

Transportkoeffizienten von eigenleitendem InSb oberhalb Zimmertemperatur in mittelstarken Magnetfeldern

H. WAGINI

Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke AG, Erlangen

(Z. Naturforsch. **20 a**, 239—245 [1965]; eingegangen am 12. November 1964)

An eigenleitendem InSb wurden die sechs unabhängigen galvano- und thermomagnetischen Effekte zwischen 7 kG und 18 kG oberhalb Zimmertemperatur gemessen. Mit 18 kG ist ein Feld erreicht, das zur Berechnung der Einzelbandkoeffizienten von Elektronen und schnellen Löchern die Starkfeldnäherung verlangt; dagegen ergeben sich die Koeffizienten der langsamten Löcher noch aus der Schwachfeldnäherung. Die Koeffizienten der gemischten Leitung werden aus den Einzelbandkoeffizienten nach den hier aufgestellten Mehrbandformeln zusammengesetzt. Die derart berechneten Zweibandkoeffizienten für Streuung der Ladungsträger an optischen Phononen geben die experimentellen Werte gut wieder; die Hinzunahme der schnellen Löcher mit der von SCHÖNWALD¹ ermittelten Konzentration und Beweglichkeit macht sich im wesentlichen nur bei der Thermospannungsänderung bemerkbar. Die Konzentrationswerte der schnellen Löcher von SCHÖNWALD werden grob bestätigt gefunden.

In einer früheren Arbeit² wurden die sechs unabhängigen galvano- und thermomagnetischen Koeffizienten von InSb oberhalb Zimmertemperatur bis zu 7 kG untersucht. Aus dem Vergleich der experimentellen Schwachfeld-Transportkoeffizienten in der Eigenleitung mit den nach dem Zweibandmodell unter Berücksichtigung der nichtparabolischen Form des Leitungsbandes berechneten wurde die Streuung der Elektronen an optischen Phononen als wesentlich erkannt.

In der vorliegenden Arbeit werden die Messungen an eigenleitendem InSb bis 18 kG ausgedehnt. Zweck dieser erweiterten Untersuchungen ist, den Einfluß der schnellen Löcher auf die Transportkoeffizienten des eigenleitenden InSb zu erfassen. Dazu ist es notwendig, die Transportkoeffizienten der gemischten

Leitung durch diejenigen der verschiedenen Einzelbänder auszudrücken, ähnlich wie es CHAMBERS³ für den Zweibandleiter angegeben hat.

Theorie der Transporterscheinungen für mehrere Bänder

Die Transporttheorie für den isotropen Zweibandleiter mit nichtparabolischem Leitungsband wurde in einer vorangegangenen Arbeit⁴ für InSb durchgeführt. Die dort numerisch gegebenen Transportintegrale gestatten die Berechnung der Einzelbandkoeffizienten aus Ladungsträgerkonzentration, Beweglichkeit, Streumechanismus und Lage des FERMI-Niveaus für den Grenzfall schwacher und starker Magnetfelder. Somit sind diese Größen als bekannt vorauszusetzen.

Für das einzelne Band (Index ν) lauten die allgemeinen Stromgleichungen eines isotropen Leiters in einem Magnetfeld B^z parallel zur z -Achse⁴:

$$\begin{pmatrix} j_\nu^x \\ j_\nu^y \\ w_\nu^x \\ w_\nu^y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{13\nu} & -M_{22\nu} B^z & S_{13\nu} & -S_{22\nu} B^z \\ M_{22\nu} B^z & M_{13\nu} & S_{22\nu} B^z & S_{13\nu} \\ -S_{13\nu} T & S_{22\nu} B^z T & -(L_{13\nu} + z_L) & L_{22\nu} B^z \\ -S_{22\nu} B^z T & -S_{13\nu} T & -L_{22\nu} B^z & -(L_{13\nu} + z_L) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E^x \\ E^y \\ \partial T / \partial x \\ \partial T / \partial y \end{pmatrix} \quad (1)$$

\mathbf{j} = elektrische Stromdichte, \mathbf{w} = Wärmestromdichte, $-\mathbf{E}$ = Gradient des elektrochemischen Potentials, grad T = Temperaturgradient.

Die Matrixelemente von (1) lassen sich generell

durch die Transportkoeffizienten des entsprechenden Bandes ausdrücken. Diese Beziehungen sowie die Definitionen der einzelnen Koeffizienten sind in Tab. 1 zusammengestellt.

¹ H. SCHÖNWALD, Z. Naturforsch. **19 a**, 1276 [1964].

