

## Bestimmung des $g$ -Faktors für den tiefsten $2^+$ -Rotationszustand des $^{164}\text{Dy}$ mit der Mössbauer-Methode

E. MÜNCK, S. HÜFNER und D. QUITMANN

Institut für Technische Kernphysik und  
Institut für Technische Physik der  
Technischen Hochschule Darmstadt

(Z. Naturforschg. **21 a**, 2120—2121 [1966]; eingeg. am 2. Dezember 1966)

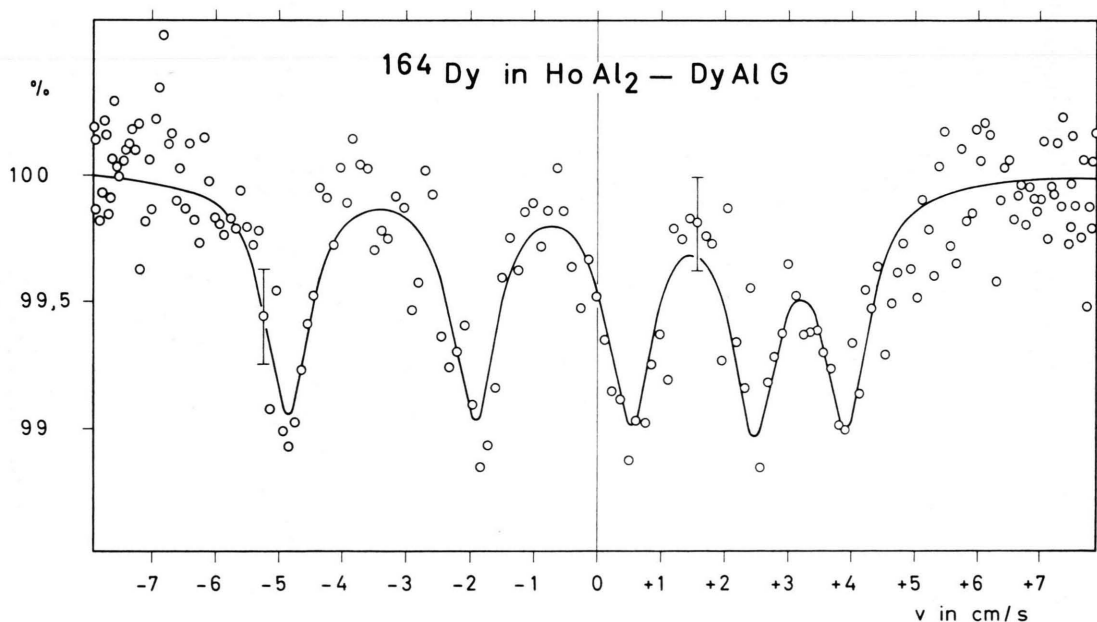
With the MÖSSBAUER technique, the magnetic hyperfine splitting of the 73.4 keV  $\gamma$ -ray of  $^{164}\text{Dy}$  has been measured in Dy-Al-garnet at 4.2 °K, using a  $\text{HoAl}_2$  source. We obtain  $g^{164}(73.4 \text{ keV}) = 0.331 \pm 0.016$ .

Der MÖSSBAUER-Effekt am 73,4 keV-Niveau ( $I=2^+$ ) des  $^{164}\text{Dy}$  wurde vor kurzem<sup>1</sup> nach COULOMB-Anregung im  $\text{Dy}_2\text{O}_3$  beobachtet. Um den bisher noch nicht gemessenen  $g$ -Faktor dieses Zustandes zu ermitteln, haben wir die Hyperfeinstrukturaufspaltung in dem paramagnetischen Dy-Al-Granat (DyAlG) als Absorber gemessen. Das Niveau, dessen Halbwertszeit  $T_{1/2} = (2,43$

$\pm 0,25)$  ns beträgt, wird zu etwa 21% beim Zerfall des  $^{164}\text{Ho}$  bevölkert<sup>2,3</sup>. Das Nuklid  $^{164}\text{Ho}$  mit einer Halbwertszeit von etwa 30 min<sup>3,4</sup> wurde durch die Kernphotoreaktion  $^{165}\text{Ho}(\gamma, n)$  am Darmstädter Elektronen-Linearbeschleuniger<sup>5</sup> erzeugt. Dazu wurden in Abständen von 2 Stdn. Proben von 0,5 g  $\text{HoAl}_2$  mit 45 MeV-Bremsstrahlung aktiviert.

