

**Über Scheinleitwertmessungen an legierten Germanium-Indium-Gleichrichtern\***

Von Hans-Ludwig Rath

AEG-Laboratorium Belecke-Möhne

(Z. Naturforschg. 9a, 699—700 [1954]; eingeg. am 19. Juni 1954)

Mißt man die diff. Kapazität<sup>1</sup> von legierten Germanium-Indium-Gleichrichtern<sup>2</sup> in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur und der Frequenz bei 0 Volt Vorspannung, so erhält man die Kurvenscharen<sup>3</sup> von Abb. 1. Dieses experimentelle Ergebnis läßt sich wie folgt deuten:

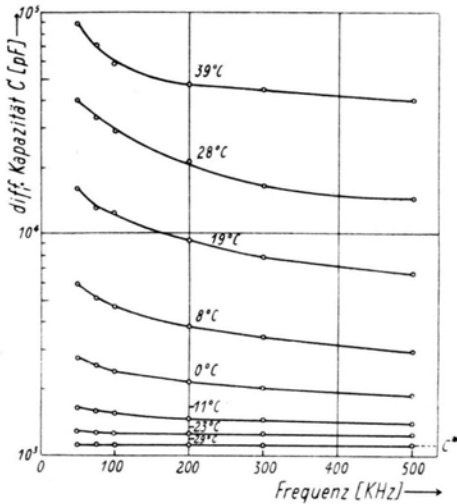


Abb. 1. Abhängigkeit der diff. Kapazität  $C$  von Frequenz und Temperatur bei 0 Volt Vorspannung. Sperrschichtfläche 17 mm<sup>2</sup>, spez. Widerstand des Germaniums 14 Ω cm.

Die von Shockley angegebenen Gleichungen der Strom-Spannungs-Charakteristik eines p-n-Überganges<sup>4</sup> bei Belastung mit geringer Wechselspannung liefern als Realteil den Ausdruck für den diff. Leitwert  $1/R_{sp}$ , als Imaginärteil die Kapazität  $C_i$ , die durch die Injektion von Ladungsträgern hervorgerufen wird. Durch Addition der Sperrschicht-Kapazität  $C_{sp}$ , die aus der Raumladung in der Sperrschicht<sup>5</sup> herrührt, erhält man die für unseren Fall vollständigen Formeln<sup>6</sup>:

$$C = C_i + C_{sp} = \left[ \frac{1}{\omega^2} \frac{e^2 F}{kT} \cdot \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} p_n \sqrt{\frac{1}{2} (\sqrt{1 + \omega^2 \tau_p^2} - 1)} \right] + F \sqrt{\frac{\epsilon e N}{8\pi V_D}}, \quad (1)$$

\* Auszug aus einer bei der TU Berlin-Charlottenburg eingereichten Dissertation (1954).

<sup>1</sup> Meßverfahren s. H.-L. Rath, Naturwiss. 41, 161 [1954].

<sup>2</sup> Herstellung s. z. B. R. N. Hall, Proc. I.R.E. 40, 1512 [1952].

<sup>3</sup> Entspr. Messungen am p-n-Gleichrichter N. H.

$$\frac{1}{R_{sp}} = \frac{e^2 F}{kT} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} p_n \sqrt{\frac{1}{2} (\sqrt{1 + \omega^2 \tau_p^2} + 1)} \quad (2)$$

( $\omega$  Kreisfrequenz,  $e$  Elementarladung,  $F$  Sperrschichtfläche,  $k$  Boltzmann-Konstante,  $T$  abs. Temperatur,  $D_p$  Diffusionskonstante,  $\tau_p$  Lebensdauer der Löcher,  $p_n$  Löcherdichte im n-Halbleiter,  $\epsilon$  Dielektrizitätskonstante,  $N$  Donatordichte,  $V_D$  Diffusionsspannung). Der in eckigen Klammern stehende Ausdruck in Gl. (1) soll „Injektions-Kapazität“ genannt werden.

