

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 32 (1959)  
**Heft:** V

**Artikel:** Gammaverteilungen bei elektrischer Anregung deformierter ug-Kerne  
**Autor:** Boer, J. de / Martin, M. / Marmier, P.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-113010>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 12.12.2025

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

## Gammawinkelverteilungen bei elektrischer Anregung deformierter ug-Kerne

von **J. de Boer\***), **M. Martin** und **P. Marmier**

Cyclotron-Laboratorium;  
Physikalisches Institut der ETH, Zürich

*Summary:* Yield and angular distribution of the gamma-radiation following electric excitation of  $\text{Eu}^{151}$ ,  $\text{Eu}^{153}$ ,  $\text{Gd}^{155}$ ,  $\text{Gd}^{157}$ ,  $\text{Dy}^{163}$ ,  $\text{Er}^{167}$ ,  $\text{Yb}^{173}$ ,  $\text{Hf}^{177}$ ,  $\text{Hf}^{179}$ ,  $\text{Re}^{185}$  and  $\text{Re}^{187}$  have been measured using 4 MeV protons. Transition probabilities and mixing ratios as well as moment of inertia, deformation parameter and nuclear gyromagnetic ratios are deduced from experimental results.

### I. Einleitung

Durch elektrische Anregung von Rotationszuständen in deformierten Kernen können wichtige Informationen zur Systematik solcher Kerne gewonnen werden. Die Theorie der Coulomb-Anregung ist von ALDER, BOHR, HUUS, MOTTELSON und WINTHER<sup>1)</sup> zusammenfassend dargestellt worden. Die zur Auswertung nötigen Formeln sowie Resultate von Experimenten mit den natürlichen Elementen von ug-Kernen aus dem Gebiet  $150 \leq A \leq 200$  sind in einer früheren Arbeit<sup>2)</sup> enthalten. Zusammen mit den Resultaten weiterer Autoren<sup>3-7)</sup> vervollständigt die vorliegende Arbeit mit angereicherten Isotopen die Winkelverteilungsmessungen an den deformierten Kernen der seltenen Erden.

### II. Messanordnung

Im wesentlichen wurde die in der ersten Arbeit<sup>2)</sup> ausführlich beschriebene Messapparatur beibehalten. Die geringe Gammaausbeute bei einigen Isotopen machte indessen eine Erhöhung des Protonenstromes wünschenswert. Dank Vergrößerung der Bildweite des zweiten im Messraum aufgestellten Quadrupollinsenpaares von 0,5 auf 1,5 m konnte der Strom auf die Target etwa fünfmal erhöht werden. Durch eine in zwei senkrecht zueinander stehenden Richtungen verstellbare Bleiblende von 3,5 mm Durchmesser gelangt nun ein Strom von maximal  $0,5 \mu\text{A}$  auf die Target (siehe Fig. 1).

\*) Universitetets institut for teoretisk fysik Kopenhagen.

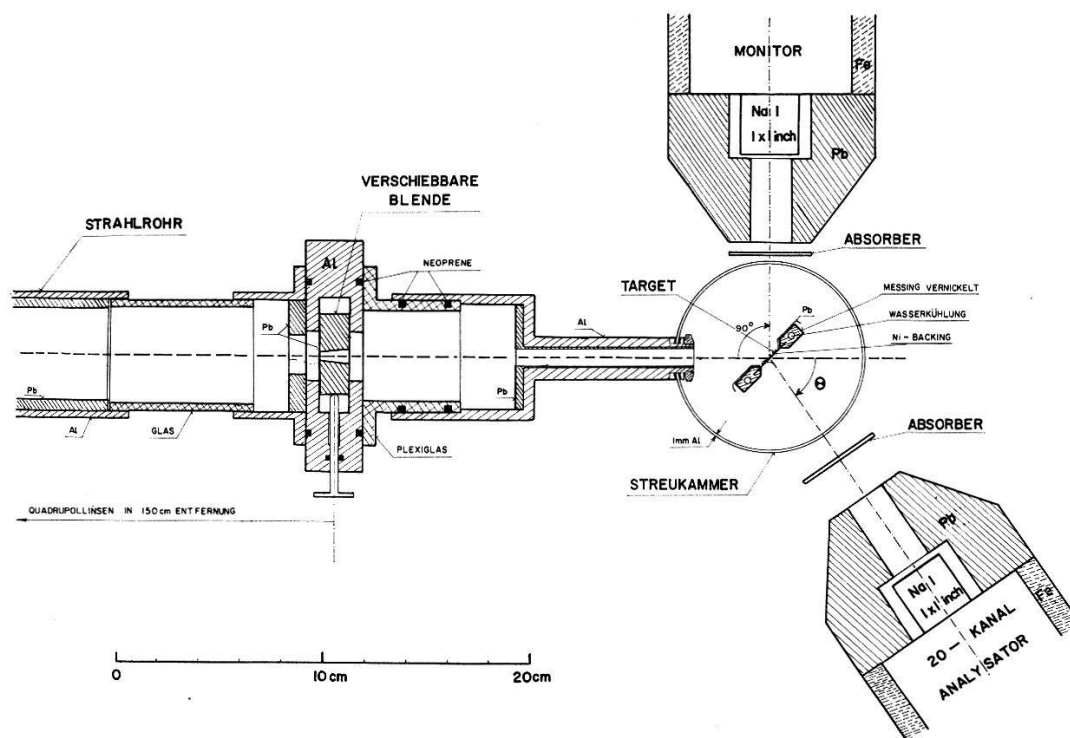


Fig. 1  
Apparatur

**Tabelle I**  
Targets aus angereicherten Isotopen

Isotop	chem. Form	Anreicherung %	Fremdisotope und deren Häufigkeit
Eu <sup>151</sup>	Eu <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	91,1	153:8,1%
Eu <sup>153</sup>	Eu <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	95,0	151:5,0%
Gd <sup>155</sup>	Gd <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	72,3	152:0,5%; 154:1,2%; 156:17,7% 157:4,6%; 158:2,9%; 160:0,8%
Gd <sup>157</sup>	Gd <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	69,7	152:0,04%; 154:0,11% 155:1,2%; 156:7,3%; 158:19,9% 160:1,7%
Dy <sup>161</sup>	Dy <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	76,6	163:2,8%; gg-Isot.: 20,6%
Dy <sup>163</sup>	Dy <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	74,0	161:1,5%; gg-Isot.: 24,7%
Er <sup>167</sup>	Er <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	58,8	gg-Isot. (162-170): 41,2%
Yb <sup>173</sup>	Yb <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	92,6	171:0,5%; gg-Isot.: 7,0%
Hf <sup>177</sup>	HfO <sub>2</sub>	62,2	179:5,2%; gg-Isot.: 32,6%
Hf <sup>179</sup>	HfO <sub>2</sub>	47,5	177:1,2%; gg-Isot.: 51,3%
Re <sup>185</sup>	Re	85,5	187:14,2%
Re <sup>187</sup>	Re	98,8	185:1,2%

Die angereicherten Isotope (chemische Form und Häufigkeit der einzelnen Isotope siehe Tabelle I) wurden vom Oak Ridge National Laboratory geliefert. Je 35 mg des fein pulverisierten Materials wurden in

einer gehärteten und exakt geschliffenen Pillenpresse von 10 mm Durchmesser bei einem Druck von 5 Tonnen ohne Bindemittel zu dünnen Scheibchen gepresst und mit einem Tropfen Perocellinlack auf Nickelfolien von 23 mm Durchmesser und 20 mg/cm<sup>2</sup> Dicke geklebt. Im Mittel betrug die Targetdicke ca. 50 mg/cm<sup>2</sup>, so dass die Korrekturen für die Gammaabsorption in der Target nur wenige Prozente betragen. Die Verwendung sehr dünner Nickelfolien sowie der erhöhte Targetstrom machten eine wassergekühlte Haltevorrichtung notwendig, in welche sie gut wärmeleitend eingespannt werden konnten.

### III. Auswertung

Die zur Auswertung benötigten Formeln und Hilfsgrößen sind den Arbeiten<sup>1)</sup> und <sup>2)</sup> entnommen worden. Wenn nicht speziell erwähnt, stimmen die hier verwendeten Bezeichnungen mit denjenigen von <sup>2)</sup> überein.

#### 1. Gammaausbeute

Jedes Impulsspektrum ist mit der gleichen totalen Ladung (109  $\mu$ Coulomb) und bei gleicher Geometrie (siehe Fig. 1) erhalten worden. Die 80 Messpunkte eines Spektrums wurden mit einem 20 Kanal-Impulsanalysator aufgenommen, dessen Kanäle dreimal um je  $\frac{1}{4}$  Kanal verschoben werden konnten. Die zwischen Target und Kristall angebrachten Absorber sind bei jedem Spektrum einzeln vermerkt.

Die Auswertung der logarithmisch aufgetragenen Spektren wurde in vielen Fällen durch den hohen Anteil des Untergrundes oder durch die Unvollständigkeit der isotopischen Trennung erschwert. Die von *gg*-Kernen stammenden Beiträge mussten entweder durch einen Vergleich mit dem Spektrum des natürlichen Elementes oder aus den Resultaten von Messungen mit angereicherten *gg*-Isotopen abgeschätzt werden.

Bei niedrigen Gammaenergien ( $E_\gamma < 100$  KeV) erwies es sich als notwendig, die Absorptionskoeffizienten der zwischen Target und Kristall angebrachten Absorber experimentell zu bestimmen. Für die spezielle Geometrie unserer Messanordnung ergaben sich Werte, die um etwa 30% unter denjenigen für eine ideale Geometrie liegen<sup>9)</sup>.

Um von der Gammaausbeute auf den totalen Wirkungsquerschnitt schliessen zu können, muss der Koeffizient der inneren Konversion bekannt sein. Zur Bestimmung der *K*- und *L*-Konversionskoeffizienten wurden die Tabellen von SLIV<sup>10)</sup> verwendet, bei denen die endliche Ausdehnung des Kerns berücksichtigt ist. Die *M*-Konversionskoeffizienten für einen Punktkern wurden aus den Angaben von M. E. ROSE interpoliert. Tabelle II enthält die für unsere Auswertungen verwendeten Konversionskoeffizienten.

**Tabelle II**

K + L + M-Konversionskoeffizienten für E2- und M1-Strahlung

Isotop	$i$	$E_\gamma$ KeV	$\alpha_i(E2)$	$\alpha_i(M1)$	Isotop	$i$	$E_\gamma$ KeV	$\alpha_i(E2)$	$\alpha_i(M1)$
$^{151}_{63}\text{Eu}$	1	194	1,80	1,361	$^{167}_{68}\text{Er}$	1	79	8,01	5,72
	2	304	0,058	0,0851		2	179	0,374	
	3	110	0,247	0,290		3	100	3,12	2,92
$^{153}_{63}\text{Eu}$	1	82	5,24	3,23	$^{173}_{70}\text{Yb}$	1	79	9,01	6,80
	2	190	0,260			2	180	0,400	
	3	108	1,95	1,53		3	101	3,45	3,88
$^{155}_{64}\text{Gd}$	1	(60)	$\approx 20$	$\approx 14$	$^{177}_{72}\text{Hf}$	1	113	2,49	3,00
	2	144	0,714			2	250	0,146	
	3	84	5,53	3,52		3	137	1,12	1,64
$^{157}_{64}\text{Gd}$	2	131	1,04		$^{179}_{72}\text{Hf}$	1	122	1,78	2,34
	3	76	8,15	4,70		2	272	0,112	
						3	150	0,85	1,31
$^{161}_{66}\text{Dy}$	2	105	2,43		$^{185}_{75}\text{Re}$	1	128	1,70	2,63
						2	287	0,101	
$^{163}_{66}\text{Dy}$	1	74	9,41	5,80		3	159	0,76	1,41
	2	168	0,454		$^{187}_{75}\text{Re}$	1	134	1,50	2,42
	3	94	3,72	2,96		2	300	0,0835	
						3	166	0,595	1,24

**2. Winkelverteilungen**

a) *Allgemeines.* In deformierten Kernen ungerader Nukleonenzahl werden bei Coulomb-Anregung durch elektrische Quadrupolwechselwirkung die ersten beiden Niveaus des Rotationsspektrums angeregt.

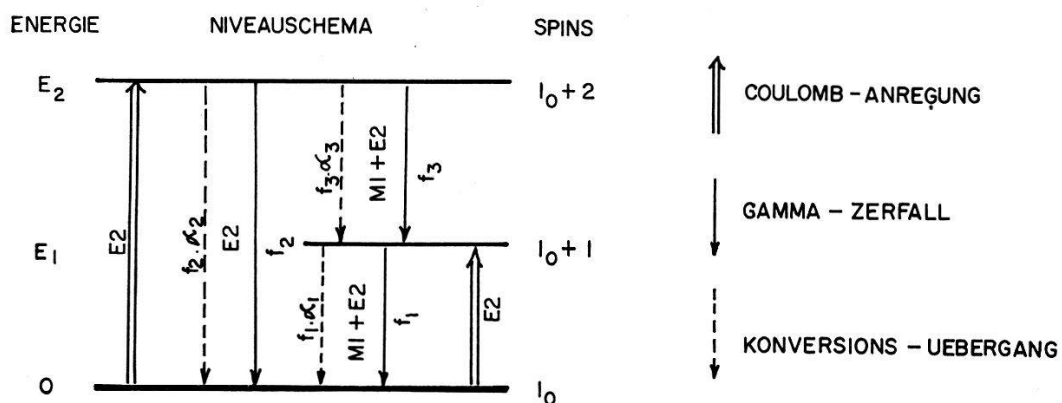


Fig. 2

Niveauschema bei elektrischer Anregung von Rotationszuständen

Die Indizes  $i = 1, 2, 3$  beziehen sich der Reihenfolge nach auf die Übergänge

$$I_0 + 1 \rightarrow I_0, I_0 + 2 \rightarrow I_0, I_0 + 2 \rightarrow I_0 + 1;$$

 $f_i$  = Gammaintensität;  $\alpha_i$  = totaler Konversionskoeffizient.

Der direkte Gammazerfall des zweiten Niveaus in den Grundzustand ist ein reiner E2-Übergang; die beiden Übergänge der Kaskade sind Mischungen von M1 + E2-Multipolstrahlungen. In Figur 2 ist das Niveauschema eines Rotationsspektrums dargestellt.

Die Winkelverteilung  $W(\Theta)$  eines Gammaübergangs ist von den Spins der beteiligten Niveaus und vom Mischungsverhältnis  $\delta = (\text{Intensität E2}/\text{Intensität M1})^{1/2}$  der Gammastrahlung abhängig. Üblicherweise wird  $W(\Theta)$  in der Form dargestellt:

$$W(\Theta) = 1 + a_2 A_2 P_2(\cos \Theta) + a_4 A_4 P_4(\cos \Theta) \quad (1)$$

In dieser Gleichung bedeuten:

$\Theta$  = Winkel zwischen der Richtung des emittierten Gammaquants und der des einfallenden Protonenstrahls;

$P$  = Legendre-Polynome;

$a$  = Parameter, die nur vom Anregungsprozess und nicht von der Kernstruktur abhängen;

$A$  = Winkelkorrelationskoeffizienten; sie hängen von den beteiligten Spins und vom Mischungsverhältnis der Multipolstrahlung ab (siehe ALDER *et al.*<sup>1)</sup>)\*.

Entwickelt man (1) nach Potenzen von  $\cos \Theta$ , so erhält man bei Normierung  $W(90^\circ) = 1$ :

$$W(\Theta) = 1 + \varepsilon_2 \cos^2 \Theta + \varepsilon_4 \cos^4 \Theta \quad (2)$$

mit

$$\varepsilon_2 = \frac{12 a_2 A_2 - 30 a_4 A_4}{8 - 4 a_2 A_2 + 3 a_4 A_4} \quad \text{und} \quad \varepsilon_4 = \frac{35 a_4 A_4}{8 - 4 a_2 A_2 + 3 a_4 A_4}$$

b) *Beeinflussung der Winkelverteilung des Übergangs aus dem ersten angeregten Zustand durch den Kaskadenübergang.* Der erste angeregte Rotationszustand eines ug-Kerns (Spin  $I_0 + 1$ ) wird auf zwei Weisen bevölkert: Einerseits durch direkte E2-Anregung aus dem Grundzustand und andererseits durch den Kaskadenübergang aus dem zweiten angeregten Niveau (siehe Fig. 3). Der relative Anteil beider Anregungstypen kann aus dem Intensitätsverhältnis  $\lambda_1 = f_1/f_3$  bei bekannten Konversionskoeffizienten bestimmt werden. Da die Gammawinkelverteilung von der Art der Anregung abhängig ist, muss deren Anisotropie für den Übergang  $I_0 + 1 \rightarrow I_0$  aus zwei entsprechenden Teilen zusammengesetzt werden.

