日本磁気学会論文特集号 5巻2号

ONLINE ISSN: 2432-0471

Electronic Journal URL: https://www.jstage.jst.go.jp/browse/msjtmsj/-char/ja/

CONTENTS

Magnetic Recording

傾斜配向磁性膜の本質的な一軸異方性の定量解析

Power Magnetics

湾曲させた柔軟鋼板の磁気浮上搬送システムの開発(搬送方向が搬送中の浮上性能に与える影響)

------ 椎名敦紀・嘉山周汰・

ムハマドヌルハキミビンモハマドカマ・小川和輝・成田正敬・加藤英晃 60

Board of Directors of The Magnetics Society of Japan

President:	S. Sugimoto
Vice Presidents:	Y. Takemura, J. Hayakawa
Directors, General Affairs:	H. Saito, H. Yuasa
Directors, Treasurer:	H. Takahashi, A. Yamaguchi
Directors, Planning:	T. Kondo, M. Mizuguchi
Directors, Editorial:	T. Kato, S. Yabukami
Directors, Public Relations:	S. Sakurada, K. Kakizaki
Directors, International Affairs:	H. Yanagihara, H. Kikuchi
Specially Appointed Director, Gender Equality:	F. Akagi
Specially Appointed Director, Societies Collaborations:	K. Fujisaki
Specially Appointed Director, International Conferences:	Y. Miyamoto
Auditors:	Y. Takano, K. Kobayashi

<Paper>

傾斜配向磁性膜の本質的な一軸異方性の定量解析

Quantitative analysis of intrinsic uniaxial anisotropy of tilt-oriented magnetic film

宮崎 大輝^{a, b)†}・齊藤 伸^{b)}・本多 直樹^{a)}・田河 育也^{a)} ^{a)}東北工業大学工学部,宮城県仙台市太白区八木山香澄町 35-1 (〒982-8577) ^{b)}東北大学大学院工学研究科,仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-05 (〒980-8579)

Daiki Miyazaki ^{a, b)†}, Shin Saito ^{b)}, Naoki Honda ^{a)}, and Ikuya Tagawa ^{a)} ^{a)}Tohoku Institute of Technology, 35-1 Yagiyamakasumi-cho, Taihaku-ku, Sendai 982-8577, Japan ^{b)}Graduate School of Engineering, Tohoku University, 6-6-05 Aoba, Aramaki, Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan

The tilt angle of the crystal orientation axis was quantitatively evaluated for tilt-oriented magnetic film, and a method for separating the effective crystal magnetic anisotropy energy K_{u}^{eff} of the film from the intrinsic crystal magnetic anisotropy energy K_{u}^{grain} of magnetic crystal particles was investigated. As a measurement sample, a Co/Pt multilayer magnetic film was formed on an underlayer composed of Ta and Pt by sputtering with a cylindrical collimator at an inclined incident angle of 60 deg. To quantitatively evaluate the crystal inclination angle, a rocking curve was measured with a three-dimensional polar-coordinate X-ray diffraction system, and in addition, the angle dependence of the magnetic switching field H_{sw} was measured with a Polar-Kerr system. It was also shown that both K_{u}^{eff} and K_{u}^{grain} can be separated quantitatively even in tilt-oriented magnetic films by correcting the inclination angle of the crystal orientation axis, the larger the difference from the case without correction. Therefore, the derived equation becomes more effective as the inclination angle of the crystal axis gets larger.

Key words: tilt-oriented magnetic film, tilt angle of crystal orientation axis, effective crystal magnetic anisotropy energy, essential crystal magnetic anisotropy energy

1. はじめに

磁気記録には、高信号品質、高熱擾乱耐性、および、書き 込み容易性のすべてを同時に実現することが難しいという問題 があり、トリレンマとして知られている。その解消には書き込み容 易性の確保が必須であるが、これを改善する一つの方法として 傾斜配向磁性膜が提案されている¹⁾。これは、磁気異方性の傾 斜により、媒体の反転磁界を低減しようとするものであり、 ECC²⁾ドット構造媒体に適用することにより、反転磁界を10-30%低減できることが示されている³⁾。しかし、実際に作成した 傾斜配向磁性膜の磁気異方性を評価する際に、結晶配向軸 の傾斜が考慮されていない、という問題があった。

傾斜配向磁性膜では磁化容易軸が傾斜しているが、磁化に より生じる反磁界は膜面に対して垂直方向であるので、反磁界 と磁化容易軸の方向が一致していない。このため、膜の形状磁 気異方性と結晶磁気異方性を含めた実効的な磁気異方性エ ネルギーKu^{eff}を導出する際、垂直配向磁性膜では磁性結晶 粒の本質的な磁気異方性エネルギーKu^{grain}から反磁界による エネルギーを差し引けばよいが、傾斜配向磁性膜では単純な 差し引きでは導出できない⁴⁾。本論文では、結晶配向軸の傾斜 角度の定量的な評価を行い、さらに、傾斜配向磁性膜の磁性 結晶粒の本質的な結晶磁気異方性エネルギーKu^{grain}の分離 方法を導出する。

2. 実験方法

試料は、DC/RF マグネトロンスパッタリング法を用い、ガラス 基板上に成膜した。まず下地層として Ta (10 nm)と Pt (10 nm) を、スパッタ粒子入射方向が基板法線方向から 60°の傾斜とな るコリメータを用い、Ar ガス圧を 0.8 Pa として成膜した。これに より下地層の結晶成長方向が傾き、その表面もある程度傾斜す ると考えられる⁵⁰。次に磁性層として Co/Pt 多層膜を、傾斜を与 えず垂直方向のコリメータを用いて、Ar ガス圧を 3.2 Pa と高い ガス圧で成膜した。高ガス圧ではスパッタ原子の平均自由行程 がコリメータ径に比べ遥かに小さいため、下地層表面の傾斜に 合わせて Co/Pt 層の界面が形成され、傾斜配向磁性膜が得ら れる⁶⁰。Co/Pt 多層膜は、1 層あたり Co を 3 原子相当、Pt を 2 原子相当の膜厚 (Co/Pt= 3L/2L: Cont= 0.205 nm, Ptnt= 0.225 nm)で積層した⁷⁰。Co が 10 層、Pt が 9 層の合計 19 積 層で、総膜厚は 20 nm である。すべての層は室温で成膜した。

磁気特性は、振動試料型磁力計(VSM)と磁気トルク計、および、Polar-Kerr装置で評価した。結晶構造解析には、3次元 極座標で測定できるX線回折(XRD)装置を使用した。

3. 結晶配向軸の傾斜角度

3.1 3 次元 XRD による結晶配向軸の傾斜角度の評価

Fig.1 に Out-of-plane 測定における垂直配向膜(Vertical)

と傾斜配向膜(Inclined)のXRD回折パターンを示す。下地層 Pt(111)と磁性層 Co/Pt(111)の明瞭な回折線ピークが観測さ れるため、PtとCo/Ptがfcc構造であることが確認できる。また、 垂直配向膜と傾斜配向膜でピークを与える角度が一致してい ることから結晶配向の面間隔が同じであることが分かる。ここで 垂直配向膜に比べて傾斜配向膜の回折線強度が大幅に低い のは、膜面に対して垂直に配向した結晶面からの回折線しか 観測されないためである⁶。

Fig.2 に3次元極座標X線回折装置(3次元XRD)によっ て得られたロッキングカーブ測定結果を示す。3次元XRDは、 回折角度を一定に保ったまま試料をあらゆる方向に回転させて、 結晶配向の方位分布を評価するものである。具体的には、検 出器を測定対象物の回折角度に固定し、面直方向(Pole



Fig. 1 Out-of-plane XRD patterns for inclined and vertically oriented Co/Pt multilayer films.



