

## Zum Problem der galvanomagnetischen Effekte in Ferromagnetis

Von K. M. Koch

Elektrotechnisches Institut der Technischen Hochschule Wien

(Z. Naturforsch. 10a, 496—498 [1955]; eingeg. am 25. April 1955)

1. Der Widerstand eines ferromagnetischen Leiters in einem Magnetfeld läßt sich bekanntlich<sup>1</sup> durch einen Tensor darstellen. Die Beziehung zwischen Stromdichte und elektrischem Feld hat demnach die Form

$$E_1 = w_{11} j_1 + w_{12} j_2 + w_{13} j_3, \quad (1)$$

(analog für  $E_2$  und  $E_3$ )

wobei die Tensorkomponenten ihrerseits von der Richtung der Magnetisierung abhängen. Dreht man das Koordinatensystem um Winkel, deren Richtungskosinus durch

$$\gamma_{i' i} = \gamma_{i' i} \quad (i = 1, 2, 3; i' = 1', 2', 3')$$

gegeben sind, so erhält man für die Tensorkomponente  $w_{rk'}$  im gedrehten System

$$w_{rk'} = \sum_{i,j} \gamma_{r'i} w_{ij} \gamma_{j'k'}. \quad (2)$$

Aus Gl. (1) folgt, daß unter Umständen, nämlich für  $w_{21} \neq 0$ , ein Strom in  $x$ -Richtung eine Spannung in  $y$ -Richtung hervorbringt, also eine Art „Pseudo-Hall-Effekt“, erzeugt. Obgleich diese Folgerung an sich trivial ist, haben wir aus Gründen, die in Punkt (3) angedeutet werden, einige Messungen ausgeführt, die zunächst nichts anderes sollen, als den Tensorcharakter des Widerstandes zu verdeutlichen.

Es wurde also ein dünner Streifen aus ferromagnetischem Material in die Form gebracht, in der üblicherweise der Hall-Effekt gemessen wird [Abb. 1] und der

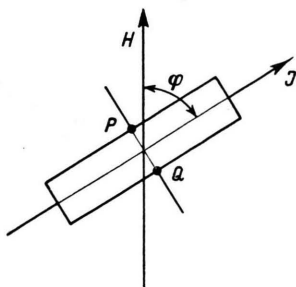


Abb. 1. Schema der Versuchsanordnung zur Bestimmung des Pseudo-Hall-Effekts.

Streifen im Felde eines Elektromagneten so drehbar angeordnet, daß ein zur Sättigung ausreichendes Feld unter beliebigen Winkeln zur Strom- (= Längsrichtung), aber immer in der Ebene des Streifens (= Zeichenebene) einwirken kann. Es zeigt sich, daß tatsächlich bei  $0 < \varphi < 90^\circ$  eine Transversalspannung an den Elektroden P und Q auftritt, die annähernd für  $\varphi = 45^\circ$  maximal wird. Diese Transversalspannung ist im übrigen dem Strom proportional und steigt mit wachsendem Magnetfeld offenbar so weit, bis die Sättigung des Materials erreicht ist. Da der Entmagnetisierungsfak-

tor bei jeder Stellung des Streifens ein anderer ist, läßt sich der Eintritt der Sättigung nur indirekt aus dem Konstantwerden des Effektes abschätzen. Für  $\varphi = 0$  und  $\varphi = 90^\circ$  ist der Effekt, wie zu erwarten, Null.

2. Läßt man die  $x$ -Achse des ursprünglichen Koordinatensystems mit der Feldrichtung (die bei Sättigung mit der Richtung der Magnetisierung identisch wird) zusammenfallen, so haben wir: Für  $\varphi = 0$  (Strom in  $x$ -Richtung)

$$E_1 = w_{11} j_1, \text{ und wegen } E_2 = w_{21} j_1 = 0; w_{21} = 0.$$

Für  $\varphi = 90^\circ$  (Strom in  $y$ -Richtung)

$$E_2 = w_{22} j_2 \text{ und wegen } E_1 = w_{12} j_2 = 0; w_{12} = 0.$$

Das mit der Richtung der Magnetisierung verbundene Koordinatensystem ist demnach ein *Hauptachsensystem* des (symmetrischen) Widerstandstensors.  $w_{11}$  ist, anders ausgedrückt, der Widerstand in Richtung der Magnetisierung, bzw. in Richtung der spontanen Magnetisierung der Weißschen Bezirke,  $w_{22}$  der Widerstand senkrecht dazu. Dabei ist im allgemeinen  $w_{11} > w_{22}$  und  $w_{33} = w_{22}$ .

