Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 31 (1958)

Heft: I

Artikel: Beziehungen zwischen den Koeffizienten der galvano- und thermomagnetischen Transversaleffekte in Ferromagneten

Autor: Busch, G. / Hulliger, F. / Jaggi, R.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-112896

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. 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. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

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. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

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. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 07.01.2026

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

Beziehungen zwischen den Koeffizienten der galvano- und thermomagnetischen Transversaleffekte in Ferromagneten

von **G. Busch, F. Hulliger** und **R. Jaggi**

Laboratorium für Festkörperphysik ETH., Zürich

(9. IX. 1957)

Zusammenfassung. In Analogie zum ferromagnetischen Hall-Effekt werden für die übrigen Transversaleffekte zweigliedrige Formeln aufgestellt und die dadurch definierten Feldparameter α für Nickel aus Literaturdaten berechnet und miteinander verglichen. Die α-Werte stimmen zumindest grössenordnungsmässig überein. Die Bridgman-Beziehungen $S = \sigma R$ und $Q = \lambda P/T$ sind beim Eisen und beim Kobalt für die ausserordentlichen Koeffizienten erfüllt. Beim Nickel stimmt die Beziehung $S = \sigma R$ für die ausserordentlichen und die ordentlichen Koeffizienten innerhalb eines Faktors 2, wobei $R_1/S_1 \approx R_0/S_0$. Unter der Voraussetzung, dass die ordentlichen Koeffizienten durch die Elektronentheorie der Metalle erklärt werden, gilt die Beziehung $R_0 Q_0/S_0 P_0 \approx L$, welcher auch die experimentellen Werte für die ausserordentlichen Koeffizienten innerhalb der zu erwartenden Genauigkeit genügen. Dies deutet auf eine paarweise Gleichheit der Feldparameter $\alpha_R \approx \alpha_S$ und $\alpha_Q \approx \alpha_P$ hin.

In einem Leiter, der von einem elektrischen Strom bzw. einem Wärmestrom durchflossen wird, ruft ein zur Stromrichtung senkrechtes Magnetfeld einen transversalen Potential- und Temperaturgradienten hervor. Diese Effekte werden mit Hilfe der Koeffizienten R, P, S, Q folgendermassen ausgedrückt:

Hall-Effekt: $$E_y = R B_z j_x, \tag{1}$$

Ettingshausen-Effekt: $$\frac{\partial T}{\partial y} = - P B_z j_x, \tag{2}$$

Righi-Leduc-Effekt: $$\frac{\partial T}{\partial y} = S B_z \frac{\partial T}{\partial x}, \tag{3}$$

Ettingshausen-Nernst-Effekt: $$E_y = - Q B_z \frac{\partial T}{\partial x}. \tag{4}$$

j_x = Dichte des elektrischen Primärstroms,
$\frac{\partial T}{\partial x}$ = Primärer Temperaturgradient,
B_z = Magnetische Induktion,
E_y = Sekundäres elektrisches Feld,
$\frac{\partial T}{\partial y}$ = Sekundärer Temperaturgradient.

Die Transversaleffekte wurden früher häufig untersucht und Beziehungen zwischen den verschiedenen Koeffizienten aufgestellt. Eine grundlegende Arbeit stammt von SOMMERFELD und FRANK [S9]; darin werden auf Grund der Sommerfeldschen Elektronentheorie der Metalle quantitative Beziehungen hergeleitet. Eine Verallgemeinerung für ein Zweibändermodell findet sich bei SONDHEIMER [S10]. Mit dem Einbandmodell erhält man im Giorgi-System für die Koeffizienten (siehe z. B. WILSON [W2])

$$R_{is} = -\frac{1}{en}; \; P_{ad} = \frac{T}{n\tau}\frac{\partial\tau}{\partial\zeta}; \; S_{ad} = -\frac{e\tau}{m}; \; Q_{is} = \frac{\pi^2 k^2 T}{3\,m}\frac{\partial\tau}{\partial\zeta}. \tag{5}$$

$_{is}$ = isotherm: $\partial T/\partial y = 0$, $_{ad}$ = adiabatisch: $w_y = 0$,
w = Wärmestromdichte, k = Boltzmannsche Konstante,
e, m, n, τ und ζ = Betrag der Ladung, effektive Masse, Konzentration, Relaxationszeit und Fermigrenzenergie der Leitungselektronen.

Das Einbandmodell liefert die von BRIDGMAN [B2] phänomenologisch abgeleiteten Beziehungen zwischen den Koeffizienten

$$S = \sigma R \tag{6}$$

und

$$Q = \frac{\lambda}{T} P. \tag{7}$$

σ = Elektrische Leitfähigkeit,
λ = Wärmeleitfähigkeit.

Aus (6) und (7) folgt weiter

$$\frac{RQ}{PS} = \frac{\lambda}{\sigma T}, \tag{8}$$

wodurch die Koeffizienten mit dem Wiedemann-Franz-Lorenzschen Gesetz

$$\frac{\lambda}{\sigma T} = L = \frac{\pi^2}{3}\left(\frac{k}{e}\right)^2 \tag{9}$$

verknüpft sind.

Bei den gewöhnlichen Metallen sind diese Beziehungen bis auf einen Faktor 2 bis 3 erfüllt (siehe z. B. BORELIUS [B 1] und MEISSNER [M 1]). Für Halbleiter wurden die Effekte erstmals von BRONSTEIN [B 3] ausführlich theoretisch behandelt. PUTLEY [P 2] berechnete die Koeffizienten für n- und p-Typ-Halbleiter sowie für Halbleiter mit gemischter Leitung und verifizierte die Formeln im Fall des PbSe und PbTe. Die Bridgman-Beziehung (7) bleibt auch für Halbleiter gültig, währenddem (6) z. B. für einen n-Typ-Halbleiter übergeht in

$$S \approx \frac{\lambda_E}{\lambda_E + \lambda_G}\sigma R. \tag{6a}$$

λ_E = Elektronenanteil der Wärmeleitfähigkeit,
λ_G = Gitteranteil der Wärmeleitfähigkeit.

