

schen 5 und 50 V den Wert 2 annimmt. Oberhalb 50 V wird α kleiner und nähert sich dem Wert 1, der bei 100 V fast erreicht wird. Die Spannungsabhängigkeit von Δi entspricht also derjenigen eines Stromes, der durch Injektion von Majoritätsträgern in den CdS-Kristall hervorgerufen wird. Für einen derartigen Mechanismus spricht auch das Einstellverhalten bei Spannungsänderung¹.

Im CdS-Kristall werden durch die γ -Anregung Bereiche großer Leitfähigkeit erzeugt, von denen sich einige mit den Anreicherungsrandsschichten überlappen, die bei der Kontaktierung an der Kristalloberfläche erzeugt wurden. Es wird angenommen, daß dadurch die Eindringtiefe der Anreicherungsrandsschichten in die Kristallumgebung vergrößert werden kann. Da außer-

dem durch die Anregung Haftterme entlang der Strombahn mit Elektronen besetzt werden, ohne daß negative Raumladungen auftreten, liegen Verhältnisse vor, die einen Stromleitungsmechanismus begünstigen, wie ihn MOTT und GURNEY³ beschrieben haben. Da ähnliche Verhältnisse in einigen Fällen bei Grundgitter-Anregung gefunden wurden, wird es für wahrscheinlich gehalten, daß dieser Leitungsmechanismus bevorzugt im Bereich der Kristallspaltoberfläche stattfindet.

Es sei noch bemerkt, daß die Intensitätsabhängigkeit des Photostromes bei γ -Anregung von der Zellenspannung beeinflußt wird und daß der angenommene Teilstrom Δi von der Intensität schwächer als linear abhängt.

Den Herren Dr. F. ECKART und G. O. MÜLLER möchte ich an dieser Stelle für zahlreiche Diskussionen danken.

Diffusion von Xe-133, Rn-222 und J-131 in Thoriumoxyd

Von H.J. MATZKE und R. LINDNER

Kernchemisches Institut * der Technischen Hochschule
Göteborg, Schweden

(Z. Naturforsch. 15 a, 647—648 [1960]; eingegangen am 3. Mai 1960)

Im Rahmen einer breiteren Untersuchung der Beweglichkeit von Spaltprodukten in „keramischen“ Kernbrenn- und Brutstoffen erschien auch die Messung der Diffusion leichtflüchtiger Spaltprodukte in Thoriumoxyd von Interesse. Außerdem sollte zur allgemeinen Kenntnis der Diffusion von Gasen in Festkörpern beigetragen werden, weshalb auch das Edelgas Radon in den Kreis der Untersuchungen einbezogen wurde. Die vorläufigen Ergebnisse werden in dieser Notiz mitgeteilt.

Zur Diffusion von Xe und J: Es wurde ThO₂ Matthey „Specpure“ verwendet, dessen spezifische Oberfläche mittels BET-Methode zu 3,4 m²/g bestimmt worden war. 100 mg wurden in einer Quarzampulle im Reaktor DIDO 32 Tage mit dem Fluß von etwa 1,5 · 10¹⁴ n cm⁻² sec⁻¹ (thermisch) bzw. 3 · 10¹³ n cm⁻² sec⁻¹ (schnelle Neutronen) bestrahlt. Die Diffusion der durch Kernspaltung entstandenen Isotope Xe-133 und J-131 aus den Kristallen wurde, wie früher beschrieben¹, bei Erhitzung auf die jeweilige Versuchstemperatur in einer Zirkulationsapparatur bestimmt. Das radioaktive Xenon durchläuft mit dem Trägerluftstrom eine Kammer, in der die Radioaktivität mittels GM-Zählrohr laufend bestimmt wird. Das radioaktive Jod wird in einer in den Kreislauf geschalteten Falle mit auf 400 °C erhitzter Silberwolle vollständig absorbiert und nach Ende des Versuches im γ -Szintillationspektrometer, eingestellt auf die Haupt- γ -Linie von J-131 (364 keV), gemessen.

