

DIE MAGNETISCHEN EIGENSCHAFTEN VON AUFGEDAMPFTEN DÜNNEN SCHICHTEN DES TRINÄREN SYSTEMS Ni-Fe-Co

Von
Toshitaka FUJII, Susumu UCHIYAMA, Makoto TAKAYASU,
und Katsumi TAKAHASHI

Abteilung der elektrischen Technik

(Eingegangen am 20. Mai 1974)

ÜBERBLICK

Die fundamentalen magnetischen Eigenschaften, sowie die einachsige Anisotropiekonstante H_k , die Strukturkonstante S , bzw. die statische Wandkoerzitivkraft H_w von Aufdampfschichten des trinären Systems Ni-Fe-Co wurden systematisch untersucht. H_k konnte durch ein einfach von der binären- zur trinären Legierung verallgemeinertes Atompaar-Ordnungsmodell erklärt werden. Mittels Suszeptibilitätsmessungen wurde die Strukturkonstante S abgeschätzt, die ein Maß für die lokalen Anisotropien ist, die die lokale Magnetisierungsschwankung in der Schicht bewirkt. Die gemessenen Wandkoerzitivkräfte stimmen gut mit den nach einer Theorie von Hoffmann berechneten überein. Einige Hinweise, die die noch verbleibenden geringen Unterschiede zwischen Experiment und Theorie erklären konnten, sind abschließend angefügt worden.

I Einleitung

Im Vergleich zu Ni-Fe-Legierungen an dünnen ferromagnetischen Schichten sind nur wenige Untersuchungen der magnetischen Eigenschaften des trinären Legierungssystems Ni-Fe-Co durchgeführt worden. Repräsentative Veröffentlichungen sind z.B. die von Bradley [1], und Tolman [2] für Aufdampfschichten und die von Wolf [3] für elektrolytisch aufgebraute Schichten, deren Zusammensetzungen sich jedoch wegen des überwiegenden Interesses für Speicher von Hochgeschwindigkeitscomputern auf magnetostruktionsfreie Legierungszusammensetzungen beschränkt. Das magnetische Verhalten anderer trinären Legierungen noch nicht systematisch untersucht worden. Es ist deshalb von Interesse grundlegende Untersuchung für diese Zusammensetzungen durchzuführen. Dazu wurden im Vakuum Schichten verschiedener Zusammensetzungen mit kubisch-flächenzentriertem Gitter aufgedampft. Als magnetische Eigenschaften wurden dabei die einachsige Anisotropiekonstante H_k , der Aufspaltungswinkel α_{50} , die transversale Suszeptibilitätskurve $\chi_t(h(\alpha))$, und die Wandkoerzitivkraft H_w mit Hilfe einer magnetooptischen Kerr-Apparatur gemessen. Auch in kompakten Materialien ist der Mechanismus der einachsigen Anisotropie noch nicht völlig geklärt. Wir haben nun gezeigt, daß auf dieselbe Art wie in ferromagnetischen binären Legierungen, der Ursprung der Anisotropie möglicherweise durch die Atompaar-Ordnungszustände kommt. Mit Hilfe der Theorie von Hoffmann wurde die Strukturkonstante S [4], die nur von der Schichtstruktur abhängig ist, aus der

Suszeptibilitätskurve berechnet. Sowohl die Kristallanisotropie- als auch die Sättigungmagnetostruktionskonstante sind die wichtigsten Parameter hinsichtlich des Verhaltens der Magnetisierung. In den kompakten Materialien wurde erstere von Mc Keeham[5] für einige Zusammensetzungen gemessen. Die Magnetostruktionskonstante wurde von mehreren Forscher bestimmt, dessen Ergebnis von Bozorth[6], Humphrey und Wilts[7] in einem Legierungsdiagramm zusammengefaßt wurden. Da die Strukturkonstante S stark mit dieser beiden Parametern gekoppelt ist, konnten wir diesbezüglich ausreichende Kenntnisse erhalten.

In Bezug auf die Koerzitivkraft sind schon mehreren Jahren nicht nur experimentelle- sondern auch theoretische Untersuchungen durchgeführt worden, wie z.B. das bekannte 4/3-Gesetz von Néel[8], wobei gilt: $H_c \propto d^{-4/3}$ mit d = Probendicke. In kompakten Materialien folgt die Koerzitivkraft dieser Formel, nicht jedoch in dünnen Schichten. Hoffmann hat vor kurzem eine Theorie[9] entwickelt, in der die Inhomogenität der Schicht (sie ist folglich mit der Strukturkonstante verknüpft) die hauptsächliche Rolle spielt. Die Theorie von Hoffmann konnte in der gegenwärtiger Arbeit verifiziert werden.

II Herstellung der Proben und Meßverfahren

Alle Proben wurden im Vakuum durch aus Aluminiumoxid-Tiegeln hergestellt. Während des Aufdampfens war der Restgasdruck besser als 10^{-6} Torr. Ein homogenes Gleichfeld von etwa 100 Oe (Eine Helmholtzspule wurde darum in den Rezipienten eingebaut) lag parallel zur Schichtoberfläche, um in der Schicht ein einachsige Anisotropie zu erzeugen. Da die Aufdampfrate (r) sich besonders

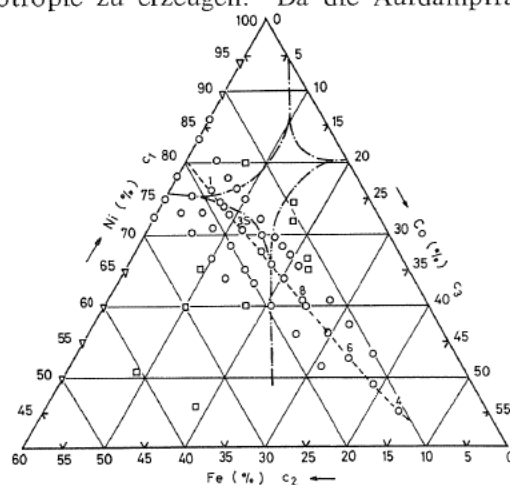


Abb. 1 Legierungszusammensetzungen der untersuchten Schichten.

