

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta

**Band:** 33 (1960)

**Heft:** V

**Artikel:** --Korrelationsmessungen an  $^{152}\text{Sm}$ ,  $^{152}\text{Gd}$  und  $^{154}\text{Gd}$  :  
Spinzuordnung, Mischungsverhältnis und g-Faktor

**Autor:** Debrunner, P. / Kündig, W.

**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-113081>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **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. [Voir Informations légales.](#)

### **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. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 17.11.2024

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

## $\gamma$ - $\gamma$ -Korrelationsmessungen an $^{152}\text{Sm}$ , $^{152}\text{Gd}$ und $^{154}\text{Gd}$ : Spinzuordnung, Mischungsverhältnis und $g$ -Faktor

von P. Debrunner und W. Kündig

Physikalisches Institut der ETH, Zürich

15. II. 1960

*Summary.* Angular correlation methods were used to establish the spin sequence and the multipole mixing ratio of several  $\gamma$ -ray cascades in the decay of  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{152\text{m}}\text{Eu}$  and  $^{154}\text{Eu}$ , and to measure the nuclear  $g$ -factor of  $^{152}\text{Sm}$ .

For liquid sources, only the 123 keV level of  $^{154}\text{Gd}$  showed attenuation. It was found that each level in the decay of  $^{152}\text{Eu}$  to  $^{152}\text{Sm}$  corresponds to a level of the same spin and parity in the decay of  $^{154}\text{Eu}$  to  $^{154}\text{Gd}$ . In  $\text{Gd}^{154}$  an additional  $2^-$  level of 1721 keV exists, which decays by  $E1$  radiation to the  $2^+$ ,  $K = 2$  and the  $2^+$ ,  $K = 0$  levels. The measurements of the 1290 keV–344 keV and 1100 keV–344 keV cascades in  $^{152}\text{Gd}$  are consistent with a tentative spin assignment of 2 or 3 to the  $(1634 \pm 25)$  keV level and of 4 to the 1444 keV level.

The  $g$ -factor of the first rotational state of  $^{152}\text{Sm}$  was measured using liquid and polycrystalline sources. Assuming the internal field of the paramagnetic electron shell to be proportional to  $T^{-1}$ , the experimentally observed values  $g_{\text{eff}} = 0,38 \pm 0,06$  at  $300^\circ\text{K}$  and  $g_{\text{eff}} = 0,180 \pm 0,065$  at  $1200^\circ\text{K}$  yield a  $g$ -factor  $g_N = 0,115 \pm 0,075$ .

### I. Einleitung

Die systematische Untersuchung der Energieniveaux der  $gg$ -Kerne im Gebiet der seltenen Erden hat gezeigt, dass sowohl bei deformierten als auch bei sphärischen Kernen praktisch alle beobachteten Niveaux bis zu Energien oberhalb 1 MeV als kollektive Rotations- und Vibrationszustände aufgefasst werden können.

Die bisher betrachteten Modelle reichen jedoch in ihrer einfachen Form nicht aus, um das gesamte Tatsachenmaterial zu erklären. Insbesondere ergeben sich Schwierigkeiten beim Versuch, die höheren Niveaux als Vibrationszustände zu interpretieren. Häufig weichen auch die relativen  $\gamma$ -Übergangswahrscheinlichkeiten von den theoretischen Werten ab. Diese Unstimmigkeiten hängen damit zusammen, dass die höheren Zustände Beimischungen von Einteilchenzuständen oder anderen Konfigurationen enthalten. Es hat sich ferner gezeigt, dass die  $g$ -Faktoren der Rotationsniveaux im allgemeinen erheblich kleiner sind, als man nach der Abschätzung  $g_N = Z/A$ , die für einen homogen geladenen Kern gilt, erwarten würde. Aus dieser Diskrepanz ergeben sich Aussagen über die Kernstruktur von ähnlicher Tragweite wie aus der Tatsache, dass die Trägheitsmomente der deformierten Kerne stets kleiner sind als die Träg-

heitsmomente starrer Körper. Ein systematisches Studium derartiger Abweichungen von den modellmässigen Voraussagen liefert nützliche Hinweise für die Weiterentwicklung der Theorie.

Unter diesem Gesichtspunkt sind die vorliegenden Untersuchungen an den *gg*-Kernen  $^{152}\text{Gd}$ ,  $^{152}\text{Sm}$  und  $^{154}\text{Gd}$  durchgeführt worden. Sie sollten Aufschluss geben

- a) über die Natur der höheren Niveaux, deren Interpretation noch unsicher ist;
- b) über die Mischungsverhältnisse der kollektiven Vibrationsübergänge, die theoretisch rein elektrischen Charakter haben sollten, praktisch aber auch magnetische Beimischungen enthalten, und
- c) über die *g*-Faktoren von Rotationsniveaux.

Die *gg*-Kerne  $^{152}\text{Gd}$ ,  $^{152}\text{Sm}$  und  $^{154}\text{Gd}$  entstehen durch  $\beta$ -Zerfall bzw. durch *K*-Einfang aus den Europiumisotopen  $^{152}\text{Eu}(13\text{y})$ ,  $^{152\text{m}}\text{Eu}(9,2\text{h})$  und  $^{154}\text{Eu}(16\text{y})$  (siehe Zerfallsschema Fig. 1, ref. <sup>1-17</sup>). Für die Wahl gerade dieser Isotope sprechen verschiedene Gründe: Erstens bestehen möglicherweise Beziehungen zwischen den Vibrationsniveaux des sphärischen Kernes  $^{152}\text{Gd}$  und denjenigen der deformierten Kerne  $^{152}\text{Sm}$  und  $^{154}\text{Gd}$ . Zweitens erwartet man bei diesen Kernen besonders starke Abweichungen von den Voraussagen des kollektiven Modells, da sie an der Grenze des Stabilitätsbereiches der sphärischen Kerne ( $N \leq 88$ ) und der deformierten Kerne ( $N \geq 90$ ) liegen. (Die sprunghafte Zunahme der Deformation zwischen  $N = 88$  und  $N = 90$  ist von MOTTELSON und NILSSON<sup>18</sup>) theoretisch begründet worden.) Drittens enthält das Zerfallsschema dieser Kerne neben mehreren kollektiven Zuständen einige höhere Niveaux, deren Interpretation noch abzuklären ist. Viertens gestattet es die relativ grosse Lebensdauer von 2 nsec des ersten Rotationsniveaux des  $^{152}\text{Sm}$ , den *g*-Faktor dieses Zustandes zu messen. (Das gleiche gilt für das entsprechende Niveau des  $^{154}\text{Gd}$ , doch ist hier die Bestimmung des *g*-Faktors bedeutend schwieriger, da der Einfluss der paramagnetischen Störung nicht genau bekannt ist.)

Wir beschränken uns im folgenden darauf, die experimentellen Methoden und Ergebnisse darzustellen; die Interpretation bleibt der Weiterentwicklung der Theorie vorbehalten.

Unsere Messungen beruhen auf der Methode der  $\gamma$ - $\gamma$ -Richtungskorrelation. Diese gestattet es bekanntlich, die Spinzuordnung und das Mischungsverhältnis sukzessiver Übergänge zu bestimmen. Ferner lässt sich in günstigen Fällen der *g*-Faktor angeregter Zustände messen. Da eine Richtungskorrelationsmessung jedoch über den Strahlungscharakter eines Überganges nichts aussagt, ist es im allgemeinen nur auf Grund der Konversionskoeffizienten möglich, zwischen elektrischen und magnetischen Multipolen zu unterscheiden.

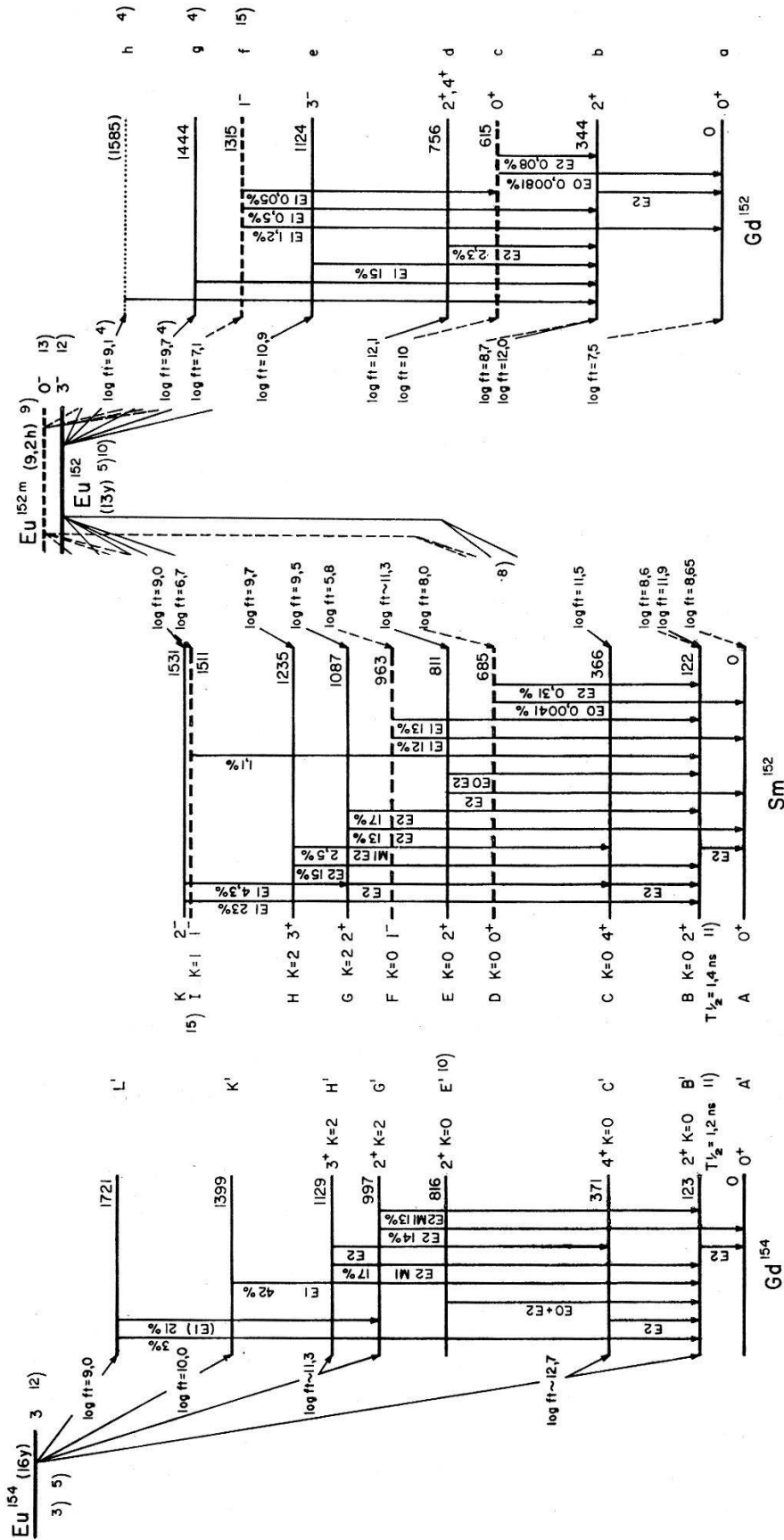


Fig. 1  
 Zerfallsschema der Europiumisotope  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{152m}\text{Eu}$  und  $^{154}\text{Eu}$   
 Zusammenfassung der am besten gesicherten Ergebnisse verschiedener Autoren  
 mit den entsprechenden Literaturangaben

Eine wesentliche Voraussetzung für die Interpretation der gemessenen Winkelverteilung  $W(\Theta) = 1 + A_2 G_2 P_2(\cos\Theta) + A_4 G_4 P_4(\cos\Theta)$  ist die Kenntnis der Schwächungskoeffizienten  $G_2$  und  $G_4$ . Unsere Messungen zeigen, dass in wässriger Lösung nur das 1,7-nsec-Niveau des  $^{154}\text{Gd}$  eine merkliche Störung aufweist. Diese rührt her von der Kopplung des Kernmomentes mit dem magnetischen Moment des  $\text{Gd}^{3+}$ -Ions (Stationäre Hyperfeinwechselwirkung). Im  $^{152}\text{Sm}$  ist keine Störung vorhanden, da das magnetische Moment des  $\text{Sm}^{3+}$ -Ions seine Richtung so rasch ändert, dass der Kern nicht zu folgen vermag (Spinrelaxationszeit  $\tau_s < 10^{-13}$  sec).

Bei der Bestimmung des  $g$ -Faktors  $g_N$  aus der Verschiebung der Winkelverteilung in einem Magnetfeld  $H_{\text{ext}}$  ist zu berücksichtigen, dass das effektive Magnetfeld am Ort des Kernes sich zusammensetzt aus dem äusseren Feld  $H_{\text{ext}}$  und aus dem inneren Feld  $H_{\text{int}}$ , das von der paramagnetischen Elektronenhülle erzeugt wird. Da nach GOLDRING und SCHARENBERG<sup>17)</sup> das innere Feld der Suszeptibilität  $\chi_0$  proportional ist, erhält man als Messresultat einen scheinbaren  $g$ -Faktor  $g_{\text{eff}} = g_N(1 + H_{\text{int}}/H_{\text{ext}}) = g_N(1 + \text{const} \cdot \chi_0)$ . Wir konnten am Beispiel des  $^{152}\text{Sm}$  zeigen, dass sich das innere Feld und damit der wahre  $g$ -Faktor experimentell bestimmen lässt, wenn man Gebrauch macht von der Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität  $\chi_0$ , d. h. wenn man  $g_{\text{eff}}$  bei verschiedenen Temperaturen misst. Die Messungen an einer Oxydquelle von  $^{152}\text{Eu}$  ergaben, dass das innere Feld stark temperaturabhängig ist, dass es aber nicht der makroskopisch gemessenen Suszeptibilität des  $\text{Sm}^{3+}$ -Ions im Grundzustand proportional ist. Wir führen dies darauf zurück, dass ein  $K$ -Einfang der  $\gamma$ - $\gamma$ -Kaskade vorangeht, der die Elektronenhülle in einem angeregten Zustand zurücklässt.

## II. Spektren

Alle Messungen an  $^{152}\text{Eu}$  und  $^{154}\text{Eu}$ , die auf  $\gamma$ -Spektroskopie beruhen, werden durch den Umstand erschwert, dass keine isotoopenreinen Eu-Präparate erhältlich sind (vgl. jedoch <sup>3)</sup>). Wir fanden, dass im  $^{154}\text{Eu}$  (+  $^{152}\text{Eu}$ )-Präparat, das aus einem Gemisch von 95%  $^{153}\text{Eu}$  und 5%  $^{151}\text{Eu}$  durch Bestrahlung im Reaktor hergestellt wurde,  $(33 \pm 5\%)$  der Zerfälle vom  $^{152}\text{Eu}$  herrühren, während im  $^{152}\text{Eu}$  (+  $^{154}\text{Eu}$ )-Präparat, hergestellt aus einem Gemisch von 91,9%  $^{151}\text{Eu}$  und 8,1%  $^{153}\text{Eu}$ , die Beimischung von  $\text{Eu}^{154}$  ( $< 1,6\%$ ) vernachlässigbar klein ist.

Da sich mit Szintillationsdetektoren die einzelnen Linien des Spektrums nur unvollständig trennen lassen, und da insbesondere die  $^{154}\text{Eu}$  (+  $^{152}\text{Eu}$ )-Präparate einen beträchtlichen Anteil an  $^{152}\text{Eu}$  enthalten, müssen die gemessenen Winkelverteilungen im allgemeinen korrigiert werden für den Beitrag unerwünschter Kaskaden. Wir haben deshalb mit der gleichen Apparatur, die für die Richtungskorrelationsmessungen verwendet wurde, die Koinzidenzspektren aller untersuchten  $\gamma$ -Übergänge

aufgenommen und haben sie in die einzelnen Komponenten zerlegt. Auf Grund dieser Zerlegung und der für verschiedene Energieeinstellungen gemessenen Winkelverteilungen ist es möglich, die wahre Winkelverteilung einer Kaskade zu berechnen.