Diffusion von Rn-222: Zu diesen Versuchen wurde das gleiche Material, jedoch unbestrahlt und in größerer Menge (10 mg statt 1 mg pro Versuch) verwendet. Die Indizierung mit Rn-222 geschah durch primäre Adsorption von Radium aus wäßriger Radiumsalzlösung mit

nachfolgender quantitativer Entfernung des Radiums (durch Aufnahme der radioaktiven Zerfallskurve des Thoriumoxydpulvers kontrolliert) nach einigen Tagen Einwirkung durch Auskochen mit Säure, wonach das durch α -Rückstoß in die 0,09 μ großen Kristallite eingeschossene Rn-222 im größten Teil des Kornvolumens verteilt ist. Die Messung der bei der Versuchstemperatur entweichenden Radiumemanation erfolgt in einer Meßkammer mittels α -Szintillationsdetektor^{2,3}. Der Einfluß

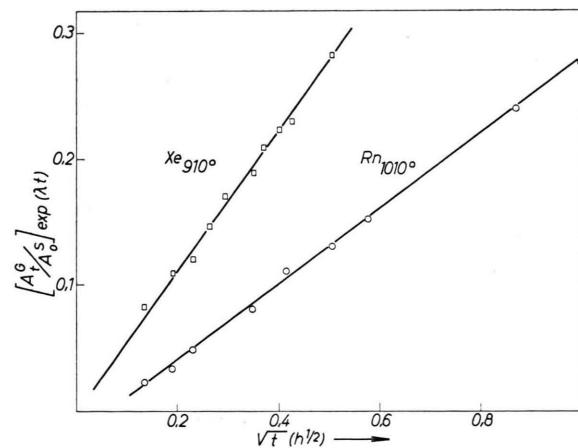


Abb. 1. Durch Diffusion entwichter Bruchteil der im Festkörper vorhandenen Edelgasmenge als Funktion der Zeit.

von aus dem Thoriumoxyd entweichender Thoriumemanation kann vernachlässigt werden.

Die Auswertung der Versuche erfolgt gemäß der Näherungsformel⁴:

$$A_t^G / A_0^S = 2 \exp(-\lambda t) \sqrt{D t / \pi} F/V$$

(A_0^S = Ausgangsaktivität des Pulvers, A_t^G = jeweilige Aktivität im Gasraum, F = Oberfläche, V = Volumen des Materials), wonach in der Darstellung $A_t^G / A_0^S = f(\sqrt{t})$ sich gerade Linien ergeben sollten.

³ R. LINDNER u. H.J. MATZKE, Z. Naturforsch. 15 a, im Druck.

⁴ W. INTHOFF u. K. E. ZIMEN, Trans. Chalmers Univ. Techn. No. 176 [1956].

* betrieben vom Schwedischen Rat für Atomforschung.

¹ R. LINDNER u. H.J. MATZKE, Z. Naturforsch. 14 a, 582 [1959].

² R. LINDNER u. H.J. MATZKE, Z. Naturforsch. 14 a, 1074 [1959].



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.

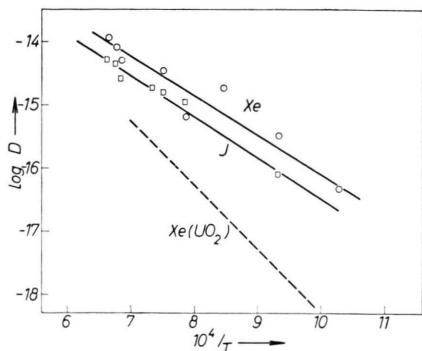


Abb. 2. Diffusion von Xe und J in ThO_2 als Funktion der reziproken Temperatur.

In Abb. 1 sind die Meßpunkte zweier charakteristischer Versuche: Diffusion von Xe bei 910°C und von Rn bei 1010°C , wiedergegeben. Der zu erwartende Verlauf der Diffusion ist augenscheinlich verwirklicht.

In Abb. 2 sind die bei verschiedenen Temperaturen gefundenen Diffusionskonstanten für Xe und J logarithmisch gegen die reziproke Temperatur aufgetragen; die Abbildung enthält in Form einer gestrichelten Linie außerdem die Darstellung der Temperaturfunktion² der Diffusion von Xe in UO_2 . Während die Aktivierungsenergie der Diffusion für Xe und J von vergleichbarer Größe (ca. 30 kcal/Mol) ist, liegen die Absolutwerte für J tiefer, wie dieses auch bei UO_2 beobachtet wird. Aus der Figur ist ein erheblicher Unterschied der Aktivierungsenergien und Absolutwerte für die Diffusion von Xe in ThO_2 bzw. UO_2 (49 kcal/Mol^{-1}) ersichtlich. Die bei der Reaktorbestrahlung vom Thoriumoxyd empfangene Dosis an schnellen Neutronen (10^{20} nvt) war erheblich höher als die beim UO_2 (10^{16} nvt); jedoch ist bei den Diffusionsversuchen keine Beeinflussung der Fehlordnung durch einen Strahlenschaden festzustellen, da die Diffusionskoeffizienten auch bei den höchsten verwendeten Temperaturen zeitlich konstant bleiben. Möglicherweise könnte zur Erklärung der geringeren Akti-

