

日本磁気学会論文特集号

4 巻 1 号

ONLINE ISSN: 2432-0471

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

CONTENTS

Magnetic Recording

- スピントルク発振素子のみを用いた二層選択記録の検討
..... 斎藤 若・Simon Greaves・田中陽一郎 1

Hard and Soft Magnetic Materials

- 電源向け高 B_s 低損失 Fe-Nb-B-P 系ナノ結晶合金の開発
..... 中畑 功・長谷川暁斗・熊岡広修・森 智子・堀野賢治・松元裕之 5

Thin Films, Fine Particles, Multilayers, Superlattices

- Fe-Co-N 薄膜への Al 添加による磁気異方性の増大 武政友佑・白井千尋・長谷川 崇 9
有機金属分解法を用いて作製した Bi:YIG/Pt 素子のスピnzeーベック電圧に及ぼす熱処理の効果
..... 高橋優太・高瀬つぎ子・山口克彦 14

Spin Electronics

- ダブル・マグネティック結晶を用いたバックワードスピン波遮断
..... 岩場雅司・藤原早希・関口康爾 18
界面ジャロシンスキー守谷相互作用が働く 1 次元強磁性細線における終端磁化の
内部磁区への影響 海谷侑希・本多周太・伊藤博介・大澤友克 23

Measurement Technique, High-Frequency Devices

- DC 測定可能な広帯域コアレス電流センサ
..... 野口直記・小河晃太郎・寺尾美菜子・小箱紗希・竹中一馬 27
フリップチップボンディングによる高周波駆動薄膜磁界センサモジュール
..... 工藤春陽・植竹宏明・小野寺英彦・トンタット ロイ・沖田和彦・藪上 信 32
パルスレーザを用いた高周波近傍磁界計測における新しい同期手法の提案
..... 立岡大青・栢 修一郎・石山和志 37
強制振動による逆磁歪効果型ひずみセンサの特性評価 曾良大輔・栢 修一郎・石山和志 41

Power Magnetics

- 高周波で励磁される高効率鉄心に適した磁気回路モデル 畠山智行・中村健二 46
アモルファス合金を適用した埋込磁石型磁気ギヤの特性
..... 水穴裕真・中村健二・鈴木雄真・大石悠平・立谷雄一・操谷欽吾 52
LLG 方程式による高圧延加工された電磁鋼板の磁気特性予測精度向上に関する検討
..... 羽根吉紀・中村健二・川瀬剛志・細川徳一・栗本直規 57
アキシシャルギャップ型 SR モータの解析精度改善と性能向上に関する検討
..... 相澤拓毅・中村健二 62

インセット型高速 PM モータの試作試験	67
…………… 内山裕太郎・中村健二・一ノ倉 理・後藤博樹・郭 海蛟	
アウターロータ型高速 PM モータの高効率化に関する検討	72
…………… 櫻井 将, 中村健二	
広帯域で大きなインダクタンスをもつハイブリッドインダクタの検討	
…………… 鳥島健太・志村和大・佐藤光秀・水野 勉・松岡 孝	77
1 層毎交互巻高周波アモルフラスを有する直流連系用 DC-DC コンバータの特性	
…………… 大津諭史・中村健二	81
磁気ギヤードモータの電流位相角が脱調トルクに及ぼす影響	86
…………… 伊藤巨輝・中村健二	
圧粉磁心を適用した電動工具用 SR モータに関する検討	
…………… 永井歩美・中村健二・佐藤重典・牧野彰宏	91
電磁石と永久磁石を併用した磁気浮上システムにおける鋼板形状に関する実験的検討	
…………… 伊藤誉淳・小田吉帆・椎名敦紀・成田正敬・加藤英晃	96

Biomagnetism / Medical Applications

カプセル型医療機器への応用を目指したブラシ細胞診とアンカー機能のための	
磁気アクチュエータの提案	103
…………… 大古場隆士・山崎悠貴・本田 崇	
角形励磁コイルを用いた磁気回路型磁気ハイパーサーミア用磁場発生装置の性能	
…………… 杉 和史・藤枝 俊・清野智史・中川 貴・山本孝夫	111

Board of Directors of The Magnetics Society of Japan

President:	K. Nakagawa
Vice Presidents:	S. Sugimoto, S. Matsunuma
Directors, General Affairs:	K. Niiduma, H. Saito
Directors, Treasurer:	K. Ishiyama, H. Takahashi
Directors, Planning:	S. Nakagawa, T. Kondo
Directors, Editorial:	T. Ono, T. Kato
Directors, Public Relations:	S. Greaves, S. Sakurada
Directors, International Affairs:	M. Nakano, H. Yanagihara
Auditors:	R. Nakatani, Y. Takano

スピントルク発振素子のみを用いた二層選択記録の検討

Investigation of selective dual-layer recording only using spin torque oscillator

齋藤若[†]・Simon Greaves・田中陽一郎
東北大学電気通信研究所, 仙台市青葉区片平 2-1-1 (〒980-8577)

W. Saito[†], S. Greaves, and Y. Tanaka

Research Institute of Electrical Communication, Tohoku Univ., *Katahira 2-1-1, Aoba-ku, Sendai 980-8577, Japan*

In this paper, we investigate the effect of anti-ferromagnetic exchange coupling (AFC) on the magnetization switching of two discretized recording layers using only a spin torque oscillator (STO). Switching probabilities were calculated as functions of STO frequency, and exchange coupling constant of AFC to evaluate the effect of AFC on the magnetization switching. The results show that optimizing AFC value increases the switching probability.

Key words: microwave assisted magnetic recording, dual-layer recording, spin torque oscillator, anti-ferromagnetic coupling.

1. はじめに

垂直磁気記録におけるトリレンマの問題の解決策として、エネルギーアシスト磁気記録が研究されている。その一つのマイクロ波アシスト磁気記録 (MAMR) では、コイル励磁型の書き込みヘッド (メインポール) による直流磁界に加え、スピントルク発振素子 (STO) による高周波磁界 (HF 磁界) を記録媒体に印加する。HF 磁界の周波数 (f_{STO}) を記録層の強磁性共鳴周波数 (F_R) と一致させれば、記録媒体の磁化が HF 磁界からエネルギーを吸収し、磁化反転に必要な磁界を低減することが可能となる。この F_R は外部からの印加磁界と磁性粒子の異方性磁界によって決まる¹⁾。いま、異なる F_R を持つ複数の独立した記録層を考える。MAMR 方式では、STO により各記録層の F_R に等しい、もしくは近い周波数の HF 磁界を印加することで、複数の記録層の内任意の層の磁化方向を反転させることができる²⁾⁻⁴⁾。

複数記録層を想定したとき、STO からの HF 磁界強度と、記録層間の静磁気相互作用が記録性能に及ぼす悪影響との間には互いにトレードオフの関係にある。HF 磁界強度は STO から離れるにしたがって急速に低下する。そのため各記録層間距離は可能な限り短いことが望ましい。しかし各記録層間距離が短いと、記録層間の静磁気相互作用が各記録層の磁化方向を互いに平行に向かせようとする。記録層間に反強磁性共有結合 (AFC) を導入することでこの静磁気相互作用を打ち消すことができると報告されている⁵⁾。

本検討では、コイル励磁型の書き込みヘッドを用いず、STO のみを用いた磁化反転を目標としている。これは、書き込みヘッドの磁界強度増大と f_{STO} の高周波化がトレードオフ関係にあり、かつヘッド磁極内での STO の安定な発振が難しい、という問題を避けるためである。STO のみを用いた磁化反転は、単一の記録層に関しては報告されている⁶⁾⁻⁸⁾。本検討では、二層の記録層間に AFC を導入し、STO のみを用いて磁化反転させることを目標とする。

なお本検討では、「二層媒体」は二層の記録層 (RL1, RL2) を持つ単一の媒体を、「単層媒体」は一層の記録層 (RL1, または RL2 のみ) を持つ単一の媒体を、それぞれ指すものとする。

2. モデル

本検討では、全ての計算をマイクロマグネティックモデルに基づく Landau-Lifshitz-Gilbert 方程式で行った。STO 及び記録媒体のモデルを fig. 1 に示す。STO には、一定の周波数で回転する単一のマクロスピンのように、一様に磁化した磁界生成層 (FGL) を想定している。FGL の寸法は $30\text{ nm} \times 30\text{ nm} \times 10\text{ nm}$ で、飽和磁化は $M_S = 1591\text{ emu/cm}^3$ である。シミュレーションの開始から 0.25 ns 後に STO による HF 磁界を 2.0 ns 印加し、その

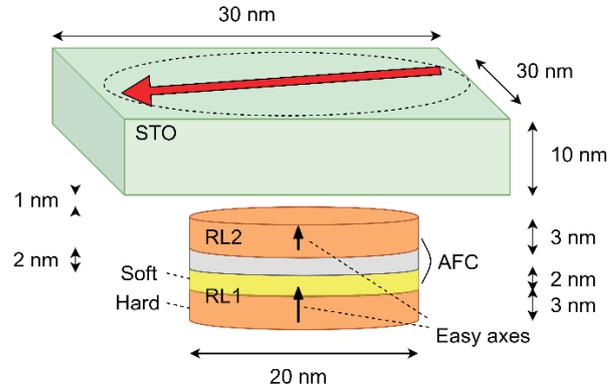


Fig. 1. Schematic illustration of the model.

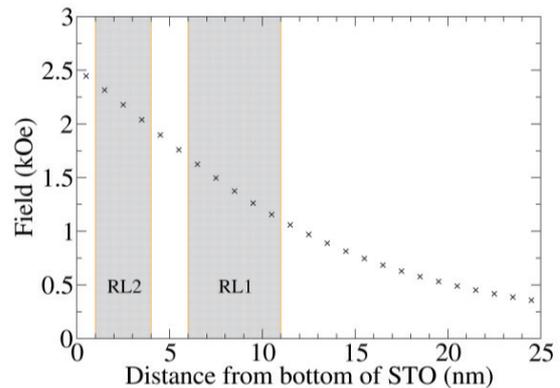


Fig. 2. Field from STO vs. distance from bottom of STO.

Table 1. Parameters of the model.

	RL1	RL2
M_s (emu/cm ³)	750	750
Damping constant α	0.02	0.02
K_u (Merg/cm ³)	Hard	6.1
	Soft	1.0
H_c (kOe)	7.165	11.33
T (K)	300	300
Exchange coupling constant (AFC) J_{IL} (erg/cm ²)	-0.474, -0.948, -1.432	

後 1 ns 経過する時点まで計算した。記録媒体の上面と STO の下面の間隔は 1 nm である。記録媒体の磁性粒子は直径 20 nm の円柱型であり、記録層 RL1 の厚さは 5 nm, RL2 の厚さは 3 nm とし、記録層間の非磁性層 IL の厚さは 2 nm とした。両記録層は一軸異方性を有し、磁化容易軸は垂直方向である。特に明言しない限り、両層の磁化の初期状態は上向きである。RL1 には上部に軟磁性層を設けた交換結合複合媒体 (ECC 媒体) を採用した。軟磁性層が厚くなるに依り、ECC 媒体の F_R が低くなる⁸⁾ ことを利用し、両層の F_R の差を大きくすること、STO から遠い RL1 の反転確率を高めることが目的である。ECC 媒体の軟磁性層を STO に近い側へ配置し、軟磁性層と硬磁性層の間に、5 erg/cm² の交換結合を導入した。シミュレーションでは、記録層を 1 nm 厚の層に分割し、同じ材料間の交換結合定数を 10 erg/cm² とした。両記録層の詳細なパラメータを table. 1 に示す。

HF 磁界は、FGL の単一のマクロスピンの一定の周波数で回転することによって生成される。マクロスピンの回転は面内にあり、回転軸は STO 中心軸に等しいため、STO 中心軸上において HF 磁界の面直成分はゼロとなる。STO 中心軸上の HF 磁界の大きさを、STO の底面からの距離の関数として fig. 2 に示す。RL の中央において、HF 磁界の面直成分はゼロとなる。網掛けの領域は、記録層を示している。

本検討では、両記録層間に AFC を導入することでより確実な磁化反転を目指す。磁化反転の確実さの度合いとして反転確率を計算した。これは、磁化が初期状態から反転した回数を、全体の試行回数で割った値である。AFC の反転確率への影響を見るため、AFC を導入しなかった場合も計算した。

3. 計算結果

3.1 AFC 導入無し

単層媒体および二層媒体 (AFC 導入無し) の反転確率の f_{STO} 依存性を計算した結果を fig. 3 に示す。反転確率は試行回数 100 回の平均である。点線は RL1, 実線は RL2 の反転確率を示す。RL1 および RL2 は、それぞれの反転確率が増大する f_{STO} の領域を互いに共有しないことがわかる。例として、二層媒体に $f_{STO} = 9$ GHz の HF 磁界を印加した場合の各記録層の磁化の様子を fig. 4 (a) に、 $f_{STO} = 22$ GHz の場合を (b) に示す。この結果から、各記録層の F_R に等しいか、もしくは近い値の HF 磁界を印加することで磁化反転させる記録層の選択が可能であることが示された。また、二層媒体の RL2 における磁化反転の様子を

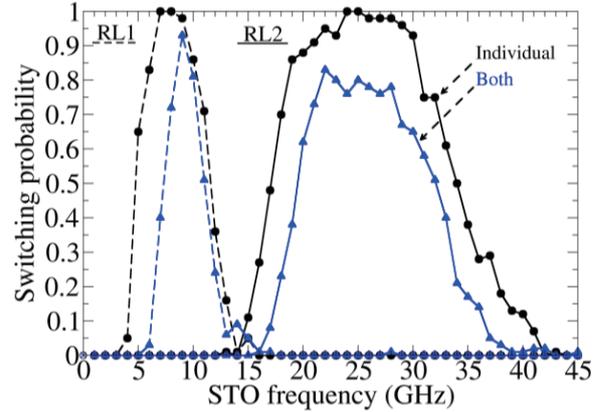


Fig. 3. Switching probability of each recording layer vs. STO frequency, f_{STO} .

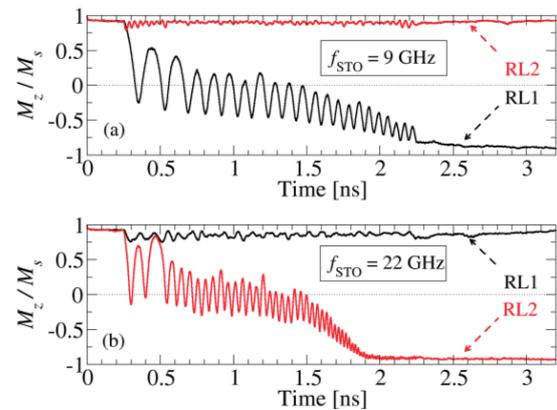


Fig. 4. Magnetization switching with only HF field.

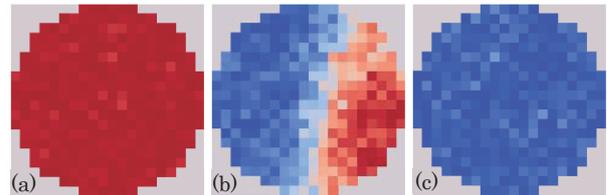


Fig. 5. Magnetization switching of RL2 without AFC. (a) Initial state. (b) 0.627 ns after applying field. (c) Final state.

fig. 5 に示す。Fig. 5 (b) から、磁化反転の際磁壁を形成することがわかる。これは、磁壁移動による磁化反転では一斉磁化反転に比べ、同時に困難軸方向を向く磁化の数が少なくなり、超えるべきエネルギー障壁が低くなるためであると考えられる。単層媒体において、 $f_{STO} = 8$ GHz, および 9 GHz で RL1 の反転確率 (P_{RL1}) と、 $f_{STO} = 24$ GHz, および 25 GHz で RL2 の反転確率 (P_{RL2}) が、それぞれ 1 に到達している。一方二層媒体では、最大値 (最大反転確率) が $P_{RL1} = 0.93$, $P_{RL2} = 0.83$ であった。1 より小さくなった理由は両記録層間に働く静磁気相互作用の影響であると考えられる⁵⁾。

3.2 AFC 導入有り

二層媒体に AFC を導入した場合の、 f_{STO} および AFC の交換

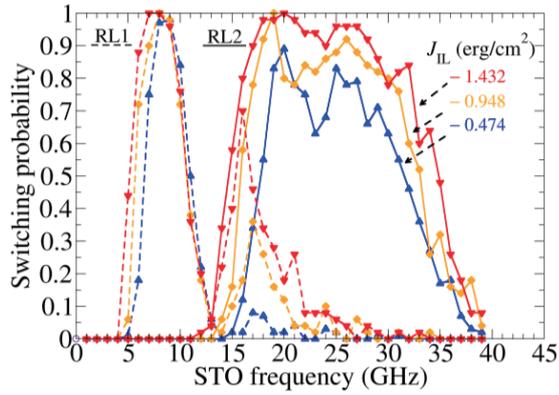


Fig. 6. AFC effect for switching probability.

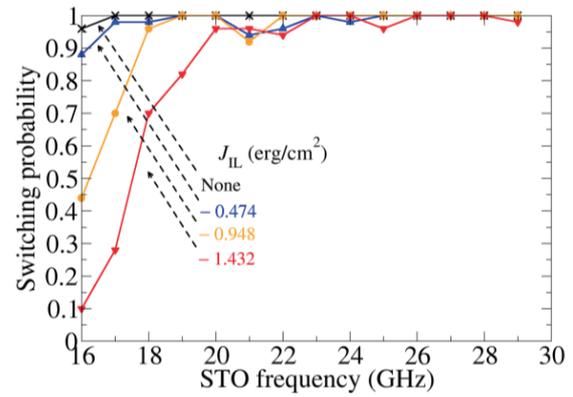


Fig. 8. Switching probability vs. STO frequency, f_{STO} , for various anti-ferromagnetic exchange coupling constant, J_{IL} .

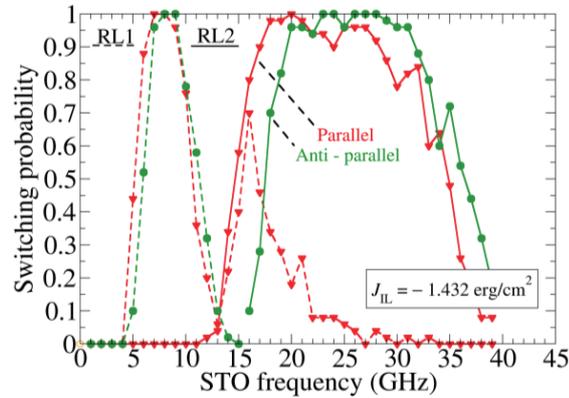


Fig. 7. Change in switching probability due to initial magnetization state.

結合定数 J_{IL} に対する反転確率を fig. 6 に示す。 $J_{IL} = -0.474 \text{ erg/cm}^2$ の AFC を導入した結果 (試行回数 100) では、最大反転確率がそれぞれ $P_{RL1} = 0.98$, $P_{RL2} = 0.89$ となり、AFC を導入する前の結果と比べ向上していることが分かった。 J_{IL} を -0.948 erg/cm^2 , -1.432 erg/cm^2 と変化させると、曲線は上へとシフトした。最大反転確率は $J_{IL} = -0.948 \text{ erg/cm}^2$ で $P_{RL1} = P_{RL2} = 1$ となり、 $J_{IL} = -1.432 \text{ erg/cm}^2$ としても低下しなかった。より強い AFC を導入することで、磁化は初期状態である互いに平行な状態 (以下、平行状態) より、反転後の状態である互いに反平行な状態 (以下、反平行状態) に変化し易くなる。 Fig. 6 に見られる反転確率の変化はこの効果が反映された結果であると考えられる。また、AFC 効果の強化に伴い RL1 における意図せぬ反転の確率が増大している様子も見られた。 $f_{STO} = 20 \text{ GHz}$ で、AFC 導入前は $P_{RL1} = 0$ であったのに対し、 $J_{IL} = -1.432 \text{ erg/cm}^2$ では $P_{RL1} = 0.18$ となっている。この意図せぬ反転は、 $J_{IL} = -1.432 \text{ erg/cm}^2$ において $f_{STO} = 16 \text{ GHz}$ で $P_{RL1} = 0.7$ と、最も高い値をとる。この f_{STO} では、強い AFC 効果が働く中で RL2 の磁化が歳差運動をすることで、RL1 の軟磁性層の磁化も影響を受け、歳差運動をするのではと考えられる。RL1 の軟磁性層と硬磁性層の間には交換結合が働くため、

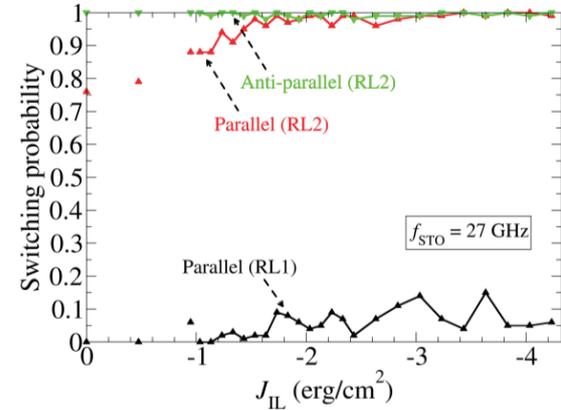


Fig. 9. Switching probability vs. anti-ferromagnetic exchange coupling constant, J_{IL} .

RL1 全体にエネルギーがアシストされ、RL1 が反転しやすくなるのではと考えられる。比較として、RL2 は空気層とし、RL1 の硬磁性層のみを STO 中心軸上の STO 底面下 6 nm に設置し、反転確率の f_{STO} 依存性を計算した。結果は、 f_{STO} が 12 GHz から 15 GHz の範囲で反転確率が 0.9 以上となり、 $f_{STO} = 16 \text{ GHz}$ で反転確率は 0.6 を少し超える値であった。

二層の記録層間に強い AFC を導入すると、記録層の磁化同士を互いに反平行にしようとする交換結合磁界が強くなる。そのため、磁化が互いに反平行な状態から互いに平行な状態への磁化反転が難しくなるのではないかと懸念された。そこで反平行状態での各記録層の反転確率を求め、平行状態の反転確率とともに fig. 7 に示す (試行回数 50, $J_{IL} = -1.432 \text{ erg/cm}^2$)。ここで、RL1, RL2 のどちらの反転確率も、磁化が上を向いている状態から下を向く確率を示している。つまり、RL1 の反転確率を計算する際 RL2 の磁化の初期状態は下向き、RL2 の反転確率を計算する際 RL1 の磁化の初期状態は下向きである。初期状態が反平行状態の場合でも、両記録層において反転確率が 1 に届くことがわかった。 fig. 8 に、RL1 の磁化が下向きの場合における P_{RL2} の f_{STO} 依存性を $J_{IL} = 0$ から $J_{IL} = -1.432 \text{ erg/cm}^2$ について示す (試行回数 50)。この結果から、記録層間に導入する AFC が強くなる

ほど、低周波数側における反転確率が低下することが分かった。

次に、 J_{IL} の値が反転確率に与える影響を見るために、 f_{STO} を 27 GHz に固定して、各記録層の反転確率の J_{IL} 依存性を計算し、結果を fig. 9 に示す (試行回数 100)。 J_{IL} の値を負に大きくし、導入する AFC を強くしていくと、平行状態における P_{RL2} が 1 に近づいていくことがわかる。これは、両記録層の磁化を互いに反平行にしようとする AFC の作用によるものと考えられる。また、fig. 9 に示した J_{IL} の範囲では、反平行状態における P_{RL2} は最低で 0.98 までしか低下しなかった。 J_{IL} の値を更に負に大きくしていけば、両記録層の磁化を反平行状態にしようとする AFC の作用が更に強くなるため、反平行状態における P_{RL2} は低下していくと考えられる。なお、fig. 6 に示すように、 $J_{IL} = -0.948 \text{ erg/cm}^2$ で平行状態での P_{RL2} は 1 に到達しているため、この J_{IL} の範囲での P_{RL2} の低下は問題にならないと言える。

これまで様々な J_{IL} の値を変更しその影響を見てきたが、 J_{IL} の値は IL の材質と膜厚を変えることで変更可能である。特に、IL を膜厚 0.43 nm のルテニウムとすると、 $J_{IL} = -2.2 \text{ erg/cm}^2$ (膜厚 0.95 nm では $J_{IL} \approx -0.7 \text{ erg/cm}^2$)⁹⁾、膜厚 0.5 nm のイリジウムとすると、 $J_{IL} = -2.6 \text{ erg/cm}^2$ ¹⁰⁾ とすることができる。イリジウムの採用を想定し、IL 1 nm、 $J_{IL} = -0.7 \text{ erg/cm}^2$ として、試行回数 50 で反転確率を計算し、その結果を fig. 10 に示す。この結果では、 $f_{STO} = 7 \text{ GHz}$ 、および $f_{STO} = 8 \text{ GHz}$ で $P_{RL1} = 1$ 、 $P_{RL2} = 0$ となり、 $f_{STO} = 20 \text{ GHz}$ で $P_{RL2} = 1$ 、 $P_{RL1} = 0.28$ 、 $f_{STO} = 23 \text{ GHz}$ で $P_{RL2} = 1$ 、 $P_{RL1} = 0.24$ となった。また、RL1 の意図せぬ反転については、 $f_{STO} = 17 \text{ GHz}$ で $P_{RL1} = 0.64$ となった。これは、IL 膜厚 2 nm、 $J_{IL} = -0.948 \text{ erg/cm}^2$ の $f_{STO} = 17 \text{ GHz}$ で $P_{RL1} = 0.36$ と比べて二倍近い値である。IL 膜厚を小さくするとその分 RL1 は STO に近づくため、同程度の J_{IL} であってもこのような差が生まれると考えられる。この想定では、上記のように両記録層の最大反転確率がどちらも 1 であり、かつ $P_{RL1} = 1$ のとき $P_{RL2} = 0$ であるため、RL2 を反転させた後 RL1 を反転させるという手順で二層記録層の選択記録が可能となる。

5. 結論

STO のみを用いた二層媒体における選択的磁化反転可能性を検討した。

各記録層における反転確率を、AFC の導入の有無それぞれについて計算したところ、AFC を導入すると、平行状態

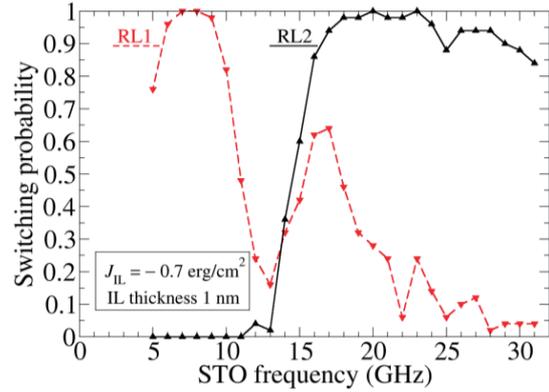


Fig. 10. Switching probability vs. f_{STO} for a 1 nm IL with $J_{IL} = -0.7 \text{ erg/cm}^2$.

の各記録層において最大反転確率が向上することが明らかになった。 $J_{IL} = -0.948 \text{ erg/cm}^2$ まで負に大きくすることで、両層の最大反転確率が 1 となった。STO のみで二層媒体の選択的反転が可能となることが確認できた。

ただし RL2 記録時に RL1 の意図せぬ反転の確率が最大 0.7 まで増大するという問題も明らかになった。AFC を導入したとき増大する RL1 の意図せぬ反転の原因を解明し、解決策を見出すことが、今後の課題である。

References

- 1) J. G. Zhu, X. Z. Y. Tang, *IEEE Trans Magn.*, **44**, 125 (2008).
- 2) H. Suto, T. Nagasawa, K. Kudo, T. Kanao, K. Mizushima, R. Sato, *Phys. Rev. Appl.*, **5**, 014003 (2016).
- 3) G. Winkler, D. Suess, J. Lee, J. Fidler, M. A. Bashir, J. Dean, A. Goncharov, G. Hrkač, S. Bance, T. Schrefl, *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 232501 (2009).
- 4) S. Greaves, Y. Kanai, H. Muraoka, *IEEE Trans. Magn.*, **53**, 3000510 (2017).
- 5) S. Greaves, T. Kikuchi, Y. Kanai, H. Muraoka, *IEEE Trans. Magn.*, **54**, 11, 300185 (2018).
- 6) H. Suto, T. Kanao, T. Nagasawa, K. Mizushima, R. Sato, *Sci. Rep.*, **7**, 13804 (2017).
- 7) T. Taniguchi, *Appl. Phys. Expr.*, **8**, 083004 (2015).
- 8) S. Greaves, *IEEE Trans. Magn.*, **54**, 11 (2018)
- 9) K. Yakushiji, H. Kubota, A. Fukushima, S. Yuasa, *Appl. Phys. Expr.*, **8**, 083003 (2015).
- 10) K. Yakushiji, A. Sugihara, A. Fukushima, H. Kubota, S. Yuasa, *Appl. Phys. Lett.*, **110**, 092406 (2017).

2019年10月31日受理, 2019年12月12日採録

電源向け高 B_s 低損失 Fe-Nb-B-P 系ナノ結晶合金の開発

Development of High B_s type Fe-Nb-B-P Nanocrystalline Alloy with Low Core Loss for Power Supply

中畑 功[†], 長谷川暁斗, 熊岡広修, 森智子, 堀野賢治, 松元裕之
TDK 株式会社, 千葉県成田市南羽鳥松ケ下 570-2 (〒286-8588)

I.Nakahata[†], A.Hasegawa, H.Kumaoka, S.Mori, K.Horino and H.Matsumoto
TDK Corporation, 570-2 Matsugashita, Minamihadori, Narita, Chiba 286-8588, Japan

In this study, novel Fe based nanocrystalline $Fe_{82}Nb_6B_9P_3$ alloy was developed. The microstructure and magnetic properties were investigated. Precursor $Fe_{82}Nb_6B_9P_3$ amorphous alloy ribbon was prepared by using planar-flow melt-spinning method. Fine grain structure with higher density dispersion of bcc-Fe crystal was observed after heat treatment for crystallization with $Fe_{82}Nb_6B_9P_3$ alloy. $Fe_{82}Nb_6B_9P_3$ alloy with nanocrystalline structure exhibited high magnetic flux density (B_s) of 1.64T at room temperature and low core loss (P_{cv}) of 650kW/m³ at 100kHz and 200mT compared with conventional nonequilibrium type Fe based soft magnetic materials. The newly developed $Fe_{82}Nb_6B_9P_3$ alloy with excellent magnetic softness is suitable for improving the performance of high-density power supplies using magnetic components.

Key words: soft magnetic material, nanocrystalline, alloy, planar-flow melt-spinning

1. はじめに

近年、環境への意識の高まりや電子機器の小型、高性能化こともない、電子機器に用いられる電源においても高電力密度化が進行し、これら電源に用いられる電子部品においても小型、高効率化が求められている。

特にコイルなどの磁性部品は、電源容積に占める体積が大きく、大電流への対応、小型化、低損失化が強く望まれており、それに適応可能な軟磁性材料の実用化が期待されている。

電源用磁性部品としては、フェライト材料が広く一般的に用いられており、特に MnZn 系フェライトにおいては、低損失という点で優れており、磁性部品用コアとして広く用いられてきた。しかしながら MnZn フェライトは酸化物であることから飽和磁束密度が 0.5T 程度と低く、小型化と大電流化への対応を両立することが困難であることや、電源におけるさらなる高電力密度化が進んでいることから、近年では磁性部品用コアとして高い飽和磁束密度を有する金属系軟磁性材料の適用が拡大している。

その中でも、結晶系金属軟磁性材料である Fe-Si 合金に比べて効率が良く、1.5T 程度の高い飽和磁束密度 (B_s) をもあわせ持つ非晶質系金属軟磁性材料の Fe-Si-B 系アモルファス合金が良く知られており、既に実用化されている。

しかし Fe-Si-B 系アモルファス合金は結晶系 Fe-Si 合金に比べて高効率ではあるが、さらなる高効率化を目指した損失の低減に関しては、磁歪の影響から極めて難しく既に限界近い。

一方、低損失な金属軟磁性合金としては Fe-Si-B-Nb-Cu 系合金があるが、飽和磁束密度が 1.2T 程度と低く、大電流に対応するためには大きな磁心サイズが必要となり小型化への対応が困難である。¹⁾

本論文では高い飽和磁束密度と低損失を両立する新たな合金系として、良好な軟磁気特性が期待される Fe-Nb-B-X 系ナノ結晶系軟磁性合金に着目し、既に高い飽和磁束密度を示すことが知られている Fe-Nb-B-P 系ナノ結晶合金系²⁾に関してさらに調査を進め、

Fe-Si-B 系アモルファス合金同等以上の高い飽和磁束密度と優れた低損失特性を併せ持つ $Fe_{82}Nb_6B_9P_3$ ナノ結晶合金を開発したので、その磁気特性について報告する。

2. 実験方法

市販の Fe(99.99%), B (99.5%), Fe_3P (99.9%), Nb(99.9%) の原料を $Fe_{82}Nb_6B_9P_3$ の組成となるように所定の量秤量し、高周波溶解にて Fe-Nb-B-P 母合金を作製した。

得られた母合金を用い、減圧 Ar 雰囲気中で単ロール液体急冷法により幅 50mm、厚み約 18 μ m のアモルファス合金薄帯を作製した。作製したアモルファス薄帯に Ar 雰囲気中で 873K、1 時間熱処理を施しナノ結晶化した。

試料の密度は、アルキメデス法により測定した。

結晶化温度は示差走査熱量計(Differential Scanning Calorimetry, DSC)を用いて、アモルファス薄帯を Ar ガス雰囲気中で 0.67K/s の昇温速度で室温から 1173K まで昇温し、試料の発熱を測定することにより調べた。

熱処理前後の薄帯の結晶構造変化は Cu-K α 線を用いた X 線回折により確認された。X 線回折測定は自由面に対して行った。このとき、急冷効果の高いロール面ではなく、緩やかに冷却されるロール面に対し反対の面を自由面とした。また微細組織を透過型電子顕微鏡(Transmission Electron Microscope, TEM)を用いて観察した。

熱処理を施した薄帯について、その磁気特性を評価した。飽和磁化は室温において振動試料型磁力計(Vibrating Sample Magnetometer, VSM)を用いて測定し、1500kA/m の印加磁場中で測定を行った。

外径 18mm、内径 10mm のリング形状に打ち抜いたものを 5 枚積み重ねて巻線を施し、交流 BH アナライザ(岩崎通信機製 SY8218)を用いてコアロス(P_{cv})を測定した。また比透磁率(μ)はインピーダンスアナライザ(KEYSIGHT TECHNOLOGIES,E4990A)により測定した。

比較の為、Fe-Si-B系アモルファス合金および市販のFe-Si-B-Nb-Cu系ナノ結晶合金についても同様にリング形状のコアを作製し測定を行った。板厚の影響による特性差が無視できるよう、比較においてFe-Si-B系アモルファス合金薄帯は20 μ m、Fe-Si-B-Nb-Cu系ナノ結晶合金薄帯は21 μ mのものを使用した。Fe-Si-B系アモルファス合金は、Ar雰囲気中で673K、1時間、またFe-Si-B-Nb-Cu系ナノ結晶合金はAr雰囲気中で823K、1時間の条件で各々熱処理を行った。

3. 実験結果と考察

3.1 Fe₈₂Nb₆B₉P₃合金の結晶化挙動と微細組織

単ロール液体急冷法により作製された50mm幅のFe₈₂Nb₆B₉P₃合金薄帯の外観をFig.1に、ナノ結晶化熱処理前薄帯自由面のX線回折パターンをFig.2に示す。

Fig.2にみられるように、熱処理前のFe₈₂Nb₆B₉P₃合金薄帯ではアモルファス状態に特有なハローパターンを示している。Fig.3に同試料のTEM観察像および電子線回折パターンを示す。TEM観察においても結晶相は観察されず、幅50mmと幅広であり、またアモルファス相を前駆体の主相として持つFe₈₂Nb₆B₉P₃合金薄帯が得られていることが確認された。

Fe₈₂Nb₆B₉P₃合金の結晶化過程を調査するために、DSCにより結晶化過程における発熱反応を測定した結果をFig.4に示す。Fig.4には比較の為、ナノ結晶系材料としてよく知られるFe_{73.5}Si_{13.5}B₉Nb₃Cu₁合金の発熱反応も合わせて示した。

Fig.4に示した T_{x1} 、 T_{x2} は各々アモルファス相から結晶相への相転移に伴う発熱ピーク(Primary peak)、Fe-B系化合物の析出に伴う発熱ピーク(Secondary peak)であり、一般に T_{x1} と T_{x2} の差(ΔT)が大きいほどナノ結晶組織相の熱処理温度に対する安定範囲が広いことが知られている。^{3, 4)} Fe₈₂Nb₆B₉P₃合金及びFe_{73.5}Si_{13.5}B₉Nb₃Cu₁合金の ΔT は各々おおよそ210K、175Kであった。また、Fig.4に示したFe₈₂Nb₆B₉P₃合金のPrimary peakはFe_{73.5}Si_{13.5}B₉Nb₃Cu₁合金に比べブロードであり、結晶化が広い温度範囲でゆっくりと進行することを意味しており、これはFe₈₂Nb₆B₉P₃合金の結晶粒径などのナノ結晶組織の熱処理による制御が容易であることを示唆している。

Fig.5に873Kで熱処理したFe₈₂Nb₆B₉P₃合金及び823Kで熱処理したFe₈₂Nb₆B₉P₃合金薄帯自由面のX線回折パターンを示す。Fig.5に示したX線回折結果から873K熱処理後のFe₈₂Nb₆B₉P₃合金では、bcc-Feのピークのみが見られ、他の異相は析出していないことがわかる。シェラー定数を1.1とし、シェラーの式を用いて(110)ピークより求めた結晶粒径は約10nmであった。Fig.6に熱処理後のFe₈₂Nb₆B₉P₃合金のTEM観察像を示す。Fig.6に示したTEM像から、熱処理後のFe₈₂Nb₆B₉P₃合金は微細な結晶粒が高密度に分散している、いわゆるナノ結晶組織を示す合金であることが確認された。TEM像から求めた結晶粒径も、約10nmであった。

Fe-Si-B-Nb-Cu系ナノ結晶合金では、Cuによる核形成とNbによる粒成長の抑制によりナノ結晶組織を安定化しているのに対して^{1b)}、Fe-Nb-B-P系では、元来、各構成元素間の混合エンタルピー

-^{2,6,7)}が大きな負の値を持つFe-Nb-B系に対し、更に第4元素としてFeおよびNb、それぞれの元素に対して大きな負の混合エンタルピーを示すPが添加されたことで、前駆体におけるアモルファス状態の安定性が大幅に向上したと同時に、NbおよびPの間における熱力学的な安定性がさらに増したことから、Feの拡散をさらに阻害したことでFe-Nb-BよりもFe粒子の粒成長が抑制され、安定したナノ結晶組織を示したものと考えられる。²⁾

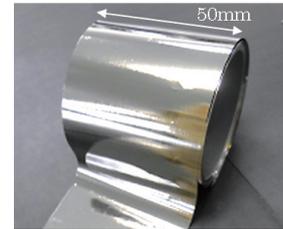


Fig. 1 Precursor Fe₈₂Nb₆B₉P₃ ribbon fabricated by melt spinning method.

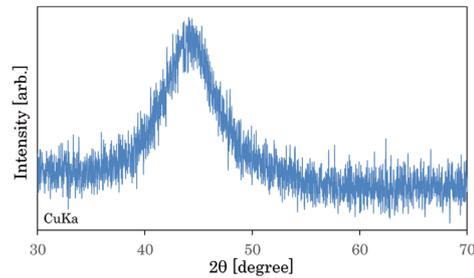


Fig. 2 XRD profile of precursor Fe₈₂Nb₆B₉P₃ ribbon fabricated by melt spinning method.

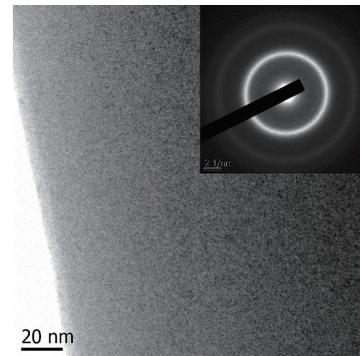


Fig. 3 TEM image and selected area electron diffraction pattern of precursor Fe₈₂Nb₆B₉P₃ ribbon.

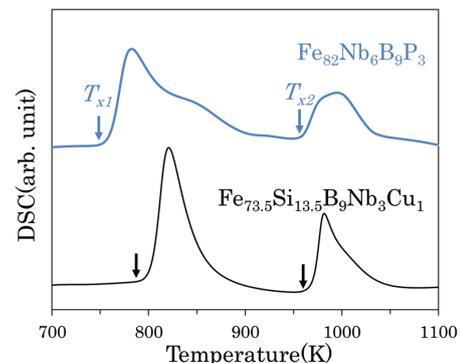


Fig. 4 DSC curves of Fe₈₂Nb₆B₉P₃ alloy and Fe_{73.5}Si_{13.5}B₉Nb₃Cu₁ alloy.

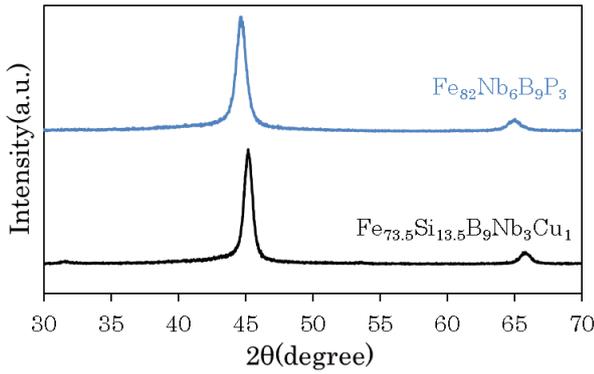


Fig. 5 XRD patterns of annealed $\text{Fe}_{82}\text{Nb}_6\text{B}_9\text{P}_3$ and $\text{Fe}_{73.5}\text{Si}_{13.5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ alloy.

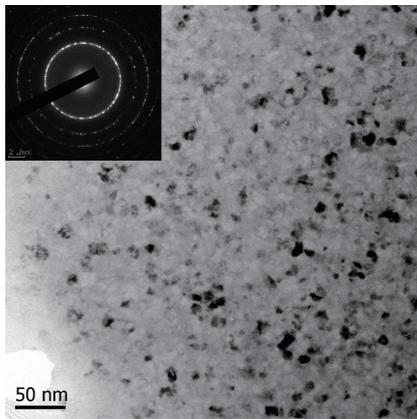


Fig. 6 TEM image and selected area electron diffraction pattern of annealed $\text{Fe}_{82}\text{Nb}_6\text{B}_9\text{P}_3$.

3.2 $\text{Fe}_{82}\text{Nb}_6\text{B}_9\text{P}_3$ 合金の磁気特性

熱処理によりナノ結晶化した $\text{Fe}_{82}\text{Nb}_6\text{B}_9\text{P}_3$ 合金の磁気特性について調査を行った。比較のため、Fe 基アモルファス合金 ($\text{Fe}_{79}\text{B}_{9.5}\text{Si}_{11.5}$) およびナノ結晶系合金 ($\text{Fe}_{73.5}\text{Si}_{13.5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$) についても同時に磁気特性の調査を行った。また、比較に用いた合金に関しても、それぞれの合金において最も良好な磁気特性を示した熱処理温度での試料の特性を示し比較を行った。

Fig.7 に VSM で測定した磁化曲線を示す。Fig.7 に示されるように、 $\text{Fe}_{82}\text{Nb}_6\text{B}_9\text{P}_3$ 合金は 1.64T の飽和磁化を示し、Fe 基アモルファス $\text{Fe}_{79}\text{B}_{9.5}\text{Si}_{11.5}$ 合金における飽和磁化同等以上であり、一般的なナノ結晶合金 $\text{Fe}_{73.5}\text{Si}_{13.5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ と比較しても、おおよそ 30% 程度大きな値を示すことが確認された。

Fig.8 に測定周波数 $f=100\text{kHz}$ の時の交流 BH アナライザを用いて測定した各 Fe 基合金におけるコアロス (P_{cv}) の最大磁束密度 (B_m) 依存性を示す。 $\text{Fe}_{82}\text{Nb}_6\text{B}_9\text{P}_3$ 合金における $f=100\text{kHz}$, $B_m=0.2\text{T}$ の時の P_{cv} は 650kW/m^3 であり、 $\text{Fe}_{73.5}\text{Si}_{13.5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ に対しては若干高い値を示すが、同程度の飽和磁化を有する Fe 基アモルファス合金の P_{cv} である 1900kW/m^3 に対しては、おおよそ 66% も損失が少なく、 $\text{Fe}_{82}\text{Nb}_6\text{B}_9\text{P}_3$ 合金は一般的な Fe 基アモルファス合金に比べて極めて優れた低損失材料であることが確認さ

れた。

Fig.9 に各合金のインピーダンスアナライザで測定した、比透磁率 (μ_r) の周波数特性を示している。測定周波数 1kHz における $\text{Fe}_{82}\text{Nb}_6\text{B}_9\text{P}_3$ 合金の比透磁率 12000 は、Fe 基アモルファス合金の比透磁率 3200 を大幅に上回っており、これら結果からも $\text{Fe}_{82}\text{Nb}_6\text{B}_9\text{P}_3$ 合金は市販の Fe アモルファス合金に比べて、極めて優れた軟磁気特性を示すことが確認された。

$\text{Fe}_{82}\text{Nb}_6\text{B}_9\text{P}_3$ 合金と比較に用いた合金の磁気特性は Table 1 にまとめた。

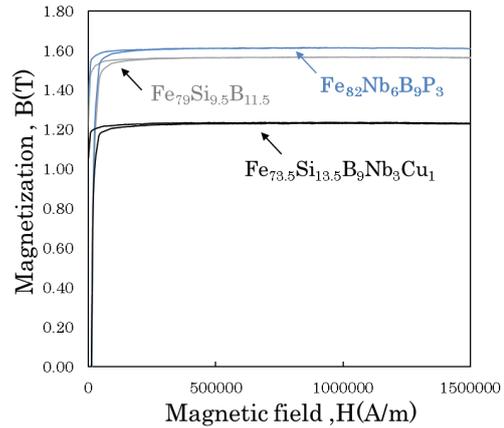


Fig. 7 Hysteresis curves measured by VSM with annealed $\text{Fe}_{82}\text{Nb}_6\text{B}_9\text{P}_3$, $\text{Fe}_{73.5}\text{Si}_{13.5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ and $\text{Fe}_{79}\text{B}_{9.5}\text{Si}_{11.5}$ alloys.

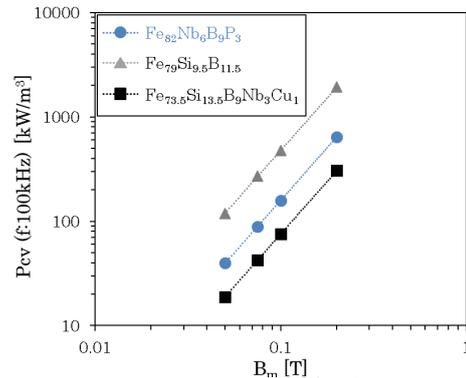


Fig. 8 Dependence of core loss (P_{cv}) on maximum flux density (B_m) with annealed Fe based alloys at $f=100\text{kHz}$.

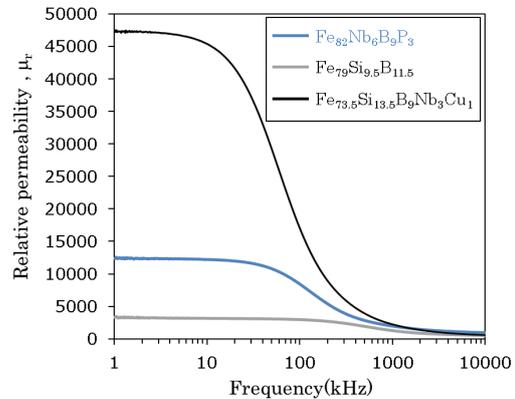


Fig.9 Frequency dependence of relative permeability with annealed $\text{Fe}_{82}\text{Nb}_6\text{B}_9\text{P}_3$, $\text{Fe}_{73.5}\text{Si}_{13.5}\text{B}_9\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ and $\text{Fe}_{79}\text{B}_{9.5}\text{Si}_{11.5}$ alloys.

Table 1 Magnetic properties of annealed Fe₈₂Nb₆B₉P₃, Fe_{73.5}Si_{13.5}B₉Nb₃Cu₁ and Fe₇₉B_{9.5}Si_{11.5} alloys.

Alloy	B_s (T)	Core loss(kW/m ³)		Relative permeability			Density g/cm ³
		[100kHz-200mT]	[500kHz-50mT]	1kHz	100kHz	500kHz	
Fe ₈₂ Nb ₆ B ₉ P ₃	1.64	650	710	12000	8400	2800	7.72
Fe _{73.5} Si _{13.5} B ₉ Nb ₃ Cu ₁	1.25	310	340	47000	17000	3900	7.30
Fe ₇₉ Si _{9.5} B _{11.5}	1.57	1900	1300	3200	2700	1800	7.18

4. まとめ

本論文では、電源の更なる高電力密度化に対応できる新たな金属軟磁性材料を実現するために、優れた軟磁気特性が期待されるナノ結晶系軟磁性合金に着目し調査を行い、市販のFe基アモルファス合金を超える優れた軟磁気特性を示すFe₈₂Nb₆B₉P₃合金を見出した。

単ロール液体急冷法により作製したFe₈₂Nb₆B₉P₃合金薄帯を用いて、その微細構造および磁気特性の調査をおこない、熱処理後のFe₈₂Nb₆B₉P₃合金はbcc-Feの微結晶が高密度に分散したナノ結晶組織を有すること、またFe基アモルファス合金同等以上の高い飽和磁化を示し、かつ半分以下の優れた低損失をも併せ持つ材料であることが確認された。

Fe₈₂Nb₆B₉P₃合金は電源向け磁性材料として優れた軟磁気特性を有しており、大電流対応・小型・低損失な磁性部品への適用が期待できる。

References

- 1) Y. Yoshizawa, S. Oguma, and K. Yamauchi: *J. Appl. Phys.*, **64**, 6044 (1988).
- 2) H. Amano, A. Hasegawa, K. Ara, K. Horino and H. Matsumoto: *AIP Adv.*, **9**, 035027 (2019).
- 3) B. S. Murty, D. H. Ping, K. Hono and A. Inoue: *Scr. Mater.*, **43**, 103 (2000)
- 4) K. Suzuki and G. Herzer: Soft Magnetic Nanostructures and Applications. in: *Advanced Magnetic Nanostructures*, edited by D. Sellmyer and R. Skomski, p. 365 (Springer, Boston, 2006)
- 5) K. Hono, D. H. Ping, M. Ohnuma and H. Onodera: *Acta Mater.*, **47**, 997 (1999)
- 6) H. Shingu: *Shigen syori gijyutu*, **34**, 30 (1987) (in Japanese)
- 7) A. Takeuchi and A. Inoue: *Mater. Trans.*, **46**, 2817 (2005)

2019年10月1日受理, 2019年12月16日採録

Fe-Co-N 薄膜への Al 添加による磁気異方性の増大

Enhancement of magnetic anisotropy for Fe-Co-N films by Al addition

武政友佑[†], 白井千尋, 長谷川崇

秋田大学理工学部物質科学科, 秋田市手形学園町 1-1 (〒010-8502)

Y. Takemasa[†], C. Shirai, and T. Hasegawa

Department of Materials Science, Akita Univ., 1-1 Tegata Gakuen-machi, Akita City 010-8502, Japan

The effects of Al addition into Fe-Co-N films were investigated. A tetragonally distorted bct Fe-Co structure was formed by adding N, which was further stabilized by Al addition. Fe-Co-N and Fe-Co-Al-N films showed an axial ratio (c/a) of 1.12 and 1.18, respectively. The Fe-Co-Al-N film showed a maximum K_u -value of 1.24×10^7 erg/cm³ at $c/a = 1.08$, which was 14% larger than that of the Fe-Co-N film. This tendency, that the K_u -values of Fe-Co-Al-N are larger than those of Fe-Co-N, appeared in all ranges of c/a -values.

Key words: hard magnetic material, thin film, Fe-Co, tetragonal distortion, magnetic anisotropy

1. はじめに

Fe-Co 合金は、遷移金属合金中で最大の飽和磁化 (M_s) と、比較的高いキュリー温度を有する材料であるが、体心立方晶 (bcc) であるため、一軸磁気異方性 (K_u) をもたない軟磁性材料として知られる。そのような中、Fe-Co 格子に正方晶歪 (bcc を基本格子とした場合の軸比 $c/a = 1.25$) を導入することで高い M_s と K_u が実現することが、理論計算^{1,2)}と実験³⁻⁵⁾の両面から報告された。また、Fe-Co が正方晶構造 (bct) を有する場合には、不規則状態よりも規則状態をとった方が、より高い K_u を有することが理論計算で報告された²⁾。これまでに、実験での正方晶歪の導入には様々な元素添加が行われており⁴⁻⁸⁾、置換型元素である V と侵入型元素である N の同時添加が有効であることが我々の最近の研究で明らかになっている^{6,7)}。しかし、V と N の同時添加は、正方晶歪の導入には効果的だが、Fe-Co 合金と比べて M_s と K_u が低下する問題がある。そこで本研究では、高い M_s と K_u を合わせつつ組み合わせ探索の観点から、Fe-Co への添加元素として Al に注目した。Fe-Co-Al の三元状態図⁹⁾を見ると、Fe-Co に比べて規則相の領域が広く安定に分布することがわかる。そのため K_u のさらなる向上が期待される。本研究では、Fe-Co に対して N のみを添加した試料と、N と Al を同時添加した試料を作製し、比較することで、Al の添加効果を調べた。

2. 実験方法

試料作製には超高真空多元マグネトロンスパッタリング装置 (到達真空度 $\sim 10^{-7}$ Pa) を用いた。基板には MgO(001)単結晶を用いて、下地層として Rh を 20 nm、次いで磁性膜として Fe-Co-N あるいは Fe-Co-Al-N を膜厚 5 nm で順に成膜した。成膜時の基板加熱温度は、Rh では 300 °C、Fe-Co-N と Fe-Co-Al-N では 200 °C とした。なおこれらの温度は、相互拡散と結晶配向性を両立するために最適化した値である。次いでその上に、SiO₂ キャップ層 (膜厚 5 nm) を室温で成膜した。N 添加量は、スパッタガスである Ar と N₂ の混合比で制御した。Ar と N₂ の合計圧力は 0.3 Pa で固定し、本実験での N₂ の分圧 (N₂/(Ar + N₂)) は 0–18% (0–0.054 Pa) で変化させた。Fe-Co および Fe-Co-Al の組成分析には電子線マイクロアナライザ (EPMA)、N 組成の分析には EPMA と X 線

光電子分光分析装置を併用した。結晶構造解析には X 線回折装置 (In-plane XRD, Out-of-plane XRD, CuK α)、磁気特性評価には共振式料型磁気計 (VSM) を用いた。

3. 実験結果と考察

3.1 結晶構造

Fig. 1 (a) は、Al を添加していない試料 MgO sub./Rh (20 nm)/(Fe_{0.5}Co_{0.5})_{100-x}N_x (5 nm, $x = 0-8.8$ at.%) /SiO₂ (5 nm)、(b) は、Al を添加した試料 MgO sub./Rh (20 nm)/(Fe_{0.5}Co_{0.5})_{0.9}Al_{0.1})_{100-x}N_x (5 nm, $x = 0-6.9$ at.%) /SiO₂ (5 nm) の In-plane XRD パターンである。Fig. 1 (a), (b) とともに、N 添加量 x が増加するにつれて、bcc-Fe-Co(200) のピークが 66° 付近から 70° 付近まで、ほぼ連続的に変化していることが分かる。これは格子定数 a の減少を示している。

Fig. 2 (a) は、Al を添加していない試料 MgO sub./Rh (20 nm)/(Fe_{0.5}Co_{0.5})_{100-x}N_x (5 nm, $x = 0-8.8$ at.%) /SiO₂ (5 nm) の Out-of-plane XRD パターンである。 $x = 0$ at.% から $x = 7.5$ at.% までは、bcc-Fe-Co(002) のピークが連続的に低角側にシフトしていることが分かる。しかし $x = 8.8$ at.% まで N 添加量を増加させると、48° 付近の Rh(002) のピークのみが観察されるようになる。これは、Fe-Co の格子定数 c が、Rh の格子定数 c と一致するために、bcc-Fe-Co(002) ピークと Rh(002) ピークとが同位置に出ているものと考えられ、これと同様の結果は Fe-Co-V-N でも報告されており、透過型電子顕微鏡を用いた観察でも確認されている^{6,7)}。

Fig. 2 (b) は、Al を添加した試料 MgO sub./Rh (20 nm)/(Fe_{0.5}Co_{0.5})_{0.9}Al_{0.1})_{100-x}N_x (5 nm, $x = 0-6.9$ at.%) /SiO₂ (5 nm) の Out-of-plane XRD パターンである。 $x = 0$ at.% から $x = 6.8$ at.% までは、bcc-Fe-Co(002) のピークが連続的に低角側にシフトしていることが分かり、 $x = 6.9$ at.% では、Al を添加していない試料と同様に、Fe-Co の格子定数が Rh の格子定数とほぼ完全に一致したことで、bcc-Fe-Co(002) ピークと Rh(002) ピークとが同位置に出ているものと考えられる。 x が増加するにつれて、bcc-Fe-Co(002) ピークが確認しづらくなっているが、Fig. 2 (c) に示した試料の生データを拡大した図から、bcc-Fe-Co(002) ピークが確認される。

Fig. 3 (a) は, In-plane XRD と Out-of-plane XRD パターンから算出した, Fe-Co-N と Fe-Co-Al-N の格子定数 a と c を N 添加量 x に対してプロットしたものである. なおエラーバーは XRD ピークの半値幅をとっている. Fe-Co-N, Fe-Co-Al-N ともに, x が増加するにつれて a の値が減少し, c の値が増加している. Fe-Co-N では $x = 8.8$ at.%, Fe-Co-Al-N では $x = 6.9$ at.% の場合に, 両格子定数は Rh の格子定数とほぼ一致している. Fig. 3 (b) は, Fe-Co-N と Fe-Co-Al-N の軸比 c/a を N 添加量 x に対してプロットしたものである. ここで算出している軸比 c/a の基本格子は bcc をベースとしており, 例えば $da = 1.0$ では bcc, $da = 1.41$ では fcc となる. Fe-Co-N と Fe-Co-Al-N ともに, x の増加に依存して c/a は向上している. 特に注目すべき点として, Fe-Co-N では $x = 7.5$ at.% の場合に $c/a = 1.10$, Fe-Co-Al-N では $x = 6.8$ at.% の場合に $c/a = 1.14$ 程度の正方晶歪が導入されることがわかる. また, Fe-Co-N では $x = 8.8$ at.%, Fe-Co-N では $x = 6.9$ at.% の場合に軸比は $c/a = 1.41$ となり, 結晶構造は fcc へと変態していることがわかる. 以上の結果から, Fe-Co-Al への N 添加は正方晶歪の導入に効果的であること, また Al と N の同時添加は N のみの添加の場合と比べて正方晶歪の導入に対してより効果的であることがわかった.