### A. Apparatur, Eichung und Auswertung

Für die Messungen stand eine Koinzidenzapparatur älterer Bauart zur Verfügung, bestehend aus zwei Szintillationsdetektoren, Linearverstärkern, Einkanalanalysatoren und aus der Koinzidenzstufe von  $2\tau_R = 0,3 \mu\text{sec}$  Auflösungszeit. Die Energieauflösung betrug  $\sim 11\%$  bei 511 KeV. Zur Verkürzung der Messzeit wurden im einen Kanal drei Analysatoren mit je einer Koinzidenzstufe parallel geschaltet. Die Impulshöhe wurde in diesem Kanal durch eine Spektrumstabilisierung nach DE WAARD<sup>20</sup>) konstant gehalten. Die Energieeinstellung des andern Kanals konnte automatisch in 50, 100 oder 200 Schritten variiert werden. Für jeden Messpunkt wurden die Koinzidenz- und Einzelstosszahlen entweder auf mechanischen Zählwerken registriert, oder sie wurden direkt mit einem IBM-Output-Writer aus dekadischen Speichern herausgeschrieben. Die zufälligen Koinzidenzen mussten wegen der relativ grossen Auflösungszeit stets berücksichtigt werden.

Die  $\gamma$ -Quanten niedriger Energie wurden mit einem  $1'' \times 1''$  NaJ(Tl)-Kristall registriert, diejenigen mit Energien oberhalb 400 KeV mit einem  $1\frac{1}{2}'' \times 1\frac{1}{2}''$  Kristall.

Die Quelle befand sich zwischen den beiden Kristallen in einem Abstand von 13 mm vom grossen und 8 mm vom kleinen. Zur Verminderung der Rückstreuung wurden 2–4 mm dicke Pb-Absorber zwischen der Quelle und dem grossen Kristall montiert. Die Zerlegung der Koinzidenzspektren in die einzelnen Komponenten erfolgte auf Grund der Eichspektren  $\text{Co}^{60}$  (1332 KeV und 1172 KeV),  $\text{Na}^{22}$  (1276 KeV und 511 KeV),  $\text{Mn}^{54}$  (842 KeV) und  $\text{Cr}^{51}$  (323 KeV), die in der gleichen Anordnung gemessen wurden.

### B. Die Spektren des $^{152}\text{Eu}$

Die Figuren 2–5 zeigen die Einzelstoss- und Koinzidenzspektren des  $^{152}\text{Eu}$ . Die Koinzidenzen mit dem Comptonuntergrund im festen Kanal sind in allen Koinzidenzspektren mit enthalten.

In Tabelle 1 sind die auf Grund der Eichmessungen bestimmten Energien und relativen Intensitäten der höheren  $\gamma$ -Übergänge zusammen mit den Literaturwerten angegeben.

1. *Einzelstösse*: Bei 1265 KeV scheint eine zusammengesetzte Linie mit der relativen Intensität  $(22 \pm 5)$  vorhanden zu sein, deren Zuordnung unsicher ist. Die Doppellinie bei 1100 KeV wurde zerlegt unter der An-

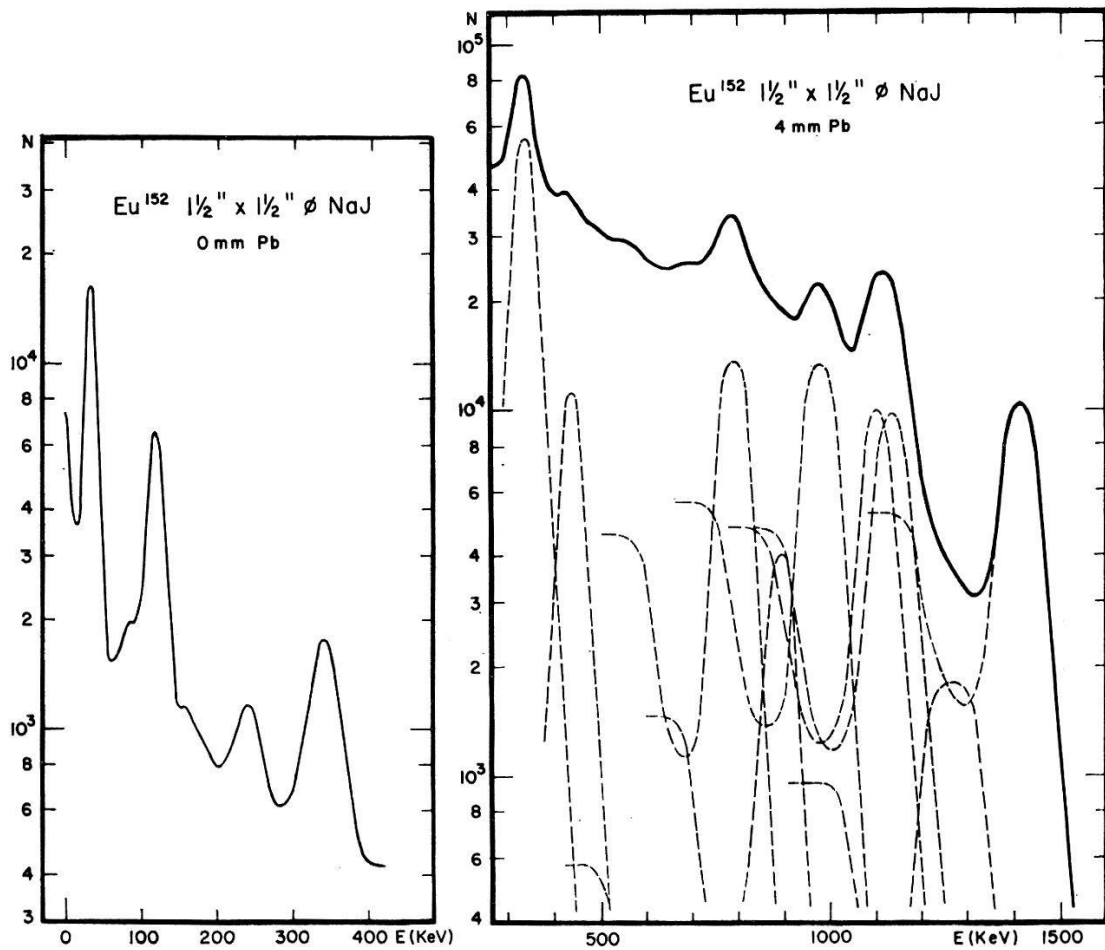


Fig. 2

Spektrum des  $^{152}\text{Eu}$ , niedere Energien

Fig. 3

Spektrum des  $^{152}\text{Eu}$ , hohe Energien

nahme, dass die eine Komponente mit der im 122-KeV-Koinzidenzspektrum auftretenden Linie identisch ist. Zwischen 700 KeV und 500 KeV müssen weitere Linien mit einer Gesamtintensität von (15) angenommen werden.

2. *Koinzidenzen mit 122 KeV*: Wie im Einzelspektrum tritt auch hier bei 1260 KeV eine schwache Linie mit der relativen Intensität (14) auf. Ferner müssen zwischen 700 KeV und 500 KeV weitere Linien mit einer Gesamtintensität von (14) angenommen werden.

3. *Koinzidenzen mit 344 KeV*: Die bei  $(1290 \pm 25)$  KeV gefundene Linie ist unseres Wissens noch nie beobachtet worden, während die 1100-KeV-Linie auch von CORK *et al.*<sup>4)</sup> festgestellt wurde. Die in Figur 5 bei 670 KeV  $(5,2 \pm 1,3)$  und 560 KeV  $(6,2 \pm 1,9)$  gezeichneten Linien sind nicht gesichert.

### C. Die Spektren des $^{154}\text{Eu}$

Die Figuren 6 und 7 zeigen das Einzelstoss- und Koinzidenzspektrum des  $^{154}\text{Eu}(+^{152}\text{Eu})$ -Präparates mit und ohne Beimischung von  $^{152}\text{Eu}$

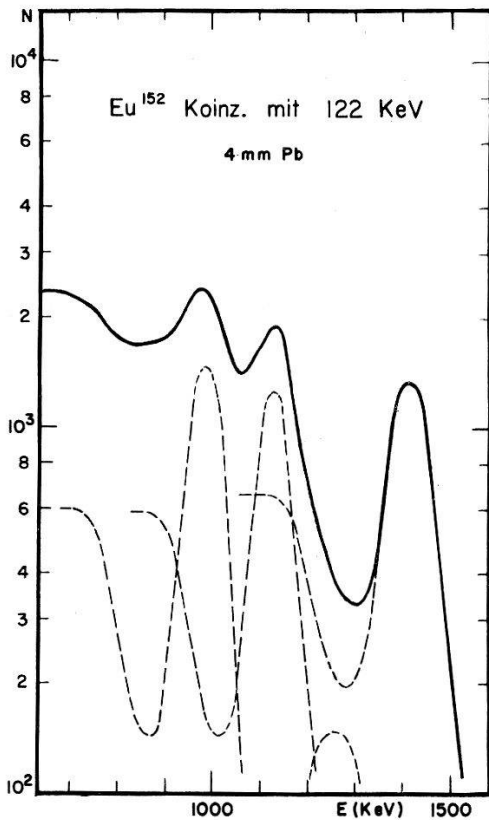


Fig. 4

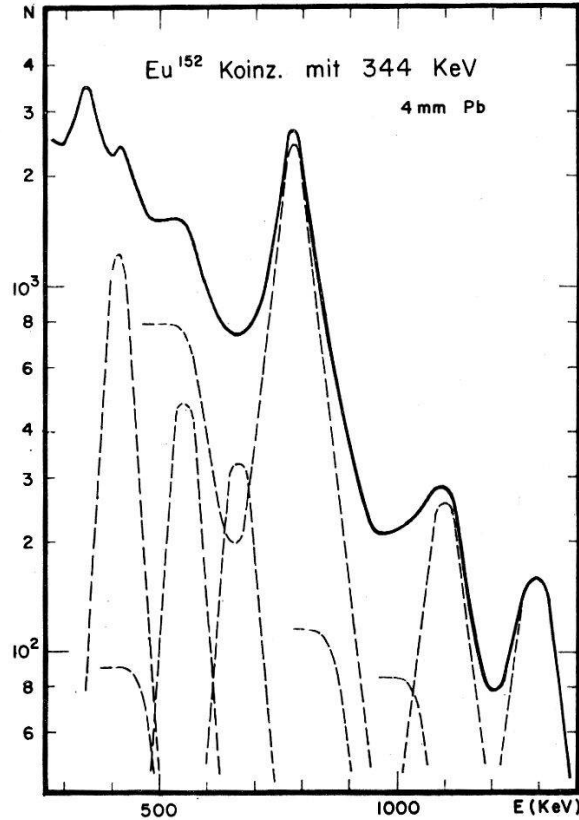


Fig. 5

122 KeV-Koinzidenzspektrum des  $^{152}\text{Eu}$  344 KeV-Koinzidenzspektrum des  $^{152}\text{Eu}$

Tabelle 1

Energien (in KeV) und relative Intensitäten der wichtigsten  $\gamma$ -Übergänge im  $^{152}\text{Sm}$  und  $^{152}\text{Gd}$

DZHE-LEPOV und ZHUKOVSKY 6)	NATHAN und HULTBERG 10)	Eigene Messungen*)			
		Einzelstösse	122-KeV-Koinzidenzen	245-KeV-Koinzidenzen	344-KeV-Koinzidenzen
344(118)	344(126)	338(116 ± 24)			
	411 (10)				415 (12 ± 3)
444 (23)	444 (22)	435 (29 ± 10)	445 (23 ± 7)	446 (8 ± 2)	
779 (61)	780 (66)	790 (58 ± 15)		867 (19)**)	780 (58)**)
864 (11)	869 (11)	886 (19 ± 8)		995 (3,4 ± 0,9)	
968 (61)	965 (72)	980 (75 ± 17)	980 (65 ± 14)		
1086 (50)	1087 (57)	1087 (68 ± 15)			
					1100 (7 ± 1,6)
1113 (63)	1113 (62)	(1125) (62 ± 14)	1125 (62 ± 14)		
1205 (7)				1180 (5,4 ± 1,3)	
					1290 (6 ± 1,4)
1411(100)	1409(100)	(1410) (100)	(1410) (100)**)		

\*) Die  $\gamma$ -Energien sind auf  $\pm 2\%$  genau bestimmt.

\*\* ) Normierung



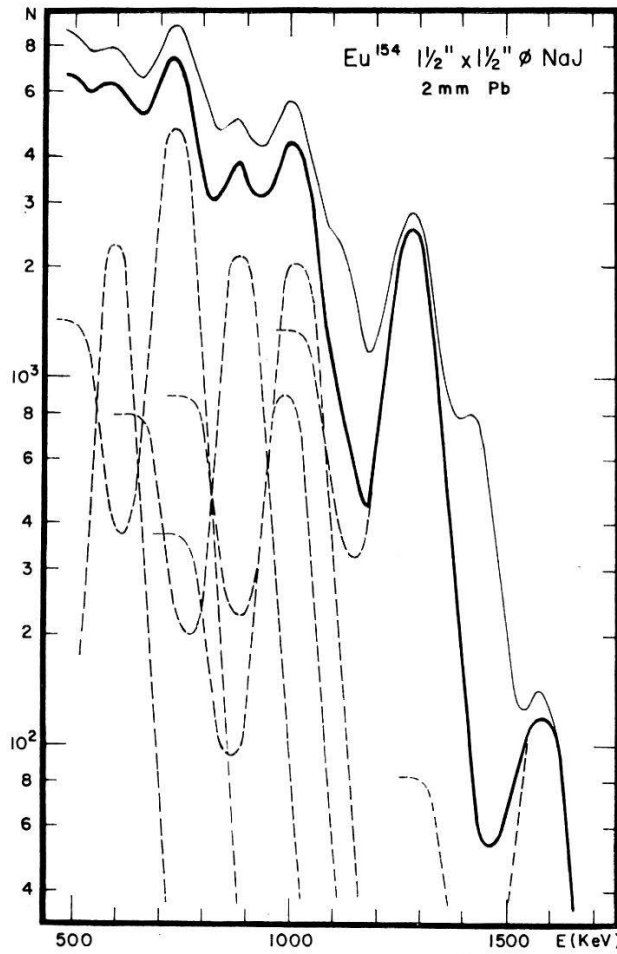


Fig. 6  
Spektrum des  $^{154}\text{Eu}$ , hohe Energien. Obere Kurve: Gemisch  $^{154}\text{Eu} + ^{152}\text{Eu}$

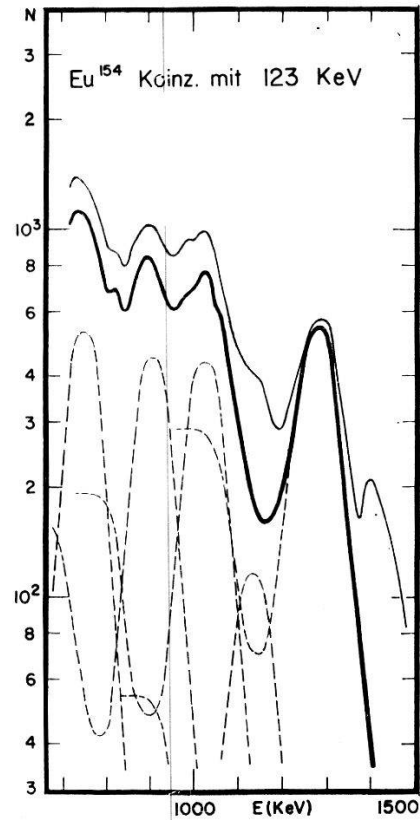


Fig. 7  
123 KeV-Koinzidenzspektrum des  $^{154}\text{Eu}$ . Obere Kurve: Gemisch  $^{154}\text{Eu} + ^{152}\text{Eu}$

Tabelle 2

Energien (in KeV) und relative Intensitäten der wichtigsten  $\gamma$ -Übergänge im  $^{154}\text{Gd}$

DZHELEPOV und ZHUKOVSKY 6)	JULIANO und STEPHENS 3)	Eigene Messungen*)	
		Einzelstösse	123-KeV-Koinzidenzen
586 (24 $\pm$ 20)	593 (9,5)	590 (30 $\pm$ 11)	
720 (62 $\pm$ 7)	725 (50)	730 (84 $\pm$ 24)	745 (44 $\pm$ 14)
759 (28 $\pm$ 14)	759 < (8,3)	880 (48 $\pm$ 13)	893 (47 $\pm$ 14)
874 (73 $\pm$ 7)	875 (31)	975 (23 $\pm$ 8)	
997 (83 $\pm$ 7)	998 (33)	1005 (58 $\pm$ 19)	1015 (58 $\pm$ 19)
1273 (100)	1277 (100)	1270 (100)	1280 (100)**)
	1600 (7,2)	1580 (6,5 $\pm$ 2)	

\*) Die  $\gamma$ -Energien sind auf  $\pm 2\%$  genau bestimmt. \*\*) Nomierung.