Einen Spezialfall bilden die Ferromagnete, da bei diesen die Effekte nicht proportional zur magnetischen Induktion B sind. Fig. 1 zeigt als

Beispiel den Verlauf der Hall-Feldstärke als Funktion der Induktion B. Die Kurve besteht im wesentlichen aus zwei Geradenstücken. Nach dem Vorschlag von PUGH [P 1] benützt man deshalb zur Beschreibung des Hall-Effekts in Ferromagneten den zweigliedrigen Ausdruck

$$\frac{E_y}{j_x} = \varrho_H = R_0 \mu_0 H_z + R_1 M_z = R_0 B_z + R_s M_z = R_0 (\mu_0 H_z + \alpha_R M_z). \quad (10)$$

H_z = Magnetische Feldstärke,
M_z = Magnetisierung,
ϱ_H = Résistivité de Hall nach PERRIER,
R_0 = Ordentlicher Hall-Koeffizient,
R_1 = Ausserordentlicher Hall-Koeffizient,
R_s = $R_1 - R_0$,
α_R = R_1/R_0 = Feldparameter.

Zum ordentlichen, durch das innere Magnetfeld erzeugten Hall-Effekt $R_0 B$ muss ein durch die spontane Magnetisierung hervorgerufener Ef-

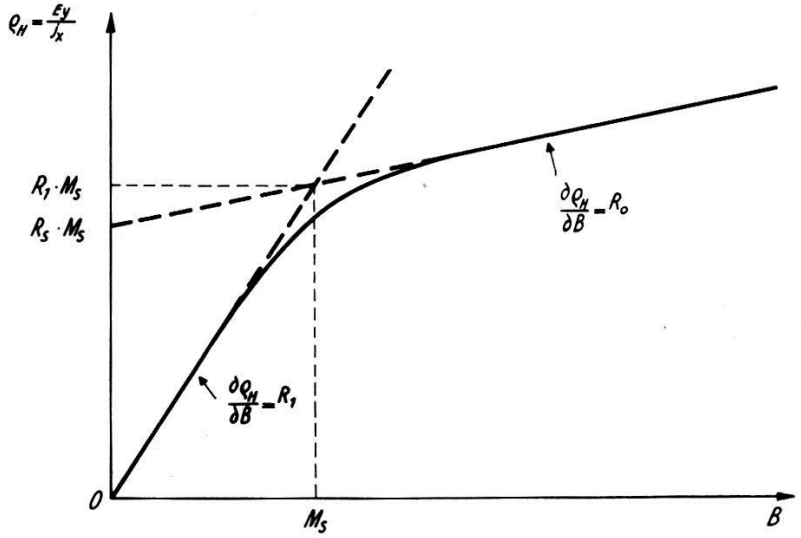

Fig. 1.
Hall-Effekt in Ferromagneten.

fekt $R_s M$ addiert werden. Die Koeffizienten lassen sich aus der Steigung der Geraden

$$\frac{\partial \varrho_H}{\partial B} = R_0 + (R_1 - R_0) \frac{\partial M}{\partial B} \quad (11)$$

bestimmen. Die Tangente im Ursprung ergibt R_1 (da $B \approx M$). Für Temperaturen genügend unterhalb des Curiepunktes erhält man R_0 aus der Neigung des zweiten Geradenstückes (da $M = M_s = \text{const}$, M_s = Sättigungsmagnetisierung). Dessen Schnitt mit der Ordinatenachse bestimmt die Grösse $R_s M_s$.

Der Koeffizient R_0 kann durch die gewöhnliche Elektronentheorie erklärt werden (bei Vernachlässigung des Einflusses der spontanen Magnetisierung auf die Zahl der Leitungs-Elektronen und deren effektive Masse). Das Experiment ergibt einen im wesentlichen temperaturunabhängigen

Wert, wenn man bei seiner Bestimmung die Feldabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung in der Nähe des Curie-Punktes berücksichtigt [R 1].

Der ausserordentliche Effekt $R_s M$ wird auf die Kopplung zwischen Spin und Bahnmoment der polarisierten Leitungselektronen zurückgeführt [S 1, K 1]. Es handelt sich danach nicht um einen Hall-Effekt im üblichen Sinn, da er nicht auf der Wirkung des mittleren Magnetfeldes beruht. Nach KARPLUS und LUTTINGER [K 1] gilt

$$R_1 \approx \frac{r}{\sigma^2}. \tag{12}$$

r = praktisch T-unabhängiger und auf Verunreinigungen unempfindlicher Faktor.

Experimentell findet man für den Exponenten von σ Werte zwischen 1 und 2 [K 2, S 4, J 5].

Die derjenigen des Hall-Effektes analoge Feldabhängigkeit der übrigen Transversaleffekte legte es nahe, deren Koeffizienten ebenfalls durch einen zweigliedrigen Ausdruck zu beschreiben:

$$\text{Ettingshausen-Effekt:} \quad \frac{\partial T}{\partial y} = -(P_0 \mu_0 H_z + P_1 M_z)\, j_x, \tag{13}$$

$$\text{Righi-Leduc-Effekt:} \quad \frac{\partial T}{\partial y} = (S_0 \mu_0 H_z + S_1 M_z) \frac{\partial T}{\partial x}, \tag{14}$$

$$\text{Ettingshausen-Nernst-Effekt:} \quad E_y = -(Q_0 \mu_0 H_z + Q_1 M_z) \frac{\partial T}{\partial x}. \tag{15}$$

Dadurch ist für jeden Effekt ein entsprechender Feldparameter α definiert. Zu den für Nicht-Ferromagnete üblichen Formeln gelangt man, wenn man den Ausdruck

$$\mu_0 H + \alpha M$$

formal als „effektives inneres Feld" bezeichnet. Das hat natürlich nur einen Sinn, wenn dieser Ausdruck für alle Effekte gleich ist, d. h. wenn der Mechanismus derselbe ist.