Zwischen den Gammaintensitäten gelten folgende Beziehungen:

$$f_3 \cdot (1 + \alpha_3) = f_1^c \cdot (1 + \alpha_1); \quad f_1^d + f_1^c = f_1$$

\*) Für den Kaskadenübergang  $9/2 \rightarrow 13/2 \rightarrow 11/2$  kann die Tabelle II. 11 von 1) durch folgende Zeile ergänzt werden:

$$A_2 = \frac{-0,1099 + 0,7289 \delta - 0,0157 \delta^2}{1 + \delta^2}; \quad A_4 = \frac{-0,1035 \delta^2}{1 + \delta^2}$$

Daraus erhält man für den Anteil des Kaskadenübergangs:

$$\frac{f_1^c}{f_1} = \frac{1}{\lambda_1} \cdot \frac{1 + \alpha_3}{1 + \alpha_1} = \chi \quad (3)$$

	GESAMTPROZESS	=	DIREKTE ANREGUNG	+	KASKADEN - ANREGUNG
$I_0 + 2$					
$I_0 + 1$					
$I_0$					
WINKELVERT.	$w_1(\theta)$		$w_1^d(\theta)$		$w_1^c(\theta)$
INTENSIT.- ANTEIL	1		$1 - \chi$		$\chi$

Fig. 3

Zusammengesetzte Anregung des Niveaus  $I_0 + 1$

und für die Winkelverteilung des ersten angeregten Niveaus:

$$W_1(\theta) = \chi \cdot W_1^c(\theta) + (1 - \chi) \cdot W_1^d(\theta) \quad (4)$$

Der Konversionskoeffizient  $\alpha_1$  hängt vom Mischungsverhältnis dieses Übergangs ab. Zur Berechnung von  $\chi$  kann aber mit genügender Genauigkeit das Mischungsverhältnis  $\delta_3^2$  verwendet werden, da bei Rotationspektren  $(\delta_1/\delta_3)^2 \approx 1$  (vgl. MARTIN *et al.*<sup>2)</sup>, Formel (39) und Tabelle II).

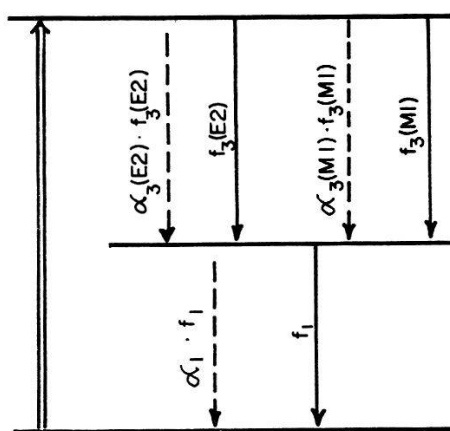


Fig. 4

Mischungsverhältnisse beim Kaskadenübergang

Für die durch die Kaskadenanregung sich ergebende Winkelverteilung  $W_1^c(\Theta)$  müssen Koeffizienten  $A_v^c(I_0 \rightarrow I_0 + 2 \rightarrow I_0 + 1)$  bestimmt werden, die vom Spin  $I_0$  des Grundzustandes, dem Mischungsverhältnis  $\delta_1$  des Überganges  $I_0 + 1 \rightarrow I_0$  und ausserdem vom Quadrat des Mischungsverhältnisses  $\Delta_3^2$  des Übergangs  $I_0 + 2 \rightarrow I_0 + 1$  abhängen. Hierbei ist zu beachten, dass sich das Mischungsverhältnis  $\Delta_3$  auf die Gesamtintensität (Gamma- und Konversionsübergänge) bezieht.

Die Mischungsverhältnisse sind wie folgt definiert (siehe Fig. 4):

$$\delta_1^2 = \frac{f_1(E2)}{f_1(M1)}; \quad \delta_3^2 = \frac{f_3(E2)}{f_3(M1)}; \quad \Delta_3^2 = \delta_3^2 \cdot \frac{1 + \alpha_3(E2)}{1 + \alpha_3(M1)}; \quad (5)$$

Die Koeffizienten  $A_v^c(I_0, \Delta_3, \delta_1)$  erhält man aus der Theorie der Winkelkorrelation<sup>11)</sup> durch die Einführung einer hypothetischen dreifachen

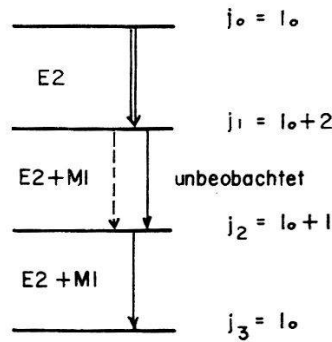


Fig. 5

Hypothetische dreifache Gammakaskade mit nicht beobachtetem mittlerem Übergang

Gammakaskade, bei der der mittlere Übergang nicht beobachtet wird (vgl. Fig. 5).

Die Winkelverteilung des dritten Gammaquants bezüglich der Emissionsrichtung des ersten kann in folgender Form dargestellt werden:

$$W^c(\Theta) = 1 + A_2^c(j_0, j_1, j_2, j_3, \Delta^2, \delta) \cdot P_2(\cos \Theta) + A_4^c(j_0, j_1, j_2, j_3, \Delta^2, \delta) \cdot P_4(\cos \Theta) \quad (6)$$

Die Koeffizienten  $A_v^c$  sind durch folgende Formel gegeben:

$$A_v^c = (-1)^{j_1+j_2} \cdot \sqrt{(2j_1+1)(2j_2+1)} \cdot F_v(22j_0j_1) \cdot (1+\delta^2)^{-1} \cdot \{F_v(11j_3j_2) + 2\delta \cdot F_v(21j_3j_2) + \delta^2 \cdot F_v(22j_3j_2)\} \cdot (1+\Delta^2)^{-1} \cdot \{W(j_1j_1j_2j_2; \nu 2) \cdot \Delta^2 - W(j_1j_1j_2j_2; \nu 1)\} \quad (7)$$

**Tabelle III**  
Winkelkorrelationskoeffizienten für Kaskadenanregung

$I_0$	$A_2^d$	$A_2^c$	$D_2$	$A_4^d$	$A_4^c$	$D_4$
$1/2$	$\frac{-0,2500 + 0,8660\delta + 0,2500\delta^2}{1 + \delta^2}$	$\frac{-0,1143\Delta^2 + 0,8000}{1 + \Delta^2}$	0	0	0	0
$3/2$	$\frac{-0,07143 + 0,3622\delta + 0,03644\delta^2}{1 + \delta^2}$	$\frac{+1,0000\Delta^2 + 2,143}{1 + \Delta^2}$	$\frac{+0,4976\delta^2}{1 + \delta^2}$	$\frac{+0,2292\Delta^2 + 0,2946}{1 + \Delta^2}$		
$5/2$	$\frac{-0,02551 + 0,1473\delta + 0,006074\delta^2}{1 + \delta^2}$	$\frac{+3,533\Delta^2 + 5,133}{1 + \Delta^2}$	$\frac{+0,4054\delta^2}{1 + \delta^2}$	$\frac{+0,01231\Delta^2 + 0,3160}{1 + \Delta^2}$		
$7/2$	$\frac{-0,005952 + 0,03678\delta + 0,0003865\delta^2}{1 + \delta^2}$	$\frac{+15,82\Delta^2 + 19,85}{1 + \Delta^2}$	$\frac{+0,3430\delta^2}{1 + \delta^2}$	$\frac{-0,1006\Delta^2 + 0,3182}{1 + \Delta^2}$		
$9/2$	$\frac{+0,004545 - 0,02930\delta + 0,0002497\delta^2}{1 + \delta^2}$	$\frac{-20,66\Delta^2 - 24,18}{1 + \Delta^2}$	$\frac{+0,3031\delta^2}{1 + \delta^2}$	$\frac{-0,1548\Delta^2 + 0,3152}{1 + \Delta^2}$		

Hierin bedeuten:

$F_\nu$  = F-Koeffizienten nach FERENTZ und ROSENZWEIG<sup>12)</sup>;

$W$  = Racah-Koeffizienten; siehe z. B. Tabellen von SIMON, VAN DER SLUIS und BIEDENHARN<sup>13)</sup>.

Für die in unserem Fall geltenden Beziehungen zwischen  $j_k$  und dem Kernspin  $I_0$  im Grundzustand (siehe Fig. 5) wurden die Koeffizienten  $A_\nu^c$  für  $I_0 = 1/2, 3/2, 5/2, 7/2, 9/2$  berechnet und in Tabelle III zusammengestellt.

Aus Beziehung (7) und Tabelle III ist ersichtlich, dass sich die Koeffizienten  $A_\nu^c$  als Produkte der Form:

$$A_\nu^c(I_0, A_3^2, \delta_1) = A_\nu^d(I_0, \delta_1) \cdot D_\nu(I_0, A_3^2) \quad (8)$$

darstellen lassen. Die Winkelverteilung des Übergangs  $I_0 + 1 \rightarrow I_0$  kann somit auf folgende Gestalt gebracht werden:

$$W_1(\Theta) = 1 + b_2 \cdot A_2^d(I_0, \delta_1) \cdot P_2(\cos \Theta) + b_4 \cdot A_4^d(I_0, \delta_1) \cdot P_4(\cos \Theta) \quad (9)$$

mit

$$b_\nu = a_\nu^d(1 - \chi) + D_\nu(I_0, A_3^2) \cdot a_\nu^c \cdot \chi \quad (10)$$

Da der Wirkungsquerschnitt für Coulomb-Anregung mit der Energie des angeregten Niveaus abnimmt, ist in der Regel  $\chi \ll 1$ . Es ist indessen zu beachten, dass die Koeffizienten  $D_\nu$  ziemlich hohe Werte annehmen können, so dass die  $b_\nu$  merklich von den  $a_\nu^d$  abweichen. In Tabelle IV sind die bei unseren Messungen verwendeten Werte  $a_\nu^d$  und  $b_\nu$  zusammengestellt. Für die Mischungsverhältnisse  $\delta_3^2$  wurden die Resultate aus Tabelle X verwendet.  $\delta_1$  wurde aus dem für Rotationszustände gültigen theoretischen Verhältnis  $(\delta_1/\delta_3)^2$  bestimmt.

**Tabelle IV**

Die Winkelverteilungskoeffizienten  $a_\nu^d$  und  $b_\nu$

Isotop	$\chi$	$a_2^d$	$a_4^d$	$b_2$	$b_4$
Eu <sup>153</sup>	13,7%	0,150	0,022	0,414	0,019
Dy <sup>163</sup>	6,8%	0,140	0,022	0,227	0,020
Er <sup>167</sup>	14 %	0,150	0,022	1,11	0,019
Yb <sup>173</sup>	30 %	0,153	0,022	0,641	0,016
Hf <sup>177</sup>	5,3%	0,258	0,024	0,729	0,023
Hf <sup>179</sup>	6,4%	0,385	0,024	-0,509	0,023
Re <sup>185</sup>	14,4%	0,305	0,024	0,704	0,021
Re <sup>187</sup>	16,8%	0,300	0,023	0,783	0,020

c) *Winkelverteilung bei gg-Kernen.* Die Beobachtung der Winkelverteilungen einiger Übergänge in ug-Kernen wurde durch die in den angereicherten Isotopen vorhandenen gg-Kerne (siehe Tab. I) gestört. In deformierten gg-Kernen zerfällt das erste Rotationsniveau (Spin 2) durch

reine E2-Strahlung, deren Winkelverteilung berechnet werden kann. Bei dieser ist im Gegensatz zu den Winkelverteilungen für ug-Kerne der  $\cos^4\theta$ -Term grösser als der  $\cos^2\theta$ -Term. Wenn der relative von den gg-Kernen herrührende Anteil bekannt ist, so kann er von der gemessenen Winkelverteilung subtrahiert werden.

#### IV. Resultate

Vorläufige Resultate von Messungen an den Isotopen  $\text{Eu}^{153}$ ,  $\text{Gd}^{157}$ ,  $\text{Dy}^{163}$ ,  $\text{Hf}^{177}$ ,  $\text{Hf}^{179}$ ,  $\text{Re}^{185}$  und  $\text{Re}^{187}$  sind schon früher veröffentlicht worden<sup>14)</sup>. Jene Angaben weichen von den in dieser Arbeit gegebenen zum Teil ab, da seither die Messungen mit der verbesserten Apparatur wiederholt worden sind. Auch konnten die neuen Berechnungen der L-Konversionskoeffizienten von SLIV<sup>10)</sup> erst in der vorliegenden Arbeit berücksichtigt werden.

Die Winkelverteilungen sind für alle gemessenen Linien einzeln aufgezeichnet. Zu jedem Messpunkt ist der statistische Fehler angegeben. Bei Linien geringer Intensität kann aber die gemessene Anisotropie in hohem Masse von dem Anteil des Untergrundes abhängen.

Die ausgezogenen Geraden wurden nach der Methode der kleinsten quadratischen Fehler unter der Annahme  $\varepsilon_4 = 0$  aus den Messresultaten berechnet. Bei der in unseren Messungen erreichbaren Genauigkeit ist diese Annahme für die Übergänge aus dem zweiten angeregten Niveau stets erfüllt (Ausnahmen:  $\text{Gd}^{155}$  und  $\text{Gd}^{157}$ ; siehe Einzeldiskussion dieser Isotope).

Die Winkelverteilungen der ersten angeregten Zustände sind nach den Formeln (1) bis (10) und den Tabellen III und IV berechnet und in strichpunktierten Kurven dargestellt worden. Bei denjenigen Winkelverteilungen, deren Beobachtung durch nicht separierbare Linien von gg-Isotopen gestört wird ( $\text{Gd}^{155}$ ,  $\text{Gd}^{157}$ ,  $\text{Dy}^{163}$ ,  $\text{Er}^{167}$ ,  $\text{Yb}^{173}$ ) wurden die gg-Beiträge mit gestrichelten Linien eingezeichnet.

Im folgenden Abschnitt werden die Messresultate für jedes Isotop einzeln diskutiert und mit den Resultaten anderer Experimentatoren verglichen.

##### $\text{Eu}^{151}$

Dieses Isotop besitzt kein Rotationsspektrum<sup>15) 16)</sup>. Der Spin des Grundzustandes beträgt  $I_0 = 5/2$ . Bei Bestrahlung der angereicherten  $\text{Eu}^{151}$ -Target mit 4 MeV-Protonen wurde das in Figur 6 gezeigte Impulsspektrum beobachtet. Die 82 KeV-Gammastrahlung kann dem ug-Isotop  $\text{Eu}^{153}$  zugeschrieben werden.

CLASS und MEYER-BERKHOUT<sup>15)</sup> geben als Resultat von Messungen der  $K/L$ -Konversionselektronenverhältnisse folgende Grenzen für die  $E2$ -Anteile  $e_i$  an:

193 KeV-Übergang:  $72\% E2 \leq e_1 \leq 100\% E2$

304 KeV-Übergang:  $0\% E2 \leq e_2 \leq 45\% E2$

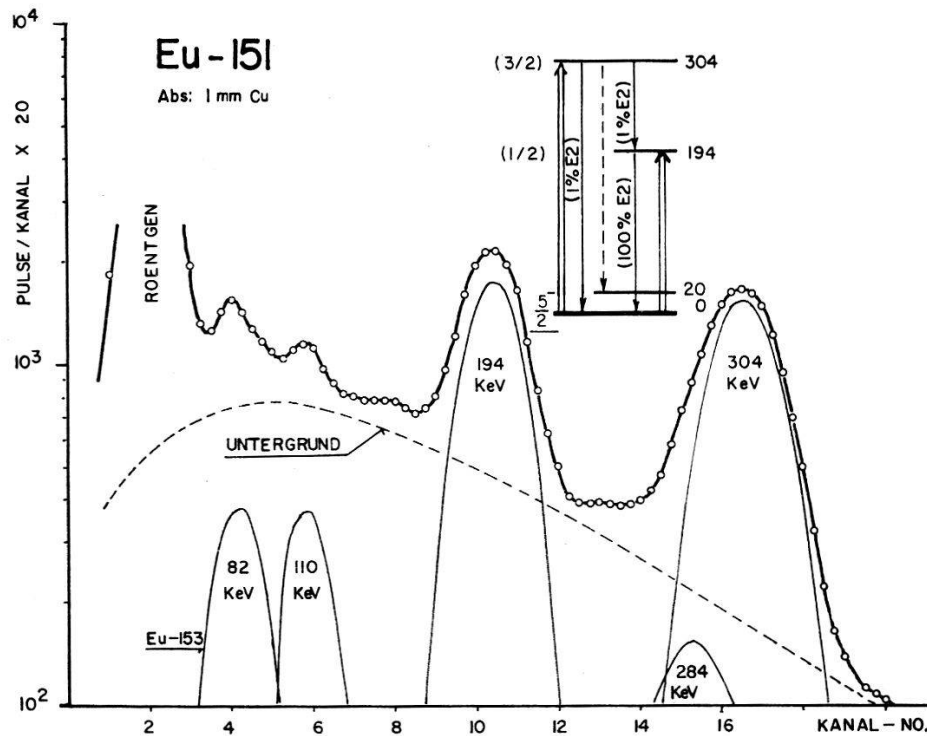


Fig. 6

Gammaskpektrum bei Coulomb-Anregung von  $\text{Eu}^{151}$  mit 4 MeV-Protonen

## Eu-151

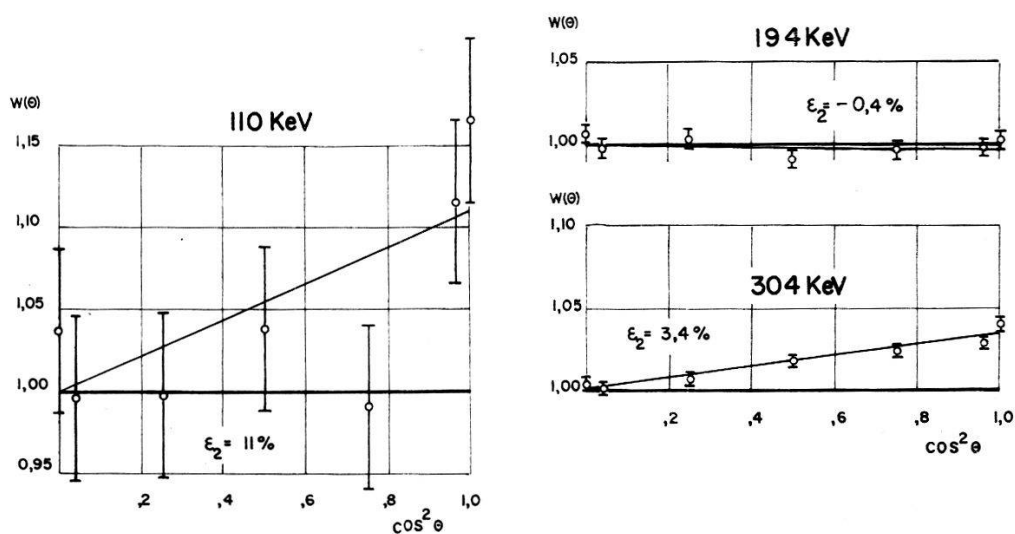


Fig. 7

Gammawinkelverteilungen bei Coulomb-Anregung von  $\text{Eu}^{151}$

Damit sind für das 304 KeV-Niveau die Spinwerte 1/2 und 9/2 (reine E2-Übergänge) ausgeschlossen.

