

# Magnetische Widerstandsänderung und Anisotropiekonstante von n-Germanium im Temperaturbereich von 10 °K bis 300 °K

Von H. BRUNS

OSRAM-Studiengesellschaft, Augsburg

(Z. Naturforschg. **19 a**, 533–538 [1964]; eingegangen am 31. Januar 1964)

Herrn Professor Dr. E. JUSTI zum 60. Geburtstag gewidmet

HALL-Spannung und Widerstandsänderung verschieden stark Sb-dotierter Ge-Proben werden gemessen. Die daraus für schwache Magnetfelder bestimmte Anisotropiekonstante  $K$  hängt nur vom Verhältnis der Anteile der Streumechanismen an der Gesamtstreuung ab. Die longitudinale Widerstandsänderung für starke Felder gibt dieselben  $K$ -Werte, wenn ein linear mit der Feldstärke wachsender Anteil als überlagerte Störung von ihr abgezogen wird. Insoweit wird die Theorie der galvanomagnetischen Effekte experimentell bestätigt, wenn man für die Streuung an ionisierten Störstellen Stoßzeitanisotropie annimmt. Die transversale Widerstandsänderung zeigt den bekannten, die theoretischen Sättigungswerte weit überschreitenden linearen Anstieg, wie im Fall der longitudinalen mit Störstellenstreuung verknüpft, jedoch im Gegensatz zu dieser ohne Anteil mit Sättigung.

Zur Deutung der an Valenzhalbleitern gemessenen galvanomagnetischen Effekte reicht das sogenannte isotrope Halbleitermodell<sup>1</sup> nicht aus. Daher legen ABELES und MEIBOOM<sup>2</sup> ein anisotropes Modell zugrunde: Die Flächen konstanter Energie der Leitungselektronen bilden Rotationsellipsoide um bestimmte Achsen im Impulsraum. Die galvanomagnetischen Effekte bestätigen zwar qualitativ dieses Modell, führen jedoch bei n-Germanium zu zwei Widersprüchen<sup>3, 4</sup>:

## a) Das Verhältnis

$$K = \frac{\text{longitudinale effektive Elektronenmasse}}{\text{transversale effektive Elektronenmasse}}$$

(longitudinal = in Rotationsachsenrichtung),

für schwache Magnetfelder nach dieser Theorie [s. Gl. (2)] berechnet, ist temperaturabhängig und stimmt bei tiefen Temperaturen nicht mit dem als gesichert geltenden Ergebnis  $K=20$  der Cyclotronresonanzmessungen<sup>5</sup> überein.

b) Die transversale magnetische Widerstandsänderung übersteigt für  $T \leq 20$  °K die theoretischen Sättigungswerte, und zwar ohne eine Sättigungstendenz zu zeigen.

Zur Begründung von b) berücksichtigt die Theorie von APPEL<sup>6</sup> die Elektronenbahn-Quantisierung im Magnetfeld; diese gibt jedoch keinen hinreichend großen Effekt<sup>7, 8</sup>.

Zwecks weiterer Klärung des Sachverhaltes scheint es zweckmäßig, die galvanomagnetischen Effekte für eine Reihe von Proben zu messen, die bei sonst gleichen Eigenschaften sich nur in der Konzentration der Donatoren unterscheiden, und zwar zu messen im Temperaturgebiet des Überganges von thermischer Gitterstreuung zu überwiegender Streuung an ionisierten Störstellen, da bei ein und derselben Probe die unter a) und b) genannten Abweichungen vom theoretisch zu erwartenden Verhalten um so stärker werden, je tiefer die Meßtemperatur ist, d. h. je mehr die Streuung an ionisierten Störstellen ins Spiel kommt.

In dieser Arbeit werden daher für einige orientiert geschnittene, verschieden stark Sb-dotierte einkristalline Ge-Proben HALL-Spannung und Widerstandsänderung (longitudinal und transversal) in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke bei Temperaturen zwischen 10 °K und 300 °K gemessen und daraus die Anisotropiekonstanten ermittelt. Hingewiesen sei auf die ausführliche Darstellung in meiner Dissertation<sup>9</sup>.

<sup>1</sup> J. W. HARDING, Proc. Roy. Soc., Lond. **140**, 205 [1933].

<sup>2</sup> B. ABELES u. S. MEIBOOM, Phys. Rev. **95**, 31 [1954].