- : aufgedampft bei $T_d=320^\circ\text{C}$ oder getempert bei $T_a=320^\circ\text{C}$ nach Aufdampfung bei $T_d=280^\circ\text{C}$.
Temperdauer jeweils eine Viertelstunde.
- △ : Ergebnisse nach [10], $T_a=320^\circ\text{C}$.
- : Ergebnisse nach [11], $T_d=295^\circ\text{C}$.
- : Linie von $\lambda_s=0$, nach [2].
- - - : Linien von $K_1=0$, nach [5].

empfindlich auf die Schichtstruktur auswirkt, wurde sie möglichst konstant ($r \approx 500 \text{ \AA}$ pro Minute) kontrolliert gehalten. Die Schichtdicke (d) betrug 800 bis 1100 \AA . Der Glasträger war in einem aufheizbaren Kupferblock eingebettet. Auf diese Weise konnte der Temperaturgradient über den Träger sehr klein gehalten werden. Die im I. Paragraph besagten Messungen ergaben, daß der Skew an allen hergestellten Schichten vernachlässigbar klein war. Dies ist ein wesentlicher Fortschritt gegenüber früher hergestellten Schichten, bei denen nur gelegentlich Skewfreiheit festgestellt werden konnte. Die Legierungszusammensetzung der untersuchten Schichten wird in Abb. 1 mit verschiedenen Symbolen gekennzeichnet, dessen Gittertyps nur kubisch-flächenzentriertes Gitter behält. In dieser Abbildung sind auch die gestrichelten Linie mit verschwindender Magnetostriktion ($\lambda_s=0$, nach [1, 2]) und ebenso mit strich-punktierten Linien ($K_1=0$, nach [5]) eingezeichnet.

Genaue Bestimmungen der Legierungszusammensetzung der Schicht aus Röntgenfluoreszenzmessungen wurden noch nicht ausgeführt, abgesehen von drei Schichten. Es ist jedoch anzunehmen, daß die maximale Abweichung der Legierungszusammensetzung zwischen Verdampfmateriale und der Schicht kleiner als 2% ist, weil das Metall im Tiegel fast völlig aufgedampft wurde. Die Schichtdicke wurde mit dem Vielfachreflexionsinterferometer, oder dem sog. Tranzki'schen Verfahren bestimmt. Für die Kristallitgröße verwendeten wir die Ergebnisse von Reinhold [12].

Alle Messungen der magnetischen Eigenschaften wurden mit einer magneto-optischen Kerr-Apparatur ausgeführt. Ein Flecke von etwa $1\text{mm} \times 2\text{mm}$ wurde mit polarisiertem Licht bestrahlt. Die Drehung der Polarisationssebene nach der Reflexion, die mittels eines Analysators und ausschließender Photodiode als Meßsignal registriert werden kann, erlaubt Aussagen über die Magnetisierungsrichtung. Durch Anlagen von Gleich- und Wechselfeldern in der Schichtebene lassen sich die folgenden Meßgrößen bestimmen:

a) die Anisotropiefeldstärke H_k , b) die transversale Suszeptibilität $\chi_t(h(\alpha))$, wobei insbesondere die Feldabhängigkeit dieser Größe beim Anlegen eines quasistatischen Gleichfeldes senkrecht zur leichten Richtung von Interesse ist, c) der Aufspaltungswinkel α_{50} (s. Erläuterung der Tabelle 1), d) der Wandkoerzitivkraft H_w .

Tabelle 1 Magnetische Eigenschaften von einigen Ni-Fe-Co Schichten mit nahezu verschwindender Magnetostruktionskonstante, $T_d=280^\circ\text{C}$

Schicht	Legierungs-	H_k	H_w	$*M_s \times 10^{-3}$	Aufspaltungs-	** $B \times 10^3$	Strukturkonstante	$S \times 10^2 [\text{erg/cm}^2]$
Nr.	zusammensetzung	[Oe]	[Oe]	[Gauß]	winkel α_{50} [Grad]		aus $\chi_t(h)$ -Kurve	aus α_{50} ***
1	76.8Ni/18.2Fe/5.0Co	7.3	2.16	0.9 ₀	0.3	2.2 ₈	1.1 ₂	1.5 ₄
3S	71.0 17.0 12.0	13.3	2.98	0.9 ₄	0.06 ₄	1.2 ₂ ±0.1 ₂	1.13±0.0 ₅	1.3 ₂
8	60.5 24.5 15.0	18.2	3.32	1.0	0.06 ₅	1.2 ₀ ±0.2 ₀	1.3 ₇ ±0.1 ₁	1.1 ₄
6	52.4 13.0 34.6	20.7	4.31	1.0 ₅	0.23	2.7 ₄	2.4	2.3
4	44.8 10.6 44.6	24.3	7.24	1.1	0.57	4.5 ₆	3.3 ₄	3.7

* : nach Bozorth [6]

** : nach Gleichung (5)

*** : S wurde nach folgender Formel berechnet: $\alpha_{50}K_{11}=0.67 \frac{3}{8\pi} \cdot \frac{S^2}{Ah_a}$. Hierin bedeutet h_a das auf H_k normierte Blockierungsfeld, das ist definiert durch $h_a-1=B^{4/5}$ [15]. Man kann dabei entnehmen, daß $h_a \approx 1$, da in meisten Fällen $B \ll 1$ ist.

Meßverfahren für die ersten drei (H_k , $\chi_t(h(90^\circ))$, und α_{s0}) wurden ausführlich in [13–15] beschrieben. Die Wandkoerzitivfeldstärke H_w ist definiert durch die Feldstärke, bei der nach Anlegen eines vom Feldwert Null anwachsenden quasi-statischen magnetischen Feldes die Wand anfängt sich zu bewegen. Anstelle einer direkten Beobachtung der Wandverschiebung benutzen wir folgende Methode: Zuerst wird die Probe durch ein Wechselfeld in ungefähr schwerer Richtung entmagnetisiert. Dann wird ein von Null langsam anwachsendes Gleichfeld in leichter Richtung angelegt. Das mit einer Photodiode aufgenommene Signal wird mittels eines hochempfindlichen Gleichspannungsverstärkers verstärkt und an die Y-Ablenkung eines Oszillographen gelegt. Anschaulich entspricht der plötzliche Anstieg dem Beginn der Wandverschiebung und damit der gesuchten Wandkoerzitivfeldstärke H_w .