Aus unseren Messungen (siehe Fig. 7 und Tab. X) erhalten wir folgende Werte für die Winkelkorrelationskoeffizienten  $A_2$ :

$$194 \text{ KeV-Übergang: } A_2(i=1) = (-0,4 \pm 0,2)\%$$

$$304 \text{ KeV-Übergang: } A_2(i=2) = (4,5 \pm 0,5)\%$$

$$110 \text{ KeV-Übergang: } A_2(i=3) = (12,5 \pm 7)\%$$

Die Winkelverteilung der 194 KeV-Linie gestattet, für dieses Niveau den Spin 9/2 auszuschliessen ( $A_2 = 18,7\%$  für  $9/2 \rightarrow 5/2$ ). Für die vier möglichen Spins sind die E2-Anteile in Tabelle V angegeben. In der Regel ist bei Gammaübergängen dieses Energiegebietes die M1-Strahlung überwiegend. Die Tatsache, dass hier so hohe E2-Anteile gefunden werden, weist darauf hin, dass der M1-Übergang verboten ist. Diese Betrachtungen legen für den Spin des 194 KeV-Niveaus den Wert 1/2 nahe.

**Tabelle V**

Spinwerte des 194 KeV-Niveaus im  $\text{Eu}^{151}$  und E2-Anteil des Übergangs

Spin	1/2	3/2	5/2	7/2
% E2	100	97 (18)	97 (12)	99,5 (1,5)

Für die Spins 3/2, 5/2, 7/2 liefert die Winkelverteilung je zwei Werte für den E2-Anteil des 194 KeV-Übergangs. Von jedem Wertepaar kann der in Klammern angegebene E2-Anteil mit den in <sup>15)</sup> gegebenen Grenzen ausgeschlossen werden.

Unter dieser Annahme wird für den Spin des 304 KeV-Niveaus der Wert 7/2 sehr unwahrscheinlich. Ein Spin von 5/2 ergäbe für die 110 KeV-Linie einen reinen E2-Übergang ( $A_2 = 10\%$  für  $5/2 \rightarrow 5/2 \rightarrow 1/2$ ), was sich mit unserer Messung vereinbaren lässt ( $A_2(i=3) \approx 12\%$ ); die relativ hohe Intensität der 110 KeV-Linie deutet indessen eher auf einen grossen M1-Anteil hin. Ein solcher ist nur bei einem Spin 3/2 möglich. Das mit dem Spektrum von  $\text{Eu}^{151}$  gezeichnete Zerfallsschema erscheint uns deshalb als das wahrscheinlichste.

### **$\text{Eu}^{153}$**

In Übereinstimmung mit anderen Autoren <sup>15-18)</sup> wurden Gammalinien von 82, 108 und 190 KeV gefunden, die dem in Figur 8 eingezeichneten Rotationsspektrum entsprechen. Die Energie- und Wirkungsquerschnittsmessungen dieser Arbeiten werden durch unsere Experimente sehr gut bestätigt. Dagegen sind die von CLASS und MEYER-BERKHOUT <sup>15)</sup> aus den K/L-Konversionselektronenverhältnissen gewonnenen E2-Anteile der gemischten Übergänge etwa zweimal grösser als der aus der Winkelverteilung erhaltene Wert.

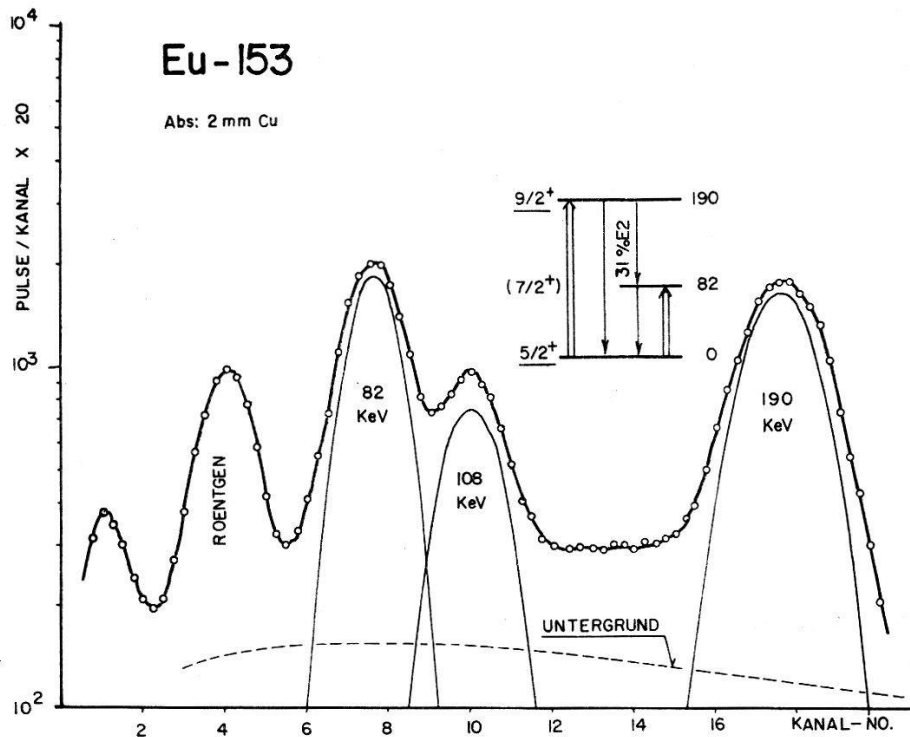


Fig. 8

Gammaspektrum bei Coulomb-Anregung von  $\text{Eu}^{153}$  mit 4 MeV-Protonen

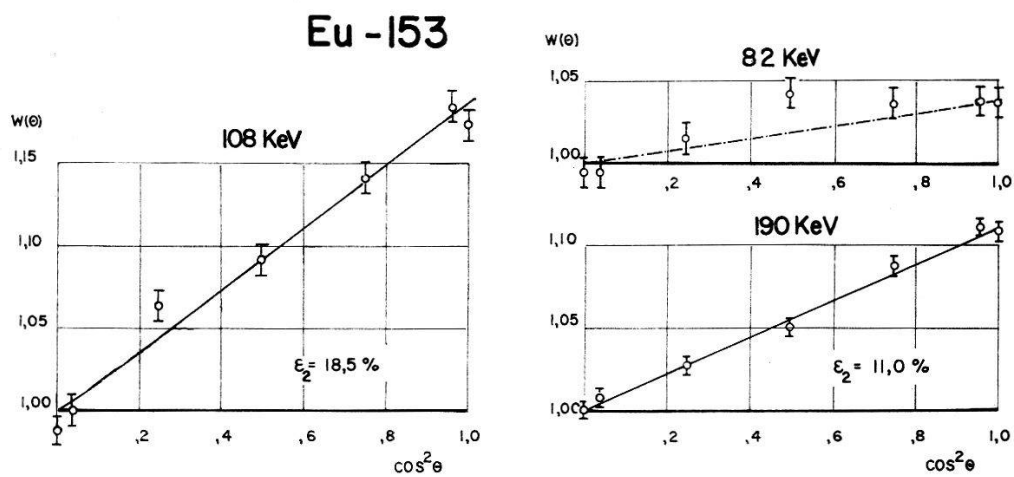


Fig. 9

Gammawinkelverteilungen bei Coulomb-Anregung von  $\text{Eu}^{153}$

Im natürlichen Europium kommen die beiden Isotope 151 und 153 mit etwa gleicher Häufigkeit vor. Die viel stärkere Anregung von  $\text{Eu}^{153}$  gegenüber von  $\text{Eu}^{151}$  ermöglichte eine Messung der Winkelverteilung am natürlichen Element<sup>2)</sup>. Die vorliegenden Experimente mit dem separierten Isotop gestatten die eindeutige Festlegung des Spins des zweiten angeregten Zustandes ( $I_f = 9/2$ ). Die Winkelverteilung des 82 KeV-Übergangs zeigt deutlich den Effekt der Anregung des ersten Niveaus über die Kaskade. Ohne deren Beitrag ergäbe sich eine Anisotropie von  $\varepsilon_2^d = 1,1\%$ . Die gemessene Winkelverteilung ist aber mit dem nach den Formeln (1) bis (10) und Tabellen III und IV berechneten Wert  $\varepsilon_2 = +3,3\%$  in guter Übereinstimmung (siehe Fig. 9).

### **Gd<sup>155</sup>**

Aus den Angaben von CHUPP *et al.*<sup>19)</sup> ist ersichtlich, dass die Energien der ersten angeregten Niveaus der *gg*-Isotope von Gadolinium sehr nahe bei der Energie des 84 KeV-Übergangs  $7/2 \rightarrow 5/2$  im  $\text{Gd}^{155}$  liegen. Die isotopische Zusammensetzung des verwendeten Targetmaterials (siehe Tab. I) ist derart, dass für die Winkelverteilung des Kaskadenübergangs eine grosse Störung durch die *gg*-Beiträge zu erwarten ist. Die Verwendung eines Pb-Absorbers, dessen *K*-Absorptionskante ca. 6 KeV über der Energie des Kaskadenübergangs im  $\text{Gd}^{155}$  liegt, erlaubte, die *gg*-Beiträge auf 24% zu reduzieren. Die Intensität der *gg*-Anteile wurde einerseits aus den Angaben anderer Autoren, andererseits durch Vergleich mit Messungen ohne charakteristischen Absorber abgeschätzt. Die mit ausgezogener Linie angegebene Winkelverteilung (Anisotropie  $\varepsilon_2'$ ) wurde nach Abzug der *gg*-Beiträge erhalten (siehe Fig. 11). Der in Tabelle X, Kolonne 11 aufgeführte Wert  $\varepsilon_2$  wurde aus  $\varepsilon_2'$  durch Umrechnung auf 100% *ug*-Anteil gewonnen. Mit dieser Anisotropie ( $\varepsilon_2 = -12,4\%$ ) bestimmt sich der E2-Anteil des Kaskadenübergangs zu 3,4%. In Übereinstimmung damit erhalten HEYDENBURG und TEMMER<sup>16)</sup> 2,5% E2 aus dem Verzweigungsverhältnis und BJERREGAARD und MEYER-BERKHOUT<sup>20)</sup> 4% aus dem *K/L*-Konversionselektronenverhältnis.

Die Linie des ersten angeregten Niveaus kann nur schwer von der Gd-Röntgenlinie getrennt werden, weshalb ihre Winkelverteilung nicht gemessen werden konnte. Der Zerfall aus dem ersten angeregten Niveau wurde an beiden *ug*-Isotopen des Gadoliniums von RAMSAK *et al.*<sup>39)</sup> mit Hilfe der inelastisch gestreuten Protonen beobachtet. Die Annahme eines E2-Übergangs  $7/2 \rightarrow 3/2$  für die 144 KeV-Linie ist mit deren Winkelverteilung im Einklang.

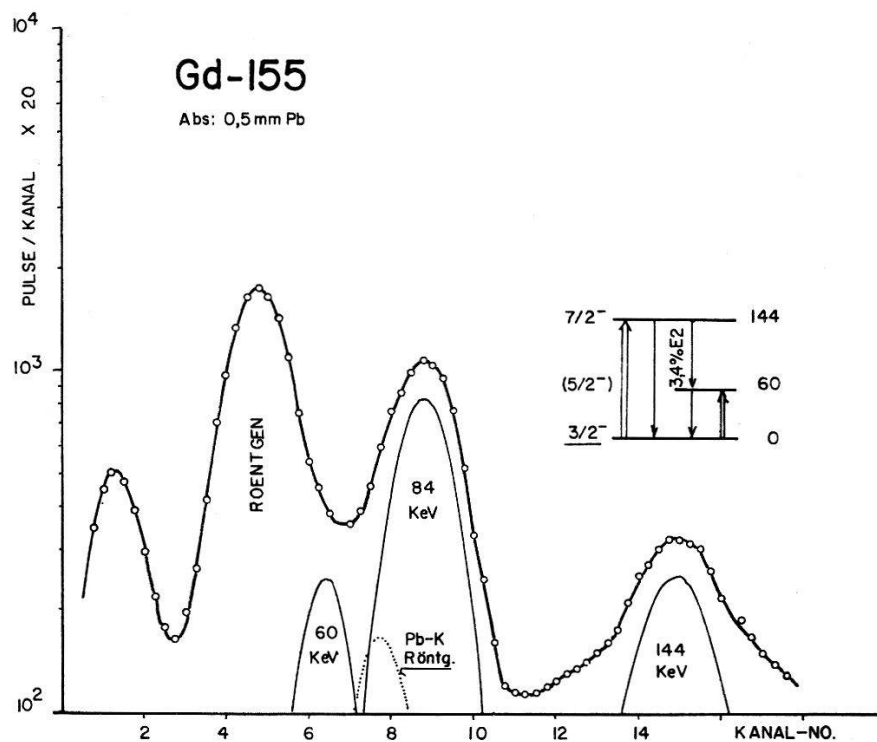


Fig. 10

Gammasktrum bei Coulomb-Anregung von  $Gd^{155}$  mit 4 MeV-Protonen

## Gd-155

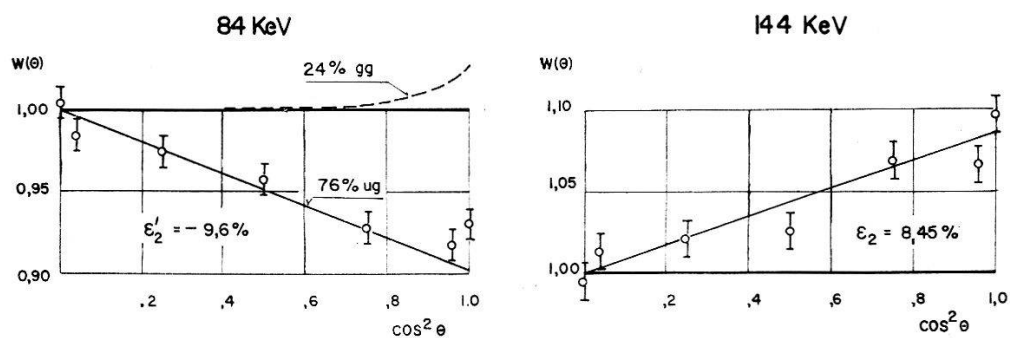


Fig. 11

Gammawinkelverteilungen bei Coulomb-Anregung von  $Gd^{155}$

**Gd<sup>157</sup>**

Die Eigenschaften dieses Isotops sind sehr ähnlich denjenigen von Gd<sup>155</sup>; jedoch sind die Anregungsenergien im Gd<sup>157</sup> um ca. 10% kleiner (siehe Fig. 12). Zur Reduktion der gg-Beiträge beim Kaskadenübergang wurde Pt als charakteristischer Absorber verwendet. In gleicher Weise