(obere bzw. untere Kurve). Von den gemessenen Spektren des Gemisches wurde das entsprechende Spektrum des  $^{152}\text{Eu}$  in der Weise subtrahiert, dass die 1409-KeV-Linie des  $^{152}\text{Sm}$  verschwindet. Die Stosszahlen der 1276-KeV- und 1409-KeV-Photospitzen verhalten sich im Einzelspektrum wie 100:26, im Koinzidenzspektrum wie 100:30. In Tabelle 2 sind die gefundenen Energien und relativen Intensitäten zusammen mit den Literaturwerten aufgeführt.

### III. Richtungskorrelation

#### A. Quellenherstellung, Messmethode, Korrekturen

Das im Reaktor bestrahlte polykristalline  $\text{Eu}_2\text{O}_3$  wurde entweder direkt in dieser Form verwendet (polykristalline Quellen), oder es wurde in  $\text{HCl}$  bzw.  $\text{HNO}_3$  gelöst (flüssige Quellen). Je etwa 100  $\mu\text{C}$  der aktiven Substanz wurden in Glas- oder Quarzröhrchen von 1 mm Weite und 1/10 mm Wandstärke eingeschmolzen. Die Absorption der 122 KeV-Quanten in der Quelle ist vernachlässigbar.

Für die Untersuchung des  $^{152\text{m}}\text{Eu}$  wurde eine Nitratlösung des natürlichen Isotopengemisches  $^{151,153}\text{Eu}$  in Quarzröhrchen der genannten Dimensionen eingeschmolzen, und die fertigen Röhrchen wurden hierauf im Reaktor von Würenlingen bestrahlt. Eine störende Aktivität von Verunreinigungen im Quarz oder in der Lösung wurde nie festgestellt.

Die Messungen wurden mit der unter II. A beschriebenen Apparatur gemacht. Die Abstände der Kristalle von der Quelle betragen 43 mm beim grossen ( $1\frac{1}{2}'' \times 1\frac{1}{2}''$ ) und 33 mm beim kleinen ( $1'' \times 1''$ ) Kristall. Die Quelle wurde auf einem kleinen Kreuztisch so lange zentriert, bis die Stosszahlen des beweglichen Kanals für alle Positionen auf  $\pm 1\%$  übereinstimmten. Nach jedem Messintervall von 5 min wurde die Winkelseinstellung automatisch geändert im Zyklus  $90^\circ$ ,  $135^\circ$ ,  $180^\circ$ ,  $180^\circ$ ,  $225^\circ$ ,  $270^\circ$ .

Die Stosszahlen gleicher Winkel wurden aufsummiert. Durch Division der Koinzidenzen durch beide Einzelstosszahlen wurde die Koinzidenzrate gebildet. Unter Berücksichtigung der zufälligen Koinzidenzen wurden daraus die Koeffizienten  $A_2$  und  $A_4$  sowie ihre statistischen Fehler  $\sigma(A_2)$ ,  $\sigma(A_4)$  berechnet (siehe z. B. <sup>21</sup>). Bei längeren Messreihen wurde die Konsistenz der Resultate mit Hilfe des  $\chi^2$ -Tests geprüft.

Die Raumwinkelkorrekturen wurden für beide Kristalle im Energiebereich 50 KeV bis 1500 KeV für verschiedene Abstände berechnet. Die gefundenen Werte wurden nach der Methode von LAWSON und FRAUENFELDER<sup>22</sup>) geprüft.

Für die Auswertung wurden folgende Werte verwendet:

1"-Kristall Abstand 33 mm	$E$ (KeV)	122	245	344
	$Q_2$	0,914	0,926	0,930
	$Q_4$	0,734	0,770	0,783
1 $\frac{1}{2}$ "-Kristall Abstand 43 mm	$E$ (KeV)	1600	1100	780
	$Q_2$	0,916	0,916	0,916
	$Q_4$	0,740	0,739	0,736

### B. Experimentelle Ergebnisse

#### 1. $^{152m}\text{Eu}$ 9,2 h

a) Die 1389 KeV–122 KeV-Kaskade. Abgesehen von der Kaskade 1409 KeV–122 KeV des langlebigen Isomers enthält diese Kaskade keine störenden Beimischungen. Da sich die Messzeit jeweils nur über etwa 4 Halbwertszeiten nach der Bestrahlung erstreckte, war die relative Intensität der 1409-KeV-Linie vernachlässigbar gegenüber der 1389-KeV-Linie.

Der Mittelwert aus drei Messreihen ergab

$$A_2 = -0,221 \pm 22 \quad A_4 = 0,034 \pm 37 .$$

b) Die 842 KeV–122 KeV-Kaskade. Da die Intensität der 842-KeV-Linie rund 20mal grösser ist als diejenige der 1389-KeV-Linie, ist der Comptonuntergrund der letzteren vernachlässigbar, abgesehen davon, dass beide Winkelverteilungen praktisch gleich sind.

Der Mittelwert aus drei Messreihen ergab

$$A_2 = -0,245 \pm 21 \quad A_4 = 0,003 \pm 14$$

#### 2. $^{152}\text{Eu}$ (13 y) und $^{154}\text{Eu}$ (16 y)

Die Resultate unserer Messungen und die Unterlagen für die Berechnung der korrigierten Winkelverteilungen sind in den Tabellen 3 und 4 zusammengefasst. In Kolonne 4 sind die bei der gewählten Einstellung der Kanäle 1 und 2 (Kolonne 2) gemessenen Werte  $A_2$  und  $A_4$  mit ihren statistischen Fehlern angegeben, in Kolonne 5 die prozentualen Anteile der verschiedenen Kaskaden, die bei dieser Einstellung gemessen werden. Letztere sind den Koinzidenzspektren Figur 4, 5, 7 entnommen; die Fehlergrenzen entsprechen denjenigen der Tabellen 1 und 2. In Kolonne 7 sind die auf Grund der Zusammensetzung des ersten Kanals (Kolonne 5) aus den experimentellen Winkelverteilungen berechneten reinen Winkelverteilungen angegeben. Die Fehlergrenzen in Kolonne 7 umfassen nebst den statistischen und apparativen Fehlern die von der Unsicherheit der Zusammensetzung (Kolonne 5) herrührenden Fehler.

Um einen Anhaltspunkt zu haben, ob die Zerlegung der gemessenen Winkelverteilungen in die einzelnen Komponenten vernünftige Resultate

liefert, haben wir versucht, die Kaskaden 1409 KeV–122 KeV und 1113 KeV–122 KeV des  $^{152}\text{Sm}$  auch in der  $^{154}\text{Eu}(+^{152}\text{Eu})$ -Quelle zu messen. Die Resultate (siehe Tab. 3, Messungen Nr. 1, 2, 6–8 und Tab. 4, Messungen Nr. 2, 6) stimmen innerhalb der Fehlergrenze überein.

Die Kaskaden 245 KeV–122 KeV im  $^{152}\text{Sm}$  und 248 KeV–123 KeV im  $^{154}\text{Gd}$  wurden nach einer von OFER<sup>14)</sup> beschriebenen Methode gemessen.

### C. Störung der Winkelverteilung

Mit einer Störung der Winkelverteilung ist vor allem im ersten  $2^+$ -Rotationszustand des  $^{152}\text{Sm}$  bzw. des  $^{154}\text{Gd}$  zu rechnen, dessen Lebensdauer  $\tau_N \approx 2$  nsec<sup>11)</sup> beträgt. Dank dieser relativ grossen Lebensdauer ist andererseits der  $g$ -Faktor dieses Zustandes messbar. Alle übrigen Niveaux, auch das 344-KeV-Niveau des  $^{152}\text{Gd}$  mit  $\tau_N \approx 0,1$  nsec<sup>23)</sup>, sind bedeutend kurzlebiger, und die Störung ist entsprechend kleiner.

Sämtliche Messungen, mit Ausnahme der Bestimmung der Schwächungskoeffizienten polykristalliner Quellen (Tab. 3, Nr. 3–5, Tab. 4, Nr. 4, 5), wurden an flüssigen Quellen gemacht, weil in diesen erfahrungsgemäss bei einer Lebensdauer von  $\tau_N \approx 1$  nsec die Störung durch Quadrupolwechselwirkung vernachlässigbar klein ist. Aus dem Vergleich mit den beim  $^{181}\text{Ta}$ <sup>24)</sup> in einer Flußsäurelösung gefundenen Schwächungskoeffizienten  $G_2$  geht hervor, dass die elektrische Störung auch im  $^{152}\text{Sm}$  und im  $^{154}\text{Gd}$  trotz der grossen Quadrupolmomente vernachlässigbar sein wird:

$$^{181}\text{Ta} \quad Q_0 = 6,8 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad \tau_N (5/2^+) = 15,3 \text{ nsec} \quad G_2 \approx 1 \quad (^{181}\text{Hf in H}_2\text{F}_2)^{24)}$$

$$^{152}\text{Sm} \quad Q_0 = 5,7 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad \tau_N (2^+) = 2,0 \text{ nsec}$$

$$^{154}\text{Gd} \quad Q_0 = 6,3 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad \tau_N (2^+) = 1,7 \text{ nsec.}$$

Dies wird bestätigt durch die Beobachtung OFERS<sup>14)</sup>, dass der Schwächungskoeffizient  $G_2$  des 2-nsec-Niveaus im  $^{152}\text{Sm}$  in einer wässrigen Lösung ( $\eta = 0,01$  poise) gleich gross ist wie in einem Glycerin-Wassergemisch ( $\eta = 5$  poise), d. h. dass  $G_2 = 1$ .

Andererseits ist aber auch in einer flüssigen Quelle eine merkliche Störung durch die paramagnetische Elektronenhülle möglich, da sowohl im  $\text{Sm}^{3+}$  (Grundzustand  $^6H_{5/2}$ ) als auch im  $\text{Gd}^{3+}$  (Grundzustand  $^8S_{7/2}$ ) eine Hyperfeinwechselwirkung  $A (\mathbf{I} \cdot \mathbf{J})$  vorhanden ist.

Nach ALDER<sup>25)</sup> gilt für eine statische, isotrope Hyperfeinwechselwirkung, wie sie in freien Atomen vorhanden ist:

$$W(\Theta) = \sum_{k=0, 2, 4, \dots} A_k G_k P_k (\cos \Theta) \quad (1)$$

Tabelle 3

1 Messung Nr.	2 Energieeinstellung (KeV)		3 Absorber mm Pb	4 Gemessene R. K.		5 Zusammen- 1409 KeV
	Kanal 1	Kanal 2		$A_2 \pm \sigma(A_2)$	$A_4 \pm \sigma(A_4)$	
1	>1350	122	0	0,199 ± 5	0,004 ± 11	100
2	>1350	122	0	0,206 ± 3	0,010 ± 7	100
3	>1350	122	0	0,142 ± 4	0,010 ± 7	100
4	>1350	122	0	0,132 ± 5	0,025 ± 9	100
5	>1350	122	0	0,112 ± 5	0,008 ± 11	100
6	1030–1205	122	0	−0,060 ± 5	−0,001 ± 10	35,1
7	1030–1205	122	2	−0,058 ± 6	−0,013 ± 9	35,7
8	1030–1205	122	4	−0,033 ± 4	0,012 ± 11	35,7
9	910–1030	122	0	0,035 ± 5	0,159 ± 13	26,6
10	910–1030	122	2	0,040 ± 3	0,151 ± 10	27,2
11	910–1030	122	4	0,054 ± 4	0,130 ± 14	27,9
12	210–280	122	0	0,0668 ± 15	0,020 ± 3	245 KeV 53 ± 4
13	210–280	122	9	0,014 ± 3	0,034 ± 8	0
14	>1245	344	2	0,168 ± 15	0,010 ± 30	1290 KeV 100
15	1035–1215	344	2	−0,194 ± 11	0,046 ± 24	15,0 ± 3,5
16	700–850	344	2	−0,079 ± 3	0,008 ± 7	4,6 ± 1

Messung Nr. 1:  $\text{En}(\text{NO}_3)_3$  in  $\text{HNO}_3 + \text{H}_2\text{O}$ ; Nr. 2, 6–16:  $\text{EuCl}_3$  in  $\text{HCl} + \text{H}_2\text{O}$ ; Nr. 3:  $\text{Eu}_2\text{O}_3$  in Glasstall, Kanal 2 mit konischer Pb-Abschirmung

Tabelle 4

1 Mes- sung Nr.	2 Einstellung (KeV)		3 Absorber mm Pb	4 Gemessene R. K.		5 Zusammen-	
	Kanal 1	Kanal 2		$A_2 \pm \sigma(A_2)$	$A_4 \pm \sigma(A_4)$	1580 KeV	1409 KeV
1	>1540	123	2	0,137 ± 7	0,000 ± 14	91 ± $\frac{2}{6}$	9 ± $\frac{6}{2}$
2	1390–1535	123	2	0,182 ± 7	0,000 ± 12	7,0 ± 2,2	81,0 ± 8,2
3	1205–1380	123	2	0,155 ± 2	0,002 ± 4		7,7 ± 0,7
4	1205–1380	123	2	0,087 ± 6	−0,002 ± 17		7,7 ± 0,7
5	1205–1380	123	2	0,105 ± 5	0,016 ± 10		7,7 ± 0,7
6	1075–1205	123	2	−0,004 ± 5	−0,015 ± 10		17,7 ± 1,8
7	950–1075	123	2	0,010 ± 3	0,056 ± 6		7,2 ± 0,8
8	855– 950	123	2	0,044 ± 3	0,056 ± 5		8,3 ± 1,0
9	210– 280	123	0	0,0417 ± 17	0,030 ± 5	248 KeV:	43,5 ± 4
10	210– 280	123	9	0,016 ± 4	0,033 ± 11	248 KeV:	0
11	935–1070	720	0	0,173 ± 7	0,021 ± 15	997 KeV:	68,2 ± 18,8
12	835– 930	720	0	−0,057 ± 5	−0,004 ± 11	997 KeV:	6,7 ± 1,7

Messungen Nr. 4 und 5:  $\text{Eu}_2\text{O}_3$  in Quarzröhrchen, 300°K bzw. 1200°K. Übrige Messungen:  $\text{EuCl}_3$  in

