

Abb. 1. Die Molekelpstromdichte J in Abhängigkeit vom Einlaßdruck p_0 , gemessen in verschiedenen Entfernungen r zwischen dem Auffänger und der Kollimatorblende.

kondensierten Bereiche gemessenen mittleren Geschwindigkeit von 630 m/sec folgt daraus eine Dichte im Strahl von $2,5 \cdot 10^{14} \text{ Molekeln/cm}^3$. Für 309 mm Entfernung von der Kollimatorblende ergibt sich nach Abb. 1 ein Maximalwert der Teilchenstromdichte von etwa $6 \cdot 10^{17} \text{ Molekeln/cm}^2 \text{ sec}$, dem eine Dichte im Strahl von etwa $1 \cdot 10^{18} \text{ Molekeln/cm}^3$ entspricht.

Bei der höchsten erzielten Strahlintensität stieg der Gasdruck in der Meßkammer auf $2,5 \cdot 10^{-5} \text{ Torr}$. Da diesem Druck bei Zimmertemperatur eine Dichte von $1 \cdot 10^{12} \text{ Molekeln/cm}^3$ entspricht, lag die Dichte im Strahl bei der größten untersuchten Entfernung also noch um eine Zehnerpotenz über der Dichte des Untergrundgases.

Das Verhältnis von Strahldichte zu Umgebungsgröße im Meßraum läßt sich zweifellos wesentlich erhöhen, wenn man den Strahl am Ende seines vorgesehenen

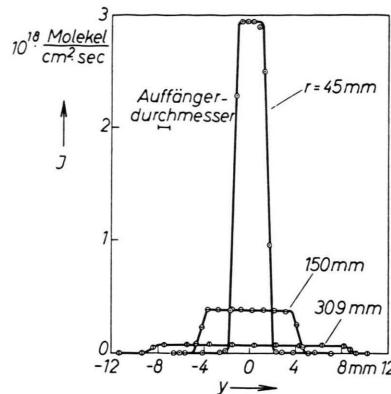


Abb. 2. Die Molekelpstromdichte J in Abhängigkeit von der Koordinate y des Auffängers senkrecht zur Strahlachse, gemessen in verschiedenen Entfernungen r zwischen dem Auffänger und der Kollimatorblende bei einem Einlaßdruck von $p_0 = 539 \text{ Torr}$.

Weges durch eine, gegebenenfalls kanalförmig ausgebildete, Blende treten läßt, hinter der das anfallende Gas von einer gesonderten Pumpe abgesaugt wird. Da der „kondensierte“ Strahl nach Abb. 2 ein nahezu rechteckiges Profil hat, dürfte diese Ausschleusung sehr wirksam sein. Man kann daher erwarten, daß sich in dem von kondensierten Strahlen durchsetzten Reaktionsraum einer Kernfusionsapparatur auch ultra-hohes Vakuum mit erträglicher Pumpkapazität aufrechterhalten läßt.

Die beschriebenen Versuche wurden mit normalem Elektrolytwasserstoff durchgeführt. Für das bei Kernfusionsexperimenten meist benutzte Deuterium sowie für Deuterium-Tritium-Gemische sind ähnliche Ergebnisse zu erwarten. Bei den Gemischen ergibt sich zusätzlich die interessante Möglichkeit, das Tritium während der Strahlerzeugung im Strahlgas anzureichern⁸.

⁸ Vgl. E. W. BECKER, K. BIER u. H. BURGHOFF, Z. Naturforsch. **10 a**, 565 [1955], Abb. 1, sowie Anm. ³, S. 338, letzter Absatz.

Halbleiter injiziert und durch ihn abgesaugt werden. Die Näherung für kleine Saugspannungen ergibt einen quadratischen Zusammenhang zwischen Stromdichte und Spannung (raumladungsbegrenzter Strom), und die für große Spannungen einen linearen Zusammenhang.

Bei den von uns verwendeten CdS-Spaltzellen (Spaltbreite $0,3 - 0,5 \text{ mm}$) wurden Au-Elektroden auf die Kristalle aufgedampft, nachdem ihre Kontaktflächen durch eine Beglimmung⁴ vorbehandelt wurden, wobei die Kristalle auf Anode lagen. Es kann als gesichert angenom-

¹ R. W. SMITH u. A. ROSE, Phys. Rev. **97**, 1531 [1955].

² G. T. WRIGHT, Nature, Lond. **182**, 1296 [1958].

³ MOTT u. GURNEY, Electronic Processes in Ionic Crystals, S. 168 - 173, 2nd Edition, Oxford at the Clarendon Press, 1950.

⁴ W. M. BUTLER u. W. MUSCHEID, Arbeitstagung Festkörperphysik 1954 in Dresden, S. 102 - 112.

