

## Elektrische Quadrupolwechselwirkung in $\text{HfO}_2$

R. C. PANDEY

Institut für Kerntechnik der Technischen Universität Berlin  
(Z. Naturforsch. **23 a**, 1227—1228 [1968]; eingegangen am 19. Juni 1968)

The influence of combined electric and magnetic field interaction on the gamma-gamma angular correlation of the 5/2 excited state of  $\text{Hf}^{181} \rightarrow \text{Ta}^{181}$  has been investigated. The value of  $\omega_e \tau_n$  was found to be  $0.18 \pm 0.03$ , from which the quadrupole interaction frequency of  $(12.74 \pm 2.23)$  Mc was obtained.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Messung der kombinierten elektrischen und magnetischen Wechselwirkung in radioaktivem  $\text{Hf}^{181} \rightarrow \text{Ta}^{181}$  mit Hilfe der  $\gamma$ - $\gamma$ -Winkelkorrelation<sup>1</sup>. Eine Schwierigkeit bei der Messung der Quadrupolwechselwirkung besteht darin, daß die Stärke des elektrischen Feldgradienten im Kristall nicht variiert werden kann. Man ist deshalb auf andere Parameter, z. B. die Orientierung der Kristallachse oder die Zeitverzögerung angewiesen. Eine andere Methode, die von MATTHIAS et al.<sup>2</sup> und PAUL et al.<sup>3, 4</sup> beschrieben wurde, ist die Beobachtung der Winkelkorrelation mit polykristallinen (pulverförmigen) Quellen unter zusätzlicher Verwendung eines homogenen Magnetfeldes. In Anwesenheit von magnetischen oder elektrischen Feldern präzidieren die Kernmomente in einem wohl definierten Sinne um die Richtung des Feldes mit einem mittleren Winkel  $\omega_e \tau_n$ , wobei  $\tau_n$  die Lebensdauer des Zwischenzustandes der Kaskade bedeutet. Die magnetische Wechselwirkung  $\omega_H$  ist proportional zum Kernmoment  $\mu$  und der von außen angelegten Magnetfeldstärke  $H$ . Die Quadrupolwechselwirkung ist gegeben durch

$$\omega_e = -\frac{e Q}{\hbar} \frac{\partial E_z}{\partial Z} \frac{f}{4 I(2I-1)}$$

mit  $f = \begin{cases} 3 & \text{für } I \text{ ganzzahlig,} \\ 6 & \text{für } I \text{ halbzahlig.} \end{cases}$

Hierin bedeuten:  $e$  = Elementarladung,  $Q$  = Kernquadrupolmoment,  $\hbar = h/2\pi$  mit  $h$  PLANCKSches Wirkungsquantum,  $\partial E_z / \partial Z$  elektrischen Feldgradient am Kernort und  $I$  = Spin der angeregten Niveaus.

Zur Prüfung der richtigen Arbeitsweise der aufgebauten Apparaturen<sup>5</sup> wurden die ungestörte Winkelkorrelation von  $\text{Co}^{60}$  sowie die der 133-keV—482-keV-Linien von  $\text{Hf}^{181}$  (als  $\text{HfO}_2$ ) gemessen. Für  $\text{Hf}^{181}$  ergab sich die Anisotropie  $A = 0.08 \pm 0.01$ , die mit dem von McGowen<sup>6</sup> gemessenen Wert übereinstimmt. In unserem Experiment befand sich das  $\text{HfO}_2$ -Präparat in einem zylindrischen Messingtöpfchen von 2,5 mm Durchmesser, 3 mm Höhe und 0,1 mm Wandstärke. Zur Abschirmung der Multiplier gegen das Streufeld des Magneten wurde Mu-Metall verwendet. Bei der maximalen Feldstärke des Magneten von 15 kG war bei einer

3 mm dicken Abschirmung kein Einfluß mehr festzustellen, so daß eine Verwendung von Lichtleitern nicht erforderlich war.

Die Anisotropie  $A$  ist in Abhängigkeit von  $\omega_H / \omega_e$  für verschiedene Werte von  $\omega_e \tau_n$  in Abb. 1 dargestellt.

