

bierten Stickstoffs eine *reversible* Widerstandszunahme, die durch Abpumpen bei B_1 rückgängig gemacht wird. Stickstoffzugabe bei A_2 bewirkt bei $p_2 = 2,6 \cdot 10^{-3}$ Torr eine reversible Widerstandszunahme von $2,4\%$ und eine Besetzung von $\Theta_r = 0,23$, also eine spez. Widerstandszunahme von $(\Delta R/\Theta)_r = 10,6\%$. Von der schwach vorbelegten Oberfläche wird somit weniger Stickstoff adsorbiert als von der reinen; aber die spez. Wechselwirkung mit den reversibel adsorbierten N_2 -Molekülen ist dieselbe wie die einer reinen Oberfläche.

Die gesamte spez. Wechselwirkung der irreversibel adsorbierten N_2 -Molekülen ist jedoch etwas kleiner; sie beträgt $(\Delta R/\Theta)_i = 2,70/0,59\% = 4,6\%$. Die gesamte irreversible Besetzung Θ_i wurde auch hier in der Weise ermittelt, daß die Zelle nach dem Abpumpen des Gases am Schluß des Versuches bei $90,4^\circ K$ auf Raumtemperatur erwärmt und der hierbei beobachtete Druck von $1,0 \cdot 10^{-3}$ Torr gemessen wurde. Er entspricht einer Besetzung von $\Theta_i = 0,59$ wie bei dem in Abschnitt a) besprochenen Versuch. Die schwache Vorbelegung der Ni-Oberfläche blockiert also vor allem diejenigen Zentren, an welchen die starke, mit irreversibler N_2 -

Adsorption verbundene Wechselwirkung zustande kommt. Dies dürfte auch der Grund dafür sein, daß der Kurvenverlauf unmittelbar nach der Adsorption und nach dem Abpumpen bei dem vorbelegten Film ausgeglichener ist als bei dem reinen.

Die vorliegenden Versuche zeigen, daß die von Trapnell beobachtete „schwache Chemisorption“ des Stickstoffs an Nickel bei $90^\circ K$ auf einer elektronischen Wechselwirkung beruht, bei welcher Metallelektronen in Richtung der adsorbierten N_2 -Molekülen verlagert oder beansprucht werden, so daß die Elektronenleitung innerhalb des Metallfilms behindert ist. Eine Dissoziation in Atome findet zumindest bei der reversiblen Wechselwirkung offenbar nicht statt, aber wahrscheinlich eine Abstandsvergrößerung der N-Atome innerhalb der N_2 -Molekel, also eine Art Prädissoziation. Bei Raumtemperatur kann die Wechselwirkung und damit Chemisorption wegen der stärkeren Wärmebewegung nicht eintreten.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft und dem Verband der Chemischen Industrie danken wir für die Unterstützung der Versuche durch Instrumente und Geldmittel.

Zur magnetischen Widerstandsänderung von Ge-Einkristallen zwischen 10° und $300^\circ K$

Von G. LAUTZ und W. RUPPEL

Aus dem Institut für Technische Physik der Technischen Hochschule Braunschweig

(Z. Naturforsch. **10a**, 521—526 [1955]; eingegangen am 20. Mai 1955)

Messungen der transversalen Widerstandsänderung an p- und n-leitenden Ge-Einkristallen im Temperaturbereich von 10° bis $300^\circ K$ bei Feldstärken bis zu 24 000 G stimmen nur hinsichtlich des allgemeinen Kurvenverlaufs mit den besten heute bekannten isotropen Theorien, wie z. B. der von Appel, überein. Die gemessenen Absolutwerte liegen wesentlich über den berechneten. So wird an einer besonders reinen n-Typ-Probe bei $11^\circ K$ eine Widerstandsänderung von $\Delta \varrho/\varrho_0 = 1200\%$ beobachtet, ohne daß in Abhängigkeit von der Feldstärke eine Sättigungstendenz zu erkennen ist. Die Reinheit dieses Kristalls kann u. a. aus der hohen Hall-Beweglichkeit von $160\,000 \text{ cm}^2/V \cdot s$ bei $11^\circ K$ erschlossen werden. Obwohl die gleichzeitig auftretenden hohen longitudinalen Widerstandsänderungen beim n-Ge auf starke Anisotropien der Bandstruktur hinweisen, kann doch die Orientierungsabhängigkeit nicht durch die bekannten Anisotropietheorien gedeutet werden. Vielmehr müssen die hohen $\Delta \varrho/\varrho_0$ -Werte auf einem bisher nicht erfaßten Mechanismus beruhen. In der vergleichenden Diskussion wird auf die Quantisierung der Elektronenbahnen bei tiefen Temperaturen als mögliche Ursache verwiesen.