Legt man, um die Relativstellung des Stromes zur Magnetisierung zu berücksichtigen, ein neues Koordinatensystem mit der  $x'$ -Achse in die Stromrichtung und läßt die  $z$ -Achse unverändert, so werden in Gl. (2) alle Richtungskosinus, die sich auf die  $z$ - oder  $z'$ -Achse beziehen, gleich Null. Im übrigen interessiert uns, da die von uns beobachtete Transversalspannung in die  $y'$ -Richtung fällt und durch einen Strom erzeugt wird, der in der  $x'$ -Richtung fließt, nur die Tensorkomponente  $w_{2'1'}$ , die nach Gl. (2) und unter Berücksichtigung, daß  $w_{12} = w_{21} = 0$  ist, durch

$$w_{2'1'} = \gamma_{2'1} w_{11} \gamma_{1'1} + \gamma_{2'2} w_{22} \gamma_{2'1}$$

gegeben ist. Setzen wir wie in Abb. (1) den Winkel zwischen  $x$ - und  $x'$ -Achse gleich  $\varphi$ , so wird

$$\gamma_{1'1} = \gamma_{2'2} = \cos \varphi; \gamma_{2'1} = \sin \varphi; \gamma_{2'1'} = -\sin \varphi$$

und somit

$$w_{2'1'} = (w_{11} - w_{22}) \sin \varphi \cos \varphi = \frac{\Delta w}{2} \sin (2 \varphi). \quad (3)$$

Hieraus ergibt sich, — in Übereinstimmung mit unseren Messungen —, daß  $E_2' = w_{2'1'} j_1'$  für  $\varphi = 45^\circ$  ein Maximum wird und der Differenz des Widerstandes in Richtung der Magnetisierung und senkrecht dazu proportional ist. Wie man leicht auch formal bestätigt, erhält man  $\Delta w$ , wenn man den Widerstand in Längsrichtung unseres Streifens bei  $\varphi = 0$  und  $\varphi = 90^\circ$  ermittelt.

Wir haben die Beziehung (3) an einer Probe *Elektrolyteisen* (Plansewerk Reutte) und an *Reinnickel* (unbekannter Herkunft) geprüft und innerhalb der Meßfehler gute Übereinstimmung gefunden.

Um das Bild zu vervollständigen, haben wir auch eine Probe einer *Ni-Fe-Legierung* mit magnetischer Vorzugsrichtung (*Pupinspulenblech* der Fa. Philips) untersucht und zwar so, daß ein Streifen nach Abb. 1 unter  $45^\circ$  zur Vorzugsrichtung herausgeschnitten wurde. Wie zu erwarten war, gibt diese Probe auch ohne Einwirkung eines Magnetfeldes eine Transversalspannung, deren Betrag sich aus der Widerstandsände-

<sup>1</sup> R. Becker u. W. Döring, *Ferromagnetismus*, (Springer Berlin 1939) S. 312.



nung berechnen läßt, die man erhält, wenn man durch ein Magnetfeld ausreichender Stärke die Magnetisierung einmal in die Stromrichtung, einmal senkrecht dazu dreht. Die Einwirkung eines Magnetfeldes parallel zur Vorzugsrichtung ändert den Effekt nur um geringfügiges, weil die Magnetisierungsrichtung dabei um  $180^\circ$  geändert wird. Die Wirkung wäre Null, wenn keine Streuung der Weißschen Bezirke vorhanden wäre. Wirkt das Magnetfeld parallel oder senkrecht zu  $j$ , so verschwindet der Transversaleffekt bei Sättigung, weil der Widerstandstensor in diesem Fall wieder seine Hauptachsenform annimmt.