Fig. 2 Polar coordinate maps of the rocking curves for (a) Pt (111) and (b) Co/Pt (111) of the tiltoriented film, while (c) Pt (111) and (d) Co/Pt (111) of the vertically oriented film, respectively.

angle)に試料を傾けながら、面内方向(Azimuth angle)に回転させてあらゆる方向に傾斜した格子面の回折線強度を測定する。測定結果は極点図と呼ばれ、高い回折強度が観測される方向に結晶方位が集中していることを示す。今回作製した傾斜配向膜では、下地層 Pt(111)と磁性層 Co/Pt(111)の両層とも、同方位に、膜面垂直方向(0°)から 8°傾斜した方向で最も強度が強くなっている。したがって、このサンプルの結晶配向軸の傾き角度は 8°であることがわかる。一方、垂直配向膜では膜面垂直方向(0°)で最も強度が強くなっていることから、結晶配向軸が膜面に対して垂直であることがわかる。

3.2 スイッチング磁界 /し の角度依存性

垂直配向磁性膜のスイッチング磁界 H_{sw}は Polar-Kerr 装置により測定できることが知られている。Fig.3 に文献 8)から引用した通常の VSM と Polar-Kerr による磁化検出方法の概念、および、磁化曲線の測定例を示す⁸⁾。VSM ではピックアップコイルが固定されているため、印加磁界の角度を変化させたときに、試料の磁気モーメントの印加磁界方向成分のみが検出される。これに対して Polar-Kerr 装置の場合、印加磁界の角度に関係なく、常に膜面に対して垂直方向成分の磁化が検出される。したがって、測定試料が垂直磁気異方性を持つとき、Polar-Kerr により得られた残留保磁力 H_{cr}は、印加磁界角度



Fig. 3 Concepts of magnetic moment measurement and examples of *M*-*H* curve measured on (a) VSM and (b) Polar-Kerr systems⁸⁾.

によらずスイッチング磁界 Hsw そのものを表すことになる。

Fig.4 は、Polar-Kerr 装置で得られた、結晶配向軸が傾斜 した磁性膜のスイッチング磁界 H_{sw} の印加磁界角度 θ 依存性 である。グラフの形状より、次に説明するように、作製した傾斜 配向膜の磁化反転が磁壁移動型ではなく、単磁区微粒子型の 磁化反転に近いことがわかる。また、印加磁界角度 $\theta=0^\circ$ にお ける H_{sw} は $\theta=8^\circ$ のときよりも小さい。

この理由を、Fig.5 を使って説明する。これは、単磁区型および磁壁移動型磁性膜において、スイッチング磁界 H_{sw}の磁界 角度依存性の一般的な概念図である。単磁区型の場合は、磁 界角度が 0°から 45°へと大きくなるにつれて H_{sw}が低下し、45° 以上になると、また H_{sw}が増加する。一方、磁壁移動型では、 磁界角度の増大に伴って H_{sw}が単調に増大する。ここで、横軸 は膜の法線(垂直)方向からの角度とした。磁化容易軸が垂直 方向にある場合、点線で示されるような曲線となるはずである。 しかし、今回の試料は結晶配向軸が 8°傾斜しているので、スイ ッチング磁界の角度依存性も 8°移動し、その結果、実線のよう な曲線になると予想される。実際測定した結果である Fig.4 を 見ると、まさに曲線が右側に約 8°シフトした形状をしていること



Fig. 4 Angular dependence of the switching field $H_{\rm sw}$ of tilt-orientated Co/Pt film.



Fig. 5 Illustrations of angular dependence of H_{sw} on a single domain particulate and a domain wall motion models.

がわかる。

また、印加磁界が垂直(0°)であるときにスイッチング磁界が 減少していることから、傾斜配向による反転磁界低減効果も確 認できる。0°での H_{sw}の低下は、結晶配向軸が傾斜していない 場合を理論値とした H_{sw}から、2.6%低下していた。低下率はま だまだ低いが、さらに結晶配向軸を傾斜させることができれば、 低下率の上昇が期待できる。ただし、極小点は、45°から8°シフ トした 53°とはならなかった。これは、完全な一斉磁化回転型で ないことや、極小付近の測定精度が高くないことなどが考えら れるが、更なる検討が必要である。

4. 結晶配向膜の結晶磁気異方性

4.1 傾斜配向膜のトルク曲線

Fig.6 に垂直配向膜と傾斜配向膜のトルク曲線を示す。25 kOe の非常に強い磁界を印加したが、飽和特性を示す正弦波 ではなく、不飽和であることを示すのこぎり波状に歪んだ正弦波 が観測された。さらに、傾斜配向膜は垂直配向膜と比べて位相 の遅れが見られ、結晶配向軸の傾斜角度が 8°であるにもかか わらず、その位相差は容易軸周りで14.4°、困難軸周りで16.2°、 平均すると約 15°であった。これは、結晶配向軸の傾斜角度は 8°であるが、垂直方向にかかる反磁界の影響を受けて、磁気異 方性軸が実効的に 15°程度にまで傾いて見えるためである。図 中に初期設定、すなわち印加磁界角度 0°において試料に対 する印加磁場と磁化と磁化容易軸の向きの関係を示すように、 磁界は最初、膜面に対して垂直方向に印加される。その時、磁 化が飽和するほどの強い磁界を印加すると、磁界と磁化の向き はほぼ同じ向きになっているはずであるが、傾斜配向膜では結 晶配向軸が傾斜しているため、磁化容易軸が垂直方向から傾 いている。したがって、初期状態で、磁化と磁化容易軸には角 度差が生じるのである。

磁気異方性エネルギーを考える際、垂直配向膜の場合は Fig.7 (a)に示すように磁化容易軸と印加磁界のなす角度を φ 、 同様に磁化のなす角度を θ として、(1)式で表される⁹⁾。一方、



Fig. 6 Torque curves of vertical and tiltoriented Co/Pt films.