Der zweigliedrige Ausdruck (15) für den Ettingshausen-Nernst-Effekt wurde schon von MEYER [M 2] auf Grund der Messungen von GENKIN und PRIPOROWA [G 1] vorgeschlagen. Mit dem von KARPLUS und LUTTINGER [K 1] übernommenen Ansatz erhielt er für den ausserordentlichen Koeffizienten im Einbandmodell

$$|Q_1| = \frac{e^3 r \lambda}{\sigma^3} \cdot \frac{n}{m} \left(\frac{5}{4} \frac{\tau}{\zeta} + \frac{\partial \tau}{\partial \zeta} \right) \tag{16}$$

und unter der Annahme ζ proportional τ für den Feldparameter

$$\alpha_Q \approx 2\, \alpha_R. \tag{16a}$$

Wir führten zusätzlich die Gleichungen (13) und (14) ein und berechneten auf der Grundlage von Gl. (10), (13), (14) und (15) aus den vorliegenden Messungen an ferromagnetischen Metallen soweit möglich die ordentlichen und ausserordentlichen Koeffizienten [J 2].

Es war von Interesse, die Feldparameter der verschiedenen Effekte miteinander zu vergleichen [B 4] und weiter zu überprüfen, welche Auswirkung die Formulierung (10), (13), (14), (15) auf die erwähnten Beziehungen (6) und (7) hat. Dabei ist allerdings zu bemerken, dass die Koeffizienten relativ stark von der chemischen Reinheit und der Vorbehandlung der

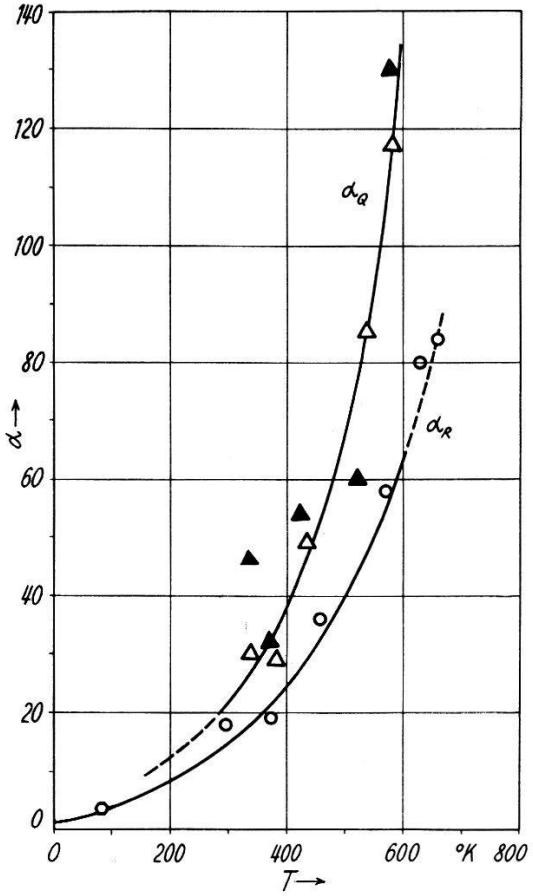

Fig. 2.
Feldparameter α_R und α_Q von Nickel als Funktion der Temperatur T.
○ α_R nach S 3 } Nickel von Kahlbaum
△ α_Q nach S 4 }
▲ α_Q nach S 4, Nickel von Eimer und Amend

Proben abhängen. Ein strenger Vergleich wäre deshalb nur für Messungen aller Effekte an der gleichen Probe möglich. Nun sind aber brauchbare Messungen nur eines Effektes schon selten, und ausser den zahlreichen Hall-Effektsmessungen existieren nur wenige Messungen der Transversaleffekte über einen grösseren Feld- und Temperaturbereich. Die Zuverlässigkeit der Resultate wird ausserdem eingeschränkt durch

eine oft unexakte Messung der in der Probe herrschenden magnetischen Induktion B.

In Fig. 2 sind die α_R- und α_Q-Werte von Nickel als Funktion der Temperatur einander gegenübergestellt; es handelt sich um Auswertungen der Messungen von SMITH [S 3, S 4] an zwei Proben.

Fig. 3 zeigt die Parameter α_R, α_S und α_Q für den Hall-, Righi-Leduc- und Ettingshausen-Nernst-Effekt an derselben Nickelprobe nach UNWIN

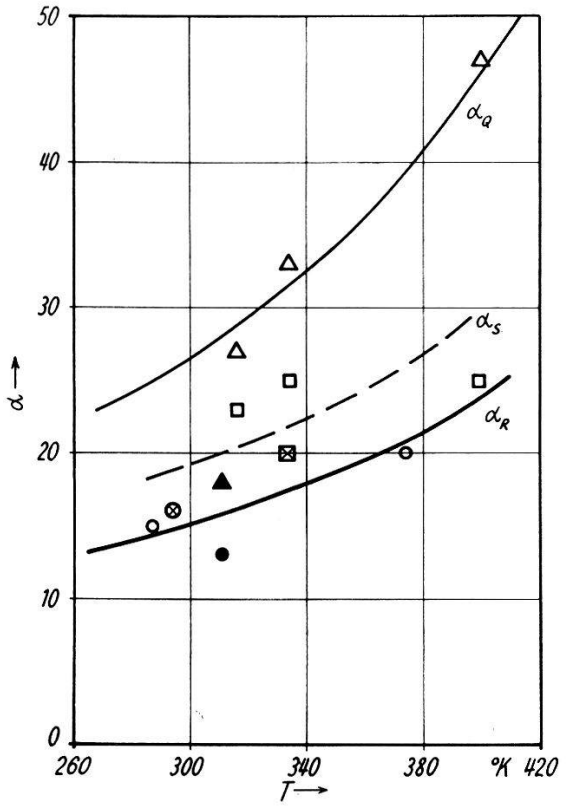

Fig. 3.

