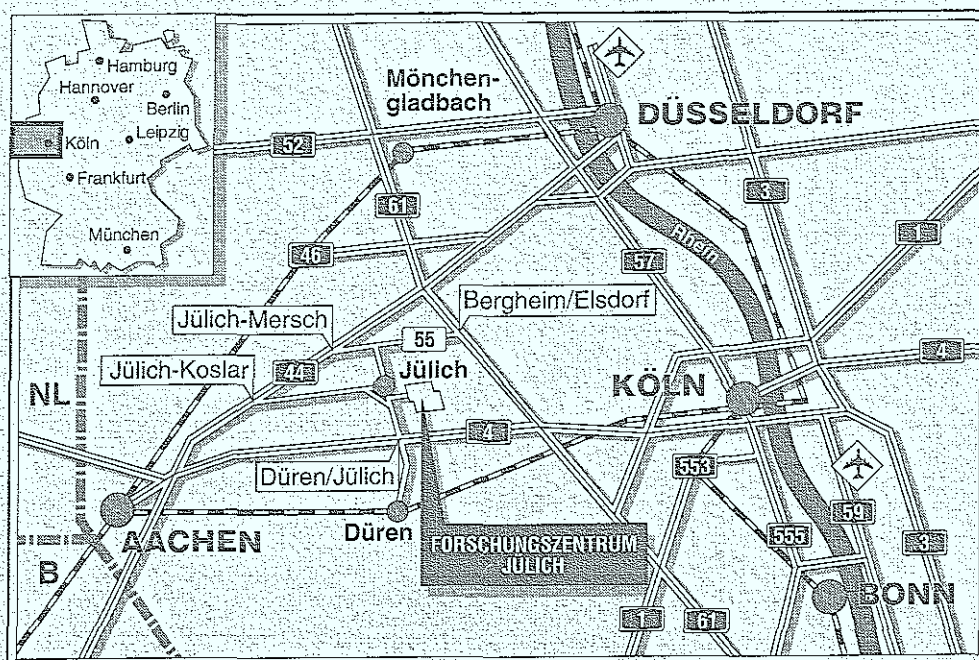


Institut für Kernphysik

**Teilchen-Phononanregungen in
Valenzneutron- und Valenzproton-
kernen um ^{146}Gd**

Rüdiger Dietrich Collatz



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2940

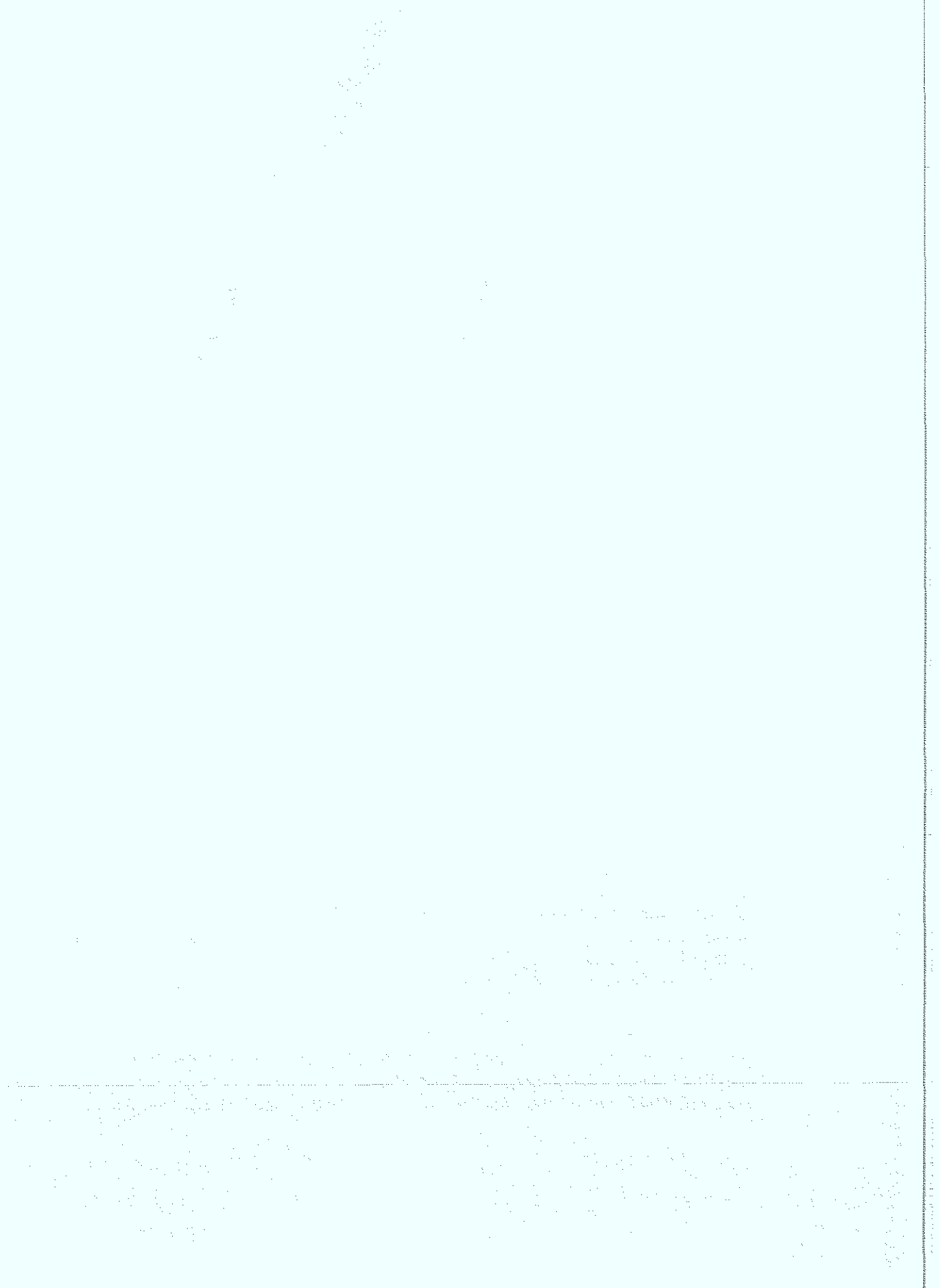
ISSN 0944-2952

Institut für Kernphysik Jüli-2940

D 38 (Diss. Universität Köln)

Zu beziehen durch : Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon : 024 61 / 61 - 61 02 · Telefax : 024 61 / 61 - 61 03 · Telex : 8 33556-70 kfa d



Teilchen-Phononanregungen in Valenzneutron- und Valenzproton- kernen um ^{146}Gd

Rüdiger Dietrich Collatz

2019年12月25日 星期三

2019年12月25日 星期三

2019年12月25日 星期三

2019年12月25日 星期三

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Der Valenzprotonkern ^{147}Tb	15
2.1	Anregungsfunktion für Nicht-Yrastzustände in ^{147}Tb	15
2.2	In-beam- $\gamma\gamma$ -Koinzidenzexperiment	17
2.3	In-beam-Konversionselektronenmessung in ^{147}Tb	31
2.4	Der β -Zerfall von $^{147}\text{Dy } 1/2^+$ und $11/2^-$	36
2.5	Diskussion der Resultate	48
2.5.1	Teilchen-Phononmultiplett in ^{147}Tb	48
	<i>Das $\pi h_{11/2} \approx 3^-$-Multiplett und die Austauschwechselwirkung</i>	48
	<i>Andere Austauschwechselwirkungen</i>	52
	<i>Teilchen-Phononmultipletts negativer Parität</i>	54
	<i>Teilchen-Phononmultipletts positiver Parität</i>	56
	<i>Zusammenfassende Bemerkungen</i>	59
2.5.2	Dreiquasiteilchenzustände in ^{147}Tb	60
	<i>Schalenmodellrechnungen</i>	61
	<i>Proton-Dreiquasiteilchenzustände</i>	65
	<i>Neutron-Teilchen-Lochanregungen</i>	69
2.5.3	Resultate aus dem β -Zerfall	71
	<i>Strukturaspekte</i>	72
	<i>Gamow-Teller-Zerfallstärken</i>	73
3	Der Valenzneutronkern $^{151}\text{Er}_{83}$	77
3.1	Das $\nu f_{7/2} \approx 3^-$ -Septett in N=83-Kernen	77
3.2	Experiment	83
3.3	Resultate	90
	<i>Das Isomerzerfallschema von ^{151}Er</i>	90
	<i>Gammazerfallsverzweigungen</i>	91
	<i>Auswirkungen der Quadrupolwechselwirkung</i>	92
	<i>Der $^{151}\text{Er}-27/2^-$-β-Zerfall</i>	95

4	Zusammenfassung	97
	Schlußwort	99
	Referenzen	101
	Anhang: Tabellen	
Tabelle 1:	Niveaus in $^{147}\text{Tb}_{82}$	109
Tabelle 2:	Gammaübergänge in ^{147}Tb beobachtet in der ($^6\text{Li},3n$)-Reaktion	121
Tabelle 3:	^{147}Tb -Konversionskoeffizienten	124
Tabelle 4:	Gammaübergänge in ^{147}Tb beobachtet im β -Zerfall von $^{147}\text{Dy } 1/2^+$ und $11/2^-$	125
Tabelle 5:	Niveaus in ^{147}Tb bevölkert im Zerfall von $^{147}\text{Dy } 1/2^+$ und $11/2^-$	132
Tabelle 6:	Eingabedaten für Schalenmodellrechnungen	136
Tabelle 7:	Der $27/2^-$ -Isomerzerfall von $^{151}\text{Er}_{83}$	139
Tabelle 8:	Vergleich von ^{151}Er -Zerfallsverzweigungen gemessen im E3-Isomerzerfall und im $^{151}\text{Tm}_{11/2^-}$ -GT-Zerfall	141

1 Einleitung

Das Ziel der vorliegenden Untersuchung war, charakteristische Eigenschaften von Teilchen×Phononanregungen in Kernen um $^{146}\text{Gd}_{82}$ zu studieren. Die Wahl fiel auf den Valenzprotonkern $^{147}\text{Tb}_{82}$ und den Valenzneutronkern $^{151}\text{Er}_{83}$.

Der Kern $^{146}\text{Gd}_{82}$ hat Eigenschaften, die er nur mit dem doppelt-magischen Nuklid $^{208}\text{Pb}_{126}$ teilt: In beiden ist der niedrigste Anregungszustand die Oktupolvibration, und in beiden Kernen hat dieser Oktupolzustand dieselbe hohe Übergangsstärke von 37 Weisskopfheiten. Damit sind die Gemeinsamkeiten schon beendet. Ein Blick auf die Energien von Oktupol- und Quadrupolanregung (Fig.1) zeigt, daß im ^{146}Gd der 3^- -Zustand mit 1.58 MeV erheblich niedriger platziert ist als im ^{208}Pb , wo er bei 2.62 MeV liegt.

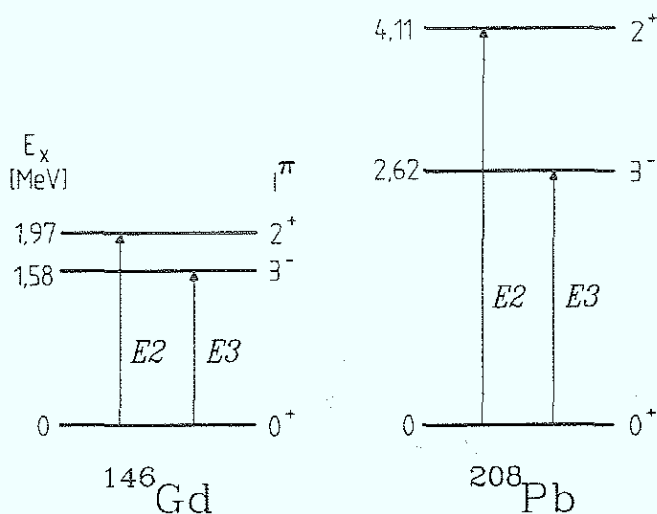


Fig. 1:

Vergleich der 2^+ - und 3^- -Phononenergien in ^{146}Gd und ^{208}Pb

Noch eklatanter wird der Unterschied zwischen den beiden Quadrupolzuständen, der im ^{146}Gd bei 1.97 MeV zu finden ist, im stabilen ^{208}Pb dagegen bei 4.11 MeV. Der Grund hierfür liegt darin, daß zur Phononanregung in ^{208}Pb ein Teilchen über einen bzw. zwei Schalenabschlüsse angehoben werden muß, während sowohl die 2^+ - als auch die 3^- -Anregung in ^{146}Gd innerhalb der Protonenschale von $Z=50$ bis 82 möglich sind. In Gadolinium sind das im Oktupolphonon die $(\pi d_{5/2} \rightarrow \pi h_{11/2})_{3^-}$, und im Quadrupolphonon die $(\pi g_{7/2} \rightarrow \pi d_{3/2})_{2^+}$ bzw. die $(\pi d_{5/2} \rightarrow \pi s_{1/2})_{2^+}$ Proton-Teilchen×Lochanregungen. Figur 2 zeigt das Einteilchendiagramm für ^{146}Gd und die aus theoretischen Berechnungen [Con 84] bestimmten Wahrscheinlichkeiten für diese genannten Teilchen×Lochanregungen.

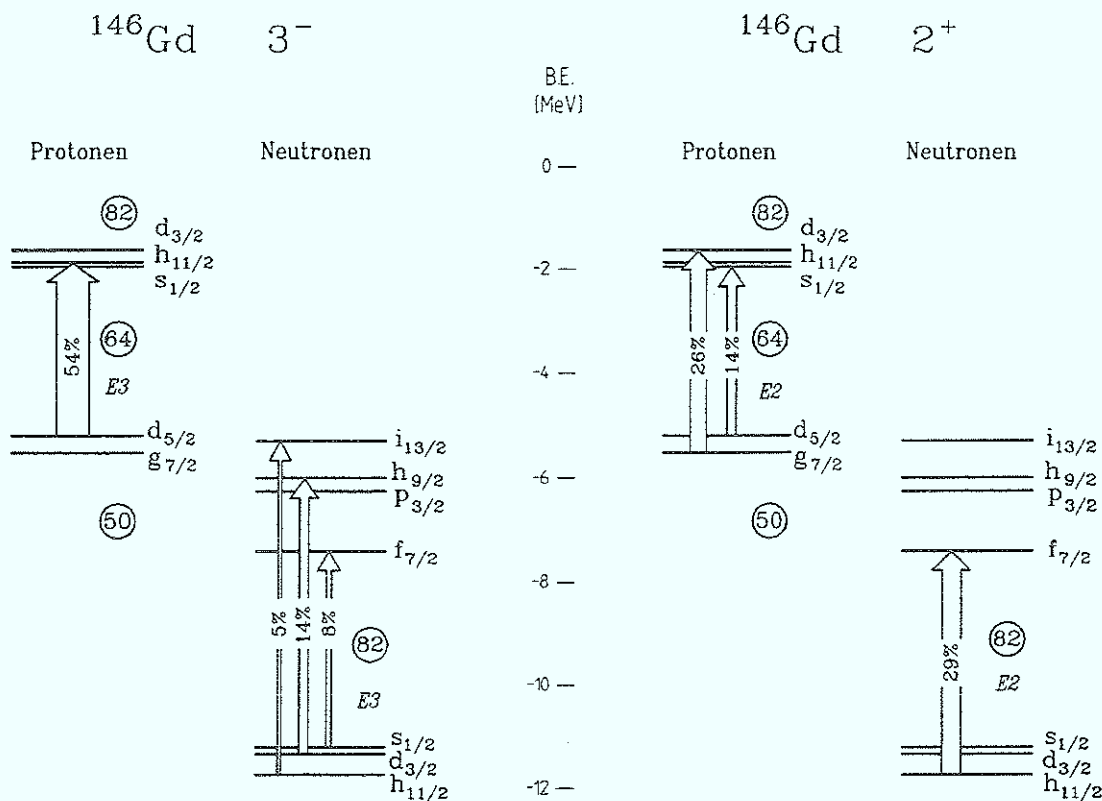


Fig. 2:

Experimentelle Einteilchenenergien und Komponenten [Con 84] der Oktupol- und Quadrupolanregung in ^{146}Gd

Ungewöhnlich ist die starke $\pi h_{11/2} d_{5/2}^{-1}$ -Komponente im Oktupolphonon, die im Verlauf dieser Arbeit eine wichtige Rolle spielt und keine Analogie im ^{208}Pb findet. Auf der Neutronenseite sind dagegen, ähnlich wie in ^{208}Pb , drei Teilchen-Lochanregungen vergleichbarer Stärke am 3^- -Zustand beteiligt.

Fügt man zum Rumpfkern ^{146}Gd ein Valenzteilchen hinzu, so kann im neuen Nuklid ein Teilchen-Phononmultiplett gebildet werden. Im harmonischen Fall sollten in diesen Einvalenzteilchenkernen die Teilchen-Phononmultipletts entartet sein und um die Phononenergie $\hbar\omega$ oberhalb der Einteilchenenergie liegen, doch diese Einschätzung trägt. Wie man nämlich aus Studien solcher Kerne bereits weiß, treten u.a. in Folge der mikroskopischen Struktur der kollektiven Zustände Wechselwirkungen mit dem Valenzteilchen auf. Diese sind für deutliche Energieverschiebungen verantwortlich, anhand derer eindrucksvolle kernphysikalische Effekte studiert werden können.

In den $N=83$ -Kernen mit gerader Protonenzahl von Cer bis Gadolinium [Lie 79,

Kad 89, Tra 89, Ada 86, Sei 82, Boo 75, Pii 82] konnte das Oktupolmultiplett mit dem Valenzneutron $\nu f_{7/2} \times 3^-$ sehr gut studiert werden, da hier die entsprechenden Kerne durch unelastische Streuung mit Protonen bzw. durch Ein-Neutron-Transferreaktionen angeregt werden können. Begünstigend wirkt außerdem der Umstand, daß oberhalb des $N=82$ -Neutronenabschlusses die $\nu f_{7/2}$ -Schale etwa 1 MeV unterhalb der nächsthöheren Einteilchenzustände liegt (Fig. 2). Dadurch ist das $\nu f_{7/2} \times 3^-$ -Oktupolmultiplett energetisch gut von den Multipletts anderer Konfigurationen separiert, was die Identifikation erheblich erleichtert.

Einer der beiden in dieser Arbeit besprochenen Kerne ist der $\nu f_{7/2}$ -Valenzteilchenkern ^{151}Er . In diesem ist bisher nur der voll ausgerichtete $\nu f_{7/2} \times 3^-$ -Teilchen $\times$ Oktupolzustand mit $I^\pi=13/2^+$ im Yrastzerfall beobachtet worden [Jas 80]. Die hier vorliegende Untersuchung behandelt das $\nu f_{7/2} \times 3^-$ -Septett in diesem Kern und deckt einen wichtigen, bereits erwarteten Effekt in der Systematik der $N=83$ -Isotone auf. Diskutiert wird dies am Ende dieser Arbeit.

Im Falle von Valenzprotonkernen mit abgeschlossener Neutronenschale ist die Situation schwieriger. Zum einen können diese Kerne oberhalb ^{145}Eu nicht mehr durch Transferreaktionen oder unelastische Streuung studiert werden, zum anderen liegen hier die fünf zwischen den Schalenabschlüssen befindlichen Protonenorbitale innerhalb 1 MeV relativ dicht beieinander (Fig. 2) [Bro 79, Led 77, Nag 81]. Dies hat ein komplexeres Teilchen-Phononanregungsspektrum zur Folge. Das Studium dieser Zustände, insbesondere der Konfiguration $\pi h_{11/2} \times 3^-$, ist Hauptgegenstand dieser Arbeit und wird nachfolgend beschrieben. Offensichtlich bedarf es zur vollständigen Identifikation dieses aller Voraussicht nach weit oberhalb der Yrastlinie angesiedelten Multipletts unkonventioneller Experimente, auf die später eingegangen wird.

Der Kern ^{147}Tb war bereits oft Gegenstand kernspektroskopischer Untersuchungen. In Figur 3 sind die bekannten Yrastzustände dieses Nuklids bis zum Spin $31/2^-$ zu sehen. Im Grundzustand besetzt das Valenzproton die $s_{1/2}$ -Schale; nur 51 keV höher [Lia 87] befindet sich der $\pi h_{11/2}$ -Zustand. Beide Niveaus sind β -Isomere, wobei zu erwähnen ist, daß das $h_{11/2}$ -Proton einen erlaubten Gamow-Teller-Zerfall ausführen kann, da der entsprechende Neutronpartner, die $\nu h_{9/2}$ -Schale, völlig unbesetzt ist. Dies äußert sich in seiner kurzen Halbwertszeit

von 1.83min [Bow 73], während das $s_{1/2}$ -Proton beim β -Zerfall die Parität ändern muß und folglich eine Halbwertszeit von 1.6h hat [New 74].

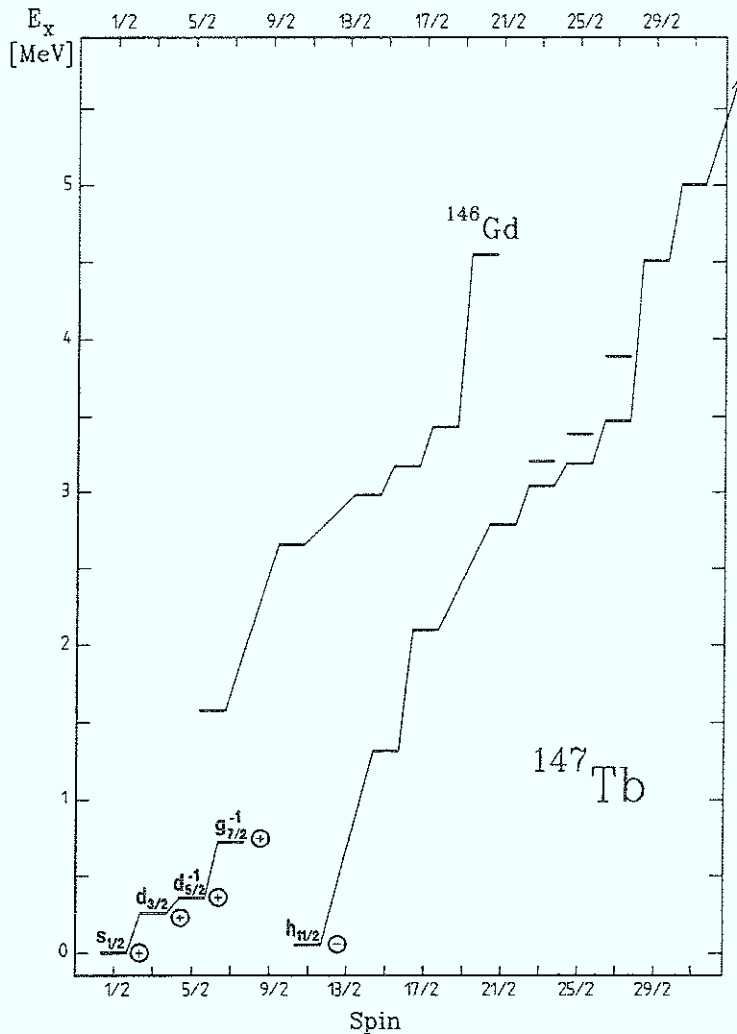


Fig. 3:
Aus der Literatur bekannte Anregungen von ^{147}Tb verglichen mit der Yrastlinie von ^{146}Gd

Die Tatsache der dicht aufeinanderfolgenden Einteilchenzustände $\pi s_{1/2}$ und $\pi h_{11/2}$ mit $\Delta I=5$ hat zur Folge, daß im Kern ^{147}Tb zwei getrennte Yrastkaskaden auftreten. Bekannt aus einem ($^6\text{Li}, 3n$)-Experiment war die Niederspinyrastlinie bis zu $I^\pi=7/2^+$ bei 719 keV [Nag 81]. In dessen Zerfall sieht man neben dem $s_{1/2}$ -Grundzustand den nur 253keV höher liegenden $\pi d_{3/2}$ -Zustand, dem ein $5/2^+$ -Niveau folgt. Hierbei kann es sich nur um die Anregung $\pi d_{5/2}^1$ handeln, die durch Anhebung eines Protons aus der $d_{5/2}$ -Schale über den Schalenabschluß gebildet wird. Damit koppeln in dieser Konfiguration zwei Protonen oberhalb $Z=64$ zu $I^\pi=0^+$, so daß man einen erheblichen Teil der Teilchen-Loch-Energie über die 0^+ -Attraktion zurückgewinnt. Mit einem Abstand von 365keV folgt nun

der $\pi g_{7/2}^{-1}$ -Lochzustand; im benachbarten Einlochisoton ^{145}Eu ist dieses Niveau 330 keV über dem $d_{5/2}^{-1}$ -Grundzustand [Wil 68]. Weitere Niveaus, die Verbindung zu diesen Niederspinzuständen haben, sind nur noch aus der vorläufigen Analyse von ^{147}Dy - β - Zerfallsdaten bekannt [Scha 84], die zusammen mit den Ergebnissen zweier weiterer Zerfallsexperimente dieses Kernes hier erstmals erschöpfend besprochen werden.

Die auf $\pi h_{11/2}$ endende Yrastlinie wurde schon in früheren Experimenten bis $I=27/2$ bei 3.5 MeV identifiziert. Sie ist mit einzelnen observierten Nicht-Yrastzuständen in Fig. 3 zu sehen [Bro 79, Kha 80, Sty 83]. Diese Dreiquasiteilchenzustände sind Kopplungen des $h_{11/2}$ -Valenzprotons an Anregungen des Rumpfkerns ^{146}Gd , weshalb die um $5.5\hbar$ verschobene Yrastlinie von ^{147}Tb sehr stark der im ^{146}Gd ähnelt.

Höherer Drehimpuls als $27/2$ wurde in diesem Kern erstmals in einer Schwerionenreaktion mit ^{31}P -Strahl mit dem Chateau de Cristal in Straßburg und in Orsay induziert [Mel 94], die den Kern mit Spin bis zu $67/2$ bei 15 MeV anregte. Die Motivation dieser Studie ist zur vorliegenden orthogonal; unterhalb 4 MeV und $I=27/2$ wurden keine Neuigkeiten entdeckt.

Darüberhinaus sollte noch ein exotisches Experiment erwähnt werden, bei dem ^{147}Tb über Drei-Protonentransfer durch Beschuß von ^{144}Sm mit ^{14}N -Ionen produziert und das ^{11}B -Ejektil spektroskopiert wurde [Gyu 85]. Die dabei gewonnenen Informationen sind für die vorliegende Untersuchung jedoch von keiner Bedeutung; auch konnten zwei dort vorgeschlagene neue ^{147}Tb -Niveaus nahe bei 1 MeV Anregung in der vorliegenden Untersuchung nicht bestätigt werden.

Nach dieser Einführung über den Kern ^{147}Tb soll nun auf die Fragestellung der vorliegenden Arbeit, die Identifikation des $\pi h_{11/2} \times 3^{-}$ -Septetts eingegangen werden. Die beiden dem $\pi h_{11/2}$ -Isomer folgenden Yrastzustände mit $I^{\pi}=15/2^{+}$ und $17/2^{+}$ sind schon von Broda et al. [Bro 79] als $\pi h_{11/2} \times 3^{-}$ -Septettmitglieder interpretiert worden. Auffällig ist hierbei die ungewöhnlich drastische Energieaufspaltung dieser Niveaus (Fig. 4) Die ungestörte Multiplettenergie $\hbar\omega_3 + \epsilon(h_{11/2})$ beträgt 1630 keV, was für den $15/2^{+}$ eine Verschiebung um -313 keV, für den $17/2^{+}$ sogar um +458 keV bedeutet. Dieser Effekt wurde der mikroskopischen Struktur des Oktupolphonons zugeschrieben [Bro 79], dessen angesprochene dominante Komponente $\pi h_{11/2} d_{5/2}^{-1}$ ist. Addiert man zum Phonon das $h_{11/2}^{-147}\text{Tb}$ -Valenzproton, so

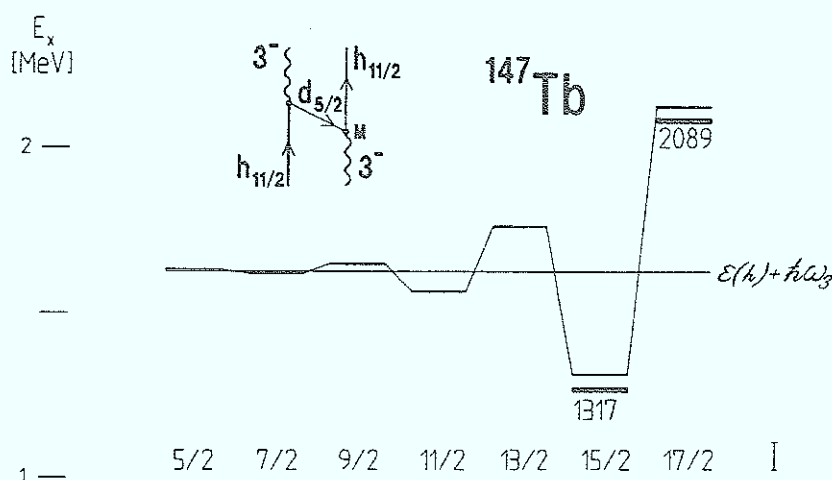


Fig. 4:

Bekannte $\pi h_{11/2} \times 3^-$ -Oktupolzustände in ^{147}Tb und der aus der Störung erwartete Verlauf für die Septettmitglieder niederen Spins.

verbietet das Pauliprinzip die extrem ausgerichtete $17/2^+$ -Kopplung, da hier das $17/2^+$ -Multipllettmittelglied stark angehoben, während im $15/2^+$ -Zustand das Pauliprinzip die gegenteilige Wirkung zeigt: jetzt befinden sich die beiden $h_{11/2}$ -Protonen mehr in antisymmetrischer als in symmetrischer Korrelation.

Quantitativ wird dieser Effekt durch das in Figur 4 gezeigte Teilchen-Phonon-Wechselwirkungsdiagramm beschrieben. Es repräsentiert den Austausch des $h_{11/2}$ -Valenzprotons mit dem $h_{11/2}$ -Teilchen der dominanten hd^{-1} -Komponente des Oktupolphonons. Dieses Austauschdiagramm erlaubt es, die Energieverschiebungen als Funktion des Multipllettspins zu berechnen, sofern das Matrixelement M bekannt ist. Die theoretische Spinabhängigkeit der Energieverschiebung ist ebenfalls in Figur 4 gezeigt und wird später im Detail beschrieben. Man sieht bereits, daß die bisher noch nicht bekannten fünf übrigen Septettmitglieder näher an der ungestörten Energie liegen sollten.

Die Identifikation dieser Zustände im Experiment wird jedoch durch zahlreiche andere Niveaus in diesem Energiebereich erschwert. Aufgrund der nahe zusammenliegenden Einprotonenzustände, die alle an das Oktupol- wie auch an das Quadrupolphonon ankoppeln können, erhält man neben den sieben $\pi h_{11/2} \times 3^-$ -Zuständen neun weitere Teilchen-Phononmultiplikts mit insgesamt 40 Termen, die alle unterhalb 2.4 MeV erwartet werden. Sie sind schematisch in Figur 5 gezeigt. Es muß nochmals darauf hingewiesen werden, daß von diesen 47 Zustän-

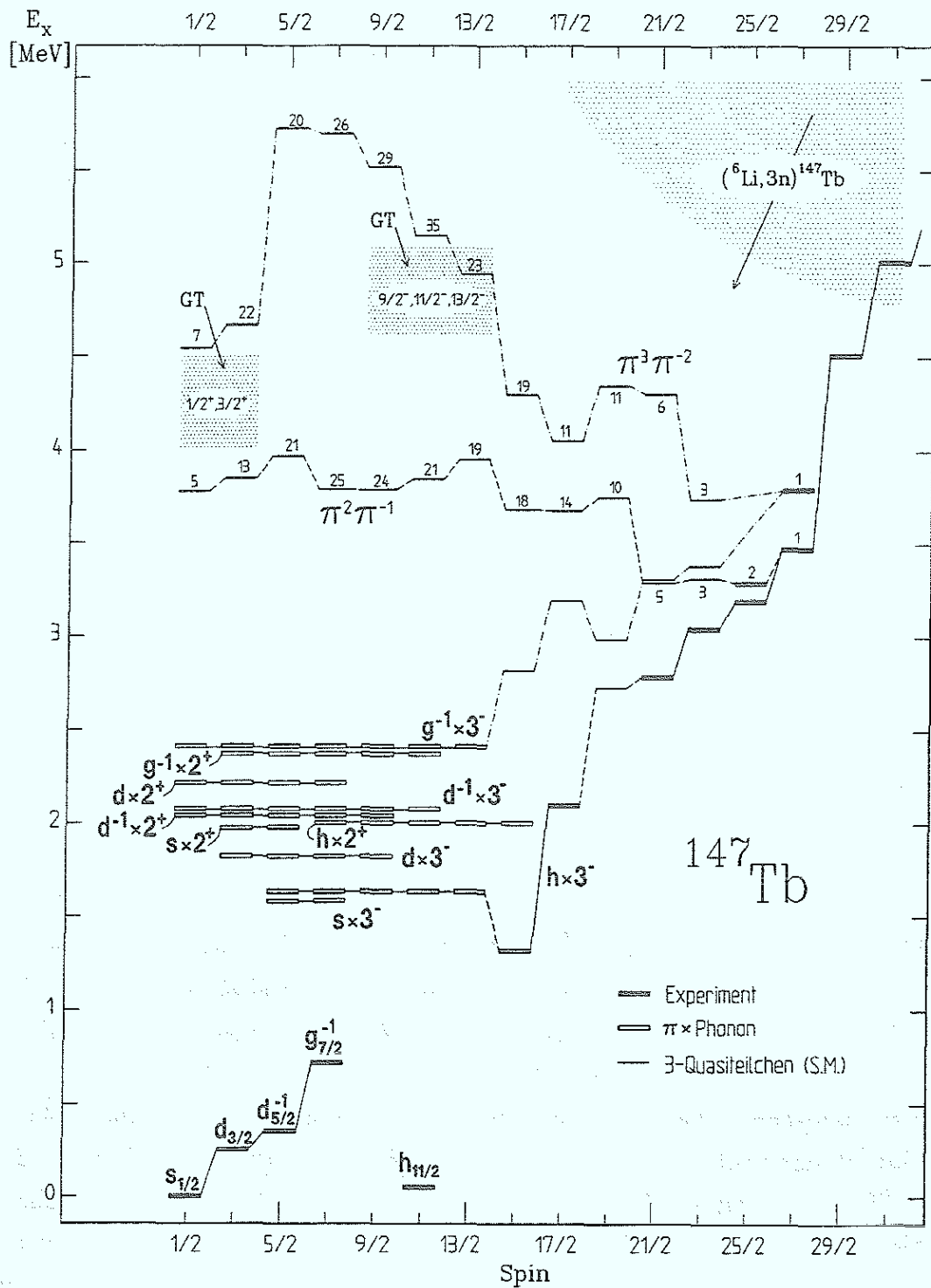


Fig. 5: Entartete Teilchen-Phononmultipletts in ^{147}Tb und aus dem Schalenmodell berechnete Anregungsgrenzen sowie Anzahl aller Dreiquasiprotonenzustände mit und ohne 0^+ -Paar. Gezeigt sind auch die in dieser Arbeit benutzten Anregungsprozesse.

den lediglich zwei bekannt sind, nämlich die $15/2^+$ - und $17/2^+$ -Yrastzustände, während alle anderen weit oberhalb der Yrastlinie erwartet werden. Das ist leider noch nicht alles. In Fig. 3 wurden bereits die bekannten Dreiquasiteilchen-Yrastzustände oberhalb 2 MeV gezeigt, die jedoch nur einen verschwindenden Anteil dieser Anregungen bilden. Ein auf die Identifikation der Teilchen-Phononzustände ausgelegtes Experiment wird deshalb unausweichlich zahllose dieser Dreiquasiteilchenniveaus anregen. Figur 5 veranschaulicht die Anzahl und den Energiebereich dieser Anregungen in ^{147}Tb . Schalenmodellrechnungen, die später besprochen werden, ergaben die gezeigten Energiegrenzen und natürlich die Anzahl der Zustände für die Dreiquasiteilchenniveaus $\pi^2\pi^{-1}$, des weiteren auch für die Anregungen mit dem Proton- 0^+ -Paar, nämlich $\pi^3\pi_{0+}^{-2}$ und $\pi\pi_{0+}^2\pi^{-2}$, die bei Anhebung zweier Protonen über die $Z=64$ -Lücke gebildet werden. Wie später zu sehen sein wird, wurden tatsächlich bis 3 MeV weit mehr als die genannten 47 Teilchen-Phononzustände beobachtet, die schließlich sehr erfolgreich als Dreiquasiteilchenanregungen interpretiert werden können.

Der Kern ^{147}Tb kann *in-beam* nur durch Fusions-Verdampfungsreaktion erzeugt werden. Um die Bevölkerung von Yrastzuständen zugunsten der Nicht-Yrastzustände klein zu halten, muß der Impulsübertrag auf den Verbundkern so gering wie möglich sein. Die einzig erfolgversprechende Reaktion zur Bevölkerung von Nicht-Yrastzuständen scheint Beschuß von ^{144}Sm mit ^6Li bei möglichst geringer Energie zu sein.

Es gibt eine Alternative zur Anregung von Nicht-Yrastzuständen, nämlich die von ^{147}Tb durch β -Zerfall von ^{147}Dy . Der Mutterkern hat zwei β -Isomere mit $I^\pi=1/2^+$ und $11/2^-$, die beide über verschiedene Gamow-Teller-Kanäle zerfallen können. Hierbei werden u.a. π -Teilchen $\times$ ν -Teilchen $\times$ Lochzustände oberhalb 4 MeV mit Spin $1/2^+$ und $3/2^+$ bzw. $9/2^-$, $11/2^-$ und $13/2^-$ angeregt. In deren γ -Zerfall können tiefliegende Teilchen $\times$ Phononzustände bevölkert werden, die in Fusions-Verdampfungsreaktionen nicht erreicht werden. Beide genannten Wege – *in-beam* mit ^6Li , $3n$ bei geringer Strahlenergie und ^{147}Dy - β -Zerfall – werden deshalb zur Aufklärung der Teilchen-Phononstrukturen in ^{147}Tb eingeschlagen, und es erwies sich, daß gerade durch die Kombination beider Experimente die erheblichen Probleme überwunden werden konnten.

2 Der Valenzprotonkern $^{147}\text{Tb}_{82}$

2.1 Anregungsfunktion für Nicht-Yrastzustände in ^{147}Tb

Die Gründe für die Wahl der Reaktion $^{144}\text{Sm}(^6\text{Li},3\text{n})^{147}\text{Tb}$ wurden bereits im vorherigen Kapitel erläutert; die für die gestellten Anforderungen optimale Projektilenergie war jedoch unklar.

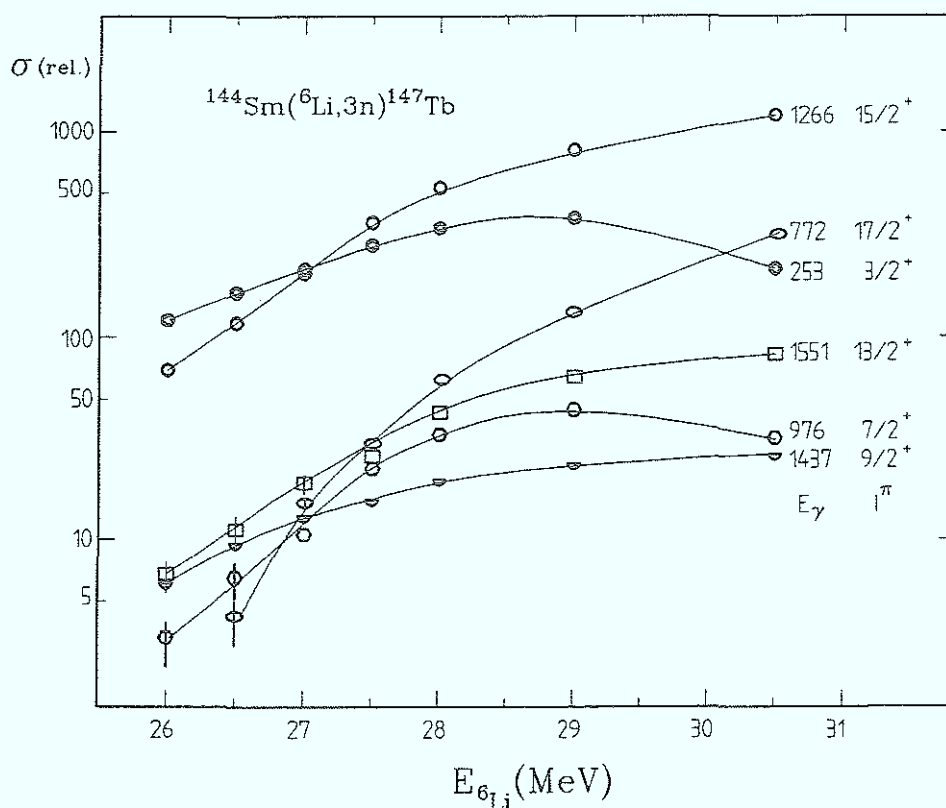
Es wurden bereits mehrere ^{147}Tb -Experimente mit Lithiumstrahl durchgeführt; dort betrug die Strahlenergie allerdings immer 32 MeV [Kha 80, Nag 81, Sty 83]. Die Anregungsfunktion für Nicht-Yrastzustände in ^{147}Tb war bisher noch nicht bekannt. Daher wurde sie am Tandembeschleuniger des Instituts für Kernphysik der Universität Köln gemessen. Das ^{144}Sm -Target war freitragend, hatte eine Dicke von 1.5 mg/cm^2 , und die Isotopenanreicherung betrug 96%. Mit einem Germanium-Koaxialdetektor von 90 cm^3 Volumen wurden Einzelspektren unter 125° zum Strahl gemessen. Die Strahlenergie wurde zwischen 26 MeV und 30.5 MeV variiert. Dank vorhandener ^{147}Dy -Zerfallsdaten [Scha 84], gab es eine Vorstellung über Zustände im Tochterkern ^{147}Tb oberhalb der Yrastlinie. Bereits im Experiment wurde festgestellt, daß bei höheren Energien als 29 MeV die Yrastpopulation im Gegensatz zur Niederspinzustandsproduktion weiter anwächst.

Die Ergebnisse für einige ausgewählte ^{147}Tb -Übergänge sind in Figur 6 zu sehen. Hier wird die Gammaintensität als Funktion der Strahlenergie gezeigt, normiert für jede Energie auf die simultan gemessene Sm-Röntgenstrahlung, die für die Projektilenergieabhängigkeit korrigiert wurde.

Das Resultat dieser Anregungsfunktionsmessung war, daß 29 MeV Projektilenergie ein guter Kompromiß aus hoher ^{147}Tb -Ausbeute bei guter Niederspinpopulation ist. Es sei angemerkt, daß die xn-Ausgangskanäle noch stark von der Coulombbarriere beeinflusst sind; die Maxima der 3n- und der 2n-Verdampfung liegen oberhalb 36 MeV und bei 34 MeV [Kha 80], also beide erheblich höher als die hier benutzte Strahlenergie.

Figur 7 zeigt die relativen Produktionsquerschnitte der bei 29 MeV Strahlenergie auftretenden Verdampfungskanäle. Sie zeigt die deutlichen Mängel eines *in-beam*-Experiments mit Lithiumstrahl, in dem auf Grund des Projektilaufbruches drei konkurrierende Eingangskanäle zum Gesamtquerschnitt beitragen. Angesichts

dieser Eigenschaft erscheint die außerordentlich intensive Produktion von ^{145}Eu verständlich, da es über alle drei Reaktionen erreicht wird.



	N=82	83	84	85
^{65}Tb	147 <i>8</i> <i>19</i> $1/2^+$ $11/2^-$ 1.6h 1.8m	148 <i>6</i> <i>9</i> 2^- 9^+ 1h 2m	149 <i><1</i>	150 $^{144}\text{Sm} + ^6\text{Li}$ ☆
^{64}Gd	146 <i>~1</i>	147 <i>11</i> $7/2^-$ 38h	148 $^{144}\text{Sm} + \alpha$ ☆	
^{63}Eu	145 <i>41</i> $5/2^+$ 6d	146 $^{144}\text{Sm} + d$ ☆		
^{62}Sm	144 ^{144}Sm Target	145 <i>4</i> $7/2^-$ 1a		

Fig. 6 (oben) :

Anregungsfunktion für ausgewählte Yrast- und Nicht-Yrastzustände in ^{147}Tb

Fig. 7:

Die relativen Wirkungsquerschnitte (kursiv) der bei Beschuss von ^{144}Sm mit 29 MeV- ^6Li -Ionen erzeugten Verdampfungs-Endkerne

2.2 In-beam- $\gamma\gamma$ -Koinzidenzexperiment

Um qualitativ hochwertige $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen für ^{147}Tb zu erhalten, wurde am Tandembeschleuniger des Instituts für Kernphysik der Universität Köln eine einwöchige ^6Li -Strahlzeit durchgeführt. Zur Spektroskopie diente das Sechs-Dektorsystem mit Comptonunterdrückung „Kölner Würfel“. Mit der Wahl der Reaktion lag auch der Experimentort fest, denn Lithiumstrahl ist in Verbindung mit einem hochleistungsfähigen Gammaspektrometer nur in Köln verfügbar. Das im Anregungsfunktionsexperiment verwandte ^{144}Sm -Target wurde auch für die Koinzidenzmessung benutzt.

Der „Kölner Würfel“ ist folgendermaßen aufgebaut (Fig. 8 und 9):

Vier der sechs Detektoren befinden sich in der Horizontalebene im Winkel von 45 Grad zum Strahl. Die beiden verbleibenden Detektoren betrachten 90 Grad zum Strahl von oben bzw. von unten das für alle Detektoren 11.7 cm entfernte Target. Der geometrische Raumwinkel aller sechs Detektoren beträgt 0.180π . Das 8-Detektor-Multiplizitätsfilter des Würfel wurde in diesem Experiment nicht benutzt, da gerade niedrige Multiplizität besonders wichtig ist. Es werden daher alle koinzidenten Ereignisse mit nicht-unterdrückten Signalen aus mindestens zwei Germaniumdetektoren registriert. Das elektronische Koinzidenzintervall betrug 500 ns.

Mit einem Strahlstrom von im Mittel 10 Teilchen-nA bewegte sich die nicht-unterdrückte Einzelzählrate in jedem Detektor zwischen 7000/s und 11000/s, während die Koinzidenzrate bei etwa 500/s lag.

Für die endgültige Koinzidenzanalyse wurde eine Matrix mit 20 ns Zeitfenster erstellt. Sie enthielt knapp 100 Millionen Ereignisse; die zwei stärksten Grundzustandsübergänge in ^{147}Tb (253 keV, 1266 keV) haben zusammen etwa 8 Millionen Koinzidenzen.

In diesem Lithiumexperiment wurde eine Nachweisgrenze von $3 \cdot 10^{-4}$ für den 3n-Ausgangskanal bei 2 MeV Gammaenergie erreicht, etwa 100 mal besser als in einem früheren Experiment mit derselben Reaktion [Sty 83]. Dies ermöglichte die Identifikation von fast 200 bisher unbekannten ^{147}Tb -Gammaübergängen, wodurch im *in-beam*-Termschema unter 4 MeV zu den bekannten 13 Niveaus 92 neue plaziert werden konnten.

Die Resultate des Lithiumexperiments sind im Anhang in den Tabellen 1 und 2

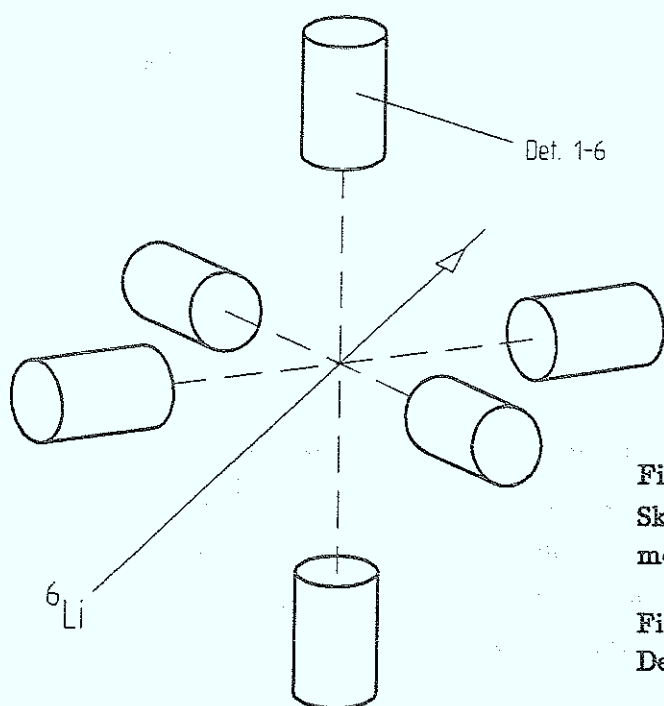
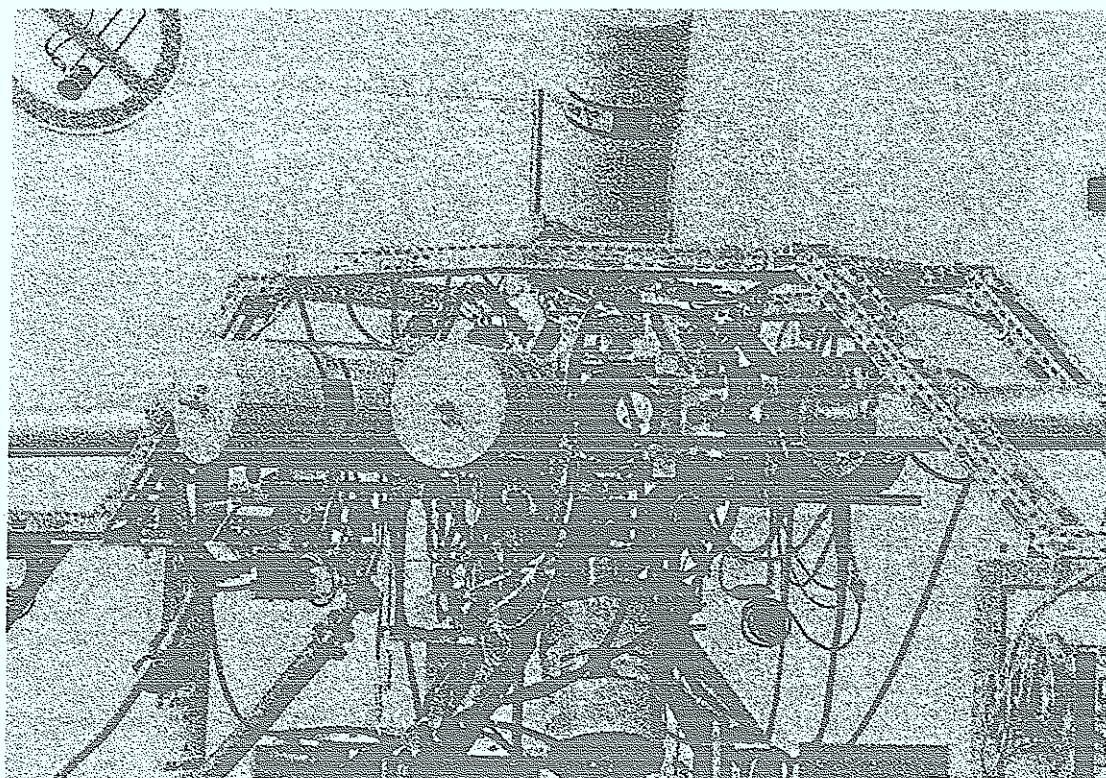


Fig. 8 (links):
Skizze des Gammaspektro-
meters „Kölner Würfel“

Fig. 9 (unten):
Der „Kölner Würfel“



und im *in-beam*-Niveauschema von ^{147}Tb in den Figuren 10 und 11 zusammengefaßt, wo die Teilchen $\times$ Phononzustände und die höherliegenden Dreiquasiteilchenanregungen der besseren Übersicht halber getrennt gezeigt werden. Tabelle 1, in der die Gammaintensitäten zu finden sind, ist nach Anregungszuständen geordnet. Hier werden die Lithiumresultate den jeweiligen kursiv gesetzten β -Zerfallsdaten gegenübergestellt. Eine Auswahl von Koinzidenzspektren ist in den Figuren 12 bis 17 zu sehen. Wegen deutlicher Dopplerverbreiterung der hochenergetischen Übergänge werden ausschließlich unter 90 Grad detektierte Koinzidenzen gezeigt. Beachtenswert ist, daß Übergänge mit weniger als 0.1% der ^{147}Tb -Intensität zweifelsfrei im Niveauschema plaziert werden können.

Die Spin- und Paritätszuordnungen resultieren aus Konversionsdaten, Winkelverteilungen, Zerfallsverzweigungen, β -Zerfallsstärke (s. Kap 2.5.3) und der *in-beam*-Bevölkerungsrate, also der durch die Lithiumreaktion selbst verursachten Niveauintensität. Betrachtet man diese in Tabelle 1 implizit angegebene Größe – es ist Entvölkerung minus Bevölkerung – so erkennt man, daß bei dicht beieinanderliegender Anregungsenergie die Bevölkerungsrate mit steigendem Spin zunimmt. Im Verlauf der Datendiskussion wird diese Information bei der I^π -Zuordnung häufig gebraucht. Es soll jedoch darauf hingewiesen werden, daß die Intensität der *in-beam*-Bevölkerung kein sicheres Argument für den Spin ist, sondern eher eine Tendenz angibt.