3. Die magnetische Widerstandsänderung in einem ferromagnetischen Material ist deshalb von besonderem Interesse, weil hier kein unmittelbarer Einfluß des äußeren Magnetfeldes auf die Leitungselektronen in der üblichen Art: Krümmung der Bahnen infolge der Lorentz-Kraft — angenommen werden darf. Vielmehr ist hier die durch die Kristallstruktur der Weißschen Bezirke bedingte Anisotropie des Widerstandes der bestimmende Faktor, die Rolle des äußeren Feldes besteht nur in der Drehung des Magnetisierungsvektors. Nun weisen ja auch die übrigen galvano- und thermomagnetischen Effekte in ferromagnetischen Stoffen<sup>2</sup> bedeutende Abweichungen gegenüber den anderen Stoffen auf. Es sind dies, wenn wir uns hier auf den Hall-Effekt beschränken: a) der verhältnismäßig hohe Absolutwert ( $R_{Fe}$  bei kleinen Feldstärken  $\sim 20$ -mal  $R_{Cu}$ ), b) Anstieg der Hall-Spannung mit wachsendem Feld bis zu einem „Sättigungswert“ [Abb. 2a)], der ungefähr mit der Sättigung der Magnetisierung zusammenfällt und c) eine Temperaturabhängigkeit der auf dem steilen Teil der  $E_y(H)$ -Kurve gemessenen Hall-Konstanten  $R_1$  [Abb. 2b)], die den Eindruck erweckt, als wäre diese Größe, ähnlich wie die Anfangspermeabilität, den Anisotropiekonstanten verkehrt proportional. Zu Punkt (b) ist noch zu ergänzen, daß auch oberhalb der Sättigung eine Änderung der Hall-Spannung mit zunehmender Feldstärke festzustellen und daß der gesamte Verlauf der  $E_y(H)$ -Kurve durch einen Ausdruck von der Form

$$E_y = R_0 j H + R_1 j M(H) \quad (4)$$

zu beschreiben ist. In Gl. (4) drückt der erste Summand den gewöhnlichen, durch die Gesetze der Elektronentheorie beschreibbaren Hall-Effekt aus, der oberhalb der Sättigung von  $M$  den Verlauf der Kurve bestimmt.  $R_0$  hat tatsächlich für die meisten Ferromagnetischen die aus der Elektronentheorie sich ergebende Größenordnung und ist im großen und ganzen temperaturunabhängig. Die oben unter Punkt (a) bis (c) angeführten Feststellungen beziehen sich auf den „außerordentlichen Hall-Effekt“, der durch den zweiten Summanden von Gl. (4) ausgedrückt wird.

Man könnte nun annehmen, daß der gleiche Mechanismus, der für die Anisotropie des Widerstandes verantwortlich ist, auch den Mechanismus des außerordentlichen Hall-Effekt bewirkt. Es ist jedenfalls bemerkenswert, daß der von uns festgestellte „Pseudo-

Hall-Effekt“ bei  $45^\circ$  für Nickel viermal so hoch ist wie der Hall-Effekt (bezogen auf die gleiche Stromdichte). Bei Eisen sind die Verhältnisse etwas ungünstiger, allerdings sind die Versuchsbedingungen für die Messung des Hall-Effekts (darüber soll an anderer Stelle berichtet werden) noch immer nicht völlig einwandfrei, so daß die Zahlenwerte noch einer Korrektur unterzogen werden müssen. Auf jeden Fall könnte man versucht sein, den außerordentlichen Hall-Effekt als eine Art Spezialfall des Pseudo-Hall-Effekts zu behandeln, also als eine besondere Form der Widerstandsanisotropie.

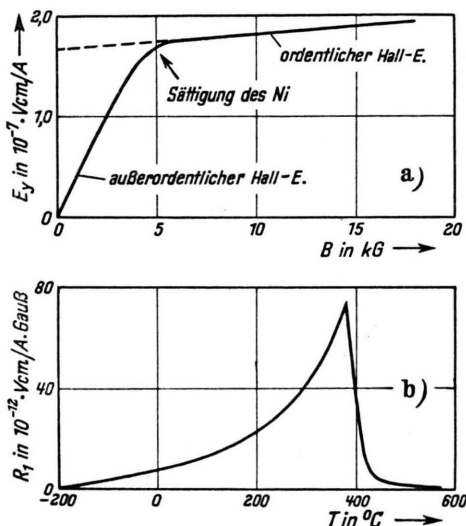


Abb. 2. a) Hall-Spannung in Ni als Funktion der Induktion bei  $T = 300^\circ\text{C}$ , bezogen auf  $1 \text{ Amp./cm}^2$ . b) Konstante des außerordentlichen Hall-Effekts in Ni als Funktion der Temperatur. Beide Kurven nach Messungen von A. W. Smith, Phys. Rev. **30**, 1 [1910].

