

パーマロイ薄膜素子の磁気抵抗応答特性に及ぼす誘導 磁気異方性と形状磁気異方性の影響

中村 齊* 北田 正弘*

J. Japan Inst. Metals, Vol. 56, No. 7 (1992), pp. 849-853

Effects of Induced- and Shape-Magnetic Anisotropy on Magnetoresistive Response Curve of Permalloy Thin Film Sensor

Hitoshi Nakamura and Masahiro Kitada

Central Research Laboratory, Hitachi, Ltd., Kokubunji Tokyo

The purpose of this work is to establish the effect of induced and shape magnetic anisotropy on the magnetoresistive response curve (MRRC) of permalloy thin film sensors. The films were deposited by electron beam system, and the sensors were prepared using photolithography. The dimensions of the sensor were 300 μm long, 20 μm wide and 0.05 μm thick. The direction of the induced anisotropy was tilted through $\theta=0^\circ\sim 90^\circ$ to shape anisotropy (along sensor's length). The MRRC was measured under 50 Hz AC field ($H=8\text{ kA/m}$) applied in the sensor's width. The results are as follows. Discontinuous MRRC with the Barkhausen noise was obtained in the sensors with $\theta\geq 10^\circ$ and the maximum noise was attained at $\theta=90^\circ$. However, continuous MRRC without noise was obtained in the sensor with $\theta=0^\circ\sim 5^\circ$. The bitter figure, after the AC erasure along sensor's width, showed a single domain at $\theta=0^\circ$ and hence revealing clear domain structure with increasing θ . Domain wall migration caused by the DC magnetic field was observed in the sensor with $\theta\geq 10^\circ$. From these facts it might be said that induced anisotropy contributes to nucleation of the reversed domains which nucleate easily as θ increases. The Barkhausen noise is due to the abrupt expansion of reversed domain. However, the θ dependence of the effective anisotropy direction, α , calculated by a coherent rotation model agrees fairly well with that of the additional AC field direction to the sensor's width direction, $\Delta\phi_0$, which minimizes the Barkhausen noise. This result strongly suggests that the effective anisotropy experimentally obtained is in the direction of $\Delta\phi_0$ from the sensor's length direction, and that the continuous parts of MRRC are due to the coherent rotation based on the effective anisotropy. The maximum value of $\Delta\phi_0=3^\circ$ corresponds to $\theta=40^\circ\sim 50^\circ$. Thus, the effective anisotropy might be attributable to the shape anisotropy.

(Received November 11, 1991)

Keyword: induced-magnetic anisotropy, shape-magnetic anisotropy, magnetoresistive response curve, Barkhausen noise, domain structure, reversed domain, effective anisotropy

I. 緒 言

磁歪が零近傍の組成を持つパーマロイ薄膜は優れた軟磁気特性と比較的高い磁気抵抗変化率を示すため、磁気抵抗効果型センサに用いられている⁽¹⁾。磁気抵抗効果型センサでは、一般に長方形の素子の長軸方向を膜の磁化容易軸方向と一致させ、素子長軸方向と直交する媒体からの信号磁界により生じたパーマロイ薄膜の抵抗変化を端子間電圧として検出する。磁界による素子の抵抗変化、いわゆる磁気抵抗応答特性に関しては、いくつもの基礎的な報告があり⁽²⁾⁻⁽⁴⁾、さらに実用化と関連する素子の形状⁽⁵⁾、薄膜の磁歪定数⁽⁶⁾、下地の面粗さ⁽⁷⁾、通電による熱履歴⁽⁸⁾などの影響についても報告されている。形状異方性の小さな素子

や面粗さの大きな下地上に形成した素子では、不均一な磁壁移動(パルクハウゼン効果)によるノイズ(以下、BHNと略す)が現われ易く⁽⁷⁾、磁気抵抗センサ実用化の大きな問題点となっている。このため、磁気抵抗センサの実用化にあたっては、BHNと素子内の磁化状態との関連について検討し、BHNが発生しないような条件を知ることが重要である。

本論文では、素子長軸方向に対して膜の磁化容易軸方向(誘導磁気異方性の方向)を 0° から 90° まで傾けたパーマロイ薄膜素子を作製し、磁気抵抗応答特性に及ぼす誘導磁気異方性と形状磁気異方性の影響について検討した結果を報告する。