Die Messungen wurden wie früher<sup>6,7</sup> in einem konventionellen Transmissionsexperiment durchgeführt. Die 73,4 keV- $\gamma$ -Strahlung wurde mit einem Ge(Li)-Detektor nachgewiesen. Die Bewegung des Antriebssystems wurde mit der Hyperfeinstrukturaufspaltung des  $^{57}\text{Fe}$  in Fe-Metall geeicht. Während der Messung betrug die Temperatur des DyAlG-Absorbers 4,2 °K. Um eine Aufspaltung der Emissionslinie zu vermeiden, wurden die Quellen auf etwa 35 °K gehalten (CURIE-Punkt<sup>8</sup> 25 °K). Es wurden zwei Messungen mit jeweils 5 Quellen gemacht; eines der beiden Spektren ist in der Abbildung wiedergegeben.

Für das  $^{164}\text{Dy}$  haben NOWIK und WICKMANN<sup>9</sup> mit der 26 keV- $\gamma$ -Linie die Hyperfeinstrukturaufspaltung in DyAlG untersucht. Ihre Messungen waren mit der Annahme verträglich, daß der elektrische Feldgradient ( $V_{zz}$ ) parallel zum effektiven Magnetfeld ( $H_{\text{eff}}$ ) und



Relative Transmission als Funktion der Relativgeschwindigkeit.  $^{164}\text{Dy}$ , 73,4 keV  $\gamma$ -Linie; Temperatur der  $\text{HoAl}_2$ -Quelle etwa 35 °K, Dy-Al-Granat-Absorber auf 4,2 °K (60 mg/cm<sup>2</sup>  $^{164}\text{Dy}$ ).

<sup>1</sup> J. ECK, Y. K. LEE, E. T. RITTER, R. R. STEVENS JR. u. J. C. WALKER, Phys. Rev. Letters **17**, 120 [1966].

<sup>2</sup> M. BIRK, G. GOLDRING u. Y. WOLFSON, Phys. Rev. **116**, 730 [1959].

<sup>3</sup> B. SETHI u. S. K. MUKHERJEE, Nucl. Phys. **85**, 227 [1966].

<sup>4</sup> M. H. JØRGENSEN, O. B. NIELSEN u. O. SKILBREID, Nucl. Phys. **84**, 569 [1966].

<sup>5</sup> F. GUDDEN, G. FRICKE, H.-G. CLERC u. P. BRIx, Z. Phys. **181**, 453 [1964].

<sup>6</sup> E. MÜNCK, D. QUITMANN u. S. HÜFNER, Z. Naturforschg. **21 a**, 847 [1966].

<sup>7</sup> E. STEICHELE, Laborbericht Nr. 23 des Instituts für Technische Kernphysik der Techn. Hochschule Darmstadt 1966.

<sup>8</sup> H. J. WILLIAMS, J. H. WERNICK, E. A. NESBITT u. R. C. SHERWOOD, J. Phys. Soc. Japan **17**, 91 [1962].

<sup>9</sup> I. NOWIK u. H. H. WICKMANN, Phys. Rev. **140**, A 869 [1965].



