

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 28 (1955)
Heft: II-III

Artikel: Ladungsträger-Suszeptibilität und Cyclotron-Resonanz von Germanium
Autor: Enz, Ch.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-112604>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 19.11.2024

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Ladungsträger-Suszeptibilität und Cyclotron-Resonanz von Germanium

von Ch. Enz (Physikalisches Institut der ETH., Zürich).

(22. I. 1955.)

Zusammenfassung. Auf Grund der heutigen Kenntnisse über die Struktur der Energiebänder von Ge wird die Ladungsträger-Suszeptibilität im Eigenleitungsgebiet berechnet und mit den experimentellen Resultaten von BUSCH und HELFER¹⁾ verglichen. Die bis heute noch nicht entschiedene Frage, ob im Leitungsband 4 oder 8 Ellipsoid-Scharen zu nehmen sind, wird eher zugunsten der Zahl 4 beantwortet, indem für $N = 4$ eine Abweichung von $\sim 30\%$, für $N = 8$ aber eine solche von $\sim 90\%$ festgestellt wird. Diese Übereinstimmung ist angesichts der getroffenen Annahmen als befriedigend zu bezeichnen.

1. Einleitung.

Die Messungen der Suszeptibilität von BUSCH und HELFER¹⁾ an Germanium zeigen unterhalb 900°K einen von der thermischen Behandlung abhängigen Verlauf, der bisher noch nicht erklärt werden konnte (vgl. jedoch STEVENS und CRAWFORD²⁾). Demgegenüber zeichnet sich der Hochtemperatur-Ast ($T > 900^\circ\text{K}$) durch seine Reproduzierbarkeit aus. Durch Vergleich mit der analogen Situation beim $\alpha\text{-Sn}$ ³⁾ kamen BUSCH und HELFER zum Schluss, dass dieser Ast zu deuten sei als Ladungsträger-Suszeptibilität im Eigenleitungsgebiet („Eigensuszeptibilität“), dem eine *temperaturunabhängige* (im Unterschied zu ²⁾) „Atomsuszeptibilität“ χ_a^* überlagert ist, gemäss³⁾

$$\chi = \chi_a - 10^{-7} \cdot A \cdot T^{1/2} \cdot e^{-E_g^0/2kT} \quad (1)$$

(A ist eine Konstante, E_g^0 die Aktivierungsenergie bei $T = 0$, vgl. (32)). Tatsächlich lässt sich (1) an den Hochtemperatur-Ast von BUSCH und HELFER anpassen. Mit $E_g^0 = 0,75\text{ eV}$ erhält man als die besten Werte für die Konstanten (vgl. Fig. 2)

$$\chi_a = -0,907 \cdot 10^{-7}; \quad A = 0,180. \quad (2)$$

Während die Berechnung von χ_a erst durch eine befriedigende Er-

*) Hier und im folgenden bedeutet χ die spezifische Suszeptibilität.

klärung des Verlaufs von χ für $T < 900^\circ \text{K}$ möglich wird, ist der Wert von A im wesentlichen schon durch die Struktur der Energiebänder bestimmt.

Im folgenden soll nun A berechnet werden auf Grund der heutigen Kenntnisse der wichtigsten Energiebänder, wie sie die Experimente der Cyclotron-Resonanz^{4) 5) 6) 16)} geliefert haben. Bei der Beurteilung des Resultates sind folgende Punkte zu beachten:

a) Der Paramagnetismus der Spins wird nach der Paulischen Theorie^{7) 8)} berechnet, welche bekanntlich den Austausch- und Korrelationseffekten^{8) 9)} nicht Rechnung trägt.

b) Für den Diamagnetismus wird die Formel von LANDAU und PEIERLS¹⁰⁻¹²⁾ benützt, in der Mischeffekte zwischen verschiedenen Bändern¹⁰⁻¹²⁾ vernachlässigt sind.

c) Die Effekte a) und b) werden additiv berücksichtigt, was bei kleinen Magnetfeldern eine gute Näherung ist⁸⁾.

d) Das Leitungsband (L.B.) wird durch $N = 4$ bzw. 8 Ellipsoid-Scharen in den (1, 1, 1)-Richtungen des Kristalls⁴⁾ dargestellt. Dabei ist vernachlässigt, dass bei den betrachteten Temperaturen auch andere Zustände besetzt sein werden.

e) Die Kittelschen „warped surfaces“⁵⁾ für das Valenzband (V.B.) werden durch zwei konzentrische Kugelflächen approximiert. Auch hier sind tiefere Zustände vernachlässigt.

f) Die Ladungsträger-Gase sind als nicht entartet angenommen, was sich als relativ gute Näherung erweisen wird.

