post-r-Prozess  $\beta^-$ -Zerfälle populierte Isomer in  $^{180}\text{Lu}$  könnte in das  $K^{\pi} = 8^-$  Isomer im  $^{180}\text{Hf}$  zerfallen, das mit geringer Wahrscheinlichkeit weiter ins  $^{180i}\text{Ta}$  zerfällt (siehe Abbildung 5.1). Die im r-Prozess erzeugte Menge von  $^{180i}\text{Ta}$  relativ zur Menge an  $^{180}\text{Hf}$  ist dann gegeben durch [63]:

$$\frac{^{\text{r}}\text{N}_{^{180i}\text{Ta}}}{^{\text{r}}\text{N}_{^{180}\text{Hf}}} = \text{Lu}f_{\beta^-}^i \cdot \text{Hf}f_{\beta^-}^i \quad (5.1)$$

mit:

- $\text{Lu}f_{\beta^-}^i$  : Anteil des  $^{180}\text{Lu}$ , der in das  $K^{\pi} = 8^-$  Isomer des  $^{180}\text{Hf}$  zerfällt
- $\text{Hf}f_{\beta^-}^i$  : Anteil des  $K^{\pi} = 8^-$  Isomers in  $^{180}\text{Hf}$ , der ins  $^{180i}\text{Ta}$  zerfällt

$\text{Hf}f_{\beta^-}^i$  wurde unter Laborbedingungen von Kellogg et al. [64] zu  $(0.29 \pm 0.08)\%$  bestimmt.

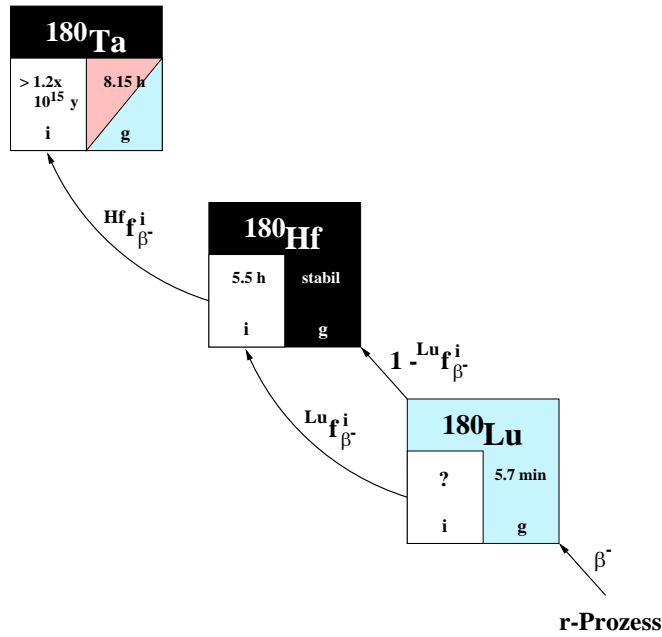


Abbildung 5.1: Mögliche Erzeugung von  $^{180i}\text{Ta}$  durch  $\beta^-$ -Zerfall eines eventuell in  $^{180}\text{Lu}$  existierenden, durch Post-r-Prozess- $\beta^-$ -Zerfälle populierten Isomers.

Für  $Lu_{\beta^-}^i$  liegen voneinander abweichende Messwerte vor. Eschner et al. [65] geben  $(0.46 \pm 0.15)\%$  an. Dazu im Gegensatz steht die mit Null verträgliche spätere Messung von Kellogg et al. [66]  $Lu_{\beta^-}^i = (0.005 \pm 0.018)\%$ . Der größere Wert von Eschner et al. könnte aus der Existenz eines Isomers im  $^{180}\text{Lu}$  resultieren, das zu kurzlebig ist, um im Aktivierungsexperiment von Kellogg et al. beobachtet worden zu sein. In neueren Messungen [67, 68] konnte kein Hinweis auf die Existenz eines solchen Isomers gefunden werden. Nimmt man an, dass alles  $^{180i}\text{Ta}$  im r-Prozess entstanden ist, so folgt für die relative Häufigkeit nach Tabelle 5.1:

$$\frac{rN_{^{180i}\text{Ta}}}{rN_{^{180}\text{Hf}}} = \frac{2.48}{(5.41 - 3.71) \cdot 10^4} = 1.46 \cdot 10^{-4} \quad (5.2)$$

In diesem Fall müsste:

$$Lu_{\beta^-}^i = \frac{1.46 \cdot 10^{-4}}{(0.29 \pm 0.08) \cdot 10^{-2}} = (5.0 \pm 1.4) \cdot 10^{-2} \hat{=} (5.0 \pm 1.4)\% \quad (5.3)$$

gelten.

Der Prozentsatz an im r-Prozess erzeugtem  $^{180i}\text{Ta}$  ist deshalb gegeben durch:

$$^{180i}\text{Ta} [\%] = \frac{Lu_{\beta^-}^i [\%]}{(5.0 \pm 1.4)\%} \cdot 100\% \quad (5.4)$$

Bei Richtigkeit des Messwertes von Eschner et al. für  $Lu_{\beta^-}^i$  könnten etwa  $(9 \pm 4)\%$  des solar beobachteten  $^{180i}\text{Ta}$  im r-Prozess entstanden sein.

Aus dem durch neuere Experimente gestützten Messwert von Kellog et al. folgt eine vernachlässigbare Produktion von  $^{180i}\text{Ta}$  im r-Prozess.

## 5.2. Nukleosynthese von $^{180i}\text{Ta}$ im s-Prozess

### 5.2.1. s-Prozess-Häufigkeit benachbarter stabiler Isotope

Während des s-Prozesses geht das Isotop  $(Z, A-1)$  mit der Neutroneneinfangrate  $\lambda_{(Z, A-1)+n}$  in das Isotop  $(Z, A)$  über, das wiederum mit der Neutroneneinfangrate  $\lambda_{(Z, A)+n}$  „zerstört“ wird (siehe Abbildung 5.2).

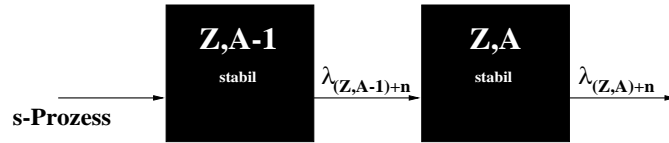


Abbildung 5.2: s-Prozesspfad im Bereich stabiler Isotope.

Die s-Prozessdauer ist groß gegenüber dem Inversen der typischen Neutroneneinfangraten nichtmagischer Kerne. Deshalb kann sich ein durch die Neutroneneinfangraten bestimmtes Gleichgewicht zwischen Produktion und Destruktion eines Kerns einstellen. Als Folge findet man für die Anzahl  ${}^s\text{N}$  der im s-Prozess hergestellten nichtmagischen Kerne die Gleichgewichtslösung:

$$\lambda_{(Z, A)+n} \cdot {}^s\text{N}_{(Z, A)} = \lambda_{(Z, A-1)+n} \cdot {}^s\text{N}_{(Z, A-1)} \quad (5.5)$$

wobei die Neutroneneinfangrate des Kerns  $(Z, A)$  durch:

$$\lambda_{(Z, A)+n} = n_n \cdot v_T \cdot \langle \sigma \rangle_{(Z, A)+n} \quad (5.6)$$

gegeben ist.

Mit:

- $n_n$  : Neutronendichte
- $v_T$  : Wahrscheinlichste Relativgeschwindigkeit zwischen den Neutronen und den Neutronen einfangenden Kernen
- $\langle \sigma \rangle_{(Z, A)+n}$  : Maxwell-gemittelter Neutroneneinfangquerschnitt des Kerns  $(Z, A)$

Dabei gilt:

$$v_T = \left( \frac{2kT}{\mu_n} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.7)$$

mit:

$\mu_n$  : Reduzierte Neutronenmasse<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Für Massen um  $A=180$  gilt:  $\mu_n \approx \frac{1 \cdot 180}{1+180} \cdot m_n \approx m_n$  ( $m_n$ : Neutronenmasse).

und:

$$\langle \sigma \rangle \equiv \frac{\langle \sigma v \rangle}{v_T} = \frac{\int_0^\infty \sigma(v) \cdot v \cdot 4\pi \cdot \overbrace{\left(\frac{\mu_n}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\mu_n v^2/(2kT)} \cdot v^2 dv}^{\text{Maxwellverteilung}}}{v_T} \quad (5.8)$$

Mit Formel (5.6) lässt sich Formel (5.5) vereinfachen:

$$\langle \sigma \rangle_{(Z,A)+n} \cdot {}^s\text{N}_{(Z,A)} = \langle \sigma \rangle_{(Z,A-1)+n} \cdot {}^s\text{N}_{(Z,A-1)} \quad (5.9)$$

Da  $\sigma(v)$  im Temperaturbereich  $T_8 = 1.7$  bis  $5.2$  ( $T_8 =$  Temperatur in Einheiten  $10^8$  K) etwa mit  $\frac{1}{v}$  fällt, folgt  $\sigma(v) \cdot v \approx \text{const.}$  Damit kann  $\sigma(v) \cdot v$  vor das Integral in Formel (5.8) gezogen werden. Das Integral über die Maxwellverteilung ist Eins. Deswegen gilt:

$$v_T \cdot \langle \sigma \rangle \approx \text{const.} \quad (5.10)$$

$v_T \cdot \langle \sigma \rangle$  ist also weitgehend temperaturunabhängig.

Als „Temperaturäquivalent“ soll im Folgenden häufig die durch Multiplikation der Boltzmann-Konstanten  $k$  mit der Temperatur  $T$  gegebene thermische Energie  $kT$  benutzt werden. Dabei gilt:

$$8.62 \text{ keV} \doteq 1 \cdot 10^8 \text{ K}$$

### 5.2.2. s-Prozess-Häufigkeit im Fall $\beta$ -instabiler Isomere

Werden beim Neutroneneinfang am Kern  $(Z,A-1)$  teilweise (mit dem Bruchteil  $f_n^i$ ) Isomere im Kern  $(Z,A)$  bevölkert, von denen nicht alle in den Grundzustand des Kerns  $(Z,A)$  zerfallen, sondern teilweise (mit den Bruchteil  $f_{\beta^-}^i$ ) durch  $\beta^-$ -Zerfälle den Kern  $(Z+1,A)$  bilden, so muss Formel (5.9) um die Verzweungsverhältnisse korrigiert werden. Es gilt dann die Gleichgewichtslösung:

$$\langle \sigma \rangle_{(Z,A)+n} \cdot {}^s\text{N}_{(Z,A)} = \langle \sigma \rangle_{(Z,A-1)+n} \cdot {}^s\text{N}_{(Z,A-1)} \cdot (1 - f_n^i \cdot f_{\beta^-}^i) \quad (5.11)$$

Ist der durch  $\beta^-$ -Zerfall des Isomers gebildete Kern  $(Z+1,A)$  stabil und nur über Neutroneneinfang zerstörbar, so gilt:

$$\langle \sigma \rangle_{(Z+1,A)+n} \cdot {}^s\text{N}_{(Z+1,A)} = \langle \sigma \rangle_{(Z,A-1)+n} \cdot {}^s\text{N}_{(Z,A-1)} \cdot f_n^i \cdot f_{\beta^-}^i \quad (5.12)$$

Formel (5.12) beschreibt die später diskutierte Situation der Produktion von  $^{180i}\text{Ta}$  über das  $K^\pi = 8^-$  Isomer in  $^{180}\text{Hf}$ .

### 5.2.3. Abschätzung einer unteren Grenze für die s-Prozessdauer

In Tabelle 5.2 sind wichtige Neutroneneinfangquerschnitte für verschiedene thermische Energien  $kT$  bzw. Temperaturen  $T$  zusammengefasst.

kT [keV]	T [ $10^8\text{K}$ ]	$v_T$ [ $10^6\text{ m/s}$ ]	Maxwell-gemittelter Wirkungsquerschnitt $\langle \sigma \rangle$ für die Neutroneneinfangreaktion:				
			$^{178}\text{Hf}+n$	$^{179}\text{Hf}+n$	$^{179}\text{Ta}+n$	$^{180i}\text{Ta}+n$	$^{180}\text{W}+n$
12	1.4	1.5	-	-	2041	-	921
12.5	1.5	1.5	475	1627	-	-	-
15	1.7	1.7	432	1457	-	$2143 \pm 154$	-
20	2.3	2.0	375	1233	1463	$1824 \pm 128$	707
25	2.9	2.2	338	1091	1268	$1613 \pm 111$	632
30	3.5	2.4	310	991	1128	$1465 \pm 100$	$578 \pm 60$
35	4.1	2.6	288	917	-	-	-
40	4.6	2.8	270	858	-	$1269 \pm 83$	-
50	5.8	3.1	241	769	-	$1145 \pm 72$	-
52	6.0	3.2	-	-	794	$1125 \pm 71$	447
Referenz:			[63]	[63]	[69]	[70]	[69]

Tabelle 5.2: Maxwell-gemittelter Neutroneneinfangquerschnitt in Abhängigkeit von der thermischen Energie  $kT$ . Die für gegebenes  $kT$  berechnete Temperatur und Geschwindigkeit  $v_T$  sind auf zwei Stellen gerundet. Der Fehler für  $\langle \sigma \rangle$  wird von Beer et al. [63] mit 3% angegeben. Der Neutroneneinfangquerschnitt von  $^{179}\text{Ta}$  ist bisher experimentell nicht bestimmt. Die Daten in der Tabelle beruhen auf einer theoretischen Abschätzung von Nemeth et al. [69]. Als Fehler der Abschätzung werden 20% angegeben.

Damit sich ein Gleichgewicht gemäß Formel (5.5) einstellen kann, muss die s-Prozessdauer groß gegenüber den Inversen der Neutroneneinfangraten sein. Die kleinste Neutroneneinfangrate im Massenbereich um  $A = 180$  wird nach Formel (5.6) und Tabelle 5.2 für  $^{178}\text{Hf}$  erwartet.

Nimmt man  $kT = 30\text{ keV}$  und als typische s-Prozess-Neutronendichte  $n_n = (4.1 \pm 0.6) \cdot 10^8\text{ cm}^{-3}$  [71] an, so folgt:

$$\lambda_{178\text{Hf}+n} = \underbrace{4.1 \cdot 10^8\text{ cm}^{-3}}_{n_n} \cdot \underbrace{\left(\frac{2 \cdot 30\text{ keV}}{9.4 \cdot 10^5\text{ keV}}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot 3 \cdot 10^{10}\frac{\text{cm}}{\text{s}}}_{v_T} \cdot \underbrace{310 \cdot 10^{-27}\text{ cm}^2}_{\langle \sigma \rangle_{178\text{Hf}+n}} \quad (5.13)$$

$$\Rightarrow \lambda_{178\text{Hf}+n} \approx 3 \cdot 10^{-8}\text{ s}^{-1} \quad (5.14)$$

Damit hat ein  $^{178}\text{Hf}$ -Kern im s-Prozess eine Lebensdauer  $\tau = (\lambda_{178\text{Hf}+n})^{-1}$  gegen Neutroneneinfang von ungefähr einem Jahr. Deshalb muss gelten:

$$\text{s-Prozessdauer} \gg 1\text{ Jahr} \quad (5.15)$$

### 5.2.4. s-Prozessparameter

In allen weiteren Rechnungen werden folgende Annahmen über den s-Prozess gemacht:

- **s-Prozessdauer:**

s-Prozessdauer  $\gg$  1 Jahr (siehe oben).

- **Temperatur:**

$kT = 28 \text{ keV}$  bis  $33 \text{ keV}$  [72].

- **Neutronendichte:**

$n_n = (4.1 \pm 0.6) \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$  [71].

- **Elektronendichte:**

$n_e = 5.4 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-3}$  [73].

- **zeitliche Konstanz:**

Temperatur, Neutronendichte und Elektronendichte werden während des s-Prozesses als konstant angenommen.

Mit der untersten Annahme spricht man häufig vom „**klassischen**“ s-Prozess.

### 5.2.5. Synthese von $^{180i}\text{Ta}$ über eine s-Prozessverzweigung im $^{180}\text{Hf}$

Fängt  $^{179}\text{Hf}$  ein Neutron unter s-Prozessbedingungen ein, so wird das  $K^\pi = 8^-$  Isomer im  $^{180}\text{Hf}$  mit dem Bruchteil  $Hf f_n^i$  bevölkert [64, 74]. Dieses zerfällt mit dem Bruchteil  $f_{\beta^-}^i$  ins  $^{180i}\text{Ta}$  (siehe Abbildung 5.3).

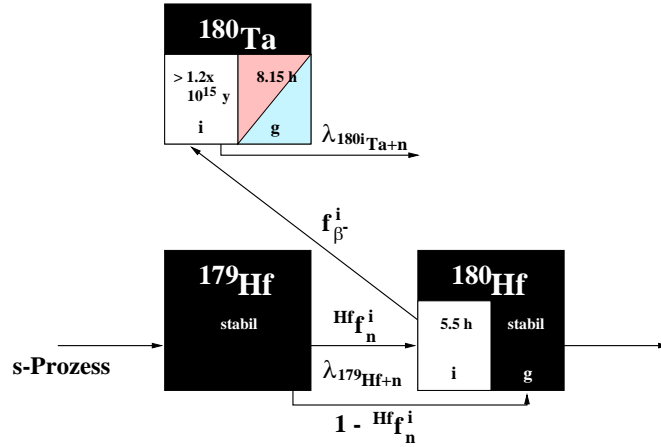


Abbildung 5.3: Möglicher Erzeugungsweg von  $^{180i}\text{Ta}$  durch Populierung des  $K^\pi = 8^-$  Isomers im  $^{180}\text{Hf}$  nach Neutroneneinfang am  $^{179}\text{Hf}$ . In der Abbildung sind die unter Laborbedingungen gemessenen Halbwertszeiten angegeben.

Aus Formel (5.12) folgt für die relative Häufigkeit von  $^{180i}\text{Ta}$ <sup>2</sup>:

$$\left( \frac{{}^s\text{N}_{180i}\text{Ta}}{{}^s\text{N}_{179}\text{Hf}} \right)_G = \frac{\langle \sigma \rangle_{179}\text{Hf}+n}{\langle \sigma \rangle_{180i}\text{Ta}+n} \cdot Hf f_n^i \cdot f_{\beta^-}^i \quad (5.16)$$

Das Verzweungsverhältnis  $Hf f_n^i$  wurde von Beer et al. [63] zu  $(1.24 \pm 0.06)\%$  bestimmt.

Unter Laborbedingungen geben Kellogg et al. [64]  $(0.29 \pm 0.08)\%$  für  $f_{\beta^-}^i$  an. Während des s-Prozesses ist mit einem veränderten Wert zu rechnen. Die hohe Temperatur im s-Prozess führt zu einer Entvölkerung der Elektronenschalen. Der Zerfall des  $K^\pi = 8^-$  Isomers über L-Konversion Richtung  $^{180}\text{Hf}$ -Grundzustand ist deshalb behindert, während  $\beta^-$ -Zerfälle aus dem  $^{180}\text{Hf}$ -Isomer ins  $^{180i}\text{Ta}$  zunehmen, bei denen das entstehende Elektron in einer entleerten Ta-Elektronenschale gebunden wird. Insgesamt ist eine Vergrößerung von  $f_{\beta^-}^i$  unter s-Prozessbedingungen im Vergleich zum unter Laborbedingungen gemessenen Wert zu erwarten. Beer et al. [63] haben unter Berücksichtigung dieser Effekte  $f_{\beta^-}^i$  zu  $0.7\%$  abgeschätzt.

Nimmt man an, dass alles  $^{180i}\text{Ta}$  im s-Prozess entstanden ist, so folgt für das Verhältnis von  ${}^s\text{N}_{180i}\text{Ta}$  zu  ${}^s\text{N}_{179}\text{Hf}$  nach Tabelle 5.1:

$$\frac{{}^s\text{N}_{180i}\text{Ta}}{{}^s\text{N}_{179}\text{Hf}} = \frac{2.48}{6.80 \cdot 10^3} = 3.65 \cdot 10^{-4} \quad (5.17)$$

<sup>2</sup>Der Buchstabe „G“ am unteren Ende der rechten runden Klammer soll dabei auf eine Gleichgewichtslösung hindeuten. Diese Notation wird im Weiteren mehrfach benutzt.



Aus Formel (5.16) folgt unter Berücksichtigung der Neutroneneinfangquerschnitte aus Tabelle 5.2 für die relative Häufigkeit:

$$\left(\frac{{}^s\text{N}_{180i}\text{Ta}}{{}^s\text{N}_{179}\text{Hf}}\right)_G = \frac{991 \text{ mb}}{1465 \text{ mb}} \cdot 1.24 \cdot 10^{-2} \cdot 0.7 \cdot 10^{-2} = (6 \pm 1) \cdot 10^{-5} \quad (5.18)$$

**Die Erzeugung von  $^{180i}\text{Ta}$  über eine s-Prozessverzweigung im  $^{180}\text{Hf}$  kann nur  $(16 \pm 3)\%$  des solar beobachteten  $^{180i}\text{Ta}$  erklären<sup>3</sup>.**

Setzt man das von Kellogg et al. [64] unter Laborbedingungen bestimmte Verzweigungsverhältnis  $f_{\beta^-}^i = (0.29 \pm 0.08)\%$  in Formel (5.18) ein, so können nur  $(7 \pm 2)\%$  des beobachteten  $^{180i}\text{Ta}$  erklärt werden.

---

<sup>3</sup>Der unbekannte Fehler des Wertes von Beer et al. wird über die letzte gültige Ziffer abgeschätzt. Es wurde demnach  $(0.7 \pm 0.1)\%$  in Formel (5.18) benutzt. Der totale Fehler des Ergebnisses von Formel (5.18) wird von diesem geschätzten Fehler dominiert und könnte auch größer sein.

### 5.2.6. Synthese von $^{180i}\text{Ta}$ über eine s-Prozessverzweigung im $^{179}\text{Hf}$

Eine weitere diskutierte Möglichkeit der Erzeugung von  $^{180i}\text{Ta}$  ist die des über eine s-Prozessverzweigung im unter maximalen s-Prozesstemperaturen  $\beta^-$  instabil werdenden  $^{179}\text{Hf}$ . Je höher die Prozesstemperatur, desto höher liegende Zustände im  $^{179}\text{Hf}$  können thermisch besetzt werden, die wegen der zunehmenden Entleerung der Elektronenschalen verstärkt  $\beta^-$ -Zerfälle zeigen, bei denen das entstehende Elektron in der Elektronenschale gebunden wird. Takahashi und Yokoi [75, 76] haben diesen Effekt berechnet. Ihre Rechnungen zeigen eine für die Produktion von  $^{180i}\text{Ta}$  bedeutende  $\beta^-$ -Instabilität von  $^{179}\text{Hf}$  für s-Prozesstemperaturen  $T_8 > 2.5$ . Der Rückzerfall des entstehenden  $^{179}\text{Ta}$  über Elektroneneinfang (ec) ins  $^{179}\text{Hf}$  ist wegen der entleerten Elektronenschalen behindert. Die Rechnungen zeigen eine Retardierung der unter Laborbedingungen beobachteten Halbwertszeit ( $t_{1/2} = 665$  Tage) für  $^{179}\text{Ta}$ . Das entstandene  $^{179}\text{Ta}$  ist ausreichend langlebig, um ein Neutron einzufangen. Neben der Bevölkerung des Grundzustandes von  $^{180}\text{Ta}$  werden  $Ta f_n^i$  der Einfänge  $^{180i}\text{Ta}$  populieren. Dieser Erzeugungsweg für  $^{180i}\text{Ta}$  ist in Abbildung 5.4 dargestellt.