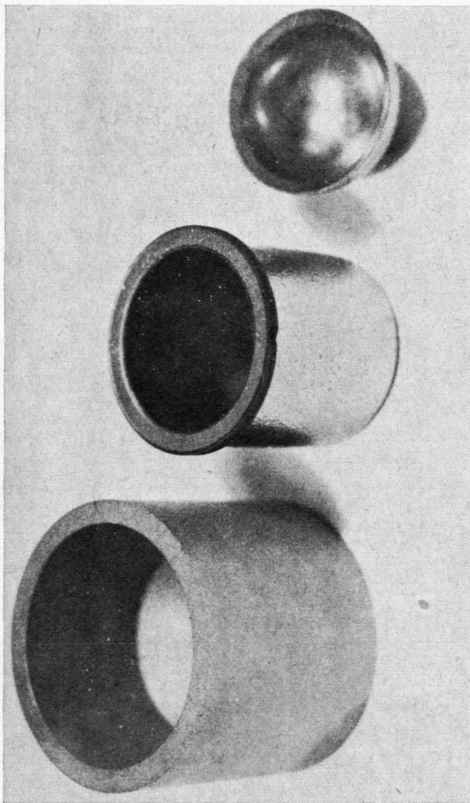


Abb. 1. Die verwendeten Tiegel aus Hartkohle (links), Pyrographit (mitte) und Glaskohle (rechts) in natürlicher Größe.

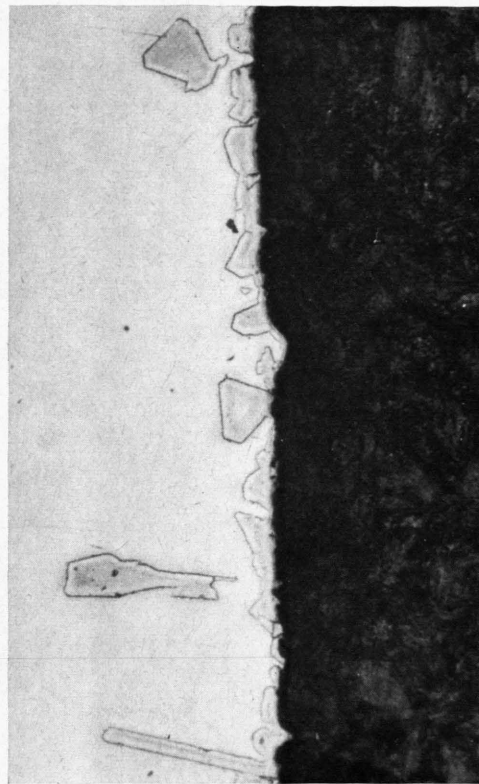


Abb. 3. Grenzschicht aus Siliciumcarbid (unten) zwischen Hartkohleschicht und Siliciumschmelze und beim Abkühlen ausgefallene SiC-Kristalle in 200-facher Vergrößerung.

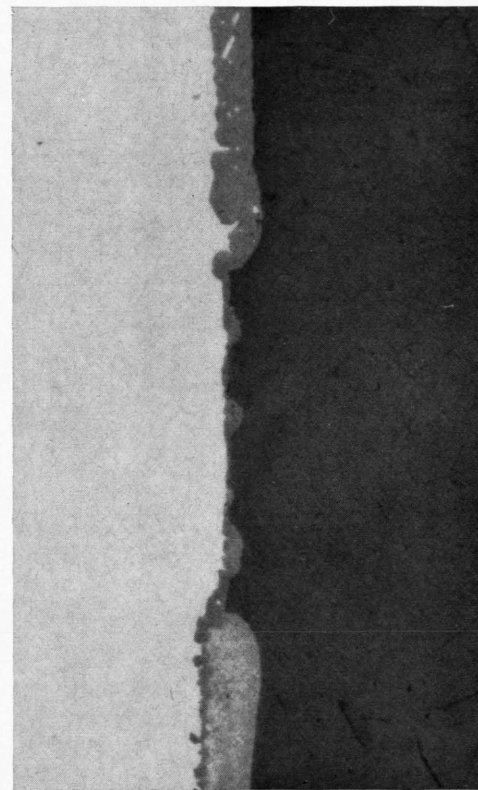


Abb. 5. Ausschnitt aus der Grenzschicht Siliciumcarbid auf Glaskohle (unten) mit reaktionsträgem Bereich in 500-facher Vergrößerung.

