

Hall- und Nernst-Effekt in Ni- und Ni-Cu-Legierungen

O. WEISER * und K. M. KOCH

(Z. Naturforsch. 25 a, 1993–1994 [1970]; eingeg. am 8. Oktober 1970)

DANNHÄUSER und KOCH¹ haben den Nernst-Effekt von Ni-Cu-Legierungen bei Raumtemperatur gemessen und gezeigt, daß er bis zu rund 30% Kupfer zunimmt, bei höheren Cu-Konzentrationen aber wieder abnimmt. Für den Hall-Effekt konnte NENTWICH² den gleichen Verlauf mit der Cu-Konzentration nachweisen, nur war hier der Abfall schon oberhalb 20% zu beobachten. Wir haben Hall- und Nernst-Effekt bei Temperaturen bis rund 350 °C gemessen und festgestellt, daß beide Effekte sowohl im reinen Nickel als auch bei den Ni-Cu-Legierungen anfangs mit der Temperatur zunehmen, bei einer reduzierten Temperatur $T/T_C=0,8$ bis 0,9 (T_C =Curie-Punkt) ein Maximum erreichen und dann rasch abnehmen.

1. Die Messungen wurden an Proben von den Dimensionen $26 \times 6 \times 0,2 \text{ mm}^3$ bei einem durch die Maße der Meßanordnung bedingten Polabstand von 27 mm (Poldurchmesser 30 mm) ausgeführt. Unter diesen Bedingungen ist die Rückwirkung der Magnetisierung auf das Spaltfeld wohl zu vernachlässigen und der Magnetisierungszustand der Proben durch das „innere“ Feld

$$H_i = H_{Sp} - NM \quad (1)$$

bestimmt, wobei der Entmagnetisierungsfaktor N nur wenig unter dem für eine senkrecht zum Feld unendlich ausgedehnte Platte geltenden Wert von 4π liegen wird.

In Abb. 1 ist die auf eine Stromdichte von 1 A cm^{-2} und eine Streifenbreite von 1 cm bezogene Hall-Spannung u_H und die auf eine Temperaturdifferenz von 1 Grad cm^{-1} (Streifenbreite 1 cm) reduzierte Nernst-Spannung u_N von Nickel (99,97%) als Funktion des äußeren Magnetfeldes dargestellt, wobei die jeweilige Meßtemperatur als Parameter angegeben ist. Daß der (extrapolierte) Knick der Kurven der Sättigung der Magnetisierung entspricht, läßt sich leicht aus der Tatsache ableiten, daß der dem Knick zugeordnete Wert des Magnetfeldes nur wenig von dem Betrag NM_s (M_s =Sättigungsmagnetisierung) abweicht. Nimmt man für N den Betrag von 12, 13 an, der sich aus dem Ersatz des Probenplättchens durch ein Ellipsoid ergibt, und vernachlässigt die „innere“ Feldstärke, so erhält man aus Abb. 1 z. B. für M_s bei Raumtemperatur den Wert von 410 G an Stelle des in der Literatur angegebenen Wertes von 484 G.

Wenn man den oberhalb der Sättigung liegenden Teil der $u_H(H)$ - bzw. $u_N(H)$ -Kurven als „ordentlichen“ Hall-(Nernst-)Effekt bezeichnet, so nimmt man dabei an, daß in diesem Bereich eine nach der elementaren Elektronentheorie zu berechnende Hall- bzw. Nernst-Konstante gemäß dem zweiten Glied der Gleichung

$$u_H = 4\pi R_1 M + R_0 H; \\ (\text{analog für } u_N \text{ mit } Q_1 \text{ und } Q_0)$$

* Die Meßergebnisse sind der an der Universität Wien eingereichten Dissertation entnommen.