Niveaus, die sich nur durch eine signifikante Gamow-Teller-Zerfallsstärke auszeichnen, die auf einen erlaubten β -Zerfall mit $\Delta I=0,1$ und $\Delta\pi=0$ hindeuten, werden in Tabelle 1 mit „GT $_{1/2}$ “ bzw. „GT $_{11/2}$ “ markiert. Die Indizes benennen den Spin des entsprechenden β -Isomers.

Im hiesigen Experiment an der Coulombschwelle, wo der Kern kaum bis 4 MeV angeregt wird, ist die Bestimmung der Gammaintensitäten schwierig. Die Gründe dafür sind, daß einerseits Gammaübergänge von der Intensität 10^{-4} des ohnehin schon schwachen Ausgangskanals nur aus Koinzidenzspektren beobachtet werden können. Des weiteren wird die Intensitätsbestimmung durch die geringe Multiplizität und den starken Intensitätsabfall innerhalb einer Kaskade erschwert. Außerdem gibt es eine erhebliche Anzahl von Zuständen, die direkt zum Grundzustand zerfallen und keine oder nur schwache Koinzidenzen haben, so daß deren Intensitäten nur aus Einzelspektren ermittelt werden können. Prinzipiell ist die Herkunft

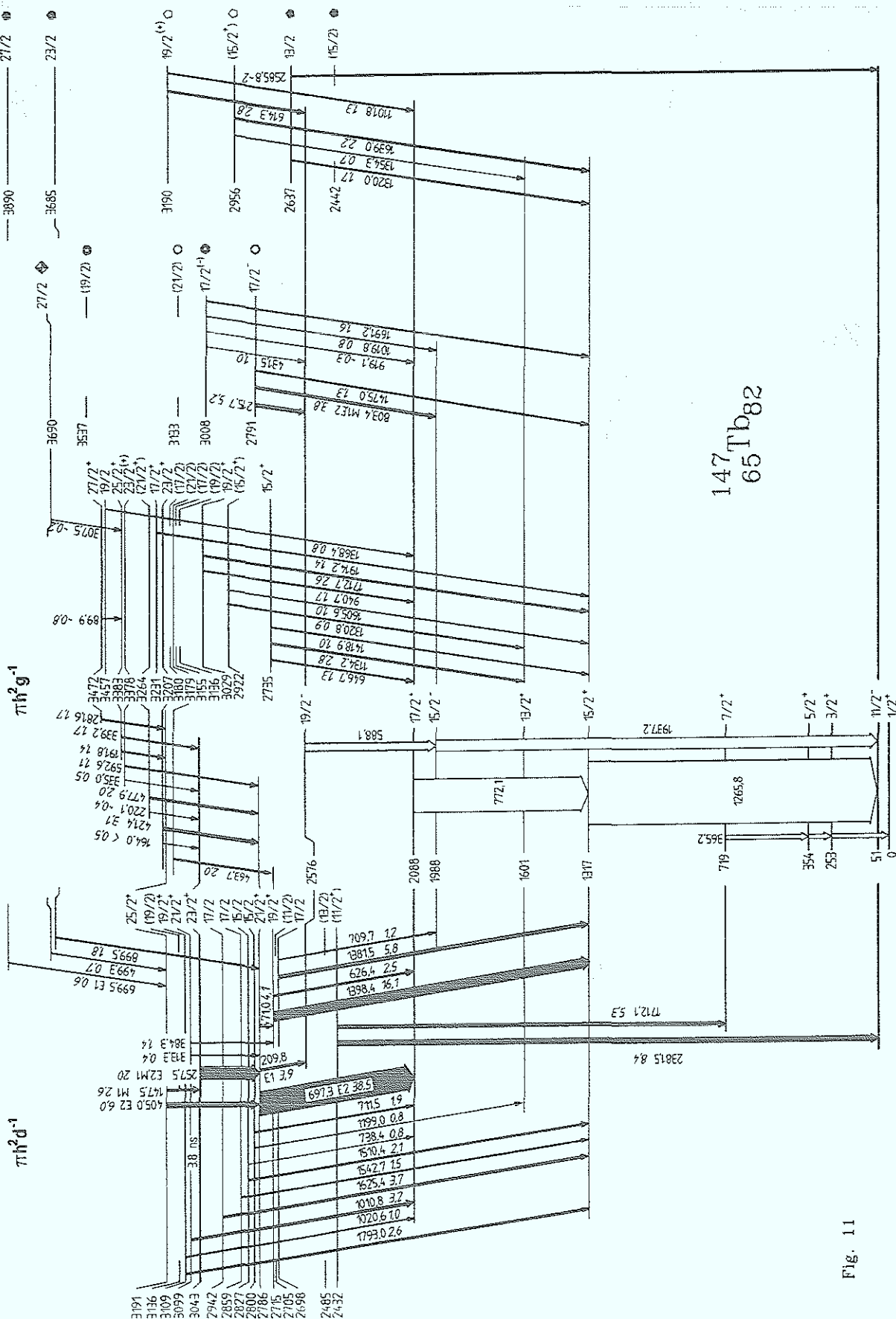
$\pi h^2 s \pi_0^2 \circ, \pi h^3 \pi_0^2 \circ$
 $\pi h d g^{-1} \circ, \pi h s g^{-1} \circ, \pi h v h^{-1} \circ$
 $\pi h^2 g^{-1}$
 $\pi h^2 d^{-1}$


Fig. 11

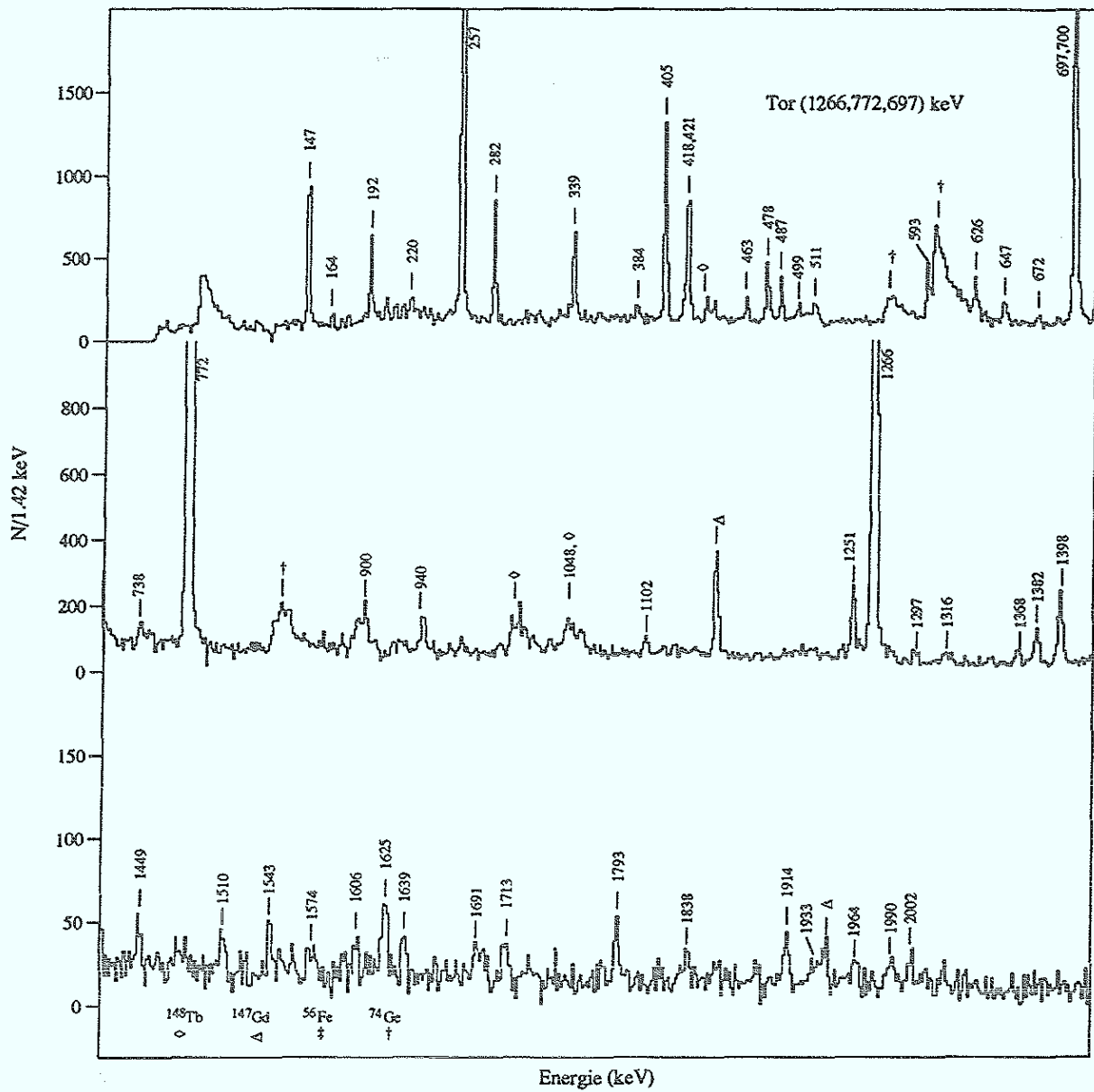


Fig. 12:

$\gamma\gamma$ -Koinzidenzen gemessen unter 90 Grad aus der Reaktion $^{144}\text{Sm}(^6\text{Li},3n)^{147}\text{Tb}$

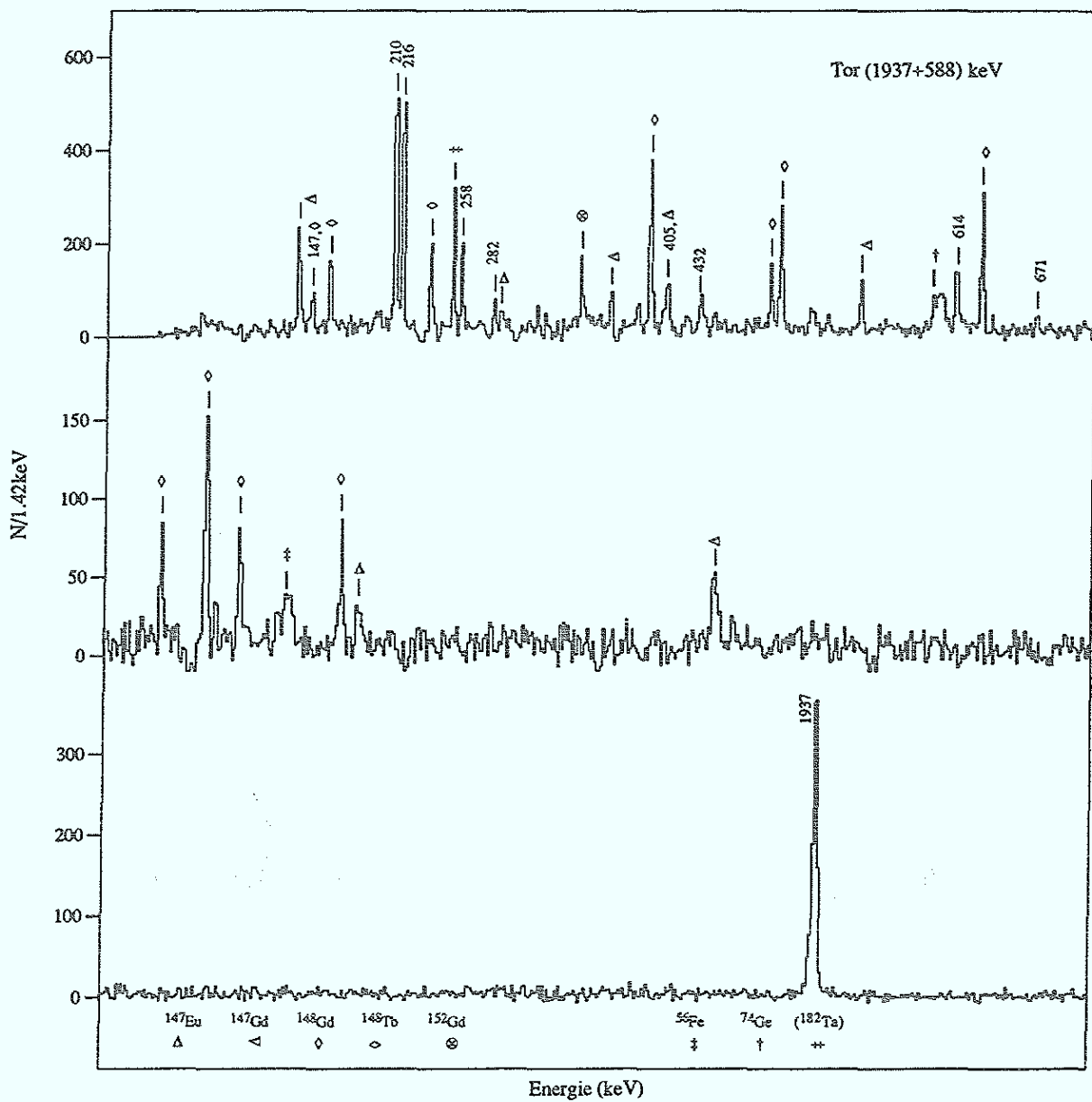


Fig. 13:

$\gamma\gamma$ -Koinzidenzen gemessen unter 90 Grad aus der Reaktion $^{144}\text{Sm}(^6\text{Li}, 3n)^{147}\text{Tb}$

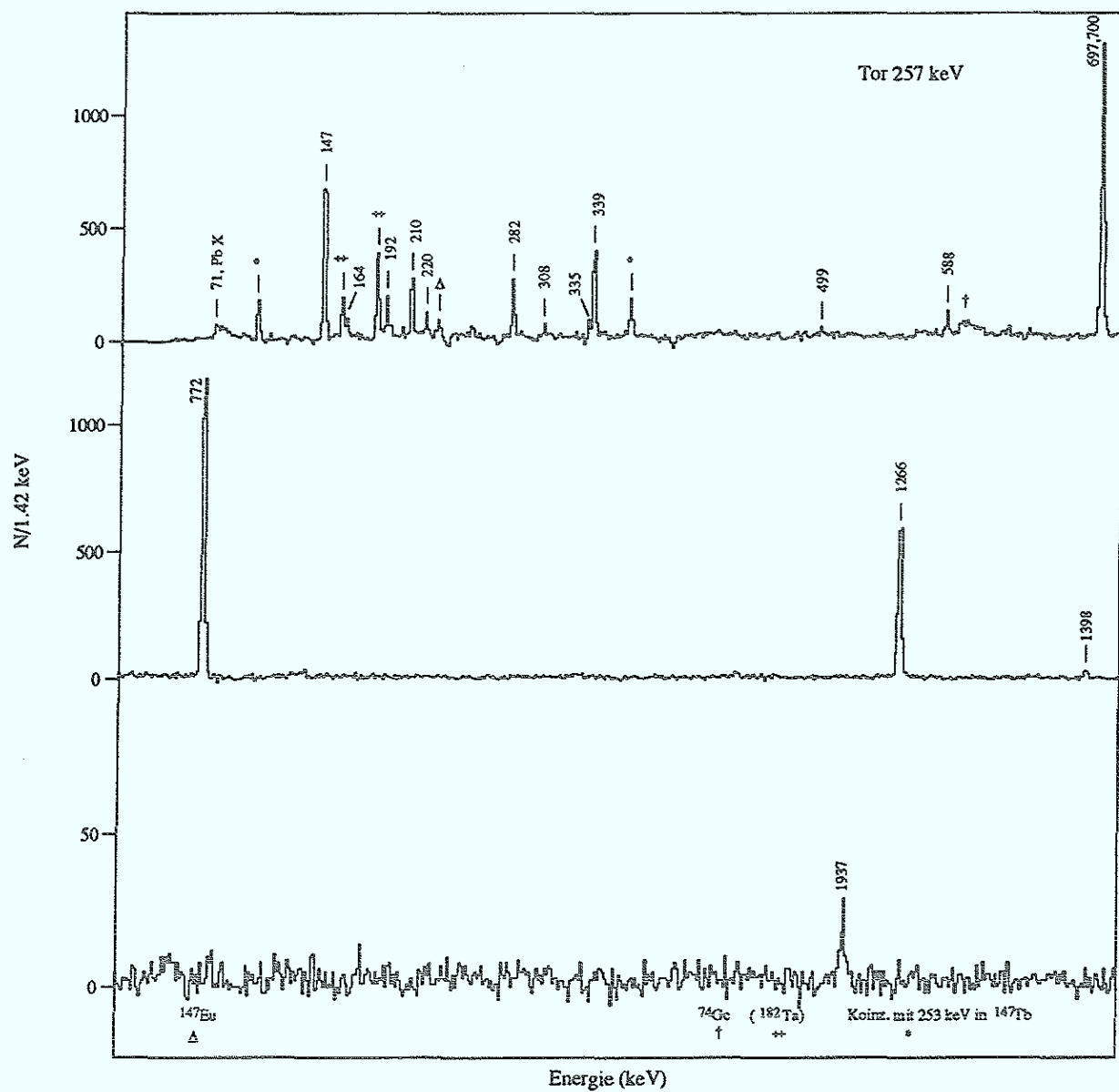


Fig. 14:

$\gamma\gamma$ -Koinzidenzen gemessen unter 90 Grad aus der Reaktion $^{144}\text{Sm}(^6\text{Li}, 3n)^{147}\text{Tb}$

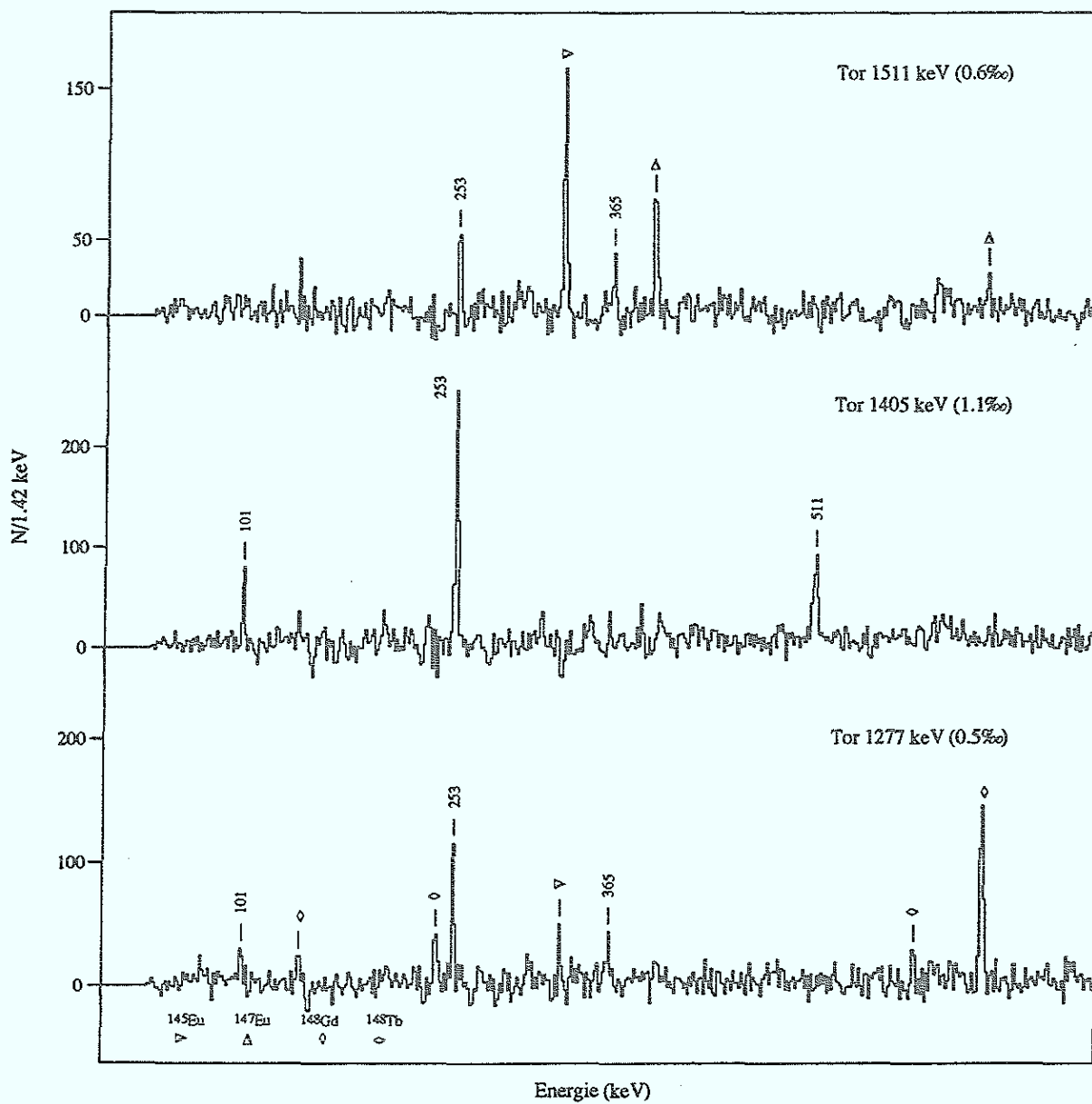


Fig. 15:

$\gamma\gamma$ -Koinzidenzen gemessen unter 90 Grad aus der Reaktion $^{144}\text{Sm}(^6\text{Li}, 3n)^{147}\text{Tb}$

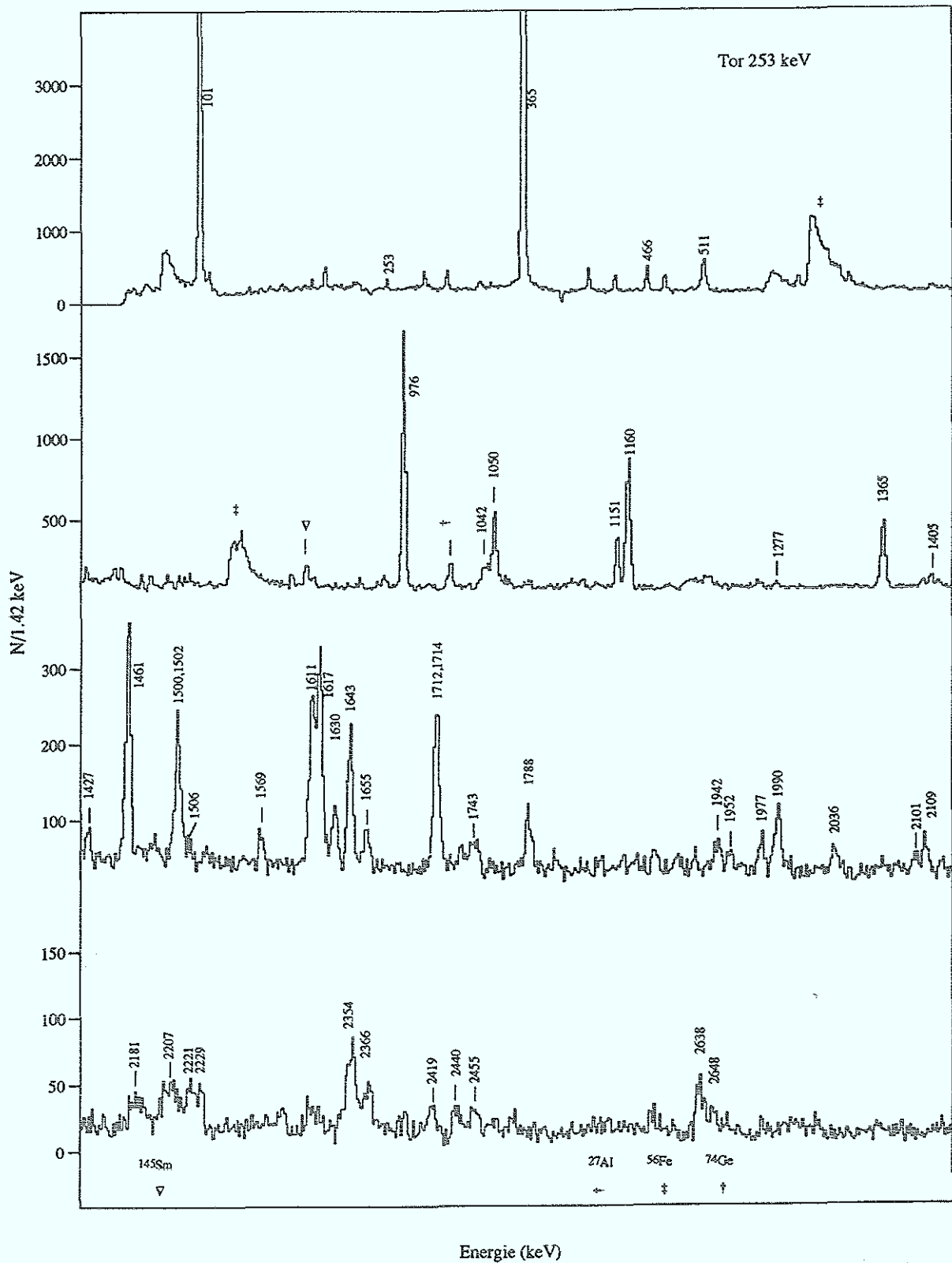


Fig. 16:
 $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen gemessen unter 90 Grad aus der Reaktion $^{144}\text{Sm}(^6\text{Li},3n)^{147}\text{Tb}$

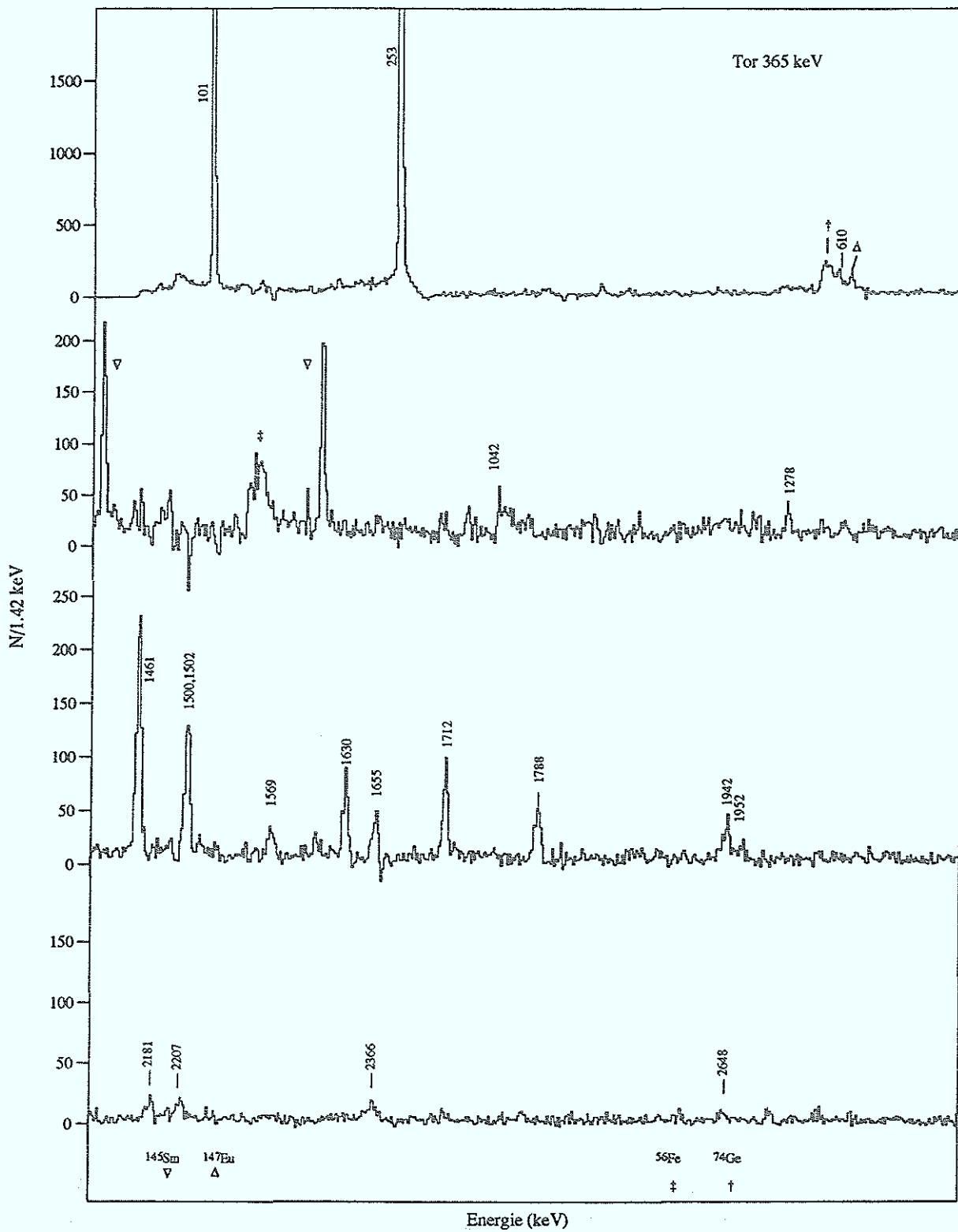


Fig. 17:
 $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen gemessen unter 90 Grad aus der Reaktion $^{144}\text{Sm}(^6\text{Li}, 3n)^{147}\text{Tb}$

solcher Übergänge nicht bestimmbar. Von großer Wichtigkeit sind in diesem Zusammenhang die Daten aus dem ^{147}Dy - β -Zerfall, wo, wie bereits erwähnt und später genauer diskutiert, solche Niveaus mit großer Wahrscheinlichkeit im sekundären γ -Zerfall angeregt werden können. Mit der Kenntnis dieser Niveauenergien konnten in mehreren Fällen andernfalls übersehene, sehr schwache koinzidente ^{147}Tb -Übergänge in den *in-beam*-Daten nachgewiesen werden. Ein solches Beispiel ist der 1551 keV Grundzustandsübergang mit 4% Intensität, der über einen 487 keV Gammaübergang von lediglich $5 \cdot 10^{-4}$ bevölkert wird und sicher aus den *in-beam*-Daten alleine kaum gefunden worden wäre. Hieraus wird unmittelbar klar, daß im *in-beam*-Experiment die Empfindlichkeit für den Nachweis solcher praktisch koinzidenzloser Grundzustandsübergänge sehr viel geringer ist; bei vom β -Zerfall bekannten Übergängen liegt sie um 0.5% des 3n-Kanals, bei nicht bekannten Linien natürlich erheblich höher. Es ist offensichtlich, daß solche hier sehr ernststen Probleme in gewöhnlichen Hochspinexperimenten kaum ein Thema sind.

Zur Bestimmung der Gammaintensitäten mußten zunächst die der Grundzustandsübergänge aus den Einzelspektren bestimmt werden. Zusätzlich war es aus Normierungsgründen nötig, in einigen Fällen auch die Intensitäten der nächsthöherliegenden Übergänge auf dieselbe Art zu bestimmen. Erst dann konnten die der übrigen γ -Übergänge aus den Koinzidenzspektren gewonnen werden.

Für die Bestimmung der Winkelverteilung aus Koinzidenzspektren wurde die sog. ADO-Methode angewandt (Angular Distributions of γ -rays deexciting Oriented states) [Dri 90]. Diese hat gegenüber der bekannten DCO-Methode (Directional Correlation of γ -rays deexciting Oriented states) den Vorteil, daß hier zur Verbesserung der Statistik Koinzidenzspektren von Übergängen verschiedener Multipolarität aufsummiert werden können.

Der ADO-Wert für einen Gammaübergang berechnet sich wie folgt:

$$\text{ADO} = \frac{1 + A_2 P_2(\cos \Theta_1) + A_4 P_4(\cos \Theta_1)}{1 + A_2 P_2(\cos \Theta_2) + A_4 P_4(\cos \Theta_2)} .$$

Vier Detektoren des Kölner Würfelspektrometers haben einen Winkel von $\Theta_1 = 45$ Grad zum Strahl, die zwei übrigen $\Theta_2 = 90$ Grad. Zur Winkelverteilungsbestimmung wurden zwei Koinzidenzmatrizen angefertigt. Die Matrixachse, auf die das Koinzidenzfenster gesetzt wird, beinhaltet Ereignisse unter beiden Winkeln. Die

Darstellungsachse, also das Koinzidenzspektrum zeigt nur Koinzidenzen unter 45 in der einen und unter 90 Grad zum Strahl in der anderen Matrix. Der Quotient aus beiden Intensitäten, korrigiert für die bei 90° und 45° unterschiedlichen Ansprechwahrscheinlichkeiten, gibt das sogenannte ADO-Verhältnis an.

Für die Übergänge $21/2 \rightarrow 19/2$, $21/2 \rightarrow 21/2$ und für reine Quadrupolstrahlung $21/2 \rightarrow 17/2$ wurde mit der oben angeführten ADO-Gleichung das Verhältnis als Funktion der Quadrupolbeimischung graphisch unter Verwendung tabellierter A_2 - und A_4 -Werte dargestellt (Fig. 18) [dMa 74]. Hierbei wurde die häufig aus der

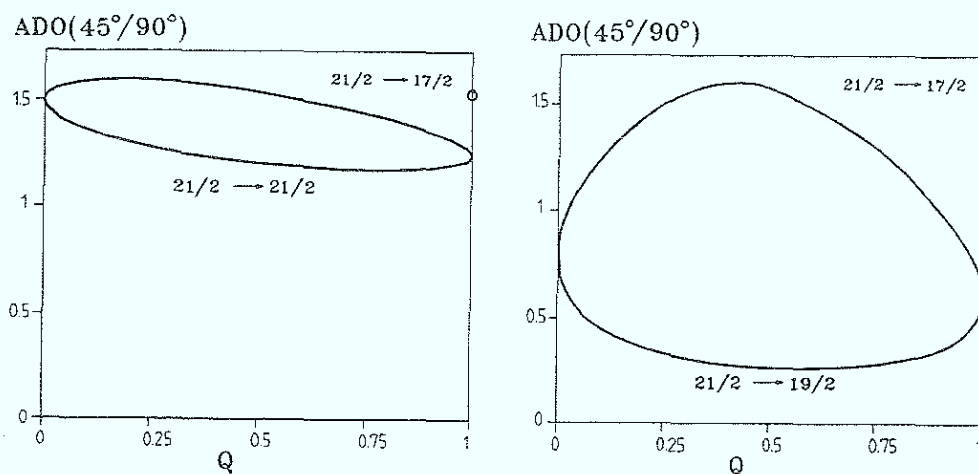


Fig. 18: Berechnete ADO-Winkelverteilungsverhältnisse als Funktion der Quadrupolbeimischung Q bei den Winkeln 45 Grad und 90 Grad für nicht-abschwächte Übergänge $21/2 \rightarrow 21/2$ und $21/2 \rightarrow 19/2$, sowie für den reinen Quadrupolzerfall $21/2 \rightarrow 17/2$.

Hyperfeinwechselwirkung resultierende Abschwächung vernachlässigt. Mit steigender Abschwächung der Ausrichtung nähern sich die ADO-Verhältnisse dem Wert 1.

Aus der Graphik ist ersichtlich, daß Winkelverteilungswerte größer als 1 keine eindeutige Zuordnung mehr zulassen. Sowohl $\Delta I=0$ -Übergänge beliebiger Quadrupolbeimischung, als auch $\Delta I=1$ -Übergänge mit signifikantem E2-Anteil und sogar gestreckte E2-Übergänge liegen in diesem Bereich. In solchen Fällen kann nur ein weiterer Gammaübergang vom selben Niveau für Klarheit sorgen. Eindeutig sind statt dessen ADO-Werte kleiner als 1, die nur bei gestreckten Dipolübergängen auftreten. Werte unter 0.7 werden nur bei erheblichem Quadrupolanteil erreicht, was Paritätsänderung ausschließt.

Die Datenvielfalt, die zur I^π -Zuordnung herangezogen werden kann, hat zur Folge, daß für den Großteil der in Tabelle 1 gegebenen Niveaus ein Drehimpulswert mindestens bevorzugt wird, wenn nicht gar sicher ist. Ist dies nicht der Fall, so werden keine Intervalle angegeben. Die Konfigurationszuordnungen basieren weitgehend auf theoretischen Aspekten und werden in der Diskussion besprochen.

2.3 In-beam-Konversionselektronenmessung in ^{147}Tb

Um Multipolaritäten in ^{147}Tb bestimmen zu können, mußte ein weiteres Experiment durchgeführt werden. Dieses fand am Tandembeschleuniger des CSNSM in Orsay, Frankreich, unter Anwendung der gleichen Reaktion wie in Köln - $^{144}\text{Sm}(^6\text{Li}, 3n)^{147}\text{Tb}$ bei 29 MeV - statt. Zur Spektrometrie diente ein 20%-Germaniumdetektor, der von einem Szintillationsdetektor zur Unterdrückung des Comptonuntergrundes umgeben war, sowie zwei halbzyylinderförmige Si(Li)-Detektoren zum Elektronennachweis. Die Elektronendetektoren befinden sich im Brennpunkt eines magnetischen Transportspektrometers [Kle 65]. In dem durch eine Spule erzeugten longitudinalen Magnetfeld werden die vom Target emittierten Elektronen auf Schraubenlinien zu den Detektoren fokussiert (Fig. 19). Die Steigung dieser Bahnen hängt von der Feldform und vom Austrittswinkel der Elektronen aus dem

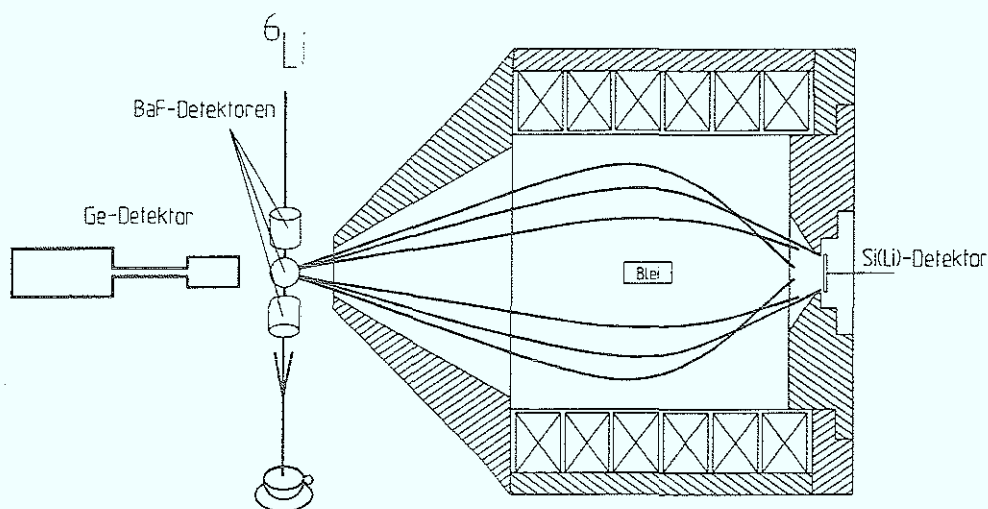


Fig. 19:

Skizze des magnetischen Elektronenspektrometers [Kle 65] am Tandembeschleuniger in Orsay

Target ab. Feldform, Blenden und Feldstärke definieren ein Transmissionsfenster ΔB_ρ für den Impuls der Elektronen B_ρ von $\Delta B_\rho/B_\rho \cong 0.15$. Die Unterdrückung des Elektronenuntergrundes, der u.a. auf die durch Targetionisation ausgesandten δ -Elektronen zurückzuführen ist, kann auf zwei Arten geschehen. Zum einen wird die Datenaufnahme durch das Ansprechen von sechs Bariumfluoriddetektoren gestartet, womit sichergestellt wird, daß hauptsächlich Reaktionsereignisse detektiert werden. Zum anderen wird während des Experiments elektronisch überprüft,

ob die Energie eines den Detektor erreichenden Elektrons die dazugehörige Impulsbedingung erfüllt. Ist dies nicht der Fall, so wird dieses Ereignis unterdrückt.

Das zuerst benutzte ^{144}Sm -Target wurde am Massenseparator des CSNSM Orsay hergestellt und hatte eine Dicke von $270\mu\text{g}/\text{cm}^2$; aus Gründen der Strahlstopung wurde es mit $38\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Kohlenstoff bedampft. Mit diesem Target wurden Elektronen von bis zu 500 keV Energie gemessen. Für die Messung höherer Elektronenenergien wurde ein an der GSI Darmstadt gewalztes freitragendes ^{144}Sm -Target von $1\text{mg}/\text{cm}^2$ benutzt.

Die Intensitätseichung der Elektronenspektren geschah mit Hilfe von starken in der Reaktion auftretenden Übergängen bekannter Multipolarität in ^{145}Eu , ^{147}Eu , ^{147}Gd , ^{148}Gd , ^{147}Tb , und ^{148}Tb . Im Falle reiner Multipolarität dieser Eichlinien wurden tabellierte theoretische Konversionskoeffizienten zur Normierung verwandt, in drei Fällen (1266 keV aus ^{147}Tb , 1397 keV und 1798 keV aus ^{147}Gd) allerdings experimentell bestimmte Werte (s. Tabelle 3). Durch den Vergleich zwischen gemessener Gamma- und Elektronenintensität konnte eine Ansprechwahrscheinlichkeitskurve für die Elektronenlinse relativ zum Gammadetektor bestimmt werden.

In den Figuren 20 bis 22 sind die Elektronenspektren für die drei gemessenen Energiebereiche zu sehen. Die aus diesem Experiment gewonnenen Konversionskoeffizienten sind zusammen mit denen aus dem β -Zerfall in Tabelle 3 gelistet und in Fig. 23 dargestellt. Um eine Vorstellung von der hohen Qualität der in Orsay gemessenen Spektren zu vermitteln, sei darauf hingewiesen, daß selbst ein 1.55 MeV-Übergang in ^{147}Tb , der lediglich 4% der gesamten ^{147}Tb -Intensität hat, noch verläßlich als E1-Zerfall bestimmt werden konnte.

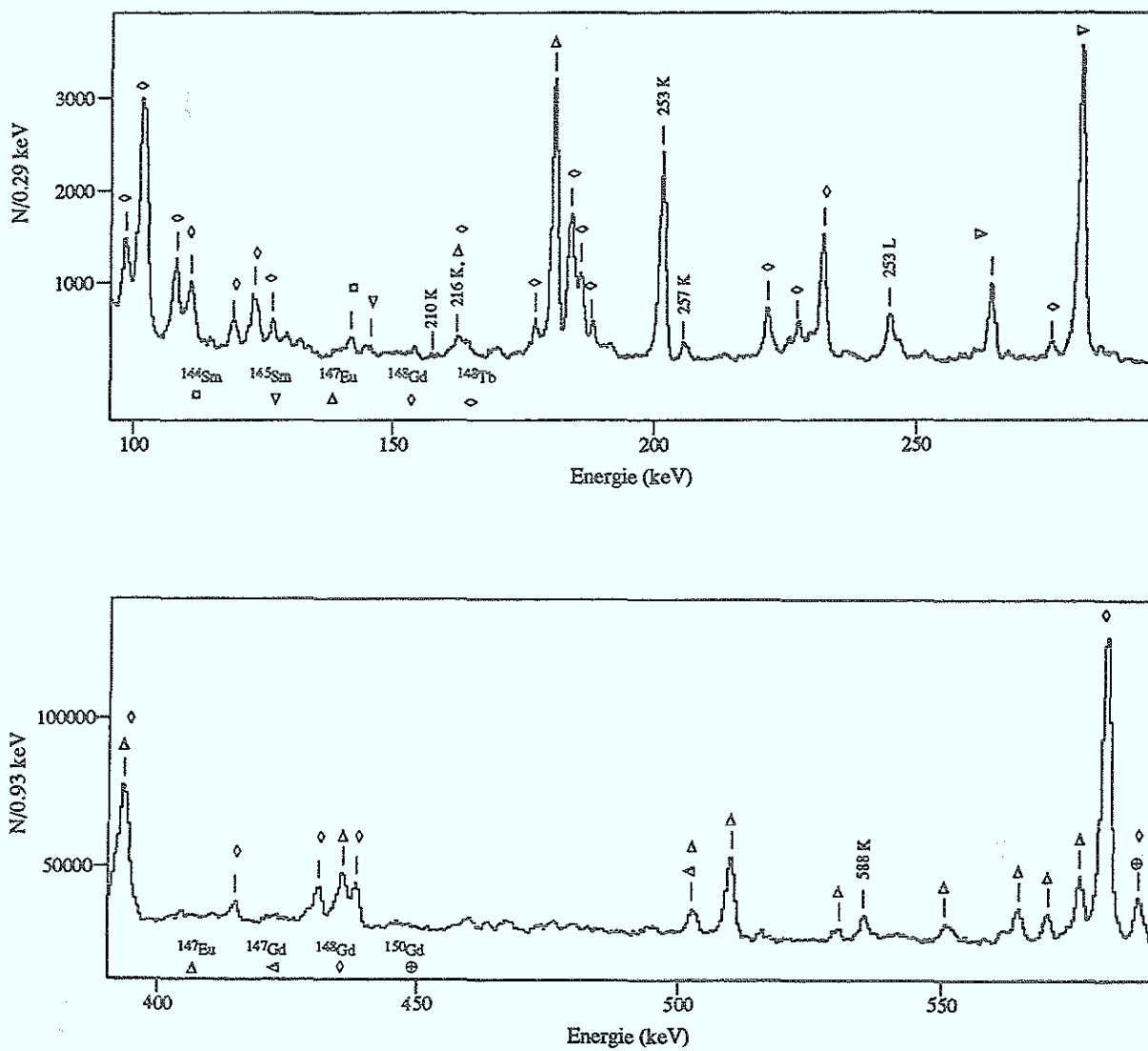


Fig. 20 bis 22:

Für verschiedene Magnetfeldeinstellungen gemessene Elektronenspektren in der Reaktion $(^6\text{Li}, 3n)$

Fig. 20 (oben): $700 \text{ Gauss}\cdot\text{cm} < B\cdot\rho < 2932 \text{ Gauss}\cdot\text{cm}$

Fig. 21: (unten): $2188 \text{ Gauss}\cdot\text{cm} < B\cdot\rho < 5046 \text{ Gauss}\cdot\text{cm}$

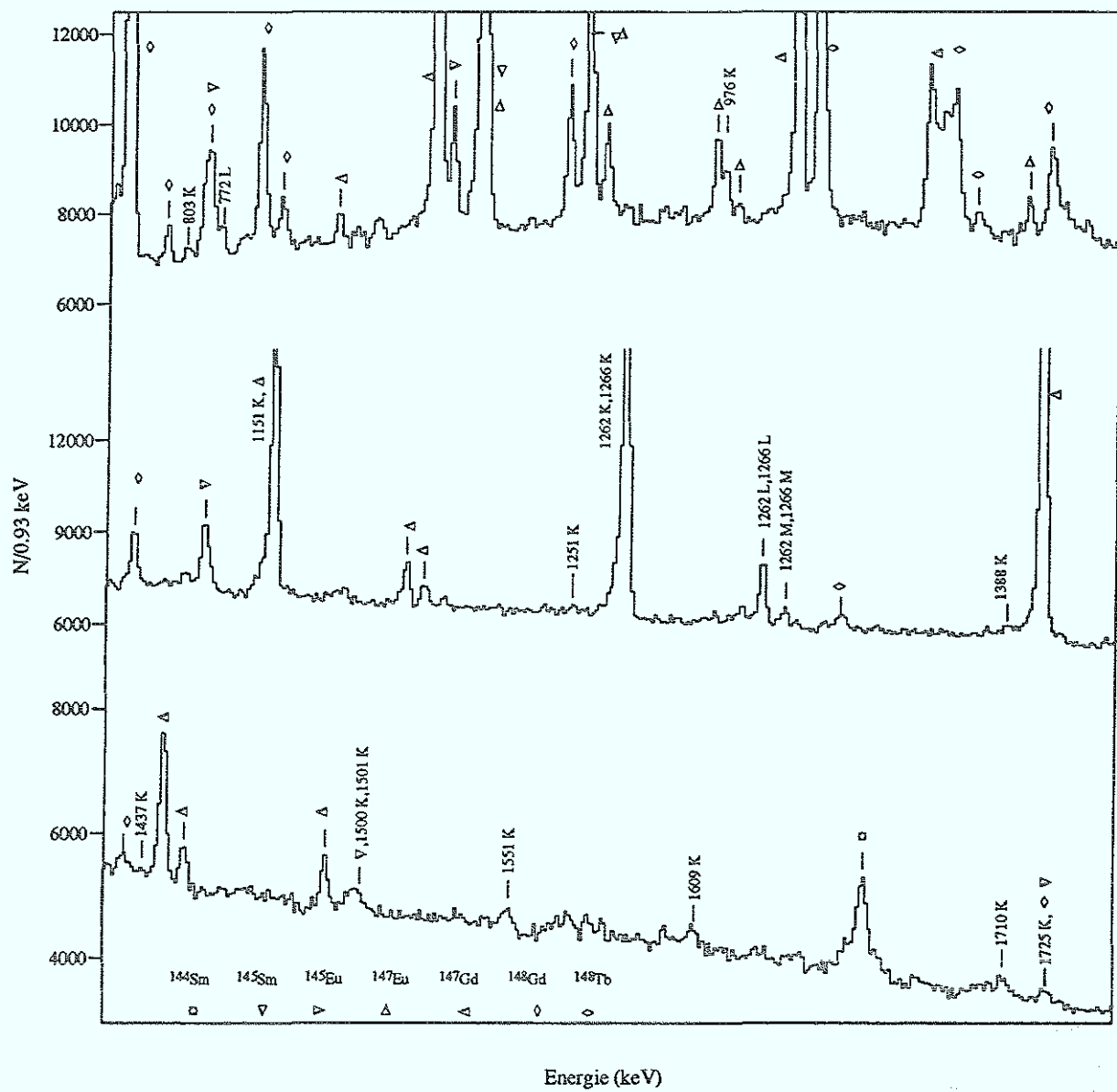


Fig. 22: $3817 \text{ Gauss} \cdot \text{cm} < B \cdot \rho < 7659 \text{ Gauss} \cdot \text{cm}$

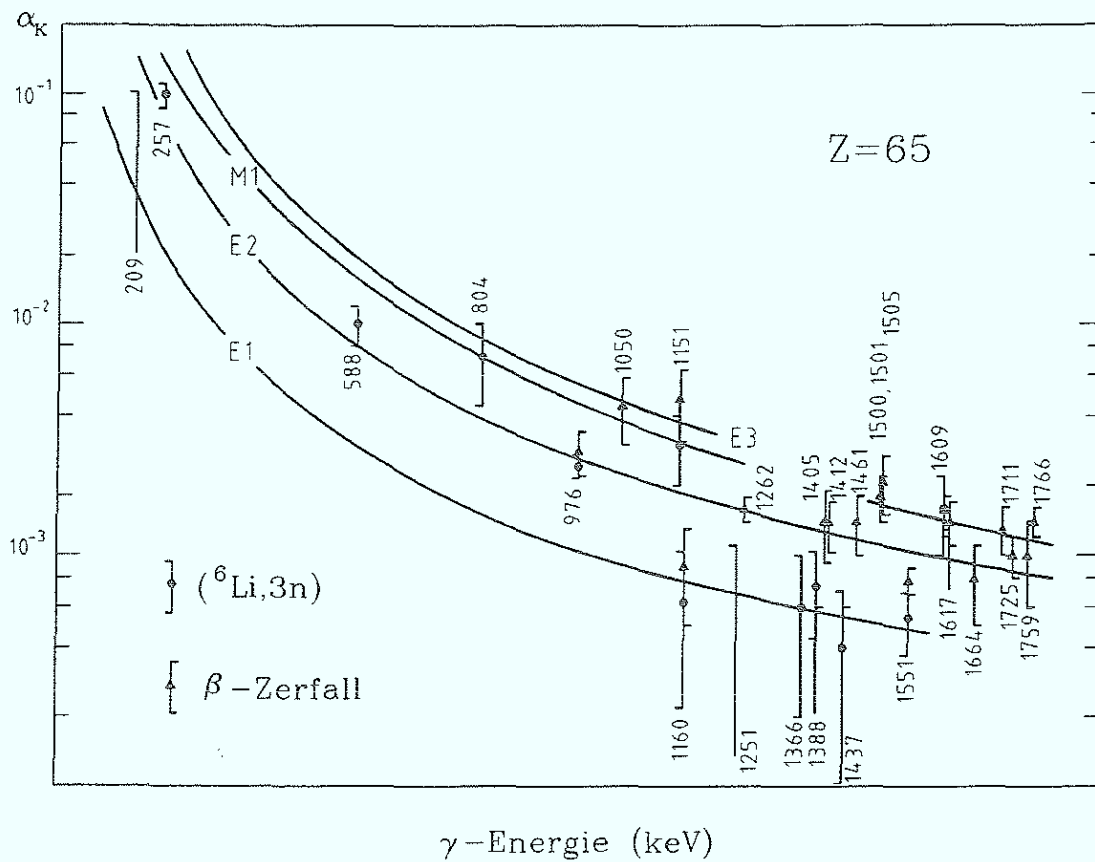


Fig. 23:

K-Konversionskoeffizienten in ^{147}Tb gemessen im Lithiumexperiment und im β -Zerfall

2.4 Der β -Zerfall von $^{147}\text{Dy } 1/2^+$ und $11/2^-$

Zusätzlich zu den in dieser Arbeit verwandten *in-beam*-Daten über ^{147}Tb wurden die aus drei β -Zerfallsexperimenten gewonnenen Resultate zur Interpretation benutzt. Die Experimente wurden an den Massenseparatoren der GSI Darmstadt, an Isolde (CERN) und am ISOCELE in Orsay durchgeführt. Die Ergebnisse aus einer ersten vorläufigen Auswertung der GSI-Daten wurden in einem Konferenzbericht präsentiert [Scha 84].