Gl. (1) enthält als wesentlich temperaturabhängiges Glied  $p_n$ . Mit  $n_n \cdot p_n = n_i^2$  und der Annahme, daß alle Donatoren dissoziiert sind, läßt sich aus der Eigenleitungsdichte die Temperaturabhängigkeit der Kapazität herleiten:

$$C_i = \text{const} \cdot n_i^2 = \text{const}' \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad (3)$$

( $n_i$  = Elektronendichte bei Eigenleitung,  $\Delta E$  = Bandabstand,  $n_n$  = Elektronendichte im n-Halbleiter).

Bei 0 Volt Vorspannung und hinreichend hohen Temperaturen überwiegt der erste Term von Gl. (1), die Frequenzabhängigkeit der Kapazität ist ausgeprägt. Bei genügend tiefen Temperaturen wird  $n_i^2$  sehr klein, es überwiegt der zweite Term  $C_{sp}$ . Er ist unabhängig von Frequenz und Temperatur ( $C^*$  in Abb. 1). Die Injektions-Kapazität ergibt sich demnach experimentell zu

$$C_i = C - C^* \quad (4)$$

Trägt man die Injektions-Kapazität für eine beliebige Frequenz der Abb. 1 logarithmisch über dem Kehrwert der abs. Temperatur auf, so erhält man eine

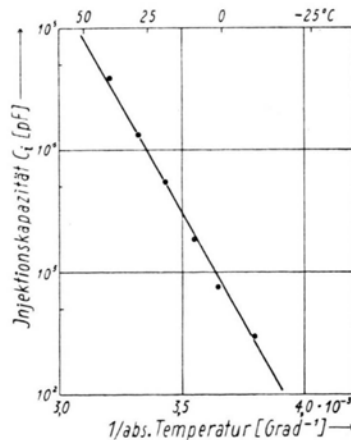


Abb. 2. Abhängigkeit der Injektionskapazität  $C_i$  von der Temperatur bei 0 Volt Vorspannung. Die Neigung der ausgezogenen Geraden ist nach Gl. (3) berechnet worden. Gleichrichterdaten s. Abb. 1. Frequenz 500 kHz.

Odell u. H. Y. Fan, Phys. Rev. 78, 334 [1950]; ebd. 82, 763 [1951].

<sup>4</sup> W. Shockley, Bell Syst. Tech. J. 28, 435 [1949].

<sup>5</sup> W. Schottky, Z. Phys. 118, 539 [1942].

<sup>6</sup> Der Anteil des Elektronenstromes ist hier zu vernachlässigen.



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.

Gerade, deren Steigung dem Bandabstand  $\Delta E$  des Halbleiters proportional ist (Abb. 2). Während man aus Leitfähigkeitsmessungen  $\Delta E$  nur im Gebiet der Eigenleitung gewinnt<sup>7</sup>, erfaßt die hier mitgeteilte Methode die Temperaturabhängigkeit der Dichte der in der Minderzahl vorhandenen Ladungsträger, also  $\Delta E$  im Gebiet der Störleitung.

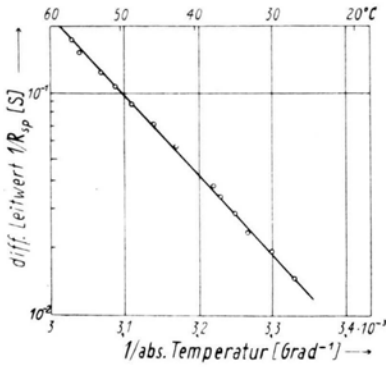


Abb. 3. Abhängigkeit des diff. Leitwertes  $1/R_{sp}$  von der Temperatur bei 0 Volt Vorspannung. Die Neigung der ausgezogenen Geraden ist analog Gl. (3) berechnet worden. Gleichrichterdaten s. Abb. 1. Frequenz 75 kHz.

Ebenso ergibt die logarithmische Auftragung des diff. Leitwertes über dem Kehrwert der abs. Temperatur eine Gerade, deren Neigung dem Bandabstand  $\Delta E$  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

<sup>7</sup> 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 Lehmann<sup>1</sup> 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-

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

herrührt (Abb. 4) und rechnerisch nicht erfaßt werden kann. Der Grund für dieses Verhalten liegt darin, daß zwar die Sperrschicht unterhalb des Indiums *im Innern* 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.

