

artigen Drehpunkte der  $\text{BO}_3$ -Gruppen sind die Sauerstoff-Atome des Grunddreiecks. Durch Kippen und Verdrehen der Dreiecke um diese Atome werden die Atomabstände im Sechsering für  $r > 3 \text{ \AA}$  erheblich gestört; sie zeichnen sich daher in der Atomverteilungskurve nur schwach ab (vgl. die Abb. 5 und 6). Die Struktur des geschmolzenen  $\text{B}_2\text{O}_3$  im Temperaturgebiet von 450 bis 600 °C besteht somit aus unebenen Einzel-Schichten, die sich aus gewellten Sechseckringen aufbauen. Mit dieser Schichtvorstellung läßt sich der große Einfluß des Pressens auf die Schicht- und Doppelschicht-Bildung in festem, glasigem  $\text{B}_2\text{O}_3$  erklären. Das Vorhandensein von Einzelschichten im

aufgeschmolzenen  $\text{B}_2\text{O}_3$  wird auch durch die neueren Betrachtungen von RICHTER, BREITLING und HERRE<sup>7</sup> über den Aufbau einatomiger Metallschmelzen nahegelegt.

Das glasige  $\text{B}_2\text{O}_3$  zeigt also in kleinsten Bereichen eine ausgesprochene Schichtstruktur. Diese Struktur bildet sich beim Pressen der Präparate aus der Schmelze verstärkt aus; auch Doppelschichten können hierbei entstehen. Geschmolzenes  $\text{B}_2\text{O}_3$  besteht dagegen aus stark gestörten Einzelschichten, die sich aus starren ebenen  $\text{BO}_3$ -Gruppen aufbauen.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei für die Unterstützung dieser Untersuchungen bestens gedankt.

<sup>7</sup> H. RICHTER, G. BREITLING u. F. HERRE, Naturwiss. 44, 109 [1957].

## Magnetische Eigenschaften dünner elektrolytisch niedergeschlagener und aufgedampfter Nickel- und Eisenschichten

Von LUDWIG REIMER

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Münster (Westf.)

(Z. Naturforschg. 12 a, 550—557 [1957]; eingegangen am 12. April 1957)

In Ergänzung einer früheren Arbeit über die Koerzitivkraft dünner Nickel- und Eisenschichten<sup>1</sup> werden Messungen der Sättigungsmagnetisierung, Remanenz, Permeabilität und reversiblen Magnetisierungsarbeit an denselben Schichten diskutiert. Es ergibt sich bei den elektrolytisch niedergeschlagenen Schichten auf verschiedener Unterlage und bei heiß aufgedampften Schichten (400 °C) unterhalb Schichtdicken von 1000 Å gute Übereinstimmung mit Formeln, die für die Eindomänenstruktur dieser Schichten zusammengestellt werden. Nur auf kalter Unterlage aufgedampfte Nickelschichten zeigen Abweichungen, die nicht eindeutig erklärt werden können.

In einer früheren Veröffentlichung<sup>1</sup> wurde gezeigt, daß die Koerzitivkraft elektrolytisch niedergeschlagener Nickel- und Eisenschichten unterhalb 1000 Å Schichtdicke durch die in diesem Bereich auftretende Eindomänenstruktur erhöht wird und der Maximalwert der Koerzitivkraft durch die Größe und Form der Kristallite innerhalb der Schicht bestimmt ist. Es wurden vor allem zwei Schichttypen näher diskutiert:

I. Elektrolytisch abgeschiedene Nickelschichten auf ebenfalls elektrolytisch niedergeschlagenen Kupferschichten ( $5 \mu$ ) als Unterlage. Diese Schichten zeigten nach elektronenmikroskopischen Ergebnissen<sup>1,2</sup> ausgedehnte Einkristallamellen mit einer mittleren Ausdehnung von  $0,5 \mu$  in Schichtebene, da die

Nickelschichten orientiert auf der Unterlage aufwachsen. Es wurden Maximalwerte der Koerzitivkraft von 240 Oe beobachtet, die einwandfrei auf Form-Anisotropie zurückzuführen sind.

II. Elektrolytisch abgeschiedene Nickelschichten mit auf Glas aufgedampfter Kupferschicht als Unterlage. Diese Schichten zeigten einen feinkristallinen Aufbau, bei dem die Ausdehnung der Kristallite in Schichtebene in der Größenordnung der Schichtdicke lag. Bei diesen Schichten wurde die Koerzitivkraft im Eindomänenbereich vorwiegend durch Kristall-Anisotropie bestimmt, was vor allem durch die Temperaturabhängigkeit der Koerzitivkraft belegt werden konnte.

In der vorliegenden Arbeit sollen Messungen der Remanenz, der Permeabilität im Remanenzpunkt und der reversiblen Magnetisierungsarbeit an denselben Schichten näher diskutiert werden.

<sup>1</sup> L. REIMER, Z. Naturforschg. 11 a, 649 [1956]; ebd. 10 a, 1030 [1955].

<sup>2</sup> L. REIMER, Z. Metallkde. 47, 631 [1956].



### Theoretische Grundlagen

Für Remanenz, Permeabilität und reversible Magnetisierungsarbeit sollen in diesem Abschnitt Formeln, die sich aus der Eindomänen-theorie ergeben, zusammengestellt und mit Formeln der klassischen Spannungstheorie verglichen werden. Insbesondere werden Gleichungen aufgestellt, die zeigen sollen, daß zwischen den verschiedenen Kenngrößen der Magnetisierungskurve Zusammenhänge bestehen, die sich experimentell bestätigen lassen.

