

## Natürliche Radioaktivität von Gadolinium 152 und Hafnium 174

Von W. RIEZLER und G. KAUF

Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn  
(Z. Naturforsch. 14 a, 196 [1959]; eingegangen am 31. Dezember 1958)

Nachdem angereicherte Isotope der Elemente Gadolinium und Hafnium aus Oak Ridge beschafft werden konnten, haben wir frühere Untersuchungen<sup>1</sup> an dem jeweils leichtesten Isotop dieser Elemente mit Hilfe von Kernplatten wiederholt. Auf Grund der in der früheren Arbeit vermuteten Systematik der in der Gegend der seltenen Erden für den  $\alpha$ -Zerfall verfügbaren Energien sollte bei diesen Isotopen in hinreichender Anreicherung noch eine schwache  $\alpha$ -Aktivität nachweisbar sein. Als untere Grenze für die Halbwertszeit der betreffenden Isotope hatten die erwähnten Untersuchungen am natürlichen Isotopengemisch für  $Gd^{152}$   $8 \times 10^{13}$  a, für  $Hf^{174}$   $4 \times 10^{14}$  a ergeben.

Die neuen Versuche mit  $Gd^{152}$ , dargestellt in Abb. 1, lieferten eine Spurengruppe mit einer mittleren Reichweite von  $5,8 \mu$ , der eine Energie der  $\alpha$ -Teilchen von 1,7 MeV entspricht. In der verwendeten Probe war das Isotop 152 von 0,2% nach Angabe von Oak Ridge auf 14,96% angereichert. Das Produkt aus Lagerzeit der Platte mal Menge Gadolinium 152, die in die durchmusterte Fläche eingebracht war, betrug  $5,1 \text{ mg} \times \text{d}$ . Der Reichweitengruppe bei  $5,8 \mu$  und damit dem  $Gd^{152}$  sind etwa 40 Spuren zuzuordnen. Dies ergibt als Zerfallskonstante  $\lambda = 7,3 \cdot 10^{-16} \text{ a}^{-1}$  und daraus als Halbwertszeit  $T = 9,5 \cdot 10^{14} \text{ a}$ . Dieser Wert dürfte etwa auf einen Faktor 2 genau sein. Da bei der Durchmusterung Spuren solch kurzer Reichweite wesentlich leichter übersehen werden, als daß andere Effekte für derartige Spuren angesprochen werden, ist die Halbwertszeit eher zu lang als zu kurz bestimmt.

In der verwendeten Hafniumprobe war das Isotop 174 von 0,18% auf 10,14% angereichert. Das Ergebnis zeigt Abb. 2. Es ist ein schwaches Maximum zwischen 8 und  $9 \mu$  zu erkennen, jedoch ist wegen der geringen Spurenzahl die Reichweitenangabe noch nicht sehr genau. Einer Reichweite von  $8,5 \mu$  entspricht eine Energie von

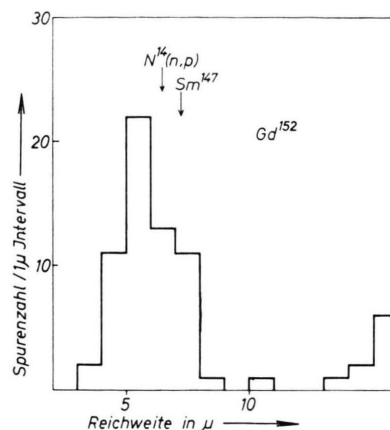


Abb. 1. Spurengruppe zu  $Gd^{152}$  ( $5,1 \text{ mg} \times \text{d}$ ).

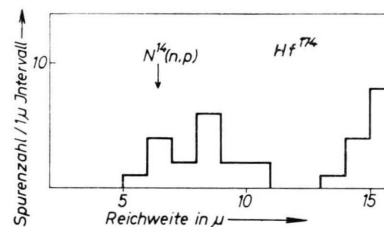


Abb. 2. Spurengruppe zu  $Hf^{174}$  ( $6,8 \text{ mg} \times \text{d}$ ).