Feldparameter α_R, α_S und α_Q von Nickel als Funktion der Temperatur T.

○ α_R } nach U 1
□ α_S } nach U 1
△ α_Q } nach U 1
● α_R } nach M 3
▲ α_Q } nach M 3
⊗ α_R nach H 1
⊠ α_S nach S 6

[U 1] (Bestimmung der α aus dem Hochfeldteil mit den M_s-Werten von WEISS und FORRER [W 1]), nebst einigen weiteren Werten. Für den experimentell schwierigsten Effekt, den Ettingshausen-Effekt, existieren keine Messungen in Abhängigkeit vom Magnetfeld, die eine Bestimmung von P_0 und α_P erlauben würden. Eisen und Kobalt sind infolge ihrer hohen Sättigungsmagnetisierung experimentell schwerer zugänglich; man

findet daher keine Daten zur Berechnung von α_P, α_S und α_Q. Dagegen liegen einige ältere Messungen von SMITH [S 5] an Nickel-Legierungen vor (zwar nur in der Nähe des Curiepunktes), für welche wir folgende Parameterverhältnisse ermittelten:

Monel	bei ca. 300° K	$\alpha_Q \approx 2\,\alpha_R$,
Nichrom	bei ca. 370° K	$\alpha_Q \approx 0{,}7\,\alpha_R$.

Neuerdings bestimmten ALLISON und PUGH [A 1] an einer Nickel-Kupfer-Legierung unter Zuhilfenahme des Peltier-Effekts bei Zimmertemperatur $\alpha_Q \approx 0{,}8\,\alpha_R$.

Wie man aus Fig. 2 und 3 ersieht, stimmen die Feldparameter für Nickel grössenordnungsmässig überein, wobei jedoch α_Q höhere Werte

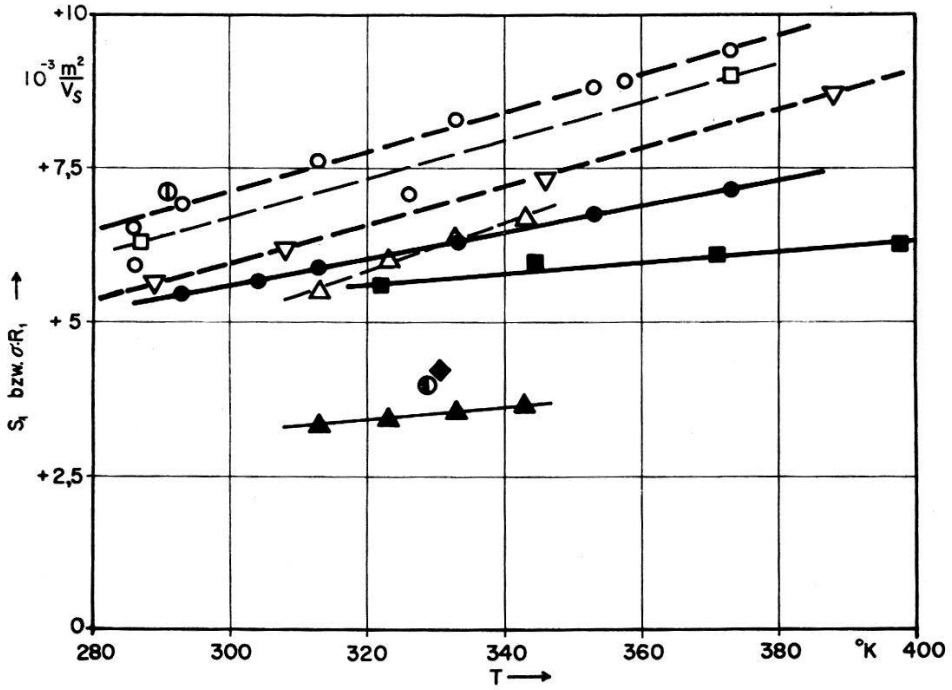

Fig. 4.
Vergleich von S_1 mit σR_1 für Eisen.

S_1	σR_1	
◐	⦶	nach Z 1
●	○	nach H 3
■	□	nach U 1
◆		nach S 8
▲	△	nach B 5
	▽	nach J 3

annimmt, in Übereinstimmung mit theoretischen Überlegungen von MEYER [M 2] (vgl. (16a)). Dies würde bedeuten, dass das formal eingeführte „effektive Feld" nicht für alle Transversaleffekte gleich ist. Die Resultate bei den Legierungen lassen die Möglichkeit offen, dass das Verhältnis α_Q/α_R materialabhängig sein kann.

Gehen wir nun über zu den Beziehungen zwischen den Koeffizienten der Transversaleffekte. Die phänomenologische Herleitung von BRIDGMAN [B 2] ergibt

$$(QB) = \frac{\lambda}{T}(PB). \tag{7a}$$

Für Ferromagnete schreiben wir nach (13) und (15)

