

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-

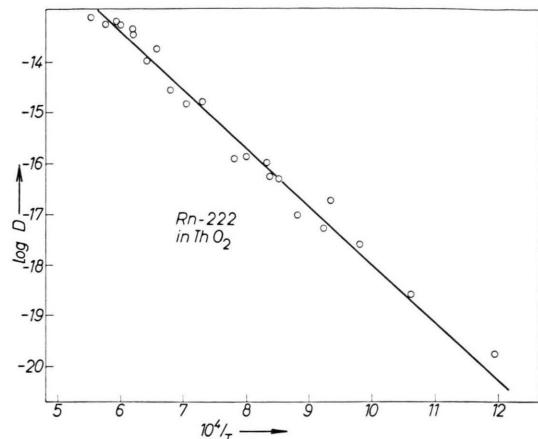


Abb. 3. Diffusion von Rn in ThO_2 als Funktion der reziproken Temperatur.

vierungsenergie beim ThO_2 die gegenüber dem UO_2 (s. Anm.⁶) größere Gitterkonstante⁵ (5,5859 Å gegenüber 5,4704 Å 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 Strahlendosis 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 Multialkaliphotokatoden

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].



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.

nenvolt Photonenergie nach längeren Wellenlängen verschoben ist.

Von diesen Multialkaliphotothoden wurden bis jetzt noch keine Messungen der Temperaturabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit bekannt, die Aufschluß über die Energieniveaus des Halbleiters geben können. Solche Messungen wurden von uns an einer $(\text{Cs} - \text{Na} - \text{K})\text{Sb}$ -Kathode durchgeführt, für die wir die Bezeichnung $[\text{Cs}]\text{Na}_x\text{K}_{3-x}\text{Sb}$ -Kathode vorschlagen möchten, und deren spektrale Verteilung der Quantenausbeute einer gleichartigen Kathode bei SPICER⁵ entsprach. Zwischen zwei festen Kontakten an der Kathode lag eine Spannung von 360 V. Sie ergab für verschiedene Temperaturen T Stromstärken J , wie sie in Abb. 1

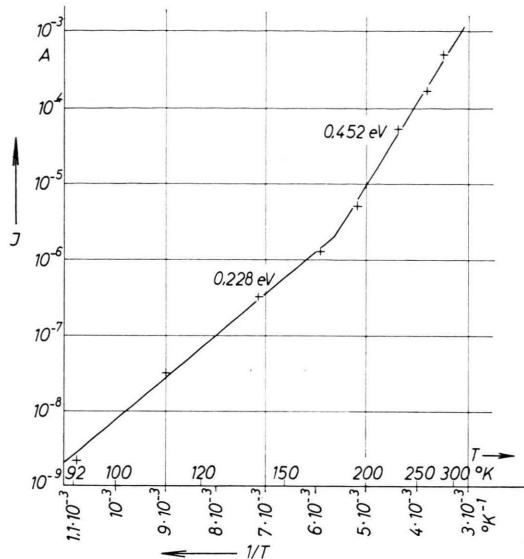


Abb. 1.

dargestellt sind. Unter den betrachteten Verhältnissen ist J proportional der elektrischen Leitfähigkeit, deren Temperaturabhängigkeit wegen der stückweisen Linearität im Diagramm der Abb. 1 in bekannter Weise durch Exponentialfunktionen ausgedrückt werden kann. Daraus lassen sich die in Abb. 1 an die jeweiligen Geradenstücke eingetragenen Aktivierungsenergien von 0,228 eV und 0,452 eV bestimmen. Sie liegen im Bereich der verschiedenen an Cs_3Sb gemessenen Werte.

Weiterhin wurden von uns an der gleichen Kathode, die als durchsichtige Schicht an den Glaswänden einer Photozelle aufgebracht war, optische Messungen mit linear polarisiertem Licht durchgeführt. Dabei fiel das Licht mit parallel ($\mathcal{E} \parallel$) und senkrecht ($\mathcal{E} \perp$) zur EinfallsEbene schwingendem Vektor unter einem Einfallsinkel von 60° von der Glasseite her auf die Schicht. Es wurden die reflektierte Lichtintensität (R) und die in der Kathode absorbierte (A) jeweils im Verhältnis zur einfallenden bestimmt. (Abb. 2). Es ist bemerkenswert, daß die Reflexion, insbesondere für kleine Photonenergien $h\nu$, sehr hohe Werte bis über 70% ergibt und daß für den Fall $\mathcal{E} \parallel$ bei größeren Photonenergien Refle-

xionswerte von über 25% gefunden werden, obgleich der BREWSTERSche Winkel für das Zellenglas nahe 60° liegt. Diese Reflexionseigenschaften unterscheiden sich stark

