

Experimentelle und theoretische Untersuchungen des isothermen und des adiabatischen Hall-Effektes an Se

Von ROLF DIESTEL

Aus dem Institut für theoretische und technische Physik der Technischen Hochschule Braunschweig

(Z. Naturforsch. 8a, 453—457 [1953]; eingegangen am 23. Mai 1953)

Supposing an arbitrary dependence of the mean free path on energy, the isothermal and the adiabatic Hall coefficients are calculated for a p-type semiconductor by means of the theory of electrons. The difference between the Hall coefficients calculated in this way decrease considerably with increasing thermal conductivity of the lattice. Even for substances with very small thermal conductivity (i. e. Se etc.), the difference amounts to only about 1% in relation to the isothermal Hall coefficient. This theoretical result is proved by measurements on Se; the measured difference slightly exceeds the limit of error ($5,2 \pm 4,1$ %).

Nach Gans unterscheidet man beim Hall-Effekt 2 Fälle, den isothermen, bei dem durch eine geeignete Meßapparatur für gleichmäßige Temperatur der gesamten Probe gesorgt ist, und den adiabatischen Hall-Effekt, bei dem Wärmeaustausch mit der Umgebung unterbunden ist. Dabei können sich die Temperaturgefälle voll ausbilden, die durch thermoelektrische und thermomagnetische Effekte, wie z. B. Peltier-Effekt und Ettingshausen-Effekt, entstehen. Sie veranlassen Störspannungen, die sich der reinen Hall-Spannung des isothermen Falles überlagern und diese verfälschen. Je nach den Versuchsbedingungen mißt man zwei unterschiedliche Werte für die Hall-Spannung.

Insbesondere an Selen, aber auch an anderen Halbleitern, treten bei der Bestimmung der Hall-Konstanten häufig größere Schwankungen auf. Diese Stoffe sind im Gegensatz zu den Metallen durchweg schlechte Wärmeleiter, so daß die in einer Probe entstehenden Temperaturunterschiede sich nicht schnell genug ausgleichen können und adiabatische Effekte hervorrufen. Die Untersuchungen sind an Selen deshalb ausgeführt worden, weil wegen seiner geringen Gitterwärmeleitung ein merklicher Unterschied zwischen isothermem und adiabatischem Hall-Effekt zu erwarten ist.

Es ist hier nun auf Grund moderner Vorstellungen über den Leitungsmechanismus in Halbleitern untersucht worden, ob diese Schwankungen bei der Bestimmung der Hall-Konstanten auf den Einfluß der adiabatischen Effekte zurückzuführen sind. Das Ergebnis zeigt, daß die isothermen und die adiabatischen Bedingungen bei den einzelnen Versuchen für die tatsächlich beobachteten Schwankungen

nicht verantwortlich sind. Ähnlich wie bei Metallen, bei denen bekanntlich der adiabatische Hall-Effekt sich nur unmerklich vom isothermen unterscheidet, kann dieser Unterschied sogar bei Halbleitern mit sehr geringer Wärmeleitfähigkeit praktisch vernachlässigt werden.

A. Theoretischer Teil

Ausgangspunkt für die Theorie ist das Einbändermodell der Elektronentheorie für den speziellen Fall eines Mangelhalbleiters. Die Störstellenkonzentration sei klein gegenüber der der Grundgitteratome, und daher spielt das Pauli-Verbot keine Rolle, es ist keine Entartung anzunehmen. Für die Verteilungsfunktion f_o der Defektelektronen kann daher die Boltzmann-Verteilung angenommen werden. Da aber die Elektronen im Störniveau unbeweglich sind, tragen zur Leitfähigkeit nur die freien Plätze im Valenzband bei. Für sie ist $f_o = e^{\frac{E-\xi}{kT}}$ maßgebend. Dabei ist E die Energie der Defektelektronen im Valenzband und ξ die Fermische Grenzenergie; außerdem ist $E - \xi < 0$. Aus der Fundamentalgleichung der Elektronentheorie wird eine modifizierte Verteilungsfunktion berechnet, die bei Berücksichtigung elektrischer, magnetischer und thermischer Felder stationär ist. Wie allgemein üblich, wird hierbei vorausgesetzt, daß es sich um schwache Magnetfelder handelt, also $\beta = \frac{e \cdot H}{m \cdot c} \ll 1$, und daß sich die wirkliche stationäre Verteilungsfunktion nur sehr wenig von einer Gleichgewichtsverteilung f_o unterscheidet, also $f = f_o + g$ mit $g \ll f_o$.