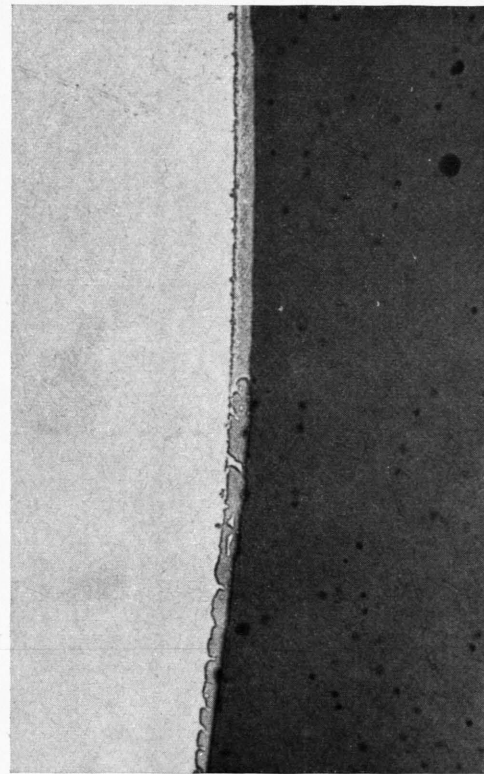


Abb. 6. Übergang von zusammenhängender zu aufgelockerter SiC-Schutzschicht auf Glaskohle (unten) in 200-facher Vergrößerung.



Abb. 4. Grenzsicht aus Siliciumcarbid zwischen Glaskohle (links) und Silicium-Schmelze und beim Abkühlen ausgefallene SiC-Kristalle in 200-facher Vergrößerung.

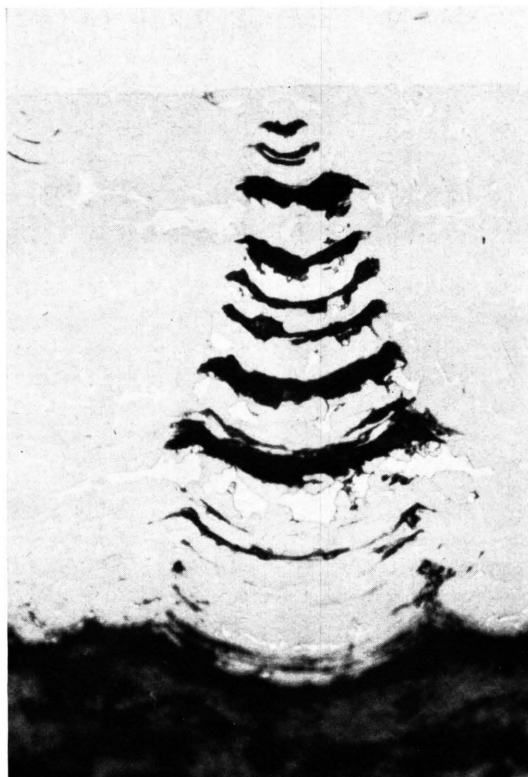


Abb. 7. Poröse Siliciumcarbidschicht zwischen Pyrographit (unten) und Silicium mit einem beim Erstarren entstandenen Spannungskegel in 200-facher Vergrößerung.

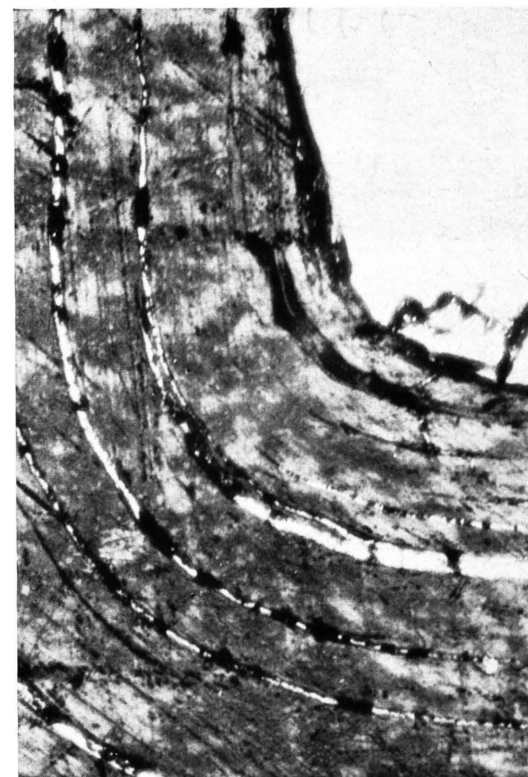


Abb. 8. Umgebung der Kante zwischen Boden und Wand des Pyrographittiegels. Man erkennt eine singuläre, von Silicium nicht angegriffene Zone. Der Pyrographit ist in mehreren Schichten von eingedrunenem Silicium durchsetzt (Vergrößerung 50-fach).