<sup>3</sup> C. GOLDBERG u. R. E. DAVIS, Phys. Rev. **102**, 1254 [1956].

<sup>4</sup> G. LAUTZ u. W. RUPPEL, Z. Naturforschg. **10 a**, 521 [1955].

<sup>5</sup> G. DRESSELHAUS, A. F. KIP u. C. KITTEL, Phys. Rev. **98**, 368 [1955].

<sup>6</sup> J. APPEL, Z. Naturforschg. **11 a**, 892 [1956].

<sup>7</sup> H. SCHULTZ, Halbleiter-Tagung, Garmisch-Partenkirchen 1956.

<sup>8</sup> H. BRUNS, H. SCHULTZ u. J. APPEL, Physikertagung, Heidelberg 1957.

<sup>9</sup> H. BRUNS, Dissertation, Techn. Hochschule Braunschweig 1961.



## 1. Meßtechnisches

Das Ziehen gleichmäßig dotierter Ge-Einkristalle, das orientierte Herausschneiden der Probe, deren Oberflächenbehandlung sowie die Herstellung sperrfreier Strom- und Potentialkontakte sind bekannte, industriell durchgeführte Techniken.

Der verwendete Magnet gibt zwischen Polschuhen von 20 mm Durchmesser und 24 mm Abstand ein homogenes Feld von 22 kG. In diesem Bereich befindet sich die Probe im Kältebad eines Kryostaten; durch Abpumpen erreicht man 50,1 °K nach JUSTI<sup>10</sup> in einem N<sub>2</sub>-O<sub>2</sub>-Eutektikum, den H<sub>2</sub>-Tripelpunkt und etwa 10 °K in festem H<sub>2</sub>.

Die Probe besitzt zwei Paar einander gegenüberliegender Kontakte, so daß spezifischer Widerstand und HALL-Spannung zweimal bestimmt werden können; die Mittelwerte gehen in die Rechnung ein. Stark voneinander abweichende Einzelwerte lassen auf Inhomogenitäten schließen; die Einzelwerte der untersuchten Proben zeigen gute Übereinstimmung.

Gemessen wird in der Reihenfolge: ohne Magnetfeld — mit M. — ohne M. — mit entgegengesetzt gleichem M. — ohne M. Jede Messung mit Feld wird auf zwei zeitlich benachbarte ohne Feld bezogen, so daß geringe Temperaturänderungen durch Mittelung auszugleichen sind.

Da die Probenkontakte bei Stromdurchgang ohne Magnetfeld nicht paarweise genau auf Äquipotentialflächen liegen, müssen überlagerte Spannungen, d. h. die HALL-Spannung bei Messung der Potentialdifferenz längs der Probe und umgekehrt die Potentialdifferenz längs der Probe bei HALL-Spannungsmessung, durch Umpolen des Magnetfeldes eliminiert werden.

Gemessen wird mit dem fünfstufigen thermokraftfreien DIESELHORST-Kompensator und einem Spiegelgalvanometer zur Nullstromanzeige. An der Probe liegen Feldstärken von einigen Millivolt·cm<sup>-1</sup>.

Die folgende Tabelle gibt eine Übersicht der untersuchten Proben:

## 2. Meßergebnisse

Die HALL-Beweglichkeit  $A_0 \sigma_0$  für den Grenzfall kleiner Magnetfelder und die von MORIN<sup>11</sup> experimentell gefundene Beweglichkeit bei rein thermischer Streuung zeigt Abb. 1. Die beiden Bereiche: überwiegende Streuung der Elektronen an thermischen Gitterwellen, überwiegende Streuung an ionisierten Störstellen ( $\mu \sim T^{3/2}$ ) sind bei den stärker dotierten Proben deutlich zu unterscheiden; dazwischen liegt ein ausgedehnter Übergangsbereich. Wie zu erwarten, tritt die Streuung an ionisierten Störstellen um so stärker in Erscheinung, je größer die Donatorkonzentration und je tiefer die Temperatur ist. Die

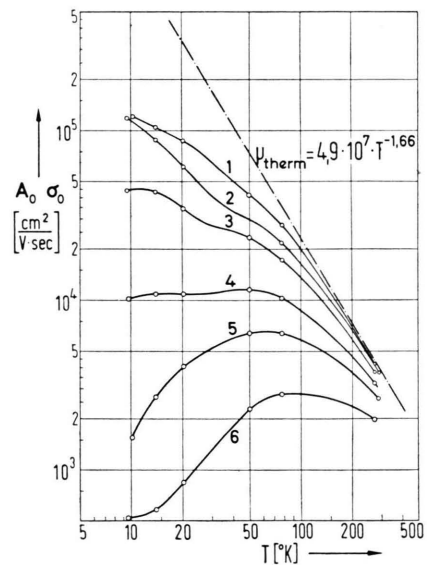
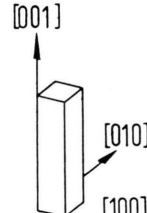


Abb. 1. HALL-Beweglichkeit.

