die auf die Valenzelektronen wirkt und diese nach außen drückt. Hellmann und Kassatotschkin[4] setzten für das Zusatzpotential die analytische Form

$$V(r) = \frac{A}{r} e^{-2\varkappa r} \qquad (5)$$

an und bestimmten A und $\varkappa$ so, daß die erhaltenen Energiewerte mit den entsprechenden Werten für das vorliegende freie Atom (Alkali) einigermaßen übereinstimmten. Die daraus zu bildende gesamte Kraft zwischen Kern a und Elektron

$$\frac{\mathfrak{r}_a}{r_a} \frac{\partial V(r_a)}{\partial r_a} = \left(\frac{1}{r_a^3} - \frac{A}{r_a^2} e^{-2\varkappa r_a} + \frac{2A\varkappa}{r_a} e^{-2\varkappa r_a}\right) \frac{\mathfrak{r}_a}{r_a} \qquad (6)$$

kann jetzt in (3) bzw. (4) eingeführt werden und gestattet somit in dieser Form eine Anwendung der erweiterten elektrostatischen Methode auf Vielelektronensysteme, wobei zur Bildung von ϱ nach (2) nur die Valenzelektronen berücksichtigt zu werden brauchen.

[4] H. Hellmann u. W. Kassatotschkin, Acta Physicochimica **5**, 23 [1936].

Zur Theorie des Nernst-Effekts bei ferromagnetischen Metallen

Von K. Meyer

Theoret. Physik. Institut der Universität Jena

(Z. Naturforschg. **10a**, 166 [1955]; eingeg. am 31. Januar 1955)

Bekanntlich gilt für den Hall-Effekt der Ferromagnetika

$$E_y = (R_0 H_z + R_1 M_z) J_x ;$$

R_0 und R_1 sind die beiden Hall-Konstanten, J_x, E_y, H_z, M_z die Komponenten von Stromdichte, elektrischer Feldstärke, magnetischer Feldstärke im Innern der Probe und Magnetisierung in Richtung der x-, y-, bzw. z-Achse eines rechtwinkligen kartesischen Koordinatensystems. Nach Messungen von Genkin und Priporowa[1] scheint für den Nernst-Effekt eine ähnliche Beziehung zu bestehen:

$$E_y = -(Q_0 H_z + Q_1 M_z) \frac{\partial T}{\partial x}$$

(T absolute Temperatur). Für die Hall-Konstante R_1 wurde kürzlich von Karplus und Luttinger[2] eine Theorie angegeben, während das Verhalten von R_0 mit Hilfe der üblichen Leitfähigkeitstheorie unter Verwendung eines Zweibändermodells mit hinreichender Genauigkeit erklärt werden kann[3]. Es soll darauf hingewiesen werden, daß sich die Konstante Q_1 des isothermen Nernst-Effekts ohne Schwierigkeit aus der Theorie der Hall-Konstanten R_1 gewinnen läßt. Es wird ein Zweibändermodell analog dem von Sondheimer und Wilson[4] zugrunde gelegt: Das Band 1 soll fast leer, das Band 2 fast besetzt sein.

Die Bedingungen, unter denen der isotherme Nernst-Effekt gemessen wird, sind $J_x = 0$, $\partial T/\partial x \neq 0$, $J_y = 0$, $\partial T/\partial y = 0$[5]. Für die Komponenten der elektrischen Stromdichte erhält man

$$J_x = \sigma E_x + \frac{e^2 \varkappa}{\sigma} \cdot F(\tau_1, \tau_2) \frac{\partial T}{\partial x} \quad (\text{l. c.}^6),$$

$$J_y = \sigma E_y + r M_z E_x \quad (\text{l. c.}^2),$$

wenn die Feldabhängigkeit der Konstanten nicht betrachtet und der von H_z herrührende Anteil weggelassen wird. Dabei bedeuten σ die elektrische, $\varkappa$ die Wärmeleitfähigkeit, e die Ladung des Elektrons, r eine temperaturunabhängige Konstante, τ_1, τ_2 die Stoßzeiten in beiden Bändern,

$$F(\tau_1, \tau_2) = \frac{n_1}{m_1}\left(\frac{\partial \tau_1}{\partial \zeta_1} + \frac{5}{4}\frac{\tau_1}{\zeta_1}\right) - \frac{n_2}{m_2}\left(\frac{\partial \tau_2}{\partial \zeta_2} + \frac{5}{4}\frac{\tau_2}{\zeta_2}\right),$$

n_1 die Anzahl der Elektronen im Band 1, n_2 die Anzahl der Löcher im Band 2, m_1, m_2 die effektiven Massen und ζ_1, ζ_2 die Fermi-Grenzenergien in beiden Bändern in der Bezeichnung von Wilson[4]. Beachtet man die Bedingungen $J_x = 0$ und $J_y = 0$, so ergibt sich

$$Q_1 = -\frac{E_y}{M_z \dfrac{\partial T}{\partial x}} = -\frac{e^3 r \varkappa}{\sigma^3} \cdot F(\tau_1, \tau_2),$$

während für die Hall-Konstante R_1 gilt

$$R_1 = -\frac{r}{\sigma^2} \quad (\text{l. c.}^3).$$

Die Temperaturabhängigkeit von Q_1 sollte also der von R_1 ähnlich sein. Es interessiert noch das Verhältnis von Q_0 und Q_1, wobei angenommen wird, daß Q_0 durch die übliche Theorie der transversalen thermomagnetischen Effekte beschrieben werden kann. Zur rohen Abschätzung mag angenommen werden, daß der Beitrag des Bandes 1 zu $F(\tau_1, \tau_2)$ dominiert (das braucht im realen Fall nicht erfüllt zu sein, dürfte aber im allgemeinen nur das Vorzeichen, nicht die Größenordnung von Q_1 berühren), ferner möge gelten $\tau_1 \sim \zeta_1^q$ (l. c.[4]), q in der Größenordnung 1; man hat weiter für ein Einbändermodell mit Elektronenleitung

$$Q_0 = \frac{\varkappa}{\sigma} \cdot \frac{e^2}{m c} \cdot \frac{\partial \tau_1}{\partial \zeta_1} \quad (\text{l. c.}^4).$$

Sieht man diesen angegebenen Ausdruck als charakteristisch für die Größenordnung von Q_0 an, so gilt

$$\left|\frac{Q_1}{Q_0}\right| \approx 2\,|r| \cdot \frac{e n_1 c}{\sigma^2},$$

d. h. die beiden Konstanten Q_1 und Q_0 unterscheiden sich etwa um die gleiche Größenordnung wie die beiden Hall-Konstanten R_1 und R_0.

[1] N. M. Genkin u. G. P. Priporowa, Zh. eksper. teor. Fiz. **26**, 323 [1954].
[2] R. Karplus u. J. M. Luttinger, Phys. Rev. **95**, 1154 [1954].
[3] E. M. Pugh u. N. Rostoker, Rev. Mod. Phys. **25**, 151 [1953].
[4] A. H. Wilson, The Theory of Metals, Cambridge 1953.
[5] L. Brillouin, Quantenstatistik, Berlin 1931.
[6] Diese Gleichung ergibt sich aus Gl. (8.53.1) bei Wilson l. c.[4] unter den hier angegebenen Voraussetzungen. Dabei wird Gebrauch von dem Wiedemann-Franzschen Gesetz gemacht.