III Ergebnisse

III-1 Einachsige Anisotropiefeldstärke H_k

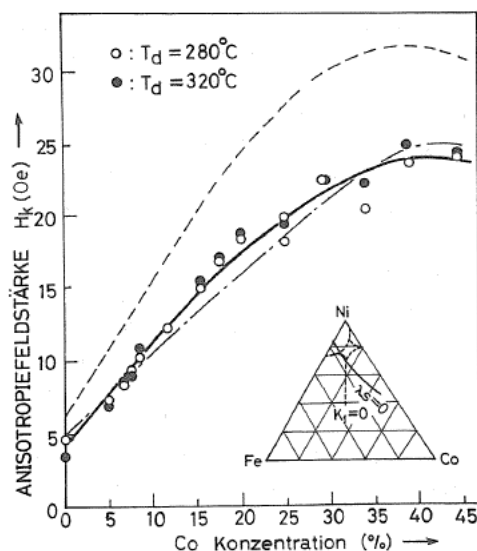


Abb. 2 Anisotropiefeldstärke H_k von Ni-Fe-Co Schichten mit $\lambda_s=0$ bei einer Aufdampftemperatur $T_d=280^\circ\text{C}$. Die Legierungszusammensetzung der Schichten kann aus dem Legierungsdiagramm (Abb. 1) entnommen werden.

- : berechnete Werte nach Gl. (2).
- : nach [1], $T_d=350^\circ\text{C}$
- · - : nach [2], $T_d=25^\circ\text{C}$.

Die Abhängigkeit von H_k mit nahezu verschwindender Magnetostruktionskonstante ist in Abb. 2 eingezeichnet als Funktion der Co-Konzentration. Der Verlauf ist qualitativ der gleiche wie bei Bradley [1] und Tolman [2], quantitativ muß der Unterschied der Aufdampftemperatur berücksichtigt werden. Da der Magnetostruktionsbeitrag dieser Legierungen vernachlässigbar klein ($\lambda_s \cong 0$) ist,

sollte die Anisotropie nur durch die Atompaar-Ordnung verursacht werden. Nach Néel[16] lautet die Abhängigkeit für binäre ferromagnetische Legierung

$$H_k = \frac{2}{M_s} K_u = \frac{2}{M_s} k_1 c_1^2 c_2^2, \quad (1)$$

wobei M_s die Sättigungsmagnetisierung ist, c_i ($i=1, 2$) die Atomkonzentration ($c_1+c_2=1$), K_1 eine Konstante unabhängig von der Atomkonzentration. Gl. (1) hat sich schon experimentell bestätigt, z.B. für kompakte Legierungen von Ni-Fe mit f.c.c. Gitter von Chikazumi und Oomura [17], für Ni-Co von Takahashi und Kono [18]. Für ternäre ferromagnetische Legierung tritt anstelle von Gl. (1) die folgende Gleichung, wenn man annimmt, daß eine Konzentration c_1 dabei die übrigen zwei Konzentrationen c_2 und c_3 überwiegt.

$$H_k = \frac{2}{M_s} K_u = \frac{2}{M_s} k_1 c_1^2 c_2^2 + k_2 c_1^2 c_3^2 + k_3 c_1^2 c_2 c_3, \quad (2)$$

wobei $c_1+c_2+c_3=1$. Im obenbenannten Fall ist c_1 die Ni-Konzentration, und c_2 oder c_3 entweder Fe- oder Co-Konzentration. k_1 , k_2 und k_3 sind Konstanten unabhängig von der Atomkonzentration. Die ausgezogene Kurve in der gleichen Figur ist die nach Gl. (2) mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate berechnete Kurve. Dabei betragen die Konstanten; $k_1=8,00 \times 10^4$ [erg/cm³], $k_2=2,52 \times 10^5$ [erg/cm³] und $k_3=2,69 \times 10^5$ [erg/cm³] (Die Größe der Sättigungsmagnetisierung wurde [19] entnommen).

Abb. 3 zeigt die Anisotropiefeldstärke vom binären System Ni-Fe gegen die Ni-Konzentration c_1 . Die Meßwerte sind durch die gleichen Symbole wie in Abb. 1 gekennzeichnet. Die ausgezogene Kurve wurde mittels Gl. (1) berechnet. Die Meßwerte für diesen Fall stimmen auch im wesentlichen mit der Theorie überein. Es läßt sich erklären, daß die verbleibende Diskrepanz zwischen den Meß- und den theoretischen Werten teilweise vom Anteil der magnetostriktiven Anisotropie herrührt, der bei der Berechnung nicht berücksichtigt wurde. Es ist sehr interessant zu prüfen, ob Gl. (2) auch im übrigen Legierungsbereich gültig bleibt. Abb. 4 stellt die Resultate dar, in denen die theoretischen- und experimentellen Werte zusammen-

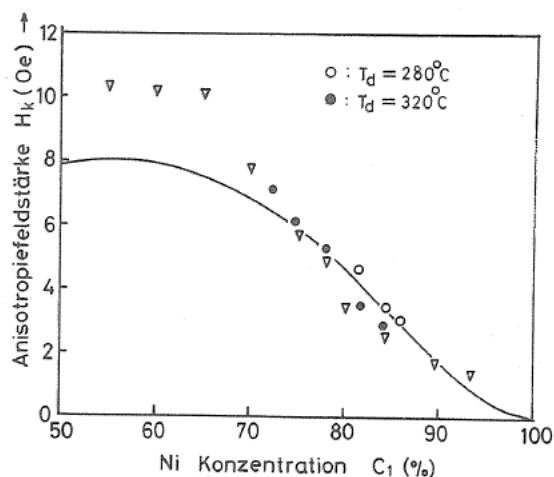


Abb. 3 Zusammensetzungsabhängigkeit der Anisotropiefeldstärke H_k von Ni-Fe Schichten.
 ○ ● : gegenwärtige Ergebnisse.
 △ : Ergebnisse nach [10].

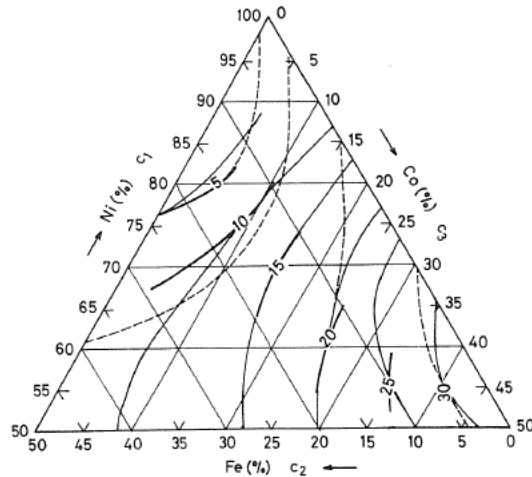


Abb. 4 Linien gleicher Anisotropiefeldstärke H_k im System Ni-Fe-Co.