Die Remanenz  $J_R$  kann man stets durch folgenden Mittelwert berechnen:

$$J_R/J_s = \overline{\cos \Theta} \quad (1)$$

( $J_s$  = Sättigungsmagnetisierung,  $\Theta$  = Winkel der Magnetisierungsrichtung mit der ursprünglichen Feldrichtung).

Es ergeben sich bei verschiedenen Verteilungen der Magnetisierungsrichtungen im Punkte der Remanenz folgende Werte:

$$J_R/J_s = 0,5 \quad (2a)$$

für eine regellose räumliche Verteilung,

$$J_R/J_s = 0,64 \quad (2b)$$

für eine regellose ebene Verteilung und

$$J_R/J_s = 0,8 \quad (2c)$$

bei einer Einstellung der Magnetisierungsvektoren in die der Sättigungsrichtung am nächsten liegende 111-Richtung.

Die ebene Verteilung (2b) tritt in den Nickelschichten mit Form-Anisotropie auf, die aus ausgehenden Einkristallamellen bestehen. Eine nähere Betrachtung<sup>1</sup> zeigte, daß der Magnetisierungsvektor in diesem Falle stets in der Schichtebene verbleibt, da senkrecht zur Schicht eine sehr starke Entmagnetisierung auftritt, was eine Erhöhung der magnetostatischen Energie zur Folge hätte.

Bei den Schichten mit Kristall-Anisotropie, die annähernd würfelförmige Kristallite besitzen, kann der Magnetisierungsvektor durchaus in einzelnen Kristalliten aus der Schichtebene herauszeigen, wenn man zugrunde legt, daß die Kristallitgrenzen auch gleichzeitig Grenzen der Eindomänenbereiche sind. Wenn die Magnetisierungsrichtungen in der Remanenz die der Sättigungsrichtung am nächsten lie-

gende 111-Richtung einnehmen, erhält man einen Näherungswert für die Remanenz (2c), wenn man  $\cos \Theta$  über eine Kugelkalotte mit dem Öffnungswinkel  $\Theta = 55^\circ$  mittelt (Winkel zwischen 100- und 111-Richtung).

Für die Permeabilität im Remanenzpunkt  $\mu_R$  wurde für den Fall der Form-Anisotropie von STONER und WOHLFARTH<sup>3</sup> die Formel

$$\mu_R - 1 = \frac{8\pi}{3(N_t - N_0)} \quad (3)$$

für eine regellose Verteilung der Magnetisierungsvektoren angegeben. ( $N_t - N_0$ ) bedeutet den Unterschied des Entmagnetisierungsfaktors in der längsten Ausdehnung des Eindomänenbereiches und senkrecht dazu. Die entsprechende Formel der Koerzitivkraft lautet:

$$H_c = 0,48 (N_t - N_0) J_s. \quad (4)$$

Im Falle der Kristall-Anisotropie ergeben sich analoge Formeln. Man muß nur in diesen Gleichungen die magnetostatische Energie

$$E_m = \frac{1}{2} (N_t - N_0) J_s^2 \quad (5)$$

durch die mittlere Kristallenergie  $K$  ersetzen.

Die reversible Magnetisierungsarbeit  $U$ , definiert als Fläche im  $J-H$ -Diagramm

$$U = \int_{J_s}^{J_R} H dJ \quad (6)$$

ist gleich dem vielkristallinen Mittelwert der Kristallenergie  $K$ , wenn Kristall-Anisotropie vorliegt, und gleich der magnetostatischen Energie  $E_m$  (5) bei Form-Anisotropie. Durch einen Reduktionsfaktor 0,5 soll noch die Mittelung über eine regellose Verteilung der Vorzugsrichtungen berücksichtigt werden:

$$U = \frac{1}{4} (N_t - N_0) J_s^2. \quad (7)$$

Die analogen Formeln der klassischen Spannungstheorie (BECKER und DÖRING<sup>4</sup>) lauten:

$$\mu_R - 1 = \frac{8\pi J_s^2}{9\lambda\infty\sigma_i}. \quad (8)$$

Bei hohen inneren Spannungen die bei dicken Schichten immer vorliegen, stimmt nach Untersuchungen von DAHL und PFAFFENBERGER<sup>5</sup> die An-

<sup>3</sup> E. C. STONER u. E. P. WOHLFARTH, Nature, Lond. **160**, 650 [1947]; Trans. Roy. Soc., Lond. **240**, 599 [1948].

<sup>4</sup> R. BECKER u. W. DÖRING, Ferromagnetismus, Springer-Verlag, Berlin 1939.

<sup>5</sup> O. DAHL u. J. PFAFFENBERGER, Elektr. Nachrichtentechn. **10**, 317 [1933].

fangspermeabilität mit der Permeabilität im Remanenzpunkt überein.

$$H_c = p_c \lambda_\infty \sigma_i / J_s, \quad (9)$$

$$U = \frac{3}{2} \lambda_\infty \sigma_i. \quad (10)$$

Aus diesen Formeln kann man folgende Kombinationen bilden, die dimensionsmäßig eine reine Zahl darstellen:

$$\frac{U}{H_c J_s} = \begin{cases} 0,5 & \text{Eindomänentheorie,} \\ 1,5/p_c & \text{Klassische Spannungstheorie;} \end{cases} \quad (11)$$

$$\frac{H_c(\mu_R - 1)}{J_s} = \begin{cases} 4 & \text{Eindomänentheorie,} \\ 2,8 p_c & \text{Klassische Spannungstheorie.} \end{cases} \quad (12)$$