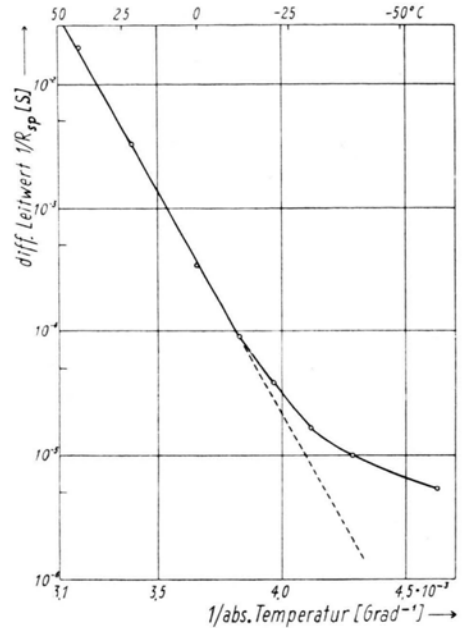


Abb. 4. Einfluß der Oberflächenleitung auf den diff. Leitwert  $1/R_{sp}$  bei 0 Volt Vorspannung. Die Neigung der Geraden ist analog Gl. (3) berechnet worden. Sperrschichtfläche 20 mm<sup>2</sup>, spez. Widerstand des Germaniums 3,6  $\Omega$  cm. Frequenz 75 kHz.

stimmte Beweglichkeit nicht die Mikrobeweglichkeit  $b_e$  ist, sondern eine durch

$$b_e^w = \frac{b_e}{1 + dn_h/dn_e} \tag{1}$$

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-

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 Integralgl. (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.

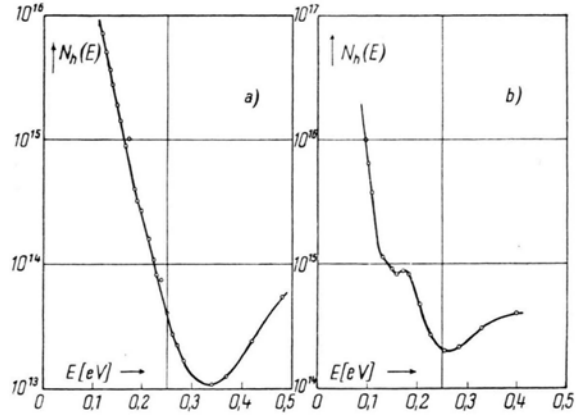


Abb. 1. Haftstellenverteilung von CdS. a) ohne Zusätze, b) mit Arsenzusatz.

### 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  $\alpha$ -Aktivitäten<sup>1,2</sup> haben wir nun auch bei Platin einen positiven Effekt gefunden.

Zum Nachweis der  $\alpha$ -Teilchen wurden Kernplatten (Ilford E 1 und C 2; 100  $\mu$ ; 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 cm<sup>3</sup> 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/cm<sup>2</sup> bzw. 0,4 mg Pt/cm<sup>2</sup>. 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 Spurenmessung einen Tag lang bei 55% relativer Feuchte aufbewahrt, um Dickenänderung der Emulsion auszuschließen. Zum Vergleich dienen Platten, die mit Kaliumcyanaurat  $K[Au(CN)_2]$  getränkt worden waren (0,36 mg Au/cm<sup>2</sup>; 70 und 120 Tage gelagert).

Abb. 1 zeigt das zusammengefaßte Ergebnis aus drei Platinplatten (8,5 cm<sup>2</sup> mit insgesamt 2,4 mg Platin; 17, 25 und 52 Tage), Abb. 2 das entsprechende Resultat aus zwei Goldplatten (4,4 cm<sup>2</sup> 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  $\mu$  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  $\mu$  um  $\alpha$ -Teilchen von Platin handelt. Aus der Reichweite erhält man für die Energie der  $\alpha$ -Teilchen den Wert  $E_\alpha = 3,3 \pm 0,2$  MeV.

<sup>1</sup> W. Riezler u. W. Porschen, Z. Naturforschg. 7a, 634 [1952].