$$(Q_0 \mu_0 H + Q_1 M) = \frac{\lambda}{T}(P_0 \mu_0 H + P_1 M). \tag{17}$$

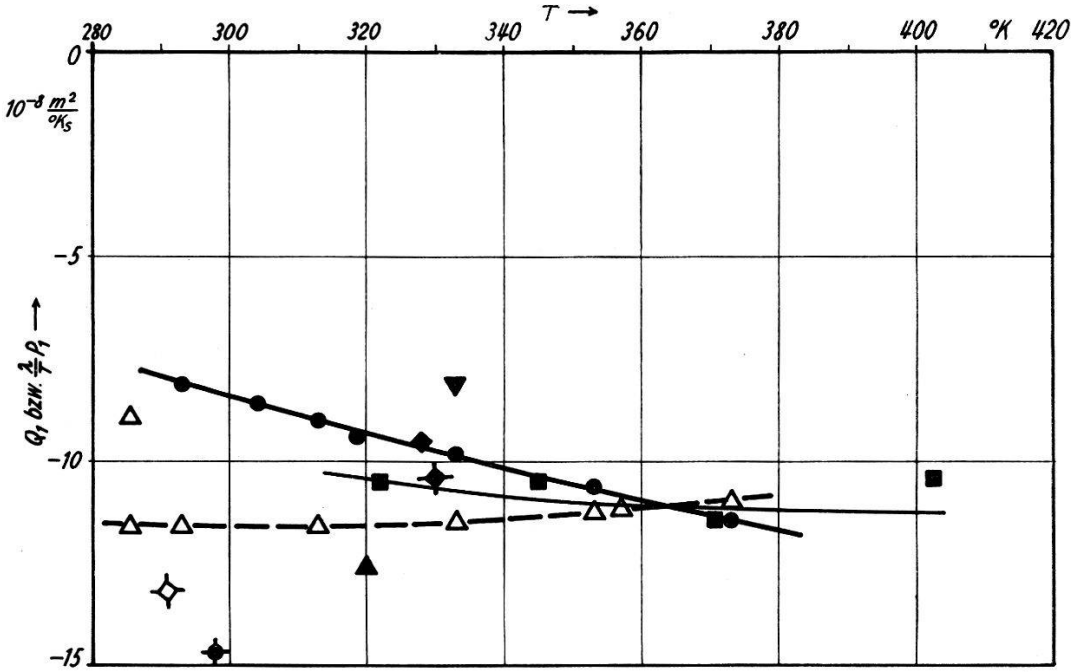

Fig. 5.
Vergleich von Q_1 mit $\frac{\lambda}{T} P_1$ für Eisen.

Q_1	$\frac{\lambda}{T} P_1$	
✦	✧	nach Z 1
✦		nach C 1
●		nach H 3
▲	△	nach S 5
■		nach U 1
▼		nach S 6
◆		nach S 7

Die Gleichung (17) muss für ein beliebiges Magnetfeld gelten, also auch oberhalb der Sättigung, wo $M = M_s = \text{const}$. Daraus folgt sofort

$$Q_0 = \frac{\lambda}{T} P_0 \tag{18a}$$

und

$$Q_1 = \frac{\lambda}{T} P_1. \tag{18b}$$

Dasselbe gilt für die Beziehung (6)

$$S_0 = \sigma R_0 \tag{19a}$$

und

$$S_1 = \sigma R_1 . \tag{19b}$$

Auf Grund dieser Überlegungen wären für je zwei Effekte identische α-Werte zu erwarten:

$$\alpha_R = \alpha_S{}^{*)} \quad \text{und} \quad \alpha_Q = \alpha_P . \tag{20}$$

Fig. 4 zeigt den Vergleich von S_1 mit σR_1 für Eisen. Die Beziehung (19b) zwischen den ausserordentlichen Koeffizienten ist befriedigend

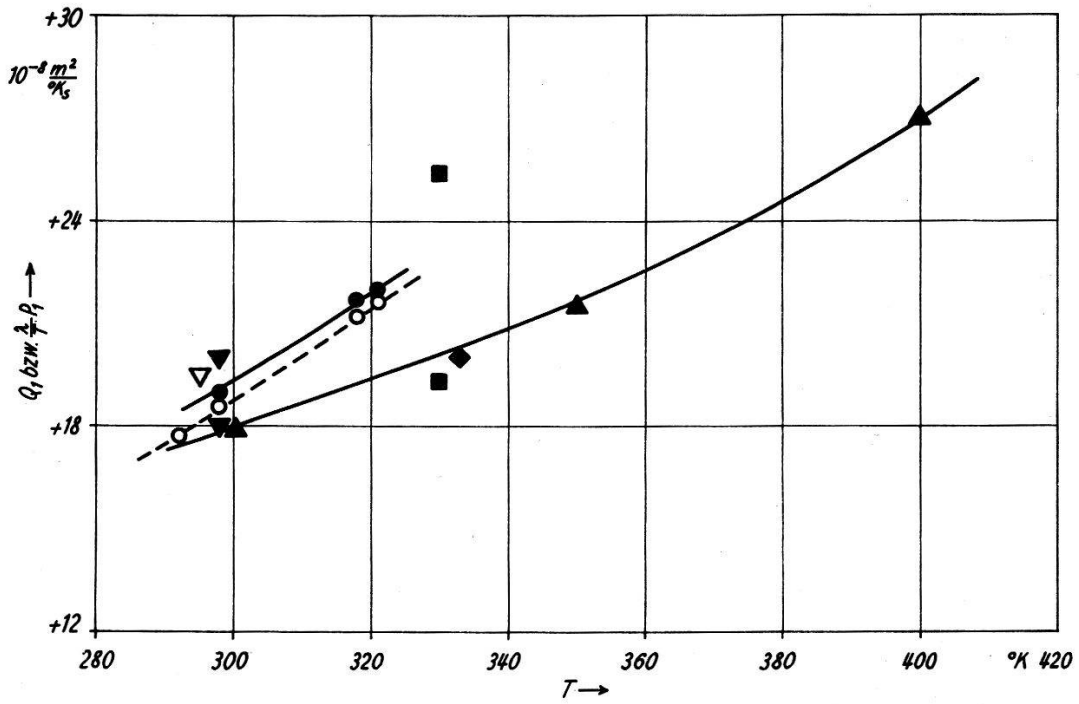

Fig. 6.

Vergleich von Q_1 mit $\frac{\lambda}{T} P_1$ für Kobalt.

Q_1	$\frac{\lambda}{T} P_1$	
■		nach N 1
▼	▽	nach Z 1
▲		nach S 4
◆		nach S 6
●	○	nach H 2

erfüllt. Die Koeffizienten von BUTLER und PUGH [B 5] fallen möglicherweise zu niedrig aus, da sie lediglich bei der Sättigungsmagnetisierung gemessen wurden.