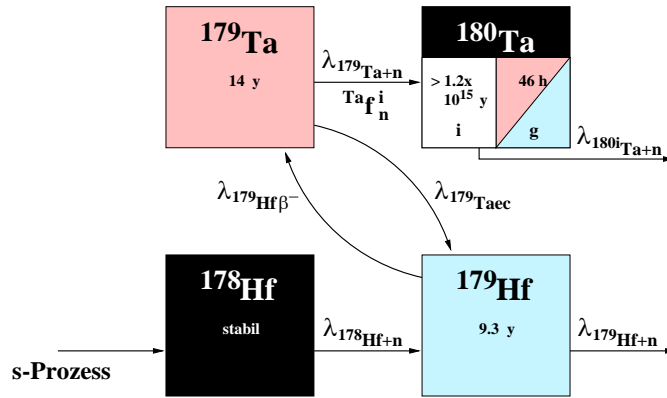


Abbildung 5.4: Möglicher Erzeugungsweg von  $^{180i}\text{Ta}$  nach dem  $\beta^-$ -Zerfall von  $^{179}\text{Hf}$  ins  $^{179}\text{Ta}$ . Beim Neutroneneinfang am  $^{179}\text{Ta}$  wird neben dem Grundzustand von  $^{180}\text{Ta}$  partiell auch das Isomer bevölkert. In der Abbildung sind die aus den Daten von Takahashi et al. für die Elektronendichte  $n_e = 5.4 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-3}$  interpolierten Halbwertszeiten für  $kT = 30 \text{ keV}$  angegeben.

Kennt man die in Abbildung 5.4 gezeigten Übergangsraten  $\lambda$ , so kann das Verhältnis von  $^s\text{N}_{180i\text{Ta}}$  zu  $^s\text{N}_{178\text{Hf}}$  berechnet werden:

$$\left( \frac{^s\text{N}_{180i\text{Ta}}}{^s\text{N}_{178\text{Hf}}} \right)_G = \frac{\langle \sigma \rangle_{^{178}\text{Hf}+n}}{\langle \sigma \rangle_{^{180i}\text{Ta}+n}} \cdot Ta f_n^i \cdot f_{180} \quad (5.19)$$

mit:

$$f_{180} = \left[ \frac{\lambda_{^{179}\text{Hf}+n}}{\lambda_{^{179}\text{Hf}-\beta^-}} \cdot \left( \frac{\lambda_{^{179}\text{Ta-ec}}}{\lambda_{^{179}\text{Ta}+n}} + 1 \right) + 1 \right]^{-1} \quad (5.20)$$

$f_{180}$  ist dabei der Anteil von Neutroneneinfängen am  $^{178}\text{Hf}$ , der ins  $^{180}\text{Ta}$  führt. Zur Herleitung von Formel (5.20) siehe Anhang 7.7.

Nemeth et al. [69] haben für  $kT = 30$  keV  $Taf_n^i$  zu  $(4.3 \pm 0.8)\%$  abgeschätzt.

Für  $kT = 30$  keV ( $\hat{=} T_8 = 3.48$ ) sollen äquivalent zu Formel (5.13) die Übergangsraten  $\lambda_{179\text{Hf}+n}$  und  $\lambda_{179\text{Ta}+n}$  bestimmt werden. Die hierzu erforderlichen Neutroneneinfangquerschnitte  $\langle \sigma \rangle_{179\text{Hf}+n}$  und  $\langle \sigma \rangle_{179\text{Ta}+n}$  können Tabelle 5.2 entnommen werden. Damit folgt:

$$\lambda_{179\text{Hf}+n} = (9.7 \pm 1.5) \cdot 10^{-8} \text{ s}^{-1} \quad (5.21)$$

und

$$\lambda_{179\text{Ta}+n} = (1.11 \pm 0.27) \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1} \quad (5.22)$$

Die Übergangsraten  $\lambda_{179\text{Hf-}\beta^-}$  und  $\lambda_{179\text{Ta-}ec}$  können Tabelle 5.3 für  $kT = 30$  keV entnommen werden.

kT [keV]	17.2	25.9	30.0	34.5	43.1		
T [ $10^8$ K]	2.00	3.00	3.48	4.00	5.00	Lab.[75]	Lab.[77]
$\lambda_{179\text{Hf-}\beta^-}$	4.4e-12	7.0e-10	2.4e-9	6.6e-9	2.3e-8	stabil	
$\lambda_{179\text{Ta-}ec}$	7.0e-9	2.5e-9	1.5e-9	1.2e-9	1.1e-9	1.29e-8	1.21e-8
$\lambda_{180g\text{Ta-}ec}$	1.2e-5	3.4e-6	1.6e-6	9.5e-7	4.1e-7	2.07e-5	–
$\lambda_{180g\text{Ta-}\beta^-}$	3.74e-6	2.97e-6	2.6e-6	2.36e-6	1.95e-6	4.28e-6	–
$\sum \lambda_{180g\text{Ta}}$	1.6e-5	6.4e-6	4.2e-6	3.31e-6	2.36e-6	2.50e-5	2.36e-5

Tabelle 5.3: Von Takahashi und Yokoi [75] berechnete bzw. aus diesen Daten für die s-Prozess-Elektronendichte  $n_e = 5.4 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-3}$  interpolierte  $\beta^-$ -Zerfalls- und Elektroneneinfangraten in Abhängigkeit von  $kT$  bzw. der Temperatur  $T$ . Die Raten haben die Einheit [ $\text{s}^{-1}$ ]. In den letzten zwei Spalten sind die von Takahashi et al. unter Laborbedingungen angegebenen Zerfallsraten verglichen mit den aus den Halbwertszeiten der Karlsruher Nuklidkarte [77] folgenden. Die „Karlsruher-Zerfallsraten“ sind 6% kleiner.

Einsetzen der für  $kT = 30$  keV berechneten Übergangsraten in Formel (5.19) und (5.20) ergibt:

$$\left( \frac{{}^s\text{N}_{180i\text{Ta}}}{{}^s\text{N}_{178\text{Hf}}} \right)_G = \frac{310 \text{ mb}}{1465 \text{ mb}} \cdot 0.043 \cdot \left[ \frac{9.7 \cdot 10^{-8} \text{ s}^{-1}}{2.4 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1}} \cdot \left( \frac{1.5 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1}}{1.11 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}} + 1 \right) + 1 \right]^{-1} \quad (5.23)$$

$$\Rightarrow \left( \frac{{}^s\text{N}_{180i\text{Ta}}}{{}^s\text{N}_{178\text{Hf}}} \right)_G = (2.2 \pm 0.8) \cdot 10^{-4} \quad (5.24)$$

Anmerkungen zur Fehlerrechnung:

1. Um den Einfluss veränderter, aus den Daten von Takahashi und Yokoi interpolierter Übergangsraten auf die Ergebnisse zu prüfen, wurden die Übergangsraten  $\lambda_{179\text{Hf-}\beta^-}$  und  $\lambda_{179\text{Ta-}ec}$  jeweils um 30% variiert. Ohne diese Variation sinkt der totale Fehler auf  $0.5 \cdot 10^{-4}$ .
2. Zu beachten ist, dass die Fehler von  $\lambda_{179\text{Hf}+n}$  und  $\lambda_{179\text{Ta}+n}$  in Formel (5.21) und (5.22) über die Neutronendichte  $n_n$  korreliert sind.

Beim Einsetzen der Übergangsraten in Formel (5.20) fällt auf, dass der Quotient  $\lambda_{179\text{Ta-}ec}/\lambda_{179\text{Ta}+n}$  für  $kT = 30$  keV sehr viel kleiner als Eins ist. D. h. die genaue Kenntnis des Neutroneneinfangquerschnittes  $\langle \sigma \rangle_{179\text{Ta}+n}$  von  $^{179}\text{Ta}$ , der auf einer Schätzung beruht [69], ist wegen der kleinen Elektroneneinfangrate  $\lambda_{179\text{Ta-}ec}$  von  $^{179}\text{Ta}$  nicht erforderlich. Als gute Näherung folgt deshalb:

$$\left( \frac{{}^s\text{N}_{180i\text{Ta}}}{{}^s\text{N}_{178\text{Hf}}} \right)_G \approx \frac{\langle \sigma \rangle_{178\text{Hf}+n}}{\langle \sigma \rangle_{180i\text{Ta}+n}} \cdot T a f_n^i \cdot \frac{\lambda_{179\text{Hf-}\beta^-}}{\lambda_{179\text{Hf}+n}} \quad (5.25)$$

Nimmt man wieder an, dass alles  $^{180i}\text{Ta}$  im s-Prozess entstanden ist, so müsste nach Tabelle 5.1 für das Verhältnis von  ${}^s\text{N}_{180i\text{Ta}}$  zu  ${}^s\text{N}_{178\text{Hf}}$  gelten:

$$\frac{{}^s\text{N}_{180i\text{Ta}}}{{}^s\text{N}_{178\text{Hf}}} = \frac{2.48}{2.19 \cdot 10^4} = 1.13 \cdot 10^{-4} \quad (5.26)$$

Da  $(1 - T a f_n^i)$  der Neutroneneinfänge am  $^{179}\text{Ta}$  in den Grundzustand von  $^{180}\text{Ta}$  führen, der weiter ins  $^{180}\text{W}$  bzw.  $^{180}\text{Hf}$  zerfällt, werden auch diese stabilen Isotope gebildet. Die Menge an im s-Prozess produziertem  $^{180}\text{W}$  relativ zu  $^{178}\text{Hf}$  ist gegeben durch:

$$\left( \frac{{}^s\text{N}_{180\text{W}}}{{}^s\text{N}_{178\text{Hf}}} \right)_G = \frac{\langle \sigma \rangle_{178\text{Hf}+n}}{\langle \sigma \rangle_{180\text{W}+n}} \cdot (1 - T a f_n^i) \cdot f_{180} \cdot f_{\beta^-} \quad (5.27)$$

wobei  $f_{\beta^-}$  dem Anteil von  $^{180}\text{Ta}$  im Grundzustand entspricht, der in  $^{180}\text{W}$  (und nicht in  $^{180}\text{Hf}$ ) zerfällt.  $f_{\beta^-}$  kann in Abhängigkeit der Temperatur aus den Übergangsraten in Tabelle 5.3 berechnet werden:

$$f_{\beta^-} = \frac{\lambda_{180g\text{Ta-}\beta^-}}{\lambda_{180g\text{Ta-}ec} + \lambda_{180g\text{Ta-}\beta^-}} \quad (5.28)$$

Der Neutroneneinfangquerschnitt für  $^{180}\text{W}$  kann Tabelle 5.2 entnommen werden.

Für  $kT = 30 \text{ keV}$  folgt<sup>4</sup> nach Formel (5.27):

$$\left( \frac{{}^s\text{N}_{180\text{W}}}{{}^s\text{N}_{178\text{Hf}}} \right)_G = (7.5 \pm 2.8) \cdot 10^{-3} \quad (5.29)$$

Als obere Grenze für die Herstellung von  ${}^s\text{N}_{180\text{W}}$  im s-Prozess folgt nach Tabelle 5.1:

$$\frac{{}^s\text{N}_{180\text{W}}}{{}^s\text{N}_{178\text{Hf}}} \leq \frac{173}{2.19 \cdot 10^4} = 7.90 \cdot 10^{-3} \quad (5.30)$$

Der Ergebnisvergleich von Formel (5.24) mit (5.26) und von (5.29) mit (5.30) zeigt:

**Für  $kT = 30 \text{ keV}$  ( $\hat{=} T_8 = 3.48$ ) könnte über die Verzweigung im  $^{179}\text{Hf}$  die  $(1.9 \pm 0.7)$ fache Menge<sup>5</sup> des solar beobachteten  $^{180i}\text{Ta}$  produziert worden sein. Über den Grundzustandszerfall von  $^{180g}\text{Ta}$  wäre praktisch alles  $^{180}\text{W}$  im s-Prozess entstanden.**

Es bleibt anzumerken, dass die Ergebnisse von der ungefähr linear in Formel (5.19) und (5.27) eingehenden, theoretisch berechneten Übergangsrate  $\lambda_{179\text{Hf-}\beta^-}$  abhängen und im Fall von  $^{180i}\text{Ta}$  zusätzlich linear von dem theoretisch abgeschätzten Verzweigungsverhältnis  $Taf_n^i$ .

### 5.2.7. Totale Produktion von $^{180i}\text{Ta}$ im s-Prozess

Die gerade beschriebene Produktion von  $^{180i}\text{Ta}$  durch eine Verzweigung des s-Prozesses im  $^{179}\text{Hf}$  soll mit der vorher beschriebenen Produktion durch eine Verzweigung im  $^{180}\text{Hf}$  kombiniert werden (siehe Abbildung 5.5). Dabei ist zu beachten, dass  $^{179}\text{Hf}$  erst ab Temperaturen oberhalb  $T_8 = 2.5$  ausreichend  $\beta^-$ -instabil wird, um über die einsetzende s-Prozessverzweigung merklich  $^{180i}\text{Ta}$  zu produzieren.

Die totale Anzahl an pro Sekunde produzierten  $^{180i}\text{Ta}$ -Kernen ist gegeben durch:

1. Beitrag der Verzweigung im  $^{179}\text{Hf}$ :

$${}^s\text{N}_{178\text{Hf}} \cdot \lambda_{178\text{Hf}+n} \cdot Taf_n^i \cdot f_{180} \quad (5.31)$$

2. Beitrag der Verzweigung im  $^{180}\text{Hf}$ :

$${}^s\text{N}_{179\text{Hf}} \cdot \lambda_{179\text{Hf}+n} \cdot Hff_n^i \cdot f_{\beta^-}^i \quad (5.32)$$

<sup>4</sup>Ohne die 30%-Variation der Übergangsraten von Takahashi et al. folgt:  $(7.5 \pm 1.4) \cdot 10^{-3}$ .

<sup>5</sup>Ohne die 30%-Variation der Übergangsraten von Takahashi et al. folgt die  $(1.9 \pm 0.4)$ fache Menge.

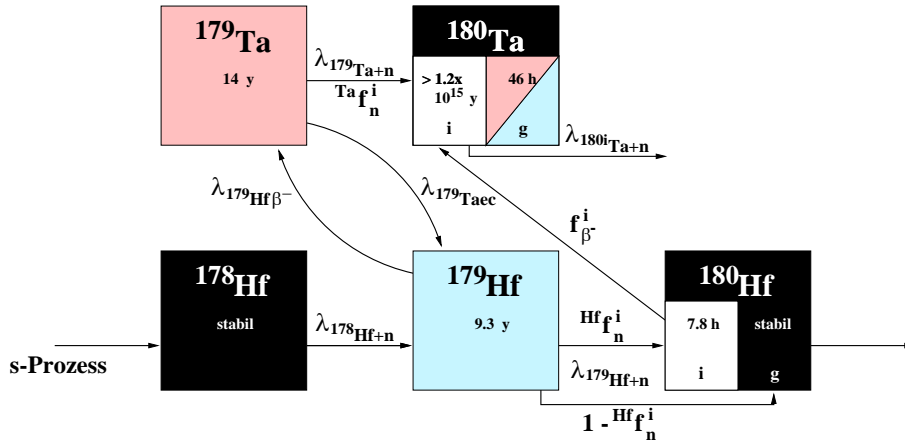


Abbildung 5.5: Kombiniertes Erzeugungsweg von  $^{180i}\text{Ta}$  durch Verzweigungen des s-Prozesses im  $^{179}\text{Hf}$  und im  $^{180}\text{Hf}$ . In der Abbildung sind die aus den Daten von Takahashi et al. für die Elektronendichte  $n_e = 5.4 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-3}$  interpolierten Halbwertszeiten von  $^{179}\text{Hf}$ ,  $^{179}\text{Ta}$  und  $^{180g}\text{Ta}$  für  $kT = 30 \text{ keV}$  angegeben. Die Halbwertszeit des  $K^\pi = 8^-$  Isomers im  $^{180}\text{Hf}$  unter s-Prozessbedingungen ist [63] entnommen.

Wie im Anhang 7.7 gezeigt (Formel (7.32)), lässt sich  $^s\text{N}_{179\text{Hf}}$  durch  $^s\text{N}_{178\text{Hf}}$  ausdrücken:

$$^s\text{N}_{179\text{Hf}} = ^s\text{N}_{178\text{Hf}} \cdot f_{179} \quad (5.33)$$

Die Menge an pro Sekunde zerstörten  $^{180i}\text{Ta}$ -Kernen ist gegeben durch:

$$^s\text{N}_{180i\text{Ta}} \cdot \lambda_{180i\text{Ta}+n} \quad (5.34)$$

Im Gleichgewicht ist die Anzahl der zerstörten und produzierten  $^{180i}\text{Ta}$ -Kerne gleich. Es gilt dann nach Einsetzen von Formel (5.33) in (5.32):

$$^s\text{N}_{180i\text{Ta}} \cdot \lambda_{180i\text{Ta}+n} = ^s\text{N}_{178\text{Hf}} \cdot \lambda_{peff} \quad (5.35)$$

mit:

$$\lambda_{peff} \equiv \lambda_{178\text{Hf}+n} \cdot T_{a\text{fn}^i} \cdot f_{180} + f_{179} \cdot \lambda_{179\text{Hf}+n} \cdot T_{\text{Hffn}^i} \cdot f_{\beta^-}^i \quad (5.36)$$

$\lambda_{peff}$  entspricht der effektiven Produktionsrate von  $^{180i}\text{Ta}$ .

Für die relative Häufigkeit folgt:

$$\left( \frac{^s\text{N}_{180i\text{Ta}}}{^s\text{N}_{178\text{Hf}}} \right)_G = \frac{\lambda_{peff}}{\lambda_{180i\text{Ta}+n}} \quad (5.37)$$

oder nach Division durch den Neutronenfluss  $n_n \cdot v_T$ :

$$\left( \frac{{}^s\text{N}_{180i}\text{Ta}}{{}^s\text{N}_{178}\text{Hf}} \right)_G = \frac{\langle \sigma \rangle_{eff}}{\langle \sigma \rangle_{180i\text{Ta}+n}} \quad (5.38)$$

mit:

$$\langle \sigma \rangle_{eff} \equiv \langle \sigma \rangle_{178\text{Hf}+n} \cdot T_n^{afi} \cdot f_{180} + f_{179} \cdot \langle \sigma \rangle_{179\text{Hf}+n} \cdot H_n^{ffi} \cdot f_{\beta^-}^i \quad (5.39)$$

Die expliziten Ausdrücke für  $f_{179}$  und  $f_{180}$  sind im Anhang 7.7 nachzulesen.

### a) Näherungsformel für die totale relative Häufigkeit von $^{180i}\text{Ta}$

Für  $kT = 30$  keV ist die  $\beta^-$ -Zerfallsrate von  $^{179}\text{Hf}$  etwa 40mal kleiner als die Neutroneneinfangrate von  $^{179}\text{Hf}$ . Damit gilt näherungsweise für  $f_{179}$ :

$$f_{179} \approx \frac{\lambda_{178\text{Hf}+n}}{\lambda_{179\text{Hf}+n}} = \frac{\langle \sigma \rangle_{178\text{Hf}+n}}{\langle \sigma \rangle_{179\text{Hf}+n}} \quad (5.40)$$

Formel (5.38) vereinfacht sich damit zu:

$$\left( \frac{{}^s\text{N}_{180i}\text{Ta}}{{}^s\text{N}_{178}\text{Hf}} \right)_G \approx \frac{\langle \sigma \rangle_{178\text{Hf}+n}}{\langle \sigma \rangle_{180i\text{Ta}+n}} \cdot \left( T_n^{afi} \cdot f_{180} + H_n^{ffi} \cdot f_{\beta^-}^i \right) \quad (5.41)$$

Mit:

$${}^s\text{N}_{178}\text{Hf} \cdot \langle \sigma \rangle_{178\text{Hf}+n} \approx {}^s\text{N}_{179}\text{Hf} \cdot \langle \sigma \rangle_{179\text{Hf}+n} \quad (5.42)$$

kann die relative Häufigkeit von  $^{180i}\text{Ta}$  bezogen auf  $^{179}\text{Hf}$  in Formel (5.16) in die relative Häufigkeit bezogen auf  $^{178}\text{Hf}$  umgerechnet werden. Folglich entspricht Formel (5.41) gerade der Summe der vorher einzeln für  $kT = 30$  keV berechneten Beiträge der s-Prozess-Verzweigungen im  $^{179}\text{Hf}$  und  $^{180}\text{Hf}$ .

Abbildung 5.6 zeigt die sich über die Verzweigung im  $^{180}\text{Hf}$  ergebende und die totale relative Häufigkeit (Verzweigung im  $^{179}\text{Hf}$  plus Verzweigung im  $^{180}\text{Hf}$ ) von  $^{180i}\text{Ta}$  in Abhängigkeit von der thermischen Energie  $kT$  bzw. der s-Prozesstemperatur  $T$ . Zusätzlich ist die relative  $^{180}\text{W}$  Häufigkeit eingezeichnet. Die Kurven wurden mit Formel (5.27) und (5.38) berechnet.

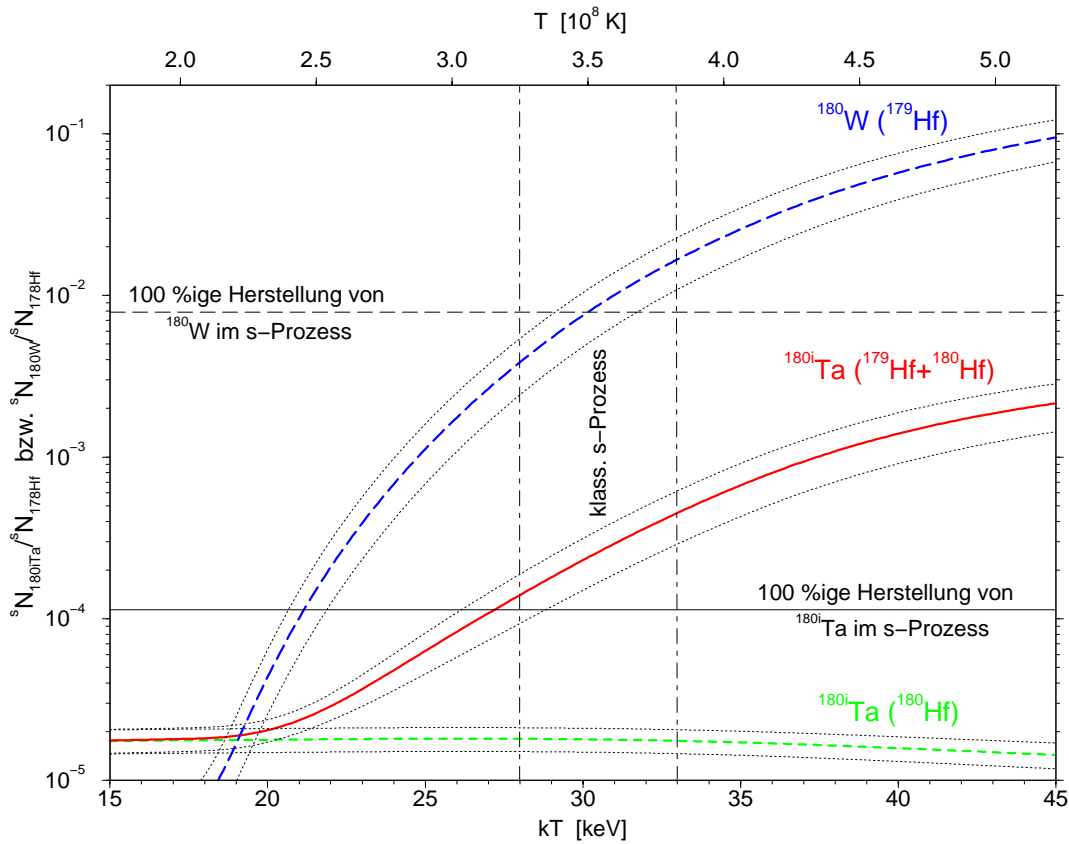


Abbildung 5.6: Häufigkeit von  $^{180i}\text{Ta}$  relativ zu  $^{178}\text{Hf}$  aus der Verzweigung im  $^{180}\text{Hf}$  (kurzgestrichelte Linie) bzw. totale Häufigkeit aus den Verzweigungen im  $^{179}\text{Hf}$  und  $^{180}\text{Hf}$  (durchgezogene Linie) in Abhängigkeit von der thermischen Energie  $kT$  bzw. der Temperatur  $T$ . Zusätzlich abgebildet ist die Häufigkeit von  $^{180}\text{W}$  relativ zu  $^{178}\text{Hf}$  (langgestrichelte Linie). Die jeweiligen Fehlerbänder sind gepunktet dargestellt. Waagrecht eingezeichnet sind die einer 100%igen Produktion von  $^{180i}\text{Ta}$  bzw.  $^{180}\text{W}$  im s-Prozess entsprechenden Häufigkeiten relativ zu  $^{178}\text{Hf}$ . Senkrecht eingezeichnet ist das von Wisshak et al. [72] angegebene s-Prozess-„Temperaturfenster“ ( $kT = 28 \text{ keV}$  bis  $33 \text{ keV}$ ). Im „Temperaturfenster“ ist die Überproduktion von  $^{180i}\text{Ta}$  offensichtlich, während  $^{180}\text{W}$  zu rund 100% synthetisiert wird.