<sup>2</sup> W. Porschen u. W. Riezler, Z. Naturforschg. 8a, 502 [1953].

Bei der Berechnung der Zerfallskonstanten ist zu berücksichtigen, daß nicht alle Spuren beim Durchmusterungserfaßt werden; außerdem tritt ein Verlust dadurch ein, daß beim Imprägnieren die Konzentration in der Nähe der Oberfläche besonders groß ist. Nimmt man an, daß diese Verluste insgesamt 20% betragen, so ergibt sich für die Zerfallskonstante der Wert  $\lambda = 8,5 \cdot 10^{-17}$  Jahr, und für die Halbwertszeit erhält man  $T = \alpha \cdot 8 \cdot 10^{15}$  Jahre ( $\alpha$  = Häufigkeit des aktiven Isotops); der Fehler dürfte etwa 50% betragen. Falls Platin 190 ( $\alpha = 0,006\%$ ) das aktive Isotop ist, so würde dessen Halbwertszeit  $5 \cdot 10^{11}$  Jahre betragen. Berechnet man nach der Gamow-Formel die zugehörige Energie, so findet man einen Wert von 3,1 MeV, der innerhalb der Fehlergrenzen mit dem experimentell gefundenen Wert von 3,3 MeV übereinstimmt.

Abb. 1—5. Spurenverteilung in getränkten Kernplatten. Ordinate: Zahl der Spuren (Intervall 1  $\mu$ ); Abszisse: Reichweite in  $\mu$ .

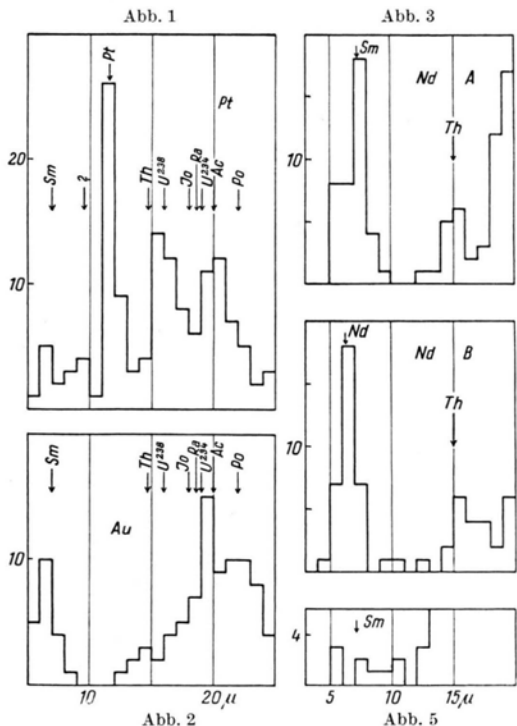


Abb. 1. 8,5 cm<sup>2</sup> mit 2,4 mg Platin; 66 mg·Tage.  
 Abb. 2. 4,4 cm<sup>2</sup> mit 1,6 mg Gold; 132 mg·Tage.  
 Abb. 3. 1,7 cm<sup>2</sup> mit 0,44 mg Neodym A (Nd mit etwas Sm); 20 mg·Tage.  
 Abb. 4. 12,9 cm<sup>2</sup> mit 6,5 mg Neodym B (nachgereinigtes Nd); 160 mg·Tage.  
 Abb. 5. 4,0 cm<sup>2</sup> mit 5,0 mg Ammonium-Citrat; 100 mg·Tage.

<sup>3</sup> E. C. Waldron, V. A. Schultz u. T. P. Kohman, Phys. Rev. **93**, 254 [1954].

<sup>4</sup> R. C. Vickery, J. Amer. Chem. Soc. **835**, 4357 [1952].

Ein weiterer Effekt wurde beim Neodym gefunden; die erhaltenen Ergebnisse stimmen mit den kürzlich von Waldron, Schultz und Kohman<sup>3</sup> veröffentlichten überein.

Zur Imprägnation wurde eine wäßrige Lösung von Neodym-Ammonium-Citrat (20 mg Neodym/cm<sup>3</sup>;  $p_H = 7$ ) benutzt. Die Verbindung wurde aus reinstem Neodymoxyd (Auer) hergestellt. Diese Verbindung, die keiner Reinigung unterzogen wurde, werde Neodym A genannt.