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.

Weiterhin wird das Material der Probe als isotrop angenommen, wobei aber die Isotropie keine Eigenschaft der Einzelkristallite selbst ist, sondern nur statistischer Art, durch ganz regellose Anordnung des mikrokristallinen Gefüges.

Wird die in der modifizierten Verteilungsfunktion auftretende Relaxationszeit τ als Funktion der Energie angegeben, dann lassen sich die Integrale der elektrischen und der Wärmestromdichte exakt lösen. Allgemein gilt: $\tau = l/v$. Um aber die Theorie

nicht nur auf den klassischen Fall mit energieunabhängiger mittlerer freier Weglänge l zu beschränken ($\tau \sim E^{-1/2}$), sondern auch andere mögliche Streumechanismen mit zu erfassen, wurde für die Energieabhängigkeit der Relaxationszeit folgende allgemeine Beziehung eingeführt: $\tau = \alpha \cdot (E - E_0)^\nu$ mit einstweilen beliebigem ν . (E_0 = oberer Rand des Valenzbandes). Damit lauten dann die Ausdrücke für die elektrische Stromdichte und für die Wärmestromdichte in x -Richtung:

$$I_x = \sigma_0 \left\{ \Phi_x - \frac{k}{e} \eta \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{k}{e} \frac{\partial T}{\partial x} \frac{2\nu + 5}{2} - \mu \left[\Phi_y - \frac{k}{e} \eta \frac{\partial T}{\partial y} + \frac{k}{e} \frac{\partial T}{\partial y} \left(\frac{4\nu + 5}{2} \right) \right] \right\}, \quad (1)$$

$$Q_x - \frac{\zeta}{e} J_x = \frac{\sigma_0 \cdot kT}{e} \left\{ \left(\Phi_x - \frac{k}{e} \eta \frac{\partial T}{\partial x} \right) \eta - \left(\Phi_x - 2 \frac{k}{e} \eta \frac{\partial T}{\partial x} \right) \left(\frac{2\nu + 5}{2} \right) - \frac{k}{e} \frac{\partial T}{\partial x} \left(\frac{2\nu + 5}{2} \right) \left(\frac{2\nu + 7}{2} \right) \right. \\ \left. - \mu \left[\left(\Phi_y - \frac{k}{e} \eta \frac{\partial T}{\partial y} \right) \eta - \left(\Phi_y - 2 \frac{k}{e} \eta \frac{\partial T}{\partial y} \right) \left(\frac{4\nu + 5}{2} \right) - \frac{k}{e} \frac{\partial T}{\partial x} \left(\frac{4\nu + 5}{2} \right) \left(\frac{4\nu + 7}{2} \right) \right] \right\} - \lambda_G \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (2)$$

Die y -Komponenten lauten entsprechend, wenn x durch y und $-\mu$ durch $+\mu$ ersetzt wird.