- : Meßergebnisse.
 — : berechnete Werte nach Gl. (2).
 --- : zusammengefaßt von Wilts u. Humphrey [7].

gestellt werden (Ziffern in der Abbildung bedeuten die einachsige Anisotropiestärke in Oersted). Obwohl die Anzahl der Meßergebnisse für einen Vergleich mit den theoretischen Kurven noch zu klein ist, ist es doch bemerkenswert, daß die theoretischen Kurven ziemlich mit Abb. 1 von [7] übereinstimmen.

III-2 Strukturkonstante S

In polykristallinschichten, die beim Aufdampfen auf amorphe Träger entstehen, zeigen sich kurzzeitige Magnetisierungsschwankungen. Um die physikalische Ursache dieses Phänomens quantitativ zu erfassen, ist es nützlich, die Strukturkonstante S zu ermitteln. Sie ist definiert durch folgende Gleichung.

$$S = \frac{\sigma_1 K_s D}{\sqrt{n}} = \sigma_1 K_s D^{\frac{2}{3}} / d^{\frac{1}{3}}, \quad (3)$$

wobei D der mittlere Durchmesser der Kristallite, n ihre Anzahl längs der Schichtnormalen, K_s die lokale Anisotropiekonstante eines Kristallits ist, und σ_1 eine Konstante, die sich durch die statischen Verteilung der Kristallographischen Achsen der Kristallite ergibt, und $\sigma_1 = 2\sqrt{\frac{2}{105}}$ im Falle der homogen Verteilung beträgt. Methode zur Bestimmung von S benutzt die Abhängigkeit transversaler Suszeptibilität $\chi_t(h)$ von einem in bestimmter Richtung des angelegten Gleichfeldes. Hoffmanns Theorie gemäß [20] wird $\chi_t(h(\alpha))$ beschrieben durch

$$\chi_t(h(\alpha)) = \frac{M_s}{H_k} \frac{1}{\langle h_{eff}(\alpha) \rangle} = \frac{M_s}{H_k} \frac{1}{h(\alpha) + \frac{B}{h^{1/4}(\alpha)} + \frac{3\langle \theta^2 \rangle}{h(\alpha)}}. \quad (4)$$

In Gl. (4) ist $h(\alpha)$ die auf H_k normierte magnetische Gleichfeldstärke, nämlich $h(\alpha) = (H(\alpha) - H_k) / H_k$, $\langle \vartheta^2 \rangle$ die Standardabweichung der lokalen Vorzugsrichtung (Skew-Winkel). Als Abkürzung wurde eingeführt:

$$B = \frac{1}{4\pi\sqrt{2}} \cdot S^2 \frac{M_s \sqrt{d}}{(AK_u)^{3/4}}. \quad (5)$$

B ist also mit der Strukturkonstante S verknüpft. In Gl. (5) ist $A \cdot 10^{-6}$ [erg/cm] die Austauschkonstante, und d die Schichtdicke. Der Aufspaltungswinkel α_{50} der schweren Richtung in allen hergestellten Schichten betrug höchstens 1° , einige davon sind in Tabelle 1 aufgetragen. Man entnimmt daraus, daß der Skew nur eine geringe Rolle spielt. Deshalb kann man in diesem Fall das dritte Glied im Nenner in Gl. (4) vernachlässigen. Man bekommt also

$$\chi(h(\alpha)) = \frac{M_s}{H_k} \cdot \frac{1}{h(\alpha) + B/h(\alpha)^{1/4}} \quad (6)$$

Zur Bestimmung der S -Werte aus den χ_T -Messungen wird zuerst die Größe B berechnet, indem der experimentelle Verlauf der Suszeptibilität mit Gl. (6) angepaßt wird. Einige Beispiele für die in Tabelle 1 angegebenen fünf Schichten in Abb. 5 gezeichnet, wobei 10 Anpassungspunkte dazu benutzt werden. Die Übereinstimmung zwischen beiden Kurven ist ausgezeichnet, solange das angelegte Feld größer als die Blockierungsfeldstärke ist. (Maximaler Relativfehler ca. 0,5 %).

Die Suszeptibilitätskurve der idealen Eindomäntheorie ($\chi(h) = \frac{M_s}{H_k} \frac{1}{h(\alpha)}$) wurde als gestrichelte Kurve eingezeichnet. Die Abweichung von der Eindomäntheorie wird durch die kurzwellige Magnetisierungsschwankung, oder „Ripple“ verursacht, d.h. die kommt vom Beitrag des zweiten Gliedes des Nenners in Gl. (6).

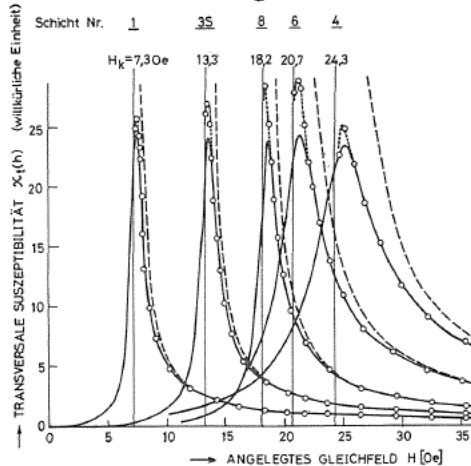


Abb. 5 Typische Beispiele der transversalen Suszeptibilitätskurven $\chi_T(h)$ in schwerer Richtung als Funktion des angelegten Gleichfeldes.

- : experimentelle Kurven
- : berechnete Kurven nach Gl. (6).
- : entsprechende Kurven nach Eindomäntheorie ($B=0$ in Gl. (6).)

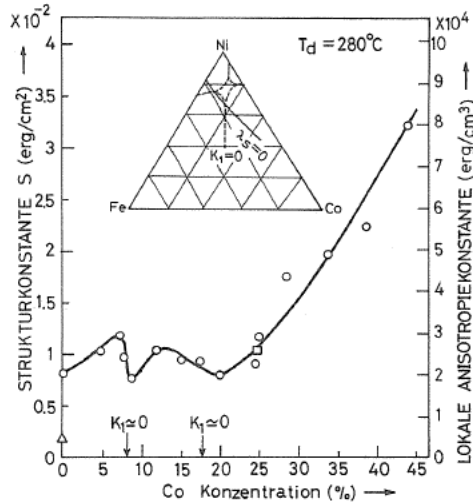


Abb. 6 Strukturkonstante S für Legierungszusammensetzungen mit $\lambda_s=0$ als Funktion der Co-Konzentration. Die nach Gl. (3) berechnete lokale Anisotropiekonstante K_s , die die Anisotropie des einzelnen Kristallites ist, gibt auf der rechten Seite der Ordinatenachse an.