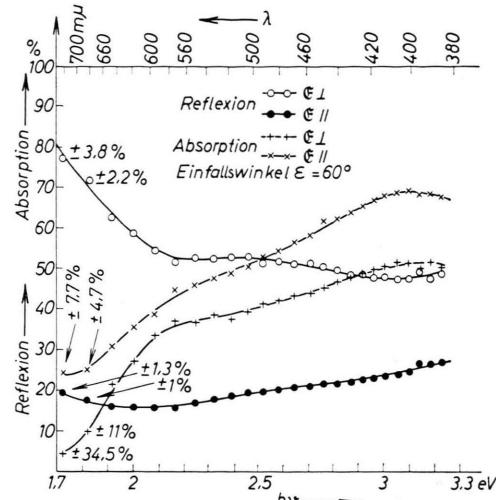


Abb. 2.

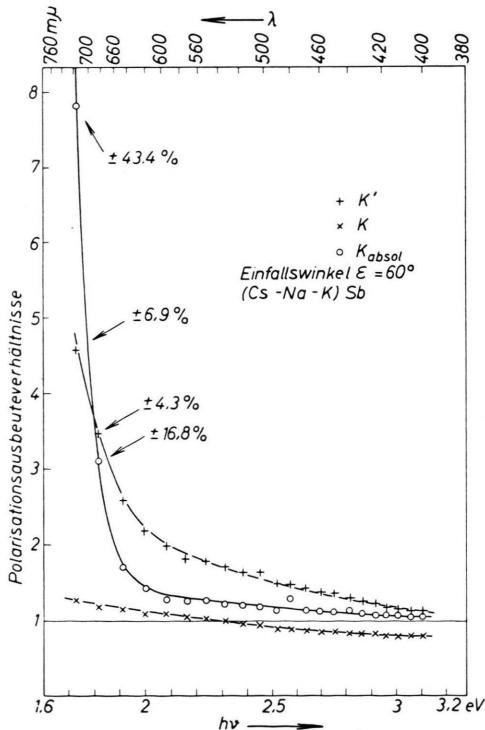


Abb. 3.

von den an Cs_3Sb -Kathoden beobachteten Werten⁶. Ebenfalls im Gegensatz zu den Ergebnissen an Cs_3Sb weist die Absorption eine verhältnismäßig große Polari-

⁶ G. WALLIS, Ann. Phys., Lpz. 17, 401 [1956].

sationsabhängigkeit auf. Ähnlich wie Messungen SPICERS⁵ für senkrechten Lichteinfall zeigt der von uns gemessene Verlauf der Absorption für schrägen Lichteinfall bei 2 eV und bei 3 eV Knicke, denen auch Knicke im spektralen Verlauf der Reflexion (Abb. 2) entsprechen.

Aus verschiedenen Gründen ist neuerdings an Cs₃Sb bei schrägem Lichteinfall die Abhängigkeit der Photoemission von der Polarisationsrichtung des Lichtes gemessen worden⁷. Für \mathfrak{E}_\perp fand man eine größere Emission als für \mathfrak{E}_\parallel , d. h. das Polarisationsausbeuteverhältnis

$$K = \frac{\text{Quantenausbeute bei } \mathfrak{E}_\perp}{\text{Quantenausbeute bei } \mathfrak{E}_\parallel}$$

war größer als 1. An der Multialkalikathode haben wir an derselben Stelle, an der die Reflexion und Absorption bestimmt wurden, die Polarisationsabhängigkeit

⁷ P. GÖRLICH u. H. HORA, Tagung „Festkörperphysik“ Balatonfüred, Sept. 1959 (Ber. im Ersch.); Tagung über Kathoden-(Emissions-)Elektronik der Akad. USSR, Moskau, 20.

