

## Magnetische Koerzitivkraft aufgedampfter dünner Nickelschichten

Von YOSHIHIKO MIZUSHIMA und OSAMU OCHI

Electrical Communication Laboratory, Musashino-shi,  
Tokyo, Japan

(Z. Naturforsch. **18 a**, 1148—1149 [1963]; eingegangen am 8. April 1963)

Reine Nickelschichten wurden unter saubersten Bedingungen im Ultrahochvakuum von  $10^{-10}$  Torr mit Aufdampfgeschwindigkeiten  $\sim 10^3$  Å/s auf vorher ausgeheizte und mit flüssigem Stickstoff gekühlte Glasoberflächen (Jena-äquivalent) niedergeschlagen. Die Bedingungen sind die gleichen wie in der vorhergehenden Arbeit<sup>1</sup>, um eine kontinuierliche glatte Schicht mit vielen Störstellen einzufrieren. Die Versuchszelle mit der Schicht wurde abgeschmolzen und unter Ausschluß von Luft in Bäder mit stufenweise erhöhter Temperatur eingetaucht. Die Temperungszeiten betragen 30 Minuten, wobei im wesentlichen Gleichgewicht erreicht wird. Die Schichtdicke betrug 100 Å bis 200 Å. Die Widerstandsmessung erfolgte nur an der Mitte der Schicht (s. Abb. 1 in <sup>1</sup>), um „Endeffekte“ zu vermeiden. Äußere Magnetfelder beim Aufdampfen und Tempern hatten keinen Einfluß.

Die Widerstandserholung beim Tempern und die entsprechende longitudinale magnetische Widerstandsänderung lassen sich registrieren. Die Koerzitivkraft ( $H_c$ ) in der vorliegenden Arbeit hängt mit der Widerstandsänderung zusammen<sup>2</sup>. Es handelt sich um Domänenrotation, die in dünnen Schichten maßgebend ist. Die Koerzitivkraft ist isotrop.

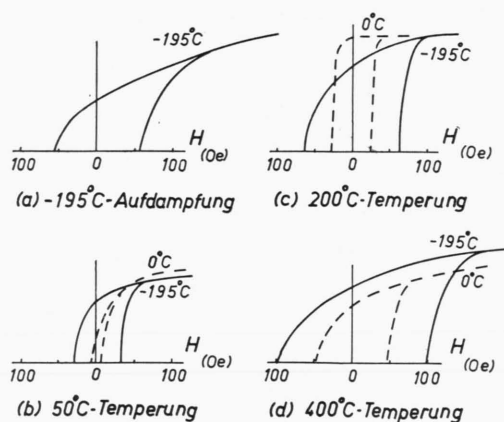


Abb. 1. Magnetisierungskurven an einer sich erholenden Schicht in Abhängigkeit von der longitudinalen magnetischen Feldstärke. Die Kurven sind aus der Widerstandsänderung mit der Näherungsformel,  $J^2 \propto \Delta R/R$ , berechnet.

<sup>1</sup> Y. MIZUSHIMA u. O. OCHI, Z. Naturforsch. **18 a**, 252 [1963].

<sup>2</sup> Z. B. W. HELLENTHAL, Z. Phys. **151**, 421; **153**, 359 [1958]; Z. Naturforsch. **14 a**, 722, 1077 [1959]; **13 a**, 566 [1958]. — L. REIMER, Z. Naturforsch. **11 a**, 649 [1956]; **12 a**, 550, 558 [1957].

In Abb. 1 sind typische Widerstandsänderungen in Abhängigkeit von der magnetischen Feldstärke wiedergegeben. In Abb. 2 ist die Koerzitivkraft als Funktion der Temperungstemperatur dargestellt.

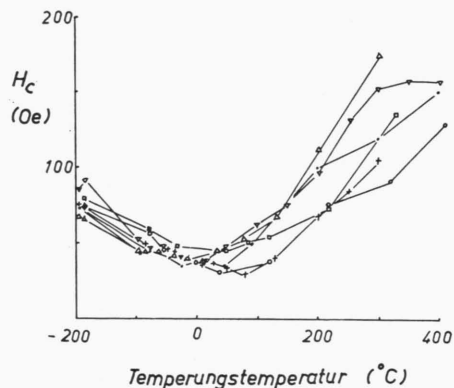


Abb. 2. Koerzitivkraft in Abhängigkeit von der Temperungstemperatur. Meßtemperatur ist  $-195^\circ\text{C}$ . Schichtdicke zwischen 100 und 200 Å.