$\gamma$ - $\gamma$ -Richtungskorrelationsmessungen am  $^{152}\text{Eu}(13\text{y})$

setzung in %		Kaskade (KeV)	Korrigierte R. K.		Bemerkungen		
1113 KeV	965 KeV		$A_2 \pm \Delta A_2$	$A_4 \pm \Delta A_4$			
$49,8 \pm 10,9$ $48,9 \pm 10,9$ $48,5 \pm 10,9$ $14,3 \pm 3,2$ $14,3 \pm 3,2$ $14,3 \pm 3,2$	$5,2 \pm 1,0$ $5,1 \pm 1,0$ $5,1 \pm 1,0$ $48,2 \pm 9,7$ $47,4 \pm 9,5$ $46,5 \pm 9,3$	$1409-122$ $1409-122$ $1409-122$	$0,204 \pm 14$	$0,009 \pm 12$	Mittel aus (1) und (2)		
			$0,138 \pm 12$	$0,015 \pm 12$	Mittel aus (3) und (4)		
			$0,112 \pm 12$	$0,008 \pm 16$			
		$48,9 \pm 10,9$ $48,5 \pm 10,9$	$5,1 \pm 1,0$ $5,1 \pm 1,0$	$1113-122$ $1113-122$ $1113-122$	$-0,268$	$-0,040$	$\chi^2(A_2) = 20 \quad \chi^2(A_4) = 3$ Mittel aus (6), (7), (8)
					$-0,270$	$-0,064$	
					$-0,221$	$-0,013$	
		$14,3 \pm 3,2$ $14,3 \pm 3,2$ $14,3 \pm 3,2$	$48,2 \pm 9,7$ $47,4 \pm 9,5$ $46,5 \pm 9,3$	$1113-122$ $965-122$ $965-122$ $965-122$ $245-122$	$-0,250 \pm 60$	$-0,043 \pm 23$	$\chi^2(A_2) = 9 \quad \chi^2(A_4) = 2$ Mittel aus (9), (10), (11)
					$0,034$	$0,338$	
					$0,043$	$0,327$	
					$0,070$	$0,288$	
					$0,049 \pm 30$	$0,312 \pm 80$	
			$0,111 \pm 14$	$0,007 \pm 15$			
			$1290-344$	$0,168 \pm 25$	$0,010 \pm 35$		
1100 KeV							
$76,3 \pm 17,4$			$1100-344$	$-0,288 \pm 45$	$0,058 \pm 47$		
	780 KeV						
$7,9 \pm 1,9$	86		$780-344$	$-0,074 \pm 10$	$0,003 \pm 15$		

rohr, 300°K; Nr. 4,5:  $\text{Eu}_2\text{O}_3$  in Quarzrohr, 300°K bzw. 1200°K; Nr. 12, 13: Beide Kanäle mit 1"-Kri-

$\gamma$ - $\gamma$ -Richtungskorrelationsmessungen am  $^{154}\text{Eu}$

setzung in %					Kaskade (KeV)	Korrigierte R. K.	
1276 KeV	1113 KeV	1005 KeV	965 KeV	874 KeV		$A_2G_2 \pm \Delta A_2G_2$	$A_4G_4 \pm \Delta A_4G_4$
11,9					1598-123	$0,130 \pm 15$	$0,000 \pm 20$
84,5	$1 \pm 0,3$				1409-122	$0,192 \pm 21$	$0,000 \pm 22$
84,5	$1 \pm 0,3$				1276-123	$0,168 \pm 13$	$0,002 \pm 12$
84,5	$1 \pm 0,3$				1276-123	$0,093 \pm 15$	$-0,003 \pm 26$
84,5	$1 \pm 0,3$				1276-123	$0,116 \pm 15$	$0,019 \pm 20$
23,0	$27,3 \pm 6,1$	$14,3 \pm 4,8$	0,9		1113-122	$-0,148 \pm 120$	$-0,067 \pm 69$
27,4	$2,5 \pm 0,6$	$43 \pm 14$	$13,0 \pm 2,9$	$5,0 \pm 1,4$	1005-123	$-0,121 \pm 60$	$-0,005 \pm 40$
27,5	$8,7 \pm 2$	$8,3 \pm 2,8$	$3,8 \pm 0,8$	$38,8 \pm 11,5$	874-123	$0,027 \pm 42$	$0,128 \pm 35$
					$248-123$ $724-997$ $724-874$	$0,075 \pm 13$	$0,026 \pm 26$
874 KeV: $31,8 \pm 9,0$						$0,296 \pm 55$	$0,035 \pm 36$
874 KeV: $93,3 \pm 26,1$						$-0,083 \pm 15$	$-0,007 \pm 20$

HCl + H<sub>2</sub>O. Messungen Nr.9 und 10: Beide Kanäle mit 1"- Kristall, Kanal 2 mit konischer Pb-Abschirmung

$$G_k = \sum_{F, F'} \frac{(2F+1)(2F'+1) |W(IJkF | F'I)|^2}{1 + (\omega_{FF'} \tau_N)^2}, \quad \omega_{FF'} = \omega_A \frac{F(F+1) - F'(F'+1)}{2} \quad (2a, b)$$

Dabei bedeutet  $\hbar\omega_A$  die Energieaufspaltung. In der Spektroskopie wird die Aufspaltung üblicherweise durch die Hyperfeinstrukturkonstante  $A$  in  $\text{cm}^{-1}$  angegeben,  $\omega_A = 2\pi c \cdot A$ . Die Konstanten  $A$  sind für die meisten seltenen Erden gemessen worden (Paramagnetische Resonanz), z. B.:

$^{149}\text{Sm}$	$I = 7/2$ $g_N = 0,55$	$\text{Sm}^{3+}$ ${}^6H_{5/2}$	$A_{\parallel} = 0,005 \text{ cm}^{-1}$ $A_{\perp} = 0,020 \text{ cm}^{-1}$	$g_{\parallel} = 0,596$ $g_{\perp} = 0,604$	26)
$^{157}\text{Gd}$	$I = 3/2$ $g_N = 0,23$	$\text{Gd}^{3+}$ ${}^8S_{7/2}$	$A = 0,0005 \text{ cm}^{-1}$	$(g \approx 2)$	27)
$^{159}\text{Tb}$	$I = 3/2$ $g_N = 1,0$	$\text{Tb}^{3+}$ ${}^7F_6$	$A = 0,209 \text{ cm}^{-1}$	$g = 17,7$	28)
$^{161}\text{Dy}$	$I = 5/2$ $g_N = 0,15$	$\text{Dy}^{3+}$ ${}^6H_{15/2}$	$A = 0,038 \text{ cm}^{-1}$	$g = 13,6$	29)

In Lösungen und in Kristallen ist die Hyperfeinwechselwirkung im allgemeinen nicht stationär, da der Hüllenspin  $J$  infolge der Kopplung mit dem Kristallfeld und mit benachbarten Spins seine Richtung ändern kann. Die Geschwindigkeit, mit der der Spin seine Richtung ändert, wird durch die Spinrelaxationszeit  $\tau_S$  charakterisiert. Unter der Bedingung, dass  $\omega_A \tau_S \ll 1$ , gilt nach ABRAGAM und POUND<sup>30)</sup>

$$G_k = \frac{1}{1 + \lambda_k \tau_N}, \quad \lambda_k = \frac{2}{3} \tau_S \omega_A^2 I(I+1) J(J+1) [1 - (2I+1) W(I1kI | II)]. \quad (3a, b)$$

Die Spinrelaxationszeit  $\tau_S$  lässt sich experimentell aus der Breite der paramagnetischen Resonanzlinien bestimmen, doch sind für die seltenen Erden wenig zuverlässige Werte bekannt. Man weiss, dass  $\tau_S$  mit abnehmender Temperatur rasch grösser wird, dass aber in einigen Salzen der seltenen Erden  $\tau_S$  so klein ist, dass selbst bei  $20^\circ\text{K}$  keine paramagnetische Resonanz beobachtet werden kann, d. h. dass

$$\tau_S \lesssim \frac{1}{\omega} \approx 10^{-11} \text{ sec.}$$

BAKER und BLEANEY<sup>31)</sup> geben für  $\text{Tb}^{3+}$  bei  $20^\circ\text{K}$  einen Wert von  $\tau_S \approx 3 \cdot 10^{-10}$  sec an.

In wässrigen Lösungen ist nach ALTSCHULER und VALIEV<sup>32)</sup> die Spinrelaxationszeit proportional zu  $\delta^2 \exp(\delta/2 kT)$ , wobei  $\delta$  den Abstand zwischen den Starkniveaux bedeutet, in die der Grundzustand des paramagnetischen Ions im elektrischen Feld der oktaedrisch angeordneten

Wasserdipole aufspaltet. Aus den für die Eisengruppe angegebenen Werten  $\delta \approx 1000 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\tau_S = 1 \text{ nsec}$  lässt sich für die seltenen Erden mit  $\delta \approx 100 \text{ cm}^{-1}$  die Grössenordnung von  $\tau_S$  abschätzen,  $\tau_S \approx 4 \cdot 10^{-13} \text{ sec}$ .

Eine Ausnahme bildet das  $\text{Gd}^{3+}$ , in dessen Salzen sich die paramagnetische Resonanz schon bei Zimmertemperatur beobachten lässt. Dies kommt davon her, dass der Grundzustand des  $\text{Gd}^{3+}$ -Ions,  $^8S_{7/2}$ , den Bahndrehimpuls 0 hat. Die Kristallfeldaufspaltung ist von der Grössenordnung  $0,05 \text{ cm}^{-1}$ , und die Relaxationszeit beträgt in wässriger Lösung nach der Abschätzung<sup>32)</sup>  $\tau_S \approx 10 \text{ nsec}$ .

Einen experimentellen Wert für die Grössenordnung von  $\tau_S$  liefern die Messungen OFERS<sup>33)</sup>, der im  $88 \text{ KeV}$ - $2^+$ -Niveau des  $\text{Dy}^{160}$  erstmals eine Störung durch die magnetische Hyperfeinwechselwirkung nachgewiesen hat. OFER fand in wässriger Lösung folgende Schwächungskoeffizienten:

$$G_2 = 0,42 \pm 0,15 \quad G_4 = 0,42 \pm 0,04.$$

Unter der Annahme, dass die Störung im  $^{160}\text{Dy}$  durch die Ausdrücke (3a, b) dargestellt werden kann, findet man aus  $G_4 = 0,42$  und  $A \geq 0,04 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\omega_A \geq 7,55 \cdot 10^9 \text{ sec}^{-1}$ , eine Relaxationszeit  $\tau_S \leq 2,2 \cdot 10^{-14} \text{ sec}$ . Der Schwächungskoeffizient  $G_2 = 0,42 \pm 0,15$  ist mit dieser Interpretation nicht verträglich, da aus  $G_4 = 0,42 \pm 0,04$  folgt  $G_2 = 0,71 \pm 0,04$ , doch sind die Fehlergrenzen wahrscheinlich zu knapp bemessen.

Auf Grund dieser Überlegungen erwartet man, dass

1. im  $^{154}\text{Gd}$  trotz der kleinen Hyperfeinaufspaltung ( $\omega_A \approx 8 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$  für  $g_N = 0,2$ ) eine Störung vorhanden ist, da  $\tau_S \geq \tau_N$ ;

2. im  $^{152}\text{Sm}$  die Störung vernachlässigbar klein ist, da  $\tau_S$  von der gleichen Grössenordnung ist wie im  $^{160}\text{Dy}$ ,  $\tau_S \approx 2 \cdot 10^{-14} \text{ sec}$  (der Bahndrehimpuls, der für die Kopplung mit dem Gitter massgebend ist, ist in beiden Ionen der gleiche,  $L = 5$ ), und da die Hyperfeinaufspaltung im  $^{152}\text{Sm}$  kleiner ist als im  $^{160}\text{Dy}$ . Man erhält nach (3) mit  $g_N = 0,2$ ,  $A \leq 0,0073 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\tau_S = 2 \cdot 10^{-14} \text{ sec}$ :  $G_2 = 0,999$ ,  $G_4 = 0,996$ .

Die Experimente bestätigen diese Erwartungen vollauf. GOLDRING und SCHARENBERG<sup>17)</sup> haben bei Coulombanregung in flüssigen Targets folgende Schwächungskoeffizienten gemessen:

$^{152}\text{Sm}$	$G_2 = 1,00 \pm 0,035$	$\tau_N = 2,02 \text{ nsec}$
$^{154}\text{Sm}$	$G_2 = 1,1 \pm 0,1$	$(\tau_N = 3,80 \text{ nsec})$
$^{154}\text{Gd}$	$G_2 = 0,5 \pm 0,06$	$\tau_N = 1,73 \text{ nsec}$
$^{156}\text{Gd}$	$G_2 = 0,6 \pm 0,04$	$(\tau_N = 2 \text{ nsec})$

Diese Resultate lassen sich nicht ohne weiteres auf unsere Messungen anwenden, da in unserem Fall ein  $K$ -Einfang bzw. ein  $\beta$ -Zerfall der  $\gamma$ - $\gamma$ -Kaskade vorangeht. Wir haben deshalb auf Grund plausibler Annahmen



über Spins und Multipolaritäten zweier Kaskaden die Schwächungskoeffizienten aus unseren eigenen Messungen ermittelt:

1. Die Kaskaden 245 KeV–122 KeV im  $^{152}\text{Sm}$  und 248 KeV–123 KeV im  $^{154}\text{Gd}$  sind reine  $4^+ \xrightarrow{(E2)} 2^+ \xrightarrow{(E2)} 0^+$  Kaskaden mit  $A_2 = 0,102$ ,  $A_4 = 0,009$ . Der Vergleich mit den experimentellen Werten

$$^{152}\text{Sm}: A_2 = 0,111 \pm 14 \quad A_4 = 0,007 \pm 15$$

$$^{154}\text{Gd}: A_2 = 0,075 \pm 13 \quad A_4 = 0,026 \pm 26$$

ergibt die Schwächungskoeffizienten

$$^{152}\text{Sm}: G_2 = 1,09 \pm 0,14$$

$$^{154}\text{Gd}: G_2 = 0,735 \pm 0,127.$$

2. Die Kaskaden 965 KeV–122 KeV im  $^{152}\text{Sm}$  und 874 KeV–123 KeV im  $^{154}\text{Gd}$  lassen sich nur als  $2^+ \xrightarrow{(E2, M1)} 2^+ \xrightarrow{(E2)} 0^+$  Kaskaden mit  $|\delta| > 5$  interpretieren,  $0,310 < A_4 < 0,323$ . Der Vergleich mit den experimentellen Werten

$$^{152}\text{Sm}: A_4 = 0,312 \pm 80 \quad ^{154}\text{Gd}: A_4 = 0,128 \pm 35$$

ergibt die Schwächungskoeffizienten

$$^{152}\text{Sm}: G_4 = 0,97 \pm 0,25 \quad ^{154}\text{Gd}: G_4 = 0,397 \pm 0,108.$$

Man findet, dass im  $^{152}\text{Sm}$  die Störung sowohl bei der Coulombanregung als auch bei der  $\gamma$ - $\gamma$ -Korrelation vernachlässigbar ist, da  $\omega_A^2 \tau_S \tau_N \ll 1$ .

Die Schwächungskoeffizienten  $G_2$  und  $G_4$  des  $^{154}\text{Gd}$  sind verträglich mit der Annahme, dass die stationäre  $A(\mathbf{I} \cdot \mathbf{J})$ -Kopplung (2) für die Störung verantwortlich ist<sup>17)</sup>. Man findet als beste Werte

$$\omega_A = (8,7 \pm 1,7) \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}, \quad G_2 = 0,67 \pm 0,09 \quad G_4 = 0,46 \pm 0,09.$$

Die Störung ist etwas kleiner als die bei Coulombanregung gefundene. Der Wert  $\omega_A = 8,7 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$  entspricht einem  $g$ -Faktor  $g_N = 0,215$  des  $^{154}\text{Gd}$ .

Im Zusammenhang mit den  $g$ -Faktormessungen haben wir die Schwächungskoeffizienten von polykristallinen Oxydquellen bei Zimmertemperatur und bei 1200° K gemessen:

	$^{152}\text{Sm}$	$^{154}\text{Gd}$
Flüssige Quelle	$G_2 = 1$	$G_2 = 0,67 \pm 0,09$
Oxyd 300° K	$G_2 = 0,676 \pm 0,075$	$G_2 = 0,37 \pm 0,08$
Oxyd 1200° K	$G_2 = 0,550 \pm 0,070$	$G_2 = 0,46 \pm 0,09$

Bei Coulombanregung wurden in Oxydtargets folgende Schwächungskoeffizienten gefunden<sup>17)</sup>:

<sup>152</sup> Sm: $G_2 = 0,61 \pm 0,03$	$Q_0 = 5,7 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$	$\tau_N = 2,0 \text{ nsec}$
<sup>154</sup> Sm: $G_2 = 0,53 \pm 0,03$	$Q_0 = 6,7 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$	$(\tau_N = 3,8 \text{ nsec})$
<sup>156</sup> Gd: $G_2 = 0,28 \pm 0,03$	$Q_0 = 8,8 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$	$(\tau_N = 2 \text{ nsec})$

Es zeigt sich, dass in allen Oxydquellen eine starke Störung vorhanden ist. Die Schwächungskoeffizienten sind rund halb so gross wie in den flüssigen Quellen. Da die magnetische Störung bei den Gadoliniumisotopen in flüssiger Umgebung ihren Maximalwert erreicht (Stationäre  $A(\mathbf{I} \cdot \mathbf{J})$ -Kopplung), kann die zusätzliche Störung, die in den polykristallinen Quellen auftritt, nur durch eine statische elektrische Quadrupolwechselwirkung erklärt werden. Beim <sup>152</sup>Sm lässt sich, solange die Bedingung  $\omega_A^2 \tau_S \tau_N \ll 1$  erfüllt ist, der Ausdruck

$$G_2 = \frac{1}{35} \left[ 13 + \frac{2}{1 + (\omega_0 \tau_N)^2} + \frac{12}{1 + (3\omega_0 \tau_N)^2} + \frac{8}{1 + (4\omega_0 \tau_N)^2} \right] \quad (4)$$

für eine reine Quadrupolwechselwirkung in polykristalliner Quelle anwenden<sup>30)</sup>. Mit  $G_2 = 0,676$  findet man  $\omega_0 = 1,65 \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1}$ .