## b) Fehlerbetrachtung

Bis auf die Elektronendichte  $n_e$ , das Verzweigungsverhältnis  $f_{\beta^-}^i$  und die von Takahashi et al. berechneten Übergangsraten:  $\lambda_{179\text{Hf}\beta^-}$ ,  $\lambda_{179\text{Ta}_{ec}}$ ,  $\lambda_{180\text{gTa}_{\beta^-}}$  und  $\lambda_{180\text{gTa}_{ec}}$  sind Fehlerangaben für die in Formel (5.38) und (5.27) eingehenden Parameter bekannt. Der Fehler der Elektronendichte  $n_e$  wird im Folgenden vernachlässigt. Der Fehler des Verzweigungsverhältnisses  $f_{\beta^-}^i$  wurde über die letzte gültige Ziffer abgeschätzt (siehe Fußnote auf Seite 153). Um den Einfluss der interpolierten Übergangsraten von Takahashi et al. auf die Ergebnisse zu prüfen, wurden die Raten um 30% variiert.

In Tabelle 5.4 ist der totale Fehler  $dH$  der relativen  $^{180i}\text{Ta}$ -Häufigkeit, der sich aus den „bekannten“ Fehlern zusammensetzt, exemplarisch für  $kT = 15, 30$  und  $45 \text{ keV}$  angegeben. Zusätzlich ist der Anteil jedes Parameterfehlers am totalen Fehler  $dH$  aufgelistet. Außerdem sind der totale Fehler  $dH_T$ , der aus der 30%-Variation jeder



Übergangsrate folgt, sowie der Anteil jeder Übergangsrate am totalen Fehler  $dH_T$  gegeben. Alle Fehlerangaben in der Tabelle sind in Prozent. Den kombinierten Fehlern  $dH_K \equiv (dH^2 + dH_T^2)^{1/2}$  entsprechen die gepunkteten Fehlerbänder in Abbildung 5.6.

kT	dH:	$dn_n$	$d\langle \sigma \rangle_{^{180i}\text{Ta}}$	$d\langle \sigma \rangle_{^{178}\text{Hf}}$	$d\langle \sigma \rangle_{^{179}\text{Hf}}$	$d\langle \sigma \rangle_{^{179}\text{Ta}}$
15	17	1	40	18	0	0
30	23	56	28	13	12	1
45	23	49	26	13	10	1

kT	dH:	$d^{Taf_n^i}$	$d^{Hff_n^i}$	$df_{\beta^-}^i$	kT	$dH_T$ :	$d\lambda_{^{179}\text{Hf}_{\beta^-}}$	$d\lambda_{^{179}\text{Ta}_{ec}}$
15	17	1	28	81	15	0.2	98	6
30	23	73	2	5	30	27	99	1
45	23	79	0	0	45	23	99	1

Tabelle 5.4: Totaler Fehler  $dH$  für die relative  $^{180i}\text{Ta}$ -Häufigkeit, der sich aus den „bekannten“ Fehlern  $dn_n$  bis  $df_{\beta^-}^i$  zusammensetzt, sowie der Anteil eines „bekannten“ Fehlers am totalen Fehler  $dH$ . Außerdem sind der totale Fehler  $dH_T$ , der sich aus den 30%-Variationen der Übergangsraten  $\lambda_{^{179}\text{Hf}_{\beta^-}}$  und  $\lambda_{^{179}\text{Ta}_{ec}}$  ergibt, sowie der Anteil jedes Übergangsratenfehlers am totalen Fehler  $dH_T$  angegeben. Die Fehler wurden für die drei exemplarischen „Temperaturen“:  $kT = 15, 30$  und  $45$  keV berechnet. Alle Fehlerangaben in der Tabelle sind in Prozent.

Tabelle 5.4 entnimmt man, dass für  $kT = 30$  keV ohne Variation der Übergangsraten  $d^{Taf_n^i}$  und mit 30%-Variation  $d\lambda_{^{179}\text{Hf}_{\beta^-}}$  den größten Beitrag zum Fehler liefert. In das gepunktete Fehlerband der  $^{180i}\text{Ta}$ -Häufigkeit in Abbildung 5.6 geht also  $d\lambda_{^{179}\text{Hf}_{\beta^-}}$  am stärksten ein.

Tabelle 5.5 zeigt die „Fehlerverhältnisse“ für  $^{180}\text{W}$ .

kT	dH:	$dn_n$	$d\langle \sigma \rangle_{^{180}\text{W}}$	$d\langle \sigma \rangle_{^{178}\text{Hf}}$	$d\langle \sigma \rangle_{^{179}\text{Hf}}$	$d\langle \sigma \rangle_{^{179}\text{Ta}}$	$d^{Taf_n^i}$
15	18	76	57	16	16	7	4
30	18	77	57	16	16	2	5
45	16	71	65	18	14	1	6

kT	$dH_T$ :	$d\lambda_{^{179}\text{Hf}_{\beta^-}}$	$d\lambda_{^{179}\text{Ta}_{ec}}$	$d\lambda_{^{180g}\text{Ta}_{\beta^-}}$	$d\lambda_{^{180g}\text{Ta}_{ec}}$
15	42	70	4	37	59
30	32	89	1	23	35
45	24	94	1	12	17

Tabelle 5.5: Totaler Fehler  $dH$  für die relative  $^{180}\text{W}$ -Häufigkeit, der sich aus den „bekannten“ Fehlern  $dn_n$  bis  $d^{Taf_n^i}$  zusammensetzt, sowie der Anteil eines „bekannten“ Fehlers am totalen Fehler  $dH$ . Außerdem sind der totale Fehler  $dH_T$ , der sich aus den 30%-Variationen der Übergangsraten  $\lambda_{^{179}\text{Hf}_{\beta^-}}$  bis  $\lambda_{^{180g}\text{Ta}_{ec}}$  ergibt, sowie der Anteil jedes Übergangsratenfehlers am totalen Fehler  $dH_T$  angegeben. Die Fehler wurden für die drei exemplarischen „Temperaturen“:  $kT = 15, 30$  und  $45$  keV berechnet. Alle Fehlerangaben in der Tabelle sind in Prozent.

Aus Tabelle 5.5 folgt, dass für  $kT = 30$  keV  $dn_n$  den größten Beitrag zum Fehler der relativen  $^{180}\text{W}$ -Häufigkeit liefert, während bei 30%-Variation der Übergangsraten wieder  $d\lambda_{^{179}\text{Hf}-\beta^-}$  am meisten beiträgt.

Für  $kT = 30$  keV ( $\hat{=} T_8 = 3.48$ ) könnte über die Verzweigungen im  $^{179}\text{Hf}$  und  $^{180}\text{Hf}$  die  $(2.0 \pm 0.7)$ fache Menge<sup>6</sup> des solar beobachteten  $^{180i}\text{Ta}$  produziert worden sein. Das Ergebnis ist ungefähr linear von der von Takahashi et al. berechneten  $\beta^-$ -Zerfallsrate  $\lambda_{^{179}\text{Hf}-\beta^-}$  abhängig.

---

<sup>6</sup>Ohne die 30%-Variation der Übergangsraten folgt die  $(2.0 \pm 0.5)$ fache Menge.

### 5.2.8. Einfluss von Zwischenzuständen auf die Produktion von $^{180i}\text{Ta}$

Die eben gemachten Abschätzungen deuten darauf hin, dass  $^{180i}\text{Ta}$  im s-Prozess synthetisiert worden sein könnte. Auszuschließen wäre dies, wenn es bei s-Prozess-temperaturen thermisch besetzte Zwischenzustände gäbe, die das Isomer mit dem instabilen Grundzustand so koppeln, dass das Isomer weitgehend entvölkert würde. Für den s-Prozess kann bei Kenntnis der energetischen Lage der Zwischenzustände und ihrer partiellen Zerfallsbreiten die Kopplung berechnet werden, da im thermischen Gleichgewicht die Anregung von Zuständen mit Hilfe der Planckverteilung bestimmt werden kann.

#### a) Vereinfachungen im Fall eines komplizierten Kopplungsschemas

Das Stuttgarter Photoanregungs-Aktivierungs-Experiment (PAA-Experiment) [39], das Münchener Catcher-Folien Coulombanregungs-Aktivierungs-Experiment (CAA-Experiment) und die CAA-Experimente [40, 42] lassen vermuten, dass Zwischenzustände existieren, die durch Einstufenanregung aus dem  $K^\pi = 9^-$  Isomer bevölkert werden können. Der Zerfall eines Zwischenzustandes Richtung Grundzustand erfolgt, um ausreichend Spin zu verlieren und die K-Quantenzahl zu ändern, wahrscheinlich mehrstufig über eine  $\gamma$ -Kaskade, wie in Abbildung 3.1 auf Seite 66 dargestellt. Die Lebensdauern und Energien der Zustände  $|k\rangle$  unterhalb des Zwischenzustandes  $|z\rangle$  sind unbekannt.

N. Klay [78] hat gezeigt, dass ein mehrstufiger Zerfall des Zwischenzustandes  $|z\rangle$  über Zustände  $|k\rangle$  in den Grundzustand  $|g\rangle$  durch einen direkten Übergang zwischen Zwischenzustand  $|z\rangle$  und Grundzustand  $|g\rangle$  ersetzt werden darf, solange die durchlaufenen Zustände  $|k\rangle$  „ausreichend kurze“ Lebensdauern  $\tau_k$  aufweisen.

„Ausreichend kurz“ bedeutet dabei:

$$\tau_k \ll \tau_{eff} \cdot \frac{2I_k + 1}{2I_z + 1} \cdot e^{|E_z - E_k|/kT} \quad (5.43)$$

mit:

$\tau_{eff}$	:	Effektive Lebensdauer des Zwischenzustandes
$E_z$	:	Energie des Zwischenzustandes $ z\rangle$
$E_k$	:	Energie des Zustandes $ k\rangle$

Ist Bedingung (5.43) erfüllt, so ist die Entwicklungszeit des 3-Niveausystems, bestehend aus Isomer  $|i\rangle$ , Zwischenzustand  $|z\rangle$  und Grundzustand  $|g\rangle$ , ins thermische Gleichgewicht (Equilibrium) identisch mit der des realen Mehrniveausystems.

Im Folgenden soll Bedingung (5.43) für die Ergebnisse des Stuttgarter PAA-Experimentes und des Catcher-Folien CAA-Experiments geprüft werden.

$\tau_{eff}$  kann über  $\tau_{eff} = \hbar/\Gamma_{eff}$  aus  $\Gamma_{eff}$  bestimmt werden. Das im PAA-Experiment gefundene  $\Gamma_{eff}$  kann Tabelle 3.2 auf Seite 70, die  $\Gamma_{eff}$ -Werte für das  $\gamma$ - bzw. Oktupol-Vibrations-Kopplungsmodell können Tabelle 4.17 bzw. 4.19 auf Seite 134 bzw. 138 entnommen werden. Für die Berechnung von  $\tau_{eff}$  für das PAA-Experiment wurde  $\Gamma_{eff} = 1.69 \cdot 10^{-5}$  eV ( $I_z = 8$ ) benutzt, im Fall des  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodells  $\Gamma_{eff} = 2.5 \cdot 10^{-5}$  eV (E2-Zerfälle der  $\gamma$ -Vibrationsbande in die Hilfsbande).

	PAA	CAA	
	$E_z = 1085$	$E_z = 1134$	$E_z = 1155$
		$\gamma$ -Vib.	Oktu.-Vib.
$\tau_{eff}$	39 ps	26 ps	36 ns

Tabelle 5.6: Effektive Lebensdauern  $\tau_{eff}$  für angenommene Zwischenzustände bei  $E_z = (1010+75)$ ,  $(1059+75)$  und  $(1080+75)$  keV. „ $\gamma$ -Vib.“ steht für das  $\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodell; „Oktu.-Vib.“ für das Oktupol-Vibrations-Kopplungsmodell<sup>8</sup>.

Tabelle 5.7 verdeutlicht Bedingung (5.43) für verschiedene (hypothetische) Energien  $E_k$  des Zustands  $|k\rangle$ .

$E_k$ [keV]:	200	400	600	800	1000	Kommentar	$E_z$ [keV]
$\tau_k \ll$	4 min	0.3 s	0.4 ms	$0.5 \mu\text{s}$	0.7 ns	PAA	1085
$\tau_k \ll$	0.2 h	1 s	1 ms	$2 \mu\text{s}$	2 ns	$\gamma$ -Vib.	1134
$\tau_k \ll$	0.1 y	1 h	4 s	5 ms	$6 \mu\text{s}$	Oktu.-Vib.	1155

Tabelle 5.7: Bedingung (5.43) berechnet für fünf exemplarische Energien  $E_k$  für angenommene Zwischenzustände bei  $E_z = 1085$ , 1134 und 1155 keV.  $I_k$  wurde  $I_z$  gesetzt und für  $kT = 30$  keV benutzt.

Zwischen 600 und 1200 keV sind keine Isomere im  $^{180}\text{Ta}$  bekannt. Bis 600 keV sind vereinzelt Isomere mit Lebensdauern von einigen 10 ns gefunden worden [18, 19]. Bisher gibt es keinen Hinweis darauf, dass ein Zerfallsweg eines Zwischenzustandes  $|z\rangle$  in den Grundzustand  $|g\rangle$  über Isomere  $|k\rangle$  verläuft, die nicht den Bedingungen in Tabelle 5.7 genügen.

### b) Kopplung von Isomer und Grundzustand im 3-Niveausystem

Betrachtet werden soll das 3-Niveausystem, bestehend aus Isomer  $|i\rangle$ , Zwischenzustand  $|z\rangle$  und Grundzustand  $|g\rangle$ . Die in einem solchen System denkbaren Be- und Entvölkerungsmöglichkeiten sind in Abbildung 5.7 dargestellt.

Die drei Zustände werden mit den Populationsraten  $\lambda_{pj}$  ( $j=i,z,g$ ) bevölkert und über die Destruktionsraten  $\lambda_{jd}$  entvölkert. Diese Übergangsraten werden im Folgenden externe Übergangsraten genannt. Die internen Übergangsraten sind gegeben durch die Anregungsraten  $\lambda_{iz}$  und  $\lambda_{gz}$  bzw. durch die Rückzerfallsraten  $\lambda_{zi}$  und  $\lambda_{zg}$ . Die Populierung der drei Zustände in einem Ensemble von Kernen ( $Z,A$ ) wird durch folgendes inhomogenes lineares Differentialgleichungssystem erster Ordnung beschrieben:

$$\begin{aligned}
 \frac{dN_i}{dt} &= \lambda_{pi} N_p - (\lambda_{iz} + \lambda_{id}) N_i + \lambda_{zi} N_z \\
 \frac{dN_z}{dt} &= \lambda_{pz} N_p + \lambda_{gz} N_g + \lambda_{iz} N_i - (\lambda_{zg} + \lambda_{zi} + \lambda_{zd}) N_z \\
 \frac{dN_g}{dt} &= \lambda_{pg} N_p - (\lambda_{gz} + \lambda_{gd}) N_g + \lambda_{zg} N_z
 \end{aligned} \tag{5.44}$$

<sup>8</sup>Diese Abkürzungen für die Vibrations-Kopplungsmodelle werden im Folgenden häufiger benutzt.

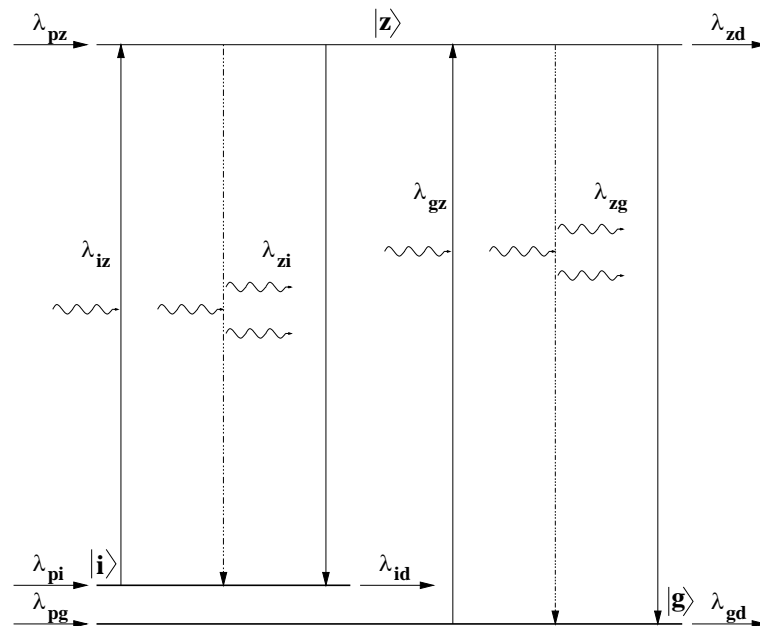


Abbildung 5.7: Interne und externe Be- und Entvölkerungsmöglichkeiten in einem 3-Niveausystem. Die Stärken der Be- bzw. Entvölkerung werden über die angegebenen Übergangsraten  $\lambda$  beschrieben. Ein direkter Übergang zwischen Isomer  $|i\rangle$  und Grundzustand  $|g\rangle$  soll verboten sein. Die Kopplung ist nur über den Zwischenzustand  $|z\rangle$  gegeben. Die Rückzerfallsraten  $\lambda_{zi}$  und  $\lambda_{zg}$  setzen sich aus spontaner (durchgezogene Linie) und induzierter Emission zusammen. Die Notation folgt [79].

Die Anzahl  $N_p$  an „Saatkernen“ ( $Z', A'$ ) sei zeitunabhängig und keiner der drei Zustände der Kerne ( $Z, A$ ) anfangs bevölkert. Außerdem seien alle Übergangsraten zeitunabhängig. Im s-Prozess sind die externen Übergangsraten einerseits durch Neutroneneinfangraten bestimmt und damit von der Neutronendichte abhängig<sup>9</sup> und andererseits durch  $\beta^-$ -Zerfall- und Elektroneneinfangraten gegeben und deshalb, wie Takahashi et al. [75] gezeigt haben, temperaturabhängig. Bis auf die spontane Emission, die, wie weiter unten beschrieben, nur von Kerneigenschaften abhängt, sind auch die internen Übergangsraten vom Photonenfluss und damit über die Planckverteilung temperaturabhängig. Die Forderung nach zeitlicher Konstanz der Übergangsraten ist also gleichbedeutend mit der Forderung von Konstanz der Temperatur und Neutronendichte während des s-Prozesses.

Unter diesen Voraussetzungen ist nach [79] die Anzahl  $N_i$  der im Isomer vorliegenden Kerne nach der Zeit  $t$  relativ zur Anzahl  $N_p$  der Saatkerne gegeben durch<sup>10</sup>:

$$\begin{aligned} \frac{N_i(t)}{N_p} = & \frac{-1}{s_1 s_2 s_3} \{ [\lambda_{zi}(\lambda_{pi} + \lambda_{pg} + \lambda_{pz}) + \lambda_{pi}\lambda_{zd}]\lambda_{gz} + [\lambda_{pi}(\lambda_{zi} + \lambda_{zg} + \lambda_{zd}) + \lambda_{pz}\lambda_{zi}]\lambda_{gd} \} \\ & + \sum_{j=1}^3 \frac{\exp(s_j t)}{s_j} \left[ \prod_{l=1, l \neq j}^3 \frac{1}{(s_j - s_l)} \right] \times \\ & \{ [\lambda_{zi}(\lambda_{pi} + \lambda_{pg} + \lambda_{pz}) + \lambda_{pi}(s_j + \lambda_{zd})]\lambda_{gz} + [\lambda_{pi}(s_j + \lambda_{zi} + \lambda_{zg} + \lambda_{zd}) + \lambda_{pz}\lambda_{zi}](s_j + \lambda_{gd}) \} \end{aligned} \quad (5.45)$$

<sup>9</sup>Nach Formel (5.10) ist das Produkt  $v_T \cdot \langle \sigma \rangle$  weitgehend temperaturunabhängig.

<sup>10</sup>Die Anzahl  $N_g$  der im Grundzustand vorhandenen Kerne relativ zu den Saatkernen  $N_p$  kann durch Vertauschen des Indizes „i“ mit „g“ in Formel (5.45) berechnet werden.

Dabei sind  $s_1, s_2, s_3$  die Lösungen des charakteristischen Polynoms dritten Grades:

$$s^3 + a \cdot s^2 + b \cdot s + c = 0 \quad (5.46)$$

mit:

$$\begin{aligned} a &= \lambda_{iz} + \lambda_{id} + \lambda_{gz} + \lambda_{gd} + \lambda_{zg} + \lambda_{zi} + \lambda_{zd} \\ b &= (\lambda_{iz} + \lambda_{id})(\lambda_{gz} + \lambda_{gd}) + \lambda_{zg}(\lambda_{iz} + \lambda_{id} + \lambda_{gd}) \\ &\quad + \lambda_{zi}(\lambda_{id} + \lambda_{gz} + \lambda_{gd}) + \lambda_{zd}(\lambda_{iz} + \lambda_{id} + \lambda_{gz} + \lambda_{gd}) \\ c &= (\lambda_{iz} + \lambda_{id})[\lambda_{zg}\lambda_{gd} + \lambda_{zd}(\lambda_{gz} + \lambda_{gd})] + \lambda_{zi}\lambda_{id}(\lambda_{gz} + \lambda_{gd}) \end{aligned} \quad (5.47)$$

Für  $t \rightarrow \infty$  strebt Formel (5.45) gegen die Gleichgewichtslösung:

$$\begin{aligned} \left( \frac{N_i}{N_p} \right)_G &= \\ \frac{-1}{s_1 s_2 s_3} &\{ [\lambda_{zi}(\lambda_{pi} + \lambda_{pg} + \lambda_{pz}) + \lambda_{pi}\lambda_{zd}]\lambda_{gz} + [\lambda_{pi}(\lambda_{zi} + \lambda_{zg} + \lambda_{zd}) + \lambda_{pz}\lambda_{zi}]\lambda_{gd} \} \end{aligned} \quad (5.48)$$

Die dem Betrag nach kleinste Lösung des charakteristischen Polynoms (im Folgenden  $s_3$  genannt) beschreibt die Annäherung des 3-Niveausystems an das Gleichgewicht.

Falls:

$$|s_3|^{-1} \ll \text{s-Prozessdauer} \quad (5.49)$$

gilt, kann statt Formel (5.45) die Gleichgewichtslösung (5.48) benutzt werden.

### c) Definition des „Überlebensverhältnisses“ $V$

Es soll für den s-Prozess ein „Überlebensverhältnis“  $V$  definiert werden, das für  $t \rightarrow \infty$  die relative Häufigkeit von  $^{180i}\text{Ta}$  im Fall Z koppelnder Zwischenzustände (Formel (5.45)) mit der relativen Häufigkeit von  $^{180i}\text{Ta}$  für den Fall 0 fehlender Zwischenzustände (Formel (5.37)), vergleicht:

$$V \equiv \left( \frac{{}^s N_{180iTa}}{{}^s N_{178Hf}} \right)_G^Z / \left( \frac{{}^s N_{180iTa}}{{}^s N_{178Hf}} \right)_G^0 \quad (5.50)$$

Das Überlebensverhältnis  $V$  sowie  $\left( \frac{{}^s N_{180iTa}}{{}^s N_{178Hf}} \right)_G^Z$  sollen im Folgenden berechnet werden.

Dazu müssen die internen Übergangsraten bekannt sein.

