

der Dichte von reinem schwerem zu der von normalem Wasser (jeweils bei Sättigungsdampfdruck) von 60°C bis 100°C (die Messungen bei 95°C und 100°C sind

$T \text{ } ^{\circ}\text{C}$	S_T^T	$\varrho_{\text{H}_2\text{O}} [\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}]$	$\varrho_{\text{D}_2\text{O}} [\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}]$	Molvolumen [cm 3]
60	1,10923	0,983262	1,09066	18,3686
65	933	80634	8785	4161
70	941	77857	8484	4672
75	948	74941	8168	5211
80	954	71889	7835	5783
85	957	68708	7485	6388
90	958	65396	7118	7026
95	959	61970	6739	7691
100	959	58425	6346	8384

Tab. 1. Spalte 2 der Tabelle enthält das Dichtevehrhältnis S_T^T von reinem schwerem Wasser (normale Zusammensetzung der O-Isotopen) zu normalem Wasser derselben Temperatur, jeweils bei Sättigungsdampfdruck. In Spalte 3 sind die Werte der Dichte von normalem Wasser, $\varrho_{\text{H}_2\text{O}}$, aufgeführt, die den Veröffentlichungen von KEYES und Mitarbeitern⁵ entnommen wurden. Multiplikation von $\varrho_{\text{H}_2\text{O}}$ mit S_T^T lieferte die in der vierten Spalte aufgeführten (absoluten) Dichtewerte $\varrho_{\text{D}_2\text{O}}$ des schweren Wassers in g·cm $^{-3}$. Infolge der an dem Dichtewert des normalen Wassers haftenden Unsicherheit ist der Fehler von $\varrho_{\text{D}_2\text{O}}$ etwas größer als der von S_T^T , er dürfte jedoch $\pm 1 \cdot 10^{-4}$ nicht überschreiten. Die letzte Spalte enthält das Molvolumen des schweren Wassers, das aus der Dichte unter Zugrundelegung des Wertes $M=20,03391 \text{ g/Mol}$ (vgl. SCHRADE-WIRTZ²) für das Molekulargewicht von D_2O berechnet worden ist.

⁴ P. ISBERG u. L. LUNDBERG, Z. Naturforsch. **9a**, 472 [1954].

also Wiederholungen) wurde in Abständen von 5°C unter Anwendung des beschriebenen¹ Verfahrens bestimmt. In Tab. 1 sind die neuen Meßergebnisse zusammengefaßt. In Abb. 1 sind die Werte von CHANG und TUNG sowie SCHRADE und WIRTZ ebenso wie die hier gemessenen graphisch dargestellt (für die Werte über 100°C siehe¹). Alle Dichtevehrhältnisse sind dabei auf den von ISBERG und LUNDBERG⁴ angegebenen Wert des Dichtevehrhältnisses bei Zimmertemperatur bezogen. Die Werte der beiden anderen Autorengruppen gelten für Proben unter Atmosphärendruck; eine Umrechnung auf den jeweiligen Sättigungsdampfdruck erübrigts sich aber, da die Korrektur wesentlich kleiner als der angegebene Fehler wäre. Wie Abb. 1 zeigt, stimmen die vorliegenden Ergebnisse mit denen der anderen Autoren bis 80°C auch in ihrem Verlauf gut überein. Erst oberhalb dieser Temperatur biegt die hier gemessene Kurve ab, um nach dem flachen Maximum, welches bei etwa 95°C liegt (mit einem Fehler von ungefähr $\pm 5^{\circ}\text{C}$), oberhalb 100°C langsam wieder zu fallen. Der abweichende Verlauf der beiden anderen Kurven in der Gegend des Maximums mag dadurch bedingt sein, daß die von den beiden Autorengruppen angewandte Meßmethode (welche eine Messung gerade bis zum Siedepunkt gestattete) in dem Bereich kurz vor der Siedetemperatur an Zuverlässigkeit einbüßte.

Die Anfertigung der Arbeit wurde dankenswerterweise durch Mittel der Deutschen Forschungsgemeinschaft unterstützt.

⁵ F. G. KEYES, Proc. Amer. Acad. Arts Sci. **68**, 505 [1933]; L. B. SMITH, F. G. KEYES u. H. F. GERRY, Proc. Amer. Acad. Arts Sci. **69**, 137 [1934].