- : experimentell ermittelte Werte.
- △ : K_1 nach [21] (nicht geordnete Phase.)
- : K_1 nach [5]

Abb. 6 zeigen die Legierungsabhängigkeit von S für die in Abb. 2 angegebenen Schichten. Nach Gl. (3) ist S proportional zur lokalen Anisotropiekonstante K_s , wenn sich die geometrischen Schichtparameter wie z.B. Kristallitgröße D und Schichtdicke d nicht verändert. Die unter gleichen Aufdampfbedingungen hergestellten Schichten erfüllen diese Bedingung. Wir können also K_s aus S berechnen. Die Ordinatenachse auf der rechten Seite gibt die Einheit von K_s an. Die lokale Anisotropie in ferromagnetischen dünnen Schichten besteht im allgemeinen aus zwei Hauptbeiträgen aus der Magnetokristall- und der Magnetostruktionsanisotropien, die von Spannungen in der Schicht hervorgerufen wird. Ist bei Schichten entweder $\lambda_s=0$ (λ_s : die Sättigungsmagnetostruktionskonstante), oder sind die Spannungen durch geeignete Wärmebehandlung erniedrigt worden, dann sieht man, daß die lokale Anisotropie hauptsächlich von der Magnetokristallanisotropie herrührt. In Abb. 6 sind auch die Kristallanisotropiekonstante K_1 von Ni-Fe (nicht geordnete Phase) [21] und von Ni-Fe-Co [5] für die entsprechenden Legierungszusammensetzungen eingetragen. Die beiden Minima entsprechen den Legierungszusammensetzungen, an denen K_1 verschwindet. Damit kann man die ungefähre Größe der Kristallanisotropiekonstante unmittelbar abschätzen.

III-3 Quasistatische Wandbewegungs-koerzitivfeldstärke H_w

Hoffmann hat vor kurzem eine Theorie über die statische Koerzitivfeldstärke für die Wandverschiebung in zwei-dimensionalen Ferromagneten entwickelt[9].

Er nimmt dabei an, daß für Proben mit spiegelartiger Oberfläche wie Aufdampfschichten die Oberflächenrauigkeit selbst keine maßgebende Rolle zum Widerstand der Wandbewegung spielt, sondern daß die Inhomogenität der Schichtstruktur beschrieben durch die Strukturkonstante S , die wir eben erwähnt haben, verantwortlich ist. Dabei erhält er folgende Beziehung:

$$H_w = \beta \sqrt{\frac{2}{\pi} \frac{S}{M_s} \left(\frac{D}{w}\right)^{1/2} \frac{1}{L} \left\{ S_i \left(\frac{L}{D}\right) \cdot \left(1 - \frac{2D}{w} \sin \frac{w}{2D}\right) \right\}^{1/2}} \quad (7)$$

Dabei ist w die Wandbreite, L die Kopplungslänge parallel zur Wand, D der mittlere Durchmesser der Kristallite, und β eine Proportionalitätskonstante. Im allgemeinen ist $L, w \gg D$, und

$$w \approx \sqrt{\frac{A}{|K_u|}} \quad (8)$$

Damit vereinfacht sich Gl.(7) und wir erhalten:

$$H_w \approx \beta' \frac{S \sqrt{D}^4 \sqrt{|K_u|}}{M_s} \quad (9)$$

wobei $\beta' = \beta L^{-1} A^{-1/4}$ eine neue Proportionalitätskonstante, wenn L und A unabhängig von der Legierungszusammensetzung konstant bleiben. Nach dieser Formel soll die Abhängigkeit der Schichtdicke von H_k die Form $d^{-1/2}$ haben, weil $H_w \propto S \propto d^{-1/2}$. Diese Tatsache wurde schon durch ein Experiment bestätigt [22].

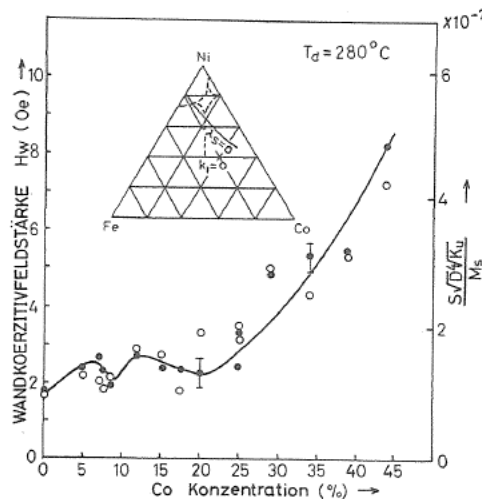


Abb. 7 Wandkoerzitivfeldstärke H_w von Ni-Fe-Co Schichten für Legierungszusammensetzungen mit $\lambda_s=0$.

- : experimentell ermittelte Werte.
- : die aus Gl. (9) berechneten Werte.

Abb. 7 zeigen die Legierungsabhängigkeit der magnetostriktionsfreien Zusammensetzungen von H_w als Funktion der Co-Konzentration. Die Proportionalitätskonstante β' ist dabei $1,3 \times 10^7$. Nach β' in der Gl. (9) ergibt sich mit

erwarteten Werten $A \approx 10^{-6}$ (erg/cm), $L \approx 10^{-5}$ (cm), und $\beta \approx 10$ die Größenordnung 10^7 in Übereinstimmung mit experimentellen Werten. Die Senkrechtbalken auf der theoretischen Kurve bedeuten den Streubereich, der von Verteilung der Kristallitgröße herrührt. Die Kurven zeigen einen ähnlichen Verlauf wie S (oder K_s) in Abb. 6, was nach Gl. (9) zu erwarten ist. Um die Richtigkeit von Gl. (9) im einzelnen zu untersuchen, wurden alle H_w -Meßdaten (einschließlich Ni-Fe Legierungen) in Abb. 8 gegen $S\sqrt{D^4\sqrt{|K_u|}}/M_s$ aufgetragen. Diese Abbildung zeigt ebenso die Richtigkeit der Theorie, obwohl die Punkte eine ziemlich größere Streuung aufweisen.