Angesichts der erwähnten Näherungen kann keine exakte numerische Übereinstimmung der berechneten Werte von A mit demjenigen in (2) erwartet werden.

2. Allgemeine Formeln.

Die Zustandsdichte in einem Energieband $E(\vec{p})$ ist gegeben durch

$$D(\xi) = \frac{2}{h^3} \frac{dV}{d\xi} = \frac{2}{h^3} \oint_{E(\vec{p})=\xi} \frac{d\sigma}{|\text{grad}_{\vec{p}} E|}, \quad (3)$$

wo

$$V(\xi) \equiv \int_{E(\vec{p}) \leq \xi} d^3 p \quad (3')$$

das von der (geschlossenen) Energiefläche $E(\vec{p}) = \xi$ begrenzte Volumen im p -Raum ist. Bedeuten ferner $f(E)$ die Verteilungsfunktion der Ladungsträger, μ das Bohrsche Magneton, ρ die Dichte der Probe, m die wahre Elektronmasse und

$$\alpha_{ik} \equiv m \frac{\partial^2 E}{\partial p_i \partial p_k} \quad (4)$$

den Freiheitszahl-Tensor, so ist der Spin-Paramagnetismus bzw. der Diamagnetismus gegeben durch

$$\chi^{\text{para}} = - \frac{\mu^2}{e} \int_{\text{Bänder}} D(E) \frac{\partial f}{\partial E} dE \quad (5)$$

bzw.

$$\begin{aligned} \chi^{\text{dia}} &= + \frac{1}{3} \frac{\mu^2}{e} \int_{\text{Bänder}} \langle \alpha_{11} \alpha_{22} - \alpha_{12}^2 \rangle D(E) \frac{\partial f}{\partial E} dE = \\ &= \frac{1}{3} \frac{\mu^2}{e} \int_{\text{Bänder}} dE \frac{\partial f}{\partial E} \cdot \frac{2}{\hbar^3} \oint \frac{d\sigma}{|\text{grad}_p E|} [\alpha_{11} \alpha_{22} - \alpha_{12}^2]. \end{aligned} \quad (6)$$

Dabei ist in (6) p_3 die Richtung des Magnetfeldes \vec{H} .

Für ein Ellipsoid im Hauptachsen-System $\bar{p}_1, \bar{p}_2, \bar{p}_3$

$$E(\vec{p}) \equiv \frac{\bar{p}_1^2}{2 m_1} + \frac{\bar{p}_2^2}{2 m_2} + \frac{\bar{p}_3^2}{2 m_3} = \xi \quad (7)$$

ist das Volumen (3')

$$V_{\text{Ell}}(\xi) = \frac{4\pi}{3} 2^{3/2} (m_1 m_2 m_3)^{1/2} \xi^{3/2}$$

und somit (3)

$$D_{\text{Ell}}(\xi) = \frac{2^{1/2}}{\pi^2 \hbar^3} (m_1 m_2 m_3)^{1/2} \xi^{1/2} \quad (8)$$

($\hbar = h/2\pi$). Ferner lautet (4) in diesem Koordinaten-System

$$\bar{\alpha}_{ik} = \frac{m}{m_i} \delta_{ik}. \quad (9)$$

Nun ist der Ausdruck $\alpha_{11} \alpha_{22} - \alpha_{12}^2$ in (6) das algebraische Komplement zu α_{33} , daher gilt

$$\alpha_{11} \alpha_{22} - \alpha_{12}^2 = \alpha_{33}^{-1} \cdot \|\alpha\|,$$

wo α^{-1} der zu α inverse Tensor und $\|\alpha\|$ die Determinante von α bedeuten. Da \vec{H} die p_3 -Richtung hat, ist aber α_{33}^{-1} gleich der invarianten quadratischen Form von α^{-1} mit dem Einheitsvektor $\vec{h} = \vec{H}/H$, d. h.