3.2 磁気特性

Fig. 4 (a) は, Al を添加していない試料 MgO sub/Rh (20 nm)/(Fe_{0.5}Co_{0.5})_{100-x}N_x (5 nm, $x = 0-8.8$ at.%) / SiO₂ (5 nm), (b) は Al を添加した試料 MgO sub/Rh (20 nm)/((Fe_{0.5}Co_{0.5})_{0.9}Al_{0.1})_{100-x}N_x (5 nm, $x = 0-6.9$ at.%) / SiO₂ (5

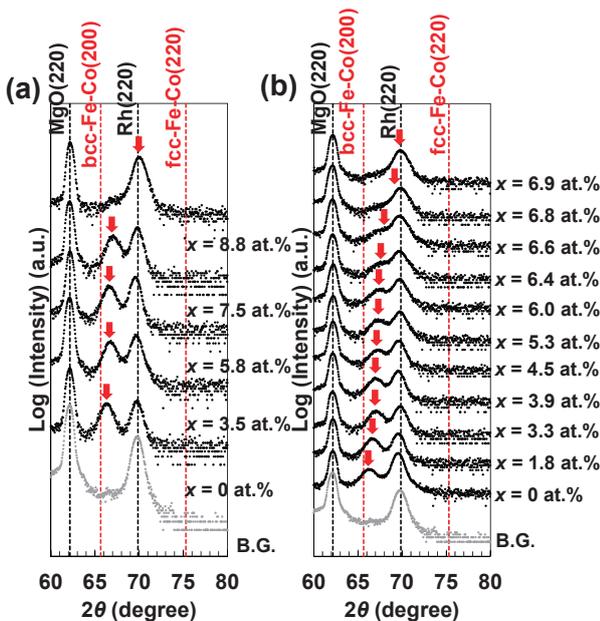


Fig. 1 In-plane XRD patterns of (a) MgO sub/Rh (20 nm)/(Fe_{0.5}Co_{0.5})_{100-x}N_x (5 nm, $x = 0-8.8$ at.%) / SiO₂ (5 nm) and (b) MgO sub/Rh (20 nm)/((Fe_{0.5}Co_{0.5})_{0.9}Al_{0.1})_{100-x}N_x (5 nm, $x = 0-6.9$ at.%) / SiO₂ (5 nm) films¹⁰.

nm) の, VSM 測定により得られた磁化曲線である. ●のプロットは膜面内方向 (\parallel) に磁場を印加した場合, ○のプロットは膜面垂直方向 (\perp) に磁場を印加した場合の磁化曲線である. 全ての試料において, 磁化容易軸は膜面内方向となっている.

Fig. 5 (a) は, Fig. 4 の磁化曲線から飽和磁化 (M_s) を求め, それらを x に対してプロットしたものである. なおエラーバーは VSM 測定のノイズ幅をとっている. Fe-Co-N では 1715 emu/cm³ から 1375 emu/cm³ に減少, Fe-Co-Al-N では 1671 emu/cm³ から 1321 emu/cm³ に減少している. Fig. 5 (b) は, Fig. 4 の磁化曲線から異方性磁界 (H_K) を求め, それらを x に対してプロットしたものである. Fe-Co-N では $x = 5.8$ at.% の場合に極小値の 6.74 kOe をとっているのに対して, Fe-Co-Al-N では $x = 4.5$ at.% の場合に極小値の 2.50 kOe をとっている. これらの H_K の極

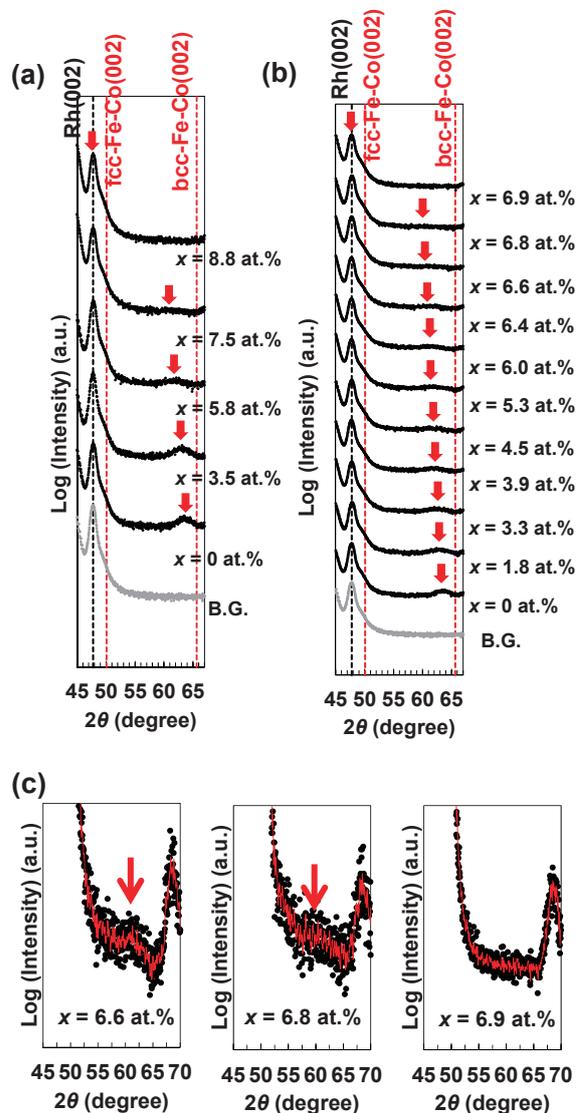


Fig. 2 Out-of-plane XRD patterns of (a) MgO sub/Rh (20 nm)/(Fe_{0.5}Co_{0.5})_{100-x}N_x (5 nm, $x = 0-8.8$ at.%) / SiO₂ (5 nm) and (b) MgO sub/Rh (20 nm)/((Fe_{0.5}Co_{0.5})_{0.9}Al_{0.1})_{100-x}N_x (5 nm, $x = 0-6.9$ at.%) / SiO₂ (5 nm) films¹⁰. (c) Enlarged XRD patterns at the range of 45-70 degrees.

小値に注目すると、Al を添加した試料の方が大幅に小さな値となっており、これは垂直磁気異方性の大幅な向上を意味していると考えられる。

そのため次は磁気異方性に注目し、上記の H_k と M_s から実効的な磁気異方性定数を求め、さらに形状磁気異方性定数の分を補正することで、一軸磁気異方性定数 (K_u) を算出した。反磁場係数は膜面垂直方向を 1、膜面内方向を 0 とし、以下の式(1)を用いて算出した。

$$K_u = 2\pi M_s^2 - M_s H_k / 2. \quad (1)$$

Fig. 6 (a) は K_u を N 添加量 x に対してプロットしたものの、(b) は K_u を軸比 c/a に対してプロットしたものである。Fe-Co-N は \circ 、Fe-Co-Al-N は \bullet で示している。Fig. 6 (a) をみると、Fe-Co-N と Fe-Co-Al-N とともに、 K_u は $x=3-5$ at.% で極大を示している。また、Fe-Co-Al-N の方が、Fe-Co-N よりも総じて高い K_u が得られていることがわかる。Fig. 6 (b) をみると、Fe-Co-N と Fe-Co-Al-N とともに、 K_u は $c/a=1.05\sim 1.08$ 付近で極大を示している。例えば

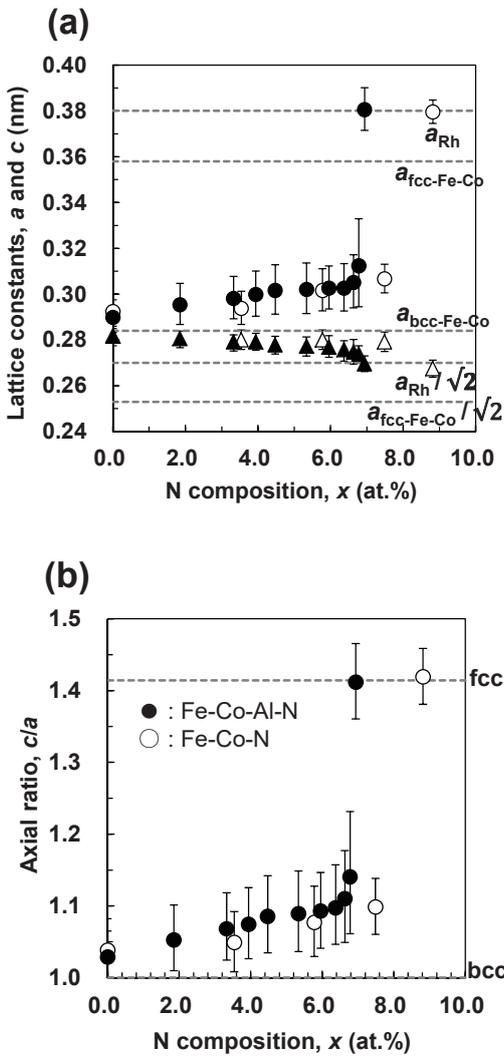


Fig. 3 N composition (x) dependences of (a) lattice constants a (\blacktriangle , \triangle) and c (\bullet , \circ), and (b) axial ratio c/a of $(Fe_{0.5}Co_{0.5})_{100-x}N_x$ (\blacktriangle , \bullet) and $(Fe_{0.5}Co_{0.5}Al_{0.9})_{100-x}N_x$ (\triangle , \circ) films¹⁰.

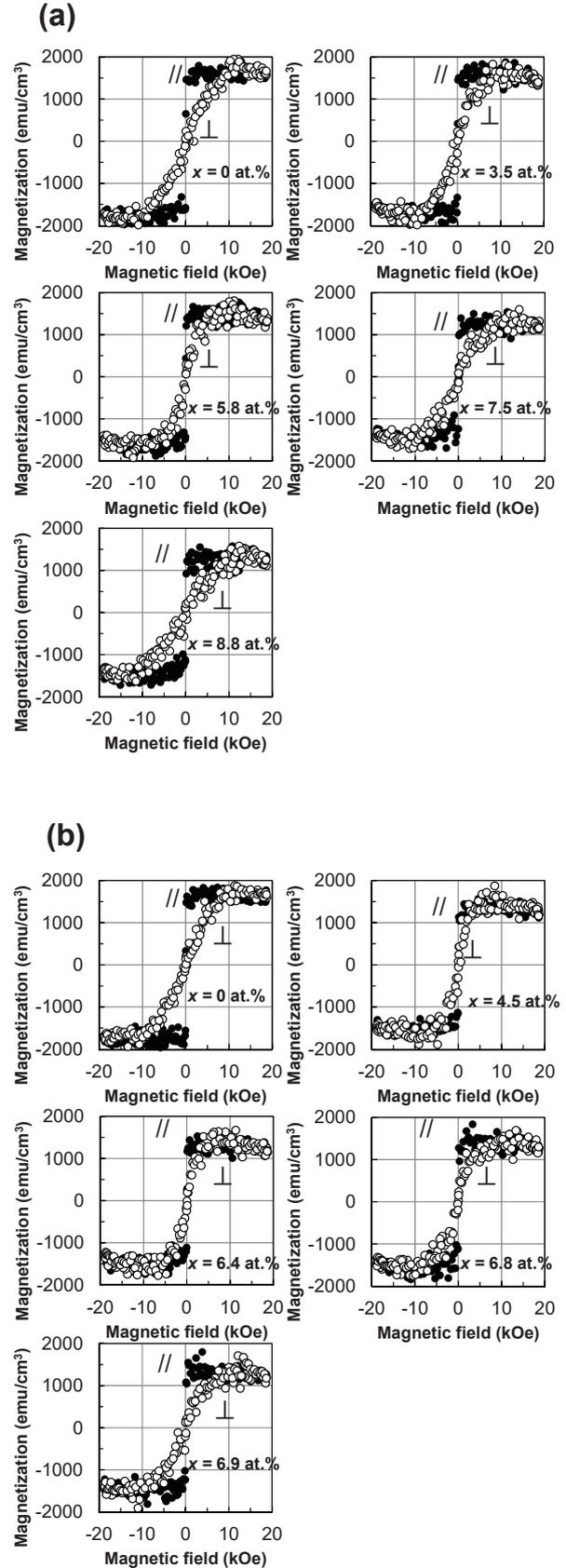


Fig. 4 Magnetization curves of (a) $(Fe_{0.5}Co_{0.5})_{100-x}N_x$ (5 nm, $x = 0-8.8$ at.%) and (b) $(Fe_{0.5}Co_{0.5}Al_{0.9})_{100-x}N_x$ (5 nm, $x = 0-6.9$ at.%) films¹⁰.

Fe-Co-Nでは $c/a = 1.05$ のときに $K_u = 1.09 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$ の最大値が得られ、Fe-Co-Al-Nでは、 $c/a = 1.08$ のときに $K_u = 1.24 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$ の最大値が得られており、Fe-Co-Al-Nの方が約14%高くなっている。また、 c/a がほぼ同じ値の場合に注目すると、Fe-Co-Al-Nの方がFe-Co-Nよりも総じて高い K_u を示す傾向が見られる。以上の結果より、正方晶構造を有するFe-Co-NへのAl添加は、 K_u の向上に有効であることがわかる。

Alを添加することで K_u が向上する理由としては、確かな結論は導き出せていないが、規則化の促進効果が考えられる。Fe-Co-Alの三元状態図を見ると、Fe-CoよりもFe-Co-Alの方が規則相の領域が広く安定に分布することがわかる⁹⁾。またFe-Coは、正方晶構造($c/a = 1.25$)を有する場合、不規則構造よりも規則構造の方が高い K_u を有することが先の理論計算で示されており^{1), 2)}、この傾向は我々のAdvance/PHASE codeを用いた理論計算(Advance package software, Advance Soft Corp., Japan)の結果とも一致する。以上より、本研究におけるFe-Co-Al-Nでも、Al添加によっ

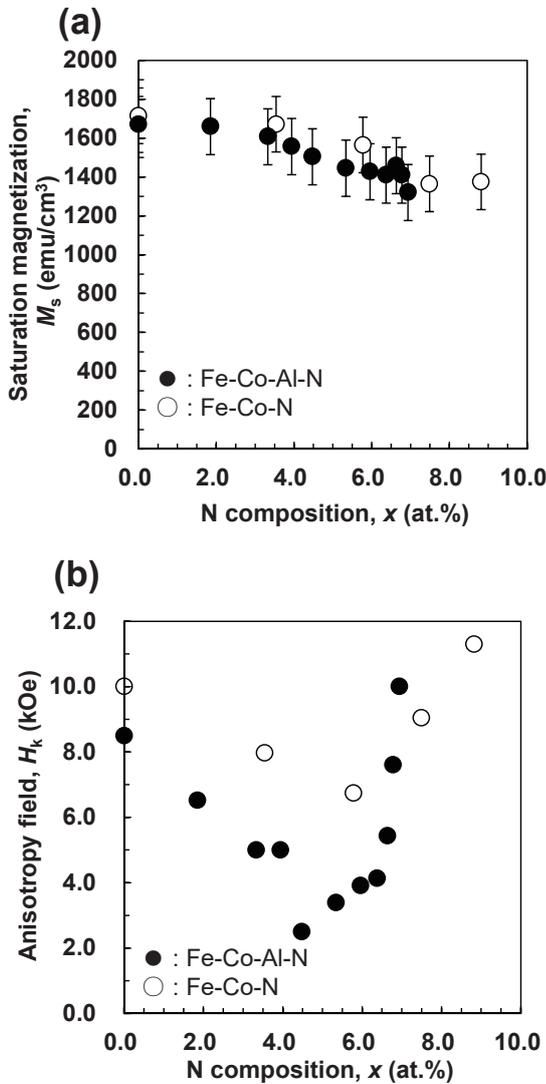


Fig. 5 N composition (x) dependences of (a) saturation magnetization M_s and (b) anisotropy field H_k of $(\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5})_{100-x}\text{N}_x$ (○) and $(\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5})_{0.9}\text{Al}_{0.1}{}_{100-x}\text{N}_x$ (●) films¹⁰⁾.

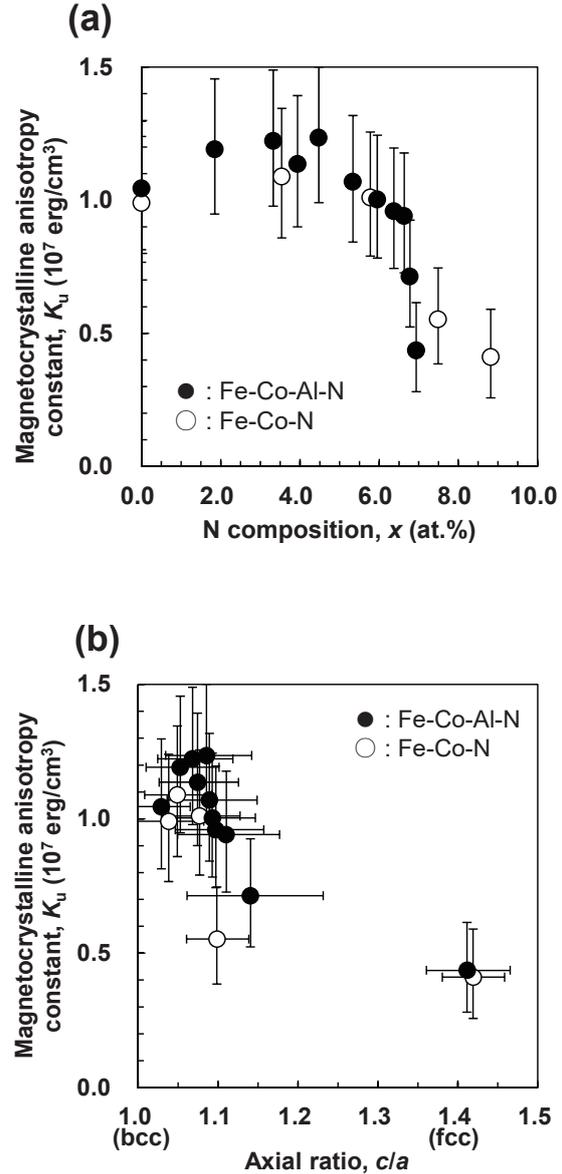


Fig. 6 Magnetocrystalline anisotropy constant K_u , as a function of (a) N composition x and (b) axial ratio c/a of $(\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5})_{100-x}\text{N}_x$ (○) and $(\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5})_{0.9}\text{Al}_{0.1}{}_{100-x}\text{N}_x$ (●) films¹⁰⁾.

て規則度が向上し、それに伴い K_u が向上した可能性が考えられる。

4. まとめ

Fe-Co-NへのAl添加効果を明らかにするために、Alを添加していない試料MgO sub./Rh (20 nm)/(Fe_{0.5}Co_{0.5})_{100-x}N_x (5 nm, $x = 0-8.8$ at.%) / SiO₂ (5 nm)とAlを添加した試料MgO sub./Rh (20 nm)/(Fe_{0.5}Co_{0.5})_{0.9}Al_{0.1}{}_{100-x}N_x (5 nm, $x = 0-6.9$ at.%) / SiO₂ (5 nm)の2種類の試料を作製した。

K_u の最大値に注目した場合、Fe-Co-Nでは $c/a = 1.05$ のときに最大値 $K_u = 1.09 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$ 、Fe-Co-Al-Nでは $c/a = 1.08$ のときに最大値 $K_u = 1.24 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$ を示した。

次いで c/a 値が同等である試料の K_u 値に注目すると、Fe-Co-Nに比べてFe-Co-Al-Nの方が総じて高い値を示し

た。また、Fe-Co-V-N に関する我々の先行研究と今回の Fe-Co-Al-N とを比較すると、同等の c/a 値を有する試料に注目した場合、Fe-Co-V-N では $c/a = 1.11$ のときに $K_u = 1.08 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$ 、Fe-Co-Al-N では $c/a = 1.08$ のときに $K_u = 1.24 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$ を示し、Al を添加した試料の方が高い K_u が得られている。以上より Al は Fe-Co をベースとする磁石材料の開発において重要な添加元素になりうると考える。

謝辞 本研究は NEDO, ASRC, 東北大学金属材料研究所 (19K0050) の支援を受けた。

References

- 1) T. Burkert, L. Nordstrom, O. Eriksson, and O. Heinonen: *Phys. Rev. Lett.* **93**, 027203 (2004).
- 2) Y. Kota, and A. Sakuma: *Applied Physics Express*, **5**, 113002 (2012).
- 3) H. Oomiya, B. Wang, S. Yoshida, T. Kataguchi, K. Takahashi, S. Saito, N. Inami, T. Ueno, K. Ono, and S. Ishio: *Journal of Physics D: Applied Physics*, **48**, 475003 (2015).
- 4) S. Ishio, T. Hasegawa, S. Yoshida, S. Kanatani, K. Takahashi, K. Kumagai, and M. Hirao: *Magnetics Japan (Magune)*, **12** (1), 21-25 (2017).
- 5) K. Takahashi, M. Sakamoto, K. Kumagai, T. Hasegawa, and S. Ishio: *Journal of Physics D: Applied Physics*, **51**, 065005, (2018).
- 6) T. Hasegawa, T. Niibori, Y. Takemasa, and M. Oikawa: *Sci.Rep.*, **9**, 5248 (2019).
- 7) T. Hasegawa, C. Shirai, Y. Takemasa, and Y. Seki: *AIP Advances*, **10**, 015110 (2020).
- 8) K. Sunaga, S. Kadowaki, M. Tsunoda, and M. Takahashi: *Phys. Status Solidi b*, **241**, 1701–1705 (2004).
- 9) V. Raghavan: *Journal of Phase Equilibria*, **23**, 5 (2002).
- 10) Y. Takemasa, C. Shirai, and T. Hasegawa: *The Papers of Technical Meeting on "Magnetics", IEE Japan, Mag-19-079~091*, 13-16 (2019).

2019年10月31日受理, 2020年1月17日再受理, 2020年1月21日採録

有機金属分解法を用いて作製した Bi:YIG/Pt 素子の スピンゼーベック電圧に及ぼす熱処理の効果

Annealing effect on spin Seebeck voltage of Bi:YIG/Pt device made by metal organic decomposition method

高橋優太[†]・高瀬つぎ子・山口克彦

福島大学共生システム理工学研究所, 福島県福島市金谷川1 (〒960-1296)

Y. Takahashi[†], T. Takase, and K. Yamaguchi

Faculty of Symbiotic Systems Science, Fukushima Univ., 1 Kanayagawa, Fukushima city, Fukushima 960-1296, Japan

The relationship between the spin Seebeck voltage and the annealing temperature for Bi:YIG/Pt device samples made by using the metal organic decomposition method was systematically investigated. It was found that the spin Seebeck voltage was maximized when the annealing temperature was 600°C. The annealing temperature dependence of the spin Seebeck voltage is considered to result from the electrical conductivity associated with the crystallinity and the surface structure of Pt thin film.

Keywords: spin Seebeck voltage, annealing temperature, Bi:YIG/Pt device, metal organic decomposition method, Pt thin film

1. はじめに

イットリウム鉄ガーネット(YIG)やビスマス置換イットリウム鉄ガーネット(Bi:YIG)などの磁性絶縁体と、白金(Pt)などの金属膜の二層から構成される「スピンゼーベック素子」は、スピン流を用いた熱電変換として、近年注目されている¹⁾。スピンゼーベック素子の実用化に向け、熱電変換による出力を向上させる一つの方法として、「素子の大面積化²⁾」がある。なお、YIGはダンピング定数が小さく、スピン流を長距離伝搬できる性質³⁾を有し、特にY³⁺の一部をBi³⁺に置換した場合、YIGに比べてスピン流生成効率が向上する⁴⁾とされている。

従来、磁性絶縁体として、バルク⁵⁾や基板上に成膜した単結晶薄膜⁶⁾が用いられてきた。その単結晶薄膜の成膜法として、液相エピタキシー法⁷⁾、パルスレーザー堆積法⁸⁾などがある。これらの手法を用いて大面積の素子を作製する場合、成膜面積の制限や作製コストの面でいくつかの課題が存在した。それに対して、有機金属分解(Metal Organic Decomposition: MOD)法⁹⁾は、空気雰囲気下でアモルファス基板上に簡単な手順で成膜でき、大面積化かつ安価に応用可能な手法である。ただし、バルクや単結晶薄膜を用いた素子に比べ、スピンゼーベック効果により生じる電圧(スピンゼーベック電圧)が低くなってしまふ。バルクのYIG多結晶を用いた素子で、熱処理を施すことによりスピンゼーベック電圧を向上させた報告¹⁰⁾があることから、MOD法を用いて作製した素子に対しても、有効となる可能性がある。そこで本研究では、MOD法を用いて作製したBi:YIG/Pt素子の熱処理がスピンゼーベック電圧に及ぼす効果を系統的に調べ、最適な熱処理温度を検討した。

2. 実験手法

2.1 Bi:YIG/Pt 素子試料の作製

Bi:YIG薄膜は、(株)高純度化学研究所製BiFeY-03(1/5/2)のMOD溶液を用いて成膜した。MOD溶液の組成はBi:Y:Fe=1:2:5、有機金属化合物の濃度は3%である。基板は、長さ13mm、幅7mm、厚さ0.45mmの石英ガラスとした。Bi:YIG薄膜の成膜は、以下の手順で行った。まず、スピコート法により、MOD溶液を

均一に塗布した。ここでスピコートの条件は500rpm、5秒、その後、3000rpm、30秒とした。次に、有機溶媒を除去するための乾燥を150°C、5分間行った。さらに、有機金属化合物を分解し、金属酸化物の前駆体にするための仮焼成を550°C、5分間行った。ここで、スピコート法による塗布、乾燥、仮焼成の工程を10回繰り返す。Bi:YIG薄膜の厚さを約400nmとした。そして、結晶化させるための本焼成を700°C、5時間行い、Bi:YIG薄膜を成膜した。その上に、イオンスパッタ装置(HITACHI E-1045形)を用いて、Pt薄膜をスパッタリング法により積層した。ここでスパッタの条件は、Ar・10Pa、15mA、90秒で行い、膜厚を約10nmとした。

最後に、一定の熱処理温度 T_a で1時間、Bi:YIG/Pt素子に熱処理を施した。ここで、 T_a は300°Cから700°Cまで、50°C毎とした。熱処理温度 T_a を300°Cで作製したBi:YIG/Pt素子試料を“sample-300”のように“試料-熱処理温度”と表記する。上述のBi:YIG/Pt素子試料の一連の作製手順・条件をFig.1に示す。なお、空気雰囲気下でBi:YIG薄膜の成膜、Bi:YIG/Pt素子の熱処理を行った。

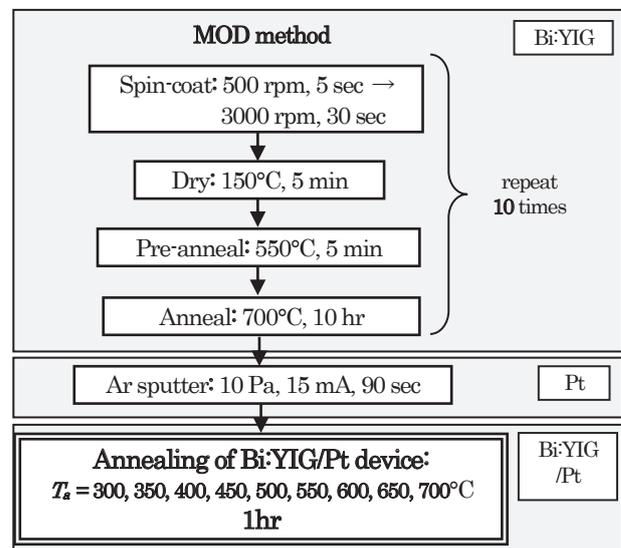


Fig. 1 Process and conditions for fabricating Bi:YIG/Pt device samples.

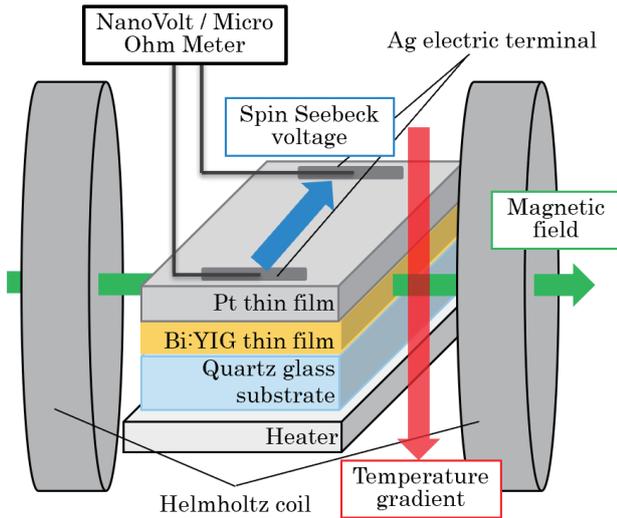


Fig. 2 Experimental system for measuring spin Seebeck voltage of samples.

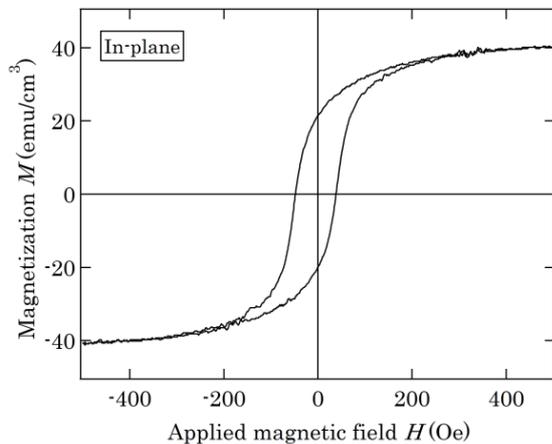


Fig. 3 Applied magnetic field H dependence of magnetization M of Bi:YIG thin film by vibrating sample magnetometer.

2.2 試料のスピナーバック電圧の測定と物性評価

試料のスピナーバック電圧の測定を以下の手順で行った。まず、試料の両端に銀ペーストで電極を取り付けた。そして、試料の下に小型セラミックヒーター(ミスミ; MMCPH-20-10)を設置し、試料の面直方向に温度勾配を発生させた。ここで、アルメルクロメル熱電対により、試料の上部と底部の二点間の温度勾配を測定した。磁場は試料の面内方向にヘルムホルツコイル(Hayama; HHC-15V-300)を用いて印加した。このとき、磁場と温度勾配にそれぞれ垂直な試料の電極間に生じる電位差をスピナーバック電圧として、ナノボルト/マイクロオームメータ(KEYSIGHT; 34420A)を用いて測定した。上述のスピナーバック電圧の測定のための実験系を Fig. 2 に示す。

また、Bi:YIG 薄膜、及び Bi:YIG/Pt 素子試料の物性評価として、試料振動型磁力計(VSM, 玉川製作所; TM-VSM1015-CRO-T 型)を用いた磁化の磁場依存性の測定、X 線回折装置(XRD, リガク; RINT-Ultima III)を用いた X 線回折パターンの測定、走査型電子顕微鏡(SEM, HITACHI; SU8000 形)を用いた表面構造の観察を行った。

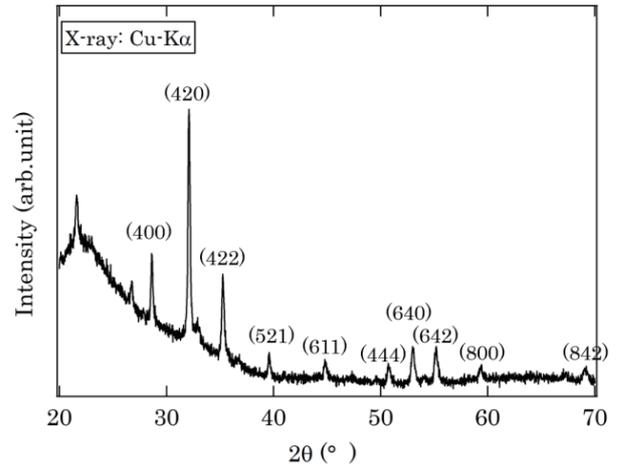


Fig. 4 X-ray diffraction patterns of Bi:YIG thin film by XRD.

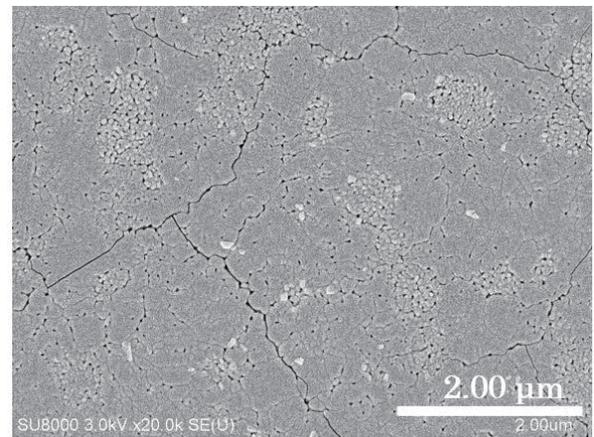


Fig. 5 Surface structure of Bi:YIG thin film by SEM.

3. 実験結果及び考察

3.1 MOD 法を用いて成膜した Bi:YIG 薄膜の物性評価

Bi:YIG 薄膜の磁化の磁場依存性を Fig. 3 に示す。ここで、磁場は Bi:YIG 薄膜の面内方向に印加した。Bi:YIG 薄膜の長さを 13 mm、幅を 7 mm、厚さを 400 nm としたとき、磁化の値は約 40 emu/cm^3 となった。なお、同様の手法を用いて成膜された Bi:YIG 薄膜の磁化の値は、約 60 emu/cm^3 と報告⁹⁾されており、ガラス基板の組成や成膜工程における温度等が異なるが、ほぼ同様の結果であると考えられる。

Bi:YIG 薄膜の X 線回折パターンを Fig. 4 に示す。Fig. 4 の解析より、格子定数は 12.46 Å と算出された。この値は、Bi:YIG の格子定数と一致し、Bi:YIG 薄膜が成膜されたことが確認された。

Bi:YIG 薄膜表面の SEM 像を Fig. 5 に示す。Fig. 5 より、数百 nm の微結晶で構成される多結晶構造であることが観察された。また、複数の微結晶を取り囲むようにクラックも確認された。

3.2 試料のスピナーバック電圧の磁場依存性

温度勾配 ΔT を 3°C とし、sample-300 から sample-700 までの全ての試料のスピナーバック電圧を測定した。各々の試料のスピナーバック電圧の磁場依存性を Fig. 6 に示す。スピナーバック電圧は sample-300 を最小に、熱処理温度が高くなるにつれ、向上

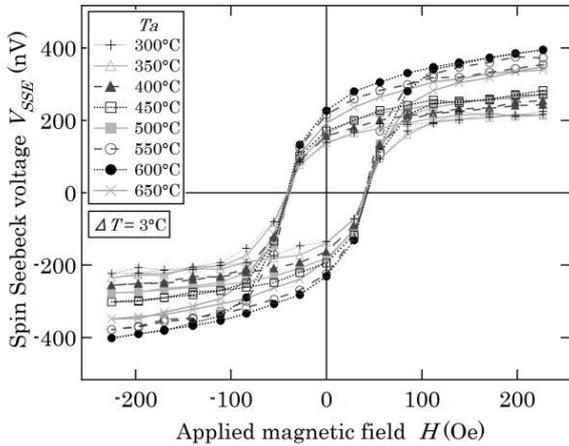


Fig. 6 Applied magnetic field H dependence of spin Seebeck voltage V_{SSE} of samples annealed at various temperatures.

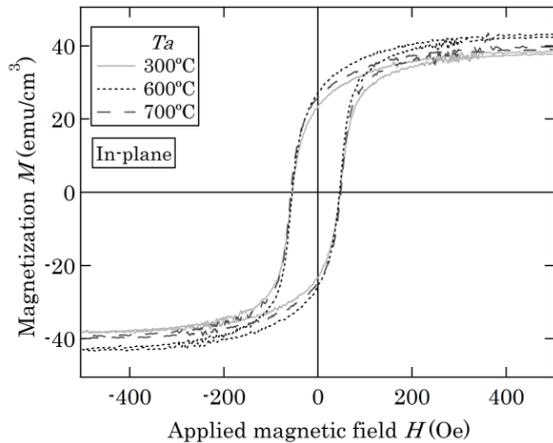


Fig. 7 Applied magnetic field H dependence of magnetization M of samples annealed at 300, 600 and 700°C by vibrating sample magnetometer.

し, sample-600 で最大となることが分かった。しかし, sample-700 は絶縁状態となり, スピンゼーバック電圧は確認されなかった。スピンゼーバック電圧に差が生じた要因について, 以下で物性評価により検討した。

3.3 試料の磁化と電気抵抗値とスピンゼーバック電圧の関係

VSM を用いて, sample-300 から sample-700 までの全ての試料の磁化の磁場依存性を測定した。ここで, 磁場は試料の面内方向に印加した。sample-300, sample-600, sample-700 の磁化の磁場依存性を Fig.7 に示す。また, 各々の試料の 200 Oe 印加したときの磁化を Fig.8 (a) に示す。これより, どの熱処理温度 T_a においても, 磁化は大きく変化しないことが分かった。したがって, Bi:YIG/Pt 素子の熱処理により, Bi:YIG 薄膜の飽和磁化, 保磁力に関する磁気特性に大きな変化はなかったと考えられる。

また, 各々の試料の電気抵抗値と 200 Oe 印加したときのスピンゼーバック電圧を Fig.8 (b) に示す。sample-300 から sample-600 までの範囲においては, 熱処理温度 T_a が高くなるにつれ, 電気抵抗値が低下し, スピンゼーバック電圧が向上することが分かった。

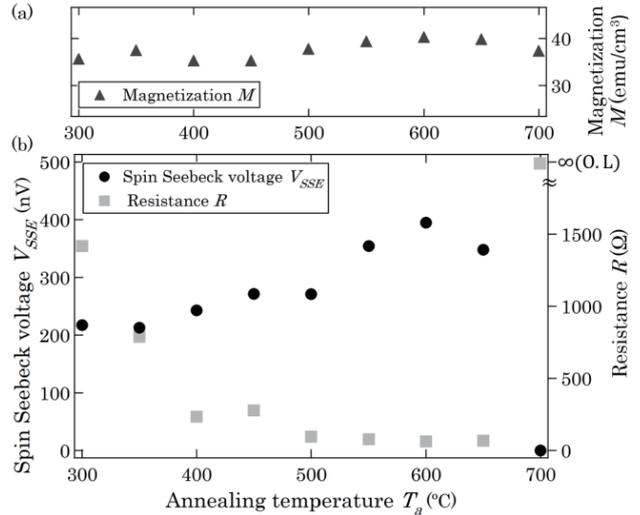


Fig. 8 (a) Magnetization M of samples annealed at various temperatures, when magnetic field H ($=200$ Oe) was applied. (b) Resistance R of samples annealed at various temperatures and, spin Seebeck voltage V_{SSE} , when magnetic field H ($=200$ Oe) was applied.

しかし, sample-700 では, 電気抵抗値が無限大となり, スピンゼーバック電圧が確認されなかった。

3.4 試料の X 線回折パターン

XRD を用いて, sample-300, sample-600, sample-700 の X 線回折パターンを測定した。各々の試料の X 線回折パターンを Fig. 9 に示す。どの熱処理温度 T_a においても, Bi:YIG のピークは大きく変化しないことが分かった。しかし, 熱処理温度 T_a が高くなるにつれ, $2\theta =$ 約 40° , 約 46° , 約 68° に存在する Pt のピークが大きくなり, sample-700 で最大となることが分かった。また, $2\theta =$ 約 46° に存在する Pt のピークから, Scherrer の式を用いて, 結晶子サイズの算出を行った。その結果, sample-300 は 12.11 nm, sample-600 は 18.17 nm, sample-700 は 30.52 nm と算出され, 熱処理温度 T_a が高くなるにつれ, 結晶子サイズが大きくなっていることが確認された。したがって, Bi:YIG/Pt 素子の熱処理により, Bi:YIG 薄膜の結晶性は変化しなかったが, 熱処理温度 T_a が高くなるにつれ, Pt 薄膜の結晶性が向上したと考えられる。

3.5 試料の表面構造

SEM を用いて, sample-400, sample-500, sample-600, sample-700 の表面構造を観察した。各々の試料表面の SEM 像を Fig. 10 に示す。sample-400, sample-500 は, 異なる粒径の Pt 薄膜が観察され, sample-600 は, 同粒径の Pt 薄膜が観察された。そして, それらが連なった迷路状構造が形成されていることも観察された。sample-700 は, 粒径がさらに大きくなるが, それらが完全に分離した島状構造が観察された。したがって, Bi:YIG/Pt 素子の熱処理温度 T_a が 700°C のとき, Pt 薄膜が完全に分離した島状構造が形成されたと考えられる。

3.6 考察

Bi:YIG/Pt 素子の熱処理温度 T_a を 300°C から 700°C まで変化させ, 作製した試料の物性評価の結果を以下にまとめる。

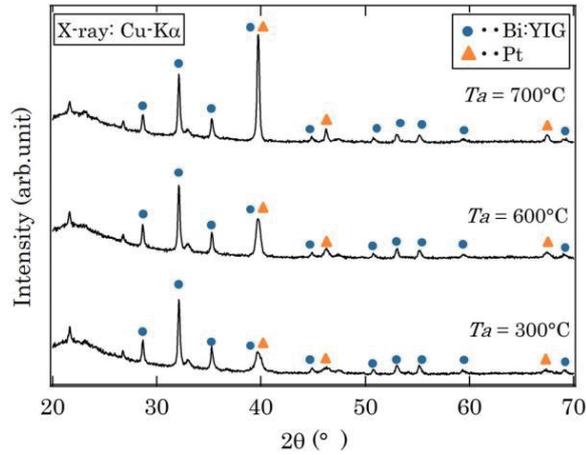


Fig. 9 X-ray diffraction patterns of samples annealed at 300, 600 and 700°C by XRD.

磁化の磁場依存性の測定の結果、Bi:YIG 薄膜の飽和磁化、保磁力に関する磁気特性は変化しなかった。また、X線回折パターンの測定の結果、熱処理温度 T_a が高くなるにつれ、Pt 薄膜の結晶性の向上が確認され、それに伴い試料の電気抵抗値が小さくなった。しかし、熱処理温度 T_a が 700°C のとき、試料は絶縁状態となり、表面構造の観察の結果、Pt 薄膜が完全に分離した島状構造が形成されていることが観察された。

スピナーバック電圧の向上の要因として、熱処理温度 T_a の上昇による Pt 薄膜の結晶性の向上、それに伴う電気抵抗値の減少が考えられる。しかし、熱処理温度 T_a には上限があり、Pt 薄膜が完全に分離した島状構造が形成されていると電気伝導性が保たれず、スピナーバック電圧が確認されないと考えられる。したがって、本論文で述べた手法により作製された Bi:YIG/Pt 素子の最適な熱処理温度 T_a は 600°C であると考えられる。

4. まとめ

MOD 法を用いて作製した Bi:YIG/Pt 素子の熱処理がスピナーバック電圧に及ぼす効果を系統的に調べた結果、最適な熱処理温度 T_a は 600°C であることが明らかとなった。このとき、Pt 薄膜の結晶性が向上し、それに伴い電気抵抗値が減少することが確認された。これが、スピナーバック電圧が向上した要因であると考えられる。

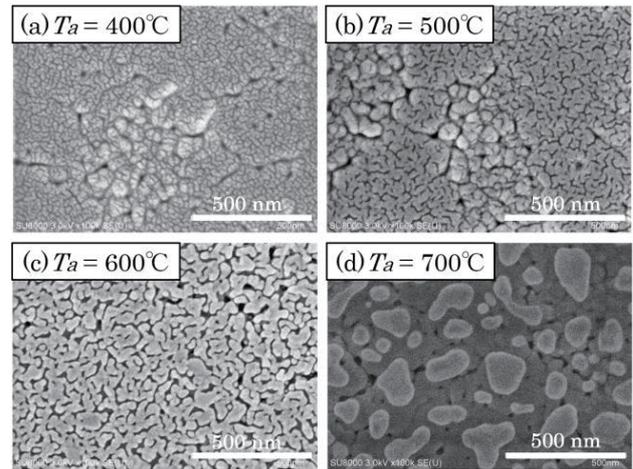


Fig. 10 Surface structure of samples annealed at (a) 400, (b) 500, (c) 600, and (d) 700°C by SEM.

References

- 1) K. Uchida, H. Adachi, T. Kikkawa, A. Kirihara, M. Ishida, S. Yorozu, S. Maekawa, and E. Saitoh: *Proc. IEEE*, **104**, 1946-1973 (2016).
- 2) A. Kirihara, K. Uchida, Y. Kajiwara, M. Ishida, Y. Nakamura, T. Manako, E. Saitoh, and S. Yorozu: *Nature Materials*, **11**, 686-689 (2012).
- 3) T. Schneider, A. A. Serga, B. Leven, and B. Hillebrands: *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 022505 (2008).
- 4) Tohoku University, K. Uchida, and E. Saitoh: Tokugan2014-522583 (in Japanese), 2014-1-3.
- 5) K. Uchida, H. Adachi, T. Ota, H. Nakayama, S. Maekawa, and E. Saitoh: *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 172505 (2010).
- 6) K. Uchida, J. Xiao, H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, J. Ieda, T. Ota, Y. Kajiwara, H. Umezawa, H. Kawai, G. E. W. Bauer, S. Maekawa, and E. Saitoh: *Nature Materials*, **9**, 894-897 (2010).
- 7) M. Huang, and Z. C. Xu: *Thin Solid Films*, **450**, 324-328 (2004).
- 8) H. Hayashi, S. Iwata, N. J. Vasa, T. Yoshitake, K. Ueda, S. Yokohama, S. Higuchi, H. Takeshita, and M. Nakahara: *Appl. Surface Science*, **197-198**, 463-466 (2002).
- 9) T. Ishibashi, A. Mizusawa, M. Nagai, S. Shimizu, and K. Sato: *J. Appl. Phys.*, **97**, 013516 (2005).
- 10) Y. Saiga, K. Mizunuma, Y. Kono, J. C. Ryu, H. Ono, M. Kohda, and E. Okuno: *Appl. Phys. Express*, **7**, 093001 (2014).

2019年10月31日受理, 2020年1月6日再受理, 2020年1月21日採録

ダブル・マグノニック結晶を用いたバックワードスピン波遮断

Strong absorption effect for propagating backward spin-waves by double magnonic crystal

岩場雅司[†], 藤原早希, 関口康爾
横浜国立大学理工学府, 横浜市保土ヶ谷区常盤台 79-5 (〒240-8501)

M. Iwaba[†], S. Fujiwara, and K. Sekiguchi*

School of Engineering Science, Yokohama National University, 79-5 Tokiwadai, Yokohama, 240-8501, Japan

*Faculty of Engineering, Yokohama National University, 79-5 Tokiwadai, Yokohama, 240-8501, Japan

In this paper, propagating backward spin-waves were modulated by a double-meander magnonic crystal which generate a localized Oersted field and affects spin-wave propagation characteristics. Compared with the conventional single-meander magnonic crystal, a pair of meanders can generate a wider frequency rejection band. By sweeping a bias magnetic field, the spin wave resonance frequency and group velocity were changed. When the spin wave resonance was matched to the rejection band of a double magnonic crystal, the amplitude of backward spin-waves were attenuated up to 95%. The strong absorption effect could be a basic principle of spin-wave switching in a future magnonic circuit.

Key words: magnonics, spin wave

1 はじめに

磁性体に存在するスピン波は、磁化の歳差運動が波のように伝達していく現象である。スピン波伝搬には電流が伴わず、原理的にジュール熱が発生しない。そのため新しい低消費電力の情報伝達システムの技術基盤として有望視され、近年集中的に研究されている¹⁻⁶⁾。

スピン波は波による位相と振幅という2つの情報があるため、波の干渉を利用した論理回路を作製することができる⁷⁻¹¹⁾。スピン波にはバックワードモード^{7,12,13)}、フォワードモード^{10,14)}、サーフィスモード^{15,16)}があり、その一つのバックワードスピン波を用いたマッハゼンダ型干渉計 (Mach-Zehnder-type interferometer: MZI) では、入力部分でスピン波を2つに分岐させて位相差をコントロールし、出力部分で2つの波が干渉した時の振幅を用いて“0”と“1”を判断している⁷⁾。動作原理は片方のスピン波を半波長分長い経路に通すことで、2つのスピン波が打ち消し合って出力を“0”にしている。出力を“1”にするときは、電力を与えて片方のスピン波を減衰させて、干渉による打ち消しを防ぐことで実現している。またスピン波を用いた多出力の論理ゲートも作製されており、 ψ 型の論理回路を3入力1出力で構成して、フォワードスピン波を使用することでAND, OR, NOTゲートができると報告された¹⁰⁾。

また近年、スピン波の伝搬制御をする方法として、導波路中にフォトニック結晶のように表面に溝^{15,24,25)}や円状²³⁾を周期的にエッチングをして信号を減衰させる方法が集中的に研究されている。スピン波の場合、導波路をエッチングする方法は静的マグノニック結晶と呼ばれ、変調磁場を印加することでスピン波の減衰バンドを作製する方法^{13,26,29)}は動的マグノニック結晶と呼ばれている。静的マグノニック結晶は導波路の基礎物性が変化するのに対して、動的マグノニック結晶は電流磁場の有無で減衰バンドのオン・オフを制御するので、導波路の基礎物

性が保たれる利点がある。動的マグノニック結晶は変調磁場の空間周波数に対応するスピン波のみが、ブラック共鳴散乱²⁸⁻³⁰⁾によって反射を受けることでスピン波の減衰バンドができる仕組みを利用しており、周期的な変調磁場を印加するためにメアンダ構造が必要となる¹³⁾。

従来の動的マグノニック結晶の報告では、ナノ秒でのメアンダ変調磁場のスイッチングはできておらず、かつ励起されたスピン波の波束幅(帯域幅)は一般的に50~200 MHzの幅があり、スピン波波束すべてを減衰させることはできていなかった。すなわちメアンダに流す電流は直流で、 $I = 0.25$ A に対して10 MHzほどの狭帯域でしか減衰バンドを作製できておらず¹³⁾、実時間による波形測定が行われていなかった。ナノ秒でのスイッチングは将来の省電力化に必須の課題だが、マグノニック結晶のバンド幅の狭さが最も重要な問題点である。

本研究では、異なる減衰バンドの帯域を持つ動的マグノニック結晶を2つ組み合わせたダブル・マグノニック結晶を用いて、減衰バンドの重なりを利用して実効的な減衰帯域を広げることを目的に、実時間でのスピン波波束測定を行った。その結果、メアンダ構造に流す電流 $I = 0.25$ A において、従来研究に比べてマグノニック結晶帯域を最大で360%に広げることができた。

2 実験方法

2.1 スピン波の導波路

試料はイットリウム鉄ガーネット (Yttrium iron garnet: YIG) を使用しており、厚さ $5.1 \mu\text{m}$ 、幅は 1.3 mm 、長さは 18 mm である。Figure 1(a) に実験で使用した測定系構成を示す。スピン波を励起するために、FR-4の基板上に銅パターンで形成している Input antenna からパルス幅 10 ns のマイクロ波パルス電圧を 2.8 W の大きさで入力し、YIGの下にある幅 $75 \mu\text{m}$ のアンテナ部分からマイクロ波パルス電圧による誘導磁場を発生させている。励起されたスピン波は z 軸方向に進み、Output antenna に

よって誘導起電力としてサンプリングオシロスコープ (DCA-J 86100C) で検出される. 外部磁場 H_{ex} は z 軸に正の向きに外部磁場 $H_{ex} = 250 \sim 500$ Oe の範囲の大きさを印加して, バックワードスピン波を励起させた. アンテナ間の距離は 15.5 mm の長さであり, その間に FR-4 の基板上に銅パターンで形成されたメアンダ構造 (Meander) を挿入する.

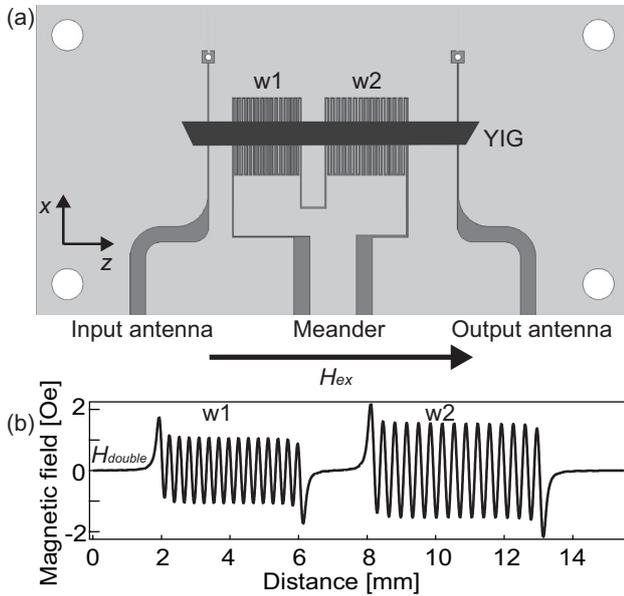


Fig. 1 (a) Spin-wave waveguide and dynamic magnonic crystal used in experiment. (b) Magnetic field modulated by the double magnonic crystal.

2.2 メアンダ構造によるダブル・マグノニック結晶

メアンダ構造の利点として, 電流磁場の有無で減衰バンドをオン・オフできることから, 導波路の基本物性が保たれる点がある. さらにメアンダ構造をパーツ化して交換できれば, 減衰バンドを自在に変更することが出来る. メアンダ構造によるダブル・マグノニック結晶は, 線幅は $w_1 = 75 \mu\text{m}$ と $w_2 = 90 \mu\text{m}$ としており, 線同士の間隔は $l_{w_1} = 75 \mu\text{m}$, $l_{w_2} = 90 \mu\text{m}$ で作製した. 周期はそれぞれ $n = 15$ であり, 総数 30 本の銅線がある. (一周期は 2 本の導線からなる.)

