

Experimenteller Nachweis des Halbleitercharakters der Verbindungen CdTe und In_2Te_3

Von J. Appel

Institut für Technische Physik der Technischen Hochschule Braunschweig

(Z. Naturforschg. **9a**, 265—267 [1953]; eingeg. am 19. Febr. 1954)

Die elektrischen Eigenschaften von Verbindungen der Metalle mit den ersten drei Elementen der sechsten Gruppe des Periodischen Systemes, O, S und Se, sind in vielen Arbeiten Gegenstand eingehender experimenteller und theoretischer Untersuchungen gewesen. Im Gegensatz dazu ist über das elektrische Verhalten von Verbindungen der Metalle mit dem vierten Element dieser Gruppe, Tellur, wenig bekannt¹. Um Aufschluß über den Leitungsmechanismus zweier im Hinblick auf ihren Bindungscharakter verschiedener Metall-Telluride zu bekommen, haben wir zunächst die elektrischen Leitfähigkeiten von polykristallinen In_2Te_3 - und CdTe-Proben von Zimmertemperatur bis zu 900° K (In_2Te_3 , $t_f = 930^\circ\text{K}$) bzw. 1100° K (CdTe, $t_f = 1300^\circ\text{K}$) gemessen. Beiden Verbindungen gemeinsam ist die Absättigung der äußeren Elektronenschalen der Verbindungspartner und damit die Existenz von aufgeföllten Brillouin-Zonen, die nach Justi und Lautz² auch bei intermetallischen Verbindungen wie CdSb einen ausgeprägten Halbleitercharakter zur Folge hat. Die Verbindungen unterscheiden sich durch die Bindungskräfte, die beim CdTe wie bei den III-IV-Verbindungen vorwiegend homöopolarer und beim In_2Te_3 heteropolarer Natur sind.

Herstellung und Kontaktierung der Proben

Die Herstellung der Proben erfolgte für die ersten, orientierenden Versuche der Einfachheit halber durch Zusammenschmelzen der stöchiometrischen Anteile im Kohletiegel unter einer Salzschnelze. Der Reinheitsgrad der verwendeten Ausgangssubstanzen war in jedem Fall größer als 99,9%. Die so hergestellten Stäbchen von etwa 25 mm Länge und 5 mm Durchmesser hatten bei beiden Verbindungen einen spezifischen Widerstand von 5,5 bzw. 1,7 $\Omega\text{ cm}$ bei 300° K (s. Abb. 2 u. 3). Wesentlich größer (bis zu einigen $10^6\ \Omega\text{ cm}$) war der entsprechende Wert bei Proben, die in einem geschlossenen Quarzrohr im Hochvakuum erschmolzen wurden. Im allgemeinen wurden die nach beiden Verfahren hergestellten grobkristallinen Proben etwa 3 Std. im Hochvakuum bei 500° K getempert. Vor der eigentlichen Temperatur-Leitfähigkeitsmessung erfolgte in jedem Fall eine Untersuchung auf Homogenität und ohmsches Verhalten der betreffenden Probe. Zu diesem Zweck wurde jede Probe auf ihrer gesamten Länge bei konstantem Strom mit zwei stählernen Potentialspitzen abgetastet, deren Abstand mittels eines Feintrieb-Manipulators auf 0,001 cm festgelegt werden konnte. Zur weiteren Untersuchung gelangten nur solche Proben, bei denen die Abweichungen vom

Mittelwert der Leitfähigkeit (genommen über die gesamte Probenlänge) weniger als 10% betrugen.