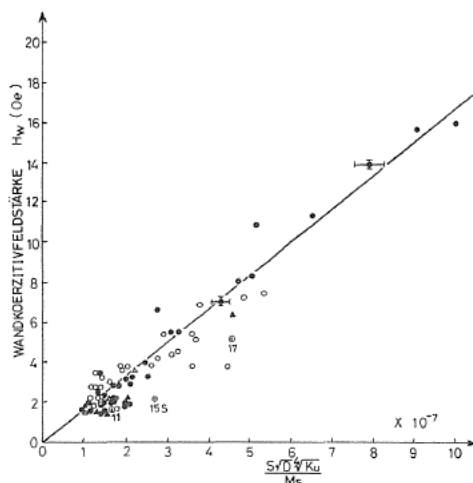


Abb. 8 Wandkoerzitivfeldstärke H_w als Funktion von $\frac{S\sqrt{D^4\sqrt{|K_u|}}}{M_s}$

für verschiedene Legierungszusammensetzungen von Ni-Fe und Ni-Fe-Co. Ziffern bedeuten die verwendeten Schichten für die Temperversuche (s. Abb. 9. u. Abb. 10).

III-4 Änderungen der magnetischen Eigenschaften bei der Isotherme

Man interessiert sich insbesondere dafür, daß nach Gl. (9) H_w verschwinden soll, wenn die Größe K_u gegen Null geht. Dies kann durch isotherme Temperung im Querfeld erreicht werden, bei der die einachsige Anisotropiekonstante beliebig verkleinert werden kann. In Abb. 9 sind die Änderungen von H_k , H_w , bzw. S gegen die Temperdauer zusammengefaßt. Für diese Experimente wurden typischen 3 Proben mit verschiedenen H_k -Werte ausgewählt (Sie sind in Abb. 8 beziffert worden). Die Proben sind vorher jeweils zwei Stunden bei der Tempertemperatur stabilisiert worden, wobei ein magnetisches Gleichfeld von etwa 100 Oe parallel zur Vorzugsrichtung angelegt wurde. Die Schichten wurden zuerst bei einer Temperatur $T_a = 320^\circ\text{C}$ im Querfeld (d.h. senkrecht zur leichten Richtung) getempert. Die Temperatur betrug etwa 50 Stunden. Anschließend wurde dieselbe Wärmebehandlung bei einem Feld parallel zur ursprünglichen leichten Richtung fortgesetzt. Diese Prozeß wurde auch bei einer höheren Temperatur $T_a = 370^\circ\text{C}$ wiederholt. Der Verlauf von H_k ist schon von früheren Versuche her bekannt; nimmt H_k im Laufe der Zeit stetig ab, dann geht zur Anisotropie mit dem

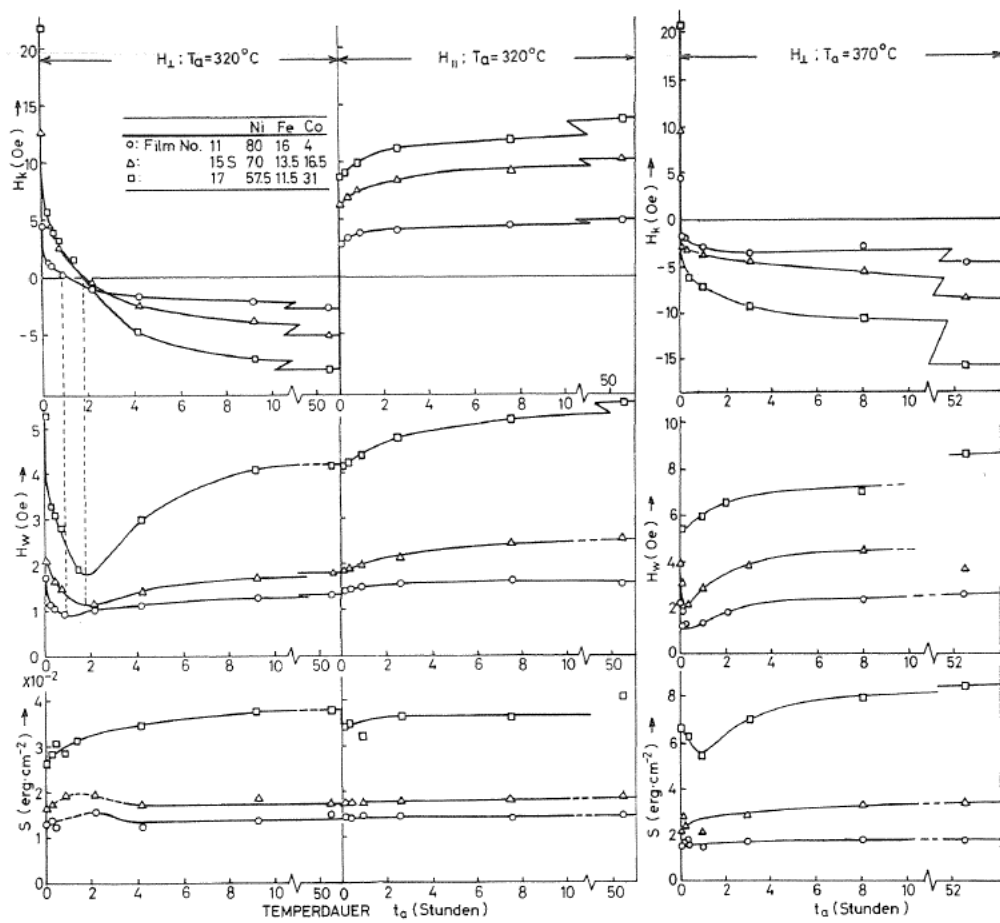


Abb. 9 Änderungen der verschiedenen magnetischen Eigenschaften (H_k , H_w , u. S) beim Isothermtempen; H_\perp Tempen unter einem Gleichfeld senkrecht zur leichten Richtung; H_\parallel Tempen unter einem Gleichfeld parallel zur ursprünglichen leichten Richtung.

entgegengesetzten Vorzeichen über und schließlich zustrebt dem Sättigungswert. Der Verlauf von H_w steigt dagegen mit der Temperdauer von dem Anfangswert zunächst *ab*, durchläuft ein bedeutendes Minimum und steigt dann mit der Zeit wieder nach dem Anfangswert an. Es ist zu beachten, daß der Zeitpunkt, bei dem das Minimum von H_w aufweist, stimmt genau mit der Zeit des Null-durchgangs von H_k überein, wie es in dieselben Abbildung mit der gestrichelten Linien eingetragen ist. Das läßt sich verhältnismäßig gut erklären: Gl. (9) gemäß soll das Minimum von H_w aufweisen, wenn H_k gegen Null geht. Die experimentellen H_w -Werte sind jedoch nicht völlig verschwunden, sondern noch einen kleinen Restanteil verblieben.