axialsymmetrisch ist. Unter dieser Voraussetzung gilt

$$\Delta E_m = g \mu_K H_{\text{eff}} m + \frac{e Q V_{zz}}{4 I (2 I - 1)} [3 m^2 - I(I+1)] + \delta.$$

Mit diesem Ansatz haben wir an die gemessenen Spektren fünf LORENTZ-Kurven gleicher Breite und Intensität angepaßt. Als Mittelwert aus beiden Messungen erhielten wir für die Aufspaltungskonstanten

$$g^{164} \mu_K H_{\text{eff}} = (5,66 \pm 0,20) \cdot 10^{-6} \text{ eV} \quad \text{und} \\ e Q^{164} V_{zz} = -(5,09 \pm 0,35) \cdot 10^{-6} \text{ eV}.$$

Die Isomerieverschiebung  $\delta$  war vernachlässigbar klein. Die Fehler wurden unter Berücksichtigung der statistischen Fehler, des Eichfehlers und der Stabilität abgeschätzt. Das Ergebnis zeigt, daß die magnetische Wechselwirkung  $g^{164} \mu_K H_{\text{eff}}$  sehr groß gegen die elektrische Wechselwirkungsenergie  $e Q^{164} V_{zz}/4 I (2 I - 1)$  ist. Wie MATTHIAS, SCHNEIDER und STEFFEN<sup>10</sup> gezeigt haben, ist in diesem Fall der Einfluß des nichtaxialen Anteils des elektrischen Feldgradienten verschwindend klein.

Für die weitere Auswertung benutzen wir die von NOWIK und WICKMANN<sup>9</sup> am <sup>161</sup>Dy im DyAlG bei 4,2 °K ermittelten Aufspaltungsfaktoren. Wir setzen das Verhältnis der Kernmomente gleich dem Verhältnis der beobachteten Aufspaltungen und erhalten

$$g^{164}(73,4 \text{ keV}) / g^{161}(0 \text{ keV}) = -1,78 \pm 0,08 \quad \text{und} \\ Q^{164}(73,4 \text{ keV}) / Q^{161}(0 \text{ keV}) = -0,83 \pm 0,07.$$

Für das Verhältnis der inneren Quadrupolmomente  $Q_0$  erhalten wir mit

- <sup>10</sup> E. MATTHIAS, W. SCHNEIDER u. R. M. STEFFEN, Arkiv Fysik **24**, 97 [1963].  
<sup>11</sup> B. ELBEK, M. C. OLESON u. O. SKILBREID, Nucl. Phys. **19**, 523 [1960].  
<sup>12</sup> B. ELBEK, K. O. NIELSEN u. M. C. OLESON, Phys. Rev. **108**, 406 [1957].  
<sup>13</sup> M. BLEANEY, Proc. Third Intern. Congress Quantum Electronics, Paris, Columbia University Press, S. 595 [1964].

$$Q = Q_0 [3 K^2 - I(I+1)] / [(I+1)(2I+1)] \\ Q_0^{164} / Q_0^{161} = 0,99 \pm 0,08,$$

während sich aus den mit COULOMB-Anregung<sup>11, 12</sup> ermittelten inneren Quadrupolmomenten hierfür  $1,03 \pm 0,06$  ergibt.