Zur Frage der raumladungsbegrenzten Ströme in CdS-Kristallen

Von E. SCHNÜRER

Deutsche Akademie der Wissenschaften zu Berlin,
Physikalisch-Technisches Institut,
Bereich Elektronische Halbleiter

(Z. Naturforsch. **15 a**, 644 - 645 [1960]; eingegangen am 3. Juni 1960)

Mehrfach wurde berichtet^{1, 2}, daß durch CdS-Einkristalle, die mit Indium kontaktiert sind, bei einigen Volt Saugspannung Dunkelströme fließen, deren Dichten und quadratische Spannungsabhängigkeit auf einen von MOTT und GURNEY³ beschriebenen Stromleitungsmechanismus hinweisen. Danach können aus einer Kontakt-Anreicherungsgrandschicht Majoritätsträger durch elektrische Feldwirkung in einen Isolator bzw. hochohmigen



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.

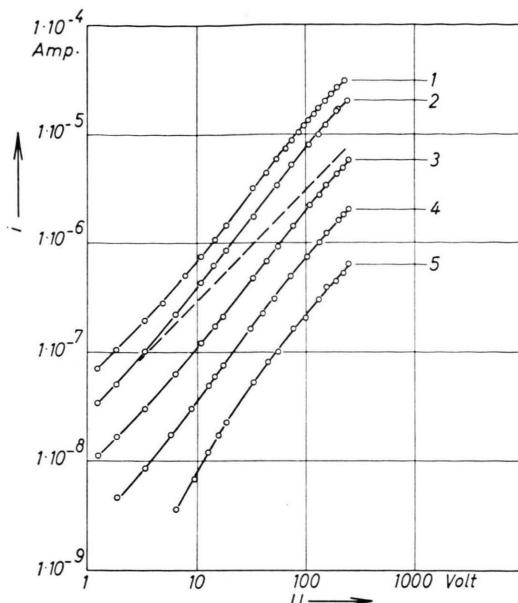


Abb. 1. Strom-Spannungscharakteristiken einer CdS-Spaltzelle bei Ra- γ -Anregung. Der Parameter ist der Abstand eines 10 mg Ra-Präparates von der Zelle; 1: 1 cm, 2: 1,5 cm, 3: 3 cm, 4: 5 cm, 5: 9 cm. Die Ra-Strahlung wird durch 0,3 mm Pt-Ir und 1 mm Pb gefiltert.

men werden, daß die Beglimmung eine Reduktion der betreffenden Kristallflächen bewirkt und zur Entstehung von Anreicherungsgebieten führt^{5, 6}. Trotzdem wurden mit den bisher benutzten Kristallen noch keine Anzeichen für das Vorhandensein von raumladungsbegrenzten (Dunkel-)Strömen gefunden⁷. Unter bestimmten Anregungsbedingungen der CdS-Zellen wurden jedoch Photostrome beobachtet, deren Abhängigkeit von verschiedenen Parametern mit der solcher (Dunkel-)Ströme übereinstimmt.

Im Wellenlängenbereich der Einstrahlung von 530 bis 650 m μ hatten alle untersuchten Zellen bei allen Intensitäten (ca. 10^{11} – 10^{16} eV/cm 2 sec) bis zu Spannungen von 100 V ohmsche Strom-Spannungscharakteristiken. Im Gegensatz dazu stieg der Photostrom aller untersuchten CdS-Zellen bei γ -Anregung (Ra) zwischen einigen Volt (3–5 V) und ca. 100 V superlinear^{8–10} (und gleichrichterfrei) mit der Spannung an (Abb. 1). Unterhalb 5 V liegt ohmsches Verhalten vor und oberhalb 100 V wird wiederum ein angenähert linearer Zusammenhang gefunden. — Analog hierzu zeigten einige Zellen, und zwar die empfindlichsten, bei äußerst schwacher Grundgitter-Anregung (439 m μ ; Photostrom bei 5 V: $5 \cdot 10^{-9}$ bis 10^{-7} A) oberhalb 5 V ebenfalls eine super-

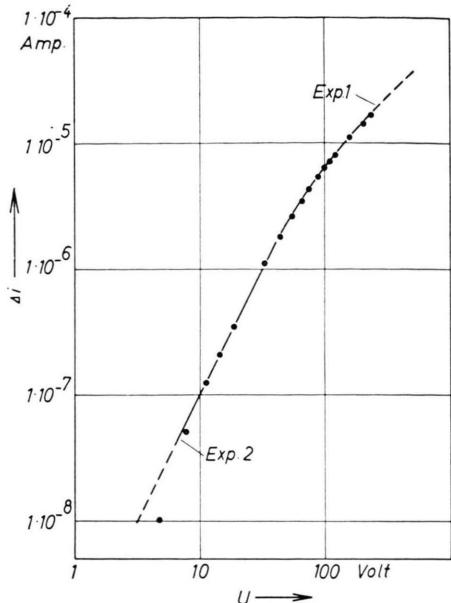


Abb. 2. Der (bez. der Spannung nichtlineare) Photostromanteil Δi einer CdS-Zelle in Abhängigkeit von der Spannung bei Anregung der Zelle mit 10 mg Ra aus 1 cm Abstand.

lineare Abhängigkeit des Photostromes von der Spannung, die mit zunehmender Intensität jedoch verschwindet.