$$\alpha_{11} \alpha_{22} - \alpha_{12}^2 = (\vec{h}, \alpha^{-1} \vec{h}) \cdot \|\alpha\|. \quad (10)$$

Dies kann man nun im Fall (7) leicht auswerten, indem man in das Hauptachsen-System des Tensors α übergeht. Sind $\bar{h}_1, \bar{h}_2, \bar{h}_3$ die Komponenten von \vec{h} in diesem System, so wird unter Berücksichtigung von (9)

$$\alpha_{11} \alpha_{22} - \alpha_{12}^2 = m^2 \left(\frac{\bar{h}_1^2}{m_2 m_3} + \frac{\bar{h}_2^2}{m_3 m_1} + \frac{\bar{h}_3^2}{m_1 m_2} \right) = \frac{m^2}{m^{*2}}.$$

$m^* = m^*(\vec{h})$ ist die in der Cyclotron-Resonanz aus der Resonanzfrequenz $\omega = eH/m^*c$ ermittelte effektive Masse ¹³⁾¹⁶⁾.

3. Leitungsband.

Die Messungen der Anisotropie der Cyclotron-Resonanz an n-Ge⁴) sind konsistent mit dem Modell von $N = 4$ oder 8 Scharen von Rotationsellipsoiden (7) mit Zentrum und Hauptachse in den (1,1,1)-Richtungen und den Werten

$$m_1 = m_2 \equiv m_{\perp} = 0,08 \cdot m; \quad m_3 \equiv m_{\parallel} = 1,3 \cdot m. \quad (12)$$

Die Zustandsdichte der Elektronen im L. B. (Index n) ist dann nach (8) (Energieskala siehe Fig. 1)

$$D_n(E) = N \cdot D_{\text{Ell}}(E) = N \cdot \frac{2^{1/2}}{\pi^2 \hbar^3} m_{\perp} m_{\parallel}^{1/2} E^{1/2}. \quad (13)$$

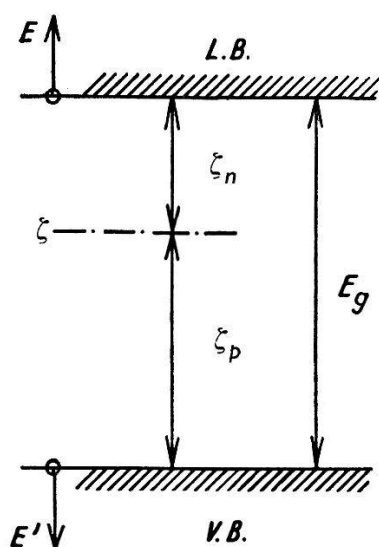


Fig. 1.
Energieskala.

Im Fall der Nichtentartung gilt für die Verteilung der Elektronen

$$f_n(E) = e^{-(E+\zeta_n)/kT}. \quad (14)$$

ζ_n ist der Abstand der Fermi-Energie ζ vom untern Rand des L. B. (vgl. Fig. 1).

Damit wird die Elektronen-Konzentration

$$n = \int_0^{\infty} D_n(E) f_n(E) dE = \frac{N m_{\perp} m_{\parallel}^{1/2} (kT)^{3/2}}{\pi^{3/2} 2^{1/2} \hbar^3} e^{-\zeta_n/kT} \quad (15)$$

und der Beitrag der Elektronen zum Paramagnetismus gemäss (5)

$$\chi_n^{\text{para}} = -\frac{\mu^2}{g} \int_0^{\infty} D_n(E) \frac{\partial f_n}{\partial E} dE = \frac{\mu^2 N m_{\perp} m_{\parallel}^{1/2} (kT)^{1/2}}{g \pi^{3/2} 2^{1/2} \hbar^3} e^{-\zeta_n/kT}. \quad (16)$$