Beim <sup>154</sup>Gd kann die Störung durch die Hyperfeinwechselwirkung dadurch aufgehoben werden, dass man Kernspin und Hüllenspin durch ein äusseres Magnetfeld parallel zum ersten  $\gamma$ -Quant entkoppelt. Die dazu notwendige Bedingung<sup>30)</sup>

$$\omega_J = g_E \mu_B H / \hbar \gg \omega_A, \frac{1}{\tau_S},$$

wobei  $\omega_J$  die Larmorfrequenz des Hüllenspins im Magnetfeld  $H$  bedeutet, lässt sich beim <sup>154</sup>Gd leicht erfüllen. Untersuchungen dieses Effektes sind im Gange.

#### D. Interpretation

Die Interpretation der ungestörten Winkelverteilungen ist in den Tabellen 5 und 6 zusammengefasst. Zum Vergleich sind die Resultate anderer Autoren und die Konversionskoeffizienten angegeben. Die Koeffizienten  $A_2$  und  $A_4$  sind den Tabellen 3 und 4 entnommen. Als Schwächungskoeffizienten haben wir die im Abschnitt C gefundenen Werte verwendet:

123-KeV-Niveau des <sup>154</sup> Gd: $G_2 = 0,67 \pm 0,09$	$G_4 = 0,46 \pm 0,09$
Alle übrigen Niveaux: $G_2 = 1$	$G_4 = 1$

Die Fehlergrenzen wurden der Unsicherheit der Koeffizienten  $G_2$  und  $G_4$  entsprechend erhöht. In den Kolonnen «Spinzuordnung» und «Mischungs-

Tabelle 5. Interpretation der Winkelverteilungen des  $^{152}\text{Sm}$  und  $^{152}\text{Gd}$ 

R. K. Nr.	Isotop	Kaskade (KeV)	$A_2 \pm \Delta A_2$	$A_4 \pm \Delta A_4$	$10^3 \alpha_K^{\text{exp}}$	$10^3 \alpha_K^{\text{theor}}$				Spinzuordnung	Mischungsverhältnis $\delta$
						E1	E2	E3	M1		
1	$^{152}\text{Sm}$	1389-122	-0,221 $\pm$ 22 -0,222 $\pm$ 19	0,034 $\pm$ 37 0,006 $\pm$ 28 <sup>15)</sup>	0,4 $\pm$ 0,2 <sup>9)</sup>	0,50	1,10	2,2	1,6	1 - 2 <sup>+</sup> - 0 <sup>+</sup> (3 - 2 <sup>+</sup> - 0 <sup>+</sup> )	0 < $\delta$ < 0,044 (0,16 < $\delta$ < 0,22)
2	$^{152}\text{Sm}$	842-122	-0,245 $\pm$ 21 -0,231 $\pm$ 13	0,003 $\pm$ 14 0,004 $\pm$ 18 <sup>15)</sup>	1,3 $\pm$ 0,1 <sup>9)</sup>	1,2	3,0	6,2	5,0	1 - - 2 <sup>+</sup> - 0 <sup>+</sup>	- 0,016 < $\delta$ < 0,024
3	$^{152}\text{Sm}$	1409-122	0,204 $\pm$ 14 0,210 $\pm$ 20 0,191 $\pm$ 11	0,009 $\pm$ 12 0,020 $\pm$ 30 <sup>14)</sup> 0,003 $\pm$ 15 <sup>16)</sup>	0,49 $\pm$ 0,04 <sup>10)</sup>	0,49	1,07	2,1	1,6	2 - - 2 <sup>+</sup> - 0 <sup>+</sup>	- 0,08 < $\delta$ < 0,04
4	$^{152}\text{Sm}$	1113-122	-0,250 $\pm$ 60 -0,140 $\pm$ 40 -0,169 $\pm$ 24	-0,043 $\pm$ 23 -0,080 $\pm$ 20 <sup>14)</sup> -0,064 $\pm$ 22 <sup>16)</sup>	1,8 $\pm$ 0,3 <sup>10)</sup>	0,73	1,70	3,6	2,7	3 <sup>+</sup> - 2 <sup>+</sup> - 0 <sup>+</sup>	$\delta$ > 7
5	$^{152}\text{Sm}$	965-122	0,049 $\pm$ 30 -0,020 $\pm$ 20 0,023 $\pm$ 35	0,312 $\pm$ 80 0,220 $\pm$ 50 <sup>14)</sup> 0,375 $\pm$ 50 <sup>16)</sup>	2,2 $\pm$ 0,2 <sup>10)</sup>	0,93	2,24	4,7	3,7	2 <sup>+</sup> - 2 <sup>+</sup> - 0 <sup>+</sup>	5 < $\delta$ < 8,5
6	$^{152}\text{Sm}$	245-122	0,111 $\pm$ 14 0,110 $\pm$ 10 0,089 $\pm$ 13	0,007 $\pm$ 15 0,000 $\pm$ 20 <sup>14)</sup> 0,010 $\pm$ 17 <sup>16)</sup>						4 <sup>+</sup> - 2 <sup>+</sup> - 0 <sup>+</sup>	- 0,04 < $\delta$ < 0
7	$^{152}\text{Gd}$	1290-344	0,168 $\pm$ 25	0,010 $\pm$ 35						2 - 2 <sup>+</sup> - 0 <sup>+</sup> 3 - 2 <sup>+</sup> - 0 <sup>+</sup> 4 - 2 <sup>+</sup> - 0 <sup>+</sup>	- 0,14 < $\delta$ < - 0,07 - 0,42 < $\delta$ < - 0,32 - 0,18 < $\delta$ < - 0,07
8	$^{152}\text{Gd}$	1100-344	-0,288 $\pm$ 45	0,058 $\pm$ 47						4 - 2 <sup>+</sup> - 0 <sup>+</sup>	8 < $\delta$ , $\delta$ < - 25 0,55 < $\delta$ < 0,77
9	$^{152}\text{Gd}$	780-344	-0,074 $\pm$ 10 -0,065 $\pm$ 10 -0,081 $\pm$ 13	0,003 $\pm$ 15 0,010 $\pm$ 10 <sup>14)</sup> 0,014 $\pm$ 19 <sup>16)</sup>	1,5 $\pm$ 0,1 <sup>10)</sup>	1,51	3,89	8,7	7,1	3 - - 2 <sup>+</sup> - 0 <sup>+</sup>	- 0,01 < $\delta$ < 0,02

Tabelle 6. Interpretation der ungestörten Winkelverteilungen des  $^{154}\text{Gd}$

R. K. Nr.	Kaskade (KeV)	$A_2 \pm \Delta A_2$	$A_4 \pm \Delta A_4$	$10^3 \alpha_K^{\text{exp}}$	$10^3 \alpha_K^{\text{theor}}$				Spinzuordnung	Mischungsverhältnis $\delta$
					E1	E2	E3	M1		
1	1598-123	$0,194 \pm 34$	$0,000 \pm 43$						$2 - 2^+ - 0^+$ $(3 - 2^+ - 0^+)$ $(4 - 2^+ - 0^+)$	$-0,12 < \delta < -0,03$ $(-0,55 < \delta < -0,34)$ $(-1,3 < \delta < -0,9)$ $(-0,25 < \delta < -0,11)$
2	1276-123	$0,251 \pm 39$	$0,000 \pm 43$	$0,71^{(6)}$	0,63	1,48	2,8	2,2	$2^- - 2^+ - 0^+$ $(3^- - 2^+ - 0^+)$	$ \delta  < 0,055$ $(-0,65 < \delta < -0,48)$
3	1005-123	$-0,181 \pm 51$ $93$	$-0,011 \pm 87$	$3,4^{(6)}$ $4,4^{(8)}$	0,96	2,34	4,7	3,8	$3^+ - 2^+ - 0^+$ $(1 - 2^+ - 0^+)$ $(4 - 2^+ - 0^+)$	$ \delta  > 11$ $(0,07 < \delta < 0,27)$
4	874-123	$0,040 \pm 48$ $68$	$0,278 \pm 94$	$2,1^{(6)}$ $5,8^{(8)}$	1,23	3,02	6,5	5,3	$2^+ - 2^+ - 0^+$	$5 < \delta < 14$
5	248-123	$0,112 \pm 24$	$0,056 \pm 56$						$4^+ - 2^+ - 0^+$	(0)
6	724-997	$0,296 \pm 90$ $88$	$0,035 \pm 36$	$997 \left\{ \begin{matrix} 3,5^{(6)} \\ \text{KeV} \end{matrix} \right\}$ $2,1^{(8)}$	0,98	2,40	4,7	3,8	$2^- - 2^+ - 0^+$	$-0,01 < \delta < 0,21$
7	724-874	$-0,083 \pm 20$	$-0,007 \pm 20$	$724 \left\{ \begin{matrix} 2,4^{(6)} \\ \text{KeV} \end{matrix} \right\}$ $2,8^{(8)}$	1,74	4,57	10,8	8,5	$2^- - 2^+ - 2^+$	$\delta_{874} > 9$ $\delta_{874} < -40$ $(\delta_{724} \text{ siehe R. K. Nr. 6})$

verhältnis» sind in Klammern auch solche Werte aufgeführt, die zwar mit der gemessenen Winkelverteilung verträglich sind, die aber auf Grund anderer Messungen ausgeschlossen werden können.

Zu den einzelnen Kaskaden in den Tabellen 5 und 6 sind folgende Bemerkungen zu machen (vgl. Zerfallsschema Fig. 1 und 8):

Tabelle 5  $^{152}\text{Sm}$  und  $^{152}\text{Gd}$

1.  $^{152}\text{Sm}$  1389 KeV–122 KeV: WOOD<sup>15)</sup> hat die Polarisationskorrelation dieser Kaskade gemessen und kommt zum Schluss, dass das 1511-KeV-Niveau I Spin und Parität  $1^-$  hat.

2.  $^{152}\text{Sm}$  842 KeV–122 KeV: Die Zuordnung  $1^-$  für das 963-KeV-Niveau *F* folgt aus den von NATHAN und WAGGONER<sup>2)</sup> gemessenen Konversionskoeffizienten des 842-KeV- und des 963-KeV-Überganges.

3.  $^{152}\text{Sm}$  1409 KeV–122 KeV: Diese Kaskade wurde von LIDE und WIEDENBECK<sup>16)</sup> als  $3^- - 2^+ - 0^+$  Übergang interpretiert, doch scheint uns das Argument, dass die von diesen Autoren gemessene Korrelation  $3 \xrightarrow{(1170 \text{ KeV})} 4^+ \xrightarrow{(245 \text{ KeV})} 2^+$  vom gleichen Anfangszustand ausgeht wie die Kaskade 1409 KeV–122 KeV, nicht stichhaltig. Der Mittelwert der drei angegebenen Messungen

$$A_2 = 0,198 \pm 8$$

ergäbe mit der Zuordnung  $3 - 2 - 0$  einen negativen  $A_4$ -Term,  $A_4 = -0,012$ ,  $\delta = -0,43$  (15,6% M2,  $\alpha_K^{\text{theor}} = 9,8 \cdot 10^{-4}$ ), d. h. diese Interpretation ist weder mit der gemessenen Winkelverteilung noch mit dem experimentellen Konversionskoeffizienten  $\alpha_K^{\text{exp}} = (4,9 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$  verträglich.

4.  $^{152}\text{Sm}$  1113 KeV–122 KeV: Der Mittelwert der drei angegebenen Messungen

$$A_2 = -0,167 \pm 22 \quad A_4 = -0,064 \pm 16$$

ist verträglich mit der Zuordnung  $3^+ \xrightarrow{(E2, M1)} 2^+ \xrightarrow{(E2)} 0^+$ ,  $-60 < \delta < -14$ .

5.  $^{152}\text{Sm}$  965 KeV–122 KeV: Der Mittelwert der drei angegebenen Messungen

$$A_2 = 0,017 \pm 23 \quad A_4 = 0,300 \pm 50$$

ist verträglich mit der Zuordnung  $2^+ \xrightarrow{(E2, M1)} 2^+ \xrightarrow{(E2)} 0^+$ ,  $6,7 < \delta < 11$ .

6.  $^{152}\text{Sm}$  245 KeV–122 KeV: Alle Messungen sind verträglich mit der Zuordnung  $4^+ \xrightarrow{(E2)} 2^+ \xrightarrow{(E2)} 0^+$ ,  $\delta = 0$ ,  $A_2 = 0,102$   $A_4 = 0,009$ .

7.  $^{152}\text{Gd}$  1290 KeV–344 KeV: Das  $(1634 \pm 25)$  KeV-Niveau *h* ist offensichtlich mit dem Niveau  $(1585 \pm 40)$  KeV identisch, das von CORK *et al.*<sup>4)</sup>

auf Grund der Zerlegung des  $^{152}\text{Eu}$ - $\beta$ -Spektrums gefunden wurde. Nach diesen Autoren ist der  $\log ft$ -Wert des  $\beta$ -Überganges ins  $3^-$ -Niveau  $e$  grösser als derjenige des Überganges ins Niveau  $h$ , so dass man versuchsweise annehmen kann, dass auch für den letzteren die Auswahlregeln  $\Delta I = 0$  oder  $1$ ,  $\pi_i = \pi_f$  gelten. Dies führt zum Schluss, dass das Niveau  $h$  negative Parität hat. Der Spin kann nach den Richtungskorrelationsmessungen die Werte 2, 3 oder 4 haben. Wenn man negative Parität annimmt, kann der Wert  $I = 4$  ausgeschlossen werden, da eine Kaskade  $4^- \xrightarrow{(M2, E3)} 2^+ \xrightarrow{(E2)} 0^+$  mit dem Mischungsverhältnis  $-0,18 < \delta < -0,07$  ( $> 97\%$   $M2$ ) sehr unwahrscheinlich ist. Es bleiben also die Möglichkeiten

$$2^- \xrightarrow{(E1, M2)} 2^+ \xrightarrow{(E2)} 0^+ \quad -0,14 < \delta < -0,07$$

bzw. 
$$3^- \xrightarrow{(E1, M2)} 2^+ \xrightarrow{(E2)} 0^+ \quad -0,42 < \delta < -0,32.$$

Eine Konversionslinie des 1290-KeV-Überganges ist noch nie beobachtet worden, und es sind auch keine weiteren Übergänge vom Niveau  $h$  aus mit Sicherheit nachgewiesen worden. (Die von CORK *et al.*<sup>4)</sup> gefundene 507-KeV-Linie lässt sich zwischen  $h$  und  $e$  einordnen, möglicherweise aber auch zwischen  $e$  und  $c$ .)

8.  $^{152}\text{Gd}$  1100 KeV–344 KeV: Für die Parität des 1444-KeV-Niveaus  $g$  gilt das gleiche wie das unter 7. über das Niveau  $h$  gesagte: Man kann versuchsweise annehmen, dass das Niveau  $g$  negative Parität hat. Nach der in Tabelle 5 angegebenen Interpretation der gemessenen Winkelverteilung wäre dann der 1100-KeV-Übergang eine Mischung von  $E3$  und  $M2$  mit  $8 < \delta$ ,  $\delta < -25$  oder  $0,55 < \delta < 0,77$ . Eine Konversionslinie dieses Überganges ist noch nie beobachtet worden, wahrscheinlich deshalb, weil es sehr schwierig ist, sie neben den mindestens 5mal stärkeren Konversionslinien des 1087-KeV- und des 1113-KeV-Überganges im  $^{152}\text{Sm}$  mit Sicherheit nachzuweisen.