* (株)日立製作所中央研究所

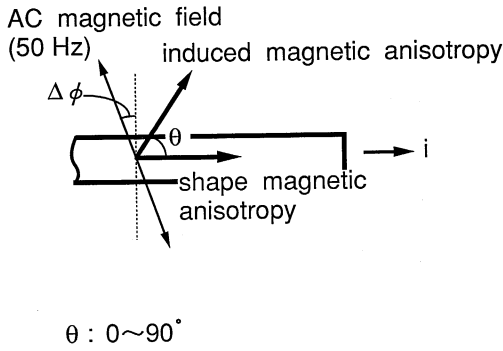


Fig. 1 Relationship between the direction of the AC magnetic field and that of the induced magnetic anisotropy in the permalloy thin film sensor.

II. 実験方法

パーマロイ薄膜は電子ビーム蒸着法によりコーニング社製 No. 7059 ガラス基板上に形成した。蒸着は $(1\sim 2)\times 10^{-4}$ Pa の真空中で行った。パーマロイ薄膜に一軸異方性(誘導磁気異方性)をつけるため、蒸着時に約 4 kA/m (50 Oe) の直流磁界を基板面と平行に印加した。作製したパーマロイ薄膜の組成は磁歪が 1×10^{-6} 以下の Ni-18.5 mass%Fe で、膜厚は 50 nm である。パーマロイ薄膜はフォトリソグラフィにより微細加工した後、Al/Mo 2 層膜からなる電極を形成し⁽⁹⁾、素子にした。ここで、Mo 膜はパーマロイ薄膜と Al 電極間の反応防止膜である。素子の寸法はセンサとして実用的な $20\ \mu\text{m}\times 300\ \mu\text{m}$ 一定とした。本研究では、パーマロイ薄膜のフォトリソグラフィの工程で、Fig. 1 に示すように素子長軸方向に対して膜の誘導磁気異方性の方向(θ)を 0° から 90° まで傾けた。

磁気抵抗応答曲線は周波数が 50 Hz、磁界強度が 8 kA/m (100 Oe) の交番磁界中で測定し、素子電流 i は素子長軸方向に通電し、電流密度は 10^{10} A/m² である。ここで、交番磁界の素子短軸方向からの傾きを $\Delta\phi$ (Fig. 1) とした。素子の磁区構造はビッタ法で観察し、最大 3.0 kA/m の直流磁界を印加して磁区構造の変化を調べた。

III. 結果および検討

1. 磁気抵抗応答曲線

素子の長軸に対して誘導磁気異方性の傾き(θ)が 0° 、 5° 、 45° 、 90° である素子の磁気抵抗応答曲線を Fig. 2 に示す。交番磁界は素子短軸方向と平行に印加した。 $\theta=0^\circ$ と $\theta=5^\circ$ の素子では(a)および(b)に示されるように、連続的に変化する磁気抵抗応答曲線が得られた。これに対し、 $\theta\geq 10^\circ$ の素子では(c)および(d)の矢印で示されるように、磁気抵抗応答曲線上の印加磁界が数 100 A/m のところでバルクハウゼンノイズ(BHN)とみなされる不連続的な変

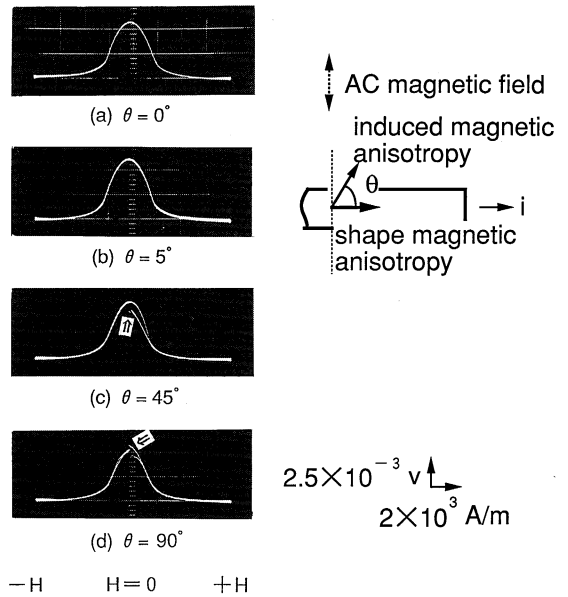


Fig. 2 Effect of the direction of the induced magnetic anisotropy on the magnetoresistive response curve.