Untersuchung eines Cu-MgO-Gemisches mit Hilfe der Elektronenbeugung

VON SHIGETO YAMAGUCHI

Scientific Research Institute, Ltd., Hongo, Tokyo, Japan
(Z. Naturforsch. **11a**, 255–256 [1956]; eingegangen am 1. November 1955)

An einem Gemisch von Kupfer- und Magnesiumoxyd-Pulver (Gewichtsverhältnis 7 : 3) wurde die Beugung und Absorption von Elektronen, deren Wellenlänge sich von 0,05 bis 0,03 Å kontinuierlich ändern ließ, untersucht. Die Ergebnisse dienten zur Identifizierung der Probe.

In Abb. 1 sind die Relativintensitäten der mit den Elektronenwellenlängen 0,031, 0,040 und 0,053 Å gewonnenen Beugungsringe aufgetragen. Aus den drei Kurven ersieht man mit Sicherheit das Vorhandensein eines Gemisches von Kupfer und Magnesiumoxyd. Allerdings treten mit Änderung der Wellenlänge der Elektronen deutliche Intensitätsänderungen der Maxima auf. Abb. 1 zeigt, daß die Intensitäten der für die Kupferkristalle charakteristischen Beugungsringe mit steigender Wellenlänge abnehmen, während die Intensität der für die MgO-Kristalle charakteristischen

Beugungsringe unverändert bleiben. Da die Ordnungszahl des Kupfers höher als die von Magnesium und Sauerstoff ist, absorbiert es die weichen Elektronenstrahlen beträchtlich, wie man aus Abb. 1 c ersieht.

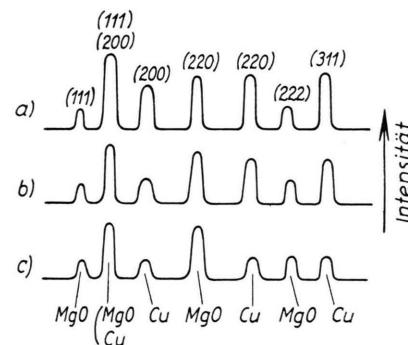


Abb. 1. Relativintensitäten von Beugungsdiagrammen eines Cu-MgO-Gemisches.

Elektronenwellenlänge a) 0,031 Å, b) 0,040 Å, c) 0,053 Å.

Kupferpulver liefert nur dann deutliche Beugungsringe, wenn die Wellenlänge der Elektronen genügend kurz



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.

ist. — Liegt ein Gemisch aus zwei Stoffen mit annähernd gleicher Ordnungszahl vor, so kann man keinen Unterschied zwischen den Elektronenabsorptionskoeffizienten der beiden Bestandteile beobachten.

Durch gleichzeitige Untersuchung von Elektronenbeugung und -absorption bei verschiedener Wellenlänge kann man also die Bestandteile eines Gemisches identifizieren.

Zur Bestimmung von Volumen- und Oberflächenrekombination der Ladungsträger in Halbleitern

Von W. HEYWANG und M. ZERBST

Werkstoff-Hauptlaboratorium der Siemens & Halske AG,
Karlsruhe

(Z. Naturforsch. **11 a**, 256–257 [1956]; eingegangen am 20. Februar 1956)

Bei hochreinen Halbleiterwerkstoffen ist es oftmals schwierig, ohne besondere präparative Maßnahmen die Volumen- und Oberflächenrekombination der Ladungsträger getrennt zu bestimmen, da auch bei bestem Zustand der Oberfläche beide in der gleichen Größenordnung liegen. Dementsprechend werden nur effektive Lebensdauerwerte gefunden, die sowohl von der Volumenlebensdauer τ_v als auch von der Oberflächen-Rekombinationsgeschwindigkeit s abhängen.

Es wurden daher für die zusätzliche Trägererzeugung zwei verschiedene Anregungsbedingungen gewählt derart, daß die beiden Rekombinationsarten mit unterschiedlichem Gewicht in die Meßwerte eingehen. Hieraus lassen sich dann τ_v und s rechnerisch ermitteln. Zu diesem Zweck scheint besonders geeignet eine homogene Anregung im Volumen und eine reine Oberflächenanregung, wie sie durch Licht mit einer Wellenlänge oberhalb bzw. unterhalb der Bandkante erzielt werden kann.