— Wird bei γ -Anregung die Zellenspannung erhöht, so erreicht der Photostrom seinen stationären Wert nach Durchlaufen eines Maximums; beim Übergang von einer größeren zu einer kleineren Spannung stellt sich der Photostrom durchweg monoton ein. — Bei kleineren Anregungsintensitäten ist dieses Übergangsverhalten am deutlichsten ausgeprägt.

Es wird angenommen, daß der Photostrom bei γ -Anregung aus zwei Teilströmen besteht. Der eine Teilstrom soll proportional der angelegten Spannung sein; er bestimmt bei kleinen Spannungen den Photostrom. Der zweite Teilstrom soll teilweise stärker als linear von der Spannung abhängen. Wird der unterhalb 5 V spannungsproportionale Photostromanteil extrapoliert und werden die extrapolierten Werte von den gemessenen Photostromwerten subtrahiert, so erhält man für den nichtlinearen Photostromanteil (Δi) in Abhängigkeit von der Spannung U : $\Delta i = f(U) = \text{const} \cdot U^{\alpha(U)}$ (Abb. 2). Die Funktion $\alpha(U)$ wird von individuellen Kristall-Eigenschaften bestimmt und sie nimmt zwischen 5 und 50 V bei verschiedenen Zellen Werte zwischen 2,2 und 1,8 an. Die unempfindlichen Zellen weisen in der Regel die kleineren α -Werte auf. In Abb. 2 wird der Verlauf von Δi für eine empfindliche Zelle gezeigt, für die α zwi-

⁵ J. FASSBENDER, Z. Phys. **145**, 301 [1956].

⁶ (Eigene Versuche hierzu zeigten, daß diese Reduktion bei hinreichend langer Beglimmung sogar zu einer sichtbaren metallischen Abscheidung von Cd führen kann.)

A n m. b. d. K o r r.: ⁷ Neuere Messungen an diesen Kristallen mit einer SANDWICH-Anordnung der nach oben beschriebenen Verfahren aufgebrachten Elektroden ergeben

allerdings deutliche Hinweise für das Auftreten raumladungsbegrenzter Dunkelströme.

⁸ Der Einsatzpunkt der Superlinearität hängt von der Kristalldimension und von der Spaltbreite ab.

⁹ E. SCHÜRER, Festkörperphysik u. Physik d. Leuchtstoffe (Tagung Erfurt 1957); Akad. Verlag **1958**, S. 44–49.

¹⁰ S. W. SWETSCHNIKOW, J. Techn. Phys. (UdSSR) (Z) **26**, 1646 [1956].

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 Kristallspaltoboberfläche 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 ThO_2 Matthey „Specpure“ verwendet, dessen spezifische Oberfläche mittels BET-Methode zu $3,4 \text{ m}^2/\text{g}$ bestimmt worden war. 100 mg wurden in einer Quarzampulle im Reaktor DIDO 32 Tage mit dem Fluß von etwa $1,5 \cdot 10^{14} \text{ n cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ (thermisch) bzw. $3 \cdot 10^{13} \text{ n cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ (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 unbestrahl 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 $0,09 \mu$ 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

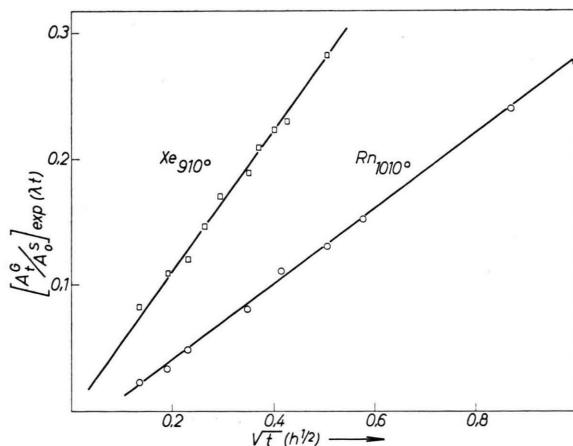


Abb. 1. Durch Diffusion entwichener Bruchteil der im Festkörper vorhandenen Edelgasmengen als Funktion der Zeit.

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].