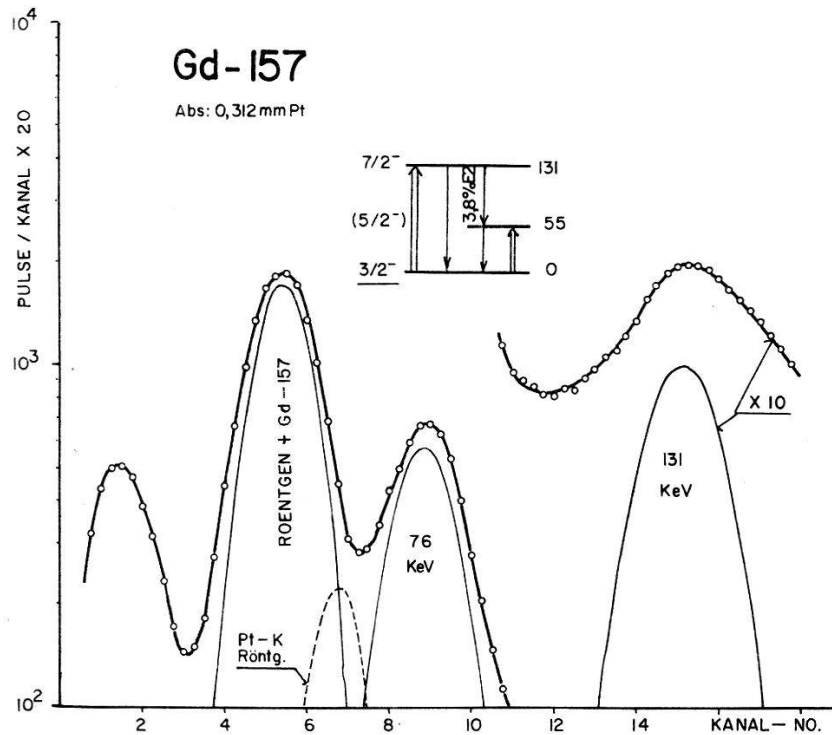


Fig. 12

Gammaspektrum bei Coulomb-Anregung von Gd<sup>157</sup> mit 4 MeV-Protonen

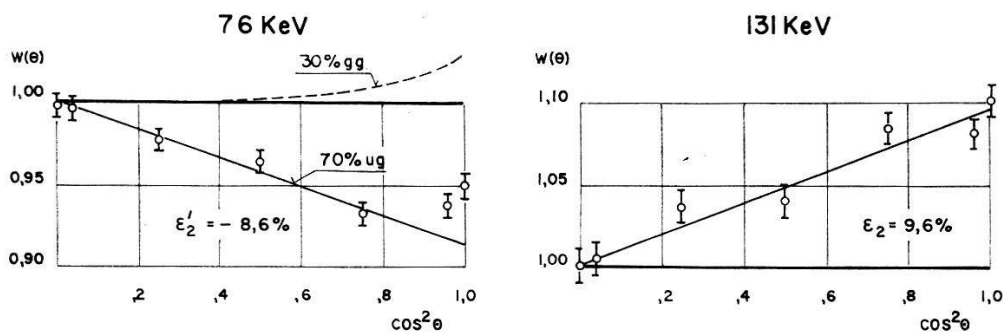
**Gd - 157**

Fig. 13

Gammawinkelverteilungen bei Coulomb-Anregung von Gd<sup>157</sup>

wie bei Gd<sup>155</sup> wurde aus  $\epsilon'_2 = -8,6\%$  eine Anisotropie von  $\epsilon_2 = -12,4\%$  für 100% ug-Beitrag erhalten. Der daraus ermittelte E2-Anteil (3,8% E2 aus  $W(\theta)$ ) bestätigt die von HEYDENBURG und TEMMER<sup>16)</sup> (2,3% E2 aus

$\lambda$ ) und BJERREGAARD und MEYER-BERKHOUT<sup>20)</sup> (4% E2 aus K/L) gefundenen Resultate. Die Winkelverteilung des direkten Zerfalls aus dem zweiten angeregten Zustand ist mit der für Rotationsspektren erwarteten Spinzuordnung  $7/2 \rightarrow 3/2$  verträglich.

### Dy<sup>161</sup>

Dy<sup>161</sup> hat das grösste Trägheitsmoment aller deformierten Kerne. Aus diesem Grunde ist die Anregungsenergie des ersten Niveaus so gering ( $\approx 45$  KeV), dass die entsprechende Gammalinie mit dem Scintillationspektrometer nicht von der Dy-Röntgenlinie getrennt werden kann. Die Beobachtung des Kaskadenübergangs wird durch die im angereicherten Isotop vorhandenen *gg*-Kerne gestört. Nur eine vergleichende Betrachtung der Spektren *aller* angereicherten Dy-Isotope, wie sie von HEYDENBURG und PIEPER<sup>23)</sup> durchgeführt worden ist, erlaubt, den Kaskadenanteil von Dy<sup>161</sup> abzuschätzen. Die für die vorliegenden Messungen zur

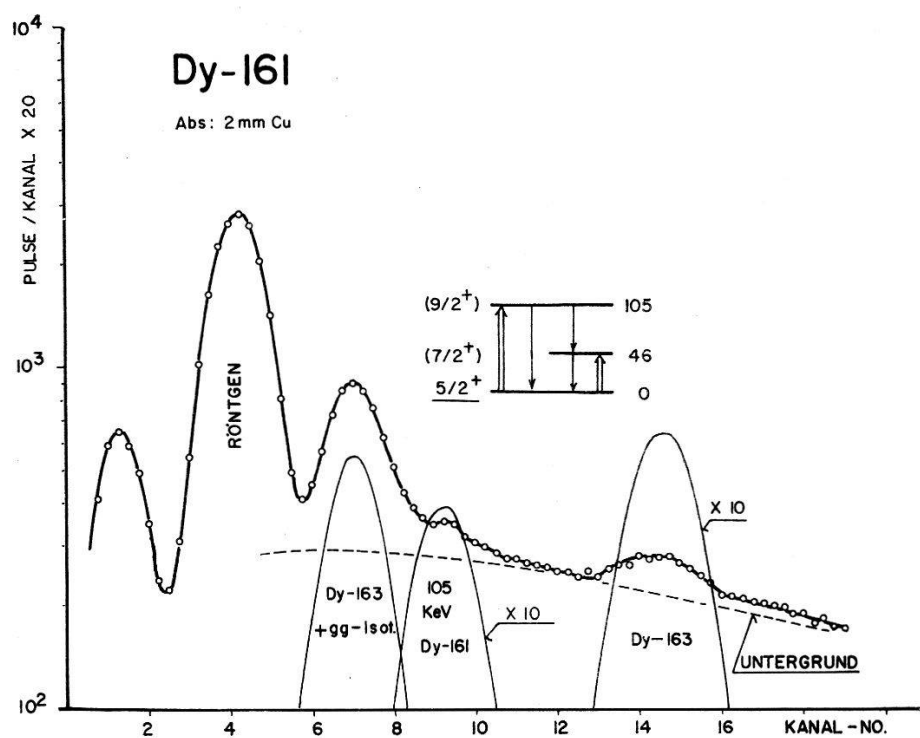


Fig. 14

Gammaspektrum bei Coulomb-Anregung von Dy<sup>161</sup> mit 4 MeV-Protonen

Verfügung stehenden Targets (Dy<sup>161</sup> und Dy<sup>163</sup>) gestatteten lediglich die ungefähre Bestimmung von Energie und Intensität der 105 KeV-Linie.

Aus den Experimenten mit inelastisch gestreuten Protonen bestimmten ELBEK *et al.*<sup>21)</sup> die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten sowie das Quadrupolmoment. Diese Resultate wurden für den in Tabelle X, Kolonne 9 angegebenen Deformationsparameter von Dy<sup>161</sup> verwendet.

Neue Experimente von BERNSTEIN und BUCCINO<sup>22)</sup> mit dem Konversionsspektrometer ergaben  $(15 \pm 5)\%$  E2 für die gemischten Übergänge im Dy<sup>161</sup>.

### Dy<sup>163</sup>

Das Rotationsspektrum dieses Isotops wurde mittels inelastischer Protonstreuung<sup>21)</sup>, Konversionselektronen<sup>22)</sup> sowie der Zerfallsgammastrah-

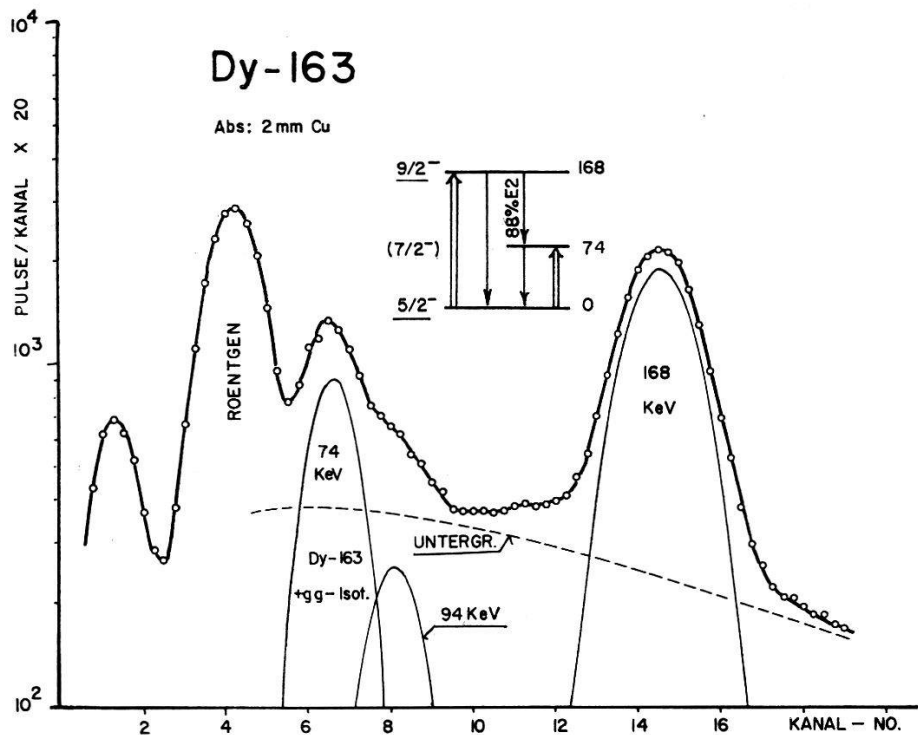


Fig. 15

Gammastrahlung bei Coulomb-Anregung von Dy<sup>163</sup> mit 4 MeV-Protonen

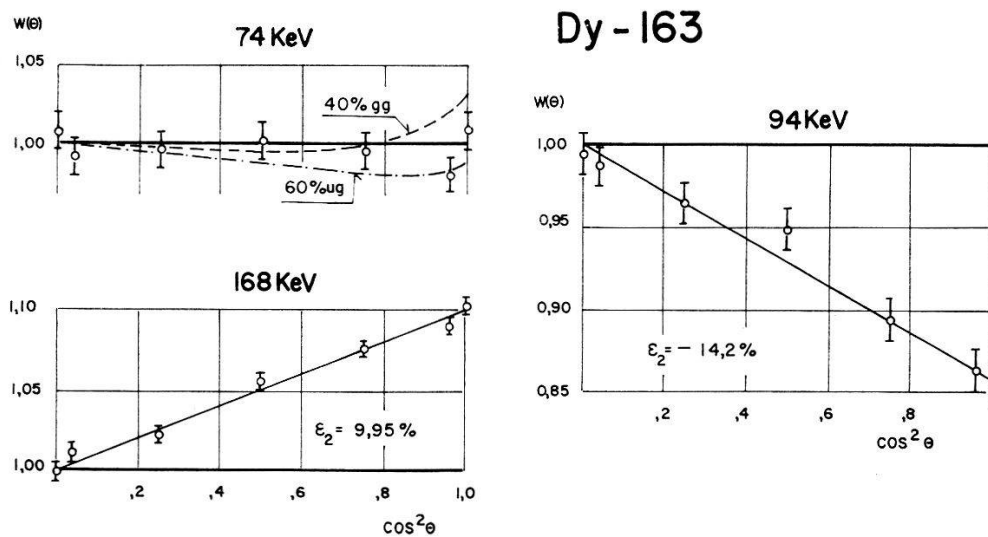


Fig. 16

Gammawinkelverteilungen bei Coulomb-Anregung von Dy<sup>163</sup>

lung<sup>23)</sup> untersucht. Der  $gg$ -Anteil der 74 KeV-Linie wurde den Angaben von HEYDENBURG und PIEPER<sup>23)</sup> entnommen. Die Anisotropie der 168 KeV-Linie kann relativ exakt gemessen werden und beträgt  $\varepsilon_2 = (9,9 \pm 0,3)\%$ . Daraus erhält man  $A_2 = (16,8 \pm 0,5)\%$ . Der E2-Übergang  $5/2 \rightarrow 9/2 \rightarrow 5/2$  ergäbe  $A_2 = 18,7\%$ . Diese zwar kleine jedoch ausserhalb der Fehlergrenzen liegende Diskrepanz lässt sich durch die Annahme erklären, dass die Winkelverteilung des direkten Übergangs aus dem zweiten angeregten Rotationszustand durch eine fremde Linie gestört wird. Die Existenz einer solchen Linie wird zudem durch die Tatsache nahegelegt, dass der experimentelle Wert für  $B_2(E2)/B_1(E2) = 0,56 \pm 0,15$  gegenüber dem theoretischen Wert (0,350) zu gross ist. In der Tat haben BERNSTEIN und BUCCINO<sup>22)</sup> im Dy<sup>163</sup> neben einem dem Rotationspektrum zugeschriebenen Übergang von 170 KeV einen weiteren von 164 KeV gefunden, dessen Konversionselektronenintensität  $1/4$  des 170 KeV-Überganges ausmacht.

### Er<sup>167</sup>

Die Zerfallsgammastrahlung von Er<sup>167</sup> zeigt deutlich ein Rotationspektrum mit den Energien 79 und 179 KeV für das erste und zweite angeregte Niveau (siehe Fig. 17). Der  $gg$ -Anteil der 79 KeV-Linie wurde durch Vergleich mit einer Messung des natürlichen Elementes bestimmt. Die Winkelverteilung des Kaskadenübergangs liefert einen E2-Anteil von  $e_3 = (9,6 \pm {}^{10}_5)\%$  E2. Dieser stimmt gut mit dem aus dem Verzweigungsverhältnis  $\lambda_2 = 0,48$  erhaltenen Wert  $e_3 = (12,4 \pm 4,3)\%$  E2 überein. Die Anisotropie der 179 KeV-Linie setzt für das zweite angeregte Niveau den Spin  $I_f = 11/2$  in Evidenz.

Die zwei aus dem magnetischen Moment  $\mu_0 = \pm 0,5 \pm 0,1$ <sup>31)</sup> erhaltenen Wertepaare für die gyromagnetischen Faktoren  $g_K$  und  $g_R$  zeigen, dass in Übereinstimmung mit Betrachtungen von GAUVIN<sup>24)</sup> das positive Vorzeichen für  $\mu_0$  ausgeschlossen werden kann.

### Yb<sup>173</sup>

In Übereinstimmung mit Messungen der inelastisch gestreuten Protonen von ELBEK *et al.*<sup>21)</sup> wurde ein Rotationsspektrum mit den Anregungsenergien 79 und 180 KeV gefunden (siehe Fig. 19). Das erste angeregte Niveau wurde von MIHELICH *et al.*<sup>25)</sup> im Konversionsspektrometer beobachtet ( $K$ -Einfang von Lu<sup>173</sup>) und dessen Energie zu 78,8 KeV bestimmt. Wie bei Er<sup>167</sup> wurde in den vorliegenden Experimenten der  $gg$ -Anteil der 79 KeV-Linie aus einer Vergleichsmessung mit dem natürlichen Element gewonnen.

