

meter zur Erklärung der RÖNTGEN-Intensitäten am Kristallgefüge ausreichen, ist fraglich, weil man das Verhalten von RÖNTGEN-Wellenfeldern an Versetzungen, Vernetzungslinien, Korngrenzen usw., also an kleineren Kristallfehlern, die hierbei nicht behandelt worden sind, die aber doch zweifellos in jedem Kristall vorhanden sind, noch nicht kennt. Aus diesen Gründen ist auch eine exakte Analyse der Kristallgefüge mit RÖNTGEN-Strahlen noch nicht möglich.

Diese Arbeiten sind mit dankenswerter Unterstützung des Berliner Senates (ERP-Mittel) und der Werkstätten des Berliner Senates im I. Physikalischen Institut der Technischen Universität Berlin durchgeführt worden. Herrn Prof. Dr. R. HOSEMAN möchte ich für viele Anregungen und freundliche Hilfe herzlich danken. Herrn Prof. Dr. C. RAMSAUER und Herrn Prof. Dr. H. BOERSCH habe ich für Raum und Geräte, die mir jahrelang im I. Phys. Inst. zur Verfügung gestellt wurden, und für manche anregende Diskussion zu danken.

NOTIZEN

Kontaktfreie elektrische Anregung von Elektronen in CdS-Einkristallen

Von K. W. BÖER und U. KÜMMEL

Laboratorium für die Physik des elektrischen Durchschlags der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin
(Z. Naturforsch. 13 a, 698–699 [1958]; eingegangen am 21. Juni 1958)

Von ROSE und SMITH^{1, 2} wurde der Vorschlag gemacht, auch das von uns beschriebene Verhalten des Stromes im Bereich des Felddurchschlages^{3, 4} durch eine Injektion von Stromträgern aus den Elektroden zu erklären.

Eine solche Injektion hat einen direkten Kontakt zwischen Halbleiter und Elektrode zur Voraussetzung. Zur Prüfung der von uns verwandten Vorstellung einer elektrischen Anregung von Elektronen sollten daher in den vorangegangenen Arbeiten angeführte Experimente mit Versuchsanordnungen wiederholt werden, die einen direkten Kontakt zwischen den Metallelektroden und dem CdS-Kristall vermeiden.

Zu diesem Zweck wurden zwischen den feldführenden Kontakten und dem CdS-Einkristall dünne Glimmerplättchen angebracht. Um ein Unwirksamwerden des Feldes bereits kurz nach dem Einschalten durch Polarisationserscheinungen infolge der unterschiedlichen Leitfähigkeit von CdS und Glimmer zu vermeiden, wurden Wechselfelder verwandt. Zur Vermeidung von Störungen der Meßergebnisse durch statistisch streuende Restpolarisationen im Augenblick des Abschaltens des Wechselfeldes wurde dieses nicht unstetig abgeschaltet, sondern langsam auf den Wert Null zurückgeregelt.

Zum Nachweis der durch Wirkung des Feldes zu erwartenden elektrischen Anregung schien es am zweckmäßigsten, die Methode der Leitfähigkeits-Glow-Kurven heranzuziehen. Mit Hilfe dieser Methode kann nämlich eine Anregung von Elektronen aus Haftterminen in das Leitungsband direkt gezeigt werden.

Zu diesem Zweck mußten zwei Elektroden direkt auf dem Kristall angebracht werden. Dies wurde durch im

Vakuum aufgedampfte Indiumkontakte in der aus Abb. 1 ersichtlichen Weise durchgeführt (K_3 und K_4).