### d) Theorie der internen Übergangsraten

Die Anregungsrate  $\lambda_{12}$  eines Kernzustandes  $|z_2\rangle$  durch resonante Photoanregung, der  $E_{12}$  keV über dem Kernzustand  $|z_1\rangle$  liegt, soll  $^{ph}\lambda_{12}$  heißen. Die totale Zerfallsrate  $^{tot}\lambda_{21}$  für den Rückzerfall des Zustandes  $|z_2\rangle$  in  $|z_1\rangle$  ist die Summe aus spontaner Emissionsrate  $^{sp}\lambda_{21}$  und induzierter Emissionsrate  $^{ph}\lambda_{21}$ <sup>11</sup>. Die Beziehung zwischen Photoanregungsrate und spontaner Emissionsrate für die Photonenenergie  $E_\gamma = E_{12}$  ist gegeben durch [80]:

$$^{ph}\lambda_{12} = \pi^2 \hbar \cdot \frac{d\Phi}{dE_\gamma} \cdot \frac{2I_2 + 1}{2I_1 + 1} \cdot \left( \frac{\hbar c}{E_\gamma} \right)^2 \cdot ^{sp}\lambda_{21} \quad (5.51)$$

mit:

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi}{dE_\gamma} &: \text{Photonenflussverteilung} \\ I_1 &: \text{Spin von Zustand } |z_1\rangle \\ I_2 &: \text{Spin von Zustand } |z_2\rangle \end{aligned}$$

und<sup>12</sup>:

$$^{sp}\lambda_{21} = \frac{1}{\hbar} \cdot \sum_{\Pi\lambda} \frac{8\pi(\lambda + 1)}{\lambda[(2\lambda + 1)!!]^2} \cdot \left( \frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2\lambda+1} \cdot \text{B}(\Pi\lambda, I_2 \rightarrow I_1)\downarrow \quad (5.52)$$

mit:

$$\begin{aligned} \Pi &: \text{Art des Überganges: elektrisch oder magnetisch} \\ \lambda &: \text{Multipolarität des Überganges}^{13} \\ \text{B}(\Pi\lambda, I_2 \rightarrow I_1)\downarrow &: \text{Reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit für den Übergang} \\ &\quad \text{des Zustandes } |z_2\rangle \text{ in den Zustand } |z_1\rangle \end{aligned}$$

Außerdem gilt:

$$^{ph}\lambda_{12} = \frac{2I_2 + 1}{2I_1 + 1} \cdot ^{ph}\lambda_{21} \quad (5.53)$$

Damit folgt:

$$^{tot}\lambda_{21} = ^{sp}\lambda_{21} \cdot \left[ \pi^2 \hbar \cdot \frac{d\Phi}{dE_\gamma} \cdot \left( \frac{\hbar c}{E_\gamma} \right)^2 + 1 \right] \quad (5.54)$$

Formel (5.51) zusammen mit (5.52) beschreibt die Anregungsrate von Zustand  $|z_2\rangle$  durch resonante Photoabsorption; Formel (5.54) zusammen mit (5.52) die Rückzerfallsrate durch spontane und photoinduzierte Emission.

<sup>11</sup>Andere Zerfallskanäle zurück in den Zustand  $|z_1\rangle$  sollen vernachlässigt werden.

<sup>12</sup>Siehe auch Formeln (3.1), (3.2) und (3.16) auf Seite 66, 67 und 75.

<sup>13</sup>Nicht zu verwechseln mit den Übergangsraten  $\lambda$ .

### e) Abschätzung der Übergangsraten

Die Lösungen des charakteristischen Polynoms (5.46) sind sehr „unhandlich“, da die Polynomkoeffizienten aus langen Summentermen bestehen (siehe Formel (5.47)). Die Übergangsraten können sich um viele Größenordnungen unterscheiden, weshalb nur die bei gegebener Temperatur dominanten Raten in den Summentermen berücksichtigt werden müssen. Mit den vereinfachten Lösungen können in bestimmten Temperaturbereichen gültige Näherungsformeln gefunden werden. Voraussetzung ist die Kenntnis der Größe der Übergangsraten bei gegebener Temperatur. Im Folgenden sollen für die s-Prozesstemperatur  $kT = 30 \text{ keV}$  ( $\hat{=} T_8 = 3.48$ ) die Übergangsraten abgeschätzt werden. Zuerst sollen die Produktionsraten genauer untersucht werden.

$$\boxed{\lambda_{pi}, \lambda_{pz} \text{ und } \lambda_{pg}:}$$

Es sei  $f_z$  der Anteil, der beim Neutroneneinfang von  $^{179}\text{Ta}$  direkt den Zwischenzustand im  $^{180i}\text{Ta}$  populiert. Wenn  $V_i$  das Verzweungsverhältnis des Zwischenzustandes in das Isomer ist, so wird das Isomer anteilig mit  $f_z \cdot V_i$  bevölkert.  $f_i$  sei die Summe aller das Isomer direkt oder indirekt bevölkernden Anteile,  $f_z \cdot V_i$  explizit ausgenommen.  $f_g$  die Summe aller den Grundzustand direkt oder indirekt bevölkernden Anteile,  $f_z \cdot (1 - V_i)$  ausgenommen. Dann gilt:

$$\underbrace{f_i + f_z \cdot V_i}_{Taf_n^i} + \underbrace{f_z \cdot (1 - V_i) + f_g}_{1 - Taf_n^i} = 1 \quad (5.55)$$

Beim  $\beta^-$ -Zerfall des  $K^\pi = 8^-$  Isomers bei  $E_{ex} = 1142 \text{ keV}$  im  $^{180}\text{Hf}$  wird der Grundzustand von  $^{180}\text{Ta}$  wegen des großen Unterschiedes in der K-Quantenzahl nicht bevölkert. Der  $\beta^-$ -Zerfall des  $K^\pi = 8^-$  Isomers in Zwischenzustände mit  $E_z > (1142 - 853) \text{ keV}$  ist energetisch ausgeschlossen.  $853 \text{ keV}$  [81] ist dabei der Q-Wert für den Grundzustandszerfall von  $^{180g}\text{Ta}$  nach  $^{180g}\text{Hf}$ .

Mit diesen Vorüberlegungen und den Definitionen:

$$\lambda_{179} \equiv \left( \lambda_{178\text{Hf}+n} \cdot f_{180} \right) \quad (5.56)$$

und:

$$\lambda_{180} \equiv \left( f_{179} \cdot \lambda_{179\text{Hf}+n} \cdot f_n^i \cdot f_{\beta^-}^i \right) \quad (5.57)$$

mit:

- $\lambda_{179}$  : Produktionsrate von  $^{180}\text{Ta}$  durch die Verzweigung im  $^{179}\text{Hf}$
- $\lambda_{180}$  : Produktionsrate von  $^{180i}\text{Ta}$  durch die Verzweigung im  $^{180}\text{Hf}$

folgt mit Formel (5.55) bis (5.57):

$$\lambda_{pi} = \lambda_{179} \cdot f_i + \lambda_{180} \quad (5.58)$$

und:



$$\lambda_{pz} = \lambda_{179} \cdot f_z = \lambda_{179} \cdot \left( T a f_n^i - f_i \right) / V_i \quad (5.59)$$

und:

$$\lambda_{pg} = \lambda_{179} \cdot f_g = \lambda_{179} \cdot \left[ (1 - f_i) - \left( \frac{T a f_n^i - f_i}{V_i} \right) \right] \quad (5.60)$$

Außerdem gilt:

$$\lambda_{pi} + \lambda_{pz} + \lambda_{pg} = \lambda_{179} + \lambda_{180} \quad (5.61)$$

Der Wert von  $f_i$  ist unbekannt. Im Fall des PAA-Experiments ist auch das Verzweigungsverhältnis  $V_i$  unbekannt. Aus Formel (5.55) folgt:

$$0 \leq f_i \leq T a f_n^i \quad (5.62)$$

$\lambda_{zi}$  und  $\lambda_{zg}$ :

Die Photonenflussverteilung während des s-Prozesses wird als Planck-verteilt angenommen. Für die Photonenenergie  $E_\gamma$  gilt:

$$\frac{d\Phi}{dE_\gamma}(E_\gamma) = \frac{1}{\pi^2 \hbar} \cdot \left( \frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^2 \cdot \frac{1}{e^{E_\gamma/kT} - 1} \quad (5.63)$$

Für Zwischenzustände mit Anregungsenergien  $E_{iz} > 1$  MeV folgt bei der thermischen Energie  $kT = 30$  keV:

$$E_{iz} \gg kT \quad (5.64)$$

Damit können für  $E_\gamma = E_{iz}$  folgende Vereinfachungen getroffen werden:

- 1.)  $\frac{1}{e^{E_\gamma/kT} - 1} \approx e^{-E_\gamma/kT}$  „Boltzmannnäherung“
- 2.)  $e^{-E_\gamma/kT} \ll 1$  Die stimulierte Emission in Formel (5.54) kann folglich vernachlässigt werden.

Die Rückzerfallsraten  $\lambda_{zi}$  und  $\lambda_{zg}$  sind also durch die spontane Emission bestimmt und über Formel (5.52) berechenbar.

Für den niedrigsten im PAA-Experiment gefundenen Zwischenzustand mit  $E_{iz} = 1010$  keV können die Rückzerfallsraten über  $\tau_{eff}$  aus Tabelle 5.6 abgeschätzt werden. Wegen Formel (3.14) und (3.15) auf Seite 72 und 75 gilt:  $\lambda_{zi}$  bzw.  $\lambda_{zg} > (\tau_{eff})^{-1}$ . Für das CAA-Experiment sind die Rückzerfallsraten über  $\lambda = \Gamma/\hbar$  aus den Werten für  $\Gamma_i$  und  $\Gamma_g$  in Tabelle 4.17 und 4.19 auf Seite 134 und 138 berechenbar<sup>14</sup>. Die Ergebnisse für  $\lambda_{zi}$  und  $\lambda_{zg}$  sind in Tabelle 5.8 in der Einheit [s<sup>-1</sup>] dargestellt.

<sup>14</sup>Tabelle 4.17 wurde der  $\Gamma_g$ -Wert für E2-Zerfälle der  $\gamma$ -Vibrationsbande in die Hilfsbande entnommen.

$\lambda_{iz}$  und  $\lambda_{gz}$ :

Durch Einsetzen der Photonenflussverteilung (5.63) in Formel (5.51) und Berücksichtigung der obigen Vereinfachungen folgt:

$$\lambda_{iz} \approx \frac{2I_z + 1}{2I_i + 1} \cdot e^{-E_\gamma/kT} \cdot \lambda_{zi} \quad \text{und} \quad \lambda_{gz} \approx \frac{2I_z + 1}{2I_g + 1} \cdot e^{-(E_\gamma + 75.3 \text{ keV})/kT} \cdot \lambda_{zg} \quad (5.65)$$

Die Ergebnisse für  $\lambda_{iz}$  und  $\lambda_{gz}$  sind in Tabelle 5.8 notiert.

	PAA	CAA	
	$E_z = 1085$	$E_z = 1134$ $\gamma$ -Vib.	$E_z = 1155$ Oktu.-Vib.
$\lambda_{zi}$	$> 2 \cdot 10^{10}$	$7 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^7$
$\lambda_{zg}$	$> 2 \cdot 10^{10}$	$4 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^{10}$
$\lambda_{iz}$	$> 4 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-9}$
$\lambda_{gz}$	$> 2 \cdot 10^{-5}$	$8 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 5.8: Abschätzung der „internen“ Übergangsraten für angenommene Zwischenzustände bei  $E_z = 1085$ ,  $1134$  und  $1155$  keV. Für die Abschätzung wurde  $kT = 30$  keV gesetzt. Die Übergangsraten sind in der Einheit  $[\text{s}^{-1}]$  angegeben.

$\lambda_{id}$ :

Während des s-Prozesses ist die Destruktionsrate des Isomers durch den Neutroneneinfang bestimmt:  $\lambda_{id} \approx \lambda_{180i\text{Ta}+n}$ . Der extrem unwahrscheinliche  $\beta$ -Zerfall des Isomers kann vernachlässigt werden. Die Neutroneneinfangrate berechnet sich äquivalent Formel (5.13). Der dazu nötige Neutroneneinfangquerschnitt von  $^{180i}\text{Ta}$  steht in Tabelle 5.2.

$$\lambda_{id} \approx 1 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1} \quad (5.66)$$

$\lambda_{zd}$ :

Eine eventuelle externe Destruktionsrate des Zwischenzustandes kann gegenüber den Rückzerfallsraten  $\lambda_{zi}$  und  $\lambda_{zg}$  vernachlässigt werden.

$\lambda_{gd}$ :

$\lambda_{gd}$  kann für  $kT = 30$  keV Tabelle 5.3 entnommen werden ( $\lambda_{gd} \hat{=} \sum \lambda_{180g\text{Ta}}$ ).

$$\lambda_{gd} \approx 4 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1} \quad (5.67)$$

Abbildung 5.8 zeigt die aus den Daten von Takahashi et al. [75] für die Elektrodendichte  $n_e = 5.4 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-3}$  interpolierte Halbwertszeit  $t_{1/2}$  ( $= \lambda_{gd}^{-1} \cdot \ln 2$ ) des

Grundzustandes von  $^{180}\text{Ta}$  in Abhängigkeit von der thermischen Energie  $kT$  bzw. der Temperatur  $T$ .

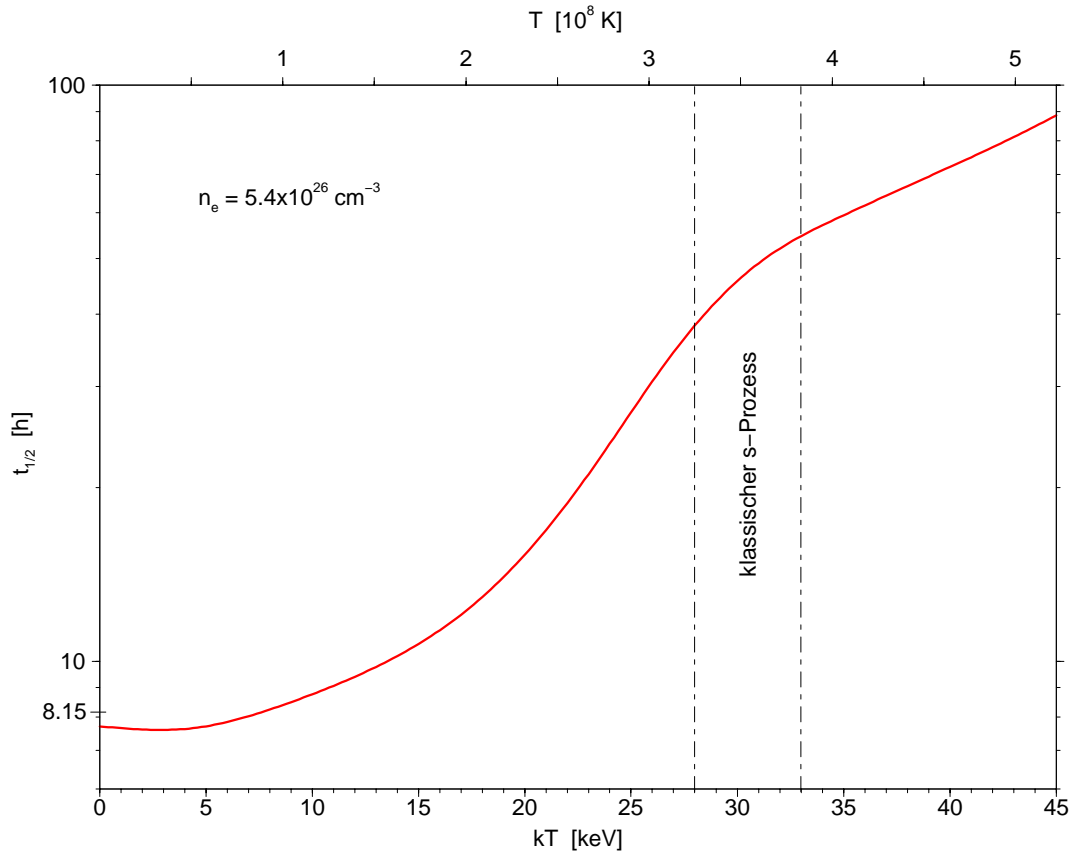


Abbildung 5.8: Halbwertszeit  $t_{1/2}$  des Grundzustandes von  $^{180}\text{Ta}$  in Abhängigkeit von der thermischen Energie  $kT$  bzw. der Temperatur  $T$ . Die Halbwertszeit wurde aus den Daten von Takahashi et al. [75] für die Elektronendichte  $n_e = 5.4 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-3}$  interpoliert. Senkrecht eingezeichnet ist das von Wisshak et al. [72] angegebene s-Prozess-„Temperaturfenster“ ( $kT = 28 \text{ keV}$  bis  $33 \text{ keV}$ ).

Abbildung 5.8 entnimmt man, dass die Halbwertszeit des Grundzustandes von  $^{180}\text{Ta}$  für klassische s-Prozessbedingungen um 50 h liegt.

f) Näherungsformel für die relative Häufigkeit von  $^{180i}\text{Ta}$  zu  $^{178}\text{Hf}$ 

Für  $kT = 30$  keV soll im Folgenden nur das PAA-Experiment betrachtet werden. Nach ihrer Größe sortiert sind die in die Polynomkoeffizienten (5.47) eingehenden oben abgeschätzten Übergangsraten in Tabelle 5.9 aufgelistet.

$\lambda_{zi}$ [s <sup>-1</sup> ]	$\lambda_{zg}$ [s <sup>-1</sup> ]	$\lambda_{iz}$ [s <sup>-1</sup> ]	$\lambda_{gz}$ [s <sup>-1</sup> ]	$\lambda_{gd}$ [s <sup>-1</sup> ]	$\lambda_{id}$ [s <sup>-1</sup> ]
$> 2 \cdot 10^{10}$	$> 2 \cdot 10^{10}$	$> 4 \cdot 10^{-5}$	$> 2 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-7}$

Tabelle 5.9: Abschätzung der Übergangsraten für den im PAA-Experiment gefundenen Zwischenzustand bei  $E_z = 1085$  keV. Für die Abschätzung wurde  $kT = 30$  keV gesetzt.

Werden nur die dominanten Übergangsraten in den Polynomkoeffizienten (5.47) berücksichtigt, so vereinfachen sich diese zu:

$$a \approx \lambda_{zi} + \lambda_{zg}$$

$$b \approx \lambda_{zg}\lambda_{iz} + \lambda_{zi}\lambda_{gz}$$

$$c \approx \lambda_{iz}\lambda_{zg}\lambda_{gd} + \lambda_{zi}\lambda_{id}\lambda_{gz}$$

Die exakte Lösung des charakteristischen Polynoms (5.46) zeigt, dass

$$s_1 \approx -a$$

$$s_2 \approx -b/a$$

$$s_3 \approx -c/b$$

eine gute Lösungsapproximation ist.  $s_3$  ist dabei die Zeitkonstante, die der langsamsten Annäherung des gekoppelten Systems ans Gleichgewicht entspricht.

Einsetzen der Näherungen für die Polynomkoeffizienten ergibt:

$$\begin{aligned} s_1 &\approx -(\lambda_{zi} + \lambda_{zg}) \\ s_2 &\approx -\left(\frac{\lambda_{zg}\lambda_{iz} + \lambda_{zi}\lambda_{gz}}{\lambda_{zi} + \lambda_{zg}}\right) \\ s_3 &\approx -\left(\frac{\lambda_{gd} + \lambda_{id} \cdot P}{1 + P}\right) \end{aligned} \quad (5.68)$$

mit:

$$P = \frac{2I_i + 1}{2I_g + 1} \cdot e^{-(75.3 \text{ keV})/kT} \quad (5.69)$$

Bei der Vereinfachung von  $s_3$  wurde von Formel (5.65) Gebrauch gemacht. Für  $kT = 30$  keV folgt  $P \approx 0.5$ . Da für diese Temperatur  $\lambda_{id} \ll \lambda_{gd}$  gilt (siehe Tabelle 5.9), folgt:  $|s_3| \approx 2/3 \cdot \lambda_{gd}$ . Die längste Annäherungszeit an das Gleichgewicht wird also durch den Grundzustandszerfall von  $^{180}\text{Ta}$  bestimmt. Damit ist Bedingung (5.49) erfüllt und es kann Formel (5.48) benutzt werden.

Nach Aussortieren der nicht relevanten Übergangsraten in Formel (5.48) folgt:

$$\left( \frac{{}^s\text{N}_{180i}\text{Ta}}{{}^s\text{N}_{178}\text{Hf}} \right)_G^Z \approx \frac{-1}{s_1 s_2 s_3} [\lambda_{zi}(\lambda_{pi} + \lambda_{pg} + \lambda_{pz})\lambda_{gz}] \approx \frac{\lambda_{zi}(\lambda_{pi} + \lambda_{pg} + \lambda_{pz})\lambda_{gz}}{\lambda_{iz}\lambda_{zg}\lambda_{gd} + \lambda_{zi}\lambda_{id}\lambda_{gz}} \quad (5.70)$$

Wieder nach Verwenden von Formel (5.65) folgt:

$$\left( \frac{{}^s\text{N}_{180i}\text{Ta}}{{}^s\text{N}_{178}\text{Hf}} \right)_G^Z \approx \frac{\lambda_{pi} + \lambda_{pg} + \lambda_{pz}}{\lambda_{gd}/P + \lambda_{id}} \quad (5.71)$$

Die Summe der Produktionsraten ( $\lambda_{pi} + \lambda_{pg} + \lambda_{pz}$ ) ist laut Formel (5.61) gleich  $\lambda_{179} + \lambda_{180}$ .

**Das Interessante an dieser Näherungsformel ist, dass die Eigenschaften des Zwischenzustandes wie Energie, Übergangsstärken, Spin und Verzweungsverhältnisse nicht mehr eingehen.**

### g) Exakte Lösung der Polynomgleichung (5.46) mit dem Mathematikprogramm XMAPLE

Mit dem Mathematikprogramm XMAPLE (Maple V Release 4) wurden die Lösungen des charakteristischen Polynoms (5.46) bestimmt und das Überlebensverhältnis  $V$  sowie  $\left(\frac{sN_{180i\text{Ta}}}{sN_{178\text{Hf}}}\right)_G^Z$  berechnet. Abbildung 5.9 zeigt die maximale Annäherungszeit  $\tau_{max} = |s_3|^{-1}$  des 3-Niveauschemas an das Gleichgewicht zwischen Produktion und Destruktion in Abhängigkeit der thermischen Energie  $kT$  bzw. der Temperatur  $T$ . Damit Formel (5.48) angewendet werden kann, muss die Annäherungszeit  $\tau_{max}$  für die drei betrachteten Zwischenzustände bei  $E_z = 1085$  keV (PAA),  $E_z = 1134$  keV ( $\gamma$ -Vib.) und  $E_z = 1155$  keV (Oktu.-Vib.) deutlich kleiner als die s-Prozessdauer sein.