メアンダを構成する 1 本の銅線によって発生する磁場は

$$H_{\text{stripe}}(z) = \frac{I}{5} \left[\arctan\left(\frac{z-z'}{s}\right) \right]_{z'=-l/2}^{z'=+l/2} \quad (1)$$

で表すことが出来る¹³⁾. パラメータ I はメアンダに流す電流であり, パラメータ s はメアンダと YIG 表面との間隔であり, $s = 100 \mu\text{m}$ である. メアンダ構造は間隔 $l+w$ ごとに式 (1) による磁場が発生する. 周期 n の変調磁場を作製するためには 2 本の導線が必要であるから, 式 (1) を $2n$ 本分足し合わせていくと, メアンダ部分 w_1 から発生する変調磁場の大きさ H_{w_1} は

$$\begin{aligned} H_{w_1}(z) &= H_{\text{stripe}}(z) + H_{\text{stripe}}(z - (w_1 + l_{w_1})) \\ &\quad + H_{\text{stripe}}(z - 2(w_1 + l_{w_1})) + \dots \\ &= \sum_{0 \leq j \leq 2n} H_{\text{stripe}}(z - j(w_1 + l_{w_1})) \end{aligned}$$

となる. 同じようにメアンダ部分 w_2 の H_{w_2} を求めると

$$H_{w_2}(z) = \sum_{0 \leq j \leq 2n} (-1)^{j-1} H_{\text{stripe}}(z - j(w_2 + l_{w_2})) \quad (2)$$

で表すことができる. 定数 z はスピン波の進行方向における位置, n は周期である. よって多重マグノニック結晶による変調磁場を H_{double} とすると

$$H_{\text{double}}(z) = H_{w_1}(z) + H_{w_2}(z) \quad (3)$$

となり, その計算結果を Fig. 1(b) に示す. メアンダ部分 w_1 において振幅は 1.34 Oe, メアンダ部分 w_2 では 1.94 Oe であり, メアンダ電流を $I = 0.25$ A としている.

変調磁場の周期構造である式 (3) に対してフーリエ変換すると

$$F(k) = i \frac{4\pi I}{5} \frac{e^{-|ks|}}{|k|} \sin\left(\frac{kl}{2}\right) \cdot \sum_{j=1}^n (-1)^{j+1} \sin((2j-1)kl) \quad (4)$$

となり, $F(k)$ は波数 k に対応することになり, 減衰率の最大ピークを -20 dB と設定することによって伝送損失の大きさを表すことができる. 伝送損失が最も大きい波数はブラッグ共鳴散乱^{28,29)} が起こる条件である $k = \pi/2w$ と一致している. その波数はメアンダ部分 w_1 では $k_{w_1} = 2.09 \times 10^4$ rad/m, メアンダ部分 w_2 では $k_{w_2} = 1.76 \times 10^4$ rad/m である.

式 (4) で求めた波数を, スピン波の周波数に対応させるため, バックワードスピン波の分散関係の式 (5) を用いた²⁷⁾.

$$f_{\text{MSBVW}} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{H_{ex} \left(H_{ex} + 4\pi M_s \frac{1 - e^{-kd}}{kd} \right)} \quad (5)$$

ただし飽和磁化は $4\pi M_s = 1750$ G, 磁気回転比は $\gamma = 17.6$ MHz/Oe である. これにより式 (4) の波数に対応するスピン波の周波数が計算され, メアンダ構造と外部磁場のみによって減衰バンド $F(f)$ が計算できる.

例として式 (4) と式 (5) から, 外部磁場 $H_{ex} = 350$ Oe を印加したときの多重マグノニック結晶による減衰バンドの計算結果を Fig. 2 に示す. メアンダ部分 w_1 でブラッグ散乱を生じるスピン波波数 $k_{w_1} = 2.09 \times 10^4$ rad/m では, 対応するスピン波周波数 2.375 GHz を中心として -15 dB の減衰を示している. 同様に w_2 でブラッグ散乱を生じるスピン波波数 $k_{w_2} = 1.75 \times 10^4$ rad/m では, 対応するスピン波周波数 2.379 GHz を中心として -20 dB の減衰を示していることが分かる. また w_1, w_2 で挟まれた帯域とその両サイド帯域では他の部分に比べてそれぞれ -8 dB, -4 dB の減衰を示すことも見てとれる.

3 結果および考察

3.1 スピン波の実時間波形

動的マグノニック結晶を使用しないとき ($I = 0$) のスピン波の実時間波形を測定した. その結果を Fig. 3(a) に示す. 印加した外部磁場は $H_{ex} = 250 \sim 500$ Oe の間で掃引した. スピン波のパケットは $t = 190 \sim 200$ ns に検出されており, 最大振幅は $H_{ex} = 350$ Oe において, 62 mV であった.

Figure 3(b) ではスピン波のパケットがより明確になるように, FFT フィルターをかけて $2.2 \sim 2.8$ GHz の周波数を取り出

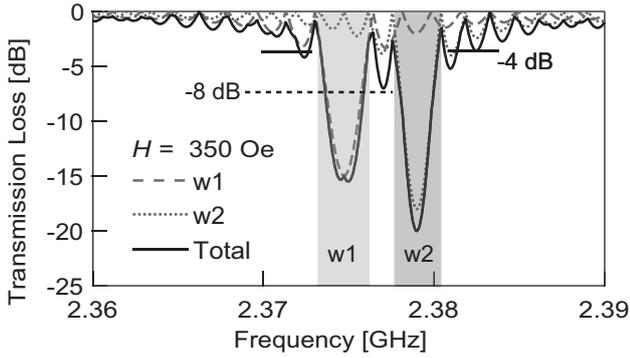


Fig. 2 Calculated rejection band caused by a pair of meanders. Dashed line is transmission loss caused by meander w1. Dotted line is transmission loss caused by meander w2. Solid line is total rejection band having bandwidth of 4 MHz.

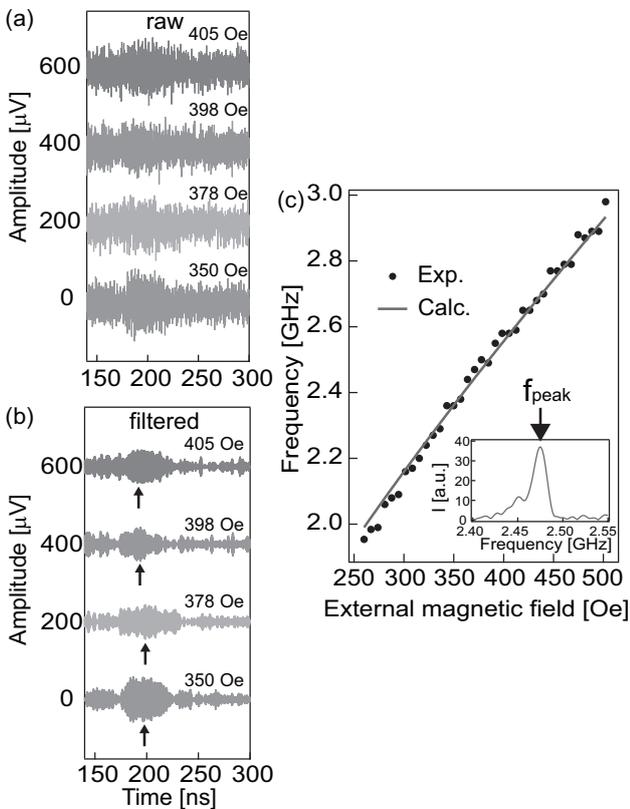


Fig. 3 (a) Spin-wave packets for $H_{ex} = 350\sim 405$ Oe. (b) Filtered spin-wave packet waveforms. Filter frequency range is 2.2~2.8 GHz. (c) Dispersion relation of backward mode. Black points are experimental data obtained by FFT spectrum peak f_{peak} .

し、ノイズレベルを低減した。スピン波のパケットが外部磁場 $H_{ex} = 350$ Oe では振幅最大のとき $t = 190$ ns で検出され、外部磁場 $H_{ex} = 405$ Oe には $t = 200$ ns に検出されており、パケットの最大振幅を矢印で示した。外部磁場の変化によってスピン波の群速度が変化しており、群速度はアンテナ間距離 15.5 mm とパケットの到達時間 t を最大振幅の部分として算出すると、外部磁場 $H_{ex} = 350$ Oe のときは $t = 200$ ns より $v_g = 7.75 \times$

10^4 m/s、外部磁場 $H_{ex} = 405$ Oe のときは $t = 190$ ns より $v_g = 8.16 \times 10^4$ m/s と算出される。式 (5) を波数 k に対して微分することで求められる群速度 ($v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$) の理論値と比較すると、 $H_{ex} = 350$ Oe のときは $v_g = 7.53 \times 10^4$ m/s であり、 $H_{ex} = 405$ Oe のときは $v_g = 8.48 \times 10^4$ m/s であり、理論値とほとんど同じであった。

実時間波形をフーリエ変換した時のスペクトルより共鳴周波数 f_{peak} を導出し、 $f-H$ 分散関係を Fig. 3(c) に示した。実験データに対して式 (5) でフィッティングを行ったところ、完全な一致を示しており、バックワードモードであることがわかる。なおフィッティングパラメータは波数 $k = 15713$ rad/m、飽和磁化 $4\pi M_s = 1750$ G であり、YIG を用いた先行研究¹³⁾ と一致していた。

3.2 ダブル・マグノニック結晶による減衰効果

ダブル・マグノニック結晶による減衰効果を電流 $I = 0.25$ A を用いて測定した。ダブル・マグノニック結晶を用いたときに顕著に表れたスピン波の実時間波形を Fig. 4(a) と Fig. 4(d) に示す。灰色の線がダブル・マグノニック結晶に電流を流していないとき、黒線はダブル・マグノニック結晶に電流 $I = 0.25$ A を流したとき波形である。外部磁場が $H_{ex} = 350$ Oe では Fig. 4(a) より $t = 170\sim 200$ ns において、最大振幅 $164 \mu\text{V}$ から $102 \mu\text{V}$ への 38% の減衰が見られた。外部磁場が $H_{ex} = 405$ Oe では Fig. 4(d) より $t = 170\sim 210$ ns において、最大振幅が $168 \mu\text{V}$ から $126 \mu\text{V}$ への 25% の減衰が検出されている。

これらのスピン波の減衰がダブル・マグノニック結晶による減衰であるかを確認するために、それぞれの外部磁場における減衰バンド $F(f)$ を計算し、Fig. 4(b), (e) に示した。外部磁場 $H_{ex} = 350$ Oe におけるダブル・マグノニック結晶による減衰バンドは、Fig. 4(b) の灰色の網掛け部分 w1 と w2 に示す 2.346 GHz と 2.350 GHz を中心とする帯域である。この減衰バンド $F(f)$ の帯域とスピン波スペクトル Fig. 4(c) と比較すると、スペクトルピークと減衰バンドの帯域が一致しており、2.359 GHz で最大 95% の減衰があり、周波数帯 $2.334 < f < 2.370$ GHz の範囲において有効な減衰作用が実測されている。その帯域幅は 36 MHz であった。

外部磁場 $H_{ex} = 405$ Oe における減衰バンド $F(f)$ は、Fig. 4(e) の灰色の網掛け部分に示す 2.569 GHz と 2.573 GHz を中心とする帯域である。この減衰バンドの帯域とスピン波スペクトル Fig. 4(f) を比較すると、スペクトルピークと減衰バンドの帯域が一致しており、2.567 GHz で最大 95% の減衰があり、 $2.560 < f < 2.581$ GHz の範囲において有効な減衰作用が実測され、帯域幅は 25 MHz である。

減衰バンド幅がピーク値だけでなく、36 MHz および 25 MHz に拡大した原因を考察する。Figure 2 と同様に Fig. 4(b) と Fig. 4(e) も減衰ディップに挟まれた帯域では -8 dB の減衰を保っており、かつ減衰ディップ両サイドは -4 dB の減衰をもっている。そのため、点線に示すような広い帯域でスピン波が減衰したと考えられる。さらに、計算値である Fig. 4(b) と Fig. 4(e) には、実験系でのメアンダ線幅のばらつきや、磁場の深さ分布などを考慮していない。したがって実際の実験系では、これらの考慮していないパラメーターの分布によって、帯域が広がって

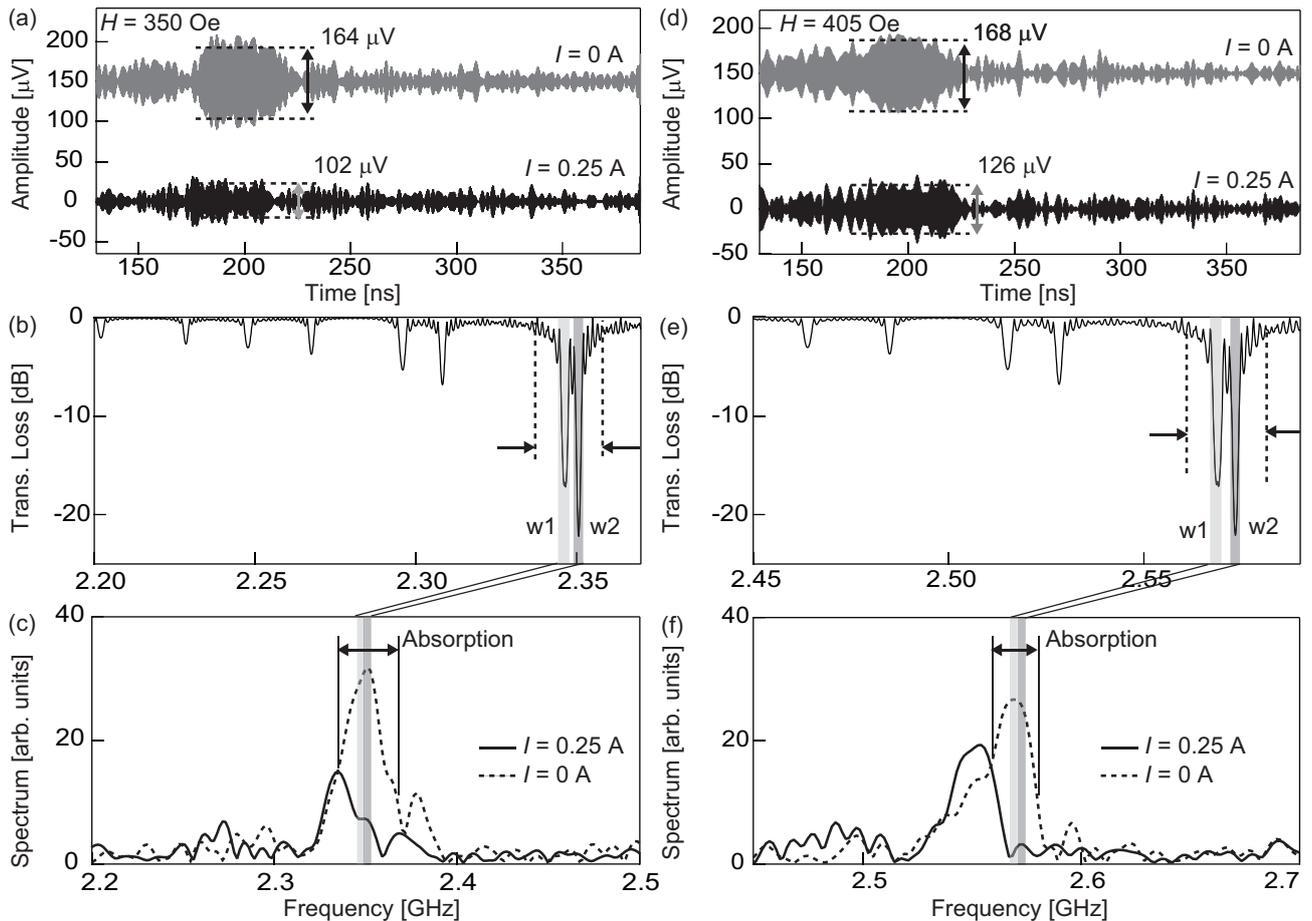


Fig. 4 Spin-wave absorption by double dynamic magnonic crystal. (a) Filtered spin-wave packet for $H_{ex} = 350$ Oe. (b) Calculated transmission loss of double dynamic magnonic crystal. (c) Fourier spectrum of spin-wave packet. Gray zone is rejection band of double dynamic magnonic crystal. (d) Filtered spin-wave packet for $H_{ex} = 405$ Oe. (e) Calculated transmission loss of double dynamic magnonic crystal. (f) Fourier spectrum of under spin-wave packet.

るものと考えられる。

本実験では、50 MHz の帯域を持つスピン波波束に対して減衰バンドを 4 MHz の精度で作用させることができた。さらに、減衰バンドを 2 重にすることでその重なりを利用して帯域幅を最大で 36 MHz までに拡大することが出来た。

4 結論

ダブル・マグノニック結晶を用いてスピン波の減衰バンドを作製し、スピン波の減衰を実時間波形で確認することができた。メアングに流す電流 $I = 0.25$ A において、減衰バンド帯域を従来研究に比べて最大で 360 % にまで広げることができた。

謝辞 本研究は日本学術振興会 (JSPS) からの科学研究費助成事業 (19H00861 と 18H05346) によって援助を受けた。

References

- 1) A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, and B. Hillebrands, *Nat. Phys.* **11**, 453-461 (2015).
- 2) M. P. Kostylev, A. A. Serga, T. Schneider, B. Leven, and B. Hillebrands, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 153501 (2005).
- 3) G. Dieterle, J. Förster, H. Stoll, A. S. Semisalova, S. Finizio, A. Gangwar, M. Weigand, M. Noske, M. Fähnle, I. Bykova, J. Gräfe, D. A. Bozhko, H. Yu. Musienko-Shmarova, V. Tiberkevich, A. N. Salvin, C. H. Back, J. Raabe, G. Schütz, and S. Wintz, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 117202 (2019).
- 4) A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, K. V. Bublikov, S. V. Grishin, S. E. Sheshukova, Yu. P. Sharaevskii and S. A. Nikitov, *J. Appl. Phys.* **118**, 203906 (2015)
- 5) K. Sekiguchi, K. Yamada, S. M. Seo, K. J. Lee, D. Chiba, and T. Ono, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 022508 (2010).
- 6) N. Kanazawa, T. Goto, K. Sekiguchi, A. B. Granovsky, C. A. Ross, H. Takagi, Y. Nakamura, and M. Inoue, *Sci. Rep.* **6**, 30268 (2016).
- 7) A. V. Chumak, A. A. Serga and B. Hillebrands, *Nat. Commun.* **5**, 4700 (2014).
- 8) K. S. Lee, and S. K. Kim, *J. Appl. Phys.* **104**, 053909 (2008).
- 9) T. Schneider, A. A. Serga, B. Leven, B. Hillebrands, R. L. Stamps, and M. P. Kostylev, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 022505 (2008).
- 10) N. Kanazawa, T. Goto, K. Sekiguchi, A. B. Granovsky, C. A. Ross, H. Takagi, Y. Nakamura, H. Uchida, and M. Inoue, *Sci. Rep.* **7** 7898 (2017).
- 11) S. Klingler, P. Pirro, T. Brächer, B. Leven, B. Hillebrands, and A. V. Chumak, *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 152410 (2014).
- 12) N. Sato, S.-W. Lee, K.-J. Lee, and K. Sekiguchi, *J. Phys. D* **50**, 094004 (2017).
- 13) A. V. Chumak, T. Neumann, A. A. Serga, B. Hillebrands, and M. P. Kostylev, *J. Phys. D* **42** 205005 (2009).
- 14) K. Sekiguchi, D. Chiba, and T. Tachizaki, *J. Appl. Phys.* **57**, 0902B4

- (2018).
- 15) C. L. Ordóñez-Romero, Z. Lazcano-Ortiz, A. Drozdovskii, B. Kalinikos, M. Aguilar-Huerta, J. L. Dominguez-Juárez, G. Lopez-Maldonado, N. Qureshi, O. Kolokoltsev, and G. Monsivais, *J. Appl. Phys.* **120**, 043901 (2016).
 - 16) C. Liu, J. Chen, T. Liu, F. Heimbach, H. Yu, Y. Xiao, J. Hu, M. Liu, H. Chang, T. Stueckler, S. Tu, Youguang Zhang, Yan Zhang, P. Gao, Z. Liao, D. Yu, K. Xia, N. Lei, W. Zhao, and M. Wu, *Nat. Commu.* **9** 738 (2018)
 - 17) M. Bailleul, D. Olligs, and C. Fermon, *Appl. Phys. Lett.* **83** 972 (2003).
 - 18) M. Haidar, and M. Bailleul, *Phys. Rev. B* **88**, 054417 (2013).
 - 19) K. Sekiguchi, S.-W. Lee, H. Sukegawa, N. Sato, S.-H. Oh, R. D. McMichael, and K.-J. Lee, *NPG Asia Mater* **9**, e392 (2017).
 - 20) N. Sato, N. Ishida, T. Kawakami, and K. Sekiguchi, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 032411 (2014).
 - 21) H. Yu, O. d'Allivy Kelly, V. Cros, R. Bernard, P. Bortolotti, A. Anane, F. Brandl, R. Huber, I. Stasinopoulos, and D. Grundler, *Sci. Rep.* **4**, 6848 (2014).
 - 22) H. Qin, S. J. Hämäläinen, and S. V. Dijken, *Sci. Rep.* **8**, 5755 (2018).
 - 23) Yu. V. Gulyaev, S. A. Nikitov, L. V. Zhivotovskii, A. A. Klimov, Ph. Tailhades, L. Presmanes, C. Bonningue, C. S. Tsai, S. L. Vysotskii, and Yu. A. Filimonov, *JETP Lett.* **77**, 567-570 (2003)
 - 24) G. Gubbiotti, S. Tacchi, G. Carlotti, N. Singh, S. Goolaup, A. O. Adeyeye, and M. Kostylev, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 092503 (2007).
 - 25) A. V. Chumak, A. A. Serga, B. Hillebrands and M. P. Kostylev, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 022508 (2008).
 - 26) T. Neumann, A. A. Serga, B. Hillebrands, and M. P. Kostylev, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 042503 (2009).
 - 27) D.I D. Stancil, and A. Prabhakar, "Spin Waves", (Springer US, 2009).
 - 28) A. F. Popkov, Yu. K. Fetisov, N. V. Ostrovskii, *Technical Physics* **43**, 5 (1998).
 - 29) M. P. Kostylev, A. A. Serga, T. Schneider, T. Neumann, B. Leven, B. Hillebrands, and R. L. Stamps, *Phys. Rev. B* **76** 184419 (2007).
 - 30) M. R. Alam. Y. Liu, and D. K. P. Yue, *J. Fluid Mech.* **624**, 191-224 (2009).
 - 31) N. Sato, S.-J. Lee, S.-W. Lee, K.- J. Lee, and K. Sekiguchi, *Appl. Phys. Exp.* **9**, 083001 (2016).
- 2019年10月16日受理, 2019年11月26日再受理, 2019年12月24日
採録

界面ジャロシンスキー守谷相互作用が働く 1次元強磁性細線における終端磁化の内部磁区への影響

Influence of an edge magnetization on an internal magnetic domain in one-dimensional ferromagnetic nanowires with the interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction

海谷侑希^{a)}・本多周太^{a),b)†}・伊藤博介^{a),b)}・大澤友克^{c)}

^{a)} 関西大学大学院理工学研究科, 大阪府吹田市山手町 3-3-35 (〒564-8680)

^{b)} 大阪大学基礎工学研究科付属スピントロニクス学術連携研究教育センター, 大阪府豊中市待兼山町 1-3 (〒560-8531)

^{b)} 沼津工業高等専門学校電気電子工学科, 静岡県沼津市大岡 3600 (〒410-8501)

Yuki Kaiya^{a)}, Syuta Honda^{a),b)†}, Hiroyoshi Itoh^{a),b)}, and Tomokatsu Ohsawa^{c)}

^{a)} Department of Pure and Applied Physics, Kansai Univ., 3-3-35 Yamate-cho, Suita 564-8680, Japan

^{b)} Center for Spintronics Research Network, Graduate School of Engineering Science, Osaka Univ., 1-3 Machikaneyama-cho, Toyonaka 560-8531, Japan

^{c)} Department of Electrical and Electronics Engineering, National Institute of Technology, Numazu College, 3600 Ooka, Numazu 410-8501, Japan

An interfacial Dzyaloshinskii–Moriya interaction (DMI) is caused in a ferromagnetic metal on heavy metal. In the perpendicularly magnetized nanowire on heavy metal, several magnetic states are formed via the interfacial DMI. Attempts to create and use magnetic domain structures in devices are attracting attention. By the wire edge, the magnetic moments are canted by the interfacial DMI. The canted magnetic moments may affect magnetic moments inside the wire. We simulate the magnetic moments and the stability of a magnetic domain in a perpendicularly magnetized one-dimensional wire with the interfacial DMI by using the micro-magnetic simulation. We find that the domain is stabilized via the canted magnetization by the wire edge and the domain length linearly decreases with decreasing wire length.

Key words: interfacial DMI, boundary condition, magnetic domain, LLG equation

1. はじめに

強磁性細線の磁化状態を制御することは、レーストラックメモリをはじめとする磁気メモリなどの磁気・スピントロニクスデバイスの開発や発展のための重要な課題の一つである。磁気メモリにおいては磁区が情報の“0”, “1”に対応する。強磁性細線に形成された磁区は、外部磁場やスピン偏極電流を強磁性細線に印加することで駆動される¹⁾⁻⁶⁾。

Co/Pt 多層膜⁷⁾, CoFeB 合金⁸⁾, TbFeCo 合金⁹⁾などの垂直磁気異方性を有する強磁性細線では、帯状の磁区や磁気スキルミオンがジャロシンスキー守谷相互作用(DMI)によって安定する¹⁰⁾⁻¹³⁾。特に、重金属の Pt や Ru に積層された強磁性細線では、界面DMIが2層間の界面近傍の磁化に作用し、Néel型の磁壁を持つ磁気スキルミオンや帯状磁区が安定することが知られている¹⁴⁾。一方、強磁性細線を積層した重金属に電流が流れている場合、強磁性細線に形成された磁区にはスピン軌道トルク(Spin-orbit torque: SOT)が働き磁区が移動する¹⁵⁾⁻¹⁸⁾。このように、重金属上に積層された強磁性細線においては、界面DMIによる磁区の安定化と SOTによる磁区の駆動が注目されている。

また、Fig. 1に示されるように界面DMIによって強磁性細線縁近傍の磁気モーメントが細線鉛直方向から傾斜することが指摘されている¹⁹⁾。これは、界面DMI影響下の終端磁化の境界条件(DMI境界条件)

$$\frac{dm'}{dn} = \frac{D}{2A} (\mathbf{z}' \times \mathbf{n}) \times \mathbf{m}' \quad (1)$$

と与えられる^{17),19)}。ここで、 \mathbf{m}' は磁気モーメントの単位ベクトル、 D は界面DMIの大きさを表すパラメータ、 A は交換スティフネス定数、 \mathbf{n} は細線終端面の法線ベクトル、 \mathbf{z}' は重金属から強磁性細線へ向かう向きの単位ベクトル、 dm'/dn は、 \mathbf{m}' の \mathbf{n} 方向の空間微分を表す。(1)は静磁場を考慮した有効的な磁気異方性エネルギー、交換エネルギー、界面DMIによるエネルギーの和の変分から導かれる^{19),20)}。界面DMIが無視できる場合には、自由端境界条件と同様の境界条件になる。

界面DMI影響下において、界面DMIの大きさと細線や円柱型に形成される磁区構造との関係は調べられているが¹⁹⁾、細線縁で傾斜した磁気モーメントと細線内部の磁区構造との関係は考察されていない。細線幅が狭い場合には、縁における磁気モーメントの変化が細線内部の磁気構造に影響を与える可能性がある。

本研究では、細線縁の境界条件によって傾斜した磁化が、細線内部に形成される磁区に与える影響を調べる。DMI境界条件が磁区構造に与える影響を明快にするために、1次元細線のモデルを用いる。このモデルにおいては、一方向の終端のみ DMI境界条件が磁気モーメントに影響する。特に、細線中央に磁区が形成された磁化構造に着目し、マイクロマグネティクスシミュレーションを用いて磁区の形

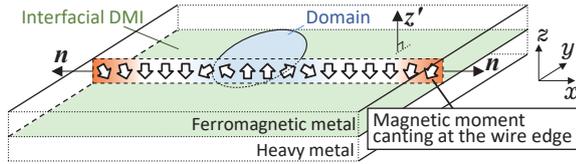


Fig. 1 Illustration of the magnetic moments in the nanowire with a domain under the interfacial DMI on the heavy metal. Each thick arrow indicates the direction of the magnetic moment. The green gradation regions represent the interface at which the interfacial DMI occurs.

状や安定性を検証する。

2. モデルと計算方法

細線として、長さ L_x (最大値 100 nm)、幅 1.0 nm ($L_y = 1.0$ nm, $L_z = 1.0$ nm)の構造を用いた。細線の z 軸に垂直な終端の下側の面に重金属が設置され、界面DMIが細線の磁化に影響していると仮定した。シミュレーションでは、細線を 1.0 nm × 1.0 nm × 1.0 nm の立方体形状の微小セルに分割した。各セルは各々単位ベクトル m の向きの磁気モーメントをもつ。

細線の x 軸方向の終端の磁気モーメントの境界条件として、界面DMIを考慮した境界条件 $\partial m/\partial x = D/(2A)(m_z, 0, -m_x)$ を用いた。 y 軸方向と z 軸方向のセル数は、それぞれ 1 つである。 y 軸の向きに垂直な終端面においては、二つの境界条件が一つのセルに作用し、結果として境界条件は $\partial m/\partial y = 0$ になる。また、 z 軸の向きに垂直な終端面においては、 $\partial m/\partial z = 0$ である。これら 2 つは、界面DMIが存在しない場合に用いられる自由端境界条件と同様の境界条件である。

各セルの磁気モーメントは、ランダウ・リフシッツ・ギルバート方程式(LLG方程式)^{19),21)-23)}

$$\frac{\partial m}{\partial t} = -|\gamma| m \times B_{\text{eff}} + \alpha m \times \frac{\partial m}{\partial t} \quad (2)$$

に基づいたマイクロマグネティクスシミュレーションによって計算された。ここで、 t は時間、 γ はジャイロ磁気回転比で値は -1.76×10^{11} rad·s⁻¹·T⁻¹、 α はダンピング定数で値を 0.5 とした。 B_{eff} は有効磁場で、すべてのセル間で働くダイポール-ダイポール相互作用、隣接セル間の交換相互作用、隣接セル間の界面DMI、およびオンサイトセルにおける垂直磁気異方性による有効磁場の和である。また、有効磁場

Table 1 A magnetic energy and the number of times of 1000 samples for each domain structure.

Number of DWs	Domain structure m_{z-1}	Energy ($\times 10^{-20}$ J)	Number of times
0		2.93	34
1		2.74	166
2		2.58	315
3		2.56	336
4		2.75	149

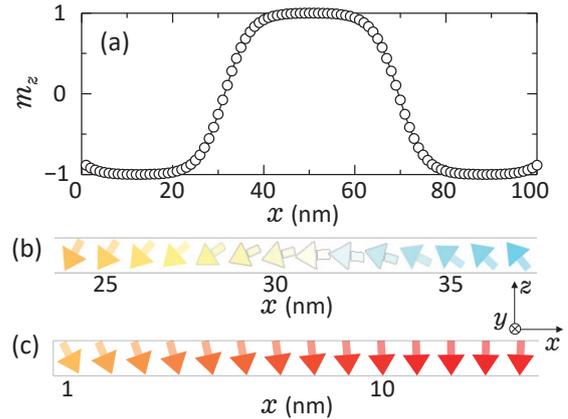


Fig. 2 Simulation results of each magnetic moment in the one-dimensional wire with $L_x = 100$ nm. In (a) the z -component of each m is indicated. The illustrations of m by the domain wall and the edge of the left hand side are drawn in (b) and (c), respectively. In (b) and (c) the direction of the magnetic moment in each cell is shown with a small arrow.

を求めるために飽和磁化の値として $M_s = 1000$ kA·m⁻¹、交換ステイフネス定数として $A = 15$ pJ·m⁻¹、界面DMIの大きさとして $D = 3.0$ mJ·m⁻²、 z 軸方向に容易軸を持つ垂直磁気異方性の異方性定数として $K = 0.814$ MJ·m⁻³を設定した^{7,19)}。これらの値は、垂直磁化の強磁性金属であるPtに積層されたCoやCo₂FeSiの値として用いられる値の一つであり、先行研究でDMI境界条件を含む磁化状態の検証に使われている¹⁹⁾。異方性定数 K は有効的な垂直磁気異方性定数 K_{eff} を 0.50 MJ·m⁻³とし、 $K_{\text{eff}} = K - \frac{1}{2}N_d\mu_0 M_s^2$ から推定した。ここで、 μ_0 は真空の透磁率、 N_d は反磁界定数である。反磁界定数の空間依存性を無視し、無限長の細線を仮定することで、 $N_d \sim 0.5$ と近似した。つまり、 $\frac{1}{2}N_d\mu_0 M_s^2$ の値は $10^5 \pi$ J·m⁻³である。

3. シミュレーション結果と考察

3.1 細線長さ 100 nm における磁化状態

$L_x = 100$ nmの細線において各セルの m がランダムな向きを持つ初期状態から開始した1000サンプルのシミュレーションでは、磁壁の数が0個から4個の状態まで収束した。磁壁(DW)の数ごとに収束した数とエネルギーをTable 1にまとめる。ここで m_z は m の z 成分である。磁壁数3個の状態が最低エネルギーをとり、本研究で着目する中央に磁区が形成された磁壁数2個の状態は最低エネルギーより 2×10^{-22} Jだけ高エネルギーの準安定状態であった。

磁区が1つ中央に(磁壁が2つ)形成された状態の各セルの m をFig. 2に示す。各 m は xz 平面に平行な方向を向いた。 m の z 成分 m_z をFig. 2(a)に示す。細線中央に形成された磁区の長さは約38 nmであった。この磁区の長さは、 $m_z = 0$ を取る二つの位置の距離から見積もった。また、磁区の間には長さ20 nmの磁壁が形成された。ここで、 $m_z = -0.95$

から 0.95 まで変化するのに要する x 軸方向の長さを磁壁長とした。磁壁の長さは、磁壁長の解析式 $\pi(A/K_{\text{eff}})^{1/2}$ ^{20,24)} から求めた近似値 17 nm より 18% 程度大きな値である。また、この磁壁は Néel 型の磁壁であった (Fig. 2(b))。

細線の終端では、 m が細線の内側を向くように傾いた (Fig. 2(c))。この傾きは DMI 境界条件によって生じたものであり、S. Rohart らの結果¹⁹⁾ と定性的に一致する。傾く向きが内側か外側かは、終端近傍の磁気モーメントの z 方向の符号、 D の符号、重金属の位置に依存する。

DMI 境界条件が細線内部の磁化へ影響を与えるのかを確認するために、Fig. 2(a) に示される磁壁数 2 個の状態を初期状態として、自由端境界条件を用いて磁化状態を収束させた。ただし、界面 DMI による有効磁場は境界条件以外には含まれる。結果、細線中央に形成された磁区の領域が両終端側へ広がり、全ての領域で m_z が正の磁気モーメントを持つ単磁区の状態へ遷移した。磁壁数 1, 3, 4 個の状態においても同様に単磁区の状態へと遷移した。つまり、細線内部の磁化状態の安定性に DMI 境界条件が影響することがわかる。

次に、細線長さ各磁区構造の安定性との関係、磁壁数 2 個の状態に注目しての磁区構造、終端磁化と細線長さとの関係について検証する。

3.2 中央に形成された磁区の細線長さ依存性

20 nm $\leq L_x \leq 100$ nm での各磁化状態のエネルギーを Fig. 3 に示す。細線が短くなるにつれて、磁壁数が少ない磁化状態が最安定状態へと変化した。細線中央に磁区が形成された状態は、65 nm $< L_x \leq 95$ nm で最安定状態になり、 $L_x \leq 41$ nm では存在できなかった。また、34 nm $\leq L_x \leq 65$ nm では磁壁が 1 個形成した状態、 $L_x \leq 33$ nm では単磁区の状態がそれぞれ最安定状態であった。磁壁数 1, 3, 4 個の状態は、それぞれ、 L_x が 21, 63, 85 nm 未満の細線では存在できなかった。

細線中央に磁区が形成された状態に着目し、磁区の長さ、磁壁長と細線長との関係を Fig. 4 に示す。 L_x が小さくなるにつれて細線中央に形成された磁区の長さは、 L_x に対しておおよそ線形で減少した。磁区の長さの最小自乗法による近似直線は $0.29L_x + 8$ nm である。磁壁長も L_x が小さくなるにつれて減少した。

単磁区の状態と中央に磁区が形成された状態におけるダイポール-ダイポール相互作用による静磁エネルギー (E_d) と、交換エネルギー (E_{ex})、垂直磁気異方性エネルギー (E_k)、界面 DMI エネルギー (E_{dmi})、それらの和の総エネルギー (E_{tot}) を Fig. 5(a) に示す。また、中央に磁区が形成された状態の各エネルギーから単磁区の状態のエネルギーを引いた値 (ΔE) を Fig. 5(b) に示す。ただし、 ΔE_{tot} 以外は $L_x = 100$ nm における ΔE を基準にする。

中央に磁区が形成された状態においては単磁区の状態と比較して E_{ex} と E_k は大きく、エネルギー的に損しており、一方、 E_d と E_{dmi} は小さくエネルギー的に得していた (Fig.

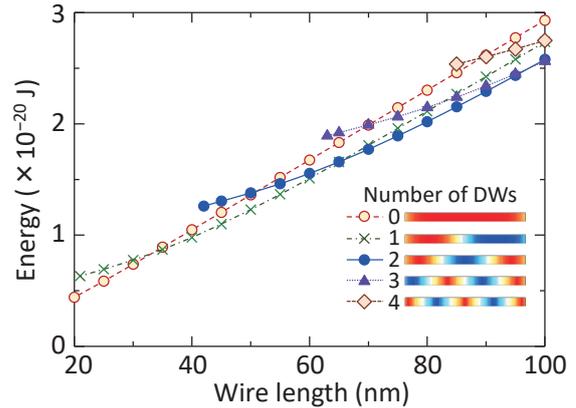


Fig. 3 Simulation result of energy for each domain structure as a function of wire length (L_x).

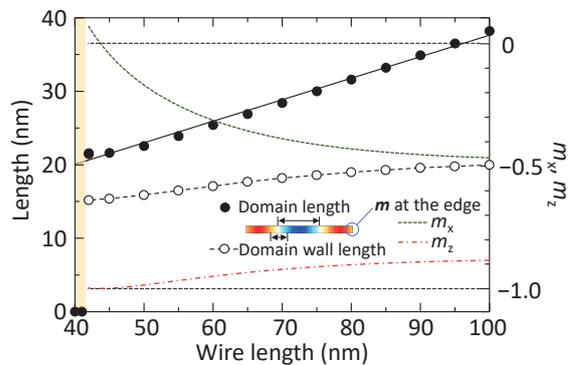


Fig. 4 Simulation results of the wire length-dependences of the domain length, the domain wall length, and $m = (m_x, 0, m_z)$ at the edge in the wire with the two DWs.

5(a)). また、 L_x が小さくなるにつれて ΔE_d は単調に増加した (Fig. 5(b))。これは、 L_x が小さくなるほど中央に形成された磁区の長さが短くなるためであり、単磁区の状態と比較して E_d の利得が減少したことを意味する。また、50 nm $\leq L_x$ では L_x の減少で $\Delta(E_{\text{ex}} + E_k)$ は増加した。これは、 L_x の減少で磁壁長が減少したためである。一方、42 nm $\leq L_x < 50$ nm における L_x の減少に依存した $\Delta(E_{\text{ex}} + E_k)$ の減少は、細線終端の磁化状態の変化に伴う磁壁の変化によるものである。 ΔE_{dmi} も L_x の減少で単調に増加した。

ΔE_{dmi} の L_x 依存性は、終端磁化の m_x の L_x 依存性 (Fig. 4) とよく一致する。つまり、 ΔE_{dmi} と終端磁化の間には強い相関関係があることがわかる。中央に磁区が形成された状態が存在できなくなる 41 nm 近傍の細線長さにおいては、 ΔE_{dmi} の増加量が ΔE_d や $\Delta(E_{\text{ex}} + E_k)$ の変化量より大きく、細線内部の磁区が安定して存在できるかどうか、終端の磁化が影響していることがわかる。結果として L_x が減少するにつれて単磁区の状態と比較して中央に磁区が形成された状態の安定性が低くなり、 $L_x \leq 41$ nm では中央に磁区が形成された状態は存在できなかった。

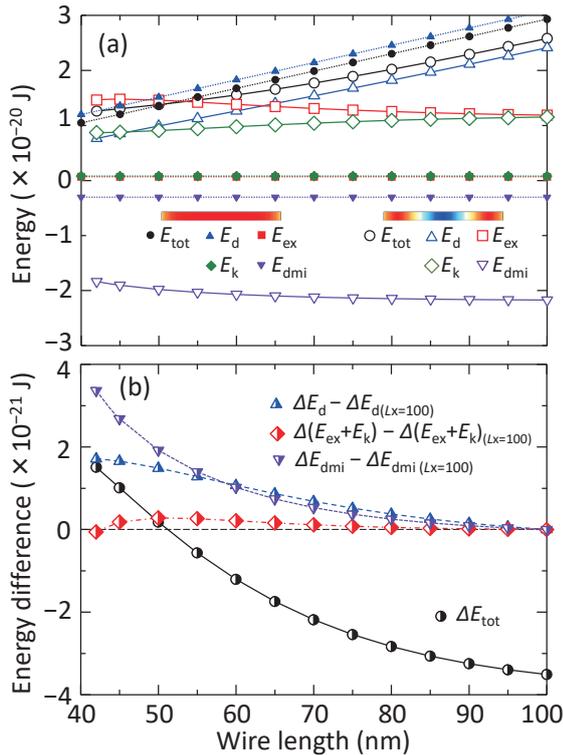


Fig. 5 Simulation results of (a) the magnetic energy for the wires without DW and with two DWs and (b) the energy difference between the wires without DW and with two DWs.

4. 結論

DMI 境界条件によって細線端で傾斜させられた磁気モーメントに注目し、細線内部の磁気構造をマイクロマグネティクスシミュレーションで検証した。DMI境界条件が細線内部に磁区構造の安定性に影響していることが明らかになった。安定する磁区構造や、磁壁長、磁区の長さは細線の長さ依存した。細線内部に磁区が形成された状態においては、界面DMIエネルギーの細線長さ依存性と終端磁化の間には強い相関関係があることが明らかになった。

2次元、3次元構造の強磁性細線に形成された磁区には細線長手方向の磁気モーメントによる長距離相互作用や短距離相互作用も影響する。本構造は1次元細線のため、これらの効果や2次元構造の磁区構造は考慮されてない。しかし、本結果は、重金属上に積層された磁性体細線においても、細線端における磁化状態の変化が細線内に形成された磁区の形状に影響を与える可能性があることを示唆する。今後は、2次元、3次元系において、磁気スキルミオン、帯状磁区の安定性に与える影響を検証する必要があるだろう。

謝辞 本研究は2019年度関西大学若手研究者育成経費の助成を受けたものです。

References

- 1) A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, and T. Shinjo: *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 077205 (2004).
- 2) T. Ono, H. Miyajima, K. Shigeto, K. Mibu, N. Hosoi, and T. Shinjo: *Science*, **284**, 5413 (1999).
- 3) M. Hayashi, L. Thomas, Ya B. Bazaliy, C. Rettner, R. Moriya, X. Jiang, and S. S. P. Parkin: *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 197207 (2006).
- 4) J. C. Slonczewski: *J. Magn. Magn. Mat.*, **159**, L1 (1996).
- 5) L. Berger: *Phys. Rev. B*, **54**, 9353 (1996).
- 6) S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thoms: *Science*, **320**, 190 (2008).
- 7) P. J. Metaxas, J. P. Jamet, A. Mougin, M. Cormier, J. Ferré, V. Baltz, B. Rodmacq, B. Dieny, and R. L. Stamps: *Phys. Rev. B*, **99**, 217208 (2007).
- 8) S. Ikeda, K. Miura, H. Yamamoto, K. Mizunuma, H. D. Gan, M. Endo, S. Kanai, J. Hayakawa, F. Matsukura, and H. Ohno: *Nature Mat.*, **9**, 721 (2010).
- 9) K. Ozaki, K. Matsumoto, I. Tagawa, and K. Shono: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **25**, 322 (2001).
- 10) I. E. Dzyaloshinskii: *J. Phys. Chem. Solids*, **4**, 241 (1958).
- 11) T. Moriya: *Phys. Rev.*, **120**, 91 (1960).
- 12) W. Jiang, P. Upadhyaya, W. Zhang, G. Yu, M. B. Jungfleisch, F. Y. Fradin, J. E. Pearson, Y. Tserkovnyak, K. L. Wang, O. Heinonen, S. G. E te Velthuis, and A. Hoffmann: *Science*, **349**, 283 (2015).
- 13) J. Iwasaki, M. Mochizuki and N. Nagaosa: *Nature Nanotech.*, **8**, 742 (2013).
- 14) R. Tomasello, E. Martinez, R. Zivieri, L. Torres, M. Carpentieri, and G. Finocchio: *Sci. Rep.*, **4**, 6784 (2014).
- 15) A. V. Khvalkovskiy, V. Cros, D. Apalkov, V. Nikitin, M. Krounbi, K. A. Zvezdin, A. Anane, J. Grollier, and A. Fert: *Phys. Rev. B*, **87**, 020402(R) (2013).
- 16) L. Liu, C.-F. Pai, Y. Li, H. W. Tseng, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman: *Science*, **336**, 555 (2012).
- 17) R. Tomasello, E. Martinez, R. Zivieri, L. Torres, M. Carpentieri, and G. Finocchio: *Sci. Rep.*, **4**, 6784 (2014).
- 18) M. Tanaka, S. Sumitomo, N. Adachi, S. Honda, H. Awano, and K. Mibu: *AIP Advances*, **7**, 055916 (2017).
- 19) S. Rohart and T. Thiaville: *Phys. Rev. B*, **88**, 184422 (2013).
- 20) A. Hubert and R. Schaefer: *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures*, Springer, (1998).
- 21) L. D. Landau and L. M. Lifshitz: *Physik. Zeits Sowjetunion*, **8**, 153 (1935).
- 22) T. L. Gilbert: *Phys. Rev.*, **100**, 1243 (1955).
- 23) Y. Nakatani, Y. Uesaka, and N. Hayashi: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **28**, 2485 (1989).
- 24) S. Blundell: *Magnetism in Condensed Matter* (Oxford Master Series in Physics), Oxford Univ Pr, (2001).

2019年10月29日受理, 2020年1月21日再受理, 2020年2月27日採録

DC 測定可能な広帯域コアレス電流センサ

Coreless Current Sensor Enabling DC and High Frequency Measurement

野口直記[†]・小河晃太郎・寺尾美菜子・小箱紗希・竹中一馬
 横河電機株式会社, 東京都武蔵野市中町 2-9-32 (〒180-8750)

N. Noguchi[†], K. Ogawa, M.Terao, S.Kobako, and K. Takenaka
 Yokogawa Electric Corporation, 2-9-32, Nakacho, Musashino-shi, Tokyo, 180-8750, Japan

We have been developing a current sensor that has multiple magnetic sensors and a Rogowski sensor. It enables DC and high frequency measurement without a magnetic core. Conventional current sensors with magnetic cores have a critical problem in that they are hard to install into narrow gaps due to the size of the sensors. Our current sensor has magnetic sensors that measure DC to low frequency currents and low frequency to a few megahertz currents with a Rogowski sensor. By coupling these signals, a wide-band current can be measured in the range of 1000 A. The coreless structure makes the size of the sensor head smaller than the conventional current sensor with magnetic core, enabling the sensor to set into narrow gaps. This paper reports the principle of an algorithm for estimating DC and low frequency currents with four magnetic sensors and measurement of AC with DC offset and square wave that cannot be measured by Rogowski sensor.

Key words: current sensor, coreless, current estimation algorithm, Hall effect sensor, Rogowski sensor, current transformer, DC and AC measurable, large current measurable

1. はじめに

脱石油化の一環としてハイブリッド自動車や電気自動車の開発が進められている¹⁾。その中で、パワーモジュールが集積化することで電流センサを配置する空間が確保できなくなっている。例えば磁気コアを持つCT型プローブ²⁾などは測定したい導線をクランプできずに電流が測定できない事がある。また、非接触型でコアレスな電流センサにログスキーセンサ^{3,4)}がある。コイルを通る磁界による誘導起電力を積分するため、DCの測定は不可能である。また、磁気センサを用いて電流を測定する場合⁵⁾は、導線とセンサの位置を規定しないと正しい電流値に換算できない。さらに測定電流の環境についても考慮した。例えば、コンバータインバータ間の電流を測定する場合、測定電流(往路電流)と逆向きの電流(復路電流)が近接しているため、一つの磁気センサでは導線の位置とセンサの位置を規定していても、復路電流による磁界の影響を受け、アンペールの法則により磁界強度から電流を求めることができない。また、先に述べた通りログスキーセンサは、クランプ可能であるが原理的にDCの測定ができない⁶⁾。これらの問題を解決するため、我々は磁気コアを持たずに非接触で電流測定ができ、DCからMHz帯域まで広帯域に電流を測定できる小型な電流センサの開発を目指し、センサヘッドと演算部を組み合わせた電流センサモジュールを作製した。今回は測定信号の結合周波数付近に注目、DCと1kHzまでのACを測定、機能と精度を評価した。

2. 提案手法

電流センサを設置するための空間が限られている状況で、DCから数MHzまで広帯域に電流測定するためには磁気コアのない省サイズ構成が必要である。そこで、DCから低周波までの電流測定には磁気センサとして複数のホール素子を、低周波から数MHzのAC測定にはログスキーセンサを用いた。これらを互いの周波数特性が平坦な周波数で結合することで、コアレスで広帯域に渡って電流の測定を可能にした。Fig. 1にセンサ全体の構成図を示す。

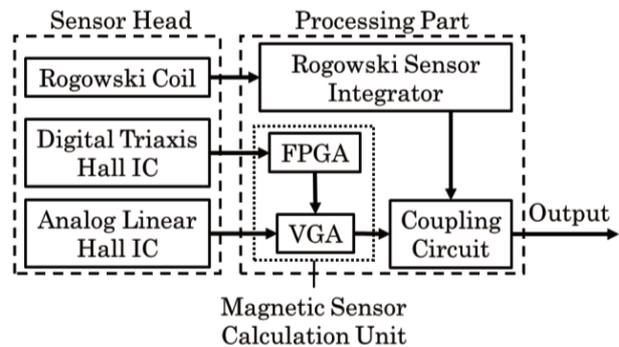


Fig. 1 Overall configuration of sensor signal processing.

センサヘッドをより小型化するため、磁気センサとログスキーコイルの信号の処理はセンサヘッドと切り離れた回路部にて行う。このように構成することで従来の大電流測定が可能なCT型プローブ⁷⁾と比べると、体積にして約1/8程度に小型化できる。

次に、磁気センサを用いた低周波領域の電流測定手法を述べる。測定電流から発生される磁界を2種類のホールICで測定する。アナログ1軸リニアホールICで磁界を測定、出力された電圧信号をVGA (Variable-Gain Amplifier: 可変増幅器)にて増幅する。このVGAはFPGA(Field-Programmable Gate Array)にて制御されている。FPGAには後述の電流推定アルゴリズムが内蔵されており、複数のデジタル3軸ホールICで測定した磁界をもとに既知のセンサ位置と未知の導線の推定位置に基づいた補正係数を算出しVGAを制御する。2種類のホールICを使用している理由について述べる。デジタル3軸ホールICは素子の性質上10 msec以上の遅延を持っておりリアルタイム性が悪い。波形出力のためにこの素子を用いることはできない。一方、アナログ1軸リニアホールICは遅延が200 μsec程度と少なくともリアルタイム性に問題はないが、単体では導線との距離が分からず電流値に換算することができない。これらの問題を相補するため、波形出力にアナログ1軸リニアホールICを用い、補正係数を算出するための磁界測定にはデジタル3軸ホールICを用いる。

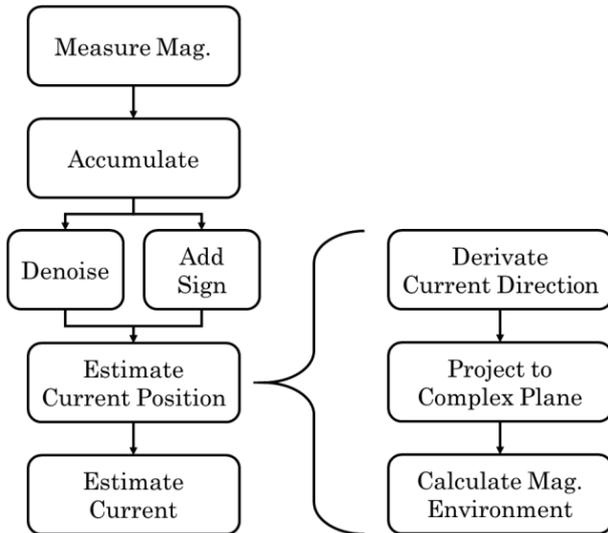


Fig. 2 Flow diagram of current estimation algorithm.

デジタル3軸ホールICの測定値を用い、アナログ1軸リニアホールICの補正係数を算出するためのアルゴリズムについて述べる。補正係数算出アルゴリズムのフロー図を Fig. 2 に示す。磁界を測定しそのデータを蓄積した後、雑音除去・符号付加して電流位置を推定する。推定した電流位置をもとにアナログ1軸リニアホールICの信号を補正する。

まず、磁気センサの低周波のAC測定にも対応した雑音除去・符号付加方法について述べる。一般的に、AC信号をそのまま平均処理すると、雑音とともに信号まで低減させてしまうことがある。そのため、測定値の絶対値を取って平均処理する。しかし、後述の電流位置推定には測定値の大きさと符号の両方が必要なので、雑音除去と平行して符号付加を行う必要がある。符号付加部分では、一定期間蓄積した測定値のセットから測定値の絶対値が最大となっているときの同一時間の各センサ、各軸測定値の符号を取得する。この符号情報を雑音除去後の測定値に掛けて符号を付加する。

次に、電流位置推定部分について述べる。ここでは、電流測定時の周囲環境が測定する往路電流に近接して平行かつ逆向きに復路電流が流れている場合を想定したものについて述べる。

センサヘッド内にあるデジタル3軸ホールICには往路導線と復路導線に流れる被測定電流からそれぞれ生じる往路磁界 H_{mg} ($m=1, 2, \dots$)と復路磁界 H_{mr} と電流に依らず均一に作用する背景磁界 z が印加される。この時、各磁気センサに加わる磁界 H_m は下記のように表せる。

磁気センサに印加される磁界ベクトル：

$$H_m = H_{mg} - H_{mr} + z \quad (1)$$

一例として、 m 番目のセンサにおける磁界を示す。

- 導線に流れる電流： J
- 導線に流れる電流の方向ベクトル： j
- 三次元空間上の電流に依らず均一に作用する背景磁界ベクトル： z
- 三次元空間上の往路導線位置ベクトル： v_1
- 三次元空間上の復路導線位置ベクトル： v_2

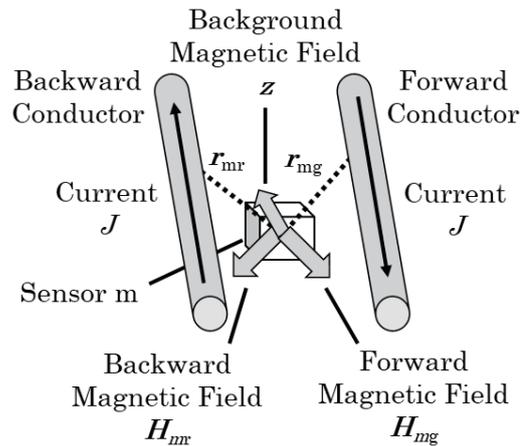


Fig. 3 Measurement environment of sensor m^{th} ($m=1, 2, \dots$).