Als Abkürzungen sind dabei eingeführt:

$$\sigma_0 = \frac{e^2 n \bar{v}^2}{3kT} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \alpha \cdot (kT)^\nu \cdot \Gamma \left(\frac{2\nu + 5}{2} \right),$$

$$\mu = \frac{eH}{mc} \cdot (kT)^\nu \cdot \frac{\Gamma \left(\frac{4\nu + 5}{2} \right)}{\Gamma \left(\frac{2\nu + 5}{2} \right)^2},$$

$$\eta = (E_0 - \zeta)/kT, \quad \bar{v}^2 = \frac{8kT}{\pi m},$$

$$\Phi_x = F_x - \frac{1}{e} \frac{\partial \zeta}{\partial x}, \quad F = \text{elektr. Feldstärke},$$

n = Störstellenkonzentration [cm^{-3}],

H = magn. Feldstärke,

e = Elementarladung [cgs]_s,

$|E_0 - \zeta|$ = Abstand der Fermischen Grenzenergie vom Valenzband,

λ_G = Wärmeleitfähigkeit des Gitters,

σ_0 = Leitfähigkeit: Für $\nu = -1/2$ steht dies in Übereinstimmung mit der Lorentzschen Theorie.

In diesen 4 Grundgleichungen sind der isotherme Hall-Effekt und alle adiabatischen Effekte enthalten.

Die isotherme Hall-Konstante berechnet sich aus: $I_y = \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial y} = 0$ zu

$$R_{\text{iso}} = -\frac{3\sqrt{\pi}}{4} \frac{\Gamma \left(\frac{4\nu + 5}{2} \right)}{\Gamma \left(\frac{2\nu + 5}{2} \right)^2} \frac{1}{nec}. \quad (3)$$

Wegen $e < 0$ ist $R_{\text{iso}} > 0$, also wird der Hall-Effekt anomal.

Bei der Berechnung der adiabatischen Effekte kann der Righi-Leduc-Effekt wegen seiner Kleinheit vernachlässigt werden. Es bleiben dann nur der Ettingshausen- und der Ettingshausen-Nernst-Effekt zu berücksichtigen. Den Einfluß des ersten Effektes bekommt man aus den Grundgleichungen mit den Nebenbedingungen: $I_y = Q_y = \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial \zeta}{\partial x} = 0$ (Peltier-Effekt vernachlässigt) und den des 2. Effektes aus den Grundgleichungen mit den Nebenbedingungen $I_y = Q_x = \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial \zeta}{\partial y} = 0$. Bei der Durchrechnung des Einflusses jedes einzelnen dieser beiden Effekte zeigt es sich, daß sie gleich große Beiträge liefern. Wirken beide Effekte gleichzeitig ein, so überlagern sie sich in erster Näherung additiv und weil sie gleich groß sind, ergibt sich für die adiabatische Hall-Konstante der Ausdruck:

$$R_{\text{ad}} = R_{\text{iso}} \left(2 \frac{\nu \cdot \left(\frac{E_0 - \zeta}{kT} - \frac{2\nu + 5}{2} \right)}{\frac{2\nu + 5}{2} + \frac{\lambda_G e^2}{\sigma_0 T k^2}} + 1 \right). \quad (4)$$

Der Klammerausdruck des Zählers läßt sich durch die Thermokraft ausdrücken. Aus Gl. (1) folgt für $J_x = \mu = 0$ die Beziehung:

$$\frac{E_0 - \zeta}{kT} - \frac{2\nu + 5}{2} = \frac{\Delta V}{\Delta T} \cdot \frac{e}{k},$$

wobei $\frac{\Delta V}{\Delta T}$ = Thermokraft ist. Damit also:

$$R_{ad} = R_{iso} \left(2 \cdot \frac{\nu \cdot \frac{\Delta V}{\Delta T} \cdot \frac{e}{k}}{\frac{2\nu + 5}{2} + \frac{\lambda_0 e^2}{\sigma_0 T k^2}} + 1 \right). \quad (5)$$