Der Mutterkern $^{147}\text{Dy}_{81}$ ist ein Ein-Neutronlochnuklid, dessen Grundzustand die

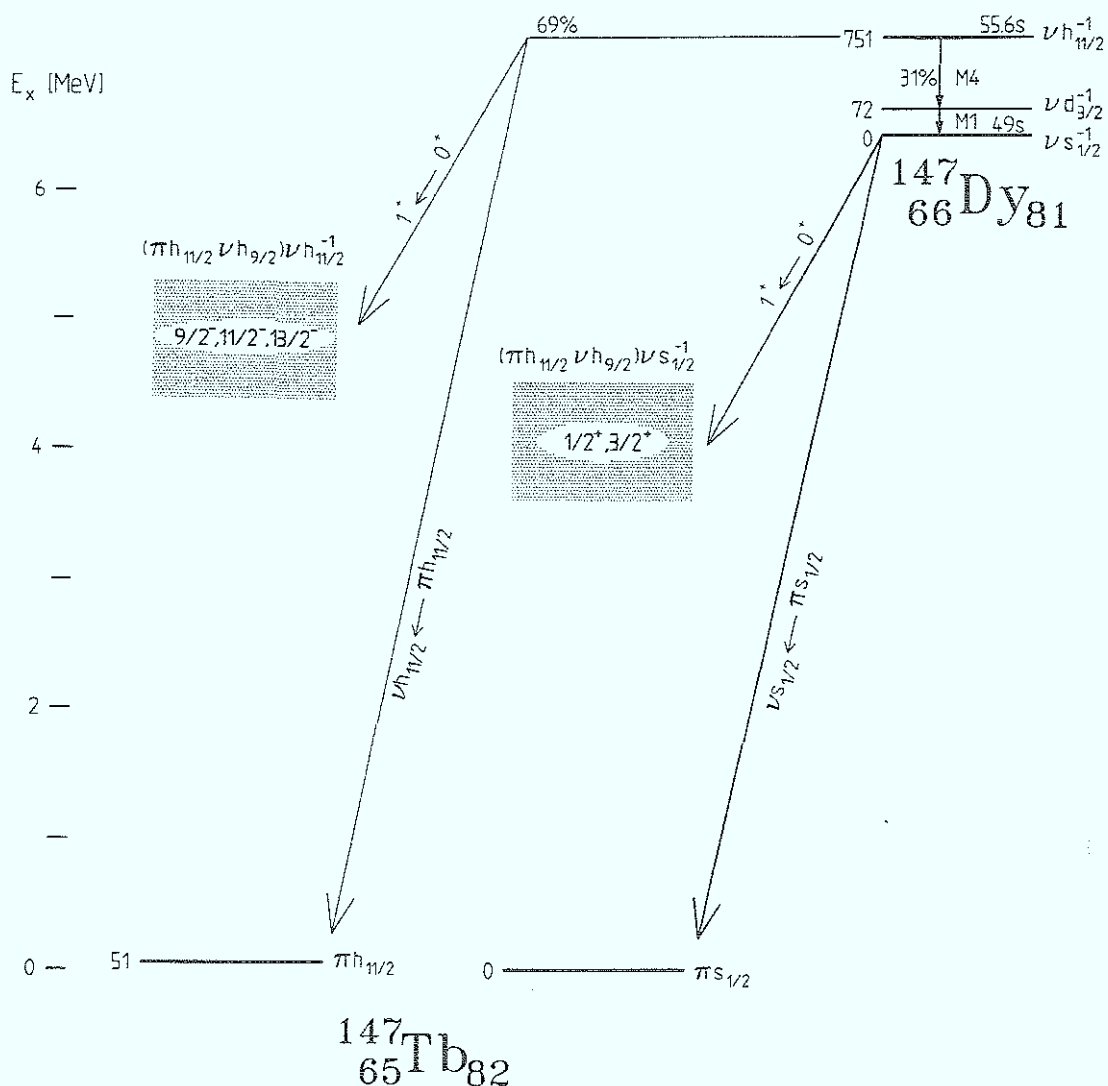


Fig. 24: Die β -Zerfälle beider ^{147}Dy -Isomere

Konfiguration $vs_{1/2}^{-1}$ hat, dem mit 72 keV Abstand der $vd_{3/2}^{-1}$ -Zustand folgt (Fig. 24). Bei 751 keV liegt schließlich der dritte Einlochzustand, $vh_{11/2}^{-1}$. Das zu 0^+ gekoppelte Protonenpaar befindet sich entsprechend der Besetzungszahlen in den analogen Proton-Orbitalen $\pi h_{11/2}$, $\pi d_{3/2}$ und $\pi s_{1/2}$. Der große Drehimpulsunterschied zwischen dem $vh_{11/2}^{-1}$ - und dem $vd_{3/2}^{-1}$ -Neutron-Lochzustand verlangt M4-Zerfall, weshalb das $vh_{11/2}^{-1}$ -Niveau langlebig ist. Die gemessene Halbwertszeit von 55.6(6) Sekunden [Alk 85a] ergibt sich aus dem IT-Zerfall und dem mehr als doppelt so intensiven Gamow-Teller-Zerfall zu ^{147}Tb . Mit dem von Alkhazov et al. [Alk 85a] zu 31(3)% gemessenen M4-Zerfallszweig erhält man für die partielle M4-Gammahalbwertszeit 218(21) Sekunden, was einer M4-Übergangsstärke von 1.09(11) Weisskopfeinheiten entspricht.

Zum $vh_{11/2}^{-1}$ - β^+ -Zerfall in ^{147}Dy tragen zwei Gamow-Teller (GT)-Übergänge bei. Einerseits kann ein gepaartes $h_{11/2}$ -Valenzproton direkt in die $h_{11/2}$ -Neutronenschale zerfallen:

$$\pi h_{11/2} \xrightarrow{\text{GT}} v h_{11/2} \quad \text{von} \quad [(\pi h_{11/2}^2)_{0+} v h_{11/2}^{-1}]_{11/2-} \quad \text{nach} \quad \pi h_{11/2}.$$

Alternativ zu dieser, wegen der direkten Grundzustandsbevölkerung im Tochterkern gammaemmissionslosen Zerfallsart, sollte der folgende Übergang auftreten:

$$\pi h_{11/2} \xrightarrow{\text{GT}} v h_{9/2} \quad \text{als } 0^+ \rightarrow 1^+ \text{-Zerfall von} \\ [(\pi h_{11/2}^2)_{0+} v h_{11/2}^{-1}]_{11/2-} \quad \text{nach} \quad [(\pi h_{11/2} v h_{9/2})_{1+} v h_{11/2}^{-1}]_{9/2-, 11/2-, 13/2-}.$$

Dieser Zerfall bevölkert im Tochterkern ^{147}Tb hochliegende $\pi^{+1}v^{+1}v^{-1}$ -Zweiteilchen-Einlochzustände von $I^\pi=9/2^-$ bis $13/2^-$. Da die Übergangswahrscheinlichkeit im β -Zerfall nicht nur von der Anzahl zerfallsfähiger Protonen, sondern auch von der Anzahl freier Plätze im Endzustand abhängt, sollte der zweitgenannte Zerfall wesentlich häufiger auftreten, da die $vh_{9/2}$ -Schale völlig unbesetzt ist, also 10 Löcher hat, die $vh_{11/2}$ -Schale dagegen lediglich ein Loch. Dieser Punkt wird in Kapitel 2.5.3 genauer behandelt.

Der Zerfall des $vs_{1/2}^{-1}$ -Grundzustandes läuft analog zum vorherigen ab. Zum einen kann der direkte Einteilchenübergang stattfinden:

$$\pi s_{1/2} \xrightarrow{\text{GT}} v s_{1/2} \quad \text{von} \quad [(\pi s_{1/2}^2)_{0+} v s_{1/2}^{-1}]_{1/2+} \quad \text{nach} \quad \pi s_{1/2}.$$

Aber der $0^+ \rightarrow 1^+$ -Paarzerfall ist selbstverständlich auch hier möglich:

$$\pi h_{11/2} \xrightarrow{GT} \nu h_{9/2} \text{ von } \left[(\pi h_{11/2}^2)_{0+} \nu s_{1/2}^{-1} \right]_{1/2+} \text{ nach } \left[(\pi h_{11/2} \nu h_{9/2})_{1+} \nu s_{1/2}^{-1} \right]_{1/2+, 3/2+}.$$

Von besonderem Interesse sind die im $0^+ \rightarrow 1^+$ -Zerfall bevölkerten hochliegenden Proton-Teilchen $\times$ Neutron-Teilchen-Lochzustände, die in ihrem weiteren Gammazerfall die gesuchten niedrigliegenden Teilchen $\times$ Phononzustände anregen können. Einzigartig ist in diesem Zusammenhang der Gamow-Teller-Zerfall des $\nu s_{1/2}^{-1}$ -Grundzustandes von ^{147}Dy , da hier im sekundären Gammazerfall Nieder-spinzustände mit $I=1/2$ und $3/2$ bevölkert werden können, die *in-beam* mit Sicherheit übergangen werden. Als weitere günstige Eigenschaft kommt hinzu, daß im Gegensatz zu allen anderen ug-Kernen dieser Gegend in ^{147}Dy das Niederspinisomer mit 31% vom $\nu h_{11/2}^{-1}$ -Niveau bevölkert wird, so daß man ohne besondere experimentelle Raffinesse bei Produktion des $11/2^-$ -Isomers auch immer den $1/2^+$ -Zerfall messen kann.

Die Produktionsprozesse der drei Experimentierstätten sind verschieden. An der GSI, wo man die gewünschten Endkerne über Fusions-Verdampfungsreaktionen erhält, wurde ^{147}Ho , der β -Mutterkern von ^{147}Dy , in der Reaktion $^{58}\text{Ni}(^{92}\text{Mo}, 3p)$ erzeugt. In Orsay wird ^{147}Dy durch Beschuß natürlichen Gadoliniums mit ^3He -Teilchen bei 240 MeV hergestellt, am CERN geschieht dies durch Spallation von Tantal mit 600 MeV Protonen. Die Endkerne passieren den Massenseparator, und der resultierende Ionenstrahl von Masse 147-Nukliden wird auf einem Band gesammelt. Nach typischerweise der doppelten Halbwertszeit bewegt das Band die Probe zur Detektorposition, und die Messung wird gestartet; gleichzeitig beginnt der Sammelzyklus wieder von vorne. Durch die Wahl der Meß- bzw. Sammelzeit kann man Einfluß auf die Intensität der im Spektrum auftretenden verschieden-langlebigen Isobare ausüben. Die Kontaminationen der Spektren durch andere $A=147$ -Kerne ist experimentabhängig. In Orsay am Synchrozyklotron ist Dysprosium reaktionsbedingt der Compoundkern, so daß kein Nuklid mit höherer Kernladungszahl auftritt. Ebenso in Darmstadt, wo in Schwerionenreaktionen ^{147}Dy produziert wird, können die Kontaminationen durch die Reaktion gesteuert werden. In der am CERN verwandten Spallationsreaktion werden extrem hohe Ionenausbeuten erreicht und mit Sicherheit auch Isobare höherer Kernladungszahl produziert, allerdings mit stark abnehmender Intensität. Die untenstehende Tabelle faßt die für die Experimente wesentlichen Größen bei Masse 147 zusammen.

β -Isomer	$t_{1/2}$ ^{a)}	Q-Wert [MeV] ^{b)}	Ionenausbeute am CERN ^{c)}
$^{147}\text{Tm} (11/2^-)$	0.6 s	10.8	} $<10^3$ Ionen/s
$^{147}\text{Tm} (1/2^+)$	0.4 ms	10.8	
$^{147}\text{Er} (11/2^-)$	2.5 s	8.9	} $\sim 10^4$ Ionen/s
$^{147}\text{Er} (1/2^+)$	~ 2.5 s	$8.9 + x$	
$^{147}\text{Ho} (11/2^-)$	5.8 s	8.5	$\sim 10^6$ Ionen/s
$^{147}\text{Dy} (11/2^-)$	55.6 s ^{d)}	7.1	} $\sim 3 \cdot 10^8$ Ionen/s
$^{147}\text{Dy} (1/2^+)$	49 s ^{e)}	6.4	
$^{147}\text{Tb} (11/2^-)$	1.8 m	4.7	} $\sim 4 \cdot 10^8$ Ionen/s
$^{147}\text{Tb} (1/2^+)$	1.6 h	4.6	
$^{147}\text{Gd} (7/2^-)$	38 h	2.2	—
$^{147}\text{Eu} (5/2^+)$	24 d	1.7	$3 \cdot 10^9$ Ionen/s
$^{147}\text{Sm} (7/2^-)$	stabil		

a) E. der Mateosian, L.K. Peker in: Nucl. Data Sheets 66 (1992) 705

b) [Aud 93], The 1993 Atomic Mass Evaluation

c) ISOLDE User Manual, Hrsg. H.J. Kluge, CERN 86-05

d) [Alk 85a]

e) [Scha 85]

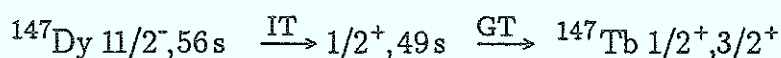
Da sich in beiden ^{147}Dy -Zerfällen Mutter- und Tochterspin nicht unterscheiden, muß wegen des großen Q-Wertes mit hochenergetischen Gammaübergängen gerechnet werden, insbesondere wegen des erwarteten $0^+ \rightarrow 1^+$ -Zerfalls zu Niveaus bei etwa 4 MeV Anregung. Dies stellt ungewöhnlich hohe Anforderungen an die Linearität der Gammaspektren. Zur Energie- und Ansprechwahrscheinlichkeitseichung wurden ^{152}Eu -, ^{133}Ba - und ^{56}Co -Quellen benutzt, sowie eine $\text{Pu-}^{13}\text{C}$ -Quelle, deren α -Zerfall den 6.018 MeV 3^- -Zustand in ^{16}O anregt. Weitere Eichpunkte ergeben sich aus den *Single*- und *Double-Escape*-Linien verschiedener hochenergetischer Übergänge. Die Halbwertsbreite betrug bei Gammaübergängen von 5 MeV etwa 6 keV. Die Gammaenergiefehler können für hochenergetische Übergänge bis zu 1 keV betragen und enthalten einen systematischen Beitrag von der Energiekalibrierung. Die Energiedifferenzen benachbarter gut aufgelöster Linien haben kleinere Fehler.

Die Zählstatistik ist selbst im Hochenergiebereich noch so gut, daß Übergänge von

weniger als 0.1% Intensität des $11/2^-$ - β -Zerfalls bei 5 MeV Gammaenergie mit deutlich mehr als 100 Ereignissen in den Spektren auftreten, so daß der Statistikfehler wenig zum Intensitätsfehler beiträgt. Nicht genau bekannt ist der Fehler der Detektoransprechwahrscheinlichkeit, die bis 3.5 MeV gemessen und bis 5 MeV extrapoliert wurde.

Im Isolde-Experiment wurden mit einer Mini-Orange Konversionselektronenspektren im 1.5 MeV-Bereich gemessen. Die Elektronennachweiswahrscheinlichkeit wurde sowohl mit einer ^{152}Eu -Quelle, als auch mit Übergängen bekannter Multipolarität in ^{146}Gd , ^{147}Gd und ^{147}Tb bestimmt, wobei wieder theoretische α_K -Werte für reine und gemessene α_K -Werte für gemischte Übergänge benutzt wurden (Tabelle 3). Die Fehler der Konversionskoeffizienten resultieren im wesentlichen aus der Unsicherheit dieser Eichkurve.

Für die Isotopzuordnung dienen die gemessene Zerfallszeit und die Koinzidenzen mit der bei K-Einfang emittierten charakteristischen Röntgenstrahlung. Der konsequente IT-GT-Zerfall



ist sehr wichtig für die ^{147}Dy -Isomerzuordnung der gemessenen Gammastrahlung. Während Übergänge aus dem $11/2^-$ -Zerfall mit ihrer wirklichen Halbwertszeit von 56 s beobachtet werden, zeigen die aus dem $1/2^+$ - β -Zerfall die Zeitcharakteristik des Mutter-Tochterzerfalls. Sie erscheinen deshalb mit effektiven Halbwertszeiten von etwa 100 s und sind dadurch einwandfrei klassifiziert.

In den drei Experimenten wurden neben γ -Spektren mit und ohne Comptonunterdrückung $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen, γ -Zeitspektren, und, wie erwähnt, Elektronenspektren im 1.5 MeV-Bereich gemessen. Beispiele dafür sind in den Figuren 25 bis 28 zu sehen.

Die Gammaübergänge sind in Tabelle 4 nach ihrer Energie und in Tabelle 1 zusammen mit den Lithiumdaten nach ihrem Ausgangsniveau sortiert. Die Resultate der Konversionselektronenmessung sind in Tabelle 3 und auf Abb. 23 zusammengefaßt. Tabelle 5 zeigt die aus den im Experiment beobachteten für erlaubten Zerfall berechnete β -Zerfallsstärke.

Die sehr hohe Nachweiswahrscheinlichkeit von 10^{-4} pro Mutterzerfall bei 5 MeV Gammaenergie ermöglichte die Platzierung von insgesamt 143 Übergängen in den

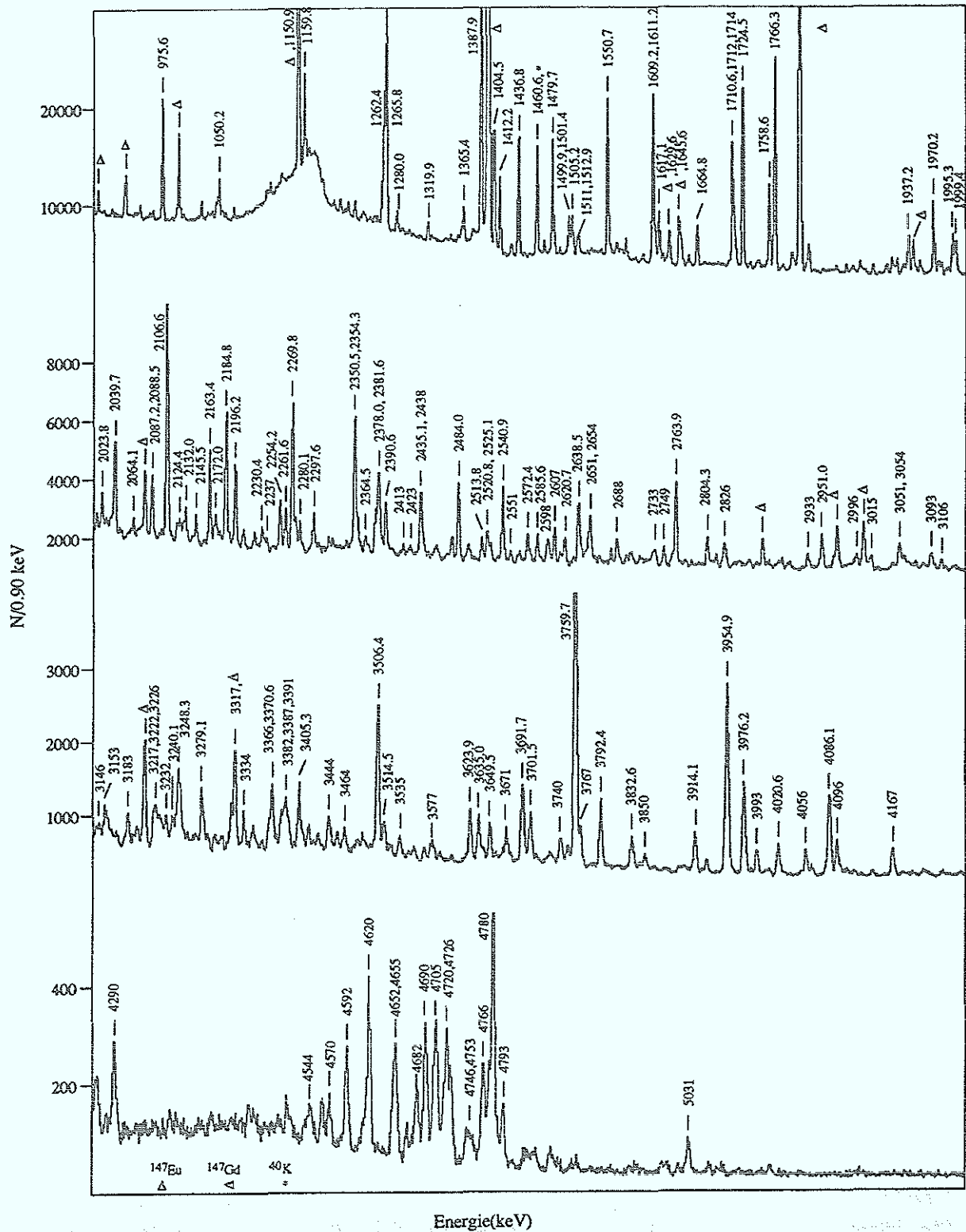


Fig. 25: Compton-unterdrücktes Gammaspektrum für Masse A=147 gemessen an Isolde mit 40 Sekunden Sammel- und 64 Sekunden Meßzeit. Die Gammaenergien sind bei den ^{147}Tb -Übergängen angegeben. Die Messung dauerte 8 Stunden.

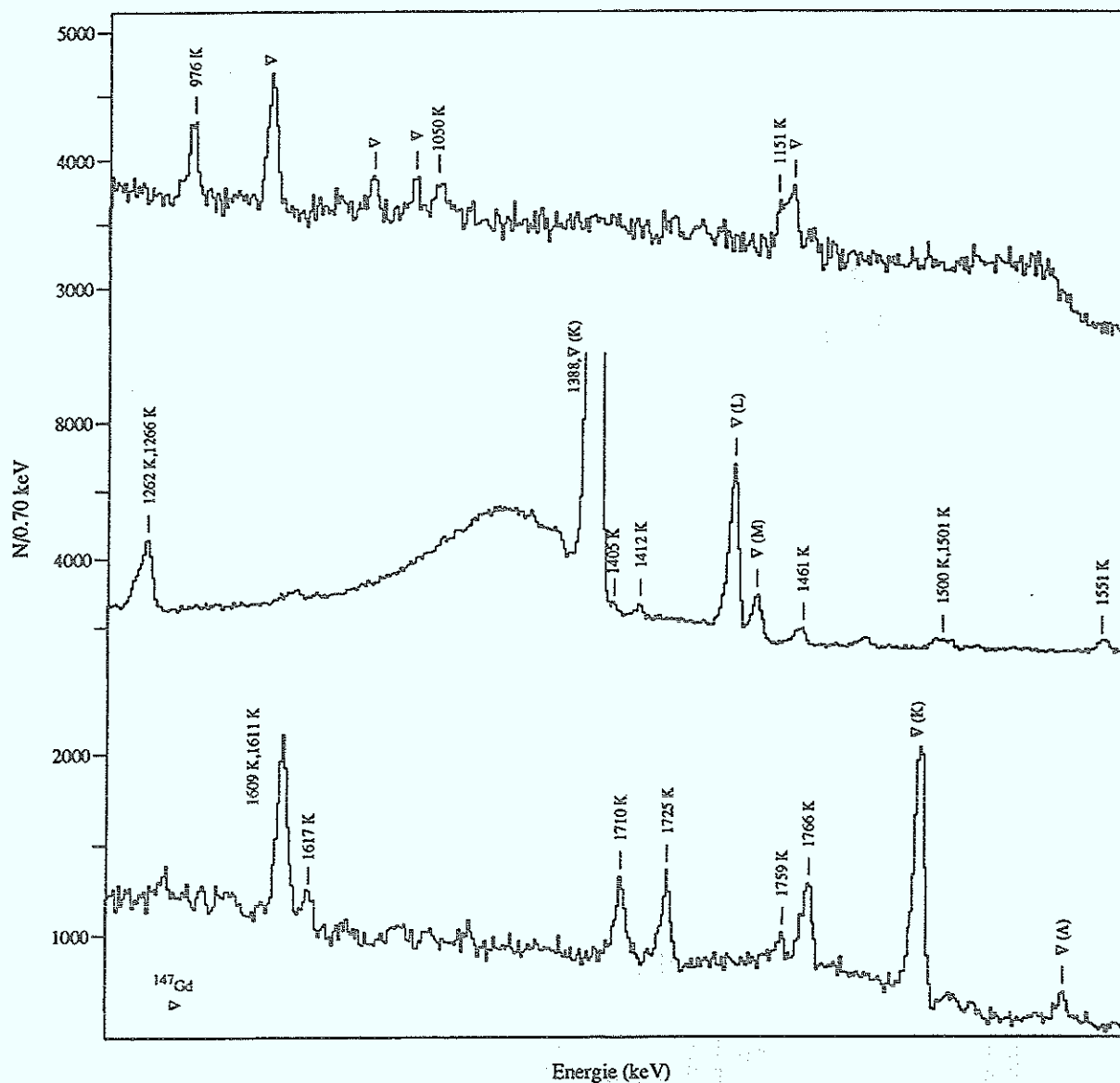


Fig. 26:

Elektronenspektrum für Masse A=147 gemessen mit einem Mini-Orangen-Spektrometer an Isolde simultan mit dem in Fig. 25 gezeigten Gammaspektrum. Die ^{147}Tb -Übergänge sind mit Energien versehen.

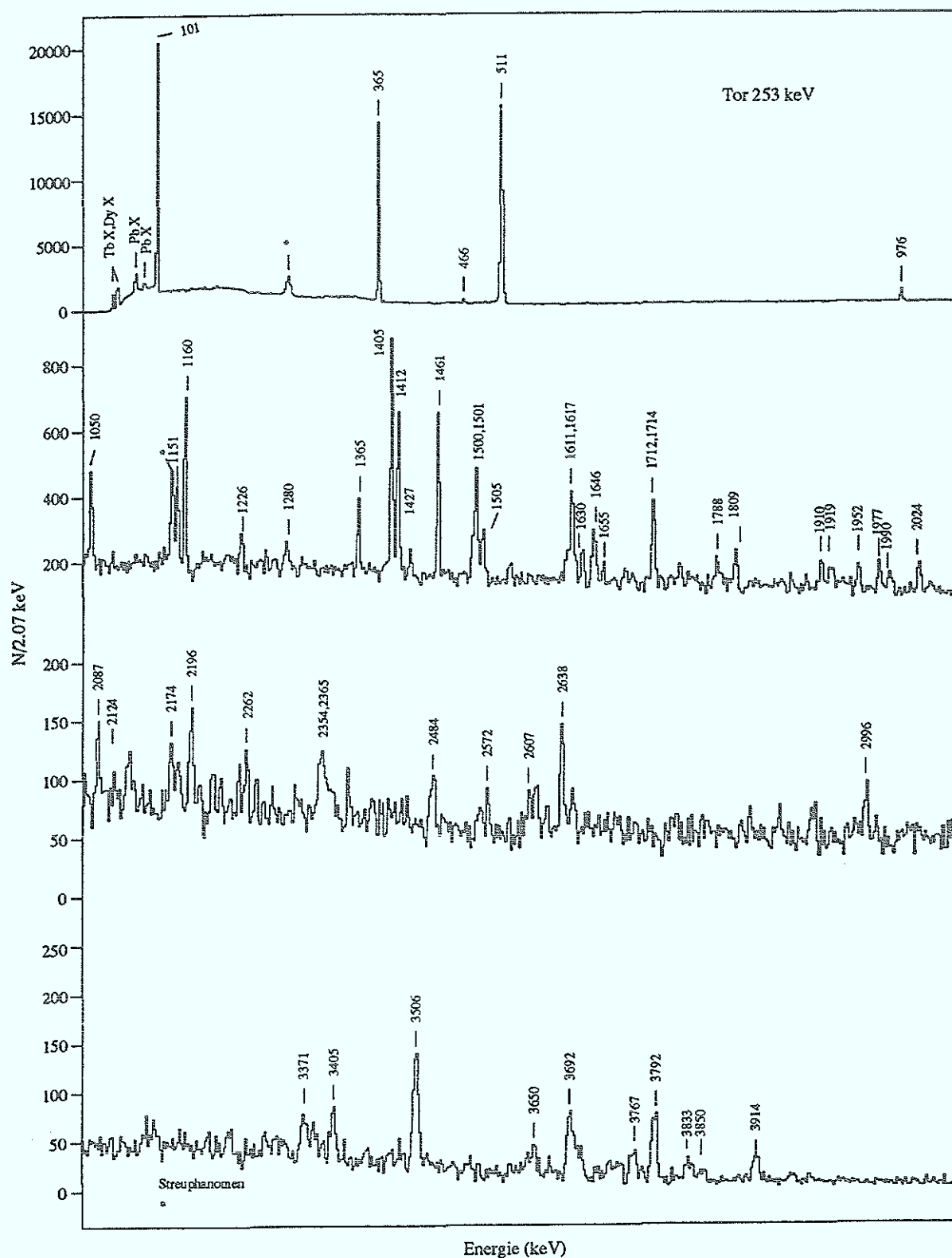


Fig. 27: ^{147}Tb - $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen aus dem ^{147}Dy - β -Zerfall gemessen an der GSI Darmstadt

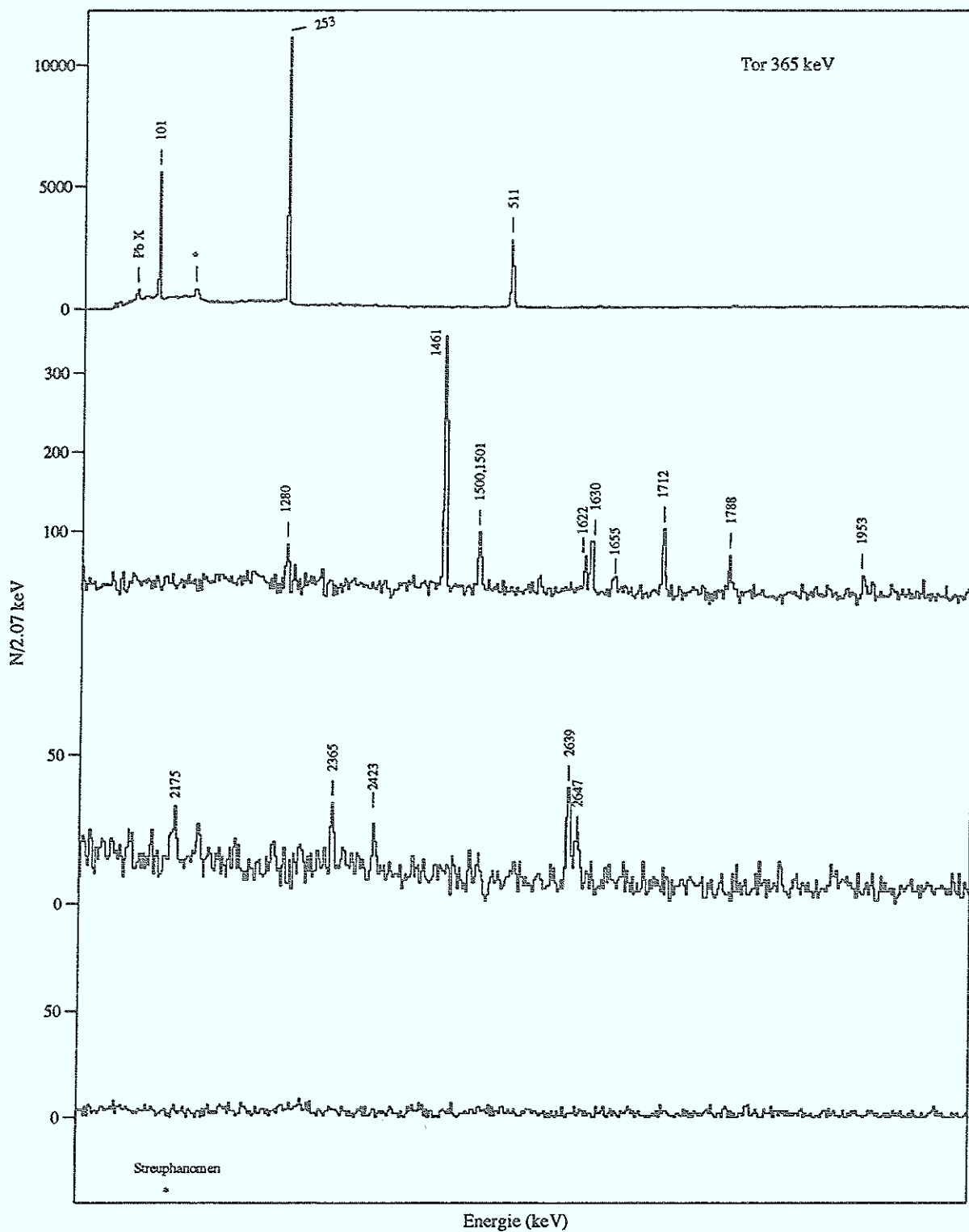


Fig. 28: ^{147}Tb - $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen aus dem ^{147}Dy - β -Zerfall gemessen an der GSI Darmstadt

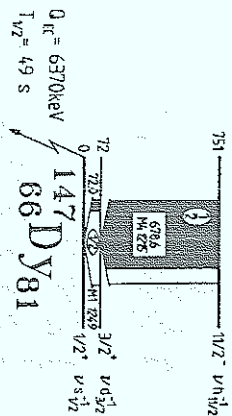
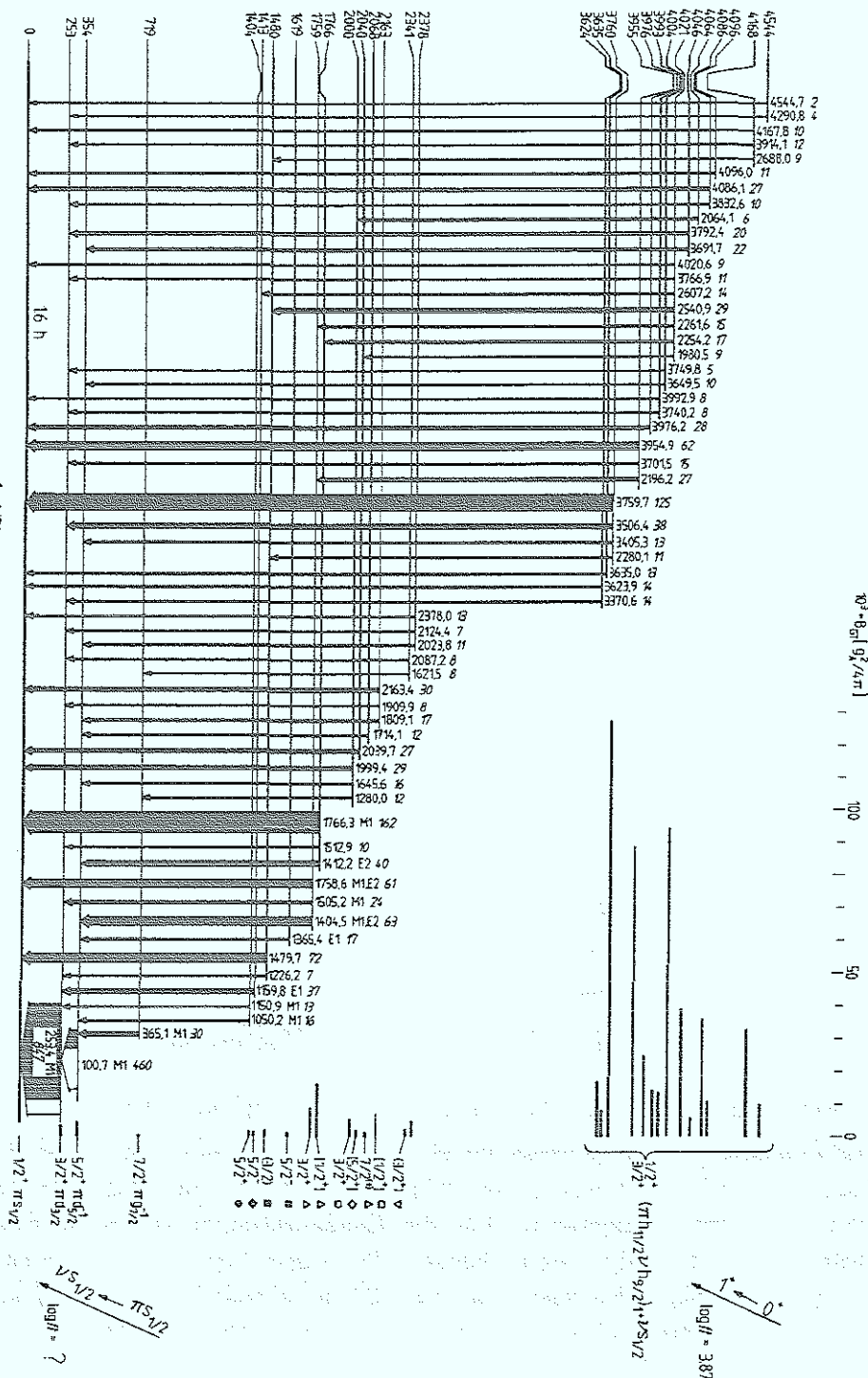
Zerfällen. Konversionskoeffizienten konnten noch bei 1.8 MeV-Übergängen mit etwa 4% Intensität bestimmt werden. Dies ermöglichte die Paritätszuordnung für eine Vielzahl von Zuständen im Anregungsbereich bis 1.8 MeV. Die Zerfallsschemata von $^{147}\text{Dy } 1/2^+$ und $11/2^-$ sind in den Figuren 29 und 30 zu sehen. Üblicherweise werden γ -Intensitäten im β -Zerfall auf die Anzahl der zerfallenden Mutteraktivitäten normiert. Bei den hier untersuchten Kernen hat nicht nur der Mutterkern, sondern auch der Tochterkern jeweils ein $s_{1/2}$ - und ein $h_{11/2}$ - β -Isomer, womit in beiden Fällen die jeweiligen Anfangs- und Endzustände Gamow-Teller-Partner sind, weswegen mit erheblicher β -Zerfallsintensität auf die ^{147}Tb -Zustände $\pi s_{1/2}$ und $\pi h_{11/2}$ zu rechnen ist, die sich in einem Gammaexperiment nicht direkt beobachten läßt. Prinzipiell kann in günstigen Fällen die β -Grundzustandsbevölkerung aus der Analyse der zeitlichen Intensitätsverteilung eines Gammaüberganges im nachfolgenden Zerfall bestimmt werden, was jedoch im allgemeinen schwierig ist, da in Massenseparatoren lange Isobarenketten im Ionenstrahl enthalten sind. Da das vorliegende Experiment außerdem auf maximale Ausbeute des ^{147}Dy -Zerfalls optimiert werden mußte, ist der Meßzyklus für eine verlässliche Analyse zu kurz. Auf Grund dieser unzureichenden Kenntnis der gesamten β -Zerfallsintensitäten beider ^{147}Dy -Mutteraktivitäten sind deshalb in den Tabellen 1 und 4 und in Fig. 29 und 30 rein experimentell bestimmte relative Übergangsintensitäten bezogen auf 1000 ^{147}Dy -679keV-M4- γ -Zerfälle bzw. 1215 ^{147}Dy -M4-Isomerzerfälle angegeben. Selbstverständlich sind die gemessenen Intensitätsverhältnisse zwischen $11/2^-$ - und $1/2^-$ -Zerfall vom Produktionsmechanismus abhängig. Auf Grund der gemessenen Zerfallszeit konnte die Bevölkerung des $\pi g_{7/2}^{-1}$ -Zustandes bei 719 keV in ^{147}Tb praktisch vollständig dem $11/2^-$ - β -Zerfall zugeordnet werden. Die folgenden M1-Übergänge treten in beiden β -Zerfällen auf und erhielten ihre Intensität im $11/2^-$ -Zerfall basierend auf der Annahme, daß deren Niveaus ($5/2^+$ und $3/2^+$) im Hochspinzerfall keine β -Bevölkerung aufweisen sollten.

Fig. 29 und 30 (nächste Doppelseite): Zerfallsschemata von $^{147}\text{Dy } 1/2^+$ und $11/2^-$

Die angegebenen totalen Intensitäten stammen aus einem Experiment in Orsay und sind auf 1000 ^{147}Dy -M4-Gammazerfälle normiert (incl. Konversion 1215). Die Multipolaritäten werden bei bekannter Konversion angegeben. Für die Konfigurationszuordnungen wurden neben den Zerfallsdaten auch die $^6\text{Li}, 3n$ -Daten benutzt. Die vagen Spinzuordnungen (Kategorie D in Tab. 1) sind in eckigen Klammern gezeigt. Die β -Zerfallsstärken sind aus den angegebenen Q_{EC} - und $T_{1/2}$ -Werten abgeleitet, sowie aus den gemessenen Intensitäten, also ohne Berücksichtigung der $\pi s_{1/2}$ -Grundzustandsbevölkerung (s. Kap. 2.5.3).

Fig. 29

147Pb_{82}



2.5 Diskussion der Resultate

Die Daten aus den beiden beschriebenen Experimenten erlauben eine sehr detaillierte Spektroskopie der Anregungen von ^{147}Tb , wobei bis zu einer Energie von 3.5 MeV praktisch der gesamte Spinbereich unterhalb 27/2 erfaßt wird. Offensichtlich ist nie sichergestellt, daß alle Niveaus beobachtet werden, doch gibt es andererseits keine weiteren experimentellen Möglichkeiten, die interessanten Zustände in diesem Kern zu bevölkern.

In der folgenden Strukturinterpretation werden zunächst die tiefliegenden Teilchen-Phononmultipletts diskutiert und im Anschluß die höherliegenden, vorwiegend näher an der Yrastlinie platzierten und sehr viel reichhaltigeren Dreiquasiteilchenfamilien.

2.5.1 Teilchen-Phononmultipletts in ^{147}Tb

Das $\pi h_{11/2} \times 3^-$ -Multiplett und die Austauschwechselwirkung

Die Daten der durchgeführten Experimente erlaubten die vollständige Identifikation des $\pi h_{11/2} \times 3^-$ -Septetts in ^{147}Tb . Die auf die einzelnen Mitglieder wirkende Austauschwechselwirkung wurde bereits von Broda et al. [Bro 79] diskutiert und in der Einleitung erwähnt. Sie bewirkt eine spinabhängige Energieverschiebung, die durch folgenden Ausdruck berechnet werden kann [Boh 75]:

$$\delta E(I) = (2\lambda + 1) (-1)^{j_1 + j_3 + 2\lambda} \cdot \left\{ \begin{matrix} j_1 & \lambda & j_2 \\ j_3 & \lambda & I \end{matrix} \right\} \cdot \frac{\langle (j_1 j_2)_\lambda | H | \lambda \rangle^2}{\varepsilon(j_1) - \varepsilon(j_2) - E(\lambda)}$$

Für den vorliegenden Fall des $\pi h_{11/2} \times$ Oktupolphonon-Multipletts, wo das $h_{11/2}$ -Valenzteilchen mit dem $h_{11/2}$ -Proton der dominanten $\pi h_{11/2} d_{5/2}^{-1}$ -Phononkomponente austauscht, erhält man:

$$\delta E(I) = -7 \left\{ \begin{matrix} 11/2 & 3 & 5/2 \\ 11/2 & 3 & I \end{matrix} \right\} \frac{\langle (hd^{-1})_3 | H | 3^- \rangle^2}{\varepsilon(h) - \varepsilon(d^{-1}) - E(3^-)}$$

Die mit -7 multiplizierten 6j-Koeffizienten beschreiben die Geometrie der Kopplung und lauten (vgl. auch Fig. 31):

I	5/2	7/2	9/2	11/2	13/2	15/2	17/2
-7 · {6j}	+7/5544	-7/924	+7/264	-7/99	+7/44	-7/22	+7/12

Mit dem experimentellen Energieabstand von 772 keV zwischen den Oktupolseptettmitgliedern $15/2^+$ und $17/2^+$ ergibt sich direkt der Energiefaktor der obigen Gleichung zu [Bro 79]:

$$\frac{\langle (hd^{-1})_3 | H | 3^- \rangle^2}{\varepsilon(h) - \varepsilon(d^{-1}) - E(3^-)} = \frac{772 \text{ keV}}{7/12 + 7/22} = 856 \text{ keV}.$$

In Fig. 31 werden die damit bestimmbaren theoretischen Energieverschiebungen der Multipllettmitglieder zusammen mit den neuen experimentellen Daten gezeigt.

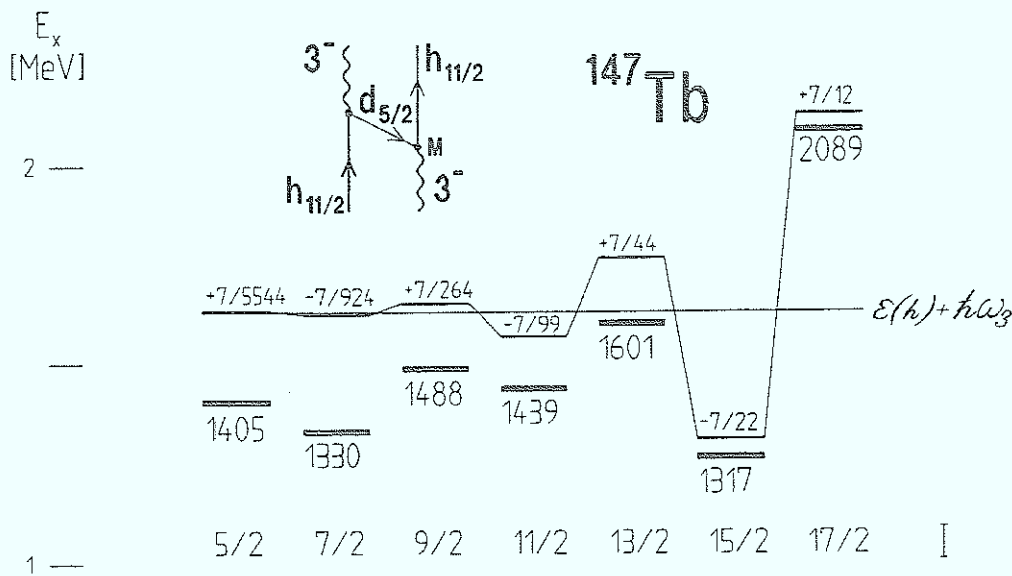


Fig. 31: Das vollständig identifizierte $\pi h_{11/2} \times 3^-$ -Oktupolseptett in ^{147}Tb verglichen mit den durch die $h \times 3^-$ -Austauschwechselwirkung erwarteten Energieverschiebungen. Die Brüche sind die geometrischen Koeffizienten der Verschiebung.

Diese Beschreibung gilt natürlich nur für den Fall, daß außer der diskutierten Austauschwechselwirkung keine weiteren Störungen zu den Energieverschiebungen beitragen. Daß dies nicht strikt der Fall ist, war schon bei den $15/2^+$ - und $17/2^+$ -Mitgliedern ersichtlich, die nach obiger Definition des Energiefaktors beide um 41 keV von der Theorie nach unten abweichen. Die Niederspinseptettzustände spiegeln zwar die vorhergesagte Variation der mit sinkendem Spin stark abnehmenden Energieverschiebung wider, jedoch liegen sie im ganzen deutlich unterhalb der Vorhersage, was darauf hindeutet, daß bei diesen Zuständen zusätzliche Störungen auftreten. Solche Effekte höherer Ordnung werden später besprochen. Zunächst soll jedoch das komplette $\pi h_{11/2} \times 3^-$ -Septett behandelt werden.

Die Multipllettmitglieder $15/2^+$ und $17/2^+$ liegen auf der Yrastlinie und wurden bereits früher entdeckt und von Broda und Mitarbeitern diskutiert [Bro 79]. Das $15/2^+$ -Niveau weist sich als Teilchen-Oktupolzustand durch seinen ungewöhnlich starken E3-Zerfall auf das $\pi h_{11/2}$ -Isomer aus. Mit dem gemessenen Oktupolanteil von 83(12)% und der Halbwertszeit von 3.9(4) ns [Sty 83] bestimmt sich die γ -Zerfallsstärke zu 39(6) Weisskopfeinheiten. Der durch die Auswahlregeln ebenfalls mögliche M2-Zerfall hat dagegen eine fast 100-fach abgeschwächte Einteilchenübergangsstärke. Das hochliegende $17/2^+$ -Niveau zerfällt dominant mit magnetischer Dipolstrahlung auf das eben genannte $15/2^+$ -Oktupolseptettmitglied, mit dem der natürlich auch mögliche E3-Übergang auf das $\pi h_{11/2}$ -Isomer nicht konkurrieren kann.

Die vorliegende Arbeit galt der Suche nach Oktupolzuständen niedrigeren Drehimpulses als $15/2^+$. Wie erwähnt, wirkt die Austauschwechselwirkung mit abnehmendem Spin weniger stark, so daß diese Niveaus, sofern keine weiteren Störungen auftreten, erheblich näher an der ungestörten Phononenergie liegen sollten.

In den Daten fallen drei in früheren *in-beam*-Experimenten nicht beobachtete Zustände bei 1439, 1488 und 1601 keV wegen ihrer intensitätsstarken E1-Übergänge auf das $\pi h_{11/2}$ -Isomer auf. Dies erfordert für die emittierenden Zustände positive Parität und Spinwerte von $9/2$ bis $13/2$. Es wird angenommen, daß es sich hierbei um die Oktupolseptettmitglieder entsprechenden Spins handelt. Das Niveau bei 1601 keV wird durch einen schwachen Zweig vom bekannten $17/2^+$ -Oktupolzustand bevölkert, so daß sein Drehimpuls $13/2$ sein muß. Bekräftigt wird diese Annahme durch weitere Zerfallskanäle dieses Niveaus, von denen einer mit einem 284 keV-Gammaübergang den $15/2^+$ -Yrastzustand bevölkert. Wegen dessen geringer Energie und dem alternativen 1551 keV-E1-Zerfall wird für den 284 keV-Übergang E2-Multipolarität ausgeschlossen. Da die Paritäten der beteiligten Niveaus festliegen, kann der 284 keV-Übergang nur magnetische Dipolstrahlung sein. Ein weiterer Zweig des betrachteten Niveaus bei 1601 keV bevölkert den bei 1439 keV platzierten und oben bereits genannten Oktupolkandidaten.

Das Niveau bei 1488 keV ist ähnlich gesichert wie der eben besprochene $13/2^+$ -Zustand. Es hat neben dem dominanten E1-Zerfall auf $\pi h_{11/2}$ vier weitere Zerfallskanäle u.a. auf die bekannten Quasiteilchenzustände $\pi d_{5/2}^{-1}$ und mit einem gemessenen $\Delta I = 1$ -Zerfall auf $\pi g_{7/2}^{-1}$. Damit liegt der Drehimpuls dieses Zustandes

mit $9/2$ eindeutig fest; die gemessene positive Parität wird durch die Zerfallsver-
zweigung bestätigt.

Das dritte Niveau, $E_x = 1439 \text{ keV}$, zerfällt ausschließlich durch einen E1-Übergang, es wird aber durch einen 163 keV Gammazerfall vom eben klassifizierten $13/2^+$ -Niveau bevölkert. Unter der vernünftigen Annahme, daß es sich hierbei um einen M1- und nicht E2-Zerfall handelt, kann das Niveau nur die Drehimpulswerte $11/2$ und $13/2$ annehmen. Zur genauen Spinbestimmung muß man sich einer weiteren Information bedienen, nämlich der aus Tabelle 1 extrahierbaren *in-beam*-Produktionsrate des Niveaus. Die Produktionsquerschnitte bezogen auf den $3n$ -Ausgangskanal betragen 1.6% für den $9/2^+$ und 3.4% für das $13/2^+$ -Niveau. Der noch nicht klassifizierte Zustand bei 1439 keV liegt mit 2.5% genau zwischen den beiden Werten (s. Tabelle 1). Daher wird dieser Zustand dem $11/2^+$ -Septettmitglied zugeordnet. Die energieabhängige Abnahme der Produktionsrate bei festem Spin wird bei dieser Betrachtung vernachlässigt, da die drei behandelten Niveaus hinreichend nahe beieinanderliegen.

Zur Vervollständigung des $\pi h_{11/2} \times 3^-$ -Septetts fehlen noch die Zustände $7/2^+$ und $5/2^+$. Die niedrigsten dieser Art liegen bei 1405 keV bzw. 1330 keV . Der erste zerfällt mit einem M1-Übergang auf den Protonenzustand $\pi d_{5/2}^{-1}$ bzw. mit einem $\Delta I=1$ -M1-Übergang auf den Einteilchenzustand $\pi d_{3/2}$, womit $I^\pi=5/2^+$ für das Ausgangsniveau festliegt.

Es bleibt noch das Niveau bei 1330 keV zu diskutieren. Dieser Zustand zerfällt dominant mit einem E2-Übergang von 976 keV auf das $\pi d_{5/2}^{-1}$ -Niveau; die Winkelverteilung entspricht der eines $\Delta I=1$ -Zerfalls. Zwei weitere schwache, lediglich im Lithiumexperiment nachgewiesene Zerfallszweige und der 158 keV -Gammaübergang vom bereits diskutierten $9/2^+$ -Niveau der Oktupolseptettfamilie bestätigen die $I^\pi=7/2^+$ -Zuordnung.