傾斜配向膜の場合は、Fig.7 (b)のように、磁化容易軸角度 θを 結晶配向軸傾斜角度 α で補正した(2)式を用いる必要がある。 すなわち、磁気異方性エネルギーの項と静磁界エネルギーの 項に角度差が生じる。このとき、トルク曲線で確認したように、反 磁界の影響により実効的な磁化容易軸が傾斜しているので、 Fig.7 に示すように、その傾斜角度を βと定義する。

垂直配向膜

 $E = K_{\rm u1} \sin^2 \theta + K_{\rm u2} \sin^4 \theta$

 $-M_{\rm s}H\cos(\varphi-\theta)+2\pi M_{\rm s}^2\cos^2\theta. \ ...(1)$

傾斜配向膜

 $E = K_{u1} \sin^2(\theta - \alpha) + K_{u2} \sin^4(\theta - \alpha)$ $-M_s H \cos(\varphi - \theta) + 2\pi M_s^2 \cos^2\theta. \dots (2)$

次に、この場合の磁気異方性エネルギーの導出方法を議論 する。

4.2 磁性膜の実効的な磁気異方性, Keff

最初に、傾斜配向膜の実効的な磁気異方性エネルギー K_u^{eff} を求める。傾斜配向膜が持つ磁気的エネルギーの(2)式 において、トルク測定中、ある印加磁界の角度 φ で磁化の角度 θ はエネルギー極小となる角度に落ち着いているから、(2)式を θ で偏微分した式は0でなければならない。すなわち、

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = (K_{u1} + K_{u2})\sin 2(\theta - \alpha) - 1/2K_{u2}\sin 4(\theta - \alpha)$$
$$-2\pi M_s^2 \sin 2\theta - M_s H \sin(\varphi - \theta) = 0. \quad \dots (3)$$

である。

一方、トルクLはエネルギーEを φ で偏微分したものであるから、

 $L = -\partial E / \partial \varphi = -M_{\rm s} H \sin(\varphi - \theta). \qquad \dots (4)$

であり、(3)式を使って変形すれば、

 $L = -(K_{u1} + K_{u2})\sin 2(\theta - \alpha)$

 $+1/2K_{u2}\sin 4(\theta - \alpha) + 2\pi M_s^2 \sin 2\theta$(5)

が得られる。しかし、このままでは結晶軸の傾斜角度分のずれ 量 a が残る。そこで、まず、三角関数の加法定理を用いて、磁 気異方性エネルギーの項を sin2 θ になるように変形すると、

 $L = -(K_{u1} + K_{u2})\{\sin 2\theta \cos 2\alpha - \cos 2\theta \sin 2\alpha\}$

$$+1/2K_{u2}\sin 4(\theta - \alpha) + 2\pi M_s^2 \sin 2\theta$$
. ...(6)

となる。磁気異方性エネルギーの項と反磁界の項の角度が一 致したので、まとめると、

 $L = \{2\pi M_{\rm s}^{2} - (K_{\rm u1} + K_{\rm u2})\cos 2\alpha\}\sin 2\theta$

$$+(K_{u1} + K_{u2})\sin 2\alpha \cos 2\theta + 1/2K_{u2}\sin 4(\theta - \alpha). ...(7)$$

となる。しかし、cos20成分が残っているので、これを消去するため、正弦関数の合成を用いると、最終的に次式のようにまとめられる。この時、まとめた sin20の係数が、形状磁気異方性と



Fig. 7 Definitions of crystal orientation angle a, magnetization angle θ , magnetic field angle φ , and effective easy axis β , on verticallyoriented and tilt-oriented films.

結晶磁気異方性を含めた二回対称の実効的な磁気異方性エネルギーKu^{eff}である。

$$L = K_{\rm u}^{\rm eff} \sin 2(\theta + \beta) + 1/2K_{\rm u2} \sin 4(\theta - \alpha). \qquad \dots (8)$$

計算に用いた飽和磁化 $M_{\rm s}$ の値は VSM の磁化曲線より、482 (emu/cm^3) とした。また、 $K_{\rm u}$ eff は次のように記述される。

$$K_{\rm u}^{\rm eff} = \sqrt{(2\pi M_{\rm s}^{\,2})^2 - 4\pi M_{\rm s}^{\,2} (K_{\rm u1} + K_{\rm u2}) \cos 2\alpha + (K_{\rm u1} + K_{\rm u2})^2} \dots (9)$$

ただし、 β は先に定義したように、実効的な磁化容易軸の角度である。また、 β は(7)式より、

$$\tan 2\beta = (K_{u1} + K_{u2})\sin 2\alpha / \{2\pi M_s^2 - (K_{u1} + K_{u2})\cos 2\alpha\}$$

 $= -\sin 2\alpha / \left\{ \cos 2\alpha - 2\pi M_{\rm s}^2 / (K_{\rm u1} + K_{\rm u2}) \right\}. \quad \dots (10)$

と求められる。計算すると、*B* = 12.6°となり、トルク曲線から導出 した実効的な磁化容易軸の傾斜角度約 15°と誤差が生じた。こ れは、トルク曲線では(8)式に示すように、4 次の高次成分が含 まれているからだと思われる。

 K_{u}^{eff} と K_{u2} は、測定したトルク曲線においてフーリエ解析を 行うことによって得られ、測定した試料について算出すると、 $K_{u2} = 0.826 \times 10^{6} (erg/cm^{3})$ 、 $K_{u}^{eff} = 2.51 \times 10^{6} (erg/cm^{3})$ であった。

4.3 磁性粒の本質的な結晶磁気異方性, Kgrain

次に、磁性結晶粒の本質的な結晶磁気異方性エネルギー K_{u} grain を求める。 K_{u} grain は一般的に形状異方性を除いた、磁 気異方性定数の2次の項までの和となり、 K_{u} grain = $K_{u1} + K_{u2}$ ¹⁰⁾ であるので、(9)式を変形することにより、

$$K_{u1} = -1/2 \left(2K_{u2} - 4\pi M_s^2 \cos 2\alpha \right)$$

+1/2 $\sqrt{16\pi^2 M_s^4 (\cos^2 2\alpha - 1) + 4K_u^{eff^2}}$(11)

となる。今回の試料について計算すると $K_{u1} = 3.05 \times 10^6$ (erg/cm³)であった。 K_{u2} は導出済であるので、 K_{u}^{grain} は $K_{u1} + K_{u2} = 3.88 \times 10^6$ (erg/cm³) と算出される。以上より、傾斜配向磁性膜の K_{u}^{eff} および K_{u}^{grain} の導出方法を確立できた。

ところで、傾斜角度aを考慮しない(1)式により K_u grain を算出 すると誤差が生じる。実際には、 K_u grain が変化するわけではな いので K_u eff のほうに違いが生じるはずである。そこで、物質定 数である K_u grain が傾斜角度aによらず一定という仮定のもと、aに対する K_u effの変化を(9)式から求めた。Fig.8に上記仮定に 基づいた計算結果示す。 K_u eff はaに依存して大きく変化するこ とがわかる。ここでは K_u grain を固定した計算であるが、実際に 実験から得られる値は K_u eff のほうである。Fig.8は、 K_u eff から K_u grain を導出する際に、結晶配向軸の傾斜角度aを考慮した (9)式を用いないと正しい K_u grain を求めることができないことを 示している。

5. まとめ

傾斜配向磁性膜の結晶配向軸の傾斜角度の定量的な評価 を行い、磁性結晶粒の本質的な結晶磁気異方性エネルギーの 導出方法を検討した。

3 次元極座標 X 線回折のロッキングカーブ測定より、今回測 定した試料の結晶配向軸の傾斜角度は 8°であることがわかっ た。また、Polar-Kerr 装置により測定したスイッチング磁界 H_{sw} の角度依存性からも傾斜角度が約 8°であることを確認できた。

また、磁気トルク曲線に基づいて結晶磁気異方性エネルギーを解析し、磁性結晶粒の本質的な結晶磁気異方性エネルギーKugrainと、形状磁気異方性と結晶磁気異方性を含めた二回対称の実効的な磁気異方性エネルギーKueffの分離導出方法を確立した。



Fig. 8 Changes of $K_{\rm u}^{\rm eff}$ due to tilt angle of crystal orientation axis calculated by the proposed method when $K_{\rm u}^{\rm grain}$ is constant.