Pearson und Suhl¹ haben die magnetische Widerstandsänderung von Ge-Einkristallen bei Zimmertemperatur und $77^\circ K$ in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke und der kristallographischen Orientierung gemessen. Untersu-

chungen über die Temperaturabhängigkeit dieses Effektes existieren bisher nur in einem sehr kleinen Bereich der He-Temperaturen bei relativ kleinen

¹ G. I. Pearson u. H. Suhl, Phys. Rev. **83**, 768 [1951].



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.

magnetischen Feldstärken². In der vorliegenden Arbeit wird über systematische Messungen im Temperaturbereich von 10° bis 300°K an verschiedenen orientierten n- und p-Kristallen bei Feldstärken bis zu 24000 G berichtet. Abgesehen von dem größeren Temperatur- und Feldstärkenbereich konnten die Versuche gegenüber Pearson und Suhl auch auf reinere Ge-Proben mit einem geringeren Störstellengehalt ausgedehnt werden.

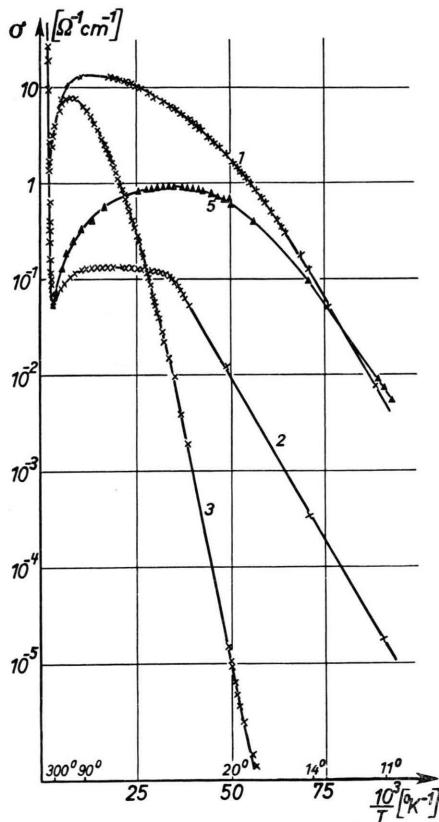


Abb. 1. Temperaturabhängigkeit der elektr. Leitfähigkeit verschiedener Ge-Kristalle. Zimmertemperaturwiderstände der n-Typ-Proben: Probe 1: 0,3 $\Omega \cdot \text{cm}$; Probe 2: 17 $\Omega \cdot \text{cm}$; Probe 5: 25 $\Omega \cdot \text{cm}$.

Diese erhöhte Reinheit der Kristalle macht Messungen zu tiefen Temperaturen hin erst sinnvoll, da bei unreineren Proben Effekte, die dem idealen Ge-Kristall zukommen, durch die hohen Ladungsträgerkonzentrationen überdeckt bleiben.