Der Diamagnetismus der Leitungselektronen setzt sich zusammen aus den Beiträgen der Ellipsoide $r = 1, 2, \dots, N$, d. h. (6) wird

$$\chi_n^{\text{dia}} = \frac{1}{3} \frac{\mu^2}{\varrho} \int_0^\infty dE \frac{\partial f_n}{\partial E} \cdot D_{\text{Ell}}(E) \cdot \sum_{r=1}^N [\alpha_{11}^r \alpha_{22}^r - (\alpha_{12}^r)^2], \quad (17)$$

wo α^r der Tensor zum r -ten Ellipsoid ist. Weil $\|\alpha\|$ eine Invariante ist und daher nicht von r abhängt, wird nach (10)

$$\sum_{r=1}^N [\alpha_{11}^r \alpha_{22}^r - (\alpha_{12}^r)^2] = (\vec{h}, \sum_r (\alpha^r)^{-1} \vec{h}) \cdot \|\alpha\|. \quad (18)$$

Dieser Ausdruck muss nun invariant sein unter den Deckoperationen des Gitters. Da die α^r konstante Tensoren sind, folgt im vorliegenden kubischen Fall, dass $(\sum_r \alpha^r)^{-1}$ ein Vielfaches des Eins-Tensors sein muss, d. h.

$$\sum_r (\alpha^r)^{-1} = \frac{1}{3} \text{Spur} \left[\sum_r (\alpha^r)^{-1} \right] \cdot 1 = \frac{N}{3} \text{Spur} (\alpha^{-1}) \cdot 1.$$

Der letzte Ausdruck folgt daraus, dass auch die Spur eine Invariante, also unabhängig von r , ist. Mit (9) und (12) erhält man nun für (18)

$$\sum_r [\alpha_{11}^r \alpha_{22}^r - (\alpha_{12}^r)^2] = \frac{N}{3} \cdot \frac{m^2}{m_\perp} \left(\frac{1}{m_\perp} + \frac{2}{m_\parallel} \right) \quad (19)$$

und (17) wird, unter Berücksichtigung von (13)

$$\chi_n^{\text{dia}} = \frac{\mu^2}{9\varrho} \cdot \frac{m^2}{m_\perp} \left(\frac{1}{m_\perp} + \frac{2}{m_\parallel} \right) \cdot \int_0^\infty D_n(E) \frac{\partial f_n}{\partial E} dE,$$

was wegen (16) dasselbe ist wie

$$\chi_n^{\text{dia}} = -\frac{1}{9} \cdot \frac{m^2}{m_\perp} \left(\frac{1}{m_\perp} + \frac{2}{m_\parallel} \right) \cdot \chi_n^{\text{para}}. \quad (20)$$

4. Valenzband.

Nach KITTEL⁵⁾ hat man für das V. B. zwei Bänder zu berücksichtigen, definiert durch

$$E_\pm(\vec{p}) \equiv \frac{1}{2m} \{ap^2 \pm [bp^4 + c(p_1^2 p_2^2 + p_2^2 p_3^2 + p_3^2 p_1^2)]^{1/2}\}. \quad (21)$$

Die Flächen $E_\pm(\vec{p}) = \text{const.}$ kann man auffassen als zwei deformierte konzentrische Kugeln (warped surfaces). Für die Berechnung

des Magnetismus der Löcher soll jedoch von dieser Deformation abgesehen werden, d. h. (21) soll durch die gröbere Näherung

$$E_{\pm}(\vec{p}) \equiv \frac{\vec{p}^2}{2m_{\pm}} \quad (21')$$

ersetzt werden. Dann müssen m_+ , m_- den Maxima der beiden experimentell festgestellten Linien der Cyclotron-Resonanz an p -Ge entsprechen^{4) 5) 6)}:

$$m_+ = 0,04 \cdot m; \quad m_- = 0,3 \cdot m. \quad (22)$$

Die Zustandsdichte der Löcher im V. B. (Index p) erhält man wieder aus (8), indem man dort $m_1 = m_2 = m_3 = m_{\pm}$ setzt (Energieskala siehe Fig. 1), d. h.