化が観察された。BHN は θ が大きな素子ほど発生しやすく、BHN による不連続な変化は(d)の $\theta=90^\circ$ の素子で最も大きかった。

次に、誘導磁気異方性と形状磁気異方性の合成された実効的な異方性の方向を求めるため、素子短軸方向から交番磁界の方向を傾けて磁気抵抗応答曲線を測定した。 $\theta=0^\circ$ の素子における磁気抵抗応答曲線の $\Delta\phi$ 依存性を Fig. 3 に示す。 $\theta=0^\circ$ の素子では交番磁界が素子短軸方向と平行($\Delta\phi=0^\circ$)な場合に BHN のない磁気抵抗応答曲線を示し、

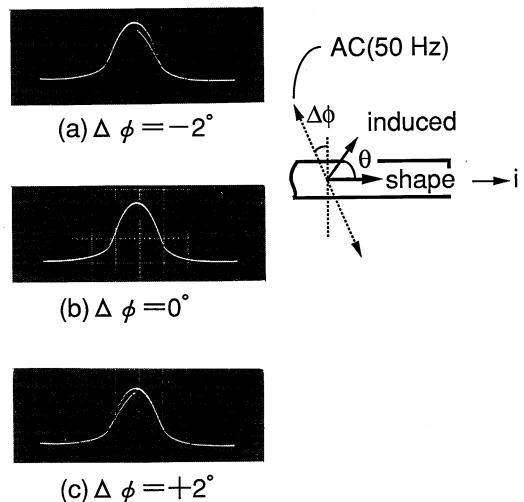


Fig. 3 Effect of the direction of the AC magnetic field on the magnetoresistive response curve with $\theta=0^\circ$.

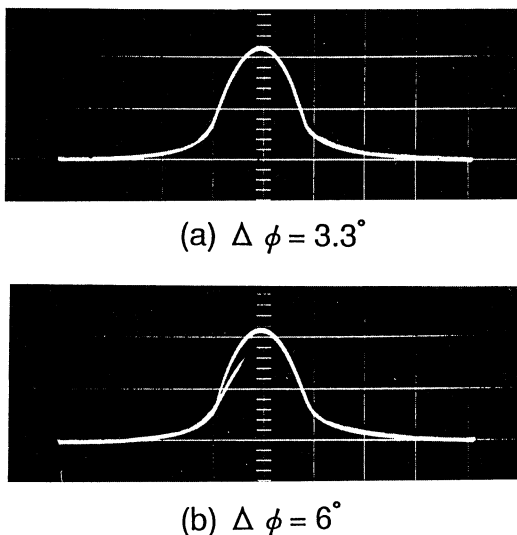


Fig. 4 Effect of the direction of the AC magnetic field on the magnetoresistive response curve with $\theta=45^\circ$.

交番磁界の方向が素子短軸方向から左右どちらに傾いても BHN が現われた。これに対し、BHN が顕著に現われる $\theta=45^\circ$ の素子における磁気抵抗応答曲線の $\Delta\phi$ 依存性を Fig. 4 に示す。この素子では、 $\Delta\phi > 0^\circ$ にすると、 $\Delta\phi$ の小さい範囲内で BHN による不連続変化は減少し、 $\Delta\phi=3.3^\circ$ の時に不連続変化は最小となった。ただし、この条件においても BHN は完全には消滅しなかった。さらに、 $\Delta\phi$ を大きくすると、BHN による不連続変化は再び増加した。この結果から、誘導磁気異方性の傾いた素子では、磁気抵抗応答曲線の不連続変化が最小となる交番磁界の角度 $\Delta\phi$ が存在し、これが実効的な異方性の方向と関連するものと考えられる。