² H. WAGINI, Z. Naturforsch. **19 a**, 1541 [1964].

³ R. G. CHAMBERS, Proc. Phys. Soc., Lond. A **65**, 903 [1952].

⁴ H. WAGINI, Z. Naturforsch. **19 a**, 1527 [1964].



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.

Symb.	Benennung	Definition	Formel
σ_0	spez. el. Leitfähigkeit	$\frac{j^x}{E^x}$	$\sum_v \sigma_{0v}$
φ_0	absol. differ. Thermosp.	$\frac{E^x}{\partial T/\partial x}$	$\frac{\sum_v \sigma_{0v} \varphi_{0v}}{\sigma_0}$
α_0	Wärmeleitfähigkeit	$\frac{-w^x}{\partial T/\partial x}$	$\alpha_L + \sum_v \alpha_{0v} + T \cdot [\sum_v \sigma_{0v} \varphi_{0v}^2 - \sigma_0 \varphi_0^2]$
R_i	isothermer HALL-Koeffizient	$\frac{E^y}{B^z j^x}$	$-\frac{\sum_v M_{22v}}{\tilde{D}_0}$
Q_i	isothermer ETTINGSH.-NERNST-Koeffizient	$\frac{E^y}{B^z \partial T/\partial x}$	$-\frac{\tilde{D}_4}{\tilde{D}_0 B^z}$
S	RIGHI-LEDUC-Koeffizient	$\frac{\partial T/\partial y}{B^z \partial T/\partial x}$	$\frac{\tilde{D}_6}{\tilde{D}_5 B^z}$
σ_{B1}	isotherme spez. el. Leitfähigkeit im Magnetfeld	$\frac{j^x}{E^x}$	$\frac{\tilde{D}_0}{\sum_v M_{13v}}$
φ_{B1}	isotherme absol. diff. Thermosp. im Magnetfeld	$\frac{E^x}{\partial T/\partial x}$	$\frac{\tilde{D}_3}{\tilde{D}_0}$
α_{B1}	isotherme Wärmeleitfähigkeit im Magnetfeld	$\frac{-w^x}{\partial T/\partial x}$	$-\frac{\tilde{D}_5}{\tilde{D}_0}$

Tab. 1. Transportkoeffizienten für isotrope Mehrbandleiter (beliebig starkes Magnetfeld) (Bandindex v).

$$\begin{aligned}
 \tilde{D}_0 &= \begin{vmatrix} \sum_v M_{13v} & -\sum_v M_{22v} B \\ \sum_v M_{22v} B & \sum_v M_{13v} \end{vmatrix}, \quad \tilde{D}_3 = \begin{vmatrix} -\sum_v M_{22v} B & \sum_v S_{13v} \\ \sum_v M_{13v} & \sum_v S_{22v} B \end{vmatrix}, \quad \tilde{D}_4 = \begin{vmatrix} \sum_v M_{13v} & \sum_v S_{13v} \\ \sum_v M_{22v} B & \sum_v S_{22v} B \end{vmatrix}, \\
 \tilde{D}_5 &= \begin{vmatrix} \sum_v M_{13v} & -\sum_v M_{22v} B & \sum_v S_{13v} \\ \sum_v M_{22v} B & \sum_v M_{13v} & \sum_v S_{22v} B \\ -\sum_v T S_{13v} & \sum_v T S_{22v} B & (-\sum_v L_{13v}) - \alpha_L \end{vmatrix}, \quad \tilde{D}_6 = \begin{vmatrix} \sum_v M_{13v} & -\sum_v M_{22v} B & \sum_v S_{13v} \\ \sum_v M_{22v} B & \sum_v M_{13v} & \sum_v S_{22v} B \\ \sum_v T S_{22v} B & \sum_v T S_{13v} & \sum_v L_{22v} B \end{vmatrix}; \\
 M_{13v} &= \frac{\sigma_{Bi\nu}}{1 + \tilde{s}_v^2}, \quad M_{22v} = -\frac{R_{i\nu} \sigma_{Bi\nu}^2}{1 + \tilde{s}_v^2}, \\
 S_{13v} &= -\frac{\sigma_{Bi\nu} \varphi_{Bi\nu} + \sigma_{Bi\nu}^2 R_{i\nu} Q_{i\nu} B^2}{1 + \tilde{s}_v^2}, \quad S_{22v} = \frac{\sigma_{Bi\nu}^2 R_{i\nu} \varphi_{Bi\nu} - \sigma_{Bi\nu} Q_{i\nu}}{1 + \tilde{s}_v^2}, \\
 L_{13v} &= (\alpha_{Bi\nu} - \alpha_L) + \frac{\sigma_{Bi\nu} T}{1 + \tilde{s}_v^2} [\varphi_{Bi\nu}^2 - (Q_{i\nu} B)^2 + 2 \sigma_{Bi\nu} Q_{i\nu} R_{i\nu} \varphi_{Bi\nu} B^2], \\
 L_{22v} &= -\alpha_{Bi\nu} S_v + \frac{\sigma_{Bi\nu} T}{1 + \tilde{s}_v^2} \{R_{i\nu} \sigma_{Bi\nu} [(Q_{i\nu} B)^2 - \varphi_{Bi\nu}^2] + 2 Q_{i\nu} \varphi_{Bi\nu}\} \\
 \text{mit } \tilde{s}_v &= R_{i\nu} \sigma_{Bi\nu} B, \quad \alpha_L = \text{Gitterwärmeleitfähigkeit.}, \quad \alpha_{e0} = \alpha_0 - \alpha_L \text{ (elektron. Anteil der Wärmeleitfähigkeit).}
 \end{aligned}$$