Die Hauptschwierigkeit lag in der Kontaktierung der Proben für eine Strom-Spannungs-Messung in Abhängigkeit von T . Der Versuch, Federkontakte zu verwenden, mißlang im allgemeinen, weil bei hohen Temperaturen sogar Spezialfederstähle ihre elastischen Eigenschaften weitgehend verlieren, so daß ein guter Kontakt nicht gewährleistet ist. Eine befriedigende Lösung wurde durch die Verwendung von Invar (36% Ni, 64% Fe) erreicht. Der geringe thermische Ausdehnungskoeffizient des Invars einerseits und der bedeutend größere Ausdehnungskoeffizient der zur Halterung und Stromzuföhrung der Probe verwendeten Eisenstifte andererseits ermöglichen in der Regel auch bei hohen Temperaturen gute Kontakte. Die Potentialsonden bestanden aus zwei kleinen Hohlzylindern aus Kohle, die von zwei Invarstäbchen fest an die Probe gepreßt wurden. Wir benutzten reinste Kohle anstatt Metallsonden, um bei höheren Temperaturen die Diffusion von Fremdatomen in die Probe nach Möglichkeit zu vermeiden.

Meßverfahren

Zur Messung ihres Widerstandes wurde die Probe in der skizzierten Halterung (Abb. 1) in ein Quarzrohr eingeföhrt, das entweder evakuiert oder mit Argon geföllt werden konnte. Vier dünne Kupferdrähte, die durch verschiedene hochvakuumdichte Einföhungen zu den Potentialsonden und den Stromelektroden für-

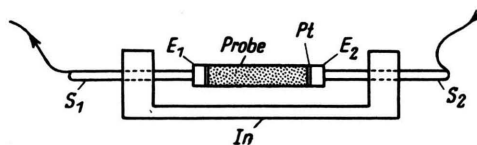


Abb. 1. Prinzipskizze. In = Invarbrücke, $S_{1,2}$ = Eisenstifte, Pt = Platinblech, das zur besseren Kontaktierung auf die Eisenelektroden E_1 und E_2 gelegt ist.

ten, waren in 1 mm weite Quarzröhren gezogen und damit auch bei den höchsten Meßtemperaturen gut gegeneinander isoliert. Zur Temperaturmessung wurde ein H_1 -Element verwendet, dessen einer Schenkel direkt die Probe beröhrte. Die Spannungen zwischen den Potentialsonden wurden bis zu etwa 600° K mit einem Wulfschen Einfadenelektrometer quasistatisch und bei höheren Temperaturen mit einem Dießelhorst-Kompensator gemessen. Die Stromstärke im Meßkreis wurde durch Kompensation des Spannungsabfalles an einem Normalwiderstand bestimmt. Somit war im unteren Temperaturbereich die Genauigkeit des ermittelten Widerstandes durch die Genauigkeit der Spannungsmessung gegeben, die etwa 99% betrug. Im Mittel haben wir an einer Probe, stets unter Lichtabschluß, bei etwa 120 verschiedenen Temperaturen den Widerstand gemessen.

¹ E. H. Putley, Proc. Phys. Soc., Lond. **65B**, 388, 993 [1952].

² E. Justi u. G. Lautz, Z. Naturforschg. **7a**, 191 602 [1952].



Meßergebnisse

Die Leitfähigkeitstemperaturkurven von CdTe und In_2Te_3 sind in Abb. 2 und 3 dargestellt. Die große Anzahl der Meßpunkte und deren Meßgenauigkeit ermöglichen es im Einklang mit früheren Erfahrungen dieses Institutes³ wiederum Feinheiten in den Temperatur-Leitfähigkeits-Kurven, insbesondere Knicke, deutlich zu erkennen. Bei beiden Verbindungen ist die Leitfähigkeit der nach dem einfachen Verfahren hergestellten Proben 1 erheblich größer als bei den im Hochvakuum erschmolzenen Stäbchen. Dieser Befund ist sicher auf Störstellenleitung infolge Verunreinigung der