Aus den zahlreichen Arbeiten über den Leitungsmechanismus des Ge ist bekannt, daß die Ladungsträger vornehmlich von thermischen Git-

terwellen, ionisierten Störatomen und neutralen Fehlstellen gestreut werden. Dabei nehmen die genannten Streumechanismen mit abnehmender Temperatur in der angeführten Reihenfolge an Bedeutung zu. Die Theorie der magnetischen Widerstandsänderung von Appel³ enthält unter der Annahme eines isotropen homöopolaren Halbleiters den Einfluß der thermischen Gitterschwingungen und der ionisierten Störatome. Da die Tempe-

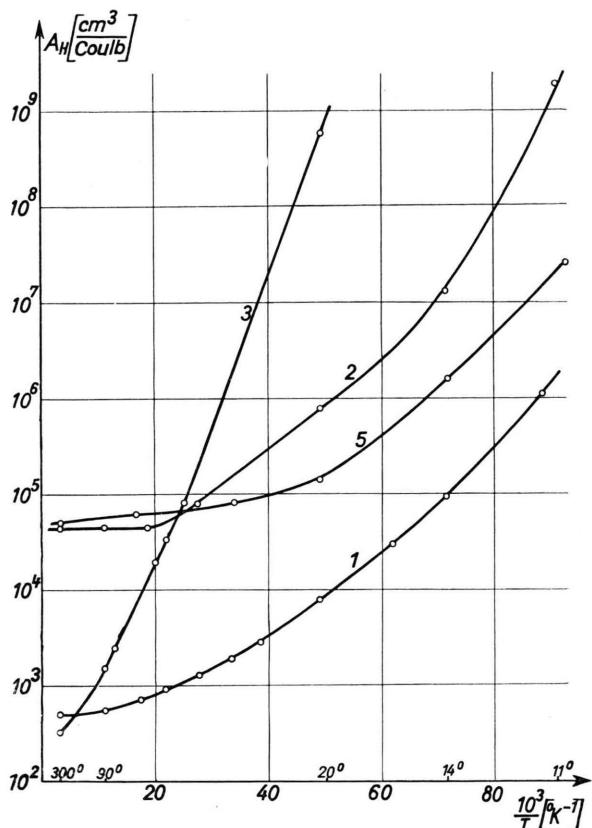


Abb. 2. Temperaturabhängigkeit der Hall-Konstanten verschiedener Ge-Einkristalle zwischen 10° und 300°K.

raturabhängigkeit der beiden Streuanteile gegenseitig ist, sollte bei einer bestimmten Temperatur ein Maximum der magnetischen Widerstandsänderung auftreten, dessen Wert von dem Verhältnis der Gitterstreuung zur Ionenstreuung und der magnetischen Feldstärke abhängt. Je reiner die Proben vorliegen, bei um so tieferen Temperaturen ist dieses Maximum zu erwarten. Für beliebig große Feldstärken kann die Widerstandsänderung im isotro-

² H. Fritzsche u. K. Lark-Horovitz, Physica **20**, 834 [1954].

³ J. Appel, Z. Naturforschg. **9a**, 167 [1954].

pen Einbändermodell nur den Wert $\Delta \rho / \rho_0 = 240\%$ erreichen. Eine grobe Abschätzung des Einflusses der neutralen Störstellen auf die magnetische Widerstandsänderung mit dem Stoßzeitansatz von Erginsoy⁴ zeigt, daß die von Appel berechneten Werte durch eine Berücksichtigung dieses Streuanteils nicht wesentlich verändert werden⁵. Zur Überprüfung dieser theoretischen Voraussagen sind die nachstehend beschriebenen Experimente unternommen worden.

Die für die Tieftemperaturversuche benutzte Meßanordnung wird an späterer Stelle beschrieben. Um einen genaueren Anhalt über die Reinheit, Aktivierungsenergien und Beweglichkeiten der Ladungsträger zu gewinnen, sind in den Abb. 1 und 2 die Leitfähigkeit und die Hall-Konstante als Funktion der reziproken Temperatur aufgetragen. Sämtliche Ge-Proben sind aus einem Kohletiegel gezogen und mit Ausnahme der Probe 5 mit Sb dotiert worden. Von den so erhaltenen n-Ge-Kristallen wurde die Probe 3 thermisch durch Erhitzen und Abschrecken im Hochvakuum aus einer $17 \Omega \cdot \text{cm}$ -Probe in p-Ge umgewandelt. Abb. 3