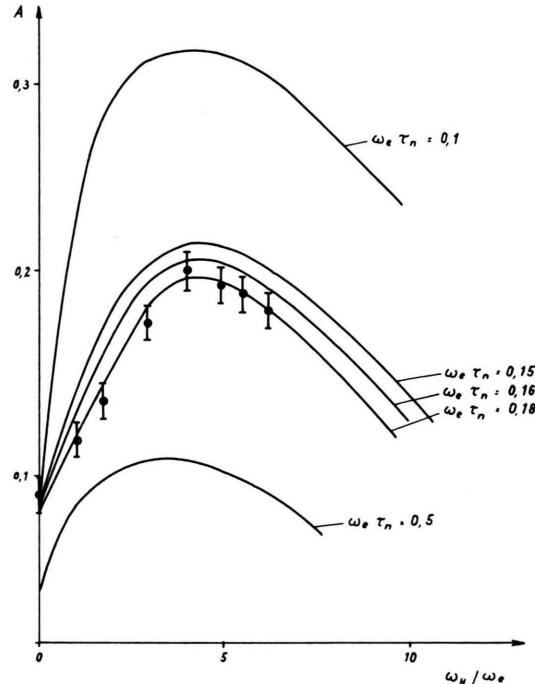


Abb. 1. Die Anisotropie  $A$  von  $\text{Hf}^{181}$  für kombinierte magnetische und elektrische Wechselwirkung.

Für  $\omega_e \tau_n = 0.18$  stimmt der experimentell gefundene Verlauf mit der theoretischen Kurve überein. Unter Berücksichtigung der Meßfehler ergibt sich:

$$\omega_e \tau_n = \frac{e Q}{\hbar} \frac{\partial E_z}{\partial Z} \frac{6}{4 I(2I-1)} \tau_n = 0.18 \pm 0.03.$$

Damit bekommt man für die Quadrupolwechselwirkungsfrequenz  $(12.74 \pm 2.23)$  MHz. Zur genauen Bestimmung des Quadrupolmoments  $Q$  benötigt man den Gradienten des elektrischen Feldes in  $\text{HfO}_2$ . Dieser läßt sich in Festkörpern aber nur sehr schwer bestimmen oder schätzen<sup>7</sup>. Andererseits können relativ große Feldgradienten wesentlich durch drei Gitterstörungen erzeugt werden:

1. Fremdbausteine, die in ihrer Größe von den substituierten Bausteinen abweichen oder die sich auf Zwischengitterplätzen befinden. Sie verzerren lokal das Gitter und stören die kubische Symmetrie an den Kernorten.
2. Überschußladungen, also Zwischengitterionen oder anderswertige Substituenten.

<sup>1</sup> H. FRAUENFELDER, Beta and Gamma Ray Spectroscopy, North Holland Publishing Co., Amsterdam 1955, S. 531.

<sup>2</sup> E. MATTHIAS, W. SCHNEIDER u. R. M. STEFFEN, Phys. Rev. **135**, 261 [1962].

<sup>3</sup> H. PAUL u. W. BRUNNER, Ann. Phys. **9**, 316 [1962].

<sup>4</sup> H. PAUL u. W. BRUNNER, Ann. Phys. **10**, 327 [1962].

<sup>5</sup> R. C. PANDEY, Dissertation, Berlin 1964.

<sup>6</sup> F. K. McGOWEN, Phys. Rev. **93**, 471 [1954].

<sup>7</sup> R. M. STERNHEIMER, Phys. Rev. **80**, 102 [1950].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

3. Versetzungen, die ähnlich wie Bausteine abweichender Größe Gitterverzerrungen und damit Feldgradienten erzeugen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. W. MIALKI bin ich für sein fördern-  
des Interesse sowie dem Berliner Senator für Wissenschaft  
und Kunst für die finanzielle Hilfe zu Dank verpflichtet.

## Resonance Capture of Slow Electrons in Ethane

B. HUBER

Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg  
(Z. Naturforsch. 23 a, 1228–1229 [1968]; received 11 July 1968)

GRÜNBERG<sup>1</sup> has found that the drift velocity of electrons at room temperature in hydrogen and nitrogen at a given  $E/p$  ( $E$  field strength) is dependent on the pressure  $p$ . For example at  $E/p = 0,03$  [V/cm · Torr], the drift velocity  $v_-$  in  $H_2$  decreases to 78% of its value at  $p = 775$  Torr, if one measures at  $p = 31\,350$  Torr. In  $N_2$  he found a similar effect (but not so strong). To obtain a better insight into the physical process it was of interest to measure the  $p$ -dependence in other gases.