References

- N. Honda, K. Yamakawa, and K. Ouchi: *IEEE Trans. Magn.*, 44, 3438 (2008).
- 2) R. H. Victora, and X. Shen: *IEEE Trans. Magn.*, **41**, 537 (2005).
- N. Honda, and K. Yamakawa: *IEEE Trans. Magn.*, 53, 3200207 (2017).
- D. Miyazaki, I. Tagawa, N. Honda, and S. Saito: *IEEE Intermag 2020 Digests*, CS-02 (2020).
- A. Honda, N. Honda, and J. Ariake: *IEEE Trans. Magn.*, 49, 3600 (2013).
- N. Honda, S. Hinata, and S. Saito: *IEICE Technical Report*, 116, 348, MR2016-38, 51 (2016).
- 7) N. Honda, T. Tsuchiya, S. Saito, H. Uchida, and K. Yamakawa: *IEEE Trans. Magn.*, **50**, 3203104 (2014).
- D. Hasegawa, S. Saito, N. Itagaki, S. Meguro, Y. Konishi, and E. Yanagisawa: J. Magn. Magn. Mat., 320, 3027 (2008).
- 9) K. Takanashi: Jikikogaku Nyumon, p.59 (Kyoritsu Shuppan, Tokyo, 2008).
- 10) S. Saito, D. Hasegawa, F. Hoshi, D. D. Djayaprawira, and M. Takahashi: Appl. Phys. Lett., 80, 811 (2002).

2021年1月3日受理, 2021年2月12日再受理, 2021年4月5日採録

<Paper>

湾曲させた柔軟鋼板の磁気浮上搬送システムの開発 (搬送方向が搬送中の浮上性能に与える影響)

Electromagnetic Levitation and Transportation System for Bent Thin Steel Plate (Effect of Transport Direction on Levitation Performance during Transportation)

椎名敦紀^{a)}・嘉山周汰^{a)}・ムハマドヌルハキミビンモハマドカマ^{a)}・小川和輝^{a)}・成田正敬^{a)†}・加藤英晃^{a)} ^{a)}東海大学,神奈川県平塚市北金目 4-1-1(〒259-1292)

A. Shiina ^{a)}, S. Kayama ^{a)}, M. N. Hakimi ^{a)}, K. Ogawa ^{a)}, T. Narita ^{a)}[†], and H. Kato ^{a)} ^{a)} Tokai Univ., 4-1-1 Kitakaname, Hiratsuka-shi, Kanagawa, 259-1292, Japan

In the thin steel plate production line that is widely used for industrial products, contact conveyance is performed with rollers, but the deterioration in the quality of thin steel plates is a problem because scratches and irregularities occur on the surface of the plates. Therefore, non-contact magnetic levitation transfer of thin steel plates done using the attractive force of electromagnets has been proposed. However, we have not examined the levitation performance of a magnetic levitation system that uses a horizontal positioning control system and a curved magnetic levitation system. Therefore, we changed the bending direction of steel plates. It was found that the levitation stability tends to be different in the vertical and horizontal directions depending on the transport direction.

Key words: electromagnetic levitation control, thin steel plate, vibration control, transportation, magnetic field

1. はじめに

薄鋼板の製造工程では多数のローラによる接触搬送が行われて おり、このときローラと薄鋼板の間に摩擦が生じ、薄鋼板表面の傷 や凹凸による薄鋼板の品質劣化の問題がある。そこでこの問題の 解決策として磁気浮上による鋼板の非接触搬送技術が多く提案さ れている 1~3). しかし、多くの磁気浮上技術に関する研究では浮上 対象が剛体と考慮できる物体についての検討であり、複雑な変形 を起こす柔軟性がある物体の磁気浮上についての報告は少ない. 当研究グループでは薄く柔軟で浮上制御が困難である薄鋼板に着 目し、鉛直方向に浮上制御を行うだけでなく、鋼板のエッジ部に電 磁石ユニットを設置したシステムを提案している. エッジ部に設 置した電磁石により鋼板の水平方向に位置決め制御を行うことで 横滑りや落下を防止し、鋼板のたわみを抑制することで非接触支 持搬送が可能であることを明らかにした4.水平方向に設置した電 磁石から, 薄鋼板に発生する張力がたわみの抑制に寄与するが, 電 磁石の設置箇所に大きく依存する5. 薄鋼板の寸法によっては張力 が十分に加わらず局所的にたわみが生じ、これにより高次の弾性 振動が励起され、制御性能を劣化させる可能性がある.水平方向の 電磁石のみにより、たわみを発生する領域を狭めるには電磁石サ イズや個数の変更が考えられるが、システムが冗長になる可能性 がある.

一方著者らは、薄鋼板の柔軟性を積極的に利用し、塑性変形させない範囲で湾曲させる手法も提案し、板厚に対して最適な湾曲角度を数値解析と実験から明らかにしている⁶.これにより電磁石の数を増やさずに、薄鋼板の浮上性能を向上させることができた.しかし、このとき薄鋼板に入力される外乱は鉛直方向となる浮上方向のみであり^{7,8}、薄鋼板搬送時に発生する空気抵抗や加速度などの水平方向の外乱は想定されていない.それに加え、水平方向電

磁石による薄鋼板の位置決め制御システムと薄鋼板の柔軟性を積極的に利用した湾曲磁気浮上システムを併用した磁気浮上システムの浮上性能についての検討は行われていない.

そこで著者らは湾曲させながら浮上させた鋼板を搬送させた際 の浮上性能を検討するため、浮上用電磁石を傾斜させ、かつ水平方 向から位置決め制御を行う磁気浮上装置を構築した⁹.しかしなが ら湾曲鋼板のどの部分を支持して搬送すれば安定性が向上できる のか評価の検討は行われていない.そこで本研究は、まず湾曲させ ながら水平方向から張力を加えた際の鋼板形状について有限差分 法により求めた.水平方向電磁石の定常電流値を変化させ、張力が 鋼板形状に与える影響について検討を行った.そして薄鋼板を湾 曲浮上させて搬送実験を行い、搬送による水平方向の外乱が入力 された際に、薄鋼板の搬送方向が浮上性能に与える影響について 検討を行った.