Der Unterschied zwischen isothermer und adiabatischer Hall-Konstante wird dann:

$$\Delta R_{theor.} = \frac{R_{iso} - R_{ad}}{R_{iso}} = 2 \cdot \frac{\nu \cdot \frac{\Delta V}{\Delta T} \cdot \frac{e}{k}}{\frac{2\nu + 5}{2} + \frac{\lambda_0 e^2}{\sigma_0 T k^2}} \approx \stackrel{(+) }{(-)} 1,3 \nu \left| \frac{\Delta V}{\Delta T} \right| \frac{\sigma_0}{\lambda_0} \% . \quad (6)$$

Das eingeklammerte + -Zeichen gilt für einen Überschusshalbleiter. Hier sind alle Meßgrößen mit ihren Zahlwerten im praktischen Maßsystem einzusetzen.

Die Ettingshausen-Konstante berechnet sich mit den oben angegebenen Nebenbedingungen des ersten Falles zu

$$A_E = \stackrel{(+) }{(-)} \frac{3\sqrt{\pi}}{4} \frac{\Gamma\left(\frac{4\nu + 5}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{2\nu + 5}{2}\right)^2} \cdot \frac{\nu}{k n c} \cdot \frac{1}{\frac{2\nu + 5}{2} + \frac{\lambda_0 e^2}{\sigma_0 T k^2}}. \quad (7)$$

B. Experimenteller Teil

Zur experimentellen Bestimmung der Hall-Konstanten standen Proben nebenstehender Gestalt mit eingepreßten Drähten und Cu-Konstanten-Thermoelementen aus „Zusatzselen“ mit hoher Leitfähigkeit zur Verfügung. „Zusatzselen“ ist eine

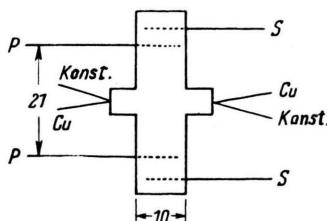


Abb. 1. Versuchsanordnung: S Stromzuführung, P Potentialdrähte, K-Cu=Thermoelemente; Dicke der Proben 1 mm.

Bezeichnung für ein in bestimmter Weise verunreinigtes Reinselen. Durch die Zusätze war das typisch grau-schwarze, metallisch glänzende Aussehen der hexagonalen Modifikation des Selens nicht beeinträchtigt, die Leitfähigkeit gegenüber Reinselen jedoch erheblich verbessert. Die Kupfer-

schenkel der Thermoelemente dienten gleichzeitig zur Messung der Hall-Spannung, die bei einem Belastungsstrom $I_x \sim 3$ [mA] und einer magnetischen Feldstärke von ~ 20 [kGauß] in der Größenordnung von 40 [μ V] lag. Sie wurde mit einem 5-stufigen thermokraftfreien Diesselhorst-Kompensator gemessen. Bei den isothermen Hall-Effektmessungen befand sich die Probe in einer von Petroleum konstanter Temperatur durchflossenen Küvette zwischen den Polschuhen eines Boas-Magneten¹. Die Probe lag hohl, so daß sie von allen Seiten von der Flüssigkeit umspült werden konnte, was guten Wärmeaustausch ermöglichte. Die Temperaturdifferenz zwischen den Hall-Elektroden war kleiner als 0,02°.

Aus dem Mittelwert 33 isothermer Messungen ergab sich die isotherme Hall-Konstante zu $R_{iso} = 84,5$ [cgs]_m.

Um die adiabatischen Versuchsbedingungen zu realisieren, wurde die Probe in eine Glas-Vakuumzelle gebracht und die Zelle auf etwa 10^{-4} [Torr] evakuiert, so daß die Wärmeableitung durch die Luft auf einen vernachlässigbar kleinen Wert herabgedrückt ist. Die Temperaturdifferenzen lagen in diesem Fall bei etwa 0,1°. Sie wurden rechnerisch aus den Temperaturen der Hall-Elektroden ermittelt; denn bei Gegeneinander-Schaltung der Thermoelemente wäre die Hall-Spannung kurzgeschlossen worden. Die Hall-Konstante wird in diesem Fall zu $R_{ad} = 90,0$ [cgs]_m gemessen.

