

Rein elektrische Anregung von Glow-Kurven

Von K.W. Böer und U. Kümmel

II. Physikalisches Institut der Humboldt-Universität, Berlin

(Z. Naturforschg. 9a, 177—178 [1954]; eingeg. am 21. Januar 1954)

Zum Nachweis von Hafttermen in der verbotenen Zone von Kristallphosphoren und deren Besetzung mit Elektronen ist die Methode der Glow-Kurven seit langem bekannt¹.

Hierbei werden die Terme durch vorherige optische Anregung zuerst bei relativ tiefen Temperaturen mit Elektronen aufgefüllt. Wird dann die optische Anregung abgeschaltet, so bleiben die Elektronen in den Hafttermen gefangen, solange die Temperatur so niedrig gehalten wird, daß keine merkliche Wahrscheinlichkeit für ihre thermische Anregung ins Leitungsband besteht. Durch Temperaturerhöhung mit konstanter Erwärmungsgeschwindigkeit werden nun successive zunächst flache und dann immer tiefere Haftterme durch thermische Anregung der in ihnen gefangenen Elektronen entleert.

Die nunmehr angeregten Elektronen machen sich dann in Kristallphosphoren durch ihre Lumineszenz (eigentliche Glow-Kurven) bzw. in Photoleitern durch ihren Beitrag zur elektrischen Leitfähigkeit (elektrische Glow-Kurven)^{2,3} bemerkbar.

Lange bekannte Untersuchungen von Gudden und Pohl⁴ (Aufleuchten eines zuvor optisch angeregten ZnS-Phosphors beim Anlegen hoher Feldstärken), eigene Voruntersuchungen am CdS⁵ sowie theoretische Überlegungen von Franz⁶ machen es sehr wahrscheinlich, daß Elektronen aus Termen in der verbotenen Zone durch angelegte elektrische Felder ins Leitungsband gelangen können und sich hier durch ihren Beitrag zur Leitfähigkeit oder Lumineszenz bemerkbar machen.

Es lag daher nahe, besonders bei Einkristallen, bei denen einfache elektrische Bedingungen hergestellt werden können, die successive thermische Anregung der Elektronen in den Hafttermen durch eine rein elektrische Anregung zu ersetzen. Treten bei diesen Messungen dann den Glow-Kurven ähnliche Erscheinungen auf, so dürfte dies wohl als weiterer wichtiger experimenteller Hinweis auf eine mögliche, rein elektrische Anregung von Elektronen aus Termen in der verbotenen Zone zu werten sein.

Von uns wurden nun in diesem Zusammenhang Messungen mit einer Meßanordnung gemäß Abb. 1 durchgeführt. Das mit gegenüberliegenden Flächenelektroden versehene CdS-Einkristallplättchen KR wurde über einen Schutzwiderstand R (zur Verhinderung eines materialzerstörenden Durchschlages) an eine variable

¹ G. F. J. Garlick, Luminescent Materials, Clarendon Press, Oxford 1949.

² J. T. Randall u. M. H. F. Wilkens, Proc. Roy. Soc. [London], Ser. A 184, 369 [1945].

³ K. W. Böer, Ann. Physik 10, 20 [1952]; K. W. Böer u. W. Borchardt, Fortschr. Physik 1, 184 [1953].

⁴ B. Gudden u. R. Pohl, Z. Physik 17, 334 [1923].

⁵ K. W. Böer, U. Kümmel u. R. Rompe, Z. physik. Chem. 200, 180 [1952]; K. W. Böer u. U. Kümmel, Z. physik. Chem. 200, 193 [1952]; K. W. Böer u. U. Kümmel, Ann. Physik, in Vorbereitung.

⁶ W. Franz, Ergeb. exakt. Naturwiss. 21 [1953]; Ann. Physik 11, 17 [1953].

Spannungsquelle U angeschlossen, die eine von Null an mit konstanter Geschwindigkeit zunehmende Spannung lieferte. Die Leitfähigkeit wurde mit einem Galvanometer gemessen, dessen Empfindlichkeit so geregelt wurde, daß diese mit wachsender Spannung U entsprechend $1/U$ abnahm. Die parallel zum Galvanometer liegende Kapazität C hatte den Sinn, die in dem Gebiet kurz vor dem elektrischen Durchschlag auftretenden kurzzeitigen Leitfähigkeitsschwankungen zu glätten und im wesentlichen eine Messung der freigesetzten Ladungsmengen zu gestatten.