三次元空間上の磁気センサ位置ベクトル： x_m
 とするとアンペールの法則によりセンサに加わる磁界 H_m は、

$$H_m = \frac{J(j \times r_{mg})}{2\pi \|r_{mg}\|^2} - \frac{J(j \times r_{mr})}{2\pi \|r_{mr}\|^2} + z \quad (2)$$

となる。ここで、導線位置 v_1, v_2 は導線上の任意の位置なので、この導線位置を磁気センサに垂直な磁界を発生させる位置に移して考える必要がある。そのための変換式は、

$$r_{mg} = (I - jj^T)(x_m - v_1) \quad (3)$$

$$r_{mr} = (I - jj^T)(x_m - v_2) \quad (4)$$

と表される。この r_{mg}, r_{mr} をもとに位置補正係数を算出する。

Fig. 3 にセンサ m の磁界測定環境を示す。

電流位置の推定について詳細に述べる。まず、電流方向を算出する。電流方向は往路復路ともに磁界ベクトルと直交するため、各デジタル3軸ホールICの磁界ベクトルの差分により背景磁界を除去でき、またその外積方向は電流の方向と一致する。そのため、電流の方向ベクトルはセンサ 1,2,3 を用いるとすると、

$$j = \frac{(H_3 - H_1) \times (H_2 - H_1)}{\|(H_3 - H_1) \times (H_2 - H_1)\|} \quad (5)$$

と表すことができる。ここから、電流に対して垂直となる複素平面 Γ に対して導線位置、磁気センサ位置、磁界ベクトルを射影する。射影後の導線、導線位置、磁気センサの位置は下記のように書き換えられる。

- 複素平面 Γ 上の磁界： $\eta_m = \eta_{mg} - \eta_{mr} + \zeta$
- 複素平面 Γ 上の背景磁界： ζ
- 複素平面 Γ 上の往路導線位置： v_1
- 複素平面 Γ 上の復路導線位置： v_2
- 複素平面 Γ 上の磁気センサ位置： ξ_m

以上から複素平面 Γ に射影した磁気センサの受ける磁界 η_m は、

$$\eta_m = \frac{iJ}{2\pi(\xi_m - v_1)^*} - \frac{iJ}{2\pi(\xi_m - v_2)^*} + \zeta \quad (6)$$

となる．このように複素平面に射影することで，3次元空間よりも演算の手間を省くことができる．式(6)を解くことで複素平面 Γ 上の導線位置 v_1, v_2 と磁気センサ位置 ξ_m が求められる．これらを三次元空間上に復元し，式(3),(4),(5)を用いて I_{mg}, I_{mr} を算出する．この I_{mg}, I_{mr} はデジタル3軸ホールICと電流位置の距離になるので，アナログ1軸リニアホールICと電流位置の距離に直して補正係数を算出する．ホールICの位置は基板・センサヘッド筐体設計時にあらかじめ規定しておくものであり，既知の値である．なお，式(6)を解くにあたり必要なセンサ数は最低4個，つまり m は4以上である必要がある．Fig. 3のような電流環境以外に，復路電流の磁界が各ホール素子に均一に当たると近似できる場合の電流推定も可能である．その場合は式(1)の第二項目が第三項目に吸収される形となる．

3. 実験方法

実験構成図を Fig. 4，センサヘッド写真を Fig. 5，センサヘッドの配置及び内部の図を Fig. 6 に示す．太さ5mmの2本のアルミ棒を中心間距離14mmで平行に配置する．電流源の正極負極を2本のアルミ棒の片端にそれぞれ取り付け，もう片端は短絡する．センサヘッドは測定導線上に配置し，ログスキーコイルはどちらかの導線をクランプする．参照として，電流プローブを測定導線と電流源の間の導線をクランプして測定する．なおDC感度測定以外では，DCで算出した補正係数を使用した．

DC感度測定では，作製した電流センサモジュールのうち，特に電流推定の精度を評価するために-60~60Aまで0Aを除く10A刻みで測定した．

周波数特性測定では，低周波側測定信号と高周波側測定信号がそれぞれ加算回路にて正しく足し合わされ，特性が平坦になっているかを評価するため，振幅を20Ap-pに固定し，周波数を1Hzから1kHzで測定した．1kHzよりも高い周波数では測定信号がログスキーセンサの測定信号のみになり，既知の特性になるので省略した．

DCオフセットしたAC測定では，加算回路にてそれぞれの信号が正しく加算されるかを確認するため，-7AのDCオフセットしたAC:14Ap-p,1kHzの電流を測定した．

矩形波測定は，測定波形が立ち上がり立ち下がりに追従し，平坦部分にてログスキーセンサ単体使用時で見られる垂下特性が現れていないことを確認するため，20Ap-p,1kHzの矩形波を測定した．

さらに，導線とセンサの位置関係が変化しても電流推定アルゴリズムにて補正を行えるか確認するため，導線の中心間距離を14,16.5,22,24.5,27,29.5mmとしてDC60Aの測定を行った．センサヘッドは，センサヘッド内部の磁気センサが各導線から等距離になるように配置した．

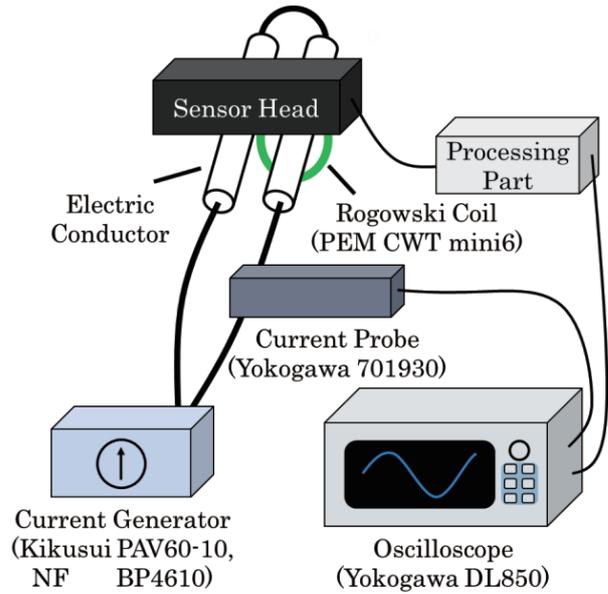


Fig. 4 Schematic view of experimental set-up.

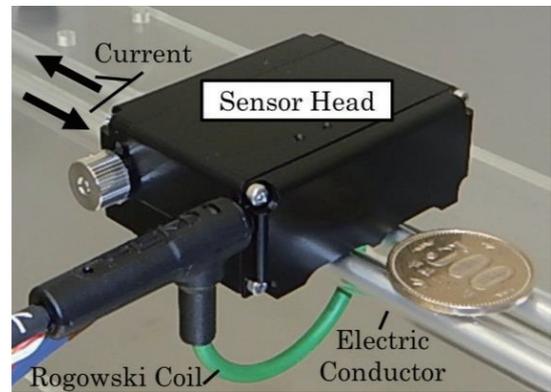


Fig. 5 Image of the sensor head on the electric conductor.

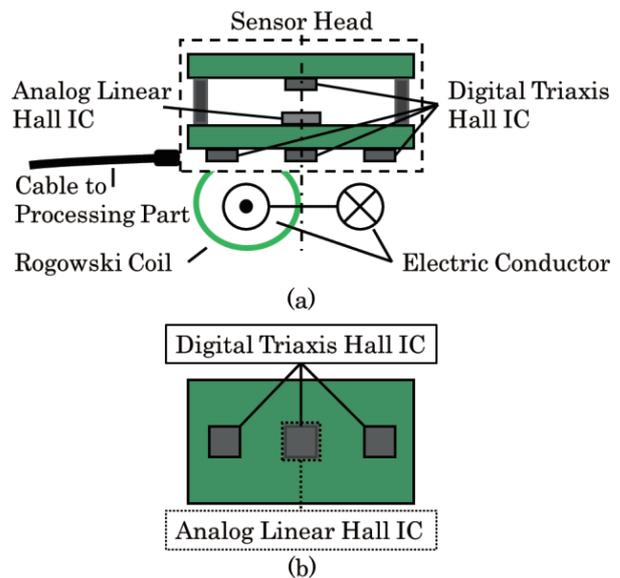


Fig. 6 Layout drawing of magnetic sensors. (a) Side view and (b) bottom view.

4. 実験結果と考察

Fig. 7 の DC 感度測定では印加電流と測定電流は個々の点ではほぼ 1:1 に対応していることを確認した。また、誤差の分布が補正係数の分布と一致していることを確認した。この誤差の要因は電流レンジを 1000 A とした中で、測定電流値が電流レンジの 10 %以下と小さいことによると考えられる。補正係数の誤差要因は、デジタル 3 軸磁気センサの 28 $\mu\text{Tp-p}$ のノイズフロアによる影響と考えられる。28 $\mu\text{Tp-p}$ は今回の実験環境では約 1 A に相当し、1000 A に対しては 0.1 %程度の差だが、10 A では 10 %程度の差となる。このノイズフロアは電流値に依らず一定のため、電流値が大きくと測定磁界が大きくなり、演算誤差は小さくなると考えられる。また、近似直線の切片はアナログ 1 軸リニアホール IC または結合回路のオフセット、もしくは推定アルゴリズムの演算誤差によるものと考えられる。オフセットに関しては回路上のトリマによって調節可能であり、演算誤差についてはアルゴリズム内部のパラメータの調整等で 0 に近づけることは可能と考えられる。

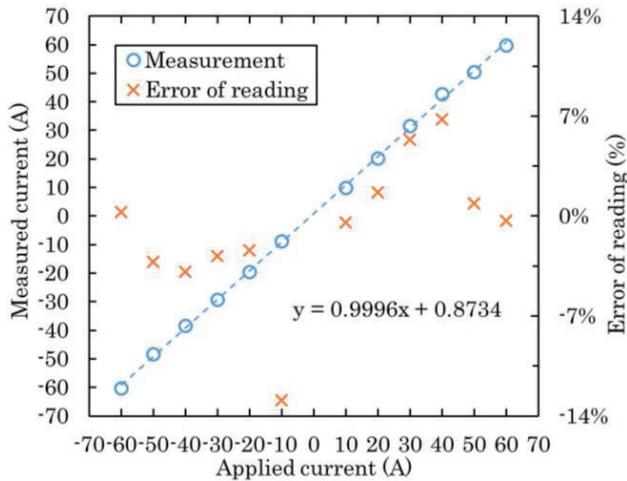


Fig. 7 DC sensitivity.

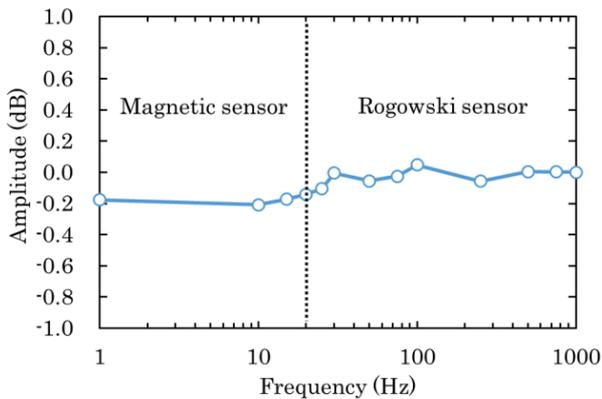


Fig. 8 Frequency characteristic of the current sensor coupled with that of Rogowski sensor.

Fig. 8 の周波数特性測定では 1 kHz の測定値を基準として、最大約 0.2 dB の誤差を確認した。ロゴスキーコイルと導線の位置によりこの程度の誤差は出うるものなので許容範囲である。また、信号を結合する周波数付近での誤差なので、位置補正係数や結合回路の定数を調整することでさらに平坦な特性にできると考えられる。

Fig. 9 に DC オフセットした AC の測定結果を示す。磁気センサにて測定した DC と、ロゴスキーセンサにて測定した AC の測定信号が結合されていることが分かる。なお、参考測定値との差分が 0.2 Ap-p 程度、14 Ap-p に対して約 1.5 %となっていることを確認した。この誤差は周波数特性測定結果でも述べた通り、ロゴスキーセンサと導線の位置関係から出うる誤差と同等であり許容範囲である。

Fig. 10 に矩形波測定を示す。矩形波の波形が再現され、測定波形が立ち上がり立ち下がりには追従し、平坦部分にてロゴスキーセンサ単体使用時で見られる垂下特性が現れていないことが分かる。また、参考測定値との差分が、立ち上がり立ち下がり部分を除くと 0.2 Ap-p 程度、20 Ap-p に対して約 1 %となっていることを確認した。また、立ち上がり、立ち下がりの瞬間に誤差が大きくなることから、位相が一致していないことがわかる。位相の差は位置補正係数や結合回路の定数を調整することで 0 に近づけることが可能と考えられる。

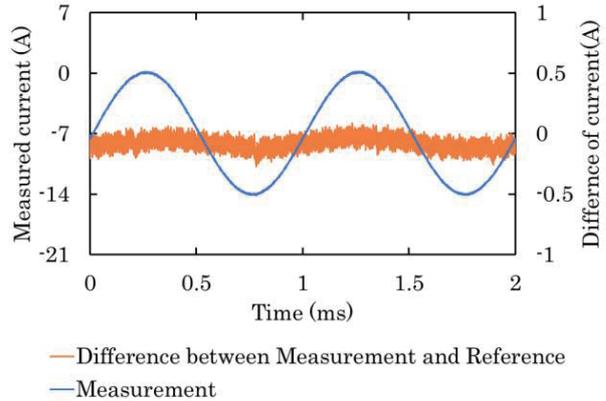


Fig. 9 Measurement of AC with DC offset.

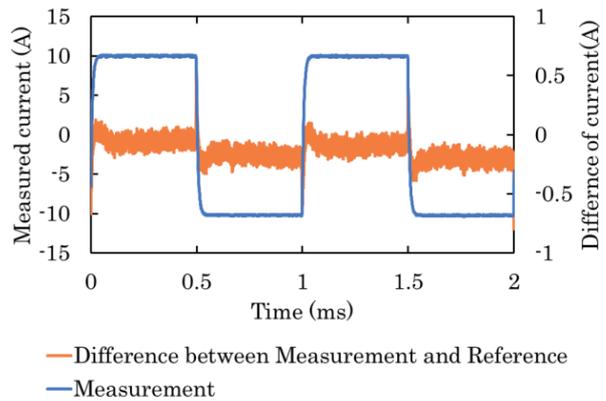


Fig. 10 Measurement of square wave.

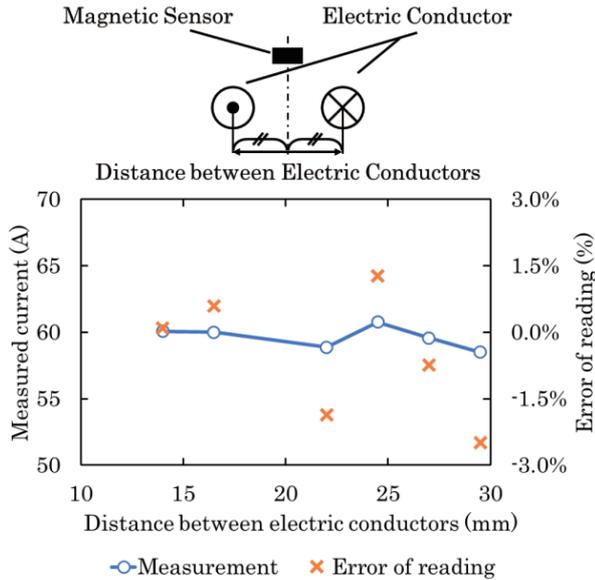


Fig. 11 Measurement of variable distance between electric conductors.

Fig. 11 にセンサが各導線から等距離になるように配置して、中心間距離を変化させた時の電流測定結果を示す。全ての測定点において誤差が±2.5%以内に収まっていることを確認した。導線の中心間距離が14 mmから29.5 mmに変化することで、計算上ではデジタル3軸磁気センサにかかる合成磁界は最大で20%程度変動する。導線とセンサの位置関係が変化しても位置補正が適切に行われていると考えられる。

5. まとめ

ホール素子とログスキーセンサを組み合わせた、従来のセンサより体積にして1/8程度の小型でDC測定可能な広帯域コアレス電流センサについて示した。DCから低周波のAC測定に複数の磁気センサを用いていることについて述べた。電流推定アルゴリズムではDCから低周波のAC測定に対応した雑音除去及び符号付加処理に加え、測定する電流の環境においては、往路と復路が近接して平行な場合に対応した補正係数演算について述べた。Fig. 7~11では上記の測定原理が正しいことを示した。

今後は測定信号をリアルタイムで補正、測定できるように改良する。

謝辞 本論文は横河電機イノベーションセンターにて行った研究をまとめたものです。研究開発部長の加藤暁之氏、グループ長の吉武哲氏には多大のご支援とご理解を頂きました。ここに心から感謝いたします。

References

- 1) https://www.nikkei.com/article/DGXLASDC26H3R_W7A720C1EA2000/ (As of October 4, 2019).
- 2) <https://cdn.tmi.yokogawa.com/BU7019-30.jp.pdf> (As of October 4, 2019).
- 3) W.F. Ray and R.M. Davis: *EPE Journal*, **3**, 51 (1993).
- 4) W.F. Ray: *EPE Journal*, **3**, 116 (1993).
- 5) Alps Green Devices Co., Ltd: Kokai Tokkyo Koho JP 2011-164019 (2011).
- 6) <http://www.pemuk.com/Userfiles/CWT/CWT%20-%20Technical%20notes%20-%2020001.PDF> (As of October 4, 2019).
- 7) <https://tmi.yokogawa.com/jp/solutions/products/oscilloscopes/current-probes/701931-current-probe-2-mhz500-arms/> (As of October 4, 2019).

2019年10月10日受理, 2019年11月27日再受理, 2019年12月24日採録

フリップチップボンディングによる高周波駆動薄膜磁界センサモジュール

Coplanar line type thin film magnetic field sensor with flip chip bonding

工藤春陽^{a)†}・植竹宏明^{b)}・小野寺英彦^{c)}・トンタット ロイ^{a)}・沖田和彦^{d)}・藪上 信^{a)d)}・
早坂淳一^{b)}・荒井賢一^{b)}

^{a)} 東北大学大学院工学研究科, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-5 (〒980-8579)

^{b)} 電磁材料研究所, 富谷市成田 9-5-1 (〒981-3341)

^{c)} 東北学院大学, 多賀城市中央 1-13-1 (〒985-8537)

^{d)} 東北大学大学院医工学研究科, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-5 (〒980-8579)

H. Kudo^{a)†}, H. Uetake^{b)}, H. Onodera^{c)}, L. Tonthat^{a)}, K. Okita^{d)}, S. Yabukami^{a)d)},

J. Hayasaka^{b)}, and K.I. Arai^{b)}

^{a)} Graduate School of Engineering, Tohoku Univ., 6-6-5 Aramaki Azaaoba, Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan

^{b)} Research Institute for Electromagnetic Materials, 9-5-1 Narita, Tomiya 981-3341, Japan

^{c)} Tohoku Gakuin Univ., 1-13-1 Chuo, Tagajo 985-8537, Japan

^{d)} Graduate School of Biomedical Engineering, Tohoku Univ., 6-6-5 Aramaki Azaaoba, Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan

A very sensitive thin-film sensor was developed by using a straight coplanar line-type sensor with flip chip bonding. SrTiO film (about 3- μm thick), amorphous $\text{Co}_{85}\text{Nb}_{12}\text{Zr}_3$ film and Cu/Cr film (2 $\mu\text{m}/0.2 \mu\text{m}$) were fabricated. We discuss the high-frequency characteristics and sensitivity of the sensor element through comparison of cases with and without flip chip bonding. Good sensitivity with a phase change of over 290 degrees/Oe was obtained with flip chip bonding.

Key words: magnetic sensor, thin film, coplanar line, flip chip bonding

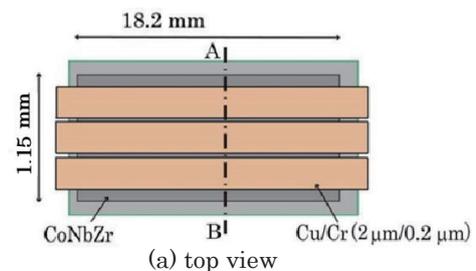
1. はじめに

代表的な高感度磁界センサとして超伝導量子干渉磁束計(SQUID)^{1)~2)}や光ポンピング法³⁾があり, 生体磁気計測, 非破壊検査等へ応用されている. しかし SQUID 磁束計は超伝導現象を利用するためセンサヘッドを液体ヘリウム等で冷却する必要があり, 高コストかつ煩雑なメンテナンスが要求されることから, 一部の医療機関や研究機関に限定的に設置されている. 一方, 近年は室温で動作する高感度磁界センサの研究も活発に行われており, フラックスゲートセンサ⁴⁾, MIセンサ⁵⁾, GMRセンサ⁶⁾, TMRセンサ⁷⁾の高感度化も報告されている.

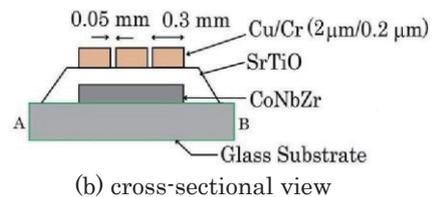
筆者らはこれまで磁性薄膜を伝送線路構造に構成し, GHz帯の高周波キャリア通電による表皮効果, 強磁性共鳴を利用したセンサを開発し, 磁気シールドなしで健常者の心磁界多点計測に成功した^{8)~9)}. また高周波駆動に関するセンサ素子の感度等を検討してきたものの^{10)~13)}, センサモジュール全体として高周波動作に関する検討はほとんど行ってこなかった. 本センサは他のセンサと異なり 1 GHz以上の高周波キャリアでを使用することから, センサ素子の感度を損なうことなく, 基板等実装したモジュールとして安定的に動作させることは本センサ開発および応用を検討する上で, 重要な技術的課題である.

そこで本稿では, 伝送線路および磁性薄膜を薄膜プロセスにより一体化した直線コプレーナ構造の薄膜磁界センサを作製し, フリップチップボンディングによりインピー

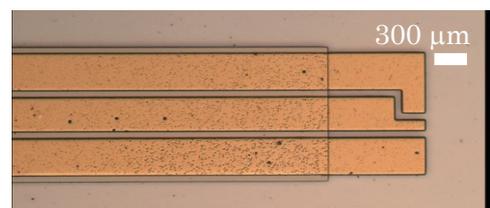
ダンス整合を極力維持できるモジュールを開発した. その結果, 1.5 GHz程度までのキャリアであればセンサ素子単独とフリップチップボンディングで実装したセンサの高周波特性, 磁界に対してほぼ同等の感度等が得られた. フリップチップボンディングにより実装したセンサにおい



(a) top view



(b) cross-sectional view



(c) photograph of sensor

Fig. 1 Schematic view of sensor.

Table 1 Film thickness and sensor number

Thickness (μm)		Number of samples	
CoNbZr	SrTiO	Before bonding	After bonding
1.0	3.0	10	10
2.0	3.0	10	10
5.0	3.0	10	9
6.3	3.8	10	9
8.0	4.8	10	10
10.0	8.0	10	2

Table 2 Sputtering conditions

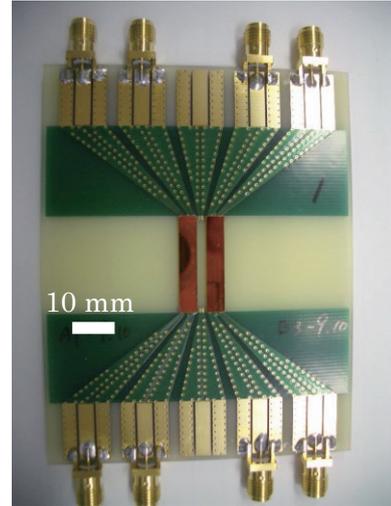
	CoNbZr	SrTiO	Cu / Cr
Power (W)	200	200	200
Ar pressure (mTorr)	5	20	20
Thickness (μm)	1-10	3	2 / 0.2

てキャリア信号の振幅と位相差における感度の相違点, CoNbZr 薄膜の膜厚に対する感度の依存性等について明らかとしたので報告する.

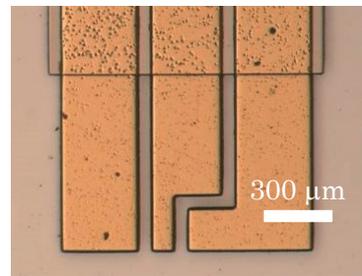
2. 実験方法

Fig. 1 は直線コプレーナ型線路により構成される薄膜磁界センサ素子の構造を示したもので, Fig. 1(a)は上面図, Fig. 1(b)は(a)の AB 断面図, Fig. 1(c)は上部からのセンサ素子端部付近の写真を示している. Table 1 は今回試作したセンサの膜厚およびセンサの個数, Table 2 は成膜条件を示している. センサ素子は CoNbZr 薄膜の上部に直線コプレーナ構造(長さ 19.8 mm)を有する. ガラス基板 (25 mm \times 25 mm, 1 mm 厚)上にアモルファス CoNbZr 薄膜(1.15 mm \times 18.2 mm)を成膜し, SrTiO 薄膜(約 3 μm 厚)を介して Cu 薄膜によるミアンダコプレーナ線路(300 μm 幅, ギャップ 50 μm , 2 μm 厚)をそれぞれリフトオフにより作製した. SrTiO 薄膜と Cu 薄膜の間には Cr 薄膜(0.2 μm 厚)を中間層として積層した. コプレーナ導体パターンは特性インピーダンスがほぼ 50 Ω になるように作製した. ただし磁性薄膜を密着配置しているため, 特性インピーダンスは 50 Ω から大きく変化するとともに虚数分も生じる. CoNbZr 薄膜は RF スパッタにより成膜し, 回転磁界中熱処理(300 $^{\circ}\text{C}$, 2 時間, 0.3 T)の後, 静磁界中熱処理(300 $^{\circ}\text{C}$, 1 時間, 0.3 T)を施して, コプレーナ導体の幅方向へ磁気異方性を誘導した. SrTiO 薄膜は基板加熱しながら RF スパッタにより成膜し, 成膜時の基板加熱温度は 160 $^{\circ}\text{C}$ とした. キャリア信号はコプレーナの中心導体流れ, CoNbZr 薄膜には導通しない. SrTiO 薄膜は既報¹³⁾と同一条件で成膜していることから, その比誘電率はおおよそ 31 と考えられる.

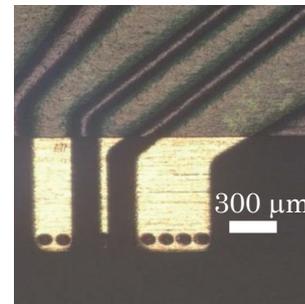
Fig. 2(a)はフリップチップボンディングによりセンサ素子(写真ではセンサ素子の裏面が見えている)とプリント基板を接続した写真である. Fig. 2(b)はセンサ素子の導体薄膜の写真を表し, Fig. 2(c)はプリント基板側導体パターンを表している. Fig. 2(b)と Fig. 2(c)の導体間を銀ペー



(a) photograph of sensor element set on printed circuit board



(b) conductor of sensor element



(c) conductor of printed circuit board

Fig. 2 Photograph of sensor and printed circuit.

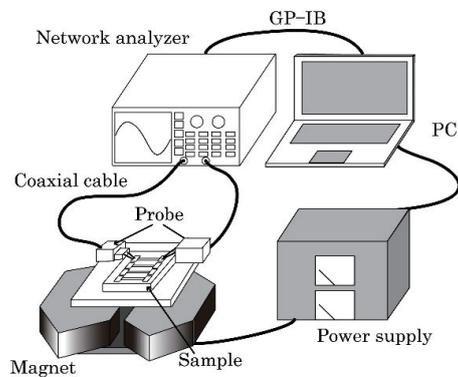


Fig. 3 Schematic diagram of experimental setup.

ストにより電氣的に接続した. プリント基板のコプレーナ導体パターンはおおよそ 50 Ω の特性インピーダンスにな

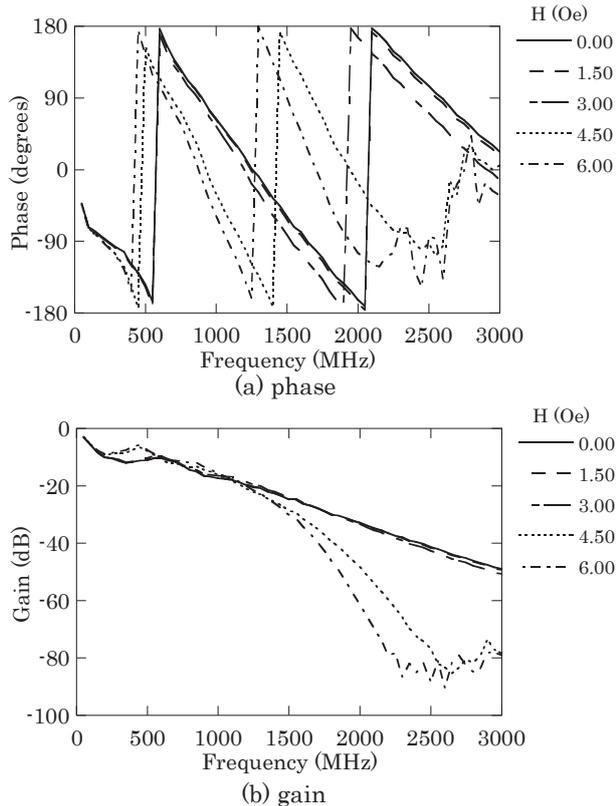


Fig. 4 Output of sensor element (CoNbZr film thickness was 1 μm).

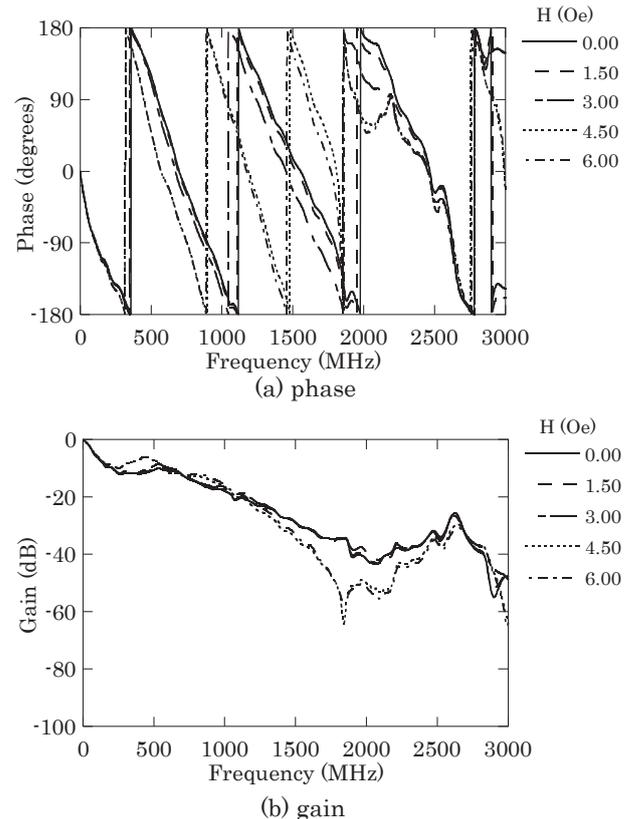


Fig. 5 Output of sensor after flip chip bonding (CoNbZr film thickness was 1 μm).

るように作製した。フリップチップボンディングはコネクテックジャパン株式会社で実施した。

Fig. 3 は磁界に対するセンサの応答性の計測方法を模式的に示したものである。センサの評価には市販のウエハプローブ(GSG-40-150A)を用いてセンサ素子と電気的に接続し、ゆっくりとバイアス磁界を変化させて、ネットワークアナライザ(HP8722ES)の透過法測定によりキャリアの振幅変化および位相変化を求めた。周波数範囲は 10 MHz-10 GHz とし、バンド幅は 1 kHz, 平均化回数は 16 回, RF 投入電力は 0 dBm とした。キャリアレーションは予め無磁界でセンサ素子の代わりに十分短いスルーのコプレーナ線路(特性インピーダンスは 50 Ω)をウエハプローブに接触し、ネットワークアナライザのスルー測定により、同軸ケーブル, ウエハプローブの分の電気長, 損失, 接触抵抗等を校正し, その後主測定を行った。

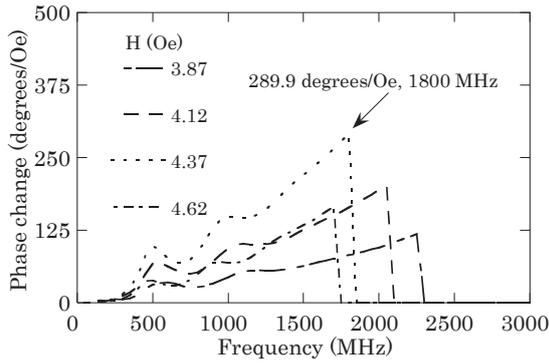
3. 測定結果

Fig. 4 は Fig. 1 のセンサ素子単独において, 磁界に対するキャリアの位相変化, 振幅変化を周波数に対して示したものである。CoNbZr 薄膜の膜厚は 1 μm 厚とした。コプレーナ線路長手方向(磁化困難軸方向)への直流磁界を 0 Oe から大きくすることにより, センサ素子においてコプレーナ線路幅方向(磁化容易軸方向)における CoNbZr 薄膜の透磁率は増加する。これにより Fig. 4(a)によれば磁界印加に伴うキャリアの位相は周波数が高くなるに従っ

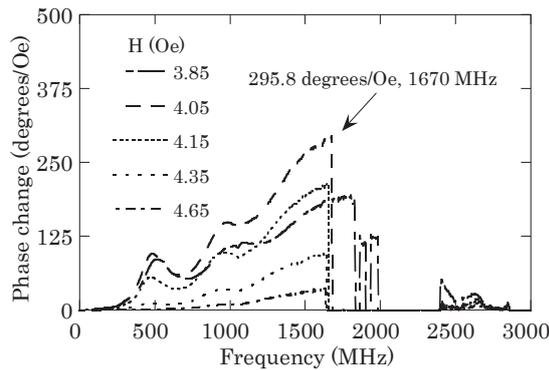
て, 大きく変化している。これは CoNbZr 薄膜の透磁率が増加したことにより実効的な伝送線路の波長が短くなったため, 位相変化が大きく観測されたためと考えられる。一方透磁率が大きくなることでインピーダンス不整合および CoNbZr 薄膜の強磁性共鳴に基づく損失が大きくなり, 振幅は 1.5 GHz 以上では急速に減少し, フィルタ的な周波数依存性となっている。

Fig. 5 は同一センサをフリップチップボンディングした後の磁界に対するキャリアの位相変化, 振幅変化を周波数に対して示したものである。Fig. 4 に比較して, 1.5 GHz 以上の帯域では磁界を変化させた場合における位相変化および振幅変化が鈍くなっており, 高周波域での透磁率変化が測定されにくくなっている。この原因としては Fig. 2(a)におけるプリント基板の取り出し部分におけるコプレーナ線路の内部導体幅が一部不連続に作製され, その部分における多重反射が反映されたものと考えられる。

Fig. 6 はセンサ単独とフリップチップボンディング後の周波数に対する位相変化感度を示している。いずれも振幅の減衰が -40 dB 以上確保出来る範囲で表している。これは心磁界計測等の微弱磁界検出における SN 比を確保する観点からの目安として設定した^{8)~9)}。振幅の減衰が -40 dB 以上を満たす範囲でセンサ素子単独で位相変化感度が最大となるのは約 1.8 GHz で 290 degrees/Oe を得た。一方フリップチップボンディング後には上記の一部が不整合である等により, 最適条件におけるキャリア周波数

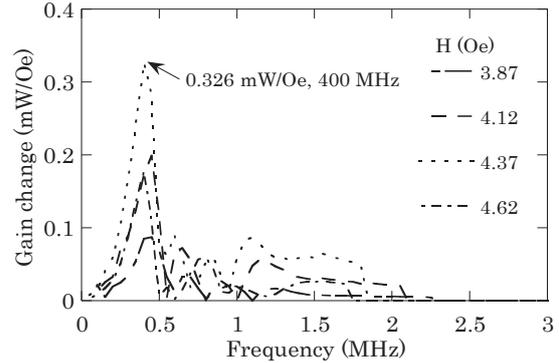


(a) sensor element (before flip chip bonding)

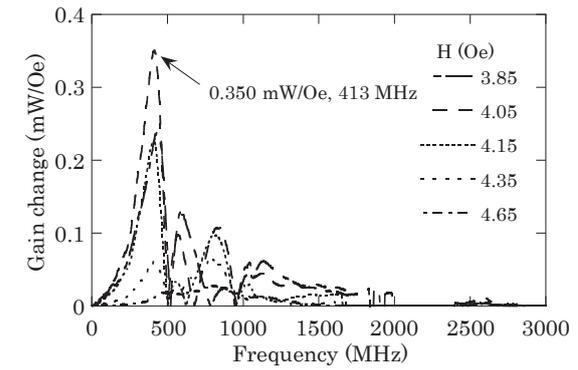


(b) after flip chip bonding

Fig. 6 Phase change of sensor output (CoNbZr film thickness was 1 μm).



(a) sensor element (before flip chip bonding)



(b) after flip chip bonding

Fig. 7 Gain change of sensor output (CoNbZr film thickness was 1 μm).

は低周波化し、約 1.7 GHz で 296 degrees/Oe とほぼ等しい高感度化が得られた。本センサ素子の高感度化される周波数帯(1.8 GHz 前後)ではフリップチップボンディング用基板の一部不整合の影響は限定的であったためと考えられる。

一方 Fig. 7 は周波数に対する振幅変化感度を示した。センサ素子単独およびフリップチップボンディング後ともに約 400 MHz においてキャリアの振幅変化感度は最大となった。振幅の減衰が -40 dB 以上を満たす範囲の振幅変化感度はフリップチップボンディング前後でセンサ素子単独に比較してほぼ等しい感度となった。一方 1.8 GHz 以上では、フリップチップボンディング後の振幅変化感度はセンサ単独の場合に比較しておよそ 50% 以下へ極端に劣化した。振幅検出と位相検出での感度を比較すると、最高感度を得たバイアス磁界強度はほぼ一致するものの、最適なキャリア周波数は大きく異なった。これは検出方法の違いによるものと考えられる。位相変化を検出する場合には、磁性薄膜の強磁性共鳴周波数付近において複素透磁率の位相変化が最大となることから、高周波動作が有利であることが了解される。一方、振幅変化を検出する場合にはキャリア信号強度が最も大きく変化する条件であることから、減衰がさほど顕著でない数 100 MHz 付近となったためと考えられる。

Fig. 8, 9 は 10 個のサンプルでの CoNbZr 薄膜の膜厚に対するセンサの位相変化感度、振幅変化感度の平均値およ

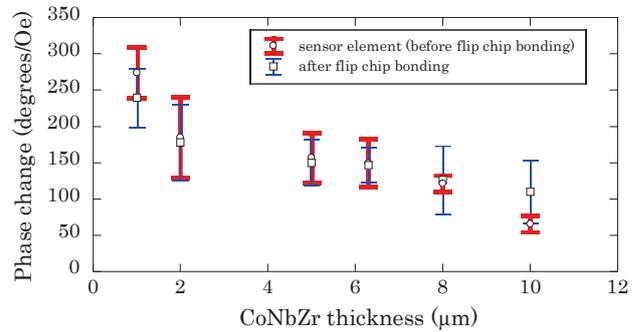


Fig. 8 Maximum phase change as function of CoNbZr film thickness.

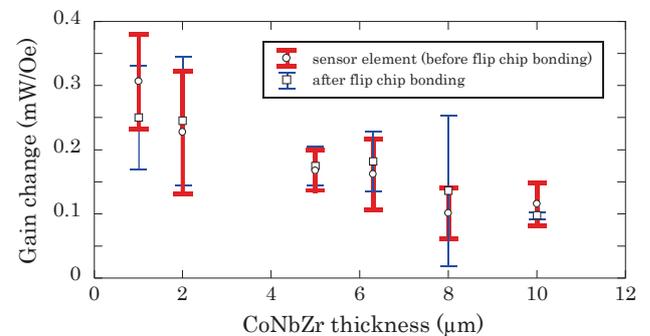


Fig. 9 Maximum gain change as function of CoNbZr film thickness.

び標準偏差を示したものである。それぞれセンサ素子単独とフリップチップボンディング後の結果を併記している。なおセンサの SN 比を良好に保つために透過係数(S_{21})の

ゲインは−40 dB以上を満たす範囲に限定して抽出している。Fig. 8, 9によれば CoNbZr の膜厚が薄いほどセンサの位相変化感度・振幅変化感度は高くなった。これは膜厚が薄い方が形状磁気異方性により面内の反磁界が弱まるため、面内の透磁率が大きくなると考えられる¹⁴⁾が、さらに CoNbZr 薄膜の膜厚が薄くなると磁性体の体積が減るためセンサ感度は悪化するものと考えられる。一方センサ単独とフリップチップボンディング後を比較すると、1 μm 厚の場合はセンサ単独の方が感度は高かったものの、全体的には感度の平均値はほぼ等しかった。これはゲインが−40 dB を超える条件を加味すると最適周波数が 1.0 GHz-1.7 GHz 程度となり、フリップチップボンディング電極のインピーダンス不整合の影響を比較的受けにくいためと考えられる。

4. まとめ

1. アモルファス CoNbZr 薄膜と SrTiO 薄膜を組み合わせた直線コプレーナ線路薄膜磁界センサを薄膜プロセスにより一体的に作製し、フリップチップボンディングによるモジュールを開発した。
2. フリップチップボンディング後のセンサ素子では 1.8 GHz 付近に共振が見られ、帯域が制限された。これはプリント基板の不整合部分の影響と考えられる。
3. CoNbZr 薄膜の膜厚が 1 μm の際に磁界に対する位相変化および振幅変化の感度は最も高くなった。センサ素子とフリップチップボンディング後で感度はほぼ等しかった。

謝辞 本研究の一部は科研費(16H04378)の研究成果である。

References

- 1) T. Tsuji and M. Kotani: *The Japanese journal of medical instrumentation*, **60**, 327–332 (1990).
- 2) T. Tomita, A. Arakawa, K. Shinada, N. Matsuda, K. Nakano, Y. Yamada, and Y. Yoshida: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **22**, 913–916 (1998).
- 3) S. Groeger, G. Bison, P. E. Knowles, R. Wynands, and A. Weis: *Sens. Actuator A Phys.*, **129**, 1–5 (2006).
- 4) T. Uchiyama: *J. Inst. Elect. Engnr. Jpn.*, **136**, 10–13 (2016).
- 5) I. Sasada, and H. Karo: *J. Inst. Elect. Engnr. Jpn.*, **136**, 18–21 (2016).
- 6) <https://product.tdk.com/info/ja/techlibrary/developing/bio-sensor/index.html> (As of October 10, 2019).
- 7) Y. Ando: *J. Inst. Elect. Engnr. Jpn.*, **136**, 22–25 (2016).
- 8) S. Yabukami, K. Kato, T. Ozawa, N. Kobayashi, and K. I. Arai: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **38**, 25–28 (2014).
- 9) S. Yabukami, K. Kato, T. Ozawa, N. Kobayashi, and K. I. Arai: *IEEJ Trans. Fundam. Mater.*, **133**, 372–375 (2013).
- 10) S. Yabukami, H. Uetake, K. Moriya, T. Tominami, and H. Onodera: *IEEJ Trans. Fundam. Mater.*, **137**, 460–465 (2017).
- 11) H. Uetake, T. Kawakami, K. Moriya, S. Yabukami, and T. Ozawa: *IEEE Trans. Magn.*, **51**, 4005003 (2015).
- 12) H. Uetake, T. Kawakami, S. Yabukami, T. Ozawa, N. Kobayashi, and K. I. Arai: *IEEE Trans. Magn.*, **50**, 4007604 (2014).
- 13) H. Uetake, S. Yabukami, T. Chiba, T. Ozawa, N. Suzuki, N. Kobayashi, and K. I. Arai: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **38**, 83–86 (2014).
- 14) A. Hosono and S. Tanabe: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **17**, S2_69–73 (1993).

2019年10月31日受理, 2020年2月21日採録

パルスレーザーを用いた高周波近傍磁界計測における新しい同期手法の提案

Proposal of new synchronization method in high frequency near magnetic field measurement using pulsed laser

立岡大青[†], 栢修一郎, 石山和志

東北東大学電気通信研究所, 仙台市青葉区片平 3-1-1 (〒980-8577)

D. Tatsuoka[†], S. Hashi, and K. Ishiyama

Research Institute of Electrical Communication, Tohokuto Univ., *Katahira 3-1-1, Aoba-ku, Sendai 980-8577, Japan*

In recent years, EMC problems have been worried such as device malfunctions by leakage electromagnetic waves. To overcome this problem, we need the ability to accurately measure the high-frequency magnetic field. Generally, a loop coil is used to measure a high-frequency magnetic field, but the magnetic field distribution is disturbed because it's made of metal. Therefore, we use magneto-optic crystal and pulsed laser to detect magnetic field, which is low invasiveness against the magnetic field. In addition, by using the stroboscopic method, we can measure AC magnetic field with phase information. However, to use the stroboscopic method, it is necessary to synchronize the pulsed laser oscillation and the magnetic field to be measured. In previous studies, a reference synchronization signal was used to synchronize the magnetic field to be measured and laser oscillation. In this study, we made a laser trigger signal from the output signal from the VCO (Voltage Controlled Oscillator). While magnetic fields to be measured are GHz band, using frequency divider allows to make it as the laser trigger frequency with the specified fraction of the integer. In addition, using the proposed technique, we confirmed that the leakage magnetic field inside the VCO circuit could be measured.

Key words: magnetic optical effect, garnet, synchronization, magnetic field measurement

1. はじめに

近年、電子機器の高性能化に伴い、LSI の高密度化による素子や配線間隔の縮小、駆動周波数の高周波化や低消費電力を目的とした低電圧駆動による電磁耐性の低下が原因となり、電子機器が EMI の影響を受けやすくなってしまい¹⁾、発生する漏洩電磁波により誤作動が誘発されるという問題が懸念されている。この問題の解決には、漏洩電磁波発生箇所シールドを施す手法などが効果的だが、そのためにもまず漏洩電磁波の発生箇所を特定し正確に計測する技術が必要である。微弱な高周波近傍磁界を計測する手法としてシールドドロープコイルのような磁界検出部に金属プローブを用いた磁界検出手法があるが^{2) 3) 4)}、金属性ゆえに本来の磁界を乱してしまう⁵⁾。そこで、我々は磁気光学結晶と短パルスレーザーを用いた低侵襲で高分解能な磁界検出システム⁶⁾を構築し研究を行っている。また、被測定磁界とパルスレーザーの発振を同期し、パルスレーザーを発生磁界の特定位相でのみ発振させるストロボ法を用いることで、位相情報も含んだ磁界検出を可能としている⁶⁾。先行研究では基準となる同期信号発生器を用いて被測定磁界とレーザー発振を同期させていた⁶⁾、⁷⁾。また、被測定磁界はシグナルジェネレーターによる高周波信号により発生させ、これまでマイクロストリップラインなどの近傍磁界計測を行ってきた⁷⁾。しかし、これまでの計測システム⁷⁾では電子機器などの実際の集積回路などから発生する磁界を計測する際、被測定磁界とレーザー発振の同期が困難であり計測を行うに至っていなかった。

そこで本研究では、被測定磁界を発生させる高周波信号をレーザーの発振トリガ信号として用いることで両者の同期をとる手法を提案する。想定する被測定対象の高周波信号は GHz 帯かつ微弱な信号であるため、分周器を用いてレーザーの発振可能な周波数帯へ低周波化するとともに増幅してレーザー発振のためのトリガ信号と

する。また本手法を用いてマイクロストリップラインおよび VCO (Voltage controlled oscillator) 内部回路の磁界分布計測を行うことで本手法の有用性について検討した。

2. 原理・測定方法

2.1 磁界検出システム

Fig. 1 に本研究における磁界測定装置の概略を示す。磁界検出には発生磁界近傍に設置した磁性ガーネット薄膜に対してパルスレーザーを垂直に照射し、ガーネットの磁化状態の変化を磁気光学効果によって光の偏光状態の変化として検出する。また、レーザー光がガーネット薄膜に対して垂直に入射されているため、膜に対し垂直方向の磁界成分を検出する。なお、ガーネット薄膜表面で反射する光量より透過する光量の方が非常に大きく支配的である。よって、本計測ではファラデー効果による偏光面の回転を主に検出している。磁性ガーネット薄膜は 1cm 角の市販品の Mategy 社・Mategy type B を使用しており、また反射膜(誘電体多層膜)のコーティングにより入射と反射にて 2 倍のファラデー効果による偏光の回転角が得られる。また、ガーネット内部の磁化は面内にあり、高周波励起磁界によるガーネットの面直方向磁化変化の振幅に対応した出力が検出される。反射光は偏光ビームスプリッターにより P 偏光と S 偏光に分離後、2 つのフォトディテクタにより偏光角の回転による P 偏光と S 偏光の強度差を差動検出し磁界強度に対応したファラデー回転角を計測する。しかし、単一のパルス光の光強度は非常に微弱かつ、発生磁界による光のファラデー回転角変化も微小である。また、検出する光強度による出力信号はガーネット膜の表面形状や機器のドリフトの影響を受けてしまうことから、これらを踏まえた測定系の高感度化が必要となる。

本計測システムでは高感度化のため、被測定磁界とパルスレー

ザ発振トリガ信号を同期の上、位相が異なる 2 つのレーザ発振トリガ信号を SPDT 半導体スイッチによって周期的に切り替えレーザを発振させている。Fig. 2 に示すようにレーザに輸入される発振トリガ信号は半導体スイッチの周期により群単位で位相がずれているため、パルスレーザは発生磁界に対して周期的に 2 つの特定の位相で発振する。またパルスレーザの発振周波数に対して、周波数応答性が低い、高感度のフォトディテクタを用いることで複数のパルス光による出力を積算させる。Fig. 2 より、レーザトリガ信号の一つ目の位相で発振したパルス光による出力の積算値を Signal A、二つ目の位相で発振したパルス光による出力の積算値を Signal B とすると、ガーネットの表面形状の影響による出力は常に一定のため、直流成分となる。また、機器のドリフトによる影響は SPDT のスイッチング周波数がサブミリ秒程度に抑えられるので、Signal A 及び Signal B は 2 位相間の磁界強度差のみに依存して変化する交流信号となる。そしてこの信号をロックインアンプで検出することにより高感度な計測が可能となる。

2.2 被測定磁界とレーザトリガ信号の同期

ストロボ法を使う上ではレーザのパルス発振と被測定磁界の同期が必要である。先行研究では、レーザのトリガ信号を作り出すファンクションジェネレーターを同期の基準とし、被測定対象へ高周波信号を印加するシグナルジェネレーターに対して 10 MHz のリファレンス信号を入力し同期をとっていた。しかし、動作の基準信号が被測定対象側でなく外部の信号発生器にあることは、実際に駆動する高周波回路の磁界計測に対して現実的でない。そのため被測定磁界とパルスレーザ発振の同期を行うには逆に回路側から、レーザのトリガ信号を作り出すファンクションジェネレーターに対してリファレンスを入力し同期をとる必要がある。だが、一般的にファンクションジェネレーターなどの信号発生器はリファレンスに特定の周波数・電圧レベルの規格を持つため、計測対象からこの規格に応じた信号を生成し、基準となる同期信号発生器へ入力するのは困難である。そこで今回被測定磁界を発生させる DUT の入力信号を直接レーザ発振トリガ信号として用い同期をとる手法をとった。被測定磁界周波数は GHz 帯であるため、分周器を用いて被測定磁界の整数分の一かつレーザ発振が可能な周波数帯に低周波化する。また、本計測システムで用いる分周器は、入力が -10dBm 程度からの微小信号に対応している一方、出力部に 5kΩ の高抵抗が接続されているため出力信号は 50Ω 系の後段の回路では微弱なものになってしまう。そのため、本計測システムにおいてアンプ及び DC バイアス回路は分周器の後段に接続し、レーザの発振トリガの閾値である 0.5 V 以上の矩形波を生成する。

なお、レーザ発振タイミングをコントロールする phase shifter の位相シフトレンジは 2500ps であり、低周波側の位相情報の測定限界については周期が同じ 2500ps となる 0.4GHz であると考えられる。

3. 実験結果及び考察

3.1 レーザ発振トリガ信号のジッタ計測

ストロボ法を用いた磁界検出は、パルスレーザのパルス幅が測定磁界の位相情報取得精度を決定する要因の一つである⁶⁾。本研究で使用するレーザパルスの半値幅は約 60 ps であるが、レーザ

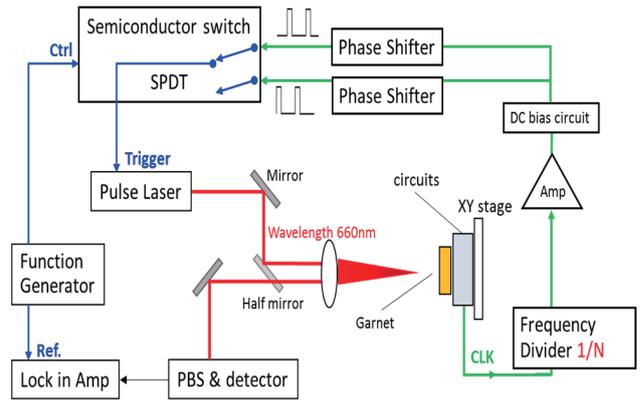


Fig. 1 Schematic of magnetic field measuring system.

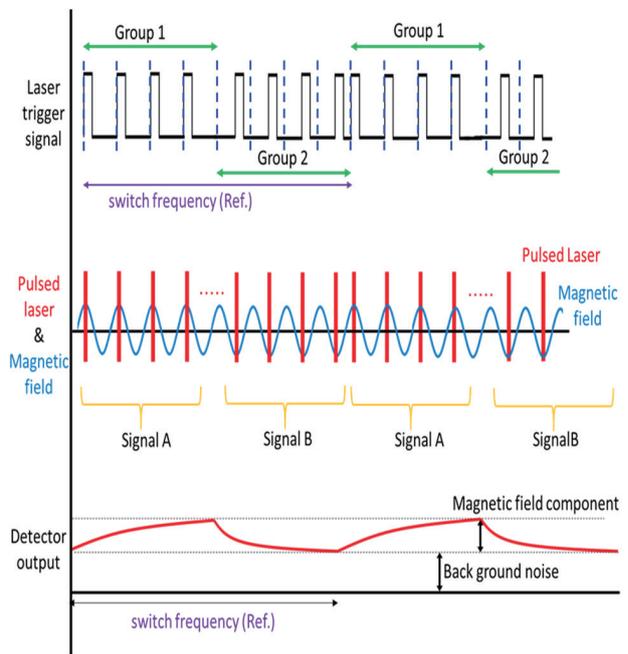


Fig. 2 Detection method for high sensitivity.

のトリガ信号のタイミングジッタも位相情報取得の分解能に寄与するため、パルス幅+タイミングジッタを時間分解能の指標とする。そこでレーザの発振トリガとする高周波通電信号の分周器、アンプ、Phase shifter 通過後の矩形波の立ち上がり時のタイミングジッタの増加についてオシロスコープで計測した。シグナルジェネレーターより 5.12 GHz、0 dBm の信号を 1/64 分周器に入力し 80 MHz に分周、また 1.0 Vpp、Offset 0.5 V となるよう増幅しレーザトリガ信号を生成した。この作成した矩形波の立ち上がり時のタイミングジッタについてオシロスコープで計測した結果 50 ps~60 ps 程度であった。しかし、もともとのシグナルジェネレーターの信号のタイミングジッタが 50 ps 程度であるため発振トリガ信号によるジッタの増加は 10 ps 以下であると考えられる。よってレーザのパルス幅+レーザ発振トリガ信号のタイミングジッタ増加の合計 70 ps を本手法での交流磁界計測の基本的な時間分解能と定めると、

計測する磁界の位相情報取得精度 α (%)については、式(1)より被測定磁界周期に対する時間分解能70psの占める割合から算出すると Table 1 のような結果となる。

$$\alpha (\%) = 100 \cdot (\text{時間分解能}(ps)) / (\text{磁界周期}(ps)) \times 100 \quad (1)$$

3.2 マイクロストリップライン近傍磁界分布計測による検証実験

提案する手法を検証するため磁界分布の算出が容易な線幅 $430\mu\text{m}$ のマイクロストリップラインの近傍磁界分布を本手法で計測した。ガーネット薄膜は、マイクロストリップラインに対して、厚さ $10\mu\text{m}$ のサランラップを介して直接取り付けることで近接させ、623 MHz、8 dBm の信号を印加し、通電信号を 1/8 分周器で 77.875 MHz に分周及び増幅することでレーザートリガ信号として用いた。また、磁界分布取得に際しマイクロストリップラインを、 $0.1\mu\text{m}$ の分解能を有する XY ステージに取り付け、マイクロストリップライン上 $1.00\text{mm} \times 1.00\text{mm}$ の範囲を各軸方向に $20\mu\text{m}$ ずつ走査して各位置における磁界強度を計測した。結果を Fig. 3 に示す。Fig. 3 における電圧出力の大きさは磁性ガーネットでの磁気光学効果の大きさ、つまり磁界の強度を表す。また、Fig. 4 に Fig. 3 における $x=0.5$ の時の Y 方向磁界分布の断面出力を示す。これらの結果より、幅 $430\mu\text{m}$ のマイクロストリップラインの両端部に最も大きな出力が確認でき、設置したガーネットに対して面直方向の発生磁界に対応して磁界強度分布が取得できていることが分かる。なお、今回 $1.00\text{mm} \times 1.00\text{mm}$ の計測範囲に対し X-Y ステージを $20\mu\text{m}$ ずつ走査することで分布を取得したが、X-Y ステージの走査をさらに微小にすることで、より精度よく高空間分解能な計測が可能である。

3.3 VCO 内部の磁界分布計測

本手法を用いた実証実験として VCO 内部の回路より発生する漏洩磁界計測を行った。Fig. 5 に VCO 内部の回路を示す。VCO は 12 Vcc で駆動し、さらに制御 DC 電圧をかけることで制御電圧の大きさに応じた周波数の正弦波信号を出力する。今回は制御 DC 電圧値を 1.5 V とし、623 MHz、8 dBm の出力信号をレーザーのトリガとして用いるべく、1/8 分周し 77.875 MHz でレーザーを発信させた。また Fig. 5 より、磁界計測箇所は破線で示された 623 MHz、8 dBm の信号が出力される端子の近傍の集積回路部とし、 $5.50\text{mm} \times 5.50\text{mm}$ の範囲の漏洩磁界強度を X-Y ステージによって、 $120\mu\text{m}$ ずつ走査し磁界分布を取得した。なお、磁界計測箇所は集積素子によって凹凸があるため、集積素子の厚みを超える、厚さ 1.08mm の両面テープによってガーネット薄膜を VCO 基板に対して平行になるよう設置し、計測を行った。結果を Fig. 6 に示す。加えて、取得した磁界強度分布について 623 MHz の磁界に対応した出力であるか検討を行うため、VCO 内部基板において、金属性磁界プローブを近接させ、その漏洩磁界の周波数帯をスペクトルアナライザにて確認した。その結果、磁界計測範囲にお

Table 1 Acquisition accuracy of phase information by frequency.