2,5 MeV. Die durchmusterte Fläche mal der in sie eingebrachten Menge  $Hf^{174}$  war  $6,8 \text{ mg} \times \text{d}$ . Mit 10 Spuren ergibt sich daraus eine Zerfallskonstante  $\lambda = 1,6 \cdot 10^{-16} \text{ a}^{-1}$  und eine Halbwertszeit  $T = 4,3 \cdot 10^{15} \text{ a}$ . Die Untersuchungen am Hafnium werden noch fortgesetzt.

Wie uns Herr KOHMAN freundlicherweise mündlich mitteilte, hat die Pittsburger Gruppe<sup>2</sup> bei Untersuchungen mit einer Ionisationskammer an dem jeweils leichtesten Isotop von Gadolinium und Hafnium ebenfalls eine  $\alpha$ -Aktivität feststellen können.

<sup>1</sup> W. PORSCHEN u. W. RIEZLER, Z. Naturforsch. 11 a, 143 [1956].

<sup>2</sup> T. P. KOHMAN, private Mitteilung.

## Messungen an CsBr im Bereich der ultraroten Eigenschwingung

Von R. GEICK

Physikalisches Institut der Universität Frankfurt (Main)  
(Z. Naturforsch. 14 a, 196—197 [1959]; eingegangen am 2. Januar 1959)

Um die optischen Konstanten  $n$  und  $k$  von CsBr im Bereich der ultraroten Eigenschwingung aus Absorptionsmessungen zu ermitteln, wurde CsBr im Hochvakuum auf Zaponlackmembranen aufgedampft. Bei den jetzigen Versuchen wurde die Schicht während des Aufdampfens erhitzt. Dazu befand sich im Abstand von einigen Zehntel Millimetern hinter der Membran ein

etwa 1 cm hoher Messingzylinder, der den gleichen Durchmesser wie die Membran hatte. Dieser wurde mittels einer Heizpatrone während des Aufdampfens erwärmt. Die Temperatur in der Heizpatrone betrug dabei  $120-130^\circ\text{C}$ . Das Aufdampfen wurde bei dickeren Schichten recht langsam ausgeführt. Bei Schichten von  $2 \mu$  Dicke dauerte der eigentliche Aufdampfprozeß etwa eine Stunde. Bis zum Belüften der Hochvakuumapparatur wurde die Temperatur in der Heizpatrone auf  $90$  bis  $100^\circ\text{C}$  gesenkt. Nach dem Belüften wurde die aufgedampfte Schicht so schnell wie möglich in das evakuierbare Ultrarotspektrometer gebracht, das bereits in einer früheren Veröffentlichung beschrieben wurde<sup>1</sup>. Das

<sup>1</sup> L. GENZEL, Z. Phys. 144, 311 [1956].



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 digitalized 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.

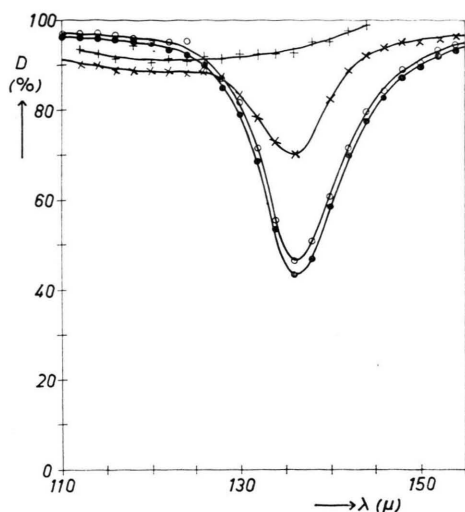


Abb. 1. Vergleich der Durchlässigkeiten von dünnen CsBr-Schichten, die teils mit und teils ohne thermische Behandlung hergestellt wurden. + Schicht Nr. 1, × Schicht Nr. 2, ○ Schicht Nr. 3, ● Schicht Nr. 4.