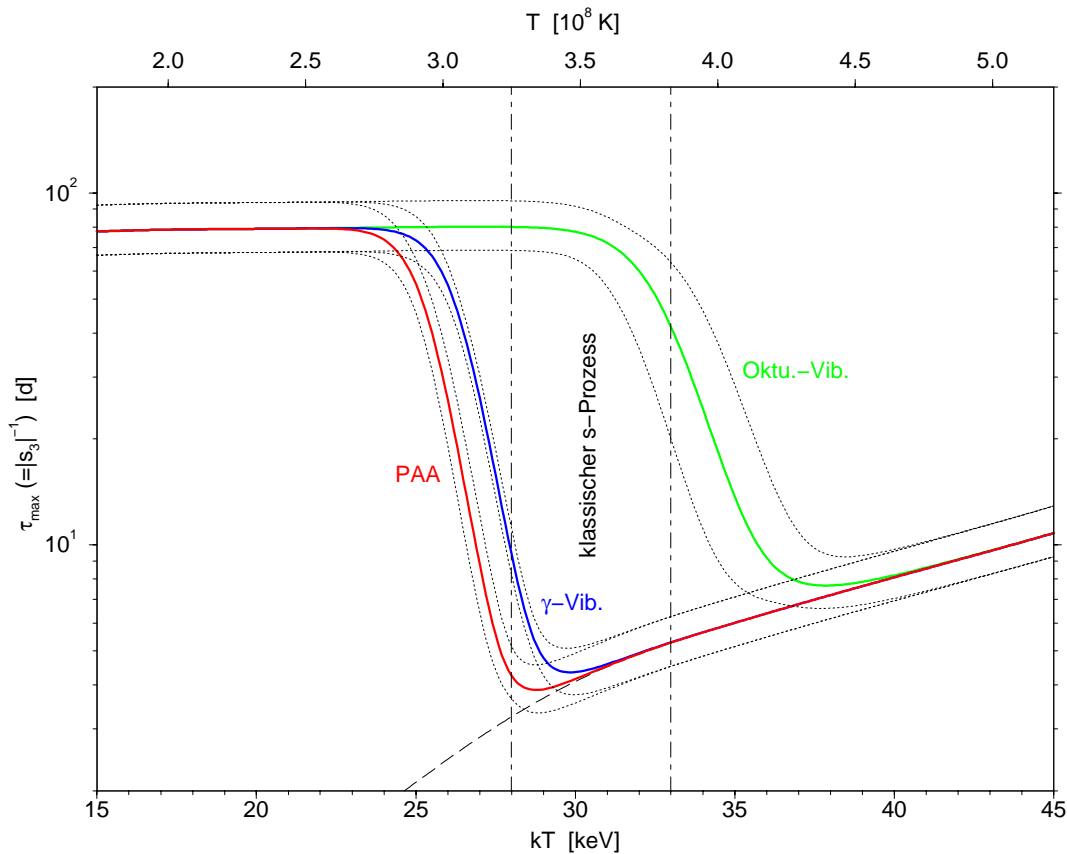


Abbildung 5.9: Maximale Annäherungszeit  $\tau_{max} = |s_3|^{-1}$  von  $^{180}\text{Ta}$  an das Gleichgewicht aus Produktion und Destruktion in Abhängigkeit der thermischen Energie  $kT$  bzw. der Temperatur  $T$  für drei verschiedene Zwischenzustände bei  $E_z = 1085$  keV (PAA),  $E_z = 1134$  keV ( $\gamma$ -Vib.) und  $E_z = 1155$  keV (Oktu.-Vib.). Gepunktet dargestellt sind die jeweiligen Fehlerbänder. Senkrecht eingezeichnet ist das von Wisshak et al. [72] angegebene s-Prozess-„Temperaturfenster“ ( $kT = 28$  keV bis  $33$  keV). Gestrichelt eingezeichnet sind die Ergebnisse von Näherungsformel (5.68). Für  $kT \geq 31$  keV sind die exakte PAA-Kurve und die genäherte Kurve ununterscheidbar.

Wie man Abbildung 5.9 entnimmt, gilt zwischen  $kT = 15$  keV bis 45 keV:

$$\tau_{max} < 100 \text{ Tage} \quad (5.72)$$

Wegen Bedingung (5.15) darf die Gleichgewichtslösung (5.48) im gesamten Temperaturintervall verwendet werden.

In Abbildung 5.10 ist das mit XMAPLE berechnete Überlebensverhältnis  $V$  von  $^{180i}\text{Ta}$  dargestellt.

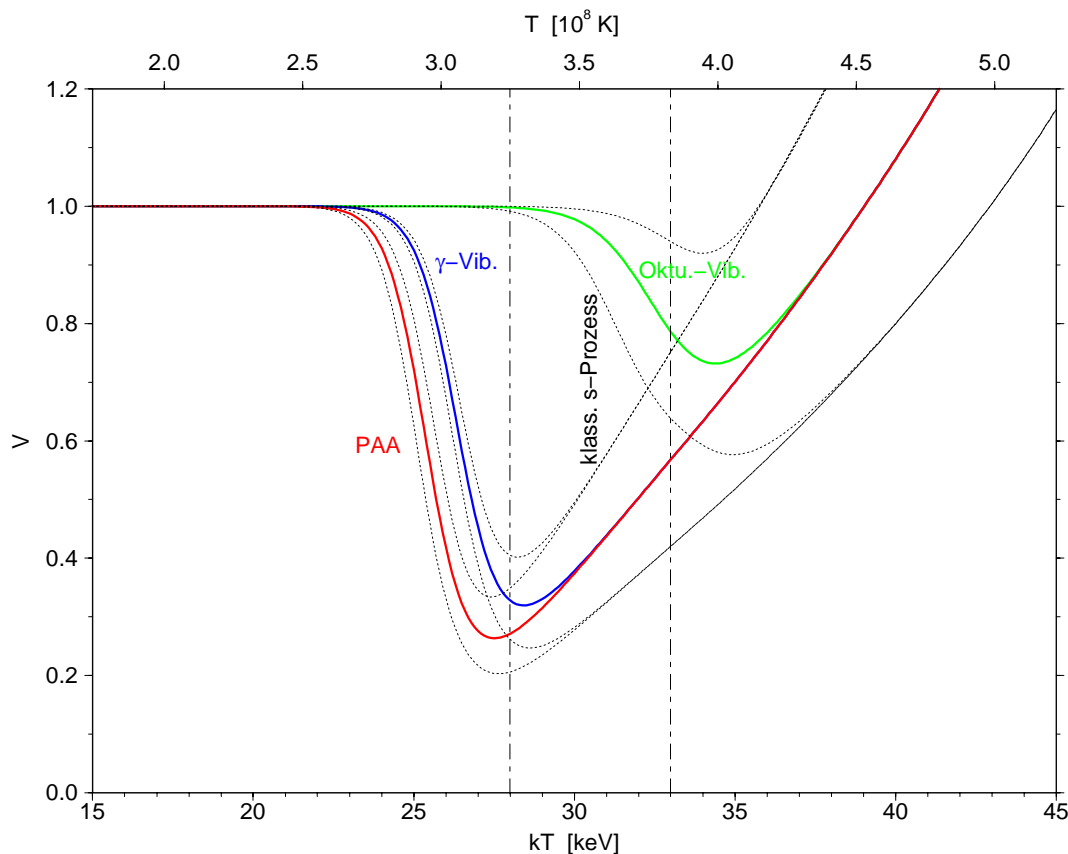


Abbildung 5.10: Überlebensverhältnis  $V$  von  $^{180i}\text{Ta}$  in Abhängigkeit von der thermischen Energie  $kT$  bzw. der Temperatur  $T$  für drei verschiedene Zwischenzustände bei  $E_z = 1085$  keV (PAA),  $E_z = 1134$  keV ( $\gamma$ -Vib.) und  $E_z = 1155$  keV (Okto.-Vib.). Die jeweiligen Fehlerbänder der kombinierten Fehler  $dV_K \equiv (dV^2 + dV_T^2)^{1/2}$  (siehe Fehlerbetrachtung) sind gepunktet dargestellt. Senkrecht eingezeichnet ist das von Wisshak et al. [72] angegebene s-Prozess-„Temperaturfenster“ ( $kT = 28$  keV bis 33 keV).

Wie in Abbildung 5.10 zu sehen, ist das Überlebensverhältnis  $V$  im gesamten betrachteten Temperaturbereich mindestens 0.2. Für  $kT \leq 21$  keV ist die Kopplung von Isomer und Grundzustand über die diskutierten Zwischenzustände vernachlässigbar, das Überlebensverhältnis ist Eins. Bemerkenswert ist, dass für hohe Temperaturen  $kT \gtrsim 40$  keV das Überlebensverhältnis größer als Eins werden kann. Dies ist als „Zurückpumpen“ von Intensität aus dem Grundzustand über den Zwischenzustand in das Isomer zu verstehen.

## h) Fehlerbetrachtung

Tabelle 5.10 gibt die „Fehlersituation“ für das Überlebensverhältnis der PAA-Daten wieder.

kT	dV:	$dn_n$	$d\langle \sigma \rangle_{^{180i}\text{Ta}}$	$d^{Taf_n^i}$	$d^{Hff_n^i}$	$df_{\beta^-}^i$	$dE_z$	$d\Gamma\sigma$
25.3	16	36	17	7	1	2	79	45
30	23	57	28	75	2	5	1	0
45	24	54	24	78	0	0	0	0

kT	$dV_T$ :	$d\lambda_{^{179}\text{Hf-}\beta^-}$	$d\lambda_{^{179}\text{Ta-ec}}$	$d\lambda_{^{180g}\text{Ta-}\beta^-}$	$d\lambda_{^{180g}\text{Ta-ec}}$
25.3	1.7	38	1	41	81
30	17	14	0	73	64
45	17	1	0	95	23

Tabelle 5.10: Totaler Fehler dV für das Überlebensverhältnis, der sich aus den „bekannten“ Fehlern  $dn_n$  bis  $d\Gamma\sigma$  zusammensetzt, sowie der Anteil eines „bekannten“ Fehlers am totalen Fehler dV. Außerdem sind der totale Fehler  $dV_T$ , der sich aus den 30%-Variationen der Übergangsraten  $\lambda_{^{179}\text{Hf-}\beta^-}$  bis  $\lambda_{^{179}\text{Ta-ec}}$  ergibt, sowie der Anteil jedes Übergangsratenfehlers am totalen Fehler  $dV_T$  gegeben. Die Fehler wurden für die drei exemplarischen „Temperaturen“:  $kT = 25.3, 30$  und  $45$  keV berechnet. Alle Fehlerangaben in der Tabelle sind in Prozent.

Tabelle 5.10 entnimmt man, dass in Abbildung 5.10 in der Mitte des Abfalls der PAA-Kurve ( $kT \approx 25.3$  keV) der Energiefehler des Zwischenzustandes  $dE_z$  den größten Beitrag zum Fehler liefert, unabhängig von einer 30%-Variation der Übergangsraten.

Für  $kT = 30$  keV ist die „Fehlersituation“ verändert: Ohne 30%-Variation ist der Fehler des Verzweungsverhältnisses  $d^{Taf_n^i}$  der größte Einzelfehler. Der Variationsfehler  $dV_T$  hat sich verzehnfacht und setzt sich zu etwa gleichen Anteilen aus  $d\lambda_{^{180g}\text{Ta-}\beta^-}$  und  $d\lambda_{^{180g}\text{Ta-ec}}$  zusammen. Für  $kT = 45$  keV wird  $d\lambda_{^{180g}\text{Ta-}\beta^-}$  der dominante Variationsfehler. Die Fehler der Neutroneneinfangquerschnitte von  $^{178}\text{Hf}$ ,  $^{179}\text{Hf}$  und  $^{179}\text{Ta}$  spielen wegen der Definition des Überlebensverhältnisses  $V$  (Quotientenbildung) keine Rolle.

## i) Berechnung der relativen Häufigkeit von $^{180i}\text{Ta}$

In Abbildung 5.11 ist die aus den Ergebnissen des PAA-Experimentes mit XMAPLE nach Formel (5.48) berechnete relative Häufigkeit von  $^{180i}\text{Ta}$  mit der nach Formel (5.38) (kein Zwischenzustand  $|z\rangle$ ) bestimmten relativen Häufigkeit verglichen (siehe auch Abbildung 5.6). Die Eingabe-Datei für XMAPLE für die Rechnung nach Formel (5.48) ist im Anhang 7.8 nachzulesen.



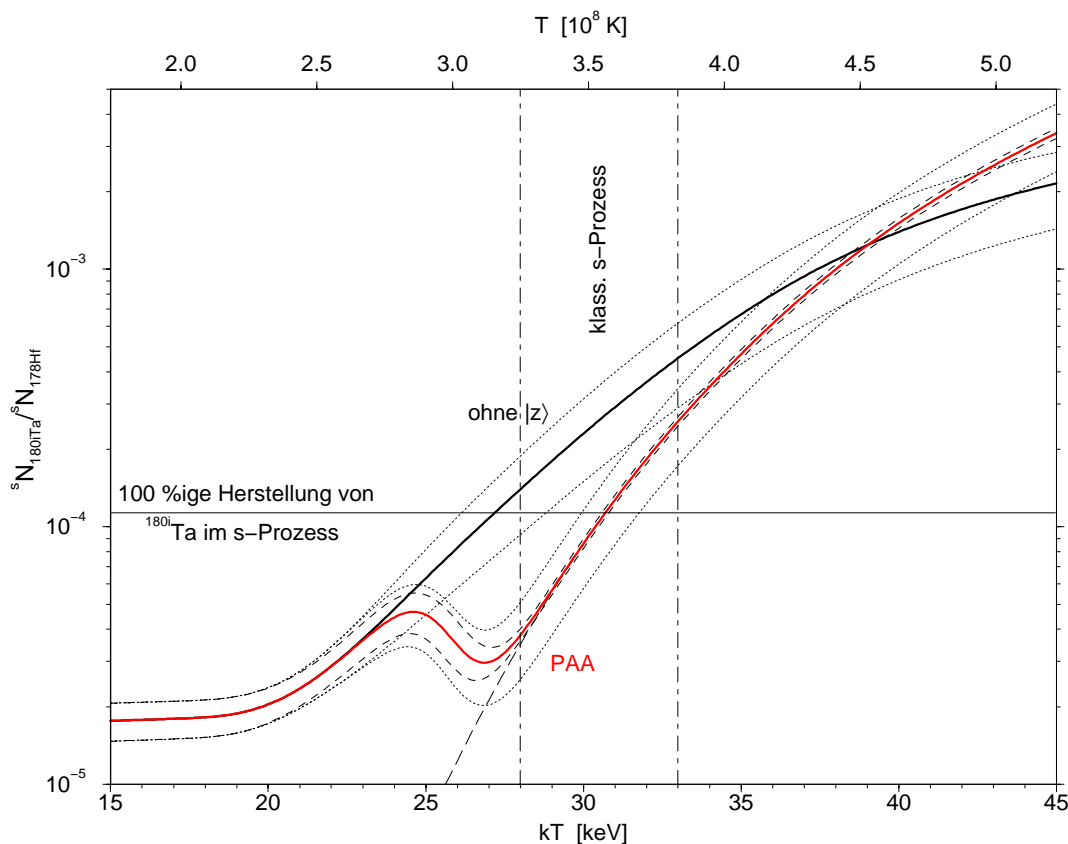


Abbildung 5.11: Häufigkeit von  $^{180i}\text{Ta}$  relativ zu  $^{178}\text{Hf}$  ohne Zwischenzustand  $|z\rangle$  und mit dem im PAA-Experiment gefundenen Zwischenzustand bei  $E_z = 1085$  keV (siehe auch Abbildung 5.6). Die jeweiligen Fehlerbänder der kombinierten Fehler  $dH_K = (dH^2 + dH_T^2)^{1/2}$  (siehe Fehlerbetrachtung) sind gepunktet dargestellt. Zusätzlich gestrichelt eingezeichnet ist das schmalere Fehlerband der „bekannteren“ Fehler  $dH$ . Senkrecht eingezeichnet ist das von Wisshak et al. [72] angegebene s-Prozess-„Temperaturfenster“ ( $kT = 28$  keV bis  $33$  keV). Langgestrichelt eingezeichnet sind die Ergebnisse von Näherungsformel (5.71). Für  $kT \geq 29$  keV sind die exakte PAA-Kurve und die genäherte Kurve ununterscheidbar. Wie man sieht, werden mit dem s-Prozess und durch den experimentell bekannten Zwischenzustand gerade 100% des solar beobachteten  $^{180i}\text{Ta}$  in der Mitte des Temperaturfensters erklärt.

Abbildung 5.11 verdeutlicht:

**Zwischenzustände, die energetisch niedrig genug liegen und stark genug koppeln, um die relative  $^{180i}\text{Ta}$ -Häufigkeit im Temperaturfenster über Näherungsformel (5.71) zu beschreiben, korrigieren die ohne Zwischenzustände erwartete Überproduktion von  $^{180i}\text{Ta}$  im s-Prozess gerade so, dass eine 100%ige-Herstellung von  $^{180i}\text{Ta}$  in der Mitte des Temperaturfensters möglich wird. Die Ergebnisse des PAA-Experiments zeigen, dass mindestens ein solcher Zwischenzustand existiert. Das Auffinden weiterer, energetisch noch tiefer liegender Zwischenzustände wird fast keine Auswirkungen im Temperaturfenster haben.**

## j) Fehlerbetrachtung

Tabelle 5.11 gibt die „Fehlerverhältnisse“ für die relative Häufigkeit von  $^{180i}\text{Ta}$  für die PAA-Kurve in Abbildung 5.11 wieder. Alle Fehlerangaben in der Tabelle sind in Prozent.

kT	dH:	$dn_n$	$d\langle\sigma\rangle_{^{180i}\text{Ta}}$	$d\langle\sigma\rangle_{^{178}\text{Hf}}$	$d\langle\sigma\rangle_{^{179}\text{Hf}}$	$d\langle\sigma\rangle_{^{179}\text{Ta}}$
15	17	1	40	18	0	0
25.7	22	12	12	13	11	2
28	5	3	5	53	51	6
30	4	7	3	69	68	7
33	4	12	4	71	68	5
45	4	51	10	66	52	4

kT	dH:	$d^{Taf_n^i}$	$d^{Hf_n^i}$	$df_{\beta^-}^i$	$dE_z$	$d\Gamma\sigma$
15	17	1	28	81	0	0
25.7	22	53	4	13	68	40
28	5	30	2	5	46	30
30	4	3	1	1	3	2
33	4	0	0	1	0	0
45	4	0	0	0	0	0

kT	$dH_T$ :	$d\lambda_{^{179}\text{Hf}_{\beta^-}}$	$d\lambda_{^{179}\text{Ta}_{ec}}$	$d\lambda_{^{180g}\text{Ta}_{\beta^-}}$	$d\lambda_{^{180g}\text{Ta}_{ec}}$
15	0.2	98	6	0	0
25.7	24	99	2	6	11
28	33	84	1	30	36
30	34	85	1	37	32
33	33	86	1	41	27
45	29	80	1	56	13

Tabelle 5.11: Totaler Fehler dH für die relative  $^{180i}\text{Ta}$ -Häufigkeit, der sich aus den „bekannten“ Fehlern  $dn_n$  bis  $d\Gamma\sigma$  zusammensetzt, sowie der Anteil eines „bekannten“ Fehlers am totalen Fehler dH. Außerdem sind der totale Fehler  $dH_T$ , der sich aus den 30%-Variationen der Übergangsraten  $\lambda_{^{179}\text{Hf}_{\beta^-}}$  bis  $\lambda_{^{179}\text{Ta}_{ec}}$  ergibt, sowie der Anteil jedes Übergangsratenfehlers am totalen Fehler  $dH_T$  angegeben. Die Fehler wurden für sechs exemplarische „Temperaturen“ im Bereich  $kT = 15$  bis  $45$  keV berechnet. Alle Fehlerangaben in der Tabelle sind in Prozent.

Tabelle 5.11 entnimmt man, dass in Abbildung 5.11 in der Mitte des Abfalls der PAA-Kurve ( $kT \approx 25.7$  keV) die 30% variierten Übergangsraten (besonders  $\lambda_{^{179}\text{Hf}_{\beta^-}}$ ) vergleichbar zum gepunktet dargestellten kombinierten Fehler  $dH_K$  beitragen wie die „bekannten“ Fehler dH. Die größten Beiträge zu dH liefern  $dE_z$ ,  $d^{Taf_n^i}$  und  $d\Gamma\sigma$ . D. h. die „Eigenschaften“ des Zwischenzustandes Energie und Übergangsstärke gehen in die abfallende Kurve und die Fehler ein. Im Unterschied dazu dominiert oberhalb  $kT = 28$  keV der Variationsfehler  $dH_T$ . Den größten Einzelbeitrag zu  $dH_T$  liefert weiterhin  $d\lambda_{^{179}\text{Hf}_{\beta^-}}$  und dominiert somit auch den kombinierten Fehler  $dH_K$ . Ohne Variation der Übergangsraten (gestrichelte Kurve in Abbildung 5.11) ist der Fehler dH oberhalb  $kT = 29$  keV durch die sehr kleinen Fehler der Neutroneneinfangquerschnitte  $d\langle\sigma\rangle_{^{178}\text{Hf}}$  und  $d\langle\sigma\rangle_{^{179}\text{Hf}}$  bestimmt.

Für  $kT \geq 29$  keV gehen die Eigenschaften des Zwischenzustandes **nicht** in die Kurve und Fehler ein (siehe auch Näherungsformel (5.71)).

### k) Einfluss von Zwischenzuständen im $^{180}\text{Ta}$ auf die Produktion von $^{180}\text{W}$

In Abbildung 5.6 war die relative Häufigkeit von  $^{180}\text{W}$  zu  $^{178}\text{Hf}$  bei Nichtberücksichtigung von Zwischenzuständen dargestellt. Die relative Häufigkeit von  $^{180}\text{W}$  wurde über Formel (5.27) berechnet. Der Einfluss von Zwischenzuständen im  $^{180}\text{Ta}$  auf die relative Häufigkeit von  $^{180}\text{W}$  kann durch Korrektur von Formel (5.27) um das Überlebensverhältnis  $V$  von  $^{180i}\text{Ta}$  abgeschätzt werden:

$$\left( \frac{{}^s\text{N}_{180\text{W}}}{{}^s\text{N}_{178\text{Hf}}} \right)_G^Z \approx \frac{\langle \sigma \rangle_{178\text{Hf}+n}}{\langle \sigma \rangle_{180\text{W}+n}} \cdot (1 - T_a f_n^i \cdot V) \cdot f_{180} \cdot f_{\beta^-} \quad (5.73)$$

Zusammen mit der **unkorrigierten** Formel (5.27) folgt damit für das Überlebensverhältnis  $V_{180\text{W}}$  von  $^{180}\text{W}$ :

$$V_{180\text{W}} \equiv \left( \frac{{}^s\text{N}_{180\text{W}}}{{}^s\text{N}_{178\text{Hf}}} \right)_G^Z / \left( \frac{{}^s\text{N}_{180\text{W}}}{{}^s\text{N}_{178\text{Hf}}} \right)_G^0 \approx \frac{1 - T_a f_n^i \cdot V}{1 - T_a f_n^i} \quad (5.74)$$

Da  $V \leq 1$  im Temperaturfenster gilt (siehe Abbildung 5.10) und  $T_a f_n^i \approx 0.04$  ist, folgt:

$$1 \leq V_{180\text{W}} \leq (1 - T_a f_n^i)^{-1} \approx 1 + T_a f_n^i \quad (5.75)$$

**Der maximale Einfluss von Zwischenzuständen im  $^{180}\text{Ta}$  auf die relative Häufigkeit von  $^{180}\text{W}$  zu  $^{178}\text{Hf}$  ist nur etwa 4%. Die Kurve der relativen Häufigkeit von  $^{180}\text{W}$  in Abbildung 5.6 beschreibt in guter Näherung auch die Situation mit Zwischenzuständen.**

### l) Entvölkerung des Isomers nach dem Ende der Neutronenbestrahlung

Am Ende des s-Prozesses sind:

$${}^s\text{N}_{180i\text{Ta}} \approx \left( \frac{{}^s\text{N}_{180i\text{Ta}}}{{}^s\text{N}_{178\text{Hf}}} \right)_G^Z \cdot {}^s\text{N}_{178\text{Hf}} \quad (5.76)$$

$^{180i}\text{Ta}$ -Kerne vorhanden. Von der Temperatur in den folgenden Sternentwicklungsphasen ist abhängig, ob eventuell die Kopplung effektiv genug wird, um die im s-Prozess gebildeten  $^{180i}\text{Ta}$ -Kerne wieder zu zerstören. Die Zerstörung wird durch das schon bekannte Differentialgleichungssystem (5.44) beschrieben, wenn dort die externen Produktionsraten Null gesetzt werden. Allerdings sind veränderte Anfangsbedingungen zu beachten. Die Anzahl der  $^{180i}\text{Ta}$ -Kerne zum Zeitpunkt  $t = 0$  ist durch Formel (5.76) gegeben, während Zwischenzustand und Grundzustand als unbesetzt angenommen werden. Da die Produktionsraten nicht in die Zeitkonstanten des neu betrachteten Systems mit eingehen, sind die Zeitkonstanten weiterhin durch das charakteristische Polynom (5.46) gegeben. Bis auf die Zerstörungsrate

$\lambda_{id}$  des Isomers bleiben alle ins Polynom eingehenden Übergangsraten unverändert.  $\lambda_{id}$  ist nicht mehr durch die Neutroneneinfangrate des Isomers, sondern durch die extrem kleine  $\beta$ -Zerfallsrate bestimmt und kann aus der Halbwertszeit des Isomers unter terrestrischen Bedingungen ( $t_{1/2} > 1.2 \cdot 10^{15}$  y) abgeschätzt werden:

$$\lambda_{id} < 1.8 \cdot 10^{-23} \text{ s}^{-1} \quad (5.77)$$

$\tau_{max} = |s_3|^{-1}$  soll die größte der drei Zerfallskonstanten sein. Solange  $\tau_{max}$  für die Temperatur T deutlich größer ist als die Zeit, die  $^{180i}\text{Ta}$  dieser Temperatur ausgesetzt ist, ist die Entvölkerung des Isomers vernachlässigbar.