Frequency of magnetic field (GHz)	Period of magnetic field (ps)	Accuracy of phase information α (%)
1	1000	93
2	500	86
3	333	79
5	200	65
7	143	51
10	100	30
14.28	70	0

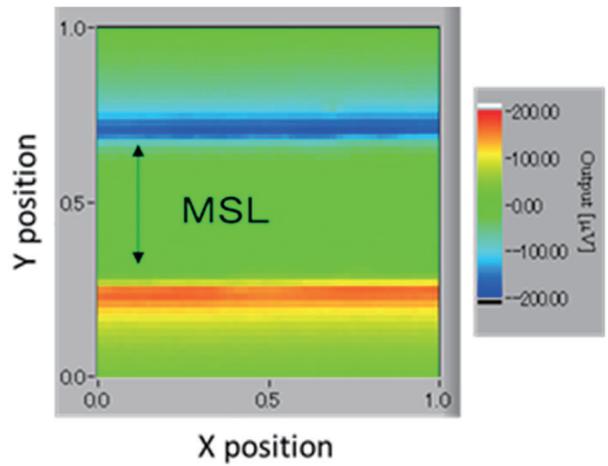


Fig. 3 Measured magnetic field distribution near micro strip line.

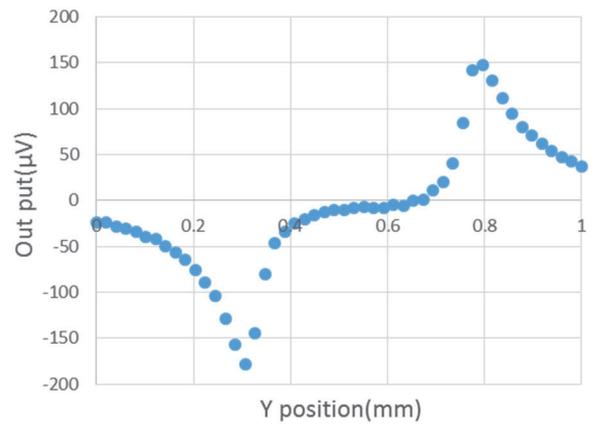


Fig. 4 Y direction magnetic field strength at $x = 0.5$.

いて 623MHz の単一の周波数の漏洩磁界が発生していることを確認した。これらの結果より、Fig. 6 の磁界強度分布は 623MHz の漏洩磁界に対応した結果であり、本手法による VCO 内部基板の近傍磁界計測結果は妥当であると判断できる。また、取得した磁界強度分布より、Fig. 6 に黒破線矢印で表されるラインに電流が流れていることが想定できる。なお、Fig. 3 の 8dBm、623MHz の同条件にお

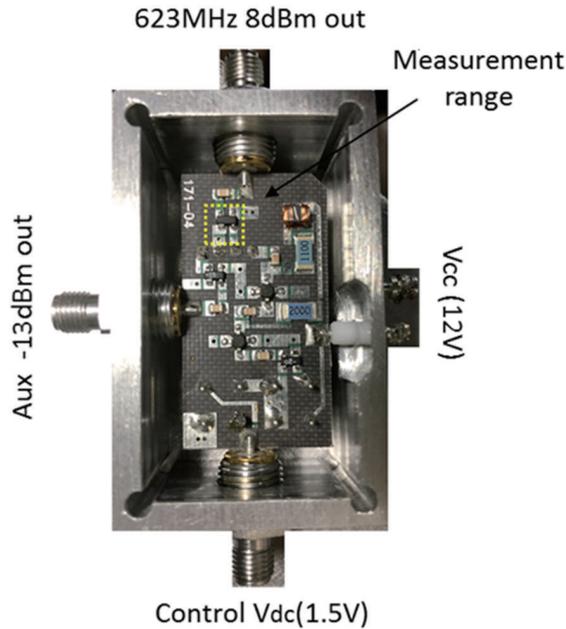


Fig. 5 Internal circuit of VCO.

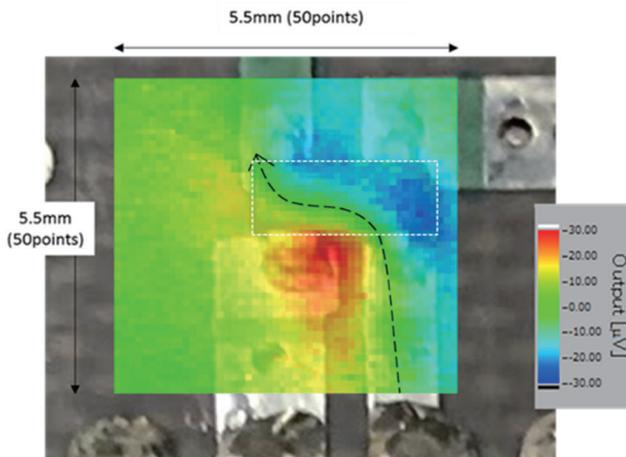


Fig. 6 Measured magnetic field distribution near circuit of VCO.

るマイクロストリップラインの近傍磁界強度の測定値に対して出力の絶対値の低下が見られるが、これは磁界発生源とガーネット薄膜の、それぞれの設置方法による空間的距離の違いが要因となっている。そのため、Fig. 6のストリップ線路近傍では、ガーネットからの空間的距離が大きいため出力が検出されず、対して白破線部の素子近傍はガーネ

ットからの空間的距離が小さいため比較的大きな出力が検出されている。

4 まとめ

パルスレーザと磁気光学効果を用いた磁界計測システムにおいて、レーザと被測定磁界の新たな同期手法を提案しその検討を行った。レーザのパルス幅 60 ps と本手法を用いた時のレーザ発振トリガ信号のタイミングジッタの増加 10 ps の合計が 70 ps から、計測する被測定磁界の位相情報における取得精度を評価した。また、磁界分布の算出が容易なマイクロストリップラインの近傍磁界計測を行うことで本手法を使った磁界計測システムの有効性について示し、その上で電子機器の集積回路から発生する漏洩磁界計測の実証実験として VCO 内部回路の漏洩磁界の計測を行った。これらの結果より本手法を用いることで、これまでストロボ法を適応する上で問題となっていたレーザ発振と被測定磁界の同期問題を解決し、実際の電子機器などの集積回路から発生する磁界の計測が可能であることを示した。

しかし、実際の EMI ではさらに高周波かつ微小な漏洩磁界の計測技術が求められているため、システムの検出感度の向上が必要である。これについては、高周波域でより磁気モーメントの追従する磁性ガーネットの選定や、パルス幅が狭く高出力のレーザを使用することで、より高周波の微小な磁界が計測可能なシステムの構築が可能になると考えられる。

References

- 1) H. Asai: Shinkairo Level no EMC Sekkei Noise Taisaku wo Jissen (in Japanese), p. 3, (Kagakujouhou Syuppan, Ibaraki, 2017)
- 2) R. Paul: Introduction to Electromagnetic Compatibility 2nd edition, p. 10, (John Wiley, New York, 2006).
- 3) J. D. Dyson: *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **AP-21**, 446 (1973).
- 4) N. Tamaki, N. Masuda, T. Kuriyama, J. C. Bu, M. Yamaguchi, K. I. Arai: *IEICE Trans. Electron.*, **J87-C**, 335 (2004).
- 5) M. Takahashi, K. Kawasaki, H. Ohba, T. Ikenaga, H. Ota, T. Orikasa, N. Adachi, K. Ishiyama, K. I Arai: *J. Appl. Phys.* **107**, 09E711 (2010).
- 6) H. Nasuno, S. Hashi, K. Ishiyama: *IEEE Trans. Magn.*, **47**, 4011 (2011).
- 7) J. Takahashi, S. Hashi, and K. Ishiyama: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **37**, 24 (2013).

2019年10月31日受理, 2020年3月3日再受理, 2020年4月2日採録

強制振動による逆磁歪効果型ひずみセンサの特性評価

Evaluating characteristics of strain sensor using inverse-magnetostrictive effect caused by forced vibration

曾良大輔[†]・ 栢修一郎・ 石山和志

東北大学電気通信研究所, 仙台市青葉区片平 2-1-1 (〒980-8577)

D. Sora[†], S. Hashi, K. Ishiyama

Research Institute of Electrical Communication, Tohoku Univ., *Katahira 2-1-1, Aoba-ku, Sendai 980-8577, Japan*

Our laboratory has been researching the application of strain sensors using the inverse-magnetostrictive effect to vibration sensors for the health diagnosis of aging infrastructure. The sensor is formed by FeSiB and Mo thin film on Si substrate, and has a three-layer structure. In previous research, vibration characteristics were evaluated by free-vibrating a sensor using a cantilever with one side of the sensor substrate fixed. As a result, a mechanical resonance point due to the cantilever structure appeared in the evaluated characteristics. On the other hand, by applying a stress directly to the strain sensor from the outside and causing the strain sensor to vibrate, it is considered that a higher frequency vibration can be detected than before. Therefore, in this study, we tried to evaluate the characteristics of the sensor as a strain sensor by bonding the sensor substrate to the piezoelectric element and forcedly vibrating it. As a result, we were able to confirm the sensor output at frequencies below 2 kHz by forcibly vibrating the sensor. From the above, it was shown that the reverse magnetostrictive strain sensor can be used as a vibration sensor even at a frequency of several kHz due to the forced vibration by the piezoelectric element.

Key words: inverse-magnetostrictive effect, strain sensor, vibration sensor, forced vibration, magnetic thin film

1. はじめに

近年、橋梁等の老朽化インフラの対策が大きな問題となっており、その健全性の診断方法として、センサネットワークなどのICTを用いた振動特性のモニタリングが研究されている^{2,3)}。その振動センサに用いるため、我々は逆磁歪効果を用いたひずみセンサを振動センサへと応用する研究を行ってきた⁴⁾。他の振動センサは圧電材料を用いた振動センサ⁵⁾、金属ひずみゲージ⁶⁾などが存在する。逆磁歪効果型ひずみセンサと他の振動センサの性能比較を以下に示す。応力に対して電気(磁気)エネルギーに変換する特性として電気(磁気)機械結合特性が存在するが、PZTに代表される圧電材料の電気機械結合係数は ~ 0.77 程度であり、それに対して磁性材料である $\text{Fe}_{72}\text{Si}_{14}\text{B}_{14}$ (以下FeSiB)の磁気機械結合係数は $0.75^{8)}$ 、またFeSiBCアモルファスリボンにおいて磁気機械結合係数 $0.96^{10)}$ という数値が示されていることから、磁性材料がセンサを構成する材料として優れている。また、ひずみ感度(ゲージ率、ひずみに対する抵抗・インピーダンス変化率)に着目した際、金属ひずみゲージはひずみ感度が2程度⁹⁾であるのに対し逆磁歪効果型センサのひずみ感度は数千~一万を示している⁴⁾。先行研究においては、ひずみセンサ基板の片側を固定してカンチレバー構造とし、自由端を変位させることでセンサにひずみを印加していた。振動特性の計測の際はカンチレバーを固定したジグごと加振器を用いて自由振動させることで評価を行った。その結果、Fig. 1に示すように、カンチレバーを自由振動させたことによる機械的共振点が現れた特性が得られた。自由振動による振動特性は、100 Hz以下の低周波帯域のみにおいて測定が行われていたが、我々が作製したセンサに通電している磁性材料の励磁用のキャリア電流の周波数は150 MHz程度であるため、理論上は数MHzの振動にも応答ができると考えられる。そこで、センサを自由振動させるのではなく、外部からの応力によってひずみを印加する手法による特性を示す

ことにより、従来より広い周波数帯域においてセンサを用いることができるのではないかと考えた。本研究では、センサを圧電素子に接着し、圧電素子に電界を印加することで静的なひずみ印加、または強制振動させることでひずみセンサの特性を評価することを試みた。

2. 実験方法

2.1 素子構造及び動作原理

センサ形状をFig. 2に示す。センサは厚さ200 μm のSi基板上に成膜した金属薄膜であり、1ターンミアンダ形状の厚さ1 μm のMo導体層を磁歪材料である厚さ1 μm のFeSiB短冊状磁性層で上下から挟んだ三層構造となっている。

本センサの基本的な動作原理として、磁歪薄膜の逆磁歪効果を用いている。センサ素子の積層構造部分の断面模式図をFig. 3(a)~(d)に示す。初期状態として、印加ひずみゼロの時、薄膜長手方向に磁気異方性が誘導された状態(Fig. 3(a))を基準に考える。そこから徐々に圧縮ひずみを印加していくにつれてFig. 3(b)~(d)に示すように、磁気異方性が見かけ上消失した後に幅方向を向くようになる。上記のように磁気異方性が変化することで磁歪膜の幅方向透磁率が変化し、導体層に高周波電流を通電することでひずみ変化をインピーダンス変化として検出することが可能となる。

2.2 センサ素子作製

センサ素子は8.5 mm×25 mm、厚さ200 μm のSi基板上に薄膜をRFスパッタ法、及びリフトオフ法を用いて作製した。成膜後に360 $^{\circ}\text{C}$ で120分回転磁界中熱処理(240 kA/m)を行うことで、熱処理後の残留応力を利用してセンサ素子の長手方向に異方性を誘導した。熱処理後にダイシングソーを用いて基板を切断し、素子の個片化を行った。

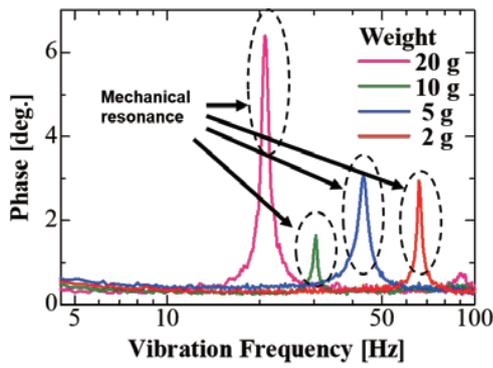


Fig. 1 Characteristic evaluation results for free vibration⁴⁾.

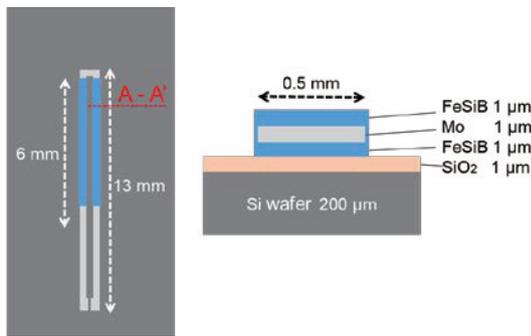


Fig. 2 Schematics of sensor structure.

2.3 圧電素子によるひずみ印加方法

本研究で用いたセンサは、逆磁歪効果を用いたセンサのため、素子長手方向に対する一軸のひずみが印加された際のみについて考慮しており、素子長手と幅方向に同時に同じひずみが加わった場合、磁気異方性の変化が起こらずインピーダンスの変化として検出することができない。本研究では、面内様に伸縮する円板形状の圧電素子を用いた。センサの基板形状を長方形とすることで、圧電素子による応力を印加した際に長手と幅方向で基板上の薄膜に加わるひずみに異方性が生じるものと考えた。よって、Fig. 4に示すようにセンサ基板と同形状(8.5 mm×25 mm, 厚さ 200 μm)のSi基板を圧電素子(直径 50 mm, 厚さ 4 mm)に接着し、圧電素子に 5 Hz 交流電圧を印加することで、長手及び幅方向に対するひずみを三軸ひずみゲージを用いて測定した。

2.4 圧電素子によるひずみ印加時の静特性及び動特性測定

作製したセンサを Fig. 5 に示すように圧電素子に接着剤を用いて接着し測定を行った。静特性は圧電素子に -1 kV ~ +1 kV まで直流電圧を印加し、センサのインピーダンス位相変化をネットワークアナライザによる反射法を用いて測定した。比較として、Fig. 6 で示すようにセンサ片側を固定したカンチレバーとし、自由端をマイクロメータヘッドで変位させたときのインピーダンスの位相変化を同様にネットワークアナライザによる反射法により測定した。動特性は圧電素子に交流電圧 200 V_{pp} を印加し、電圧の周波数に対するセンサのインピーダンス位相変化を、位相検波回

路⁴⁾を用いて測定した。比較として、Fig. 7 に示すように圧電素子に直接ひずみゲージを接着し、圧電素子に 200 V_{pp} の交流電圧を印加することによる振動特性の測定を行った。

3. 実験結果及び考察

3.1 ひずみゲージの長方形基板に対するひずみ測定

圧電素子への印加電圧に対する基板長手と幅方向に対するひずみ測定結果を Fig. 8 に、長手と幅方向のひずみの差分を Fig. 9 に示す。Fig. 8 では圧電素子への印加電圧が増加するにつれてひずみゲージによる検出量がおおよそ比例的に増加しており、Fig. 9 に示される長手と幅方向への検出ひずみの差分も同様に印加電圧に比例していることが確認できる。この結果から、圧電素子によるセンサ基板への印加ひずみには異方性が存在することが確認された。Fig. 9 より圧電素子に 1 kV 印加した場合、センサ基板には長手方向に約 11.5 ppm のひずみを印加できると見積もれる。

3.2 静特性測定結果

圧電素子への印加電圧に対するインピーダンスの位相変化を Fig. 10 に示す。またカンチレバー状態での位相変化の測定結果を Fig. 11 に示す。3.1 の結果から、圧電素子に 1 kV 印加した際、センサには長手方向一軸に 11.5 ppm ひずみであろうとの見積もりより、縦軸の位相変化を同縮尺にして比較を行った。Fig. 10 より、圧電素子でセンサをひずませた際の印加電圧 -1 kV ~ +1 kV までの位相変化量は 0.3 deg.、Fig. 11 から、カンチレバー状態では -11.5 ~ +11.5 ppm までの位相変化量は 1.2 deg. という結果となった。カンチレバー状態での測定結果が圧電素子を用いた場合に比べて傾きが緩やかになった(感度が低下)原因として、ネットワークアナライザへの接続方法の違いが考えられる。カンチレバー状態での測定の際は高周波プローブを用いているのに対して、圧電素子を用いる場合は、電子回路基板を介しての 2port 接続をせざるを得ないため、測定前の校正が十分にできないことなどが挙げられる。

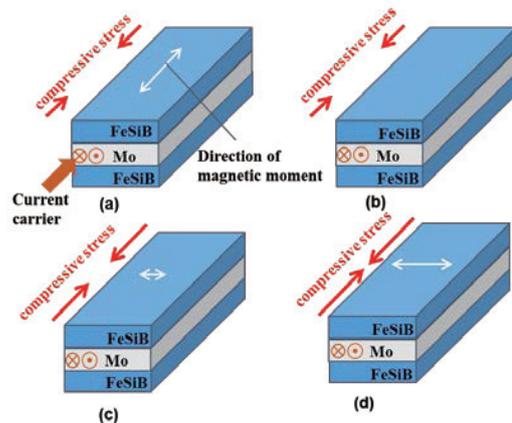


Fig. 3 Magnetic anisotropy changes of magnetostrictive layers under applied stress⁴⁾.

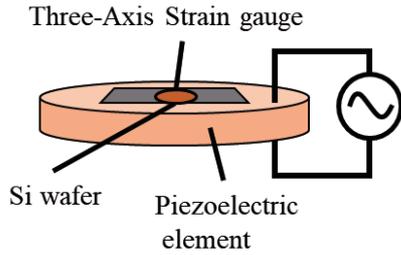


Fig. 4 Strain measurement for rectangular shaped Si substrate by strain gauge.

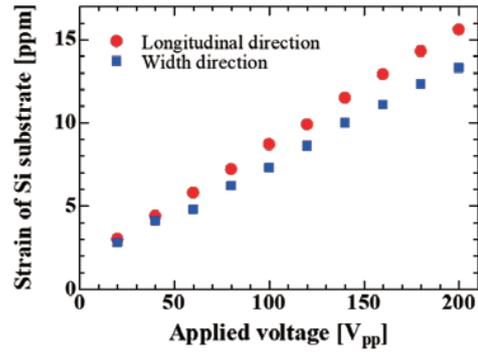


Fig. 8 Strain gauge outputs against applied voltage.

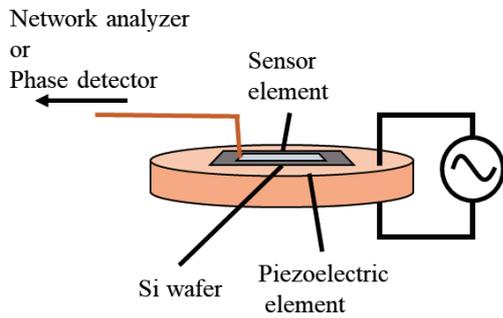


Fig. 5 Measurement of static and dynamic characteristics of strain sensor using piezoelectric elements.

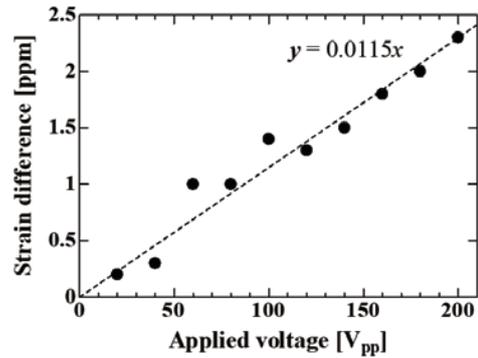


Fig. 9 Strain difference in the longitudinal and width directions.

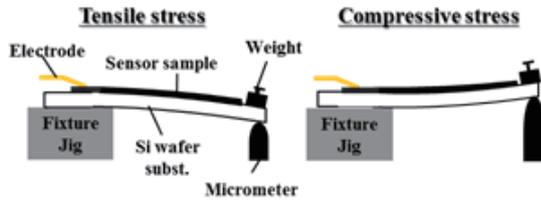


Fig. 6 Measurement of static characteristic as cantilever structure⁵⁾.

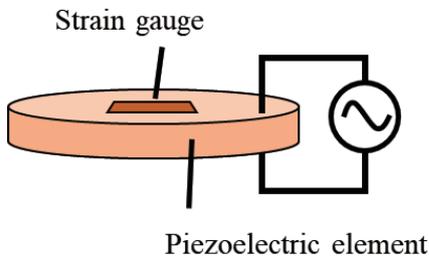


Fig. 7 Measurement of dynamic characteristics of strain gauge using piezoelectric elements.

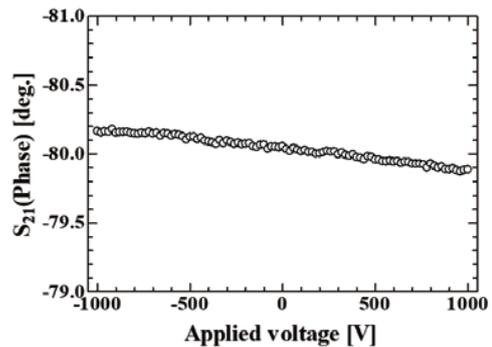


Fig. 10 Static characteristic measurement results using piezoelectric elements.

3.3 動特性測定結果

Fig. 12 は圧電素子を 210 Hz で振動させた際のセンサの出力をオシロスコープに表示した結果である。印加されているひずみが約 2 ppm と非常に微小であり、また電源からの 50 Hz のノイズが大きく波形として観察することが困難であるため、高速フーリエ変換(FFT)することで周波数スペクトルを確認した。FFT はハミング窓により解析が行われている。横軸は 1 目盛当たり時間が 2 sec., 周波数が 50

Hzであり、図左端から右端まで0~20 secまでの時間波形、0~500 Hzまでのスペクトル解析結果を表示している。Fig. 12に示したスペクトルから、-80 dBをノイズレベルとし、出力との差分を印加電圧の周波数に対してプロットした結果をFig. 13に示す。圧電素子には200 V_{pp}を印加することで、センサ素子には長手一軸に約2 ppm程度のひずみが印加されていると考えられる。Fig. 13より、周波数を上げるにつれて出力が徐々に低下し1.9 kHzまではセンサによる出力を確認できたが、2 kHz以上ではノイズレベルと同等という結果になった。周波数の増加につれてセンサ出力が減少した原因には、測定に使用した位相検波回路に遮断周波数160 Hzの低域通過フィルタ (R=10 kΩ, C=0.1 pF)を用いていたために、その減衰特性が現れていたと考えられる。低域通過フィルタによる信号の減衰を補正した結果をFig. 14に示す。比較として、圧電素子にひずみゲージを接着し、周波数特性を測定した結果をFig. 15に示す。Fig. 14及びFig. 15を比較した結果、おおよそ同等の減衰が確認できたことから、上述の結果は圧電素子の高周波に依る振動の振幅低下による特性が現れていたと考えられる。以上より、強制振動によるひずみセンサの振動特性を正しく測定することができた。

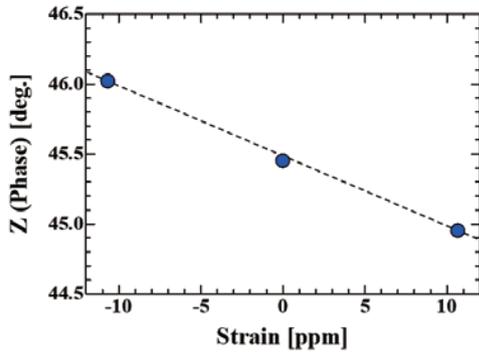


Fig. 11 Static characteristic measurement results using a cantilever.

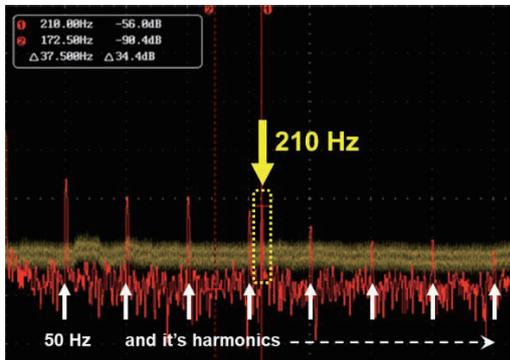


Fig. 12 Fast Fourier transform of sensor output waveform using oscilloscope.

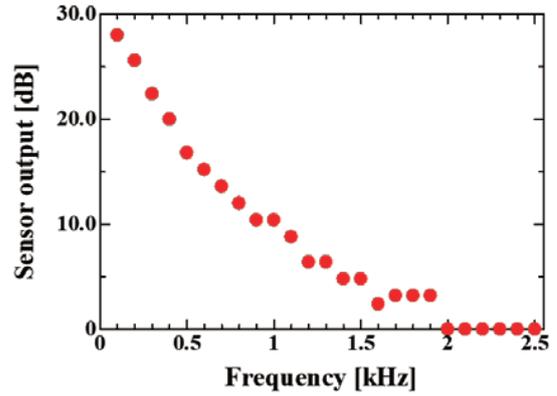


Fig. 13 Dynamic characteristic measurement results with piezoelectric elements.

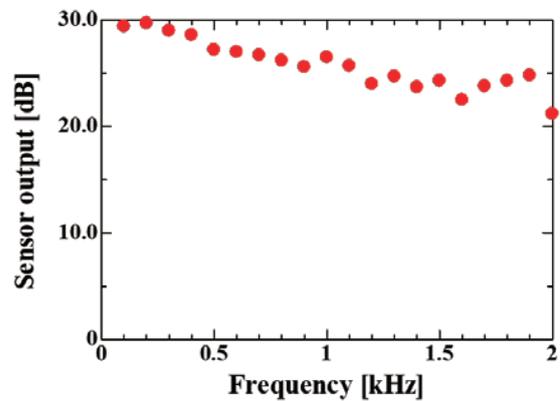


Fig. 14 Dynamic characteristic measurement results with piezoelectric elements (After correction of signal attenuation by Low-Pass Filter).

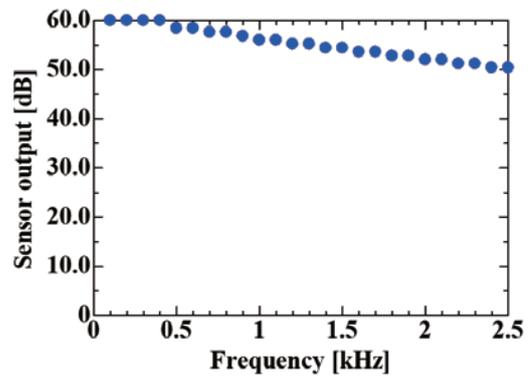


Fig. 15 Dynamic characteristic measurement results with piezoelectric elements using strain gauge.

4. まとめ

先行研究において、カンチレバー状態で自由振動させて評価していたセンサについて、本研究では圧電素子を用いて強制振動させることで特性の評価を行った。その結果としてDCから2 kHz未満までの広い周波数帯において、ひずみ及び振動センサとしての動作を確認することができた。

また圧電素子を用いることで直接センサにひずみを印加する方法の有効性を示すことができた。しかしながら、センサと測定器や検出回路の接続方法を改善する必要があり、またセンサ素子の長手方向により大きな歪みを印加可能な圧電素子形状やセンサ基板形状などについて、検討を行い最適化する必要がある。

References

- 1) Kokudokoutsusyou: Douro no Roukyukataisaku no Honkaku-jisshi ni Kansuru Teigen (in Japanese) (2014).
- 2) M. Nakamura, K. En: *Report of Obyashi Corporation Technical Research Institute*, **76**, 1 (2012).
- 3) T. Kuroda, H. Nishida, T. Ozaki, T. Hinoue, R. Akai: *OMRON TECHNICS*, **51.025JP**, (2019).
- 4) Y. Kubo, S. Hashi, H. Yokoi, K. Arai, K. Ishiyama: *IEEEJ Trans. SM*, **138**, 4 (2018).
- 5) Shinkawa Electric Co. HP : <https://www.shinkawaelectric.com/column/20110517.html> (as of May. 17, 2011).
- 6) Kyowa Electric Instruments Co. HP : https://www.kyowa-ei.com/jpn/technical/strain_gages/principles.html.
- 7) K. H. Shin: Jikidanseikouka wo Mochiita Micro Sensor System to Sono Ouyou (in Japanese), Doctoral dissertation of Tohoku University, p.1 (1999).
- 8) K. I. Arai, N. Tsuya: *J. Appl. Phys.*, **49**, 1718 (1978).
- 9) K. I. Arai, N. Tsuya: M. Yamada, T. Masumoto, *IEEE Trans. Magn.*, **12**, 936 (1976).
- 10) C. Modelewski, H. T. Savage, L. T. Kabacoff, and A. E. Clark: *IEEE Trans. Magn.*, **17**, 2837 (1981).

2019年11月4日受理, 2020年3月9日再受理, 2020年3月26日採録

高周波で励磁される高効率鉄心に適した磁気回路モデル

Magnetic Circuit Model for High-Efficiency Core Magnetized in High-Frequency Range

島山智行^{a)†}・中村健二^{b)}^{a)} 株式会社 日立製作所 エネルギービジネスユニット, 茨城県日立市国分町一丁目1番1号 (〒316-8501)^{b)} 東北大学 大学院工学研究科, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-11 (〒980-8579)T. Hatakeyama^{a)†} and K. Nakamura^{b)}^{a)} Hitachi, Ltd. Energy Business Unit, 1-1 Kokubu-cho, 1-chome, Hitachi-shi, Ibaraki-ken, 316-8501, Japan^{b)} Graduate School of Engineering, Tohoku University, 6-6-11 Aoba, Aramaki, Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8579, Japan

This paper presents a magnetic circuit model applicable for high-efficiency cores such as cores made from nanocrystalline soft magnetic material and ferrite. The conventional magnetic circuit model that considers the iron loss components needs data obtained from measuring DC hysteresis loops; however, this measurement is not easy in the case of high-efficiency cores. To tackle this issue, we propose a magnetic circuit model without the need for DC hysteresis loop data. With this method, a DC hysteresis loop is modeled by subtracting eddy current loss and anomalous eddy current loss from a hysteresis loop at an arbitrary frequency. The proposed method was experimentally verified, and the results show that the calculated and measured iron loss values match.

Keywords: Iron loss, magnetic circuit, nanocrystalline soft magnetic material.

1. はじめに

電動車両やその充電器に用いられている DC-DC コンバータは、直流配電・直流送電システムへの応用が期待されている。その実現のためには、DC-DC コンバータのさらなる大容量化・高効率化が必要である¹⁾。DC-DC コンバータの主たる損失源であるパワーデバイスについては、その低損失化に不断の努力が注ぎられており、炭化ケイ素 (SiC) や窒化ガリウム (GaN) といったワイドギャップ化合物半導体の開発が進展している。その一方で、リアクトルや高周波変圧器といった磁性部品の進展は限定的である。その理由の1つとして、波形や周波数によって変化する鉄心の損失特性を高精度に模擬できていないことが挙げられる。昨今の開発・設計現場では、電気回路シミュレータの使用が広く浸透していることから、電気回路シミュレータに適用可能な鉄心の等価回路モデルの開発が望まれる。

鉄心特性をモデル化する手法として磁気回路法が知られている。磁気回路法は、電気回路における電圧と電流の関係と同様に起磁力と磁束を取り扱う手法である²⁾。これまでに筆者らは、波形や周波数によらず鉄損を高精度に模擬することを目的として、鉄損をヒステリシス損、渦電流損、異常渦電流損に分解し、それぞれの損失要素を足し合わせる磁気回路モデルを提案した。そして、3%方向性ケイ素鋼板、およびアモルファス合金を対象としてその適用性を検証してきた^{3,4)}。

上述の磁気回路モデルは、ヒステリシス損と磁気特性の非線形性を模擬するため、渦電流損、異常渦電流損を無視できるほど低い周波数で測定したヒステリシスループの実測値を用いている。しかし、ナノ結晶軟磁性材やフェライトをはじめとする高周波で励磁される高効率鉄心の場合、ヒステリシス損が小さいため、汎用の測定器で低周波における正確なヒステリシスループを取得することは容易ではなく、誤差が生じやすい。

そこで本稿では、このような低周波におけるヒステリシスループの実測が不要な磁気回路モデルについて検討し、3%方向性ケイ

素鋼板、およびナノ結晶軟磁性材を対象にその適用性を検証したので報告する。なお、以降では、渦電流損、異常渦電流損を無視できるほど低い周波数におけるヒステリシスループを直流ヒステリシスループと呼称する。

2. 従来の磁気回路モデル

2.1 原理

鉄損をヒステリシス損、渦電流損、異常渦電流損に分解する従来の磁気回路モデルの概要を説明する。鉄損 W_i は、ヒステリシス損 W_h 、渦電流損 W_e 、異常渦電流損 W_a を用いて次式で表される⁵⁾。

$$W_i = W_h + W_e + W_a \quad (1)$$

最大磁束密度を B_m 、励磁周波数を f とすると、一周あたり鉄損 W_i/f は(1)式から次式のように表される。

$$W_i/f = W_h/f + A_e B_m^2 f + A_a B_m^{1.5} f^{0.5} \quad (2)$$

ここで、 A_e 、 A_a はそれぞれ渦電流損、異常渦電流損に対応する係数である。実際には、高周波域では渦電流損が支配的であることが想定され、表皮効果の影響を考慮すべきと考えられるが、今回はその第一次近似として、鉄心内の磁束密度が一様であると仮定した。

(2)式を満たすように磁界強度 H と磁束密度 B の関係を決定すると、次式が得られる^{3,4)}。

$$H = \begin{cases} g_{up}(B_m, B) + \gamma_1 \frac{dB}{dt} + \gamma_2 \left| \frac{dB}{dt} \right|^{0.5} & \left(\frac{dB}{dt} \geq 0 \right) \\ g_{dw}(B_m, B) + \gamma_1 \frac{dB}{dt} - \gamma_2 \left| \frac{dB}{dt} \right|^{0.5} & \left(\frac{dB}{dt} < 0 \right) \end{cases} \quad (3)$$

ここで、 $g_{up}(B_m, B)$ 、 $g_{dw}(B_m, B)$ はそれぞれ正の磁化過程 ($dB/dt > 0$)、負の磁化過程 ($dB/dt < 0$) に対応する直流ヒステリシスループの関数である。 γ_1 、 γ_2 はそれぞれ渦電流損、異常渦電流損の係数である。Fig. 1 (a), (b) に、(3)式でモデル化したヒステリシスループとそれに対応する鉄損曲線 (W_i/f - f 特性) の模式図をそれぞれ示す。同図(a)において、破線が

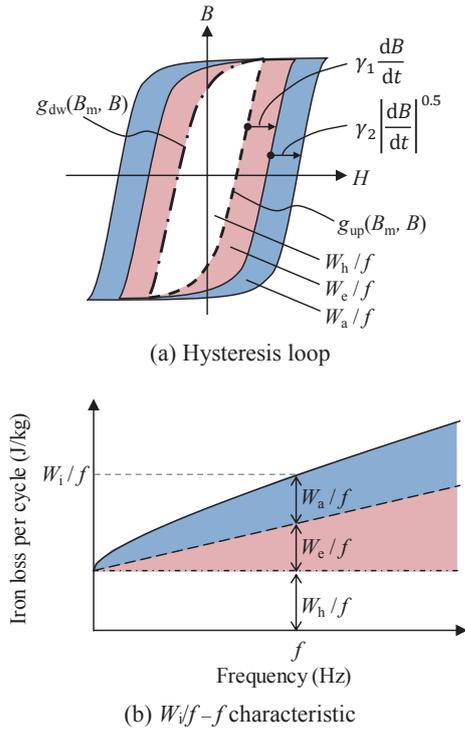


Fig. 1 Schematics of hysteresis loop and corresponding iron loss characteristic considering loss components.

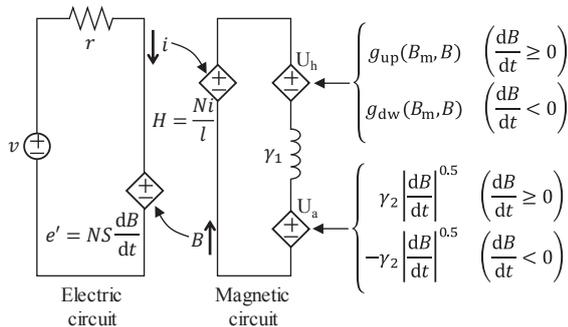


Fig. 2 Schematic of conventional magnetic circuit model considering iron loss components.

$g_{up}(B_m, B)$, 一点鎖線が $g_{dw}(B_m, B)$ にそれぞれ対応する。励磁周波数 f におけるヒステリシスループは、 $g_{up}(B_m, B)$, $g_{dw}(B_m, B)$ で形成される直流ヒステリシスループが $\gamma_1(dB/dt)$, および $\gamma_2|dB/dt|^{0.5}$ だけ膨らんだループであると解釈することができる。 $\gamma_1(dB/dt)$, および $\gamma_2|dB/dt|^{0.5}$ によって膨らんだ部分の面積はそれぞれ W_e/f , W_a/f に相当する。

Fig. 2 に、(3)式による磁気回路モデルと電気回路との連成回路を示す。ここに示す電気-磁気連成回路は、平均磁路長 l , 有効断面積 S の鉄心に巻数 N , 巻線抵抗 r のコイルを巻き、その両端に交流電圧 v を印加したときに電流 i が流れる場合を模擬したものである。磁気回路において、従属電源 U_h が直流ヒステリシスループを、大きさ γ_1 のインダクタンスが渦電流損に相当するヒステリシスループの膨らみを、そして従属電源 U_a が異常渦電流損に相当するヒス

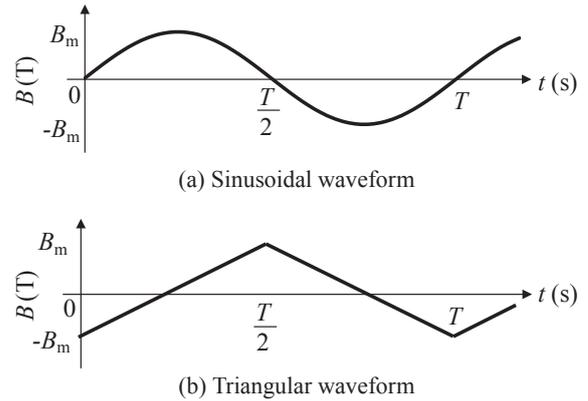


Fig. 3 Waveforms of magnetic flux density.

テリシスループの膨らみをそれぞれ模擬している。(3)式に示したように、 H の計算には dB/dt の符号による場合分けが必要である。磁気回路において、磁束密度波形を微分して得られる dB/dt の波形からその符号を判定し、 dB/dt が正ならば従属電源 U_h に $g_{up}(B_m, B)$ を与え、 dB/dt が負ならば、 $g_{dw}(B_m, B)$ を与える。 $g_{up}(B_m, B)$, $g_{dw}(B_m, B)$ には実測した直流ヒステリシスループのルックアップテーブルを用いる。異常渦電流損に関しても同様にして、 dB/dt が正ならば従属電源 U_a に $\gamma_2|dB/dt|^{0.5}$ を与え、負ならば $-\gamma_2|dB/dt|^{0.5}$ を与える。

2.2 係数 γ_1 , γ_2 の導出方法

一周期あたりの鉄損 W_i/f は、ヒステリシスループの面積に相当することから次式で表される。

$$W_i/f = \frac{1}{q} \int_{B(t=0)}^{B(t=T)} H dB \quad (4)$$

ここで q は鉄心の質量密度、 T は励磁周期である。(3)式を(4)式に代入すると、次式が得られる。

$$W_i/f = \frac{1}{q} \int_{B(t=0)}^{B(t=T)} \left\{ g(B_m, B) + \gamma_1 \frac{dB}{dt} + \gamma_2 \left| \frac{dB}{dt} \right|^{0.5} \right\} dB \quad (5)$$

(5)式において、直流ヒステリシスループの関数 $g(B_m, B)$ の一周期にわたる定積分はヒステリシス損 W_h/f に相当することを考慮すると、次式が得られる。

$$W_i/f = W_h/f + \frac{1}{q} \int_{B(t=0)}^{B(t=T)} \left\{ \gamma_1 \frac{dB}{dt} + \gamma_2 \left| \frac{dB}{dt} \right|^{0.5} \right\} dB \quad (6)$$

(6)式をさらに展開するためには、 dB/dt の波形による場合分けが必要である。Fig. 3 に磁束密度波形の一例を示す。磁束密度を微分して得られる理想的な dB/dt は、その波形が余弦波の場合は(7)式、方形波の場合は(8)式でそれぞれ表される。

$$\frac{dB}{dt} = \omega B_m \cos(\omega t) \quad (7)$$

$$\frac{dB}{dt} = \begin{cases} 4B_m f & (0 < t \leq T/2) \\ -4B_m f & (T/2 < t \leq T) \end{cases} \quad (8)$$

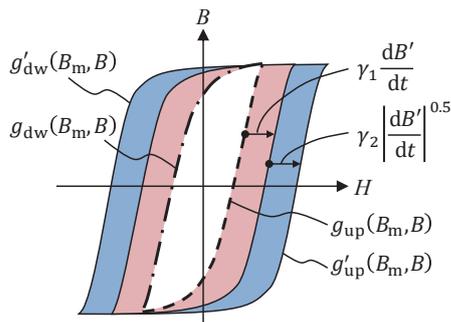


Fig. 4 Schematic of hysteresis loop considering loss components.

(7)式, (8)式をそれぞれ(6)式に代入すると, (9)式, (10)式が得られる. なお, (9)式の導出における $|\cos(\omega t)|^{1.5}$ の定積分は数値積分で求めた.

$$W_i/f = W_h/f + \frac{2\pi^2\gamma_1}{q} B_m^2 f + \frac{8.763\gamma_2}{q} B_m^{1.5} f^{0.5} \quad (9)$$

$$W_i/f = W_h/f + \frac{16\gamma_1}{q} B_m^2 f + \frac{8\gamma_2}{q} B_m^{1.5} f^{0.5} \quad (10)$$

したがって, 実測した W_i/f - f 特性に対して, (9)式, または(10)式を用いて近似することで, γ_1, γ_2 を決定することができる.

3. 高効率鉄心に適した磁気回路モデルの提案

前章の従来の磁気回路モデルは, 直流ヒステリシスループの実測が必要不可欠である. しかし, ナノ結晶軟磁性材のようなヒステリシス損が極めて小さい材料の場合, 正確な直流ヒステリシスループを測定することは必ずしも容易ではない. このような高周波で励磁されることが一般的な鉄心に適した磁気回路モデルを構築するため, 直流ヒステリシスループの実測を不要とする磁気回路モデルをここに提案する.

はじめに, 周波数 f' におけるヒステリシスループの実測値から直流ヒステリシスループを計算する方法を説明する. Fig. 4 に f' におけるヒステリシスループの模式図を示す. f' におけるヒステリシスループの関数を $g'(B_m, B)$ とすると, 直流ヒステリシスループの関数 $g(B_m, B)$ は, $g'(B_m, B)$ から渦電流損分の膨らみに相当する $\gamma_1(dB'/dt)$ と, 異常渦電流損分の膨らみに相当する $\gamma_2|dB'/dt|^{0.5}$ を減じることで求められる. したがって, $g(B_m, B)$ は次式で表される.

$$\begin{cases} g_{up}(B_m, B) = g'_{up}(B_m, B) - \gamma_1 \frac{dB'}{dt} - \gamma_2 \left| \frac{dB'}{dt} \right|^{0.5} & \left(\frac{dB'}{dt} \geq 0 \right) \\ g_{dw}(B_m, B) = g'_{dw}(B_m, B) - \gamma_1 \frac{dB'}{dt} + \gamma_2 \left| \frac{dB'}{dt} \right|^{0.5} & \left(\frac{dB'}{dt} < 0 \right) \end{cases} \quad (11)$$

次に, 任意の周波数 f におけるヒステリシスループは(3)式を用いて計算できる. (11)式を(3)式に代入すると次式が得られる.

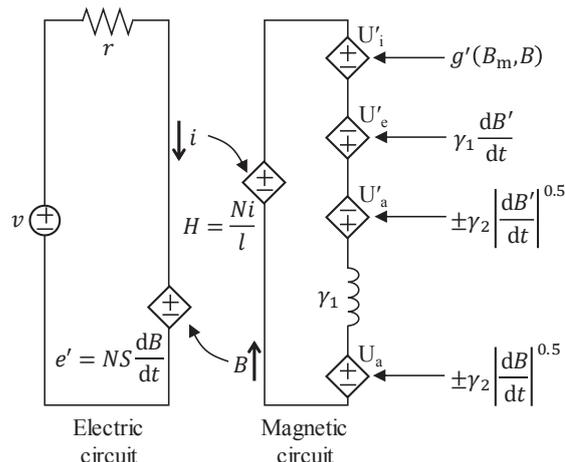


Fig. 5 Schematic of proposed magnetic circuit model without need for DC hysteresis loop data.

$$H = \begin{cases} g'_{up}(B_m, B) - \gamma_1 \frac{dB'}{dt} - \gamma_2 \left| \frac{dB'}{dt} \right|^{0.5} + \gamma_1 \frac{dB}{dt} + \gamma_2 \left| \frac{dB}{dt} \right|^{0.5} & \left(\frac{dB}{dt} \geq 0 \right) \\ g'_{dw}(B_m, B) - \gamma_1 \frac{dB'}{dt} + \gamma_2 \left| \frac{dB'}{dt} \right|^{0.5} + \gamma_1 \frac{dB}{dt} - \gamma_2 \left| \frac{dB}{dt} \right|^{0.5} & \left(\frac{dB}{dt} < 0 \right) \end{cases} \quad (12)$$

Fig. 5 に(12)式に基づいた磁気回路モデルの模式図を示す. f' におけるヒステリシスループ $g'(B_m, B)$ をルックアップテーブルとして従属電源 U'_i に与え, 従属電源 U'_e, U'_a により f' における渦電流損, 異常渦電流損を減ずる. すなわち, 従属電源 U'_i, U'_e, U'_a の和が直流ヒステリシスループを表している.

以上のことから, γ_1, γ_2 が既知であり, かつ f' におけるヒステリシスループの実測値があれば, 直流ヒステリシスループ, および任意の周波数におけるヒステリシスループを計算することができる.

4. 実験による検証

Fig. 5 に示した磁気回路モデルを次に示す 2 段階の方法で検証した. はじめに, 3%方向性ケイ素鋼板を対象に, ヒステリシス損の割合が比較的大きい低周波における鉄損およびヒステリシスループを計算し, 実測値と一致するか検証した. 次に, ナノ結晶軟磁性材を対象に, 高周波における鉄損およびヒステリシスループを計算し, 実測値と一致するか検証した.

4.1 実験方法

Table 1 に検証に用いたカットコアの諸元を, Fig. 6 にその形状・寸法を示す. d は薄帯厚, B_{10} は境界強度を 1000 A/m としたときの最大磁束密度, M は質量である. 3%方向性ケイ素鋼板, ナノ結晶軟磁性材のどちらのカットコアについて

Table 1 Specifications of magnetic core under test.

Material	d (μm)	B_{10} (T)	M (kg)	l (m)	S (m^2)	q (kg/m^3)
3% grain-oriented silicon steel	230	2.16	0.691	0.244	0.000399	7.098×10^3
Nanocrystalline soft magnetic material	18	1.22	0.574	0.244	0.000327	7.194×10^3

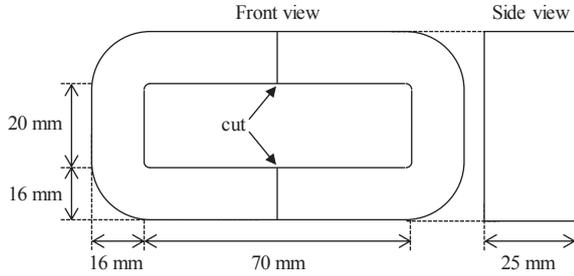


Fig. 6 Outline of cut-core used as specimen.

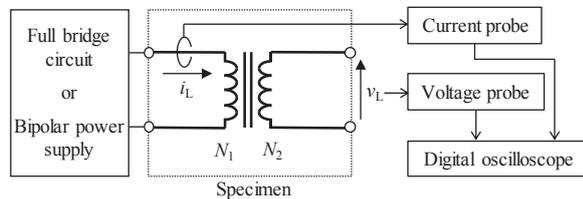


Fig. 7 Configuration of iron loss evaluation system.

でも、薄帯を巻き重ねて固着した巻鉄心をカットしたものであり、形状、寸法は等しい。励磁巻線には、励磁電流による電圧降下を十分無視できるほどの断面積と素線径を有する燃線を使用した。励磁巻線およびサーチコイルを鉄心の脚部に挿入したあと、非磁性のバンドでカットコアを固定した。このとき、応力による鉄損の変化を排除するため、バンドの締め付けトルクは $0.5 \text{ N} \cdot \text{m}$ とした。

Fig. 7 に鉄損評価システムを示す。500 Hz 以上の周波数における鉄損を測定する際にはフルブリッジ回路を、それ未満の周波数の場合にはバイポーラ電源を励磁回路としてそれぞれ用いた。励磁巻線を通る電流 i_L と、サーチコイルの両端電圧 v_L をオシロスコープで取得し、次式により W_i/f を算出した。

$$W_i/f = \frac{1}{M} \frac{N_1}{N_2} \int_0^T v_L \cdot i_L dt \quad (13)$$

ここで、 N_1 、 N_2 はそれぞれ励磁巻線、サーチコイルの巻数である。鉄損の温度特性による影響を考慮して、鉄心の温度上昇が 3 度未満となる範囲で測定を実施した。

4.2 3%方向性ケイ素鋼板カットコアの検証結果

Fig. 8 に 3% 方向性ケイ素鋼板カットコアの $W_i/f - f$ 特性を示す。シンボルは実測値、実線は(10)式による最小二乗近似曲線を表す。(10)式による近似の結果、 $\gamma_1 = 6.22 \times 10^{-3}$ 、 $\gamma_2 = 4.61 \times 10^{-1}$ が得られた。Fig. 8 から、近似曲線は実測値と良好に一致していることが認められる。ここで、 f' は 500 Hz と設定した。

MATLAB®/Simulink® 上に磁気回路モデルを構築し、ヒス

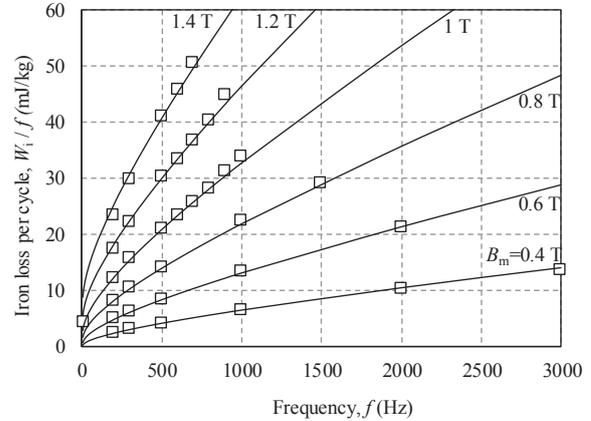


Fig. 8 $W_i/f - f$ curves of 3% grain-oriented silicon steel.

