

Gerade, deren Steigung dem Bandabstand ΔE des Halbleiters proportional ist (Abb. 2). Während man aus Leitfähigkeitsmessungen ΔE nur im Gebiet der Eigenleitung gewinnt⁷, erfaßt die hier mitgeteilte Methode die Temperaturabhängigkeit der Dichte der in der Minderzahl vorhandenen Ladungsträger, also ΔE im Gebiet der Störleitung.

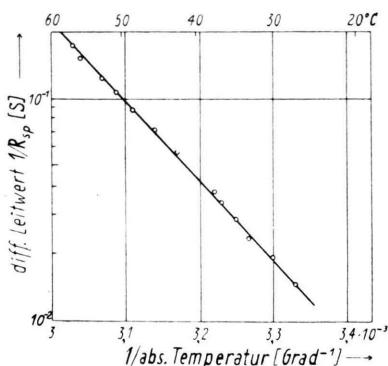


Abb. 3. Abhängigkeit des diff. Leitwertes $1/R_{sp}$ von der Temperatur bei 0 Volt Vorspannung. Die Neigung der ausgezogenen Geraden ist analog Gl. (3) berechnet worden. Gleichrichterdaten s. Abb. 1. Frequenz 75 kHz.

Ebenso ergibt die logarithmische Auftragung des diff. Leitwertes über dem Kehrwert der abs. Temperatur eine Gerade, deren Neigung dem Bandabstand ΔE des Germaniums proportional ist (Abb. 3). Die Deutung erfolgt wegen der Ähnlichkeit von Gl. (2) mit dem ersten Term der Gl. (1) analog.

Voraussetzung für diese Methode sind Messungen bei genügend hohen Temperaturen. Im Gebiet tiefer Temperaturen ist $1/R_{sp}$ nicht mehr groß gegenüber dem Leitwert, der aus einer Oberflächenleitfähigkeit

herrührt (Abb. 4) und rechnerisch nicht erfaßt werden kann. Der Grund für dieses Verhalten liegt darin, daß zwar die Sperrschicht unterhalb des Indiums im Inneren des Germaniums liegt, aber an ihrem Rande an die Germanium-Oberfläche tritt. Daher wird der Realteil des Stromes durch den Gleichrichter nicht allein von Gl. (2) bestimmt, sondern auch von der Beschaffenheit der Oberfläche beeinflußt.

Beide Meßverfahren liefern als Bandabstand des Germaniums 0,72 eVolt mit einem Fehler von wenigen Prozent.

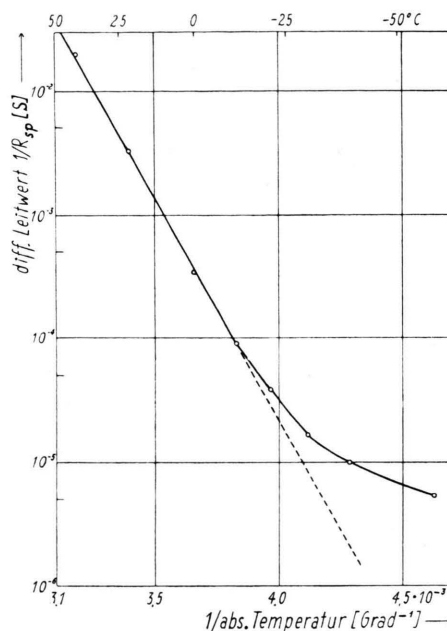


Abb. 4. Einfluß der Oberflächenleitung auf den diff. Leitwert $1/R_{sp}$ bei 0 Volt Vorspannung. Die Neigung der Geraden ist analog Gl. (3) berechnet worden. Sperrschichtfläche 20 mm², spez. Widerstand des Germaniums 3,6 Ω cm. Frequenz 75 kHz.

⁷ S. z. B. J. Stuke, Diss. Göttingen (1947).