Die Koerzitivkraft nimmt irreversibel mit der Temperatur zunächst ab, zeigt ein Minimum bei Zimmertemperatur und steigt danach wieder an. Diese Erscheinung steht im Einklang mit der Untersuchung von HOFFMAN<sup>3</sup> über mechanische Spannungsänderungen von Nickelschichten. Unter Berücksichtigung der Aktivierungsenergie der Widerstandserholung zeigt sich<sup>1</sup>, daß die Diffusion der Zwischengitteratome unterhalb Zimmertemperatur vor sich geht, die der Gitterfehlstellen oberhalb Zimmertemperatur. Das Volumen nimmt bei der ersten Diffusion zunächst zu und dann bei der zweiten ab, da die Diffusion an die Kristallitgrenze und die dortige Erholung eine Volumenänderung zur Folge hat. Die Rekombination trägt sehr wenig bei. Die mechanische Spannung ( $\sigma$ ) der Schicht nimmt zuerst ab und danach zu (bei gleicher Meßtemperatur), da die frische Schicht unter Zugspannung steht.

Die Koerzitivkraft wird bestimmt durch die Formel

$$H_c = 0,64 K/J_s, \quad (1)$$

$$H_c = 3 \lambda \sigma \langle \cos \Theta \rangle / J_s = 3 \lambda \sigma / 2 J_s, \quad (2)$$

$$H_c = 0,48 (N - M) J_s, \quad (3)$$

wobei  $K$ ,  $\lambda$  und  $J_s$  Kristallanisotropiekonstante, Sättigungsmagnetostriktion und spontane Magnetisierung sind. Die Formfaktoren ( $N$ ,  $M$ ) bleiben unverändert, da Rekristallisation nicht stattfindet<sup>1</sup>. In der vorliegenden Schicht mit feinkörnigen Kristallen und mit großer Spannung ist das erste Glied zu vernachlässigen.

Die reversible Koerzitivkraftänderung als Funktion der Meßtemperatur ist in Abb. 3 dargestellt. Die Kurven deuten darauf hin, daß die Koerzitivkraft bei der

<sup>3</sup> R.W. HOFFMAN, F. J. ANDERS u. E. C. CRITTENDEN JR., J. Appl. Phys. **24**, 231 [1953].



entsprechenden Temperungstemperatur sehr klein wird. Nach HELLENTHAL<sup>2</sup> wäre dies auf die CURIE-Temperatur-Änderung bei Temperung zurückzuführen. Hier möchten die Autoren eine andere Deutung versuchsweise vorschlagen, denn der Rückgang der Magnetisierung ist bei Ultrahochvakuumsschichten vernachlässigbar<sup>4</sup>.

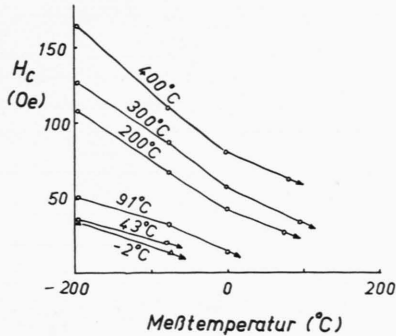


Abb. 3. Koerzitivkraft in Abhängigkeit von der Meßtemperatur. Kurvenparameter ist die Temperungstemperatur.

<sup>4</sup> C. A. NEUGEBAUER, Phys. Rev. **116**, 1441 [1959].

<sup>5</sup> D. SCHUMACHER, W. SCHÜLE u. A. SEEGER, Z. Naturforschg. **17 a**, 228 [1962].

Beim Tempern wird sich die Schicht durch Diffundieren von Störstellen mit der Unterlage ins thermische Gleichgewicht setzen. Beim Kühlen für die Messung entsteht wegen der Differenz der Ausdehnungskoeffizienten von Unterlage und Schicht eine reversible Zugspannung. Die gemessene Kurvenneigung ( $0,5 \text{ Oe}/^\circ\text{C}$ ) stimmt qualitativ mit dem gerechneten Wert ( $1,5 \text{ Oe}/^\circ\text{C}$ ) überein.