テリシスループ、および鉄損を計算した。Fig. 9(a)に、 f を 500 Hz、 B_m を 0.8、1.0、1.2 T としたときのヒステリシスループを示す。実線が実測で得られたヒステリシスループ、点線が磁気回路で計算したヒステリシスループである。実測したヒステリシスループと計算したヒステリシスループはほぼ一致している。 B_m を 1.0 T とした場合の鉄損の計算値と実測値はそれぞれ $20.98 \text{ mJ}/\text{kg}$ 、 $20.99 \text{ mJ}/\text{kg}$ であり、鉄損についてもほぼ一致している。Fig. 9(b)~(d)は、 f を 10 Hz とし、 B_m をそれぞれ 0.8、1.0、1.2 T としたときのヒステリシスループである。後述する最大磁束密度近傍に見られるスパイクを除けば、計算したヒステリシスループは実測したヒステリシスループと良好に一致している。 B_m を 1.0 T とした場合の鉄損の計算値、実測値はそれぞれ $4.28 \text{ mJ}/\text{kg}$ 、 $4.35 \text{ mJ}/\text{kg}$ であり、鉄損についても良好に一致していることが認められる。以上のことから、 f' におけるヒステリシスループからヒステリシス損の割合が比較的大きい低周波におけるヒステリシスループを計算できることを確認した。

ここで、Fig. 9(b)~(d)において、計算したヒステリシスループの最大磁束密度近傍に見られるスパイクの原因について考察する。解析における励磁電圧は、実測した際の励磁電圧をルックアップテーブルとして与えている。一方、鉄損を測定する際には、 f' とした 500 Hz の場合にはフルブリッジ回路を、10 Hz の場合にはバイポーラ電源をそれぞれ励磁回路として用いている。フルブリッジ回路に比べて、バイポーラ電源の電圧反転速度は遅いため、 dB/dt の符号が反転する前後における dB/dt の計算値は実際のそれよりも小さい。したがって、 dB/dt の符号が反転する前後、すなわちヒステリシスループの頂点近傍において、差し引くべき交流損失が実際のそれよりも小さくなり、この差がスパイクとして現れたと考えられる。一方で、鉄損の計算値、実

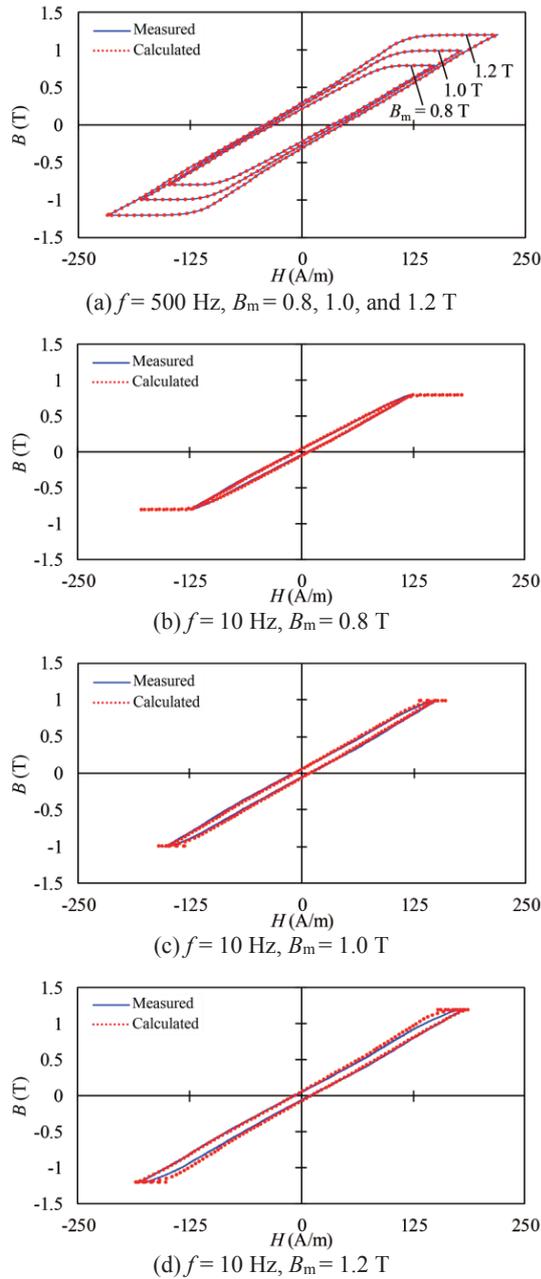


Fig. 9 Measured and calculated hysteresis loop of 3% grain-oriented silicon steel.

測値は良好に一致していることから、このスパイクが鉄損の計算に与える影響は小さいといえる。

4.3 ナノ結晶軟磁性材カットコアの検証結果

Fig. 10 にナノ結晶軟磁性材カットコアの鉄損特性を示す。シンボルは実測値、実線は(10)式による最小二乗近似曲線を表す。f は 1 kHz と設定した。(10)式による近似の結果、 $\gamma_1 = 1.78 \times 10^{-4}$ 、 $\gamma_2 = 2.21 \times 10^{-3}$ が得られた。得られた γ_1 、 γ_2 を磁気回路モデルに適用し、ナノ結晶軟磁性材のヒステリシスループおよび鉄損を計算した。

Fig. 11 から Fig. 13 にかけて、各種条件下の電圧・電流波形およびヒステリシスループを示す。いずれの条件におい

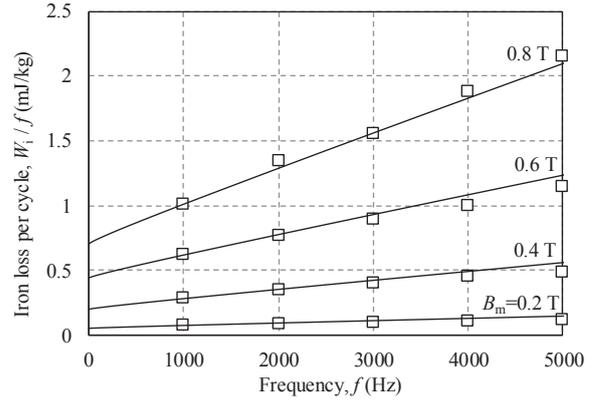
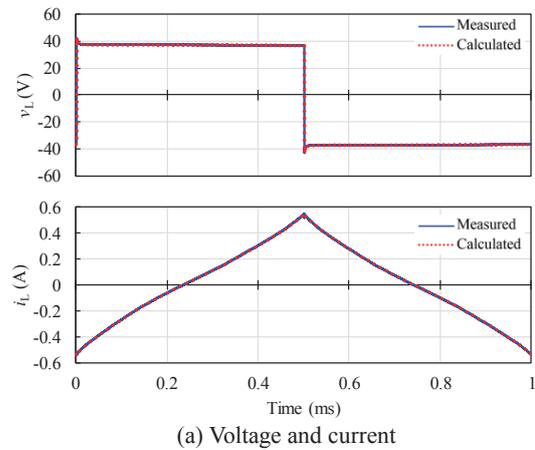
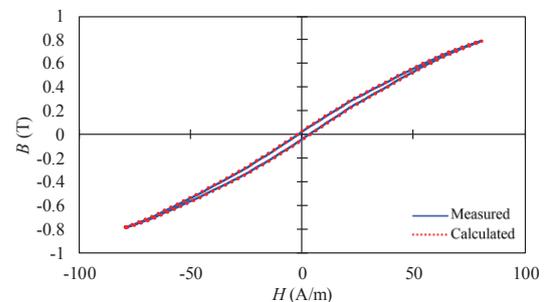


Fig. 10 W_l/f - f curves of nanocrystalline soft magnetic material.



(a) Voltage and current

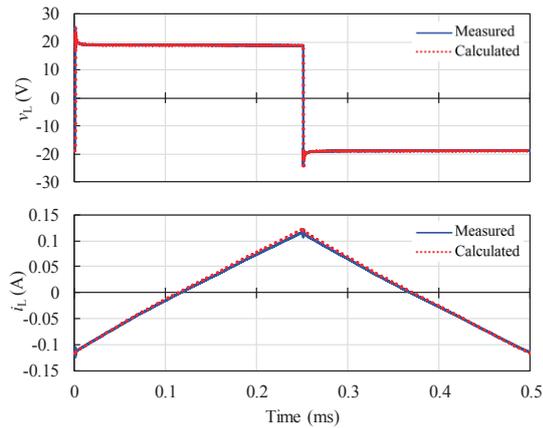


(b) Hysteresis loop

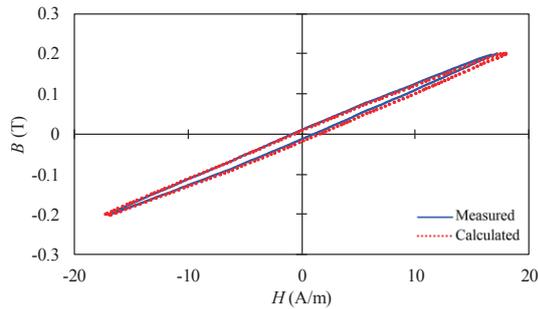
Fig. 11 Measured and calculated waveforms in case of nanocrystalline soft magnetic material ($f = 1$ kHz, $B_m = 0.8$ T).

ても、電圧・電流、およびヒステリシスループの計算波形は実測波形と良好に一致している。

鉄損の比較結果については以下の通りである。はじめに、Fig. 11 の条件である $f = 1$ kHz, $B_m = 0.8$ T における W_l/f の計算値、実測値は、それぞれ 1.02 mJ/kg, 1.09 mJ/kg である。次に、Fig. 12 の条件である $f = 2$ kHz, $B_m = 0.2$ T における W_l/f の計算値、実測値はそれぞれ 0.96 mJ/kg, 0.87 mJ/kg である。そして、Fig. 13 の条件である $f = 5$ kHz, $B_m = 0.8$ T における W_l/f の計算値、実測値はそれぞれ 2.12 mJ/kg, 2.15 mJ/kg である。いずれの条件においても、 W_l/f の計算値は実測値と良好に一致した。

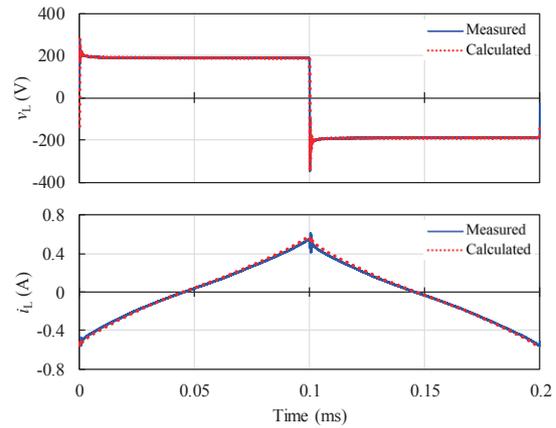


(a) Voltage and current

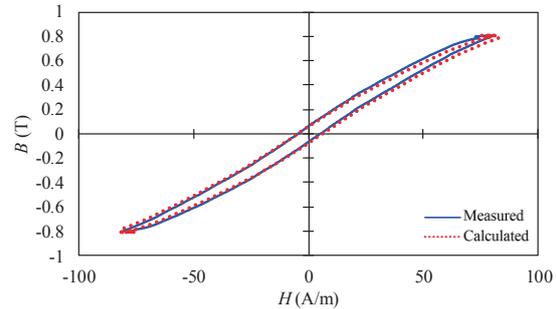


(b) Hysteresis loop

Fig. 12 Measured and calculated waveforms in case of nanocrystalline soft magnetic material ($f = 2$ kHz, $B_m = 0.2$ T).



(a) Voltage and current



(b) Hysteresis loop

Fig. 13 Measured and calculated waveforms in case of nanocrystalline soft magnetic material ($f = 5$ kHz, $B_m = 0.8$ T).

以上のことから、提案する磁気回路モデルを用いて高周波におけるナノ結晶軟磁性材コアのヒステリシスループおよび鉄損を良好に計算できることを明らかにした。

6. まとめ

以上、本稿では、ナノ結晶軟磁性材やフェライトなど、高周波で励磁される高効率鉄心に適した磁気回路モデルについて検討した。従来の磁気回路モデルでは、直流ヒステリシスループの実測値が必要であった。しかし、高効率鉄心の正確な直流ヒステリシスループを測定することは必ずしも容易ではない。この問題を解決するため、任意の周波数におけるヒステリシスループから渦電流損、異常渦電流損を差し引いて直流ヒステリシスループの代用とする方法を考案した。実験による検証の結果、高周波における鉄損を精度良く計算できることを明らかにした。本手法は、ナノ結晶軟磁性材

やフェライトのみならず、今後市場投入が期待されるさらなる高効率鉄心にも適用可能である。本手法を用いることで、大容量・高効率 DC-DC コンバータに適した磁性部品の開発が加速することを期待する。

References

- 1) K. Kurita, T. Hatakeyama, and M. Kimura: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **2**, 20 (2018) (in Japanese).
- 2) K. Nakamura, and O. Ichinokura: *IEEJ Trans. FM*, **126**, 150 (2006) (in Japanese).
- 3) K. Fujita, K. Nakamura, and O. Ichinokura: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **37**, 44 (2013) (in Japanese).
- 4) K. Nakamura, K. Fujita, and O. Ichinokura: *IEEE Trans. Magn.*, **49**, 3997 (2013).
- 5) G. Bertotti: *IEEE Trans. Magn.*, **24**, 621 (1988).

2019年10月10日受理, 2019年11月25日採録

アモルファス合金を適用した埋込磁石型磁気ギヤの特性

Characteristics of Interior Permanent Magnet Magnetic Gear made of Amorphous Alloy

水穴 裕真^{a)†}・中村 健二^{a)}・鈴木 雄真^{b)}・大石 悠平^{b)}・立谷 雄一^{b)}・操谷 欽吾^{b)}^{a)} 東北大学 大学院工学研究科, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-11 (〒980-8579)^{b)} ㈱プロスパイン, 宮城県大崎市松山次橋新千刈田 117 (〒987-1305)Y. Mizuana^{a)†}, K. Nakamura^{a)}, Y. Suzuki^{b)}, Y. Oishi^{b)}, Y. Tachiya^{b)}, and K. Kuritani^{b)}^{a)} Tohoku University, Graduate School of Engineering, 6-6-11 Aoba Aramaki Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8579, Japan^{b)} Prospine Co., Ltd., 117 Shinsengarida, Matsuyamatsugihashi, Osaki, Miyagi, Japan

Magnetic gears can transmit torque without any mechanical contacts. Hence, vibration and acoustic noise caused thereby are very low, and maintainability is high. Various types of magnetic gears have been proposed. Among them, a flux-modulated type magnetic gear has higher torque density in comparison with conventional magnetic gears. In a previous paper, an interior permanent magnet (IPM) flux-modulated type magnetic gear was proposed in order to reduce eddy current loss in the magnets. However, reduction of iron loss is also important to further improve the efficiency. This paper discusses characteristics of the IPM magnetic gear made of amorphous alloy by using finite element method (FEM). In addition, the prototyped gear is tested. The results reveal that amorphous alloy contributes to improve both efficiency and torque.

Key words : Flux-modulated type magnetic gear, interior permanent magnet (IPM), amorphous alloy

1. はじめに

機械式ギヤは、歯数の異なる歯車を 2 つ以上組み合わせで構成され、増減速や正逆転、並びに動力分割など、様々な動力の変換と伝達が可能である。現在、機械式ギヤは民生、運輸、産業などあらゆる分野で利用されており、動力伝達を行う上で重要な機械要素の一つとなっている。しかし、機械式ギヤは歯車同士を接触させることで動力伝達を行うため、振動や騒音、接触部での摩耗や発熱などの問題が指摘される。また、大容量機の場合、接触部の冷却や摩耗低減のための潤滑油系統が必須となる。そのため、システムが大型化・複雑化し、定期的な保守も不可欠となる。

これらの問題に対し、近年、永久磁石を利用した磁気ギヤが注目されている¹⁾。磁気ギヤは非接触で動力伝達可能であり、機械式ギヤと比べて振動や騒音が小さく、摩耗や発塵がない。また、潤滑油系統も不要であり、優れた保守性を有する。しかし、一般的な磁気ギヤは、機械式ギヤの歯を単純に永久磁石で置き換えた構造を有し、互いに対向した磁石のみが動力伝達に寄与するため、トルク密度や効率が低く、実用には遠い存在であった。

これに対し、磁束変調型磁気ギヤ²⁾は、内外 2 つの永久磁石回転子と、その間に挟まれたポールピースと呼ばれる複数の固定子磁極片から構成され、磁石磁束をポールピースにより変調することによって、ギヤとして動作する。磁束変調型磁気ギヤは、すべての回転子磁石が動力伝達に寄与するため、他種の磁気ギヤと比べてトルク密度が高く³⁾、実用化が最も期待されている。

磁束変調型磁気ギヤの実用化には、さらなるトルク向上と損失低減の両立が不可欠である。先に筆者らは、埋込磁石 (IPM) 構造による磁石渦電流損の低減⁴⁾、並びに磁気ブリッジの位置や磁石形状の工夫によるトルク性能の向上⁵⁾などに関して検討を行ってきた。一方で、さらなる高効率化には、鉄損の低減も必須であることを明らかにした。

そこで本稿では、軟磁性材料の中でも鉄損が極めて小さいアモルファス合金に着目した。なお、表面磁石 (SPM) 型やリラクタンス型の磁気ギヤに関しては、アモルファス合金を用いることで効率を改善した報告例がある⁶⁾。本稿では、これを IPM 型の磁気ギヤに用いた場合の特性について、有限要素法 (FEM) 並びに実機試験により検討を行ったので報告する。

2. 磁束変調型磁気ギヤの基本構成と動作原理

Fig. 1 に、磁束変調型磁気ギヤの基本構成を示す。磁束変調型磁気ギヤは、同心円状に配置された極対数の異なる内外 2 つの永久磁石回転子と、その間に挟まれたポールピースと呼ばれる周方向に等間隔に配置された複数の固定子磁極片から構成される。以下、本磁気ギヤの動作原理を述べる。

Fig. 2 に、内側回転子の永久磁石からポールピースを介して、外側ギャップに作られる磁束分布を模式的に示す。同図のように、永久磁石の起磁力分布が正弦波状であると仮定すると、起磁力は次式で表される。

$$f_h(\theta, t) = F_{ah} \cos\{p_h(\theta - \omega_h t)\} \quad (1)$$

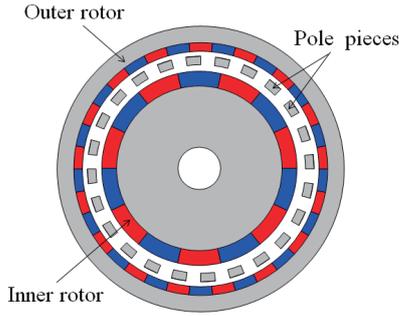


Fig. 1 Basic configuration of a flux-modulated type magnetic gear.

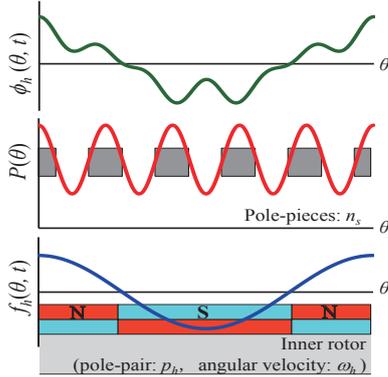


Fig. 2 Outside gap flux generated by the inside magnet's MMF and the pole-pieces.

ここで、 F_{ah} は内側回転子の磁石起磁力の振幅、 p_h と ω_h はそれぞれ内側回転子の極対数と角速度である。

ポールピースのパーミアンス分布 $P(\theta)$ についても正弦波状であると仮定すれば、ポールピースの極数 n_s を用いて、次式で表される。

$$P(\theta) = \lambda_d + \lambda_a \cos(n_s \theta) \quad (2)$$

ここで、 λ_d と λ_a はそれぞれポールピースのパーミアンス分布の平均値と振幅である。

以上から、外側ギャップに作られる磁束分布 $\phi_h(\theta, t)$ は、(1)式と(2)式の積として、以下のように導出される。

$$\begin{aligned} \phi_h(\theta, t) &= F_{ah} \lambda_d \cos\{p_h(\theta - \omega_h t)\} \\ &+ \frac{1}{2} F_{ah} \lambda_a \cos\left\{(n_s + p_h)\left(\theta - \frac{p_h}{n_s + p_h} \omega_h t\right)\right\} \\ &+ \frac{1}{2} F_{ah} \lambda_a \cos\left\{(n_s - p_h)\left(\theta - \frac{-p_h}{n_s - p_h} \omega_h t\right)\right\} \end{aligned} \quad (3)$$

(3)式より、外側ギャップに現れる磁束には、内側回転子の極対数 p_h と同じ次数の基本波成分に加えて、 $(n_s + p_h)$ と $(n_s - p_h)$ の2つの変調成分が存在することが了解される。これらの成分の回転速度はそれぞれ $p_h \omega_h / (n_s + p_h)$ 、 $-p_h \omega_h / (n_s - p_h)$ である。したがって、外側回転子の極対数 p_l を $(n_s + p_h)$ 、もしくは $(n_s - p_h)$ のいずれかに選べば、外側回転子は以下の速度で同期して回転する。

$$\omega_l = \pm \frac{p_h \omega_h}{n_s \pm p_h} = \pm \frac{p_h}{p_l} \omega_h \quad (4)$$

なお、(3)式を見ると、ポールピースで変調された2つの成分 $(n_s + p_h)$ と $(n_s - p_h)$ の振幅は等しいが、実際は、永久磁石の起磁力分布およびパーミアンスの空間分布は、正弦波ではなく矩形波に近いので、高調波の影響により、 $(n_s - p_h)$ の成分の振幅の方が大きくなる。したがって、通常、磁束変調型磁気ギヤの外側回転子の極対数は $p_l = n_s - p_h$ になるように選択する。

3. アモルファス合金を用いた IPM 磁気ギヤの特性算定

3.1 IPM 磁気ギヤの諸元

Fig. 3 に、考察に用いた IPM 磁気ギヤの基本構成を示す。また、Table 1 は諸元である。同図に示すように、内外回転子の永久磁石はスポーク状に埋め込まれている。また、トルク向上の観点から、磁気ブリッジは一般的なギャップ側ではなく、バックヨーク側に設けられている⁵⁾。磁石材料は Nd-Fe-B 焼結磁石である。以下では、低鉄損材料であるアモルファス合金に着目し、回転子鉄心 (Core) を無方向性ケイ素鋼板 (35A250) かアモルファス合金 (Amorphous)、ポールピース (PP) を圧粉磁心 (SMC) かアモルファス合金 (Amorphous) とした場合の特性の比較を行った。なお、今回用いたアモルファス合金は日立金属製の 2605HB1M である。

3.2 3D-FEM 特性算定結果

Fig. 4 に、3D-FEM で求めた、外側回転子の最大トルク、鉄損、効率の算定結果を示す。なお、この時の内側回転子 (高速側) の回転数は 300 rpm である。

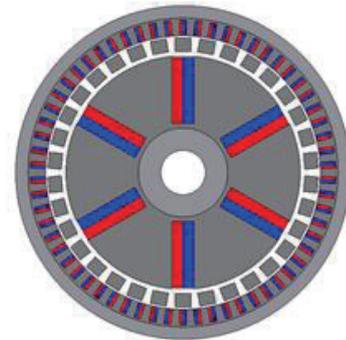


Fig. 3 Basic configuration of IPM magnetic gear.

Table 1 Specifications of the IPM magnetic gear.

Gear ratio	10.33
Outer diameter	150 mm
Axial length	25 mm
Inner air gap	2 mm
Outer air gap	1 mm
Inner pole-pairs	3
Outer pole-pairs	31
Number of pole-pieces	34

Fig. 4 (a) を見ると、回転子鉄心にケイ素鋼板 (35A250) を用いた場合の最大トルクは $18.5 \text{ N}\cdot\text{m}$ であるのに対して、アモルファス合金を用いた場合の最大トルクはそれぞれ $20.1 \text{ N}\cdot\text{m}$ (PP : SMC), $19.8 \text{ N}\cdot\text{m}$ (PP : Amorphous) である。一般に、アモルファス合金はケイ素鋼板と比べて飽和磁束密度が低いにも関わらず、鉄心材料にアモルファス合金を用いることでトルクが向上していることがわかる。これは、飽和磁束密度が低いことで、磁気ブリッジがより小さい磁束で飽和し、その分だけギャップ側へ流れ込む有効磁束が増加したためだと考えられる。Fig. 5 に、回転子鉄心の材料をケイ素鋼板およびアモルファス合金にした場合の磁束密度コンター図を示す。なお、このときのポールピース材は圧粉磁心 (SMC) である。同図より、鉄心材料にアモルファス合金を用いた方が、磁気ブリッジの磁気飽和がより低い磁束密度で生じていることがわかる。さらに、Fig. 6 (b) の空隙磁束密度の高調波成分を見ると、回転子鉄心の材料をケイ素鋼板からアモルファス合金に変更したとき、外側ギャップ磁束の 31 次成分、すなわち外側回転子と同期してトルク伝達に寄与する成分が増加していることがわかる。

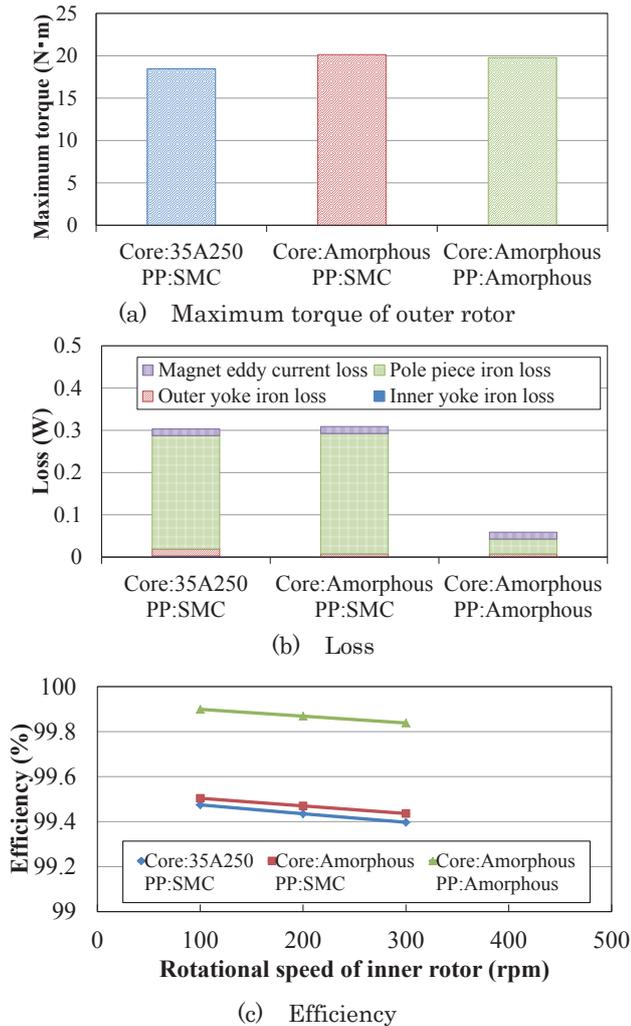


Fig. 4 Comparison of calculated torque, loss, and efficiency of the IPM magnetic gears.

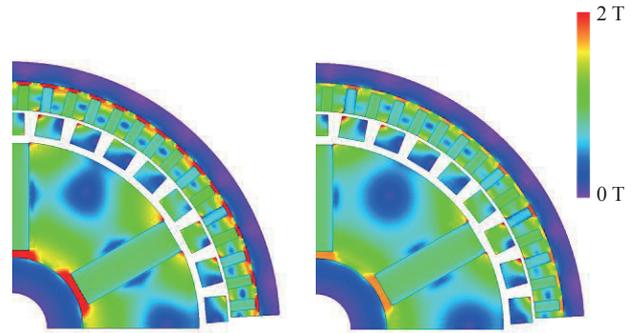


Fig. 5 Flux density contour map(left : 35A250, right : Amorphous).

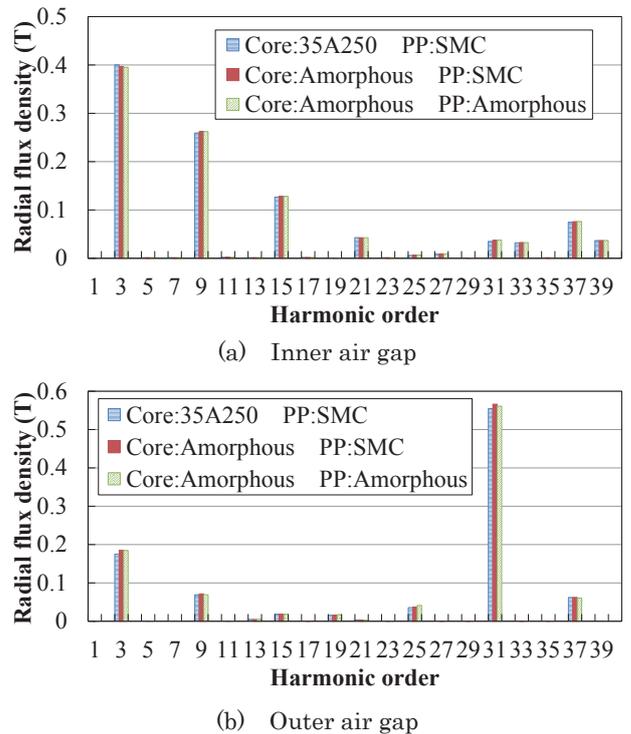


Fig. 6 Harmonic contents of the flux density of air gap.

次いで、Fig. 4 (b) を見ると、ポールピースで生じる鉄損が最も大きいことがわかる。したがって、ポールピースにアモルファス合金を用いることによって、鉄損が大幅に低減される。

Fig. 4 (c) は、効率の算定結果である。なお、磁気ギャの機械出力 P_{out} および効率 η は、以下の式を用いて算出した。

$$P_{out} = \omega_h \bar{\tau}_h \quad (5)$$

$$\eta = \frac{P_{out}}{P_{out} + W_i + W_e} \times 100 (\%) \quad (6)$$

ここで、 ω_h 、 $\bar{\tau}_h$ はそれぞれ内側回転子の回転角速度とトルクの平均値、 W_i は回転子鉄心とポールピースの鉄損の総和、 W_e は永久磁石および非磁性ヨークの渦電流損失の総和である。この図を見ると、回転子鉄心とポールピースの両方に

アモルファス合金を用いた場合が最も効率が高いことがわかる。これは、回転子鉄心にアモルファスを用いたことで伝達トルクが増加したことで、ポールピースにアモルファス合金を用いたことで鉄損を大幅に低減できたことが要因である。

4. アモルファス合金を用いた IPM 磁気ギヤの試作試験

前章の算定結果に基づき、実証機の試作試験を行った。Fig. 7 に、実験装置の外観を示す。入力側には、サーボモータを接続し、磁気ギヤを任意の速度で回転させる。出力側には、ヒステリシスブレーキを接続し、所望の負荷トルクを印加する。入力軸および出力軸にはそれぞれトルクメータを接続し、内外回転子の回転速度、並びに入出力トルクを測定する。入力側を低速・大トルクの外側回転子、出力側を高速・低トルクの内側回転子とし、磁気ギヤを増速動作させて実験を行った。

Fig. 8 に、外側回転子の最大トルクの測定結果を示す。なお、測定時の内側回転子の回転数は 300 rpm である。この図を見ると、回転子鉄心にケイ素鋼板を用いた場合の最大トルクは 15.8 N・m であるのに対して、アモルファス合金を用いた場合の最大トルクはそれぞれ 18.1 N・m (PP: SMC)、17.9 N・m (PP: Amorphous) である。したがって、回転子鉄心にアモルファス合金を用いた IPM 磁気ギヤの方が高いトルクが得られており、Fig. 4 (a) の 3D-FEM による算定結果と同様の結果が得られていることがわかる。

Fig. 9 に、効率の測定結果を示す。なお、内側回転子の回転数は、同図 (a) が 300 rpm、同図 (b) が 1000 rpm である。また、出力トルクは最大トルクで規格化している。これらの図を見ると、回転子鉄心およびポールピースにアモルファスを用いた方が高効率であることがわかる。特に、高速低負荷領域において、効率の改善が認められる。

5. まとめ

以上、本稿では、軟磁性材料の中でも鉄損が極めて小さい、アモルファス合金を埋込磁石型 (IPM) 磁気ギヤの鉄心材料として用いた場合の特性に関して、有限要素法による電磁界解析、並びに試作機による実証実験の両面から検討を行った。

有限要素法による電磁界解析の結果から、飽和磁束密度の低いアモルファス合金を回転子鉄心に採用することで、磁気ブリッジがより低い磁束密度で飽和するため、ギャップ側に流れ込む有効磁束が増加し、トルクが向上することを明らかにした。さらに、ポールピース材としてアモルファス合金を用いることで、鉄損が大幅に減少し、効率が向上することを明らかにした。

また実機試験においても、有限要素法の解析結果と同様に、回転子鉄心の材料をケイ素鋼板からアモルファス合金に変更することで、最大トルクが向上した。効率についても、回転子鉄心およびポールピースにアモルファス合金を

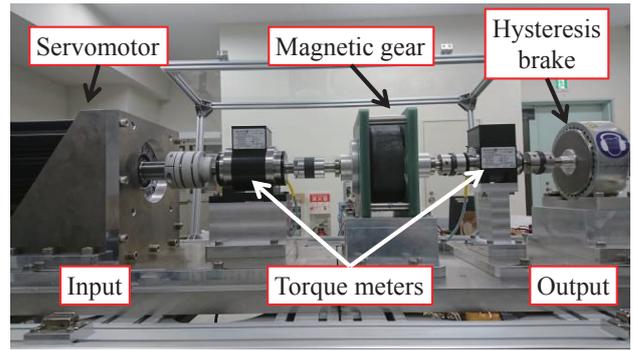


Fig. 7 Experimental setup.

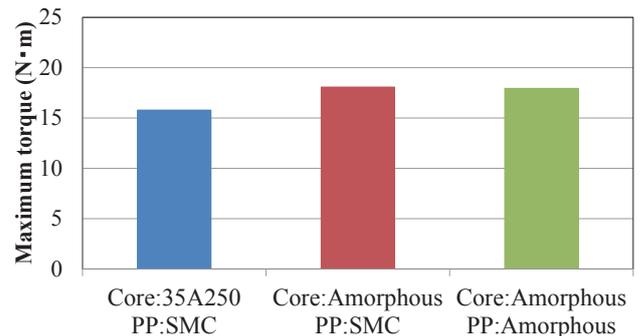
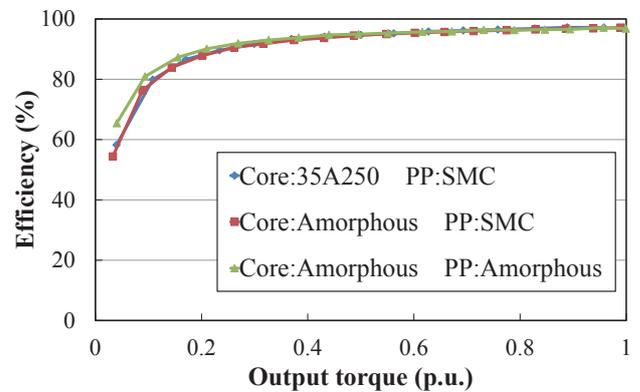
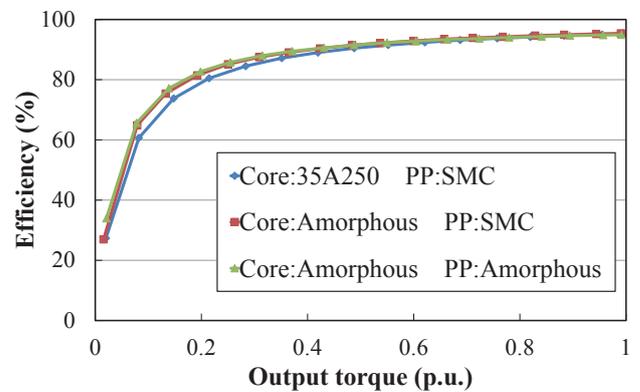


Fig. 8 Comparison of measured outer rotor maximum torque of the prototype IPM magnetic gears.



(a) Inner rotational speed: 300 rpm



(b) Inner rotational speed: 1000 rpm

Fig. 9 Comparison of measured efficiency of the prototype IPM magnetic gears.

用いた方が，特に高速低負荷領域において効率が改善することを明らかにした．

今後は，本稿で検討した磁気ギヤと発電機を組み合わせたシステムに関する特性評価を行う予定である．

なお，本研究の一部は東北大学人工知能エレクトロニクス卓越大学院プログラムの支援を得て行われたものである．

References

- 1) F. T. Jørgensen, P. O. Rasmussen, and T. O. Andersen: "Magnetic gears – a Review", Summer Seminar on Nordic Network for Multi Disciplinary Optimized Electric Drives (2003).
- 2) T. B. Martin, Jr.: "Magnetic transmission", U.S. Patent 3378710 (1968).
- 3) K. Atallah and D. Howe, *IEEE Trans. Magn.*, **37**, 2844 (2001).
- 4) T. Ikeda, K. Nakamura, and O. Ichinokura, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **34**, 380 (2010) (in Japanese).
- 5) Y. Mizuana, K. Nakamura, Y. Suzuki, Y. Oishi, Y. Tachiya, and K. Kuritani, *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **3**, 74 (2019)
- 6) K. Aiso, K. Akatsu, and Y. Aoyama, *IEEE Trans. IA.*, **55**, 2690 (2019)

2019年10月01日受理, 2019年11月13日採録

LLG 方程式による高圧延加工された電磁鋼板の 磁気特性予測精度向上に関する検討

Prediction Accuracy Improvement of Magnetic Properties of Heavy Rolled Silicon Steel Sheet by using LLG Equation

羽根 吉紀^{a)†}・中村 健二^{a)}, 川瀬 剛志^{b)}・細川 徳一^{b)}・栗本 直規^{b)}

^{a)} 東北大学 大学院工学研究科, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-11 (〒980-8579)
^{b)} (株) デンソー, 愛知県刈谷市昭和町 1-1 (〒448-8661)

Y. Hane^{a)†}, K. Nakamura^{a)}, T. Kawase^{b)}, N. Hosokawa^{b)} and N. Kurimoto^{b)}

^{a)} Tohoku University, Graduate School of Engineering, 6-6-11 Aoba Aramaki Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan

^{b)} DENSO CORPORATION., Inc., 1-1 Showacho, Kariya, Aichi 448-8661, Japan

A prediction method for taking deterioration of silicon steel sheet due to machining process is essential to improve the performance of electric machines. In a previous paper, it was demonstrated that simplified Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) equation can predict magnetic properties of silicon steel sheet rolled with different thickness reductions. However, further improvement of calculation accuracy of magnetic properties of heavy rolled silicon steel sheet is required. This paper presents the improved method using the simplified LLG equation for predicting magnetic properties of heavy rolled silicon steel sheet. The validity of the proposed method is proved by comparing with measured values.

Key words: Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) equation, magnetic properties prediction

1. はじめに

近年, 地球環境保全および省エネルギーの観点から, 高効率な電気機器の開発が望まれている. ここで, モータなどの電気機器の鉄心材料に使用される電磁鋼板は, 製造工程における加工の際, 結晶粒に歪みが生じ, この影響で磁気特性が変化し, 機器の性能が低下することが知られている. したがって, 電気機器の高効率化のためには, 加工による磁気特性の変化まで考慮した解析手法の確立, 並びに電磁鋼板の最適な加工法の構築が必要不可欠である. しかしながら, 任意の電磁鋼板の加工後のヒステリシスループを実測することは, 必ずしも容易ではないことから, 何らかの方法による推測が必要である.

磁気特性の表現手法は, 主に物理モデルと現象論的モデルに大別される. その中で, 物理モデルの一つである Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程式を用いる手法は, 磁性体内部の微小な磁化の挙動や分布まで表現可能であり, 磁壁や磁気異方性, 磁化同士の相互作用など, ミクロな磁気現象を詳細に模擬できる. しかしながら, 解析モデルが大規模になるため, 一般に電気機器の解析には適用困難である. これに対して文献 1) では, 磁壁を直接考慮しないなど, いくつかの仮定を設けることで, 電磁鋼板の磁気特性を表現する手法が提案されている. 先に筆者らは, この簡略化された LLG 方程式を用いて, 任意の圧延を施した電磁鋼板の磁気特性を高精度に予測可能であることを明らかにした²⁾.

しかしながら, 従来の予測手法を大きな圧延を施した電磁鋼板に適用した場合, ヒステリシスループの非線形性の表現精度が低くなるという問題があった. そこで本稿では, 従来の予測手法を改良し, 圧延の大きさに応じた補正係数を用いることで, 加工後の磁気特性のさらなる予測精度向上について検討を行ったので報告する.

2. 従来の加工に伴う磁気特性変化予測手法

2.1 簡略化の仮定を取り入れた LLG 方程式

本章では, LLG 方程式の原理, 並びに文献 1) で提案された簡略化の仮定について述べる.

LLG 方程式による磁化分布の解析においては, 解析領域を複数の要素に分割して各要素を磁化ベクトル M_i で表し, これらの挙動を次に示す LLG 方程式を用いて解くことで, 磁性体内の磁化分布を求めることができる.

$$\frac{dm_i}{dt} = -\gamma |m_i \times H_{eff}| + \alpha (m_i \times \frac{dm_i}{dt}) \quad (i=1 \sim n) \quad (1)$$

ここで, $m_i = (m_{ix}, m_{iy}, m_{iz})$ は大きさが1になるように規格化された磁化ベクトルであり, 飽和磁化 M_s を用いて $m_i = M_i / M_s$ で与えられる. また, $\gamma = 2.21 \times 10^5 \text{ m/(A}\cdot\text{s)}$ はジャイロ磁気定数, $\alpha = 1$ は Gilbert の損失定数と呼ばれる無次元数, H_{eff} は有効磁界である.

一般に, LLG 方程式における有効磁界 H_{eff} は次式で与えられる.

$$H_{eff} = H_{app} + H_{ani} + H_{mag} + H_{exc} \quad (2)$$

ここで、 H_{app} は印加磁界、 H_{ani} は異方性磁界、 H_{mag} は静磁界、 H_{exc} は交換磁界である。これらの磁界をすべて考慮することで、結晶粒よりもさらに小さい磁区や磁壁を含む、磁化の詳細な挙動や分布を求めることができる。しかしながら、本手法をそのまま電気機器の解析に適用することは、計算機容量や計算時間の観点から事実上不可能である。また、実際の電磁鋼板の磁気ヒステリシスは、磁歪による磁気弾性効果や内部応力、材料に含まれる不純物や結晶の格子欠陥など、様々な要因の影響を受けることから、これらを正確に解析に取り入れることは必ずしも容易ではない。

上述の問題に対し、文献 1)ではいくつかの仮定を設けることで、実用的な計算時間で精度良く電磁鋼板の磁気ヒステリシスを計算する手法が提案されている。具体的には、まず、本来は多磁区構造を有する結晶粒を、単磁区構造とみなすことで、磁壁の移動を表す交換磁界を無視する。一方で、交換磁界を無視したことによって、磁壁移動による磁化反転が表現できなくなった代わりに、異方性磁界の強さを表す係数を物理定数よりも小さくすることで、磁化を反転しやすくしている。また、本来であれば、各々の磁化に作用する静磁界は場所によって異なるが、これらをすべて計算することは、計算時間の観点から実用的ではないことから、全磁化の平均値を用いて近似的に与えている。さらに、上述の静磁界による影響に加えて、磁歪による磁気弾性効果や格子欠陥などの影響を、文献 1)では磁気弾性エネルギー E_{ela} による磁界 H_{ela} と称して有効磁界に加えている。したがって、文献 1)における有効磁界は以下の式で与えられる。

$$H_{eff} = H_{app} + H_{ani} + H_{ela} \quad (3)$$

(3)式の異方性磁界 H_{ani} は、以下の式で表される。

$$H_{ani} = -\frac{1}{M_s} \frac{\partial E_{ani}}{\partial m_i} \quad (4)$$

$$E_{ani} = \frac{h_{ani} M_s}{2} (a_1^2 a_2^2 + a_2^2 a_3^2 + a_3^2 a_1^2) \quad (5)$$

ここで、 E_{ani} は異方性エネルギーである。 h_{ani} は異方性磁界係数であり、先述の理由から物理定数よりも小さい値を与えている。また、 a_1, a_2, a_3 は各要素の磁化容易軸に対する方向余弦である。

(3)式の磁気弾性エネルギーによる磁界 H_{ela} は、以下の式で与えられている。

$$H_{ela} = -\frac{1}{M_s} \frac{\partial E_{ela}}{\partial m_i} \quad (6)$$

$$E_{ela} = \sum_{j=1}^n b_{2j} \bar{m}^{-2j} \quad (7)$$

$$\bar{m} = \sqrt{\left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N m_{ix}\right)^2 + \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N m_{iy}\right)^2 + \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N m_{iz}\right)^2} \quad (8)$$

ここで、 $b_2 \sim b_{2n}$ は係数である。(8)式を見るとわかるように、文献 1)において、 E_{ela} は様々な要因に由来する磁化同士の相互作用を考慮するために、平均規格化磁化 \bar{m} の偶数次の項

だけを持つべき級数で与えられている。したがって、(6)式の磁界は、平均規格化磁化 \bar{m} の奇数次の項だけを持つべき級数となることから、主として磁気特性の非線形性を表していることがわかる。

2.2 従来の加工に伴う磁気特性変化予測手法

Table 1 および Fig. 1 に、それぞれ測定に用いた試料の諸元および寸法を示す。試料 No. 0 は、無加工の材料である。一方、試料 No. 1~6 は、試料 No. 0 に対してそれぞれ異なる大きさの圧延が施されている。ここで、表 1 に示す圧延率とは、加工前の試料の板厚に対する加工後の試料の圧延による板厚の減少率を指す。

Fig. 2 に、各試料の最大磁束密度 1.0 T における直流ヒステリシスループを示す。なお、これらの直流ヒステリシスループは、文献 3)で提案された手法を用いて、周波数 50, 100, 200 Hz におけるヒステリシスループの実測値より推定した。この図を見ると、圧延が施されることでループの形状が無加工の状態に対して大きく変化することがわかる。

上述のような、電磁鋼板の加工後の磁気特性を予測するにあたり、本稿では LLG 方程式のパラメータと圧延率の関係に着目する。Fig. 3 に、LLG 方程式のパラメータとヒステリシスループの形状との対応関係を示す。図に示すように、異方性磁界係数 h_{ani} は、保磁力に比例するパラメータである。

Table 1 Specifications of test samples.

Sample No.	No. 0	No. 1	No. 2	No. 3	No. 4	No. 5	No. 6
Rolled ratio (%)	0	3	6	9	12	30	50

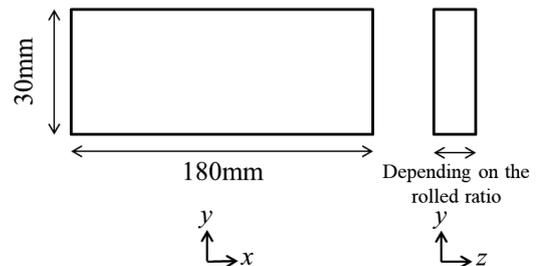


Fig. 1 Dimensions of the test samples.

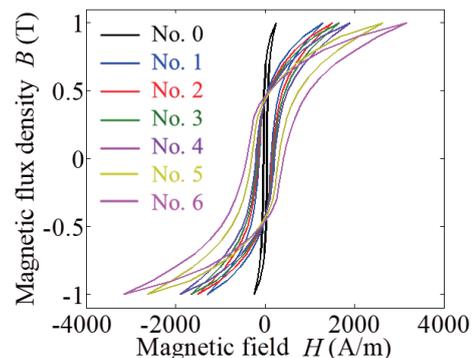


Fig. 2 Estimated dc hysteresis loops of each sample.

また、磁気弾性エネルギーの係数 $b_2 \sim b_{2n}$ は、ヒステリシスループの非線形性を表現するパラメータであり、同図の第 1 象限の上昇曲線の形状から求まる。Table 2 に、試料 No. 0~6 の直流ヒステリシスの実測からの推定値より導出した LLG 方程式の各パラメータを示す。

まず、 h_{ani} の推定方法について述べる。任意の圧延率における h_{ani} を推定するにあたり、加工前後での h_{ani} の比を圧延率 x の関数 $h_{anir}(x)$ として、次式のように定義する。

$$h_{anir}(x) = \frac{h_{ani}(x)}{h_{ani}(0)} \quad (9)$$

Fig. 4 に、 $h_{anir}(x)$ と圧延率の関係を示す。この図を見ると、圧延率 3~50%において、 $h_{anir}(x)$ はほぼ線形に変化していることがわかる。したがって、 $h_{anir}(x)$ は次に示すような関数で近似することができる。

$$h_{anir}(x) = a_h x + b_h \quad (10)$$

ここでは、 $a_h = 14.5$, $b_h = 3.25$ と求まる。このように、(10) 式を用いることで、任意の圧延率における h_{ani} の値を推定できる。ただし、無加工と圧延率 3%の間を同様に関数化できるかどうかについては、今後検討を行う必要がある。

次いで、 $b_2 \sim b_{2n}$ の推定方法について述べる。Fig. 3 に示したように、 $b_2 \sim b_{2n}$ は、ヒステリシスループの第 1 象限の上昇曲線の形状を表すパラメータである。したがって、加工した任意の電磁鋼板について $b_2 \sim b_{2n}$ を決定するためには、加工後のヒステリシスループの第 1 象限の上昇曲線を予測すればよい。そこで、磁束密度 B の関数 $g(B)$ を以下のように定義する。

$$g(B) = \frac{1}{h_{anir}} \times \frac{H_{pre}(B)}{H_{nonpre}(B)} \quad (11)$$

ここで、 $H_{nonpre}(B)$, $H_{pre}(B)$ はそれぞれ、加工前後の試料のヒステリシスループの第 1 象限の上昇曲線における磁界強度である。Fig. 5 に、試料 No. 1~6 のそれぞれについて導出した $g(B)$ 、および試料 No. 1~4 の $g(B)$ の平均値を示す。これらの図を見ると、 $g(B)$ は圧延率 3~12%において、ほぼ一定の傾向を示すことがわかる。一方、圧延率が 12%を超えると、圧延率の増加に伴い、 $g(B)$ の傾向が大きく変化してい

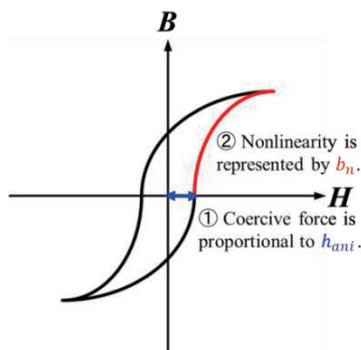


Fig. 3 Relationship between parameters of the LLG equation and a shape of hysteresis loop.

Table 2 Parameters of the LLG equation.

No.	0	1	2	3	4	5	6
h_{ani}	109	419	484	561	628	915	1242
b_2	-1.51	3.48×10^2	4.17×10^2	5.15×10^2	5.88×10^2	9.45×10^2	1.50×10^3
b_4	8.21×10^2	3.16×10^3	4.10×10^3	4.61×10^3	5.47×10^3	8.13×10^3	7.85×10^3
b_6	-1.61×10^4	1.12×10^4	1.06×10^4	1.09×10^4	1.11×10^4	1.08×10^4	1.53×10^4
b_8	2.10×10^5	-2.87×10^4	-2.81×10^4	-3.01×10^4	-3.15×10^4	-3.48×10^4	-4.35×10^4
b_{10}	-1.39×10^6	2.65×10^4	2.56×10^4	2.70×10^4	2.83×10^4	3.22×10^4	4.15×10^4
b_{12}	5.39×10^6	-	-	-	-	-	-
b_{14}	-1.28×10^7	-	-	-	-	-	-
b_{16}	1.83×10^7	-	-	-	-	-	-
b_{18}	-1.44×10^7	-	-	-	-	-	-
b_{20}	4.78×10^6	-	-	-	-	-	-

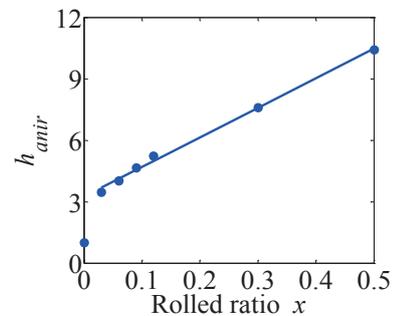
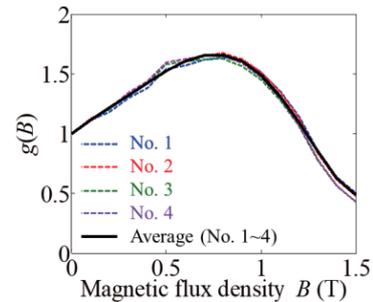
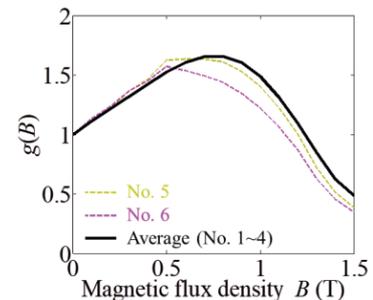


Fig. 4 Relationship between rolled ratio x and $h_{anir}(x)$.



(a) Sample No. 1~4 and average values.



(b) Sample No. 5 and 6 and average values.

Fig. 5 Relationship between magnetic flux density B and $g(B)$ of each test sample and average values.

ることがわかる。これは、加工後の残留圧縮応力による磁氣的摩擦の増加⁴⁾、並びに塑性変形による転位密度の増加⁵⁾に伴い、磁壁移動が鈍化し⁶⁾、磁化過程が変化したこと由来すると推測される。本稿では、文献 2)で提案された手法に基づき、概ね傾向が一致している試料 No. 1~4 の $g(B)$ の平均 $g_{ave}(B)$ を、以下に示すような多項式で近似する。

$$g_{ave}(B) = a_g B^5 + b_g B^4 + c_g B^3 + d_g B^2 + e_g B + 1 \quad (12)$$

ここでは、Fig. 5 より、 $a_g = 2.16$, $b_g = -6.37$, $c_g = 5.06$, $d_g = -1.61$, $e_g = 1.25$ と求まる。これを(11)式に代入して、次式を得る。

$$H_{pre}(B) = h_{anir} \times H_{nonpre}(B) \times g_{ave}(B) \quad (13)$$

以上より、(13)式を用いて任意の圧延率における磁界強度 $H_{pre}(B)$ を計算することで、加工後のヒステリシスループの上昇曲線を予測し、そこから $b_2 \sim b_{2n}$ を決定できる。

Fig. 6 に、上述の方法で予測した h_{anir} , $b_2 \sim b_{2n}$ を用いて計算した直流ヒステリシスの拡大図を示す。これらの図を見ると、試料 No. 1~4 について、LLG 方程式を用いた計算値は実測からの推定値と良好に一致していることが了解される。一方、試料 No. 5, 6 については、計算したループの非線形性が実測からの推定値と異なっており、特に高磁束密

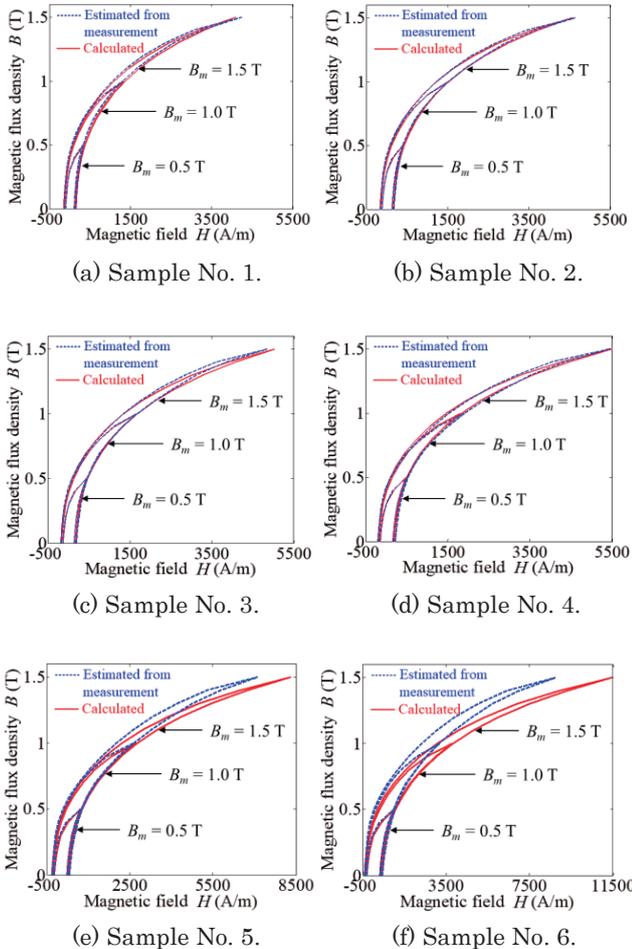


Fig. 6 Enlarged view of prediction results of dc hysteresis loops of each test samples by using the simplified LLG Equation.

度領域において誤差が大きいことがわかる。誤差の原因としては、上述のように、高圧延率において $g(B)$ の傾向が大きく変化するためであると考えられる。

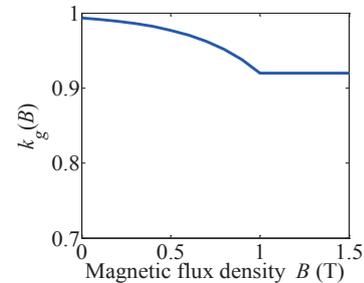
3. $g(B)$ の補正による予測精度向上

前章で示したように、従来の予測手法では高圧延率におけるヒステリシスループの非線形性の表現精度が低く、改善が必要である。そこで本稿では、誤差の主要因である $g(B)$ を圧延率に応じて補正する方法を提案する。

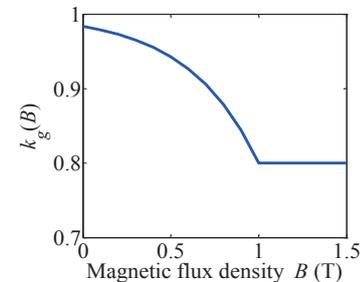
Fig. 5(b)を見ると、圧延率 12% 以上において、圧延率の増加に伴い、 $g(B)$ の極大点が低磁束密度側へ移動し、さらに、極大点よりも高い磁束密度領域において $g(B)$ が小さくなっていることがわかる。ここで、(10), (11)式より、高圧延時に高磁束密度領域において $g(B)$ の値が小さくなったことは、圧延率に対する $H_{pre}(B)$ の増加率が高磁束密度領域において小さくなったことと同義である。これは、上述のように、圧延率の増加に伴う磁化過程の変化、すなわち磁化過程が磁壁移動から回転磁化に移行する磁束密度が低くなったことを意味すると考えられる。したがって、極大点よりも高い磁束密度領域において $g_{ave}(B)$ が小さくなるように補正すれば、予測精度が向上すると考えられる。そこで本節では、(11)式の $g_{ave}(B)$ に代わり、以下の式で表される $g_{cor}(B)$ を用いることを提案する。

Table 3 Correction coefficient a_g of each test sample.