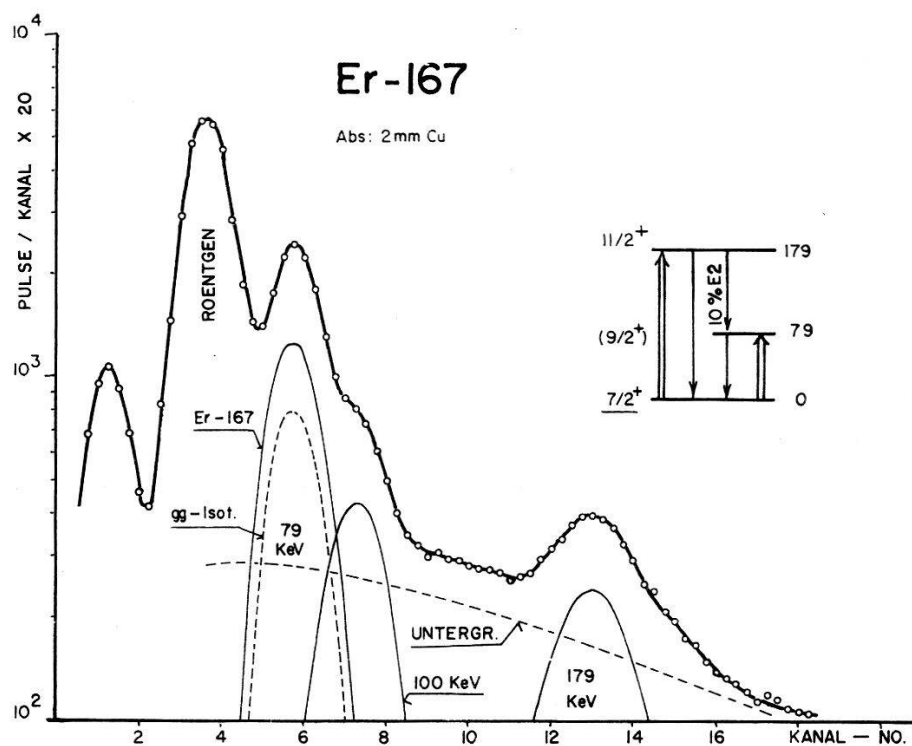


Fig. 17

Gammaskpektrum bei Coulomb-Anregung von  $\text{Er}^{167}$  mit 4 MeV-Protonen

## Er - 167

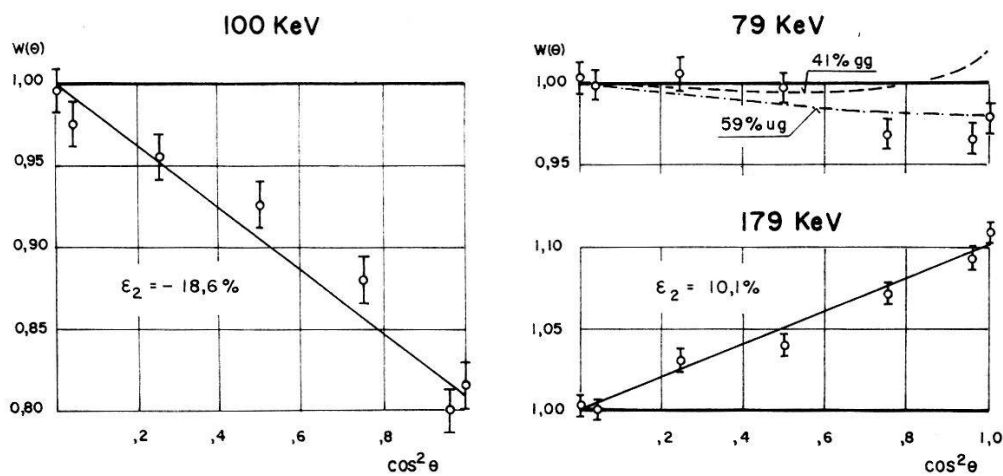


Fig. 18

Gammawinkelverteilungen bei Coulomb-Anregung von  $\text{Er}^{167}$

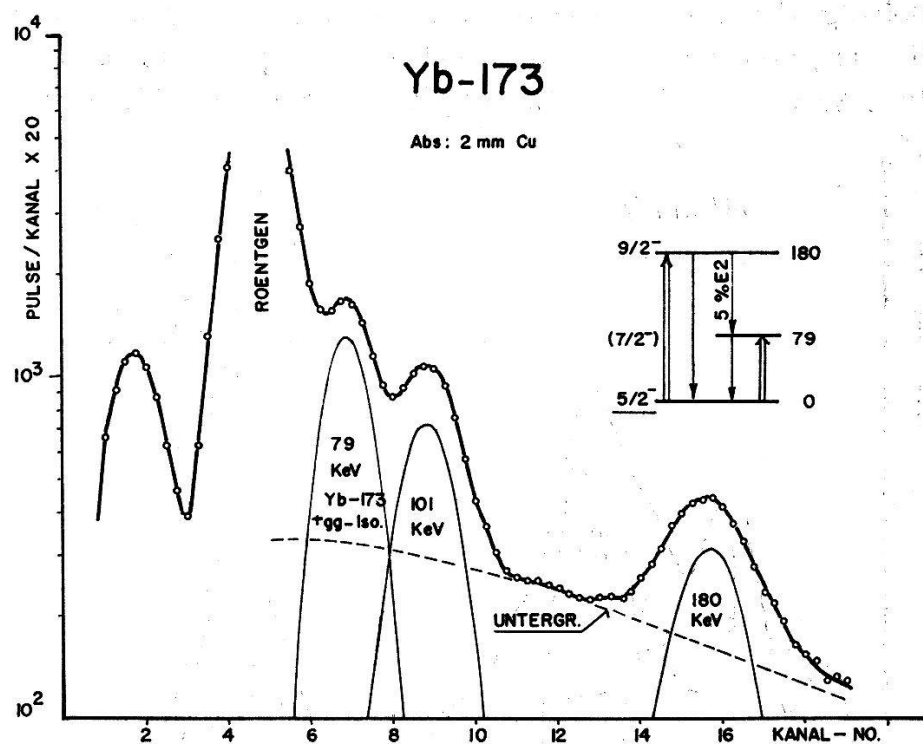


Fig. 19

Gammasktrum bei Coulomb-Anregung von Yb<sup>173</sup> mit 4 MeV-Protonen

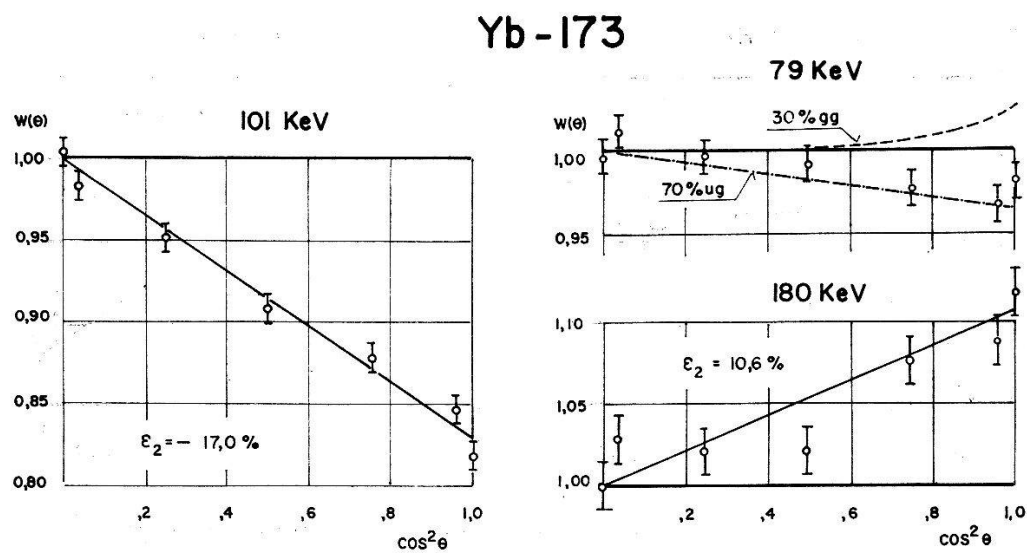


Fig. 20

Gammawinkelverteilungen bei Coulomb-Anregung von Yb<sup>173</sup>

**Hf<sup>177</sup>**

Die Beiträge der *gg*-Isotope sind, wie aus dem Impulsspektrum (Fig. 21) ersichtlich ist, von den Linien des *ug*-Rotationsspektrums getrennt beobachtbar. Wegen des hohen E2-Anteils des Kaskadenübergangs zeigt

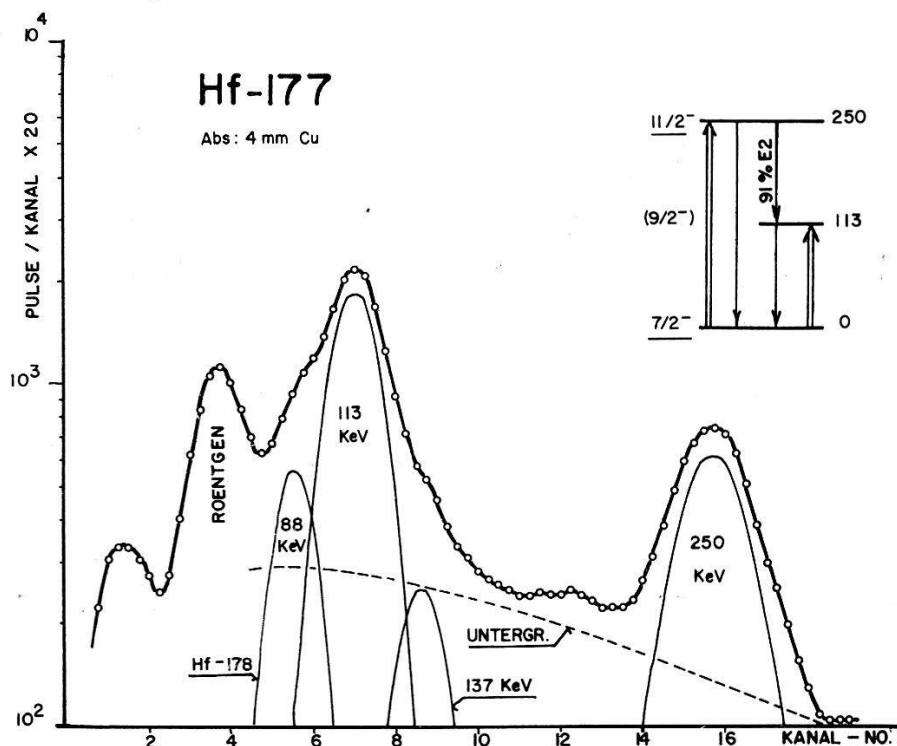


Fig. 21

Gammaspektrum bei Coulomb-Anregung von Hf<sup>177</sup> mit 4 MeV-Protonen

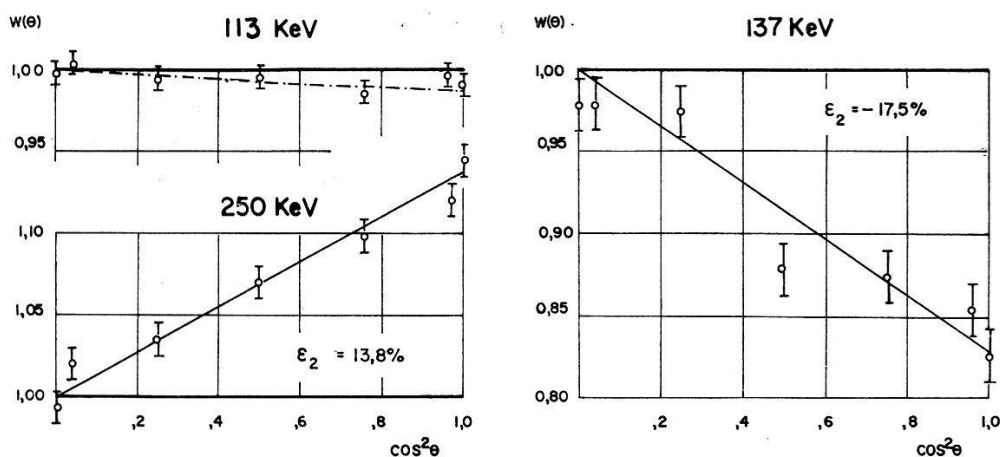
**Hf - 177**

Fig. 22

Gammawinkelverteilungen bei Coulomb-Anregung von Hf<sup>177</sup>

die Crossoverlinie eine grosse Intensität. Ihre Winkelverteilung gestattet die Festlegung des für Rotationsspektren erwarteten Spins  $I_f = 11/2$ . Die geringe Intensität des 137 KeV-Übergangs erschwert die Beobach-

tung seiner Winkelverteilung. Trotzdem sind die aus  $\lambda$  und aus  $W(\Theta)$  bestimmten E2-Anteile in guter Übereinstimmung. Mit dem theoretischen Verhältnis  $(\delta_1/\delta_2)^2 = 1,018$  erhält man aus den Resultaten der vorliegenden Untersuchung 92% E2 für den 113 KeV-Übergang. Dieser Wert wird durch die Winkelkorrelationsmessungen beim Betazerfall von  $\text{Lu}^{177}$  <sup>26)</sup> <sup>27)</sup> bestätigt. Tabelle VI enthält eine Zusammenstellung der Resultate verschiedener Messungen über  $\text{Hf}^{177}$ .

**Tabelle VI**Vergleich verschiedener Arbeiten über  $\text{Hf}^{177}$ 

	McGOWAN <sup>27)</sup> ang. corr.	STEFFEN <sup>26)</sup> ang. corr.	GOLDRING <sup>18)</sup> sc. sp.; coinc.	HEYDENBURG <sup>16)</sup> scint. spect.	Vorl. Arbeit
$B_1(\text{E2})_{\text{ex}}$	Betazerfall von $\text{Lu}^{177}$			3,4	3,4
$B_2(\text{E2})_{\text{ex}}$				0,56	0,90
$B_2/B_1$			0,31		0,26
$\lambda_2$			4,3	2,63	3,8
% E2 ( $i = 1$ )	95 ( $W(\Theta)$ )	96,6 ( $W(\Theta)$ )			
% E2 ( $i = 3$ )			89–100 ( $\lambda$ )	62 ( $\lambda$ )	92 ( $\lambda$ ) 91 ( $W(\Theta)$ )
$g_K$				0,14	0,16
$g_R$				0,29	0,23

 **$\text{Hf}^{179}$** 

Die Coulomb-Anregung von  $\text{Hf}^{179}$  ist schon von mehreren Experimentatoren <sup>16)</sup> <sup>18)</sup> <sup>19)</sup> untersucht worden, jedoch ohne die Winkelverteilung der Gammaquanten herbeizuziehen. Die in Tabelle VII wiedergegebenen Resultate sind mit denjenigen der vorliegenden Arbeit in sehr guter Übereinstimmung.

Die Anregung des ersten Rotationsniveaus über die Kaskade kommt in der Winkelverteilung des 122 KeV-Übergangs zum Ausdruck. Die

**Tabelle VII**Vergleich verschiedener Arbeiten über Coulomb-Anregung von  $\text{Hf}^{179}$ 

	GOLDRING <sup>18)</sup> sc. sp.; coinc.	HEYDENBURG <sup>16)</sup> scint. spect.	Vorl. Arbeit
$B_1(\text{E2})_{\text{ex}}$		2,6	2,35
$B_2(\text{E2})_{\text{ex}}$		0,23	0,33
$B_2/B_1$	0,20		0,14
$\lambda_2$	0,50	0,44	0,52
% E2 ( $i = 3$ )	14 ( $\lambda$ )	13,3 ( $\lambda$ )	17 ( $\lambda$ ) 10 ( $W(\Theta)$ )
$g_K$		– 0,17	– 0,18
$g_R$		0,20	0,23

direkte Anregung allein ergäbe eine Anisotropie von  $\varepsilon_2^d = +0,7\%$ . Mit Berücksichtigung der Anregung über die Kaskade erhält man  $\varepsilon_2 = -0,9\%$ , was durch vorliegende Messung (siehe Fig. 24) bestätigt wird.