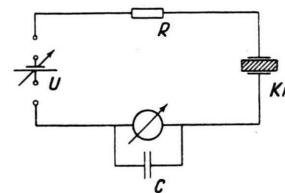


Abb. 1. Prinzipschaltbild der Meßanordnung.

Kurve 1 in Abb. 2 gibt eine solche Leitfähigkeitsmessung nach vorangegangener optischer Anregung, also nach Füllung der Haftterme mit Elektronen wieder. Die Leitfähigkeit wächst bereits von geringen Feldstärken bis in das eigentliche Durchschlagsgebiet E_D hinein stark an.

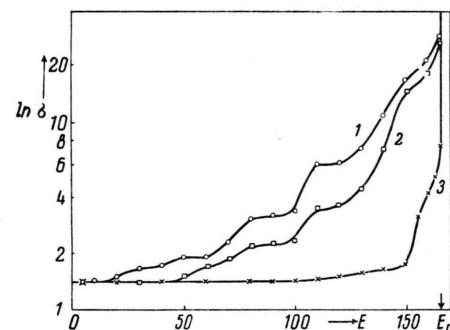


Abb. 2. Leitfähigkeit eines CdS-Einkristalls σ [willkürlich. Einheiten] als Funktion der successiv erhöhten, angelegten Feldstärke E [willkürlich. Einheiten]; $T = -150^\circ\text{C}$. 1: 2 Min. nach Abschaltung der optischen Anregung; 2: 50 Min. nach Abschaltung der optischen Anregung; 3: direkt (ohne optische Anregung) an „Kurve 1“ angeschlossen.

An diese Kurve wurde direkt, ohne vorherige erneute optische Anregung eine zweite, sonst analog ausgeführte Messung angeschlossen, die Kurve 3 derselben Abbildung wiedergibt. Hier nimmt nun die Leitfähig-



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.

keit erst ganz kurz vor dem eigentlichen Durchschlag erheblich zu.

Um zu zeigen, daß der Unterschied zwischen Kurve 1 und 3 nicht durch einen Zeiteffekt, d. h. durch das bekannte Abklingen der Leitfähigkeit (beide Kurven wurden ja nacheinander mit einem zeitlichen Abstand von ca. 10 min gemessen), sondern tatsächlich durch die wirkende Feldstärke bedingt ist, wurde bei erneuter Durchführung einer der Kurve 1 entsprechenden Messung zur Sicherheit 4-mal so lange gewartet, wie sonst nach Abschaltung der optischen Anregung bis zur Aufnahme der Kurve 3 verstreicht. Die Messung ergab jetzt Kurve 2, die sich tatsächlich im Bereich höherer Feldstärken nur wenig von Kurve 1 unterscheidet.

Noch besser wird der Einfluß der Feldstärke auf die Leitfähigkeitszunahme aus Abb. 3 deutlich. Hier wurde

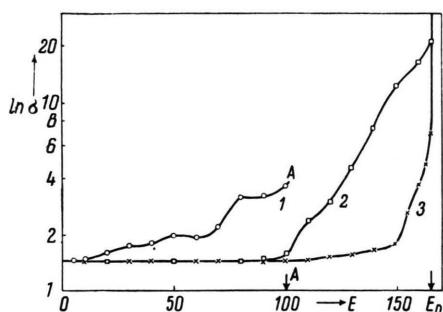


Abb. 3. Leitfähigkeit eines CdS-Einkristalls σ [willkürl. Einheiten] als Funktion der successiv erhöhten, angelegten Feldstärke E [willkürl. Einheiten]; $T = -150^\circ\text{C}$.
1: 2 Min. nach Abschaltung der optischen Anregung, Feldstärke nur bis A erhöht;

2: direkt an Kurve 1 angeschlossen;

3: analog Kurve 3 in Abb. 2.

Kurve 1 nur bis zum Punkte A durchfahren. Die direkt angeschlossene Kurve 2 stimmt dann praktisch bis zum Punkte A mit Kurve 3 (analog 3 in Abb. 2) und oberhalb A etwa mit Kurve 2 aus Abb. 2 überein, d. h. verhält sich hier so, als ob keine entsprechende Feldstärke am Kristall gelegen hat.