Während die drei zuerst diskutierten Zustände dominant durch elektrische Dipolstrahlung zerfallen, sind die intensitätsstarken γ -Zerfälle der $7/2^+$ - und $5/2^+$ -Oktupolanregungen strukturspezifisch. Im $7/2^+$ -Zustand ist die πh_{2+}^2 -Koppelung stark vertreten; das Niveau zerfällt über

$$\pi h_{2+}^2 \xrightarrow{E2} \pi h_{0+}^2 \quad \text{von} \quad \pi h_{11/2} \times (\pi h_{11/2} d_{5/2}^{-1})_3 \text{ nach} \quad \pi d_{5/2}^{-1}.$$

Die M1-Zerfälle des $5/2^+$ -Oktupolzustandes sind ebenfalls beide bevorzugt. Der

Übergang zum $\pi d_{3/2}$ -Niveau ist ein schneller Spinflip-M1, während der zum tief-
liegenden $\pi d_{5/2}^{-1}$ -Niveau durch die Mischung der 0^+ -Anteile ermöglicht wird.

Die Frage stellt sich natürlich sofort, ob diese Zustände nicht auch zu einer an-
deren Konfiguration gehören könnten. Sie sind jedoch energetisch so niedrig im
Niveauspektrum von ^{147}Tb plazierte, daß außer der Zuordnung zum
 $\pi h_{11/2} \times 3^-$ -Septett kaum eine andere in Frage kommt. Andere Teilchen-Phonon-
zustände positiver Parität sind auf $I \leq 11/2$ beschränkt und werden erst oberhalb
2 MeV erwartet. Weitere $13/2^+$ -Anregungen gehören den Dreiquasiteilchenfamilien
an und werden nicht unter 2.5 MeV erwartet.

Es ist damit erstmalig gelungen, das $\pi h_{11/2} \times 3^-$ -Oktupolseptett trotz der äußerst
schwierigen Situation von eng beieinanderliegenden Einteilchenzuständen voll-
ständig zu identifizieren. Es ist anzumerken, daß die im Vergleich zum analogen
Valenzprotonkern ^{209}Bi erheblich größeren Energieverschiebungen in den un-
terschiedlichen mikroskopischen Strukturen der jeweiligen Oktupolzustände von
 ^{146}Gd bzw. ^{208}Pb begründet sind.

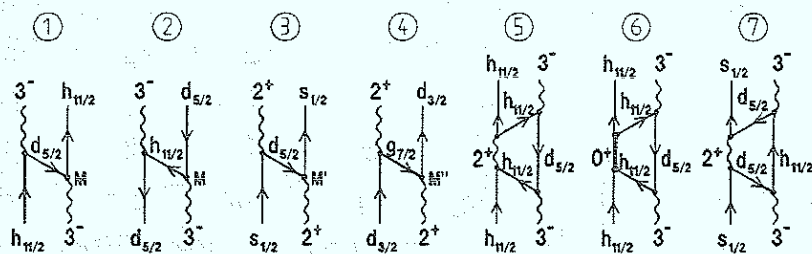
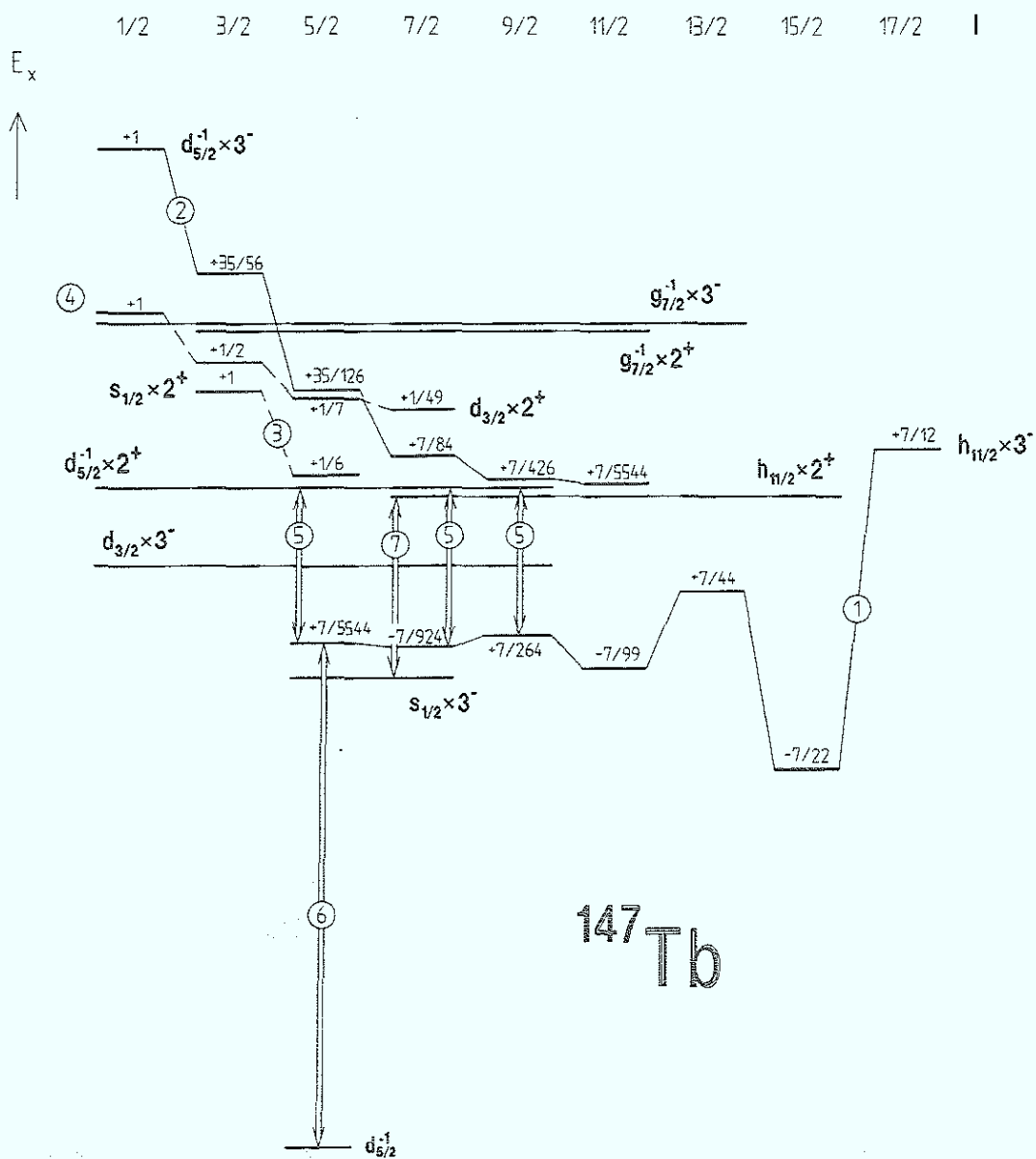
Andere Austauschwechselwirkungen

Wie erwähnt, erwartet man schon auf Grund ähnlicher Austauschprozesse zahlrei-
che weitere Störungen, die die Lage der Teilchen-Phononmultipletts beeinflussen
und hier kurz besprochen werden sollen, bevor die restlichen neun Multipletts
behandelt werden. In Figur 32 sind alle zehn erwarteten Teilchen-Phononmulti-
pletts von ^{147}Tb mit ihren zugehörigen Austauschstörungen zu sehen.

Eine dem $\pi h_{11/2} \times 3^-$ -Septett entsprechende diagonale Wechselwirkung mit offen-
bar identischem Matrixelement erwartet man für die $\pi d_{5/2}^{-1} \times 3^-$ -Kopplung [Rub 85].
Der einzige Unterschied besteht in den verschiedenen geometrischen Koeffizienten,
die in Fig. 32 angegeben sind.

Weitere diagonale Effekte erwartet man auch in den Multipletts $\pi s_{1/2} \times 2^+$ und
 $\pi d_{3/2} \times 2^+$, wobei die starken $\pi s_{1/2} d_{5/2}^{-1}$ - bzw. die $\pi d_{3/2} g_{7/2}^{-1}$ -Komponenten des Qua-

Fig. 32 (rechts): Die Valenzproton $\times$ Phononmultipletts in ^{147}Tb und die durch Austausch-
wechselwirkungen erwarteten Energieverschiebungen. Die geometrischen Koeffizienten der
diagonalen Störungen 1 bis 4 sind für jeden Spin als Bruch angegeben. Nur für die Multi-
pletts $\pi h_{11/2} \times 3^-$ und $\pi d_{5/2}^{-1} \times 3^-$ ist die Größe des Matrixelements M bekannt. In den beiden
übrigen Fällen $\pi s_{1/2} \times 2^+$ und $\pi d_{3/2} \times 2^+$ sind die gezeigten Verschiebungen mit einem will-
kürlichem Matrixelement bestimmt worden.



drupolphonons wirksam werden. Hier ist das Matrixelement unbekannt, und die gezeigten Verschiebungen sind qualitativer Art, jedoch in Fig. 32 proportional zu den geometrischen Koeffizienten dargestellt.

Außer diesen vier gezeigten Wechselwirkungen gibt es noch Austauschprozesse höherer Ordnung, die zwischen verschiedenen Multipletts ablaufen und ebenfalls symbolisch in Fig. 32 gezeigt sind. Ein solcher nicht-diagonaler Austauschprozeß verknüpft das $\pi h_{11/2} \times 3^-$ - mit dem $d_{5/2} \times 2^-$ -Multiplett und ist mindestens zum Teil für die relativ starke Energieabsenkung der $5/2^+$ -, $7/2^+$ - und $9/2^+$ - Oktupolzustände verantwortlich. Hierbei sollte in Erinnerung gerufen werden, daß der Quadrupolzustand für die Ein-Lochzustände hauptsächlich die $[\pi h_{11/2}^2]_{2^+}$ -Anregung in ^{148}Dy ist. Da jedoch die Matrixelemente der Störungen 5,6 und 7 aus Figur 32 unbekannt sind, können die Verschiebungen nicht vorausgesagt werden.

Teilchen-Phononmultipletts negativer Parität

Es ist offensichtlich, daß sich auf Grund der erwarteten hohen Anzahl von Teilchen-Phononzuständen zwischen 2 und 2.5 MeV Anregungsenergie eine dem $\pi h_{11/2} \times 3^-$ -Multiplett ähnlich zuverlässige Niveaulklassifizierung kaum wiederholen läßt. Trotzdem ist es möglich, für die meisten Zustände unterhalb 2.5 MeV Konfigurationen vorzuschlagen, wobei allerdings in einigen Fällen diese Klassifizierungen eher vage sind, sei es wegen möglicher Alternativzuordnungen von Niveaupaaaren oder wegen unvollständiger experimenteller Daten. Alle Ergebnisse der Proton $\times$ Phononanregungen sind in Fig. 33 zusammengestellt.

Zum $\pi s_{1/2} \times 3^-$ -Multiplett gehören die zwei Zustände bei 1413 und 1313 keV mit $I^\pi = 5/2^-$ und $(7/2)^-$. Der E2-Zerfall des $7/2^-$ -Niveaus ist

$$\pi s_{1/2} \xrightarrow{\text{E2}} \pi d_{5/2} \quad \text{von} \quad \pi s_{1/2} \times (\pi h_{11/2} d_{5/2}^{-1})_3^- \quad \text{nach} \quad \pi h_{11/2}.$$

Die Absenkung des $7/2^-$ -Zustandes wird durch die Mischung mit dem $[\pi h_{11/2} \times 2^+]_{7/2^-}$ -Quadrupolquintettmitglied verursacht, was unabhängig den E2-Zerfall favorisiert. Der E1-Zerfall des 1413 keV-Niveaus gibt keinen Hinweis auf die Konfiguration. Es ist anzunehmen, daß ein zweiter $5/2^-$ -Zustand mit gleichem Zerfall bei 1619 keV liegt. Die vorgeschlagene Zuordnung des niedriger liegenden Niveaus zum $\pi s_{1/2} \times 3^-$ -Multiplett wird wegen der ungestörten Phononenenergien bevorzugt.

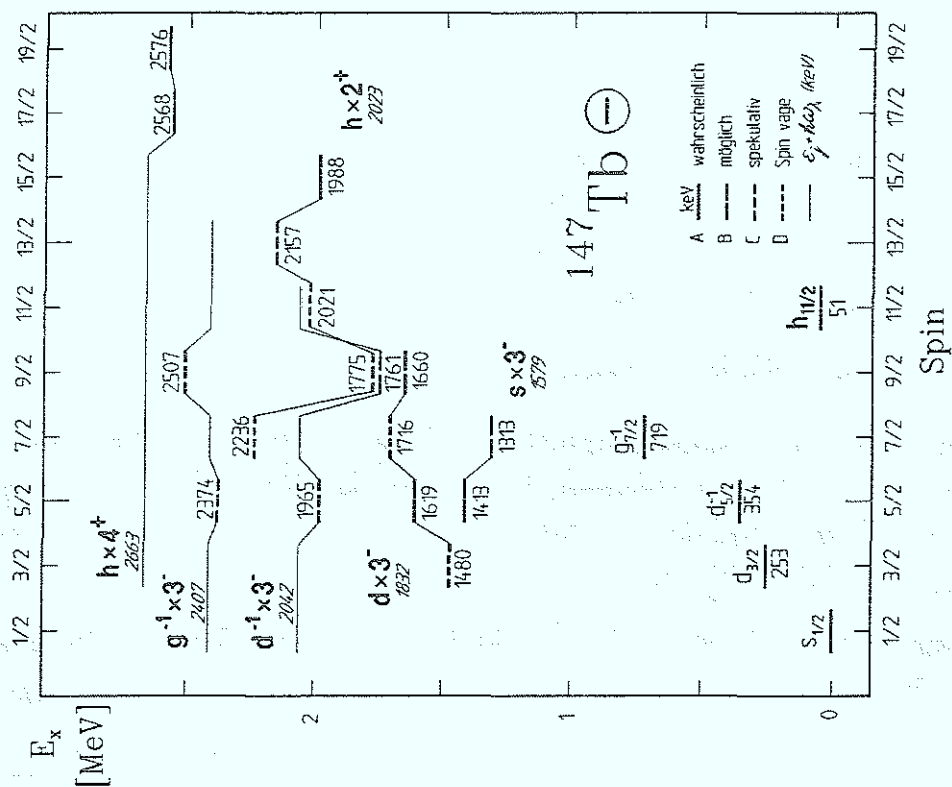
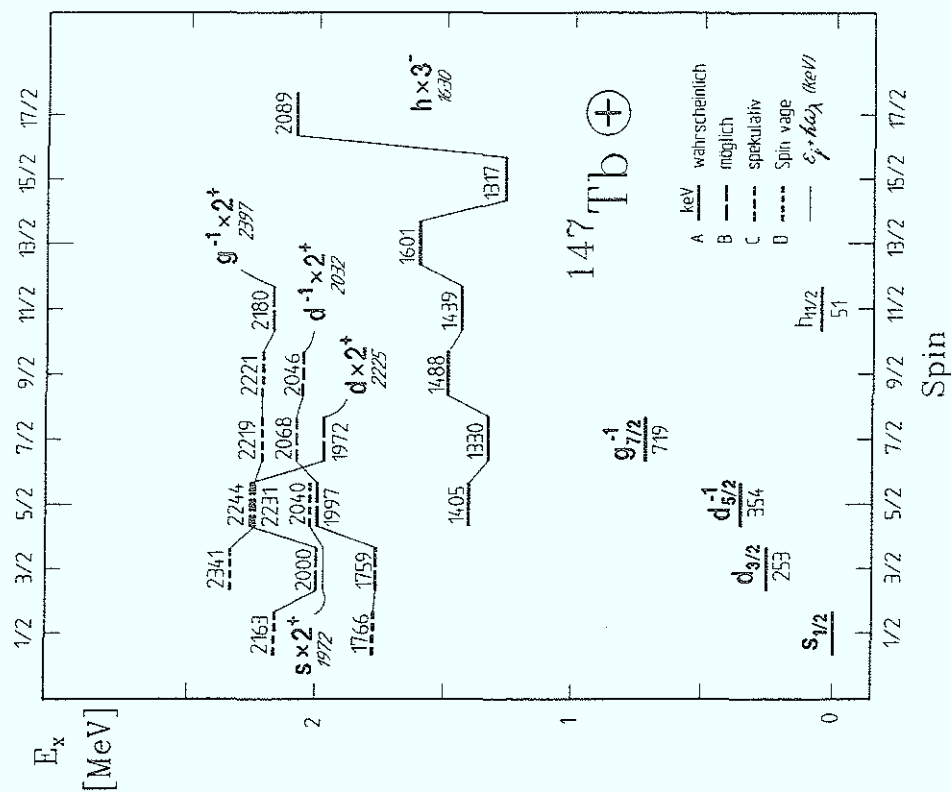


Fig. 33: Experimentelle Teilchen-Phononmultipletts in ^{147}Tb



Dem 257 keV höher erwarteten $\pi d_{3/2} \times 3^-$ -Multiplett werden die Niveaus bei 1480, 1619, 1716 und 1660 keV zugeordnet. Für das zweite Niveau ist $I^\pi = 5/2^-$ sicher und für das letzte wird bei negativer Parität $I = 9/2$ favorisiert. Dieses $9/2^-$ -Niveau zerfällt mit dem erlaubten M1-Übergang

$$\pi d_{3/2} \xrightarrow{M1} \pi d_{5/2} \quad \text{von} \quad \pi d_{3/2} \times (\pi h_{11/2} d_{5/2})^{-1} \quad \text{nach} \quad \pi h_{11/2},$$

der $5/2^-$ -Zustand zerfällt wieder mit E1.

Die Fig. 32 enthält keine offensichtlichen Störungen dieses Multipletts; es sei jedoch erwähnt, daß es durch ein nicht-diagonales Austauschmatrixelement mit der starken $\pi d_{3/2} d_{5/2}^{-1}$ -Amplitude im $^{146}\text{Gd}-4^+$ -Phonon des $\pi h_{11/2} \times 4^+$ -Multipletts koppeln kann. Dieser Effekt könnte wenigstens teilweise die Absenkung der Zustände erklären, insbesondere für das $3/2^+$ -Mitglied, dessen $[\pi d_{3/2} d_{5/2}^{-1}]$ -Komponente 100% beträgt.

Schließlich sind noch die Anregungen der Niveaus bei 1988, 2568 und 2576 keV mit $I^\pi = 15/2^-, 17/2^-$ und $19/2^-$ eindeutig als Zustände mit negativer Parität identifiziert worden und können auf Grund ihres Zerfalls den Konfigurationen $\pi h_{11/2} \times 2^+$ und $\pi h_{11/2} \times 4^+$ zugeordnet werden. Die vier übrigen $\pi h_{11/2} \times 2^+$ -Kopplungen sind unvollständig charakterisiert und werden vorwiegend im $11/2^-$ -Gamow-Teller-Zerfall von ^{147}Dy , teilweise auch im Lithiumexperiment beobachtet. Die Anhebung des $7/2^-$ -Zustandes könnte laut Fig. 32 auf die Mischung mit dem $\pi s_{1/2} \times 3^-$ -Zustand gleichen Spins zurückzuführen sein.

Die Zuordnung des 1761 keV-Zustandes basiert auf dem Vergleich mit ^{145}Eu [Rub 85]. Hier ist dieselbe Anregung – ebenfalls entgegen der auf der diagonalen Störung begründeten Erwartung – um 0.2 MeV abgesenkt, während in beiden Kernen das $5/2^+$ -Oktupolmitglied dicht an der ungestörten Phononenenergie liegt.

Teilchen-Phononmultipletts positiver Parität

Die Teilchen-Phononmultiplettmitglieder positiver Parität sind zwar alle erheblich vom $\pi h_{11/2} \times 3^-$ -Septett separiert, liegen untereinander aber recht eng zwischen 2.0 und 2.4 MeV beieinander. Wie in Fig. 33 ersichtlich, sind hier keine A-Klassifizierungen mehr möglich.

Die hochliegenden $1/2^+$ - und $3/2^+$ -Zustände werden im Gamow-Teller-Zerfall bevölkert (Fig. 29). Zwei davon (2000 und 2341 keV) zerfallen zu $\pi g_{7/2}^{-1}$, was ihren

Spin auf $3/2^+$ festlegt. Ebenso wird für das dritte Niveau bei 1759 keV $I^\pi=3/2^+$ vorgeschlagen, da die *in-beam*-Produktionsrate für Spin $1/2$ zu groß ist; für die zwei verbleibenden (1766 und 2163 keV) ist sowohl $1/2^+$ als auch $3/2^+$ möglich. Für die drei $3/2^+$ -Zustände präferiert deren Gammazerfall bestimmte Konfigurationen. Der beste Kandidat für die Kopplung $\pi d_{3/2} \times 2^+$ ist das Niveau bei 2000 keV. Sein intensitätsstarker Zerfall auf $\pi s_{1/2}$ ist der erlaubte M1-Übergang

$$\pi d_{3/2} \xrightarrow{M1} \pi d_{5/2} \quad \text{von} \quad \pi d_{3/2} \times (\pi s_{1/2} d_{5/2}^{-1})_{2+} \quad \text{nach} \quad \pi s_{1/2}.$$

Die kursiv angegebene Multipolarität bedeutet, daß die Konversion nicht gemessen wurde.

Der konkurrierende Zerfall zum $\pi g_{7/2}^{-1}$ -Zustand ist

$$[\pi d_{3/2}^2]_{2+} \xrightarrow{E2} 0^+ \quad \text{von} \quad \pi d_{3/2} \times (\pi d_{3/2} g_{7/2}^{-1})_{2+} \quad \text{nach} \quad \pi g_{7/2}^{-1}.$$

Der dritte Zerfall ist der ℓ -verbotene M1-Übergang

$$\pi d_{3/2} \xrightarrow{M1} \pi s_{1/2} \quad \text{von} \quad \pi d_{3/2} (\pi s_{1/2} d_{5/2}^{-1})_{2+} \quad \text{nach} \quad \pi d_{5/2}^{-1}.$$

Der darunterliegende 1759 keV $3/2^+$ -Zustand wird der unterhalb $\pi d_{3/2} \times 2^+$ erwarteten Konfiguration $\pi d_{5/2}^{-1} \times 2^+$ zugeordnet. Sein intensitätsstarker E2-Zerfall ist

$$[\pi h_{11/2}^2]_{2+} \xrightarrow{E2} 0^+ \quad \text{von} \quad \pi d_{5/2}^{-1} \times (\pi h_{11/2}^2)_{2+} \quad \text{nach} \quad \pi d_{5/2}^{-1}.$$

Die beiden weiteren Gammazerfälle erklären sich aus der Beimischung des ^{146}Gd -Teilchen-Loch-Quadrupolphonons:

$$[\pi d_{5/2}^{-2}]_{2+} \xrightarrow{E2} 0^+ \quad \text{von} \quad \pi d_{5/2}^{-1} \times (\pi s_{1/2} d_{5/2}^{-1})_{2+} \quad \text{nach} \quad \pi s_{1/2} \text{ und}$$

$$\pi d_{5/2} \xrightarrow{M1} \pi g_{7/2} \quad \text{von} \quad \pi d_{5/2}^{-1} \times (\pi d_{3/2} g_{7/2}^{-1})_{2+} \quad \text{nach} \quad \pi d_{3/2}.$$

Der Zerfall des 2341 keV-Zustandes zu $\pi g_{7/2}^{-1}$ präferiert die Zuordnung zum $\pi g_{7/2}^{-1} \times 2^+$ -Quintett und erfolgt als

$$[\pi h_{11/2}^2]_{2+} \xrightarrow{E2} 0^+ \quad \text{von} \quad \pi g_{7/2}^{-1} \times (\pi h_{11/2}^2)_{2+} \quad \text{nach} \quad \pi g_{7/2}^{-1},$$

während der alternative Zerfall zum $\pi d_{3/2}$ -Einteilchenniveau ähnlich wie oben die Teilchen-Lochkomponente des ^{146}Gd -Quadrupolphonons benötigt.

Die Multipllettzuordnungen der beiden $1/2^+$ -Zustände sind spekulativ, da ihr Spin

auch $3/2$ sein könnte. Das letzte erwartete $3/2^+$ -Niveau $\pi s_{1/2} \times 2^+$ wurde bisher nicht vorgeschlagen. Auf Grund der Energie wäre der 2341 keV-Zustand hierfür ein Kandidat. Sein Zerfall ist aber mit dieser Zuordnung nicht verträglich, während die vorgeschlagenen Konfigurationen der $1/2^+$ -Zustände mit dem Gam-mazerfall im Einklang sind.

Unter den vier $5/2^+$ -Zuständen haben drei (1997, 2231 und 2244 keV) sichere Spin-werte, der erste sogar sichere positive Parität. Dieses Niveau zerfällt hauptsächlich zum $\pi d_{5/2}^{-1}$ - Zustand, weswegen er der Konfiguration $\pi d_{5/2}^{-1} \times 2^+$ zugewiesen wird. Seine äußerst schwachen Zweige zu $\pi d_{3/2}$ und $\pi g_{7/2}^{-1}$ sind durch Teilchen-Lochbei-mischungen zum Quadrupolphonon zu erklären. Die drei Zerfälle sind:

$$\begin{aligned} [\pi h_{11/2}^2]_{2+} &\xrightarrow{E2} 0^+ \quad \text{von} \quad \pi d_{5/2}^{-1} \times (\pi h_{11/2}^2)_{2+} \quad \text{nach} \quad \pi d_{5/2}^{-1}, \\ \pi d_{5/2} &\xrightarrow{M1} g_{7/2} \quad \text{von} \quad \pi d_{5/2}^{-1} \times (\pi d_{3/2} g_{7/2}^{-1})_{2+} \quad \text{nach} \quad \pi d_{3/2} \quad \text{und} \\ \pi d_{3/2} &\xrightarrow{M1} d_{5/2} \quad \text{von} \quad \pi d_{5/2}^{-1} \times (\pi d_{3/2} g_{7/2}^{-1})_{2+} \quad \text{nach} \quad \pi g_{7/2}^{-1}. \end{aligned}$$

Das $\pi g_{7/2}^{-1} \times 2^+$ -Niveau bei 2231 keV zerfällt nach $\pi g_{7/2}^{-1}$ durch

$$[\pi h_{11/2}^2]_{2+} \xrightarrow{E2} 0^+ \quad \text{von} \quad \pi g_{7/2}^{-1} \times (\pi h_{11/2}^2)_{2+} \quad \text{nach} \quad \pi g_{7/2}^{-1},$$

und zu $\pi d_{3/2}$ durch

$$[\pi g_{7/2}^{-2}]_{2+} \xrightarrow{E2} 0^+ \quad \text{von} \quad \pi g_{7/2}^{-1} \times (\pi d_{3/2} g_{7/2}^{-1})_{2+} \quad \text{nach} \quad \pi d_{3/2}.$$

Das letzte Niveau (2244 keV) gehört der Konfiguration $\pi d_{3/2} \times 2^+$ an und zerfällt mit

$$\pi s_{1/2} \xrightarrow{E2} \pi d_{5/2} \quad \text{von} \quad \pi d_{3/2} \times (\pi s_{1/2} d_{5/2}^{-1})_{2+} \quad \text{nach} \quad \pi d_{3/2}.$$

Das verbliebene 2040 keV-Niveau zerfällt zu $\pi s_{1/2}$ und wird dem $\pi s_{1/2} \times 2^+$ -Multiplett zugeordnet. Spin und Parität sind allerdings unbestimmt.

Für die drei erwarteten $7/2^+$ -Zustände werden Niveaus bei 1972 keV ($\pi d_{3/2} \times 2^+$), 2068 keV ($\pi d_{5/2}^{-1} \times 2^+$) und 2219 keV ($\pi g_{7/2}^{-1} \times 2^+$) vorgeschlagen. Die beiden erstge-nannten zerfallen jeweils zu $\pi d_{5/2}^{-1}$ als:

$$\begin{aligned} \pi d_{3/2} &\xrightarrow{M1} \pi s_{1/2} \quad \text{von} \quad \pi d_{3/2} \times (\pi s_{1/2} d_{5/2}^{-1})_{2+} \quad \text{nach} \quad \pi d_{5/2}^{-1}, \text{ bzw.} \\ [\pi h_{11/2}^2]_{2+} &\xrightarrow{E2} 0^+ \quad \text{von} \quad \pi d_{5/2}^{-1} \times (\pi h_{11/2}^2)_{2+} \quad \text{nach} \quad \pi d_{5/2}^{-1}. \end{aligned}$$

Die Daten selbst unterscheiden nicht zwischen den beiden Möglichkeiten, jedoch die erwartete Kopplung (Fig. 32) zum $[\pi h_{11/2} \times 3^-]_{7/2^+}$ -Septettmitglied favorisiert die getroffene Wahl.

Das dritte $7/2^+$ -Niveau, 2219 keV, zerfällt zu $\pi g_{7/2}^{-1}$ als

$$[\pi h_{11/2}^2]_{2^+} \xrightarrow{E2} 0^+ \quad \text{von} \quad \pi g_{7/2}^{-1} \times (\pi h_{11/2}^2)_{2^+} \quad \text{nach} \quad \pi g_{7/2}^{-1};$$

dieselbe Zerfallscharakteristik zeigen die restlichen $g_{7/2}^{-1} \times 2^+$ -Quintettmitglieder bei 2221 und 2180 keV. In den Koinzidenzspektren des Lithiumexperiments sind die entsprechenden Gammaübergänge 1461, 1500 und 1502 keV stark Doppler-verbreitert, was auf eine hohe Übergangsstärke hinweist.

Der letzte erwartete $9/2^+$ -Zustand ist $\pi d_{5/2}^{-1} \times 2^+$ und wird dem Niveau bei 2046 keV zugeordnet. Er zerfällt dominant mit einem unspezifischen E1-Übergang auf das $\pi h_{11/2}$ -Isomer und außerdem auf das $7/2^+$ -Oktupolseptettmitglied, was wegen der engen mikroskopischen Verwandtschaft dieser beiden Konfigurationen nicht weiter verwunderlich ist.

Zusammenfassende Bemerkungen

Die Experimente ermöglichen die Identifikation einer großen Anzahl der in ^{147}Tb erwarteten Teilchen-Phononzustände, wenn auch zum Teil nur vorschlagsweise. Die Strukturanalyse erlaubt keine Zuordnung von 11 beobachteten Niveaus unterhalb 2.6 MeV, die im Niveauschema der Teilchen-Phononzustände (Fig. 10) angegeben wurden. Unter ihnen können sich durchaus die 10 fehlenden Teilchen-Phononzustände befinden.

Figur 33 zeigt, daß nahezu alle Vibrationsniveaus deutlich unterhalb ihrer ungestörten Energie liegen, in einigen Fällen bis zu mehreren 100 keV. Dies gilt auch für das tiefliegende $\pi h_{11/2} \times 3^-$ -Septett unter Berücksichtigung der diskutierten theoretischen Vorhersage (Fig. 32). Im Detail ist diese Tendenz nicht verstanden, sie kann aber auf Mischung mit den hochliegenden Dreiquasiteilchenzuständen zurückzuführen sein. Daß die Phononzustände mit $I=15/2, 17/2$ und $19/2$ nur relativ wenig abgesenkt werden, unterstützt diese Vermutung, da ihre weniger zahlreichen Dreiquasiteilchenpartner weit entfernt sind.

2.5.2 Dreiquasiteilchenzustände in ^{147}Tb

Oberhalb der Teilchen-Phononanregungen erwartet man in ^{147}Tb zahlreiche Proton-Dreiquasiteilchenzustände. Die einfachsten dieser Art werden durch Anheben eines Protons aus der $d_{5/2}$ - bzw. der $g_{7/2}$ -Schale in die oberhalb $Z=64$ liegenden Orbitale $s_{1/2}$, $h_{11/2}$ oder $d_{3/2}$ gebildet, wo sich außerdem das Valenzproton des Kerns befindet. Insgesamt formen diese Anregungen 10 verschiedene Dreiquasiteilchenkonfigurationen, nämlich die Kopplungen des Valenzteilchens in einem der drei Orbitale an die sechs $\pi^{+1}\pi^{-1}$ -Anregungen von ^{146}Gd , wodurch insgesamt 181 Zustände gebildet werden können.

Wie erwähnt, können Dreiquasiteilchenanregungen auch bei Anhebung von zwei Nukleonen über den $Z=64$ -Schalenabschluß gebildet werden, sofern zwei Nukleonen zu einem 0^{+} -Paar koppeln. Hierbei wird ein erheblicher Teil der zweifachen Anhebungsenergie durch die 0^{+} -Attraktion wieder frei. Dieser Effekt wird z.B. schon aus der geringen Anregungsenergie des $\pi d_{5/2}^{-1}\pi_{0+}^2$ -Ein-Teilchenzustandes offenbar, der nur 0.35 MeV über dem Grundzustand in ^{147}Tb liegt. Die Dreiquasiteilchenanregungen $\pi^3\pi_{0+}^{-2}$ oder $\pi\pi_{0+}^2\pi^{-2}$, von denen bisher nur ein einziges Niveau, $[h_{11/2}^3\pi_{0+}^{-2}]_{27/2-}$, bekannt ist [Bro 79], bilden 15 Konfigurationen mit insgesamt 213 Zuständen, die allerdings weitgehend oberhalb des durch diese Untersuchung abgedeckten Energiebereichs erwartet werden. Eine Übersicht über die Energiegrenzen dieser Klassen gab schon Figur 5.

Dreiquasiteilchenzustände mit Neutron-Teilchen-Lochanregungen über den $N=82$ -Schalenabschluß wurden bisher außer acht gelassen, da sie bei wesentlich höherer Energie erwartet werden und außerdem bis zu dieser Untersuchung keine bekannt waren. Die vorliegende Untersuchung präsentiert erstmals solche Anregungen.

In vielen Fällen ist der Gammazerfall der Dreiquasiteilchenanregungen nicht strukturspezifisch; die weiter unten vorgeschlagenen Konfigurationen basieren daher wie schon bei den wenigen vorher bekannten Yrastzuständen [Bro 79, Sty 83] weitgehend auf dem Vergleich mit theoretisch vorhergesagten Energien. Es sollen deshalb zunächst die Schalenmodellrechnungen diskutiert und anschließend die experimentellen Resultate behandelt werden.

Schalenmodellrechnungen

Es wurden für die Dreiteilchenanregungen in ^{147}Tb Schalenmodellrechnungen durchgeführt, die in den Figuren 34 und 35 mit dem Experiment verglichen werden. Hierfür wurden Zweinukleonrestwechselwirkungen der fünf $Z=50$ bis 82-Schalenmodellorbitale benutzt, die nahezu vollständig aus den in den Kernen ^{144}Sm , ^{146}Gd und ^{148}Dy experimentell identifizierten Zweiprotonmultipletts stammen oder in den entsprechenden Arbeiten abgeschätzt wurden. Diese 56 Zweikörpermatrixelemente sind in Tabelle 6 zusammengefaßt, die außerdem die ebenfalls benötigten Ein-Protonenergien aus ^{145}Eu und ^{147}Tb sowie die Grundzustandsmassen und die entsprechenden Referenzen beinhaltet. Hierdurch sind alle in die Theorie eingehenden dynamischen Größen festgelegt, und die theoretische Berechnung der Dreiquasiteilchenanregungen reduziert sich ausschließlich auf Drehimpulsumkopplungen. Die berechneten Dreiquasiteilchenenergien sind damit parameterfrei. Wie schon angedeutet, werden in dieser Theorie Konfigurationsmischungen ignoriert, wie allgemein bei Schalenmodellrechnungen für schwere Kerne. Als einfaches Beispiel wird die Energiebestimmung des voll ausgerichteten $25/2^+$ -Zustandes der Konfiguration $\pi h_{11/2}^2 d_{5/2}^{-1}$ gezeigt. Hierbei ist es praktisch, die Ein- und Zweinukleonenergien aufzuspalten in jeweils die gemessene Anregungsenergie und die zugehörige Grundzustandsmasse. Man berechnet dann die $25/2^+$ -Anregungsenergie als:

$$\begin{aligned} E_{\pi h_{11/2}^2 d_{5/2}^{-1}, 25/2^+}^{147\text{Tb}} &= E_{\pi h_{11/2}^2, 10^+}^{148\text{Dy}} + \frac{27}{16} E_{\pi h_{11/2} d_{5/2}^{-1}, 8^-}^{146\text{Gd}} + \frac{5}{16} E_{\pi h_{11/2} d_{5/2}^{-1}, 7^-}^{146\text{Gd}} - 2 \cdot E_{\pi h_{11/2}}^{147\text{Tb}} - E_{\pi d_{5/2}^{-1}}^{145\text{Eu}} + S \\ &= 2919 \text{ keV} + \frac{27}{16} 3182 \text{ keV} + \frac{5}{16} 2982 \text{ keV} - 2 \cdot 51 \text{ keV} - 0 \text{ keV} + S, \end{aligned}$$

wobei die Brüche die entsprechenden 6j-Symbole, die Zweikörpermatrixelemente E die Anregungsenergien aus Tabelle 6 sind, und der Term S die Summe der Grundzustandsmassen der beteiligten Kerne ist. Im vorliegenden Fall ist

$$S = M_{148\text{Dy}} - 3 \cdot M_{147\text{Tb}} + 3 \cdot M_{146\text{Gd}} - M_{145\text{Eu}} = -5884 \text{ keV}.$$

Dieser Massenterm bleibt für alle Dreiquasiteilchenanregungen $\pi^2 \pi^{-1}$ gleich, und sein Fehler beeinflusst daher die Genauigkeit der berechneten Anregungsenergien nicht.

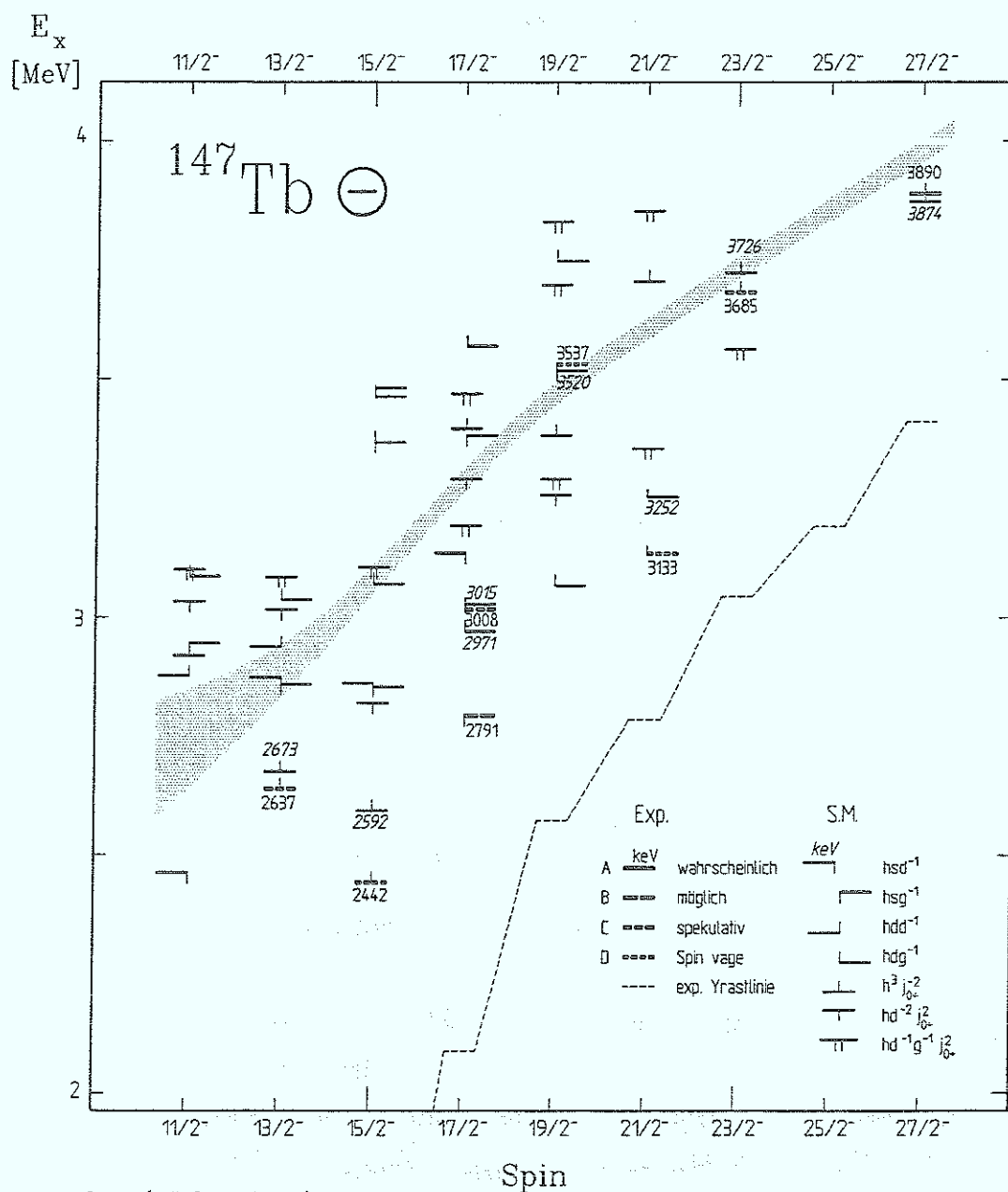
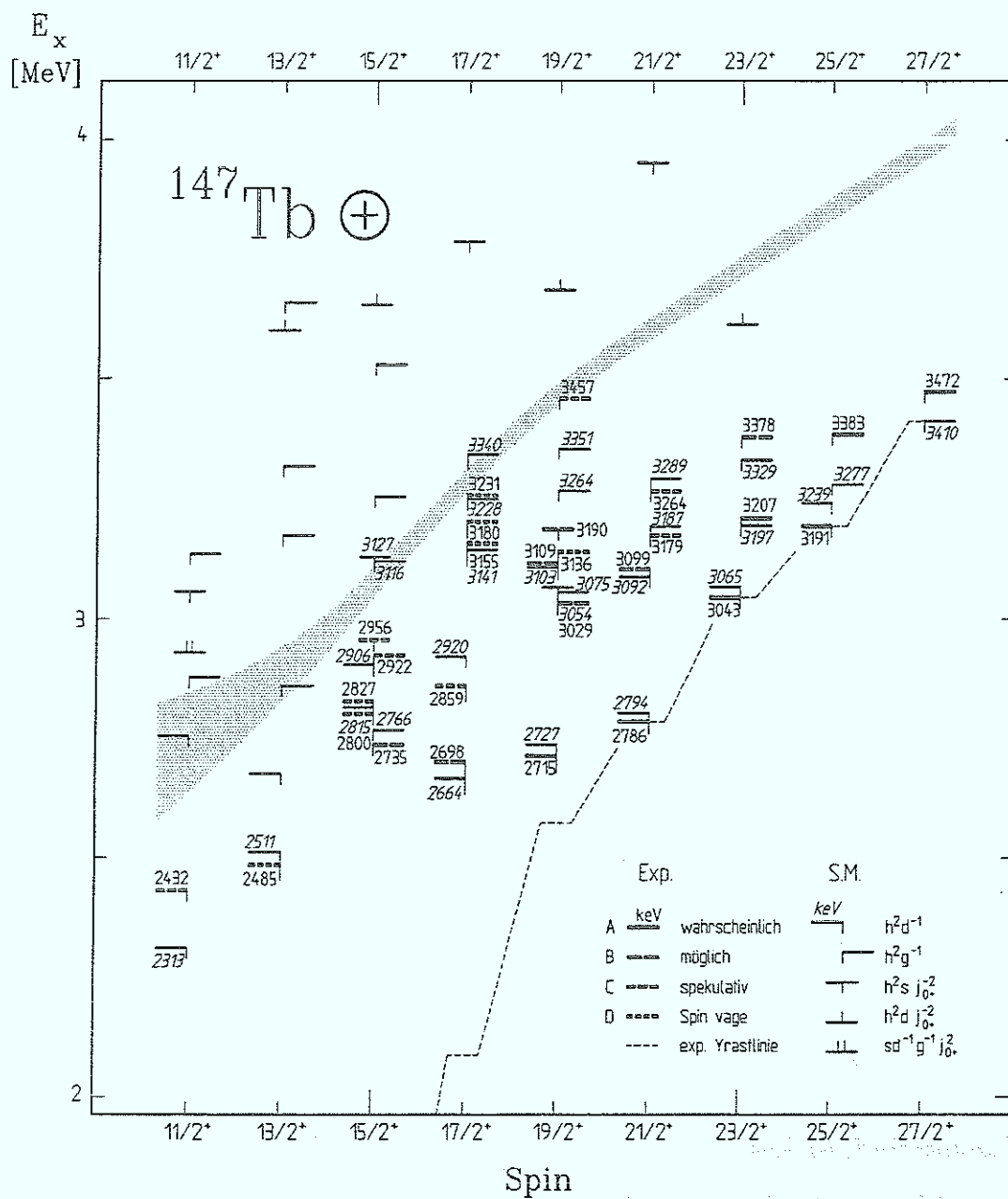


Fig. 34 und 35 (nächste Seite):

Experimentelle Dreiquasiprotonenzustände in ^{147}Tb identifiziert in der $(^6\text{Li}, 3n)$ -Reaktion verglichen mit theoretischen Werten aus Schalenmodellrechnungen (S.M.). Die tiefliegende gestrichelte Linie verbindet die experimentellen Yrastzustände (beide Paritäten). Oberhalb des schattierten Bereiches wurden die Zustände im Lithiumexperiment nicht mehr nachweisbar bevölkert. Sofern möglich werden für jeden Spin mindestens vier Zustände oberhalb der Nachweisgrenze gezeigt.



Bei kleinerem Spin können im Gegensatz zum $25/2^+$ -Niveau verschiedene $\pi h_{11/2}^2$ - und damit entsprechend mehr $\pi h_{11/2}^2 d_{5/2}^{-1}$ -Kopplungen beitragen, die in Summen mit den jeweiligen geometrischen Koeffizienten auftreten. Die Energien der Zustände werden dann für jeden Spin durch Matrixdiagonalisierung bestimmt.

Aus der Literatur ist nur ein einziger durch Anheben zweier Protonen gebildeter Dreiquasiteilchenzustand bekannt [Bro 79, Sty 83], und zwar das $[\pi h_{11/2}^3 \pi_{0+}^{-2}]_{27/2^-}$ -Niveau bei 3890 keV. Von Styczen und Mitarbeitern wurde das Niveau durch Ankopplung von drei $h_{11/2}$ -Valenzprotonen an ^{144}Sm gerechnet, wobei die $\pi h_{11/2}^2$ -Zweikörpermatrixelemente aus ^{146}Gd und die $\pi h_{11/2}$ -Einteilchenenergie aus ^{145}Eu benutzt wurden. Für die Energie ergibt sich

$$E_{\pi h^3, 27/2^-}^{147\text{Tb}} = \frac{87}{38} E_{\pi h^2, 10^+}^{146\text{Gd}} + \frac{27}{38} E_{\pi h^2, 8^+}^{146\text{Gd}} - 2 \cdot E_{\pi h^{-1}}^{145\text{Eu}} + S.$$

Der Massenterm S ist in diesem Fall:

$$S = -M_{147\text{Tb}} + 3 \cdot M_{146\text{Gd}} - 3 \cdot M_{145\text{Eu}} + M_{144\text{Sm}} = -5541 \text{ keV}.$$

Für die Anregungsenergie ergibt sich damit

$$E_{\pi h^3, 27/2^-}^{147\text{Tb}} = 3894 \text{ keV},$$

in ausgezeichnete Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert von 3890 keV. Durch die Wahl von ^{144}Sm als Rumpfkern wird in dieser Berechnung das π_{0+}^{-2} -Lochpaar implizit berücksichtigt.

Alternativ kann die $27/2^-$ -Energie auch relativ zum ^{146}Gd -Rumpf berechnet werden, wobei dann das 0^+ -Lochpaar explizit behandelt werden muß. Die Rechnung wird nun ein Vierkörperproblem und lautet wie folgt:

$$E_{\pi h^3, 27/2^-}^{147\text{Tb}} = \frac{87}{38} E_{\pi h^2, 10^+}^{148\text{Dy}} + \frac{27}{38} E_{\pi h^2, 8^+}^{148\text{Dy}} + 3 \cdot E_{\pi h^{-1}}^{145\text{Eu}} - 6 \cdot E_{\pi h}^{147\text{Tb}} - 2 E_{0^+}^{144\text{Sm}} + S.$$

Der Massenterm S ist hier:

$$S = 3 \cdot M_{148\text{Dy}} - 7 \cdot M_{147\text{Tb}} + 3 \cdot M_{146\text{Gd}} + 3 \cdot M_{145\text{Eu}} - 2 \cdot M_{144\text{Sm}} = -6668 \text{ keV}.$$

Man erhält für die Anregungsenergie des $[\pi h_{11/2}^3 \pi_{0+}^{-2}]_{27/2^-}$ -Zustandes

$$E_{\pi h^3, 27/2^-}^{147\text{Tb}} = 3874 \text{ keV},$$

ebenfalls sehr nahe bei dem experimentellen Wert.

Da in beiden Rechnungen alle benutzten Matrixelemente (Anregungsenergien) aus verschiedenen Kernen stammen und völlig andere Grundzustandsmassen eingehen, ist die gute Übereinstimmung der Resultate ein Hinweis auf die hohe Qualität aller Eingabegrößen und die Zuverlässigkeit empirischer Schalenmodellanalysen.

Für die Berechnung der Dreiquasiteilchenenergien in ^{147}Tb ist es vorteilhaft, die zweite Methode anzuwenden, da dadurch die Anzahl der benötigten Matrixelemente kleiner ist. Die Berechnung der Zustände mit einem 0^+ -Teilchenpaar, von denen allerdings keiner identifiziert wurde, erfolgt in analoger Weise. Der Massenterm S lautet hier:

$$S = M_{^{149}\text{Ho}} - 2 \cdot M_{^{148}\text{Dy}} - M_{^{147}\text{Tb}} + 5 \cdot M_{^{146}\text{Gd}} - 4 \cdot M_{^{145}\text{Eu}} + M_{^{144}\text{Sm}} = -5565 \text{ keV}.$$

Es ist zu erwähnen, daß einzelne der sechs in dieser Arbeit verwandten Massen aus Tabelle 6 von denen der im Dezember 1993 erschienenen neuen Massentabelle von Audi et al. [Aud 93] um bis zu 12 keV abweichen. Für die obigen drei benutzten Massenterme ergeben sich damit Abweichungen von -51 keV für die Konfiguration $\pi^2\pi^{-1}$, -121 keV für $\pi^3\pi_{0+}^{-2}$ und + 11 keV für $\pi\pi_{0+}^2\pi^{-2}$.

Proton-Dreiquasiteilchenzustände

In der Datendiskussion werden nur die Niveaus vom Spin 11/2 an aufwärts behandelt. Zunächst sind die Meßergebnisse in diesem Bereich verlässlicher als bei niederem Drehimpuls. Außerdem sind die berechneten Energien glaubhafter, da natürlicherweise ihre Qualität mit höherem Ausrichtungsgrad besser und Konfigurationsmischung weniger wahrscheinlich ist, und nicht zuletzt, da mit Annäherung an die Yrastlinie die Niveaudichte stark abnimmt, was die Identifikation erleichtert.

Die Figur 36 gibt einen Überblick über globale Aspekte der berechneten Dreiquasiteilchenenergien; auf die offensichtlichen Unregelmäßigkeiten bei $I=13/2$ und $15/2$ wird später eingegangen. Zunächst erkennt man, daß für den behandelten Bereich von $11/2$ bis $27/2$ die berechnete Yrastlinie der betrachteten Anregungen in ^{147}Tb praktisch nur von $\pi^2\pi^{-1}$ -Zuständen positiver Parität gebildet wird. Die Yrastzustände ungerader Parität liegen ab $I=17/2$ mehrere 100 keV höher; es ist offensichtlich, daß diese Anregungen deshalb schwieriger zu identifizieren sein werden. Die dritte Linie zeigt schließlich die niedrigsten Zustände der Drei-Teilchen-

Zwei-Lochanregungen mit 0⁻-Paar.

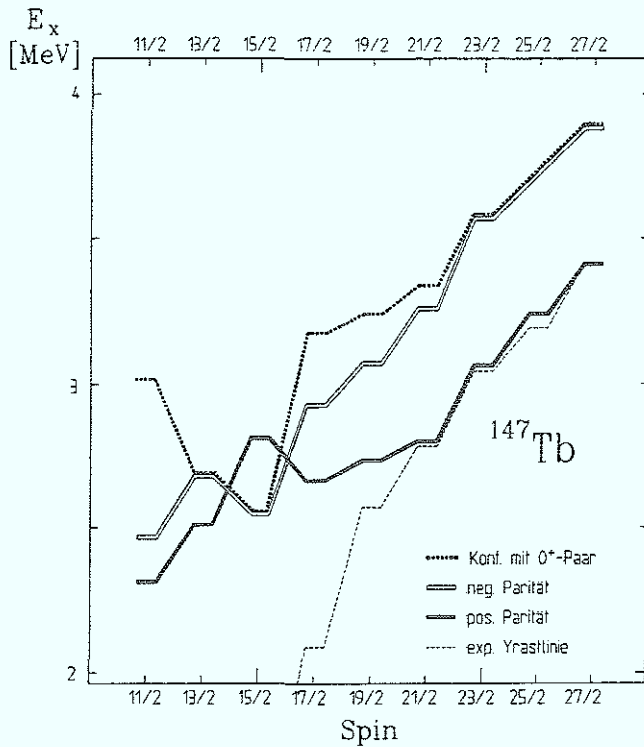


Fig. 36:

Die aus dem Schalenmodell berechneten Yrastlinien verschiedener Dreiquasiprotonanregungen in ^{147}Tb . Die tiefliegende gestrichelte Linie zeigt die experimentelle Yrastlinie.