2. 薄鋼板の湾曲磁気浮上システムの構築

湾曲磁気浮上制御システムの概略図を Fig. 1 に示す. 浮上対象 は長さ800 mm,幅600 mm,厚さ0.24 mmの長方形亜鉛めっき 鋼板(材質 SS400)を使用する.なお同図に示すように鋼板の短 手方向をx方向,長手方向をy方向,鉛直方向をz方向と定義し, 鋼板はx方向もしくはy方向に搬送される.浮上制御システムは 周囲と中央の5か所に浮上用電磁石ユニットを設置し,各電磁石 表面から鋼板表面までの距離を5 mmに制御することで鋼板を磁 気浮上させる.浮上した鋼板のエッジに対して水平方向位置決め 制御用ユニットによる吸引力を加え,鋼板の相対する2辺に沿っ て2個ずつ設置している.各電磁石表面から鋼板エッジまでの距 離を5 mmに非接触位置決め制御する浮上制御用電磁石ユニット と水平方向位置決め制御用ユニットは Fig. 2 のように配置されて



Fig. 1 Schematic of bending electromagnetic levitation control system and horizontal positioning control system.



Fig. 2 Layout of electromagnetics for levitation control and horizontal positioning control.

いる. Fig.2(a)のように, x軸方向に搬送する場合は鋼板の長手方向のエッジに水平方向電磁石を設置し, y軸方向に搬送する場合は Fig.2(b)のように鋼板の短手方向のエッジに水平方向電磁石を設 置した.つまり水平制御用電磁石は常に搬送方向に設置され



Transportation direction

(b) *y* direction transport **Fig. 3** Bending levitation control system.



Fig. 4 Tilted electromagnet for levitation control.

ており、x軸方向に搬送する場合は x 軸方向に張力が加わ り、y 軸方向に搬送する場合は x 軸方向に張力が加わるこ とになる.本研究では Fig. 2 中央の浮上制御用電磁石ユニット (No.5)の吸引力を低下させることで鋼板を湾曲浮上させる. x 軸 方向の電磁石位置は湾曲浮上させた際の安定性向上のため薄鋼板 を電磁石ユニット No.1 (もしくは No.2) と No.3 (もしくは No. 4)の2点で支持された両端突出単純支持はりとして考え,はり全 体に生じる静的たわみ量の総和が最小となる 430 mm とした.同 様に y 軸方向の電磁石位置は薄鋼板を電磁石ユニット No.1 (もし くは No.3) と No.2 (もしくは No.4)に加え中央の電磁石ユニ ット No.5の3点で支持された両端突出単純支持はりとして考え, はり全体のたわみ量の総和が最小となる 490 mm とした.水平方 向位置決め制御用電磁石の磁石間距離は基礎検討の結果から 300 mm とした. また,実験装置のフレーム内の写真を Fig.3, Fig.4 に示す. 同図 (a)に x 軸方向に搬送する場合, (b)に y 軸方向に搬送する場合を示す. 鋼板を湾曲浮上させるために周囲の電磁石 (No. 1~No.4) には傾斜ステージを取り付け, Fig.4 に示すように電磁石を任意の角度に傾斜する. さらに,中央に設置してある電磁石

(No.5) には高さが調整可能なステージを取り付けた. 電磁石の 傾斜角は,既報の結果より, x軸方向に搬送した際に高い浮上安定 性を示した 5° とした.

3. 湾曲した磁気浮上鋼板に張力を加えた際の形状解析

3.1 鋼板形状解析モデル

水平方向電磁石を長手方向のエッジと短手方向のエッジに設置 して張力を加えた際に鋼板形状に与える影響を検討するため,有 限差分法を用いて浮上中の鋼板形状を算出した.長手方向,短手方 向の水平方向電磁石の吸引力が加わった長方形薄鋼板の静的なた わみの方程式は次式で表される.

$$D\nabla^{4}z = f_{xz} + f_{x}\frac{\partial^{2}}{\partial x^{2}}z + f_{yz} + f_{y}\frac{\partial^{2}}{\partial y^{2}}z + f_{5} - \rho hg \quad (1)$$
$$D = \frac{Eh^{3}}{12(1-v^{2})}, \nabla^{4} = \frac{\partial^{4}}{\partial x^{4}} + 2\frac{\partial^{4}}{\partial x^{2}\partial y^{2}} + \frac{\partial^{4}}{\partial y^{4}}$$

ここで E: 薄鋼板のヤング率 [N/m²], h: 薄鋼板の厚さ [m], v: ポアソン比, x: 薄鋼板の短手方向の座標 [m], y: 薄鋼板の長手方 向の座標 [m], z: 薄鋼板の変位 [m], f =: 長手方向に設置した電 磁石による薄鋼板の単位面積あたりに加わる鉛直方向の外力 [N/m²], f: 長手方向に設置した電磁石による薄鋼板の単位長さあ たりに加わる水平方向の外力 [N/m], fg: 短手方向に設置した電磁 石による薄鋼板の単位面積あたりに加わる鉛直方向の外力 [N/m²], f: 短手方向に設置した電磁石による薄鋼板の単位長さあ たりに加わる水平方向の外力 [N/m], fs: 浮上制御用電磁石 No.5 による浮上方向の外力 [N/m²], ρ: 薄鋼板の密度 [kg/m³], g: 重 力加速度 [m/s²]である. なお, 電磁界解析ソフトを用いて定常電流 を流した際の電磁石1つあたりの吸引力を解析し、鋼板全体に発 生する fxz, fz, fyz, fyを算出した 10. x 軸方向に搬送する際の水平 方向電磁石の定常電流を I, y軸方向に搬送する際の定常電流を I, と定義する. なお、x方向に搬送する際はfz=0, f=0, y方向に 搬送する際は $f_{xz}=0$, $f_{x}=0$ となる.

フィードバック制御を行っていることから浮上方向電磁石 No. 1~4の位置で薄鋼板は単純支持され,水平方向電磁石は制御によって薄鋼板が制御点で静止していると仮定した.また \pounds の値を変 化させて鋼板の湾曲角度を決定する.式(1)を用いて,薄鋼板のた わみを有限差分法 (FDM)によって計算する.このとき,差分解 析格子の大きさは20 mm×20 mm とした.得られた湾曲した磁気 浮上鋼板の形状を評価するため,短手方向のみに湾曲した基準面 を設定した.鋼板を x 軸方向の両端突出はりと見なし,浮上制御 用電磁石 No.1 (もしくは No.2) と No.3 (もしくは No.4)の位 置で単純支持し,自重による分布荷重と浮上制御用電磁石 No.5 が 発生する吸引力がはりの中央に加わった形状を求めた.この形状 を y 方向に押し出し,基準面を得た.基準面の格子の大きさを20 mm×20 mm とした.ここで設定した基準面に対する総たわみ量 を評価するために評価値 Jを次式のように定義した.

$$J = \frac{\sum_{i=1}^{N} |z_i - z_0|}{N}$$
(2)

a:薄鋼板の各解析点における z 軸方向の変位 [m], a: 基準面の 各解析点における z 軸方向の変位 [m], N: 解析点の総数 (N= 1271) である.