*) $\alpha_R = \alpha_S$ erhält man auch, wenn man den Ansatz von KARPLUS und LUTTINGER [K 1] $E_y = r\, M_z\, E_x$ in die Boltzmannsche Transportgleichung einführt.

Fig. 5 illustriert die Gleichung (18b) für Eisen. Die Werte für die Wärmeleitfähigkeit wurden der Arbeit von JAEGER und DIESSELHORST [J 1] entnommen. Bei Eisen, wie auch bei Kobalt in Fig. 6 stimmen die Werte gut überein. Bei beiden Metallen sind aus den vorhandenen Messungen nur die ausserordentlichen Koeffizienten bestimmbar, da die Sättigungsmagnetisierung nie genügend überschritten wurde.

Den Zusammenhang zwischen S und σR für Nickel veranschaulicht Fig. 7 für den ausserordentlichen und Fig. 8 für den ordentlichen Effekt. Der Betrag von σR_1 steigt mit zunehmender Temperatur, wie das auch nach der Theorie [K 1] zu erwarten ist. Hingegen scheint $|S_1|$ abzunehmen, so dass die Übereinstimmung bei höheren Temperaturen immer schlechter würde.

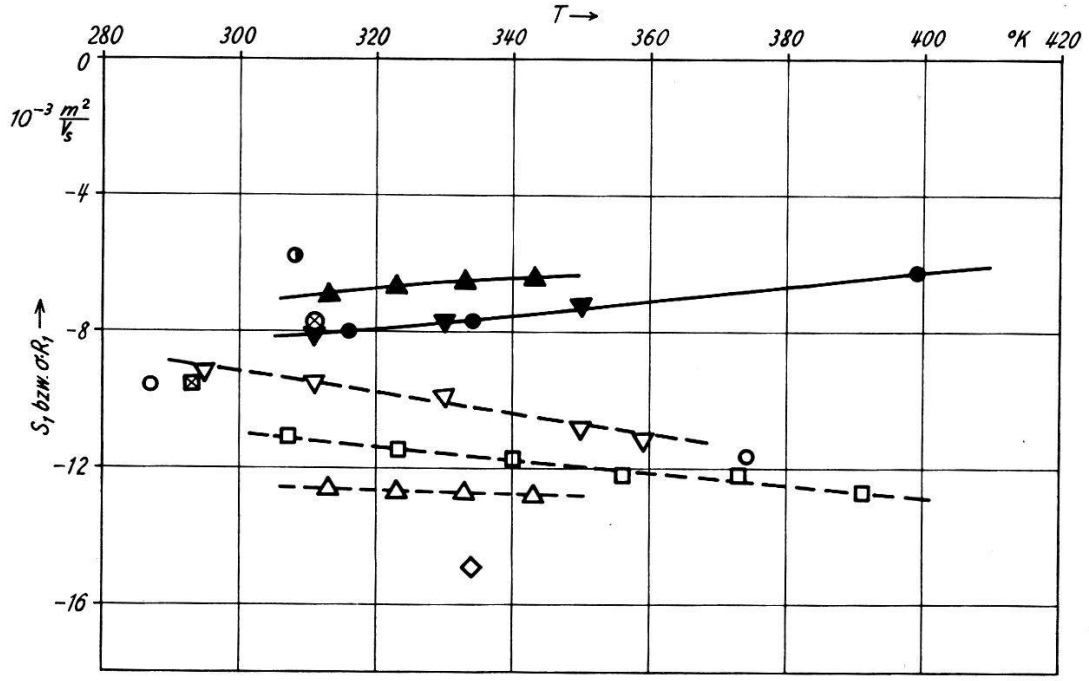

Fig. 7.
Vergleich von S_1 mit σR_1 für Nickel.

S_1	σR_1	
	⊗	nach M 3
◑		nach Z 1
●	○	nach U 1
◆		nach S 8
▼	▽	nach H 2
▲	△	nach B 5
	□	nach J 3
	⊠	nach J 4

Hier sollten allerdings genaue Messungen an derselben Probe über einen grösseren Temperaturbereich entscheiden. Mit dem gleichen Grad der Unsicherheit stimmt (19a) für die ordentlichen Koeffizienten.

Die grössten Abweichungen ergeben sich für den Ausdruck (18b) der ausserordentlichen Koeffizienten, wie Fig. 9 zeigt. Dass die Beziehungen

bei Nickel weniger gut erfüllt sind, kann seinen Grund darin haben, dass gegen den Curiepunkt hin Verunreinigungen eine immer grössere Rolle spielen und wir hier Messungen an verschiedenen Proben miteinander vergleichen*). In den meisten Arbeiten fehlen auch Angaben über den elektrischen Widerstand und die Wärmeleitfähigkeit der Proben, die deshalb aus andern Quellen übernommen werden mussten. Ausserdem wurde bei unseren Auswertungen die Feldabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung [R 1] in der Nähe des Curiepunktes vernachlässigt.