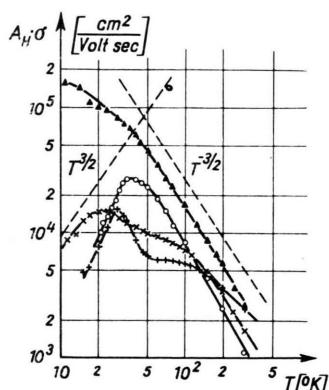


Abb. 3. Temperaturabhängigkeit der Hall-Beweglichkeit verschiedener Ge-Einkristalle zwischen 10° und 300°K . \times Probe 1, $+$ Probe 2, \circ Probe 3, Δ Probe 5.

zeigt die Hall-Beweglichkeiten dieser Proben in Abhängigkeit von der Temperatur. Dabei sind die für die reine Gitterstreuung und die reine Ionenstreuung geltenden $T^{-3/2}$ -bzw. $T^{1/2}$ -Geraden eingetragen worden. Ersichtlich hat die Probe 5 die höchste Reinheit. Ihre Elektronen werden auch bei 10°K vorwiegend noch durch thermische Gitterwellen gestreut. Die absolute Größe der Hall-Beweglichkeit

⁴ C. Erginsoy, Phys. Rev. **79**, 1013 [1950].

erreicht mit $160000 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ bei 11°K einen nur bei sehr reinen Proben erzielbaren Wert.

Die magnetische Widerstandsänderung dieser Kristalle ist für eine Feldstärke von 21000 Gauß in Abb. 4 dargestellt. Die Proben 1 bis 3 zeigen

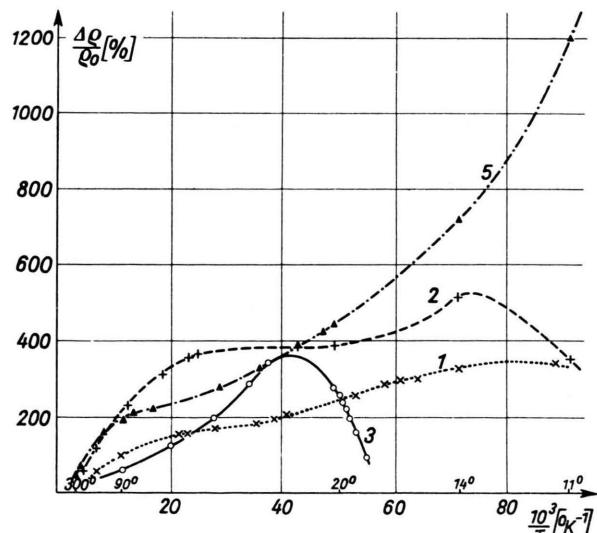


Abb. 4. Temperaturabhängigkeit der Widerstandsänderung im magnetischen Querfeld von Ge-Einkristallen bei 21000 Gauß zwischen 10° und 300°K .

deutlich den von Appel vorausgesagten Verlauf für den Fall einer Überlagerung von Gitter- und Ionenstreuung. Bei der besonders reinen Probe 5 ist hingegen kein Maximum und auch keine Sättigungstendenz erkennbar. Da diese Probe nach dem Temperaturverlauf der Hall-Beweglichkeit sich noch vorwiegend im Gitterstreuungsgebiet befindet, ist ein Extremwert ohnehin erst bei noch tieferen Temperaturen zu erwarten. Der bei 11°K beobachtete Wert von 1200% liegt wesentlich über der nach Appel für beliebig starke Felder berechneten Grenze von 240%. Demgegenüber weist die unreinere p-Probe ein sehr scharfes Maximum auf. Betrachtet man den Kurvenverlauf der anderen n-Proben genauer, so ist mit abnehmender Temperatur deutlich ein erster Anstieg festzustellen, dem ein mehr oder weniger breites Sattelgebiet folgt, bevor zu sehr tiefen Temperaturen hin die starke Zunahme einsetzt. Diese Charakterisierung der Kurven würde bei einer Auftragung der Widerstandsänderung über der Tempera-

⁵ Siehe z.B. J. Appel, Diplomarbeit Braunschweig 1953.

tur T selbst als ausgeprägte Treppenstufe erscheinen. Abgesehen von diesen Feinheiten wird der qualitative Kurvenverlauf durch die isotrope Theorie wiedergegeben, quantitativ ergeben sich jedoch durch die hier erstmalig gemessenen hohen Werte erhebliche Diskrepanzen.