Zur Entfernung von Verunreinigungen, insbesondere von Samarium, wurde Neodym A mit Hilfe eines Kationenaustauschers (Dowex 50; 30–50 mesh) gereinigt. Als Eluant wurde Trilon A, das Natriumsalz der Nitrilotriessigsäure, benutzt<sup>4,5</sup> (20 g Trilon A + 20 cm<sup>3</sup> NH<sub>4</sub>OH konz. auf 1 l Wasser; Zusatz von Essigsäure ergibt  $p_H = 4,0$ ). Das Neodym läßt sich als Oxalat fällen, da der Trilonkomplex bei kleinen  $p_H$ -Werten instabil ist. Bei der Reinigung wurde jeweils die mittlere Fraktion weiterverarbeitet. Neodym A wurde dreimal gereinigt und ergab damit Neodym B.

Die summierte Spurenverteilung in zwei mit Neodym A getränkten Platten (1,2 cm<sup>2</sup>, 28 Tage; 0,5 cm<sup>2</sup>, 95 Tage; 0,25 mg Nd/cm<sup>2</sup>) zeigt Abb. 3. Die Gruppe mit dem Maximum bei 7  $\mu$  rührt wohl überwiegend von Samariumverunreinigungen her (etwa 0,02% Sm); als mittlere Reichweite findet man für diese Gruppe  $6,73 \pm 0,15 \mu$ .

Abb. 4 gibt die summierte Spurenverteilung von 2 E 1-Platten an (7,5 cm<sup>2</sup>, 27 Tage; 5,4 cm<sup>2</sup>, 59 Tage; 0,5 mg Nd/cm<sup>2</sup>), die mit Neodym B getränkt wurden. Als mittlere Reichweite ergibt sich hier  $6,27 \pm 0,15 \mu$  (33 Spuren). Zum Vergleich bringt Abb. 5 die Spurenverteilung in einer E 1-Platte (100 Tage, 4 cm<sup>2</sup>), die mit Ammonium-Citrat getränkt worden war.

Z	Element	Energie-Intervall	
		1,5–2,5 MeV	2,5–3,5 MeV
57	Lanthan	$5 \cdot 10^{15}$	$7 \cdot 10^{13}$
58	Cer	$4 \cdot 10^{16}$	$2 \cdot 10^{17}$
59	Praseodym	$2 \cdot 10^{16}$	$3 \cdot 10^{16}$
63	Europium	$8 \cdot 10^{15}$	$8 \cdot 10^{16}$
65	Terbium	$5 \cdot 10^{16}$	$1 \cdot 10^{17}$
66	Dysprosium	$5 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^{16}$
67	Holmium	$6 \cdot 10^{16}$	$1 \cdot 10^{17}$
68	Erbium	$1 \cdot 10^{17}$	$5 \cdot 10^{17}$
69	Thulium	$5 \cdot 10^{16}$	$2 \cdot 10^{17}$
70	Ytterbium	$1 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 10^{17}$
71	Cassiopeium	$1 \cdot 10^{17}$	$1 \cdot 10^{17}$
72	Hafnium	$2 \cdot 10^{17}$	$3 \cdot 10^{17}$
75	Rhenium	$2 \cdot 10^{16}$	$8 \cdot 10^{16}$
79	Gold	$3 \cdot 10^{16}$	$6 \cdot 10^{17}$
81	Thallium	$6 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{16}$
82	Blei	$2 \cdot 10^{17}$	$1 \cdot 10^{18}$

Tab. 1. Untere Grenze für die Halbwertszeit in Jahren für die Elemente, bei denen keine  $\alpha$ -Aktivität gefunden wurde.

<sup>5</sup> J. Loriais u. D. Carminati, C. R. Acad. Sci., Paris **237**, 1328 u. 1414 [1953].

Die Reichweitenmessung an waagerechten Samariumspuren in E 1-Platten mit der gleichen Emulsionsnummer wie die der Abb. 4 (Nd B) ergab  $7,25 \pm 0,07 \mu$ , das entspricht einer Energie<sup>6</sup> von  $2,12 \pm 0,03$  MeV.