Spektrometer, dessen Luft außerdem mit Phosphorpentoxid getrocknet wurde, wurde dann bis zu einem Druck von etwa 0,1 Torr evakuiert. Auf diese Weise wurde die Schicht möglichst wenig dem Einfluß des Wasserdampfes der Luft ausgesetzt, der anscheinend einen schädigenden Einfluß auf die Schicht ausübt. Die Schichten waren unmittelbar nach dem Aufdampfen glasklar. Ohne thermische Behandlung hergestellte Schichten wurden beim Lufteinlassen in die Hochvakuumapparatur stark trüb. Die mit thermischer Behandlung hergestellten Schichten zeigten erst beim Abkühlen auf Zimmertemperatur langsam eine schwache Trübung.

Es wurde mit dem Spektrometer die Durchlässigkeit, das heißt das Verhältnis der Intensitäten am Empfänger mit und ohne Schicht im Strahlengang gemessen. Die Ergebnisse wurden in Abb. 1 dargestellt. Schicht Nr. 1 war  $0,28 \mu$  dick und wurde ohne thermische Behandlung aufgedampft. Schicht Nr. 2 war  $0,41 \mu$  dick und wurde bei  $90^\circ\text{C}$  in der Heizpatrone aufgedampft. Während des Belüftens betrug die Temperatur  $50^\circ\text{C}$ . Die Schichten Nr. 3 und Nr. 4 waren  $0,35 \mu$  bzw.  $0,40 \mu$  dick und wurden unter den oben als Norm angegebenen Bedingungen aufgedampft. Nur bei diesen Schichten ist der Durchlässigkeitsverlauf reproduzierbar. Die Meßergebnisse der Schichten, die nicht oder nur teilweise mit thermischer Behandlung hergestellt waren, wurden für die Bestimmung der optischen Konstanten als unbrauch-

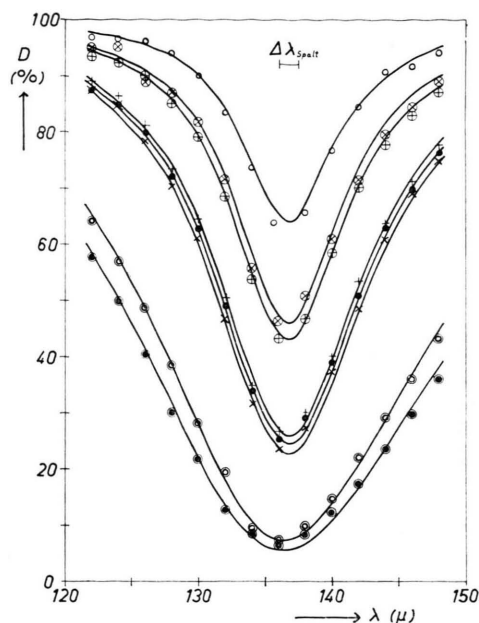


Abb. 2. Mit der Dispersionsformel berechnete Durchlässigkeiten (ausgezogene Kurven) und gemessene Durchlässigkeiten (Punkte) dünner CsBr-Schichten mit Schichtdicken von  $0,19 \mu$  bis  $2,5 \mu$ .

bar angesehen. Bei ihnen ist die maximale Absorption im Bereich der ultraroten Eigenschwingung geringer als bei den mit Erwärmung hergestellten Schichten und das Durchlässigkeitsminimum nach kürzeren Wellenlängen hin verschoben.

Die Kurven der Durchlässigkeit in Abhängigkeit von der Wellenlänge sind bei den mit thermischer Behandlung aufgedampften Schichten ähnlich den Kurven, die von CZERNY und BARNES für dünne NaCl-Schichten aus der Dispersionsformel berechnet wurden<sup>2</sup>. Daher lag es nahe, aus den jetzt gemessenen Durchlässigkeitskurven für CsBr eine Dispersionsformel abzuleiten. Zwei Konstanten in der Dispersionsformel, die Intensitätskonstante und die Dämpfungskonstante, wurden aus den Minimaldurchlässigkeiten und den Halbwertsbreiten der Kurven ermittelt, während die dritte Konstante, die Wellenlänge der Eigenschwingung, sich direkt aus den Messungen ergab. Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen die berechneten Durchlässigkeiten mit den gemessenen Werten überein (vgl. Abb. 2).

Eine ausführlichere Fassung wird noch veröffentlicht.

<sup>2</sup> R. B. BARNES u. M. CZERNY, Z. Phys. **72**, 447 [1931].