9.  $^{152}\text{Gd}$  780 KeV–344 KeV: Alle drei Messungen sind verträglich mit der Zuordnung

$$3^- \xrightarrow{(E1)} 2^+ \xrightarrow{(E2)} 0^+, \quad \delta = 0, \quad A_2 = 0,071 \quad A_4 = 0.$$

Tabelle 6  $^{154}\text{Gd}$

1. 1598 KeV–123 KeV: Wir haben nach JULIANO und STEPHENS<sup>3)</sup> angenommen, dass die beiden Kaskaden 1598 KeV–123 KeV und 724 KeV–997 KeV vom gleichen Niveau  $L'$  ausgehen (siehe Fig. 1 und 8). Diese Annahme ist keineswegs gesichert, da die Energie der 1598-KeV-Linie bestenfalls auf  $\pm 15$  KeV genau bekannt ist (nach unseren Messungen  $(1580 \pm 25)$  KeV), sie ist aber mit den Richtungskorrelationsmessungen (Tab. 6, Nr. 1, 6 und 7) verträglich, falls man dem Niveau  $L'$  den Spin

$I = 2$  zuordnet. Nach HICKMANN und WIEDENBECK<sup>16)</sup> hat das Niveau  $L'$  den Spin  $I = 5$ .

2. 1276 KeV–123 KeV: Da die 1276-KeV-Linie relativ stark ist und von andern Linien sauber getrennt werden kann, ist ihr Konversionskoeffizient bedeutend besser messbar als derjenige der tiefer liegenden Linien 1005 KeV, 997 KeV, 874 KeV und 724 KeV. Aus dem experimentellen Wert von DZHELEPOV und ZHUKOVSKY<sup>6)</sup> geht hervor, dass die 1276-KeV-Linie ein reiner  $E1$ -Übergang ist. Dies ist nur dann mit unseren Messungen verträglich, wenn man dem Niveau  $K'$  Spin und Parität 2- zuordnet. Der nach ref.<sup>16)</sup> ebenfalls mögliche Spin  $I = 3$  kommt nicht in Frage, weil sich aus dem zugehörigen Mischungsverhältnis  $-0,65 < \delta < -0,48$  ein Konversionskoeffizient  $\alpha_K^{\text{theor}} \approx 1,5 \cdot 10^{-3}$  ergäbe, der im Widerspruch steht zu dem experimentellen Wert  $\alpha_K^{\text{exp}} = 0,71 \cdot 10^{-3}$ .

3. 1005 KeV–123 KeV: Nach ref.<sup>16)</sup> hat das 1129-KeV-Niveau  $H'$  den Spin  $I = 3$ . Unsere eigenen Messungen liefern keine eindeutige Spinzuordnung, da die Messfehler sehr gross sind. Sie sind jedoch verträglich mit der Annahme, dass die beiden Niveaux  $G'$  und  $H'$ , die den Niveaux  $G$  und  $H$  des  $^{152}\text{Sm}$  entsprechen, wie diese einem  $\gamma$ -Vibrationsband  $K = 2$ ,  $I = 2^+$  und  $3^+$  angehören. Der Spin  $2^+$  des Niveaus  $G'$  ist gesichert, ebenso der  $E2$ -Charakter des Übergangs  $G' - B'$  (s. u., Nr. 4 und 7), der für einen Übergang  $(2^+, K = 2) \rightarrow (2^+, K = 0)$  typisch ist.

Unter der Voraussetzung, dass diese Interpretation richtig ist, ergibt sich die Zuordnung  $3^+ \xrightarrow{(E2, M1)} 2^+ \xrightarrow{(E2)} 0^+$ ,  $|\delta| \geq 11$ .

Der Konversionskoeffizient<sup>6)</sup> des 1005-KeV-Überganges liegt näher beim  $M1$ -Wert, doch darf man dem nicht allzuviel Gewicht beimessen.

4. 874 KeV–123 KeV: Bei der Bestimmung des Schwächungskoeffizienten  $G_4$  haben wir Gebrauch gemacht von der Tatsache, dass der grosse  $P_4$ -Term  $A_4 G_4 = 0,128 \pm 39$  der gemessenen Winkelverteilung nur mit der Spinfolge  $2 - 2^+ - 0^+$  vereinbar ist. Die Resultate von HICKMANN und WIEDENBECK<sup>16)</sup> bestätigen diese Zuordnung. Die korrigierte Winkelverteilung liefert das Mischungsverhältnis  $5 < \delta < 14$ .

5. 248 KeV–123 KeV: Bei der Bestimmung des Schwächungskoeffizienten  $G_2$  wurde vorausgesetzt, dass die 248-KeV-Linie ein reiner  $E2$ -Übergang sei.

6. 724 KeV–997 KeV: Das 997-KeV-Niveau  $G'$  hat nach der Messung Nr. 4 den Spin  $I = 2$ . Die positive Parität folgt u. a. aus dem Konversionskoeffizienten<sup>6)</sup> des 997-KeV-Überganges, der dem  $E2$ -Wert bedeutend näher liegt als dem  $M2$ -Wert  $\alpha_K^{\text{theor}} = 9,3 \cdot 10^{-3}$ . Der Konversionskoeffizient des 724-KeV-Überganges stimmt am ehesten mit dem  $E1$ -Wert überein, so dass man dem Niveau  $L'$  negative Parität zuschreiben muss.

7. 724 KeV-874 KeV: Nach der Beziehung

$$A_{2k}(I_1 \xrightarrow{\delta_1} I \xrightarrow{\delta_2} I_2) = A_{2k}'(I_1, \delta_1, I) A_{2k}'(I_2, \delta_2, I) \quad (\text{s. z. B. ref. } 16))$$

sind die drei Korrelationen (4), (6) und (7) folgendermassen miteinander verknüpft:

$$(4) \quad (2 \xrightarrow{\delta} 2 \longrightarrow 0)$$

$$A_2 = (-0,598) \frac{-0,418 \mp 1,224 \delta + 0,128 \delta^2}{1 + \delta^2}, \quad A_4 = (-1,069) \frac{(-0,305 \delta^2)}{1 + \delta^2}$$

$$(6) \quad (I_{L'} \xrightarrow{\delta'} 2 \longrightarrow 0)$$

$$A_2 = A_2'(I_{L'}, \delta', 2) \cdot (-0,598), \quad A_4 = A_4'(I_{L'}, \delta', 2) \cdot (-1,069)$$

$$(7) \quad (I_{L'} \xrightarrow{\delta'} 2 \xrightarrow{\delta} 2)$$

$$A_2 = A_2'(I_{L'}, \delta', 2) \frac{-0,418 \pm 1,224 \delta + 0,128 \delta^2}{1 + \delta^2}, \quad A_4 = A_4'(I_{L'}, \delta', 2) \frac{(-0,305 \delta^2)}{1 + \delta^2}$$

Diese Beziehungen werden durch folgende Werte erfüllt:

$$2^+ \xrightarrow{(874 \text{ KeV})} 2^+ \xrightarrow{(123 \text{ KeV})} 0^+ \quad A_2 = -0,012 \pm 12 \quad A_4 = 0,324$$

$$2^- \xrightarrow{(724 \text{ KeV})} 2^+ \xrightarrow{(997 \text{ KeV})} 0^+ \quad A_2 = 0,251 \pm 10 \quad A_4 = 0,021 \pm 25$$

$$2^- \xrightarrow{(724 \text{ KeV})} 2^+ \xrightarrow{(874 \text{ KeV})} 2^+ \quad A_2 = -0,094 \pm 11 \quad A_4 = 0,006 \pm 6$$

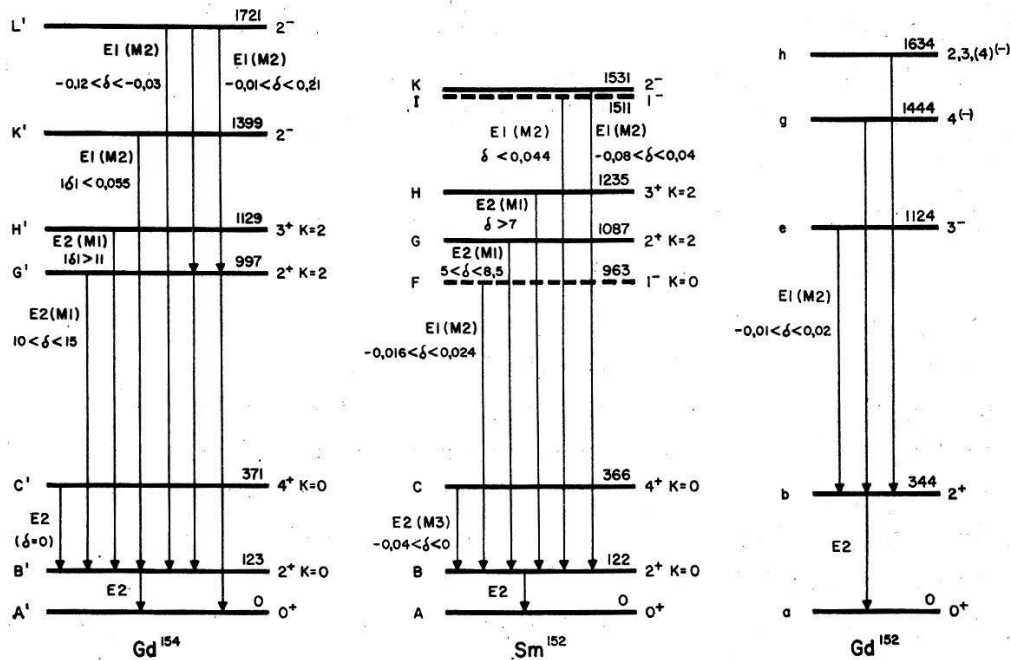


Fig. 8

Resultate der Richtungskorrelationsmessungen (vgl. Fig. 1, Tab. 5 und 6)



Für das Mischungsverhältnis der ersten Kaskade (874 KeV–123 KeV) findet man  $10 < \delta < 15$ , für dasjenige der zweiten Kaskade (724 KeV–997 KeV)  $|\delta'| < 0,05$ . Alle diese Werte liegen innerhalb der in Tabelle 6 angegebenen Fehlergrenzen.

#### IV. Messung des $g$ -Faktors des $^{152}\text{Sm}$

Der  $g$ -Faktor des ersten  $2^+$ -Rotationsniveaus des  $^{152}\text{Sm}$  ist 1958 von SUGIMOTO<sup>34)</sup> sowie von GOLDRING und SCHARENBERG<sup>17)</sup> gemessen worden. SUGIMOTO gibt an, dass sein Resultat  $g_{\text{eff}} = 0,36 \pm 0,16$  wegen des inneren Feldes um 10% reduziert werden muss, während GOLDRING und SCHARENBERG aus dem experimentell gefundenen Wert  $g_{\text{eff}} = 0,368 \pm 0,026$  den wahren Wert  $g_N = 0,21 \pm 0,04$  erhalten, da das innere Feld nach ihren Berechnungen 70% des äusseren Feldes ausmacht. Wir haben nun versucht, den wahren  $g$ -Faktor bzw. das innere Feld durch Messungen bei verschiedenen Temperaturen experimentell zu bestimmen.

##### A. Theorie

Der  $g$ -Faktor des mittleren Niveaus einer Kaskade lässt sich im Prinzip aus der Verschiebung  $\Delta\varphi(t) = \omega_L \cdot t$  der ungestörten Winkelverteilung  $W^0(\Theta)$  in einem Magnetfeld  $H$  senkrecht zur Ebene der  $\gamma$ -Quanten bestimmen:

$$W(\Theta, t, H) = W^0(\Theta + \omega_L t) \quad (5)$$

$$\omega_L = g_N \mu_N H / \hbar \quad (6)$$

$\omega_L$  ist die Larmorfrequenz des Kerns,  $\mu_N$  das Kernmagneton.

Wenn die Koinzidenzauflösungszeit  $2\tau_R$  viel grösser ist als die Lebensdauer  $\tau_N$  des Kerns,  $2\tau_R \gg \tau_N$ , wie das in unseren Experimenten der Fall war, so misst man die integrale Winkelverteilung

$$W(\Theta, H) = \int_0^{\infty} W^0(\Theta + \omega_L t) \exp(-t/\tau_N) dt / \tau_N = W(\Theta, \omega_L \tau_N).$$

Beim  $^{152}\text{Sm}$  ist zu berücksichtigen, dass

1. in der flüssigen Quelle ausser der Wechselwirkung des Kerns mit dem angelegten Magnetfeld noch eine magnetische Hyperfeinwechselwirkung vorhanden ist, die sich infolge der kurzen Spinrelaxationszeit  $\tau_S < 10^{-13}$  sec zu einem Zusatzfeld  $H_{\text{int}}$  am Ort des Kerns ausmittelt,

2. in den Oxydquellen ausserdem eine statische Quadrupolwechselwirkung ( $\omega_0 \approx 2 \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1}$ ) vorhanden ist.

1. *Hyperfeinwechselwirkung*: Unter der Voraussetzung, dass die Spinrelaxationszeit  $\tau_S$  viel kleiner ist als die Lebensdauer  $\tau_N$  des Kerns, besteht nach GOLDRING und SCHARENBERG<sup>17)</sup> die Wirkung der  $A(\mathbf{I}) \cdot \mathbf{J}$

Kopplung im äusseren Feld einzig darin, dass der Kern im Mittel ein zusätzliches Feld  $H_{\text{int}}$  erfährt:

$$H_{\text{int}} = H_{\text{ext}} \frac{A\chi_0}{N g_E \mu_B g_N \mu_N} \quad (7)$$

$$H_{\text{ext}} + H_{\text{int}} = H_{\text{eff}}, \quad \omega_L = g_N \mu_N H_{\text{eff}} / \hbar = g_{\text{eff}} \mu_N H_{\text{ext}} / \hbar. \quad (8a, b)$$

Dabei bedeutet  $\chi_0$  die atomare Suszeptibilität,  $A$  die Hyperfeinstrukturkonstante,  $N$  die Zahl der Atome pro Volumeinheit,  $g_E$  den  $g$ -Faktor der Elektronen und  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton.

Falls die Winkelverteilung ohne Magnetfeld durch eine zeitabhängige Hyperfeinwechselwirkung gestört ist, wobei der Schwächungskoeffizient gegeben ist durch  $G_k(t) = \exp(-\lambda_k t)$  (vgl. (3)), so erhält man für die Winkelverteilung im Magnetfeld

$$W(\Theta, H) = \sum_{k=0,2,\dots}^{\infty} A_k \int_0^{\infty} G_k(t) P_k(\Theta + \omega_L t) \exp(-t/\tau_N) dt / \tau_N \quad (9)$$

Dies ist leicht einzusehen, wenn man den Kern in einem Koordinatensystem betrachtet, das mit der Frequenz  $\omega_L$  um die  $H$ -Achse rotiert, wobei  $\omega_L$  durch (8b) gegeben ist. In diesem rotierten Koordinatensystem hat das schnell veränderliche Feld, das auf den Kern wirkt, keine Vorzugsrichtung, da der Mittelwert des Feldes durch die Rotation wegtransformiert ist. Die Störung im rotierten System ist also gleich wie die Störung ohne äusseres Magnetfeld, solange  $\omega_L \tau_S \ll 1$ .

Sofern das Gesetz von Curie  $\chi_0 T = \text{const.}$  gilt, ist das innere Feld nach (7) der absoluten Temperatur umgekehrt proportional. Daraus ergibt sich die Möglichkeit, durch Erhöhung der Temperatur das innere Feld beliebig klein zu machen. Ausserdem kann man durch die Messung des effektiven  $g$ -Faktors  $g_{\text{eff}} = g_N H_{\text{eff}} / H_{\text{ext}}$  bei verschiedenen Temperaturen das innere Feld experimentell bestimmen.