Es ist anzunehmen, daß es sich bei den Spuren von  $6,27 \mu$  in den mit Neodym B getränkten Platten um  $\alpha$ -Teilchen von Neodym handelt. Aus dem Reichweitenunterschied  $\Delta l$  gegenüber der Samariumreichweite ergibt sich für die Energie  $E_\alpha$  ( $\Delta l = 0,98 \pm 0,22 \mu$ ;  $\Delta E_\alpha = 0,3 \pm 0,07$  MeV) der Wert  $1,8 \pm 0,1$  MeV.

Nimmt man an, daß die beim Platin erläuterten Verluste an Spuren hier beim Neodym wegen der kurzen Reichweite noch größer sind (30–50%), so findet man für die Zerfallskonstante  $\lambda = 3,5 \cdot 10^{-17}$  Jahr und für die Halbwertszeit  $T = \alpha \cdot 2 \cdot 10^{16}$  Jahre.

Aus theoretischen Gründen ist zu vermuten, daß Neodym 144 ( $82 + 2$  Neutronen) das aktive Isotop ist;

<sup>6</sup> D. Szeinszneider, J. Phys. Radium **14**, 465 [1953].

man findet für Nd<sup>144</sup> ( $\alpha = 23,9\%$ ) als Halbwertszeit  $5 \cdot 10^{15}$  Jahre. Nach der Gamow-Formel errechnet sich daraus als zugehörige Energie 1,9 MeV in Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert.

Bei 16 weiteren von uns untersuchten Elementen konnte bisher kein Effekt gefunden werden. Es läßt sich lediglich eine untere Grenze für die Halbwertszeit (in Jahren) gegenüber  $\alpha$ -Zerfall angeben. Diese Grenze wird für das Energie-Intervall 1,5–2,5 MeV ( $5,0$ – $8,5 \mu$ ) und für das Energie-Intervall 2,5–3,5 MeV ( $8,5$ – $12,7 \mu$ ) gesondert berechnet (s. Tab. 1). In dem ersten Intervall ist wegen der Störung durch Samarium die Grenze im allgemeinen niedriger.

Für die sorgfältige Durchmusterung der Platten sind wir Fräulein Ingeborg Franke und Fräulein Ruth Stadler zu großem Dank verpflichtet.

Zusatz b. d. Korr.: Die Zahl der Spuren mit einer mittleren Reichweite von  $11,8 \mu$  in den Platinplatten hat sich beim weiteren Durchmustern auf 96 erhöht.

## BESPRECHUNGEN

**Technical Aspects of Sound.** Von E. G. Richardson. Verlag Elsevier Publishing Company, Amsterdam-C, 1953. Band I, XVIII, 544 S. mit 294 Abb.; Preis geb. sh. 70.—

Der erste Band des von E. G. Richardson herausgegebenen Buches „Technical Aspects of Sound“ behandelt technische Fragen des Luftschalls. Auf eine (von E. G. Richardson selbst verfasste) kurze Einführung in die Schwingungs- und Wellenlehre folgen die Kapitel Frequenznormale und ihre Eichung, Verfahren zu Schalldruckmessungen und Schallschnellemessungen (L. L. Beranek), Eigenschaften von Absorptionsmaterialien, Theorie der Schallisolation durch Trennwände (C. W. Kosten), Raumakustik (H. J. Purkis), Geräuschmessung und Geräuschminderung (A. J. King), Sprache und Gehör, Sprachübertragung, Mikrophone (R. K. Potter, J. C. Steinberg u. W. E. Kock, unter Mitarbeit von H. L. Barney, B. P. Bogert, H. K. Dunn, N. R. French, M. B. Gardner, F. K. Harvey, W. A. Munson, G. E. Peterson u. F. M. Wiener), Lautsprecher und Telephone, Schallaufzeichnung (F. Spandöck), stereophonische Schallübertragung (J. und K. De Boer), Schallanalyse, mechanische Musikinstrumente und elektronische Musik (E. G. Richardson).