Der Kristall wurde dann in einem Rezipienten auf einer kühl- und heizbaren Unterlage angebracht. Diese Unterlage diente als eine Elektrode (K_1) der Hochspannungszuführung. Die zweite Elektrode (K_2) wurde in der Mitte des Kristalls durch eine Kontaktfeder aufgedrückt. Sie bestand aus einem einseitig auf der dem Kristall abgewandten Seite im Zentrum (ca. $1 \times 2 \text{ mm}^2$) verspiegelten Glimmerplättchen. Der Kristall war durch

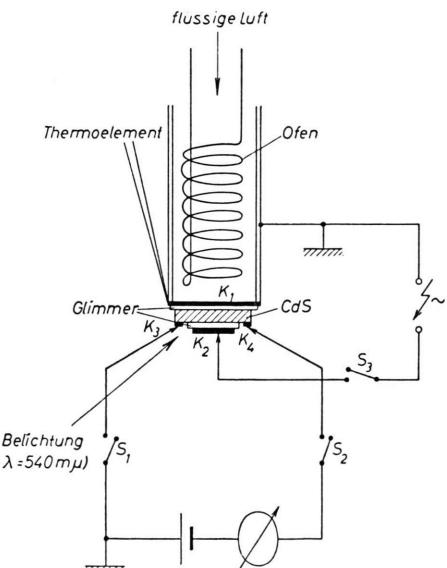


Abb. 1.

ein Fenster im Rezipienten im Ausläufer ($\lambda = 540 \text{ m}\mu$, Schott-Filter, Metallfadenlampe) zu belichten.

Zur Aufnahme einer Glow-Kurve wurde der Kristall zunächst bei -180°C im Ausläufer belichtet, bis sich sein stationärer Photostrom eingestellt hatte. Dann wurde die Belichtung abgeschaltet und der Kristall nach einer Dunkelpause von 6 min etwa zeitlinear erwärmt. Die Erwärmungsgeschwindigkeit betrug etwa $1^\circ/\text{sec}$. Die über die Elektroden K_3 und K_4 gemessene Leit-

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

² A. ROSE, Phys. Rev. 97, 1538 [1955].

³ K. W. BÖER u. U. KÜMMEL, Ann. Phys., Lpz. 14, 341 [1954].

⁴ K. W. BÖER u. U. KÜMMEL, Ann. Phys., Lpz. 16, 181 [1955].



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.

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.

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.

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.

fähigkeits-Glow-Kurve ist in Abb. 2 als Kurve I wiedergegeben (Saugspannung 10 V). Sie war gut reproduzierbar.

Wird der beschriebene Versuch wiederholt, indem jedoch lediglich in der (gleichlangen) Dunkelpause für die Dauer von 1 min eine Wechselspannung (50 Hz)

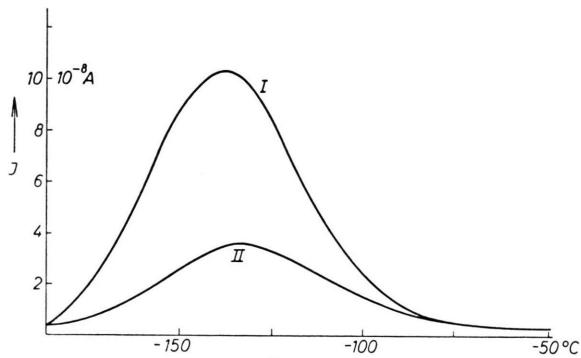


Abb. 2.

* Eine solche Anregung braucht sich im allgemeinen keineswegs homogen auf das Dielektrikum zu erstrecken, wie durch Untersuchung des Feldverlaufs festgestellt wurde ^{5, 6}.

von 2 kV an die Elektroden K₁ und K₂ gelegt wird, die anschließend während 5 min kontinuierlich auf 0 V heruntergeregelt wird (während dieser Zeit waren die Schalter S₁ und S₂ geöffnet), so ergibt sich jetzt die Leitfähigkeits-Glow-Kurve II (Abb. 2).

Diese Glow-Kurve liegt beträchtlich unter der Kurve I und zeigt damit an, daß die Zahl der in den Hafttermen gefangenen Elektronen vor Aufnahme der Kurve II deutlich kleiner als vor Kurve I war. Eine entsprechende Verminderung der Haftelektronenkonzentration muß durch Wirkung der hohen Wechselfelder zustande gekommen sein, was in einfacher Weise nur durch eine elektrische Anregung von Elektronen aus Hafttermen in das Leitungsband und anschließende Rekombination erklärt werden kann.

Damit haben wir ganz entsprechende Ergebnisse, wie wir sie früher ^{3, 4} bei direkter Kontaktierung erhalten haben, jetzt auch bei Feldzuführung über isolierende Zwischenschichten gewonnen, wodurch eine Beeinflussung der Meßergebnisse durch eine Injektion von Stromträgern ausgeschlossen wurde.