$$D_{\pm}(E') = \frac{2^{1/2}}{\pi^2 \hbar^3} (m_{\pm})^{3/2} E'^{1/2}; \quad D_p(E') = D_+(E') + D_-(E'). \quad (23)$$

Ebenso folgt aus (11')

$$\alpha_{11}^{\pm} \alpha_{22}^{\pm} - (\alpha_{12}^{\pm})^2 = \left(\frac{m}{m_{\pm}}\right)^2. \quad (24)$$

Analog zu (14) gilt hier bei Nichtentartung

$$f_p(E') = e^{-(E' + \zeta_p)/kT}, \quad (25)$$

wo ζ_p der Abstand der Fermi-Energie vom oberen Rand des V. B. ist (vgl. Fig. 1).

Damit wird die Löcher-Konzentration

$$p = \int_0^{\infty} D_p(E') f_p(E') dE' = [m_+^{3/2} + m_-^{3/2}] \cdot \frac{(kT)^{3/2}}{\pi^{3/2} 2^{1/2} \hbar^3} \cdot e^{-\zeta_p/kT} \quad (26)$$

und der Anteil der Löcher am Paramagnetismus gemäss (5)

$$\chi_p^{\text{para}} = -\frac{\mu^2}{\varrho} \int_0^{\infty} D_p(E') \frac{\partial f_p}{\partial E'} dE' = \frac{\mu^2}{\varrho} [m_+^{3/2} + m_-^{3/2}] \frac{(kT)^{1/2}}{\pi^{3/2} 2^{1/2} \hbar^3} e^{-\zeta_p/kT}. \quad (27)$$

Ferner wird der diamagnetische Beitrag der beiden Bänder (21') nach (6) und (24)

$$\begin{aligned} \chi_p^{\text{dia}} &= \frac{1}{3} \frac{\mu^2}{\varrho} \int_0^{\infty} dE' \frac{\partial f_p}{\partial E'} \left[D_+(E') \left(\frac{m}{m_+}\right)^2 + D_-(E') \left(\frac{m}{m_-}\right)^2 \right] \\ &= -\frac{1}{3} \frac{\mu^2}{\varrho} m^2 [m_+^{-1/2} + m_-^{-1/2}] \frac{(kT)^{1/2}}{\pi^{3/2} 2^{1/2} \hbar^3} e^{-\zeta_p/kT}. \end{aligned} \quad (28)$$

5. Eigensuzzeptibilität.

Im Eigenleitungsgebiet (hohe Temperaturen) ist die Lage der Fermi-Energie ζ durch die Bedingung $n = p$ festgelegt. Dies führt mit (15) und (26) auf die Gleichung

$$\gamma \equiv \frac{Nm_{\perp} m_{\parallel}^{1/2}}{m_{+}^{3/2} + m_{-}^{3/2}} = e^{(\zeta_n - \zeta_p)/kT} \quad (29)$$

oder

$$\zeta_n - \zeta_p = kT \log \gamma$$

und zusammen mit der Beziehung (siehe Fig. 1)

$$\zeta_n + \zeta_p = E_g$$

auf

$$\left. \begin{array}{l} \zeta_n \\ \zeta_p \end{array} \right\} = \frac{1}{2} E_g \pm \frac{kT}{2} \log \gamma. \quad (30)$$

Mit (16), (20), (27), (28) und (30) erhält man dann für die Eigensuzzeptibilität, nach einigen Umformungen,

$$\begin{aligned} \chi &= \chi_n^{\text{para}} + \chi_n^{\text{dia}} + \chi_p^{\text{para}} + \chi_p^{\text{dia}} \\ &= \frac{\mu^2 m^{3/2} (kT)^{1/2}}{\pi^{3/2} 2^{1/2} \hbar^3 \rho} \cdot \left[N \frac{1}{m^3} m_{\perp} m_{\parallel}^{1/2} (m_{+}^{3/2} + m_{-}^{3/2}) \right]^{1/2} \\ &\cdot \left\{ 2 - \frac{m^2}{9 m_{\perp}} \left(\frac{1}{m_{\perp}} + \frac{2}{m_{\parallel}} \right) - \frac{m^2}{3} \cdot \frac{m_{+}^{-1/2} + m_{-}^{-1/2}}{m_{+}^{3/2} + m_{-}^{3/2}} \right\} \cdot e^{-\frac{E_g}{2kT}}. \quad (31) \end{aligned}$$