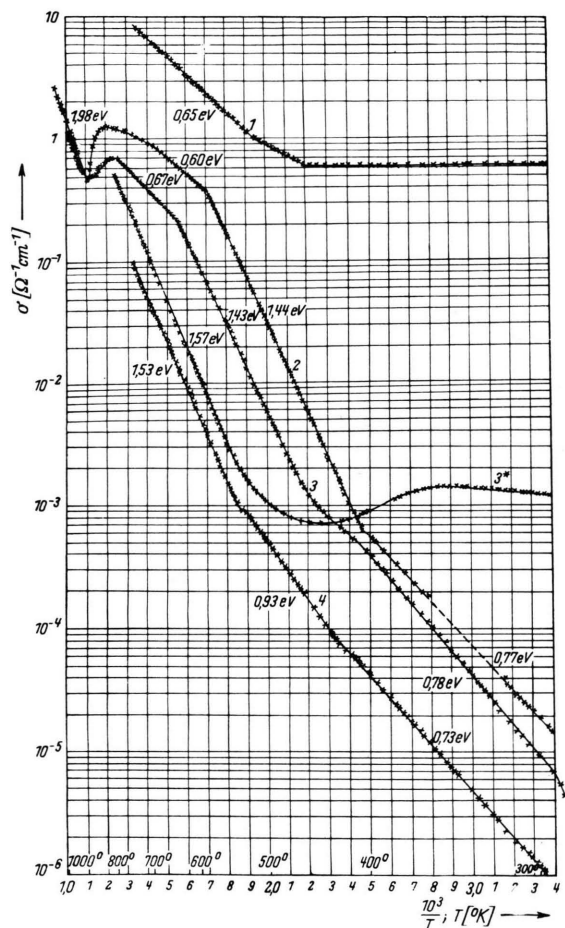


Abb. 2. Die Leitfähigkeit $\sigma = f(T)$ von CdTe bei hohen Temperaturen.

Proben beim Herstellungsverfahren zurückzuführen. Die T -Abhängigkeit der Leitfähigkeit kann bei beiden Verbindungen im allgemeinen durch die bekannte Exponentialbeziehung $\sigma = A \exp(-\Delta E/2kT)$ charakterisiert werden. Die entsprechenden ΔE -Werte für die einzelnen Geradenabschnitte sind in den Abbildungen

³ E. Justi u. G. Lautz, Abh. Braunsch. Wiss. Gesell. 5, 36 [1953].

angegeben. Danach kann man bei den In_2Te_3 -Proben 2, 3 und 4 je zwei Aktivierungsenergien unterscheiden, die im Mittel 0,94 und 2,4 eV betragen. Ob es sich im letzten Fall um Eigenleitung handelt, können vielleicht Hall-Effekt-Messungen zeigen. Komplizierter liegen die entsprechenden Verhältnisse beim CdTe. Auch dort können bei den Proben 2, 3 und 4 wesentlich vier mittlere Aktivierungsenergien unterschieden werden, die