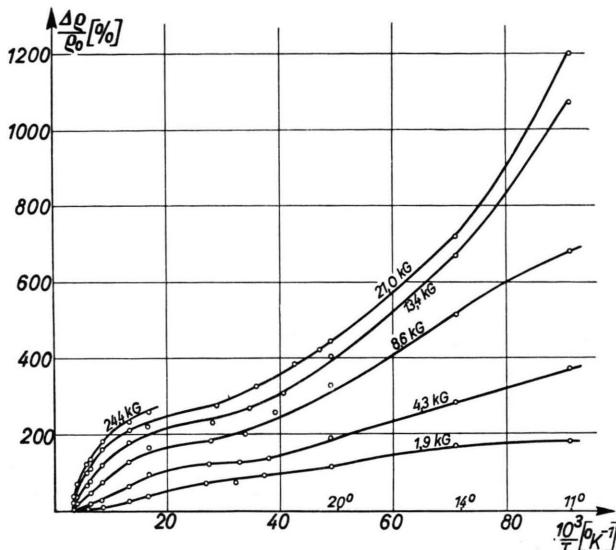


Abb. 5. Temperaturabhängigkeit der transversalen magnetischen Widerstandsänderung eines Ge-Einkristalls mit der magnetischen Feldstärke als Parameter.

Abb. 5 zeigt die Temperaturabhängigkeit der Widerstandsänderung der reinsten Probe 5 für verschiedene magnetische Feldstärken H . Bei großen H -Werten ist ein weiterer Anstieg zu He-Temperaturen hin zu erwarten, während bei kleinen H deutlich Sättigungstendenzen sichtbar sind. Es könnte sich hierbei um die ersten Anzeichen eines Maximums im Sinne der isotropen Theorie handeln, nach der das Maximum bei um so höherer Temperatur erscheint, je kleiner die magnetische Feldstärke ist. Doch scheint der Beweglichkeits-Temperaturverlauf dieser Annahme zu widersprechen, da bei allen anderen Proben das Beweglichkeitsmaximum bei höheren Temperaturen liegt als das der magnetischen Widerstandsänderung.

Berechnet man aus dem quadratischen Bereich der Widerstandsänderung als Funktion der Feldstärke die Beweglichkeiten nach der isotropen Theorie, so ergeben sich durchschnittlich um den Faktor 2 bis 3 höhere Werte als in der Abb. 3. Dieses Ergebnis deutet zusammen mit der für Zimmertemperatur kleinen Hall-Beweglichkeit auf

eine durch gleichzeitiges Auftreten von Donatoren und Akzeptoren verminderte Hall-Konstante hin.

Nachdem die vorliegenden Versuche ergeben haben, daß die isotrope Theorie nur qualitativ mit den Messungen in Übereinstimmung zu bringen ist, müssen wir zur Deutung unserer Beobachtungen nach bisher unbeachteten Ursachen suchen. Um abzuschätzen, inwieweit Anisotropieeffekte an der Widerstandsänderung beteiligt sind, haben wir ausgedehnte, von der Richtung des magnetischen Feldes abhängige Messungen bei verschiedenen Feldstärken und Temperaturen vorgenommen, von denen Abb. 6 und 7 je ein Beispiel für die p-Probe 3 und die n-Probe 5 darstellen. Das Verhältnis von longitudinaler zu transversaler Widerstandsänderung liegt bei den anderen n-Proben in der gleichen Größenordnung, während eine Drehung der Stäbchen um die Stromrichtung im transversalen Feld praktisch keine Anisotropie erkennen läßt.