The value of  $v_-$  in ethane ( $C_2H_6$ ), obtained by the method described in<sup>1</sup>, is given in Table 1 as function of  $E/p$  at a pressure of 900 Torr. If one measures at different pressures between 600 and 24 000 Torr and plots  $v_-$  at this pressure divided by  $v_-$  at 900 Torr [ $v_-(p)/v_-(900) = q$ ] as function of  $E/p$ , one obtains Fig. 1. It demonstrates, that  $q$  decreases with smaller  $E/p$ , the more the higher the pressure, as was found in

$E/N \cdot 10^{18}$ [V · cm <sup>2</sup> ]	$E/p$ [V/cm · Torr]	$v_- \cdot 10^{-5}$ [cm/sec]
1	0,033	3,66
2,2	0,073	8,65
3,6	0,119	14,2
6	0,198	24,8
8	0,264	30,4
10	0,33	33,9
22	0,73	47,6
36	1,19	51,3
60	1,98	53,9
80	2,64	55,2
100	3,30	54,6

Table 1. Drift velocity in ethane measured at 20 °C and  $p=900$  Torr. The error of the  $v_-$ -values is 3%.

$N \cdot 10^{-20}$ [cm <sup>-3</sup> ]	$p$ [Torr]	$q$	$\left[ \frac{1-q}{p \cdot q} = c \right] \cdot 10^6$
1,5	4 550	0,96	9,2
4	12 140	0,90	9,2
5	15 180	0,88	9,0
7	21 250	0,82	10,3
8	24 290	0,81	9,7

Table 2. Relative drift velocity  $q$  at  $E/p_{20}=0,2$  [V/cm Torr].

<sup>1</sup> R. GRÜNBERG, Z. Phys. 204, 12 [1967].

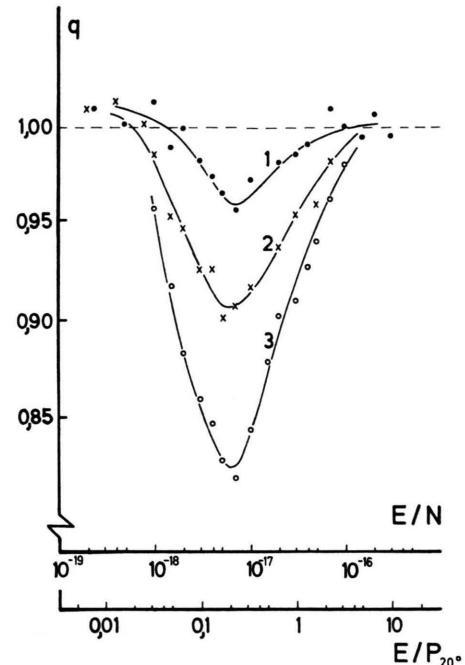


Fig. 1. The dependence of ratio  $q = v_-(p)/v_-(900)$  on  $E/N$  with density  $N$  as parameter ( $N$  = measured density,  $p$  = pressure of the ideal gas of the same density at room temperature).

Curve 1:  $N = 1,5 \cdot 10^{20}$  cm<sup>-3</sup>,  $p = 4\,554$  Torr,  
Curve 2:  $N = 4 \cdot 10^{20}$  cm<sup>-3</sup>,  $p = 12\,143$  Torr,  
Curve 3:  $N = 7 \cdot 10^{20}$  cm<sup>-3</sup>,  $p = 21\,251$  Torr.

$H_2$  and  $N_2$ . Moreover and that is a new result,  $q$  passes a minimum with decreasing  $E/p$  and reaches again the value 1 at still lower values of  $E/p$ . The minimum of  $q$  is the lower the higher the pressure (see Table 2). To explain this result one can assume that the electron is attached for a short time  $\tau$  by the ethane molecule. The curves in Fig. 1 show at a given pressure a resonance-like dependence on  $E/p$ . This behaviour can be understood, if  $\tau$  depends on the electron energy in a similar manner. The resonance peak becomes more prominent the higher the pressure. Applying this model one obtains for the drift velocity

$$v_-(p) = v_-(p_0) \cdot (1 + \nu \cdot \tau)^{-1},$$

where  $\nu = v_1 \cdot p$  is the frequency of trapping collisions,  $v_-(p_0)$  the drift velocity with negligible capture<sup>2</sup>. From this relation follows that the ratio  $q = v_-(p)/v_-(900)$  is connected with  $p$  by  $(1-q)/p \cdot q = \text{constant} = c$ , which is in agreement with the experiments, see Table 2.

The maximum of  $\tau$  lies at  $E/p = 0,2$  [V/cm · Torr] and corresponds to a mean electron energy of 30–100

<sup>2</sup> See e.g. R. H. RITCHIE and J. E. TURNER, Z. Phys. 200, 259 [1967].