Bestimmung einer Haftstellenverteilung aus Wechsellichtmessungen an photoleitenden Cadmiumsulfid-Einkristallen

Von E. A. Niekisch

II. Physikalisches Institut der Humboldt-Universität,
Berlin

(Z. Naturforschg. 9a, 700—701 [1954]; eingeg. am 25. Juni 1954)

Von Faßbender und Lehmann¹ ist vor einiger Zeit eine Methode zur Berechnung der Elektronenbeweglichkeit in CdS aus Wechsellichtmessungen angegeben worden. Eine nähere Analyse dieser Methode zeigt, daß unter gewissen Voraussetzungen die so be-

stimmte Beweglichkeit nicht die Mikrobeweglichkeit b_e ist, sondern eine durch

$$b_e^w = \frac{b_e}{1 + dn_h/dn_e} \quad (1)$$

definierte Beweglichkeit; n_e ist hierbei die Konzentration der Leitungselektronen im Leitfähigkeitsband, n_h die der Elektronen in unterhalb des Bandes liegenden Haftstellen. Die erwähnten Voraussetzungen bestehen dabei im wesentlichen darin, daß die Modulationsfrequenz des anregenden Lichtes so zu wählen ist, daß eine Periode klein gegenüber der Lebensdauer der Ladungsträger in Hinblick auf die Rekombination in den Grundzustand ist, aber groß bezüglich der Anlagerungszeiten in Haftstellen; die letzte Bedingung hat unter Umständen zur Folge, daß nur Haftstellen einer bestimmten Art erfaßt werden. Außerdem darf das anregende Licht nur schwach moduliert sein. Bei einem einfachen Haftstellenmodell mit kontinuier-

¹ J. Faßbender u. H. Lehmann, Ann Phys., Lpz. (6) 6, 215 [1949].



licher Haftstellenverteilung $N_h(E)$ findet man mittels kinetischer Überlegungen und den Hilfsmitteln der statistischen Thermodynamik für den in (1) auftretenden Differentialquotienten:

$$\frac{dn_h}{dn_e} = \int \frac{N_L e^{-E/kT}}{(n_e + N_L e^{-E/kT})^2} N_h(E) dE \quad (2)$$

mit $N_L = 2 (2\pi mkT/h^2)^{3/2}$; das Integral ist dabei über den auf Grund der Voraussetzungen angebbaren zulässigen Haftstellenbereich zu erstrecken. Durch Messung von b_e^w nach der Wechsellichtmethode und bei Kenntnis von b_e kann somit nach (1) und (2) $N_h(E)$ berechnet werden. Eine näherungsweise Auswertung der Integrallgl. (2) kann auf Grund der Tatsache erfolgen, daß der Kern die Ableitung einer „Fermi-Verteilungsfunktion“, also ungefähr eine Glockenkurve mit einer Halbwertsbreite von $4kT$ und einem Maximum bei

$$n_e = N_L e^{-E/kT} \quad (3)$$

ist. Damit erhält man an Stelle von (2):

$$\frac{dn_h}{dn_e} \approx \frac{N_h(E) kT}{n_e} \quad (4)$$

die zugehörige Energie E (gezählt vom Leitungsband aus nach unten) folgt aus (3). Feinere Strukturen der Verteilung werden bei dieser Art der Auswertung natürlich verwischt. Abb. 1a zeigt eine so gewonnene

Haftstellenverteilung eines möglichst rein hergestellten CdS-Kristalls, Abb. 1b die eines solchen mit Arsenzusatz. Der Wiederanstieg jenseits 0,3 eV nach größeren Energien ist nach neuesten Messungen höchstwahrscheinlich die „Flanke“ einer Termgruppe mit einem Maximum bei ca. 0,5 eV (thermische Tiefe).

Eine ausführliche Veröffentlichung ist in Vorbereitung.