Alle im relevanten Energiebereich gerechneten Dreiquasiteilchenenergien sind in den Figuren 34 und 35 zusammengestellt, wo sie mit dem Experiment verglichen werden. Dieser Bereich wird durch die angegebene Nachweisgrenze beschränkt, oberhalb derer Niveaus kaum mehr charakterisiert werden können, wenn man von den weit darüberliegenden $\pi h_{11/2} \nu h_{9/2} \nu h_{11/2}^{-1}$ -Gamow-Teller-Resonanzen absieht. Der Verlauf dieser Nachweisgrenze ist in diesem Experiment nicht trivial. Anders als 9/2-Niveaus, die durch Dipolübergänge auf $\pi g_{7/2}^{-1}$ zerfallen können und folglich bis knapp 3 MeV noch klassifiziert werden (s. Fig. 11), sind Zustände mit $I=11/2$ und $13/2$ in Koinzidenzen kaum nachzuweisen, da sie vorzugsweise direkt zum $\pi h_{11/2}$ -Isomer zerfallen. In den Figuren 34 und 35 werden oberhalb der gezeigten Nachweisgrenze, falls möglich, mindestens noch die nächsten vier berechneten Zustände gezeigt.

Wie im vorherigen Kapitel diskutiert wurde, tragen spezifische Dreiquasiteilchenkonfigurationen stark zu den Zuständen der Teilchen-Phononmultipletts bei. Diese Niveaus, wie z.B. die niedrigsten $\pi h_{11/2}^2 d_{5/2}^{-1}$ -Anregungen von $11/2^+$ bis $17/2^+$, die dominant zum Oktupolseptett beitragen, sind deshalb in der Figur nicht aufgeführt. Ähnliches gilt für die Dreiquasiteilchenkonfigurationen $\pi h_{11/2} s_{1/2} d_{5/2}^{-1}$ und

$\pi h_{11/2} d_{5/2}^{-2}$ im $\pi h_{11/2} \times 2^+$ -Phonon, $\pi h_{11/2} d_{3/2} d_{5/2}^{-1}$ im $\pi h_{11/2} \times 4^+$ -Phonon und $\pi h_{11/2}^2 g_{7/2}^{-1}$ im $\pi g_{7/2}^{-1} \times 2^+$ -Phonon. Es wurden aus diesen Gründen insgesamt 18 Zustände außer acht gelassen, nicht zuletzt, da auch ihre berechneten Energien wegen der Verwendung von Phononzuständen als Matrixelemente unzuverlässig sind (Tab 5.6). Von diesem Effekt sind auch die niedrigliegenden $13/2^-$ - und $15/2^-$ -Zustände der Konfiguration $\pi h_{11/2}^3 \pi_{0+}^{-2}$ betroffen, die schon in Figur 36 auf fielen. Obzwar im $\pi h_{11/2} \times 2^+$ -Zustand primär das ^{146}Gd -Quadrupolphonon beiträgt, haben beide genannten Zustände signifikante Anteile der ebenfalls kollektiven 2^+ -Anregung bei 1678 keV in ^{148}Dy .

Im Nachweisbereich sind die Dreiquasiteilchenzustände positiver Parität fast ausschließlich von der Art $\pi^2 \pi^{-1}$ und damit auf die Konfiguration $\pi h_{11/2}^2 d_{5/2}^{-1}$ und $\pi h_{11/2}^2 g_{7/2}^{-1}$ beschränkt. Von jeder waren bisher nur ihre drei höchsten Yrastniveaus bekannt. Bis herunter zu $15/2^+$ konnten 13 der erwarteten 15 Konfigurationsmitglieder beobachtet werden. Ihre Übereinstimmung mit der parameterfreien Vorhersage ist sehr gut. Die mittlere Abweichung beträgt etwa 50 keV und die maximale 200 keV. In mehreren Fällen der Spins $19/2^+$ bis $25/2^+$ deutet der Vergleich mit der Theorie auf Konfigurationsmischung hin, so daß die genannten Werte zu pessimistisch wären.

Zwei Niveaus, $19/2^{(+)}$ bei 3190 keV und $(15/2^+)$ bei 2956 keV, wurden der Anregung $\pi h_{11/2}^2 s_{1/2} \pi_{0+}^{-2}$ zugeordnet. Beide sind Kopplungen des $\pi h_{11/2}$ -Valenzprotons an den stark attraktiven $(\pi h_{11/2} s_{1/2})_5^-$ -Zustand in ^{148}Dy . Diese Zuordnung liegt für den erstgenannten nahe, da er als einziger Zustand positiver Parität in das Teilchen-Phononniveau $[\pi h_{11/2} \times 4^+]_{19/2^-}$ zerfällt und außerdem nach $[\pi h_{11/2} \times 3^-]_{17/2^+}$. Die $(15/2^+)$ -Zustände bei 2956 und 2922 keV haben gleiche Zerfälle, weshalb die Zuordnungen auch vertauscht werden können.

Wie bereits erwähnt, werden die Dreiquasiteilchenanregungen negativer Parität schwächer bevölkert, da sie weiter oberhalb der Yrastlinie liegen. Zum früher schon bekannten $\pi h_{11/2}^3 \pi_{0+}^{-2}$ -Zustand mit $I^\pi=27/2^-$ bei 3890 keV wurden drei weitere Niveaus auf Grund berechneter Energien derselben Konfiguration zugeordnet ($23/2$ bei 3685 keV (C), $[15/2]$ bei 2442 keV (D) und $13/2$ bei 2637 keV (C)). Im Falle des $23/2$ -Niveaus ist alternativ die Anregung $\pi h_{11/2} d_{5/2}^{-1} g_{7/2}^{-1}$ nicht auszuschließen. Außerdem werden in dieser Energie- und Spinregion, wie nachfolgend diskutiert wird, auch Neutronanregungen erwartet.

Die vier weiteren identifizierten Zustände von $17/2^-$ bis $21/2^-$ wurden auf Grund von Zerfall und Energie den Kopplungen des Einteilchenzustandes $\pi g_{7/2}^{-1}$ an die tiefliegenden $[\pi h_{11/2} s_{1/2}]_{5^-}$ - und $[\pi h_{11/2} d_{3/2}]_{7^-}$ -Anregungen in ^{148}Dy zugeordnet. Der Zerfall eines dieser Zustände, $17/2^-$ bei 2791 keV, erfolgt hauptsächlich als ℓ -verbotener M1-Übergang:

$$\pi g_{7/2} \xrightarrow{M1} d_{5/2} \quad \text{von } \pi h_{11/2} d_{3/2} g_{7/2}^{-1} \quad \text{nach } \pi h_{11/2} [d_{3/2} d_{5/2}^{-1}]_{4+}$$

und innerhalb der Konfiguration als

$$[\pi d_{3/2} g_{7/2}^{-1}]_{3,4+} \xrightarrow[E2]{M1} [\pi d_{3/2} g_{7/2}^{-1}]_{2+} \quad \text{von } \pi h_{11/2} d_{3/2} g_{7/2}^{-1} \quad \text{nach } \pi h_{11/2} [d_{3/2} g_{7/2}^{-1}]_{2+},$$

und außerdem mit E1 zum $[\pi h_{11/2} \times 3^-]_{15/2+}$ -Oktupolseptettmitglied.

Die Zerfälle der übrigen drei Zustände bei 3008, 3133 und 3537 keV ergeben sicheren Spin und präferierte negative Parität für das erstgenannte, während für die beiden anderen die Daten weniger konklusiv sind. Die vorgeschlagenen Zuordnungen basieren auf dem Vergleich mit den gerechneten Energien, wobei der 3133 keV-Zustand ähnlich wie sein besprochener $17/2^-$ -Partner bei 2791 keV deutlich unterhalb der gerechneten Energie liegt.

Es konnte gezeigt werden, daß im hier diskutierten Energiebereich die Mehrzahl der Anregungen in sehr befriedigender Weise als Proton-Dreiquasiteilchenzustände klassifiziert werden konnten. Dies gilt, obwohl eine beträchtliche Anzahl von Zuständen (s. Fig. 11 und 12) nicht zugeordnet wurden, die mehrheitlich allerdings auf Spinwerte kleiner als $11/2$ beschränkt und damit nicht im Konflikt mit der Diskussion sind.

Nur Fünfquasiprotonanregungen können in ^{147}Tb Zustände mit $I > 27/2$ bilden, wozu das 0^+ -Paar aufgebrochen werden muß. Die Hochspinresultate zeigen tatsächlich 1.4 MeV Energieabstand zum nächsten Yrastniveau oberhalb der beiden $27/2$ -Dreiquasiprotonenzustände [Mel 94], was diese Erwartung bestätigt.

Darüberhinaus können Dreiquasiteilchenzustände auch noch durch Anheben eines Neutrons über den $N=82$ -Schalenabschluß gebildet werden. Diese werden im nächsten Abschnitt behandelt.

Neutron-Teilchen-Lochanregungen

Über Neutronanregungen in $N=82$ -Kernen ist relativ wenig bekannt, da sie wegen des guten Schalenabschlusses erst bei hohen Energien auftreten. Der tiefste in ^{146}Gd bekannte Neutron-Teilchen-Lochzustand ist $\nu f_{7/2} d_{3/2}^{-1}$ mit $I^\pi = (3^-)$ bei 3423 keV. Er wurde im Gamow-Teller-Zerfall von ^{146}Tb [$\pi h_{11/2} \nu d_{3/2}^{-1}$]₅- identifiziert [Sty 81], der im Tochterkern ^{146}Gd primär den 4^- -Zustand der Konfiguration $\nu h_{9/2} d_{3/2}^{-1}$ bei 4719 keV bevölkert. Die ersten in ^{147}Tb identifizierten Neutron-Einlochzustände sind offenbar die im GT-Zerfall bevölkerten hochliegenden Niveaus, die die Neutron-Teilchen-Lochanregungen $\nu h_{9/2} \nu h_{11/2}^{-1}$ und $\nu h_{9/2} \nu s_{1/2}^{-1}$ enthalten.

Interessant ist die Frage, wo im Yrastbereich Neutronanregungen auftreten. Nach Meliani et al. [Mel 94] enthalten alle zugeordneten ^{147}Tb -Niveaus oberhalb $I=43/2$ bei 7.7 MeV Neutron-Zweiteilchen-Zweilochanregungen, basierend auf Rechnungen mit deformiertem Kernpotential, die allerdings für jeden Zustand dieser Konfigurationen 0.8 MeV höhere Energie und erhebliche oblate Deformation vorhersagen. Alle darunterliegenden Yrastniveaus werden dort als Protonenanregungen mit bis zu fünf Quasiteilchen interpretiert.

Weniger komplexe Yrastzustände mit Neutronanregungen sind bisher nicht bekannt, obwohl z.B. die einfachere [$\nu f_{7/2} h_{11/2}^{-1}$]₈₊-Konfiguration in ^{146}Gd – auf Grund des Vergleichs mit dem erwähnten [$\nu f_{7/2} d_{3/2}^{-1}$]₃₋-Zustand – bei etwa 4 MeV liegen sollte und damit auch in ^{147}Tb nicht wesentlich oberhalb der Yrastlinie.

Das Lithiumexperiment etablierte einen $27/2$ -Zustand bei 3690 keV. Er zerfällt dominant mit $\Delta I=1$ -Dipolstrahlung nach $\pi h_{11/2}^2 d_{5/2}^{-1}$ und schwach nach $\pi h_{11/2}^2 g_{7/2}^{-1}$, beide Zustände mit $I^\pi=25/2^+$. Die Winkelverteilung allein schließt für den Ausgangszustand $23/2$ nicht aus, aber die fehlenden energetisch stark begünstigten Zerfälle zu den insgesamt sieben $23/2$ - und $21/2$ -Zustände derselben Endkonfigurationen erscheinen für $I=23/2$ unplausibel. Dieses ^{147}Tb -Niveau ist deshalb besonders interessant, weil Protonanregungen unter 4 MeV nur zwei $27/2$ -Zustände bilden können, die beide unzweifelhaft identifiziert sind. Auch Mehrteilchen-Phononanregungen mit $I=27/2$ scheiden aus, da sie erst wesentlich oberhalb 4 MeV möglich sind. Es liegt deshalb nahe, diesen $27/2$ -Zustand einer Neutron-Teilchen-Lochanregung zuzuordnen. Die niedrigsten $\nu^{+1}\nu^{-1}$ -Anregungen in ^{146}Gd , $\nu f_{7/2} s_{1/2}^{-1}$ und $\nu f_{7/2} d_{3/2}^{-1}$, ergeben mit dem $h_{11/2}$ -Valenzproton maximal $19/2^+$ und

$21/2^+$, während die nur 0.7 MeV höher erwartete Konfiguration $\pi h_{11/2} \nu f_{7/2} \nu h_{11/2}^{-1}$ Spins bis $29/2$ erreichen kann.

Zur Unterstützung dieses Vorschlages wird im folgenden die Energie des $[\pi h_{11/2} \nu f_{7/2} h_{11/2}^{-1}]_{27/2^-}$ -Dreinkleonenzustandes abgeschätzt:

$$E_{\pi h \nu f h^{-1}, 27/2^-}^{147\text{Tb}} = E_{\pi h \nu f, 9^+}^{148\text{Tb}} + E_{\pi h \nu h^{-1}, 10^+}^{146\text{Tb}} + E_{\nu f h^{-1}, 8^+}^{146\text{Gd}} - \\ - \left(E_{\pi h}^{147\text{Tb}} + E_{\nu f}^{147\text{Gd}} + E_{\nu h^{-1}}^{145\text{Gd}} \right) + S_1,$$

$$\text{mit } S_1 = M_{148\text{Tb}} + M_{146\text{Tb}} + 2 \cdot M_{146\text{Gd}} - (2 \cdot M_{147\text{Tb}} + M_{147\text{Gd}} + M_{145\text{Gd}}).$$

Der $(\nu f_{7/2} h_{11/2}^{-1})_{8^+}$ -Zustand in ^{146}Gd ist nicht bekannt; man erwartet aber, daß die Restwechselwirkung INT dieser nicht voll ausgerichteten Anregung mit maximal ± 100 keV klein ist. Mit

$$\text{INT}(\nu f_{7/2} h_{11/2}^{-1}) = E_{\nu f h^{-1}, 8^+}^{146\text{Gd}} - (M_{147\text{Gd}} - 2 M_{146\text{Gd}} + M_{145\text{Gd}})$$

vereinfacht sich obiger Ausdruck zu

$$E_{\pi h \nu f h^{-1}, 27/2^-}^{147\text{Tb}} = E_{\pi h \nu f, 9^+}^{148\text{Tb}} + E_{\pi h \nu h^{-1}, 10^+}^{146\text{Tb}} + \text{INT}(\nu f \nu h^{-1})_{8^+} - E_{\pi h}^{147\text{Tb}} + S_2,$$

$$\text{mit } S_2 = M_{148\text{Tb}} - 2 \cdot M_{147\text{Tb}} + M_{146\text{Tb}} = 3082 \text{ keV}.$$

Mit der obigen Annahme von $\text{INT}_{8^+} = 0$ ergibt dies

$$E_{\pi h \nu f h^{-1}, 27/2^-}^{147\text{Tb}} = 3.86(8) \text{ keV},$$

wobei schon die Fehler der ^{146}Tb -Masse, der ^{146}Tb - 5^- - β -Isomerenergie und der $[\nu f_{7/2} h_{11/2}^{-1}]_{8^+}$ -Restwechselwirkung die Unsicherheit der Abschätzung hervorrufen. Es ist noch anzumerken, daß dieser zu $I_{\text{max}-1}$ gekoppelte $27/2^-$ -Zustand formell als voll ausgerichtete Konfiguration gerechnet wurde. Der $\pi h_{11/2} \nu h_{11/2}^{-1}$ -Zustand mit $I_{\text{max}}=11$ ist in ^{146}Tb nicht bekannt und wird auf Grund der Teilchen-Lochrepulsion um mehrere 100 keV oberhalb des 10^+ -Niveaus erwartet.

Die gute Übereinstimmung der Abschätzung mit dem nur 0.17 MeV tiefer gemessenen $27/2^-$ -Niveau bestätigt die Neutron-Einteilchen-Einlochkonfiguration für die-

sen dritten $27/2^-$ -Zustand unterhalb 4 MeV. Analoge $\nu^{+1}\nu^{-1}$ -Anregungen an der Yrastlinie sind kürzlich in den N=50-Isotonen ^{93}Tc , ^{94}Ru und ^{95}Rh [Arn 94] gefunden worden. In N=82-Kernen ist der 3690 keV- $27/2^-$ -Zustand in ^{147}Tb das erste Beispiel einer solchen tiefliegenden Neutron-Einteilchen-Einlochanregung im Yrastbereich.

2.5.3. Resultate aus dem β -Zerfall

Strukturaspekte

Beide β -Zerfälle bevölkern eine große Anzahl von Niveaus in ^{147}Tb bis 5 MeV Anregung (Fig. 29 und 30).

Ein wichtiges Ergebnis ist die einwandfreie Lokalisierung des $[\pi h_{11/2}^2]_{0+} \rightarrow [\pi h_{11/2} \nu h_{9/2}]_{1+}$ GT-Zerfalls zu hochliegenden Neutron-Teilchen-Lochzuständen um 4.0 bzw. 4.8 MeV Anregung. Die aus den Zerfallsstärken bestimmten Energieschwerpunkte dieser Resonanzen liegen im $1/2^+$ - und $11/2^-$ -Zerfall 2.42 und 2.33 MeV unterhalb des jeweiligen Mutterzustandes. Bei Vernachlässigung der Restwechselwirkung erwartet man, daß diese Energieabstände in beiden Fällen gleich sind. Die beobachtete geringe Abweichungen deutet darauf hin, daß der Einfluß der Restwechselwirkung in den Konfigurationen $[(\pi h_{11/2} \nu h_{9/2})_{1+} h_{11/2}^{-1}]_{9,11,13/2}$ und $[(\pi h_{11/2} \nu h_{9/2})_{1+} \nu s_{1/2}^{-1}]_{1,3/2}$ ähnlich sein muß. Bemerkenswert ist im $11/2^-$ -Zerfall die Schärfe der GT-Resonanz, bei der 80% der Resonanzstärke in einem Energieintervall von nur 0.1 MeV konzentriert ist. Offensichtlich spalten die Resonanzzustände im $1/2^+$ -Zerfall wesentlich stärker auf als im $11/2^-$ -Zerfall, was u.a. ein Hinweis auf deutlich verschiedene Restwechselwirkungen in den $1/2^+$ - und $3/2^+$ -Kopplungen sein kann. Daß weit mehr als die erwarteten fünf Zustände ($1/2^+$, $3/2^+$ und $9/2^-$, $11/2^-$, $13/2^-$) gesehen werden, ist auf die hohe Niveaudichte in diesem Energiebereich zurückzuführen, mit denen die primären GT-Niveaus offenbar stark mischen.

Prinzipiell sollte die Anregung der $11/2^-$ -Resonanz der Spin-Bahn-Wechselwirkung für das erste $\ell=5$ -Neutronschalenmodellorbital entsprechen; die Resonanz zerfällt über den $\nu h_{9/2} \rightarrow \nu h_{11/2}$ -Spinflip-M1-Übergang zum $\pi h_{11/2}$ -Isomer bei 51 keV.

$$\nu h_{9/2} \xrightarrow{M1} \nu h_{11/2} \quad \text{von } [\pi h_{11/2} \nu h_{9/2}]_{1+} \quad \nu h_{11/2}^{-1} \quad \text{nach } \pi h_{11/2}$$

Quantitativ ist die Bestimmung der Spin-Bahn-Aufspaltung leider nicht möglich, da z.B. die Zweikörperrestwechselwirkungen mit dem $\nu h_{11/2}$ -Loch nicht bekannt sind.

Die Zerfallsschemata (Fig. 29 und 30) zeigen eine deutliche Trennung der primär bevölkerten GT-Resonanzniveaus von den tieferliegenden Anregungen im Bereich von 1 bis 2.5 MeV, die im sekundären Gammazerfall bevölkert werden können. Die

Daten liefern wichtige Informationen über die in dieser Gegend erwarteten Teilchen-Phononanregungen und Dreiquasiteilchenkonfigurationen. Sie wurden im vorherigen Kapitel zusammen mit den *in-beam*-Resultaten besprochen. Eine besondere Eigenschaft der hochliegenden $1/2^+$ - und $3/2^+$ -Zustände ist deren Protonenemission mit diskreten Energien, wodurch die Masse von ^{147}Tb bestimmt werden konnte [Scha 87].

Gamow-Teller-Zerfallstärken

In Tabelle 5 und in den beiden Zerfallsschemata rechts ist die für jedes Niveau bestimmte GT-Stärke in Einheiten von $g_A^2/4\pi$ zu sehen, die folgendermaßen berechnet wurden [Wil 82, Kle 85]:

$$B_{GT} [g_A^2/4\pi] = 1/2 \pi^2 \hbar^7 m_e^{-5} c^{-4} \ln 2 (ft)^{-1} = \frac{3880}{ft} .$$

Verwandt wurden die ebenfalls in Fig. 29 und 30 angegebenen Q-Werte und Halbwertszeiten, die von Gove und Martin tabellierten $\log ft$ -Werte [Gov 71] für erlaubten β -Zerfall und für die Intensitäten ausschließlich die hier präsentierten Gammadaten. Diese Vorgehensweise ergibt zwar verlässliche relative Stärkeverteilung innerhalb begrenzter Energieintervalle, nicht jedoch für die absoluten B_{GT} -Werte, wie später zu sehen ist. Die Gamow-Teller-Stärke wird in Tabelle 5 bei Zuständen, die im erlaubten Zerfall nicht bevölkerbar sind, nicht angegeben.

Auf die verschiedenen Zerfallsarten, Einteilchenzerfall und Paarzerfall, wurde bereits in Kap. 2.4 hingewiesen. Zu erörtern ist noch die Frage, mit welchen theoretischen GT-Zerfallsstärken zu rechnen ist. Die beiden GT-Übergänge $\pi h_{11/2} \rightarrow \nu h_{11/2}$ und $\pi s_{1/2} \rightarrow \nu s_{1/2}$ sollten beim Zerfall eines Teilchens in leere Neutronenschalen folgende Übergangswahrscheinlichkeiten (in Einheiten von $g_A^2/4\pi$) haben [Boh 75]:

$1/2^+$ -Zerfall	$\pi s_{1/2} \rightarrow \nu s_{1/2}$	3 , und
$11/2^-$ -Zerfall	$\pi h_{11/2} \rightarrow \nu h_{11/2}$	13/11 .

Der in beiden β -Isomeren gleich ablaufende $0^+ \rightarrow 1^+$ -Paarzerfall hat folgende Einteilchenübergangsstärke:

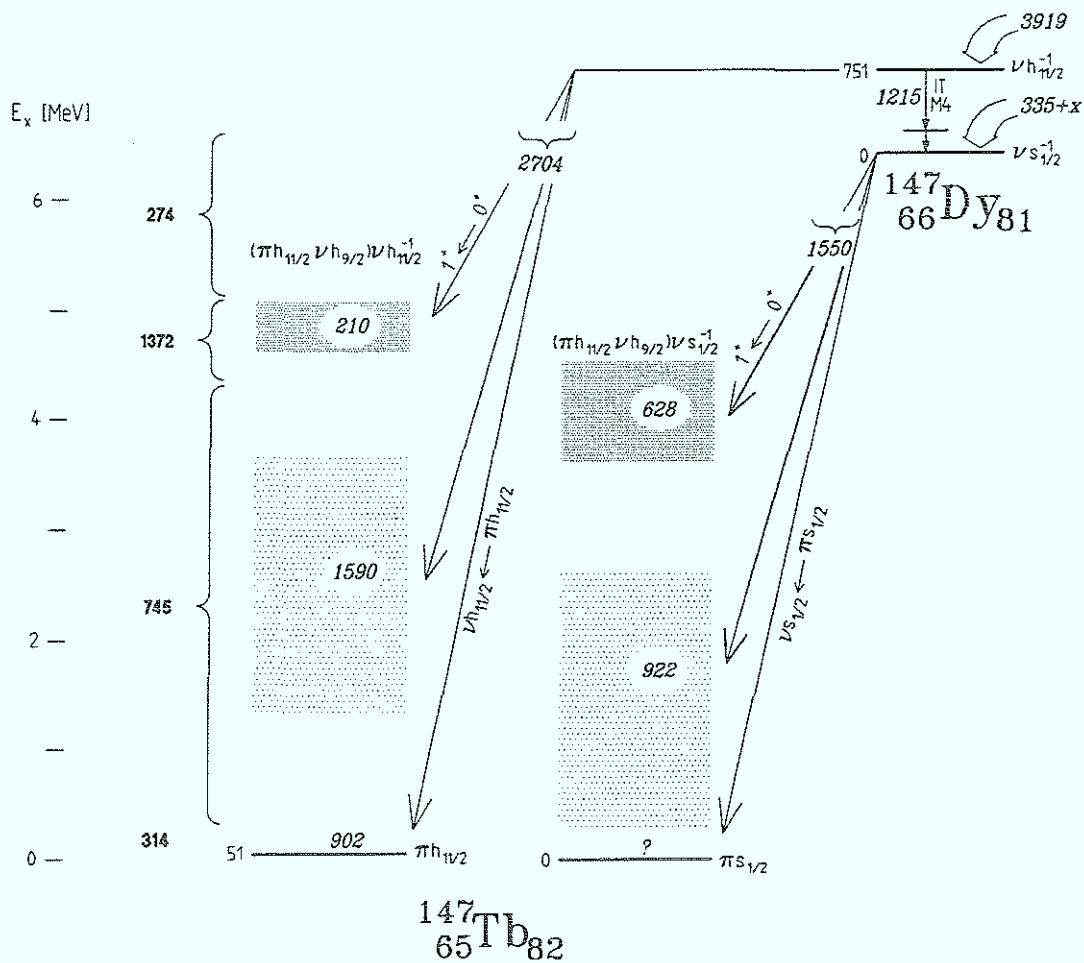
$0^+ \rightarrow 1^+$ -Zerfall	$\pi h_{11/2} \rightarrow \nu h_{9/2}$	20/11 .
--------------------------------	--	---------

Für den betrachteten Zerfall von ^{147}Dy ändern sich diese Werte aus mehreren Gründen. Zum einen verdoppeln sie sich wegen der Anwesenheit zweier zerfallsfähiger Protonen, reduziert sich aber wieder wegen der für die Schalen $s_{1/2}$ und $h_{11/2}$ unterschiedlichen Besetzungswahrscheinlichkeiten für das Protonenpaar von $1/9$ bzw. $6/9$. Außerdem bevölkern, im Gegensatz zum $0^+ \rightarrow 1^+$ -Zerfall, die Einteilchenzerfälle teilweise besetzte Neutronenschalen, was für den $11/2^-$ -Zerfall die Stärke auf $1/12$, für den $1/2^+$ -Zerfall auf die Hälfte reduziert. Insgesamt ergibt sich dann:

$1/2^+$ -Zerfall:	$\pi s_{1/2} \rightarrow \nu s_{1/2}$	$33/99$,
$11/2^-$ -Zerfall	$\pi h_{11/2} \rightarrow \nu h_{11/2}$	$13/99$,
$0^+ \rightarrow 1^+$ -Zerfall	$\pi h_{11/2} \rightarrow \nu h_{9/2}$	$240/99$.

Danach sollten die $0^+ \rightarrow 1^+$ -Zerfälle für beide β -Isomere gleiche Stärke aufweisen. Es ergibt sich außerdem, daß die jeweiligen Grundzustandsübergänge sehr viel geringere Zerfallsstärken haben sollten.

Wie erwähnt, wurden die tabellierten β -Zerfallsstärkedaten (Tab. 5) aus den experimentell beobachteten Intensitäten bestimmt. Aus folgenden Gründen müssen diese Werte mit Vorbehalt betrachtet werden. In Fig. 37 sind die beobachteten β -Intensitätsflüsse angegeben. Für den $11/2^-$ -Zerfall sind die Intensitätsverhältnisse definiert. Der gesamte β -Fluß ergibt sich dort aus der gemessenen 679 keV-M4-Intensität von $1000 \cdot (1 + \alpha_{\text{tot}}^{M4}) = 1215$ Einheiten und dem bekannten M4-Zerfallszweig von 31(3)% [Alk 85a] zu 2704 Einheiten. Für den direkten β -Zweig zum tiefliegenden $\pi h_{11/2}$ -Isomer ergibt sich damit eine Intensität von 902 Einheiten oder 33% des $11/2^-$ -Zerfalls. Dieses Resultat ist im Konflikt mit dem einer Total-Gammaabsorptions (TGA)-Messung von Alkhazov et al. [Alk 85a], die dafür 12% mißt. Die gleiche Untersuchung gibt für die dort mit 400 keV Halbwertsbreite gemessene GT-Resonanz bei 4.8 MeV einen $\log ft$ -Wert von 3.9 an, im Gegensatz zum hier bestimmten Wert von 4.7 (s. Fig 30), also sieben mal höhere Stärke in der TGA-Messung. Weiterhin ist in Referenz [Alk 85a] die direkte β -Bevölkerung im Energiebereich von 0.3 bis 4.3 MeV 28% verglichen zum hier gemessenen Fluß von 59% (Fig. 37). All diese Abweichungen erklären sich durch die begrenzte Nachweiswahrscheinlichkeit von Germaniumdetektoren für hochenergetische Gammastrahlung und wurden ähnlich schon in vielen β -Zerfällen mit hohem Q-Wert gefunden [Alk 85b, Men 94].



922 Ge-Daten
745 TGA-Daten [Alk 85a]

Fig. 37:

Die im β -Zerfall von ^{147}Dy beobachteten Intensitätsflüsse.

Im $11/2^-$ -Zerfall sind die entsprechenden Daten aus einer Total-Gammaabsorptionsmessung, normiert auf denselben Gesamtfluß von 2704 Einheiten, im Bild links zu sehen.

Bei weitem weniger befriedigend sind die Verhältnisse im $1/2^+$ -Zerfall, wo schon der observierte Gammafluß (inklusive Konversion) die Intensität des $\nu h_{1/2}^{-1}$ -IT-Zerfalls um 335 Einheiten übersteigt. Spätestens jetzt wird klar, daß die $\nu s_{1/2}^{-1}$ -Aktivität auch in der Reaktion direkt erzeugt wird. Die Intensität dieser Direkterzeugung ist nicht bestimmbar. Die GT-Stärken sind deshalb unter der kaum realistischen Annahme berechnet worden, daß der $\pi s_{1/2}$ -Grundzustand in

^{147}Tb im β -Zerfall nicht direkt bevölkert wird. Dies mag ein Grund für die gegenüber dem $11/2^-$ -Zerfall acht mal größer resultierende GT-Resonanzstärke sein, die eigentlich gleich sein sollte. Nimmt man z.B. an, daß sich die beiden Zerfallsstärken $0^+ \rightarrow 1^+$ und $\pi s_{1/2} \rightarrow \nu s_{1/2}$, wie von der Theorie vorgeschlagen, wie 240 zu 33 verhalten, würde dies eine Intensität für den Grundzustands- β -Zerfall von etwa 8500 Einheiten, also sechs mal so viel wie die gesehene Gammaintensität, erfordern. In diesem Fall wären dann sogar auch beide $0^+ \rightarrow 1^+$ -Zerfälle ähnlich.

Prinzipiell wäre die $1/2^+$ -Zerfallsintensität auf zwei Arten bestimmbar. Zum einen könnte sie aus der gemessenen Elektroneneinfangintensität bestimmt werden. Diese Methode ist allerdings nicht nur wegen des Vorhandenseins zweier Mutterisomere erschwert, sondern auch durch die nur ungenaue Kenntnis des β -Zerfallsflusses zu hochliegenden Niveaus, was insbesondere im $11/2^-$ -Zerfall aus dem Vergleich mit den TGA-Daten offensichtlich ist. Die andere Möglichkeit ist die Flußbestimmung durch Vergleich der observierten Gammaintensität zum ^{147}Tb - $1/2^+$ -Grundzustand mit dem Gesamtgammafluß zum Grundzustand in dessen β -Tochterkern ^{147}Gd . Die Differenz dieser Größen sollte der direkten ^{147}Tb - $\pi s_{1/2}$ - β -Bevölkerung entsprechen. Auch diese Methode ist hier nicht anwendbar, da, wie in Kap. 2.4 erwähnt, die Experimente hierauf nicht optimiert waren.

Doch ungeachtet aller erwähnten Schwierigkeiten geben die aus den vorliegenden Daten gewonnenen Resultate verlässliche relative GT-Stärken innerhalb begrenzter Anregungsenergieintervalle.

3 Der Valenzneutronkern $^{151}\text{Er}_{83}$

3.1 Das $\nu f_{7/2} \times 3^-$ -Septett in N=83-Kernen

Nach dieser ausführlichen Untersuchung des Valenzprotonkerns $^{147}\text{Tb}_{82}$ soll noch der Valenzneutronkern $^{151}\text{Er}_{83}$ behandelt werden.

Im folgenden werden N=83-Nuklide mit gerader Protonenzahl um ^{146}Gd behandelt. Von ihnen existieren bereits sehr detaillierte Untersuchungen zu niedrigliegenden Anregungen oberhalb der Yrastlinie, insbesondere in den Kernen $^{141}\text{Ce}_{58}$, $^{143}\text{Nd}_{60}$, $^{145}\text{Sm}_{62}$ und $^{147}\text{Gd}_{64}$, die noch mittels Teilchenspektroskopie an stabilen bzw. an langlebigen radioaktiven Targets untersucht werden konnten [Lie 79, Tra 89, Ada 86, Sei 82, Boo 75, Pii 82, Kad 89]. Durch weiteres Hinzufügen von Protonenpaaren entfernt man sich soweit von der Stabilitätslinie, daß schon ab dem Z=66-Kern ^{149}Dy [Men 94] Spektroskopie oberhalb der Yrastlinie prinzipiell nur noch in β -Zerfallsexperimenten betrieben werden kann, da hier die Produktion von Hochspinzuständen wegen der Notwendigkeit von Schwerionenstrahlen bei *in-beam*-Experimenten präferiert wird.

Der Grundzustand von $^{147}\text{Gd}_{83}$ und seiner benachbarten Isotone ist $\nu f_{7/2}$ (Fig. 2), gefolgt von den Anregungen $\nu p_{3/2}$, $\nu h_{9/2}$, $\nu p_{1/2}$ und $\nu i_{13/2}$. Diese sind mit mehr als 1 MeV energetisch deutlich vom Grundzustand separiert, und in deren Energiebereich werden außerdem die Ankopplungen des $\nu f_{7/2}$ -Valenzneutrons an die niedrigliegenden kollektiven Quadrupol- und Oktupolvibrationen der entsprechenden N=82-Rumpfkern erwartet.

Im folgenden werden Eigenschaften des $\nu f_{7/2} \times 3^-$ -Multipletts in N=83-Kernen behandelt und später neue Resultate des Valenzneutronkerns $^{151}\text{Er}_{83}$ präsentiert und mit den Daten anderer N=83-Isotone verglichen.

Die im ersten Abschnitt dieser Arbeit erwähnte Störung des $\pi h_{11/2} \times 3^-$ -Septetts, der Austausch des $\pi h_{11/2}$ -Valenzteilchens mit dem Phonon, hat in den jetzt betrachteten Valenzneutronkernen geringe Bedeutung. Die hier zum Auftreten dieses Effekts notwendige Phononkomponente $\nu f_{7/2} s_{1/2}^{-1}$ trägt zum Oktupolzustand von ^{146}Gd mit nur etwa 10% Wahrscheinlichkeit bei (Fig. 2). Bei N=83 zeigen andere Störungen sehr drastische Effekte, wie z. B. die Mischung des voll ausgerichteten $(\nu f_{7/2} \times 3^-)_{13/2^+}$ -Septettmitglieds mit dem $\nu i_{13/2}$ -Einteilchenzustand, was durch

das Wechselwirkungsdiagramm in Fig 38 a dargestellt wird.

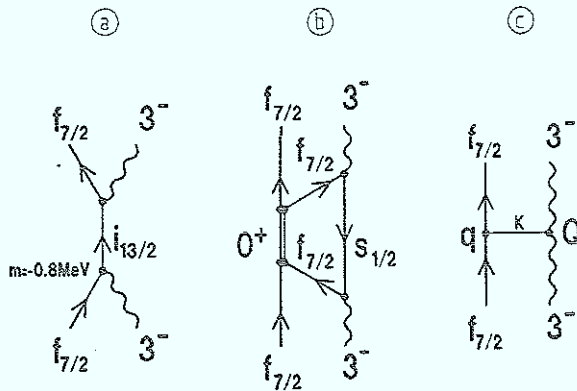


Fig. 38:

Bekannte Störungen im $\nu f_{7/2} \times 3^-$ -Septett in N=83-Kernen.

Die nicht-diagonalen Prozesse 2. und höherer Ordnung (a und b) wirken im Gegensatz zur Quadrupolwechselwirkung (c) nur auf einen Spin.

Das hier wirkende Mischungsmatrixelement m ist mit -0.8 MeV [Kle 82] ungewöhnlich stark, so daß der niedrigliegende $[\nu f_{7/2} \times 3^-]_{13/2+}$ -Oktupolseptettzustand in den N=83-Kernen um ^{146}Gd mehr als 0.5 MeV unterhalb der ungestörten Energie liegt und analog der Einteilchenzustand $\nu i_{13/2}$ höher. Dieser obere Mischungspartner wurde in den Kernen ^{139}Ba bis ^{145}Sm oberhalb 2.6 MeV Anregung identifiziert [Boo 74]. Die genannte Störung wirkt allerdings nur auf den $13/2^+$ -Zustand. Ein vergleichbarer Effekt tritt in Valenzprotonkernen wie z.B. dem diskutierten ^{147}Tb nicht auf, da neben dem $h_{11/2}$ -Proton nur noch Einteilchenzustände mit kleinem Drehimpuls ($\pi s_{1/2}$ und $\pi d_{3/2}$) existieren, die mit dem $\pi h_{11/2} \times 3^-$ -Septett nicht wechselwirken können.

Ein Blick auf die $\nu f_{7/2} \times 3^-$ -Multipletts in den Kernen ^{143}Nd , ^{145}Sm und ^{147}Gd zeigt (Fig. 39), daß neben der drastischen Energieabsenkung des voll ausgerichteten $13/2^+$ -Zustandes offensichtlich auch die übrigen Multiplettmitglieder Störungen unterliegen. Neben der erheblich schwächeren Störung höherer Ordnung einzelner Zustände, insbesondere $1/2^+$ und $3/2^+$, die mit Neutron-Lochanregungen (Fig. 38 b) mischen, ist die hier global wirkende Störung die diagonale Wechselwirkung zwischen dem Quadrupolmoment des $\nu f_{7/2}$ -Valenzteilchens und dem des Oktupolphonons (Fig. 38 c) [dSh 61, Boh 75]. Dies führt zu einer spinabhängigen Energieverschiebung die folgendermaßen berechnet wird:

$$\delta E(I) = K \cdot (-1)^{I+1/2} \begin{Bmatrix} 3 & 7/2 & I \\ 7/2 & 3 & 2 \end{Bmatrix}.$$

Die Größe K ist die Kopplungskonstante der Quadrupol-Quadrupol ($q \cdot Q$)-Wechselwirkung und ist, wie aus der Abnahme der Kurvenkrümmung in Figur 39

hervorgeht, isotopspezifisch [Kad 89]. Dies soll im folgenden erläutert werden.

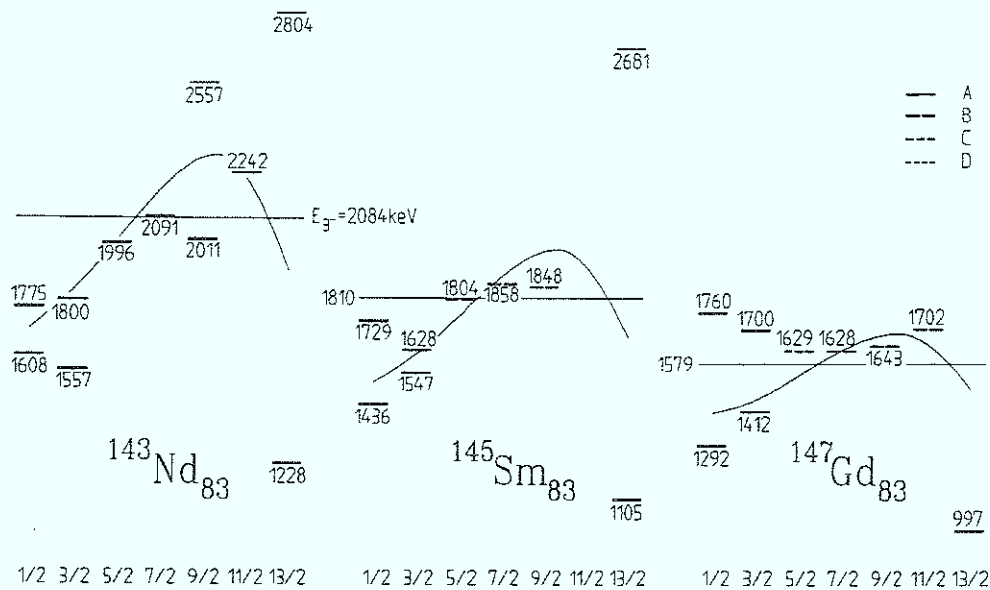


Fig. 39 : Die bekannten $\nu f_{7/2} \times 3^-$ -Septetts und deren nicht-diagonale Mischungspartner in den $N=83$ -Kernen ^{143}Nd , ^{145}Sm und ^{147}Gd . Der theoretische Verlauf der Phononmultipletts ist für reine $q \cdot Q$ -Wechselwirkung durch die glatte Kurve angezeigt. Die angegebenen Qualitäten der Konfigurationszuordnungen sowie die detaillierten Referenzen für die Originaldaten finden sich in Referenz [Men 94]. Diese Darstellung der Septettssystematik ist von Kader et al. [Kad 89] übernommen worden.

Prinzipiell hat eine Oktupolvibration kein Quadrupolmoment. Daß letztlich doch eine „Deformation“ spürbar ist, resultiert aus der mikroskopischen Struktur des 3^- -Phonons der Kerne um ^{146}Gd , nämlich der starken $\pi h_{11/2} d_{5/2}^{-1}$ -Komponente, die bereits im ersten Kapitel besprochen wurde und im Kern ^{147}Tb auf andere Weise drastische Energieabweichungen zur Folge hat. Um das resultierende Phonon-Quadrupolmoment zu veranschaulichen, dient Figur 40. Hier wird die $\pi h d^{-1}$ -Komponente in verschiedenen $N=82$ -Kernen mit gerader Protonenzahl dargestellt: Im Kern ^{142}Nd bewirkt die Anhebung eines Protons aus der $d_{5/2}$ - in die $h_{11/2}$ -Schale, daß die Oktupolvibration Zweiteilchencharakter hat. Da ein Teilchen ein negatives und ein Loch ein positives Quadrupolmoment hat, sollte der 3^- -Zustand in ^{142}Nd ein stark negatives Quadrupolmoment haben. Das an den 3^- -Zustand angekoppelte $\nu f_{7/2}$ -Teilchen (Quadrupolmoment negativ) bewirkt in $^{143}\text{Nd}_{83}$ den stark gekrümmten Verlauf der Kurve von Fig. 39.

In ^{146}Gd ist die $d_{5/2}$ -Schale im Grundzustand gefüllt und in der Oktupolanregung steht ein Loch in der $d_{5/2}$ -Schale einem Teilchen im $h_{11/2}$ -Orbit gegenüber. Konsequenterweise sollte diese Anregung ein verschwindendes Quadrupolmoment

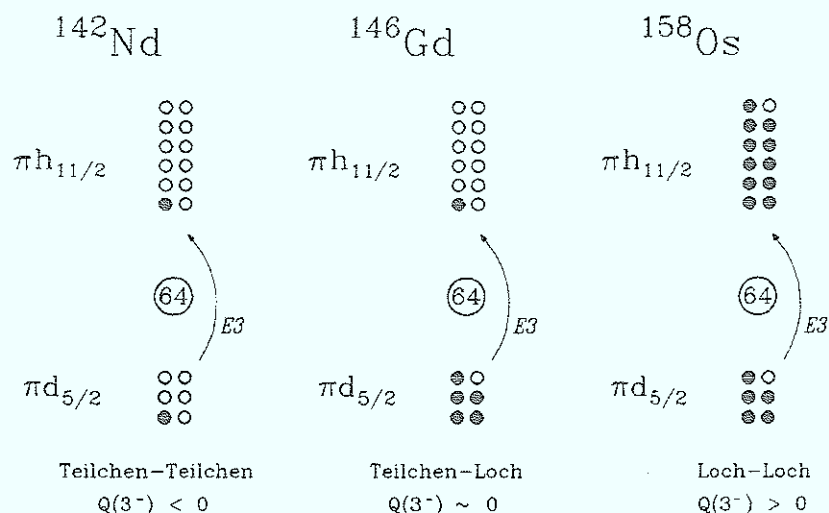


Fig.40: Der Beitrag der $\pi h_{11/2} d_{5/2}^{-1}$ -Komponente zum Quadrupolmoment des 3^- -Phonons

haben. Daß dies nicht so ist, liegt an der Tatsache, daß das $h_{11/2}$ -Teilchen vom Betrag her ein größeres Quadrupolmoment hat als das $d_{5/2}$ -Loch, so daß letztlich ein schwaches negatives Quadrupolmoment übrigbleibt. Die Folge ist eine sichtlich schwächer gekrümmte aber nach wie vor konvexe Kurve im $N=83$ -Kern ^{147}Gd .

Als Extremfall sei noch der bisher unbekannte Kern ^{158}Os erwähnt, in dem die Oktupolanregung wegen des hier herrschenden Zwei-Lochcharakters ein stark positives Quadrupolmoment haben sollte. Im entsprechenden $N=83$ -Isotop erwartet man jetzt eine konkav gekrümmte Kurve, da sich mit dem Vorzeichen des Phonon-Quadrupolmoments auch das der Kopplungskonstante K geändert hat.

Diese Betrachtung zeigt, daß man durch Füllen der Protonenschalen das anfänglich negative Quadrupolmoment des 3^- -Zustandes im ^{142}Nd zu einem positiven Quadrupolmoment im ^{158}Os ändern kann. Für die Lage der $\nu f_{7/2} \times 3^-$ -Mitglieder in den entsprechenden $N=83$ -Kernen bedeutet dies, daß sich die stark konvexe Form des Septetts im ^{143}Nd abschwächen und in eine konkave umschlagen sollte. Die bereits vorhandenen Daten bestätigen den ersten Teil der Annahme (Fig. 39); für den zweiten müssen weitere $N=83$ Kerne mit höherer Kernladungszahl untersucht werden.

Günstige experimentelle Umstände erlaubten die Bestimmung der Kopplungsgröße K in den Kernen von ^{141}Ce bis ^{147}Gd . Mit dem dort bestimmten Matrixelement der $1/2^+$ -Mischung konnte in allen vier Kernen die ausschließlich aus der Quadrupolwechselwirkung resultierende Energieverschiebung der $1/2^+$ -Zustände ermittelt und damit die vier Kopplungsstärken bestimmt werden [Kad 89]. Sie sind nachfolgend gelistet:

Kern	^{141}Ce	^{143}Nd	^{145}Sm	^{147}Gd
$K[\text{MeV}]$	-4.24	-3.04	-2.34	-1.52

Mit dieser Kenntnis können die Energieverschiebungen der übrigen $\nu f_{7/2} \times 3^-$ -Septettmitglieder berechnet und mit dem Experiment verglichen werden (Kurven in Fig. 39). Aus diesen Daten wurden die Kopplungskonstanten für schwerere $N=83$ -Kerne durch lineare Extrapolation bestimmt (Fig. 41). Das Er-

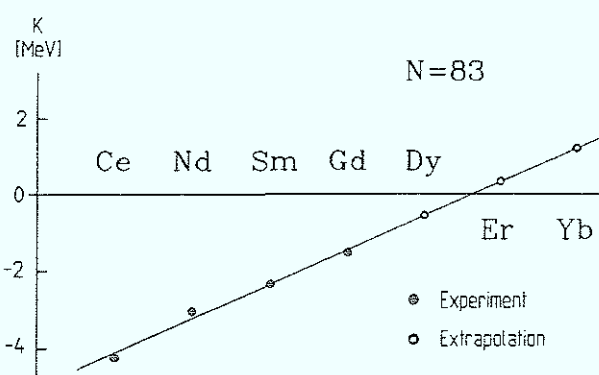


Fig. 41:

Die aus den gemessenen Energieverschiebungen bestimmte Kopplungskonstante K der Quadrupolwechselwirkung [Kad 89] extrapoliert für die Kerne ^{149}Dy , ^{151}Er und ^{153}Yb

gebnis legt nahe, daß noch in ^{149}Dy die Kopplungsstärke und damit das Phonon-Quadrupolmoment negativ ist [Men 94], und sich im Kern ^{151}Er das Vorzeichen ändern sollte. Dies zu überprüfen, war das Ziel der im folgenden beschriebenen Untersuchung.

Vom Oktupolseptett in diesem Kern ist lediglich aus Yrastexperimenten der voll ausgerichtete $13/2^+$ -Zustand bekannt [Jas 80], der, wie erwähnt, auf Grund seiner Wechselwirkung mit der $\nu i_{13/2}$ -Einteilchenanregung (Fig 38 a) erheblich unterhalb der 3^- -Energie des Rumpfkernes ^{150}Er liegt. Dieses Niveau eignet sich also wegen der starken Störung nicht, die erwartete Vorzeichenänderung des Phonon-Quadrupolmoments zu verifizieren. Dagegen sollten die Energieverschiebungen der

$5/2^+$ -, $7/2^+$ - und $11/2^+$ -Multipllettmitglieder vorwiegend durch die Quadrupolwechselwirkung hervorgerufen sein (Fig. 39). Diese Anregungen werden weit oberhalb der Yrastlinie erwartet. Der nächstliegende Weg, Nicht-Yrastzustände in ^{151}Er zu bevölkern, ist β -Zerfall des Mutterkerns ^{151}Tm , der ein $\pi s_{1/2}$ - und ein $\pi h_{11/2}$ -Isomer hat. Beide β -Zerfälle wurden bereits intensiv untersucht [Bar 88, Ako 90], und insbesondere im $11/2^-$ -Zerfall wurden im Bereich von 1.4 bis 2.3 MeV von Akovali et al. neun Zustände in ^{151}Er beobachtet, keinem davon jedoch Spin, Parität oder gar Konfiguration zugeordnet.

Eine strukturelle Eigenschaft der Kerne ^{149}Dy und ^{151}Er ist deren $27/2^-$ -E3-Isomer der Konfiguration $[\pi h_{11/2}^2 \nu f_{7/2}]_{27/2^-}$, die in *in-beam*-Experimenten identifiziert wurden und praktisch ausschließlich über eine E3-E2-E2-E3-Kaskade zum $\nu f_{7/2}$ -Grundzustand zerfallen [Ste 76, Jas 80, Bar 88]. In der letzten Untersuchung des $27/2^-$ -Isomerzerfalls in ^{151}Er , die von Barden et al. am Massenseparator der GSI Darmstadt durchgeführt wurde, konnte erstmalig ein zum E3-Übergang konkurrierender schwacher β -Zerfallszweig beobachtet werden. Die Daten gaben außerdem Hinweise auf einen sehr schwachen 137 keV- γ -Übergang im IT-Zerfall, der zwar auf Grund der limitierten Datenqualität nicht plaziert werden konnte, aber auf eine schwache Verzweigung hinweist. Diese Resultate gaben Anlaß, in einem neuen Experiment mit erheblich gesteigerter Nachweiswahrscheinlichkeit in diesem Zerfallszweig nach $\nu f_{7/2} \times 3^-$ -Septettzuständen zu suchen. Allerdings ist kaum anzunehmen, daß $5/2^-$ oder $7/2^-$ -Zustände hier noch bevölkert werden; die Suche konzentriert sich also vorwiegend auf das $11/2^+$ -Septettmitglied. Wegen des im Vergleich zum β -Zerfall hohen Spinunterschiedes zwischen Anfangs- und Endzustand sollte das $11/2^+$ -Oktupolniveau in diesem yrastähnlichen Zerfall einfacher zu identifizieren sein. Die Lage dieses $11/2^+$ -Zustandes – unterhalb oder oberhalb der Rumpf-Oktupolenergie – gibt Antwort auf die Frage, ob sich das Vorzeichen des 3^- -Quadrupolmoments tatsächlich ändert oder nicht.