Durchführung der Messungen

Sofern man eine ungestörte Superposition der elektrischen Ströme und der Wärmeströme annimmt, ergeben sich die Mehrband-Transportkoeffizienten als Funktion der Einzelbandkoeffizienten gemäß Tab. 1, Spalte „Formel“.

Zur Messung der Transportkoeffizienten wurde die früher² beschriebene Magnetfeldapparatur verwendet. Die Auswertung erfolgte in der dort angegebenen Weise, und zwar wurden die adiabatisch gemessenen thermomagnetischen Koeffizienten, soweit notwendig,

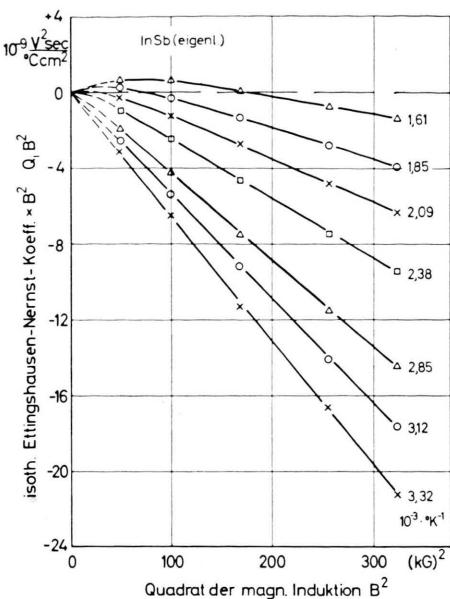


Abb. 1. Isothermer Ettingshausen-Nernst-Koeffizient $\times B^2$ von eigenleitendem InSb als Funktion des Quadrats der magnetischen Induktion für verschiedene Temperaturen.

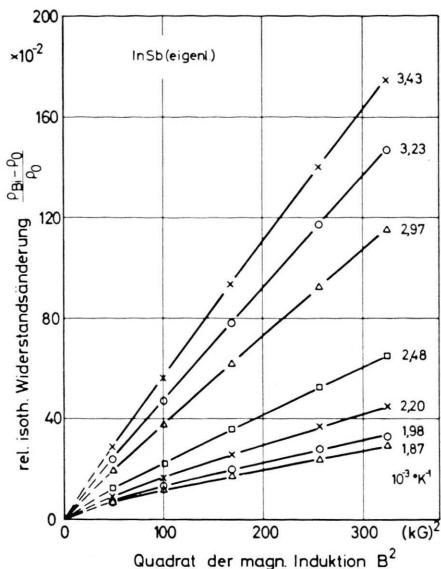


Abb. 3. Relative isotherme Widerstandsänderung von eigenleitendem InSb als Funktion des Quadrats der magnetischen Induktion für verschiedene Temperaturen.