Berücksichtigt man für E_g noch eine Temperatur-Abhängigkeit gemäss¹⁴⁾

$$E_g(T) = E_g^0 - \beta T; \quad E_g^0 = 0,75 \text{ eV}; \quad \beta = 3,5 \cdot k \quad (32)$$

und setzt in (31) die numerischen Werte (12), (22), (32) und die Dichte von Germanium, $\rho = 5,46 \text{ g/cm}^{-3}$, ein, so erhält man endlich

$$\chi = -10^{-7} \cdot A_N \cdot T^{1/2} \cdot e^{-E_g^0/2kT} \quad (33)$$

$$A_N = \begin{cases} 0,244 & \text{für } N = 4 \\ 0,345 & \text{für } N = 8 \end{cases}; \quad \frac{E_g^0}{2k} = 4350^{\circ} \text{ K}. \quad (33')$$

Zur Beurteilung der Annahme der Nichtentartung der Ladungsträger-Gase hat man die relative Abweichung der Fermi-Verteilung von (14) bzw. (25) zu bilden

$$e^{\xi} \cdot |(e^{\xi} + 1)^{-1} - e^{-\xi}| = (e^{\xi} + 1)^{-1} \equiv f(\xi).$$

Man erhält im ungünstigeren Fall (Löcher) für $N = 4$ bzw. 8

$$f\left(\frac{\zeta_p}{k \cdot T}\right) = \begin{cases} 10 \text{ bzw. } 15 \% & \text{für } T = 1000^{\circ} \text{ K} \\ 18 \text{ bzw. } 24 \% & \text{für } T = 1200^{\circ} \text{ K}. \end{cases}$$

6. Schluss.

Der Vergleich von A in (33') und (2) zeigt für $N = 4$ eine Abweichung vom experimentellen Wert von ungefähr 30%, für $N = 8$ eine solche von ca. 90%; dies ist im Hinblick auf die gemachten Näherungen erstaunlich gut. Da bisher weder theoretisch noch experimentell irgendwelche Anhaltspunkte bestehen zur Entscheidung der Frage $N = 4$ oder $N = 8$, ist von Interesse, dass das obige Resultat eher zugunsten von $N = 4$ spricht, im Einklang mit der von HERRING und HERMAN geäußerten Auffassung¹⁵⁾.