In Abbildung 5.12 ist das aus dem charakteristischen Polynom (5.46) berechnete  $\tau_{max}$  in Abhängigkeit von der thermischen Energie bzw. der Temperatur T dargestellt. Für hohe Temperaturen ist  $\tau_{max}$  identisch mit  $\tau_{max}$  aus Abbildung 5.9. Bei niedrigen Temperaturen ist  $\tau_{max}$  durch die extrem kleine  $\beta$ -Zerfallsrate des Isomers bestimmt und nicht mehr, wie in Abbildung 5.9, im s-Prozess durch die Neutroneneinfangrate des Isomers.

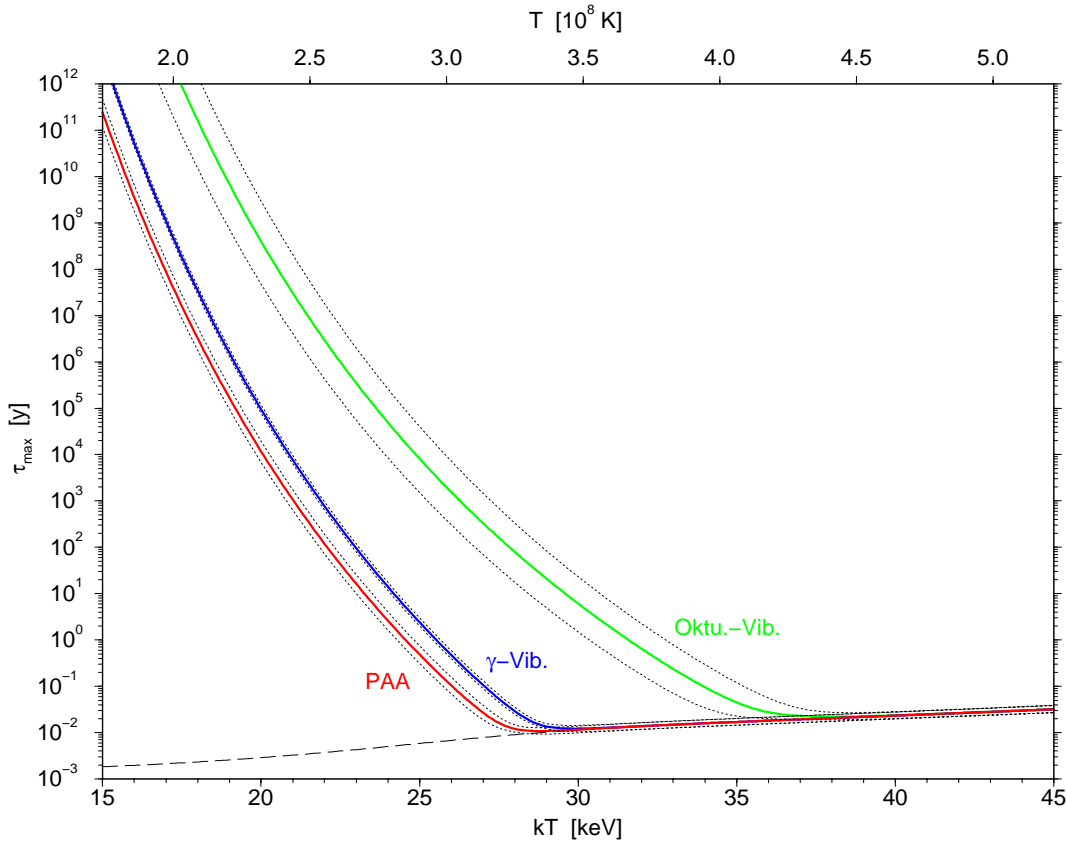


Abbildung 5.12:  $\tau_{max} = |s_3|^{-1}$  in Abhängigkeit der thermischen Energie  $kT$  bzw. der Temperatur  $T$  für drei verschiedene Zwischenzustände bei  $E_z = 1085$  keV (PAA),  $E_z = 1134$  keV ( $\gamma$ -Vib.) und  $E_z = 1155$  keV (Oktu.-Vib.). Gepunktet dargestellt sind die jeweiligen Fehlerbänder. Gestrichelt eingezeichnet sind die Ergebnisse von Näherungsformel (5.68). Für  $kT \geq 29$  keV sind die exakte PAA-Kurve und die genäherte Kurve ununterscheidbar. Oberhalb  $kT = 31$  keV entspricht die PAA-Kurve der PAA-Kurve aus Abbildung 5.9.

**Zusammenfassung:**

$^{180i}\text{Ta}$  könnte im s-Prozess über Verzweigungen im  $^{179}\text{Hf}$  und  $^{180}\text{Hf}$  entstehen. Nach dem heutigen Kenntnisstand kann über die Verzweigung im  $^{180}\text{Hf}$  nur sehr wenig  $^{180i}\text{Ta}$  synthetisiert worden sein. Wenn  $^{180i}\text{Ta}$  merklich im s-Prozess entstehen soll, so müsste dies über die stark temperaturabhängige Verzweigung im  $^{179}\text{Hf}$  geschehen. In diesem Fall ist die Produktion von  $^{180i}\text{Ta}$  eng mit der deutlich höheren Produktion von  $^{180}\text{W}$  verbunden. Mit den s-Prozessannahmen aus Kapitel 5.2.4 und aus den interpolierten Übergangsraten von Takahashi et al. folgt dann ein s-Prozessanteil an der Herstellung von  $^{180}\text{W}$  für das Temperaturfenster  $kT = 28 \text{ keV}$  bis  $33 \text{ keV}$  von  $(0.5 \pm 0.2)$  bis  $(2.2 \pm 0.8)$ . In der Mitte des Temperaturfensters bei  $kT = 30.5 \text{ keV}$  ergibt sich ein Anteil von  $(1.1 \pm 0.4)$  (siehe auch Abbildung 5.6). Geht man davon aus, dass die Temperatur in späteren Sternentwicklungsphasen niedrig genug blieb, um im s-Prozess synthetisiertes  $^{180i}\text{Ta}$  nicht zu zerstören, so folgt mit den Ergebnissen des Photoanregungs-Aktivierungs-Experimentes im Temperaturfenster ein s-Prozessanteil an der Herstellung von  $^{180i}\text{Ta}$  von  $(0.3 \pm 0.1)$  bis  $(2.3 \pm 0.8)$ . Für  $kT = 30.5 \text{ keV}$  folgt ein Anteil von  $(0.9 \pm 0.3)$  (siehe auch Abbildung 5.11). D. h. mit den gemachten Annahmen erscheint die 100%ige Herstellung von  $^{180}\text{W}$  und damit verbunden die 100%ige Herstellung von  $^{180i}\text{Ta}$  im s-Prozess als wahrscheinlich. Bei nicht ausschließlicher Produktion von  $^{180}\text{W}$  im s-Prozess müsste auch die  $^{180i}\text{Ta}$ -Produktion entsprechend verringert werden.

## Anmerkung zur Zusammenfassung:

In die in der Zusammenfassung angegebenen Fehler wurde die 30%-Variation der aus den Daten von Takahashi et al. interpolierten Übergangsraten mit aufgenommen. Ohne 30%-Variation ergibt sich für  $^{180}\text{W}$  ein Anteil von  $(0.5 \pm 0.1)$  bis  $(2.2 \pm 0.4)$  im Temperaturfenster bzw.  $(1.1 \pm 0.2)$  für  $kT = 30.5 \text{ keV}$  und für  $^{180i}\text{Ta}$  ein Anteil von  $(0.34 \pm 0.02)$  bis  $(2.3 \pm 0.1)$  im Temperaturfenster bzw.  $(0.93 \pm 0.04)$  für  $kT = 30.5 \text{ keV}$ .

## 6. Ausblick

Die Existenz von Zwischenzuständen, die in  $^{180}\text{Ta}$  das  $K^\pi=9^-$  Isomer mit dem  $K^\pi=1^+$  Grundzustand koppeln, gilt heute durch verschiedene Experimente, von denen das hier beschriebene Coulombanregungs-Aktivierungs-Experiment eines ist, als gesichert. Nach wie vor ist aber die kernphysikalische Struktur der Zwischenzustände wie Spin und K-Quantenzahl unbekannt. Ein mögliches Ergebnis des Coulombanregungs-Aktivierungs-Experiments nimmt einen  $K^\pi=7^+$  Oktupol-Vibrationsbandenkopf als niedrigsten Coulomb-anregbaren Zwischenzustand an. Annahmen über Zwischenzustände und deren Struktur klären könnten Gammaspektroskopie-Experimente, in denen Zerfälle der Zwischenzustände sowohl in das Isomerband als auch in Richtung Grundzustand beobachtet werden. Zu beachten ist, dass die aus Photoanregungs-Aktivierungs-Experimenten bekannten Zwischenzustände direkt aus dem Isomer anregbar sind (Einstufen-Anregung). Generell wird man in Gammaspektroskopie-Experimenten auf der Suche nach Einstufen-anregbaren Zwischenzuständen mit dem Problem zu kämpfen haben, geeignete „Gates“ zu setzen. Im Fall eines aus dem Isomer nur einstufig anregbaren z. B.  $K^\pi=7^-$  Zwischenzustands führen starke Kanäle entweder direkt in das Isomer oder in Zustände, die weiter Richtung Grundzustand zerfallen. Die Inband-Übergänge der auf dem  $K^\pi=7^-$  Zwischenzustand aufbauenden Rotationsbande werden vergleichsweise schwach und damit problematisch zum Setzen eines Gates sein. Besonders schwierig ist der Nachweis eines  $K^\pi=7^+$  Oktupol-Vibrationsbandenkopfes als Zwischenzustand, da seine M2/E3-Zerfallsbreiten in das Isomer klein im Vergleich mit seinen Zerfällen niedriger Multipolarität erwartet werden. Es ist deshalb nicht verwunderlich, dass in den Gammaspektroskopie-Experimenten von Dracoulis et al. [18] und Saitoh et al. [19] keine bekannten Zwischenzustände gefunden wurden.

Um maximale Empfindlichkeit zum Nachweis schwacher Verzweigungen bei der Suche nach Zwischenzuständen zu erreichen, sollte man über Experimente an den besten heute verfügbaren Gammaspektroskopie-Aufbauten wie GAMMASPHERE [82] und EUROBALL [83] oder in Zukunft MINIBALL [84] nachdenken.

Eventuell könnte ein  $^{181}\text{Ta}(p,d)^{180}\text{Ta}$ -Experiment am hochauflösenden Münchener Q3D-Magnetspektrographen hilfreich sein, in dem die Spins der Zustände in  $^{180}\text{Ta}$  um 1 MeV Anregungsenergie über Winkelverteilungsmessungen bestimmt werden könnten.

In Zukunft werden bessere astrophysikalische Modelle des p-Prozesses die Erzeugung von  $^{180}\text{W}$  genauer vorhersagen können und eventuell Grenzen für die Produktion von  $^{180i}\text{Ta}$  im klassischen s-Prozess setzen.

# 7. Anhang

## 7.1. Entstehungsprozesse für $^{180i}\text{Ta}$

Verschiedene Prozesse werden diskutiert, um die Entstehung von  $^{180i}\text{Ta}$  zu erklären. Generell kann man zwischen explosiven und **nicht** explosiven Prozessen unterscheiden. Die einzelnen Prozesse sind im Folgenden kurz beschrieben.

### 7.1.1. Explosive Prozesse

#### a) r-Prozessverzweigung im $^{180}\text{Hf}$

Die im r-Prozess gebildeten sehr neutronenreichen Kerne mit  $A=180$  werden nach Prozessende über  $\beta^-$ -Zerfälle Richtung „Tal der Stabilität“ zerfallen, um dort als  $^{180}\text{Hf}$  zu enden. Eines der Isotope in dieser Kette ist  $^{180}\text{Yb}$ . Eventuell wird beim Zerfall von  $^{180}\text{Yb}$  ein Isomer im  $^{180}\text{Lu}$  bevölkert, das in das  $K^\pi=8^-$  Isomer ( $t_{1/2}=5.5$  h) im  $^{180}\text{Hf}$  weiterzerfällt [65]. Vom  $K^\pi=8^-$  Isomer im  $^{180}\text{Hf}$  ist bekannt, dass es zu einem kleinen Teil  $^{180i}\text{Ta}$  bevölkert [64].

#### b) „schneller“ p-Prozess

Unter dem p-Prozess versteht man die Überlagerung von durch Protonen induzierten Reaktionen mit  $(\gamma,n)$ -Reaktionen an s-Prozess-Saatkernen bei Temperaturen von  $T > 10^9$  K. Temperaturen von  $2 \cdot 10^9$  K bis  $3 \cdot 10^9$  K können in der O-Ne-Schicht während Supernovaexplosionen weit entwickelter massereicher Sterne auftreten [85, 86]. In diesem Szenario könnte  $^{180i}\text{Ta}$  durch  $(\gamma,n)$ -Reaktion am  $^{181}\text{Ta}$  entstanden sein.

#### c) $\nu$ -Prozess

Wenn ein massereicher Stern in einer Supernova zu einem Neutronenstern kollabiert, können derart hohe Neutrinoflüsse auftreten, dass trotz des extrem kleinen Wirkungsquerschnittes schwere Kerne in die Dipol-Riesen-Resonanz (GDR) angeregt werden und unter Emission eines Neutrons zerfallen. In diesem Szenario könnte  $^{180i}\text{Ta}$  über die  $(\nu,\nu'n)$ -Reaktion am  $^{181}\text{Ta}$  entstanden sein [87].

### 7.1.2. Nicht explosive Prozesse

#### a) s-Prozessverzweigung im $^{180}\text{Hf}$

Bei der Entstehung von  $^{180}\text{Hf}$  während des s-Prozesses durch Neutroneneinfang am  $^{179}\text{Hf}$  wird in seltenen Fällen auch das  $K^\pi=8^-$  Isomer im  $^{180}\text{Hf}$  bevölkert [74]. Von

diesem ist bekannt, dass es zu einem kleinen Teil ins  $^{180i}\text{Ta}$   $\beta^-$ -zerfällt (siehe oben r-Prozess).

### b) s-Prozessverzweigung im $^{179}\text{Hf}$

Bei den hohen im s-Prozess erwarteten Temperaturen können Zustände im  $^{179}\text{Hf}$  thermisch besetzt sein, die  $\beta^-$ -Zerfälle ins  $^{179}\text{Ta}$  zeigen. Das entstandene  $^{179}\text{Ta}$  ist ausreichend langlebig, um ein Neutron einzufangen und  $^{180i}\text{Ta}$  zu bilden [76].

### c) „langsamer“ p-Prozess

Während des hydrostatischen Sauerstoffbrennens in der Präsupernovaphase weitentwickelter massereicher Sterne können Temperaturen  $T > 10^9$  K auftreten [88]. Die thermischen Photonen sind dann energiereich genug, um die  $(\gamma, n)$ -Reaktion am  $^{181}\text{Ta}$  auszulösen.

### d) Erzeugung von $^{180i}\text{Ta}$ durch kosmische Strahlung

Protonen und  $\alpha$ -Teilchen aus der Niederenergiekomponente ( $E < 30$  MeV) der galaktischen kosmischen Strahlung könnten mit schweren Kernen des interstellaren Mediums reagieren.  $^{180i}\text{Ta}$  würde in diesem Modell über  $(p, \gamma p n)$ -Reaktionen an s- bzw. r-Prozesskernen des interstellaren Mediums erzeugt [89].



## 7.2. Systematik der Vibrationen im Massenbereich um $A=180$

In Tabelle 7.1 sind die experimentell bekannten Bandenkopfenergien  $E_B$  und  $B(E\lambda)\downarrow$ -Werte der  $\gamma$ -,  $\beta$ - und Oktupol-Vibrationen im Massenbereich um  $A=180$  zusammengestellt. Die Tabellendaten sind dem „Online-Service“ des National Nuclear Data Centers (Brookhaven National Laboratory) entnommen (<http://www.nndc.bnl.gov/nndc/ensdf/>). Ein Strich in der Tabelle bedeutet, dass kein experimentelles Ergebnis vorliegt. Als Test für die Gültigkeit der Alaga-Regel sind in der letzten Spalte der Tabelle die theoretischen Clebsch-Gordan-Verhältnisse zum Vergleich mit den gemessenen  $B(E\lambda)\downarrow$ -Verhältnissen (vorletzte Spalte) angegeben.

$\gamma$ -Vibration: ( $\Delta K = +2$ )		$\gamma_{+2}$			
Isotop	$E_B$ [keV]	$B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+) \downarrow$ [W.u.]	$B(E2, 2^+ \rightarrow 2^+) \downarrow$ [W.u.]	$\frac{B(E2, 2^+ \rightarrow 2^+) \downarrow}{B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+) \downarrow}$	$\left( \frac{\langle 22\ 2-2   20 \rangle}{\langle 22\ 2-2   00 \rangle} \right)^2$
$^{184}\text{W}$	930	$4.41 \pm 0.22$	$8.4 \pm 0.4$	$1.9 \pm 0.1$	1.43
$^{182}\text{W}$	1221	$3.40 \pm 0.09$	$6.74 \pm 0.18$	$2.0 \pm 0.1$	1.43
$^{180}\text{W}$	1117	–	–	–	1.43
$^{180}\text{Hf}$	1200	$3.8 \pm 0.6$	$5.1 \pm 0.7$	$1.3 \pm 0.3$	1.43
$^{178}\text{Hf}$	1175	$3.9 \pm 0.5$	$4.4 \pm 0.3$	$1.1 \pm 0.2$	1.43
$^{176}\text{Hf}$	1341	$4.1 \pm 0.3$	–	–	1.43
$^{174}\text{Hf}$	1227	$4.8 \pm 2.2$	$7.4 \pm 1.5$	$1.5 \pm 0.8$	1.43

$\gamma$ -Vibration: ( $\Delta K = -2$ )		$\gamma_{-2}$			
Isotop	$E_B$	–	–	–	–
$^{179}\text{Hf}$	1250	–	–	–	–
$^{176}\text{Lu}$	870	–	–	–	–

$\beta$ -Vibration: ( $\Delta K = 0$ )		$\beta_0$			
Isotop	$E_B$ [keV]	$B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+) \downarrow$ [W.u.]	$B(E2, 2^+ \rightarrow 4^+) \downarrow$ [W.u.]	$\frac{B(E2, 2^+ \rightarrow 4^+) \downarrow}{B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+) \downarrow}$	$\left( \frac{\langle 20\ 20   40 \rangle}{\langle 20\ 20   00 \rangle} \right)^2$
$^{182}\text{W}$	1136	$0.91 \pm 0.08$	$1.73 \pm 0.14$	$1.9 \pm 0.2$	2.57
$^{179}\text{Hf}$	1121	–	–	–	2.57
$^{176}\text{Hf}$	1150	$1.0 \pm 0.2$	$5.7 \pm 1.0$	$6 \pm 2$	2.57
$^{174}\text{Hf}$	828	$2.1 \pm 0.6$	$13 \pm 4$	$6 \pm 3$	2.57

Oktupol-Vibration: ( $\Delta K = +2$ )		Oktupol $_{+2}$			
Isotop	$E_B$ [keV]	$B(E3, 3^- \rightarrow 0^+) \downarrow$ [W.u.]	$B(E3, 2^- \rightarrow 2^+) \downarrow$ [W.u.]	$\frac{B(E3, 2^- \rightarrow 2^+) \downarrow}{B(E3, 3^- \rightarrow 0^+) \downarrow}$	$\frac{5}{7} \cdot \left( \frac{\langle 22\ 3-2   20 \rangle}{\langle 32\ 3-2   00 \rangle} \right)^2$
$^{184}\text{W}$	1130	$5.8 \pm 0.8$	–	–	1.79
$^{182}\text{W}$	1289	$5.5 \pm 0.8$	$9.1 \pm 0.9$	$1.7 \pm 0.3$	1.79
$^{180}\text{W}$	1006	–	–	–	1.79
$^{176}\text{Hf}$	1248	$7.2 \pm 2.3$	$9.6 \pm 2.0$	$1.3 \pm 0.5$	1.79

Tabelle 7.1: Systematik der Vibrationen im Massenbereich um  $A=180$ .

### 7.3. Weisskopf-Einheit

Die elektrischen bzw. magnetischen reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten der Multipolarität  $\lambda$  werden häufig statt in den Einheiten  $[e^2 b^\lambda]$  bzw.  $[\mu_N^2 b^{(\lambda-1)}]$  in Weisskopf-Einheiten [W.u.] angegeben.

Die Umrechnung in Weisskopf-Einheiten ist durch folgende Formeln gegeben [90]:

$$\text{elektrisch:} \quad 1 \text{ [W.u.]} \hat{=} \frac{(0.12)^{2\lambda}}{4\pi} \left( \frac{3}{\lambda+3} \right)^2 A^{\frac{2\lambda}{3}} [e^2 b^\lambda] \quad (7.1)$$

$$\text{magnetisch:} \quad 1 \text{ [W.u.]} \hat{=} \frac{10}{\pi} (0.12)^{2\lambda-2} \left( \frac{3}{\lambda+3} \right)^2 A^{\frac{2\lambda-2}{3}} [\mu_N^2 b^{(\lambda-1)}] \quad (7.2)$$

A ist dabei die Massenzahl des betrachteten Kerns.

Die Weisskopf-Einheit misst die Stärke eines Übergangs in Vielfachen der kernmassenabhängigen Einteilchen-Übergangsstärke<sup>1</sup> und ist somit ein Maß für die „Kollektivität“ eines Übergangs. Mit Hilfe der Weisskopf-Einheit können Übergangsstärken in verschiedenen Kernen miteinander verglichen werden.

---

<sup>1</sup>In den Umrechnungsformeln (7.1) und (7.2) wird ein Kernradius von  $R = 1.2 \cdot A^{1/3}$  fm benutzt.

## 7.4. Bestimmung von „%<sub>nicht\_zerfallen</sub>“

Im CAA-Experiment wird noch während der Bestrahlung ein Teil der  $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne zerfallen. Es soll aus dem zeitlichen Verlauf der Ejektilzählrate  $\dot{N}_e(t)$  berechnet werden, wieviel Prozent der während der Bestrahlung produzierten  $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne am Ende der Bestrahlung noch **nicht zerfallen** sind.

Die Zählrate  $\dot{N}_e$  ist proportional zum aktivierenden Strahlstrom  $I$ . Die infinitesimale Änderung  $dN$  der Anzahl der  $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne durch Bestrahlung und Zerfall ist für die Zählrate  $\dot{N}_e$  deshalb gegeben durch:

$$dN = a \cdot \dot{N}_e \cdot dt - \lambda \cdot N \cdot dt \quad (7.3)$$

Die Ejektilzählrate  $\dot{N}_e(t) \equiv \frac{\Delta N_e}{\Delta t}(t)$  (Anzahl  $\Delta N_e$  der in  $\Delta t = 13$  Sekunden in den PIN-Dioden registrierten Ejektile) wurde alle  $\Delta t = 13$  Sekunden abgespeichert. Sieht man die Ejektilzählrate innerhalb dieses kurzen Zeitintervalls  $\Delta t$  als konstant an, so lautet die Lösung der obigen Differentialgleichung mit der Anfangsbedingung  $N(t=0) = 0$ :

$$N(\Delta t) = \frac{a \cdot \dot{N}_e(\Delta t)}{\lambda} \cdot [1 - e^{-\lambda \cdot \Delta t}] \quad (7.4)$$

Nach weiteren  $\Delta t = 13$  Sekunden sind

$$N(2 \cdot \Delta t) = N(\Delta t) \cdot e^{-\lambda \cdot \Delta t} + \frac{a \cdot \dot{N}_e(2 \cdot \Delta t)}{\lambda} \cdot [1 - e^{-\lambda \cdot \Delta t}] \quad (7.5)$$

$^{180g}\text{Ta}$ -Kerne vorhanden.