2. 磁区観察

Fig. 2 から、 θ の大きな素子ほど BHN が発生しやすいことが明らかとなった。一般に BHN は磁壁の挙動が原因と考えられるため、次に θ の異なる素子について磁区観察を行った。試料は磁界印加の効果を除くため、磁気抵抗応答特性測定後、短軸方向の交流消磁を行ったもので、典型的な磁区構造を Fig. 5 に示した。(a) は $\theta=0^\circ$ の素子で、単磁区である。(b) は $\theta=45^\circ$ の素子で、矢印で示した部分に磁壁が見られた。(c) は $\theta=60^\circ$ の素子で、センサ中央部にまで達するような磁壁が発生し、(d) の $\theta=90^\circ$ の素子では磁壁がセンサ全体に見られた。用いたパーマロイ薄膜の膜厚は 50 nm で、この膜厚範囲における最も安定な磁壁はネール磁壁とブロッホ磁壁からなるクロスタイ磁壁といわれており、次いでネール磁壁、ブロッホ磁壁の順に安定であることが実験⁽¹⁰⁾および理論⁽¹¹⁾の両面から報告されている。これと、磁壁の形状から類推して、観察された磁壁

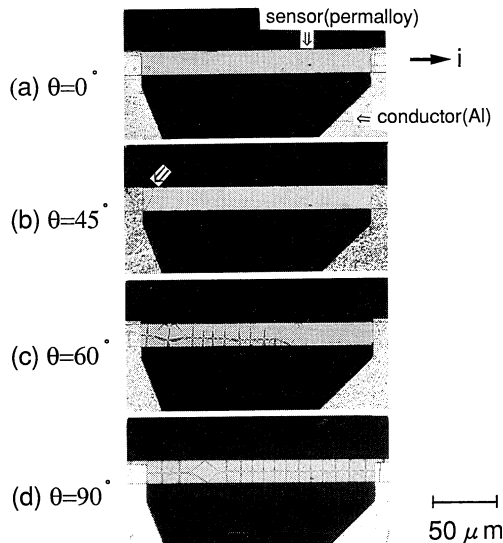


Fig. 5 Magnetic domain patterns with $\theta=0^\circ\sim 90^\circ$ after the AC erasure along the sensor's width.

はクロスタイ磁壁とネール磁壁とみなされる。以上のように θ の増大とともに磁壁が発生しやすくなることから、磁壁の急激な移動や消滅が原因といわれる BHN の発生はセンサ部における磁壁の発生しやすさと関係があるものと考えられる。したがって、BHN との関係を知るためには、交番磁界を印加した状態での磁壁の挙動を調べることが必要である。しかし、ビッタ法で 50 Hz の交番磁界中における磁壁の挙動を調べるのは困難なため、直流磁界下でその強度と向きを変えて磁壁の挙動を調べた (Fig. 6)。

$\theta=0^\circ$ の素子では、 $\Delta\phi=0^\circ$ の方向に最大 ± 3.0 kA/m の直流磁界を印加しても単磁区で、磁界印加による影響は見られなかった。これに対し、 $\theta=45^\circ$ の素子では、 $\Delta\phi=0^\circ$

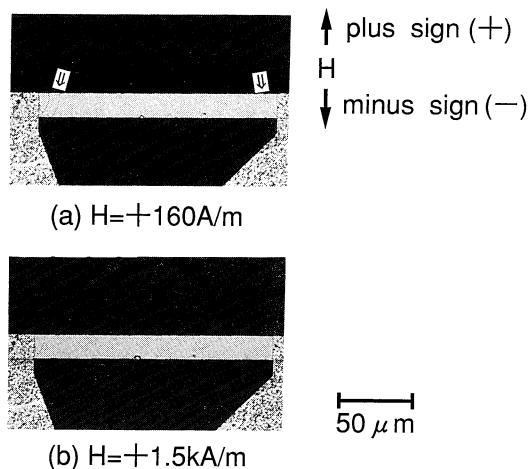


Fig. 6 Magnetic domain patterns with $\theta=45^\circ$ applying a DC magnetic field in the direction of $\Delta\phi=0^\circ$.