Sample No.	No. 0	No. 1	No. 2	No. 3	No. 4	No. 5	No. 6
a_g	0	0	0	0	0	0.08	0.2



(a) Sample No. 5



(b) Sample No. 6

Fig. 7 Relationship between magnetic flux density B and correction coefficient $k_g(B)$.

$$g_{cor}(B) = k_g(B) \cdot g_{ave}(B) \quad (14)$$

$$k_g(B) = 1 - \alpha_g \min(1, \exp(\beta_g(B - \gamma_g))) \quad (15)$$

ここで、 α_g 、 β_g 、 γ_g は係数である。 α_g は、Table 3に示すように、圧延率に応じて変化する。 β_g 、 γ_g は定数であり、ここでは $\beta_g = 2.5$ 、 $\gamma_g = 1$ とした。Fig. 7に、試料 No. 5, 6について、(14)式で表される磁束密度 B に対する $k_g(B)$ の変化を示す。図より、磁束密度 B が大きくなる領域では $g_{cor}(B)$ が小さくなるように補正されることがわかる。

Fig. 8に、(14)、(15)式を用いて補正した $g_{cor}(B)$ と、直流ヒステリシスの実測からの推定値を用いて導出した $g(B)$ の比較を示す。図より、実測からの推定値と $g_{cor}(B)$ が概ね一致していることが了解される。

上述の $g_{ave}(B)$ の補正の妥当性を確認するため、計算したヒステリシスループを実測からの推定値と比較検証した。Fig. 9に、試料 No. 5, 6の直流ヒステリシスの実測からの推定値と計算値を示す。これらの図を見ると、実測からの推定値と計算値が良好に一致していることから、提案手法の妥当性が了解される。

4. まとめ

以上、本稿では、簡略化された LLG 方程式を用いた加工後の電磁鋼板の磁気特性変化の高圧延加工時における予測精度向上に関する検討を行った。

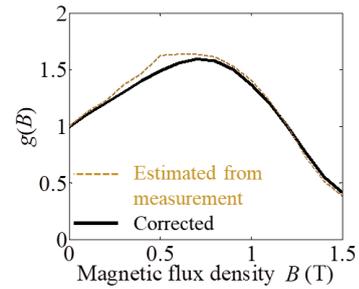
その結果、従来の予測手法では、高圧延率において直流ヒステリシスループの非線形性の表現精度に問題があったが、圧延率に応じた補正係数を用いることで、算定精度が大幅に向上することを明らかにした。

今後は、補正係数と圧延率の関係式の導出、並びに磁気特性予測を行う予定である。次いで、種々の材料についても同様に、補正による予測精度向上が可能であるかどうか、検証を行う予定である。さらに、本提案手法を用いて予測した加工後の電磁鋼板の磁気特性を、モータ等の電気機器の解析・設計に適用する予定である。

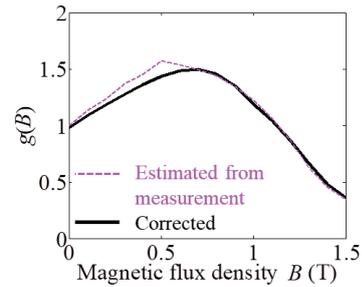
謝辞 本研究の一部は、特別研究員奨励費 (JP19J20572) の交付を得て行った。

References

- 1) A. Furuya, J. Fujisaki, Y. Uehara, K. Shimizu, H. Oshima, Y. Murakami, and N. Takahashi, *The Papers of Joint Technical Meeting on "Static Apparatus" and "Rotating Machinery"*, IEE Japan, SA-13-6, RM-13-6 (2013) (in Japanese).
- 2) Y. Hane, K. Nakamura, T. Yoshioka, T. Kawase, and T. Ishikawa, *T. Magn. Soc. Jpn.*, **3**, 90 (2019) (in Japanese).
- 3) J. Kitao, K. Hashimoto, Y. Takahashi, K. Fujiwara, Y. Ishihara, A. Ahagon, and T. Masuo, *The Papers of Joint Technical Meeting on "Static Apparatus" and "Rotating Machinery"*, IEE Japan, SA-12-16, RM-12-16 (2012) (in Japanese).
- 4) S. Doi, T. Aoki, K. Okazaki, Y. Takahashi, and K. Fujiwara, *IEEJ Trans. PE*, **138**, 36 (2018) (in Japanese).
- 5) S. Takahashi, "Jisei to Teni", *Kensagijutsu*, (2007) (in Japanese).
- 6) T. Yoshioka, K. Fujiwara, and Y. Takahashi, *The Papers of Joint Technical Meeting on "Magnetics"* IEE Japan, SA-19-88, RM-19-108 (2019) (in Japanese).

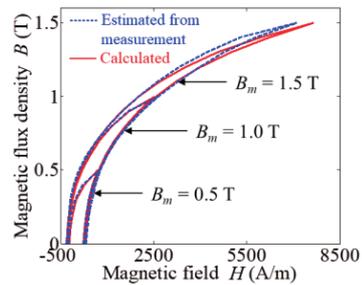


(a) Sample No. 5.

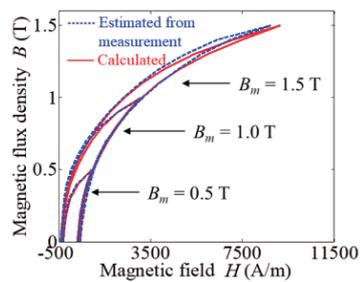


(b) Sample No. 6.

Fig. 8 Comparison of $g(B)$ derived from estimated values and $g_{cor}(B)$.



(a) Sample No. 5.



(b) Sample No. 6.

Fig. 9 Prediction results of dc hysteresis loops of each test samples by using the simplified LLG Equation when $g(B)$ is corrected.

2019年10月10日受理, 2019年11月22日再受理, 2019年11月26日採録

アキシアルギャップ型 SR モータの解析精度改善と性能向上に関する検討

Improvement of Calculation Accuracy and Performance Improvement of Axial-Flux-type SR Motor

相澤 拓毅[†]・中村 健二

東北大学 大学院工学研究科, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-11 (〒980-8579)

H. Aizawa[†], K. Nakamura

Tohoku University, Graduate School of Engineering, 6-6-11 Aoba Aramaki Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan

An axial-flux-type switched reluctance motor (AFSRM) has flat shape, mechanical robustness, and heat-resistant, which are suitable for in-wheel direct-drive-type electric vehicle (EV). In a previous paper, an in-wheel AFSRM for a compact EV was designed and prototyped. The usefulness of the prototype AFSRM was proved, while it was pointed out that the measured torque was smaller than the calculated one. This paper investigates the causes of error and presents countermeasures for performance improvement by using three-dimensional finite element method (3D-FEM).

Key words: Axial-flux-type switched reluctance motor (AFSRM), In-wheel motor, Electric vehicle (EV)

1. はじめに

近年, 大気汚染などの環境問題や化石燃料の枯渇問題に対応するため, 国内外で電気自動車 (EV) の研究・開発が盛んに行われている. EV は化石燃料を使用せず, 電気エネルギーによって駆動するため, 温室効果ガスを一切排出せず, 特定の資源に依存しないといった利点を有する. 一方で, 2次電池のエネルギー密度が低いために, 1充電当たりの走行距離が短く, また充電に時間がかかることから, 今後より一層の EV の普及には解決すべき課題も多い.

上述の問題に対して, 筆者らは EV のインホイールダイレクト駆動に着目している. インホイールダイレクト駆動は, EV の各駆動輪のホイール内部にモータを格納し, 減速機を介さずにタイヤを駆動する方式であり, 2次電池の搭載スペースの拡大や, 動力伝達に伴う機械損の低減, 各駆動輪の独立制御による走行性能の向上が期待される. 一方で, インホイールモータは搭載スペースが限られる他, 振動や高温環境下での駆動にも耐えうる堅牢性と信頼性が求められる.

筆者らは, インホイールダイレクト駆動に適するモータの一つとして, スイッチトリラクタンス (SR) モータに着目している. SR モータは, 鉄心と巻線のみで構成されるため, 堅牢で安価である¹⁾. また, 永久磁石が不要であることから, 惰行時に磁石磁束由来の損失や逆起電力が発生しないため, 電費や回路の安全性・信頼性も高い. しかしながら, 希土類磁石モータと比較して, 一般に SR モータはトルク密度が低いという課題がある.

これに対して, 先に筆者らは, 軸方向に空隙を有するアキシアルギャップ (Axial-Flux : AF) 構造に着目した²⁾. ホイール内部のような扁平な空間にモータを収める場合,

一般的な径方向に空隙を有するラジアルギャップ (Radial-Flux : RF) 構造よりも, AF 構造の方がトルク発生面を大きくできるため, トルク密度が向上する. さらに, AF 構造は回転子と固定子を軸方向に複数並べることができるため, 複数ステータ, 複数ロータを組み合わせたマルチギャップ構造を比較的容易に実現可能であり, シングルギャップ構造よりもトルク密度を向上させることができる.

これまで, ダブルステータ型のアキシアルギャップ SR モータ (AFSRM) の試作評価と, 小型 EV 用インホイールモータへの適用について検討が進められてきた^{3),4)}. その結果, Fig. 1 に示すように, 後輪 2 つのホイール内に AFSRM を搭載した小型 EV が試作され, 良好な走行性能を有することが明らかになった. しかしながら一方で, 試作 AFSRM のトルクは 3次元有限要素法 (3D-FEM) による設計値を下回ったことから, この原因の解明と改良が必要不可欠である.

本稿では, 3D-FEM を用いてトルク低下の原因について解明を行うとともに, それに基づくトルク向上策について検討を行ったので報告する.



Fig. 1 Compact EV with in-wheel AFSRMs.

2. AFSRM の試作機の概要

Fig. 2 に先行研究で試作された 3 相 AFSRM の構成を、Table1 に諸元をそれぞれ示す 4). 固定子極と回転子極はそれぞれ 18 極, 12 極である. 本 AFSRM は, 1 つの回転子を 2 つの固定子で挟み込んだ, いわゆるダブルステータ構造を有し, 対向する固定子極には同一方向に巻線を巻き, それらを直列に接続することで, 回転子極を貫く方向に磁束を発生させている. これにより, 回転子ヨークが不要になる. 鉄心材料は無方向性ケイ素鋼板 (35A300) である. 固定子はトロイダル状の鉄心を切削して製作され, 回転子はケイ素鋼板の単板を周方向に積層する形で製作されている.

Fig. 3 に, 試作機のハウジングや支持構造も含めた全体構成を示す. 固定子鉄心は, バックヨークと巻線との間に支持板を挟み込むことでハウジングに固定している. ハウジングには超々ジュラルミン, 固定子支持板にはステンレ

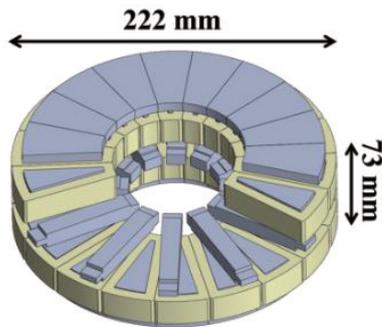


Fig. 2 Structure of a prototype AFSRM.

Table 1 Specifications of a prototype AFSRM.

Exciting voltage:	72 V
Gap length:	0.3 mm
Winding turns / pole:	99 turns
Winding space factor:	62%
Weight:	14.4 kg
Weight including case:	32.3 kg
Core material:	35A300

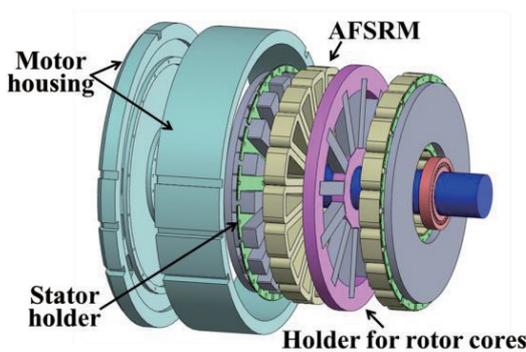


Fig. 3 Configuration of the prototype AFSRM including holders and housing.

スを使用している. 回転子極は内外 2 つのリングで支持し, 軸に固定されている. 両リングにはステンレスを使用している. また, 軸受には円錐ころ軸受を使用しており, 回転子位置検出器としてレゾルバを組み込んでいる.

3. AFSRM のトルク低下要因の分析

3.1 鉄心の積層構造の影響

第一のトルク低下要因として, 鉄心の積層構造の影響に着目した. 試作 AFSRM の固定子, 回転子ともに積層鋼板が用いられており, Fig. 4 および Fig. 5 に示すように, それぞれ径方向, 周方向に積層されている. しかし, 先行研究ではこれらが考慮されていなかったことから, 今回, 鉄心の積層を考慮した解析を行い, その影響を分析した. なお, 3D-FEM で積層を考慮する際には, モデル自体はバルクのままで, 積層の方向と鉄心の占積率から, 実効的な透磁率を与えて解析を行う. 具体的には, 鉄心占積率をカタログに記載の 95% とし, 積層方向には積層鉄心と空気層を直列に接続した場合の透磁率を, 面内方向には積層鉄心と空気層を並列に接続した場合の透磁率を与える. したがって, 鉄心の透磁率を μ_s とすると, 積層方向の透磁率 μ_{lam} と面内方向の透磁率 μ_{inp} は, それぞれ次式で与えられる.

$$\mu_{lam} = \left(\frac{0.95}{\mu_s \mu_0} + \frac{0.05}{\mu_0} \right)^{-1} \tag{1}$$

$$\mu_{inp} = 0.95 \mu_s \mu_0 + 0.05 \mu_0 \tag{2}$$

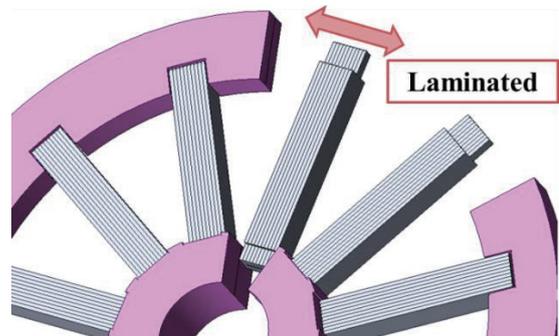


Fig. 4 Lamination of rotor core.

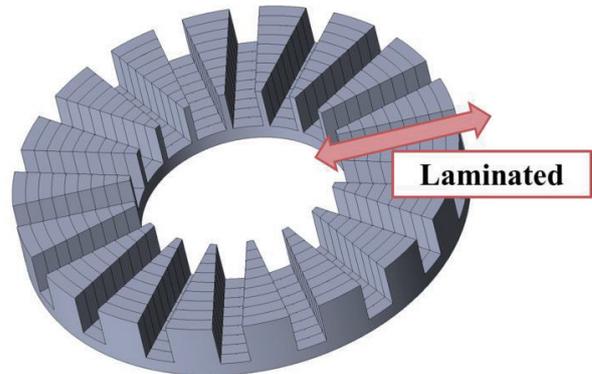


Fig. 5 Lamination of stator core.

Fig. 6に電流密度対トルク特性に関して、先行研究の計算結果と、積層を考慮した場合の計算結果の比較を示す。新たに積層を考慮したことで、高負荷領域における特性が低下し、より実機に近い特性が得られた。したがって、鉄心の積層を無視したことが計算値と実測値の誤差の要因の一つであることが明らかになった。

3.2 支持構造における渦電流の影響

続いて、モータの支持構造に発生する渦電流に着目した。前章で述べたように、試作機では、ハウジングや回転子支持リング等の複数の金属部品がモータ本体に近接配置されている。したがって、モータ本体からの漏れ磁束がこれらの金属部品に流入し、渦電流が発生することが懸念される。そこで、これらの金属部品も含めた3D-FEMモデルを作成し、渦電流を考慮した解析を行った。

Fig. 7に、Fig. 6に示した積層のみを考慮した場合のトルク特性の計算結果と、積層に加えて支持構造の渦電流も考慮した場合の計算結果を示す。支持構造の渦電流を考慮したことで、積層のみを考慮した場合よりも、さらにトルク特性が低下した。したがって、支持構造に発生する渦電流は無視できないことが明らかとなった。

Fig. 8に、各支持構造の渦電流損の比較を示す。この図を見ると、主にモータ本体を格納するためのハウジング、

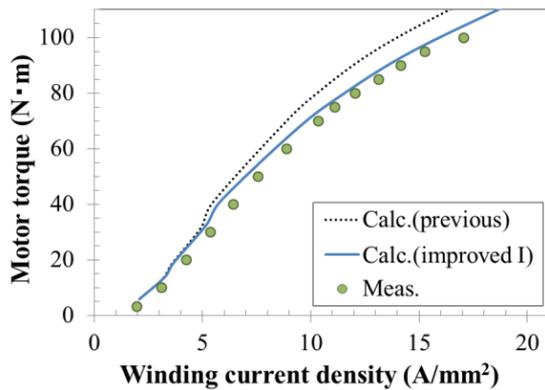


Fig. 6 Comparison of torque characteristics considering (improved I) or ignoring (previous) the core lamination.

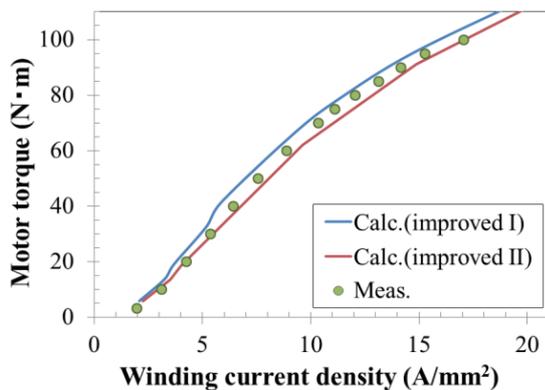


Fig. 7 Comparison of torque characteristics considering (improved II) or ignoring (improved I) the eddy current in holders and housing.

回転子外側を支持するためのアウターリングの2つの部品において大きな渦電流損が発生していることがわかる。また、ハウジングの渦電流損は負荷に対して2次関数的に増加しているが、アウターリングの渦電流損は負荷によらず、ほぼ一定であることがわかる。

次いで、ハウジングとアウターリングの渦電流損が大きくなった原因について分析を行った。Fig. 9に、U相を励磁し鉄心が飽和している時の、ハウジングの渦電流分布を示す。U相の固定子極があるバックヨークの背面を中心として、大きな渦電流が流れている。Fig. 10に、この時のU相固定子極周辺の磁束密度分布を示す。この図を見ると、固定子極だけでなくバックヨークにおいても磁気飽和が起きており、これによりU相固定子極からハウジングに漏れる磁束が生じたと推測できる。また、この漏れ磁束はバックヨークの飽和の度合いで変化することから、ハウジングの渦電流損が負荷に対して2次関数的に増加したと考えられる。

続いて、Fig. 11にU相励磁時のアウターリングの渦電流分布を示す。同図に示すように、アウターリングは強度を確保するため、回転子極間のスペースにもせり出した構造になっているが、その部分に集中して渦電流が流れていることが了解される。すなわち、回転子周辺のフリンジング磁束がアウターリングに流れ込み、渦電流が生じたことがわかる。

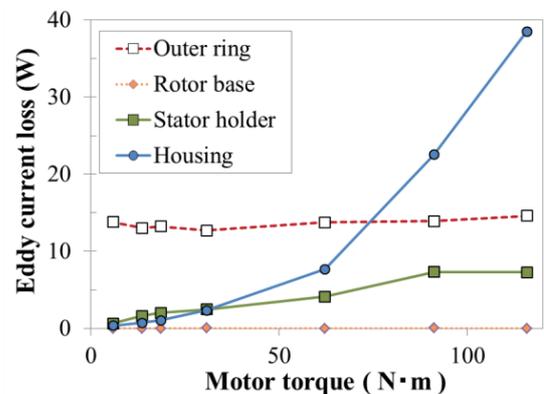


Fig. 8 Eddy current loss of each part.

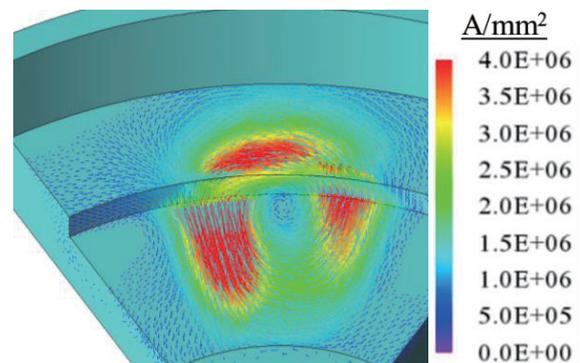


Fig. 9 Eddy current distribution of the motor housing.

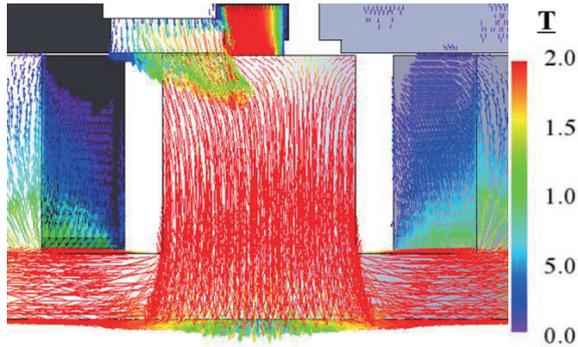


Fig. 10 Flux density distribution around U-phase stator pole.

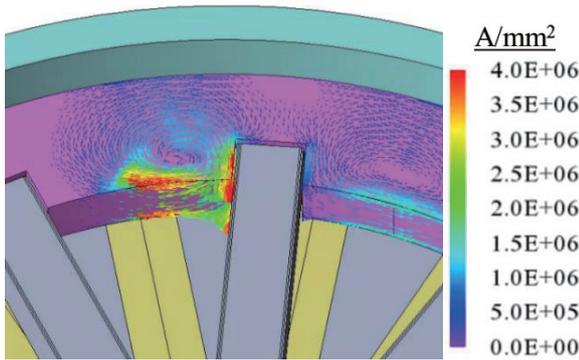


Fig. 11 Eddy current distribution of the outer-ring.

3.3 回転子積層面内の渦電流損の影響

3.1 節では、鉄心の積層方向と占積率に着目したが、鉄心に発生する渦電流損は考慮しなかった。固定子鉄心については、積層面に垂直に鎖交する磁束は極めて小さいと考えられるため、積層面内の渦電流は無視できる。しかし回転子鉄心については、積層面に対して垂直な方向、すなわち回転方向から流入する磁束が存在するため、これにより渦電流が発生することが懸念される。したがって、この渦電流を考慮した解析を行った。ここで、一般に鉄心の積層鋼板 1 枚 1 枚の面内渦電流をすべて解析する場合、多大な計算リソースが必要となり、FEM の収束性が著しく低下し、計算時間も長大化する。そこで今回は、回転子の積層鋼板の両端 2 枚ずつ、計 4 枚の鋼板のみをモデル化し、ここで発生する渦電流を考慮した解析を行った。

Fig. 12 に、Fig. 6 に示した積層のみを考慮した場合のトルク特性の計算値と、積層に加えて回転子の積層鋼板の面内渦電流も考慮した場合の計算値を示す。この図を見ると、両者の差はほぼ無いことが了解される。今回の解析では、積層鋼板 1 枚あたりに発生する渦電流損は 0.2 W 程度であり、トルク特性にはほとんど影響を与えなかった。

4. トルク向上に関する検討

前章までの考察により、固定子バックヨークの磁気飽和に起因する漏れ磁束がハウジングに流れ込み、大きな渦電流を発生させたことで、AFSRM のトルク特性が劣化し

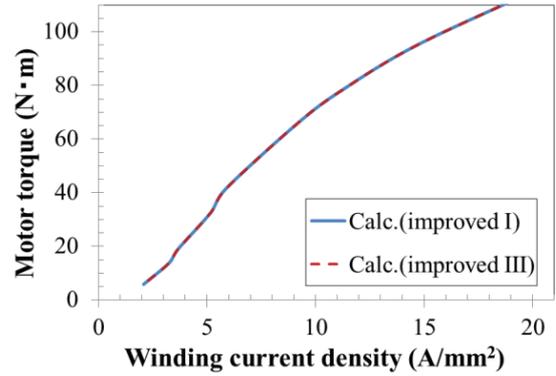


Fig. 12 Comparison of torque characteristics considering (improved III) or ignoring (improved I) the eddy current in rotor laminated steel sheets.

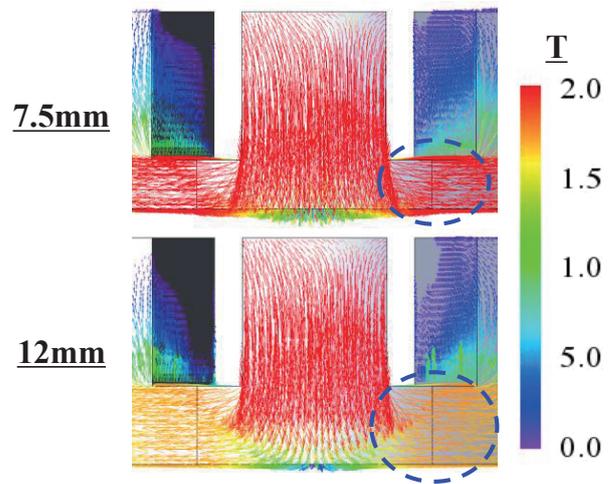


Fig. 13 Comparison of flux density distribution around U-phase stator pole when a stator back yoke thickness is 7.5 mm (top) and 12 mm (bottom).

たことが明らかになった。この漏れ磁束は、バックヨークでの強い磁気飽和に起因することから、バックヨークを厚くし、磁気飽和を緩和することで漏れ磁束が減って、ハウジングの渦電流損が低下し、結果的に電流密度対トルク特性が改善すると考えられる。そこで、バックヨーク厚を種々変更した FEM モデルを作成し、トルクの改善効果について検証を行った。なお、バックヨーク厚を増加させた分だけハウジングの厚さを減少させ、モータ全体の体格は一定として比較を行った。

Fig. 13 に、バックヨーク厚を試作機と同じ 7.5 mm とした場合と 12 mm とした場合の磁束密度分布の比較を示す。この図を見ると、バックヨーク厚を増すことでヨークの磁束密度が低下し、磁気飽和が緩和されているのがわかる。また、Fig. 14 にバックヨーク厚を種々変えた場合のハウジングの渦電流損の比較を示す。バックヨーク厚を増し、磁気飽和を緩和したことで漏れ磁束が減り、その結果、渦電流損が大幅に低減したことが了解される。一方で、バ

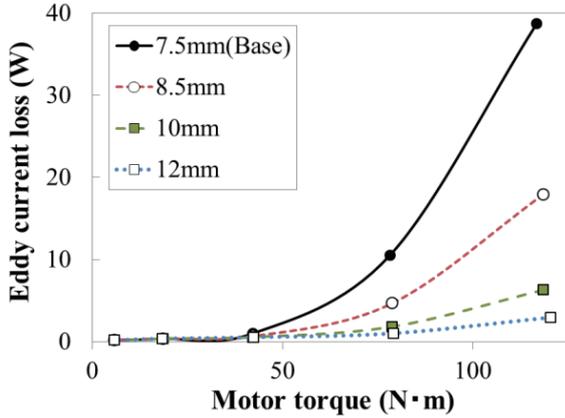


Fig. 14 Comparison of eddy current loss of the housing in various thickness of the stator back yoke.

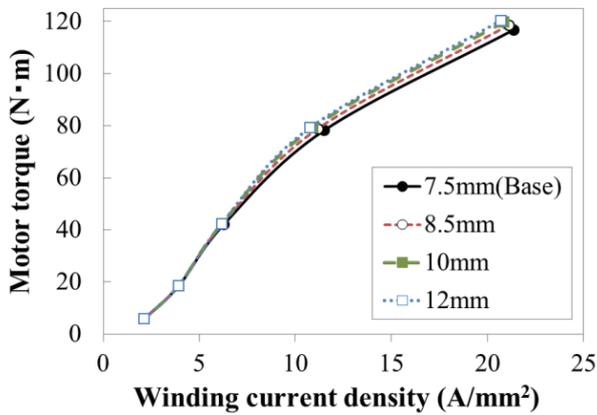


Fig. 15 Comparison of torque characteristics in various thickness of the stator back yoke.

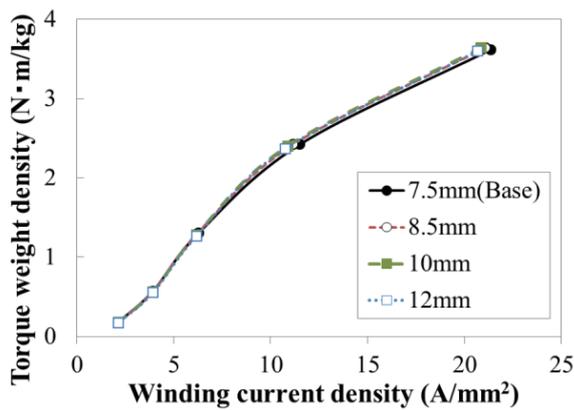


Fig. 16 Comparison of torque weight density characteristics in various thickness of the stator back yoke.

ックヨーク厚を増すほど、低減効果は鈍化していくことから、磁気飽和の緩和による効果が得られるのは、ヨーク厚 12 mm 程度までであると考えられる。

次いで、Fig. 15 にバックヨーク厚を種々変えた場合の、AFSRM のトルク特性の比較を示す。バックヨークを厚くすることで渦電流損が低減したため、同一トルク発生時の入力電流が減り、その結果、トルク特性が改善されたことがわかる。また Fig. 16 には、バックヨーク厚を種々変えた場合の、AFSRM のトルク重量密度特性の比較を示す。鉄心体積の増加に伴いモータ重量が増加するが、ヨーク厚 10 mm 程度までは、トルク重量密度も改善されることが了解される。

5. まとめ

以上、本稿では小型 EV 用ダブルステータ型 AFSRM の試作機のトルク低下要因の分析と、その結果を踏まえた性能向上について検討を行った。

3D-FEM の解析により、試作モータのトルク特性が設計値よりも低下した要因を分析した結果、先行研究では考慮されていなかった鉄心の積層構造、並びにハウジングや回転子支持リング等の構造部材で生じる渦電流損が、トルク低下の主な要因であることが明らかになった。また、ハウジングの渦電流損については、固定子バックヨークの強い磁気飽和に起因する漏れ磁束が原因であることも明らかになった。

次いで、上述の検討結果に基づき、ハウジングの渦電流損を低減してモータのトルク向上を図るため、バックヨーク厚について検討を行った。その結果、バックヨークを 7.5 mm から 12 mm 程度まで厚くすることで、固定子からの漏れ磁束が低減し、ハウジングの渦電流損が大幅に低下するとともに、トルク特性も改善されることが明らかとなった。

今後は、さらなるトルク向上と損失低減に関して検討を行うとともに、試作機を改造して実証実験を行う予定である。

References

- 1) R. C. Becerra, M. Ehsani, and T. J. E. Miller: *IEEE Trans. Power Electron.*, **8**, 257 (1993).
- 2) Y. Ono, K. Nakamura, and O. Ichinokura: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **35**, 2 (2011) (in Japanese).
- 3) T. Shibamoto, K. Nakamura, H. Goto, and O. Ichinokura: *Proc. IEEE Int. Conf. Electr. Mach. (ICEM 2012)*, 1158-1163 (2012).
- 4) K. Takase, H. Goto, and O. Ichinokura: *The Papers of Technical Meeting on Rotating Machinery*, RM-15-146 (2015). (in Japanese)

2019年10月10日受理, 2019年12月10日採録

インセット型高速 PM モータの試作試験

Prototype Test of High-Speed Inset PM Motor

内山 裕太郎[†], 中村 健二, 一ノ倉 理, *後藤 博樹, **郭 海蛟

東北大学 大学院工学研究科, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-11 (〒980-8579)

*宇都宮大学 大学院工学研究科, 宇都宮市陽東 7-1-2 (〒321-8585)

**東北学院大学 工学部, 多賀城市中央 1-13-1 (〒985-8537)

Y. Uchiyama, K. Nakamura, O. Ichinokura, *H. Goto, **H. J. Guo

Tohoku University, Graduate School of Engineering, 6-6-11 Aoba Aramaki Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8579, Japan

*Utsunomiya University, Graduate School of Engineering, 7-1-2 Yoto, Utsunomiya, Tochigi 321-8585, Japan

**Tohoku Gakuin University, School of Engineering, 1-13-1 Chuo, Tagajo, Miyagi 985-8537, Japan

In recent years, performance improvement of cooling fan motors is strongly required since loss density and related heat generation in power electronics circuit is significantly increased due to high-power density of semiconductor power devices. In a previous paper, an interior permanent magnet (IPM) motor, which has a double-layer rotor, was presented. It was proved that the proposed IPM motor has higher efficiency than a conventional fan motor. To further improve the efficiency, this paper proposes an inset permanent magnet (InPM) motor with polar anisotropic bonded magnets. The usefulness of the proposed InPM motor are proved by finite element method (FEM) and experiment. In addition, stray loss and mechanical loss of the prototype InPM motor are investigated to clarify the breakdown of the losses.

Key words: Inset permanent magnet (InPM) motor, Cooling fan motor, Polar anisotropic bonded magnet

1. はじめに

近年、産業、運輸、民生など、様々な分野で電動化が推進されており、モータの需要は拡大し続けるとともに、高出力化、高効率化の要求が年々高まっている。これらのモータはいわゆる動力用途であるが、最近では冷却用途としての重要性も高まっている。これはスイッチング電源回路やモータ駆動回路など、いわゆるパワーエレクトロニクス回路の小型高出力化に伴い、損失密度の増大とそれに伴う局所発熱が顕在化しているためである。したがって、これらの冷却に用いるファンは冷却性能向上のため、大型化、並びに高速回転化による風量・風圧の増大が必須であり、その駆動用モータには高トルク化、高速回転化が求められている。しかしながら、従来、これらのファンに用いられるモータはコストが最優先であったため、有限要素法 (FEM) などを用いた最適設計に関する検討は不十分であり、効率も決して高くはない。一方で、冷却ファン用モータは常時駆動し続けることから、その効率改善はシステム全体の省エネルギー化に寄与するところも少なくない。

先に筆者らは、冷却ファン用の永久磁石 (PM) モータの性能向上に関して、回転子構造の観点から検討を行い、2層の埋込磁石構造とすることで、従来機の性能を大きく上回ることを実証した¹⁾。しかし、効率については目標の93%には及ばなかった。

そこで本稿では、さらなる効率改善を目的として、極異方性ボンド磁石を用いたインセット型 PM (InPM) モータの試作試験を行ったので報告する。

2. 冷却ファン用 InPM モータの試作試験結果

2.1 設計目標と提案機の概要

設計目標は、従来機の仕様が定格回転数 9000 rpm, 定格トルク 57 mN m, および定格時の効率が 80%であるのに対して、冷却フ

ァンの風量・風圧の増大の観点から定格回転数 12,600 rpm, 定格トルク 200 mN m とし、さらに定格点での実機効率は 93%以上を目標とした。また、一般的な冷却ファン用のモータはコストの観点から、いわゆるオープンループの矩形波駆動が採用されるケースが多いが、今後は高トルク化、高効率化の観点から電流ベクトル制御による正弦波駆動が採用されることを想定する。

磁石材料については、高トルク化の観点からはネオジム焼結磁石が最適であるが、10,000 rpm を超える高速回転になると、磁石渦電流損失による効率の低下が無視できないと考え、ネオジムボンド磁石を採用した。ただし、磁石性能という観点から見ると、ボンド磁石は焼結磁石に劣るため、一般的な径方向着磁では無く、極異方性着磁を採用した。極異方性着磁は、磁化が磁極中心に集中するように円弧状に着磁され、その結果、空隙磁束分布が正弦波状になり、トルクに寄与する基本波成分の振幅が大きくなる^{2),3)}。

先行研究では、Fig. 1(a)に示すように磁石を2層化した埋込磁石 (IPM) モータとすることで磁石トルクに加えて、リラクタンストルクの活用を狙った¹⁾。しかし、小型モータゆえに極小磁石が着磁不良を起こし、狙い通りの磁石性能を得ることができなかった。そこで本稿では、同図(b)に示すように、突極形の回転子鉄心に磁石をはめ込んだインセット構造に着目した。本構造では、磁石のサイズを大きくできるため、着磁不良の問題を解決できる可能性がある。また、一般的な表面磁石型 (SPM) とは異なり、逆突極性を有するため、磁石トルクとリラクタンストルクの併用による高トルク化が図れる。Fig. 2 に、提案機の諸元を示す。本 InPM モータは3相6スロット4極機である。

2.2 試作試験結果

Fig. 2 の InPM モータについて、試作試験を行った。Fig. 3 に試作したインセット型回転子を示す。なお、試作に際して、着磁時

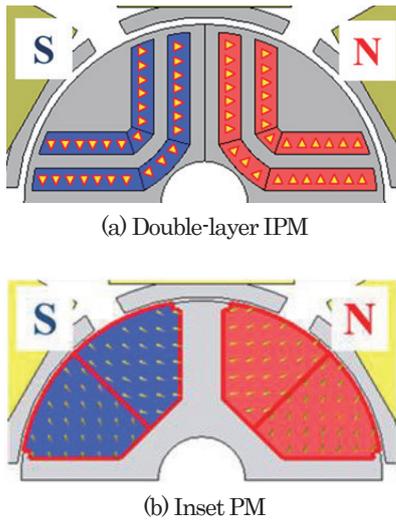


Fig. 1 Comparison of the rotor structure.

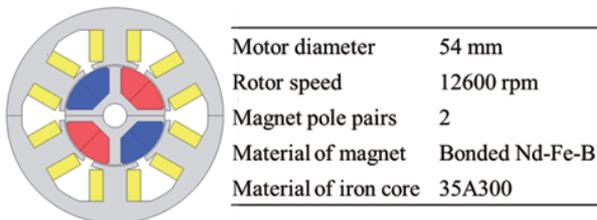


Fig. 2 Specifications of an inset PM motor.

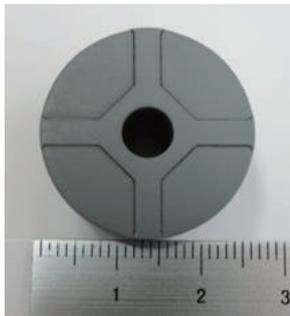


Fig. 3 Inset PM rotor for the prototype.

のばらつきを減らすため、磁石を回転子鉄心に挿入後に、着磁ヨークを用いて着磁を行った。

Fig. 4に、先行機 (IPM モータ) と提案機 (InPM モータ)、各々の回転子表面から 0.2 mm 地点の磁束密度の径方向成分を測定した結果を示す。この図を見ると、提案機は先行機と比べて、より正弦波に近い着磁分布を有することがわかる。

Fig. 5に実験システムの外観を示す。実験は、モータを回転数一定 (12,600 rpm) で制御した状態で、トルクメータにて任意の負荷を加え、その時のモータ入力電流および電力をパワーメータで測定し、各種特性を求めた。

Fig. 6に、試作した InPM モータの諸特性の実測値と FEM による計算値の比較を示す。同図(a)は電流密度対トルク特性である。この図を見ると、トルク特性の傾きはほぼ一致しており、設計通りの着磁が行われていることがわかる。また、実測の定格トルク (200 mN m) における電流密度は約 6.3 A/mm²であった。

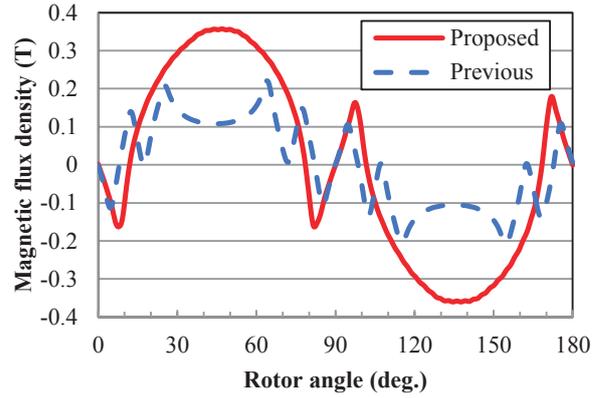


Fig. 4 Comparison of measured flux density distribution of the rotor surface.

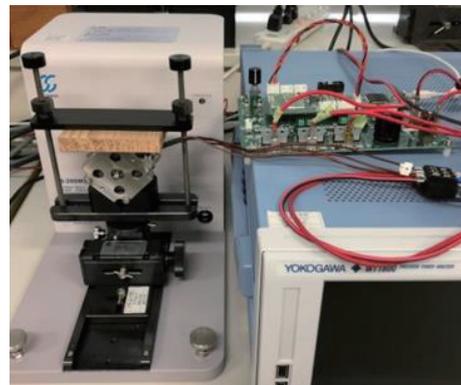


Fig. 5 Experimental setup.

同図(b)に効率特性を示す。実測における効率は、モータ入力電力 P_{in} と機械出力 P_{out} から次式で求めた。

$$\eta = \frac{P_{out}}{P_{in}} \times 100(\%) \quad (1)$$

実機効率を見ると、提案機の定格点での効率は約 91%であり、目標値である 93%にはわずかに及ばなかった。なお、先行機の効率は約 88%であったことから¹⁾、約 3%の改善である。

一方、設計上の FEM における効率は、機械出力 P_{out} 、銅損 W_c 、鉄損 W_i から次式で求めた。

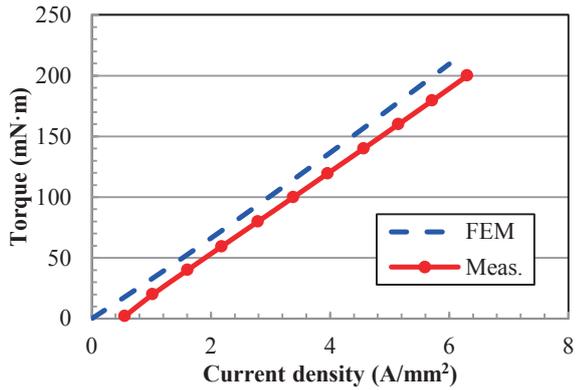
$$\eta = \frac{P_{out}}{P_{out} + W_c + W_i} \times 100(\%) \quad (2)$$

なお、銅損 W_c は巻線抵抗 r と巻線電流 i を用いて、 ri^2 で算出した。鉄損は、FEM で得られた磁束密度分布からスタインメッツの実験式に基づき後計算で算定した。同図(b)を見ると、定格点における効率の計算値と実測値には、約 3%の誤差があることがわかる。

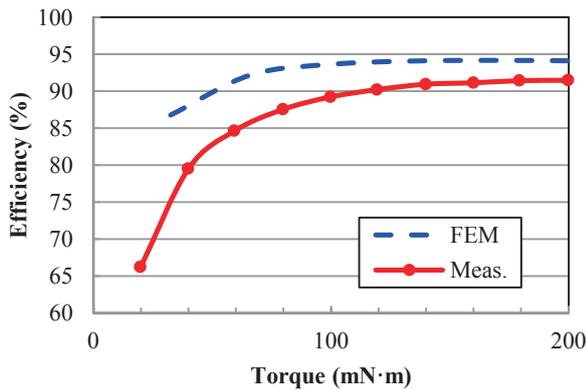
同図(c)に損失特性を示す。実測において鉄損 W_i は直接測定することができないため、鉄損とそれ以外の損失の和 ($W_i + W_x$) を、次式のように入力電力から機械出力と銅損を引く形で求めた。

$$W_i + W_x = P_{in} - P_{out} - W_c \quad (3)$$

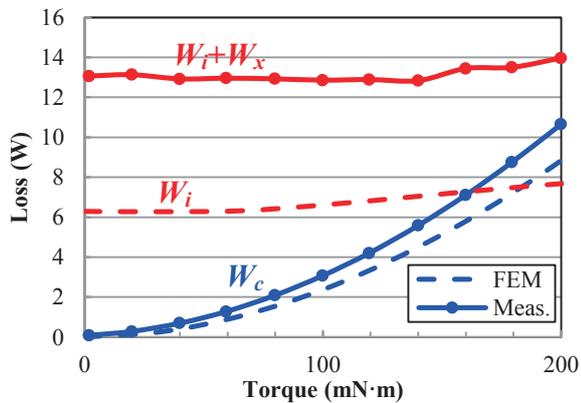
実機損失について、銅損よりも鉄損を含むそれ以外の損失の方が大きいことがわかる。また、実測値と計算値を比較すると、銅損に関しては、両者は良好に一致していることがわかる。しかし、実機における鉄損とそれ以外の損失の和は、FEM による鉄損の計算値と大きな差があり、同図(d)の定格点での損失内訳を見ると、



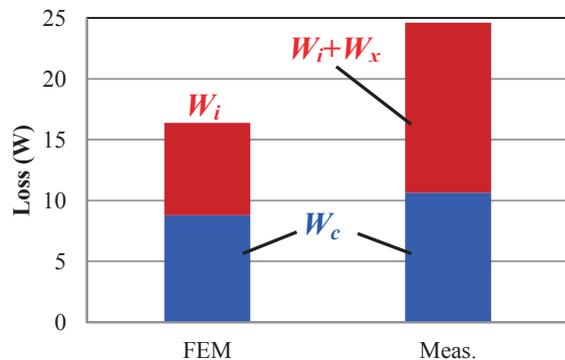
(a) Torque characteristics



(b) Efficiency



(c) Loss characteristics



(d) Loss at the rated point

Fig. 6 Comparison of calculated and measured characteristics of the prototype InPM motor.

約 6.5 W の差があることがわかる。これは機械損や漂遊損など、FEM では通常無視される損失が要因であると考えられる。次章では、この損失誤差の要因について詳細な分析を行う。

3. InPM モータの損失分析

3.1 鉄損増加要因の分析

要因の分析を行うにあたり、まず初めに、磁石磁気特性を実機に合わせて補正した。具体的には、回転子表面の磁束密度分布が実機と一致するように、FEM における磁石の保磁力をカタログ値の 475 kA/m から 3% 減じて 460 kA/m とした。Fig. 7 に、補正後の回転子表面の磁束密度分布の比較を示す。波形に一部差異が認められるものの、両者は良く一致している。なお、トルクに寄与する基本波成分はほぼ完全に一致している。

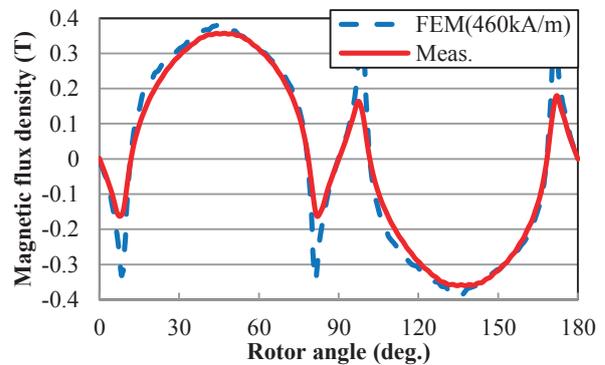


Fig. 7 Comparison of calculated and measured flux density distributions on the rotor surface.

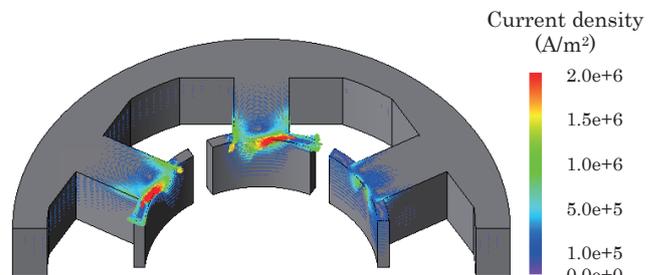


Fig. 8 Eddy current density distribution of the stator core at no load.

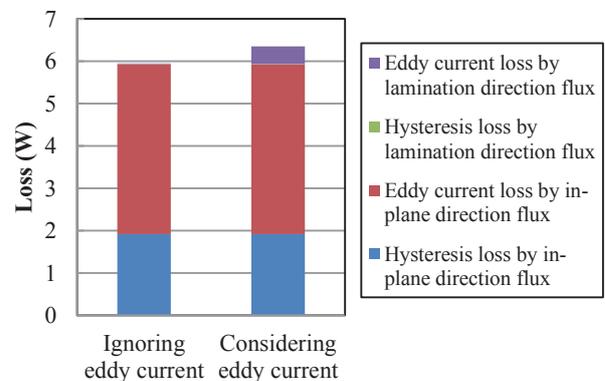


Fig. 9 Comparison of calculated iron loss of the stator core at no load.

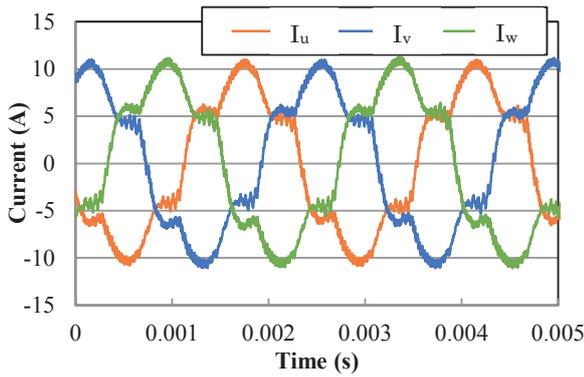


Fig. 10 Measured current waveform at the rated point.

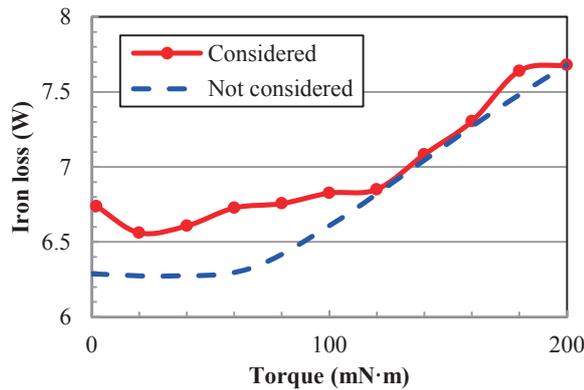


Fig. 11 Calculated iron loss considering the loss increasing factor.

次いで、固定子電磁鋼板の面内に生じる渦電流損の算定を行った。今回試作した InPM モータは、回転子の軸長が固定子よりも長い、いわゆるオーバーハング構造を有するため、磁束が固定子電磁鋼板の積層方向から流入する。そこで、FEM を用いて固定子電磁鋼板の面内に生じる渦電流の解析を行った。Fig. 8 に、無負荷時の渦電流密度分布の計算結果を示す。また、Fig. 9 には渦電流損の考慮の有無による固定子損失の比較を示す。この図を見ると、面内渦電流による損失は約 0.4 W であることがわかる。なお、この損失値は負荷に依らずほぼ一定である。

続いて、巻線電流の高調波成分の影響について述べる。一般に FEM の解析では、理想的な正弦波電流によるベクトル制御を想定するが、実際の波形は Fig. 10 に示すように、高調波が含まれていることから、これによる鉄損の増大が予想される。そこで、FEM の解析において、実測された電流波形を入力として用いることで、高調波の影響を考慮した。

Fig. 11 に、鉄損増加要因の考慮後の鉄損の計算値を示す。考慮後の計算では上述の磁石保磁力の補正、固定子電磁鋼板の面内渦電流、そして巻線電流の高調波成分の影響がすべて考慮されている。この図を見ると、考慮後は特に低負荷側で鉄損が増加していることが了解される。なお、鉄損は単調増加ではなく、極小値が存在するが、これは本 InPM モータは、リラクタンストルクを併用するため、電流位相角を 0 deg. ではなく 18 deg. として、弱め磁束制御を行っていることから、電流を大きくするほど負の d 軸電流が大きくなり、磁束由来の鉄損は減少する。一方、巻線電

流は通常よりも大きくなるため、電機子磁束由来の鉄損は増大する。この両者の増減の関係から 20 mN·m 付近で極小点が現れたと考えられる。

3.2 漂遊損と機械損の分析

漂遊損の一つとして、ここではモータケース損に着目した。ケースはステンレス製であるが、軸方向への漏れ磁束が流入し、渦電流損を生じさせる可能性がある。そこで、モータケースをモデル化し、FEM を用いて渦電流損の算定を行った。Fig. 12 にケース渦電流損密度分布を示す。この図を見ると、回転子に近接する部分で渦電流損が生じていることがわかる。Fig. 13 に、ケース損の算定結果を示す。この図を見ると、ケース損は定格時でも 0.17 W と非常に小さい値であることがわかる。

続いて、機械損の測定を行った。測定に際しては、Fig. 14 に示すように、モータの固定子およびケースを樹脂製のダミーに置き換えることで、回転子磁石による鉄損が生じないようにし、外部

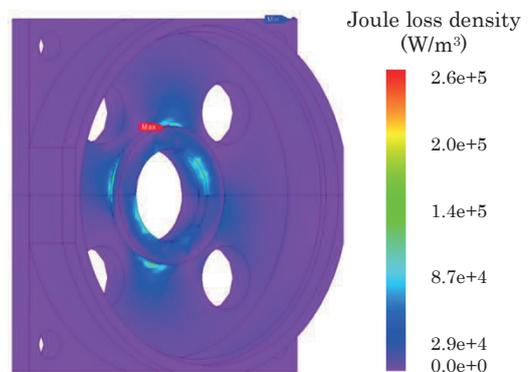


Fig. 12 Eddy current loss density distribution of the motor case at no load.

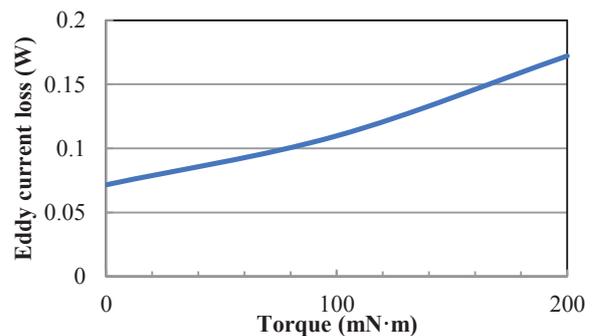


Fig. 13 Calculated eddy current loss in the motor case.

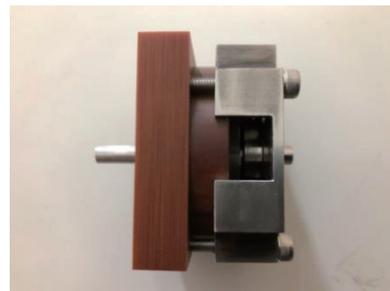


Fig. 14 Resin stator of the prototype.

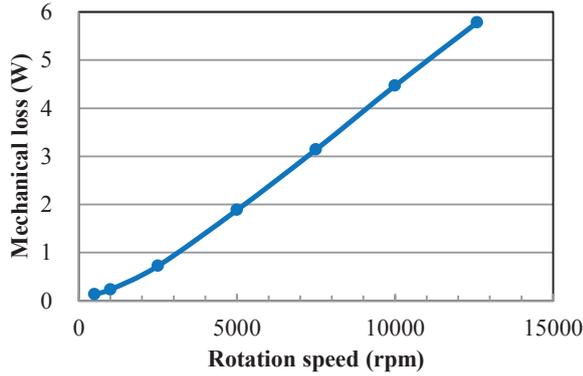
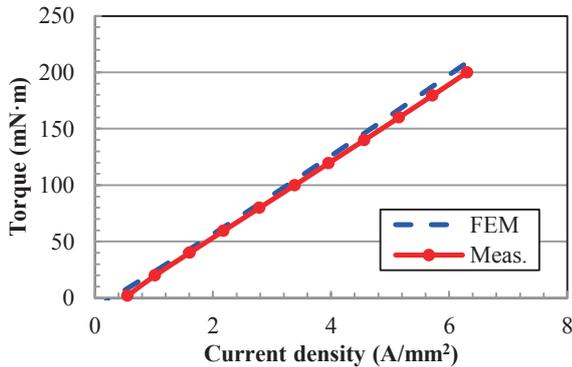
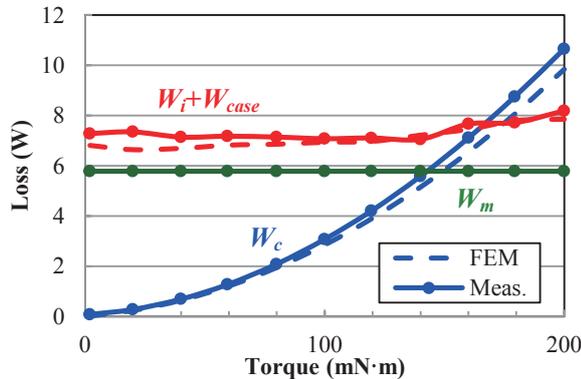


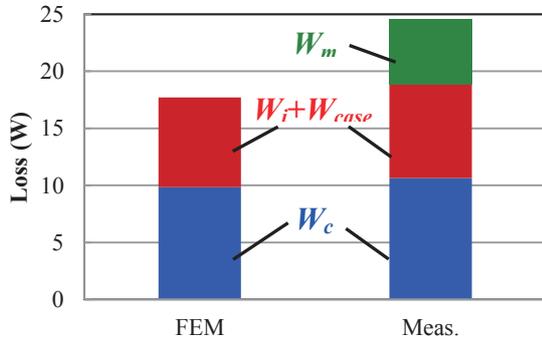
Fig. 15 Measured mechanical loss.