Die Ordinatendifferenz der Kurven vor und nach der Temperung repräsentiert somit die irreversible Spannungsänderung durch Erholung. Die Spannung der frisch aufgedampften Schicht bei tiefer Temperatur errechnet sich zu  $1 \cdot 10^9 \text{ d/cm}^2$ , was unter der Annahme eines effektiven Volumens der Zwischengitteratome von 0,2 Atomvolumen (vgl. SEEGER<sup>5</sup>) eine Zwischengitteratomdichte von 0,8% ergibt. Wenn man berücksichtigt, daß Rekombination oder höhere Komplexe der Störstellen in der Rechnung vernachlässigt sind und deshalb die Dichte größer sein kann, besteht Einklang mit dem aus dem spezifischen Widerstand und der Reaktionsordnung entnommenen Wert<sup>1</sup>. Hiermit lassen sich die in der Schicht vorhandene reversible und irreversible Spannung getrennt diskutieren<sup>6</sup>.

<sup>6</sup> Z. B. R. W. HOFFMAN, R. D. DANIELS u. E. D. CRITTENDEN JR., Proc. Phys. Soc., Lond. B **67**, 497 [1954].

## Magnetische Eigenschaften aufgedampfter Nickelschichten

Von YOSHIHIKO MIZUSHIMA und OSAMU OCHI

Electrical Communication Laboratory, Musashino-shi, Tokyo, Japan

(Z. Naturforschg. **18 a**, 1149—1150 [1963]; eingegangen am 8. April 1963)

Reine Nickelschichten wurden unter Ultrahochvakuum von  $10^{-10}$  Torr auf die vorher ausgeheizte und mit flüssigem Stickstoff gekühlte Glasoberfläche niedergeschlagen. Aufdampf- sowie Versuchsbedingungen sind so gewählt wie in den vorhergehenden Arbeiten<sup>1,2</sup>.

In der vorliegenden Arbeit wird zunächst der Einfluß der Schichtdicke auf die Widerstandskoerzitivkraft in Abb. 1 dargestellt (s. auch Abb. 2 in<sup>2</sup>). Die Koerzitivkraft ( $H_c$ ) ist bei sehr tiefer Temperatur nicht zu messen (keine Widerstandsänderung), denn die dicke Schicht besitzt keine horizontale Domänenstruktur (Magnetisierungsrichtung in der Schichtebene, Abb. 2), und Domänenrotation findet nicht statt. Erst nach einer gewissen Temperung zeigt sich die normale Kurve wie bei dünnen Schichten, aber mit höherer Koerzitivkraft. Das Minimum ist dementsprechend nach höherer Temperatur verschoben. Diese Tendenz steht qualitativ im Einklang mit der von HELLENTHAL<sup>3</sup> beobachteten.

<sup>1</sup> Y. MIZUSHIMA u. O. OCHI, Z. Naturforschg. **18 a**, 252 [1963].

<sup>2</sup> Y. MIZUSHIMA u. O. OCHI, Z. Naturforschg. **18 a**, 1148 [1963], voranstehend.

Bei dicken Schichten liegen mehr Zwischengitteratome vor als bei dünnen. Denn die Zwischengitteratome sind sehr instabil und gehen an der Oberfläche sehr leicht verloren. Die mechanische Spannung dicker

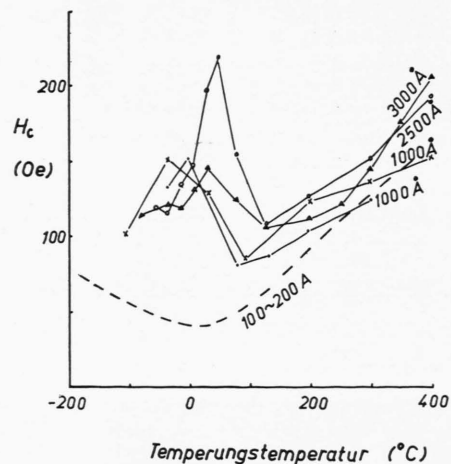


Abb. 1. Koerzitivkraft in Abhängigkeit von der Temperungstemperatur. Meßtemperatur  $-195^\circ\text{C}$ . Zum Vergleich ist eine typische Kurve für eine dünne Schicht gestrichelt dargestellt.

<sup>3</sup> W. HELLENTHAL, Z. Naturforschg. **14 a**, 722 [1959].