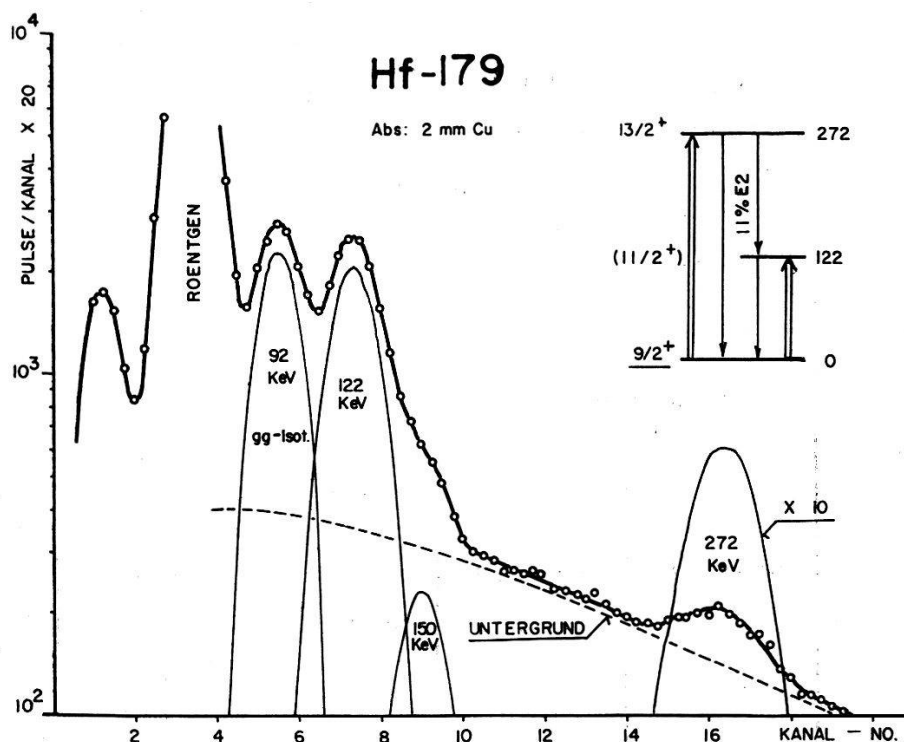


Fig. 23

Gammaskpektrum bei Coulomb-Anregung von  $\text{Hf}^{179}$  mit 4 MeV-Protonen

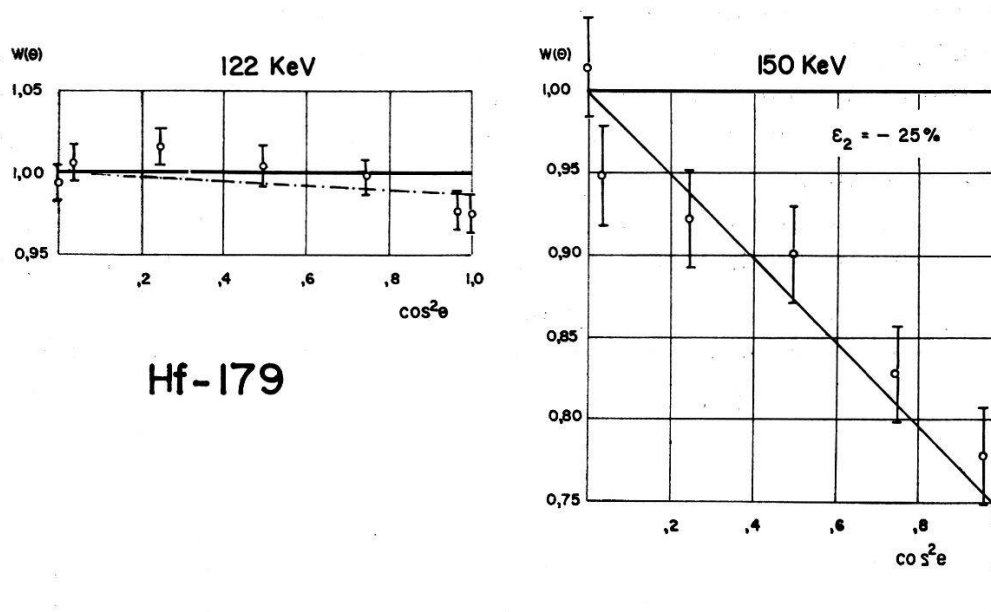


Fig. 24

Gammawinkelverteilungen bei Coulomb-Anregung von  $\text{Hf}^{179}$

Der direkte Übergang aus dem zweiten angeregten Niveau in den Grundzustand ist so schwach, dass dessen Winkelverteilung nicht gemessen werden konnte.

**Re<sup>185</sup>**

In Tabelle VIII werden die Ergebnisse der Arbeiten<sup>18) 29) 7)</sup> über Coulomb-Anregung von Re<sup>185</sup> miteinander verglichen (siehe auch <sup>28)</sup> und <sup>17)</sup>). Unsere Resultate sind mit den Winkelverteilungsmessungen von

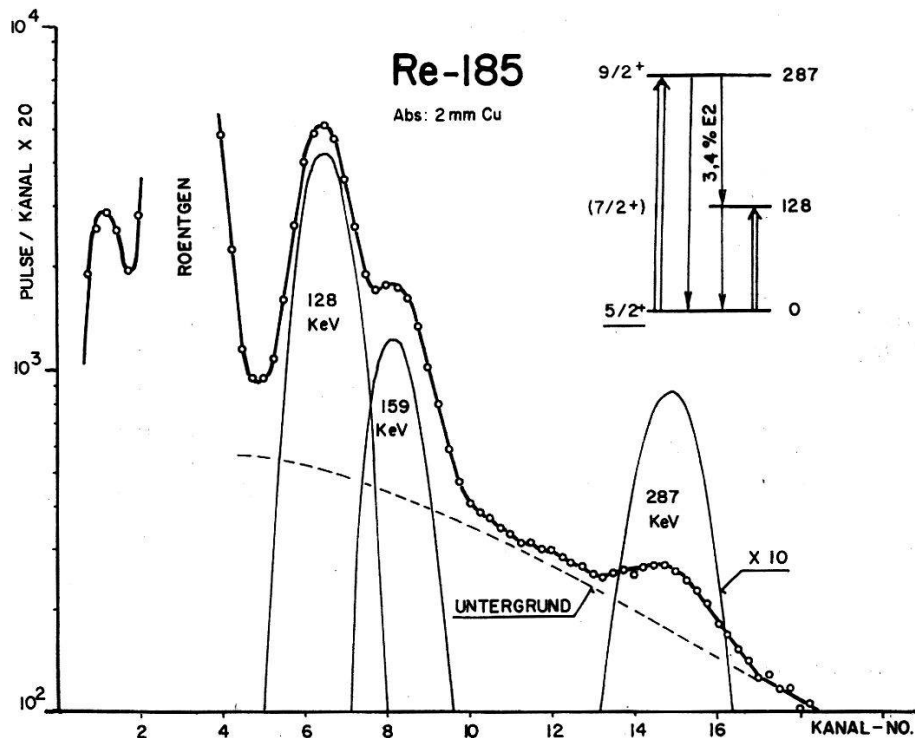


Fig. 25

Gammaspektrum bei Coulomb-Anregung von Re<sup>185</sup> mit 4 MeV-Protonen

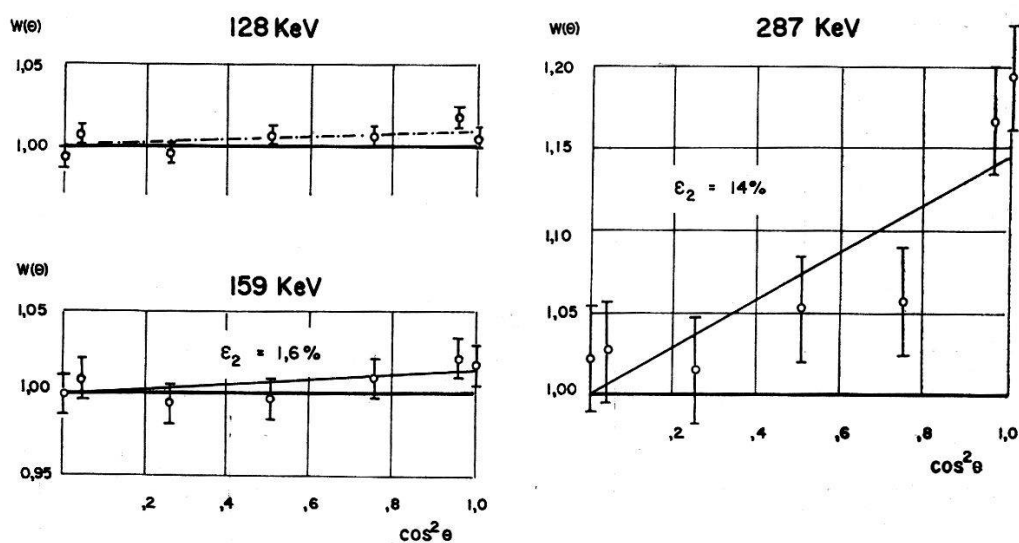
**Re-185**

Fig. 26

Gammawinkelverteilungen bei Coulomb-Anregung von Re<sup>185</sup>

McGOWAN und STELSON<sup>7)</sup> im Einklang. In Übereinstimmung mit dem aus dem Verzweigungsverhältnis berechneten Wert wurde eine geringe E2-Beimischung von 3,4% im Kaskadenübergang beobachtet, wogegen BERNSTEIN und LEWIS<sup>17)</sup> aus dem  $K/L$ -Konversionselektronenverhältnis 38% E2 für den Übergang aus dem ersten angeregten Niveau erhalten haben.

**Tabelle VIII**

Vergleich verschiedener Arbeiten über Coulomb-Anregung von  $\text{Re}^{185}$

	GOLDRING <sup>18)</sup> sc. sp.; coinc.	WOLICKI <sup>29)</sup> sc. sp.	McGOWAN <sup>7)</sup> sc. sp.; $W(\Theta)$	Vorl. Arbeit
$B_1(\text{E2})_{\text{ex}}$		1,41	1,9	2,4
$B_2(\text{E2})_{\text{ex}}$		0,56	0,67	0,76
$B_2/B_1$	0,33		0,36	0,32
$\lambda_2$	0,23	0,23	0,09	0,13
%E2 ( $i = 3$ )	5 ( $\lambda$ )	4 ( $\lambda$ )	2,5 ( $W(\Theta)$ )	3,2 ( $\lambda$ ) 3,4 ( $W(\Theta)$ )
$g_K$		1,51	1,61	1,61
$g_R$		0,63	0,41	0,39

Die Winkelverteilung der Crossoverstrahlung kann nur ungenau gemessen werden. Sie ist mit einem E2-Übergang  $9/2 \rightarrow 5/2$  vereinbar.

 **$\text{Re}^{187}$** 

Das Verhalten dieses Isotops ist demjenigen von  $\text{Re}^{185}$  sehr ähnlich. Das in Fig. 26 gezeigte Gammaspektrum entspricht dem von den Messungen anderer Autoren<sup>7) 17) 18) 28) 29) 30)</sup> her bekannten Rotationsspektrum. Tabelle IX zeigt eine gute Übereinstimmung unter den mit dem Scintillationsspektrometer gewonnenen Resultaten.

**Tabelle IX**

Vergleich verschiedener Arbeiten über Coulomb-Anregung von  $\text{Re}^{187}$

	GOLDRING <sup>18)</sup> sc. sp.; coinc.	WOLICKI <sup>29)</sup> sc. sp.	McGOWAN <sup>7)</sup> sc. sp.; $W(\Theta)$	Vorl. Arbeit
$B_1(\text{E2})_{\text{ex}}$		1,28	1,48	1,73
$B_2(\text{E2})_{\text{ex}}$		0,54	0,64	0,36
$B_2/B_1$	0,27		0,44	0,37
$\lambda_2$	0,22	0,25	0,09	0,18
%E2 ( $i = 3$ )	4 ( $\lambda$ )	4,3 ( $\lambda$ )	2,5 ( $W(\Theta)$ )	3,0 ( $\lambda$ ) 3,0 ( $W(\Theta)$ )
$g_K$		1,51	1,65	1,62
$g_R$		0,66	0,37	0,39

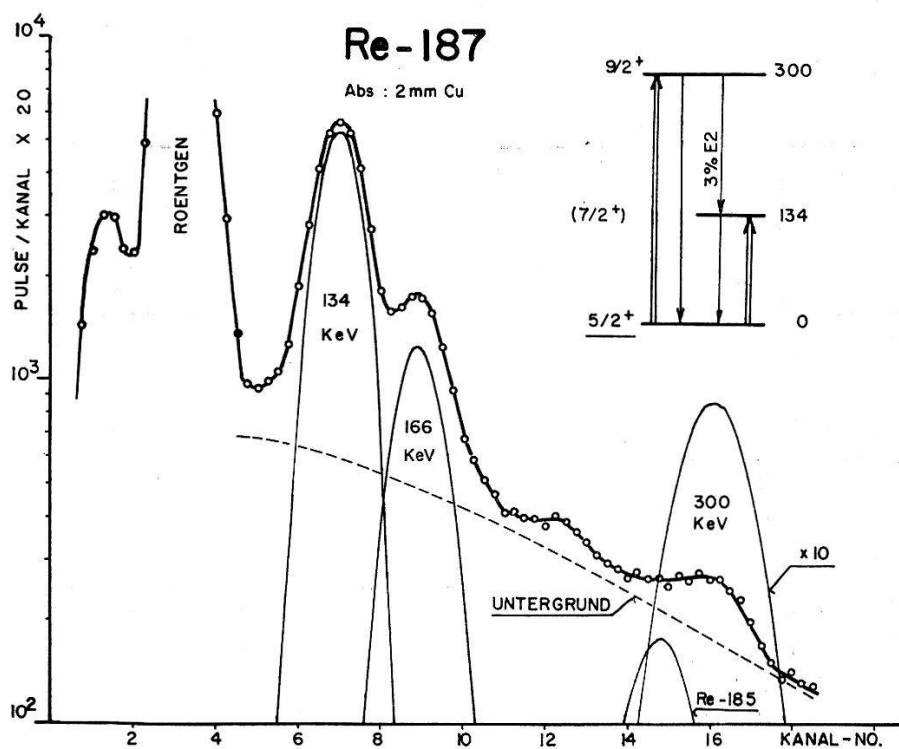


Fig. 26

Gammaskpektrum bei Coulomb-Anregung von  $\text{Re}^{187}$  mit 4 MeV-Protonen

## Re-187

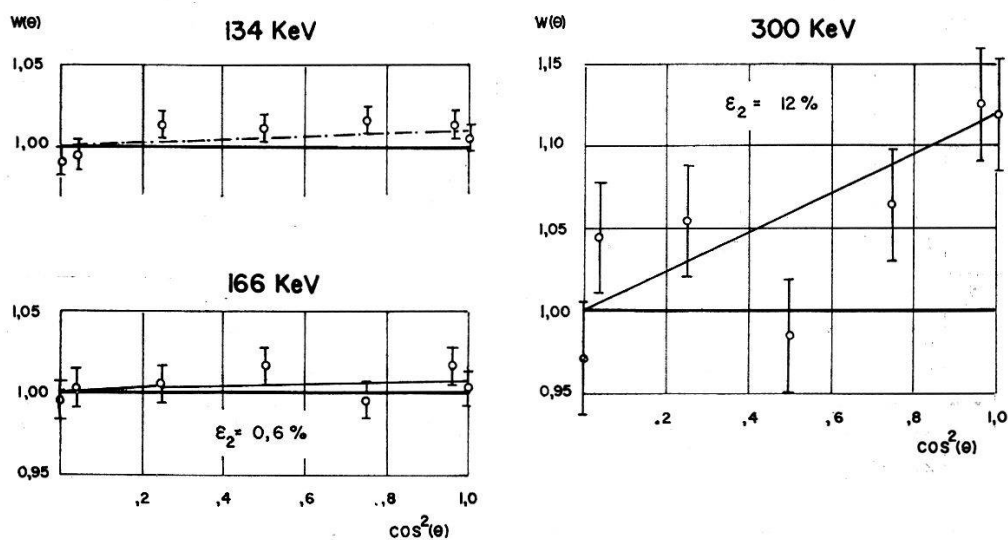


Fig. 27

Gammawinkelverteilungen bei Coulomb-Anregung von  $\text{Re}^{187}$

Tabelle X

Zusammenstellung der aus Coulomb-Anregung deformierter ug-Kerne gewonnenen Resultate;  
verteilung der Zerfalls-

