

änderung verschwindet und andererseits  $\chi_d < \chi_d^0$  sein kann. Die longitudinale Widerstandsänderung eines anisotropen Leiters ist in schwachen Feldern <sup>8</sup>:

$$\frac{\varrho_H - \varrho_0}{\varrho_0} = -\varrho_0(\nu + \mu + \xi) H^2. \quad (5)$$

Sind magnetisches und elektrisches Feld in  $x$ -Richtung orientiert, so ist

$$\nu + \mu + \xi = -\frac{e^4}{4\pi^3 \hbar^6 c^2} \int \int_{\text{Fläche } E=\xi} \left\{ \Omega_x \left( \tau \frac{\partial E}{\partial K_x} \right) \right\}^2 \frac{dS}{|\text{grad } E|}.$$

Dabei ist

$$\Omega_x = \frac{\partial E}{\partial K_y} \frac{\partial}{\partial K_z} - \frac{\partial E}{\partial K_z} \frac{\partial}{\partial K_y}$$

Sind die Stoßzeit  $\tau$  und die Elektronenenergie  $E$  Funktionen von  $|k|$ , so verschwindet die geschweifte Klammer und damit  $\Delta \varrho / \varrho_0$ . Das Entsprechende gilt für die transversale Widerstandsänderung.

Die Suszeptibilität  $\chi_d\{E(|k|)\}$  berechnen wir nach (3). Schon PEIERLS hat darauf hingewiesen, daß (3) auch für schwächer gebundene Elektronen gilt und mit (1) in richtiger Weise den LANDAUSCHEN Diamagnetismus  $\chi_d^0$  liefert. Es ist:

$$\chi_d\{E(K)\} = -\frac{e^2}{18\pi c^2 \hbar^2} \left\{ \frac{dE}{dK} + 2K \frac{d^2 E}{dK^2} \right\}_{K=K_s}; \quad (3a)$$

$K_0$  ist derjenige Ausbreitungsvektor, der dem höchsten besetzten Energiezustand – der FERMI-Energie – im Leitungsband entspricht. Für ein Alkalimetall, das Rubidium, ist die Annahme einer isotropen Bindung insoweit gerechtfertigt, als JUSTI <sup>5</sup> keine meßbare Widerstandsänderung bis zu Feldstärken von 40 kG bei 14° K gefunden hat und außerdem nach HALL-Effekt-Messungen von KRAUTZ <sup>9</sup>  $n \simeq n_a$  ( $n_a$  = Atomkonzentration) ist. Der naheliegende Ansatz für die Elektronenenergie ist in diesem Fall

$$E = (\hbar^2/2m^*) K^2 + b K^4.$$

Der Koeffizient des  $K^4$ -Gliedes bestimmt nach (3a) die Abweichung der Suszeptibilität von dem entsprechen-

den Wert für freie Elektronen. Eine Abschätzung von  $b$  ist einerseits wegen der Meßgenauigkeit von  $\chi_{ges}$  z. Zt. nicht möglich; andererseits wirken sich auch Korrelations- und Austauschkräfte zwischen den Elektronen im Sinne einer isotropen Bindung auf die Energie eines Elektrons aus:

$$E(K) = \frac{\hbar^2}{2m^*} K^2 - \frac{e^2 K_0}{2\pi} \left\{ 1 + \frac{K_0^2 - K^2}{K K_0} \ln \left( \frac{K + K_0}{\beta K_0} \right) - 2\beta + \frac{\beta^2 K_0^2 + 3K^2 - K_0^2}{2K K_0} \right\}. \quad (6)$$

Der Parameter <sup>10</sup>  $\beta$  ist ein Maß für die Abschirmung der COULOMB-Kräfte:

$$\beta = 0,353 \sqrt{r_s}; \quad r_s = \frac{(3/4 \pi n)^{1/3}}{r_0}.$$

$r_s$  ist der mittlere Elektronenabstand in Vielfachen des BOHRschen Radius:  $r_0 = \hbar^2/m e^2$ . Mit (3) und (6) liefert die ausführliche Rechnung als Verhältnis von  $\chi_d^w$  (= Suszeptibilität freier Elektronen unter Berücksichtigung der Elektronenwechselwirkung) zu  $\chi_d^0$ :

$$\frac{\chi_d^w}{\chi_d^0} = 1 + \frac{r_s}{\pi(18\pi)^{1/3}} \left\{ \frac{4}{3} - \frac{2}{3} \ln \left( \frac{2}{\beta} \right) - \frac{\beta^2}{2} \right\}. \quad (7)$$

	Li	Na	K	Rb	Cs
$r_s$ (l. c. <sup>3</sup> )	3,22	3,96	4,87	5,18	5,57
$\chi_d^w/\chi_d^0$	1,10	1,13	1,16	1,17	1,19

Die Berücksichtigung der Elektronen-Wechselwirkung über (3) führt also zu einer geringen Vergrößerung der LANDAUSCHEN diamagnetischen Suszeptibilität des freien Elektronengases. Danach ist im Rahmen des isotropen Modelles das  $K^4$ -Glieð für die Diskrepanz  $\chi_d < \chi_d^w$  im Falle des Rubidiums verantwortlich.

Herrn Prof. KRAUTZ und Herrn Dr. SCHULTZ danke ich herzlich für wertvolle Diskussionen.

<sup>8</sup> A. H. WILSON, The Theory of Metals, Cambridge 1953.

<sup>9</sup> E. KRAUTZ, Z. Naturforsch. **5a**, 13 [1950].

<sup>10</sup> F. J. BLATT, Phys. Rev. **99**, 1735 [1955].

## BERICHTIGUNG

Zu T. TAKAISHI, The Ionic Absorption of Gases on Semi-Conductors and Their Catalytic Activities, Band **11a**, 286 [1956].

Auf Seite 287, linke Spalte, 12. Zeile in Abschnitt 1, muß es heißen:

„to form two oxygen ions from a molecule of oxygen and two electrons.“

Auf Seite 289, rechte Spalte, muß die 2. Zeile der Gl. (4) lauten:

$$„(E. T.) = \frac{\partial N_\sigma}{\partial n_\sigma} \left[ \ln(1 - \Theta_\sigma) + \ln \frac{C_\sigma}{1 - C_\sigma} - \ln a_\sigma \right]“.$$

Auf Seite 290, rechte Spalte, 13. Zeile unter Abb. 2, lies:

$$„r_s \geq r \geq r_1“ \quad \text{statt} \quad „r_s \geq r \leq r_1“.$$



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 digitalized 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.