3.2 解析結果

水平方向電磁石に定常電流値 L, L,を流して鋼板に張力を加えな がら電磁石ユニット No. 1~No. 4 の位置における鋼板の曲げ角度 が5°になるように5を入力した鋼板形状を有限差分法により式 (1)を解くことで求めた.水平方向電磁石の定常電流 L, L を 0.1 A, 0.5 A, 1.0 A とした際の x 軸方向に搬送した際の鋼板形状を Fig. 5、 y軸方向に搬送した際の結果を Fig.6 に示す. x軸方向に張力 を加えた場合は鋼板のたわみに大きな変化は見られなかっ た. しかし y 軸方向に張力を加えた場合は水平方向電磁石の定 常電流値 L を増加させることで評価値 J が減少する結果が得られ た. 定常電流 4. 4を0.1A~1.0Aまで0.1Aずつ変化させた際の x軸方向とy軸方向にそれぞれ張力を加えた場合の評価値Jと水 平方向電磁石の定常電流値の関係を Fig. 7 に示す. 同図から x 軸 方向に張力を加えた場合は水平方向電磁石の定常電流値 L を増 加させることで評価値 J は増加傾向にあるが、 y 軸方向に張力を 加えた場合は水平方向電磁石の定常電流値よを増加させると評価 値 J は減少傾向となった.また、どの定常電流値においても y 軸 方向に張力を加えた場合の方が x 軸方向の結果と比べて評価値 J は小さくなった. これは鋼板の y 軸方向に張力を加えた場合 は鋼板の長手方向に張力が加わるため, x 軸方向に張力を 加えた場合より広範囲に張力による復元力が加わる. その 結果 x 軸方向に張力を加えた場合よりたわみが抑制された と考えられる.

4. 薄鋼板の湾曲磁気浮上システムの制御モデル

4.1 実験装置

使用する電磁石コイルは浮上方向,水平方向共に線径が0.5 mm, 巻数は1005回とし,鉄いは E 型に加工したフェライトコアを用 いた.各電磁石ユニットにおいて,電磁石の電気回路は2基が直 列に接続されている.なお電磁石の磁場による変位センサへの影 響を計測した結果,測定誤差は1%以下であり制御系に影響を及ぼ すことはほとんどないことを確認している¹¹⁾.さらに電磁石コイ ル電流を測定用の外部抵抗より検出し,合計10個の観測値を AD コンバータから DSP に入力し制御則を計算する.D/A コンバータ から電流供給用アンプへ制御電圧を出力し,薄鋼板を磁気浮上さ せる.Fig.1に示す通り本実験装置の制御システムでは2基のDSP にて構成されている.鉛直方向の浮上制御と水平方向位置決め制 御についてそれぞれ独立して制御モデルを構築し,それぞれの DSP に実装して制御している.

4.2 鉛直方向の浮上制御システム

Fig.1上部に鉛直方向浮上制御システムの詳細を示す.本研究で はそれぞれの電磁石ユニットに1基設置した変位センサにより鋼 板の変位を測定し、そのディジタル微分値である速度、電磁石コイ



Fig. 7 Relationship between steady current and evaluation value.



ル電流をフィードバックし, 鋼板の端部が各電磁石表面から5mm の距離を保つように制御を行う. そこで, Fig.8に示すような磁気 浮上対象の5分の1に相当する質量を浮上させる1自由度系とし てモデル化する.電磁石からの静的吸引力によって鋼板を支持す れば一定の距離に保たれる平衡状態が存在する.そこからの鉛直 方向変位 z に関する運動方程式,線形化近似を行った電磁石吸引 力に関する方程式及び電磁石回路方程式平衡点近傍での電磁石の 特性方程式から以下のような状態方程式が得られる¹²⁾.

$$z = \begin{bmatrix} z & \dot{z} & i_z \end{bmatrix}^{\mathrm{T}},$$



Fig. 8 Theoretical model of levitation control of steel plate.

$$\dot{z} = A_{z} z + B_{z} v_{z}.$$
(3)
$$A_{z} = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ \frac{4F_{z}}{m_{z} Z_{0}} & 0 & \frac{4F_{z}}{m_{z} I_{z}} \\ 0 & -\frac{L_{eff}}{L_{z}} \cdot \frac{I_{z}}{Z_{0}^{2}} & -\frac{R_{z}}{2L_{z}} \end{bmatrix},$$

$$B_{z} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \frac{1}{2L_{z}} \end{bmatrix}^{T}.$$

ここで $m_{z} = m/5$ [kg], m : 磁気浮上対象の質量 [kg], $Z : 平衡浮上状態における電磁石表面と鋼板表面との間隔 [m], <math>E_{z}: 電磁石ユニットから発生する静的な吸引力 [N], <math>L : 静的吸引力を得るための定常電流値 [A], <math>i_{z}: 電磁石コイル電流の変動値 [A], <math>L_{z}: 平衡浮上状態における電磁石コイルのインダクタンス [H], <math>R_{z}: 2$ 基の電磁石コイルの総抵抗値 [Ω], $v_{z}: 電磁石コイルに加わる定常電圧からの変動値 [V]である. なお v_b は状態変数 <math>z$ をフィードバックして次式のように得られる.

$$\boldsymbol{v}_z = -\boldsymbol{F}_z \boldsymbol{z} \tag{4}$$

 $\boldsymbol{F}_{z} = \begin{bmatrix} \boldsymbol{f}_{z1} & \boldsymbol{f}_{z2} & \boldsymbol{f}_{z3} \end{bmatrix}$

このとき E はそれぞれの状態変数に対するフィードバックゲイン である.

4.3 水平方向位置決め制御システム

Fig.1下部に水平方向位置決め制御システムの詳細を示す.Fig.9に示すように、水平方向の運動は磁気浮上対象の2分の1に相当する質量を1軸方向のみに運動する1自由度系としてモデル化する.したがって鋼板の1辺に配置した2基の電磁石からは同じ吸引力を発生するようにした.鋼板の2辺に対向するように1基ずつ電磁石を配置し、同じ静的吸引力を加えることによって鋼板の平衡状態があり、そこからの鋼板の微小変化による水平方向の状態方程式を得る¹².x方向に搬送する際の状態方程式を次式に示す.

$$\dot{\boldsymbol{x}} = \boldsymbol{A}_{\boldsymbol{x}} \ \boldsymbol{x} + \boldsymbol{B}_{\boldsymbol{x}} \ \boldsymbol{v}_{\boldsymbol{x}}.$$

$$\boldsymbol{x} = \begin{bmatrix} \boldsymbol{x} & \dot{\boldsymbol{x}} & \boldsymbol{i}_{\boldsymbol{x}} \end{bmatrix}^{\mathrm{T}},$$
(5)



Fig. 9 Theoretical model of horizontal positioning control of steel plate.