Die Strukturkonstante S ist während der ganzen Temperdauer fast konstant geblieben, d.h. die Schicht ist schon vollkommen stabilisiert gewesen. Der schwache

Anstieg (oder Abstieg) von S wurde wahrscheinlich von Skew verursacht, denn je kleiner H_k wird, umso empfindlicher wird der Verlauf der Suszeptibilitätskurve durch Skew beeinflusst. Bei der Auswertung der S -Werte soll man deshalb auf Gl. (4) anstelle Gl. (6) zurückgreifen. Dieses Verfahren haben wir für mehrere Schichten probiert, aber es ergaben sich häufig die sinnlosen Lösungen mit entweder negativer Strukturkonstante oder negativem Skewwinkel. Die Aktivierungsenergie des langsam anwachsenden Anisotropieanteils betrug ungefähr 2eV, die der Atom-Paar-Ordnung durch die Selbstdiffusion des bestehenden Atoms entspricht.

Um die experimentellen Werte von H_w quantitativ mit Gl. (9) zu vergleichen, wurden zuletzt die Temperdaten als Funktion von $S\sqrt{D^4/K_u}/M_s$ umgerechnet,

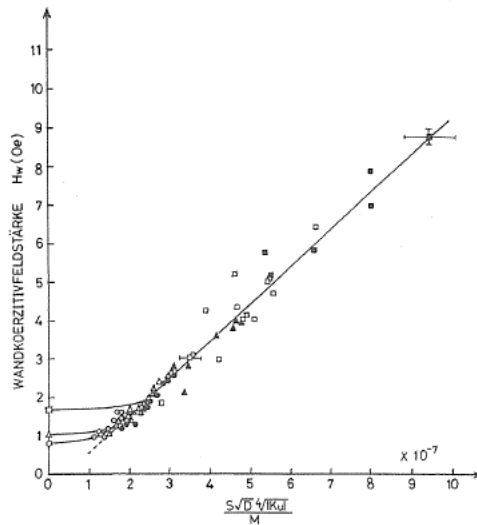


Abb. 10 Änderungen von H_w beim Isothermtmpern als Funktion von $\frac{S\sqrt{D^4/K_u}}{M_s}$

Schicht Nr. 11 : ○ bei $T_a=320^\circ\text{C}$, ● bei $T_a=370^\circ\text{C}$.
 Schicht Nr. 15S : △ bei $T_a=320^\circ\text{C}$, ▲ bei $T_a=370^\circ\text{C}$.
 Schicht Nr. 17 : □ bei $T_a=320^\circ\text{C}$, ■ bei $T_a=370^\circ\text{C}$.

wie in Abb. 10 dargestellt ist. Die waagerechten Balken ergeben sich durch die Streuung der Kristallitgröße. Jeder experimentelle Punkt liegt auf einer vom Nullpunkt aus ansteigenden Linie. Es ist sehr interessant, daß die Gültigkeit von Gl. (9) sogar über den zehnfachen Bereich von H_k – von kleiner als 1 Oe bis zu größer als 10 Oe – Nicht verletzt ist, und nur eine Proportionalitätskonstante β' enthält. Wie gerade oben erwähnt wurde, verschwindet die Wandkoerzitivfeldstärke einer isotropen Schicht (*d.h.* $K_u=0$) nicht, sondern besitzt einen endlichen Wert. Da die Wandbreite endlich bleiben muß, ist Gl. (8) sicher nicht mehr richtig, wenn K_u sehr klein wird. Diese Beziehung ist ursprünglich unter der Voraussetzung abgeleitet worden, daß für die Wandbreite nur die Austausch- und die einachsige Anisotropieenergien verantwortlich sind. Man müßte jedoch daneben noch andere Energiebeiträge in Betracht ziehen, wie z.B. die Streufeldenergie der

freien Magnetpolen auf den Wandkanten, deren Größe stark nicht nur von dem Wandtypus (Néel-, Stacheldraht- bzw. Bloch-Wände), sondern auch von Schichtdicke abhängt. Entweder für sehr dünne Schichten mit Néel-Wände oder für hinreichende dicke Schichten mit Bloch-Wände erfüllt die vorliegende Formel von Gl. (8), weil die Streufeldenergie bei der Berechnung der Wandenergie nur geringfügig kleinen Beitrag liefert. Im Schichtdickenbereich der zur Verfügung stehenden Proben ($d=800\sim 1100\text{\AA}$) handelt es sich sowohl um Bloch-Wände als auch noch um zum Teil Stacheldrahtwände[23]. Die Beziehung für diesen Wandtypus liegt aber wegen der komplizierten Wandstruktur bisher keine benutzbare Berechnung vor. Aus Abb. 8 und Abb. 10 ist zu entnehmen, daß sogar für die Stacheldrahtwand die Gültigkeit von Gl. (8) näherungsweise noch nicht verloren sein sollte und die Wandkoerzitivfeld bei der isotropen Zustand durch die Beeinflussung der Streufeldenergie, bzw. gegebenenfalls durch geringe Beiträge aus anderen Quellen verursacht wird. Wir wollen zuletzt die Streuungsgröße von H_w in Abb. 8 besprechen. Die Meßdatenstreuung ist ziemlich groß im Vergleich mit dem durch die Verteilung des Schichtparameters gerechneten Wert. Dies konnte erklärt werden, daß der feine Unterschied der Wandstruktur abhängig von der Schichtdicke vorhanden ist, so daß jede Schicht eine einzelne Proportionalitätskonstante β' besitzt.