3.2 Experiment

Die Erzeugung des Kerns ^{151}Er erfordert eine Schwerionenreaktion. Dabei treten allerdings unerwünscht viele Endkerne auf, so daß dieses Isomerzerfallsexperiment am *on-line*-Massenseparator der GSI Darmstadt stattfand. Die Produktion von ^{151}Er geschah durch Beschuß von ^{96}Mo mit ^{58}Ni -Ionen bei einer Energie von 4.4 MeV/u. Das Target war 3.8 mg/cm^2 dick, und die Isotopenanreicherung betrug 96.4%. Nach der Verdampfungsreaktion treten die Endkerne auf Grund ihrer kinetischen Energie aus dem Target aus, werden in der thermischen Ionenquelle gesammelt, ionisiert und in bestimmten Zeitabständen mit einer Spannung von -50 kV extrahiert. Nach dem Passieren des Massenseparators werden die Isobare der Masse 151 auf einem Band gesammelt und zum Messen an die Detektorposition gefahren. Eine Skizze des Massenseparators der GSI ist in Fig 42 gegeben.

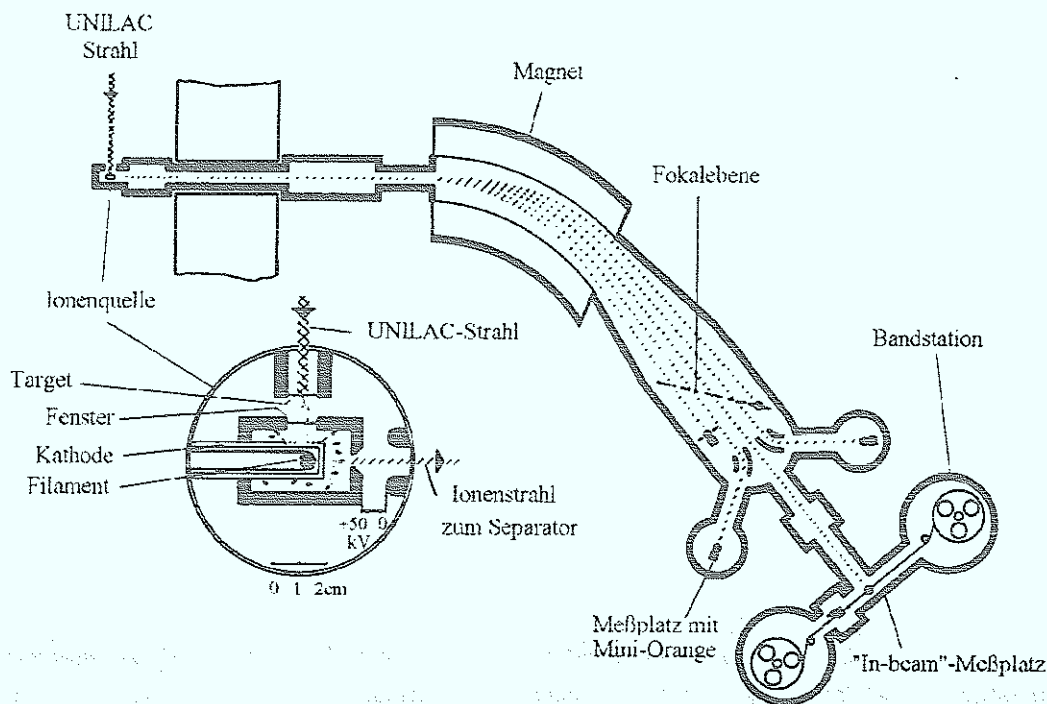


Fig. 42: Der *on-line*-Massenseparator am UNILAC der GSI Darmstadt

Die Halbwertszeit des $27/2^-$ -Zerfalls von 0.57 Sekunden erfordert für wie oben beschriebene konventionelle Experimente sehr kurze Sammel- und Meßzyklen, die im vorliegenden Falle jeweils 2 Sekunden betragen. Zur Steigerung der Ausbeute wurde neben der beschriebenen Meßart ein Einzelspektrum auch am sogenannten *in-beam*-Strahlplatz – also direkt an der Sammelposition – gemessen. Eine Übersicht der im Experiment auftretenden Kerne mit den im *in-beam*-Einzelspektrum gemessenen Intensitäten ist in Figur 43 zu sehen.

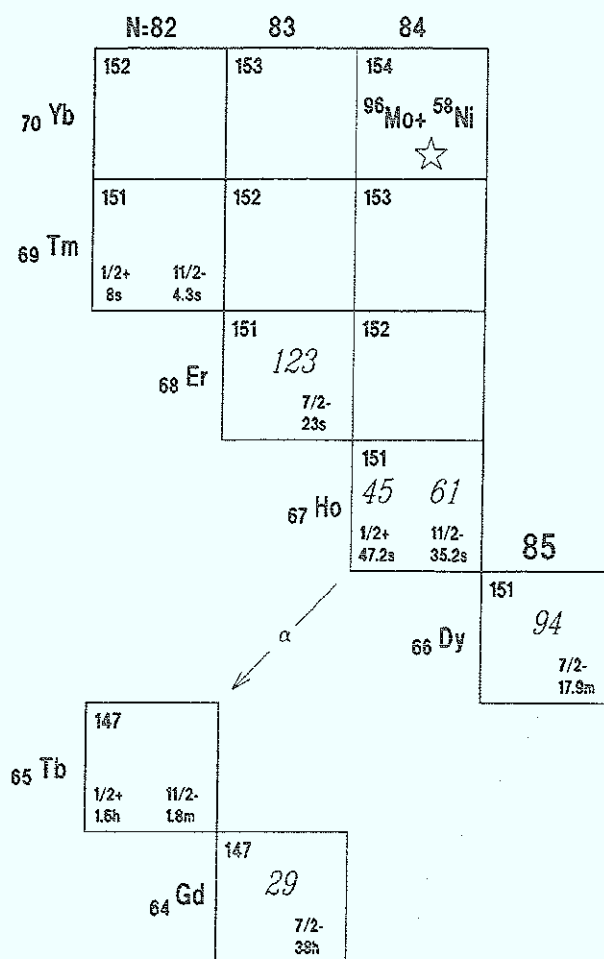


Fig. 43:

Die bei Beschuß von ^{96}Mo mit ^{58}Ni bei 2 Sekunden Sammel- und 2 Sekunden Meßzyklus auftretenden γ -Intensitäten zum jeweiligen Grundzustand normiert auf 100 ^{151}Er -E3-Isomerzerfälle.

Es wurden mit insgesamt fünf Ge-Detektoren $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen, γ -Singlesspektren und mit einer Mini-Orange e^- -Einzelspektrum gemessen. Beispiele dafür sind in den Figuren 44 bis 47 zu sehen. Die Energiekalibrierung geschah automatisch durch Kontamination der Strahlplätze mit den Nukliden ^{226}Ra und ^{152}Eu . Die Intensitätseichung der Elektronenspektren wurde wie schon bei den Tb-Experimenten

beschrieben mit während des Experiments gemessenen Übergängen bekannter Multipolarität aus ^{147}Tb , ^{147}Dy , ^{151}Dy , ^{151}Ho und ^{151}Er durchgeführt. Da im Zerfall von $^{151}\text{Er}_{27/2^-}$ die Gammamultiplizität mindestens 4 und bis zu 7 betragen kann, wurden zur Vermeidung von Summationsfehlern alle für Intensitätsbestimmung benutzte Spektren mit einem Detektorabstand zur Quelle von mindestens 10 cm gemessen.

Die Sensitivität in dieser Untersuchung beträgt bei 1 MeV Gammaenergie 0.3% der $^{151}\text{Er}_{27/2^-}$ -Intensität, was gegenüber der vorherigen Untersuchung [Bar 88] eine Steigerung um etwa das 10-fache bedeutet. Dadurch konnten im Isomerzerfall von ^{151}Er neben den sechs bekannten Übergängen 12 weitere plazierte werden. Im β -Zerfall des $27/2^-$ -Isomers zum Kern ^{151}Ho wurden zwei zusätzliche Gammazerfälle von bereits bekannten Zuständen gefunden.

Die Spin- und Paritätszuordnungen der bisher unbekannten Zustände in ^{151}Er basieren auf gemessenen Konversionskoeffizienten und Zerfallsverzweigungen. Die Resultate des $27/2^-$ -Isomerzerfalls sind in Tabelle 5.6 und im Niveauschema (Fig 48) zusammengefaßt.

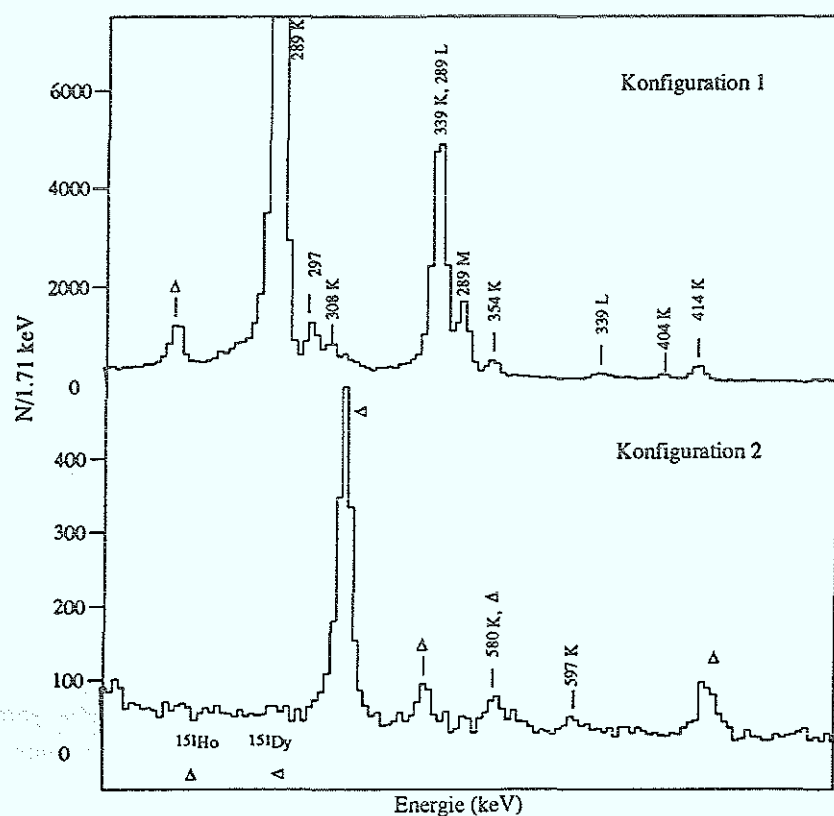


Fig. 44: Elektronenspektrum gemessen mit zwei verschiedenen Einstellungen einer Mini-Orange für Masse $A=151$ bei Beschuss von ^{96}Mo mit 4.4 MeV/u ^{58}Ni -Ionen gemessen mit 2 Sekunden Sammel- und 2 Sekunden Meßzeit. Die ^{151}Er - und ^{151}Ho -Übergänge aus dem $27/2^-$ -Zerfall sind mit Energien versehen.

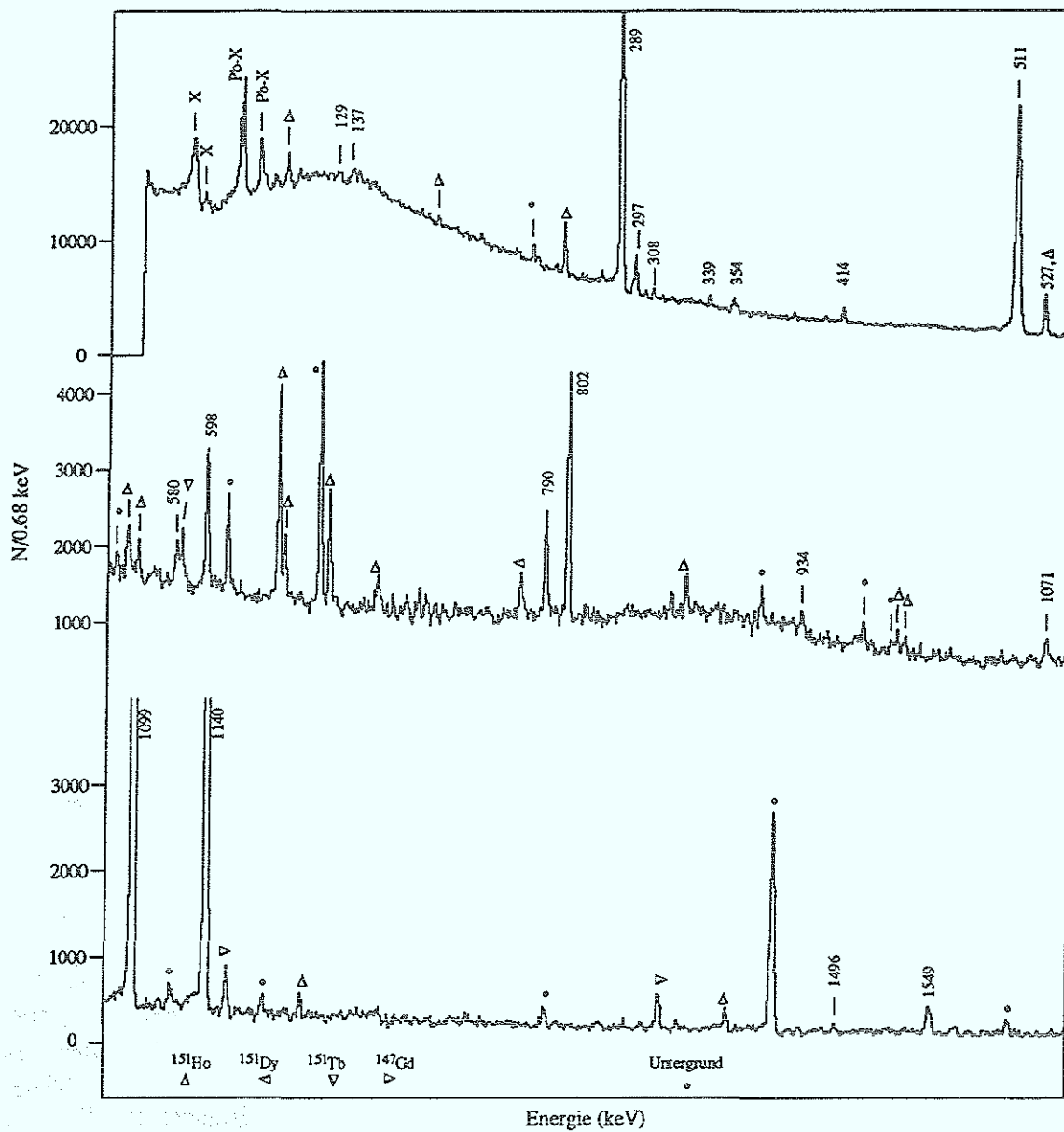


Fig. 45:

Gammaspektrum für Masse A=151 bei Beschuß von ^{96}Mo mit 4.4 MeV/u ^{58}Ni -Ionen gemessen mit 2 Sekunden Sammel- und 2 Sekunden Meßzeit. Die ^{151}Er - und ^{151}Ho -Übergänge aus dem $27/2^-$ -Zerfall sind mit Energien versehen.

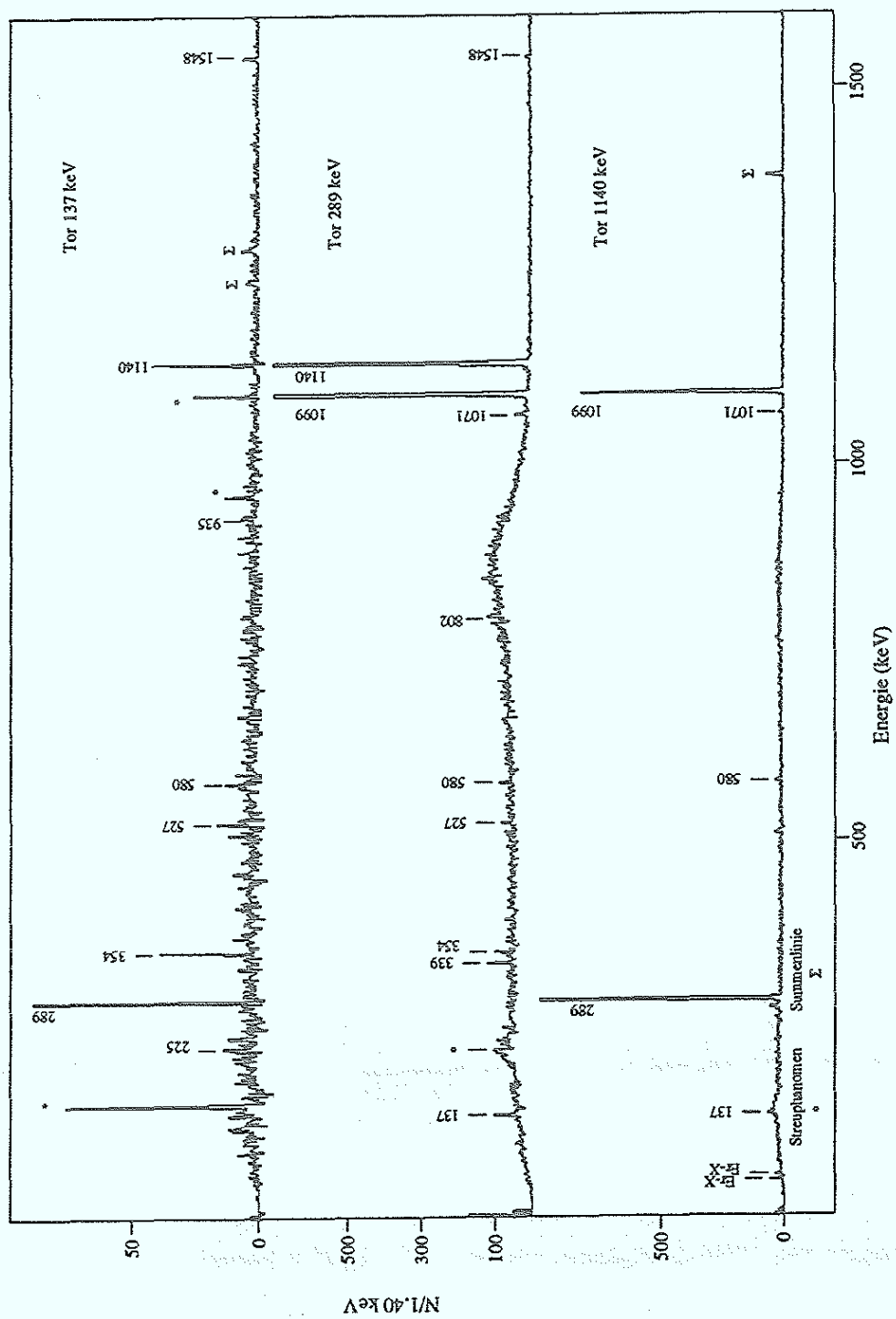


Fig. 46: $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektren von Übergängen aus dem ^{151}Er -E3-Isomerzerfall

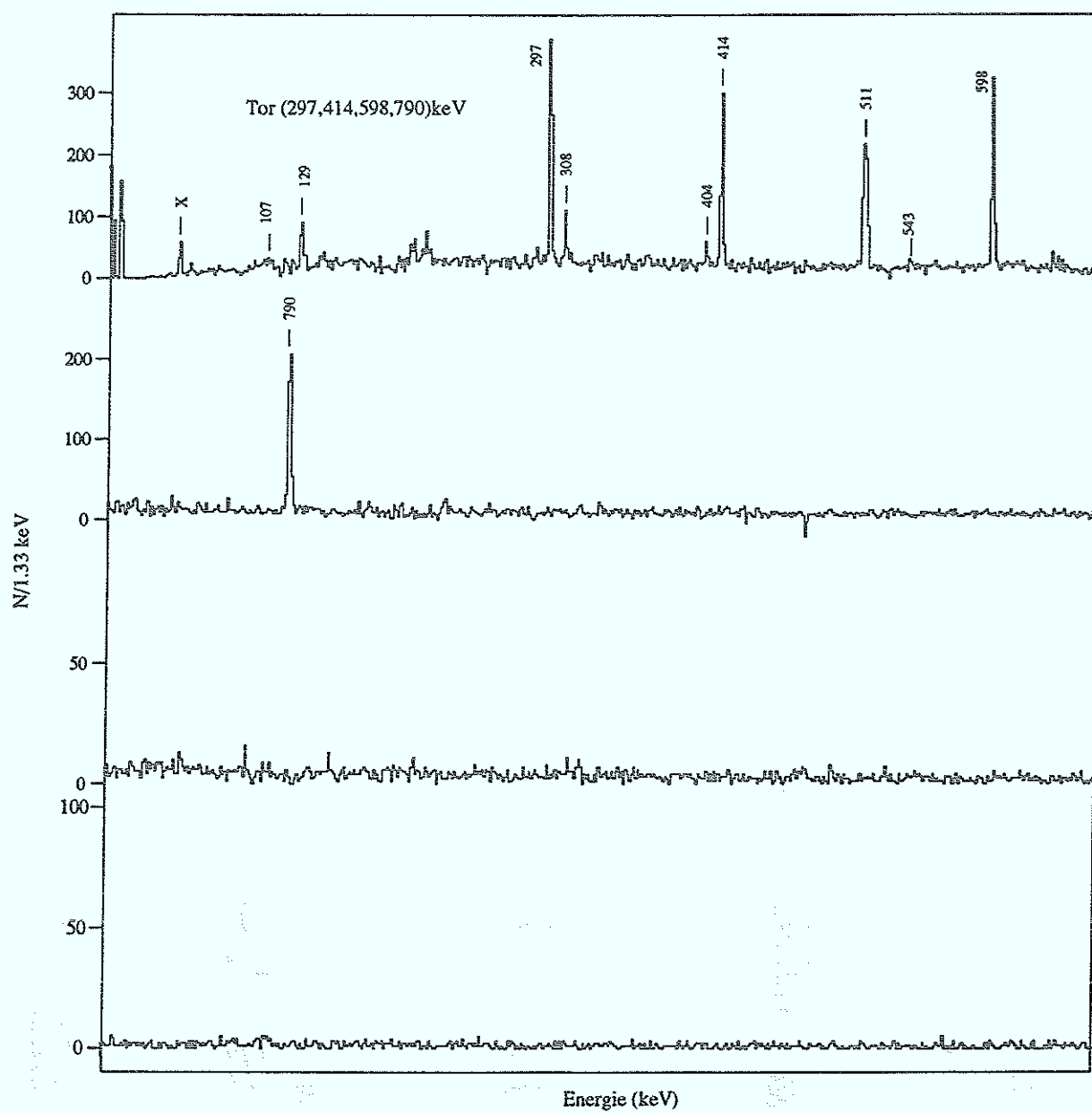


Fig. 47:
 $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen von ^{151}Ho -Übergängen aus dem ^{151}Er -27/2 $^-$ - β -Zerfall

3.3 Resultate

Im $27/2^-$ -IT-Zerfall von ^{151}Er wurde tatsächlich der vermutete Zerfallszweig zu Zuständen oberhalb der Yrastlinie entdeckt; vorläufige Resultate hierüber wurden bereits berichtet [Col 93]. Er bevölkert fünf bisher im Isomerzerfall nicht bekannte Niveaus zwischen dem 1140 keV- $13/2^+$ - und dem 2239 keV- $17/2^+$ -Zustand. Die letztgenannte Anregung zerfällt mit einem bisher unbekannten 28 keV-Übergang, der wegen des konkurrierenden 1099 keV -E2-Zerfalls magnetische Dipolstrahlung sein muß.

Das Isomerzerfallsschema von ^{151}Er

Die drei Niveaus bei 1721 keV, 2075 keV und 2212 keV haben sichere positive Parität. Der 1721 keV-Zustand ist auf Grund des M1-Zerfalls zum $13/2^+$ -Isomer und eines alternativen 919 keV-Übergangs zum $\nu h_{9/2}$ -Einteilchenzustand ein $11/2^+$ -Niveau, das bei dieser Energie dem Oktupolseptett zugeordnet werden muß. Die Spindifferenz von genannten $11/2^+$ - bis $17/2^+$ -Zustand bei 2239 keV verlangt zusammen mit der gemessenen M1-Multipolarität der Übergänge 354 und 137 keV $13/2^+$ und $15/2^+$ für die Niveaus bei 2075 und 2212 keV.

Die beiden direkt zum Grundzustand zerfallenden Anregungen bei 1496 keV und 1548 keV sind aus diesen Daten allein nicht weiter klassifizierbar. Diese Niveaus werden jedoch auch mit signifikanter Zerfallsstärke im β -Zerfall von $^{151}\text{Tm}_{11/2^-}$ angeregt. Die $\log ft$ -Werte betragen 5.5 für das 1496- und 5.3 für das 1548 keV-Niveau [Ako 90]. Für beide wird daher negative Parität und die Konfiguration $\nu f_{7/2} \times 2^+$ vorgeschlagen. Darüberhinaus legen Be- und Entvölkerung den Spin des 1548 keV-Zustandes auf $11/2$ fest. Ein nur im β -Zerfall gesehener schwacher 408 keV-Übergang [Ako 90] zum $13/2^+$ -Zustand bei 1140 keV ist mit dieser Zuordnung verträglich. Für das 1496 keV-Niveau wird $I=9/2$ vorgeschlagen, da es für den ebenfalls möglichen Wert $11/2^-$ außer $\nu f_{7/2} \times 2^+$ keine weitere Konfiguration in diesem Energiebereich gibt.

Der $17/2^+$ -Zustand wurde als voll ausgerichtete Kopplung des $\nu f_{7/2}$ -Valenzteilchens an die tiefliegende Konfiguration $[\pi h_{11/2} s_{1/2}]_5^-$ in ^{150}Er bei 2261 keV interpretiert [Bar 88]. Die beiden darunterliegenden $15/2^+$ - und $13/2^+$ -Anregungen gehören höchstwahrscheinlich zur selben Konfiguration, was

+durch die M1-M1-Kaskade (28 keV und 137 keV) bekräftigt wird. Die Energie dieser $13/2^+$ -Anregung könnte durch Mischung mit dem bei etwa 2.4 MeV erwarteten $\nu i_{13/2}$ -Einteilchenzustand, dem primären Mischungspartner des $[\nu f_{7/2} \times 3^-]_{13/2^+}$ -Zustandes bei 1140 keV, abgesenkt sein.

Gamma-Zerfallsverzweigungen

Zu erwähnen ist hier, daß im β -Zerfall von $^{151}\text{Tm}_{11/2^-}$ [Ako 90] ebenfalls alle ^{151}Er -Niveaus von Fig. 48 bis 2212 keV beobachtet wurden. Die Gammazerfallseigenschaften dieser Niveaus aus beiden Messungen sind in Tabelle 5.8 zusammengestellt. Es zeigt sich, daß, wie erwartet, die Zerfallsverzweigung für die im β -Zerfall und im Isomerzerfall gefundenen Gammaübergänge im allgemeinen gut übereinstimmen. Allerdings wurden im β -Zerfall für mehrere Niveaus zusätzliche Gammazerfälle plazierte, die zum Teil erhebliche Intensität haben. Einige dieser Plazierungen können durch die vorliegende Untersuchung schon auf Grund ihrer Intensität mit Sicherheit ausgeschlossen werden (Tabelle 5.8). Unabhängig davon löst sich das Problem auch durch Vergleich der für die verschiedenen Zweige individuell berechneten Anregungsenergien des emittierenden Niveaus. Es ist noch anzumerken, daß diese zusätzlichen Gammaübergänge mehrfach M2- und E3- in Konkurrenz mit hochenergetischer Strahlung niederer Multipolarität verlangen würden.

Für das $13/2^+$ -Niveau bei 1140 keV ergeben beide Experimente gleiches E3/M2-Gammaverzweigungsverhältnis von 44.6(6) bzw. 55(18) [Ako 90], allerdings beide deutlich kleiner als der ursprüngliche Wert von 102(22) [Bar 88]. Das Resultat der vorliegenden Untersuchung ergibt zusammen mit der Halbwertszeit für den $13/2^+$ -Zustand von 10(3) ns [Jas 80] für die $13/2^+(1140 \text{ keV}) \rightarrow 9/2^-(802 \text{ keV})$ -M2-Übergangsstärke:

$$B(M2, 13/2^+ \rightarrow 9/2^-) = 25(9) \mu_N^2 \text{fm}^2 \text{ oder } 0.55(20) B_W.$$

Die nach dem Schalenmodell berechnete [Bar 88] theoretische Einteilchenübergangsstärke für den $\nu i_{13/2} \rightarrow \nu h_{9/2}$ -Zerfall beträgt:

$$B_{\text{S.M.}}(M2, \nu i_{13/2} \rightarrow \nu h_{9/2}) = 4.74 B_W^{M2}.$$

Damit erhält man für die Abschwächung

$$\frac{B(M2, 13/2^+ \rightarrow 9/2^-)}{B(M2, \nu i_{13/2} \rightarrow \nu h_{9/2})} = 0.12(4).$$

Im Ein-Neutronkern ^{209}Pb ist der analoge M2-Übergang von $\nu j_{15/2}^- \rightarrow \nu i_{11/2}^-$ bekannt. Seine Übergangsstärke beträgt

$$B(M2, 15/2^- \rightarrow 11/2^+) = 34(9) \mu_N^2 \text{fm}^2 \text{ oder } 0.58(15) B_W.$$

Die Abschwächung ergibt sich hier zu

$$\frac{B(M2, 15/2^- \rightarrow 11/2^+)}{B(M2, \nu j_{15/2}^- \rightarrow \nu i_{11/2}^-)} = 0.11(3),$$

in guter Übereinstimmung mit obigem Resultat für ^{151}Er .

In Referenz [Bar 88] wurde bereits diskutiert, daß in beiden Fällen die beteiligten Niveaus signifikante Phononbeimischungen haben, die jedoch das Verhältnis der Abschwächungen nur unbedeutend ändern.

Auswirkungen der Quadrupolwechselwirkung

Das bei 1721 keV gefundene $[\nu f_{7/2} \times 3^-]_{11/2^+}$ -Oktupolseptettmitglied liegt 65 keV unterhalb der 3^- -Phononenergie seines Rumpfkernes ^{150}Er . In diesem Punkt unterscheidet sich der Kern ^{151}Er von den leichteren $N=83$ -Isotonen, woraus geschlossen wird, daß das Phonon-Quadrupolmoment sein Vorzeichen geändert hat. Dieses Ergebnis ist mit denen der tieferliegenden $N=83$ -Isotone in Figur 49 zu sehen. Außerdem ist ein im β -Zerfall von $^{151}\text{Tm}_{11/2^-}$ bevölkertes ^{151}Er -Niveau bei 1684 keV als möglicher $9/2^+$ -Kandidat [Men 94] eingezeichnet.

Ein für die Vorzeichenumkehr sehr wichtiges zusätzliches Resultat ist ein $11/2^+$ -Zustand [McN 93] in ^{153}Yb , 127 keV unterhalb der ^{152}Yb - 3^- -Energie. Dieses Niveau wurde ebenfalls im $27/2^-$ -Isomerzerfall entdeckt und wie der Vergleich in Figur 50 zeigt, werden in beiden Kernen unterhalb des $17/2^+$ -Niveaus die identischen Anregungen bevölkert. Im ^{153}Yb ist der Nicht-Yrast-Zerfallszweig jedoch etwa 10 mal stärker als in ^{151}Er , was dessen Identifikation und die Interpretation der dort angeregten Zustände erheblich erleichtert.

In Figur 49 fällt auf, daß die $11/2^+$ -Oktupolniveaus in Er und Yb deutlich tiefer liegen und damit die Quadrupol-Quadrupol-Kopplung stärker sein könnte als aus der Extrapolation der Kopplungskonstante erwartet wird. Es wäre interessant, die Vorzeichenumkehr durch weitere Daten zu bestätigen, jedoch ist schwer zu sehen, durch welche Experimente die $\nu f_{7/2} \times 3^-$ -Septettmitglieder niederen Drehimpulses

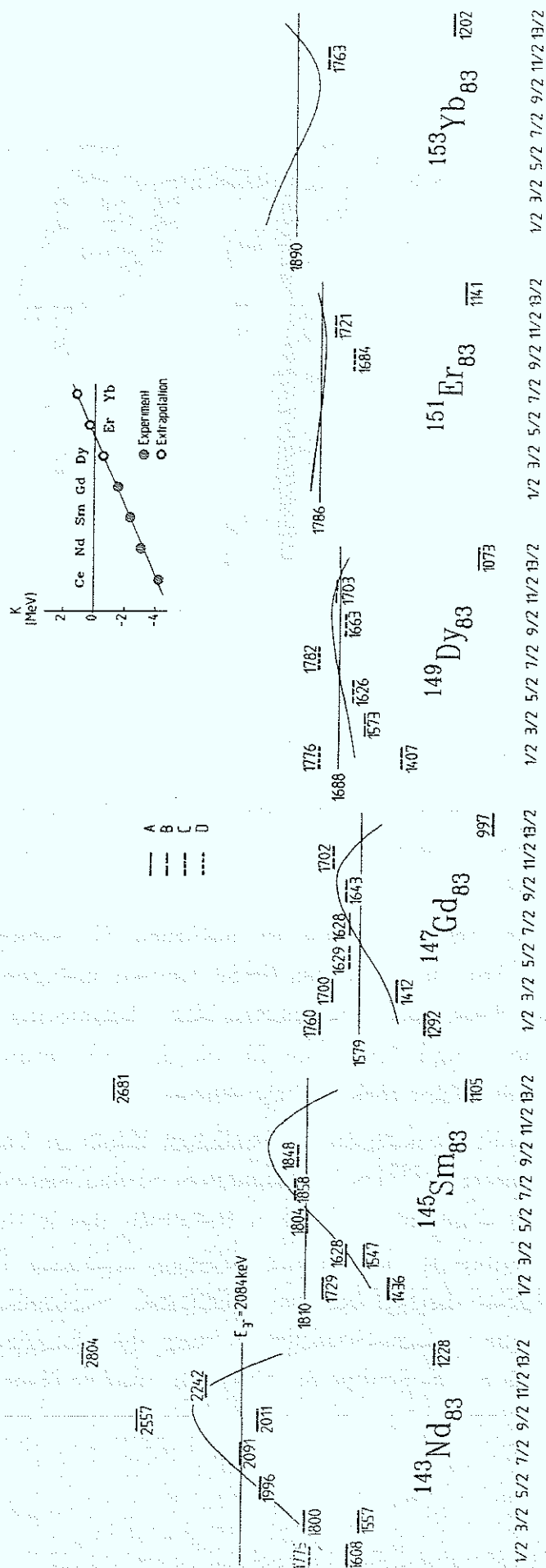


Fig. 49

Die $\nu f_{7/2} \times 3^-$ -Septetts von Figur 39 zusammen mit den Resultaten der nächstschwereren $N=83$ -Isotone ^{149}Dy [Men 94], ^{151}Er und ^{153}Yb [McN 93]. Die gezeigten Kurven dieser Kerne sind mit linear extrapolierten Kopplungskonstanten berechnet worden. Die Zuordnungsqualitäten stammen aus der Referenz [Men 94].

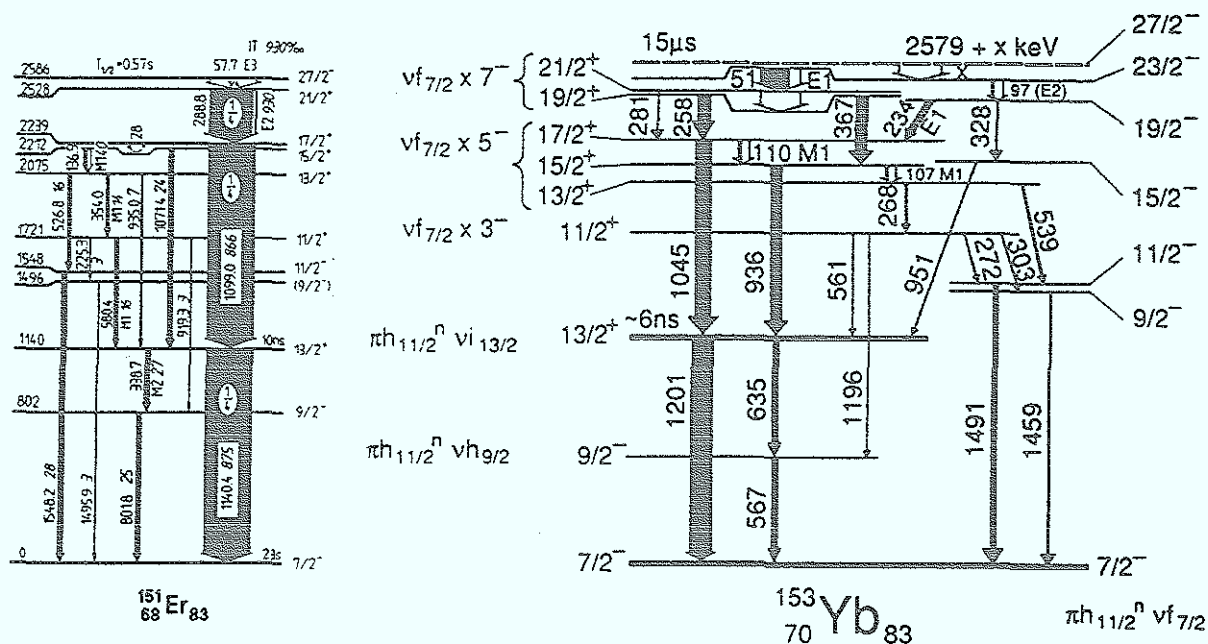


Fig. 50 Vergleich der $27/2^-$ -Zerfälle von $^{151}\text{Er}_{83}$ und $^{153}\text{Yb}_{83}$ [McN 93]

identifiziert werden könnten. Dessenungeachtet zeigen die jetzt vorhandenen Resultate eindeutig die Vorzeichenumkehr des Phonon-Quadrupolmoments in ^{151}Er und dem darüberliegenden Kern ^{153}Yb .

Von eminenter Bedeutung für dieses Ergebnis ist natürlich die systematische Kenntnis der niedrigliegenden Anregungen in den $N=83$ -Kernen, insbesondere der des $\nu f_{7/2} \times 3^-$ -Septetts. Nur aus diesen sehr detaillierten Daten konnte die Quadrupol-Quadrupol-Kopplung isoliert und der Trend für die sehr viel schwerer zugänglichen Kerne oberhalb Gadolinium vorhergesagt werden.

Natürlicherweise stellt sich die Frage nach einem ähnlichen Effekt in Valenzprotonkernen, wie z.B. dem diskutierten ^{147}Tb . Im Gegensatz zu den Einvalenzneutronkernen existieren aber hier keine systematischen Resultate; das in dieser Arbeit identifizierte $\pi h_{11/2} \times 3^-$ -Septett ist das erste vollständig bekannte Teilchen-Phononmultiplett in Valenzprotonkernen bei $N=82$. Offenbar beschreibt die auf das $\pi h_{11/2} \times 3^-$ -Septett wirkende Austauschwechselwirkung die Energieverschiebungen nur unvollständig, doch der eindeutige oder gar quantitative Nachweis der

Quadrupolwechselwirkung ist wegen der starken $\pi h_{11/2}$ -Austauschwechselwirkung und der hohen Niveaudichte kaum zu beantworten. Allerdings zeigt sich, daß das in ^{145}Eu [Rub 85] fast vollständig bekannte $\pi g_{7/2}^{-1} \times 3^-$ -Multipllett, in dem keine vergleichbare diagonale Austauschwechselwirkung erwartet wird, praktisch entartet ist. Da die geometrischen Koeffizienten für $\pi g_{7/2}^{-1} \times 3^-$ und $\nu f_{7/2} \times 3^-$ gleich sind, würde dies bedeuten, daß die Kopplungskonstante in ^{145}Eu ganz erheblich kleiner als in den $N=83$ -Kernen sein muß.

Der 27/2⁻- β -Zerfall

Im vorliegenden Experiment wurde natürlich auch der von Barden et al. [Bar 88] entdeckte schwache GT-Zerfallszweig des ^{151}Er -27/2⁻-Isomer beobachtet. Hier zerfällt eines der vier $h_{11/2}$ -Protonen in die leere $h_{9/2}$ -Neutronschale und je nach dem, ob das zu 10^+ oder zu 0^+ gekoppelte Protonpaar zerfällt, werden im Tochterkern ^{151}Ho Dreiquasiteilchenzustände mit $I^\pi=25/2^-$ und 27/2⁻ bzw. Fünfquasiteilchenzustände mit $I^\pi=25/2^-$, 27/2⁻ und 29/2⁻ bevölkert. In Figur 48 ist links die aus dem Schalenmodell mit den Eingabeparametern von Tabelle 5.6 berechnete [Oxb 86] relative Stärkefunktion gezeigt. Die Konfiguration $\pi h_{11/2}^3 \nu h_{9/2} f_{7/2}$ hat für die drei möglichen Spinwerte 25/2, 27/2 und 29/2 insgesamt 122 Zustände. Die 18 gezeigten Zustände dieser Stärkefunktion reichen bis 4.9 MeV Anregungsenergie und enthalten 92% der berechneten Gesamtstärke vereinnahmen. Im Experiment werden allerdings nur die beiden untersten im Zerfall erwarteten Yrastniveaus mit 25/2⁻ (2098 keV) und 27/2⁻ (2227 keV) beobachtet. Die abnehmende Nachweiswahrscheinlichkeit für hochenergetische Gammastrahlung, die höhere Niveaudichte und der stark zerfallsenergieabhängige Phasenraum begründen, daß die hochliegende Stärke im Experiment nicht mehr detektiert wird. Dies wird auch klar aus dem Vergleich des gemessenen $\log ft$ -Werts für den 27/2⁻-Zerfall von 4.3 mit z.B. dem ^{150}Er -Grundzustandszerfall mit $\log ft=3.6$ [Tot 87] oder gar mit dem im ^{149}Dy -27/2⁻-Zerfall gemessenen Wert von 4.1 [Kle 92].

Die hier gewonnenen genaueren Daten für den nachfolgenden Gammazerfall ergeben 7.0(2)% für den GT-Zerfallszweig. Er wurde aus den identisch gemessenen Intensitäten der beiden untersten Yrastübergänge in ^{151}Ho bestimmt, da hier direkte Gammabevölkerung aus hochliegenden primär angeregten GT-Zuständen unwahrscheinlich ist.

Im Zerfall konnten zwei neue ^{151}Ho -Übergänge mit 543 keV und 107 keV nachgewiesen werden. Außerdem wurde die Konversion für die Übergänge 297, 308 und 404 keV gemessen. Wichtig für die $21/2^-$ -Spinzuordnung waren die gemessenen Multipolaritäten der beiden letztgenannten Gammaübergänge. Dieser Zustand bei 1791 keV wurde in einer früheren Untersuchung mit $23/2^-$ ausgezeichnet [Giz 81]. Der zusätzlich gesehene 107 keV-Übergang festigt außerdem die ursprünglich nicht eindeutige Niveauenergie dieser Anregung. Die Resultate einer parallel durchgeführten *in-beam*-Untersuchung von ^{151}Ho bestätigen die im Zerfallsschema gezeigten Zuordnungen [Zha 94].

4 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit behandelt die Ein-Valenzteilchenkerne ^{147}Tb und ^{151}Er . Das Hauptanliegen der Untersuchung war, charakteristische Eigenschaften der Teilchen-Phononanregungen dieser Kerne zu studieren.

Im Ein-Valenzprotonkern ^{147}Tb waren vom $\pi h_{11/2} \times 3^-$ -Septett nur die $15/2^+$ - und $17/2^+$ -Yrastzustände bekannt, die einer starken diagonalen Austauschwechselwirkung unterliegen. An Massenseparatoren wurden in β -Zerfallsexperimenten der $1/2^+$ - und der $11/2^-$ - ^{147}Dy -Aktivitäten und in auf Anregung von Zuständen oberhalb der Yrastlinie ausgelegten *in-beam*-Experimenten mit ^6Li -Strahl der Kern ^{147}Tb spektroskopiert. Die Kombination dieser drei Datensätze ermöglichte die fast vollständige Abdeckung des Spinbereiches von $1/2$ bis $27/2$ der niedrigliegenden Zustände in ^{147}Tb . Insgesamt konnten in diesem Kern mehr als 100 bisher unbekannte Zustände plazierte und weitgehend charakterisiert werden.

Diese ungewöhnlich vielfältigen Daten erlaubten es, neben dem kompletten $\pi h_{11/2} \times 3^-$ -Septett auch sehr viele weitere Teilchen $\times$ Phononzustände zu identifizieren. Darüberhinaus wurden im Anregungsbereich zwischen 2.5 und 4 MeV zahlreiche Dreiquasiteilchenanregungen beobachtet und mit Hilfe von parameterfreien Schalenmodellrechnungen in sehr befriedigender Weise beschrieben. Ein weiteres wichtiges Ergebnis ist die Manifestierung eines Neutron-Einteilchen-Einlochzustandes mit $I=27/2$, der mit 3.7 MeV Anregung nahe an der Yrastlinie liegt.

Der β -Zerfall von ^{147}Dy ermöglichte erstmalig die eindeutige Festlegung hochliegender Gamow-Teller-Resonanzzustände, die unter anderem die Anregung der Spin-Bahn-Partner $\nu h_{11/2}^{-1} \nu h_{9/2}$ über den $N=82$ -Schalenabschluß enthalten.

Im $27/2^-$ -Isomerzerfall von ^{151}Er wurde neben der bisher bekannten Yrastkaskade ein 7% schwacher Nicht-Yrastzweig beobachtet, in dessen Verlauf das $[\nu f_{7/2} \times 3^-]_{11/2^+}$ -Septettmitglied bevölkert wird. Im Gegensatz zu den leichteren $N=83$ -Nukliden liegt dieser Zustand und der analoge des nächstschwereren $N=83$ -Isotons ^{153}Yb unterhalb der entsprechenden Rumpf-Phononenenergie, was auf die Vorzeichenänderung des 3^- -Quadrupolmoments hinweist.

Schlußwort

Diese Arbeit wurde am Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Jülich durchgeführt. Dem Institutsdirektor Prof. Dr. O. Schult gilt daher mein besonderer Dank.

Eine außergewöhnlich gute Betreuung erhielt ich von Dr. P. Kleinheinz. Durch viele fruchtbare Diskussionen mit ihm konnten wesentliche physikalische Probleme gelöst werden.

Entscheidende Ideen und wertvolle Anregungen gingen von Prof. Dr. J. Blomqvist aus, dem ich dafür sehr herzlich danke.

Für die Hilfe bei den Strahlzeiten am Kölner Tandembeschleuniger bedanke ich mich ausdrücklich bei Dr. R. Wirowski sowie Dipl.-Phys. M. Wilhelm und für Unterstützung und Interesse bei Prof. Dr. P. von Brentano.

Das Konversionselektronenexperiment in Orsay konnte nur durch die intensive Hilfe von Dr. Ch. Vieu, Dr. J.S. Dionisio und Dr. C. Schück durchgeführt werden. Die Targets für dieses Experiment stammten vom Massenseparator in Orsay und von der GSI Darmstadt. Bedanken möchte ich mich dafür bei den Herren R. Meunier, Dr. S. Hofmann und Dr. H. Folger.

Sehr wertvolle Hilfe bei dem Experiment an der GSI leisteten die Doktoren H. Keller, O. Klepper und R. Kirchner und Prof. Dr. E. Roeckl.

Auch von meinem Doktorandenkollegen C.T. Zhang erhielt ich wertvolle Unterstützung bei den Experimenten in Köln und Darmstadt, und selbst A.F. Saad war bei vielen Nachtschichten enthusiastisch zu Gange.

Ein Teil der in dieser Arbeit verwandten Daten zu den β -Zerfällen von ^{147}Dy stammt aus Experimenten vor meiner Zeit in Jülich. Allen, die daran beteiligt waren, insbesondere Dr. M. Piiparinen, Dr. D. Schardt und Prof. Dr. J. Styczen, danke ich ausdrücklich.

Für die Bereitstellung der Kölner Matrixsortier Routinen und für die Hilfe bei der Installation bedanke ich mich bei den Kölnern Dr. R. Wirowski und Dipl.-Phys. M. Wilhelm und bei Dr. N. Brummund vom IKP Jülich.

Die tatkräftige Unterstützung meiner Eltern und meiner Schwiegereltern erleichterte den Alltag in der Schlußphase wesentlich.

Besonderer Dank gilt meiner Frau Katja, die mir in aufregenden Zeiten eine sehr wertvolle Hilfe war und mir mit unseren Töchtern Alice und Juliane viel Freude bereitete.