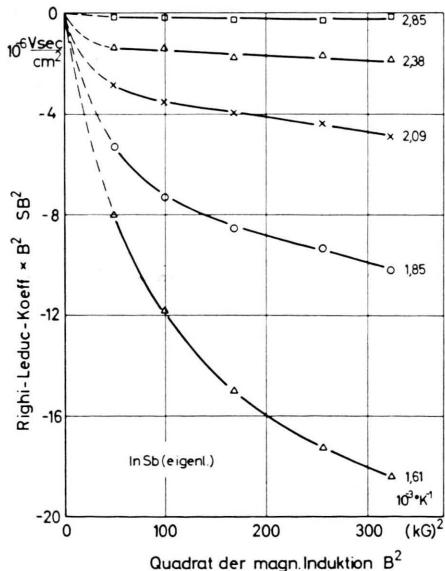


Abb. 2. RIGHI-LEDUC-Koeffizient $\times B^2$ von eigenleitendem InSb als Funktion des Quadrats der magnetischen Induktion für verschiedene Temperaturen.

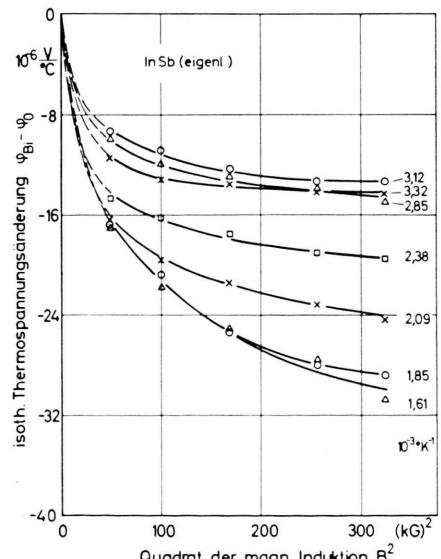


Abb. 4. Isotherme Thermospannungsänderung von eigenleitendem InSb als Funktion des Quadrats der magnetischen Induktion für verschiedene Temperaturen.

Ergebnisse und Diskussion

Die experimentell bestimmten Transportkoeffizienten von eigenleitendem InSb oberhalb Zimmer-

auf isotherme Bedingungen umgerechnet. Die oberhalb Zimmertemperatur eigenleitende polykristalline InSb-Probe mit einer Störstellenkonzentration $n_s < 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ hatte die Abmessungen $7 \times 7 \times 30 \text{ mm}^3$.

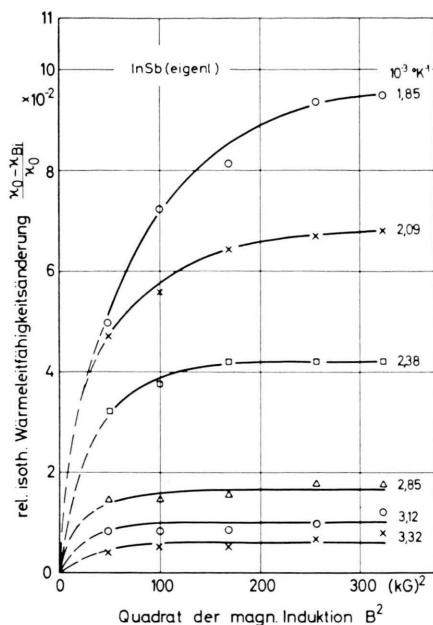


Abb. 5. Relative isotherme Wärmeleitfähigkeitsänderung von eigenleitendem InSb als Funktion des Quadrats der magnetischen Induktion für verschiedene Temperaturen.

temperatur zwischen 7 kG und 18 kG sind als Funktion des Quadrats der magnetischen Induktion in den Abb. 1 – 5 wiedergegeben. Der HALL-Koeffizient (ohne Abb.) ist bis 18 kG feldunabhängig. Abb. 1 entnimmt man, daß der ETTINGSHAUSEN-NERNST-Koeffizient bei hohen Feldern einem Grenzwert zu strebt; das kommt in der gewählten Darstellung durch eine Geradlinigkeit der Kurven zum Ausdruck. Der RIGHI-LEDUC-Koeffizient wird beinahe B^{-2} proportional, wie aus dem Sättigungsverhalten der Kurven in Abb. 2 ($SB^2 \approx \text{const}$) hervorgeht. Die relative Widerstandsänderung (Abb. 3) wächst ebenso wie in schwachen Feldern quadratisch mit dem Magnetfeld, jedoch mit kleinerer Steigung. Die Thermospannungsänderung (Abb. 4) sowie die relative Wärmeleitfähigkeitsänderung (Abb. 5) nehmen Sättigungswerte an.