IV Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden verschiedene magnetische Eigenschaften von aufgedampften dünnen Schichten in der Ni-Fe-Co Legierungsreihe untersucht. Mit einer magneto-optischen Kerr Apparatur wurden die Messungen auf einem kleinen Schichtfleck ausgeführt. Wir konnten dabei nicht nur die Gültigkeit, sondern auch die Nützlichkeit mikromagnetischer Ripple-Theorie von Hoffmann bestätigen; nämlich die Berechnungen über die Domänaufspaltung der schweren Richtung, über die transversale Suszeptibilität, bzw. über die statische Wandkoerzitivfeldstärke. Die wesentlichsten Ergebnisse sind im folgenden zusammengefaßt:

(1) Die einachsige Anisotropie für die trinären Legierungen aus Ni-Fe-Co mit $\lambda_s \approx 0$ konnte durch eine Erweiterung des Atom-Paar-Ordnungsmodells, das bereits in mehrer binären ferromagnetischen Legierungen festgestellt ist, sehr gut erklärt werden. Bei anderer Legierungszusammensetzung mit $\lambda_s \neq 0$ entsteht hierzu noch die Anisotropie auf magnetoelastischer Weise, welche durch die innere Spannung der Schicht hervorgerufen wird. Da bei der bei 300°C aufgedampften Schichten die innere Spannung möglichst verkleinert wurden [24, 25, 10], wird die Anisotropie hauptsächlich durch die Paarordnung verursacht. Die Abweichung der Meßergebnisse aus Paar-Ordnungstheorie dürfte auf die magnetostriktive Anisotropie zurückführen.

(2) Die Strukturkonstante S erwies sich als eine wesentliche Materialkonstante, die zur Beschreibung des globalen Verhaltens wie z.B. die Domänaufspaltung und die statische Wandbewegungsfeldstärke einer polykristallinen Schicht herangezogen werden muß. S ist auch eng mit der Kristallanisotropie der einzelnen Kristallit verknüpft, wenn die Schicht nahezu keine Spannungen besitzt. Im allgemeinen wäre es sicher eine mühsame Arbeit, Einkristallprobe herzustellen, insbesondere für das trinäre System wie vorliegende Ni-Fe-Co Legierung. Es ist jedoch möglich, aus der Strukturkonstanten den annähernden Wert der Kristal-

lanisotropiekonstanten K_1 abzuschätzen.

(3) Die statische Wandkoerzitivfeldstärke H_w einer Aufdampfschicht mit einachsiger Anisotropie folgt Gl. (9), außer für den Fall, daß K_u sehr klein wird. Wir nehmen an, daß die Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie durch den theoretischen Ausdruck für die Wandbreite (Gl. (8)) hervorgerufen wird. Somit sind sowohl die gleichen Messungen von H_w für verschiedenen Schichtdicke, als auch eine direkt Beobachtung der Wand nötig, um Gl. (9) zu verifizieren bzw. gegebenenfalls zu verbessern. Diese Vermessung wird augenblicklich für typische drei Schichten mit reiner Néel-Wand ($d \cong 250 \text{ \AA}$), mit Stacheldrahtwand ($d \cong 500 \text{ \AA}$) und mit reiner Bloch-Wand ($d \cong 3000 \text{ \AA}$) versucht, deren Ergebnisse bei irgendeiner Gelegenheit berichtet werden. Ferner in der gegenwärtigen Untersuchung wurden nur Schichten in der Nähe der magnetostriktionsfreien Legierungszusammensetzungen behandelt. In weiterführenden Untersuchungen sollten dieselben Messungen für andere Legierungszusammensetzungen des Systems Ni-Fe-Co ergänzt werden.

Dankbarkeit

Das meiste dieser Arbeit wurde von einem der Autoren (T.F.) während seines Aufenthalts am Fachbereich Physik der Universität Regensburg, B.R.D. durchgeführt. Herrn Professor Dr. H. Hoffmann möchten wir unseren Dank aussprechen, daß er für uns eine Gelegenheit zur Ausführung dieser Untersuchung angeboten hat. Unser besonderer Dank gilt auch Dipl. Physik Herrn W. Fuchs für viele Diskussionen, allen Institutsangehörigen danken wir für die wohlthätige Unterstützung.

Literatur

- [1] E.M. Bradley: J. Appl. Phys. 33 1051 (1962)
- [2] C.H. Tolman: J. Appl. Phys. 38 3409 (1967)
- [3] I.W. Wolf: J. Appl. Phys. 33 1152 (1962)
- [4] H. Hoffmann: IEEE Trans. on Magnetics Mag-4 32 (1967)
- [5] L.W. McKeeham: Phys. Rev. 51 136 (1937)
- [6] R.M. Bozorth: "Eerromagnetism" 663 bis 674 (D. van Nostrand Co. 1951)
- [7] C.H. Wilts, u. F.B. Humphrey: J. Appl. Phys. 39 1191 (1968)
- [8] L. Néel: J. phys. radium 17 250 (1956)
- [9] H. Hoffmann: IEEE Trans. on Magnetics MAG-9 17 (1973)
- [10] T. Fujii, S. Uchiyama, S. Tsunashima, u. Y. Sakaki: IEEE Trans. on Magnetics MAG-6 619 (1970)
- [11] W. Fuchs: Diplomarbeit Universität Regensburg (1973)
- [12] M. Reinbold: Diplomarbeit Universität München (1969)
- [13] K. Kempter, u. H. Hoffmann: Z. angew. Phys. 28 251 (1970)
- [14] K. Kempter, u. H. Hoffmann: Phys.Stat.Sol. 34 237 (1969)
T. Fujii, S. Uchiyama, u. S. Tsunashima: IEEE Trans. on Magnetics MAG-5 223 (1969)
- [15] H. Hoffmann: Phys.Stat.Sol. 33 175 (1969)
T. Fujii, S. Uchiyama, E. Yamada, u. Y. Sakaki: Japan.J.Appl.Phys. 6 1 (1967)

- [16] L. Néel: J. Phys.Rad. 15 225 (1954)
- [17] S. Chikazumi, u. T. Oomura: J.Phys.Soc.Japan 10 842 (1955)
- [18] M. Takahashi, u. T. Kono: J.Phys.Soc.Japan 15 936 (1960)
- [19] R.M. Bozorth: "Ferromagnetism" 165 (D. van Nostrand Co. 1951)
- [20] H. Hoffmann: Phys.Stat.Sol. 33 175 (1969)
- [21] R.M. Bozorth, u. J.G. Walker: Phys.Rev. 89 624 (1953)
- [22] H. Hoffmann: "5th International Colloquim on Magnetic Thin Films"
Mt. Fuji-Area, Japan (1972)
- [23] S. Methfessel, S. Middelhoek, u. H. Thomas: IBM J. Res. Develop.
4 96 (1960)
- [24] M. Prutton: Nature (London) 193 565 (1962)
- [25] H. Hoffmann, u. K. Röhl: Z.f.angew.Phys. 26 137 (1969)