Der Unterschied zwischen isothermer und adiabatischer Hall-Konstanten beträgt also:

$$\Delta R_{exp} = \frac{R_{ad} - R_{iso}}{R_{iso}} = (5,2 \pm 4,1)\% .$$

Der angegebene Fehler ist ein Relativfehler, der sich nur auf solche Einflüsse erstreckt, die sich bei der Quotientenbildung ΔR nicht herausheben, enthält also nicht z. B. mögliche Eichfehler bei der Ausmessung des Magnetfeldes.

Die Messungen durften sich nur über einen relativ kurzen Zeitraum erstrecken, weil das Selen gegen chemische Einflüsse sehr empfindlich ist. Bei orientierenden Messungen über längere Zeit fiel die Hall-Konstante monoton irreversibel um etwa 10% ab.

Das Vorzeichen der Hall-Konstanten wurde durch Vergleich mit einer Au-Folie sichergestellt. Au zeigt bekanntlich negativen Hall-Effekt. Bei gleicher

¹ E. Justi, Physik. Z. 38, 891 [1937].

Schaltung hatten die Ausschläge des Galvanometers in beiden Fällen entgegengesetzte Richtung.

Über den Einfluß der Belichtung wurden nur qualitative Untersuchungen angestellt, weil die Probe bei allen Messungen abgedunkelt war. Es zeigte sich, daß die Proben lichtnegatives Verhalten aufwiesen, bei Belichtung nahm der Widerstand zu. Erklärungen der negativen Lichtempfindlichkeit finden sich z. B. bei Brown² und bei Rieß³.

Das Vorzeichen des Temperaturkoeffizienten des Widerstandes ist insofern von Interesse, als die Zsätze möglicherweise den Halbleitungscharakter des Selens überdecken könnten. Ferner ist dR/dT ein Maß für den Abstand des Störniveaus vom Valenzband.

$$\beta = \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dT} \quad (8)$$

wurde bestimmt zu $-0,005$ [Grad⁻¹]. Die Untersuchungen auf das Verhalten bezüglich des Ohmschen Gesetzes ergaben, daß bis zu einer Belastungsstromstärke von 12 [mA] keine Abweichungen von diesem Gesetz zu bemerken sind. Ein abweichendes Verhalten durch Änderung der Zahl oder der Beweglichkeit der Ladungsträger ist auch nicht anzunehmen, da nach Untersuchungen von Henkels⁴ für reines Selen bis zu viel höheren Feldstärken das Ohmsche Gesetz gültig ist. Es könnte aber möglich sein, daß Kontaktwiderstände und Sperrsichten zwischen Zuführungsdrähten und Probe, wie auch an Korngrenzen innerhalb der Probe einen derartigen Effekt hätten hervorrufen können. Die spezifische Leitfähigkeit wurde zu $0,27$ [Ω^{-1} cm⁻¹] ermittelt.

Die beiden Hall-Elektroden befinden sich nicht genau auf gleichem Potential, bedingt durch unsymmetrische Anbringung, und so mißt man zwischen ihnen auch schon ohne Magnetfeld eine „Hall-Spannung“, infolge Potentiometerwirkung. Um diese möglichst weit herunterzudrücken, wurde sie durch eine Gegenspannung kompensiert. In diesem Rahmen interessierte die Größe der magnetischen Widerstandsänderung. Sie stellte sich mit $0,04\%$ als durchaus vernachlässigbar heraus.

Schließlich wurde noch die Thermokraft des Zusatzselens gegen Kupfer zu $+864$ $\left[\frac{\mu\text{V}}{\text{Grad}} \right]$ bestimmt.

² C. F. Brown, Physic. Rev. **32**, 273 [1911].

³ C. Riess, Z. Physik **12**, 526 [1912].