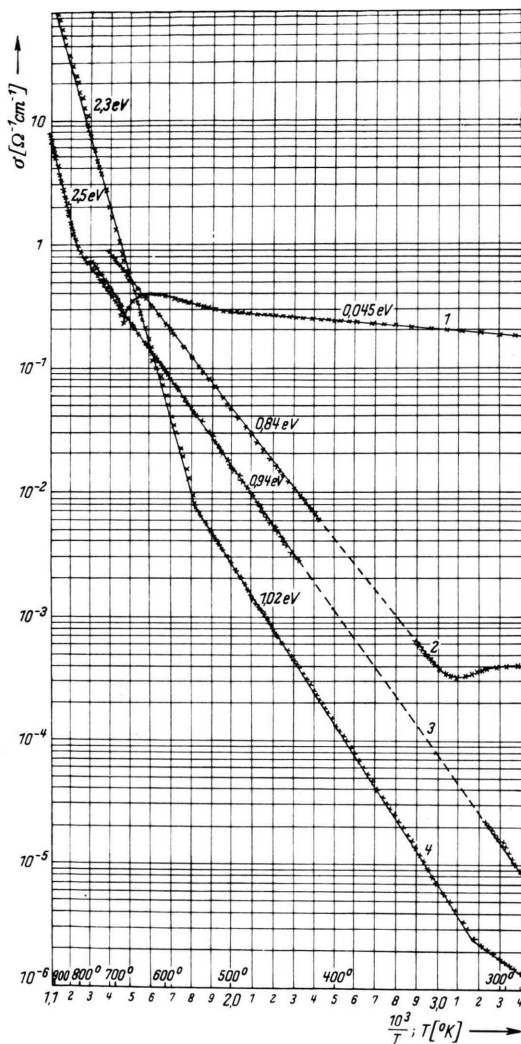


Abb. 3. Die Leitfähigkeit $\sigma = f(T)$ von In_2Te_3 bei hohen Temperaturen.

mit steigender Temperatur etwa 0,76; 1,48; 0,67 und 1,98 eV betragen. Auffallend ist dabei, daß die kleinste Aktivierungsenergie $\Delta E = 0,67$ eV erst bei höheren Temperaturen in Erscheinung tritt. Dieses Verhalten könnte man entweder im Sinne einer Phasenumwandlung deuten oder nach Böer⁴ darauf zurückführen,

⁴ K. W. Böer, Ann. Phys., Lpz. 10, 32 [1952].

daß die Konzentration der Störstellen (ob Eigen- oder Fremdstörstellen bleibt dabei offen) wesentlich größer ist als diejenige, die zur Aktivierungsenergie von etwa 1,48 eV gehört. Daß sich jedenfalls die Zusammensetzung der Probe 3 bei hohen Temperaturen geändert hat, zeigt die Meßreihe 3* dieser selben Probe. Um Aufschluß über diese Fragen und weitere Eigenschaften dieser Halbleiter, wie T -Abhängigkeit der Beweglichkeit, zu bekommen, sollen zunächst weiter die Leitfähigkeit insbesondere bei tiefen Temperaturen und

dann die galvanomagnetischen Effekte untersucht werden.

Für die Anregung zu diesen Messungen, für die Möglichkeit ihrer Durchführung und wertvolle Diskussionen danke ich Herrn Prof. Dr. Justi und Herrn Dr. Lautz. Die Deutsche Forschungsgemeinschaft hat durch die Bewilligung von Sachbeihilfen im Rahmen ihres Schwerpunktprogrammes Festkörper diese Experimente in dankenswerter Weise unterstützt.

Ein Beitrag zur Frage der Natur des Felddurchschlages

Von K. W. Böer und U. Kümmel

II. Physikalisches Institut
der Humboldt-Universität, Berlin

(Z. Naturforschg. 9a, 267—268 [1954]; eingeg. am 23. Febr. 1954)

In einer Reihe vorangegangener Arbeiten¹ konnte experimentell gezeigt werden, daß der Felddurchschlag in zwei Phasen geteilt werden kann, eine Anregungs- und eine Zerstörungsphase, wobei am untersuchten CdS eine Stabilisierung der Anregungsphase möglich ist. Die Anregungsphase wird danach durch die rein elektrische Anregung von Elektronen in das Leitungsband bestimmt, während sich die Zerstörungsphase im stabilisierten Falle beim Erreichen einer kritischen Leistung in Form von Verdampfung bzw. thermischer Zersetzung von Prüflingsteilen im eigentlichen Durchschlagskanal bemerkbar macht.

Die rein elektrische Anregung von Elektronen in das Leitungsband kann nach bisher vorliegenden theoretischen Vorstellungen u. a. durch Stoßionisation oder Feldemission funktionieren (vgl. Franz²). Wir wollen uns hier nicht näher mit dem Problem beschäftigen, welcher der Mechanismen der ausschlaggebende für den Felddurchschlag ist, sondern uns der Frage zuwenden, *woher* der Hauptteil der schließlich zum Durchschlag führenden Elektronen stammt.