Probe	Donatorkonz. $N_D[\text{cm}^{-3}]$	Akzeptorkonz. $N_A[\text{cm}^{-3}]$	Spez. Wdst. $\varrho_{273}[\Omega\text{cm}]$	Abmessungen [mm]	Kenn- zeichnung	Orientierung
1	$1,65 \cdot 10^{14}$ Sb	$2,5 \cdot 10^{13}$	11,1	$14,9 \times 1,80 \times 1,78$	○	
2	$7,8 \cdot 10^{14}$ Sb	$2 \cdot 10^{13}$	2,5	$15,0 \times 1,81 \times 1,79$	⊙	
3	$2,3 \cdot 10^{15}$ Sb	$1,1 \cdot 10^{14}$	0,83	$14,8 \times 1,94 \times 1,91$	△	
4	$1,5 \cdot 10^{16}$ Sb	$8 \cdot 10^{14}$	0,15	$14,9 \times 1,91 \times 1,91$	□	
5	$4,75 \cdot 10^{16}$ Sb	$5 \cdot 10^{15}$	0,065	$14,3 \times 1,87 \times 1,87$	●	
6	$2,0 \cdot 10^{17}$ Sb	$1 \cdot 10^{16}$	0,020	$15,4 \times 1,89 \times 1,89$	▲	
7	$1,65 \cdot 10^{14}$ Sb	$2,5 \cdot 10^{13}$	11,1	$12,8 \times 1,70 \times 0,68$	s. Abb. 8 u. 9	
8	$1,65 \cdot 10^{14}$ Sb	$2,5 \cdot 10^{13}$	11,1	$9,5 \times 1,50 \times 0,235$		

Tab. 1.

<sup>10</sup> E. JUSTI, Z. Naturforsch. **7 a**, 692 [1952].

<sup>11</sup> F. J. MORIN, Phys. Rev. **93**, 62 [1954].

höchstdotierte Probe (Nr. 6) zeigt für  $T < 20^\circ\text{K}$  beginnende Entartung.

Für die Diskussion der Meßergebnisse müssen die Streuteile, d. h. die ihnen zugeordneten Beweglichkeiten, rechnerisch voneinander getrennt werden. Bei gemischter Streuung addieren sich diese angenähert reziprok; nach JOHNSON und LARK-HOROVITZ<sup>12</sup> ist

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{F} \cdot \left( \frac{1}{\mu_{\text{therm}}} + \frac{1}{\mu_{\text{ion}}} \right) \text{ mit } 0,7 \leq F \leq 1, \quad (1)$$

wobei  $F$  selbst vom Anteil der Streumechanismen an der Gesamtbeweglichkeit abhängt. Die Beweglichkeit  $\mu$  ist jedoch nicht gemessen, sondern die HALL-Beweglichkeit  $A_0 \sigma_0$ . Ihr Verhältnis  $r = A_0 \sigma_0 / \mu$  hängt ebenfalls vom Anteil der Streumechanismen ab. Aus  $\mu_{\text{therm}}$  nach MORIN<sup>11</sup>,  $F$  und  $r^*$  nach JOHNSON und LARK-HOROVITZ<sup>12</sup> sowie der HALL-Beweglichkeit ist also  $\mu_{\text{ion}}$  zu berechnen. Abb. 2 zeigt  $\mu_{\text{ion}}$  in Abhängigkeit von der Temperatur. Zum Vergleich ist  $\mu_{\text{ion}}$  eingezeichnet, berechnet nach CONWELL und WEISSKOPF aus der Dichte der ionisierten Störstellen, wie in<sup>9</sup> eingehend beschrieben ist.