Obschon das innere Feld im  $^{152}\text{Sm}$  relativ gross ist ( $H_{\text{int}} = (0,7 \pm 0,2) \cdot H_{\text{ext}}$ <sup>17)</sup>), erwartet man, dass in unseren Messungen bei 300° K und bei 1200° K  $g_{\text{eff}}$  praktisch konstant bleibt, da sich die Suszeptibilität des  $\text{Sm}^{3+}$  in diesem Temperaturbereich wenig ändert<sup>35)</sup>. Experimentell findet man aber, dass sich  $g_{\text{eff}}$  um einen Faktor  $2,2 \pm 0,7$  ändert.

**2. Quadrupolwechselwirkung.** Aus den experimentell gefundenen Schwächungskoeffizienten  $G_2$  der polykristallinen Quellen (siehe III. C) ergibt sich unter der Voraussetzung, dass die  $A(\mathbf{I} \cdot \mathbf{J})$ -Kopplung wie in der flüssigen Quelle keine Störung verursacht, nach (4):

$$\begin{array}{ll} 300^\circ \text{ K} & G_2 = 0,676 \pm 0,075 \quad \omega_0 = (1,7 \pm 0,4) \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1} \\ 1200^\circ \text{ K} & G_2 = 0,550 \pm 0,070 \quad \omega_0 = (2,7 \pm 1,0) \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1}. \end{array}$$

Nimmt man für die Messung bei Zimmertemperatur einen effektiven  $g$ -Faktor  $g_{\text{eff}} = 0,38$  an, so findet man für  $H = 22$  KG

$$\omega_L = 4,0 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}.$$

Die elektrische und die magnetische Wechselwirkung sind also von gleicher Größenordnung, und man erhält deshalb für die Winkelverteilung sehr komplizierte Ausdrücke (vgl. ref. <sup>30</sup>), eqs. 15, 16). Da es uns in erster Linie um den Vergleich der Messungen bei  $300^\circ$  K und  $1200^\circ$  K geht, haben wir uns damit begnügt, folgende Grösse zu berechnen:

$$W(\Theta, \omega_0, H) = \int_0^\infty W^0(\Theta + \omega_L t) G(\omega_0 t) \exp(-t/\tau_N) dt / \tau_N = 1 + A_2 G_2 \left\{ P_2(\Theta) + \Delta\varphi \frac{dP_2}{d\Theta} \right\} \quad (10)$$

$$G_0 = 1, G_2(\omega_0 t) = \frac{1}{35} (13 + 2 \cos(\omega_0 t) + 12 \cos(3\omega_0 t) + 8 \cos(4\omega_0 t)). \quad (11)$$

Dabei wurde  $A_4 = 0$  gesetzt, da die gemessene Kaskade 1409 KeV–122 KeV einen vernachlässigbar kleinen  $A_4$ -Term besitzt.  $G(\omega_0 t)$  ist der zeitabhängige Schwächungskoeffizient für Quadrupolwechselwirkung in polykristalliner Quelle (vgl. (4)).

Mit  $H = 22$  KG und  $\tau_N = 2,02$  nsec fanden wir folgende Werte:

$\omega_0$ (sec <sup>-1</sup> )	$g_{\text{eff}}$	$G_2$	$100\Delta\varphi$ (rad)	$Hg_{\text{eff}}/\Delta\varphi$ (KG/rad)
$1,7 \cdot 10^8$	0,38	0,67	4,63	180
$1,7 \cdot 10^8$	0,18	0,68	2,21	180
$2,7 \cdot 10^8$	0,18	0,55	2,26	175

## B. Experimente

1. *Flüssige Quelle.* Da die untersuchte Kaskade 1409 KeV–122 KeV in flüssiger Quelle ungestört ist, und da der  $A_4$ -Term verschwindet, erhält man aus (9):

$$W(\Theta, H) = 1 + \frac{A_2}{4} + \frac{3}{4} A_2 \frac{\cos 2\Theta - 2\omega_L \tau_N \sin 2\Theta}{1 + (2\omega_L \tau_N)^2}. \quad (13)$$

Wir haben die Koinzidenzrate  $KR(\Theta)$  unter den Winkeln  $\Theta = 135^\circ$ ,  $180^\circ$ ,  $225^\circ$  und  $270^\circ$  mit abwechslungsweise positivem und negativem Magnetstrom gemessen und haben daraus die Messgrösse  $\eta^\pm$  gebildet:

$$\eta^\pm = \frac{KR^\pm(225^\circ) - KR^\pm(135^\circ)}{KR^\pm(180^\circ) - KR^\pm(270^\circ)} = \frac{W^\pm(225^\circ) - W^\pm(135^\circ)}{W^\pm(180^\circ) - W^\pm(270^\circ)} = \mp 2\omega_L \tau_N. \quad (14)$$

Die Elektronik war die gleiche wie die unter II. A beschriebene. Wir haben Lichtleiter aus Plexiglas von 40 cm Länge verwendet und haben

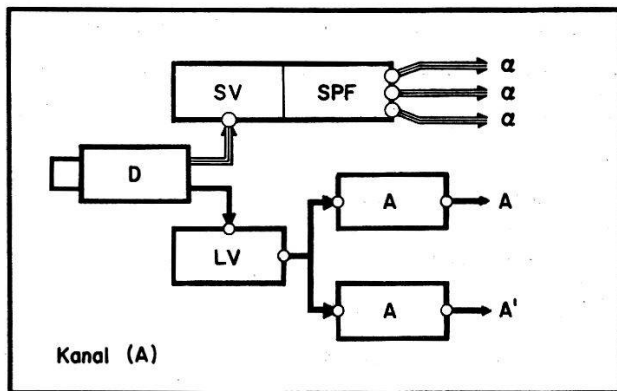
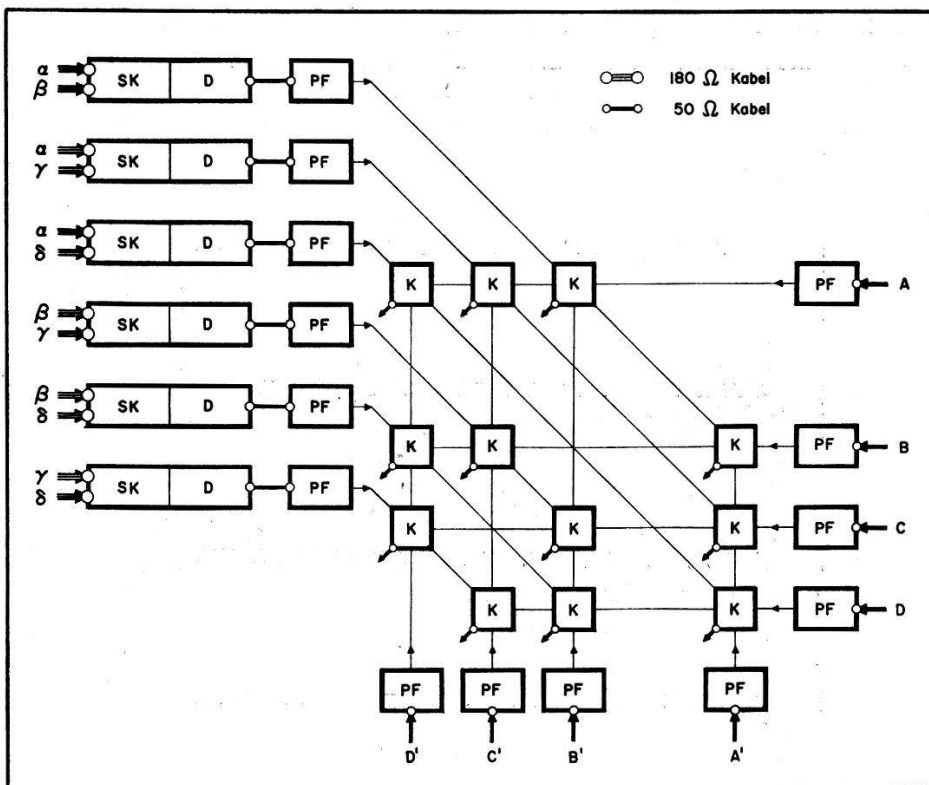


Fig. 9

Elektronik der 4-Kanalapparatur

a. Blockschema eines der 4 Kanäle (A), (B), (C) und (D)

D = Detektor (EMI 6097 F, +2000 Volt); SV = Schneller Verstärker (Anfangsverstärkung 400, Sättigung bei 20 mVolt); SPF = Pulsformer (+1-Volt-Impulse von 30 nsec Dauer auf 3 180-Ohm-Ausgänge); LV = Linearverstärker (NE 5202); A = Einkanalanalysatoren (NE 5102 bzw. NE 5103)



b. Blockschema der Koinzidenzanordnung

SK = Schnelle Koinzidenz (50 nsec Auflösungszeit); D = Delay (variabel von 0,5  $\mu$ sec bis 2  $\mu$ sec); PF = Pulsformer (+20-Volt-Impulse von 0,2  $\mu$ sec Dauer); K = Tripelkoinzidenz (0,3  $\mu$ sec Auflösungszeit)

die Photomultiplier EMI 6097B mit 2 mm Permalloy magnetisch abgeschirmt. Ein Einfluss des Magnetfeldes auf die Stosszahlen war nicht festzustellen. Die Anordnung der Detektoren und der Quelle im Magnet

war praktisch gleich wie bei der in Figur 10 dargestellten Anordnung für die Messungen am Oxyd. Das Magnetfeld von  $(19,0 \pm 0,2)$  KG wurde durch eine Stromstabilisierung auf  $\pm 1\%$  konstant gehalten. Nach jedem Winkelzyklus

$$135^\circ, 225^\circ, 270^\circ, 225^\circ, 180^\circ, 135^\circ$$

wurde automatisch entmagnetisiert und der Magnetstrom umgepolt.

Die Messung lieferte das Resultat

$$|\bar{\eta}| = 0,126 \pm 0,014 \quad g_{\text{eff}} = 0,35 \pm 0,07.$$

Im Fehler des  $g$ -Faktors ist die Unsicherheit der Lebensdauerermessung  $\tau_N = (2,02 \pm 0,15)$  nsec<sup>11)</sup> berücksichtigt.

2. *Oxydquelle*. Für die Messungen an der polykristallinen Oxydquelle haben wir eine neu konstruierte Apparatur mit 4 Detektoren verwendet\*). Mit dieser können gleichzeitig 12 Koinzidenzen registriert werden (siehe Blockschema Fig. 9).

Die Dimensionen des Magnets und die Anordnung der Quelle und der Detektoren sind in Figur 10 dargestellt. Dank der Lichtleiter von 60 cm

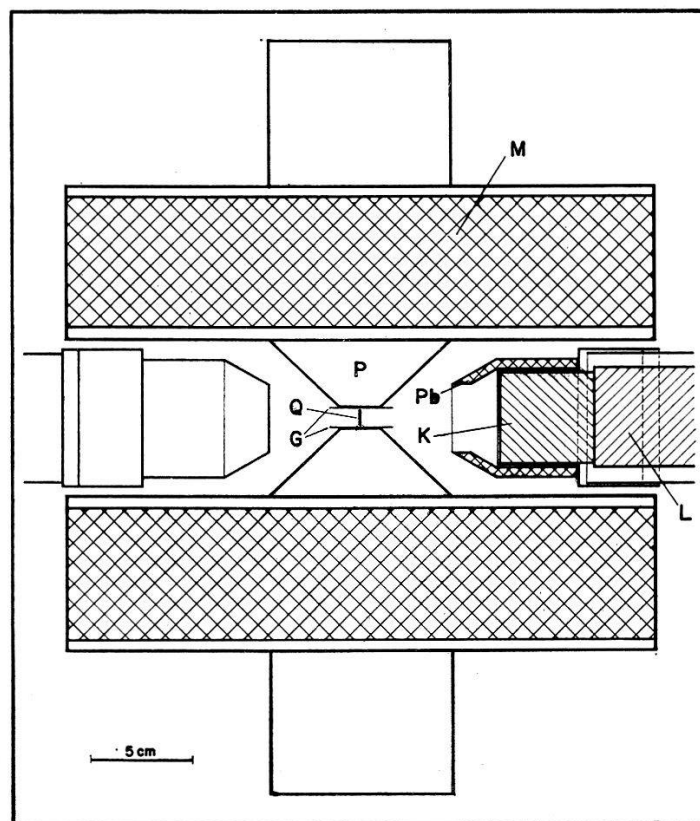


Fig. 10

Experimentelle Anordnung bei der Messung des  $g$ -Faktors.

Q = Quelle; P = Polschuh; M = Magnetspule; G = Glimmerscheiben;  
K = Kristall; Pb = Bleiabschirmung; L = Lichtleiter

\*) Für die Konstruktion dieser Apparatur sind wir Herrn V. PICCAND zu grossem Dank verpflichtet.

Länge und der magnetischen Abschirmung der Photomultiplier durch zwei Permalloyrohre von je 3 mm Dicke war kein Einfluss des Magnetfeldes auf die Zählrate festzustellen. Nach jeder Messreihe von zwei Tagen wurde der Magnetstrom umgepolt.

Das aktive  $\text{Eu}_2\text{O}_3$  war in einem Quarzröhrchen von 6 mm Länge eingeschmolzen. Bei der ersten Messung wurde das Präparat durch ein Gasflämmchen auf helle Rotglut erhitzt ( $1200 \pm 100$ )°K. Auf den Polschuhen waren zum Schutz vor den Flammgasen dünne Glimmerscheiben von 30 mm Durchmesser befestigt. Für die zweite Messung (Zimmertemperatur) wurde die Gasflamme ausgelöscht, während im übrigen die Anordnung unverändert blieb. Unter diesen Umständen hat man Gewähr dafür, dass der Unterschied der Messergebnisse nur von der Temperatur abhängt.

Der Abstand der Kristalle ( $1\frac{1}{2}'' \times 1\frac{1}{2}''$ ) von der Quelle betrug 71 mm. Durch konische Bleiabsorber von 5 mm Dicke (siehe Fig. 10) wurden die Kristalle gegen Streustrahlung abgeschirmt.

Die 4 Detektoren (A), (B), (C) und (D) sind auf einem Winkeltisch montiert und können um die  $H$ -Achse gedreht werden. Wir haben folgende Anordnung gewählt: Die Detektoren (A) und (B) sind bei 0° bzw. 45° fest montiert, die andern zwei sind unter einem Winkel von 45° fest miteinander verbunden und bewegen sich gemeinsam in 9 Schritten von 135° bis 255° (Detektor C) bzw. von 180° bis 300° (Detektor D).

Da jeder der 4 Detektoren mit zwei Einkanalanalysatoren verbunden ist (siehe Fig. 9), von denen der eine auf die 1409 KeV-Linie, der andere auf die 122 KeV-Linie eingestellt ist, erhält man für jedes Detektorpaar, z. B. (A) und (D), gleichzeitig Koinzidenzen  $A(1409 \text{ KeV})-D'(122 \text{ KeV}) \sim W(\Theta)$  und  $D(1409 \text{ KeV})-A'(122 \text{ KeV}) \sim W(360^\circ - \Theta)$ . Von den 12 möglichen Koinzidenzen sind nur 8 von Bedeutung, da der Winkel zwischen (A) und (B) bzw. zwischen (C) und (D) festgehalten wird.