Der Vergleich dieser Formeln mit experimentellen Ergebnissen hat folgende Vorteile:

1. ist in ihnen enthalten, daß die verschiedenen Kenngrößen der Magnetisierungskurve nicht unabhängig voneinander sind,

2. gelten diese Formeln im Bereich der Eindomänentheorie der dünnen Schichten unabhängig davon, ob die magnetischen Eigenschaften durch Form-, Kristall- oder Spannungs-Anisotropie bestimmt werden und

3. liefern die Formeln (11) und (12) verschiedene Werte für die Eindomänentheorie der dünnen Schichten und für die Spannungstheorie, welche die magnetischen Eigenschaften der Schichten beschreiben kann, sobald die Schichtdicken so groß sind, daß Wandverschiebungsprozesse möglich sind. Man kann aus der Schichtdickenabhängigkeit dieser Größen daher die Ausbildung der Eindomänenstruktur verfolgen. Leider tritt in den Formeln der Spannungstheorie noch der unbestimmte Faktor  $p_c$  auf, der von der räumlichen Periodizität der inneren Spannungen abhängen soll und daher sehr „strukturempfindlich“ ist. Für dicke Schichten ist es daher durchaus möglich, daß man bei verschiedenen Schichtstrukturen auch verschiedene Werte von  $p_c$  erhält. Außerdem muß man beachten, daß die reversible Magnetisierungsarbeit oft auf einen anderen Mittelwert der inneren Spannungen und sogar auf andere Arten von inneren Spannungen anspricht als Koerzitivkraft und Permeabilität.

### Experimentelle Ergebnisse und Diskussion

#### a) Elektrolytisch niedergeschlagene Nickelschichten

Im Rahmen dieser Arbeit sollen nur die dünnen Schichten unterhalb 1000 Å mit Eindomänenstruktur einer näheren Diskussion unterzogen werden. Es sei nur erwähnt, daß man die magnetischen Eigen-

schaften der dicken Schichten mit der Spannungstheorie voll und ganz beschreiben kann, was auch schon in früheren Arbeiten von ELENBAAS<sup>6</sup> zum Ausdruck kommt.

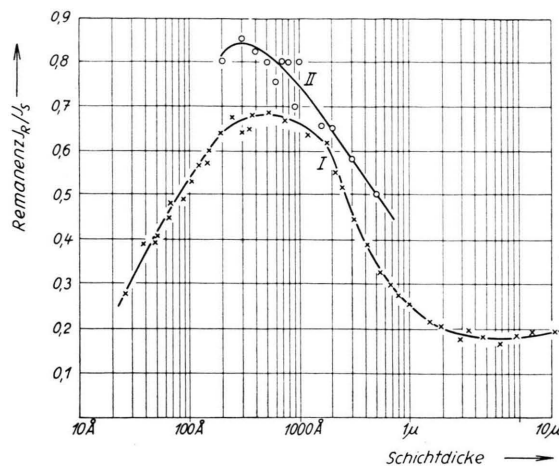


Abb. 1. Remanenz elektrolytisch niedergeschlagener Nickelschichten in Abhängigkeit von der Schichtdicke, (x) I. elektrolytisch abgeschiedenes Kupfer als Unterlage, (o) II. Kupfervafdampfschicht auf Glas als Unterlage.

Wir beschränken uns ferner auf die magnetischen Eigenschaften der beiden anfangs erwähnten Schichttypen I und II, welche die größten Unterschiede in der Schichtdickenabhängigkeit der Koerzitivkraft zeigten<sup>1</sup>.

Die Messungen der Remanenz (Abb. 1) zeigen zwischen 100 und 1000 Å befriedigende Übereinstimmung mit obigen Rechnungen, wenn auch die beobachteten Werte etwas höher liegen als die für Schichttyp I nach (2b) und für II nach (2c) berechneten Werte. Der Abfall der Remanenz bei dickeren Schichten ist durch die Ausbildung der Zugspannungen zu erklären. In der Schichtebene liegt ein zweiachsiger Spannungszustand vor, die Schichtnormale ist also Vorzugsrichtung, da sich in Nickel der Magnetisierungsvektor unter der Einwirkung mechanischer Spannungen in die Richtung größter Stauchung einstellt. Der Abfall der Remanenz bei Schichtdicken kleiner als 100 Å ist dagegen nicht ohne weiteres zu erklären. Es sei darauf hingewiesen, daß nicht der absolute Wert  $J_R$  der Remanenz, sondern das Verhältnis  $J_R/J_s$  aufgetragen ist, so daß dieser Abfall nicht durch die Erniedrigung der Sättigungsmagnetisierung bei dünnen Schichten hervorgerufen sein kann. Ballistische Messungen der Sättigungsmagnetisierung an Nickelschichten (Typ I)

<sup>6</sup> W. ELENBAAS u. W. F. VON PEYPE, Z. Phys. 76, 829 [1932].

sind in Abb. 2 mit Messungen von CRITTENDEN und HOFMANN<sup>7</sup>, JENSEN und NIELSEN<sup>8</sup> und DRIGO<sup>9</sup> verglichen. Parallel zum Abfall der relativen Remanenz beobachtet man eine Änderung der gesamten Gestalt der Magnetisierungskurve (Abb. 3, 100 und 40 Å). Die Magnetisierungskurve wird mit abnehmender Schichtdicke flacher. Ähnliche Verhältnisse sind auch an aufgedampften Eisschichten gefunden worden,