Allgemein ist die Anzahl der nach  $n \cdot \Delta t$  noch vorhandenen  $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne gegeben durch:

$$N(n \cdot \Delta t) = [1 - e^{-\lambda \cdot \Delta t}] \cdot \sum_{i=1}^n \frac{a \cdot \dot{N}_e(i \cdot \Delta t)}{\lambda} \cdot e^{-(n-i) \cdot \lambda \cdot \Delta t} \quad (7.6)$$

und kann aus dem zeitlichen Verlauf der Ejektilzählrate  $\dot{N}_e(i \cdot \Delta t)$  berechnet werden.

Für „%<sub>nicht\_zerfallen</sub>“ gilt deshalb:

$$\%_{\text{nicht_zerfallen}}(n \cdot \Delta t) = 100\% \cdot N(n \cdot \Delta t) / \sum_{i=1}^n a \cdot \dot{N}_e(i \cdot \Delta t) \quad (7.7)$$

## 7.5. Bestimmung von „%<sub>gemessen</sub>“

Im CAA-Experiment wurden nach jeder Bestrahlung die Experimentierkammer belüftet, die Catcher-Folien ausgebaut, zwischen den Endkappen der Ge-Detektoren befestigt und die Bleiburg wieder verschlossen. Dabei verging etwa eine Stunde zwischen Bestrahlungsende und dem Start der Registrierung der  $^{180g}\text{Ta}$  Zerfälle. Die Messdauer der Catcher-Folien in der Bleiburg betrug etwa eine Halbwertszeit. Damit konnten nicht alle Zerfälle der am Ende der Bestrahlung vorhandenen  $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne registriert bzw. deren Registrierung abgewartet werden.

Sei  $N(n_e \cdot \Delta t)$  die Anzahl der am Ende der Bestrahlung vorhandenen  $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne. Dann sind am Anfang der nach  $t_a$  beginnenden Analyse der Catcher-Folien vor den Ge-Detektoren (Out-of-Beam-Messung) noch:

$$N(t_a) = N(n_e \cdot \Delta t) \cdot e^{-\lambda \cdot t_a} \quad (7.8)$$

$^{180g}\text{Ta}$ -Kerne vorhanden. Am Ende der Analyse zum Zeitpunkt  $t_e$ :

$$N(t_e) = N(n_e \cdot \Delta t) \cdot e^{-\lambda \cdot t_e} \quad (7.9)$$

Während der Out-of-Beam-Messung konnten folglich:

$$\%_{\text{gemessen}} = \frac{N(t_a) - N(t_e)}{N(n_e \cdot \Delta t)} \cdot 100\% \quad (7.10)$$

Prozent der am Ende der Bestrahlung vorhandenen  $^{180g}\text{Ta}$  Kerne gemessen werden.

## 7.6. Bestimmung der $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeiten der Tantaloxidtargets

Die im Folgenden beschriebene Messung wurde von S. A. Karamian am MT-25 Mikrotron in Dubna, Russland durchgeführt.

### 7.6.1. Versuchsbeschreibung

Ein 22 MeV Elektronenstrahl wurde in einem Wolfram-Konverter gestoppt. Der entstehende Bremsstrahlungskegel wurde auf die zu untersuchenden Targets gerichtet. Simultan wurden die Tantaloxidtargets sowie eine Tantalfolie bestrahlt. Die Targets waren dicht hintereinander angeordnet, um vergleichbare Photonenflüsse durch die Proben zu gewährleisten<sup>2</sup>.

Nach der Bestrahlung wurden die Targets vor einem Ge-Detektor analysiert.

### 7.6.2. Reaktionen am $^{180i}\text{Ta}$ und $^{181}\text{Ta}$

In Tabelle 7.2 sind bei der Bestrahlung mit Photonen mögliche Reaktionen am  $^{181}\text{Ta}$  und  $^{180i}\text{Ta}$  aufgelistet:

Reaktion	Halbwertszeit des Endkerns	stärkste $\gamma$ -Linien [keV]
$^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180g}\text{Ta}$	8.15 h	93.4 103.6 <sup>3</sup>
$^{180i}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{178}\text{Ta}$	2.4 h	426.4 325.6

Tabelle 7.2: Mögliche Reaktionen am  $^{181}\text{Ta}$  und  $^{180i}\text{Ta}$ .

Eine Elektronenstrahlenergie von 22 MeV wurde gewählt, um eine maximale Ausbeute für die  $^{180i}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{178}\text{Ta}$ -Reaktion unterhalb der Schwelle für die  $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178}\text{Ta}$ -Reaktion zu erzielen.

### 7.6.3. Berechnung der Isotopenhäufigkeiten

Die Anzahl  $N$  der erzeugten  $^{180g}\text{Ta}$ - bzw.  $^{178}\text{Ta}$ -Kerne wird, ähnlich wie in Kapitel 4.3.2 beschrieben, aus den gemessenen Intensitäten der in Tabelle 7.2 angegebenen  $\gamma$ -Linien bestimmt. Allgemein gilt:

$$\frac{H_{180i}}{H_{181}} = \frac{N(^{178}\text{Ta}) \cdot \sigma\Gamma_{(\gamma, n)}}{N(^{180g}\text{Ta}) \cdot \sigma\Gamma_{(\gamma, 2n)}} \quad (7.11)$$

mit:

<sup>2</sup>Die Absorption in den Targets ist für die relevanten Photonenenergien ( $E_\gamma > 7$  MeV) zu vernachlässigen.

<sup>3</sup>Siehe auch Tabelle 4.2 auf Seite 85.

$H_{180i}$	: Isotopenhäufigkeit von $^{180i}\text{Ta}$ [%]
$H_{181}$	: Isotopenhäufigkeit von $^{181}\text{Ta}$ [%]
$N(^{178}\text{Ta})$	: Anzahl der bei der Bestrahlung erzeugten $^{178}\text{Ta}$ -Kerne
$N(^{180g}\text{Ta})$	: Anzahl der bei der Bestrahlung erzeugten $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne
$\sigma\Gamma_{(\gamma,n)}$	: „Wirkungsquerschnitt“ der $^{181}\text{Ta}(\gamma,n)^{180g}\text{Ta}$ Reaktion [ $\text{cm}^2\text{eV}$ ]
$\sigma\Gamma_{(\gamma,2n)}$	: „Wirkungsquerschnitt“ der $^{180i}\text{Ta}(\gamma,2n)^{178}\text{Ta}$ Reaktion [ $\text{cm}^2\text{eV}$ ]

Für die Tantaloxidtargets mit unbekanntem Isotopenhäufigkeiten  $^{unb}H_{180i}$  und  $^{unb}H_{181}$  gilt daher:

$$\frac{^{unb}H_{180i}}{^{unb}H_{181}} = \frac{^{unb}N(^{178}\text{Ta}) \cdot \sigma\Gamma_{(\gamma,n)}}{^{unb}N(^{180g}\text{Ta}) \cdot \sigma\Gamma_{(\gamma,2n)}} \quad (7.12)$$

Im Falle der als Referenz benutzten Tantalfolie steht auf der linken Seite von Gleichung (7.11) das natürliche Isotopenverhältnis:

$$\frac{0.012\%}{(100\% - 0.012\%)} = \frac{^{Ref}N(^{178}\text{Ta}) \cdot \sigma\Gamma_{(\gamma,n)}}{^{Ref}N(^{180g}\text{Ta}) \cdot \sigma\Gamma_{(\gamma,2n)}} \quad (7.13)$$

Division von Gleichung (7.12) durch Gleichung (7.13) ergibt:

$$\frac{^{unb}H_{180i}}{(100\% - ^{unb}H_{180i})} \cdot \frac{(100\% - 0.012\%)}{0.012\%} = \frac{^{unb}N(^{178}\text{Ta})}{^{unb}N(^{180g}\text{Ta})} \cdot \frac{^{Ref}N(^{180g}\text{Ta})}{^{Ref}N(^{178}\text{Ta})} \quad (7.14)$$

Mit Gleichung (7.14) kann  $^{unb}H_{180i}$ , die  $^{180i}\text{Ta}$ -Isotopenhäufigkeit eines Tantaloxidtargets, aus der Anzahl der bei der Bestrahlung erzeugten  $^{178}\text{Ta}$ - und  $^{180g}\text{Ta}$ -Kerne berechnet werden.

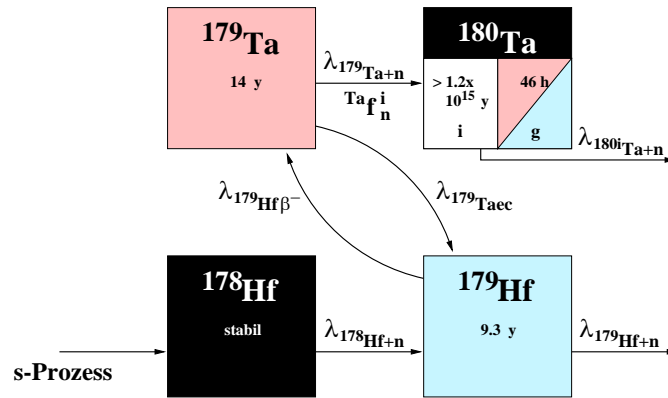
Mit:

$$a \equiv \frac{^{unb}N(^{178}\text{Ta})}{^{unb}N(^{180g}\text{Ta})} \cdot \frac{^{Ref}N(^{180g}\text{Ta})}{^{Ref}N(^{178}\text{Ta})} \cdot \frac{0.012\%}{(100\% - 0.012\%)} \quad (7.15)$$

gilt:

$$^{unb}H_{180i} = 100\% \cdot \left( \frac{a}{1 + a} \right) \quad (7.16)$$

Für die Berechnung von  $^{unb}H_{180i}$  war weder die Kenntnis der Masse der als Referenz benutzten Tantalfolie noch die Kenntnis der Größe der energieintegrierten Reaktions-Wirkungsquerschnitte  $\sigma\Gamma$  erforderlich.

7.7. Herleitung von  $f_{180}$  und  $f_{179}$ Abbildung 7.1: Kopplung von  $^{179}\text{Hf}$  mit  $^{179}\text{Ta}$  und die beteiligten Übergangsraten.

Die Kopplung zwischen  $^{179}\text{Hf}$  und  $^{179}\text{Ta}$  kann durch folgendes inhomogenes lineares Differentialgleichungssystem erster Ordnung beschrieben werden:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{179\text{Hf}}}{dt} &= \lambda_{178\text{Hf}+n} N_{178\text{Hf}} + \lambda_{179\text{Ta}_{ec}} N_{179\text{Ta}} - (\lambda_{179\text{Hf}_{\beta^-}} + \lambda_{179\text{Hf}+n}) N_{179\text{Hf}} \\ \frac{dN_{179\text{Ta}}}{dt} &= \lambda_{179\text{Hf}_{\beta^-}} N_{179\text{Hf}} - (\lambda_{179\text{Ta}_{ec}} + \lambda_{179\text{Ta}+n}) N_{179\text{Ta}} \end{aligned} \quad (7.17)$$

$N_{178\text{Hf}}$  entspricht dabei der Anzahl der vorhandenen  $^{178}\text{Hf}$ -Kerne. Die Übergangsraten  $\lambda$  sollen zeitlich konstant sein. Da die Übergangsraten  $\lambda_{179\text{Hf}_{\beta^-}}$  und  $\lambda_{179\text{Ta}_{ec}}$  von der Temperatur und die Neutroneneinfangquerschnitte von der Neutronendichte abhängen<sup>4</sup>, ist die zeitliche Konstanz der Übergangsraten gleichbedeutend mit konstanter Temperatur und Neutronendichte während des s-Prozesses.

Mit den gleichen Anfangsbedingungen wie für das Differentialgleichungssystem (5.44) auf Seite 164 folgt für die Anzahl  $N_{179\text{Ta}}$  der  $^{179}\text{Ta}$ -Kerne zum Zeitpunkt  $t$  (siehe [79]):

$$\begin{aligned} N_{179\text{Ta}}(t) &= \frac{N_{178\text{Hf}}}{s_1 s_2} \lambda_{178\text{Hf}+n} \lambda_{179\text{Hf}_{\beta^-}} \\ &\quad + \frac{N_{178\text{Hf}}}{s_2 - s_1} \sum_{j=1}^2 \frac{(-1)^j}{s_j} \exp(s_j t) \lambda_{178\text{Hf}+n} \lambda_{179\text{Hf}_{\beta^-}} \end{aligned} \quad (7.18)$$

$s_1, s_2$  sind die Lösungen des charakteristischen Polynoms zweiten Grades:

$$s^2 + b \cdot s + c = 0 \quad (7.19)$$

mit:

$$\begin{aligned} b &= \lambda_{179\text{Ta}_{ec}} + \lambda_{179\text{Hf}_{\beta^-}} + \lambda_{179\text{Ta}+n} + \lambda_{179\text{Hf}+n} \\ c &= \lambda_{179\text{Hf}+n} (\lambda_{179\text{Ta}_{ec}} + \lambda_{179\text{Ta}+n}) + \lambda_{179\text{Hf}_{\beta^-}} \lambda_{179\text{Ta}+n} \end{aligned}$$

<sup>4</sup>Nach Formel (5.10) auf Seite 149 ist das Produkt  $v_T \cdot \langle \sigma \rangle$  weitgehend temperaturunabhängig

Die Lösungen des charakteristischen Polynoms sind:

$$s_{1,2} = -\frac{1}{2} \left( b \pm \sqrt{b^2 - 4c} \right) \quad (7.20)$$

Einsetzen von  $b$  und  $c$  in Formel (7.20) ergibt:

$$s_{1,2} = -\frac{1}{2} (\lambda_{179Ta_{ec}} + \lambda_{179Hf_{\beta^-}} + \lambda_{179Ta+n} + \lambda_{179Hf+n}) \mp \frac{1}{2} \sqrt{(\lambda_{179Ta_{ec}} + \lambda_{179Hf_{\beta^-}})^2 + (\lambda_{179Ta+n} - \lambda_{179Hf+n})^2} \quad (7.21)$$

Einsetzen der Übergangsraten in Formel (7.21) zeigt, dass im betrachteten Temperaturintervall  $kT = 15$  keV bis 45 keV  $|s_1|^{-1} < |s_2|^{-1} < 120$  Tage gilt. Die Zeit, die das gekoppelte System braucht, um ins Gleichgewicht zu kommen, ist damit klein im Vergleich zur s-Prozessdauer. Aus Formel (7.18) folgt die Gleichgewichtslösung:

$$\left( \frac{N_{179Ta}}{N_{178Hf}} \right)_G = \frac{1}{s_1 s_2} \lambda_{178Hf+n} \lambda_{179Hf_{\beta^-}} \quad (7.22)$$

Wegen:

$$s_1 \cdot s_2 = c \quad (7.23)$$

folgt:

$$\left( \frac{N_{179Ta}}{N_{178Hf}} \right)_G = \frac{\lambda_{178Hf+n} \lambda_{179Hf_{\beta^-}}}{\lambda_{179Hf+n} (\lambda_{179Ta_{ec}} + \lambda_{179Ta+n}) + \lambda_{179Hf_{\beta^-}} \lambda_{179Ta+n}} \quad (7.24)$$

Der gesuchte Anteil  $f_{180}$  an pro Neutroneneinfang am  $^{178}\text{Hf}$  produziertem  $^{180}\text{Ta}$  (im Isomer und Grundzustand) ist gegeben durch:

$$f_{180} = \frac{N_{179Ta} \cdot \lambda_{179Ta+n}}{N_{178Hf} \cdot \lambda_{178Hf+n}} \quad (7.25)$$

Einsetzen von Formel (7.24) ergibt:

$$f_{180} = \frac{\lambda_{178Hf+n} \lambda_{179Hf_{\beta^-}}}{\lambda_{179Hf+n} (\lambda_{179Ta_{ec}} + \lambda_{179Ta+n}) + \lambda_{179Hf_{\beta^-}} \lambda_{179Ta+n}} \cdot \frac{\lambda_{179Ta+n}}{\lambda_{178Hf+n}} \quad (7.26)$$

oder:

$$f_{180} = \left[ \frac{\lambda_{179Hf+n} (\lambda_{179Ta_{ec}} + \lambda_{179Ta+n})}{\lambda_{179Hf_{\beta^-}} \lambda_{179Ta+n}} + 1 \right]^{-1} \quad (7.27)$$



oder:

$$f_{180} = \left[ \frac{\lambda_{179} \text{Hf} + n}{\lambda_{179} \text{Hf} - \beta^-} \left( \frac{\lambda_{179} \text{Ta} - \text{ec}}{\lambda_{179} \text{Ta} + n} + 1 \right) + 1 \right]^{-1} \quad (7.28)$$

Im Gleichgewicht ist die Anzahl an  $^{179}\text{Hf}$ -Kernen gegeben durch (siehe wieder [79]):

$$N_{179 \text{Hf}} = \frac{N_{178 \text{Hf}}}{s_1 s_2} \lambda_{178 \text{Hf} + n} (\lambda_{179 \text{Ta} - \text{ec}} + \lambda_{179 \text{Ta} + n}) \quad (7.29)$$

Mit Formel (7.23) folgt:

$$N_{179 \text{Hf}} = N_{178 \text{Hf}} \cdot \frac{\lambda_{178 \text{Hf} + n} (\lambda_{179 \text{Ta} - \text{ec}} + \lambda_{179 \text{Ta} + n})}{\lambda_{179 \text{Hf} + n} (\lambda_{179 \text{Ta} - \text{ec}} + \lambda_{179 \text{Ta} + n}) + \lambda_{179 \text{Hf} - \beta^-} \lambda_{179 \text{Ta} + n}} \quad (7.30)$$

oder:

$$N_{179 \text{Hf}} = N_{178 \text{Hf}} \cdot \frac{\lambda_{178 \text{Hf} + n}}{\lambda_{179 \text{Hf} + n} + \frac{\lambda_{179 \text{Hf} - \beta^-} \lambda_{179 \text{Ta} + n}}{\lambda_{179 \text{Ta} - \text{ec}} + \lambda_{179 \text{Ta} + n}}} \quad (7.31)$$

oder:

$$N_{179 \text{Hf}} = N_{178 \text{Hf}} \cdot f_{179} \quad (7.32)$$

mit:

$$f_{179} \equiv \frac{\lambda_{178 \text{Hf} + n}}{\lambda_{179 \text{Hf} + n} + \frac{\lambda_{179 \text{Hf} - \beta^-}}{\frac{\lambda_{179 \text{Ta} - \text{ec}}}{\lambda_{179 \text{Ta} + n}} + 1}} \quad (7.33)$$

Wie erwartet, ist  $f_{179}$  für  $\lambda_{179 \text{Hf} - \beta^-} = 0$  gegeben durch:  $f_{179} = \frac{\lambda_{178 \text{Hf} + n}}{\lambda_{179 \text{Hf} + n}}$ .

## 7.8. XMAPLE-Input zur Berechnung der relativen Häufigkeit von $^{180i}\text{Ta}$ zu $^{178}\text{Hf}$ (für $kT = 30 \text{ keV}$ )

readlib(spline): #Einlesen der Spline-Bibliothek in XMAPLE

E:=1010; #Anregungsenergie aus dem Isomer in den Zwischenzustand für das #PAA-Experiment [keV]

sigg:=5.7; #integrierter Wirkungsquerschnitt  $\sigma\Gamma$  für das PAA-Experiment [eVfm<sup>2</sup>]

Vi:=9/10; #Verzweigungsverhältnis aus dem Zwischenzustand in das Isomer. Der #tatsächliche Wert spielt keine Rolle

nn:=4.1e8; #Neutronendichte [cm<sup>-3</sup>]

fni:=0.0124; #Anteil der Neutroneneinfänge am  $^{179}\text{Hf}$ , der in das  $I^\pi = 8^-$  Isomer #im  $^{180}\text{Hf}$  führt [63]

fbi:=0.007; #Anteil der Zerfälle des  $I^\pi = 8^-$  Isomers, der im  $^{180i}\text{Ta}$  landet [63]

Sz:=8; #Spin des Zwischenzustandes. Der tatsächliche Wert spielt keine Rolle

vt:=(2\*kT/9.4e5)^0.5\*3e10\*1e-27; #wahrscheinlichste Relativgeschwindigkeit # (siehe Formel (5.7))

achtTab:=spline([8.62,17.23,25.85,34.47,43.09],[4.24e-6,3.74e-6,2.97e-6,2.36e-6,1.95e-6],kT,cubic); #Spline-interpolierte  $\beta^-$ -Zerfallsrate von  $^{180g}\text{Ta}$  [75] [s<sup>-1</sup>]

achtTaec:=spline([8.62,17.23,25.85,34.47,43.09],[1.87e-05,1.20e-05,3.44e-06,9.49e-07,4.12e-07],kT,cubic); #Spline-interpolierte Elektroneneinfangrate von  $^{180g}\text{Ta}$  [75] #( $n_e = 5.4 \cdot 10^{26} \text{ [cm}^{-3}\text{)] [s}^{-1}\text{]}$ )

neunHfb:=spline([8.62,17.23,25.85,34.47,43.09],[4.19e-18,4.44e-12,6.99e-10,6.60e-9,2.32e-8],kT,cubic); #Spline-interpolierte  $\beta^-$ -Zerfallsrate von  $^{179}\text{Hf}$  [75] #( $n_e = 5.4 \cdot 10^{26} \text{ [cm}^{-3}\text{)] [s}^{-1}\text{]}$ )

neunTaec:=spline([8.62,17.23,25.85,34.47,43.09],[1.21e-8,6.97e-9,2.50e-9,1.17e-9,1.05e-9],kT,cubic); #Spline-interpolierte Elektroneneinfangrate von  $^{179}\text{Ta}$  [75] #( $n_e = 5.4 \cdot 10^{26} \text{ [cm}^{-3}\text{)] [s}^{-1}\text{]}$ )

id:=nm\*vt\*spline([10,15,20,25,30,40,50,52],[2695,2143,1824,1613,1465,1269,1145,1125],kT,cubic); #Spline-interpolierte Neutroneneinfangrate von  $^{180i}\text{Ta}$  [70] [ $\text{s}^{-1}$ ]

achtHfn:=nm\*vt\*spline([12.5,15,20,25,30,35,40,45],[475,432,375,338,310,288,270,254],kT,cubic); #Spline-interpolierte Neutroneneinfangrate von  $^{178}\text{Hf}$  [63] [ $\text{s}^{-1}$ ]

neunHfn:=nm\*vt\*spline([12.5,15,20,25,30,35,40,45],[1627,1457,1233,1091,991,917,858,810],kT,cubic); #Spline-interpolierte Neutroneneinfangrate von  $^{179}\text{Hf}$  [63] [ $\text{s}^{-1}$ ]

neunTan:=nm\*vt\*spline([12,20,25,30,52],[2041,1463,1268,1128,794],kT,cubic); #Spline-interpolierte Neutroneneinfangrate von  $^{179}\text{Ta}$  [69] [ $\text{s}^{-1}$ ]