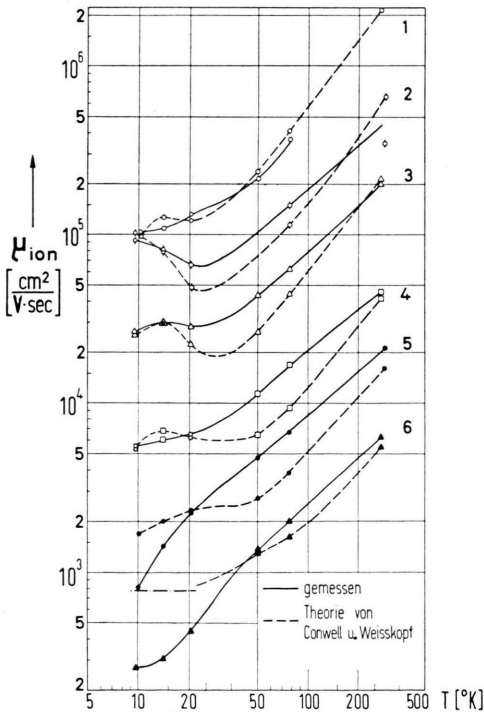


Abb. 2. Beweglichkeit bei Streuung an ionisierten Störstellen.

<sup>12</sup> V. A. JOHNSON u. K. LARK-HOROVITZ, Phys. Rev. **82**, 977 [1951].

\* In Abweichung von<sup>12</sup> ist für reine Gitterstreuung nicht  $r = 3\pi/8$  entsprechend der isotropen Theorie angenom-

Die magnetische Widerstandsänderung

$$\frac{\Delta \rho}{\rho_0} = \frac{\rho_H - \rho_0}{\rho_0}$$

wächst bei *schwachen* Feldern mit dem Quadrat der Feldstärke. Das gilt um so genauer, je kleiner das Feld ist, für  $H \rightarrow 0$  wird  $(\Delta \rho / \rho_0) / H^2$  unabhängig von  $H$ . Man muß zu recht kleinen Magnetfeldern übergehen, um diesen Grenzwert zu messen, und zwar so weit, daß eine weitere Verkleinerung der Feldstärke infolge des wachsenden relativen Fehlers von  $\Delta \rho / \rho_0$  keinen Beitrag zur Extrapolation auf  $H \rightarrow 0$  mehr bringt.

Aus der HALL-Beweglichkeit und den Grenzwerten der longitudinalen und transversalen Widerstandsänderung einer kristallographisch orientiert geschnittenen Ge-Probe ist nach ABELES und MEIBOOM<sup>2</sup> ihre Anisotropiekonstante  $K$  zu berechnen, und zwar ist bei kristallachsenparallel orientierten Probenkanten

$$\lim_{H \rightarrow 0} \frac{\frac{1}{H^2} \cdot \frac{\Delta \rho}{\rho_0} \Big|_{\text{long}}}{\frac{1}{H^2} \cdot \frac{\Delta \rho}{\rho_0} \Big|_{\text{trans}} + (A_0 \sigma_0)^2} = \frac{2(K-1)^2}{(2K+1)(K+2)}. \quad (2)$$

ABELES und MEIBOOM<sup>2</sup> beschreiben den Einfluß des Kristallgitters auf den Zusammenhang zwischen Energie und Wellenvektor der Leitungselektronen durch ein anisotropes räumliches Bändermodell. In der Nähe eines Energieminimums wird die Energie durch eine quadratische Funktion angenähert:

$$E(k) = \pm \frac{\hbar^2}{2} \left( \frac{k_1^2}{m_1} + \frac{k_2^2}{m_2} + \frac{k_3^2}{m_3} \right).$$

Für n-Germanium gibt es mehrere solcher Minima. Die ihnen zuzuordnenden Flächen  $E = \text{const}$  bilden Rotationsellipsoide um die Raumdiagonalen des reziproken Gitters. Die Streuprozesse sind bei tiefen Temperaturen auf Zustandsänderungen beschränkt, bei denen die Elektronen den Bereich des Energieminimums nicht verlassen. Die einzelnen Minima können dann beim Integrieren als unabhängig behandelt werden. Das Koordinatensystem wird jeweils so gelegt, daß die Rotationsachse den Index 3 bekommt. Dann ist  $m_3$  die longitudinale,  $m_1 = m_2$  die transversale effektive Masse,  $K = m_3 : m_1$ .