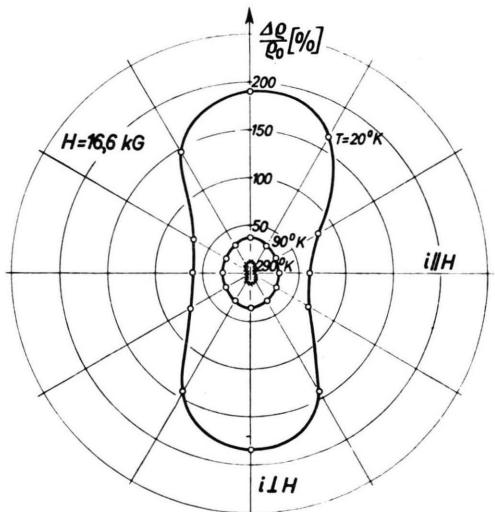


Abb. 6. Winkelabhängigkeit der magnetischen Widerstandsänderung eines p-Ge-Einkristalles bei 16600 Gauß.

Abeles und Meiboom⁶ haben für bestimmte anisotrope Bandstrukturen die Widerstandsänderung im Gitterstreuungsgebiet berechnet. Jedoch sind diese Rechnungen noch nicht für das Ionestreuungsgebiet ausgeführt worden. Aus den für die Wechselwirkung mit den Gitterwellen gelgenden Formeln ist aber ersichtlich, daß die größte Differenz zwischen longitudinaler und transversa-

⁶ B. Abeles u. S. Meiboom, Phys. Rev. **95**, 31 [1954].

ler Widerstandsänderung, sofern die transversale Widerstandsänderung die longitudinale übersteigt, im isotropen Fall auftritt. Da die von uns gemessenen Werte aber selbst nach Abzug des longitudinalen Anteils größer als 240 % bleiben, kann die Anisotropietheorie in der vorliegenden Form unsere Beobachtungen nicht deuten.

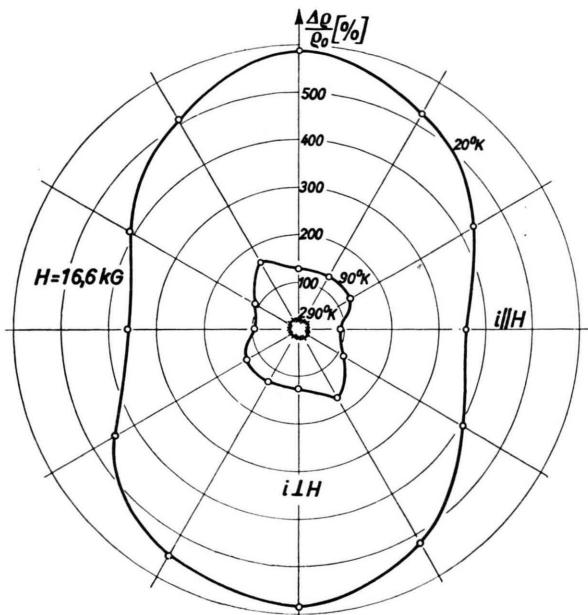


Abb. 7. Winkelabhängigkeit der magnetischen Widerstandsänderung eines n-Ge-Einkristalles bei 16600 Gauß.

Nachdem eine Abschätzung gezeigt hat, daß neutrale Störstellen keine sehr großen Effekte hervorrufen können, bliebe insbesondere bei tiefen Temperaturen noch ein eventueller Einfluß der Oberflächen auf die Widerstandsänderungen zu untersuchen. Wurden doch von Weisshaar und Welker⁷ an besonders präparierten Proben bei geeigneten Bedingungen magnetische Sperrsichten beobachtet. Daß es sich bei unseren Messungen nicht um einen derartigen Effekt handeln kann, folgt daraus, daß das Ohmsche Gesetz auch im Magnetfeld erfüllt war, die elektrische Feldstärke in der Probe in der Größenordnung von mV/cm lag und die Proben sich schließlich gemäß Abb. 1 im Bereich des Einbändermodells befanden. Außer-