⁴ H. Henkels, J. appl. Physics **22**, 916 [1951].

⁵ A. H. Wilson, The Theory of Metals, Cambridge Univ. Press, London 1936.

Hiergegen kann die absolute Thermokraft des Cu vernachlässigt werden, so daß dieser Wert als absolute Thermokraft des Zusatzselens angesehen werden kann.

Um die Richtigkeit der Theorie zu überprüfen, wurde der Ausdruck $|E_0 - \zeta|$ auf verschiedenen Wegen berechnet. Er bestimmt sich aus der Thermokraft nach Gl. (5) zu $8 kT$ und aus der Defekt-elektronenkonzentration, die aus dem Hall-Effekt berechnet werden kann, zu $3,6 kT$. Der diesbezügliche Ausdruck lautet:

$$\frac{E_0 - \zeta}{kT} = \ln \frac{n}{n_0} \text{ mit } n_0 = 2 \left(\frac{2\pi kT m}{h^2} \right)^{3/2}, \\ n_0 = 2,5 \cdot 10^{19} [\text{cm}^{-3}] .$$

Er ergibt sich aus der allgemeinen Elektronentheorie.

C. Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit der Theorie

Um die theoretischen Aussagen mit dem Experiment vergleichen zu können, müssen in Gl. (6) noch Angaben über das bisher willkürliche ν und über λ_G gemacht werden.

Eine vorzeichenrichtige Übereinstimmung mit dem Experiment ist nur dann gegeben, wenn ν negativ wird. Nun kann aber ν nicht alle beliebigen Werte annehmen, sondern nur solche, die sich aus der Energieabhängigkeit der mittleren freien Weglänge möglicher Streumechanismen ableiten. Für verschiedene Streumechanismen wird als Energieabhängigkeit der mittleren freien Weglänge l angenommen.

Wilson⁵: Gitterstreuung $l \sim \text{const.}$

Convell und Weißkopf⁶: Streuung an eingebauten Ionen $l \sim E^2$.

Erginsoy⁷: Streuung an neutralen Teilchen $l \sim E^{1/2}$.

Dem entspricht: $\nu_a = -1/2$; $\nu_i = +3/2$; $\nu_n = 0$.

Damit sind einige mögliche Werte für ν festgelegt.

Ausgehend von der Annahme, daß nur ein einziger dieser Streuprozesse wesentlichen Einfluß hat, folgt aus obigem Grunde, daß es sich hier um Gitterstreuung handelt. Dabei muß man allerdings unterstellen, daß das experimentelle Ergebnis, das hart

⁶ E. Convell u. F. Weißkopf, Physic. Rev. **77**, 988 [1950].

⁷ C. Erginsoy, Physic. Rev. **79**, 1013 [1950].

am Rande der Meßgenauigkeit liegt, zu einer Entscheidung über das Vorzeichen als ausreichend angesehen wird. Es bietet sich aber hier prinzipiell die Möglichkeit, aus dem Vorzeichen des Unterschiedes zwischen isothermem und adiabatischem Hall-Effekt, auf den vorherrschenden Streumechanismus rückzuschließen; denn es wird bei Vorhandensein nur eines Streuprozesses

- a) $\Delta R > 0$ bei Gitterstreuung,
- b) $\Delta R < 0$ bei Streuung an eingebauten Ionen,
- c) $\Delta R = 0$ bei Streuung an neutralen Teilchen.
- a) — c) gilt für p-type Halbleitung.

Für ν ist also $-1/2$ einzusetzen. Um $\Delta R_{\text{theor.}}$ auswerten zu können, fehlt noch die Wärmeleitfähigkeit des Gitters. λ_G ist nicht gemessen, sondern abgeschätzt worden zu $0,001 \left[\frac{\text{Watt}}{\text{Grad cm}} \right]$. Hierüber konnten in der Literatur keine genaueren Angaben gefunden werden. Die ohnehin kleine Gitterleitung des Reinselens wird durch die Zusätze noch gestört, so daß der angenommene Wert plausibel erscheint.