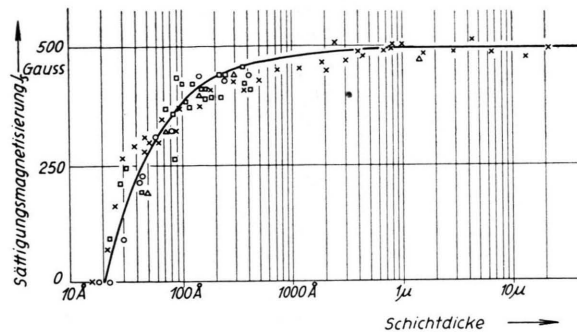


Abb. 2. Sättigungsmagnetisierung dünner Nickelschichten in Abhängigkeit von der Schichtdicke nach Messungen von CRITTENDEN und HOFMANN (○), JENSEN und NIELSEN (□) an Aufdampfschichten und DRIGO (△) und Verfasser (×) an Elektrolytschichten. Die ausgezeichnete Kurve ist nach einer Theorie von KLEIN und SMITH<sup>13</sup> berechnet.

die mit Hilfe des FARADAY-Effektes untersucht wurden<sup>10, 11</sup>. Man könnte in Erwägung ziehen, den Abfall der Remanenz durch eine Theorie von NÉEL<sup>12</sup> zu deuten, nach der bei dünnen Schichten eine thermisch induzierte Schwankung der Magnetisierungsrichtungen auftreten soll, die eine Ummagnetisierung begünstigt. Eine endgültige Entscheidung läßt sich nach dem augenblicklichen Stand der Ergebnisse aber noch nicht fällen.

Abb. 3 zeigt den Einfluß einer thermischen Erholung (2 h, 400 °C) auf die Form der Magnetisierungskurve. Während sich bei dicken Schichten eine Beseitigung der inneren Spannungen in einer Aufrichtung der Magnetisierungskurve bemerkbar macht, ändert sich die Kurvenform bei den dünnen Schichten kaum. Dies liegt einmal daran, daß sich in diesen dünnen Schichten noch keine inneren Spannungen ausgebildet haben und ferner die Form-Anisotropie die Spannungs-Anisotropie bei weitem überwiegt.

Die reversible Magnetisierungsarbeit (Abb. 4 und 5) zeigt oberhalb 1000 Å sehr hohe Werte, die ebenfalls durch innere Spannungen verursacht sind. Dies zeigt vor allem eine Temperung 2 h bei 200 °C, welche eine teilweise Erholung der inneren Spannungen bewirkt. Es ist bemerkenswert, daß diese Erholung bei den dünneren Schichten vollständiger erfolgt als bei den dickeren. Unterhalb 1000 Å ändert sich die Größe der Magnetisierungsarbeit durch Tempern jedoch nicht, selbst wenn man die Schichten bis 400 °C erhitzt. Dies zeigt, daß unterhalb 1000 Å in den elektrolytisch niedergeschlagenen Nickelschichten noch keine inneren Spannungen vorhanden sind und die Größe der Magnetisierungsarbeit ein Maß für die Anisotropiekräfte darstellt. Bei Form-Anisotropie (Schichttyp I, Abb. 4) kann man die reversible Magnetisierungsarbeit nach (7) berechnen, wenn man  $(N_t - N_0)$  nach (4) aus Messungen der Koerzitivkraft entnimmt. Da bei dünnen Schichten ein Maximalwert der Koerzitivkraft von etwa 200 Oe beobachtet wurde<sup>1</sup>, so berechnet sich  $U = 5 \cdot 10^4$  erg/cm<sup>3</sup> in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Werten bei Vorliegen von Eindomänenstruktur unterhalb 1000 Å. Bei den Schichten mit Kristall-Anisotropie (Schichttyp II, Abb. 5) beobachtet man bei dünnen Schichten einen Wert  $U = 7,5 \cdot 10^3$  erg/cm<sup>3</sup>, der auch früher<sup>1</sup> als vielkristalliner Mittelwert der Kristallenergie für die Abschätzung der Koerzitivkraft ( $H_c = 2 K/J_s$ ) benutzt wurde.

Mit an denselben Schichten gemessenen Werten der Permeabilität im Remanenzpunkt (Schichtdickenabhängigkeit nicht extra dargestellt) und der Koerzitivkraft (siehe Anm.<sup>1</sup>) kann man für die beiden Schichttypen die Kombinationen  $U/H_c J_s$  und  $H_c(\mu_R - 1)/J_s$  bilden (Abb. 6 und 7). Es ist schon darauf hingewiesen, daß die Werte bei dicken Schichten noch von dem jeweiligen Wert von  $p_c$  abhängen. Mit dem Einsetzen der Eindomänenstruktur unterhalb Schichtdicken von 1000 Å erreicht der Ausdruck  $U/H_c J_s$  dagegen bei beiden Schichttypen Werte der Größenordnung 0,5, während der Ausdruck  $H_c(\mu_R - 1)/J_s$  ansteigt, wenn auch der Wert von 4, der nach (12) theoretisch zu erwarten ist, nicht ganz erreicht wird. Diese Betrachtung zeigt also,

<sup>7</sup> E. C. CRITTENDEN u. R. W. HOFMANN, Rev. Mod. Phys. **25**, 310 [1953].

<sup>8</sup> H. JENSEN u. A. NIELSEN, Ferromagnetism of Thin Nickel Films, Akademiet for die techn. videnskaber, Kopenhagen 1953.