Die Stoßzeit  $\tau$  wird isotrop angenommen:  $\tau \sim E^{-1/2}$  für thermische Gitterstreuung,  $\tau \sim E^{-3/2}$  für Streuung an ionisierten Störstellen. Gl. (2) gilt in beiden Fällen.

BROUDY und VENABLES<sup>13</sup> legen ebenfalls dieses Modell zugrunde. Ihre Theorie ist allgemeiner: für die Stoßzeit wird nur  $\tau(E)$  angenommen, d. h. für alle Elektronen, deren Wellenvektoren auf derselben Fläche konstanter Energie enden, gilt die gleiche Stoßzeit. Auch sie erhalten Gl. (2).

men worden, sondern  $r=1$  nach den Messungen von MORIN<sup>11</sup> an sehr reinem Germanium.

<sup>13</sup> R. M. BROUDY u. J. O. VENABLES, Phys. Rev. **105**, 1757 [1956].

HERRING und VOIGT<sup>14</sup> rechnen mit anisotroper Stoßzeit, beschrieben ähnlich wie die effektive Elektronenmasse durch die Komponente  $\tau_{\parallel}$  in Raumdiagonalenrichtung und  $\tau_{\perp}$  senkrecht dazu. Wenn  $\tau_{\parallel} : \tau_{\perp} = K \tau$  energieunabhängig ist, bleiben die für isotrope Stoßzeit abgeleiteten Formeln gültig; es ist nur  $m_{\parallel}$  durch  $m_{\parallel} : \tau_{\parallel}$  und  $m_{\perp}$  durch  $m_{\perp} : \tau_{\perp}$  zu ersetzen sowie  $K = m_{\parallel}/m_{\perp}$  durch  $K = m_{\parallel} : \tau_{\parallel}/m_{\perp} : \tau_{\perp}$ .

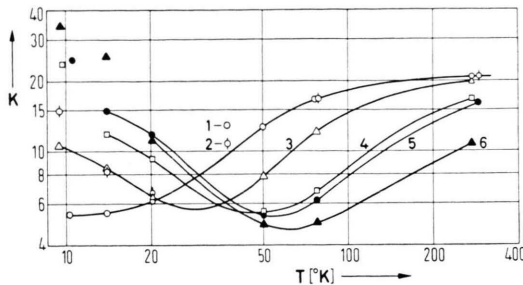


Abb. 3. Anisotropiekonstante  $K$  für  $H \rightarrow 0$ .

Abb. 3 zeigt die nach Gl. (2) ermittelten  $K$ -Werte. Eine damit in Übereinstimmung stehende Kurve für eine einzelne Probe teilten LAFF und FAN<sup>15</sup> mit. Im Gebiet reiner Gitterstreuung ist  $K = 20$ , wie die reineren Proben (1, 2 und 3) bei etwa 300 °K zeigen. Mit fallender Temperatur sinkt  $K$  bei allen Proben auf ein Minimum  $K \approx 5$  und steigt dann wieder an. Die Kurven sind in der Reihenfolge wachsender Dotierungskonzentration gegeneinander verschoben; fallende Temperatur und höhere Dotierung wirken im gleichen Sinne. Mit fallender Temperatur und höherer Dotierung gewinnt die Streuung an ionisierten Störstellen an Bedeutung. Daher liegt es nahe, die Anisotropiekonstante über einer Abszisse aufzutragen, die den Anteil der Streumechanismen an der Gesamtstreuung ausdrückt: über dem Verhältnis der Beweglichkeiten, Abb. 4. Vom Gebiet reiner Gitterstreuung bis zum Minimum, d. h. für Beweglichkeitsverhältnisse zwischen

$$\mu_{\text{ion}} = 200 \mu_{\text{therm}} \quad \text{und} \quad \mu_{\text{ion}} = 0,1 \mu_{\text{therm}}$$

liegen die  $K$ -Werte aller Proben auf einer gemeinsamen Kurve. Damit ist experimentell erwiesen, daß die Anisotropiekonstante, nach Gl. (2) berechnet, nur vom Verhältnis der Streuungsanteile abhängt. Als zuverlässiger Wert gilt  $K_m = m_{\parallel}/m_{\perp} = 20$ , temperaturunabhängig. Somit erweist sich die thermische Gitterstreuung als isotrop, aus  $K = 20$  und  $K_m = 20$  folgt  $K_r = 1$ . Die Streuung an ionisierten

Störstellen besitzt dagegen mit  $K_r = 4$  eine anisotrope Stoßzeit.