Fig. 10 Conveyance system for steel plates (*y* direction transport).

$$A_{x} = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ \frac{4F_{x}}{m_{x}X_{0}} & 0 & \frac{4F_{x}}{m_{x}I_{x}} \\ 0 & -\frac{L_{xeff}}{L_{x}} \cdot \frac{I_{x}}{X_{0}^{2}} & -\frac{R_{x}}{2L_{x}} \end{bmatrix},$$

$$\boldsymbol{B}_{\boldsymbol{x}} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \frac{1}{2L_{\boldsymbol{x}}} \end{bmatrix}^{\mathrm{T}}.$$

ここで、 $m_x = m/2$ [kg], F_x : 静的吸引力 [N], X_0 : 平衡浮上状態 における電磁石表面とのギャップ [m], I_a : 静的吸引力を得るため の定常電流値 [A], I_x : 平衡浮上状態における電磁石コイルのイン ダクタンス [H], R_x : 2 基の電磁石コイルの総抵抗値 [Ω], r_a : 電 磁石コイルに加わる定常電圧からの変動値 [V]である. なお r_a は 状態変数 x をフィードバックして次式のように得られる.

$$\boldsymbol{v}_{x} = -\boldsymbol{F}_{x}\boldsymbol{x} \tag{6}$$

$$F_x = \begin{bmatrix} f_{x1} & f_{x2} & f_{x3} \end{bmatrix}$$

このとき Rはそれぞれの状態変数に対するフィードバックゲイン である.また、y軸方向に搬送する際も同様の状態方程式を得る.

5. 薄鋼板の湾曲搬送実験

5.1 実験条件

薄鋼板はFig.10示す通りフレーム内に設置された磁気浮上シス



Fig. 12 Relationship between standard deviation of vertical displacement of steel plate and steady current.

テムを装置ごとリニアモータで搬送させる. このとき, 鋼板は同図 のy方向に搬送され搬送装置が静止している状態から加速度 0.59 m/s² にて搬送を開始し, 速度 0.7 m/s に達した時点で等速にて搬 送, その後-0.59 m/s² にて減速, 停止させ, 搬送させる距離は 3.6 m とした. さらに, 水平方向電磁石の定常電流値は 0.1 A, 0.3 A, 0.5 A, 0.7 A, 0.9 A, 1.0 A で行った.

5.2 実験結果

鋼板の湾曲角度が 5° で水平方向電磁石の定常電流値を(a) $L = L_y = 0.1 \text{ A} \geq (b) L = L_y = 0.5 \text{ A} 流した際の鋼板を <math>x$ 軸方向と y 軸方向にそれぞれ搬送したときの Fig. 1 における浮上方向の電磁石ユニット No. 1 に設置した変位センサにより測定した薄鋼板の浮上





(b) $I_x = I_y = 0.5 \text{ A}$ Fig. 13 Time histories of horizontal displacement of steel plate (x and y direction transport).



Fig. 14 Relationship between maximum horizontal displacement of steel plate and steady current.

方向の変位時刻歴を Fig. 11 に示す. 同図より定常電流値を 0.1 A から 0.5 A に変化させたところ薄鋼板の変位標準偏差は 18%増加 した. これは y 軸方向の張力が増加したことにより z 方向の復元 力も増加し鋼板に対する加振力となったためと考えられる.また, z 方向の復元力によって浮上方向の制御モデルにも誤差が 生じ,制御性能が劣化した可能性も考えられる.鋼板を y 軸 方向に搬送した際の水平方向電磁石の定常電流値と鋼板の浮上方 向変位標準偏差の関係を Fig. 12 に示す.また,同図に搬送方向が 浮上性能に与える影響を検討するため既報 ⁹の x 軸方向に搬送し た際の結果を合わせて示す. x 軸方向に搬送した場合では水平方向



Fig. 15 Relationship between steady current I_x and horizontal attractive force F_x .

電磁石の定常電流 $k = 0.1 \text{ A} \sim 0.5 \text{ A}$ では変位標準偏差が減少し, 0.5A 以降は増加する傾向が得られた. 鋼板をy軸方向に搬送した 場合では 0.5A で大きく振動する結果が得られたが,全体的に定常 電流 kを増加させると標準偏差が増加する傾向が得られた. この 結果から x 軸方向に搬送する場合,搬送方向に静的たわみが あるため,水平方向の張力による鉛直方向の復元力が増加 し,浮上方向の振動を抑制できることを確認した. また, どちらの方向に搬送する場合でも定常電流の増加によって 標準偏差が増加したが,これはz方向の復元力によって浮 上方向の制御モデルにも誤差が生じ,制御性能が劣化した と考えられる.

同様の条件でx軸方向とy軸方向にそれぞれ搬送したときのFig. 1 における水平方向の電磁石ユニット No. 1 に設置した変位セン サにより測定した薄鋼板の水平方向の変位時刻歴を Fig. 13 に示 す. Fig. 12 と同様に鋼板を x 軸方向と y 軸方向に搬送した際の水 平方向電磁石の定常電流値と鋼板の水平方向の最大振幅の関係を Fig. 14 に示す. Fig. 13 から定常電流値を 0.1 A から 0.5 A に変化 させたところ薄鋼板の最大振幅は55%抑制された. また, Fig. 14 より鋼板を x 軸方向と y 軸方向に搬送した場合では水平方向電磁 石の定常電流が0.1 A~0.5 A 定常電流を増加させると最大振幅は 減少する傾向を示し、0.5A以降は増加する傾向を示した.また、 定常電流 0.1 A の場合は、 x 軸方向搬送時は y 軸方向搬送 時と比較して加減速を行った際に大きく変位していること が確認できる.これは湾曲させている方向に搬送させたこ とで、鋼板の湾曲方向の弾性振動が励起されたためと考え られる. Fig. 15 に水平方向電磁石の定常電流 Ix に対する 水平方向の吸引力の関係を示す. 同図より 0.1 A~0.5 A ま での傾きと 0.5 A~1.0 A までの傾きが異なっている.本研 究の制御モデルは0.1A~0.5Aまでの吸引力の傾向から導 出したため、0.5 A~1.0 A までの範囲においてモデル化誤 差が生じ、制御性能が劣化したと考えられる. この結果から

水平方向電磁石の定常電流値を変化させた際,鋼板の湾曲方向 と異なる y軸方向に電磁石を設置した方が水平方向の最大振幅は 抑制できることを確認した.また,解析結果と比較すると y 軸方 向に搬送した場合の方が浮上性能は良くなるという傾向も一致し た.

6. まとめ

薄鋼板を湾曲させながら搬送した際の薄鋼板の搬送方向が浮上 性能に与える影響について、浮上用電磁石を傾斜させ、かつ水平方 向から位置決め制御を行う磁気浮上装置を構築し、薄鋼板を湾曲 浮上させた形状解析と搬送実験を行った.水平方向電磁石の定常 電流を変化させて搬送実験を行った結果、定常電流を増加させる ことにより、浮上方向では鋼板の湾曲方向によって浮上性能の傾 向が異なり、鋼板の長手方向エッジ部に電磁石を設置した方が浮 上方向の振動は抑制できた.水平方向では鋼板の搬送方向を変化 させても同じ傾向となり鋼板の湾曲方向と異なる y軸方向に搬 送した方が水平方向の最大振幅は抑制できた.また、解析結果と比 較すると鋼板の短手方向エッジ部に電磁石を設置した方が浮上性 能は良くなるという傾向も一致した.