Diese Starkfeldcharakteristika dürfen nicht darüber hinwegtäuschen, daß wegen der geringen Löcherbeweglichkeit das echte Starkfeldgebiet erst oberhalb einiger hundert kG beginnt. Bei 18 kG befinden wir uns vielmehr in einem Zwischengebiet, das im untersuchten Temperaturintervall für die Elektronen und die schnellen Löcher als starkes Magnetfeld [$(\mu B)^2 > 3$], für die langsamen Löcher dagegen als schwaches Feld [$(\mu B)^2 < 4 \cdot 10^{-2}$] anzusehen ist. Der Umstand, daß die Einzelbandkoeffizienten bei

18 kG jeweils durch tabellierte Grenzfälle der Schwach- bzw. Starkfeldnäherung zu beschreiben sind, erlaubt bei diesem Feld einen Vergleich der

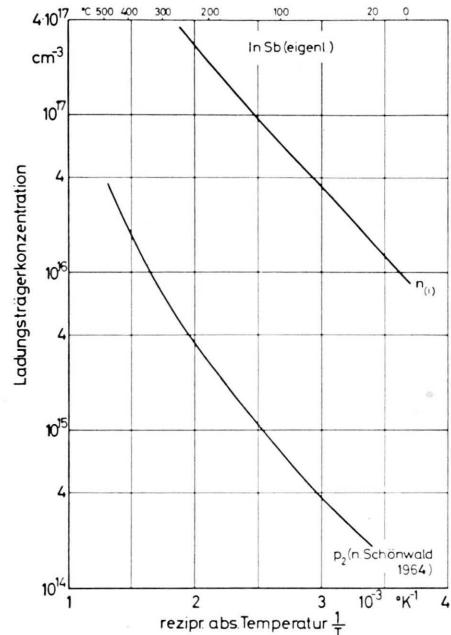


Abb. 6. Eigenleitungskonzentration von Elektronen ($n_{(i)}$) und schnellen Löchern (p_2) in InSb als Funktion der reziproken absoluten Temperatur.

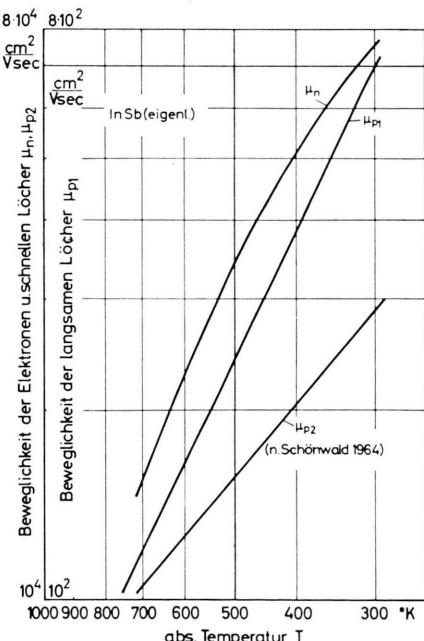


Abb. 7. Beweglichkeit von Elektronen (μ_n) sowie schnellen (μ_{p2}) und langsamen (μ_{p1}) Löchern in eigenleitendem InSb als Funktion der absoluten Temperatur.

experimentellen Werte mit den nach Tab. 1 berechneten Mehrbandkoeffizienten.

Die für die Berechnung der Einzelbandkoeffizienten notwendigen Parameter: Konzentration, Beweglichkeit und Lage des FERMI-Niveaus von Elektronen und langsamen Löchern werden² entnommen; den Größen der schnellen Löcher werden die Werte von SCHÖNWALD¹ zugrunde gelegt (s. Abb. 6 u. 7). Dieser hat die Konzentration und Beweglichkeit der schnellen Löcher in eigenleitendem InSb als Funktion der Temperatur aus der Magnetfeldabhängigkeit der Widerstandsänderung unter der Annahme vernachlässigbarer Widerstandsänderung in den Bändern errechnet.

Mangels einer genaueren Kenntnis der Energiedifferenz zwischen Maximum des Bandes der langsamen Löcher und Maximum des Bandes der schnellen Löcher wird mit einer identischen relativen FERMI-Energie $\zeta_p = E_V - \zeta$ für beide Löchersorten gerechnet. Für die Streufaktoren ist dies unbedeutend, da BOLTZMANN-Statistik gilt; lediglich bei der Thermospannung kann dies kleine Abweichungen bringen, da hier ζ_p selbst eingeht. Als weitere Vereinfachung werden beide Valenzbänder für die Berechnung der Transportintegrale parabolisch angesetzt, das Leitungsband dagegen wird in der nicht-parabolischen KANESchen Form berücksichtigt.