<sup>9</sup> A. DRIGO, Nuovo Cim. **8**, 498 [1949].

<sup>10</sup> L. REIMER, Z. Naturforsch. **11 a**, 611 [1956].

<sup>11</sup> L. REIMER, Vortrag Physikertagung München 1956, Z. Phys., im Druck.

<sup>12</sup> L. NÉEL, C. R. Acad. Sci., Paris **228**, 664 [1949]; Rev. Mod. Phys. **25**, 293 [1953].

<sup>13</sup> M. J. KLEIN u. R. S. SMITH, Phys. Rev. **81**, 378 [1951].



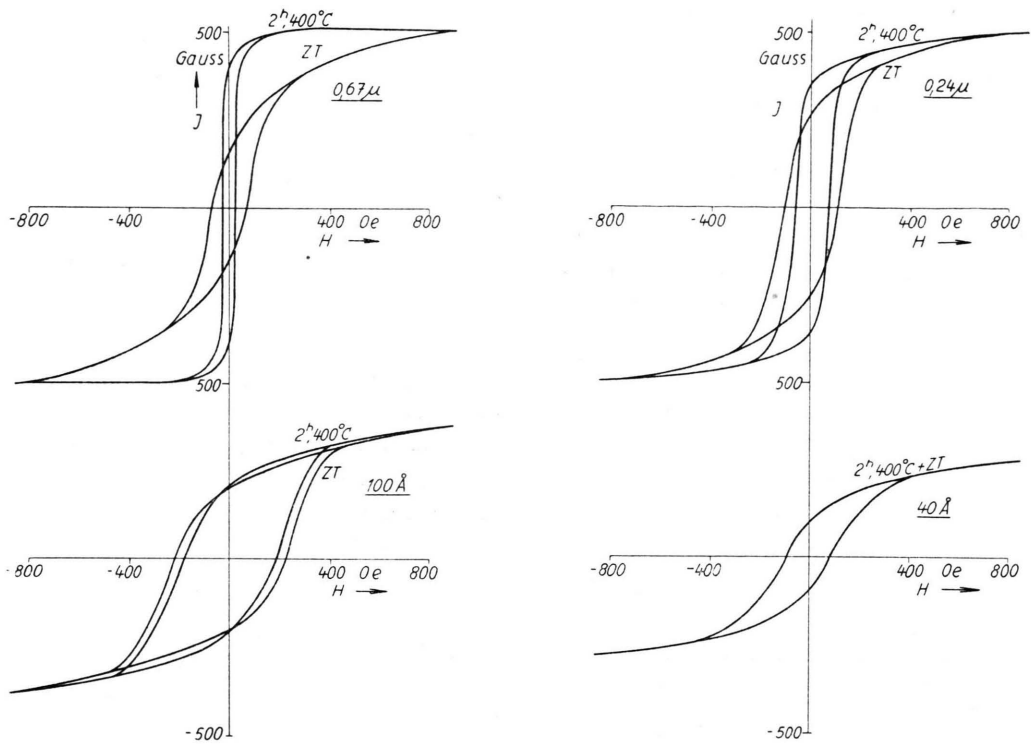


Abb. 3. Magnetisierungskurven elektrolytisch niedergeschlagener Nickelschichten verschiedener Schichtdicke auf Elektrolytkupfer als Unterlage.

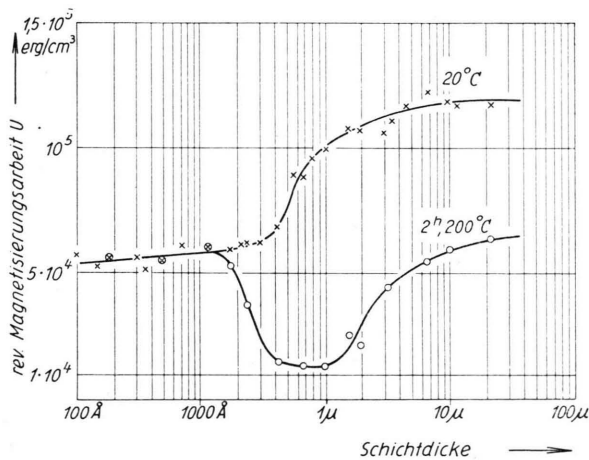


Abb. 4. Reversible Magnetisierungsarbeit elektrolytisch niedergeschlagener Nickelschichten auf Elektrolytkupfer als Unterlage nach Herstellung (x) und nach 2 h Temperung bei 200 °C (o).

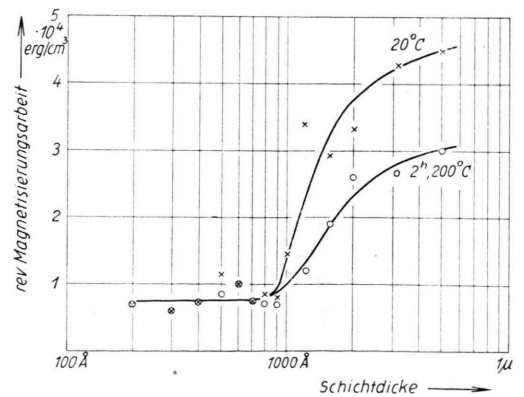


Abb. 5. Reversible Magnetisierungsarbeit elektrolytisch niedergeschlagener Nickelschichten auf Kupferaufdampfschicht als Unterlage nach Herstellung (x) und nach 2 h Temperung bei 200 °C (o).