Bislang wurde für den eigentlichen Felddurchschlag eine Anregung von Elektronen aus dem Valenzband verantwortlich gemacht. Damit ergab sich für theoretische Untersuchungen die Notwendigkeit, durch das Feld eine Anregungsenergie von der Größe der Breite der verbotenen Zone zu vermitteln. Andererseits wurde jedoch darauf hingewiesen³, daß es theoretisch ohne weiteres möglich ist, auch Elektronen aus Termen in der verbotenen Zone rein elektrisch anzuregen. Experimentelle Untersuchungen am CdS bestätigten diese Vermutung weitgehend^{1c,4}.

Es mögen nun hier eine Reihe von Untersuchungen angegeben werden, die zeigen, daß es beim CdS nicht unwahrscheinlich ist, *alle* zum Felddurchschlag benötigten Leitungselektronen praktisch ausschließlich von Termen aus der verbotenen Zone zu erhalten.

¹ a) K. W. Böer, U. Kümmel u. R. Rompe, Z. phys. Chem. **200**, 180 [1952]; b) K. W. Böer, U. Kümmel u. R. Rompe, Arb. Tag. Festkörperphysik, Dresden (1952) 25; c) K. W. Böer u. U. Kümmel, Ann. Phys., Lpz. im Druck.

1. Stromspannungscharakteristiken unterscheiden sich wesentlich voneinander, je nachdem die Haftterme durch vorherige optische Anregung mit Elektronen gefüllt oder leer waren^{1c,4}. Das angelegte Feld (in der Größenordnung der Durchbruchfeldstärke) hat dabei mit hoher Wahrscheinlichkeit die Wirkung, *Elektronen aus den Hafttermen anzuregen* (Elektrisch angeregte Glow-Kurven; Abb. 1).

2. Das Anlegen eines hohen Feldes bewirkt, verglichen mit der thermischen Anregung bei niedriger Untersuchungstemperatur, eine um sehr viel Größenordnungen *schnellere Anregung* der entsprechenden Elektronen. Bereits wenige Sekunden nach Anlegen des Feldes unterscheiden sich die Stromspannungscharakteristiken von Kristallen mit leeren oder gefüllten Hafttermen praktisch bis zu jenem Feldstärkebereich nicht mehr voneinander, d. h. das angelegte Feld muß bis zu einem entsprechenden Energiebereich die elektrisch anregbaren gefüllten Haftterme *praktisch völlig entleert* haben.

3. Eine *Ladungsmengenbestimmung* der elektrisch angeregten Elektronen aus Hafttermen ergab für ver-

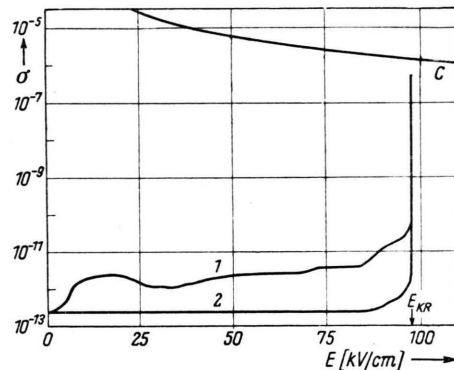


Abb. 1. Leitfähigkeit eines CdS-Kristalles σ (willkürliche Einheiten) als Funktion der sukzessiv erhöhten Feldstärke E (elektrisch angeregte Glow-Kurve); Zeit für die Feldstärkeerhöhung von 0 bis E_{KR} : 10 Min. $T = -150^\circ \text{C}$; Kurve 1: 2 Min. nach Abschalten der optischen Anregung; Kurve 2: direkt ohne optische Anregung an Kurve 1 angeschlossen.

C: kritische Leistung für den elektrischen Durchschlag.

² W. Franz, Erg. exakt. Naturw. **27**, 1 [1953].

³ W. Franz, Ann. Phys., Lpz. **11**, 17 [1953].

⁴ K. W. Böer u. U. Kümmel, Z. Naturforschg. **9a**, 177 [1954].