Unsere bisherige Beschreibung der Experimente durch eine Feldanregung wird dadurch bestätigt *.

⁵ K. W. BÖER u. U. KÜMMEL, Ann. Phys., Lpz. **20**, 303 [1957].

⁶ K. W. BÖER u. U. KÜMMEL, Z. Naturforschg. **12 a**, 667 [1957]; Ann. Phys., Lpz., im Druck.

Die Gestalt des Leitfähigkeitsbandes von Indiumarsenid

Von D. GEIST

2. Physikalisches Institut der Universität Köln
(Z. Naturforschg. **13 a**, 699—700 [1958]; eingegangen am 3. Juli 1958)

In Halbleitern mit kleiner effektiver Masse am Bandrand rückt die FERMI-Energie bei mäßigen und hohen Trägerkonzentrationen verhältnismäßig weit ins Band vor. Dann werden Zustände besetzt, für die häufig keineswegs mehr der einfache Zusammenhang $E = \frac{\hbar^2}{2} k^2 / 2 m^*$ zwischen Energie E und Betrag des Ausbreitungsvektors k mit konstanter effektiver Masse m^* besteht. Man kann diese Gleichung formal beibehalten, wenn man in $E = \frac{\hbar^2}{2} k^2 / 2 m_1$; $dE/dk = \hbar^2 k/m_2$; $d^2E/dk^2 = \hbar^2/m_3$ (1)

die Größen m_1 , m_2 und m_3 als voneinander verschieden und als Funktionen der Energie betrachtet. Die Energie hängt dann nicht mehr quadratisch von k ab, doch sind die Flächen konstanter Energie im f-Raum immer noch Kugeln.

Führt man die Relationen (1) in die allgemeinen Formeln für die magnetische Suszeptibilität quasifreier Träger ein ¹, so erhält man im Gültigkeitsbereich der FERMI-Statistik für den temperaturunabhängigen Term ²

¹ A. H. WILSON, The Theory of Metals, 2. Aufl., University Press, Cambridge 1954, p. 175. — H. FRÖHLICH, Elektronentheorie der Metalle, Springer-Verlag, Berlin 1936, S. 145.

² Auf eine ausführliche Ableitung wird hier verzichtet.

$$\chi = \frac{3^{1/3}}{\pi^{4/3}} \mu_B^2 \frac{m_1}{\hbar^2} n^{1/3} \left\{ 1 - \frac{1}{9} \frac{m}{m_1} \left(\frac{2m}{m_3} + \frac{m}{m_2} \right) \right\}. \quad (2)$$

m_1 , m_2 und m_3 sind an der Stelle $E = \zeta$ (FERMI-Energie) zu nehmen. (μ_B BOHR-Magneton, m Elektronenmasse, $2\pi\hbar$ PLANCKSches Wirkungsquantum).

Für Indiumarsenid ist ein entsprechender Vergleich zwischen experimentellen Suszeptibilitätsmessungen und theoretischen Berechnungen der Bandstruktur möglich.

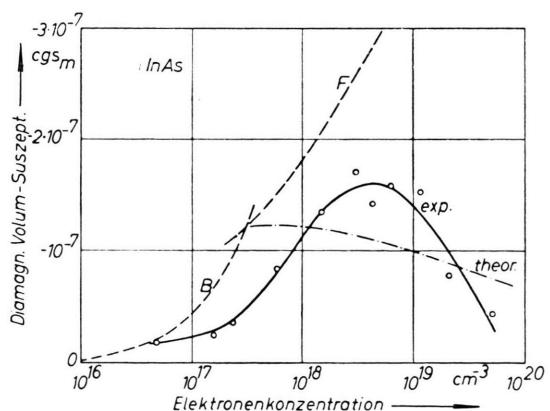


Abb. 1. Magnetische Volumensuszeptibilität der Elektronen in Indiumarsenid. Exp.: Meßwerte ⁴; theor.: berechnet nach Formel (2); B und F: berechnet für konstante effektive Masse ($m^*/m = 0.04$).