dem kann man den Messungen von Fritzsch⁸ und Lark-Horovitz⁹ entnehmen, daß die Oberflächenbehandlung bei reinen Ge-Proben oberhalb 7°K ohne Einfluß auf Hall-Effekt und magnetische Widerstandsänderung ist. Die von Hung und Gliessmann⁸ gefundenen Störbandleitungs-effekte können ebenfalls bei den von uns gemessenen galvanomagnetischen Effekten noch nicht wirksam sein, da der Hall-Koeffizient nach Abb. 2 bis zu den tiefsten Temperaturen hin ansteigt und die Leitfähigkeit nach Abb. 1 keine Tendenz zum Umbiegen in konstante Werte zeigt.

Kürzlich veröffentlichte Untersuchungen von Willardson, Harman und Beer⁹ über den Hall-Effekt und die Widerstandsänderung im p-Ge in der Umgebung der Zimmertemperatur werden von den Autoren im Zweibändermodell mit Hilfe von Defektelektronen kleiner scheinbarer Masse quantitativ gedeutet. Daß die Annahme von „kleinen“ Löchern richtig ist, wird für p-Ge durch Zyklotronresonanzmessungen bestätigt¹⁰. Die gleichen Resonanzeffekte zeigen aber auch, daß eine solche Erklärung beim n-Ge nicht möglich ist.

Kommen wir abschließend auf den merkwürdigen Temperaturverlauf der magnetischen Widerstandsänderung zurück, so scheint die Überlagerung zweier Effekte möglich, von denen einer in der bekannten Theorie erfaßt wird, während ein zweiter besonders bei tiefen Temperaturen wirksam ist. Beachtet man, daß Ge eine hohe Dielektrizitätskonstante hat und die Elektronenbahnen daher groß sind, so könnte man bei sehr reinen Proben und bei hinreichend tiefen Temperaturen eine Quantisierung der Elektronenbahnen — in gewisser Analogie zum Zeeman-Effekt — erwarten. Diese würde aber zu sehr hohen magnetischen Widerstandsänderungen Anlaß geben. Die theoretische Erfassung dieses Effektes ist bisher noch nicht gelungen und dürfte auch wohl ein außerordentlich schwieriges Problem darstellen. Zur praktischen Überprüfung dieser Fragestellung werden die Experimente zur Zeit in das Temperaturgebiet des flüssigen He ausgedehnt.

Herrn Prof. Dr. E. Justi möchten wir für die Möglichkeit der Durchführung dieser Arbeit in seinem Institut für technische Physik und seine finanzielle Un-

⁷ H. Welker, Z. Naturforschg. **6a**, 184 [1951]. E. Weisshaar u. H. Welker, Z. Naturforschg. **8a**, 681 [1953].

⁸ C. S. Hung u. J. R. Gliessmann, Phys. Rev. **96**, 1226 [1954].

⁹ R. K. Willardson, T. C. Harman u. A. C. Beer, Phys. Rev. **96**, 1512 [1954].

¹⁰ B. Lax, H. J. Zeiger u. R. N. Dexter, Physica **20**, 818 [1954].

terstützung herzlichst danken. Die Deutsche Forschungsgemeinschaft hat im Rahmen ihres Schwerpunktprogrammes „Festkörperphysik“ S II wichtige Apparate als Leihgaben zur Verfügung gestellt, wofür wir an dieser Stelle verbindlichst danken möchten. Die Präparate wurden uns dankenswerter-

weise von Herrn Prof. Dr. J. Malsch, Telefunken, Ulm, und Herrn Prof. Dr. K. Seiler, SAF, Nürnberg, überlassen. Ferner gilt unser Dank Herrn Dir. Dr. H. Rothe, Telefunken, Ulm, der diesen Untersuchungen von Anbeginn an sein förderndes Interesse entgegengebracht hat.