¹ F. DANNHÄUSER u. K. M. KOCH, Z. Naturforsch. 16 a, 215 [1961].

den Effekt beschreibt, während der erste Summand ab $M=M_s$ konstant bleibt. Aus den Kurven der Abb. 1 ergibt sich aber, zumindest für höhere Temperaturen, ein Wert, der ungefähr 10-mal so hoch ist wie bei nicht-ferromagnetischen Metallen. Das heißt aber, daß

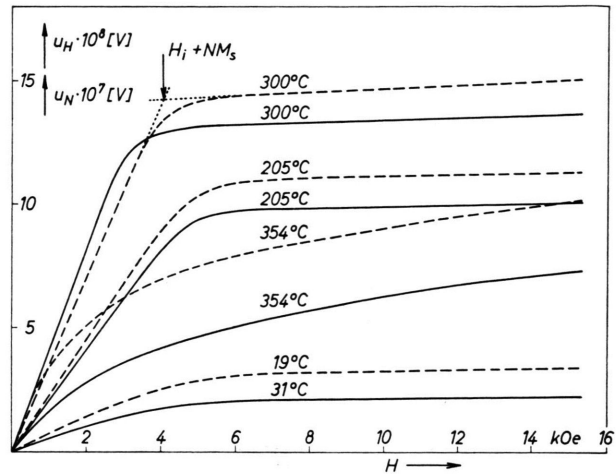


Abb. 1. Hall-Spannung (strichlierte Kurven) und Nernst-Spannung (volle Kurven) von Nickel in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld bei verschiedenen Temperaturen.

auch in dem Bereich oberhalb der Sättigung noch mit einem anderen Mechanismus als dem der elementaren Theorie gerechnet werden muß. Um hier weitere Aussagen zu machen, müssen die Messungen mit erhöhter Genauigkeit wiederholt werden. Offensichtlich als Begleiterscheinung der hier auftretenden thermischen Effekte wird die Messung durch bedeutende Instabilitäten erschwert.

2. In dem gleichen Temperaturbereich bis rund 350 °C wurden die Effekte an Ni-Cu-Legierungen mit 12, 20 und 27 At.-Proz. Kupfer gemessen. Es zeigt sich die gleiche Abhängigkeit von der Temperatur wie bei reinem Nickel, nur erfolgt die Umkehr vom Anwachsen des Effektes zur Abnahme mit zunehmendem Kupfergehalt bei immer niedrigeren Temperaturen. Das wird am besten durch die Abb. 2 illustriert, in der die Werte der Nernst-Spannung bei Sättigung als Funktion der reduzierten Temperatur aufgetragen sind. Man sieht, daß die Maxima von u_N bei allen untersuchten Konzentrationen in dem Bereich $T/T_C=0,8-0,9$ liegen, daß also Erhöhung der Temperatur oder der Kupferkonzentration den gleichen Einfluß haben. Das hängt, worauf schon an anderer Stelle³ hingewiesen wurde, damit zusammen, daß der Curie-Punkt der Legierungen linear mit der Cu-Konzentration abnimmt. Völlig analoge Zusammenhänge erhält man auch für den Hall-Effekt.

In Abb. 2 wurden mit Pfeilen die Meßpunkte gekennzeichnet, die der Raumtemperatur entsprechen. Die

² G. NENTWICH, Z. Naturforsch. 19 a, 1138 [1964].

³ R. BURGER, H. DITTRICH u. K. M. KOCH, Z. Naturforsch. 23 a, 861 [1968].



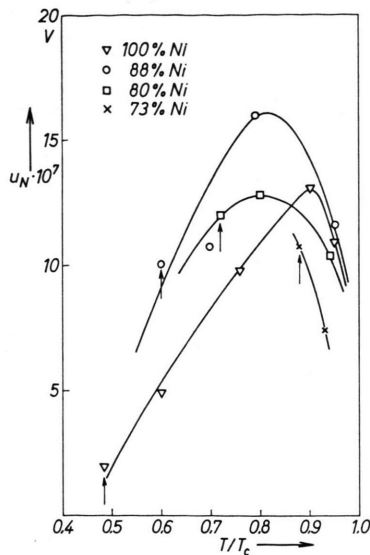


Abb. 2. Werte des außerordentlichen Nernst-Effektes bei Sättigung der Magnetisierung in Abhängigkeit von der reduzierten Temperatur. Die Pfeile bezeichnen die Meßwerte für die Raumtemperatur.

Ordinaten nehmen bis zu einer Cu-Konzentration von 20% zu, darauf folgt eine Abnahme.