Tafni:=spline([12,20,25,30,52],[0.038,0.041,0.042,0.043,0.048],kT,cubic); #Anteil der Neutroneneinfänge am  $^{179}\text{Ta}$ , der ins  $^{180i}\text{Ta}$  führt [69]

fii:=0.5\*Tafni; #Anteil der Neutroneneinfänge am  $^{179}\text{Ta}$ , der ohne Zwischenzustand in das Isomer führt (siehe Formel (5.55)). Der tatsächliche Wert spielt keine Rolle

kT:=30; #thermische Energie [keV]

facht:=1/(neunHfn/neunHfb\*(neunTaec/neunTan+1)+1); #siehe Formel (7.28)

fneun:=achtHfn/(neunHfn+(neunHfb/(neunTaec/neunTan+1))); #siehe Formel (7.33)

lambdaneun:=achtHfn\*facht; #siehe Formel (5.56) [ $\text{s}^{-1}$ ]

lambdaacht:=fneun\*neunHfn\*fni\*fbi; #siehe Formel (5.57) [ $\text{s}^{-1}$ ]

pii:=lambdaneun\*fii+lambdaacht; #Produktionsrate des Isomers (siehe Formel (5.58)) [ $\text{s}^{-1}$ ]

pz:=lambdaneun\*(Tafni-fii)/Vi; #Produktionsrate des Zwischenzustandes (siehe Formel (5.59)) [ $\text{s}^{-1}$ ]

pg:=lambdaneun\*((1-fii)-(Tafni-fii)/Vi); #Produktionsrate des Grundzustandes (siehe Formel (5.60)) [ $\text{s}^{-1}$ ]

```
zi:=siggg*1.5193e21/(evalf(Pi)^2)*(E/1000/197.33)^2*1e-6/(1-Vi)*(2*9+1)/(2*Sz+1);
#Zerfallsrate des Zwischenzustandes ins Isomer (siehe Formel (3.2) und (3.7)) [s-1]
```

```
zg:=siggg*1.5193e21/(evalf(Pi)^2)*(E/1000/197.33)^2*1e-6/Vi*(2*9+1)/(2*Sz+1);
#Zerfallsrate des Zwischenzustandes in den Grundzustand (siehe Formel (3.2)) [s-1]
```

```
iz:=(2*Sz+1)/(2*9+1)*(zi*exp(-E/kT)); #Anregungsrate des Zwischenzustandes
#aus dem Isomer [s-1]
```

```
gz:=(2*Sz+1)/(2*1+1)*(zg*exp(-(E+75.3)/kT)); #Anregungsrate des Zwischenzu-
#standes aus dem Grundzustand [s-1]
```

```
gd:=(achtTab+achtTaec); #Zerfallsrate des Grundzustandes [s-1]
```

```
zd:=0; #externe Zerfallsrate des Zwischenzustandes [s-1]
```

```
a:=iz+id+gz+gd+zg+zi+zd; #Polynomkoeffizient (siehe Formel (5.47))
```

```
b:=(iz+id)*(gz+gd)+zg*(iz+id+gd)+zi*(id+gz+gd)+zd*(iz+id+gz+gd);
#Polynomkoeffizient (siehe Formel (5.47))
```

```
c:=(iz+id)*(zg*gd+zd*(gz+gd))+zi*id*(gz+gd); #Polynomkoeffizient (siehe For-
#mel (5.47))
```

```
p(x):=x^3+a*x^2+b*x+c; #charakteristisches Polynom (siehe Formel (5.46))
```

```
s:=solve(p(x),x); #Lösen der Polynomgleichung (5.46)
```

```
NiNp:=(-1/(s[1]*s[2]*s[3]))*((zi*(pii+pg+pz)+pii*zd)*gz+(pii*(zi+zg+zd)+pz*zi)*gd);
```

```
#relative Häufigkeit von 180iTa zu 178Hf im Gleichgewicht für kT = 30 keV (sie-
#he Formel (5.48))
```

```
#Als Ausgabe müsste XMAPLE: NiNp:=.00008607011351 liefern.
```

## 7.9. Abkürzungsverzeichnis

$^{180g}\text{Ta}$	:	$K^\pi = 1^+$ Grundzustand von $^{180}\text{Ta}$
$^{180i}\text{Ta}$	:	$K^\pi = 9^-$ Isomer von $^{180}\text{Ta}$
CAG-Experiment	:	Coulombanregungs-Gammaspektroskopie-Experiment
Ge-Detektor	:	Germanium- $\gamma$ -Detektor
HDS-Spektrum	:	Hochenergie-Differenz- $\gamma$ -Summenspektrum
GI	:	$\gamma$ -Intensität
THV	:	Targetdicken-Häufigkeitsverteilung
eff. kor.	:	efficiency-korrigiert
PAA	:	Photoanregungs-Aktivierung
CAA	:	Coulombanregungs-Aktivierung
PF	:	Parallel-Folie
SF	:	Senkrecht-Folie
TF	:	(natürliche) Tantalfolie
PC	:	Polycarbonat
PP	:	Polypropylen
diff.	:	differentieller
HD-Verfahren	:	Halbdicken-Verfahren
$\gamma$ -Vib.	:	$\gamma$ -Vibrations-Kopplungsmodell
Oktu.-Vib.	:	Oktupol-Vibrations-Kopplungsmodell



# Literaturverzeichnis

- [1] E. Anders und N. Grevesse, *Geochim. Cosmochim. Acta* **53** (1989) 197.
- [2] F. Käppeler, H. Beer und K. Wisshak, *Rep. Prog. Phys.* **52** (1989) 945.
- [3] H. V. Klapdor-Kleingrothaus und K. Zuber, *Teilchenastrophysik*, B. G. Teubner (1997).
- [4] S. E. Woosley, J. R. Wilson, G. J. Mathews, R. D. Hoffman und B. S. Meyer, *Astrophys. J.* **433** (1994) 292.
- [5] C. Freiburghaus, S. Rosswog und F. K. Thielemann, *Astrophys. J.* **525** (1999) 121.
- [6] K. Alder und A. Winther, *Electromagnetic Excitation, Theory of Coulomb Excitation with Heavy Ions*, North-Holland Publ. Comp. (1975).
- [7] M. Würkner, J. de Boer, M. Loewe, H. Steffens, E. Maier, J. Srebrny, P. J. Napiorkowski, J. Iwanicki, A. Kordyasz, M. Kisielinski, M. Kowalczyk, J. Choinski, T. Czosnyka, A. I. Levon, J. Kvasil, C. Günther und G. Sletten, *Acta Phys. Pol.* **B28** (1997) 97.
- [8] M. Würkner, Doktorarbeit Ludwig-Maximilians-Universität (LMU) München (2001), in Bearbeitung.
- [9] H. J. Maier, *Nucl. Instr. Meth.* **A 397** (1997) 110.
- [10] T. Ramsøy, NORDBALL Front-End Electronics, User's Guide, Niels-Bohr-Institut (1992).
- [11] F. Riess, *Jahresbericht Beschleunigerlaboratorium der Universität und der Technischen Universität München* (1991) 168.
- [12] C. M. Lederer und V. S. Shirley, *Table of Isotopes*, John Wiley & Sons (1978).
- [13] E. Browne und R. B. Firestone, *Table of Radioactive Isotopes*, John Wiley & Sons (1986).
- [14] National nuclear data center, <http://www.nndc.bnl.gov/nndc/ensdf/>.
- [15] A. Bohr und B. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. II: Nuclear Deformations, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd (1998), Seite 234.
- [16] A. Bohr und B. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. II: Nuclear Deformations, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd (1998), Seite 155.

- [17] M. Loewe, J. de Boer, H. J. Maier, M. Würkner, P. Olbratowski, J. Srebrny, J. Choiniski, T. Czosnyka, J. Iwanicki, P. J. Napiorkowski, G. B. Hagemann, G. Sletten, S. A. Karamian, P. von Neumann-Cosel, A. Richter, C. Schlegel und H. J. Wollersheim, *Z. Phys.* **A356** (1996) 9.
- [18] G. D. Dracoulis, S. M. Mullins, A. P. Byrne, F. G. Kondev, T. Kibédi, S. Bayer, G. J. Lane, T. R. McGoram und P. M. Davidson, *Phys. Rev.* **C58** (1998) 1444.
- [19] T. R. Saitoh, N. Hashimoto, G. Sletten, R. A. Bark, S. Törmänen, M. Bergström, K. Furuno, K. Furutaka, G. B. Hagemann, T. Hayakawa, T. Komatsubara, A. Maj, S. Mitarai, M. Oshima, J. Sampson, T. Shizuma und P. G. Varmette, *Nucl. Phys.* **A660** (1999) 121.
- [20] P. Alexa, Private Mitteilung.
- [21] T. Czosnyka, D. Cline und C. Y. Wu, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **28** (1983) 745.
- [22] T. Czosnyka, D. Cline und C. Y. Wu, Coulomb excitation data analysis code GOSIA, GOSIA-Handbuch vom Autor beziehbar: Email: czosnyka@slcj.uw.edu.pl.
- [23] A. Bohr und B. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. II: Nuclear Deformations, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd (1998), Seite 56.
- [24] A. Bohr und B. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. II: Nuclear Deformations, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd (1998), Seite 45.
- [25] V. M. Mikhailov, *Izv. Akad. Nauk, ser. Fiz.* **30** (1966) 1334.
- [26] V. M. Mikhailov, *Bulletin of the Academy of Sciences of the USSR - Physical Series, No.8*, **30** (1966) 1392.
- [27] G. Alaga, K. Alder, A. Bohr und B. R. Mottelson, *Dan. Mat. Fys. Medd.* **29** (1955).
- [28] M. Eibschütz, D. Salomon und F. J. Disalvo, *Phys. Lett.* **93A** (1983) 259.
- [29] P. Raghavan, *Atomic Data Nucl. Data Tables* **42** (1989) 189.
- [30] H. Blumberg, R. S. Hager und E. C. Seltzer, *Nucl. Phys.* **A136** (1969) 624.
- [31] P. Möller, J. R. Nix, W. D. Myers und W. J. Swiatecki, *Atomic Data Nucl. Data Tables* **59** (1995) 185.
- [32] B. Olaniyi, A. Shor, S. C. Cheng, G. Dugan und C. S. Wu, *Nucl. Phys.* **A403** (1982) 572.
- [33] R. B. Firestone, *Nucl. Data Sheets* **62** (1991) 126.
- [34] J. Konijn, W. van Doesburg, G. T. Ewan, T. Johansson und G. Tibell, *Nucl. Phys.* **A360** (1981) 187.
- [35] A. Bohr und B. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. II: Nuclear Deformations, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd (1998), Seite 275.
- [36] B. Burghardt, R. Harzer, H. J. Hoeffgen und G. Neisel, *Phys. Lett.* **92B** (1980) 64.



- [37] J. de Boer und A. Winther (1965), A Computer Program for Multiple Coulomb Excitation, California Institute of Technology, Reprint.
- [38] F. M. Indenkampen, COULEX - Ein Computerprogramm zur Berechnung der Coulomb-Anregung und des anschließenden Gamma-Zerfalls, Diplomarbeit Ludwig-Maximilians-Universität München (1992).
- [39] D. Belic, C. Arlandini, J. Besserer, J. de Boer, J. J. Carroll, J. Enders, T. Hartmann, F. Käppeler, H. Kaiser, U. Kneissl, M. Loewe, H. J. Maier, H. Maser, P. Mohr, P. von Neumann-Cosel, A. Nord, H. H. Pitz, A. Richter, M. Schumann, S. Volz und A. Zilges, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 5242.
- [40] C. Schlegel, P. von Neumann-Cosel, F. Neumeyer, A. Richter, S. Strauch, J. de Boer, C. H. Dasso und P. J. Peterson, *Phys. Rev.* **C50** (1994) 2198.
- [41] C. Schlegel, *Untersuchung von Dipolanregungen in den ungeraden Kernen  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{57}\text{Fe}$  und  $^{167}\text{Er}$  mit Photonenstreuung am S-DALINAC und Coulombanregung von  $^{180}\text{Ta}$  und deren astrophysikalische Bedeutung*, Doktorarbeit Technische Hochschule Darmstadt (1995).
- [42] M. Schumann, F. Käppeler, R. Böttger und H. Schölermann, *Phys. Rev.* **C58** (1998) 1790.
- [43] A. Bohr und B. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. II: Nuclear Deformations, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd (1998), Seite 146.
- [44] T. Wendel, J. Gröger, C. Günther, J. Jolie, S. Mannanal, N. Warr, F. Käppeler, A. Levon, G. Graw, M. Loewe und M. Würkner, *to be published*.
- [45] C. H. Dasso, Private Mitteilung.
- [46] National nuclear data center, <http://www.nndc.bnl.gov/nndc/nudat/>.
- [47] T. B. Ryves, *J. Phys.* **G6** (1980) 763.
- [48] F. A. White, T. L. Collins und F. M. Rourke, *Phys. Rev.* **101** (1956) 1786.
- [49] D. Cline, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **14** (1969) 726.
- [50] J. de Boer, *Treatise on Heavy-Ion Science, Volume 1*, Editor: D. A. Bromley, Plenum Publishing Corporation (1984).
- [51] D. H. Gloeckner, M. H. Macfarlane und S. C. Pieper (1978), computer program PTOLEMY, Argonne National Laboratory Report No. ANL-76-11.
- [52] J. Kvasil, R. Sheline, V. Nesterenko, I. Hřivnáčová und D. Nosek, *Z. Phys.* **A343** (1992) 145.
- [53] N. Klay, F. Käppeler, H. Beer und G. Schatz, *Phys. Rev.* **C44** (1991) 2839.
- [54] J. Gerl, K. Ronge, K. V. Ramaniah, T. W. Elze, A. Hanser und L. D. Tolsma, *Z. Phys.* **A310** (1983) 349.
- [55] M. Délèze, A. Bruder, S. Drissi, J. Kern und G. L. Struble, *Phys. Rev.* **C36** (1987) 1826.

- [56] T. Brenner, D. Büttgenbach, W. Rupperecht und T. Träber, *Nucl. Phys.* **A440** (1985) 407.
- [57] J. Kern und G. L. Struble, *Nucl. Phys.* **A286** (1977) 371.
- [58] R. A. Dewberry, R. Sheline, R. G. Lanier, L. G. Mann und G. L. Struble, *Phys. Rev.* **C24** (1981) 1628.
- [59] N. Klay, F. Käppeler, H. Beer, G. Schatz, H. Börner, F. Hoyler, S. J. Robinson, K. Schreckenbach, B. Krusche, U. Mayerhofer, G. Hlawatsch, H. Lindner, T. von Egidy, W. Andrejtscheff und P. Petkov, *Phys. Rev.* **C44** (1991) 2801.
- [60] V. G. Soloviev, *Nucl. Phys.* **A633** (1998) 247.
- [61] C. B. Collins, J. J. Carroll, T. W. Sinor, M. J. Byrd, D. G. Richmond, K. N. Taylor, M. Huber, N. Huxel, P. von Neumann-Cosel, A. Richter, C. Spieler und W. Ziegler, *Phys. Rev.* **C42** (1990) 1813.
- [62] J. P. Biersack und L. G. Haggmark, *Nucl. Instr. Meth.* **174** (1980) 257.
- [63] H. Beer und R. L. Macklin, *Phys. Rev.* **C26** (1982) 1404.
- [64] S. E. Kellogg und E. B. Norman, *Phys. Rev.* **C46** (1992) 1115.
- [65] W. Eschner, W. D. Schmitt-Ott, E. Runte, L. Gippert, H. Beer, G. Walter, R. Kirchner, O. Klepper, E. Roeckl und D. Schardt, *Z. Phys.* **A317** (1984) 281.
- [66] S. E. Kellogg und E. B. Norman, *Phys. Rev.* **C34** (1986) 2248.
- [67] E. Runte, W. D. Schmitt-Ott, W. Eschner, I. Rosner, R. Kirchner, O. Klepper und K. Rykaczewski, *Z. Phys.* **A328** (1987) 119.
- [68] K. T. Lesko, E. B. Norman, D. M. Moltz, R. M. Larimer, S. G. Crane und S. E. Kellogg, *Phys. Rev.* **C34** (1986) 2256.
- [69] Z. Németh, F. Käppeler und G. Reffo, *Astrophys. J.* **392** (1992) 277.
- [70] K. Wisshak, F. Voss, C. Arlandini, F. Käppeler, M. Heil, R. Reifarh, M. Krtička und F. Bečvář, *Forschungszentrum Karlsruhe Wissenschaftliche Berichte FZKA* **6362** (2000).
- [71] K. A. Toukan, K. Debus, F. Käppeler und G. Reffo, *Phys. Rev.* **C51** (1995) 1540.
- [72] K. Wisshak, F. Voss, F. Käppeler, K. Guber, L. Kazakov, N. Kornilov, M. Uhl und G. Reffo, *Phys. Rev.* **C52** (1995) 2762.
- [73] J. Best, *Forschungszentrum Karlsruhe Wissenschaftliche Berichte FZKA* **5824** (1996).
- [74] H. Beer und E. Warde, *Nature (London)* **291** (1981) 308.
- [75] K. Takahashi und K. Yokoi, *Atomic Data Nucl. Data Tables* **36** (1987) 375.
- [76] K. Yokoi und K. Takahashi, *Nature (London)* **305** (1983) 198.

- [77] G. Pfenning, H. Klewe-Nebenius und W. Seelmann-Eggebert, *Karlsruher Nuklidkarte* **6. Auflage** (1995).
- [78] N. Klay, *Das Niveauschema von  $^{176}\text{Lu}$  und dessen Bedeutung in der s-Prozess Nukleosynthese*, Doktorarbeit Kernforschungszentrum Karlsruhe (1990), erschienen als KfK-Bericht 4675.
- [79] R. A. Ward und W. A. Fowler, *Astrophys. J.* **238** (1980) 266.
- [80] A. Einstein, *Phys. Z.* **18** (1917) 121.
- [81] E. Browne, *Nucl. Data Sheets* **52** (1987).
- [82] Gammasphere Home Page, <http://www-gam.lbl.gov>.
- [83] Euroball Home Page, <http://npg.dl.ac.uk/euroball-home>.
- [84] J. Eberth, G. Pascovici, H. G. Thomas, N. Warr, D. Weisshaar, D. Habs, P. Reiter, P. Thirolf, D. Schwalm, C. Gund, H. Scheit, M. Lauer, P. van Duppen, S. Franchoo, M. Huyse, R. M. Lieder, W. Gast, J. Gerl, K. P. Lieb und T. M. Collaboration, *Prog. in Particle and Nucl. Phys.* **46** (2001) 389.
- [85] S. E. Woosley und W. M. Howard, *Astrophys. J. Suppl. Series* **36** (1978) 285.
- [86] M. Rayet, M. Arnould, M. Hashimoto, N. Prantzos und K. Nomoto, *Astron. Astrophys.* **298** (1995) 517.
- [87] S. E. Woosley, D. H. Hartmann, R. D. Hoffman und W. C. Haxton, *Astrophys. J.* **356** (1990) 272.
- [88] M. Arnould, *Astron. Astrophys.* **46** (1976) 117.
- [89] K. L. Hainebach, D. N. Schramm und J. B. Blake, *Astrophys. J.* **205** (1976) 920.
- [90] A. Bohr und B. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. I: Single-Particle Motion, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd (1998), Seite 389.



# Danksagung

Herzlich gedankt sei allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Insbesondere möchte ich Prof. Jorrit de Boer für die Anregung zu diesem sehr interessanten und vielseitigen Thema danken.

Jürgen Besserer und Dr. Martin Moosburger danke ich für ihre Hilfsbereitschaft und die angenehme Atmosphäre während ihrer Zeit am Lehrstuhl. Mich beeindruckt ihr weiteres Engagement in der Physik, obwohl sie bereits im Berufsleben stehen.

Die Finanzierung von angereichertem Tantaloxidpulver durch das Tandemlaboratorium der Ludwig-Maximilians-Universität und der Technischen Universität München war eine wesentliche Voraussetzung für diese Arbeit.

Aber erst die von Herrn Dr. Hans-Jörg Maier und seinen Mitarbeitern daraus angefertigten Targets ermöglichten die Durchführung der Experimente. Ohne ihren Beitrag wäre die Arbeit nicht zustande gekommen.

Ebenso unverzichtbar war ein stabiler Strahl, für den die Mitarbeiter des Münchener Tandem-Beschleuniger-Laboratoriums und des Niels-Bohr-Instituts sorgten.

Beeindruckt haben mich Rolf Oehm und seine „Mannen“, die manchmal extrem kurzfristig Aluminiumblöcke in Experimentierkammern verwandelten.

Hervorzuheben ist auch der „Logistikexperte“ Rainhardt Satzkowski, der unzählige Male unsere Transportprobleme löste.

Dr. Sven Hegewisch möchte ich für die häufig auch nicht physikalischen Elektronikdiskussionen danken.

Der „Warschau-Crew“: Dr. Tomasz Czosnyka, Jędrzej Iwanicki, Paweł-Jan Napiorkowski und Dr. Julian Srebrny gebührt meine größte Dankbarkeit für ihre Hilfe während der Strahlzeiten am Niels-Bohr-Institut und in München. Durch sie habe ich gelernt, dass „Strahlzeit“ und „tolle Zeit“ durchaus die gleiche Bedeutung haben können. Darüber hinaus danke ich Dr. Julian Srebrny für viele interessante Diskussionen und Anregungen sowie Dr. Tomasz Czosnyka für seine schnelle Beantwortung von GOSIA-Fragen.

Für die Bestimmung der Isotopenhäufigkeit der Tantaltargets gilt Dr. Sarkis Karamian aus Dubna ein besonderer Dank. Erst seine Isotopenhäufigkeits-Analyse machte die Ergebnisse des Aktivierungsexperiments letztendlich verständlich.

Dr. Peter von Neumann-Cosel und Dr. Christian Schlegel danke ich für ihre tatkräftige Unterstützung bei den Strahlzeiten in München. Das von Herrn Dr. Peter von Neumann-Cosel organisierte strahlungsarme Blei war für die Aktivierungsexperimente sehr nützlich.

Prof. Achim Richter verdanke ich in seiner Funktion als Zweitgutachter neben Prof. Jorrit de Boer mein Stipendium.

Dem Freistaat Bayern danke ich für die Finanzierung des Stipendiums.

Prof. Petr Alexa aus Prag sei für die Durchsicht meiner Arbeit und die Beantwortung vieler theoretischer Fragen vielfach gedankt.

Dem „s-Prozess-Papst“ Dr. Franz Käppeler bin ich für die Durchsicht meines Astrophysikkapitels extrem dankbar.

Für seine Hilfe und Beantwortung vieler Fragen danke ich Prof. Alexander Levon aus Kiew. Ein „Highlight“ während meiner Promotionszeit war sicherlich die mit seiner Hilfe ermöglichte Besichtigung des Tschernobyl-Reaktors.

Der Unterstützung durch Prof. Geirr Sletten ist zu verdanken, dass wir eine Strahlzeit am Niels-Bohr-Institut in Risø, Dänemark durchführen konnten und uns während der Aktivierungsexperimente in München zwei baugleiche Ge-Detektoren zur Verfügung standen.

Einen ganz besonderen Dank schulde ich meinem Kollegen Michael Würkner für die von mir als außerordentlich fruchtbar empfundene engste Zusammenarbeit über viele Jahre - nicht zu vergessen unsere ausufernden und gerade deshalb so interessanten Diskussionen. Ich denke, unsere Promotionszeit wird uns beiden lebhaft in Erinnerung bleiben.

Meiner Lebensgefährtin und besseren Hälfte Anja Hoffmann danke ich für ihre stets aufmunternden Worte und das unermüdliche Korrekturlesen der Arbeit.

# Lebenslauf

## Angaben zur Person

Name: Markus Loewe  
Adresse: Glaslweg 12  
85737 Ismaning  
Tel. (089) 96202218  
Geburtstag und -ort: 3. November 1966 in München  
Staatsangehörigkeit: deutsch  
Familienstand: ledig

## Schulische Ausbildung

1973 – 1977 Grundsule in Vaterstetten  
1977 – 1986 Gymnasium Vaterstetten  
mathematisch-naturwissenschaftlicher Zweig  
06/1986 Allgemeine Hochschulreife

## Wehrdienst

07/1986 – 09/1987 Pionierschule München

## Studium

WS 1987/88 – SS 1994 Studium der Physik an der  
Ludwig-Maximilians-Universität München  
06/1994 Diplom

## Promotion

08/1994 – 10/1997 wissenschaftlicher Mitarbeiter der Sektion  
Physik der Ludwig-Maximilians-Universität  
München  
11/1997 – 12/1999 Stipendiat des Bayerischen Staates  
01/2000 – 07/2001 wissenschaftlicher Mitarbeiter der Sektion  
Physik der Ludwig-Maximilians-Universität  
München