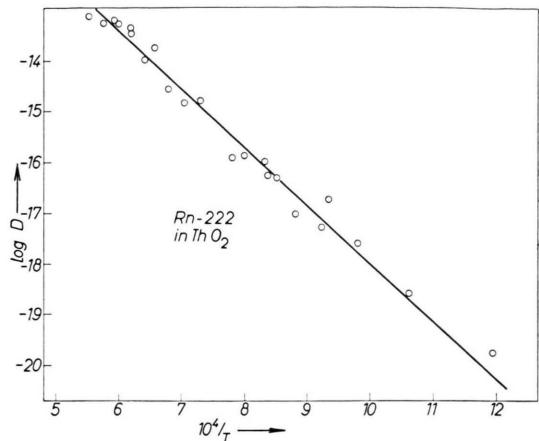


Abb. 3. Diffusion von Rn in ThO_2 als Funktion der reziproken Temperatur.

vierungsenergie beim ThO_2 die gegenüber dem UO_2 (s. Anm.⁶) größere Gitterkonstante⁵ ($5,5859 \text{ \AA}$ gegenüber $5,4704 \text{ \AA}$ bei Zimmertemperatur) bei identischer Kristallstruktur (Calciumfluoridtypus) herangezogen werden.

In Abb. 3 sind die Ergebnisse der Messungen der Diffusion von Rn-222 in ThO_2 wiedergegeben. Absolutwerte und Aktivierungsenergie (59 kcal/Mol^{-1}) sind vergleichbar denen beim UO_2 (s. Anm.³). In diesem Fall ist die von beiden Oxyden empfangene Strahlungsdosis gleich groß und (verglichen mit einer Reaktorbestrahlung) vernachlässigbar.

Wir danken dem Schwedischen Rat für Atomforschung für Unterstützung; dem Institut für Atomenergie, Kjeller, Norwegen (Gerd Lowzow) für die Ausführung der BET-Bestimmung der spezifischen Oberfläche beim ThO_2 .

⁵ H. ZACHARIASEN, Phys. Rev. **73**, 1104 [1948].

⁶ F. GROENVOLD, J. Inorg. Nucl. Chem. **1**, 357 [1955].

Messungen an Multialkaliphotoskathoden

Von G. FRISCHMUTH-HOFFMANN, P. GÖRLICH, H. HORA
in Jena*,

W. HEIMANN und H. MARSEILLE in Wiesbaden-Dotzheim
(Z. Naturforsch. **15 a**, 648—650 [1960]; eingegangen am 23. Mai 1960)

Die 1936 entwickelte Cs_3Sb -Photokathode¹ ist ein Halbleiter vom I-V-Typ. Sie ergibt, verglichen mit den früher bekannten Photokathoden, um Zehnerpotenzen größere Quantenausbeuten. Die spektrale Verteilung ist nahezu monoton ansteigend und ähnelt der aller bisher

im fernen UV gemessenen Stoffe². Für Lichtfrequenzen, die der doppelten Grenzfrequenz entsprechen, erhält man Quantenausbeuten von über 10%. Diese hohen Werte sind darauf zurückzuführen, daß die Emission der Elektronen beim Cs_3Sb hauptsächlich aus dem Valenzband erfolgt, dessen Abstand vom Vakuumniveau verhältnismäßig gering ist. Eine phänomenologische Theorie³ gibt diese Eigenschaften im wesentlichen wieder. Verwendet man als I-Komponente des Halbleiters statt Cs ein Gemisch von Alkalimetallen^{4,5}, so erhält man einen spektralen Verlauf der Quantenausbeute, der gegenüber dem von Cs_3Sb um einige Zehntel Elektro-

* Carl-Zeiss-Str. 1.

** Physikalisch-Technische Werkstätten.

¹ P. GÖRLICH, Z. Phys. **101**, 335 [1936].

² vgl. L. WEISSLER, in S. FLÜGGE, Handb. d. Phys., Bd. 21, Berlin 1956, S. 372 ff., oder P. GÖRLICH, Adv. Electronics Electr. Phys. **11**, 1 [1959].

³ P. GÖRLICH, H. HORA u. W. MACKE, Jenaer Jahrb. 1957, S. 91; Exp. Techn. Phys. **5**, 217 [1957]. — P. GÖRLICH u. H. HORA, Optik **15**, 116 [1958].

⁴ A. H. SOMMER, Rev. Sci. Instrum. **26**, 725 [1955].

⁵ W. E. SPICER, Phys. Rev. **112**, 114 [1958].