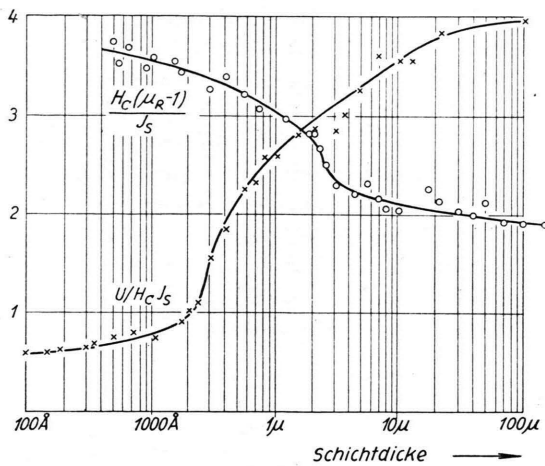


Abb. 6.

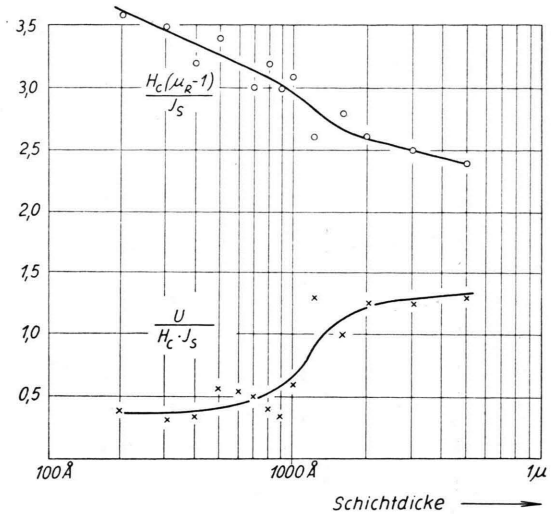


Abb. 7.

Abb. 6 und 7.  $U/H_c J_s$  und  $H_c(\mu_R - 1)/J_s$  für elektrolytisch niedergeschlagene Nickelschichten auf Elektrolytkupfer (Abb. 6) und Kupferaufdampfschicht (Abb. 7) als Unterlage.

daß man mit den Formeln, die aus der Eindomänen-theorie abgeleitet sind, nicht nur die Koerzitivkraft quantitativ berechnen kann<sup>1</sup>, sondern daß auch die anderen Kenngrößen der Magnetisierungskurve mit den oben angegebenen Formeln beschrieben werden können.

Weitere Rückschlüsse über die Magnetisierungsvorgänge in dünnen Schichten kann man aus den Messungen der elektrischen Widerstandsänderung im Magnetfeld gewinnen, vor allem wenn ballistische Messungen an denselben Schichten vorliegen. Über diese Messungen soll in einer nachfolgenden Veröffentlichung berichtet werden.

#### b) Aufgedampfte Nickelschichten

Die Nickelschichten wurden auf elektrolytisch vorverkupferte Bronzebänder aufgedampft, um dieselbe Unterlage wie bei den elektrolytisch abgeschiedenen Nickelschichten (Typ I) vorliegen zu haben. Durch Stromdurchgang konnten diese Bänder auf verschiedene Temperaturen aufgeheizt werden, wodurch die Kristallitgröße der Aufdampfschicht und damit auch der Maximalwert der Koerzitivkraft verändert werden konnte<sup>1</sup>. Von den anderen magnetischen Eigenschaften sind die Remanenz in Abb. 8 und die reversible Magnetisierungsarbeit in Abb. 9 wiedergegeben.

Als erstes sollen die auf heißer Unterlage (400°C) aufgedampften Nickelschichten diskutiert werden, da diese die gleiche Schichtstruktur (Einkristallamellen) aufweisen wie die elektrolytisch auf der gleichen Unterlage abgeschiedenen Nickelschichten (Typ I).

Elektronenmikroskopische Aufnahmen dieser Schichten wurden bereits veröffentlicht<sup>1</sup>. Das Maximum der Koerzitivkraft betrug ebenfalls etwa 200 Oe. Die Remanenz (Abb. 8) zeigt unterhalb 1000 Å

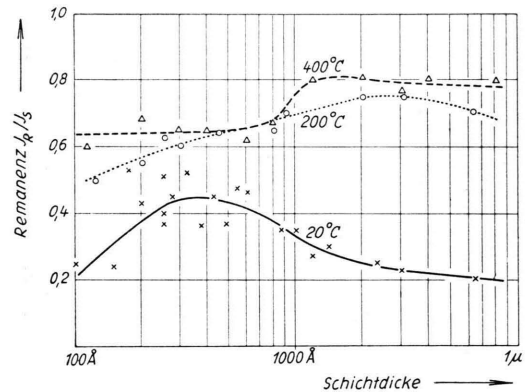


Abb. 8. Remanenz von Nickelaufdampfschichten auf Elektrolytkupfer verschiedener Trägertemperatur.

bessere Übereinstimmung mit dem in (2 b) angegebenen Wert von 0,64 als es bei den entsprechenden Elektrolytschichten der Fall ist. Oberhalb 1000 Å fällt die Remanenz dagegen nicht ab, da in den heiß aufgedampften Schichten nur sehr geringe Spannungen von etwa 3 kg/mm<sup>2</sup> bestehen. Diesen Wert der Spannungen kann man aus dem niedrigen Wert der reversiblen Magnetisierungsarbeit (Abb. 9) berechnen. Bei den dünnen Schichten steigt dagegen die reversible Magnetisierungsarbeit mit dem Einsetzen der Eindomänenstruktur wieder auf denselben