Zur Bestimmung von  $g^{164}$  verwenden wir

$$g^{161}(0 \text{ keV}) = -0,186 \pm 0,005.$$

Dieser Wert ergibt sich aus dem von BLEANEY<sup>13</sup> ermittelten unter zusätzlicher Berücksichtigung der inzwischen direkt gemessenen<sup>14, 15</sup> magnetischen Momente der Grundzustände von <sup>165</sup>Ho und <sup>159</sup>Tb. Damit wird

$$g^{164}(73,4 \text{ keV}) = 0,331 \pm 0,016.$$

NILSSON und PRIOR<sup>16</sup> errechneten 0,304 (Fall A) und 0,309 (Fall B). Der größere Fehler im Vergleich zu unseren früheren Messungen<sup>6, 17</sup> liegt in den experimentellen Schwierigkeiten begründet, die sich aus der für ein solches Experiment sehr kurzen Halbwertszeit des <sup>164</sup>Ho ergeben.

Das rege Interesse von Herrn Prof. BRIX hat uns sehr zu dieser Arbeit ermutigt. Herrn Prof. HELLWEGE sind wir für die Förderung dieser Arbeit, Herrn Prof. KANKELEIT für seine Unterstützung zu Dank verpflichtet. Nur durch die Hilfe von Herrn CRECELIOUS, Herrn PITTHAN und Herrn PRANGE war es möglich, die Quellen schnell genug zu präparieren. Bei den Messungen beteiligten sich weiterhin Frl. FORGATSCH, Herr ERICH und Herr ZIMMERMANN, wofür wir ihnen herzlich danken. Der Abteilung Strahlenschutz unter Herrn Dr. H. FRANK gebührt schließlich besonderer Dank für die unermüdete Mitarbeit. — Diese Arbeit wurde durch Mittel des Bundesministeriums für wissenschaftliche Forschung unterstützt.

- <sup>14</sup> R. A. HABERSTROH, T. I. MORAN, S. PENSELIN u. G. WOLBERG, Verhandl. Deutsch. Physik. Ges., S. 249 [1964].  
<sup>15</sup> J. M. BAKER, J. R. CHADWICK, G. GARTON u. J. P. HURRELL, Proc. Roy. Soc. London A **286**, 352 [1965].  
<sup>16</sup> S. G. NILSSON u. O. PRIOR, Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat.-Fys. Medd. **32**, Nr. 16 [1961].  
<sup>17</sup> E. MÜNCK, D. QUITMANN, H. PRANGE u. S. HÜFNER, Z. Naturforsch. **21 a**, 1318, 1507 [1966].

## The Effect of Stimulated Emission on the Amplification Factor in Dynamic Nuclear Polarisation

W. BUCHNER and K. H. HAUSER

Max-Planck-Institut für Medizinische Forschung,  
Heidelberg

(Z. Naturforsch. **21 a**, 2121—2122 [1966]; received 4 December 1966)

The neglect of the variation of the  $H_1$ -field due to an NMR-signal causes errors in the determination of the dynamic nuclear polarisation (DNP), which, in the case of stimulated emission, can become so large that the results are meaningless.

In the BLOCH theory the usual expression for the absorption signal  $v$  is given by<sup>1</sup>:

$$v = -H_1 M |\gamma_I| T_2 / (1 + T_2^2 \Delta\omega^2 + \gamma_I^2 H_1^2 T_1 T_2) \quad (1)$$

which we shall write in abbreviated form  $v = -H_1 \zeta M$ . In the approximation of Eq. (1) the rf-field  $H_1$  is treated as a constant. However, the very effect of NMR-absorption is to reduce  $H_1$  (or to increase it in the case of stimulated emission); therefore  $H_1$  is not constant but is related to the applied rf-field without resonance absorption  $H_1^0$  by:

$$H_1 = H_1^0 / (1 + R \zeta M) \quad (2)$$

where the constant  $R$  depends on the properties of the detection circuit. The system is analogous to an electronic feedback circuit and behaves accordingly.

Insertion of (2) into (1) renders:

$$v = -H_1^0 \zeta M / (1 + R \zeta M). \quad (3)$$

Since  $R$  and  $\zeta$  are essentially positive quantities, a ne-

<sup>1</sup> A. ABRAGAM, The Principles of Nuclear Magnetism, Clarendon Press, Oxford 1961, p. 46.