Der Wiederanstieg der  $K$ -Werte wird mit einer Streuung an neutralen Störstellen begründet<sup>15</sup>.

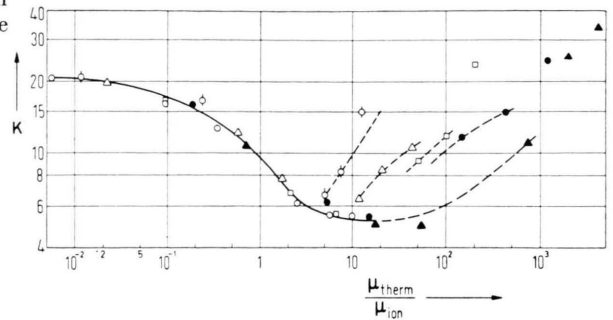


Abb. 4. Anisotropiekonstante  $K$  für  $H \rightarrow 0$  in Abhängigkeit vom Verhältnis der Beweglichkeiten (Probenkennzeichnung s. Tabelle).

Für die *longitudinale Widerstandsänderung* im Bereich *starker Felder* ist nach ABELES und MEIBOOM<sup>2</sup>

$$\lim_{H \rightarrow \infty} \frac{\Delta \rho}{\rho_0} \bigg|_{\text{long}} = \frac{2(K-1)^2}{9K}. \quad (3)$$

Gl. (3) gilt auch für die allgemeineren Voraussetzungen nach BROUDY und VENABLES<sup>13</sup> und HERRING und VOIGT<sup>14</sup> (s. oben). Die gemessenen Werte zeigen die Tendenz, sich einer Asymptoten anzunähern, und zwar um so stärker, je tiefer die Temperatur ist; die Steigung der Asymptoten wächst mit sinkender Temperatur. Probe 1 zeigt das besonders deutlich (Abb. 5). Den Meßpunkten bei 77 °K und 50 °K sind noch horizontale Asymptoten, d. h. Sättigungswerte, zuzuordnen. Bei 14 °K oder 10 °K ist das nicht mehr möglich, die Meßpunkte liegen auf

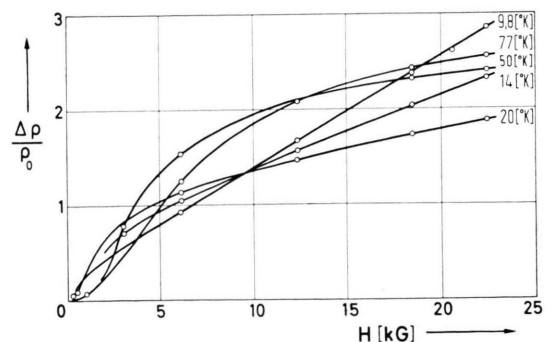


Abb. 5. Probe 1. Longitudinale magnetische Widerstandsänderung.

<sup>14</sup> C. HERRING u. E. VOIGT, Phys. Rev. **101**, 944 [1956].

<sup>15</sup> R. A. LAFF u. H. Y. FAN, Phys. Rev. **112**, 317 [1958].

einer ansteigenden Geraden. Der longitudinalen Widerstandsänderung, für starke Felder näherungsweise gegeben durch<sup>2</sup>

$$\left. \frac{\Delta \rho}{\rho_0} \right|_{\text{long}} = \frac{c}{d + (1/H^2)} - 1, \quad (4)$$

ist offenbar ein mit der Feldstärke linear wachsender Anteil überlagert. Zu dessen Elimination wird daher versucht, die Meßpunkte analytisch darzustellen durch

$$\left. \frac{\Delta \rho}{\rho_0} \right|_{\text{long}} = b_{\text{long}} \cdot H + \frac{c}{d + (1/H^2)} - 1, \quad (5)$$

mit  $b$ ,  $c$  und  $d$  als Konstanten.  $c/d - 1$  hat dann die Bedeutung eines Grenzwertes für  $H \rightarrow \infty$  im Fall  $b_{\text{long}} = 0$ . Somit ist auch für starke Felder die Anisotropiekonstante zu berechnen. Abb. 6 zeigt  $K$  nach Gl. (3) in Abhängigkeit vom Verhältnis der Beweglichkeiten und zum Vergleich die für  $H \rightarrow 0$  bestimmten Werte. Die Übereinstimmung ist für die hier erzielbare Genauigkeit ausreichend. Im Grenzfall  $H \rightarrow \infty$  bestätigt die longitudinale Widerstandsänderung die theoretischen Vorstellungen, wenn man den linearen Anteil  $b_{\text{long}} \cdot H$  als überlagerte Störung ansieht und von den Meßwerten abzieht.