Wert von  $5 \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3$  an, der auch an den Elektrolytschichten gleicher Struktur (Abb. 4) gefunden wurde. Auch die Werte von  $U/H_c J_s$  (Abb. 10) und  $H_c(\mu_R - 1)/J_s$  (Abb. 11) zeigen unterhalb  $1000 \text{ \AA}$

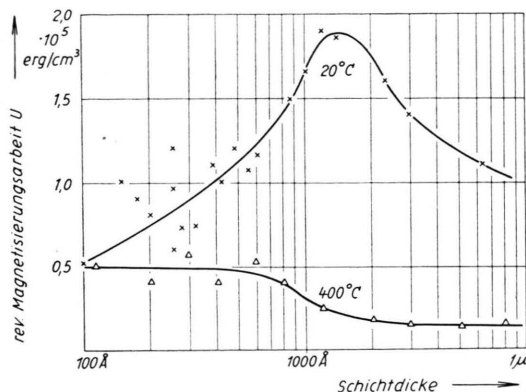


Abb. 9. Reversible Magnetisierungsarbeit von Nickelaufdampfschichten auf Elektrolytkupfer verschiedener Trägertemperatur.

die theoretisch zu erwartenden Werte 0,5 bzw. 4.

Wesentlich unübersichtlicher liegen die Verhältnisse bei den kalt aufgedampften Schichten ( $20^\circ\text{C}$ ). Die hohen Werte der reversiblen Magnetisierungs-

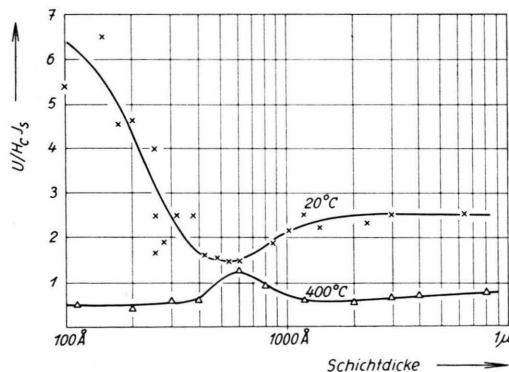


Abb. 10.  $U/H_c J_s$  für Nickelaufdampfschichten verschiedener Trägertemperatur.

arbeit weisen darauf hin, daß sich die inneren Spannungen bereits bei geringeren Schichtdicken auszubilden beginnen als es bei den Elektrolytschichten der Fall war. Die Werte von  $U/H_c J_s$  und  $H_c(\mu_R - 1)/J_s$  in Abb. 10 und 11 zeigen eine völlig andere Schichtdickenabhängigkeit. Man kann bei diesen Schichten also nicht mehr mit den im ersten Abschnitt zusammengestellten Formeln rechnen. Innere Spannungen können kaum die Abweichungen hervorrufen, da die Koerzitivkraft dieser kalt aufgedampften Schichten unterhalb  $300 \text{ \AA}$  sehr niedrige Werte aufweist<sup>1</sup>. Die

Abweichungen werden vielleicht in der sehr feinkristallinen Struktur dieser Schichten zu suchen sein. Nach elektronenmikroskopischen Ergebnissen besitzen diese kalt aufgedampften Schichten eine Kristallitgröße von etwa  $70 \text{ \AA}$ . Das heißt aber, daß bei Schichten oberhalb  $100 \text{ \AA}$  die Schicht nicht aus durchgehenden Kristalliten besteht, sondern mehrere Kristallite übereinandergelagert sind. Die gegenseitige Beeinflussung der Kristallite durch Streufelder kann dann so groß werden, daß man nicht mehr mit den oben angegebenen Formeln rechnen darf, die an sich für isolierte Teilchen mit Ein-

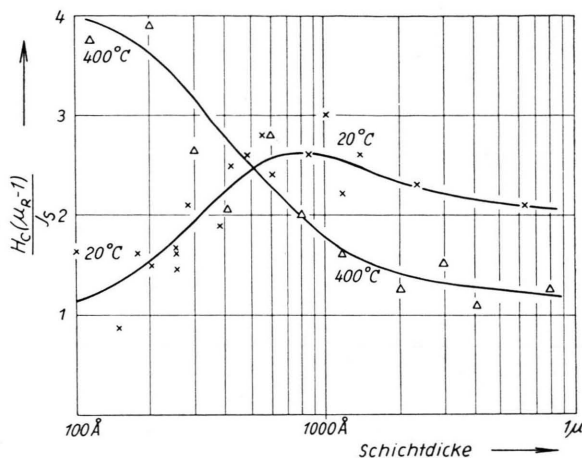


Abb. 11.  $H_c(\mu_R - 1)/J_s$  für Nickelaufdampfschichten verschiedener Trägertemperatur.

domänenstruktur abgeleitet sind. Bei allen anderen hier betrachteten Schichten liegt dagegen der Fall vor, daß die Schicht im Bereich der Eindomänenstruktur (Schichtdicken kleiner als  $1000 \text{ \AA}$ ) aus durchgehenden Kristalliten besteht.