Damit ergibt dann $\Delta R_{\text{theor.}} = 0,6\%$. Der Unterschied zum experimentellen Ergebnis ist nicht verwunderlich:

1. ist Selen gegenüber physikalischen und chemischen Einflüssen sehr empfindlich, so daß es schwierig ist, reproduzierbare Werte zu bekommen,
2. liegt das experimentelle Ergebnis als Differenz zweier großer Zahlen hart an der Fehlergrenze und schließlich sind

3. auch in der Theorie vereinfachende Annahmen gemacht, wie Einbändermodell, Isotropie, Abschätzung der Gitterwärmeleitung λ_G usw.

Zusammenfassend läßt sich sagen: Experiment und Theorie geben nur einen kleinen Unterschied zwischen isothermer Hall-Konstanten und adiabatischer Hall-Konstanten. Von Metallen weiß man, daß dieser Unterschied nur unmerklich ist, hier ist gezeigt, daß auch bei Halbleitern mit schlechter Gitterwärmeleitung diese Differenz praktisch vernachlässigbar ist, weil sie unmittelbar an der Fehlergrenze liegt.

Dieses Ergebnis steht in sinngemäßer Übereinstimmung mit den Untersuchungen von Johnson und Shipley⁸, denen von Fukoroi, Tanuma, Tobisawa⁹ und der uns leider nicht zugänglich gewesenen Veröffentlichung von Stilbans¹⁰.

Für die Anregung zu dieser Arbeit und die Möglichkeit der experimentellen Durchführung möchte ich an dieser Stelle Herrn Prof. Dr. E. Justi sowie Herrn Prof. Dr. Kohler für die Unterstützung bei der Bearbeitung des theoretischen Teiles, meinen tiefen Dank aussprechen. Außerdem bin ich auch der Deutschen Forschungsgemeinschaft zu Dank verpflichtet, die durch Überlassung erforderlicher Apparaturen an das Institut für technische Physik der T. H. Braunschweig, wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

⁸ L. Shipley u. V. A. Johnson, Physic. Rev. **85**, 724 [1952].

⁹ T. Fukoroi, S. Tanuma u. S. Tobisawa, Sci. Rep. Tôhoku. Imp. Univ. Ser. I **2**, 238 [1950].

¹⁰ L. Stilbans, Z. techn. Physik **1**, 77 [1952].

Zur Frage der Defekthalbleitung im kristallinen Selen

(Bemerkung zur voranstehenden Arbeit von Herrn R. Diestel)

Von W. SCHOTTKY*

(Z. Naturforschg. **8a**, 457—459 [1953]; eingegangen am 23. Mai 1953)

Auf Wunsch von Herrn Diestel und Herrn Justi, mit denen ich über die Ergebnisse von Herrn Diestel korrespondiert habe, füge ich der vorstehenden Veröffentlichung eine aus dieser Korrespondenz stammende Diskussionsbemerkung an.

Der experimentelle Befund von Herrn Diestel, wonach der Unterschied zwischen der isothermen und adiabatischen Hall-Konstante bei den untersuchten Selenproben an der Grenze der Nachweisbarkeit liegt, hat mich, wie ich den Kollegen schrieb,

weniger überrascht, als ein anderes Ergebnis dieser Messungen, das Herr Diestel in Form einer Aussage über den Betrag der nach zwei verschiedenen Methoden gewonnenen $|E_0 - \zeta|$ -Werte seiner Proben wiedergegeben hat. Der Definition dieser Größe nach ist für Defektelektronen $\zeta - E_0$ im nicht entarteten Gebiet positiv und (vgl. Schluß von Abschnitt B) durch $kT \ln(n_+^0/n_+)$ gegeben, wobei n_+^0 die

* Pretzfeld, Oberfranken.