Zunächst beschränken wir uns bei der Berechnung der Transportkoeffizienten für 18 kG auf das Zweibandmodell mit Elektronen und langsamen Löchern. In Einklang mit den Ergebnissen aus den Schwachfeldkoeffizienten² wird Streuung der Elektronen an optischen Phononen angenommen. Der Streumechanismus der Löcher bleibt weiterhin aus Transporterscheinungen unerschlossen, denn auch die 18 kG-Werte lassen noch nicht zwischen optischer und akustischer Streuung entscheiden; erst die Starkfeld-Thermospannungsänderung ($\varphi_{\text{St}}^{\infty} - \varphi_0$) kann darüber Aussagen machen. Nach eigenen Rechnungen liegt dieser Sättigungswert von eigenleitendem InSb oberhalb Zimmertemperatur für optische Streuung von Elektronen und Löchern bei ca. -200 bis -240 μV pro $^{\circ}\text{C}$, dagegen für optische Streuung von Elektronen und akustische Streuung von Löchern ca. zwischen -60 und -80 $\mu\text{V}/^{\circ}\text{C}$. Experimentelle Daten für $B > 150$ kG wären in dieser Hinsicht sehr aufschlußreich. KOLODZIEJCZAK und KOWALCZYK⁵ nahmen für die Berechnung der Löcherbeweglichkeit op-

tische Streuung an, TSIDILOVSKII⁶ andererseits hält wegen der großen Löchermasse akustische Streuung für wesentlich.

In den Abb. 8 - 12 sind zum Vergleich mit der Theorie die Temperaturabhängigkeiten der Meßwerte bei 18 kG aufgetragen. Der negative ETTINGSHAUSEN-NERNST-Koeffizient (Abb. 8) wird mit zunehmender Temperatur im Betrag kleiner. Der durchweg negative RIGHI-LEDUC-Koeffizient (Abb. 9) steigt betragsmäßig mit der Temperatur. Die relative Widerstandsänderung (Abb. 10) fällt mit der Temperatur. Die negative Thermospannungsänderung (Abb. 11) nimmt mit der Temperatur im Betrag zu; ebenso verhält sich die relative Wärmeleitfähigkeitsänderung (Abb. 12).

Wie aus den Abb. 8 - 12 ersichtlich ist, gibt die Zweibandtheorie bei optischer Streuung von Elektronen und Löchern die experimentellen Ergebnisse gut wieder.

Bei der Berechnung der Dreibandkoeffizienten wurde die Aufteilung der Eigenleitungskonzentration auf die beiden Valenzbänder $n_{(i)} = p_{(i)} = p_1 + p_2$ berücksichtigt. Die Ergebnisse für optische und akustische Streuung der schnellen Löcher sind etwa

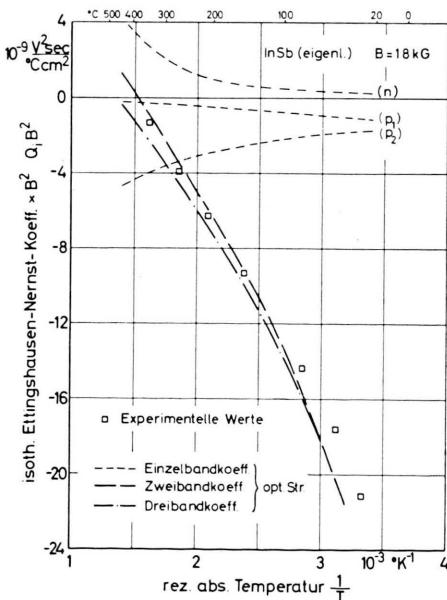


Abb. 8. Isothermer ETTINGSHAUSEN-NERNST-Koeffizient $\times B^2$ von eigenleitendem InSb bei 18 kG als Funktion der reziproken absoluten Temperatur; Meßpunkte verglichen mit Zweibandleitung bei optischer Streuung aller Ladungsträger.

⁵ J. KOLODZIEJCZAK u. R. KOWALCZYK, A. Phys. Polon. **21**, 389 [1962].

⁶ I. M. TSIDILOVSKII, Soviet Phys.-Sol. State **4**, 1862 [1963].