Vor kurzem haben Karplus und Luttinger<sup>3</sup> eine Theorie des Hall-Effekts in Ferromagnetischen entwickelt, die von der Spin-Bahnmoment-Wechselwirkung ausgeht und damit unmittelbar die Grundlage der Kristallanisotropie mit dem Mechanismus des außerordentlichen Hall-Effekts verknüpft. Sie sind in der Lage, die wesentlichen Züge des Effekts recht befriedigend, zum Teil auch quantitativ, zu erklären. Soweit ein flüchtiges Studium dieser Arbeit zeigt, scheint aber bisher noch kein expliziter Zusammenhang mit der Anisotropie des Widerstands hergestellt zu sein. Hier dürfte meines Erachtens eine lohnende Aufgabe liegen, deren Lösung möglicherweise über den Bereich der ferromagnetischen Stoffe hinausgeht. Es kann aber kaum schaden, wenn man die theoretische Behandlung des Problems dadurch unterstützt, daß man von der experimentellen Seite her das Auftreten von Pseudo-Hall-Effekten als Begleiterscheinung von Widerstandsanisotropie unter verschiedenen Versuchsbedingungen untersucht. Insbesondere wäre die Wirkung mechani-

<sup>2</sup> R. M. Pugh u. N. Rostoker, Rev. Mod. Phys. **25**, 151 [1953].

<sup>3</sup> R. Karplus u. J. M. Luttinger, Phys. Rev. **95**, 1154 [1954].

scher Spannungen zu untersuchen, die ja auch bei der normalen Messung des Hall-Effektes auftreten, deren Wirkung aber bisher nie eingehender beachtet worden ist. Tatsächlich konnte Druyvesteyn<sup>4</sup> nachweisen, daß an Folien, die in definierter Weise deformiert wurden, beim Durchgang eines Stromes eine elektrische Transversalspannung auftritt. Vielleicht liegt hier die tiefere Wurzel des Zusammenhangs: Widerstandsänderung — Hall-Effekt, der durch die Elektronentheorie

nur teilweise und unter Zuhilfenahme von Annahmen<sup>5</sup>, deren physikalische Bedeutung nicht restlos klar ist — beschrieben werden kann.

Abschließend möchte ich Herrn Dr. W. Schneider, der die Messungen ausgeführt und die den Pseudo-effekt beschreibende Gl. (3) abgeleitet hat, für seine Mitarbeit danken. Dank gebührt auch dem Bundesministerium für Verkehr und verstaatlichte Betriebe für die finanzielle Förderung unserer Untersuchungen.

<sup>4</sup> M. J. Druyvesteyn, *Physica* 17, 748 [1951].

<sup>5</sup> Vgl. hierzu u. a. A. Nedoluha u. K. M. Koch, *Z. Phys.* 132, 608 [1952].

## Argon- und Heliumbestimmungen in Eisenmeteoriten

Von W. Gentner und J. Zähringer

Physikalisches Institut der Universität Freiburg i. Br.

(*Z. Naturforsch.* 10a, 498—499 [1955]; eingeg. am 9. Mai 1955)

In den letzten Jahren haben Paneth<sup>1</sup> und Mitarbeiter zeigen können, daß in den Eisenmeteoriten neben He<sup>4</sup> auch He<sup>3</sup> nachzuweisen ist und das Verhältnis dieser beiden Isotope in gewissen Grenzen schwankt. Die Entstehung der He-Isotope konnte sehr überzeugend auf die Wirkung der kosmischen Ultrastrahlung während des Fluges der Meteorite durch den Weltraum erklärt werden. Es erschien uns wichtig, auch den Argongehalt von Eisenmeteoriten zu untersuchen, da es denkbar war, daß bei der Kernverdampfung des Eisens neben anderen Elementen auch Argon in meßbarer Menge gebildet wird. Dabei war nicht auszuschließen, daß die Eisenmeteorite schnelle Argon-Atome der kosmischen Ultrastrahlung einfangen, oder in den Eisenmeteoriten primäres Argon gelöst ist, und auch A<sup>40</sup> durch kleine Verunreinigung von Kalium entsteht.