の方向に約+160 A/m(ここで素子の長軸に対して誘導磁気異方性を傾けた方向をプラスとし、以下同様に表示する)の直流磁界を印加すると、Fig. 6(a)の矢印の部分に新たなネール磁壁が発生し、磁界強度の増加とともに連続的に電極部側に移動し、Fig. 6(b)に示すように約+1.5 kA/mでこの磁壁は電極部に移動した。さらに、磁界強度を高めても磁区構造に変化は見られなかった。印加磁界除去、直流磁界の印加の向きをプラス側、マイナス側へと繰り返し変化させると、逆磁区の急激な成長は主に Fig. 6(a)と同じプラス側に直流磁界を印加した場合に起こった。次に、Fig. 4の結果から、磁気抵抗応答曲線で不連続変化が最小となる $\Delta\phi \approx 3^\circ$ の方向に直流磁界を印加した場合には、新たな磁壁の発生はほとんど見られず、磁気抵抗応答曲線の測定結果および BHN の測定結果と一致した。さらに素子短軸方向から印加磁界の方向を傾け、 $\Delta\phi = 6^\circ$ の場合の磁区構造の変化を Fig. 7 に示す。Fig. 7(a)は約+160 A/mの直流磁界を印加した時の磁区構造で、新たな磁壁の発生はない。電極部近傍のネール磁壁は磁界強度をプラス側に高めていくと移動、消滅した。次に、直流磁界の印加の向きをマイナス側に変えると、電極部近傍のネール磁壁はセンサ中央部側に移動し、約-600 A/mまでは可逆的变化を示し、磁界強度が-600 A/mを越えると磁区構造は Fig. 7(b)に示されるように大きく変化した。直流磁界の印加の向きの違いによる磁壁の発生し易さについて調べた結果、逆磁区の急激な成長は主に Fig. 7(b)と同じマイナス側に直流磁界を印加した場合に起こり、 $\Delta\phi = 0^\circ$ の時の Fig. 6 とは逆の結果となった。

このことは、Fig. 2(c)の $\Delta\phi = 0^\circ$ の磁気抵抗応答曲線上に見られる BHN の発生磁界がプラスで、Fig. 4(b)の $\Delta\phi = 6^\circ$ の磁気抵抗応答曲線上に見られる BHN の発生磁界がマイナスと逆であることと一致している。これらの結果から、 $\theta \geq 10^\circ$ の素子の磁気抵抗応答曲線上に見られる

BHN は、磁界印加に伴う逆磁区の急激な成長が原因である。

また、Fig. 5 で θ が大きいほど磁壁が発生しやすい原因は、 θ が大きいほど局所的に短軸方向に磁化が回転しやすくなり、この局所的な磁化の回転に誘導磁気異方性が関与しているためと考えられる。このため、BHN と関連する逆磁区の発生には誘導磁気異方性が影響しているものと結論できる。

3. 誘導磁気異方性の傾きと磁化の向き

前述のように、誘導磁気異方性の方向が素子長軸方向から傾いた素子では、交番磁界の方向を短軸方向から傾けていくと磁気抵抗応答曲線上に見られる不連続な変化は減少し、不連続変化が最小となる角度($\Delta\phi_0$)が存在する。そこで、得られた θ と $\Delta\phi_0$ との関係を Fig. 8 に示す。 $\Delta\phi_0$ は θ の増大とともに増大し、約 45° で極大を示したのち減少の傾向を示した。 $\theta = 0^\circ \sim 5^\circ$ の範囲では $\Delta\phi_0 = 0^\circ$ であり、これは Fig. 2 で示した磁気抵抗応答曲線に BHN の影響が現われない θ の範囲と一致する。 $\theta \geq 10^\circ$ で $\Delta\phi_0 > 0^\circ$ になり、これは Fig. 2 で示した $\Delta\phi = 0^\circ$ の時の磁気抵抗応答曲線に BHN の影響が現われる θ の範囲と一致する。

次に、センサ内の磁化の向き(実効的な異方性の方向)について考察する。磁化の向きは一般に異方性エネルギーと静

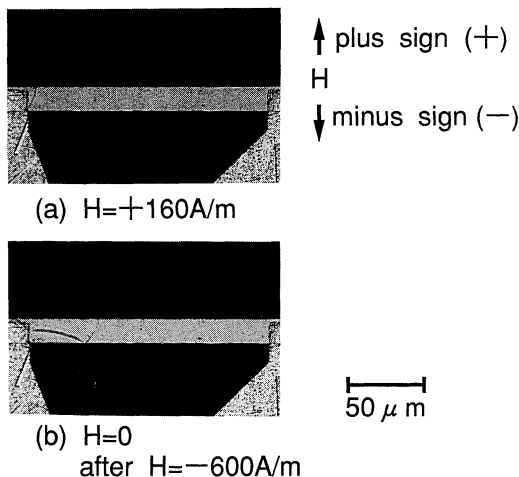


Fig. 7 Magnetic domain patterns with $\theta = 45^\circ$ applying a DC magnetic field in the direction of $\Delta\phi = 6^\circ$.