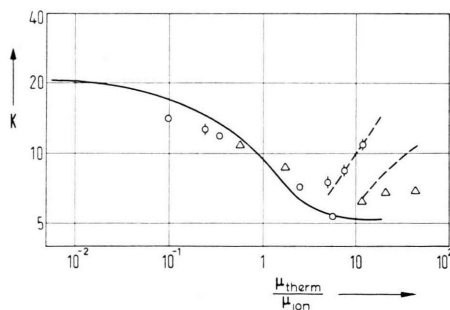


Abb. 6. Anisotropiekonstante aus  $\lim_{H \rightarrow \infty} \Delta \rho / \rho_0|_{\text{long}}$  (einzelne Meßpunkte) im Vergleich zu der für  $H \rightarrow 0$  bestimmten (Kurvenzüge aus Abb. 4).

Die transversale Widerstandsänderung für starke Felder zeigt bei reinen Proben und tiefen Temperaturen keine Sättigungstendenz; die theoretischen Grenzwerte werden in linearem Anstieg weit überschritten (Abb. 7). Die Steigung ist dabei um so größer, je tiefer die Temperatur ist. Ein Anteil mit Sättigungscharakter ist nicht zu erkennen; für überwiegende Streuung an ionisierten Störstellen ist der theoretische Grenzwert so groß,  $\lim_{H \rightarrow \infty} \Delta \rho / \rho_0|_{\text{trans}}$  zwischen 3 und 3,5 für  $K$  zwischen 5 und 20, daß eine Sättigungstendenz sich zeigen würde. Für überwiegende Gitterstreuung schließen die Meßergebnisse

einen Anteil mit Sättigung nicht aus; in diesem Fall ist der theoretische Sättigungswert  $\lim_{H \rightarrow \infty} \Delta \rho / \rho_0|_{\text{trans}} = 0,45$ . HERRING, GEBALLE und KUNZLER<sup>16</sup> beobachteten an einer äußerst reinen Probe ( $N_D = 1,0 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_A = 0,2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) eine deutlich ausgeprägte Sättigungstendenz mit 0,74 als Grenzwert; auch hier dürfte die Überschreitung durch einen überlagerten linearen Anteil begründet sein.

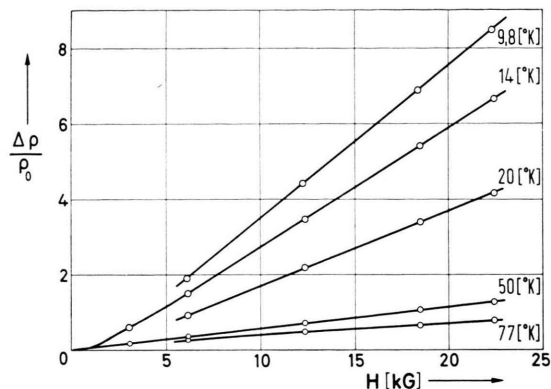


Abb. 7. Probe 1. Transversale magnetische Widerstandsänderung.

### 3. Diskussion

Die für den Grenzwert kleiner Magnetfelder ermittelten Anisotropiekonstanten hängen nur vom Verhältnis der Streuanteile ab. Sie stehen im Einklang mit der HERRINGschen Erweiterung der ABELES-MEIBOOMSchen Theorie durch Einführung einer Stoßzeitanisotropie. Für Streuung an ionisierten Störstellen ist das Verhältnis der Stoßzeitkomponenten  $\tau_{\parallel} : \tau_{\perp} = 4$ .

Die longitudinale Widerstandsänderung für starke Magnetfelder besteht aus einem mit  $H$  linearen Anteil und einem Anteil mit dem theoretisch geforderten Sättigungsverhalten, aus dessen Grenzwert sich somit ebenfalls eine Anisotropiekonstante berechnen läßt. Diese stimmt innerhalb der Meßgenauigkeit mit der für  $H \rightarrow 0$  berechneten überein. Insoweit besteht auch hier Übereinstimmung mit der Theorie.