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Isotop Spin $I_0$	$i$	$E_\gamma$ KeV	$\epsilon \cdot B(E2)_{\text{ex}}$ $e^2 \cdot 10^{-48}$ $\cdot \text{cm}^4$	$\lambda$	$B(E2)_{\text{ex}}$ $e^2 \cdot 10^{-48}$ $\cdot \text{cm}^4$	$B_2/B_1$	$Q_0$ $10^{-24} \text{cm}^2$	$\beta$	$\frac{3\hbar^2}{2J}$ KeV
$^{151}_{63}\text{Eu}_{88}$ 5/2	1	$194 \pm 2$	0,020(35)	4,7	0,042				
	2	$304 \pm 3$	0,47 (20)	8,4	0,53				
	3	$110 \pm 2$	0,056(60)						
$^{153}_{63}\text{Eu}_{90}$ 5/2	1	$82 \pm 1$	0,52 (25)	4,0	2,1	$0,42 \pm 0,05$	$6,7 \pm 0,8$	$0,32 \pm 0,05$	71,5
	2	$190 \pm 2$	0,35 (25)	2,0	0,89	[0,350]	$7,3 \pm 0,9$	$0,35 \pm 0,05$	71,5
	3	$108 \pm 2$	0,17 (25)						
$^{155}_{64}\text{Gd}_{91}$ 3/2	1	$60 \pm 3$	0,27 (90)	(0,7)	(2,1)		$6,7 \pm 2,4$	$0,31 \pm 0,16$	72
	2	$144 \pm 2$	0,11 (60)	0,21	2,4		$9,2 \pm 1,8$	$0,42 \pm 0,08$	72
	3	$84 \pm 2$	0,46 (60)						
$^{157}_{64}\text{Gd}_{93}$ 3/2	2	$131 \pm 2$	0,125(60)	0,36	2,2		$8,8 \pm 1,8$	$0,36 \pm 0,08$	65,5
	3	$76 \pm 1$	0,35 (60)						
$^{161}_{66}\text{Dy}_{95}$ 5/2	2	$105 \pm 2$	0,009(80)					0,31 b	39,5
$^{163}_{66}\text{Dy}_{97}$ 5/2	1	$74 \pm 1$	0,24 (40)	3,2	1,74	$0,56 \pm 0,15$	$6,1 \pm 1,2$	$0,28 \pm 0,08$	63,5
	2	$168 \pm 2$	0,43 (25)	5,4	0,98	[0,350]	$7,7 \pm 0,9$	$0,34 \pm 0,05$	63
	3	$94 \pm 2$	0,079(50)						
$^{167}_{68}\text{Er}_{99}$ 7/2	1	$79 \pm 2$	0,54 (50)	4,1	2,9	$0,29 \pm 0,09$	$8,3 \pm 2,1$	$0,34 \pm 0,09$	53
	2	$179 \pm 2$	0,090(40)	0,48	0,86	[0,257]	$8,9 \pm 1,8$	$0,37 \pm 0,08$	53
	3	$100 \pm 1$	0,19 (30)						
$^{173}_{70}\text{Yb}_{103}$ 5/2	1	$79 \pm 2$	0,52 (35)	2,8	3,2	$0,40 \pm 0,10$	$8,2 \pm 1,5$	$0,33 \pm 0,07$	68
	2	$180 \pm 2$	0,078(40)	0,32	1,3	[0,350]	$8,8 \pm 1,7$	$0,35 \pm 0,08$	67,5
	3	$101 \pm 1$	0,24 (35)						
$^{177}_{72}\text{Hf}_{105}$ 7/2	1	$113 \pm 1$	1,02 (40)	11,6	3,4	$0,26 \pm 0,08$	$9,0 \pm 1,8$	$0,31 \pm 0,08$	75
	2	$250 \pm 2$	0,53 (40)	3,8	0,90	[0,257]	$9,1 \pm 1,8$	$0,31 \pm 0,08$	75
	3	$137 \pm 2$	0,14 (50)						
$^{179}_{72}\text{Hf}_{107}$ 9/2	1	$122 \pm 2$	0,76 (25)	10,7	2,35	$0,14 \pm 0,06$	$7,9 \pm 1,0$	$0,30 \pm 0,05$	66,5
	2	$272 \pm 6$	0,060(55)	0,52	0,33	[0,204]	$6,5 \pm 2,0$	$0,25 \pm 0,12$	68,5
	3	$150 \pm 3$	0,115(60)						
$^{185}_{75}\text{Re}_{110}$ 5/2	1	$128 \pm 1$	0,78 (20)	4,6	2,4	$0,32 \pm 0,06$	$7,1 \pm 0,9$	$0,25 \pm 0,05$	110
	2	$287 \pm 4$	0,039(45)	0,13	0,76	[0,350]	$6,8 \pm 1,1$	$0,25 \pm 0,06$	108
	3	$159 \pm 2$	0,30 (30)						
$^{187}_{75}\text{Re}_{112}$ 5/2	1	$134 \pm 1$	0,62 (20)	3,9	1,73	$0,36 \pm 0,06$	$6,0 \pm 0,7$	$0,21 \pm 0,05$	115
	2	$300 \pm 5$	0,046(45)	0,18	0,63	[0,350]	$6,1 \pm 1,0$	$0,22 \pm 0,06$	113
	3	$166 \pm 2$	0,26 (30)						

Tabelle X

Anregung mittels 4 MeV-Protonen. Registriert wurden Energie, Ausbeute und Winkelgammastrahlung.

11 $\varepsilon_2$ %	12 $A_2$ %	13 $e(\%E2)$ , (sign. $\delta$ ) aus $\lambda_2$	14 aus $W(\Theta)$	15 $B(M1)$ $\left(\frac{e\hbar^2}{2Mc}\right)^2$	16 $\mu_0$ $\frac{e\hbar}{2Mc}$	17 $g_K$	18 $g_R$
$-0,4 \pm 0,1$ $+3,4 \pm 0,4$ $+11 \pm 6$	$-0,65 \pm 0,16$ $+4,0 \pm 0,5$ $+12,5 \pm 6,5$	(-) (+)	100 $1 \pm 1$ $1 \begin{smallmatrix} +2 \\ -1 \end{smallmatrix}$	0 $10 \begin{smallmatrix} +50 \\ -2 \end{smallmatrix}$	$+3,4$		
$+11,0 \pm 0,2$ $+18,5 \pm 1,8$	$+17,2 \pm 0,3$ $+28,3 \pm 2,8$	(+) $36 \pm 9$	100 $31 \pm 6$	$0,022 \pm 0,006$ 0 $0,029 \pm 0,006$	$+1,6$ $\pm 0,1$	$0,68$ $\pm 0,06$ $0,67$	$0,41$ $\pm 0,06$ $0,42$
$+8,5 \pm 2,2$ $-12,4 \pm 2$	$+19,0 \pm 4,8$ $-29,7 \pm 4,3$	(-) $2,15 \pm 0,95$	100 $3,4 \begin{smallmatrix} +2,3 \\ -1,7 \end{smallmatrix}$	0 $0,19 \begin{smallmatrix} +0,20 \\ -0,08 \end{smallmatrix}$	$-0,31$ $\pm 0,04$	$-0,51$ $+0,10$ $-0,16$ $-0,60$	$0,26$ $+0,24$ $-0,16$ $0,40$
$+9,6 \pm 2,2$ $-12,4 \pm 1,5$	$+22,2 \pm 5,0$ $-30,8 \pm 3,7$	(-) $3,6 \pm 1,6$	100 $3,8 \begin{smallmatrix} +2,3 \\ -1,5 \end{smallmatrix}$	0 $0,16 \begin{smallmatrix} +0,15 \\ -0,05 \end{smallmatrix}$	$-0,37$ $\pm 0,04$	$+0,10$ $-0,20$ $-0,65$	$+0,25$ $-0,15$ $0,35$
					$-0,38$ $\pm 0,05$		
$+9,9 \pm 0,3$ $-14,2 \pm 3$	$+16,8 \pm 0,5$ $-26,1 \pm 5,5$	(-) $81 \pm 36$	100 $88 \begin{smallmatrix} +4,5 \\ -6 \end{smallmatrix}$	$0,00082 \begin{smallmatrix} 98 \\ 38 \end{smallmatrix}$ 0 $0,0030 \begin{smallmatrix} 39 \\ 14 \end{smallmatrix}$	$+0,53$ $\pm 0,05$	$0,19$ $\pm 0,03$ $0,18$	$0,24$ $\pm 0,04$ $0,26$
$+10,1 \pm 1,5$ $-18,6 \pm 4$	$+16,5 \pm 2,4$ $-33,4 \pm 7,2$	(-) $12,4 \pm 4,3$	100 $9,6 \begin{smallmatrix} +10 \\ -5 \end{smallmatrix}$	$0,096 \begin{smallmatrix} +0,10 \\ -0,05 \end{smallmatrix}$ 0 $0,175 \begin{smallmatrix} +0,20 \\ -0,10 \end{smallmatrix}$	$-0,5$ $\pm 0,1$	$-0,24$ $\pm 0,08$ $-0,25$	$0,19$ $\pm 0,15$ $0,20$
$+10,6 \pm 1,5$ $-17,0 \pm 2$	$+17,0 \pm 2,4$ $-29,9 \pm 3,5$	(-) $5,4 \pm 1,9$	100 $4,6 \begin{smallmatrix} +3 \\ -1,6 \end{smallmatrix}$	$0,21 \begin{smallmatrix} +0,12 \\ -0,08 \end{smallmatrix}$ 0 $0,57 \begin{smallmatrix} +0,30 \\ -0,22 \end{smallmatrix}$	$-0,67$ $\pm 0,01$	$-0,49$ $\pm 0,08$ $-0,58$	$0,31$ $\pm 0,18$ $0,53$
$+13,8 \pm 1,1$ $-17,5 \pm 5,8$	$+16,5 \pm 1,3$ $-23,2 \pm 7,7$	(-) $92 \pm 35$	100 $91 \begin{smallmatrix} +5 \\ -8 \end{smallmatrix}$	$0,0020 \begin{smallmatrix} 40 \\ 10 \end{smallmatrix}$ 0 $0,0037 \begin{smallmatrix} 74 \\ 16 \end{smallmatrix}$	$+0,61$ $\pm 0,03$	$0,16$ $\pm 0,03$ $0,16$	$0,22$ $\pm 0,04$ $0,23$
$-25 \pm 7$	$-32,2 \pm 9$	(-) $17 \pm 12$	$10,5 \begin{smallmatrix} +20 \\ -7 \end{smallmatrix}$	$0,17 \begin{smallmatrix} +0,25 \\ -0,13 \end{smallmatrix}$ 0 $0,20 \begin{smallmatrix} +0,30 \\ -0,15 \end{smallmatrix}$	$-0,47$ $\pm 0,03$	$-0,19$ $+0,02$ $-0,03$ $-0,18$	$0,29$ $+0,08$ $-0,15$ $0,23$
$+14 \pm 4$ $+1,6 \pm 0,2$	$+14,8 \pm 4$ $+1,8 \pm 0,2$	(+) $3,2 \pm 1,0$	100 $3,4 \pm 0,2$	$0,58 \pm 0,03$ 0 $0,69 \pm 0,04$	$+3,144$	$1,59$ $\pm 0,01$ $1,61$	$0,43$ $\pm 0,03$ $0,39$
$+12 \pm 6$ $+0,6 \pm 0,1$	$+12,2 \pm 6$ $+0,6 \pm 0,1$	(+) $3,0 \pm 1,0$	100 $3,0 \pm 0,2$	$0,52 \pm 0,03$ 0 $0,71 \pm 0,05$	$+3,176$	$1,63$ $\pm 0,01$ $1,62$	$0,36$ $\pm 0,03$ $0,39$

Aus Messungen der Winkelkorrelation der Kaskade  $3/2^+ \rightarrow (72 \text{ KeV}) \rightarrow 7/2^+ \rightarrow (136 \text{ KeV}) \rightarrow 5/2^+$  beim Betazerfall von  $W^{187}$  erhielten BEHREND und NEUERT<sup>30)</sup> eine obere Grenze von  $e_1 = 1,5\%$  E2 für den 136 KeV-Übergang. Zusammen mit dem von uns bestimmten Wert  $e_3 = (3,0 \pm 0,2)\%$  E2 erhält man  $(\delta_1/\delta_3)_{\text{exp}}^2 = 1,7$  gegenüber einem theoretischen Wert  $(\delta_1/\delta_3)_{\text{th}}^2 = 1,035$ . Diese Diskrepanz kann kaum durch die experimentelle Unsicherheit erklärt werden; sie deutet vielmehr an, dass die zur Berechnung von  $(\delta_1/\delta_3)_{\text{th}}^2$  gemachten Voraussetzungen nicht genügend erfüllt sind.

Tabelle X

*Erläuterung der Kolonnen:*

- Die mit \* bezeichneten Nummern verweisen auf Formeln aus der Arbeit<sup>2)</sup>.
- 1 Targetkern und Spin des Grundzustands;
  - 2 Bezeichnung des beobachteten Übergangs ( $i = 1$ : Zerfall des ersten angeregten Niveaus;  $i = 2$ : Crossover-Übergang aus dem zweiten angeregten Niveau in den Grundzustand;  $i = 3$ : Kaskadenübergang);
  - 3 Gammaenergie;
  - 4 Partielle reduzierte Anregungswahrscheinlichkeit; in runden Klammern ist der Fehler in Prozenten des Messwertes angegeben. Die Verhältnisse von Anregungswahrscheinlichkeiten für ein einzelnes Isotop sind ca. 15% genauer;
  - 5 Gamma-Intensitätsverhältnisse:  $\lambda_1 = f_1/f_3$   
 $\lambda_2 = f_2/f_3 = (\text{crossover/cascade})$ ;
  - 6 Reduzierte Anregungswahrscheinlichkeit; die prozentualen Fehler sind gleich wie die in Kolonne 5 angegebenen. Die Konversionskoeffizienten wurden aus den Angaben von Tabelle II und Kolonne 14 entnommen;
  - 7 Verhältnis der reduzierten Anregungswahrscheinlichkeiten; theoretische Werte des kollektiven Kernmodells in eckigen Klammern (33\*);
  - 8 Inneres elektrisches Quadrupolmoment (47\*);
  - 9 Deformationsparameter (48\*), (46\*);
  - 10 Reziprokes Trägheitsmoment:  $3 \hbar^2/\mathfrak{J}$ ;
  - 11 Anisotropie der Gammawinkelverteilung (2);
  - 12 Unter der Annahme  $\varepsilon_4 = 0$  berechneter Winkelkorrelationskoeffizient (1);
  - 13 E2-Anteil der Gammastrahlung aus  $\lambda_2$  (38\*); das in Klammern angegebene Vorzeichen bedeutet  $\text{sig}(\delta) = \text{sig}(E2/M1)^{1/2}$ ;
  - 14 E2-Anteil der Gammastrahlung aus  $W(\Theta)$ ; (59\*) und 38);
  - 15 M1-Zerfallswahrscheinlichkeit, berechnet aus den E2-Anteilen von Kolonne 14 (36\*); für das Mischungsverhältnis  $\delta_1^2$  des Übergangs  $i = 1$  wurde der aus  $\delta_3^2$  nach (39\*) berechnete Wert verwendet;
  - 16 Magnetisches Moment im Grundzustand nach <sup>24)</sup> und <sup>8)</sup>;
  - 17 Gyromagnetischer Faktor der inneren Nukleonenbewegung (45\*);
  - 18 Gyromagnetischer Faktor der kollektiven Rotation (44\*).

*Anmerkungen*

- a Die nach den Werten für  $B(M1)$  aufgeführten Ziffern geben den maximalen bzw. minimalen Wert der letzten beiden Stellen an.
- b Deformationsparameter  $\beta$  aus den Angaben von ELBEK *et al.*<sup>21)</sup>.

### V. Zusammenfassung und Diskussion

Die Theorie des kollektiven Modells nach BOHR und MOTTELSON<sup>32)</sup> ergibt bei deformierten Kernen ein besonders einfaches Kopplungsschema für den totalen Spin  $I$  und seine Projektion auf die Symmetrieachse des Kernes. Dies hat zur Folge, dass die Verhältnisse zwischen den Anregungsenergien und diejenigen zwischen den Übergangswahrscheinlichkeiten eines Kernes nur von geometrischen Faktoren abhängig sind. Die relativ hohen experimentellen Unsicherheiten in der Bestimmung von Gammaintensitäten erlauben indessen nicht, kleine prinzipiell mögliche Abweichungen festzustellen.

Tabelle X enthält sämtliche Messergebnisse sowie die mit Hilfe des kollektiven Modells daraus abgeleiteten Kernparameter. Die Resultate fügen sich gut in die allgemeine Systematik der deformierten Kerne ein.

Der Vergleich der gemessenen Energieverhältnisse mit den theoretischen Werten (siehe Tabelle XI) zeigt, dass mit Ausnahme von  $\text{Eu}^{151}$  alle in der vorliegenden Arbeit untersuchten Kerne ein Rotationsspektrum besitzen.

**Tabelle XI**

Verhältnis der Anregungsenergien der ersten beiden Rotationszustände

Isotop $I_0$	$\text{Eu}^{153}$ 5/2	$\text{Dy}^{163}$ 5/2	$\text{Er}^{167}$ 7/2	$\text{Yb}^{173}$ 5/2	$\text{Hf}^{177}$ 7/2	$\text{Hf}^{179}$ 9/2	$\text{Re}^{185}$ 5/2	$\text{Re}^{187}$ 5/2
$\left(\frac{E_1}{E_2}\right)_{\text{exp}}$	2,32	2,27	2,26	2,28	2,23	2,23	2,24	2,24
Fehler des exp. Wertes	0,05	0,05	0,07	0,07	0,05	0,09	0,09	0,09
$\left(\frac{E_1}{E_2}\right)_{\text{th}}$	2,29	2,29	2,22	2,29	2,22	2,18	2,29	2,29

In Figur 28 sind die reziproken Trägheitsmomente  $3\hbar^2/\mathfrak{J}$  in Funktion der Neutronenzahl  $N$  aufgetragen. Die Werte für  $ug$ -Kerne wurden der Arbeit<sup>2)</sup> und der Kolonne 10 von Tabelle X entnommen. Für  $gg$ -Kerne wurden die Zusammenstellungen<sup>2) 28) 34) 35) 36)</sup> verwendet. Die ausgezogene Linie entspricht dem Verlauf des Trägheitsmomentes  $\mathfrak{J}_{rig}$  eines starren Ellipsoids der Exzentrizität  $\beta$ . Die Trägheitsmomente der  $gg$ -Kerne zeigen eine eher regelmässige Abhängigkeit von  $N$  und  $Z$ , wogegen diejenigen der  $ug$ -Kerne ziemlich grosse Schwankungen aufweisen. Für  $\text{Dy}^{161}$  erreicht  $\mathfrak{J}$  den Wert  $\mathfrak{J}_{rig}$ .