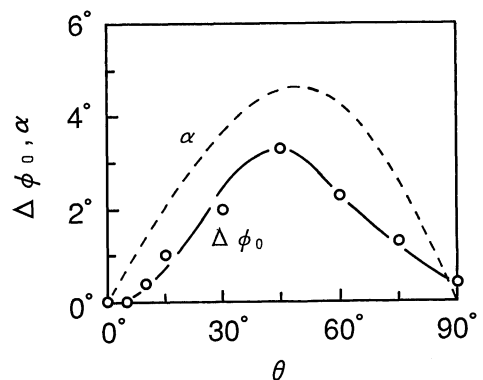
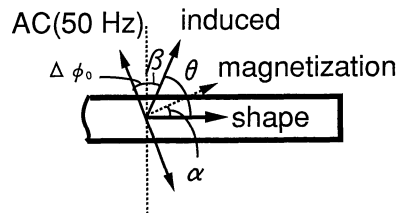


Fig. 8 Relationship between the directions of the induced magnetic anisotropy and the magnetization in the sensors (—○—: the AC magnetic field direction ($\Delta\phi_0$) minimizing discontinuous change, ---: the magnetization direction (α) calculated on the basis of coherent rotation model).

磁エネルギーの和が最小となる方向で安定になる⁽⁵⁾。ここでは磁壁のない単一磁区の一斉回転モデルを仮定し、エネルギー最小の条件から磁化の向きを計算により求め、測定値 $\Delta\phi_0$ と比較した。作製した磁気抵抗効果膜は一軸異方性を示すため、異方性エネルギー(E_A)は $E_A = K_u \times \sin^2(\pi/2 - \alpha - \beta)$ で表される。ここで、 K_u は一軸異方性定数、 α は感磁部領域内の磁化の向きと素子長軸方向とのなす角度、 β は誘導磁気異方性の向きと素子短軸方向とのなす角度である。また、静磁エネルギーには磁化のエネルギー(E_1)と自己減磁のエネルギー(E_2)が含まれ、それぞれ

$$E_1 = -H \times I_s \times \cos(\pi/2 - \alpha)$$

$$E_2 = H_d \times I_s \times \sin^2 \alpha/2$$

である。ここで、 H は外部磁界、 H_d は素子短軸方向に対する反磁界、 I_s は磁化の大きさである。全エネルギーは

$$\begin{aligned} E &= E_A + E_1 + E_2 \\ &= K_u \times \cos^2(\alpha + \beta) - H \times I_s \times \sin \alpha \\ &\quad + H_d \times I_s \times \sin^2 \alpha/2 \end{aligned} \quad (1)$$

磁氣的に最も安定となるのは式(1)が最小の時、その条件は

$$\partial E / \partial \alpha = 0 \quad (2)$$

$$\partial^2 E / \partial \alpha^2 > 0 \quad (3)$$

である。式(2)および(3)を満足する角度 α を求めるために、 β に対して数値計算を行い α を求めた。 $H=0$ の条件で求めた結果を Fig. 8 に破線で示す。ここで、 H_K は実験値、 H_d は扁平回転楕円体近似により求めた計算値で、それぞれ 320 A/m、2 kA/m を用いた。測定値($\Delta\phi_0$)と計算値(α)の θ 依存性の傾向はほぼ一致し、 θ が $40^\circ \sim 50^\circ$ で $\Delta\phi_0$ および α は極大を示す。一斉回転モデルから求めた α の方向は実効的な異方性の方向と見ることができ、 α と θ 依存性がほぼ一致した測定値 $\Delta\phi_0$ は実効的な異方性の方向を測定したものとみなされる。このことは容易方向と直角に磁化される場合に不連続変化が起こりにくいという経験則からも、 $\Delta\phi_0$ が実効的な異方性の方向を表していることは明らかである。また、測定値と計算値がほぼ一致することから、磁気抵抗応答曲線の連続的に変化している部分ではほぼ単磁区で、一斉回転していることを示唆している。誘導磁気異方性の方向が $0^\circ \sim 90^\circ$ の範囲で変化しても、本研究に用いた素子では実効的な容易方向は素子長軸方向に対して最大で 3° 程度しか傾かない。したがって、実効的な異方性は主に形状異方性によるといえる。