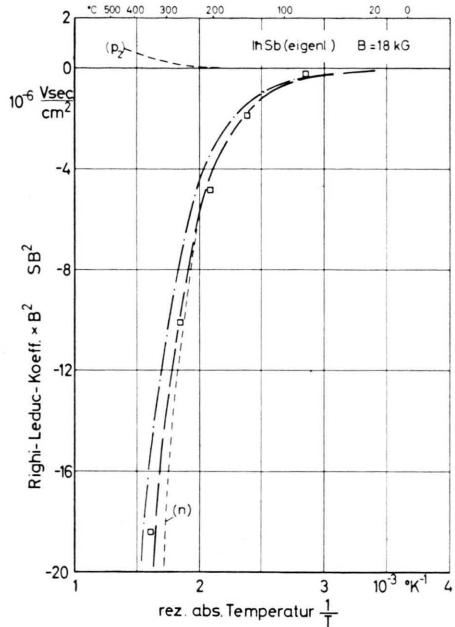


Abb. 9. RIGHI-LEDUC-Koeffizient $\times B^2$ von eigenleitendem InSb bei 18 kG als Funktion der reziproken absoluten Temperatur; Meßpunkte verglichen mit Zwei- und Dreibandleitung bei optischer Streuung aller Ladungsträger. Symbole s. Abb. 8.

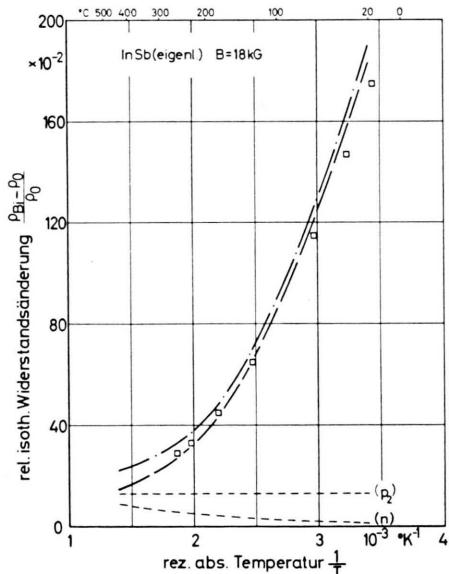


Abb. 10. Relative isotherme Widerstandsänderung von eigenleitendem InSb bei 18 kG als Funktion der reziproken absoluten Temperatur; Meßpunkte verglichen mit Zwei- und Dreibandleitung bei optischer Streuung aller Ladungsträger. Symbole s. Abb. 8.

gleich. Die meisten Koeffizienten werden durch die Hinzunahme der schnellen Löcher nicht wesentlich geändert. Dies gilt auch für die relative Widerstands-

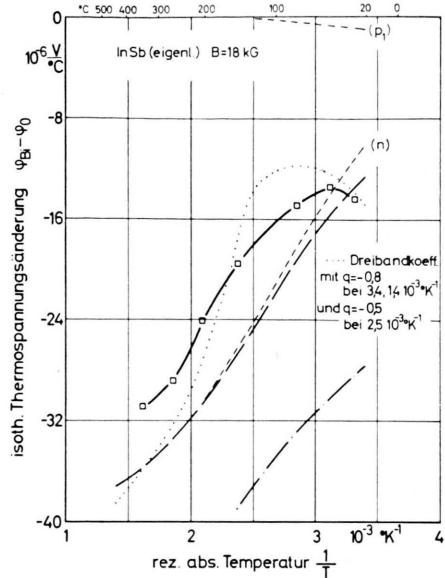


Abb. 11. Isotherme Thermospannungsänderung von eigenleitendem InSb bei 18 kG als Funktion der reziproken absoluten Temperatur; Meßpunkte verglichen mit Zwei- und Dreibandleitung bei optischer Streuung aller Ladungsträger. Symbole s. Abb. 8.

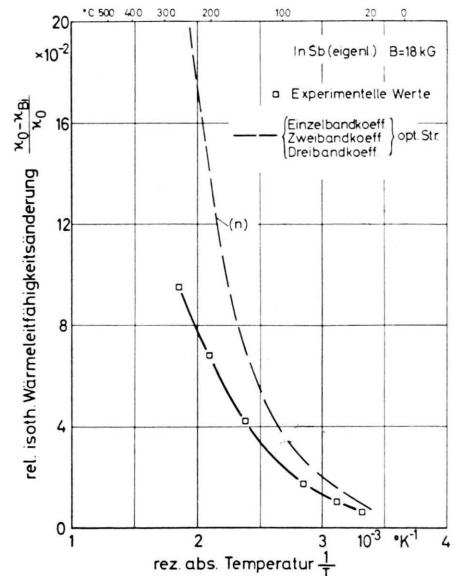


Abb. 12. Relative isotherme Wärmeleitfähigkeitsänderung von eigenleitendem InSb bei 18 kG als Funktion der reziproken absoluten Temperatur; Meßpunkte verglichen mit Zwei- und Dreibandleitung bei optischer Streuung aller Ladungsträger.