Leitfähigkeitsmessungen, spektrographische und röntgenographische Untersuchungen an Zinksulfidkristallen

Von J. KRUMBIEGEL und K.-H. JOST

Aus der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin,
Institut für Medizin und Biologie (Direktor: Prof. Dr. Friedrich) und
Arbeitsgruppe Kristallstrukturanalyse (Leiterin: Dr. K. Boll-Dornberger)

(Z. Naturforschg. **10a**, 526—529 [1955]; eingegangen am 28. März 1955)

Leitfähigkeitsmessungen ergaben ein Maximum bei 3520 Å, spektrographische Untersuchungen zeigten keine qualitativen Unterschiede in den Verunreinigungen zwischen verschiedenen lumineszierenden Kristallen. Die röntgenographische Untersuchung ergab, daß sämtliche Kristalle fehlgeordnet sind und im wesentlichen aus der 2-, 3- und 4-Schichten-Form bestehen.

Teil I*

In einer vorhergehenden Mitteilung¹ wurde über die Herstellung und einige Eigenschaften von Zinksulfidkristallen berichtet. Da während einer Züchtung Kristalle mit verschiedener Lumineszenz (grünblau, gelb und nicht leuchtende Kristalle) bei Anregung durch UV-Licht entstehen können¹, ergab sich die Notwendigkeit, diese auf ihren Gehalt an Fremdsubstanzen zu untersuchen. Wir haben nun eine Reihe solcher Kristalle und die Ausgangssubstanzen, Schwefeleisen und metallisches Zink, mit einem Quarzspektrographen (Qu 24) untersucht und führen das Ergebnis dieser Untersuchungen in nachfolgender Tabelle an.

Es fanden sich in den Ausgangssubstanzen und in den Kristallen die in Tab. 1 aufgeführten Spurenelemente.

Bei Vergleich der Spurenelemente in den Kristallen mit denen der Ausgangssubstanz (Zn und FeS) sieht man, daß selbst Verunreinigungen des Schwefeleisens durch den H₂S-Strom mit in den Reaktionsraum hinüberwandern können, obwohl dem Rohr verschiedene Waschflaschen und Filter vorgelegt waren. Kristalle, welche im direkten Gasstrom gezüchtet wurden, zeigten qualitativ keinen Unterschied zu den umsublimierten Kristallen in bezug auf Anteile der Aktivatoren.

Wie bereits mitgeteilt¹, entstanden bei Züchtung im direkten Gasstrom spiralenförmige Kristalle. Diese konnten selbst unter gleichen Bedingungen nur in seltenen Fällen wieder gefunden werden. Ebenso war es nicht möglich, besonders viele Zwillingskristalle herzustellen, wie es z. B. bei der Herstellung von Cadmiumsulfidkristallen² der Fall war.

Wir haben nun diese Kristalle mit der üblichen Anordnung auf ihre Leitfähigkeit untersucht und vor allem das Maximum der Spektral-Empfindlichkeit im Bereich von 3000 Å—13 000 Å gesucht. Dieses lag bei allen untersuchten Kristallen bei 3520 Å. Dabei machte sich die Trägheit des Photostromes der grünleuchtenden Kristalle besonders empfindlich bemerkbar, da dieser zwischen zwei Meßpunkten erst nach 30—45 min seinen Maximal-

Ausgangssubstanz	Spurenelemente							
	Ca	Al	Cu	Si	Mg	Mn	Zn	Pb
Schwefeleisen	Ca							
Zink	Ca		Cu			Ni	Co	Fe
Lumineszenz-Kristalle								
Grün	Ca	Al	Cu	Si	Mg			
Blau	Ca	Al	Cu	Si	Mg			
Gelb	Ca	Al	Cu	Si	Mg			
Nichtleuchtende Kristalle	Ca	—	Cu?	Si	Mg			

Tab. 1.

* Von J. Krumbiegel.

¹ J. Krumbiegel, Z. Naturforschg. **9a**, 903 [1954].

² L. Herforth u. J. Krumbiegel, Z. Naturforschg. **9a**, 342 [1954].