Figur 29 zeigt die inneren elektrischen Kern-Quadrupolmomente  $Q_0$  in Funktion von  $N$ . Für Kerne mit Neutronenzahlen zwischen 90 und 105 ist  $Q_0$  praktisch konstant (ca.  $8 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ ). Im Bereich von 105 bis 115 Neutronen nimmt das Quadrupolmoment auf etwa den halben Wert ab. Der Deformationsparameter  $\beta$  eines homogen geladenen Ellipsoids mit dem Quadrupolmoment  $Q_0$  ist ebenfalls in Figur 29 angegeben.

Unter der Annahme, dass Übergänge zwischen Rotationsniveaus die innere Kernstruktur unverändert lassen, ist das Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten  $B_2(E2)/B_1(E2)$  nur von  $I_0$  abhängig. In Kolonne 7 von Tabelle X sind die gemessenen Verhältnisse mit den theo-

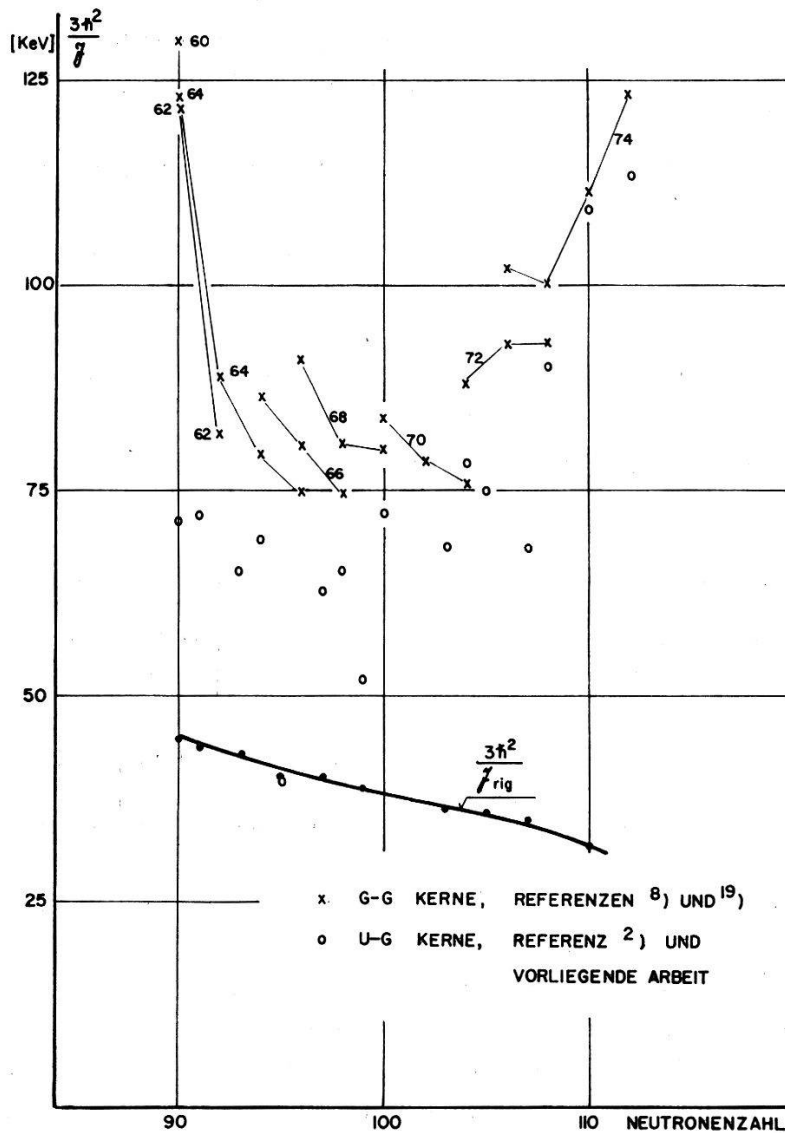


Fig. 28

### Reziproke Trägheitsmomente

Die zum gleichen Element gehörenden Punkte für  $gg$ -Kerne sind durch eine Linie miteinander verbunden, wobei die Kernladungszahlen angegeben sind.

retischen Werten verglichen. Unter Beachtung der grossen experimentellen Unsicherheit kann von einer guten Übereinstimmung gesprochen werden.

Bei Übergängen aus dem ersten angeregten Niveau werden für  $I_0 \geq 5/2$  die Anisotropien klein. Die Abhängigkeit der Koeffizienten  $A_2$  vom Mischungsverhältnis  $\delta_1$  ist zu gering, als dass aus der Winkelverteilung

dieser Linie auf deren E2-Anteil ( $e_1$ ) geschlossen werden könnte. Aus demselben Grund kann auch der Effekt der Kaskadenanregung nur schwer beobachtet werden. Immerhin gelang es in zwei Fällen ( $\text{Eu}^{153}$  und  $\text{Hf}^{179}$ , siehe Einzeldiskussion), den Beitrag der Kaskadenanregung wenigstens qualitativ nachzuweisen.

Im Bohr-Mottelson-Modell kann der E2-Anteil des Kaskadenübergangs ( $e_3$ ) aus dem Verzweigungsverhältnis ( $\lambda_2$ ) berechnet werden. Dieser Wert

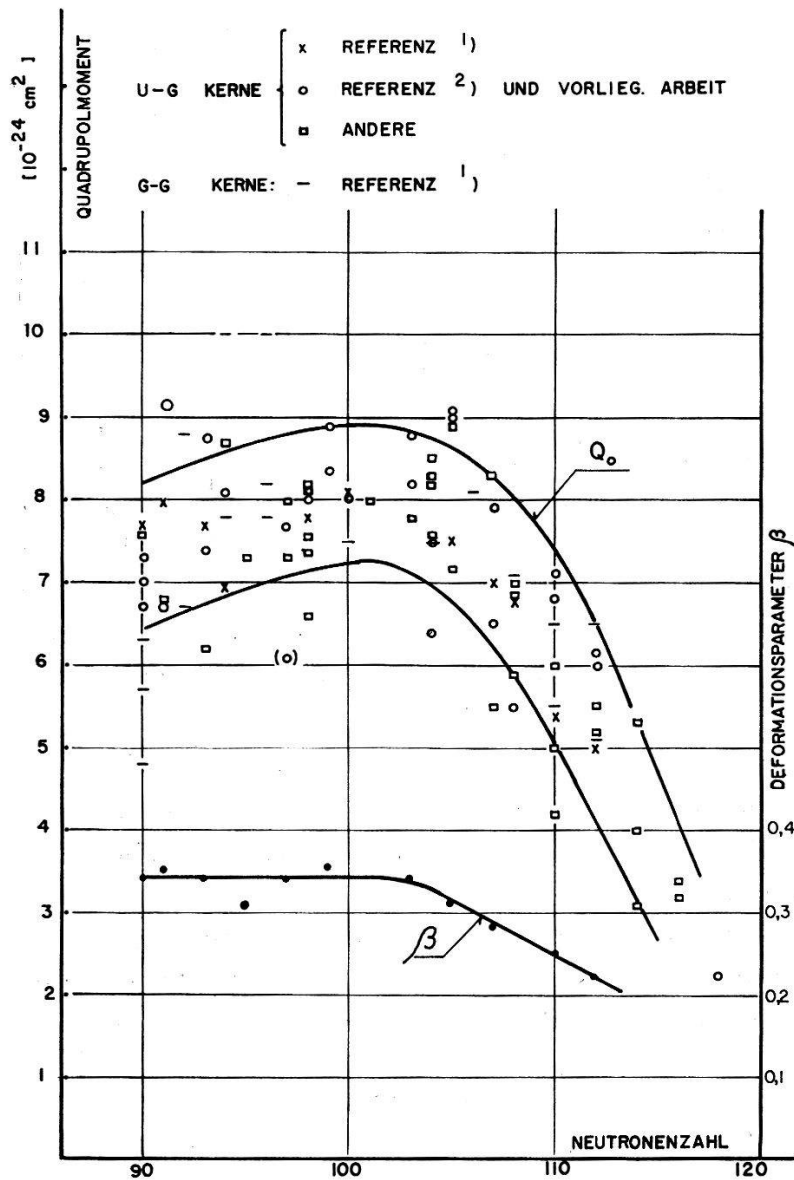


Fig. 29

Quadrupolmomente und Deformationsparameter

lässt sich mit dem aus der Winkelverteilung direkt erhaltenen Mischungsverhältnis vergleichen (Tab. X, Kolonnen 13 und 14). Die Kombination beider Resultate erlaubt die Festsetzung des Vorzeichens von  $\delta_3$ , so dass das eine Wertepaar der gyromagnetischen Faktoren  $g_K$  und  $g_R$  ausgeschlossen werden kann. Die gyromagnetischen Faktoren der inneren

Nukleonenbewegung  $g_K$  wurden von MOTTELSON und NILSSON<sup>37)</sup> für Nukleonen in einem sphäroidalen Potential berechnet. Tabelle XII vergleicht die theoretischen Werte  $g_K$  mit denjenigen, welche aus dem experimentellen Wert  $B(M1)$  mit Hilfe des kollektiven Modells berechnet wurden. Wenn auch, mit Ausnahme von  $\text{Eu}^{153}$ , die absoluten Werte der theoretischen Angaben etwas zu gross sind, beschreiben sie doch recht gut den Verlauf der gyromagnetischen Faktoren der inneren Kernstruktur.

**Tabelle XII**

Magnetische Momente und gyromagnetische Faktoren

Isotop	$\mu_{\text{th.}}$	$g_{K \text{ th.}}$	$g_{K \text{ exp.}}$
$\text{Eu}^{153}$	0,9	0,34	0,68
$\text{Gd}^{155}$	-0,5	-0,83	-0,60
$\text{Gd}^{157}$	-0,5	-0,83	-0,62
$\text{Dy}^{163}$	1,1	0,42	0,18
$\text{Er}^{167}$	-0,8	-0,41	-0,25
$\text{Yb}^{173}$	-0,8	-0,61	-0,55
$\text{Hf}^{177}$	1,4	0,4	0,16
$\text{Hf}^{179}$	-1,0	-0,36	-0,18
$\text{Re}^{185}$	3,7	1,9	1,63
$\text{Re}^{187}$	3,7	1,9	1,62

$\mu_{\text{th.}}$  = magnetisches Moment nach MOTTELSON und NILSSON<sup>37)</sup> ( $g_R = Z/A$ );

$g_{K \text{ th.}}$  = gyromagnetischer Faktor der inneren Nukleonenbewegung nach MOTTELSON und NILSSON<sup>37)</sup>;

$g_{K \text{ exp.}}$  = gyromagnetischer Faktor aus Tabelle X, Kolonne 18.

Die finanziellen Mittel zur Durchführung dieser Arbeit wurden von der Kommission für Atomwissenschaft des Schweizerischen Nationalfonds zur Verfügung gestellt.

Wir möchten an dieser Stelle Herrn KURT ALDER für sein Interesse an diesen Untersuchungen sowie für viele wertvolle Diskussionen unseren Dank aussprechen.

## VI. Literaturverzeichnis

- 1) K. ALDER, A. BOHR, T. HUUS, B. MOTTELSON and A. WINTHER, *Revs. Modern Phys.* **28**, 432 (1956).
- 2) M. MARTIN, P. MARMIER und J. DE BOER, *Helv. Phys. Acta* **31**, 435 (1958).
- 3) C. F. COOK, C. M. CLASS and J. T. EISINGER, *Phys. Rev.* **96**, 658 (1954).
- 4) W. I. GOLDBURG and R. M. WILLIAMSON, *Phys. Rev.* **95**, 767 (1954).
- 5) F. K. MCGOWAN and P. H. STELSON, *Phys. Rev.* **99**, 127 (1955).
- 6) J. T. EISINGER, C. F. COOK and C. M. CLASS, *Phys. Rev.* **94**, 735 (1954).
- 7) F. K. MCGOWAN and P. H. STELSON, *Phys. Rev.* **109**, 901 (1958).
- 8) D. STROMINGER, J. M. HOLLANDER and G. T. SEABORG, *Table of Isotopes*, *Revs. Modern Phys.* **30**, 585 (1958).

- <sup>9)</sup> CHARLOTTE MEAKER DAVISSON and R. D. EVANS, *Revs. Modern Phys.* **24**, 79 (1952).
  - <sup>10)</sup> L. A. SLIV und I. M. BAND, Tabellen für die Konversionskoeffizienten von Gammastrahlung; *K*-Konversion: Moskau und Leningrad 1956; *L*-Konversion: Moskau und Leningrad 1958.
  - <sup>11)</sup> L. C. BIEDENHARN and M. E. ROSE, *Revs. Modern Phys.* **25**, 729 (1953).
  - <sup>12)</sup> Table of *F*-coefficients, by M. FERENTZ and N. ROSENZWEIG, Argonne National Laboratory report, ANL-5324.
  - <sup>13)</sup> Tables of the Racah-coefficients, by A. SIMON, J. H. VAN DER SLUIS, and L. C. BIEDENHARN, Oak Ridge National Laboratory report, ORNL-1679.
  - <sup>14)</sup> J. DE BOER, M. MARTIN und P. MARMIER, *Helv. Phys. Acta* **31**, 578 (1958) und *Helv. Phys. Acta*, **32**, 377 (1959).
  - <sup>15)</sup> C. M. CLASS and U. MEYER-BERKHOUT, *Nucl. Phys.* **3**, 656 (1957).
  - <sup>16)</sup> N. P. HEYDENBURG and G. M. TEMMER, *Phys. Rev.* **104**, 981 (1956).
  - <sup>17)</sup> E. M. BERNSTEIN and H. W. LEWIS, *Phys. Rev.* **105**, 1524 (1957).
  - <sup>18)</sup> G. GOLDRING and G. T. PAULISSEN, *Phys. Rev.* **103**, 1314 (1956).
  - <sup>19)</sup> E. L. CHUPP, J. W. M. DU MOND, F. J. GORDON, R. C. JOPSON, and HANS MARK, *Phys. Rev.* **112**, 518 (1958).
  - <sup>20)</sup> J. H. BJERREGAARD und U. MEYER-BERKHOUT, *Z. Naturf.* **11a**, 273 (1956).
  - <sup>21)</sup> B. ELBEK, K. O. NIELSEN, and M. C. OLESEN, *Phys. Rev.* **108**, 406 (1957).
  - <sup>22)</sup> E. M. BERNSTEIN and S. BUCCINO, *Bull. Am. Phys. Soc. Ser. II*, **3**, 55 (1958) und private Mitteilung.
  - <sup>23)</sup> N. P. HEYDENBURG and G. F. PIEPER, *Phys. Rev.* **107**, 1297 (1957).
  - <sup>24)</sup> J. N. L. GAUVIN, *Nucl. Phys.* **8**, 213 (1958).
  - <sup>25)</sup> J. W. MIHELICH, B. HARMATZ and T. H. HANDLEY, *Phys. Rev.* **108**, 989 (1957).
  - <sup>26)</sup> K. G. STEFFEN, *Z. Physik* **147**, 132 (1957).
  - <sup>27)</sup> F. K. MCGOWAN, E. D. KLEMA and P. R. BELL, *Phys. Rev.* **85**, 152 (1952); s. auch E. D. KLEMA, *Phys. Rev.* **109**, 1652 (1958).
  - <sup>28)</sup> R. H. DAVIS, A. S. DIVATIA, D. A. LIND and R. D. MOFFAT, *Phys. Rev.* **103**, 1801 (1956).
  - <sup>29)</sup> E. A. WOLICKI, L. W. FAGG and E. H. GEER, *Phys. Rev.* **105**, 238 (1957).
  - <sup>30)</sup> H. J. BEHREND und H. NEUERT, *Z. Naturf.* **13a**, 208 (1958).
  - <sup>31)</sup> R. J. ELLIOTT and K. W. H. STEVENS, *Proc. Roy. Soc. (London)* **219**, 387 (1953).
  - <sup>32)</sup> A. BOHR and B. R. MOTTELSON, *Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat. fys. Medd.* **27**, No. 16 (1953).
  - <sup>33)</sup> S. G. NILSSON, *Kgl. Danske Videnskab. Selskab Mat. fys. Medd.* **29**, No. 16 (1955); B. R. MOTTELSON and S. G. NILSSON, *Phys. Rev.* **99**, 1615 (1955).
  - <sup>34)</sup> P. STAEHELIN und P. PREISWERK, *Nuovo Cimento* **10**, 1219 (1953).
  - <sup>35)</sup> G. SCHARFF-GOLDHABER, *Phys. Rev.* **103**, 837 (1956) und *Phys. Rev.* **90**, 587 (1953).
  - <sup>36)</sup> J. M. HOLLANDER, *Phys. Rev.* **103**, 1590 (1956).
  - <sup>37)</sup> B. R. MOTTELSON and S. G. NILSSON, *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk.* **1**, No. 8, 1 (1959).
  - <sup>38)</sup> R. G. ARNS and M. L. WIEDENBECK, *Phys. Rev.* **111**, 1631 (1958).
  - <sup>39)</sup> V. RAMSAK, M. C. OLESEN and B. ELBEK, *Nucl. Phys.* **6**, 451 (1958).
-