Referenzen

- [Ada 86] J. Adam, J. Dobes, J. Fer, B. Kracik, A. Kugler: Czech. J. Phys B 36 (1986) 1143
- [Alk 85a] G.D. Alkhazov, A.A. Bykov, V.D. Wittmann, V.E. Starodubsky, S.Yu. Orlov, V.N. Panteleyev, A.G. Polyakov, V.K. Tarasov: Nuclear Physics A 438 (1985) 482
- [Alk 85b] G.D. Alkhazov, A.A. Bykov, V.D. Wittmann, S.Yu. Orlov, V.K. Tarasov: Phys. Lett B 157 (1985) 350
- [Ako 90] Y.A. Akovali, K.S. Toth, A.L. Goodman, J.M. Nitschke, P.A. Gilmarth, D.M. Moltz, M.N. Rao, D.L. Sousa: Phys Rev C 41 (1990) 1126
- [Arl 72] R.Arlt, V.V. Kusnetsov, V. Neibert, L.K. Peker, A.V. Potempa, U. Hagemann: Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. 36 (1972) 1826
- [Arn 94] S.E. Arnell, D. Foltescu, H.A. Roth, S.Ö. Skeppstedt, J. Blomqvist, A. Nilsson T. Kuroyanagi, S. Mitarari, J. Nyberg: Phys. Rev, im Druck
- [Aud 93] G. Audi, A.H. Wapstra: Nucl. Phys. A 565 (1993) 1
- [Bar 88] R. Barden, A. Plochocki, D. Schardt, B. Rubio, M. Ogawa, P. Kleinheinz, R. Kirchner, O. Klepper, J. Blomqvist: Z. Physik A 329 (1988) 11
- [Boh 75] A. Bohr, B. Mottelson: Nucl. Structure, 1975, Benjamin, Reading, Mass.
- [Boo 74] W. Booth, S. Wilson, S.S. Ipson: Nucl. Phys A 229 (1974) 61
- [Boo 75] W. Booth, B. Herskind, R.R. Borchers, L. Westgaard: Nucl. Phys A 102 (1975) 55
- [Bro79] R. Broda, M. Behar, P. Kleinheinz, P.J. Daly, J. Blomqvist Z. Physik A 293 (1979) 135
- [Bro 84] R. Broda, Y.H. Chung, P.J. Daly, Z.W. Grabowski, J. McNeill, R.V.F. Janssens, D.C. Redford: Z. Physik A 316 (1984) 125
- [Col 93] R. Collatz, P. Kleinheinz, C.T. Zhang, A.F. Saad, H. Keller, R. Kirchner, O. Klepper, A. Plochocki, E. Roeckl, D. Schardt Ann. Rep 1992 IKP KFA Jülich 1993 ISSN 0336-0885
- [Col 94] R. Collatz, P. Kleinheinz, R. Broda, R. Menegazzo, C.T. Zhang, J. Styczen, A. Gadea, J. Rico, J. Blomqvist : wird eingereicht an Z. Physik A
- [Con 84] C. Conci: Dissertation, Jül-Spez 241 (1984) ISSN 0343-7639, und C. Conci, V. Klemt, J. Speth: Phys. Lett. B 148 (1984) 405

- [Dal 80] P.J. Daly, P. Kleinheinz, R. Broda, S. Lunardi, H. Backe, J. Blomqvist:
Z. Physik A 298 (1980) 173
- [Dri 90] M.W. Drigert, M. Piiparinen, R.V.F. Janssens, R. Holzmann, I. Ahmad,
J. Borggreen, R.R. Chasman, P.J. Daly, B.K. Dichter, H. Emling, U. Garg,
Z.W. Grabowski, T.L. Khoo, W.C. Ma, M. Quader, D.C. Radford, W. Trzaska
Nucl. Phys. A 515 (1990) 466
- [dMa 74] E. der Mateosian, A.W. Sunyar: Atomic Data & Nucl. Data Tables 13 (1974) 407
- [dSh 61] A. de Shalit: Phys. Rev. 122 (1961) 1530
- [Giz 81] J. Gizon, A. Gizon, S. André, J. Genevey, J. Jastrzebski, R. Kossakowski,
M. Moszynski, Z. Preibiz: Z. Physik A 301 (1981) 67
- [Gov 71] N.B. Gove, M.J. Martin: Atomic Data & Nuclear Data Tables 10 (1971) 205
- [Gyu 85] R. Gyufko, D. Rychel, M. Steck, C.-A. Wiedner, R.L. Parks, S.T. Thornton:
Phys. Lett. B 150 (1985) 335
- [Jas 80] J. Jastrzebski, R. Kossakowski, J. Lukasiak, M. Moszynski, Z. Preibisz
S. Andre, J. Genevey, A. Gizon, J. Gizon: Phys. Lett. B 97 (1980) 50
- [Kad 89] H. Kader, G. Graw, F.J. Eckle, G. Eckle, P. Schiemenz, P. Kleinheinz,
B. Rubio, G. de Angelis, T.N. Massey, L.G. Mann, J. Blomqvist
Phys Lett B 227 (1989) 325
- [Kha 80] T. Khan, M.W. Johns: Can. Journal Physics 58 (1980) 1617
- [Kle 65] P. Kleinheinz, L. Samuelson, R. Vakanovic, K. Siegbahn:
Nucl. Instr. and Meth. 32 (1965) 1
- [Kle 78] P. Kleinheinz, S. Lunardi, M. Ogawa, M.R. Maier: Z. Physik A 284 (1978) 315
- [Kle 79] P. Kleinheinz, R. Broda, P.J. Daly, S. Lunardi, M. Ogawa, J. Blomqvist:
Z. Physik A 290 (1979) 279
- [Kle 92] P. Kleinheinz, J. Styczen, R. Menegazzo, H. Güven, D. Schardt, G. Walter
A. Huck, J.L. Tain, J. Blomqvist, and the ISOLDE Collaboration:
Proc. NFFS 6 und AMCO 9, Hrsg.: R. Neugart, A. Wöhr, Bernkastel-Kues 1992
- [Kom 83] T. Kommpa, R. Komu, M. Kortelahti, J. Muhonen, A. Pakkanen,
M. Piiparinen, I. Prochazka, J. Blomqvist: Z. Physik A 314 (1983) 33

- [Led 78] Table of Isotops, 7th Edition, Hrsg.: C.M. Lederer, V.S. Shirley
New York, Wiley 1978
- [Lia 87] C.F. Liang, P. Paris, P. Kleinheinz, B. Rubio, M. Piiparinen
D. Schardt, A. Plochocki, R. Barden
Phys. Lett. B 191 (1987) 245
- [Lie 79] J.R. Lien, G. Lövhöiden, K. Aareskjold, S.E. Kazzaz, G. Ellegard, K. Heyde,
M. Waroquier, P. van Isacker, H. Vincx, J.R. Reckstad, P. Kleinheinz:
Nucl. Phys. A 324 (1979) 141
- [Mel 94] Z. Meliani, J.S. Dionisio, E.G. Körner, D.G. Popescu, C. Schück, Ch. Vieu,
G. Duchene, J.C. Merdinger, N. Bendjaballah:
J. Physics G: Nucl. Part. Phys 20 (1994) L7, und
Z. Meliani, Dissertation Universität Alger/Orsay 1993
- [McN 93] J. H. McNeill, A.A. Christi, P.J. Daly, W. Gelletly, M.A.C. Hotchkis, M. Piiparinen
B.J. Varley, P.J. Woods, J. Blomqvist: Z. Physik A 344 (1993) 369
- [Men 94] R. Menegazzo, P. Kleinheinz, R. Collatz, H. Güven, J. Styczen, D. Schardt,
H. Keller, O. Klepper, G. Walter, A. Huck, G. Marguier, J. Blomqvist,
the Isolde Collaboration: Z. Physik A, im Druck
- [Nag 81] Y. Nagay, J. Styczen, M. Piiparinen, P. Kleinheinz, D. Bazzacco
P. von Brentano, K.O. Zell: Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1259
- [Oga 78] M. Ogawa, R. Broda, K.O. Zell, P.J. Daly, P. Kleinheinz:
Phys. Rev. Lett 41 (1978) 289
- [Oxb 86] B.A. Brown, A. Etchegoyen, N.S. Godwin, W.E. Ormand, W.D.M. Rae,
J.S. Wienfield: The Oxford-Buenos-Aires-MSU-Shell-Model Code
- [Pii 82] M. Piiparinen, T. Komppa, R. Komu, A. Pakkanen, J. Blomqvist:
Z. Physik A 309 (1982) 87
- [Pii 90] M. Piiparinen, P. Kleinheinz, S. Lunardi, M. Ogawa, G. de Angelis
F. Soramel, W. Meczynski, J. Blomqvist, Z. Physik A 337 (1990) 387
- [Ric 93] J. Rico, B. Rubio, J.L. Tain, A. Gadea, J. Bea, L.M. Garcia-Raffi,
O. Tengblad, P. Kleinheinz, R. Menegazzo, R. Wirowski, P. von Brentano,
G. Siems, J. Blomqvist: Z. Physik A 345 (1993) 245

- [Rös 78] F. Rösler, H.M. Fries, K. Alder, H.C. Pauli:
Atomic Data & Nuclear Data Tables 21 (1978) 91
- [Rub 85] B. Rubio, Dissertation Granada-Jülich 1985
- [Rub 86] B. Rubio, A. Ercan, G. de Angelis, P. Kleinheinz, J.L. Tain, B. Brinkmüller,
D. Paul, J. Meissburger, L.G. Mann, D.J. Decman, T.N. Massey, G.L. Struble,
H.J. Scheerer, J. Blomqvist: Z. Physik A 324 (1986) 27
- [Sei 82] N. Seichert, Dissertation LMU München, 1982
- [Scha 84] D. Scharadt, P.O. Larsson, R. Kirchner, O. Klepper, V.T. Koslowski, E. Roeckl,
K. Rykaczewski, K. Zuber, N. Roy, P. Kleinheinz, J. Blomqvist:
Proc. 7th Int. Conf. on Atomic Masses and Fundamental Constants
Darmstadt-Seeheim 1984, p. 222
- [Scha 85] D. Scharadt, P.O. Larsson, R. Kirchner, O. Klepper, V.T. Koslowski, E. Roeckl,
K. Rykaczewski, T. Sekine, P. Kleinheinz, M. Piiparinen, K. Zuber
C.F. Liang, P. Paris, J. Blomqvist:
Proc. XX Winter School, Zakopane, Polen (1985), Vol 1
- [Scha 87] D. Scharadt, R. Barden, R. Kirchner, O. Klepper, A. Plochocki, E. Roeckl,
P. Kleinheinz, M. Piiparinen, B. Rubio, K. Zuber, C.F. Liang, P. Paris, A. Huck
G. Walter, G. Marguier, H. Gabelmann, J. Blomqvist:
Conf. Proc. Nuclei far from Stability, (1987) Rousseau Lake, Kanada, S. 477
- [Ste 76] A.M. Stefanini, P. Kleinheinz, M.R. Maier: Phys. Lett B 62 (1976) 405
- [Sty 81] J. Styczen, M. Piiparinen, P. Kleinheinz, J. Blomqvist:
4th Int. Conf. on Nuclei far from Stability, Helsingor 1981, CERN 81-09, S. 548
- [Sty 83] J. Styczen, M. Piiparinen, Y. Nagay, P. Kleinheinz, D. Bazzacco,
J. Eberth, J. Blomqvist: Z. Physik A 312 (1983) 149
- [Sty 87] J. Styczen, P. Kleinheinz, W. Starzecki, B. Rubio, G. de Angelis, H.J. Hahn,
C.F. Liang, P. Paris, R. Reinhardt, P. von Brentano, J. Blomqvist:
Conf. Proc. Nuclei far from Stability, (1987) Rousseau Lake, Kanada, S. 489
- [Tot 87] K.S. Toth, D.C. Sousa, J.M. Nitschke, P.A. Wilmarth: Phys. Rev. C 35 (1987) 620
- [Tra 89] L. Trache, J. Wrzesinski, C. Wesselborg, A. Clauberg, K.O. Zell, R. Reinhardt,
P. von Brentano, D. Bazzacco, G.P.A. Berg, W. Hürlimann, J. Meissburger,
J.L. Tain: Nucl. Phys A 492 (1989) 23

- [Tai 89] J.L. Tain, B. Rubio, P. Kleinheinz, D. Schardt, R. Barden, J. Blomqvist:
Z. Physik A 333 (1989) 29
- [Wil 68] B. H. Wildenthal, E. Newmann, R.L. Auble: Physics Letters B27 (1968) 628
- [Wil 82] D. Wilkinson: Nucl. Phys. A 377 (1982) 474
- [Yat 86] S. Yates, R. Julin, P. Kleinheinz, B. Rubio, L.G. Mann, E.A. Henry,
W. Stöffl, D.J. Decman, J. Blomqvist: Z. Physik A 324 (1986) 417
- [Zha 94] Dissertation, Universität Köln 1993, und
C.T. Zhang, P. Kleinheinz, M. Piiparinen, R. Collatz, T. Lönnroth,
G. Sletten, J. Blomqvist: Z. Physik A: im Druck

Anhang

Tabelle 1 : Niveaus in $^{147}\text{Tb}_{82}$

Antiqua: $^6\text{Li}, 3n$ -Reaktion		Kursiv: $^{147}\text{Dy}-\beta^+$ -Zerfälle									
$E_x[\text{keV}]^a)$	$E_\gamma[\text{keV}]^b)$	I_f^π	$I_\gamma^c)$ $I_\gamma^c)$	ADO ^{d)} $T_{1/2}^e)$	Multi- pol.	Ent- völkerung	Be- ^{f)}	$I_i^{\pi g)}$	Konf. ^{h)}		
0	β^+ -Isomer							$1/2^+$	$\pi s_{1/2}$	A	
0	β^+ -Isomer										
50.7 ⁱ⁾	β^+							$11/2^-$	$\pi h_{11/2}$	A	
50.7 ⁱ⁾	β^+										
253.4	253.43(5)	$\rightarrow 1/2^+$	248(5) ^{j)}	0.79(2)	$M1^k)$	290	260	$3/2^+$	$\pi d_{3/2}$	A	
253.4	253.4(1)	$\rightarrow 1/2^+$	240			215	206				
354.2	100.75(5)	$\rightarrow 3/2^+$	66.8(15) ^{j)}	0.78(2)	$M1^k)$	218	174	$5/2^+$	$\pi d_{5/2}^{-1}$	A	
	354.20(10)	$\rightarrow 1/2^+$	0.7(2) ^{l)}	1.14(14)							
354.1	100.7(1)	$\rightarrow 3/2^+$	255			820	609				
719.4	365.20(10)	$\rightarrow 5/2^+$	95.8(25) ^{j)}	0.93(3)	$M1^k)$	105	40	$7/2^+$	$\pi g_{7/2}^{-1}$	A	
	466.00(10)	$\rightarrow 3/2^+$	2.5(5) ^{l)}	1.14(23)							
719.2	365.1(1)	$\rightarrow 5/2^+$	266	55.8(15)		294	167				
	465.8(3)	$\rightarrow 3/2^+$	8 ^{l)}								
1313.1	1262.4(3)	$\rightarrow 11/2^-$	25(5) ^{j)}	1.3(5)		25	2 ^{m)}	$(7/2)^-$	$\pi s \times 3^-$	B	
1313.1	1262.4(2)	$\rightarrow 11/2^-$	62	55(3)	E2	62	< 3 ^{m)}				
1316.5	1265.75(5)	$\rightarrow 11/2^-$	517(20) ^{j)}	1.000(10)	$M2, E3^n)$	519	143	$15/2^+$	$\pi h \times 3^-$	A	
1316.5	1265.8(2)	$\rightarrow 11/2^-$	97	51(2)		97	24				
1329.7	1076.2(4)	$\rightarrow 3/2^+$	0.6(2)			28	2	$7/2^+$	$\pi h \times 3^-$	A	
	975.52(8)	$\rightarrow 5/2^+$	26.2(10)	1.11(2)	E2						
	610.4(3)	$\rightarrow 7/2^+$	0.8(2)	1.04(40)							
1329.7	975.6(2)	$\rightarrow 5/2^+$	46	59(6)	E2	46	19				
1404.6	1151.1(2)	$\rightarrow 3/2^+$	6.6(6)	0.88(7)	M1	17	0	$5/2^+$	$\pi h \times 3^-$	A	
	1050.4(3)	$\rightarrow 5/2^+$	9.8(3)								
1404.3	1150.9(4)	$\rightarrow 3/2^+$	13		M1	29	0				
	1050.2(3)	$\rightarrow 5/2^+$	16	118(42)	M1						
1413.3	1159.9(2)	$\rightarrow 3/2^+$	17.2(15)	0.92(5)	E1	17	0	$5/2^-$	$\pi s \times 3^-$	A	
1413.2	1159.8(2)	$\rightarrow 3/2^+$	37	83(17)	E1	37	14				
1438.5	1387.8(2)	$\rightarrow 11/2^-$	27(5) ^{j, o)}		E1	27	~ 2	$(11/2)^+$	$\pi h \times 3^-$	A	
1438.6	1387.9(2)	$\rightarrow 11/2^-$	143	56(3)	E1	143	36				
1479.7	1479.7(2)	$\rightarrow 1/2^+$	72	108(15)		79	49	$[\pi d \times 3^-]_{3/2}$	D		
	1226.2(4)	$\rightarrow 3/2^+$	7	101(79)							

Tabelle 1 Seite 2

$E_x[\text{keV}]^a)$ $E_x[\text{keV}]$	$E_\gamma[\text{keV}]^b)$ $E_\gamma[\text{keV}]$	I_f^π	$I_\gamma^c)$ $I_\gamma^c)$	ADO ^{d)} $T_{1/2}^e)$	Multi- pol.	Ent- völkerung	Be- ^{f)}	$I_i^{\pi g)}$	Konf. ^{h)}								
1487.6	1436.9(2) 1133.4(4) 768.0(4) 174.5(4) 157.9(4)	$\rightarrow 11/2^-$ $\rightarrow 5/2^+$ $\rightarrow 7/2^+$ $\rightarrow 7/2^-$ $\rightarrow 7/2^+$	15(3) $j^p)$ 0.4 0.6 ~ 0.2 ~ 0.3	0.85(14)	E1	} ~ 17	1	$9/2^+$	$\pi h \times 3^-$	A							
1487.5	1436.8(2)	$\rightarrow 11/2^-$	68	53(4)	E1						68	11					
1601.3	1550.6(2) 284.8(3) 163.0(4)	$\rightarrow 11/2^-$ $\rightarrow 15/2^+$ $\rightarrow 11/2^+$	39.5(40) $j^j)$ 0.6(2) 1.0(3)		E1						} 43	9	$13/2^+$	$\pi h \times 3^-$	A		
1601.2	1550.7(2)	$\rightarrow 11/2^-$	89	54(3)	E1											89	21
1619.3	1365.5(2) 1264.5(4)	$\rightarrow 3/2^+$ $\rightarrow 5/2^+$	9.9(10) 0.5(2)	0.87(5)	E1											} 10	0
1618.8	1365.4(3)	$\rightarrow 3/2^+$	17	80(23)		17	0										
1659.7	1609.0(4)	$\rightarrow 11/2^-$	13(3) $j^q)$		M1	13	0	$(9/2)^-$	$\pi d \times 3^-$	B							
1659.9	1609.2(3)	$\rightarrow 11/2^-$	97	53(5)	M1	97	5										
1715.5	1664.8(2)	$\rightarrow 11/2^-$	26	47(6)	E2	26	0	-	$[d \times 3^-]_{7/2}$	D							
1759.3	- $j^j)$ 1505.9(5) 1405.0(5)	$\rightarrow 1/2^+$ $\rightarrow 3/2^+$ $\rightarrow 5/2^+$	$\sim 2^r)$ 1.5(8) 1.1(4)			} ~ 5	0	$3/2^+$	$\pi d^{-1} \times 2^+$	B							
1758.6	1758.6(2) 1505.2(3) 1404.5(2)	$\rightarrow 1/2^+$ $\rightarrow 3/2^+$ $\rightarrow 5/2^+$	61 24 63	103(11) 123(38) 103(12)	M1,E2 M1 M1,E2						} 148	42					
1760.7	1710.0(8)	$\rightarrow 11/2^-$	10(3) $j^j)$										10	0	$(9/2)^-$	$\pi d^{-1} \times 3^-$	B
1761.3	1710.6(2)	$\rightarrow 11/2^-$	87	52(3)	M1	87	0										
1761.1	1407.0(5) 1041.5(5)	$\rightarrow 5/2^+$ $\rightarrow 7/2^+$	0.7(2) 0.9(2)			} 2	1										
1766.3	1766.3(2) 1512.9(5) 1412.2(2)	$\rightarrow 1/2^+$ $\rightarrow 3/2^+$ $\rightarrow 5/2^+$	162 10 40	106(5) 102(55) 123(23)	M1 E2						} 212	17	$\text{GT}_{1/2}$	$[\pi d^{-1} \times 2^+]_{1/2}$	D		
1774.7	1724(2)	$\rightarrow 11/2^-$	$\sim 4^j)$			~ 4	0	$(9/2)^-$	$\pi h \times 2^+$	C							
1775.2	1724.5(2)	$\rightarrow 11/2^-$	118	54(3)	M1,E2	118	~ 16										
1965.2	1611.0(2)	$\rightarrow 5/2^+$	8.0(15)	1.29(14)		8	0	$(5/2)$	$\pi d^{-1} \times 3^-$	C							
1965.3	1611.2(5)	$\rightarrow 5/2^+$	20			20	0										

Tabelle 1 Seite 3

$E_x[\text{keV}]^a)$ $E_x[\text{keV}]$	$E_\gamma[\text{keV}]^b)$ $E_\gamma[\text{keV}]$	I_f^π	$I_\gamma^{c)}$ $I_\gamma^{c)}$	$ADO^{d)}$ $T_{1/2}^{e)}$	Multi- pol.	Ent- völkerung	Be- f)	$I_i^{\pi g)}$	Konf. $h)$
1971.6	1617.4(2)	$\rightarrow 5/2^+$	10.2(20)	1.04(9)		10	0	$7/2^+$	$\pi d \times 2^+$ B
1971.2	1671.1(3)	$\rightarrow 5/2^+$	30	59(6)	M1	30	0		
1987.9	1937.2(2)	$\rightarrow 11/2^-$	44.8(25) $j)$	1.30(5)		46	36	$15/2^-$	$\pi h \times 2^+$ A
	671.5(2)	$\rightarrow 15/2^+$	1.4(3)	0.94(15)					
1987.9	1937.2(3)	$\rightarrow 11/2^-$	31	55(5)		31	0		
1996.9	1743.5(5)	$\rightarrow 3/2^+$	~ 0.3						
	1642.7(2)	$\rightarrow 5/2^+$	5.5(15)	1.04(14)		~ 6	0	$5/2^{(+)}$	$\pi d \times 2^+$ B
	1277.4(3)	$\rightarrow 7/2^+$	0.5(2)	0.66(21)					
1999.6	1999.4(3)	$\rightarrow 1/2^+$	29	105(16)					
	1645.6(3)	$\rightarrow 5/2^+$	16	102(33)		57	6	$3/2^+$	$\pi d \times 2^+$ B
	1280.0(4)	$\rightarrow 7/2^+$	12	70(30)					
2020.9	1970.2(3)	$\rightarrow 11/2^-$	58	49(3)		58	9		$[\pi h \times 2^+]_{11/2}$ D
2039.7	2039.7(3)	$\rightarrow 1/2^+$	27	107(24)		27	9		$[\pi s \times 2^+]_{5/2}$ D
2046.2	— $s)$	$\rightarrow 11/2^-$	$\sim 6^s)$						
	716.5(3)	$\rightarrow 7/2^+$	1.1(3)			~ 7	0		
2046.0	1995.3(3)	$\rightarrow 11/2^-$	31	48(4)				(9/2)	$\pi d^{-1} \times 2^+$ C
	716.3(4)	$\rightarrow 7/2^+$	~ 5			~ 36	0		
2068.3	1714.1(2)	$\rightarrow 5/2^+$	4.5(10)	1.11(19)		5	0	$7/2^{(+)}$	$\pi d^{-1} \times 2^+$ C
2068.2	1714.1(4) $t)$	$\rightarrow 5/2^+$	12 $u)$	85(13) $v)$		12	0		
2088.5	772.05(7)	$\rightarrow 15/2^+$	81.1(30) $j)$	0.80(2)	M1 $n)$				
	487.4(3)	$\rightarrow 13/2^+$	0.5(2)	1.56(37)		~ 83	56	$17/2^+$	$\pi h \times 3^-$ A
	100.6(4)	$\rightarrow 15/2^-$	0.6(2)						
2088.8	772.3(3)	$\rightarrow 15/2^+$	6	54(19)		6	0		
2157.7	2107.0(8)	$\rightarrow 11/2^-$	7.8(10) $j)$			8	0		
2157.3	2106.6(3)	$\rightarrow 11/2^-$	85	52(2)		85	0	(13/2) $^-$	$\pi h \times 2^+$ C
2163.3	2163.4(4)	$\rightarrow 1/2^+$	30	97(15)					
	1909.9(4)	$\rightarrow 3/2^+$	8			55	0	$GT_{1/2}$	$[\pi d \times 2^+]_{1/2}$ D
	1809.1(4)	$\rightarrow 5/2^+$	17						
2179.9	1460.5(2)	$\rightarrow 7/2^+$	10.2(10)	1.45(6)		10	0	$11/2^+$	$\pi g^{-1} \times 2^+$ B
2179.8	1460.6(3)	$\rightarrow 7/2^+$	54 $w)$	54(6)	E2	54	33		
2218.9	1499.6(4)	$\rightarrow 7/2^+$	1.6(4)	0.97(22) $x)$		2	0		
2219.1	1499.9(5)	$\rightarrow 7/2^+$	10	50(13)	M1 $y)$	10	0	(+)	$[\pi g^{-1} \times 2^+]_{7/2}$ D

Tabelle 1 Seite 4

$E_x[\text{keV}]^a)$ $E_x[\text{keV}]$	$E_\gamma[\text{keV}]^b)$ $E_\gamma[\text{keV}]$	$I_\pi^c)$ $I_\pi^c)$	$I_\gamma^c)$ $I_\gamma^c)$	ADO ^{d)} $T_{1/2}^e)$	Multi- pol.	Ent- völkerung	Be- ^{f)}	$I_i^{\pi g)}$	Konf. ^{h)}
2221.1	1501.7(3)	$\rightarrow 7/2^+$	2.6(5)	0.68(15) ^{x)}		2	0		
2220.7	1501.4(4)	$\rightarrow 7/2^+$	15	75(14)	$M1^y)$	15	0		+ $[\pi g^{-1} \times 2^+]_{9/2} D$
2230.7	1977.2(4)	$\rightarrow 3/2^+$	0.9(3)	0.57(17)		2	0	$5/2^{(+)}$	$\pi g^{-1} \times 2^+$ C
	1511.4(4)	$\rightarrow 7/2^+$	0.6(2)	0.58(27)					
2235.5	2184.8(4)	$\rightarrow 11/2^-$	41	51(3)		41	0		$[\pi h \times 2^+]_{7/2} D$
2243.9	1990.5(3)	$\rightarrow 3/2^+$	2.5(10)	0.93(12)		3	0	5/2	$\pi d^{-1} \times 2^+$ C
2288.9	2035.5(3)	$\rightarrow 3/2^+$	1.2(3)	0.89(35)		1	0	5/2	
2320.5	2269.8(6)	$\rightarrow 11/2^-$	9.0(10)			9	0		
2320.5	2269.8(4)	$\rightarrow 11/2^-$	48	51(3)		48	0		
2340.7	2087.2(5)	$\rightarrow 3/2^+$	8	87(38)		16	0		$[\pi g^{-1} \times 2^+]_{3/2} D$
	16215(5)	$\rightarrow 7/2^+$	8						
2349.4	—	$\rightarrow 11/2^-$	~ 2			~ 5	0		
	1630.0(3)	$\rightarrow 7/2^+$	3.3(5)	1.00(13)				9/2	
2348.5	2297.6(4)	$\rightarrow 11/2^-$	13	67(19)		34	0		
	1629.5(5)	$\rightarrow 7/2^+$	21	84(21) ^{z)}					
2362.4	2109.0(4)	$\rightarrow 3/2^+$	1.0(3)			1	0		
2374.4	1655.0(3)	$\rightarrow 7/2^+$	2.2(3)	0.98(18)		2	0	(5/2)	$\pi g^{-1} \times 3^-$ C
2374.4	1655.2(5)	$\rightarrow 7/2^+$	6	54(26)		6	0		
2377.9	2378.0(5)	$\rightarrow 1/2^+$	13	85(24)		31	0	$GT_{1/2}$	
	2124.4(5)	$\rightarrow 3/2^+$	7						
	2023.8(4)	$\rightarrow 5/2^+$	11	76(21)					
2401.1	2350.4(10)	$\rightarrow 11/2^-$	2.9(5)			3	0	$GT_{11/2}$	
2401.2	2350.5(4)	$\rightarrow 11/2^-$	47	54(4)		47	0		
2431.6	2381.5(6)	$\rightarrow 11/2^-$	8.4(8) ^{j)}			14	0		
	1712.1(2)	$\rightarrow 7/2^+$	5.3(5)	1.56(13)				(11/2 ⁺)	$\pi h^2 d^{-1}$ C
2431.8	2381.6(4)	$\rightarrow 11/2^-$	27	59(5)		39	0		
	1712.1(4) ^{t)}	$\rightarrow 7/2^+$	12 ^{u)}	85(13) ^{v)}					
2441.9	2391.3(8)	$\rightarrow 11/2^-$	$\sim 2 j, \bar{a})$			~ 3	0		$[\pi h^3 \pi_0^+]_{15/2} D$
	840.6(3)	$\rightarrow 13/2^+$	0.9(3)						
2441.3	2390.6(4)	$\rightarrow 11/2^-$	18	53(6)		18	0		
2455.1	2100.9(5)	$\rightarrow 5/2^+$	~ 0.3			<1	0		

Tabelle 1 Seite 5

$E_x[\text{keV}]^a)$ $E_x[\text{keV}]$	$E_\gamma[\text{keV}]^b)$ $E_\gamma[\text{keV}]$	I_f^π	$I_\gamma^{c)}$ $I_\gamma^{c)}$	$ADO^d)$ $T_{1/2}^e)$	Multi- pol.	Ent- völkerung	Be- ^{f)}	$I_i^{\pi g)}$	Konf. ^{h)}
2474.5	2221.2(5)	$\rightarrow 3/2^+$	1.0(4)	0.57(11)		1	0	$5/2^{(+)}$	
2485.1	— $\bar{0}$	$\rightarrow 11/2^-$	$< 2\bar{0}$						
	1046.6(4)	$\rightarrow 11/2^+$	~ 0.5			$\} < 3$	0		
2485.8	2435.1(4)	$\rightarrow 11/2^-$	23	53(7)		$\} 29$	0		$[\pi h^2 d^{-1}]_{13/2} D$
	1047.1(6)	$\rightarrow 11/2^+$	6	50(19)					
2507.4	1788.0(2)	$\rightarrow 7/2^+$	2.6(5)	0.78(16)		3	0	(9/2)	$\pi g^{-1} \times 3^-$ C
2506.9	1787.7(4)	$\rightarrow 7/2^+$	12	50(10)		12	0		
2534.7	2484.0(4)	$\rightarrow 11/2^-$	30	64(8)		30	0		
2567.7	1251.2(2)	$\rightarrow 15/2^+$	10.2(5)	0.85(5)	E1	10	0	$17/2^-$	$\pi h \times 4^+$ A
2576.0	588.05(5)	$\rightarrow 15/2^-$	32.2(20)	1.61(8)	E2	$\} 34$	9	$19/2^-$	$\pi h \times 4^+$ A
	487.5(3)	$\rightarrow 17/2^+$	1.4(3)	0.79(12)					
2583.6	2229.4(4)	$\rightarrow 5/2^+$	1.5(4)	0.69(13)		2	0	$7/2^+$	
2591.7	1278.6(2) ^{$\bar{u}$}	$\rightarrow (7/2)^-$	1.4(3)	0.91(17)		1	0	$9/2$	
2636.5	2585.8(4)	$\rightarrow 11/2^-$	$\sim 2j$			$\} \sim 4$	0		
	1320.0(3)	$\rightarrow 15/2^+$	1.7(3)	0.85(34)				$13/2$	$\pi h^3 \pi_0^2$ C
2636.4	2585.6(5)	$\rightarrow 11/2^-$	12	53(11)		$\} 22$	0		
	1319.9(4)	$\rightarrow 15/2^+$	10	49(15)					
2661.2	1941.8(3)	$\rightarrow 7/2^+$	2.3(4)	0.71(12)		2	0	$9/2^{(+)}$	
2671.6	— $\bar{0}$	$\rightarrow 11/2^-$	$< 2\bar{0}$			$\} < 4$	0		
	1952.2(3)	$\rightarrow 7/2^+$	1.4(3)	1.00(26)					
	1184.1(6)	$\rightarrow 9/2^+$	~ 0.3						
2671.8	2620.7(5)	$\rightarrow 11/2^-$	12	65(15)		$\} 29$	0	(9/2)	
	1952.6(4)	$\rightarrow 7/2^+$	11	57(15)					
	1184.7(6)	$\rightarrow 9/2^+$	6						
2698.1	1381.5(2)	$\rightarrow 15/2^+$	5.8(5)	1.02(12)		$\} 7$	0	$17/2$	$\pi h^2 d^{-1}$ B
	709.7(3)	$\rightarrow 15/2^-$	1.2(3)	1.10(29)					
2704.7	2654.0(3)	$\rightarrow 11/2^-$	$4.0(15)^j$			$\} 5$	0		
	1217.1(5)	$\rightarrow 9/2^+$	0.5(2)						$[\pi h^2 d^{-1}]_{11/2} D$
2704.8	2653.7(6)	$\rightarrow 11/2^-$	16	59(11)		$\} 21$	0		
	1217.6(4)	$\rightarrow 9/2^+$	5	65(50)					
2707.8	2454.5(4)	$\rightarrow 3/2^+$	0.5(2)			$\} 4$	0	$7/2^{(+)}$	
	2353.6(3)	$\rightarrow 5/2^+$	3.6(9)	0.64(8)					

Tabelle 1 Seite 6

E_x [keV] ^{a)} E_x [keV]	E_γ [keV] ^{b)} E_γ [keV]	I_f^π	I_γ^c I_γ^c	ADO ^{d)} $T_{1/2}^e$	Multi- pol.	Ent- völkerung	Be- ^{f)}	$I_i^{\pi g)}$	Konf. ^{h)}
2714.9	1398.4(2) 626.4(2)	$\rightarrow 15/2^+$ $\rightarrow 17/2^+$	16.1(5) 2.5(3)	1.43(14) 0.82(14)		19	8	$19/2^+$	$\pi h^2 d^{-1}$ B
2735.4	1418.9(4) 1134.2(2) 646.7(3)	$\rightarrow 15/2^+$ $\rightarrow 13/2^+$ $\rightarrow 17/2^+$	1.0(3) 2.8(4) 1.3(3)	0.68(10) 0.83(14)		5	0	$15/2^+$	$\pi h^2 g^{-1}$ B
2756.9	1427.2(4)	$\rightarrow 7/2^+$	0.5(2)			1	0		
2756.5	1426.8(4)	$\rightarrow 7/2^+$	5	47(23)		5	0		
2767.8	1166.5(4)	$\rightarrow 13/2^+$	1.0(3)	1.7(8)		1	0		
2773.5	2419.3(4)	$\rightarrow 5/2^+$	~ 0.5	0.75(25)		<1	0	(7/2)	
2785.8	697.30(15) 209.80(15) 71.0(4)	$\rightarrow 17/2^+$ $\rightarrow 19/2^-$ $\rightarrow 19/2^+$	38.3(20) ^{j)} 3.9(4) 0.6(2)	1.20(3) 0.71(3)	E2 ⁿ⁾ $\leq E1$	47	33	$21/2^+$	$\pi h^2 d^{-1}$ A
2791.4	1475.0(3) 803.4(2) 215.70(15)	$\rightarrow 15/2^+$ $\rightarrow 15/2^-$ $\rightarrow 19/2^-$	1.3(3) 3.8(4) 4.2(4)	1.09(45) 1.64(22) 1.12(4)	M1, E2	9	0	$17/2^-$	$\pi h d g^{-1}$ B
2793.7	2439.5(4)	$\rightarrow 5/2^+$	~ 0.3	0.77(23)		<1	0	7/2	
2800.1	1199.0(5) 711.5(3)	$\rightarrow 13/2^+$ $\rightarrow 17/2^+$	0.8(3) 1.9(3)	1.1(5) 0.93(11)		3	0	$15/2$	$\pi h^2 d^{-1}$ C
2814.6	2763.9(4) 1052.9(8)	$\rightarrow 11/2^-$ $\rightarrow (9/2)^-$	37 ~ 6	52(4)		~ 43	0		
2826.9	1510.4(3) 738.4(3)	$\rightarrow 15/2^+$ $\rightarrow 17/2^+$	2.1(4) 0.8(2)	1.32(35) 0.74(28)		3	0	(15/2)	$\pi h^2 d^{-1}$ C
2827.6	1511.1(6)	$\rightarrow 15/2^+$	6	83(42)		6	0		
2859.2	1542.7(3)	$\rightarrow 15/2^+$	1.5(4)	0.92(26)		2	0	$17/2$	$\pi h^2 d^{-1}$ C
2900.7	2181.3(3)	$\rightarrow 7/2^+$	0.7(2)	0.71(17)		1	0	9/2	
2922.1	1605.6(4) 1320.8(4)	$\rightarrow 15/2^+$ $\rightarrow 13/2^+$	1.0(3) 0.9(3)	1.3(5) 0.51(20)		2	0	(15/2 ⁺)	$\pi h^2 g^{-1}$ C
2926.8	2207.4(3)	$\rightarrow 7/2^+$	1.8(5)	1.59(38)		2	0		
2941.9	1625.4(2)	$\rightarrow 15/2^+$	3.7(6)	0.98(14)		4	0	$17/2$	$\pi h^2 d^{-1}$ C
2952.0	2597.9(6)	$\rightarrow 5/2^+$	7	50(13)		7	0		

Tabelle 1 Seite 7

$E_x[\text{keV}]^a)$ $E_z[\text{keV}]$	$E_\gamma[\text{keV}]^b)$ $E_\gamma[\text{keV}]$	I_f^π	$I_\gamma^c)$ $I_\gamma^c)$	$ADO^d)$ $T_{1/2}^e)$	Multi- pol.	Ent- völkerung	Be- ^{f)}	$I_i^{\pi g)}$	Konf. ^{h)}
2955.5	1639.0(2) 1354.3(5)	$\rightarrow 15/2^+$ $\rightarrow 13/2^+$	2.2(4) 0.7(2)	1.18(29) > 1	} 3	0	(15/2 ⁺)	$\pi h^2 s \pi_{0+}^{-2}$	C
2992.4	2638.2(4)	$\rightarrow 5/2^+$	0.6(2)	0.50(11)					
3001.7	2951.0(5)	$\rightarrow 11/2^-$	16	57(7)	16	0			
3007.6	1691.2(3) 1019.8(3) 919.1(4) 431.5(3)	$\rightarrow 15/2^+$ $\rightarrow 15/2^-$ $\rightarrow 17/2^+$ $\rightarrow 19/2^-$	1.6(4) 0.8(3) ≤ 0.3 1.0(2)	0.78(22) 1.11(38) 0.64(7)	} 4	0	17/2 ⁽⁻⁾	$\pi h s g^{-1}$	C
3029.2	1712.7(3) 940.7(3)	$\rightarrow 15/2^+$ $\rightarrow 17/2^+$	2.6(5) 1.7(2)	1.61(47) 0.93(16)					
3043.3	257.48(5)	$\rightarrow 21/2^+$	18(2)	0.79(2)	E2, M1	21	12	23/2 ⁺	$\pi h^2 d^{-1}$ A
3084.9	2365.5(3)	$\rightarrow 7/2^+$	2.8(7)	1.6(5)	3	0			
3083.7	2364.5(5)	$\rightarrow 7/2^+$	5	39(16)	5	0			
3099.2	1010.75(10) 384.3(4) 313.3(3)	$\rightarrow 17/2^+$ $\rightarrow 19/2^+$ $\rightarrow 21/2^+$	3.2(4) 1.4(3) 0.4(2)	1.47(15) 0.85(18) 0.93(24)	} 5	0	21/2 ⁺	$\pi h^2 d^{-1}$	B
3109.0	1793.0(2) 1020.6(3)	$\rightarrow 15/2^+$ $\rightarrow 17/2^+$	2.6(5) 1.0(2)	1.12(25) 0.83(28)					
3132.9	418.0(3)	$\rightarrow 19/2^+$	1.5(4)		2	0		$[\pi h d g^{-1}]_{21/2}$	D
3136.2	1819.8(4) 1047.6(3)	$\rightarrow 15/2^+$ $\rightarrow 17/2^+$	1.0(3) 2.4(4)	1.2(6) 1.6(4)	} 3	0		$[\pi h^2 d^{-1}]_{19/2}$	D
3143.5	3092.8(8)	$\rightarrow 11/2^-$	8	40(20)	8	0			
3154.7	1838.2(3)	$\rightarrow 15/2^+$	1.2(3)	1.5(8)	1	0		$[\pi h^2 g^{-1}]_{17/2}$	D
3178.6	463.7(3)	$\rightarrow 19/2^+$	2.0(4)	1.19(25)	2	0	(21/2)	$\pi h^2 g^{-1}$	C
3180.4	1863.9(3)	$\rightarrow 15/2^+$	1.3(3)	1.0(5)	1	0		$[\pi h^2 g^{-1}]_{17/2}$	D
3190.3	1101.8(4) 614.3(3)	$\rightarrow 17/2^+$ $\rightarrow 19/2^-$	1.3(3) 2.8(4)	0.95(27) 1.11(9)	} 4	0	19/2 ⁽⁺⁾	$\pi h^2 s \pi_{0+}^{-2}$	B
3190.8	405.0(2) 147.5(2)	$\rightarrow 21/2^+$ $\rightarrow 23/2^+$	5.8(3) 1.5(2)	1.22(6) 0.85(3)	E2 ⁿ⁾ M1 ⁿ⁾	~9	~4	25/2 ⁺	$\pi h^2 d^{-1}$ A
3207.2	421.4(2) 164.0(4)	$\rightarrow 21/2^+$ $\rightarrow 23/2^+$	3.0(3) ~0.3	0.73(3) 1.79(32)	} 3	0	23/2 ⁺	$\pi h^2 g^{-1}$	A

Tabelle 1 Seite 8

$E_x[\text{keV}]^a)$ $E_x[\text{keV}]$	$E_\gamma[\text{keV}]^b)$ $E_\gamma[\text{keV}]$	I_f^π	$I_\gamma^{c)}$ $I_\gamma^{c)}$	ADO ^{d)} $T_{1/2}^e)$	Multi- pol.	Ent- völkerung	Be- ^{f)}	$I_i^{\pi g)}$	Konf. ^{h)}
3230.7	1914.2(3)	$\rightarrow 15/2^+$	1.4(4)	0.33(17)		1	0	$17/2^+$ $\pi h^2 g^{-1}$	A
3249.2	1932.7(4)	$\rightarrow 15/2^+$	1.4(4)	0.85(27)		1	0	$17/2$	
3263.6	477.9(2) 220.1(4)	$\rightarrow 21/2^+$ $\rightarrow 23/2^+$	1.9(3) ~ 0.3	1.23(12) 1.03(20)		2	0	$(21/2^+)$ $\pi h^2 g^{-1}$	C
3280.2	1963.7(4)	$\rightarrow 15/2^+$	1.0(3)	0.79(32)		1	0	$17/2$	
3305.9	1989.4(4)	$\rightarrow 15/2^+$	0.9(3)	0.49(29)		1	0	$17/2$	
3318.7	2002.2(3)	$\rightarrow 15/2^+$	1.6(4)	1.42(58)		2	0		
3330.4	1569.1(15)		1.2			1	0		
3368.2	2648.8(4)	$\rightarrow 7/2^+$	0.7(2)	1.33(32)		1	0		
3378.4	592.6(3) 335.0(5)	$\rightarrow 21/2^+$ $\rightarrow 23/2^+$	1.1(2) 0.5(2)	0.81(9) 2.4(8)		~ 2	0	$23/2^{(+)}$ $\pi h^2 g^{-1}$	B
3382.6	339.2(2) 191.8(2)	$\rightarrow 23/2^+$ $\rightarrow 25/2^+$	1.7(3) 1.0(3)	0.74(5) 1.18(7)		~ 3	1	$25/2^+$ $\pi h^2 g^{-1}$	A
3383.1	1294.6(3)	$\rightarrow 17/2^+$	1.0(2)	1.0(4)		1	0		
3456.9	1368.4(3)	$\rightarrow 17/2^+$	0.8(2)	0.61(26)		1	0	$19/2$ $\pi h^2 g^{-1}$	C
3472.4	281.57(10) 89.9(4)	$\rightarrow 25/2^+$ $\rightarrow 25/2^+$	1.5(2) ~ 0.2	0.60(3) 1.1(5)		~ 2	0	$27/2^+$ $\pi h^2 g^{-1}$	A
3537.3	1448.8(8)	$\rightarrow 17/2^+$	1.0(3)	1.5(8)		1	0	$[\pi h s g^{-1}]_{19/2}$	D
3583.9	869.0(4)	$\rightarrow 19/2^+$	0.6(2)	0.75(38)		< 1	0	$21/2$	
3623.9	3623.9(5) 3370.6(5)	$\rightarrow 1/2^+$ $\rightarrow 3/2^+$	14 14	127(39) 115(44)		28	0	$GT_{1/2}$	
3635.0	3635.0(5)	$\rightarrow 1/2^+$	13	84(22)		13	0	$GT_{1/2}$	
3662.8	1574.3(4)	$\rightarrow 17/2^+$	0.6(2)	0.78(41)		1	0	$(19/2)$	
3684.0	2354.3(6)	$\rightarrow 7/2^+$	9	65(18)		9	0	$GT_{11/2}$	
3685.3	899.5(2)	$\rightarrow 21/2^+$	1.8(2)	0.79(10)		2	0	$23/2$ $\pi h^3 \pi_0^{-2}$	C
3690.1	499.3(3) 307.5(4)	$\rightarrow 25/2^+$ $\rightarrow 25/2^+$	0.7(2) ~ 0.2	0.81(13)		~ 1	0	$(27/2)$ $\pi h \nu f h^{-1}$	C

Tabelle 1 Seite 9

$E_x[\text{keV}]^a)$ $E_z[\text{keV}]$	$E_\gamma[\text{keV}]^b)$ $E_\gamma[\text{keV}]$	I_f^π	$I_\gamma^c)$ $I_\gamma^c)$	ADO ^{d)} $T_{1/2}^e)$	Multi- pol.	Ent- völkerung	Be- ^{f)}	$I_i^{\pi g)}$	Konf. ^{h)}
3694.4	1605.9	$\rightarrow 17/2^+$	~ 0.4			<1	0		
3759.7	3759.7(4) 3506.4(4) 3405.3(5) 2280.1(5)	$\rightarrow 1/2^+$ $\rightarrow 3/2^+$ $\rightarrow 5/2^+$	125 38 13 11	101(4) 107(15) 103(39) 77(28)		187	0	GT _{1/2}	
3890.3	699.5(3)	$\rightarrow 25/2^+$	0.6(2)	0.68(11)	E1 ^{β)}	1	0	27/2 ⁻	$\pi h^3 \pi_0^{-2}+$ B
3954.9	3954.9(4) 3701.5(5) 2196.2(4)	$\rightarrow 1/2^+$ $\rightarrow 3/2^+$ $\rightarrow 3/2^+$	62 15 27	98(9) 97(33) 86(12)		104	0	GT _{1/2}	
3976.2	3976.2(5)	$\rightarrow 1/2^+$	28	114(22)		28	0	GT _{1/2}	
3993.3	3992.9(6) 3740.2(6)	$\rightarrow 1/2^+$ $\rightarrow 3/2^+$	8 8	96(49) 75(35)		16	0	GT _{1/2}	
4003.4	3749.8(6) 3649.5(5)	$\rightarrow 3/2^+$ $\rightarrow 5/2^+$	5 10	116(52)		15	0	GT _{1/2}	
4020.5	4020.6(6) 3766.9(6) 2607.2(5) 2540.9(4) 2261.6(4) 2254.2(4) 1980.5(4)	$\rightarrow 1/2^+$ $\rightarrow 3/2^+$ $\rightarrow 5/2^+$	9 11 14 29 15 17 9	148(104) 101(23) 80(14) 82(22) 67(13)		104	0	GT _{1/2}	
4045.8	3792.4(5) 3691.7(5)	$\rightarrow 3/2^+$ $\rightarrow 5/2^+$	20 22	83(15) 97(23)		42	0	GT _{1/2}	
4063.7	2064.1(5)	$\rightarrow 3/2^+$	6			6	0	GT _{1/2}	
4086.1	4086.1(5) 3832.6(5)	$\rightarrow 1/2^+$ $\rightarrow 3/2^+$	27 10	104(17) 117(69)		37	0	GT _{1/2}	
4096.0	4096.0(5)	$\rightarrow 1/2^+$	11	109(41)		11	0	GT _{1/2}	
4167.6	4167.8(6) 3914.1(5) 2688.0(6)	$\rightarrow 1/2^+$ $\rightarrow 3/2^+$ $\rightarrow 3/2^+$	10 12 9	110(49) 80(20) 113(57)		31	0	GT _{1/2}	
4544.4	4544.7(8) 4290.8(7)	$\rightarrow 1/2^+$ $\rightarrow 3/2^+$	2 4			6	0	GT _{1/2}	
4620.4	4569.7(8)	$\rightarrow 11/2^-$	3	45(20)		3	0	GT _{11/2}	

Tabelle 1 Seite 10

$E_x[\text{keV}]^a)$ $E_x[\text{keV}]$	$E_\gamma[\text{keV}]^b)$ $E_\gamma[\text{keV}]$	I_f^π	$I_\gamma^{c)}$ $I_\gamma^{c)}$	$ADO^d)$ $T_{1/2}^e)$	Multi- pol.	Ent- völkerung	Be- ^{f)}	$I_i^{\pi g)}$	Konf. ^{h)}
4642.7	4592.0(6)	$\rightarrow 11/2^-$	6	57(11)		6	0	$GT_{11/2}$	
4664.5	4613.8(10)	$\rightarrow 11/2^-$	2	35(24)		2	0	$GT_{11/2}$	
4671.1	4620.4(6)	$\rightarrow 11/2^-$	10	53(9)		10	0	$GT_{11/2}$	
4702.5	4651.8(10)	$\rightarrow 11/2^-$	5	53(15)		5	0	$GT_{11/2}$	
4719.7	4669.0(8)	$\rightarrow 11/2^-$	2	45(23)		2	0	$GT_{11/2}$	
4732.9	4682.2(8)	$\rightarrow 11/2^-$	4	51(11)		4	0	$GT_{11/2}$	
4743.0	4692.3(6)	$\rightarrow 11/2^-$	8	54(6)		8	0	$GT_{11/2}$	
4747.9	4697.2(10)	$\rightarrow 11/2^-$	2	49(30)		2	0	$GT_{11/2}$	
4755.1	4704.6(8)	$\rightarrow 11/2^-$	6	50(6)	} 22	0	$GT_{11/2}$		
	3316.7(6)	$\rightarrow 11/2^+$	9	39(10)					
	3153.4(8)	$\rightarrow 13/2^+$	7	49(13)					
4766.0	4714.9(10)	$\rightarrow 11/2^-$	3	56(25)	} 8	0	$GT_{11/2}$		
	3106.4(8)	$\rightarrow (9/2)^-$	5	76(51)					
4770.5	4719.8(8)	$\rightarrow 11/2^-$	7	58(10)		7	0	$GT_{11/2}$	
4776.4	4725.7(8)	$\rightarrow 11/2^-$	5	48(8)		5	0	$GT_{11/2}$	
4796.9	4746.2(10)	$\rightarrow 11/2^-$	2	45(15)		2	0	$GT_{11/2}$	
4804.4	4752.6(10)	$\rightarrow 11/2^-$	2	46(26)	} 7	0	$GT_{11/2}$		
	3366.4(8)	$\rightarrow 11/2^+$	5	45(22)					
4818.4	3217.3(10)	$\rightarrow 13/2^+$	9	53(14)	} 34	0	$GT_{11/2}$		
	2638.5(4)	$\rightarrow (11/2)^+$	25	57(5)					
4824.3	4773.6(8)	$\rightarrow 11/2^-$	5	42(12)		5	0	$GT_{11/2}$	
4826.5	3387.3(7)	$\rightarrow 11/2^+$	11	52(9)	} 26	0	$GT_{11/2}$		
	3226.1(8)	$\rightarrow 13/2^+$	5	118(80)					
	3051.4(8)		10	51(10)					
4830.8	4779.6(6)	$\rightarrow 11/2^-$	16	57(4)	} 32	0	$GT_{11/2}$		
	3514.5(5)	$\rightarrow 15/2^+$	8	58(16)					
	2651.3(7)	$\rightarrow (11/2^+)$	8	60(12)					
4843.2	4792.5(8)	$\rightarrow 11/2^-$	4	40(7)		4	0	$GT_{11/2}$	

Tabelle 1 Seite 11

$E_x[\text{keV}]^a)$ $E_x[\text{keV}]$	$E_\gamma[\text{keV}]^b)$ $E_\gamma[\text{keV}]$	I_f^π	$I_\gamma^c)$ $I_\gamma^c)$	ADO ^{d)} $T_{1/2}^e)$	Multi- pol.	Ent- völkerung	Be- ^{f)}	$I_i^{\pi g)}$	Konf. ^{h)}
4847.5	3409.7(9) 2826.3(6)	$\rightarrow 11/2^+$	~ 5 9	52(12)		~ 14	0	$GT_{11/2}$	
5081.7	5031.0(10)	$\rightarrow 11/2^-$	2	59(31)		2	0	$GT_{11/2}$	

- a) Anregungsenergie des Niveaus
- b) Energien der Gammaübergänge, die das betrachtete Niveau depopulieren
- c) Gammaintensität bezogen auf 1000 produzierte ^{147}Tb -Kerne ($^6\text{Li}, 3n$ -Reaktion), bzw. auf 1000 Gam-
mazerfälle des 679 keV-M4-Isomerübergangs in ^{147}Dy (β -Zerfall). Die Fehler der Gammaübergänge
im β -Zerfall sind, sofern in Tabelle 4 nicht anders bezeichnet, kleiner als 5%.
- d) Winkelverteilungsverhältnis $W(45^\circ)/W(90^\circ)$ (s. Kap. 2.2)
- e) Gemessene Zerfallszeit der im β -Zerfall auftretenden γ -Übergänge (s. Kap. 2.4)
- f) Totale Intensität, die das Niveau ent- bzw. bevölkert (gerundet)
- g) Auf Resultaten beider Datensätze beruhende Spin- Paritätszuordnungen. Geklammerte Werte kenn-
zeichnen uneindeutige aber präferierte Spinwerte. Für Zustände mit signifikanter Gamow-Teller-Stärke
wird die Bezeichnung "GT" mit dem Spin des Mutterkerns als Index verwandt. Im $1/2^+$ -Zerfall haben
diese Niveaus die Drehimpulse $1/2^+$ und $3/2^+$, im $11/2^-$ -Zerfall $9/2^-$, $11/2^-$ und $13/2^-$.
- h) Konfigurationen, die den Niveaus zugeordnet werden (s. Kap. 2.5). Konfigurationen in eckiger Klammer
bezeichnen Zustände ohne exp. bestimmte Spin- Paritätswerte. Sie wurden auf Grund berechneter
Energien zugeordnet (s. Kap. 2.5.2). Die Buchstaben A,B,C und D bezeichnen die Qualität. Es heißen:
A: wahrscheinlich
B: möglich
C: spekulativ mit präferiertem Spin
D: Spin vage
- i) Die Isomerenergie wurde aus den Lithiumdaten zu 50.7(5) keV und aus den β -Zerfallsdaten zu
50.7(6) keV bestimmt.
- j) Aus ($^6\text{Li}, 3n$)-Einzelspektrum
- k) [Nag 81]
- l) Korrigiert wegen Summenanteil
- m) Das Niveau wird durch zwei schwache unplatzierte Übergänge (1279 keV und 1436 keV) bevölkert, die
im Einzelspektrum von erheblich stärkeren Linien verdeckt werden.
- n) [Bro 79, Sty 83]
- o) Intensität korrigiert wegen Kontamination durch ^{147}Gd
- p) Intensität korrigiert wegen Kontamination durch ^{145}Eu
- q) Intensität korrigiert wegen Kontamination durch ^{147}Gd
- r) Nicht beobachtet wegen ^{28}Al -Verunreinigung des Spektrums; Intensität wurde durch das Ver-
zweigungsverhältnis im β -Zerfall abgeschätzt.
- s) Nicht beobachtet wegen Kontaminationen von ^{148}Gd und ^{145}Eu ; Intensität wurde durch das
Verzweigungsverhältnis im β -Zerfall abgeschätzt.