der Photoemission bei einem Einfallswinkel von 60° gemessen. Bezieht man die Quantenausbeuten auf gleiches einfallendes Licht, so erhält man Polarisationsausbeuteverhältnisse K , die den in Abb. 3 wiedergegebenen, wenig um 1 schwankenden spektralen Verlauf zeigen. Legt man Quantenausbeuten zugrunde, die auf gleiches in die Kathode eindringendes bzw. auf gleiches in der Kathode absorbiertes Licht bezogen sind, so erhält man Polarisationsausbeuteverhältnisse K' bzw. K_{absol} (Abb. 3), die einen ähnlichen spektralen Verlauf zeigen wie an Cs₃Sb. Wenn man, wie wir es im Anschluß an die Messungen an Cs₃Sb versucht haben⁷, die Polarisationsabhängigkeit mit einer Vorzugsrichtung des lichtelektrischen Anregungsprozesses senkrecht zum elektrischen Vektor des Lichtes in Zusammenhang bringen kann, so scheinen ähnliche Folgerungen auch aus den erhaltenen Ergebnissen an Multialkalikathoden möglich zu sein.

bis 28. 10. 59; Izvest. Akad. Nauk (Fiz. Ser.), (im Ersch.); P. GÖRLICH, Monatsber. Dtsch. Akad. Wiss. Berlin **2**, 69 [1960]; H. HORA, Jenaer Jahrb. 1960 II (im Ersch.).

Berichtigungen

Zu L. MERTEN, Phänomenologische Beschreibung der langen optischen Gitterschwingungen in zweiatomigen polaren Kristallen des trigonalen, tetragonalen und hexagonalen Systems (auf elektrostatischer Grundlage), Band **15 a**, 47 [1960].

Im Anhang ist statt (A, 8), S. 55, zu definieren:

$$w(k) \equiv \sqrt{\bar{\varrho}} u(k), \quad (\text{A}, 8')$$

wobei $\bar{\varrho}$ durch $\frac{1}{\bar{\varrho}} = \frac{1}{\varrho_1} + \frac{1}{\varrho_2}$ eingeführt und als reduzierte Teilgitterdichte bezeichnet sei. Gl. (A, 9) lautet dann:

$$\ddot{w}(k) = - \sum_{k'} \frac{F(k k')}{\varrho_k} \cdot w(k') - \frac{\sqrt{\bar{\varrho}} F(k)}{\varrho_k} \cdot \mathfrak{E}, \quad (\text{a})$$

$$(\text{A}, 9')$$

$$\ddot{\mathfrak{P}} = - \sum_k \frac{\overline{F(k)}}{\sqrt{\bar{\varrho}}} \cdot w(k) + F \cdot \mathfrak{E} \quad (\text{b})$$

[mit der Definition (A, 8) müßte es in den Nennern der ersten Summe von (A, 9a) $\sqrt{\varrho_k \varrho_{k'}}$ statt ϱ_k heißen]. Die sich aus (A, 9') ergebenden geringfügigen Änderungen in den Zwischenergebnissen lassen sich leicht überblicken. In den Endergebnissen ist lediglich $B^{12} = \overline{B^{21}}$ umzudefinieren, und zwar

$$\text{in (A, 12): } B^{12} = \overline{B^{21}} = F(2) / \sqrt{\bar{\varrho}},$$

$$\text{in (A, 27): } B^{12} = \overline{B^{21}} = m F(2) / \sqrt{\bar{\varrho}},$$

$$\text{in (A, 31): } B^{12} = \overline{B^{21}} = 2 F(2) / \sqrt{\bar{\varrho}}.$$

Zu L. MERTEN, Über die Gitterschwingungen in Kristallen mit Wurtzitstruktur I, Band **15 a**, 512 [1960].

Auf S. 522 ist die Reihenfolge des Textes beim Druck vertauscht worden. In der rechten Seitenpalte nach dem 2. Satz des 2. Abschnitts folgt zunächst Gl. (3, 13) mit dem Text unten in der linken Seitenpalte, erst dann geht es in der rechten Seitenpalte weiter.

Zu H. GIENAPP, Der Gesamtwirkungsquerschnitt des Stoßprozesses zwischen Kaliumatomen und Chlormolekülen, Band **14 a**, 1084 [1959].

Auf S. 1085, rechte Spalte, dritter Abschnitt, 7. Zeile, muß es HBr statt Chlormoleküle heißen.