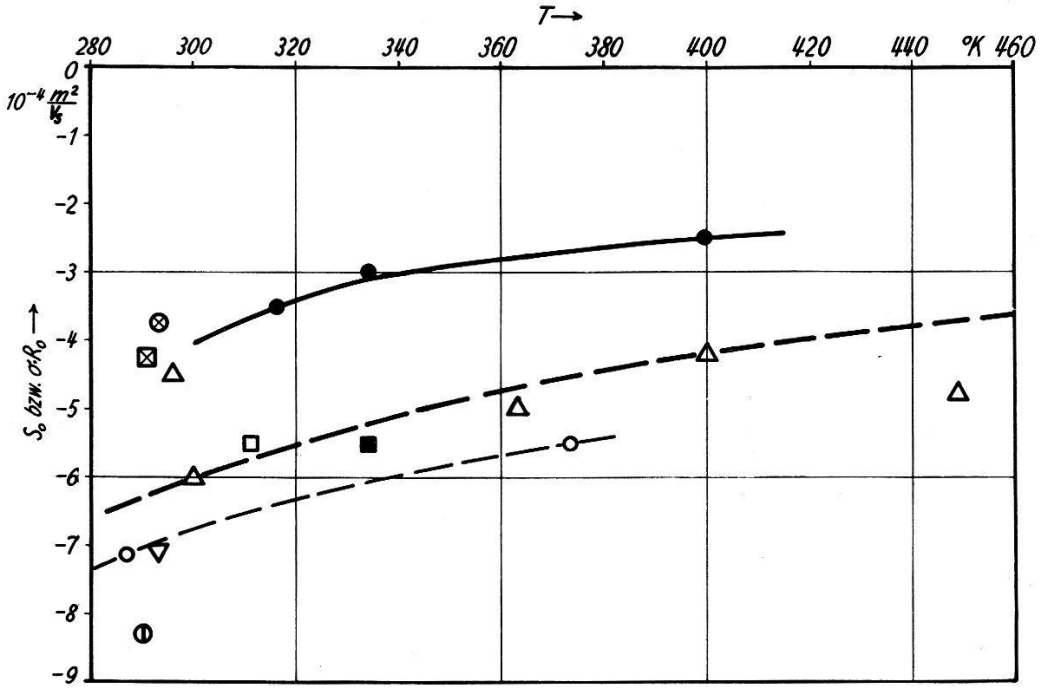

Fig. 8.
Vergleich von S_0 mit σR_0 für Nickel.

S_1 σR_0

⊠ nach E 1
⊗ nach K 3
□ nach M 3
△ nach S 4
● ○ nach U 1
■ nach S 8
▽ nach J 4
⦶ nach S 2

Im Rahmen der gemachten Einschränkungen darf man bei den betrachteten Ferromagneten die Beziehungen für die ausserordentlichen Koeffizienten wohl als erfüllt ansehen. Leider konnten wir für die ordentlichen Koeffizienten nur beim Nickel die Beziehung (19a) überprüfen.

*) Die Abweichungen lassen sich schwerlich allein auf den Gitteranteil der Wärmeleitfähigkeit (vgl. (6a)) zurückführen, da bei Nickel das Wiedemann-Franz-Lorenzsche Gesetz (9) relativ gut erfüllt ist.

Nehmen wir aber an, dass die ordentlichen Koeffizienten durch die Elektronentheorie der nichtferromagnetischen Metalle beschrieben werden, so können wir die Beziehungen (18b) und (19b) auch für diese Koeffi-

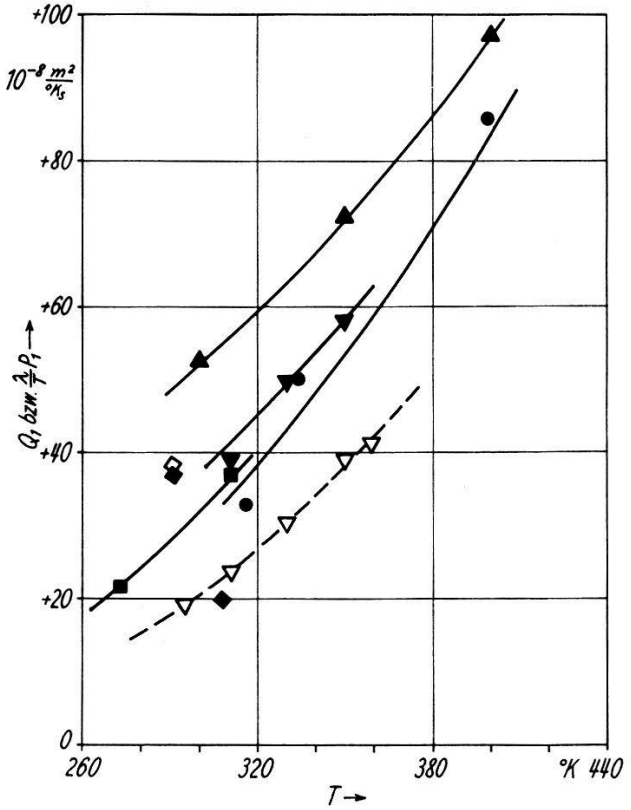

Fig. 9.

Vergleich von Q_1 mit $\frac{\lambda}{T} P_1$ für Nickel.

Q_1	$\frac{\lambda}{T} P_1$	
■		nach M 3
◆	◇	nach Z 1
▲		nach S 4
●		nach U 1
▼	▽	nach H 2

zienten als erfüllt ansehen. Daraus folgt aber unmittelbar $\alpha_R = \alpha_S$ und $\alpha_Q = \alpha_P$ (vgl. (20)).

Die Verknüpfung von α_R mit α_Q wäre durch die Moreau-Beziehung möglich

$$Q_{is} = \mu_P \sigma R. \tag{21}$$

μ_P = Koeffizient des Thomson-Potentialgradienten nach [S 9].

μ_P-Messungen existieren jedoch nicht.

Zum Schluss betrachten wir noch den Quotienten RQ/SP, der für nichtferromagnetische Metalle nach der Elektronentheorie die Lorenz-Zahl

$$L = \frac{\pi^2}{3}\left(\frac{k}{e}\right)^2 = 2{,}45 \cdot 10^{-8}\left(\frac{V}{^0K}\right)^2 \tag{9}$$

ergibt. Da aus dem vorhandenen Zahlenmaterial kein P_0-Wert bestimmbar ist, können wir diesen Quotienten lediglich für die ausserordentlichen Koeffizienten berechnen (Tabelle 1).

Tabelle 1.