Wie die angegebenen Autorennamen zeigen, ist es dem Herausgeber gelungen, für die Bearbeitung eines jeden Kapitels einen Autor zu gewinnen, der durch erfolgreiche eigene Arbeit auf dem betreffenden Gebiet bekannt ist, so daß jedes der Kapitel von wirklich sachverständiger Hand stammt und der gesamte Band einen vollständigen, modernen Überblick über das große Gebiet der technischen Fragen des Luftschalls gibt. Der Band ist mit zahlreichen, gut gewählten Ab-

bildungen ausgestattet. Die an die einzelnen Kapitel angehängten Schriftumverzeichnisse enthalten etwa 750 Arbeiten.

Der zweite Band (Ultraschall und seine Anwendungen) befindet sich in Vorbereitung.

F. Trendelenburg, Erlangen.

**The Auger Effect and other Radiationless Transitions.** Von E. H. S. Burhop. Verlag Cambridge University Press, Cambridge, 1952. XIV, 188 S.; Preis geb. sh. 27.6.

Die vorliegende Monographie behandelt neben dem eigentlichen Auger-Effekt in der Elektronenhülle auch verwandte strahlungslose Übergänge, an denen der Atomkern beteiligt ist und bei denen die frei werdende Energie zur Emission eines Elektrons oder Positrons verwendet wird.

Nach einer einleitenden Übersicht über die Phänomene, die unter der gemeinsamen Überschrift behandelt werden, wird zunächst die Theorie der strahlungslosen Umordnungen der Elektronenhülle in ihren Grundzügen dargestellt. Die experimentelle Untersuchung des eigentlichen Auger-Effekts im Röntgengebiet besteht ja hauptsächlich in Messungen der Fluoreszenzausbeute und der Analyse der Röntgenspektren. Ihrer Darstellung, sowie den Ergebnissen sind zwei weitere Kapitel gewidmet. Es folgt dann ein Kapitel über die innere Umwandlung von  $\gamma$ -Strahlung und ihren Zusammenhang mit der Klassifikation der entsprechenden Übergänge im Kern. Die Entwicklung auf diesem Gebiet ist noch sehr in Fluß; die Darstellung entspricht dem Stand zu Ende des Jahres 1950.

Die zwei folgenden Kapitel behandeln die innere Paarbildung und die strahlungslose Vernichtung von

Positronen sowie die Rolle des Auger-Effektes beim Einfang negativer Mesonen durch Kerne. In einem abschließenden Kapitel wird kurz der Einfluß strahlungsloser Übergänge vom Typ des Auger-Effektes auf Atom- und Molekülspektren besprochen.

Das Buch ist sehr geeignet für die Einarbeitung in den behandelten Problemkreis. Aber auch für den auf einem der behandelten Gebiete Tätigen wird die zusammenfassende Darstellung scheinbar verschiedener Phänomene unter einem einheitlichen Gesichtspunkt sehr von Nutzen sein.

E. Schopper, Hechingen.

**Polarized Light in Metallography.** Von G. K. T. Conn and F. J. Bradshaw. Verlag Butterworths Scientific Publications, London, 1952. XI, 130 S. mit 31 Abb. und 7 Tafeln; Preis geb. 21.—.

Die Verwendung polarisierten Lichtes in der Metallographie krankt häufig daran, daß man sich des Wertes der Methode nicht ganz bewußt ist. Da in den metallographischen Lehrbüchern (im Gegensatz zu den erzmikroskopischen) dem Gegenstand wenig Aufmerksamkeit geschenkt wird, besteht ein Bedarf nach einer Monographie, die die Methode so eingehend auseinandersetzt, daß ein praktisches Arbeiten ermöglicht wird. Es ist der British Iron and Steel Research Association zu danken, daß sie die Herausgabe der vorliegenden Schrift in die Wege leitete und dadurch den begrüßenswerten Botendienst leistet, eine Experimentalmethode, die in der einen Forschungsrichtung höchst erfolgreich benutzt wird, auch der anderen bekannt zu machen, in der sie noch weitgehend ungenutzt liegt. — Nach einigen einfach lesbar gehaltenen Kapiteln über Kristalloptik und instrumentelle Fragen werden als Anwendungen behandelt: Oberflächenuntersuchung, Identifizierung metallischer Festkörperphasen und Untersuchung nichtmetallischer Festkörper. Es sei besonders hingewiesen auf ein als Anhang beigefügtes Verzeichnis optischer Fachausdrücke und ihrer Erklärung, als Hilfsmittel zur raschen Orientierung.