Unsere Bestimmungen der Argonmengen und die Analyse des Argons im Massenspektrometer sind in den früheren Arbeiten über die Altersbestimmung schon beschrieben<sup>2</sup>. Inzwischen ist die Empfindlichkeit des Nachweises noch wesentlich erhöht worden. Methodisch wurde so vorgegangen, daß Proben verschiedener Meteoritenfälle im Hochfrequenzofen geschmolzen wurden; die entwichenen Gase wurden gereinigt und nur die Edelgasanteile abgetrennt. Es konnte dann das Helium und das Argon durch Trennung in Aktivkohle bei der Temperatur der flüssigen Luft einzeln dem Massenspektrometer zugeführt werden. Die Gasproben wurden vollständig in die Ionenquelle hineingepumpt und die zeitliche Änderung der Linienintensitäten infolge der Änderung des Druckes automatisch registriert. Zur volumetrischen Bestimmung der Helium- und Argonmengen wurden die maximalen Linienintensitäten mit einer Standardmenge verglichen. Bei den

Vorversuchen stellte es sich heraus, daß das Helium mit dem gefundenen A<sup>36</sup> + A<sup>38</sup> ungefähr parallel geht, und als besonders wichtiges Ergebnis zeigte sich ein ganz anderes Häufigkeitsverhältnis der A<sup>36</sup>- und A<sup>38</sup>-Isotope, als man es vom Luftargon her gewohnt ist. Während das Verhältnis A<sup>36</sup> : A<sup>38</sup> im natürlichen Argon sich wie 1:0,187 verhält, ist das in den Meteoriten gefundene Verhältnis 1:1,7. Wir haben das A<sup>40</sup>-Isotop als Maß für die Verunreinigung durch Luft genommen. Ausführliche Kontrollversuche mit verschiedenen Reinigungsmethoden gegen Kohlenwasserstoff haben uns davon überzeugt, daß es sich um Argon handelt. Im Massenspektrometer waren die betreffenden Störlinien unterhalb der Meßgenauigkeit.

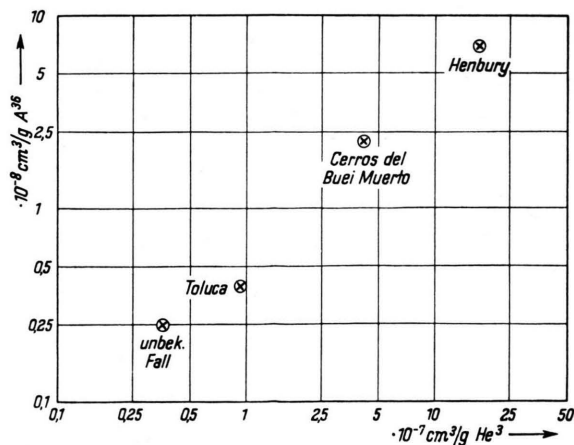


Abb. 1.

In Abb. 1 ist die für vier verschiedene Meteorite gefundene Menge von A<sup>36</sup> gegen He<sup>3</sup> aufgetragen. Es zeigt sich, daß innerhalb der Fehlergrenzen das Verhältnis A<sup>36</sup>/He<sup>3</sup> über zwei Zehnerpotenzen etwa konstant bleibt. Daraus kann man schließen, daß das nachgewiesene Argon auf denselben Entstehungsprozeß zurückzuführen ist wie das He<sup>3</sup> und daß wir es hier mit

<sup>1</sup> J. A. Paneth, P. Reesbeck u. K. I. Mayne, *Geoch. Cosmoch. Acta* 2, 300 [1952].

<sup>2</sup> F. Smits u. W. Gentner, *Geoch. Cosmoch. Acta* 1, 22 [1950]. W. R. Gentner, *Präg* u. F. Smits,

*Geoch. Cosmoch. Acta* 4, 11 [1953]. W. Gentner, K. Goebel u. R. Präg, *Geoch. Cosmoch. Acta* 5, 124 [1954]. F. Smits u. J. Zähringer, *Z. angew. Phys.* (im Druck).