Unter gleichen Versuchsbedingungen sind alle angegebenen Meßkurven außerordentlich gut reproduzierbar.

Die Meßergebnisse zeigen deutlich, daß mit wachsender angelegter Feldstärke in einem CdS-Einkristall die Leitfähigkeit beträchtlich zunimmt, sofern dessen Haftterme durch vorherige optische Anregung gefüllt waren. Wurden die Haftterme hingegen z. B. durch vorangegangenes Ausheizen entleert, so trat bis kurz vor dem eigentlichen Durchschlag keine solche Leitfähigkeitszunahme ein. Dem Ausheizen der Elektronen aus den Haftterminen entspricht jedoch gemäß den Kurven 3 der Abb. 2 und 3 auch das Anlegen einer entsprechend hohen Feldstärke.

Dabei „wirkt“ eine bestimmte Feldstärke in Hinsicht auf die Verhinderung einer Leitfähigkeitserhöhung bei einer zweiten Messung praktisch — und zwar relativ selektiv — nur bis zu ihrem Feldstärkewert (vgl. die Kurven 1 und 2 aus Abb. 3), soweit die Erhöhungsgeschwindigkeit der Feldstärke nicht allzu groß gewählt wurde.

Der hier beschriebene Effekt einer Leitfähigkeitszunahme mit wachsender Feldstärke nach vorheriger optischer Anregung entspricht weitgehend den elektrischen Glow-Kurven, wobei lediglich die thermische Anregung durch eine rein elektrische ersetzt wurde. Eine genauere Diskussion möge jedoch einem ausführlicheren Bericht mit weiterreichendem experimentellen Material vorbehalten bleiben⁷.

⁷ K.W. Böer, Ann. Physik, in Vorbereitung.

Über die Erzeugung von Mesonenschauern an Wasserstoffkernen

Von O. Haxel* und H. Schultz

Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen

(Z. Naturforsch. 9a, 178—180 [1954]; eingeg. am 25. Januar 1954)

Zahlreiche Arbeiten mit der Photoplattenmethode erbrachten den Beweis, daß energiereiche Nukleonen der Höhenstrahlung beim Zusammenstoß mit einem Atomkern strahlenreiche π -Mesonenschauer erzeugen können¹. Es wird heute allgemein angenommen, daß diese π -Mesonenschauer mit den sogenannten „harten Schauern“ identisch sind, die mit Zählrohrapparaturen erfaßt werden². Z. Zt. ist noch nicht klar, auf welche Weise die π -Mesonenschauer entstehen. Heisenberg, Fermi u. a. nehmen an, daß bei einem energiereichen

Zusammenstoß zweier Nukleonen gleichzeitig mehrere π -Mesonen entstehen können, so daß im Prinzip ein Nukleonenzusammenstoß für die Erzeugung eines Schauers genügt³. Heitler und Janossy vertreten die Auffassung, daß bei einem Zusammenstoß zweier Nukleonen jeweils nur ein π -Meson erzeugt werden kann und ein strahlenreicher Mesonenschauer nur in einem nukleonenreichen Kern durch die dort stattfindenden sekundären Stöße aufgebaut werden kann⁴. Eine Entscheidung zwischen diesen beiden Anschauungen könnte durch Untersuchungen der π -Mesonenschauerproduktion in einer nicht zu dicken Wasserstoffsschicht gebracht werden. Nach Heisenberg müßte in Wasserstoff eine Schauerproduktion ebenso stattfinden können, wie in Materialien mit nukleonenreichen Kernen, während nach der Heitlerschen Auffassung nur im letzteren Falle Mesonenschauer auftreten dür-

* Jetzt Heidelberg, Albert-Überle-Str. 7.

¹ Siehe Bericht von U. Camerini et al., Philos. Mag. 32, 1241 [1951].

² Siehe Bericht von K. Sitte, Acta physica austriaca 4, 198 [1950].

³ W. Heisenberg, Z. Physik 126, 569 [1948]; 133, 65 [1952] (dort weitere Literaturangaben).

⁴ W. Heitler, Rev. mod. Physics 21, 113 [1949]; Helv. physica Acta 23, 417 [1950] (dort weitere Literaturangaben).