Bei reiner Volumenanregung stellt sich nach Erlöschen des anregenden Lichtblitzes rasch ein einfacher exponentieller Abklingvorgang der Photoleitfähigkeit

$$\Sigma \sim e^{-t/\tau_{\text{eff}}} \quad (1)$$

ein. Dabei ist die effektive Lebensdauer τ_{eff} z. B. in Rundstäben mit dem Radius R bestimmt durch die Gleichung¹

$$1/\tau_{\text{eff}} = 1/\tau_v + 2/(R/s + 0,345 R^2/D) \quad (2)$$

(D = Diffusionskoeffizient).

Auch bei Oberflächenanregung strebt der Abklingvorgang dem gleichen Gesetz zu, jedoch nach wesentlich längerer Anlaufzeit. Die entsprechenden Abklingkurven wurden im Anschluß an VAN ROOSBROECK³ genähert berechnet (Abb. 1). Wegen der hohen Trägerdichte am Rand sinkt bei Oberflächenanregung die Photoleitfähigkeit anfanglich viel rascher ab als bei Volumenanregung, und es gilt, diesen anfänglichen Kurvenast experimentell zu erfassen. Die dafür in Betracht kommenden Zeiten sind im allgemeinen vergleichbar mit der Länge des Lichtblitzes, so daß —

will man nicht zu extrem kurzen Lichtimpulsen übergehen — die Kurven für endliche Belichtungszeit rechnerisch korrigiert werden müssen.

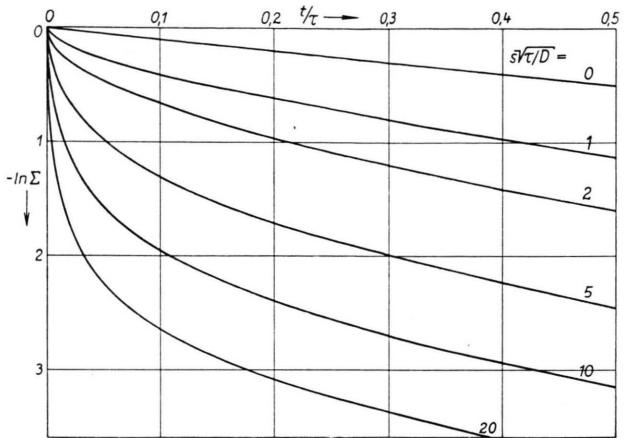


Abb. 1. Abklingen der Photoleitfähigkeit bei oberflächlicher Anregung (theoretisch).

Aus diesem Grund ist eine Anregungsmethode besonders vorteilhaft, bei der die Dauer des Lichtblitzes in einfacher Weise geregelt und gemessen werden kann. Die von uns verwendete Meßapparatur ist in Abb. 2 skizziert. Das Bild eines beleuchteten Spaltes wird mittels eines rasch rotierenden Drehspeiers über die Meßprobe hinweg bewegt. Man erkennt, daß die Belichtungsdauer bei konstant gehaltener Drehgeschwindigkeit durch die Breite des Spaltes und die Flankensteilheit des Lichtimpulses durch die Breite der Meßprobe (oder einer geeigneten Blende vor ihr) bestimmt wird. Die von uns verwendeten Impulsdauern konnten zwischen

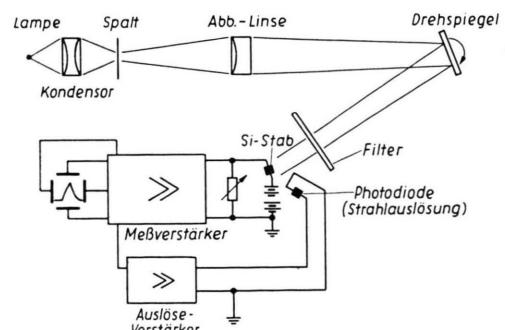


Abb. 2. Meßapparatur.

¹ Diese Formel stimmt mit großer Genauigkeit im gesamten Bereich und geht für große und kleine s in die bekannten Grenzgesetze über (vgl. z. B. ², Kap. 12.6).

² W. SHOCKLEY, Electrons and Holes in Semiconductors, Toronto, New York, London: van Nostrand 1950.

³ W. VAN ROOSBROECK, J. Appl. Phys. **26**, 380 [1955].