änderung in hohen Magnetfeldern im Einklang mit dem Ergebnis von SCHÖNWALD¹. Lediglich die Thermospannungsänderung (Abb. 11) wird im genannten

Temperaturintervall um einen beachtlichen Betrag (ca. $14 \mu\text{V}$) verkleinert. Dadurch wird die Diskrepanz zwischen berechneter und gemessener Kurve noch größer. Es ist jedoch von den Schwachfeld-Koeffizienten bekannt², daß der Streuexponent q nicht exakt bei $q = -1$ liegt, sondern zwischen $q = -0,8$ bei $3,4 \cdot 10^{-3} \text{ }^{\circ}\text{K}^{-1}$, $q = -0,5$ bei $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ }^{\circ}\text{K}^{-1}$ und $q = -0,8$ bei $1,4 \cdot 10^{-3} \text{ }^{\circ}\text{K}^{-1}$ variiert. Wird dies berücksichtigt, so kommt die Dreibandkurve recht gut über die Meßkurve zu liegen, wie aus Abb. 11 hervorgeht. Vor allem wird jetzt auch die Krümmung im Zimmertemperaturbereich wiedergegeben. Die nicht eingezeichnete Zweibandkurve für den abgeänderten Streuexponenten differiert von der Dreibandkurve etwa um den gleichen Betrag wie bei $q = -1$. Die langsamten Löcher sind für die Thermospannungsänderung fast ohne Bedeutung, daher kann dieser Effekt durch die Zweibandformel in der Starkfeldnäherung beschrieben werden:

$$\varphi_{Bi}^{\infty} - \varphi_0 = \frac{\varphi_{Bin}^{\infty} R_{ip2}^{\infty} + \varphi_{Bip2}^{\infty} R_{in}^{\infty}}{R_{in}^{\infty} + R_{ip2}^{\infty}} - \frac{\varphi_{0n}\sigma_{0n} + \varphi_{0p2}\sigma_{0p2}}{\sigma_{0n} + \sigma_{0p2}} \quad (2)$$

Da in die Thermospannungsänderung hauptsächlich die Konzentration eingeht, ist über die Richtigkeit der angesetzten Beweglichkeit keine Aussage möglich. Der berechnete RIGHI-LEDUC-Koeffizient in Abb. 9 ist noch mit einigen Unsicherheiten behaftet, da die maßgebende Gitterwärmeleitfähigkeit α_L nicht

genau bekannt ist. [In der Eigenleitung ist $\alpha_L \neq \alpha_0 (1 - \Delta\alpha_{Bi}^{\infty}/\alpha_0)$.] (vgl. ⁴.)

Theorie und Experiment der relativen Wärmeleitfähigkeitsänderung unterscheiden sich um den Faktor 2–3, wie aus Abb. 12 hervorgeht und auch schon für die entsprechende Schwachfeldgröße festgestellt wurde². Der Effekt wird praktisch nur von Elektronen verursacht, und es ist nicht ersichtlich, wie die zu hohen theoretischen Werte mit den experimentellen Daten in Einklang zu bringen sind, zumal die Abänderung des Streuexponenten in $q = -0,8$ bzw. $-0,5$ sogar die Diskrepanz noch etwas vergrößert. Für den in Abb. 9 aufgetragenen theoretischen RIGHI-LEDUC-Koeffizienten wurden die dem Experiment entnommenen Wärmeleitfähigkeitswerte angesetzt. Die Übereinstimmung der vom Streu-Mechanismus unabhängigen Zwei- wie Dreibandkurven mit den experimentellen Werten ist gut. Auch hier läßt sich der Beitrag der langsamten Löcher vernachlässigen und man findet in der Starkfeldnäherung für die restlichen beiden Bänder:

$$S^{\infty} B^2 = (S_n^{\infty} + S_{p2}^{\infty}) B^2 + \frac{T}{\alpha_L} \frac{(\varphi_{Bin}^{\infty} - \varphi_{Bip2}^{\infty})^2}{R_{in}^{\infty} + R_{ip2}^{\infty}}. \quad (3)$$

Abschließend kann festgestellt werden, daß die Konzentration der schnellen Löcher nach SCHÖNWALD¹ durch die Thermospannungsänderung grob bestätigt wird.

Herrn Dr. H. WEISS habe ich für wertvolle Diskussionen zu danken. Fräulein NEUBURGER sage ich Dank für die Hilfe bei den Messungen.