3. Die Versuche zu einer theoretischen Deutung der „außerordentlichen“ galvano- und thermomagnetischen Effekte stellen einen Zusammenhang zwischen den Konstanten R_1 (bzw. Q_1) und dem spezifischen Widerstand her, der durch die Meßergebnisse verschiedener Autoren gut bestätigt wird. R_1 und Q_1 wachsen demnach mit der Temperatur ebenso wie der spezifische Widerstand. Die von uns festgestellte Abnahme der Effekte oberhalb $T/T_C > 0,8$ paßt dann natürlich nicht in den Rahmen dieser Theorien. Man könnte aber annehmen, daß diese Erscheinung mit der Ausbildung einer Mikrostruktur zusammenhängt, bei der Bereiche mit höherem Curie-Punkt in einer Matrix mit niedrigerem T_C eingebettet sind. In diesem Fall würde es zu einer Kurzschließung der Spannungen in der Matrix kommen, die für die Abnahme der Effekte verantwortlich ist. Die Frage der Existenz solcher Mikrostrukturen wird zur Zeit auch an anderen Stellen und mit anderen Methoden untersucht.

Für die Möglichkeit, diese Untersuchung im Einvernehmen mit dem Vorstand des II. Physikalischen Instituts der Universität Wien, Prof. Dr. K. LINTNER, am Institut für Festkörperphysik der Ludwig-Boltzmann-Gesellschaft ausführen zu können, sei hier Dank gesagt.

Exakte Dämpfungskennwerte bei linearen Schwingungen

A. TROOST und J. BETTEN

Institut für Werkstoffkunde, RWTH Aachen

(Z. Naturforsch. 25 a, 1994—1996 [1970]; eingeg. am 13. August 1970)

In der vorliegenden Untersuchung werden Dämpfungskennwerte allgemein formuliert. Als Beispiele sind Kennwerte freier und erzwungener gedämpfter Schwingungen aufgeführt. Die erörterten Abweichungen der meistens benutzten Umrechnungsbeziehungen von den strengen Gleichungen erklären zwanglos einander widersprechende Angaben im Schrifttum.

Zur Beurteilung eines Schwingungsvorganges ist die Kenntnis von Dämpfungskennwerten von Bedeutung. So ist man bemüht, beispielsweise durch Ausschwingversuche das natürliche Dämpfungsmaß D eines Schwingers zu ermitteln, während man durch Aufnahme von Hysteresisschleifen unmittelbar die dissipative Energie je Belastungszyklus feststellt und somit über eine Bezugsenergie einen spezifischen Dämpfungskennwert ϑ erhält. Zwischen beiden Kennwerten besteht ein funktionaler Zusammenhang $\vartheta = \vartheta(D)$, der im folgenden sowohl für freie als auch für erzwungene gedämpfte Schwingungen am Beispiel eines Dehnschwingers (Werkstoffdämpfung ϑ) hergeleitet werden soll. Die erhaltenen Beziehungen gelten für jedes lineare Schwingungssystem.

Sonderdruckanforderungen an Prof. Dr.-Ing. A. TROOST, Institut für Werkstoffkunde, Technische Hochschule Aachen, D-5100 Aachen.

Formulierung des Zusammenhangs $\vartheta = \vartheta(D)$

Die spezifische Dämpfung ist definiert als

$$\vartheta = A_d / A. \quad (1)$$

Darin bedeutet A_d die Dämpfungsarbeit, die je Periode zugeführt werden muß, um die Schwingung aufrechtzuerhalten, und A die in der äußersten Schwinglage aufgespeicherte maximale potentielle Energie als Bezugswert. Mit den Bezeichnungen nach Abb. 1 gilt

$$A_d = \oint \sigma(\varepsilon) d\varepsilon \quad (2)$$

und

$$A = \frac{1}{2} \sigma_a \varepsilon_a. \quad (3)$$

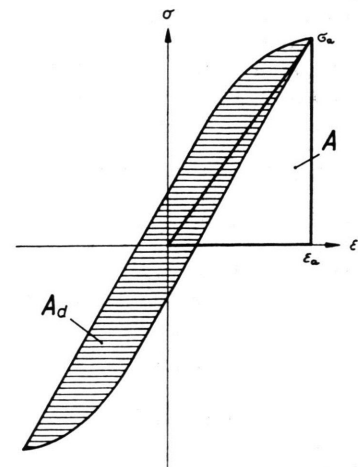


Abb. 1. Zur Definition der spezifischen Dämpfung.