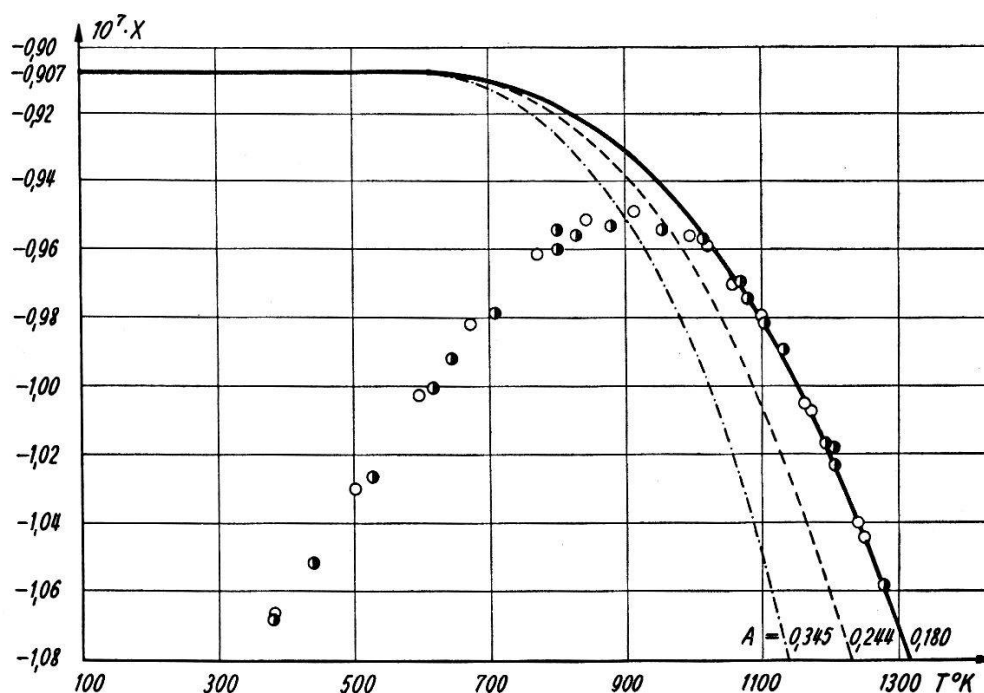


Fig. 2.

Anpassung der Kurve (1) mit $E_g^0 = 0,75$ eV an die Messpunkte von BUSCH und HELFER¹⁾.

- — — A berechnet mit dem 4-Ellipsoid-Modell.
- - - - - A berechnet mit dem 8-Ellipsoid-Modell.

Im weiteren zeigt die Untersuchung, vor allem Fig. 2, dass die Interpretation des Hochtemperatur-Astes als Eigensuszeptibilität richtig ist. Eine befriedigende Erklärung des konstanten Wertes χ_a in (2) kann aber erst im Zusammenhang mit der Deutung des Verlaufs bei tiefen Temperaturen erwartet werden.

Zum Schluss möchte ich Herrn Prof. Dr. G. BUSCH für die Anregung dieser Rechnung und für sein stetes Interesse herzlich danken.

Literatur.

- 1) G. BUSCH, N. HELFER, *Helv. Phys. Acta* **27**, 201 (1954).
 - 2) D. K. STEVENS, J. H. CRAWFORD, *Phys. Rev.* **92**, 1065 (1953) und *Phys. Rev.* **94**, 1415 (1954).
 - 3) G. BUSCH, E. MOOSER, *Helv. Phys. Acta* **26**, 611 (1953).
 - 4) B. LAX, H. J. ZEIGER, R. N. DEXTER, E. S. ROSENBLUM, *Phys. Rev.* **93**, 1418 (1954).
 - 5) G. DRESSELHAUS, A. F. KIP, C. KITTEL, *Phys. Rev.* **95**, 568 (1954) (auch *Phys. Rev.* **92**, 827 (1953)).
 - 6) R. N. DEXTER, H. J. ZEIGER, B. LAX, *Phys. Rev.* **95**, 557 (1954).
 - 7) W. PAULI, *Z. Phys.* **41**, 81 (1927).
 - 8) A. H. WILSON, *The Theory of Metals*, Second Edition (Cambridge 1953), Chap. VI.
 - 9) R. T. SCHUMACHER, T. R. CARVER, C. P. SLICHTER, *Phys. Rev.* **95**, 1089 (1954) und D. PINES, *Phys. Rev.* **95**, 1090 (1954).
 - 10) R. PEIERLS, *Z. Phys.* **80**, 763 (1933).
 - 11) E. N. ADAMS II, *Phys. Rev.* **89**, 633 (1953).
 - 12) A. H. WILSON, *Proc. Cambridge Phil. Soc.* **49**, 292 (1953) und Zitat 8, p. 175.
 - 13) W. SHOCKLEY, *Phys. Rev.* **90**, 491 (1953), Formel (8).
 - 14) W. SHOCKLEY, *Electrons and Holes in Semiconductors* (New-York 1950), p. 335.
 - 15) E. N. ADAMS II, *Chicago Midway Laboratories Report* (University of Chicago 1954, unveröffentlicht), p. 7.
 - 16) Erschöpfende Darstellungen der Cyclotron-Resonanz finden sich in den Berichten von A. F. KIP, B. LAX u. a., C. KITTEL, Internationale Konferenz über Halbleiter, Amsterdam 1954, erschienen in *Physica* 20, Nr. 11 (1954); ferner in einer längeren Arbeit von G. DRESSELHAUS, A. F. KIP, C. KITTEL, *Phys. Rev.* im Erscheinen.
-