Die gesamte Magnetisierungskurve der kalt aufgedampften Schichten zeigt ebenfalls eine abweichende Form (Abb. 12 a), während die heiß aufgedampften Schichten ( $400^\circ\text{C}$ ) (Abb. 12 b) in der Kurvenform wieder mit den elektrolytisch niedergeschlagenen Schichten (Abb. 3) übereinstimmen. Die auf  $200^\circ\text{C}$  heiße Träger aufgedampften Nickelschichten nehmen eine Mittelstellung ein. Eine Magnetisierungskurve dieser Schichten wurde bereits veröffentlicht<sup>1</sup>.

### c) Elektrolytisch niedergeschlagene Eisschichten

Die elektrolytisch niedergeschlagenen Eisschichten zeigten einen sehr feinkristallinen Aufbau. Der Maximalwert der Koerzitivkraft betrug etwa  $240 \text{ Oe}$ ,

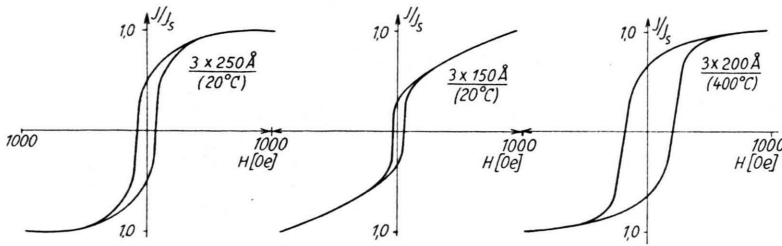


Abb. 12.  
Magnetisierungskurven kalt aufgedampfter (20 °C) und heiß aufgedampfter Nickelschichten (400 °C).

was auf geringe Form-Anisotropie schließen läßt<sup>1</sup>. Nach einer zweistündigen Temperung der Schichten bei 400 °C trat eine Durchorientierung ein, die zu größerer Form-Anisotropie und zu höheren Werten der Koerzitivkraft von etwa 400 Oe führte.

Die Remanenz und reversible Magnetisierungsarbeit dieser Eischichten sollen in Abb. 13 und 14

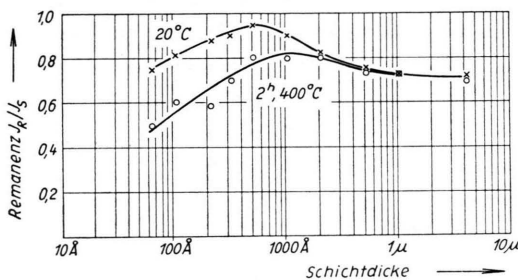


Abb. 13. Remanenz elektrolytisch niedergeschlagener Eischichten auf Elektrolytkupfer als Unterlage, nach der Schichtherstellung (x) und nach 2 h Temperung bei 400 °C.

wiedergegeben werden. Die Magnetisierungsarbeit der ungetemperten Schichten zeigt bei dicken Schichten den vielkristallinen Mittelwert der Kristallenergie von etwa 70 000 erg/cm<sup>3</sup>. Es ist dagegen nicht zu erklären, warum die reversible Magnetisierungsarbeit bei den dünnen Schichten unter diesen Wert sinkt. Da die Remanenz bei der gleichen Schichtdicke ansteigt, ist zu vermuten, daß Vorzugslagen eingenommen werden, die der Feldrichtung sehr benachbart liegen. Nach der Temperung bei 400 °C steigt die reversible Magnetisierungsarbeit bei den dünnen Schichten mit dem Einsetzen der Eindomänenstruktur sehr stark an. Wegen der hohen Koerzitivkraft der getemperten Schichten liegt der Schluß

nahe, daß die hohen Werte der Magnetisierungsarbeit wieder ein Maß für die Form-Anisotropie darstellen. Wenn man aus Gl. (4) für eine 200 Å dünne Schicht mit einer Koerzitivkraft von  $H_c = 395$  Oe und  $J_s = 1715$  Gß ( $N_t - N_0$ ) berechnet und in (7)

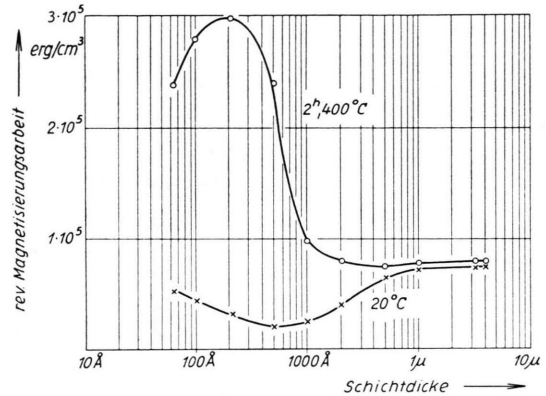


Abb. 14. Reversible Magnetisierungsarbeit elektrolytisch niedergeschlagener Eischichten auf Elektrolytkupfer als Unterlage, nach Schichtherstellung (x) und nach 2 h Temperung bei 200 °C (o).

einsetzt, so resultiert  $U = 330\,000$  erg/cm<sup>3</sup>, was mit dem experimentellen Wert (Abb. 14) sehr gut übereinstimmt. Das bedeutet aber auch, daß die Relation (11) für die getemperten Schichten gut erfüllt ist. Die Abnahme der Remanenz nach der Temperung spricht ebenfalls dafür, daß die magnetischen Vorzugslagen durch Form-Anisotropie hervorgerufen werden, da dann eine ebene Verteilung der Magnetisierungsvektoren (2 b) angestrebt wird. Demgegenüber zeigen die ungetemperten Schichten höhere Remanenzwerte, da wegen der geringeren Form-Anisotropie die Vorzugslagen durch die Kristall-Anisotropie bestimmt werden.