IV. 結 言

パーマロイ薄膜素子の磁気抵抗応答特性に及ぼす誘導磁気異方性と形状磁気異方性の影響について調べるため、素子長軸方向に対して蒸着膜の誘導磁気異方性の方向を $0^\circ \sim 90^\circ$ まで傾けたパーマロイ薄膜素子を作製した。また、

BHN と磁化の向きとの関連について検討し、以下の結果を得た。

(1) 素子長軸方向に対して誘導磁気異方性の傾き(θ)が $0^\circ \sim 5^\circ$ の素子では BHN のない連続的に変化する磁気抵抗応答曲線が得られ、 $\theta \geq 10^\circ$ の素子では BHN とみなされる不連続な変化が観察された。BHN は θ が大きな素子ほど発生しやすく、BHN による不連続な変化は $\theta = 90^\circ$ の素子で最も大きかった。

(2) 交番磁界の素子短軸方向からの傾きを $\Delta\phi$ とすると、 $\theta \geq 10^\circ$ の素子では、 $\Delta\phi$ の小さい範囲内で BHN による不連続な変化が減少し、それが最小となる $\Delta\phi$ が存在する。

(3) 短軸方向に交流消磁後の試料のビッタ法による磁区観察では、 $\theta = 0^\circ$ の素子で単磁区であり、 θ の大きな素子ほど磁壁が発生しやすくなる。 $\theta \geq 10^\circ$ の素子では、印加磁界の向きにより磁区構造が変化し、磁気抵抗応答曲線上に見られる BHN は、磁界印加による逆磁区の急激な成長が原因である。

(4) 磁気抵抗応答曲線上で不連続変化の影響が最小となる交番磁界の方向 $\Delta\phi_0$ は、 θ の増大とともに増加し、 θ が $40^\circ \sim 50^\circ$ で 3° 程度の極大を示す。また、一斉回転モデルから求めた磁気抵抗効果素子の実効的な異方性の方向の θ 依存性もほぼ同じ結果を示す。このことは実効的な異方性が素子長軸方向から 3° 以内にあることを示し、その大部分が形状異方性によっていることを示している。かつ磁気抵抗応答曲線の連続的に変化している部分は実効的な異方性による一斉回転によっていることを示唆している。

最後に、本研究の推進にあたり御討論戴いた当社菅沼庸雄博士、角田義人博士、椎木一夫博士、茂俣和弘氏に感謝申し上げます。

文 献

- (1) C. Tsang: J. Appl. Phys., **55**(1984), 2226.
- (2) M. Goto: J. Sci. Hiroshima Univ., Ser. **AII27**(1964), 61.
- (3) T. Miyazaki et al.: J. Magn. Magn. Mat., **81**(1989), 86.
- (4) 岩出暁美 他: 日本応用磁気学会誌, **15**(1991), 319.
- (5) J. H. J. Fluitman: Thin Solid Films, **16**(1973), 269.
- (6) T. R. McGuire and R. I. Potter: IEEE Trans. Magn., **11**(1975), 1018.
- (7) 中村 齊, 北田正弘: 日本金属学会秋期大会講演概要, (1987), 261.
- (8) M. Kitada, H. Tanabe and N. Shimizu: Thin Solid Films, **141**(1986), L79.
- (9) M. Kitada, H. Yamamoto and H. Tsuchiya: Thin Solid Films, **122**(1984), 173.
- (10) S. Methfessel, S. Middelhoek and H. Thomas: IBM Journal, **APRIL**, (1960).
- (11) S. Middelhoek: J. Appl. Phys., **34**(1963), 1054.