Vergleich der ausserordentlichen Koeffizienten mit der Lorenz-Zahl

$$L = 2{,}45 \cdot 10^{-8} \left(\frac{V}{^0K}\right)^2$$

Temperatur in ^{0}K		$\frac{R_1 Q_1}{P_1 S_1}$ in $10^{-8} \left(\frac{V}{^0K}\right)^2$	Literatur
Fe	ca. 300	ca. 5	Z 1
	293	2,5	H 3
	373	4,0	
Co	ca. 300	2,5	Z 1
	298÷321	2,1÷2,2	H 2
Ni	ca. 300	4,6	Z 1
	311	3,1	H 2
	350	3,8	

Die Zahlenwerte liegen in der Nähe des für nichtferromagnetische Metalle erwarteten Wertes. Nach unseren vorhergehenden Überlegungen über die paarweise Gleichheit der Feldparameter gilt

$$\frac{\alpha_R \, \alpha_Q}{\alpha_S \, \alpha_P} = 1 \,. \tag{20a}$$

Zusammen mit

$$\frac{R_1 Q_1}{S_1 P_1} = L \tag{22b}$$

ergibt sich dann

$$\frac{R_0 Q_0}{S_0 P_0} = L \,. \tag{22a}$$

Dieses Resultat ist verträglich mit der Annahme, dass die ordentlichen Koeffizienten dieser Effekte durch die Elektronentheorie der Metalle richtig wiedergegeben werden.

Zusammenfassend können wir feststellen: Die Feldparameter sind von der gleichen Grössenordnung, wobei paarweise Gleichheit besteht zwischen α_R und α_S bzw. α_P und α_Q. Die Experimente deuten darauf hin, dass möglicherweise $\alpha_Q \neq \alpha_R$. Soweit die experimentellen Daten einen Schluss zulassen, können die untersuchten Beziehungen zwischen den Koeffizienten als erfüllt angesehen werden.

Dem Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung danken wir für finanzielle Unterstützung dieser Arbeit.

Literatur-Verzeichnis.

[A 1] F. E. Allison und E. M. Pugh, Phys. Rev. *102*, 1281 (1956).
[B 1] G. Borelius, Hdb. Metallphysik *1.1*, Leipzig 1935.
[B 2] P. W. Bridgman, Phys. Rev. *24*, 644 (1924).
[B 3] M. Bronstein, Phys. Z. Sowj. *2*, 28 (1932).
[B 4] G. Busch, F. Hulliger und R. Jaggi, Helv. Phys. Acta *30*, 472 (1957).
[B 5] E. H. Butler und E. M. Pugh, Phys. Rev. *57*, 916 (1940).
[C 1] L. L. Campbell, Phys. Rev. *26*, 416 (1908).
[E 1] A. v. Ettingshausen und W. Nernst, Sitz. ber. k. Akad. Wiss., Wien, *94*, 560 (1886).
[G 1] N. M. Genkin und G. P. Priporowa, Shur. exp. teor. fis. *26*, 323 (1954).
[H 1] E. H. Hall, Phil. Mag. *12*, 157 (1881).
[H 2] E. H. Hall, Proc. Nat. Acad. Sci. *11*, 416 (1925); Phys. Rev. *26*, 820 (1925).
[H 3] E. H. Hall und L. L. Campbell, Proc. Amer. Acad. *46*, 625 (1911).
[J 1] W. Jaeger und H. Diesselhorst, Wiss. Abh. Phys.-Tech. Reichsanst. *3*, 269 (1900).
[J 2] R. Jaggi und F. Hulliger in Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen, 6. Aufl., 2. Bd., 6. Teil, z. Zt. im Druck (Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg).
[J 3] J.-P. Jan, Helv. Phys. Acta *25*, 677 (1952).
[J 4] J.-P. Jan und H. M. Gijsman, Physica *18*, 339 (1952).
[J 5] W. Jellinghaus und M. P. de Andrés, Arch. Eisenhüttenw. *27*, 187 (1956).
[K 1] R. Karplus und J. M. Luttinger, Phys. Rev. *95*, 1154 (1954).
[K 2] C. Kooi, Phys. Rev. *95*, 843 (1954).
[K 3] A. Kundt, Wied. Ann. Physik *49*, 257 (1893).
[M 1] W. Meissner, Hdb. Experimentalphysik *11*, *2*, Leipzig 1935.
[M 2] K. Meyer, Z. Naturforschg. *10a*, 166 (1955).
[M 3] G. Moreau, J. phys. *9*, 497 (1900).
[N 1] W. Nernst, Wied. Ann. Phys. *31*, 760 (1887).
[P 1] E. M. Pugh. Rev. *36*, 1503 (1930).
[P 2] E. H. Putley, Proc. Phys. Soc. B *68*, 35 (1955).
[R 1] N. Rostoker und E. M. Pugh, Phys. Rev. *82*, 125 (1951).
[S 1] A. Samoilowitsch und U. Konkov, Shur. exp. teor. fis. *20*, 782 (1950).
[S 2] J. Smit, Physica *21*, 877 (1955).
[S 3] A. W. Smith, Phys. Rev. *30*, 1 (1910).
[S 4] A. W. Smith, Phys. Rev. *33*, 295 (1911).
[S 5] A. W. Smith, Phys. Rev. *1*, 339 (1913).
[S 6] A. W. Smith, Phys. Rev. *8*, 79 (1916).
[S 7] A. W. Smith, Phys. Rev. *17*, 23 (1921).
[S 8] A. W. Smith und A. W. Smith, Phys. Rev. *5*, 35 (1915).
[S 9] A. Sommerfeld und N. H. Frank, Rev. Mod. Phys. *3*, 1 (1931).
[S 10] E. H. Sondheimer, Proc. Roy. Soc. A *193*, 484 (1948).
[U 1] F. Unwin, Proc. Roy. Soc. Edinburgh *34*, 208 (1913/14).
[W 1] P. Weiss und R. Forrer, Ann. phys. *5*, 153 (1926).
[W 2] A. H. Wilson, The Theory of Metals, 2. Aufl., Cambridge 1953.
[Z 1] H. Zahn, Ann. Physik *14*, 886 (1904).