Die transversale Widerstandsänderung zeigt bei Streuung an ionisierten Störstellen keinen Anteil mit Sättigungscharakter; Theorie und Experiment widersprechen sich hier.

Es bleibt die Frage, wie der lineare Anstieg von  $\Delta \rho / \rho_0|_{\text{long}}$  und  $\Delta \rho / \rho_0|_{\text{trans}}$  zu erklären ist. Er ist

<sup>16</sup> C. HERRING, T. H. GEBALLE u. J. E. KUNZLER, Phys. Rev. **111**, 36 [1958]; Fig. 11.



mit der Streuung an ionisierten Störstellen verknüpft. WEISS und WELKER<sup>17, 18</sup> zeigten die Bedeutung von Probenform und Potentialkontaktlage für

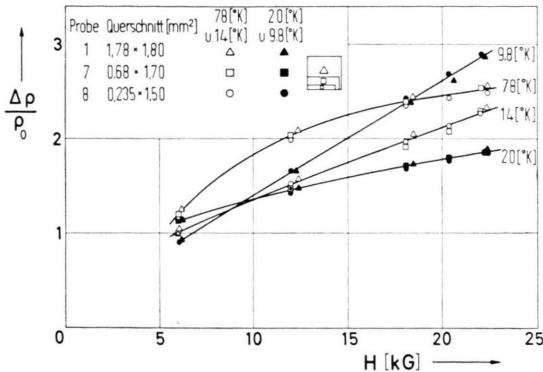


Abb. 8. Longitudinale magnetische Widerstandsänderung.

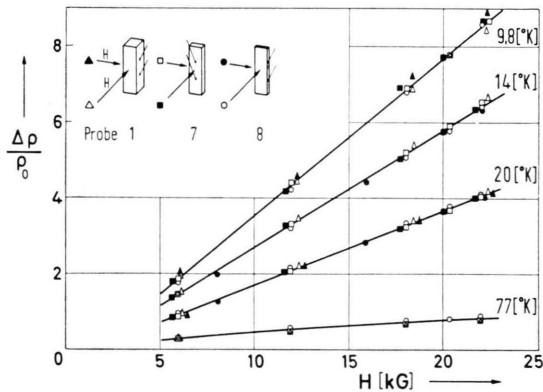


Abb. 9. Transversale magnetische Widerstandsänderung.

die magnetische Widerstandsänderung. Der Probenquerschnitt sowie die Lage der Kontakte und des Magnetfeldes bei einer stark abgeflachten Probe sind hier jedoch ohne Einfluß (Abb. 8 und 9).

HERRING begründet den Anstieg mit Inhomogenitäten im Probeninnern, die die Stromverteilung stören. Die hier untersuchten Proben sind aus getemperten, langsam und mit kleinem Querschnitt gezogenen Einkristallen geschnitten; ihre Inhomogenitäten könnten wohl nur darin liegen, daß die Donatoratome statistisch verteilt sind. Das würde den Zusammenhang des linearen Anstiegs mit der Streuung an eben diesen (ionisierten) Fehlstellen erklären. Dagegen spricht, daß die Werte für  $\mu_{ion}$  mit der CONWELL-WEISSKOPF-Formel befriedigend übereinstimmen, deren Ableitung keine Inhomogenitäten berücksichtigt. Schließlich ist zu vermuten, daß die vorhandene Theorie den Streumechanismus unzureichend beschreibt. HERRING<sup>19</sup> weist darauf hin, daß die Streuung an ionisierten Störstellen eines besseren Verständnisses bedarf; die Annahmen der CONWELL-WEISSKOPF-Formel wie auch der ABELES-MEIBOOMSchen Theorie seien kritisch zu überprüfen. Das gilt offenbar in besonderem Maße für den Fall starker Magnetfelder.

Herrn Professor Dr. E. KRAUTZ danke ich für die Förderung dieser Arbeit, den Herren Dr. J. APPEL und Dr. H. SCHULTZ für Anregungen und Diskussionen; Herrn Dr. SCHULTZ danke ich außerdem für die Einführung in die Tieftemperatur-Experimentiertechnik.

<sup>17</sup> H. WEISS u. H. WELKER, Z. Phys. **138**, 322 [1954].

<sup>18</sup> H. WEISS, Z. Naturforsch. **12 a**, 80 [1957].

<sup>19</sup> C. HERRING, J. Phys. Chem. Solids **8**, 543 [1959], S. 546.