Streng genommen muss man die Winkelverschiebung  $\Delta\varphi(H)$  für jede der 8 Koinzidenzraten separat bestimmen, da die Wahrscheinlichkeit für den Nachweis einer wahren Koinzidenz nicht für alle Kombinationen (A) (D'), (D) (A'), ... gleich ist, und da die Winkel zwischen den Detektorpaaren (A) (B) und (C) (D) nicht exakt 45° betragen. Um die Rechenarbeit zu verkleinern, haben wir jedoch für jede Messreihe Mittelwerte über alle wahren Koinzidenzraten entsprechender Winkel  $\Theta$  und  $\Theta + 180^\circ$  gebildet. Diese gemittelten  $\overline{KR_w}$  haben wir dargestellt durch die Funktion

$$\overline{KR_w}(\Theta, H) = \overline{KR_w}(\Theta + \Delta\varphi) = a_0 + a_2 P_2(\Theta + \Delta\varphi) + a_4 P_4(\Theta + \Delta\varphi)$$

und haben dann durch Ausgleichsrechnung die 4 Parameter

$$a_0 = a_0^0 + \delta a_0, a_2 = a_2^0 + \delta a_2, a_4 = 0 + \delta a_4, \Delta\varphi = \Delta\varphi^0 + \delta(\Delta\varphi)$$

bestimmt. Da  $\Delta\varphi$  klein ist gegenüber 1, besteht zwischen  $\Delta\varphi$  und  $H$  ein linearer Zusammenhang:

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi(H=0) + \alpha H$$

Das Resultat ist in Figur 11 dargestellt. Um zu prüfen, ob die Mittelwertbildung zulässig war, haben wir nachträglich mit Hilfe des  $\chi^2$ -Tests kontrolliert, ob die  $KR_w$  durch die berechnete Verteilung richtig wieder-

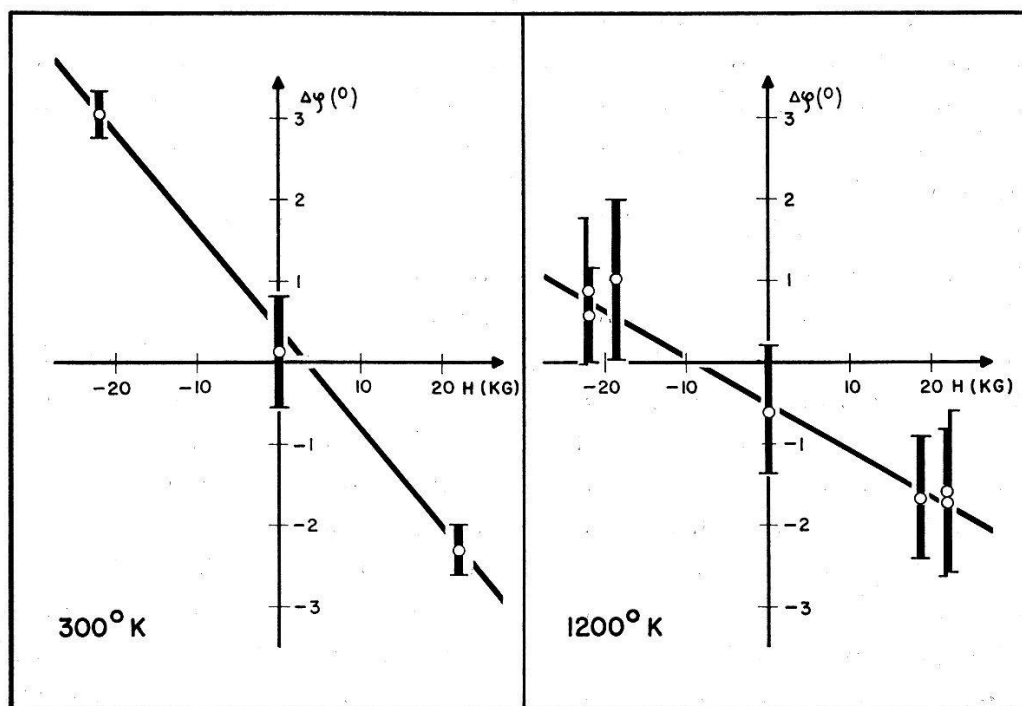


Fig. 11

Verschiebung  $\Delta\varphi$  der Winkelverteilung  $W(\Theta, H) = W(\Theta + \Delta\varphi)$  im Magnetfeld  $H$  bei 300° K und 1200° K ( $^{152}\text{Eu}$ , Oxydquelle)

gegeben werden. Es zeigte sich, dass dies bei der ersten Messung (1200° K) stets der Fall war, bei der zweiten (300° K) jedoch nur dann, wenn wir alle Koinzidenzen mit dem Kanal (A), der offensichtlich apparative Schwankungen zeigte, wegliessen. Die Tatsache, dass wir bei den beiden Messungen nicht die gleichen, mit gewissen Fehlern behafteten Winkelpositionen verwendet haben, äussert sich darin, dass die Winkelverschiebung für  $H = 0$  nicht bei beiden Messungen gleich ist.

Der  $A_4$ -Term hätte weggelassen werden können, da er im Mittel 30mal kleiner war als der  $A_2$ -Term.

Die Messungen ergaben:

$$\text{Oxyd } 300^\circ \text{ K} \quad \alpha = - (2,12 \pm 0,175) \cdot 10^{-3} \text{ rad/KG}$$

$$\text{Oxyd } 1200^\circ \text{ K} \quad \alpha = - (1,00 \pm 0,29) \cdot 10^{-3} \text{ rad/KG.}$$

Vergleicht man diese Werte mit (10), (11) und (12), so findet man mit  $Hg_{\text{eff}}/\Delta\varphi = 180 \text{ KG/rad}$

$$\text{Oxyd } 300^\circ \text{ K} \quad g_{\text{eff}} = 0,382 \pm 0,032$$

$$\text{Oxyd } 1200^\circ \text{ K} \quad g_{\text{eff}} = 0,180 \pm 0,052.$$

Dabei geht man von der Voraussetzung aus, dass die statische Quadrupolwechselwirkung (4) allein für die im Oxyd beobachtete Störung der Richtungskorrelation verantwortlich ist. Wenn man die entgegengesetzte Annahme macht, dass die Störung von der zeitabhängigen magnetischen Hyperfeinwechselwirkung nach (3) herrührt, wobei man im Oxyd eine 1000mal grössere Spinrelaxationszeit  $\tau_s \approx 1,5 \cdot 10^{-11} \text{ sec}$  erhält als in der flüssigen Quelle, so gilt nach (9) für  $\Delta\varphi \ll 1$ :

$$\Delta\varphi = \omega_L \tau_N G_2,$$

und man findet

$$\text{Oxyd } 300^\circ \text{ K} \quad g_{\text{eff}} = 0,325 \pm 0,045$$

$$\text{Oxyd } 1200^\circ \text{ K} \quad g_{\text{eff}} = 0,188 \pm 0,060.$$

Wir glauben, dass die Annahme einer reinen Quadrupolwechselwirkung der Wirklichkeit näher kommt.

### C. Diskussion

Die Messungen bei Zimmertemperatur geben sowohl bei der flüssigen als auch bei der polykristallinen Quelle den gleichen effektiven  $g$ -Faktor, dessen Wert mit den Resultaten anderer Autoren übereinstimmt:

GOLDRING und SCHARENBERG<sup>17)</sup>  $g_{\text{eff}} = 0,368 \pm 0,06$  (Flüssige Target)

Eigene Messungen  $g_{\text{eff}} = 0,35 \pm 0,07$  (Flüssige Quelle)

SUGIMOTO<sup>34)</sup>  $g_{\text{eff}} = 0,36 \pm 0,16$  (Oxydtarget)

Eigene Messungen  $g_{\text{eff}} = 0,382 \pm 0,06$  (Oxydquelle).

Die Messung bei 1200° K liefert jedoch einen halb so grossen Wert:

$$\text{Oxydquelle } 1200^\circ \text{ K} \quad g_{\text{eff}} = 0,180 \pm 0,065.$$

Die gefundene Temperaturabhängigkeit ist nicht verträglich mit dem aus (7) und (8) folgenden Ausdruck  $g_{\text{eff}} = g_N(1 + \text{const } \chi_0)$ , wenn man für  $\chi_0$  die makroskopisch gemessene Suszeptibilität des  $\text{Sm}^{3+}$ -Ions im Grundzustand einsetzt<sup>35)</sup>:

$T$ (°K)	300	400	600	1200
$\chi_0 \cdot 10^3$	1,3	0,8	1,0	1,4



Wahrscheinlich liegt der Grund für dieses Verhalten darin, dass sich die Elektronenhülle nach dem  $K$ -Einfang während einer Zeit, die mit der Lebensdauer  $\tau_N = 2,0$  nsec des  $2^+$ -Niveaus vergleichbar ist, in einem angeregten Zustand befindet, dessen Suszeptibilität und Hyperfeinstrukturkonstante von derjenigen des Grundzustandes verschieden und zeitlich nicht konstant sind. LEHMANN und MILLER<sup>36)</sup> haben durch Delayexperimente an der  $\gamma$ - $\gamma$ -Kaskade 170 KeV–250 KeV des  $\text{Cd}^{111}$  gezeigt, dass in nichtleitenden Substanzen nach dem  $K$ -Einfang während einer Zeit von der Grössenordnung 10 nsec eine starke nicht stationäre Störung existiert, die in metallischen Quellen nicht vorhanden ist, und die offenbar davon herrührt, dass die Löcher in der äusseren Elektronenschale, die durch Auger-Prozesse nach dem  $K$ -Einfang entstehen, in einem Isolator nicht rasch genug aufgefüllt werden. Über das resultierende innere Feld, bzw. über dessen zeitlichen Mittelwert  $\overline{H_{\text{int}}}$ , weiss man nichts Genaues. Man wird jedoch vermuten, dass das Feld grösser ist als im Grundzustand, und dass es wie in anderen seltenen Erden, bei denen das Gesetz von Curie  $\chi_0 T = \text{const.}$  gilt, der Temperatur umgekehrt proportional ist. Dass sich der Hüllenspin  $J$  im Temperaturgleichgewicht mit

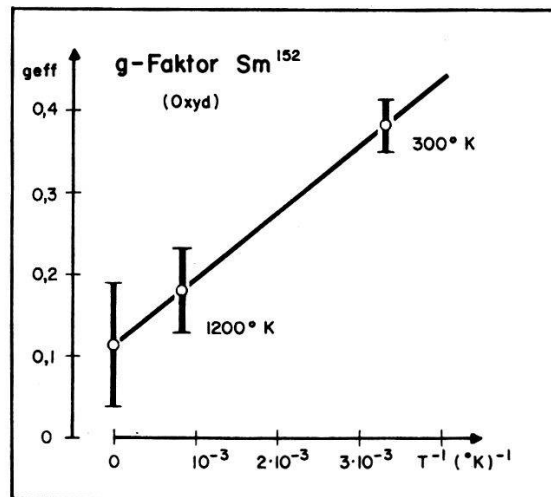


Fig. 12

Effektiver  $g$ -Faktor  $g_{\text{eff}}$  in Funktion von  $T^{-1}$ 

Der bei  $T = \infty$  eingezeichnete Wert ist nach (15) aus den Messwerten bei  $300^{\circ}\text{K}$  und  $1200^{\circ}\text{K}$  berechnet

der Umgebung befindet, wird durch die Kürze der Spinrelaxationszeit  $\tau_S < 10^{-13}$  sec gewährleistet. Unter der Annahme  $TH_{\text{int}}/H_{\text{ext}} = \text{const} = k$  findet man (siehe Fig. 12)

$$g_{\text{eff}} = g_N (1 + k/T). \quad (15)$$

$g_N = 0,115 \pm 0,075$	$k = (715 \pm 520)^{\circ}\text{K}$	$H_{\text{int}}(300^{\circ}\text{K}) = (2,4 \pm 1,7)H_{\text{ext}}$
-------------------------	-------------------------------------	---

Die vorausgesetzte Temperaturabhängigkeit (15) lässt sich mit nur zwei Messpunkten nicht beweisen, die Messung bei 1200° K liefert jedoch eine obere Grenze für  $g_N$

$$g_N \leq g_{\text{eff}} (1200^\circ \text{K}) = 0,180 \pm 0,065.$$

Die Resultate von GOLDRING und SCHARENBERG<sup>17)</sup>  $g_N = 0,21 \pm 0,04$  sind mit beiden Werten verträglich.

Wir möchten an dieser Stelle Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER unsere Dankbarkeit ausdrücken für seine Anteilnahme und seine stetige Unterstützung. Zu Dank verpflichtet sind wir auch den Herren J. BERTHIER und J. W. SUNIER für ihre Mithilfe bei den Experimenten.

### Literatur

- 1) L. GRODZINS, Bull. Am. Phys. Soc. 7, 163 (1956). – H. KENDALL und L. GRODZINS, Bull. Am. Phys. Soc. 7, 164 (1956). – L. GRODZINS, Phys. Rev. 109, 1014 (1958).
- 2) O. NATHAN und M. A. WAGGONER, Nucl. Phys. 2, 548 (1956/57).
- 3) J. O. JULIANO und F. S. STEPHENS, Phys. Rev. 108, 341 (1957).
- 4) J. M. CORK, M. K. BRICE, R. G. HELMER und D. E. SARASON, Phys. Rev. 107, 1621 (1957).
- 5) B. V. BOBYKIN und K. M. NOVIK, Bull. Acad. Sciences USSR Physical Series 21, 1546 (1957).
- 6) B. S. DZHELEPOV und N. N. ZHUKOVSKY, Nucl. Phys. 6, 655 (1958).
- 7) M. GOLDHABER, L. GRODZINS und A. W. SUNYAR, Phys. Rev. 109, 1015 (1958).
- 8) D. E. ALBURGER, S. OFER und M. GOLDHABER, Phys. Rev. 112, 1998 (1958).
- 9) I. MARKLUND, Nucl. Phys. 9, 83 (1958/59). – I. MARKLUND, O. NATHAN und O. B. NIELSEN, Nucl. Phys. 15, 199 (1960).
- 10) O. NATHAN und S. HULTBERG, Nucl. Phys. 10, 118 (1959).
- 11) A. W. SUNYAR, Phys. Rev. 98, 653 (1955).
- 12) M. ABRAHAM, R. KEDZIE und C. D. JEFFRIES, Phys. Rev. 108, 58 (1957).
- 13) V. W. COHEN, J. SCHWARTZ und R. NOVICK, Phys. Rev. Letters 2, 305 (1959).
- 14) S. OFER, Nucl. Phys. 4, 477 (1957).
- 15) G. T. WOOD und O. NATHAN, Comptes rendus du Congrès international de physique nucléaire, p. 861 (Paris 1959). – G. T. WOOD, Phys. Rev. 117, 1499 (1959)
- 16) R. W. LIDE und M. L. WIEDENBECK, Phys. Rev. 113, 840 (1959). – G. D. HICKMANN und M. L. WIEDENBECK, Bull. Am. Phys. Soc. 2, 395 (1957).
- 17) G. GOLDRING und R. P. SCHARENBERG, Phys. Rev. 110, 701 (1958).
- 18) B. MOTTELSON und S. G. NILSSON, Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. 1, Nr. 8 (1959).
- 19) K. ALDER, A. BOHR, T. HUUS, B. MOTTELSON und A. WINTHER, Rev. Mod. Phys. 28, 432 (1956).
- 20) H. DE WAARD, Nucleonics 13, Nr. 7, 36 (1955).
- 21) F. GIMMI, E. HEER und P. SCHERRER, Helv. Phys. Acta 29, 147 (1956).
- 22) J. S. LAWSON und H. FRAUENFELDER, Phys. Rev. 91, 649 (1953).
- 23) A. W. SUNYAR, zitiert in L. GRODZINS und A. W. SUNYAR, Phys. Rev. Letters 2, 307 (1959).

- 24) P. DEBRUNNER, E. HEER, W. KÜNDIG und R. RÜETSCHI, *Helv. Phys. Acta* **29**, 463 (1956).
- 25) K. ALDER, *Helv. Phys. Acta* **26**, 761 (1956).
- 26) A. H. COOKE und H. J. DUFFUS, *Proc. Roy. Soc.* **229**, 407 (1955).
- 27) W. LOW, *Phys. Rev.* **103**, 1309 (1956).
- 28) J. M. BAKER und B. BLEANEY, *Proc. Phys. Soc.* **68A**, 257 (1955).
- 29) A. H. COOKE und J. G. PARK, *Proc. Phys. Soc.* **69A**, 282 (1956).
- 30) A. ABRAGAM und R. V. POUND, *Phys. Rev.* **92**, 943 (1953).
- 31) J. M. BAKER und B. BLEANEY, *Proc. Roy. Soc.* **245**, 156 (1958).
- 32) S. A. ALTSCHULER und K. A. VALIEV, *JETP* **8**, 661 (1959).
- 33) S. OFER, *Nucl. Phys.* **5**, 331 (1957).
- 34) K. SUGIMOTO, *Journ. Phys. Soc. Jap.* **13**, 240 (1958).
- 35) A. FRANK, *Phys. Rev.* **39**, 119 (1932).
- 36) P. LEHMANN und J. MILLER, *J. de Phys. et le Radium* **17**, 526 (1956).