今後は水平方向電磁石の磁場を加える位置を変更し、より浮上 性能が良くなる搬送条件を数値解析で求め、そこで得られた結果 をもとに実験を行い、解析結果との比較を行っていく予定である.

References

- S. Ohashi, D. Kumano, and Y. Goto: *IEEJ Trans. Indusrty Appl.*, **128**, 648 (2008).
- S. Matsumoto, Y. Arai, and T. Nakagawa: *IEEE Trans. Magn.*, 50, 8600304 (2014).
- M. Morihita and M. Akashi: *IEEJ Trans. Industry Appl.*, 119, 1289 (1998).
- 4) Y. Oshinoya, K. Ishibashi, and T. Sekihara: *Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. Ser. C*, 68, 1428 (2002).
- 5) Y. Ito, Y. Oda, T. Narita, and H. Kato, *J. Magn. Soc. Jpn.*, 3, 95, (2019).
- H. Marumori, H. Yonezawa, T. Narita, H. Kato, and Y. Oshinoya: *Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. Ser*, **81**, 14-00471, (2015).
- K. Ogawa, M. Tada, T. Narita, and H. Kato, : J. Magn. Soc. Jpn., 3, 101, (2019).
- K. Ogawa, M. Tada, T. Narita, and H. Kato, : J. Magn. Soc. Jpn., 4, 122, (2020).
- 9) A. Shiina, M. N. Hakimi, K. Ogawa, T. Narita, and H. Kato: J. Jpn. Soc. Appl. Elec. Mech., accepted.
- 10) T. Narita, T. Kurihara, and H. Kato: Mech. Eng. J., 3, 15-00376 (2016).
- Y. Oshinoya, S. Kobayashi, and K. Tanno: Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. Ser. C, 62, 3067 (1996).
- 12) M. Kida, T. Suzuki, Y. Oda, T. Narita, H. Kato, and H. Moriyama: J. Magn. Soc. Jpn., 1, 76 (2017).

2020年12月31日受理, 2021年4月5日採録

Editorial Committee Members · Paper Committee Members

T. Kato and S. Yabukami (Chairperson), K. Koike, K. Kobayashi and Pham NamHai (Secretary)

T. Hasegawa	K. Hioki	S, Inui	K. Ito	K. Kamata	Y. Kamihara				
H. Kikuchi	S. Kokado	Y. Kota	T. Kouda	A. Kuwahata	K. Masuda				
S. Muroga	T. Nagahama	Y. Nakamura	H. Nakayama	T. Narita	K. Nishijima				
T. Nozaki	D. Oyama	T. Sato	T. Suetsuna	T. Takura	K. Tham				
T. Tanaka	N. Wakiya	T. Yamamoto	K. Yamazaki						
N. Adachi	H. Aoki	K. Bessho	M. Doi	T. Doi	M. Goto				
T. Goto	S. Honda	S. Isogami	M. Iwai	Y. Kanai	T. Kojima				
H. Kura	T. Maki	M. Naoe	M. Ohtake	S. Seino	M. Sekino				
E. Shikoh	K. Suzuki	I. Tagawa	Y. Takamura	M. Takezawa	K. Tajima				
M. Toko	S. Yakata	S. Yamada	A. Yao	M. Yoshida	S. Yoshimura				

Notice for Photocopying

If you wish to photocopy any work of this publication, you have to get permission from the following organization to which licensing of copyright clearance is delegated by the copyright owner.

 $\langle \text{All users except those in USA} \rangle$

Japan Academic Association for Copyright Clearance, Inc. (JAACC) 6–41 Akasaka 9-chome, Minato-ku, Tokyo 107–0052 Japan

Phone 81–3–3475–5618 FAX 81–3–3475–5619 E-mail: info@jaacc.jp

編集委員・論文委員

加藤剛志	(理事) 薮上	信 (理事)	小池邦博(幹事)	小林宏一	郎 (幹事) Pł	nam NamHai(幹	:事)	
伊藤啓太	乾 成里	小山大介	鎌田清孝	神原陽一	菊 池 弘 昭	桑波田晃弘	神田哲典	古門聡士
小田洋平	佐藤 拓	末綱倫浩	田倉哲也	田中哲郎	Kim Kong Th	am	長浜太郎	仲村泰明
中山英俊	成田正敬	西島健一	野 崎 友 大	長谷川崇	日 置 敬 子	増田啓介	室賀 翔	山 崎 慶 太
山本崇史	脇 谷 尚 樹							
青木英恵	安達信泰	磯上慎二	岩井守 生	大竹 充	金井 靖	藏 裕彰	小嶋隆幸	後藤 穰
後藤太一	仕 幸 英 治	鈴木和也	清 野 智 史	関 野 正 樹	高 村 陽 太	田河育也	竹 澤 昌 晃	田 島 克 文
土井正晶	土井達也	都 甲 大	直江正幸	別 所 和 宏	本多周太	槙 智仁	八尾 惇	家形 諭
山田晋也	吉田征弘	吉村 哲						

複写をされる方へ

当学会は下記協会に複写複製および転載複製に係る権利委託をしています.当該利用をご希望の方は、学術著作権協会(https:// www.jaacc.org/)が提供している複製利用許諾システムもしくは転載許諾システムを通じて申請ください.ただし、本誌掲載記 事の執筆者が転載利用の申請をされる場合には、当学会に直接お問い合わせください.当学会に直接ご申請いただくことで無償で 転載利用いただくことが可能です.

権利委託先:一般社団法人学術著作権協会

〒107-0052 東京都港区赤坂9-6-41 乃木坂ビル

電話 (03) 3475–5618 FAX (03) 3475–5619 E-mail: info@jaacc.jp

本誌掲載記事の無断転載を禁じます.

日本磁気学会論文特集号

Vol. 5 No. 2 (通巻第 10号) 2021年9月1日発行

Vol. 5 No. 2 Published Sep. 1, 2021 by the Magnetics Society of Japan Tokyo YWCA building Rm207, 1–8–11 Kanda surugadai, Chiyoda-ku, Tokyo 101–0062 Tel. +81–3–5281–0106 Fax. +81–3–5281–0107

Printed by JP Corporation Co., Ltd. Sports Plaza building 401, 2–4–3, Shinkamata Ota-ku, Tokyo 144–0054 Advertising agency: Kagaku Gijutsu-sha

発行: (公社)日本磁気学会 101-0062 東京都千代田区神田駿河台 1-8-11 東京YWCA会館 207 号室 製作:ジェイピーシー 144-0054 東京都大田区新蒲田 2-4-3 スポーツプラザビル401 Tel. (03) 6715-7915 広告取扱い:科学技術社 111-0052 東京都台東区柳橋 2-10-8 武田ビル4F Tel. (03) 5809-1132

Copyright © 2021 by the Magnetics Society of Japan