-
- t) Doublett mit 1712.1 keV Übergang nicht aufgelöst im Einzelspektrum; Energie aus ($^6\text{Li}, 3n$)-Daten.
 - u) Intensität aus Koinzidenzdaten.
 - v) Halbwertszeit gilt für unaufgelöstes Doublett 1712.1 keV und 1714.1 keV.
 - w) Intensität korrigiert wegen Kontamination durch ^{40}K .
 - x) ADO-Wert gilt für unaufgelöstes Doublett 1499.5 keV und 1501.6 keV.
 - y) Konversionskoeffizient gilt für unaufgelöstes Doublett 1499.9 keV und 1501.4 keV.
 - z) Halbwertszeit gestört durch unaufgelöstes Doublett 1627.9 keV (^{147}Gd) und 1629.6 keV (^{147}Tb).
 - ä) Verzweigungsverhältnis in ($^6\text{Li}, 3n$)-Reaktion unvereinbar mit Zerfallsdaten.
 - ö) Gammaübergang nicht im Einzelspektrum nachgewiesen-Intensität entspricht der Sensitivitätsgrenze in diesem Teil des Spektrums.
 - ü) Nicht im Zerfallsniveauschema plaziert - Energie und Intensität aus Koinzidenzdaten.
 - ß) [Mel 94]

Tabelle 2: Gammaübergänge in ^{147}Tb aus der $(^6\text{Li},3n)$ -Reaktion

E_γ [keV]	Koinzidenzen	E_i [keV]	E_γ [keV]	Koinzidenzen	E_i [keV]
71.0	1398	2786	284.8	1266	1601
89.9	192,258,697,772,1266	3472	307.5	192,257,339,421,697,772	3690
100.6	1937,697	2089		1266	
100.75	158,253,365,976,1042,1050	354	313.3	697,772,1266	3099
	1404,1407,1461,1500,1567		335.0	257,697,772,1266	3378
	1611,1617,1630,1642,1655		339.2	71,90,210,258,335,588	3383
	1712,1714,1788,1942,1952			697,772,1266	
	2101,2182,2207,2229,2354		354.20	365,1460	354
	2419,2440,2638,2649		365.20	101,253,354,610,769,1042	719
147.5	192,210,257,282,588,598	3191		1277,1460,1500,1568,1630,	
	697,772,1266,1398			1655,1712,1788,2182,2205	
157.9	101,253,976	1488		2361,2649	
163.0	1388	1601	384.3	1266,1398	3099
164.0	258,697,772,1266	3207	405.0	192,210,282,588,697,772	3191
174.5	1262	1488		1266,1937	
191.8	405,697,772,1266	3383	418.0	1266,1399	3133
209.80	147,192,257,282,339,405	2786	421.4	697,772,1266	3207
	421,435,488,588,772		431.5	588,1937	3008
	1266,1937		463.7	626,772,1266,1398	3179
215.70	488,588,772,1266,1937	2792	466.00	253	719
220.1	258,697,772,1266	3264	477.9	697,772,1266	3264
248.4 ^{a)}	772,1266	2337	487.4	1551,697,257	2089
253.43	101,158,365,466,769,959,976	253	487.5	257,772,1266	2576
	1041,1050,1076,1151,1160		499.3	147,258,405,697,772,1266	3690
	1365,1404 1407,1460,1500		588.05	192,209,216,257,432,614	2576
	1505,1568,1611,1617,1630			671,1937	
	1642,1655,1712,1733,1743		592.6	697,772,1266	3378
	1788,1809,1942,1952,1977		610.4	101,253,365	1330
	1991,2036,2101,2109,2176		614.3	488,588,772,1266,1937	3190
	2182,2200,2207,2221,2229		626.4	463,772,1266	2715
	2354,2419,2440,2454,2638		646.7	772,1266	2735
	2649		671.5	588,1266	1988
257.48	147,164,192,210,220,282	3043	697.30	100,147,164,192,220,257	2786
	335,339,588,646,697,772			282,335,559,405,421,478	
	1266,1398,1937			500,592,598,699,772,900	
281.57	147,257,335,404,588,697	3472		1266	
	772,1266		699.5	147,257,697,772,1266	3890
			709.5	1937	2698
			711.5	772,1266	2800

Tabelle 2 Seite 2

E_γ [keV]	Koinzidenzen	E_i [keV]	E_γ [keV]	Koinzidenzen	E_i [keV]
716.5	101,253,975	2046	1265.75	147,164,191,209,215,222	1317
738.4	772,1266	2827		257,282,285,313,335,339	
768.0	101,253,365	1488		384,405,418,421,435,440	
772.05	147,164,192,210,216,220	2089		478,487,499,588,592,626	
	257,282,339,405,421,440			647,672,697,711,738,745	
	463,478,488,500,592,626			772,868,899,919,940,1011	
	647,697,711,739,900,918			1021,1047,1102,1251,1320	
	940,1011,1020,1047,1102			1382,1398,1419,1449,1475	
	1266,1316,1368,1606			1510,1542,1605,1625,1639	
803.4	672,1266,1937	2791		1691,1713,1793,1820,1838	
840.6	163,285,1551	2442		1864,1914,1932	
869.0	1266,1398	3584	1277.4	101,253,365	1997
896.3 ^{b)}	101,253	1251	1278.6	1262	2592
899.5	697,772,1266	3685	1294.6	772,1266	3383
902.9 ^{c)}	1266	2219	1295.7	1551	2897
919.1	772,1266,	3008	1315.6	772,1266	3404
940.7	772,1266	3029	1320.0	1266	2637
958.9 ^{d)}	101,253	1313	1320.8	1551	2922
975.52	101,158,253,717,1427	1330	1354.3	1551	2956
1010.75	772,1266	3099	1365.5	253	1619
1019.8	1937	3008	1368.4	772,1266	3457
1020.6	772,1266	3109	1381.5	1266	2698
1041.5	101,253,365,1569	1761	1387.8	163,1047	1439
1046.6	1388	2485	1398.4	71,258,385,463,868,1266	2715
1047.3	772,1266	3136	1405.0	101,253	1759
1050.4	101,253	1405	1407.0	101,253,1569	1761
1076.2	253	1330	1418.9	1266	2735
1101.8	772,1266	3190	1427.2	101,253,975	2757
1133.4	253	1488	1436.5 ^{f)}	1262	2750
1134.2	284,1551	2735	1436.9	1184,1217	1488
1151.1	253	1405	1448.8	772,1266	3537
1159.9	253	1413	1460.5	101,253,365	2180
1166.5	1551	2768	1475.0	1266	2791
1184.1	1437	2672	1499.6	} 101,253,365	2219
1199.0	1551	2800	1501.7		2221
1217.1	1437	2705	1505.9	253	1759
1242.6 ^{e)}	772,1266	3331	1510.4	1266	2827
1251.2	1266	2568	1511.4	101,253,365	2231
1262.4	175,1129,1279,1437	1313	1542.7	1266	2859
1264.5	101,253	1619			

Tabelle 2 Seite 3

E_γ [keV]	Koinzidenzen	E_i [keV]	E_γ [keV]	Koinzidenzen	E_i [keV]
1550.6	487,841,1134,1166,1199 1297,1321,1354	1601	1937.2	101,147,210,216,258,588 614,697,803,1266	1988
1559.1	1266	2876	1941.8	101,253,365	2661
1569.1	101,253,365,1042,1407	3330	1952.2	101,253,365	2672
1574.3	772,1266	3663	1963.7	1266	3280
1605.6	1266	2922	1977.2	253	2231
1605.9	772,1266	3694	1989.4	1266	3306
1609.0		1660	1990.5	253	2244
1611.0	101,253	1965	2002.2	1266	3319
1617.4	101,253	1972	2035.5	253	2289
1625.4	1266	2942	2100.9	101,253	2455
1630.0	101,253,365	2349	2107.0	} 253	2158
1639.0	1266	2956	2109.0		2362
1642.7	101,253	1997	2181.3	101,253,365	2901
1655.0	101,253,365	2374	2200.1	253	2454
1691.2	1266	3008	2207.4	101,253,365	2927
1710.0		1761	2221.2	253	2475
1712.1	101,253,365	2432	2229.4	101,253	2584
1712.7	1266	3029	2353.6	101,253	2708
1714.1	101,253	2068	2365.5	101,253,365	3084
1724		1775	2381.5		2432
1733.4	253	1987	2419.3	101,253	2774
1743.5	253	1997	2434		2485
1788.0	101,253,365	2507	2439.5	101,253	2794
1793.0	1266	3109	2454.5	253	2708
1810.6	253	2064	2585.8		2637
1819.8	1266	3136	2621.1		2672
1838.2	1266	3155	2638.2	101,253	2992
1863.9	1266	3180	2648.8	101,253,365	3368
1914.2	1266	3231	2654.5		2705
1932.7	1266	3249			

- a) Nicht im Niveauschema platziert - $I_\gamma < 0.2$
b) Wegen Auftreten des Hoch- und Niederspinzweiges nicht im Niveauschema platziert - $I_\gamma = 1.9$
c) Wegen Intensitätsverteilung wie in Projektion nicht im Niveauschema platziert - $I_\gamma = 0.9$
d) Wegen unsicherer Koinzidenzen nicht im Niveauschema platziert - $I_\gamma < 0.5$
e) Wegen unsicherer Koinzidenzen nicht im Niveauschema platziert - $I_\gamma < 0.5$
f) Nicht im Niveauschema platziert - $I_\gamma < 0.3$

Tabelle 3: ^{147}Tb -Konversionskoeffizienten

E_γ	$\alpha_K \cdot 10^3$ [$^6\text{Li}, 3n$]	$\alpha_K \cdot 10^3$ [^{147}Dy β -Zerfall]
210	< 100	
257	98(13)	
588	10(2)	
803	7(3)	
976	24(3)	28(6)
1050		44(14)
1151	3.1(14)	3.8(10)
1160	0.6(4)	0.9(4)
1251	< 1	
1262		1.49(19)
1366	0.6(4)	
1388	0.74(30)	< 0.6
1405		1.4(5)
1412		1.4(3)
1437	0.4(3)	< 0.6
1461		1.4(4)
1500		} 1.8(4)
1502		
1505		2.1(6)
1551	0.54(17)	0.78(10)
1609	1.6(6)	} 1.6(2)
1611		
1617	< 1.2	1.4(3)
1665		0.8(3)
1711		1.3(3)
1714		< 1
1725		1.0(2)
1759		1.0(2)
1766		1.4(2)

Eingabedaten zur Intensitätseichung

E_γ [keV]	Kern	Multipolarität	E_γ [keV]	Kern	Multipolarität
178	^{148}Tb	E1	785	^{148}Gd	E2
229	^{147}Eu	M1	882	^{148}Gd	E2
253	^{147}Tb	M1	997	^{147}Gd	E3
284	^{148}Tb	M1	1152	^{147}Gd	E3
316	^{148}Tb	M1	1266	^{147}Tb	M2/E3 [Sty 83]
330	^{145}Eu	M1	1398	^{147}Tb	M1/E2 [Kor 83]
365	^{147}Tb	M1	1660	^{144}Sm	E2
395	^{148}Gd	E2	1798	^{147}Tb	M1/E2 [Kor 83]
632	^{148}Gd	E2			

Tabelle 4: Gammaübergänge in ^{147}Tb beobachtet
im Betazerfall von $^{147}\text{Dy } 1/2^+$ und $11/2^-$

E_γ [keV]	I_γ ^{a)}	$T_{1/2}$ ^{b)}	Koinzidenzen	β -Zer- ^{c)} fall	E_x [keV]
72.0(1)	169	55.4(10)	679	Dy ^{d)}	
100.7(1)	255		TbX 253,365,511,976,1050,1405,1412 1427,1461,1611,1617,1630,1646 1712,1714,1788,1809,2172,2196 2639,3183,3405,3692	$1/2^+$	354
253.4(1)	1040		TbX 101,365,465,511,976,1050,1151 1160,1226,1280,1365,1405,1412 1427,1461,1501,1513,1611,1617 1630,1646,1655,1712,1714,1788 1809,1910,1953,1977,1990,2024 2087,2124,2174 ^{e)} , 2196,2262 2354,2639,2654,2996,3371,3405 3506,3692,3767,3792,3833, 3850,3914	$1/2^+$	253
365.1(1)	266	55.8(15)	TbX 101,253,511,1280,1461,1501 1622,1630,1655,1712,1788,1953 2365,2639,2651	$11/2^-$	719
465.8(3)	8 ^{f)}		TbX 253,511	$11/2^-$	719
678.6(2)	1000	53.4(6)	DyX 72	Dy ^{d)}	
716.3(4)	~5		976		2046
772.3(3)	6	54(19)	TbX 511,1266	$11/2^-$	2089
975.6(2)	46	59(6)	TbX 101,253,511,716,1427,2354	$11/2^-$	1330
1047.1(6)	6	50(19)	511,1388	$11/2^-$	2486
1050.2(3)	16	118(42)	TbX 101,253,511	$1/2^+$	1404
1052.9(8) ^{f)} ~6 ^{g)}			1725	$11/2^-$	2815
1150.9(4) ^{g)} 13 ^{g)}			TbX 253	$1/2^+$	1404
1159.8(2)	37	83(17)	TbX 253,511,2607	$1/2^+$	1413
1184.7(6)	6 ^{h)}		(TbX)1437	$11/2^-$	2672
1217.6(4)	5	65(50)	(TbX)1437	$11/2^-$	2705
1226.2(4)	7	101(79)	253,511,2280,2541	$1/2^+$	1480
1262.4(2)	62	55(3)	TbX 511,1279,1923	$11/2^-$	1313
1265.8(2)	97	51(2)	TbX 511,772,1320,1511,3515	$11/2^-$	1317
1280.0(4)	12			$1/2^+$	2000
1319.9(4)	10	49(15)	(TbX)511,1266	$11/2^-$	2636
1365.4(3)	17	80(23)	TbX 253,511	$1/2^+$	1619
1387.9(2)	143	56(3)	TbX 511,1047,3317,3366,3387,3410	$11/2^-$	1439

Tabelle 4 Seite 2

E_γ [keV]	I_γ ^{a)}	$T_{1/2}$ ^{b)}	Koinzidenzen	β -Zer- ^{c)} fall	E_x [keV]
1404.5(2)	63	103(12)	TbX 101,253,511,2196,2262	$1/2^+$	1759
1412.2(2)	40	123(23)	TbX 101,253,511,2254	$1/2^-$	1766
1426.8(4)	5	47(23)	TbX 101,253,976	$11/2^-$	2757
1436.8(2)	68	53(4)	TbX 511,1185,1218	$11/2^-$	1488
1460.6(3)	54 ⁱ⁾	54(6)	TbX 101,253,365,466,511,2639,2651	$11/2^-$	2180
1479.7(2)	72	108(15)	TbX 511,2280,2541,2688	$1/2^+$	1480
1499.9(5)	10 ^{h)}	50(13)	} TbX 101,253,365,511	$11/2^-$	2219
1501.4(4)	15 ^{h)}	75(14)		$11/2^-$	2221
1505.2(3)	24	123(38)	(TbX) 253,511,2196,2262	$1/2^+$	1759
1511.1(6)	6 ^{h)}	83(42)	(TbX) 1266	$11/2^-$	2828
1512.9(5)	10 ^{h)}	102(55)	TbX 253,511	$1/2^+$	1766
1550.7(2)	89	54(3)	TbX 511,3153,3217,3226	$11/2^-$	1601
1609.2(3)	97	53(5)	TbX 511,3106,3217	$11/2^-$	1660
1611.2(5)	20		(TbX) 101,253,511		1965
1617.1(3)	30	59(6)	TbX 101,253,511	$11/2^-$	1971
1621.5(5)	8		TbX 101,253,365,511	$11/2^-$	2341
1629.6(5)	21	84(21) ^{j)}	TbX 101,253,365,511	$11/2^-$	2349
1645.6(3)	16	102(33)	TbX 101,253,511	$1/2^+$	2000
1655.2(5)	6	54(26)	(TbX) 101,253,365,511	$11/2^-$	2374
1664.8(2)	26	47(6)	TbX 511	$11/2^-$	1716
1710.6(2)	87	52(13)	TbX 511	$11/2^-$	1761
1712.1(4) ^{g)}	12	} 85(13)	TbX 101,253,365,511,1953	$11/2^-$	2432
1714.1(5) ^{g)}	12			$1/2^+$	2068
1724.5(2)	118	54(3)	TbX 511,1053,(~2620,~2638),3051	$11/2^-$	1775
1743.0(5)	4		(TbX) 253,511	$1/2^+$	2000
1758.6(2)	61	103(11)	TbX 511,2196,2262	$1/2^+$	1759
1766.3(2)	162	106(5)	TbX 511,2254	$1/2^+$	1766
1787.7(4)	12	50(10)	TbX 101,253,365,511	$11/2^-$	2507
1809.1(4)	17		TbX 101,253	$1/2^+$	2163
1874.7(4)	9	66(29)	TbX 511		
1892.1(4)	7	63(34)	253,511		
1909.9(4)	8		253,511	$1/2^+$	2163
1919.3(5)	6		253,511		
1923.0(4)	11	117(54)	(TbX) 253,511,1262,1725		
1937.2(3)	31	55(5)	TbX 511	$11/2^-$	1988
1952.6(4)	11	57(15)	TbX 101,253,365,(1714)	$11/2^-$	2672
1970.2(3)	58	49(3)	TbX 511,2826	$11/2^-$	2021

Tabelle 4 Seite 3

E_γ [keV]	I_γ ^{a)}	$T_{1/2}$ ^{b)}	Koinzidenzen	β -Zer- ^{c)} fall	E_x [keV]
1976.7(4)	11	75(23)	(253)		
1980.5(4)	9		2040	$1/2^+$	4021
1986.6(5)	4		(101),253,511		
1989.9(5)	5	54(20)	(253)		
1995.3(3)	31	48(4)	TbX 511	$11/2^-$	2046
1999.4(3)	29	105(16)	TbX 511,2064	$1/2^+$	2000
2016.9(5)	4	41(24)	(TbX)	$11/2^-$	
2023.8(4)	11	76(21)	TbX 101,253,511	$1/2^+$	2378
2029.2(5)	4	78(60)			
2036.0(6)	4	54(29)	(TbX)		
2039.7(3)	27	107(24)	TbX 511,1980	$1/2^+$	2040
2064.1(5)	6		511,1999	$1/2^+$	4064
2087.2(5)	8 ^{h)}	87(38)	} 253,511	$1/2^+$	2341
2088.5(5)	12 ^{h)}	88(30)			
2106.6(3)	85	52(2)	TbX 511	$11/2^-$	2157
2124.4(5)	7		TbX 253,511	$1/2^+$	2378
2132.0(4)	11	52(12)	TbX 511	$11/2^-$	
2145.5(4)	9	79(36)	(TbX) 511		
2163.4(4)	30	97(15)	TbX 511	$1/2^+$	2163
2172.0(5)	9	139(83)	TbX } (TbX) } 101,253,511		
2176.7(6)	5	57(29)			
2184.8(4)	41	51(3)	TbX 511	$11/2^-$	2236
2196.2(4)	27	86(12)	TbX 101,253,511,1405,1505,1759	$1/2^+$	3955
2230.4(5)	7	44(12)	TbX 101,253,511		
2237.2(6)	4	39(21)	253,511		
2254.2(4)	17	67(13)	TbX 101,253,511,1412,1513,1766	$1/2^+$	4021
2261.6(4)	15	82(22)	TbX 101,253,511,1405,1505	$1/2^+$	4021
2269.8(4)	48	51(3)	TbX 511	$11/2^-$	2321
2274.5(5)	11	68(18)	(TbX) 253,511		
2280.1(5)	11	77(28)	(TbX) 511,1480	$1/2^+$	3760
2297.6(4)	13	67(19)	(TbX)	$11/2^-$	2349
2350.5(4)	47	54(4)	TbX 511, (~2352)	$11/2^-$	2401
2354.3(6)	9	65(18)	TbX 101,253,511,976	$11/2^-$	3684
2364.5(5)	5	39(16)	(TbX) 101,253,365	$11/2^-$	3084
2378.0(5)	13	85(24)	TbX 511	$1/2^+$	2378
2381.6(4)	27	59(5)	TbX 511	$11/2^-$	2432
2390.6(4)	18	53(6)	TbX 511	$11/2^-$	2441

Tabelle 4 Seite 4

E_γ [keV]	$I_\gamma^a)$	$T_{1/2}^b)$	Koinzidenzen	β -Zer- ^{c)} fall	E_x [keV]
2412.9(6)	4		(TbX)(101)		
2422.5(6)	3		253,365		
2435.1(4)	23	53(7)	TbX 511	11/2 ⁻	2486
2438.8(6)	6		253,511		
2456.0(6)	5	51(24)	(TbX)(253,365,511)	11/2 ⁻	
2484.0(4)	30	64(8)	TbX 511	11/2 ⁻	2535
2513.8(5)	9	112(67)	(TbX)		
2520.8(5)	11	88(25)	(TbX)(253),511		
2525.1(5)	7	88(50)	(253,511)		
2540.9(4)	29	80(14)	TbX (253),511,1480	1/2 ⁺	4021
2550.8(6)	5	47(25)	TbX (253,365)	11/2 ⁻	
2572.4(5)	11	57(10)	TbX (253,365,511)	11/2 ⁻	
2585.6(5)	12	53(11)	TbX 511	11/2 ⁻	2636
2597.9(6)	7	50(13)	(TbX)101,253,511	11/2 ⁻	2952
2600.3(6)	6		(TbX)		
2607.2(5)	14	101(23)	(TbX)253,511,1160	1/2 ⁺	4021
2620.7(5)	12	65(15)	(TbX)511,(1388)	11/2 ⁻	2672
2638.5(4)	25	57(5)	TbX 101,253,365,511,1461	11/2 ⁻	4818
2647.1(8)	5		(TbX)(101,253,365)		
2651.3(7)	8 ^{h)}	60(12)	(TbX)253,511,1461	11/2 ⁻	4831
2653.7(6)	16 ^{h)}	59(11)	TbX 511	11/2 ⁻	2705
2688.0(6)	9	113(57)	(253),511,1480	1/2 ⁺	4168
2733.5(8)	5		(TbX)		
2748.7(6)	8	70(33)	511		
2763.9(4)	37	52(4)	TbX 511	11/2 ⁻	2815
2804.3(5)	12	90(43)	(TbX)253,511		
2826.3(6)	9	52(12)	TbX 511,1970	11/2 ⁻	4848
2858.0(8)	4		(TbX)(511)		
2933.1(8)	7	69(25)	TbX ^E 253,511,976		
2951.0(5)	16	57(7)	TbX 511	11/2 ⁻	3002
2991.5(8)	3		TbX		
2996.0(6)	7	101(49)	(TbX)253,511		
3015.0(7)	6	58(25)	511		
3051.4(8)	10 ^{h)}	51(10)	TbX 511,1609,1725	11/2 ⁻	4827
3054.0(10)	6 ^{h)}	76(33)	(TbX)		
3058.5(7)	7	118(68)	TbX 253,511		
3092.8(8)	8	40(20)	TbX 511,(1388,1609)	11/2 ⁻	3144

Tabelle 4 Seite 5

E_γ [keV]	I_γ ^{a)}	$T_{1/2}$ ^{b)}	Koinzidenzen	β -Zer- ^{c)} fall	E_x [keV]
3106.4(8)	5	76(51)	511,1388,1609	11/2 ⁻	4766
3146.2(8)	4		(253,511)		
3153.4(8)	7	49(13)	TbX 511,1551	11/2 ⁻	4755
3183.0(7)	7	70(20)	TbX 253,511		
3217.3(10)	9 ^{h)}	53(14)	(511),1551,1609	11/2 ⁻	4818
3221.8(10)	6 ^{h)}	70(21)	511,1551	11/2 ⁻	4824
3226.1(8)	5 ^{h)}	108(80)	511,1551	11/2 ⁻	4827
3232.3(7)	6	78(36)	253,511		
3240.8(7)	6	50(16)	511		
3248.3(5)	17	72(13)	TbX 511,(1266)		
3279.1(5)	12	180(130)	TbX 253,511		
3316.7(6)	9	39(10)	511,1388	11/2 ⁻	4755
3333.9(6)	7	78(44)	(TbX) 253,511		
3366.4(8)	5	45(22)	1388	11/2 ⁻	4804
3370.6(5)	14	115(44)	TbX 253,511	1/2 ⁺	3624
3382.3(7)	8	56(14)	253		
3387.3(7)	11	52(9)	TbX (253,511),1266,1388	11/2 ⁻	4827
3391.3(9)	6	52(22)			
3405.3(5)	13	103(39)	TbX 101,253,511	1/2 ⁺	3760
3409.7(9) ^{f)} ~5 ^{f)}			1388		4848
3444.0(6)	8	60(20)	TbX ^{g)} 511,1388		
3454.3(7)	4	57(34)	(TbX)		
3464.2(7)	5	52(26)	TbX 253,511		
3506.4(4)	38	107(15)	TbX 253,511	1/2 ⁺	3760
3514.5(5)	8	58(16)	TbX 511,1266	11/2 ⁻	4831
3534.5(6)	5	51(31)	253,511		
3577.0(10)	4		511		
3623.9(5)	14	127(39)	511	1/2 ⁺	3624
3635.0(5)	13	84(22)	511	1/2 ⁺	3635
3649.5(5)	10	116(52)	(TbX) 101,253,511	1/2 ⁺	4003
3670.5(6)	8	124(67)	511		
3691.7(5)	22	97(23)	TbX 101,253,511	1/2 ⁺	4046
3701.5(5)	15	97(33)	TbX 253,511	1/2 ⁺	3955
3740.2(6)	8	75(35)	253,511	1/2 ⁺	3993
3749.8(6)	5		253,511	1/2 ⁺	4003
3759.7(4)	125	101(4)	TbX 511	1/2 ⁺	3760
3766.9(6)	11		253,511	1/2 ⁺	4021

Tabelle 4 Seite 6

E_{γ} [keV]	$I_{\gamma}^{a)}$	$T_{1/2}^{b)}$	Koinzidenzen	β -Zer- ^{c)} fall	E_x [keV]
3792.4(5)	20	83(15)	TbX 253,511	$1/2^+$	4046
3832.6(5)	10	117(69)	TbX 253	$1/2^+$	4086
3849.5(6)	4		253		
3914.1(5)	12	80(20)	TbX 253,511	$1/2^+$	4168
3929.4(6)	3	55(32)	511		
3954.9(4)	62	98(9)	TbX 511	$1/2^+$	3955
3976.2(5)	28	114(22)	TbX 511	$1/2^+$	3976
3992.9(6)	8	96(49)		$1/2^+$	3993
4020.6(6)	9	148(104)	TbX	$1/2^+$	4021
4055.9(6)	7	80(32)	TbX 511		
4086.1(5)	27	104(17)	TbX 511	$1/2^+$	4086
4096.0(6)	11	109(41)	511	$1/2^+$	4096
4167.8(6)	10	110(49)	TbX 511	$1/2^+$	4168
4290.8(7)	4		TbX 253(511)	$1/2^+$	4544
4544.7(8)	2		(511)	$1/2^+$	4544
4569.7(8)	3	45(20)		$11/2^-$	4620
4592.0(6)	6	57(11)		$1/2^+$	4643
4613.8(10)	2	35(24)		$11/2^-$	4665
4620.4(6)	10	53(9)	TbX (511)	$11/2^-$	4671
4651.8(10)	5	53(15)	(TbX)	$11/2^-$	4703
4655.2(10)	4	85(42)	TbX		
4669.0(8)	2	45(23)		$11/2^-$	4720
4682.2(8)	4	51(11)		$11/2^-$	4733
4692.3(6)	8	54(6)	(TbX) 511	$11/2^-$	4743
4697.2(10)	2	49(30)		$11/2^-$	4748
4704.6(8)	6	50(6)	(TbX) 511	$11/2^-$	4755
4707.8(10)	4	71(279)	(TbX)		
4714.9(10)	3	56(25)	(TbX)	$11/2^-$	4766
4719.8(8)	7	58(10)	TbX (511)	$11/2^-$	4771
4725.7(8)	5	48(8)	(TbX) (511)	$11/2^-$	4776
4746.2(10)	2	46(15)		$11/2^-$	4797
4752.6(10)	2	46(26)		$11/2^-$	4804
4766.4(8)	5	82(25)	(511)		
4773.6(8)	5	42(12)	(TbX) (511)	$11/2^-$	4824
4779.5(6)	16	57(4)	TbX (511)	$11/2^-$	4831
4792.5(8)	4	40(7)		$11/2^-$	4843
5031.0(10)	2	59(31)		$11/2^-$	5082

Tabelle 4 Seite 7

- a) Die Gammaintensitäten stammen aus einem Experiment am Massenseparator ISOCELE in Orsay (s. Text). Die Fehler sind, falls nicht anders vermerkt, kleiner als 5%.
- b) Zerfallszeitbestimmung durch Einkomponentenanpassung an die in 8×15 Sekunden Meßzeit beobachtete Intensitätsverteilung.
- c) Angegeben wird auf Grund der gemessenen Zerfallszeit das ^{147}Dy - β -Zerfallsisomer.
- d) ^{147}Dy - $11/2^-$ -IT-Zerfall
- e) Unaufgelöstes Dublett
- f) Intensität wegen Summenkoinzidenz ($365 \text{ keV} + 101 \text{ keV}$) korrigiert.
- g) Energie und Intensität aus Koinzidenzspektrum
- h) Intensitätsfehler etwa 20%
- i) Intensität wegen Kontamination von ^{40}K korrigiert.
- j) Halbwertszeit gestört durch Kontamination von ^{147}Gd

Tabelle 5: Niveaus in ^{147}Tb bevölkert im Zerfall von ^{147}Dy $11/2^-$ (links) und $1/2^+$ (rechts)

$E_x[\text{keV}]$	$I^{\pi a)}$	$\beta\text{-Int.}^b)$	$\log ft^c)$	$B_{\text{GT}}^{c,d)}$	$E_x[\text{keV}]$	$I^{\pi a)}$	$\beta\text{-Int.}^b)$	$\log ft^c)$	$B_{\text{GT}}^{c,d)}$
					0	$1/2^+$	$e)$		
51	$11/2^-$	333.6	6.07	3.27					
253	$3/2^+$	≈ 0			253	$3/2^+$	87.7	6.13	2.89
354	$5/2^+$	≈ 0			354	$5/2^+$	124.5	5.94	
719	$7/2^+$	44.0	6.73		719	$7/2^+$	6.5	7.09	
1313	$7/2^-$	22.9	6.81						
1317	$15/2^+$	24.8	6.77						
1330	$7/2^+$	10.0	7.16						
					1404	$5/2^+$	18.7	6.36	
					1413	$5/2^-$	14.8	6.45	
1439	$11/2^+$	39.6	6.53		1480	$[3/2^-]$	19.4	6.31	
1487	$9/2^+$	21.1	6.79						
1601	$13/2^+$	25.1	6.66		1619	$5/2^-$	11.0	6.50	
1660	$(9/2)^-$	34.0	6.51	1.20					
1716	$[7/2]^-$	9.6	7.04		1759	$3/2^+$	68.4	5.64	8.85
1761	$(9/2)^-$	32.2	6.49	1.25	1766	GT	125.8	5.37	16.42
1775	$(9/2)^-$	37.7	6.42	1.48					
1965	$5/2$	7.4	7.05		2000	$3/2^+$	32.9	5.86	5.36
1971	$7/2^+$	11.1	6.87		2040	$[5/2^+]$	11.6	6.29	
1988	$15/2^-$	11.5	6.85		2068	$7/2^{(+)}$	7.74	6.45	
2021	$[11/2^-]$	18.1	6.64	0.89					
2046	$(9/2)$	13.3	6.76		2163	GT	35.5	5.75	6.84
2089	$17/2^+$	2.2	7.52						
2157	$(13/2)^-$	31.5	6.34	1.76					
2180	$11/2^+$	7.8	6.94						
2219	$[7/2]^{(+)}$	3.7	7.25						
2221	$[9/2]^+$	5.5	7.07						
2236	$[7/2^+]$	15.2	6.63						
2321		17.8	6.53	1.15					

Tabelle 5 Seite 2

$E_x[\text{keV}]$	I^π	$\beta\text{-Int.}$	$\log ft$	B_{GT}	$E_x[\text{keV}]$	I^π	$\beta\text{-Int.}$	$\log ft$	B_{GT}
2349	9/2	12.6	6.67	0.84	2341	[3/2 ⁺]	10.3	6.21	2.40
2374	(5/2)	2.2	7.41		2378	GT	20.0	5.91	4.82
2401	GT	17.4	6.50	1.22					
2432	(11/2 ⁺)	14.4	6.57						
2441	[15/2 ⁻]	6.7	6.90	0.49					
2486	[13/2 ⁺]	10.7	6.67	0.82					
2507	(9/2)	4.4	7.05	0.35					
2535		11.1	6.64	0.90					
2636	13/2	8.1	6.73	0.72					
2672	(9/2)	10.7	6.60	0.98					
2705	[9/2 ⁻]	7.8	6.72	0.73					
2757		1.8	7.32	0.19					
2815	GT	15.9	6.36	1.70					
2828	(15/2)	2.2	7.21						
2952		2.6	7.09	0.32					
3002		5.9	6.70	0.77					
3084		1.8	7.17	0.26					
3144		3.0	6.94	0.44					
					3624	GT	18.1	5.37	16.65
					3635	GT	8.4	5.70	7.83
3684	GT	3.3	6.64	0.88					
					3760	GT	120.7	4.48	127.45
					3995	GT	67.1	4.64	88.48
					3976	GT	18.1	5.20	24.38
					3993	GT	10.3	5.44	14.15
					4003	GT	9.7	5.46	13.39
					4020	GT	67.1	4.61	94.31
					4046	GT	27.1	5.00	39.01
					4064	GT	3.9	5.84	5.67
					4086	GT	23.9	5.04	35.77
					4096	GT	7.1	5.56	10.76
					4168	GT	20.0	5.07	32.94
					4544	GT	3.9	5.60	9.83
4620	GT	1.1	6.68	0.81					
4643	GT	2.2	6.37	1.66					

Tabelle 5 Seite 3

$E_x[\text{keV}]$	I^π	β -Int.	$\log ft$	B_{GT}	$E_x[\text{keV}]$	I^π	β -Int.	$\log ft$	B_{GT}
4664	GT	0.7	6.84	0.57					
4671	GT	3.7	6.13	2.85					
4702	GT	1.8	6.42	1.48					
4720	GT	0.7	6.81	0.60					
4733	GT	1.4	6.50	1.22					
4743	GT	3.0	6.20	2.47					
4748	GT	0.7	6.80	0.62					
4755	GT	8.1	5.75	6.86					
4766	GT	3.0	6.19	2.52					
4770	GT	2.6	6.24	2.21					
4776	GT	1.9	6.39	0.65					
4797	GT	0.7	6.78	0.65					
4804	GT	2.6	6.23	2.28					
4818	GT	12.6	5.54	11.24					
4824	GT	1.8	6.37	1.66					
4827	GT	9.6	5.65	8.68					
4831	GT	11.8	5.56	10.73					
4843	GT	1.5	6.46	1.36					
4847	GT	5.2	5.91	4.79					
5082	GT	0.7	6.64	0.90					
Total		1000	4.63 ^{f)}	90 ^{f)}			1000	3.83 ^{g)}	568 ^{g)}

- a) Spinwerte wie in Tabelle 1. Daten in eckige Klammer basieren auf theoretisch berechneten Energien. Zustände mit signifikanter Zerfallsstärke und ohne genaue Spinkenntnis werden mit „GT“ bezeichnet (s. auch Tabelle 5.1).
- b) Die Intensität ist normiert auf 1000 beobachtete β -Zerfälle des entsprechenden Mutterisomers, d.h. die in Tabelle 1 und 4 gelisteten Intensitäten wurden durch 1550 (1550 = totale Intensität auf $\pi_{1/2}$) bzw. 2704 (2704 = Gesamtintensität des $1\bar{1}/2$ -Zerfalls) dividiert (s. auch Fig. 37, S. 73). Die für die relativen Stärkewerte relevanten β -Intensitäten haben bedingt durch die hohe Zählstatistik kleine Fehler.
- c) $\log ft$ -Werte werden für alle Zustände mit tabellierten Werten von Gove et al. [Gov 71] für erlaubten β -Zerfall berechnet. Zustände, deren Spin, Parität oder Konfigurationszuordnung erlaubten Zerfall ausschließen, sind kursiv gesetzt und tragen nicht zum Gesamt- $\log ft$ -Wert bei. Zur Berechnung wurden neben der angegebenen beobachteten Intensität folgende Eingabedaten benutzt:

$^{147}\text{Dy } 1/2^+$ -Zerfall: $Q_{EC}=6370(50) \text{ keV}$ [Aud 93]

$T_{1/2}=49(10)\text{s}$ [Sch 85]

β -Zerfallszweig=100%

$^{147}\text{Dy } 1/2^+$ -Zerfall: $Q_{\text{EC}}=7121(50) \text{ keV}$ [Aud 93]
 $T_{1/2}=55.6(6) \text{ s}$ [Alk 85 a]
 β -Zerfallszweig = 69(5)% [Alk 85 a]

Die Fehler dieser Größen werden nicht berücksichtigt, da sie immer noch klein sind im Vergleich zur Unsicherheit der Grundzustandsbevölkerung.

- d) B_{GT} -Werte werden in Einheiten von $1000 \cdot g_A^2 / 4\pi$ für alle im Gamow-Teller-Zerfall bevölkerbare Zustände angegeben. e) Keine β -Bevölkerung beobachtet (s. Kap. 2.5.3).
- e) Die β -Bevölkerung auf die in die Summe eingehenden Zustände beträgt 72.0% der Gesamtstärke
- f) Die β -Bevölkerung auf die in die Summe eingehenden Zustände beträgt 78.6% der Gesamtstärke

Tabelle 6: Eingabedaten für Schalenmodellrechnungen

Kern	Konfiguration	I^π	$E_x[\text{keV}]^a)$	
^{144}Sm	πd^{-2}	0^+	-81974	[Rub 86]
		2^+	1660 ^{b)}	[Led 77]
		4^+	2190	[Led 77]
	$\pi d^{-1}g^{-1}$	1^+	2645	[Ric 93]
		2^+	2661	[Ric 93]
		3^+	2687	[Ric 93]
		4^+	2588	[Ric 93]
		5^+	2707	[Ric 93]
		6^+	2323	[Ric 93]
	πg^{-2}	0^+	2478	[Ric 93]
		2^+	2800	[Ric 93]
		4^+	3019	[Ric 93]
		6^+	3079	[Ric 93]
^{145}Eu	$\pi d_{5/2}^{-1}$	$5/2^+$	-78001	[Rub 86]
	$\pi g_{7/2}^{-1}$	$7/2^+$	330	[Led 77]
	$\pi h_{11/2}^{-1}$	$11/2^-$	716	[Led 77]
^{146}Gd	$\pi h_{11/2} d_{5/2}^{-1}$	0^+	-76095	[Rub 86]
		3^-	1579 ^{b)}	[Kle 78]
		4^-	2997	[Sty 81]
		5^-	2658	[Kle 78]
		6^-	3099	[Sty 81]
		7^-	2982	[Kle 78]
		8^-	3182	[Kle 79]
	$\pi h_{11/2} g_{7/2}^{-1}$	2^-	3700	[Yat 86]
		3^-	3389	[Yat 86]
		4^-	3412	[Yat 86]
		5^-	3313	[Yat 86]
		6^-	3384	[Yat 86]
		7^-	3290	[Yat 86]
		8^-	3294	[Kle 79]
		9^-	3428	[Kle 79]

Tabelle 6 Seite 2

Kern	Konfiguration	I^π	$E_x[\text{keV}]^{a)}$	
Fortsetzung ^{146}Gd				
	$\pi s_{1/2} d_{5/2}^{-1}$	2^+	1972 ^{b)}	[Oga 78]
		3^+	3031	[Yat 86]
	$\pi s_{1/2} g_{7/2}^{-1}$	3^+	3400	[Yat 86]
		4^+	3500	[Yat 86]
	$\pi d_{3/2} d_{5/2}^{-1}$	1^+	3900	[Yat 86]
		2^+	3900	[Yat 86]
		3^+	3287	[Yat 86]
		4^+	2612 ^{b)}	[Oga 78]
	$\pi d_{3/2} g_{7/2}^{-1}$	2^+	3450	[Yat 86]
		3^+	3500	[Yat 86]
		4^+	3463	[Yat 86]
		5^+	3600	[Yat 86]
^{148}Gd	$\nu h_{9/2} \nu f_{7/2}$	7^+	2869	[Col 94]
		8^+	2694	[Arl 72]
^{146}Tb	$\pi h_{11/2} \nu d_{3/2}$	1^+	-68020	[Aud 93]
		10^-	900	[Bro 84]
^{147}Tb	$\pi s_{1/2}$	$1/2^+$	-70767	[Rub 86, Lia 87]
	$\pi h_{11/2}$	$11/2^-$	51	[Lia 87]
^{148}Tb	$\pi d_{3/2} \nu f_{7/2}$	2^-	-70570	[Rub 86, Sty 87]
	$\pi h_{9/2} \nu f_{7/2}$	2^+	178	[Sty 87]
		3^+	281	[Sty 87]
		4^+	375	[Sty 87]
		5^+	351	[Sty 87]
		6^+	426	[Sty 87]
		7^+	328	[Sty 87]
		8^+	406	[Kle 92]
		9^+	90	[Sty 87]

Tabelle 6 Seite 3

Kern	Konfiguration	I^π	E_x [keV] ^{a)}	
Fortsetzung ^{148}Tb				
	$\pi h_{11/2} \nu h_{9/2}$	1^+	620	[Sty 87]
		2^+	<i>1130</i>	[Kle 92]
		3^+	<i>1570</i>	[Kle 92]
		4^+	<i>1550</i>	[Kle 92]
		5^+	<i>1670</i>	[Kle 92]
		6^+	<i>1610</i>	[Kle 92]
		7^+	<i>1690</i>	[Kle 92]
		8^+	1654	[Kle 92]
		9^+	1723	[Kle 92]
		10^+	1484	[Kle 92]
^{148}Dy	$\pi h_{11/2}^2$	0^+	-67898	[Rub 86]
		2^+	1678 ^{b)}	[Dal 80]
		4^+	2428	[Dal 80]
		6^+	2732	[Dal 80]
		8^+	2834	[Dal 80]
		10^+	2919	[Dal 80]
	$\pi h_{11/2} s_{1/2}$	5^-	2350	[Tai 89]
		6^-	2854	[Tai 89]
	$\pi h_{11/2} d_{3/2}$	4^-	2995	[Tai 89]
		5^-	3172	[Tai 89]
		6^-	3323	[Tai 89]
		7^-	2739	[Tai 89]
	$\pi s_{1/2}^2$	0^+	2900	[Tai 89]
	$\pi s_{1/2} d_{3/2}$	1^+	3200	[Tai 89]
		2^+	2900	[Tai 89]
	$\pi d_{3/2}^2$	0^+	3300	[Tai 89]
		2^+	3200	[Tai 89]

a) Die Zweikörpermatrixelemente sind im allgemeinen experimentelle Größen.
Theoretisch bestimmte Werte sind kursiv gesetzt.

b) Phononenergie

Tabelle 7: Der 27/2 -Isomerzerfall von $^{151}\text{Er}_{83}$

a) der IT Zerfall in ^{151}Er

E_γ [keV]	I_γ	I_{tot}	γ -Koinzidenzen	E_i [keV]	I_i^π	I_f^π
28(1) ^{a)}	a)	70 ^{a)}	137,289,354,526,1071,1141	2239.47(9)	17/2 ⁺ →	15/2 ⁺
57.7(5) ^{b)}	-	930 ^{b)}		2586 ^{b)}	27/2 ⁻ →	21/2 ⁺
136.93(8)	18(3)	40(6) ^{c)}	289,354,526,580,935,1140	2211.80(10)	15/2 ⁺ →	13/2 ⁺
225.3(8) ^{a)}	3(2) ^{c)}	3(2) ^{d)}	137,288,354,1496	1720.88(13)	11/2 ⁺ →	(9/2 ⁻)
288.82(5)	862(14) ^{e)}	930(15)	137,339,354,526,580,801 919,1071,1099,1140,1548	2528.29(9)	21/2 ⁺ →	17/2 ⁺
338.66(5)	20(3)	27(3)	137,289,354,801,1099	1140.44(10)	13/2 ⁺ →	9/2 ⁻
354.02(5)	13(5) ^{f)}	14(5) ^{g)}	137,225,289,339,580,801	2074.90(10)	13/2 ⁺ →	11/2 ⁺
526.8(10) ^{h)}	16(8) ⁱ⁾	16(8)	137,289,1140	2074.90(10)	13/2 ⁺ →	11/2 ⁻
580.44(15)	16(5) ^{j)}	16(5) ^{k)}	137,289,354,1140	1720.88(13)	11/2 ⁺ →	13/2 ⁺
801.78(5)	25(15) ^{l)}	25(15)	137,289,339,354,1099	801.78(5)	9/2 ⁻ →	7/2 ⁻
919.3(10) ^{a)}	3(2) ^{d)}	3(2)	137,354	1720.88(13)	11/2 ⁺ →	9/2 ⁻
935.0(10) ^{a)}	7(3) ^{d)}	7(3)	137,289	2074.90(10)	13/2 ⁺ →	13/2 ⁺
1071.38(11)	24(4)	24(4)	289,1140	2211.80(10)	15/2 ⁺ →	13/2 ⁺
1099.02(5)	863(14)	866(14)	289,339,801,1140	2239.47(9)	17/2 ⁺ →	13/2 ⁺
1140.44(5)	870(14) ^{m)}	875(14)	137,289,354,527,580,935	1140.44(5)	13/2 ⁺ →	7/2 ⁻
1495.89(5)	3(2) ⁿ⁾	3(2)	225	1495.89(5)	(9/2 ⁻) →	7/2 ⁻
1548.17(6)	28(4) ^{o)}	28(4)	137,289,527	1548.17(6)	11/2 ⁻ →	7/2 ⁻

- a) Nicht in Einzelspektrum gesehen - Energie aus Koinzidenzdaten.
b) Nicht in diesem Experiment nachgewiesen - Energie und Intensität aus [Bar 88]
c) $\alpha_{\text{tot}}(137) = 1.23(27) = 0.76(22) \cdot \alpha_{\text{tot}}(\text{E2}) = 0.98(27) \cdot \alpha_{\text{tot}}(\text{M1})$
d) Aus Koinzidenzdaten
e) Korrigiert um 26(2) Einheiten wegen 287 keV Übergang in ^{151}Gd
f) Korrigiert um 1.0(3) Einheiten wegen ^{151}Tm 11/2⁻ β -Zerfall
g) $\alpha_K(354) = 7.6(20) \cdot 10^{-2} = 2.38(63) \cdot \alpha_K(\text{E2}) = 1.00(26) \cdot \alpha_K(\text{M1})$
h) Kontaminiert durch ^{151}Dy 527.3 keV Übergang; Energie aus Niveaudifferenz
i) Intensität aus Koinzidenzdaten
j) Korrigiert um 3(1) Einheiten wegen ^{151}Tm 11/2⁻ β -Zerfall
k) $\alpha_K(580) = 2.0(10) \cdot 10^{-2} = 2.2(11) \cdot \alpha_K(\text{E2}) = 1.0(5) \cdot \alpha_K(\text{M1})$
l) Korrigiert um 126(15) Einheiten wegen ^{151}Tm 11/2⁻ β -Zerfall
m) Korrigiert um 20(3) Einheiten wegen ^{151}Tm 11/2⁻ β -Zerfall
n) Korrigiert um 9(2) Einheiten wegen ^{151}Tm 11/2⁻ β -Zerfall
o) Korrigiert um 17(2) Einheiten wegen ^{151}Tm 11/2⁻ β -Zerfall

Tabelle 7 Seite 2

b) der Betazerfall zu ^{151}Ho

E_γ [keV]	I_γ	I_{tot}	γ -Koinzidenzen	E_i [keV]	I_i^π	I_f^π
106.65(15)	3(1)	12(4)	129,297,307,597,790	1790.87(21)	21/2 ⁻	23/2 ⁻
128.65(10)	6(2)	15(5)	107,307,414,598,790	2226.98(27)	27/2 ⁻	25/2 ⁻
297.15(5)	51(4)	54(4) ^{a)}	129,297,543,597,790	1684.23(19)	23/2 ⁻	19/2 ⁻
307.50(10)	13(1)	14(1) ^{b)}	107,129,297,404,597,790	2098.33(23)	25/2 ⁻	21/2 ⁻
403.90(15)	8(2)	9(2) ^{c)}	128,307,598,790	1790.87(21)	21/2 ⁻	19/2 ⁻
414.10(15)	35(3)	37(3)	128,297,597,789	2098.33(23)	25/2 ⁻	23/2 ⁻
543(1)	5(3) ^{c)}	5(3) ^{d)}	297,414,598,790	2226.98(27)	27/2 ⁻	23/2 ⁻
597.50(10)	69(3)	70(3)	107,128,297,308,404,414,790	1387.05(14)	19/2 ⁻	15/2 ⁻
789.55(10)	70(3)	70(3)	107,128,297,308,404,414,598	789.55(10)	15/2 ⁻	11/2 ⁻

- a) $\alpha_K(297) = 5.6(6) \cdot 10^{-2} = 1.1(1) \cdot \alpha_K(E2) = 2.0(2) \cdot \alpha_K(M1)$
b) $\alpha_K(308) = 6(2) \cdot 10^{-2} = 1.3(4) \cdot \alpha_K(E2) = 0.6(2) \cdot \alpha_K(M1)$
c) $\alpha_K(404) = 4.6(15) \cdot 10^{-2} = 2.1(7) \cdot \alpha_K(E2) = 0.9(3) \cdot \alpha_K(M1)$
d) Intensität aus Koinzidenzspektren

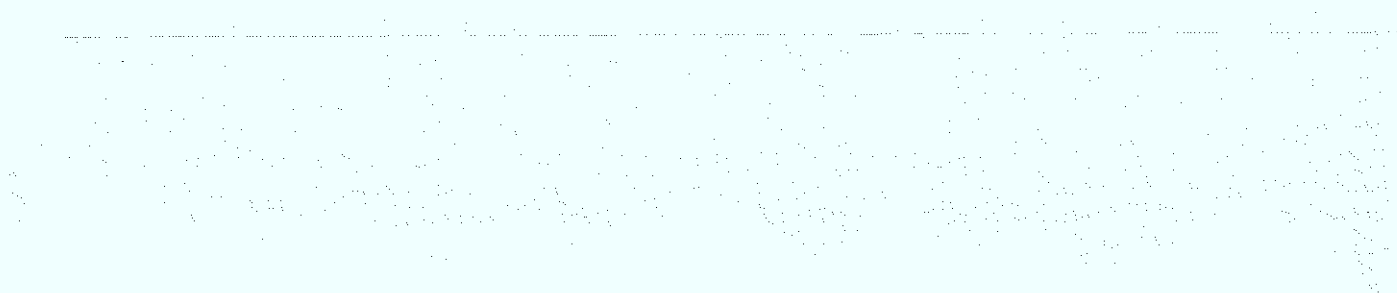
Tabelle 8: Vergleich von ^{151}Er - Zerfallsverzweigungen gemessen
im E3-Isomerzerfall und im $^{151}\text{Tm}_{11/2^-}$ - GT-Zerfall

$^{151}\text{Er}_{27/2^-}$ -E3-Isomerzerfall [diese Arbeit]		$^{151}\text{Tm}_{11/2^-}$ - β^+ -Zerfall [Ako 90]	
$E_x[\text{keV}]$ $E_x[\text{keV}]$	E_γ E_γ	$I_\gamma^a)$ $I_\gamma^a)$	$E_x^b)$ $E_x^b)$
1140.44 1140.2	338.66(5) 338.3(6)	2.2(3) 18(6)	1140.44(7) 1139.8(7)
	1140.44(5) 1140.2(3)	97.8(2) 98.2(5)	1140.44(5) 1140.2(3)
1495.89 1495.8	— 354.2(6) ^{c)}	< 70 6(2)	— 1494.2(6)^{c)}
	— 692.8(7) ^{c)}	< 30 9(1)	— 1494.3(8)^{c)}
	1495.89(5) 1495.8(4)	100(66) 100(10)	1495.89(5) 1495.8(4)
1548.17 1548.5	— 408.3(3)	< 6 4.0(4)	— 1548.4(4)
	1548.17(6) 1548.5(3)	100(14) 100(10)	1548.17(6) 1548.5(3)
1720.88 1720.8	225.3(8) 224.9(4)	14(9) 12(3)	1721.2(8) 1720.7(6)
	580.44(15) 580.6(3)	73(23) 76(8)	1720.88(16) 1720.9(4)
	919.3(10) 919.3(4)	14(9) 13(3)	1721.1(10) 1720.8(5)

Tabelle 8 Seite 2

$E_x[\text{keV}]$	E_γ	$I_\gamma^{\text{a)}}$	$E_x^{\text{b)}}$
$E_x[\text{keV}]$	E_γ	$I_\gamma^{\text{a)}}$	$E_x^{\text{b)}}$
2074.90	354.02(5)	36(14)	2074.90(9)
2075.3	353.5(6)	14(4)	2074.3(7)
	526.8(10)	44(22)	2075.0(10)
	526.7(4)	73 ^{d)}	2075.2(5)
	935.0(10)	19(8)	2075.5(10)
	935.1(7)	13(3)	2075.3(8)
2211.80	136.93(8)	43(7)	2211.84(18)
2212.7	136.9(4)	43(5)	2211.2(8)
	—	< 3	—
	718.0(4) ^{c)}	119(16) ^{e)}	2213.8(8) ^{c)}
	1071.38(11)	57(10)	2211.83(16)
	1071.3(10)	57(11)	2211.5(19)
	—	< 14	—
	1411.4(7) ^{c)}	101(16) ^{e)}	2212.9(8) ^{c)}

- a) Die Gammaintensität der im E3-Isomerzerfall beobachteten Zerfallszweige ist auf 100 normiert.
- b) Aus der in Spalte 2 gelisteten γ -Energie und der zugehörigen Niveauenergie E_x^{final} berechnete Anregungsenergie. Die Fehler der E_x^{final} -Werte aus den Isomerzerfallsdaten finden sich in Tabelle 7, die der β -Zerfallsdaten aus Referenz [Ako 90].
- c) Energiediskrepanz in Konflikt mit Platzierung.
- d) Intensität wahrscheinlich wegen ^{151}Dy -Kontamination zu groß.
- e) Intensitätsdiskrepanz in Konflikt mit Platzierung.



Jül-2940

Juli 1994

ISSN 0944-2952