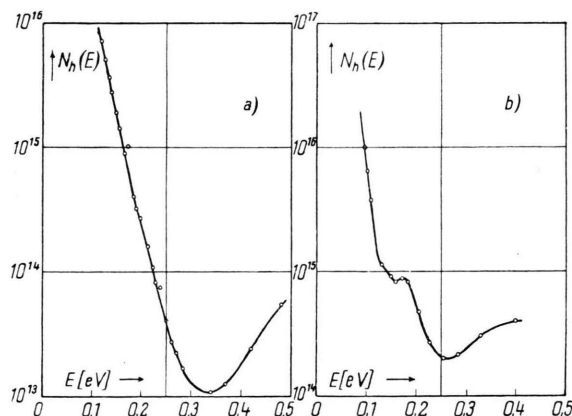


Abb. 1. Haftstellenverteilung von CdS. a) ohne Zusätze, b) mit Arsenzusatz.

Natürliche Radioaktivität von Platin und Neodym

Von W. Porschen und W. Riezler

Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn

(Z. Naturforschg. 9a, 701–703 [1954]; eingeg. am 2. Juli 1954)

Bei der Untersuchung der natürlichen Elemente auf sehr schwache α -Aktivitäten^{1,2} haben wir nun auch bei Platin einen positiven Effekt gefunden.

Zum Nachweis der α -Teilchen wurden Kernplatten (Ilford E 1 und C 2; 100 μ ; 1 \times 3 Zoll) verwendet. Die Platten wurden mit einer wäßrigen Lösung von Kaliumtetracyanoplatinat $K_2[Pt(CN)_4]$ getränkt, das aus K_2PtCl_4 und Kaliumcyanid hergestellt worden war. Das bei der Darstellung anfallende Kaliumchlorid wurde nicht abgetrennt.

Zur Imprägnation wurden die Platten mit einigen Tropfen Wasser angefeuchtet, waagrecht gelagert und nach einigen Minuten wurde je Platte 0,50 cm³ Lösung aufgetropft und verteilt. Die Platten verblieben dann etwa 15 Stunden in dieser Lage bei einer relativen Feuchtigkeit von 100%. Die Konzentration betrug 0,15 mg Pt/cm² bzw. 0,4 mg Pt/cm². Anschließend wurden die Platten 17–52 Tage in Stickstoff (5°C; 38% relative Feuchtigkeit) gelagert.

Das Durchmusteren der Platten erfolgte bei 400-facher, z. Tl. bei 750-facher Vergrößerung. Es wurden

nur solche Spuren vermessen, die eindeutig in der Emulsion liegen. Die Platten wurden vor der Spurenvermessung einen Tag lang bei 55% relativer Feuchte aufbewahrt, um Dickenänderung der Emulsion auszuschließen. Zum Vergleich dienen Platten, die mit Kaliumcyanoaurat $K[Au(CN)_2]$ getränkt worden waren (0,36 mg Au/cm²; 70 und 120 Tage gelagert).

Abb. 1 zeigt das zusammengefaßte Ergebnis aus drei Platinplatten (8,5 cm² mit insgesamt 2,4 mg Platin; 17, 25 und 52 Tage), Abb. 2 das entsprechende Resultat aus zwei Goldplatten (4,4 cm² mit 1,6 mg Gold; 70 und 120 Tage). Die Spuren in den Goldplatten lassen sich alle radioaktiven Verunreinigungen (Sm, U, Th, Ra, Jo, Po) zuordnen.

Bei den Platinplatten jedoch findet man außer diesen normalen Verunreinigungen eine neue Gruppe von 37 Spuren mit einer mittleren Reichweite von $11,8 \pm 0,1 \mu$. Zieht man zur Längenmessung nur waagerechte und wenig geneigte Spuren (gemessene Höhendifferenz der Spurenden $\leq 2 \mu$) heran, so erhält man $l = 11,6 \pm 0,15 \mu$ (16 Spuren).

Zwischen 8 und 10 μ beobachtet man eine weitere schwache Spurengruppe, die noch genauer untersucht werden muß.

Wir nehmen an, daß es sich bei der Gruppe zwischen 11 und 13 μ um α -Teilchen von Platin handelt. Aus der Reichweite erhält man für die Energie der α -Teilchen den Wert $E_\alpha = 3,3 \pm 0,2$ MeV.

¹ W. Riezler u. W. Porschen, Z. Naturforschg. 7a, 634 [1952].

² W. Porschen u. W. Riezler, Z. Naturforschg. 8a, 502 [1953].