K. Schubert, Stuttgart.

**Physik.** Ein Lehrbuch von Wilhelm H. Westphal. Springer-Verlag, 16. und 17. Aufl., Berlin 1953. XII, 743 S. mit 649 Abb.; Preis geb. DM 33.60.

Das Lehrbuch von Westphal (der „große Westphal“ im Gegensatz zu dem vor kurzem auch in Neuauflage erschienenen „kleinen“) ist so bekannt, daß sich ein näheres Eingehen auf seine Ziele und auf die Mittel, mit denen sie erreicht werden sollen, erübrigt. Dagegen ist es angebracht, auf die zahlreichen kleineren und größeren Änderungen hinzuweisen, welche die

neue, 16./17. Auflage gegenüber der vorhergehenden (von 1950) auszeichnen.

Da ist zunächst die recht sorgfältige Überarbeitung auf den neuesten Stand der Forschung zu nennen, die sich in ungeheuer vielen, kleinen Änderungen äußert, Änderungen der letzten Dezimalen von Zahlenwerten, kleinen Zusätzen über neue Methoden usw. Da und dort kann man hierbei allerdings noch Lücken empfinden. So ist es schade, daß nicht wenigstens eine kurze Darstellung der magnetischen Kernmomente und ihrer Messung mit der magnetischen Resonanzmethode erfolgt. Eine Leistung, die eines Nobelpreises für würdig befunden wurde, verdient doch auch in einem sonst so eingehenden Lehrbuch eine Erwähnung.

In eine ähnliche Richtung fallen Änderungen vieler Benennung zugunsten des neueren Sprachgebrauchs oder durch Verzicht auf übertriebene Verdeutschung. So erscheint statt des elektrischen Elementarquantums die Elementarladung, statt der Ultrastrahlung die Kosmische Strahlung, statt des Umspanners der Transformator. Noch wichtiger sind zahlreiche, meist kleinere, methodische Verbesserungen, die manchen Zusammenhang klarer hervortreten lassen.

In der Maßsystemfrage geht die Auflage vom Volt Ampere cm sec-System konsequent zum Volt Ampere m sec-System über. Es wird nicht mehr die „internationale“ der „absoluten“ Definition der Grundgrößen gegenübergestellt, sondern, entsprechend den neuen internationalen Vereinbarungen, nur noch die „absolute“ Definition gebraucht, und dieses System kurz als „Internationales elektrisches Maßsystem“ bezeichnet, was im Hinblick auf die Zukunft sicher richtig ist, im Augenblick aber vielleicht noch Verwechslungen mit dem früheren „internationalen“ System befürchten läßt.

Eine der wichtigsten Änderungen betrifft die Einführung und Benennung einiger elektrischer und magnetischer Größen. Die Neuauflage kehrt zu den auch sonst gebräuchlichen Benennungen zurück. An Stelle der „elektrostatischen Grundkonstante  $K_e$ “ erscheint die „elektrische Feldkonstante  $\epsilon_0$ “, an Stelle der „elektrodynamischen Grundkonstante  $K_m$ “ die „magnetische Feldkonstante  $\mu_0$ “ (bisher hatte Westphal sogar heterogen definiert:  $K_e = \epsilon_0$  und  $K_m = 1/\mu_0$ ). Vor allem aber heißt  $H$  wieder „magnetische Feldstärke“ und  $B$  wieder „magnetische Induktion“.

Obwohl der bewährte Gesamtaufbau des Lehrbuchs ganz unverändert geblieben ist, bedeuten also die vielen, kleinen Änderungen der neuen Auflage eine wesentliche Verbesserung, die sich noch besonders dadurch auszeichnet, daß sie nicht — wie sonst oft bei Neuauflagen — mit einer Vergrößerung des Umfangs erkaufte ist.

W. Braunbek, Tübingen.