(a) Torque characteristics



(b) Loss characteristics



(c) Loss at the rated point

Fig. 16 Comparison of calculated and measured characteristics of the prototype InPM motor after considering the error factor.

動力により回転させた。Fig. 15 に、回転数対機械損特性を示す。定格回転数 12,600 rpm における機械損は 5.78 W であり、これは定格時の全損失の約 23%に相当する。

以上のすべての損失増加要因の分析結果に基づき InPM モータの諸特性を再算定した。Fig. 16 に、諸特性の計算値と実測値の比較を示す。同図(a)は電流密度対トルク特性である。トルクの計算値は、無負荷時の鉄損 6.74 W, モータケース損 0.07 W, 機械損 5.78 W を足し合わせた無負荷損 12.59 W に相当するトルク 9.5 mN m を FEM の計算値から減じて算出した。この図を見ると、計算値は実測値と精度良く一致していることが了解される。

同図(b)には損失特性を示す。図中の W_{case} はモータケース損であり、 W_m は機械損である。誤差要因をすべて考慮することで、損失の計算値と実測値は良好に一致し、試作機の損失内訳が明確化された。

同図(c)に定格時の損失内訳を示す。全損失に対する各損失の割合は、銅損が約 43%, 鉄損と漂遊損の和が約 34%, 機械損が約 23%であった。

4. まとめ

以上、本稿では極異方性ボンド磁石を用いたインセット型 PM (InPM) モータの試作試験を行うとともに、FEM 設計値との誤差要因の分析を行った。

試作試験においては、今回試作した InPM モータは、先行機の実機効率 88%を上回る効率 91%を達成した。また、損失の分析については、固定子電磁鋼板の面内渦電流や巻線電流に含まれる高調波成分、さらにケース損や機械損まで考慮することによって、諸特性の計算値と実測値が一致し、本モータの損失内訳が明らかとなった。

今後は、今回の検討で明らかになった損失内訳に基づいて損失のさらなる低減に取り組み、最終目標である効率 93%以上を目指す予定である。

References

- 1) K. Kawamura, K. Nakamura, O. Ichinokura, H. Goto, and H. J. Guo, *T. Magn. Soc. Jpn.* (Special Issues), **3**, 85 (2019) (in Japanese).
- 2) S. Kitamura, Y. Ishihara, T. Todaka, and Y. Inoue, *IEEEJ Trans. IA*, **117**, 1001 (1997) (in Japanese).
- 3) M. Fukuoka, K. Nakamura, and O. Ichinokura, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **36**, 123 (2012) (in Japanese).

2019年10月10日受理, 2019年12月6日採録

アウトロータ型高速 PM モータの高効率化に関する検討

Efficiency Improvement of Outer-Rotor-type High-Speed PM Motor

櫻井 将[†], 中村 健二

東北大学 大学院工学研究科, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-11 (〒980-8579)

S. Sakurai[†], K. Nakamura

Tohoku University, Graduate School of Engineering, 6-6-11 Aoba Aramaki Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8579, Japan

Many servers for communication base stations are being installed in order to develop information technology (IT). The servers require not only high-performance processor but also their cooling system. Among the cooling systems, a cooling fan is the most suitable due to good balance between performance and cost. This paper investigates efficiency improvement of an outer-rotor-type high-speed permanent magnet (PM) motor for the cooling-fan. From the viewpoint of rotor structure, three kinds of the PM motors, which are surface permanent magnet (SPM), interior permanent magnet (IPM), and inset permanent magnet (InPM), are designed and compared in terms of torque, eddy current loss, and efficiency by using three-dimensional finite element method (3D-FEM). The results reveal that the IPM motor with divided magnets in the circumference direction has the highest efficiency.

Key words: Cooling fan, surface permanent magnet (SPM), interior permanent magnet (IPM), inset permanent magnet (InPM)

1. はじめに

近年, スマートフォンやタブレットなどの高度通信機器の利用増加を背景に, 大量の情報を高速に処理する必要性から, 通信基地局サーバの増強が進んでいる. 具体的には, サーバ CPU のクロック数増加や複数の CPU による並列処理などが行われているが, これに伴い, サーバ内では激しい発熱が生じており, 冷却装置の性能向上が喫緊の課題となっている. さらに最近では, 次世代のネットワーク技術として高速大容量, 低遅延, 多接続といった特長を有する第 5 世代移動通信システム (5G) が注目されているが, 5G の普及により, 情報通信量は 2010 年の 1000 倍以上に達することが予測されている. したがって, さらなるサーバの増強や CPU の高性能化が求められると同時に, 冷却装置のさらなる性能向上が必要不可欠である.

種々の冷却装置の中でも冷却ファンは, 大量生産による低コスト化が可能であり, 冷却性能も比較的高い. また, 大型の冷却装置が苦手とする局所発熱にも対応できるため, サーバの冷却装置として適する. 今後, 冷却ファンの性能向上のためには, 風量と風圧の増大が必須であることから, その駆動用モータには高トルク化, 高速回転化が求められる. また一方で, 高速回転化, 高トルク化により, モータ自体の発熱が懸念されることから, 損失の低減, すなわち高効率化も不可欠である. しかしながら, 従来, 冷却ファンに用いられるモータはコストが最優先であったため, 高性能・高効率化に関する検討はあまりない¹⁾⁻³⁾.

そこで本稿では, サーバ冷却用ファンモータとして一般的なアウトロータ型の永久磁石 (PM) モータを考察対

象とし, 高効率化に関して, 回転子構造の観点から種々検討を行ったので報告する.

2. 開発目標について

Table1 に, 従来機の仕様と開発目標を示す. 従来機の定格回転数は 9000 rpm, 定格トルクは 57 mN・m, 定格時の効率は 80% であるのに対して, 開発目標は冷却ファンの風量・風圧の増大の観点から, 定格回転数は 12600 rpm, 定格トルクは 200 mN・m とした. よって, 機械出力は約 5 倍の向上になる. 一方, 損失も単純に 5 倍に増えることを許容すると, モータ自体の発熱が問題となるため, 20 W 未満に抑えることを目標とした. これは効率で考えると 93% 以上に相当する.

また, 従来の一般的な冷却ファン用のモータは, コストの観点から, いわゆるオープンループの矩形波駆動が採用されるケースが多いが, 今後は高トルク化, 高効率化の観点から電流ベクトル制御による正弦波駆動が採用されることを想定して, 解析を行った.

Table1 Comparison of specifications of a present cooling fan motor and target values.

	Present	Target values
Motor diameter	54 mm	54 mm or less
Rated torque	57 mN・m	200 mN・m
Rated speed	9000 rpm	12600 rpm
Mechanical output	54 W	264 W
Efficiency	80 %	93 %

磁石材料については、サーバ冷却用ファンモータの場合、アウターロータ型であるため、回転子は表面磁石構造が採用される。そのため、磁石渦電流損を抑制する観点からボンド磁石が用いられるが、本稿では高トルク化のためには、ネオジウム焼結磁石の利用が望ましいと考えた。しかし、10000 rpm を超える高速回転になると、磁石渦電流損が増大し、これによる効率の低下が懸念される。

そこで次章以降では、磁石渦電流損の低減を目的として、回転子構造に着目した検討を行う。

3. 回転子構造の異なる PM モータの特性比較

3.1 比較検討に用いた PM モータ

本章では、回転子構造が異なる 3 種類の PM モータについて、汎用の 3 次元 FEM (3D-FEM) プログラム (JSOL 製 JMAG Designer Ver. 17.1) を用いて比較検討を行う。

Fig. 1 に、表面磁石 (Surface permanent magnet: SPM) 構造の回転子を有するアウターロータ型 PM モータの基本構成を示す。Table 2 は諸元である。3 相 6 スロット 4 極の集中巻モータであり、同図に示すように回転子磁石は径方向に着磁されている。磁石材料は、従来機ではボンド磁石が用いられていたが、本稿ではこれを単純にネオジウム焼結磁石に置き換えたものを比較の基準として用いる。

Fig. 2(a) は、Fig. 1 の SPM モータの回転子磁石を鉄心内部に浅く埋め込んだ、埋込磁石 (Interior permanent magnet: IPM) 構造のアウターロータ型 PM モータである。これによりギャップ高調波磁束の影響を直接受けることがなくなるため、磁石渦電流損の低減が期待できる。なお、一般に IPM モータは回転子に磁氣的突極性を与えることで、磁石由来のマグネットトルクに加えて、リラクタンストルクの併用を可能にし、トルクの増大を狙うが、アウターロータ型の場合、回転子鉄心の肉厚が薄いため、磁氣的突極性を大きくすることは容易ではない。そのため本稿では、同図に示すように、SPM と同一の磁石配置のまま、鉄心に浅く埋め込んだ構造を採用することで、磁石渦電流損の低減だけに狙いを絞った。

Fig. 2(b) は、各磁極を周方向に 5 分割し、回転子鉄心表面の溝にはめ込んだ、インセット磁石 (Inset permanent magnet: InPM) 構造のアウターロータ型 PM モータで

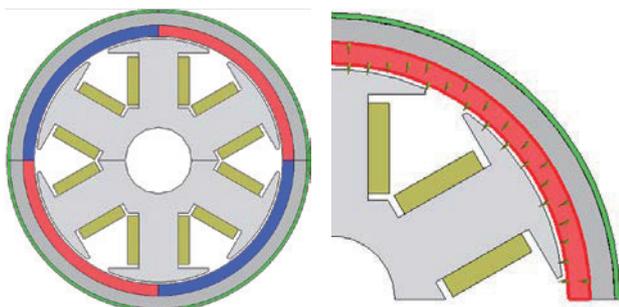


Fig. 1 Schematic diagram of an SPM motor and the magnetization direction of the magnet.

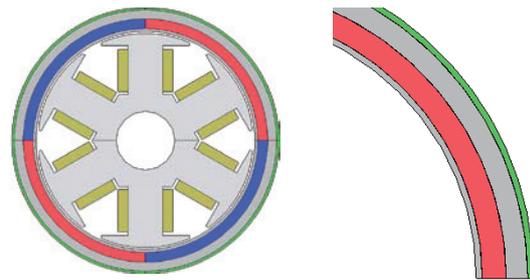
ある。同図に示すように、分割された個々の磁石はギャップに面するため、ギャップ高調波磁束の影響を受けるが、周方向に分割することで、渦電流の流路が短く分断され、磁石渦電流損の低減が期待できる。なお、磁石間の鉄心の幅は 0.5 mm とした。上述の 3 種類の PM モータについて、3D-FEM を用いて諸特性の比較検討を行った。なお、各モータの固定子鉄心の形状・寸法、および巻線仕様は同一とすることで、回転子構造が諸特性に与える影響のみに着目した。

3.2 諸特性の算定結果の比較

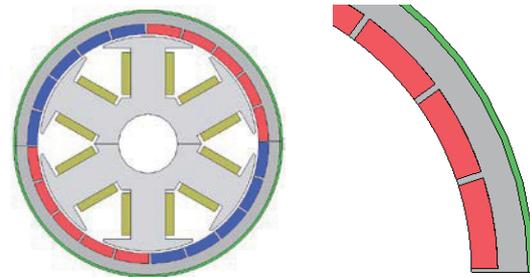
Fig. 3 に、前節で述べた 3 種類の PM モータの諸特性の算定結果を示す。同図(a)のトルク特性を見ると、InPM モータと SPM モータはほぼ同一であるが、IPM モータはやや劣っていることがわかる。これは回転子表面の鉄心によって磁石磁束の一部が短絡され、トルクに寄与する有効磁束が減ったためである。

Table 2 Specifications of the SPM motor.

Dimensions	54 mm
Stack length	Stator : 11.9 mm Rotor : 19.5 mm
Rotor speed	12600 rpm
Number of turns/pole	28 turns/pole
Magnet pole pairs	2
Gap length	0.5 mm
Magnet length	2.0 mm
Material of iron core	35A300



(a) IPM motor



(b) InPM motor

Fig. 2 Schematic diagram of the IPM and InPM motors.

同図(b)に銅損特性を示す。銅損は巻線抵抗 R と巻線電流 i から Ri^2 で求めた。銅損はトルク特性の影響を強く受けるため、IPM モータの銅損が最も大きい。一方で、同図(c)の磁石渦電流損を見ると、IPM モータが最も小さいことがわかる。すなわち、ギャップ高調波磁束の影響を抑えることが、磁石渦電流損の低減に最も効果的であることが明らかとなった。また、InPM モータも磁石渦電流損をある程度抑えることができていることから、磁石を周方向に分割することも効果があることがわかる。

同図(d)は鉄損特性である。鉄損は3D-FEM で得られた各要素の磁束密度波形から(1)式のスタインメッツの実験式を用い、計算により求めた。

$$W_i = A_h B_m^2 f + A_e B_m^2 f^2 \quad (1)$$

この図を見ると、鉄損も IPM モータが最も小さいことがわかるが、これは磁石有効磁束が減ったことに起因する。

一方、InPM モータの鉄損が最も大きくなったのは、回転子鉄心表面の磁石をはめ込むための溝がギャップパーミアンスの変動を大きくし、高調波磁束が増したことが原因と考えられる。

同図(e)に総損失を示す。磁石渦電流損と鉄損が低減されたことから、IPM モータが最も損失が小さい。

同図(f)は効率特性である。トルク特性は悪化したが、磁石渦電流損と鉄損の低減効果の方が大きいため、IPM モータの効率が最も高い。なお、定格トルクにおける効率は92.8%であり、目標値には僅かに及ばなかった。

4. IPM モータにおける磁石分割の効果

前章の検討結果から、磁石渦電流損の低減には IPM 構造が最も効果が高いことが明らかとなった。また、周方向に磁石を分割することも、磁石渦電流損の低減に対して、ある程度効果があることがわかった。そこで本章では、IPM モータの磁石を周方向に分割することで、効率のさらなる向上を狙う。

Fig. 4(a)と(b)に、磁石を周方向に分割した場合としなかった場合の IPM モータの基本構成を示す。なお、同図(a)のモータは Fig. 2(a)と同一である。

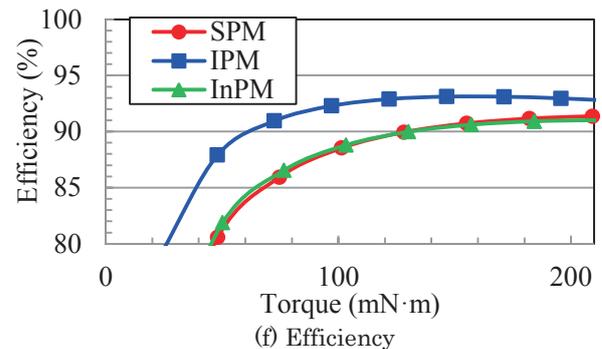
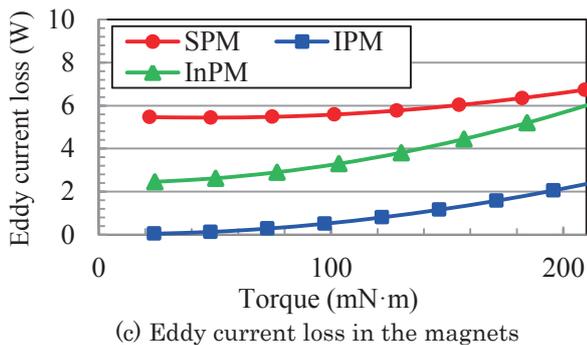
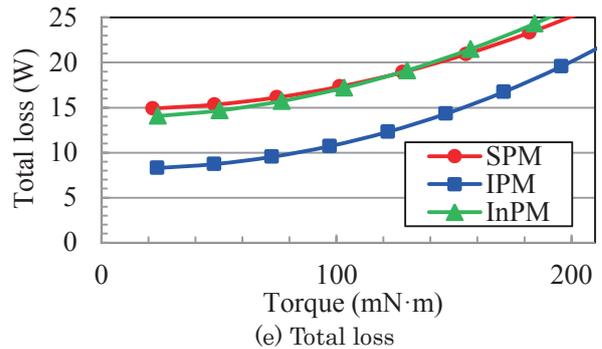
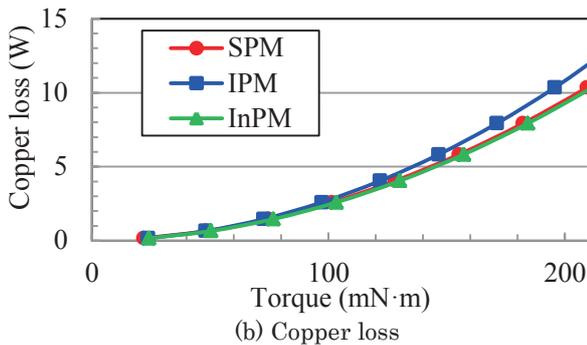
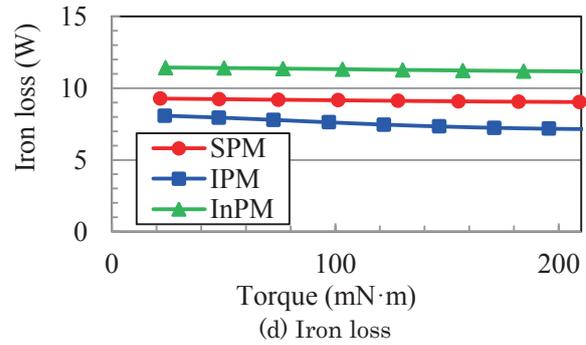
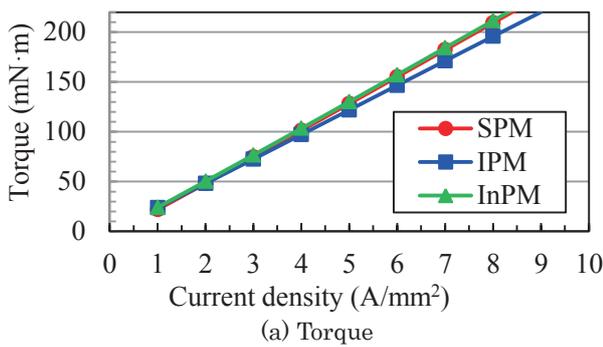


Fig. 3 Comparison of calculated characteristics of the SPM, IPM, and InPM motors.

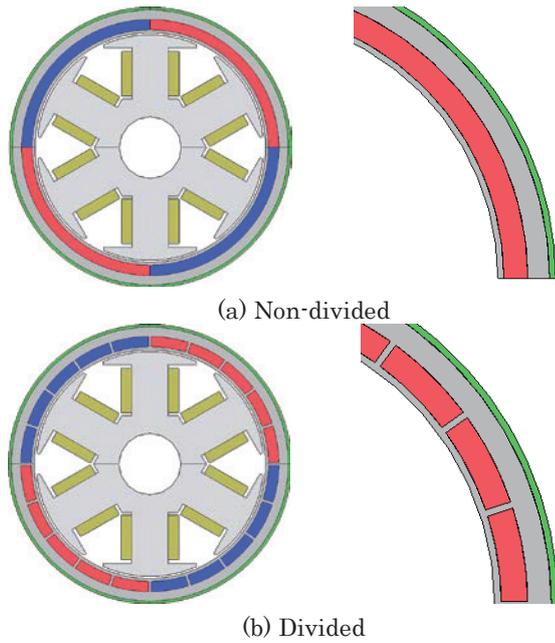
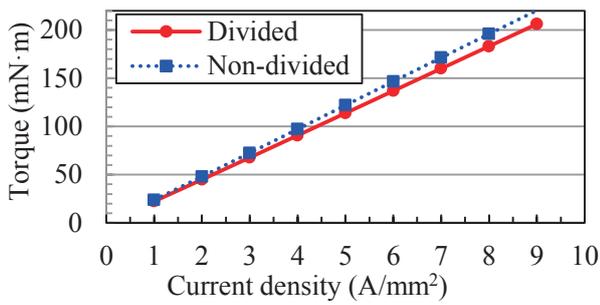
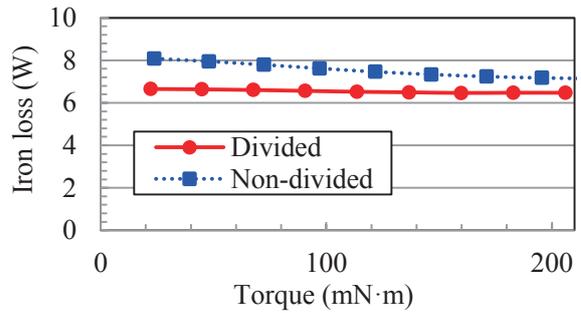


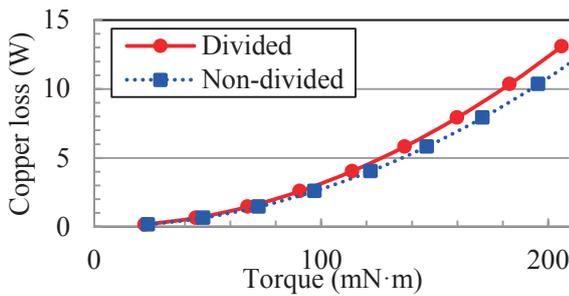
Fig. 4 Schematic diagram of the IPM motor with and without magnet division.



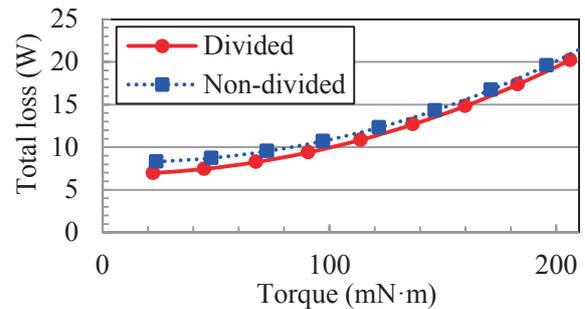
(a) Torque



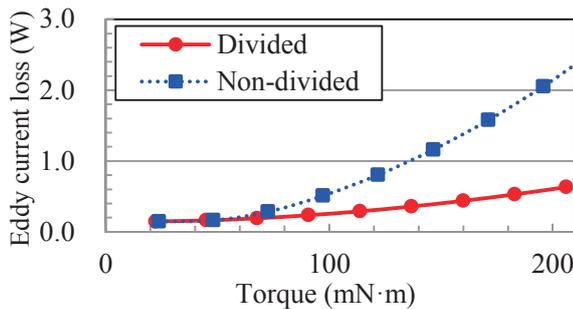
(d) Iron loss



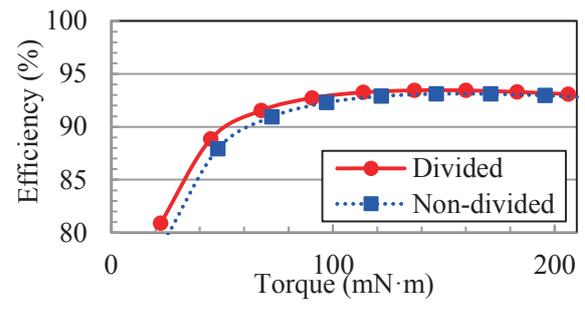
(b) Copper loss



(e) Total loss



(c) Eddy current loss in the magnets



(f) Efficiency

Fig. 5 Comparison of characteristics of IPM motor.

Fig. 5に、磁石を周方向に分割した場合としない場合のIPMモータの諸特性の算定結果を示す。同図(a)のトルク特性を見ると、分割した方が僅かに劣っている。これは周方向に分割したことで、磁石表面積が減ったことと、磁石磁束を短絡する経路が増えたことで、トルクに寄与する磁石磁束が減ったことに起因する。同図(b)の銅損特性も分割した方が若干大きい。

一方、同図(c)の磁石渦電流損と同図(d)の鉄損については、分割した方が小さい。また、同図(e)の総合損失も分割した方が僅かではあるが小さくなっている。その結果、同図(f)の効率も若干ではあるが、分割した方が高い。定格点における効率は93.1%であり、目標値を僅かに上回った。なお、Fig. 4(a)の磁石を分割しないIPMモータの場合、回転子表面の鉄心とバックヨークは物理的に切り離されてしまっているが、同図(b)のように分割することで鉄心がつながり一体となるため、製作性という観点からも同図(b)のIPMモータは優れていると言える。

5. まとめ

以上、本稿ではサーバ冷却用ファンモータとして一般的なアウトロータ型のPMモータに関して、回転子構造の観点から高効率化の検討を行った。

まず、SPM、IPM、およびInPMの3種類のPMモータについて、3D-FEMを用いて諸特性の比較検討を行ったところ、磁石渦電流損の低減にはIPM構造が最も効果的であることが明らかとなった。また、周方向に磁石を分割することも、ある程度効果があることがわかった。

次いで、さらなる高効率化を狙って、IPMモータの回転子磁石を周方向に分割した場合の特性について算定を行った。その結果、わずかではあるが、磁石渦電流損と鉄損が低減され、目標である効率93%以上を達成した。

今後は、本IPMモータの試作試験を行う予定である。

References

- 1) J. F. Gieras, D. Chojnowski, and P. Mikulski: Analysis of Steady-State and Transient Performance of Two-Phase PM Motors for Computer Fans, *IEEE IEMDC*, 624, (2015).
- 2) Chun-Lung Chiu, Yie-Tone Chen, You-Len Liang, and Ruey-Hsun Lian: Optimal Driving Efficiency Design for the Single-Phase Brushless DC Fan Motor, *IEEE Transactions on Magnetics*, **46**, 1123, (2010).
- 3) A. Lelkes, J. Krotzsch, R. W. DeDoncker: Low-noise external rotor BLDC motor for fan applications, *IEEE Industry Applications Conference (37th IAS Annual Meeting)*, 2036, (2002).

2019年10月10日受理, 2019年12月3日採録

広帯域で大きなインダクタンスをもつハイブリッドインダクタの検討

Examination of Hybrid Inductor with Large Inductance in Wide Band

鳥島健太^{a)}・志村和大^{a)}・佐藤光秀^{a)}・水野勉^{a)†}・松岡孝^{b)}

^{a)}信州大学工学部, 長野県長野市若里 4-17-1 (〒380-8553)

^{b)}日本ケミコン株式会社, 東京都品川区大崎 5-6-4 (〒141-8605)

K. Torishima^{a)}, K. Shimura^{a)}, M. Sato^{a)}, T. Mizuno^{a)†}, and T. Matsuoka^{b)}

^{a)} Faculty of Engineering, Shinshu Univ., 4-17-1 Wakasato, Nagano-city, Nagano 380-8553, Japan

^{b)} Nippon Chemi-Con, Corp., 5-6-4 Osaki, Shinagawa-ward, Tokyo 141-8605, Japan

Many circuits, such as power supply circuits, generate ripples and noise derived from switching. Therefore, power inductors and filter inductors are essential to these circuits. The authors have developed "Hybrid inductor" that maintain high inductance over a wider frequency band than conventional inductors. The hybrid inductor not only has excellent frequency characteristics, but also has excellent DC bias characteristics. As a result, the inductance of the hybrid inductor increased by 19.6% near DC and 52.0% at 30 MHz, compared to the conventional inductor. In addition, at $I_{DC} = 60$ A, the inductance increased by 32.6%.

Key words: Hybrid inductor, Composite core, Frequency characteristic, DC superposition characteristics

1. まえがき

スイッチング素子が用いられる回路の電源ラインには、スイッチングに由来するリップル電流やノイズが発生する¹⁾。一般的に、これらのリップルおよびノイズを減衰させるために、パワーインダクタやフィルタインダクタが使用される。これらのインダクタは数十 kHz~数十 MHz までの高調波成分を有したノイズを抑制するために、高い周波数においても大きいインダクタンスを維持することが求められる²⁾。また、これらのインダクタは一般的に直流電流が重畳した状態で使用されるために、優れた直流重畳特性が求められる³⁾。

一方で、これらのパワーインダクタやフィルタインダクタには、Mn-Zn系フェライトや圧粉コア、アモルファスシートなどが頻繁に用いられる⁴⁾。これらの磁性材料は高透磁率であるが、高周波では透磁率が大きく減少する。また、インダクタに大電流や直流電流が重畳して流れる場合には、コアの透磁率が減少するためにインダクタンスが減少する。そのために、従来のパワーインダクタやフィルタインダクタは、広帯域で高インダクタンスを維持することや、直流重畳電流通電時に高インダクタンスを維持することが困難である。

そこで、筆者らは複数種類の磁性材料をコアとして有する「ハイブリッドインダクタ」を検討している。ハイブリッドインダクタとは、Mn-Zn系フェライトや圧粉コア、アモルファスシートなどの高透磁率材料と、周波数特性に優れた低透磁率材料とを組み合わせたコアを使用したインダクタである。高透磁率材料だけで構成されたコアを使用したインダクタと比較して、高周波帯でのインダクタンスの

低下が抑制される点が特長である。

筆者らはハイブリッドインダクタの低損失コア材料として、加工性に優れた磁性コンポジット材料⁵⁾を採用した。既製のインダクタに磁性コンポジット材料を装荷することで、容易にハイブリッドインダクタの構造を形成し、周波数特性が向上する。また、飽和磁束密度の大きい磁性コンポジット材料を使用することで、直流重畳特性も向上するハイブリッドインダクタを検討した。

本論文では、従来のフィルタインダクタと磁性コンポジット材料を採用したハイブリッドインダクタとの、構造と磁気特性、およびインピーダンス特性の測定結果の比較を述べる。

本論文では、以下の事項について述べる。

- (1) ハイブリッドインダクタの構造
- (2) コア材料の磁気特性
- (3) ハイブリッドインダクタのインピーダンス-周波数特性
- (4) ハイブリッドインダクタの直流重畳特性

2. ハイブリッドインダクタの構造と磁気特性

2.1 インダクタの構造

Fig. 1に、従来構造のインダクタとハイブリッドインダクタとの構造を示した。Fig. 1(a)および(b)に示したように、従来構造ではロール状に巻かれたメットグラス[®](2605SA1)のコアの中空に、リード線が貫いた構造となっている。コアの寸法は内径3.5 mm、外径8.0 mm、軸方向の長さは8.0 mmである。リード線の材質は銅で、寸法は幅2.4 mm、厚さ0.25 mmである。

Fig. 1(c)に、ハイブリッドインダクタの断面図を示した。従来構造のリード線周囲のコア中空部に、磁性コンポジット材料が充填されている。磁性コンポジット材料は低損失

連絡先: 水野勉[†], 〒380-8553 長野市若里 4-17-1
信州大学工学部電気電子工学科西棟 水野・ト研究室,
E-mail:mizunot@shinshu-u.ac.jp

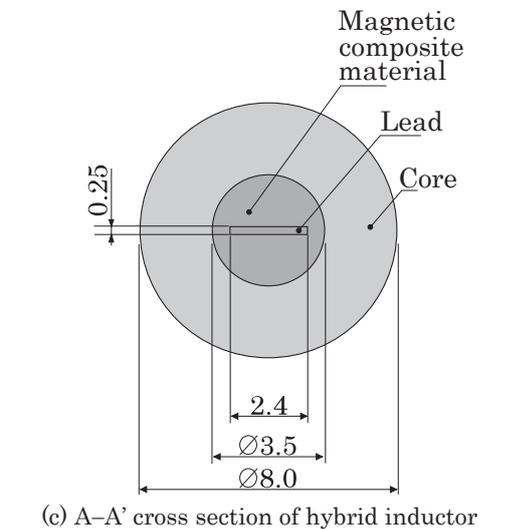
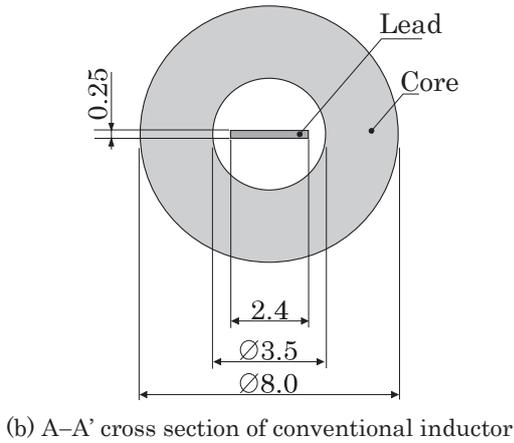
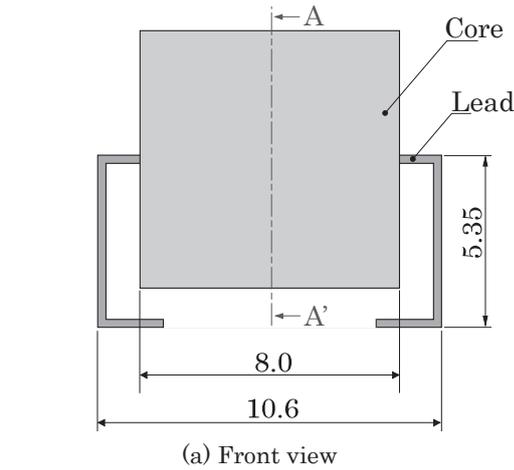
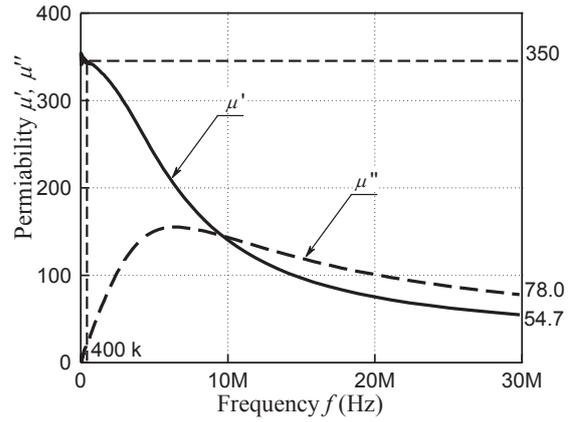


Fig. 1 Structure of inductors (unit: mm).

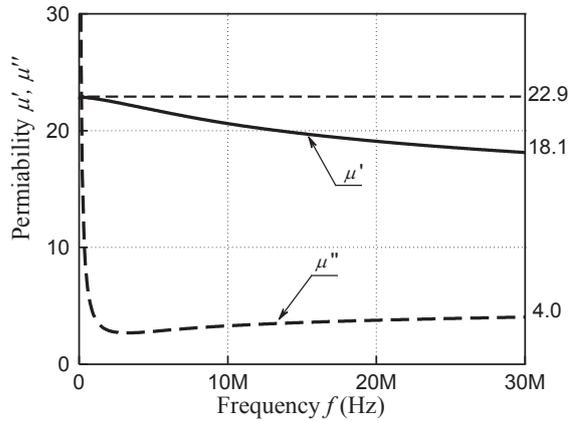
かつ周波数特性に優れる反面、メットグラス®と比較して低透磁率である。しかし、リード線近傍に充填されることにより、インダクタのインダクタンスが大きく増加することが期待される。

2.2 磁性材料の透磁率-周波数特性

Fig. 2(a) に、従来構造のインダクタのコア材の複素比透磁率-周波数特性を示した。2605SA1 の複素比透磁率の実部



(a) 2605SA1



(b) Magnetic composite material

Fig. 2 Complex relative permeability vs. frequency of core materials.

μ' は、周波数 400 kHz 程度までの低周波領域では 350 である。しかし、500 kHz 以上の高周波帯では μ' が急激に減少する。周波数 30 MHz において、複素比透磁率の実部 $\mu' = 54.7$ である。複素比透磁率の実部 μ' が増加すると同時に、虚部 μ'' は周波数に対して急激に増加する。また、2605SA1 の飽和磁束密度はカタログ値で 1.56 T である。

Fig. 2(b) に、ハイブリッドインダクタに用いた磁性コンポジット材料の複素比透磁率-周波数特性を示した。磁性コンポジット材料は、平均粒径 $D_{50} = 46 \mu\text{m}$ および $10 \mu\text{m}$ の 2 種類の鉄系アモルファス球粉の混合粉とシリコーン樹脂 (KE-1031A/B, 信越化学工業(株)) とを、混合粉の体積充填率が 75.6 vol.%となるように混合、攪拌して製作した。磁性コンポジット材料の μ' は、直流付近と 30 MHz においてそれぞれ 22.9, および 18.1 である。このことから、メットグラスと比較して周波数特性に優れる。また、30 MHz において $\mu' = 4.0$ であり、メットグラスと比較して低損失である。磁性コンポジット材料の飽和磁束密度は 800 mT であり、周波数特性に優れるフェライト材などと比較して大きい。そのために、直流重畳特性の向上効果も期待できる。

磁性コンポジット材料は硬化前の状態が非常に柔軟であ

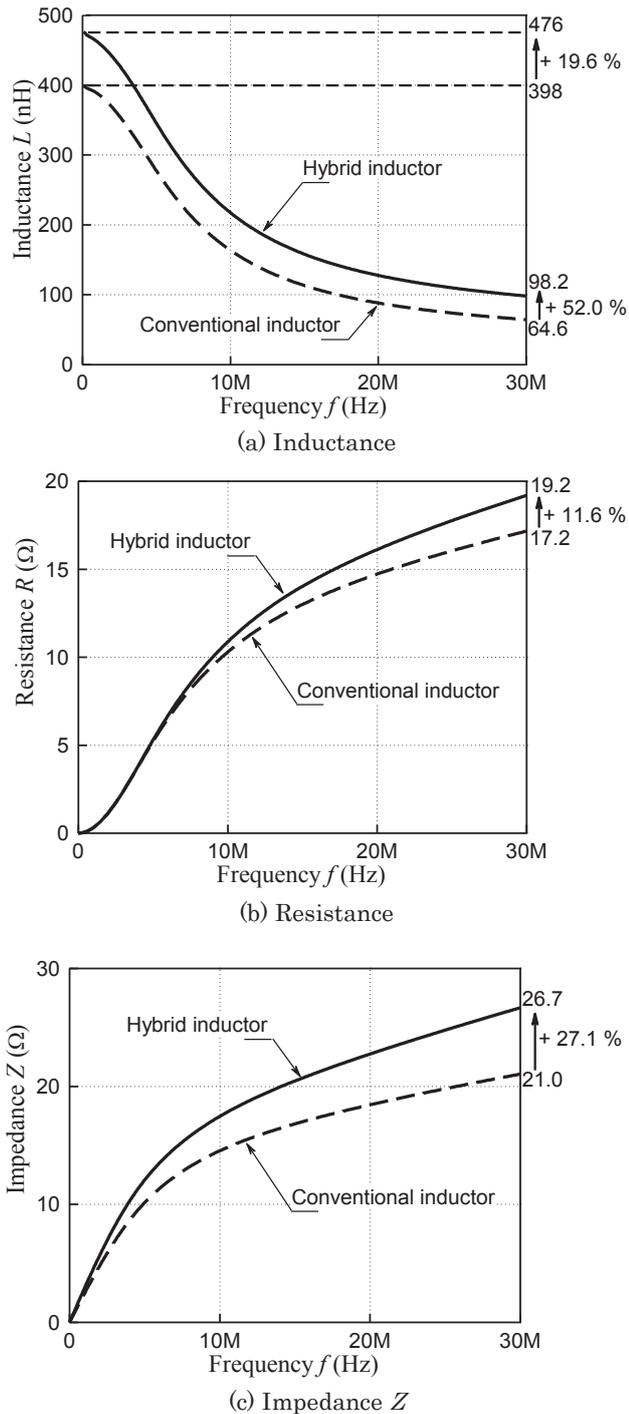


Fig. 3 Impedance vs. frequency characteristics of inductors.

ることや、バインダとなる樹脂材料を任意に選定できることから、加工性に優れる。また、混合する磁性粉末の種類や充填率を任意に選定できることから、透磁率・周波数特性をはじめとする磁気特性を柔軟に変化させることができる。

3. ハイブリッドインダクタのインピーダンス-周波数特性

Fig. 3に、ハイブリッドインダクタのインピーダンス-周

波数特性を示した。測定にはインピーダンスアナライザ (E4990A, キーサイト・テクノロジー(株)) を用いた。

Fig. 3(a)に、インダクタンス-周波数特性を示した。直流付近における従来構造のインダクタとハイブリッドインダクタのインダクタンスは、それぞれ 398 nH, 476 nHであった。従来構造のインダクタと比較して、ハイブリッドインダクタのインダクタンスは 19.6%増加した。周波数 30 MHzにおける従来構造のインダクタとハイブリッドインダクタのインダクタンスは、それぞれ 64.6 nH, 98.2 nHであった。従来構造のインダクタと比較して、ハイブリッドインダクタのインダクタンスは 52.0%増加した。従来構造のインダクタは、Fig. 2(a)に示したコアの複素比透磁率-周波数特性の傾向と同様に、インダクタンスが周波数に対して減少した。一方、ハイブリッドインダクタは透磁率-周波数に優れた磁性コンポジット材料を装荷しているために、低周波から高周波にかけてインダクタンスの増加した。

Fig. 3(b)に、抵抗-周波数特性を示した。周波数 30 MHzにおける従来構造のインダクタとハイブリッドインダクタの抵抗は、それぞれ 17.2 Ω , 19.2 Ω であった。従来構造のインダクタと比較して、ハイブリッドインダクタの抵抗は 11.6%増加した。従来構造のインダクタと比較して、ハイブリッドインダクタは磁性コンポジット材料における鉄損が増加するために、抵抗が増加する。

Fig. 3(c)に、インピーダンス-周波数特性を示した。周波数 30 MHzにおける従来構造のインダクタとハイブリッドインダクタのインピーダンスは、それぞれ 21.0 Ω , 26.7 Ω であった。従来構造のインダクタと比較して、ハイブリッドインダクタのインピーダンスは 27.1%増加した。従来構造と比較して、ハイブリッドインダクタはインダクタンスおよび抵抗の双方が増加するために、低周波から高周波にかけてインピーダンスが増加する。本ハイブリッドインダクタは従来構造のインダクタと比較して、フィルタ特性の向上が期待できる。

4. ハイブリッドインダクタの直流重畳特性

パワーインダクタやフィルタインダクタの多くは、実際に回路で使用される際に直流の大電流が流れる。そのために、直流電流重畳時にもハイブリッドインダクタのインダクタンスの増加効果が現れることを確認するために、直流重畳特性を測定した。

Fig. 4に周波数 $f=100$ kHzにおけるハイブリッドインダクタのインダクタンス-直流電流特性を示した。測定には LCR メータ (ZM2376, (株) エヌエフ回路設計ブロック) および直流電源 (DC30-108, (株) エヌエフ回路設計ブロック) を用いた。

直流重畳電流 $I_{DC}=60$ Aにおける従来構造のインダクタ、およびハイブリッドインダクタのインダクタンスは、それぞれ 144 nH, 191 nHであった。従来構造のインダクタと

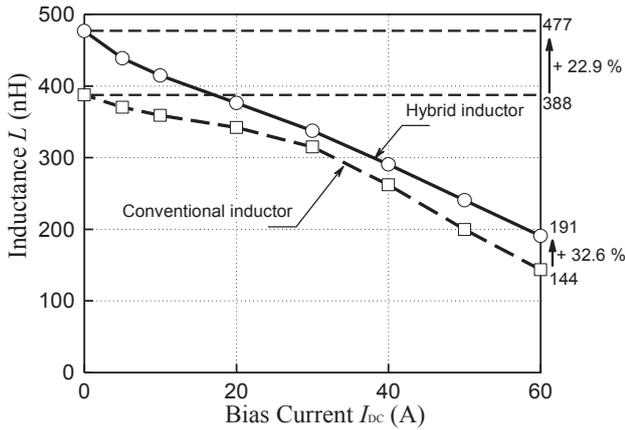


Fig. 4 Inductance vs. DC bias current characteristics of inductors. ($f=100$ kHz)

比較して、ハイブリッドインダクタのインダクタンスは32.6%増加した。直流重畳電流が大きくなるにしたがって、双方のインダクタのインダクタンスは減少した。しかし従来構造と比較して、本ハイブリッドインダクタは低損失磁性材料に飽和磁束密度が大きい磁性コンポジット材料を使用しているために、直流重畳特性が向上した。

5. あとがき

本論文で述べたことは以下の事項である。

(1) ハイブリッドインダクタの構造と磁気特性

従来構造のインダクタのコアは、周波数 400 kHz 以下の低周波領域で透磁率 $\mu = 350$ であるが、周波数 400 kHz 以上の高周波領域で透磁率が減少する。ハイブリッドインダクタの低損失磁性材料は磁性コンポジット材料は、30 MHz において $\mu = 18.1$ と低透磁率であるが、周波数特性に優れる。そのために、ハイブリッドインダクタは高周波においてもインダクタンスが大きい。

(2) ハイブリッドインダクタのインピーダンス-周波数特性
直流付近および 30 MHz において、ハイブリッドインダクタのインダクタンスは従来構造のインダクタと比較して、それぞれ 19.6 %、52.0 % 増加した。周波数特性に優れた磁性コンポジット材料を使用することで、低周波から高周波にかけてインダクタンスが増加した。

(3) ハイブリッドインダクタの直流重畳特性

周波数 100 kHz、直流重畳電流 $I_{DC} = 60$ A における従来構造のインダクタとハイブリッドインダクタのインダクタンスは、それぞれ 144 nH、191 nH であった。従来構造のインダクタと比較して、ハイブリッドインダクタのインダクタンスは 32.6 % 増加し、直流重畳特性が向上した。

今後はハイブリッドインダクタをフィルタ回路や電源回路に実装し、フィルタ特性や回路の効率向上を検討する。

謝辞 本研究は、JST、OPERA、JPMJOP1841 の支援を受け実施したものである。

References

- 1) K. Harada: Switchingudengen Handobukku dai 2 han, pp.407-428, (Nikkankogyo Shimbunsha, Tokyo, 2000) (in Japanese).
- 2) H. Kumagaya: Dengenkairo Sekkei 2009, pp.33-40 (CQ Shuppan, Tokyo, 2009) (in Japanese).
- 3) J. Togawa: Switchingudengen no Koiru/Toransu Sekkei, pp.115-133 (CQ Shuppan, Tokyo, 2012) (in Japanese).
- 4) K. Yoshizawa: *JIM Materia Japan*, **56**, 186 (2017).
- 5) K.Sugimura, D.Shibamoto, N.Yabu, T.Yamamoto, M.Sonehara, T.Sato, T.Mizuno, and H.Mizusaki, *IEEE Trans. Magn.*, **53**, 2801406 (2017).

2019年10月11日受理, 2019年11月26日採録

1層毎交互巻高周波アモルファストランスを有する 直流連系用 DC-DC コンバータの特性

Characteristics of DC-DC Converter using High-Frequency Amorphous Transformer with Interleaved-Winding for HVDC Transmission System

大津 諭史†, 中村 健二

東北大学 大学院工学研究科, 仙台市青葉区青葉 6-6-11 (〒980-8579)

S. Otsu †, K. Nakamura

Tohoku University, Graduate School of Engineering, 6-6-11 Aoba Aramaki Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan

In large-scale offshore wind-power generation, high voltage dc (HVDC) transmission system using dc-dc converters has attracted the attention in order to reduce the size and weight and to improve the system efficiency. In a previous paper, it was demonstrated that the copper loss of high-frequency transformer can be remarkably reduced by employing interleaved-winding since proximity effect is suppressed. This paper described prototype tests of a small-scale dc-dc converter using the high-frequency amorphous transformer with interleaved-winding. The efficiency of the dc-ac converter, transformer, diode rectifier, and the whole system are measured and compared to prove the superiority of the interleaved-winding against a conventional non-interleaved-winding.

Key words: HVDC transmission system, DC-DC converter, high frequency amorphous transformer, interleaved-winding

1. はじめに

近年, 地球環境保護の観点から再生可能エネルギーの一つである風力発電市場が伸長している。風力発電は, 他の再生可能エネルギーと比較して, 発電コストが安価で設備利用率が高く, スケールメリットが大きいことから, 最近では洋上に数十基の風力発電機を配置した, 総容量 100 MW 以上の洋上ウインドファームの導入が欧州を中心に進んでいる^{1),2)}。今後は, さらに遠洋での大規模化が進むことが予想されるが, そのためには, 高効率な長距離送電技術の確立が必須である。ここで, 従来の高圧交流送電の場合, 送電線の電気抵抗に加え, 浮遊容量や寄生インダクタンスによる交流損失が問題になる。そのため, 抵抗以外の損失が原理的に発生しない, 高圧直流 (High Voltage Direct Current: HVDC) 送電が注目されている。

Fig. 1 に, 絶縁と昇圧の機能を具備した高周波リンク DC-DC コンバータを用いた, HVDC システムの基本構成を示す³⁾。本システムでは, 風車で発電された交流電力を整流した後, DC-DC コンバータの DC/AC 変換部で周波数が数 kHz の方形波電圧を生成し, 高周波トランスによって昇圧後, 再び AC/DC 変換部で整流して, HVDC 送電を行う。このような高周波化によって, トランスは小型軽量化される一方で, 鉄損の増加および巻線間に働く近接効果による銅損の増加が懸念される。

上述の問題に対して, 先に筆者らは, 動作周波数が数 kHz のトランス材料には, アモルファス合金が適すること⁴⁾, 近

接効果による銅損増加の抑制には, 1層毎交互巻が有効であることを明らかにした⁵⁾。

また一方で, 洋上風力発電用直流送電システムの小型模擬実験システムを構築し, 電圧一定制御法について検討を行った結果, DC-DC コンバータの通流率を適切に制御することで, 風況等による出力変動が生じて, DC リンク電圧を一定に制御できることを実証した⁶⁾。ただし, 本 DC-DC コンバータに 1層毎交互巻高周波アモルファストランスを用いた場合の挙動や効率などの諸特性に関する検討は未だ不十分である。

そこで本稿では, 上述の小型模擬実験システムを用いて, 1層毎交互巻高周波トランスを有する DC-DC コンバータの特性について比較検討を行った。まず初めに, 1層毎交互巻高周波トランスの等価回路パラメータを実験から導出し, DC-DC コンバータのシミュレーション結果と実験結果の比較を行った。次いで, 1層毎交互巻高周波トランスを有する DC-DC コンバータの効率について詳細な検討を行ったので報告する。

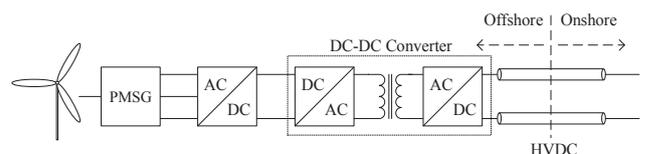


Fig. 1 Basic configuration of HVDC transmission system of offshore wind power generation.

2. 1層毎交互巻高周波アモルファストランスの構成

Fig. 2 に、本稿での考察に用いたアモルファストランスの形状と寸法を示す。先の検討において、容量が数 MW クラスの風力発電における、DC-DC コンバータの動作周波数は電力用半導体デバイスのスイッチング損失の観点から数 kHz が妥当であること、またその際のトランス材料としては、鉄損低減の観点からアモルファス合金が最適であることを明らかにしている⁴⁾。

さらに、周波数が数 kHz 程度であっても近接効果によって巻線抵抗は増加し、特に大容量器の場合には発熱の観点からその抑制が必須であることを指摘するとともに、解決策として一次、二次巻線を1層毎交互に配置した、1層毎交互巻を提案している⁵⁾。

Fig. 3(a)に、一般的な重ね巻の巻線配置を示す。同図(b)が、筆者らが提案する1層毎交互巻の巻線配置である。一次、二次巻線を1層毎交互に並べることで、巻線間の磁気

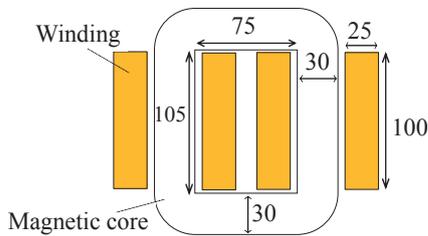


Fig. 2 Shape and dimensions of the amorphous transformer.

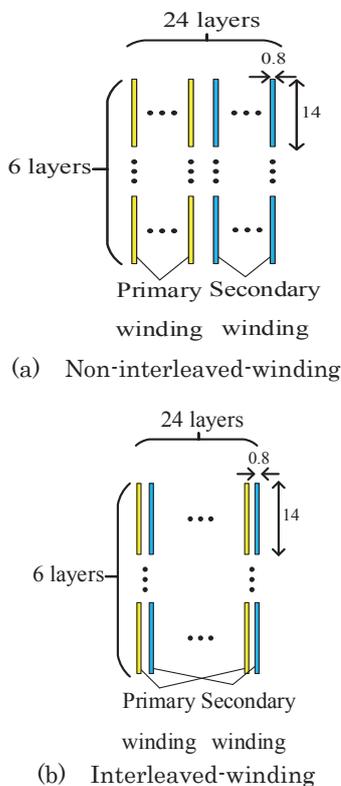


Fig. 3 Winding arrangement of the amorphous transformer.



Fig. 4 Appearance of the transformer with non-interleaved winding.

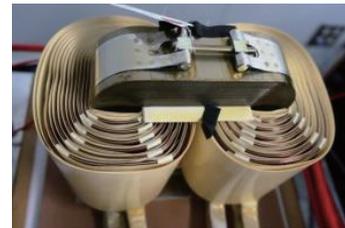


Fig. 5 Appearance of the transformer with interleaved-winding.

的結合が極めて強くなって漏れ磁束が減少し、近接効果による巻線抵抗の増加が著しく抑制される。Fig. 4 と Fig. 5 に、試作したトランスの外観を示す。Fig. 4 が一般的な重ね巻のアモルファストランスであり、Fig. 5 が1層毎交互巻のアモルファストランスである。次章では、これらのトランスの等価回路パラメータを実測するとともに、DC-DC コンバータのシミュレーション結果と実験結果の比較・検討を行う。

3. 1層毎交互巻トランスを有する DC-DC コンバータの動作シミュレーション

本章ではまず、1層毎交互巻高周波トランスの等価回路パラメータを実測し、次いで、等価回路を用いた DC-DC コンバータの動作シミュレーションの結果と実験結果の比較・検討を行う。

高周波トランスの T 形等価回路のパラメータは、LCR メータを用いて実測した。具体的には、トランスの一次巻線抵抗、並びに一次漏れインダクタンスについては、二次巻線を短絡した後、一次巻線に LCR メータを接続して測定した。二次側も同様に測定できる。また、励磁コンダクタンスと励磁サセプタンスは、二次側を開放した後、二次巻線に LCR メータを接続して測定した。なお、1層毎交互巻トランスの場合、一次、二次巻線間の距離が近く、かつ向かい合う面積も広いことから、通常よりも静電容量が大きくなることが予想されるため、LCR メータを用いて測定し、これを T 形等価回路に追加した。

Table 1 に、通常のコイルトランスと1層毎交互巻トランスについて、LCR メータを用いて、周波数 3 kHz、50 mA の正弦波電流を印加して測定した等価回路パラメータを示す。この表を見ると、1層毎交互巻トランスは巻線結合が強

Table 1 Equivalent circuit parameters of the transformers.

	Interleaved	Non-interleaved
Primary winding resistance	73.5 mΩ	218 mΩ
Primary leakage inductance	2.0 μH	138 μH
Secondary winding resistance	73.5 mΩ	286 mΩ
Secondary leakage inductance	2.0 μH	138 μH
Excitation resistance	239 Ω	170 Ω
Excitation inductance	117 mH	104 mH
Capacitance between windings	65 nF	0.8 nF

いことから漏れインダクタンスが小さい一方で、巻線間の静電容量が大きいことがわかる。

Fig. 6 に、先行研究で構築した洋上風力発電用直流送電システムの小型模擬実験システムを示す。風力発電機は最大電力追従制御によって巻線電流が制御されることから、DC-DC コンバータの入力側は直流電流源で模擬する。一方、出力側は直流系統電圧が常に一定に保たれていると仮定し、定電圧源で模擬した。DC-DC コンバータの DC/AC 変換部では、位相シフト制御によって通流率を制御することで、風況の影響によって入力電流に変動が生じても、DC リンク電圧を一定に制御することができる。

Table 2 に、実験およびシミュレーション条件と Fig. 6 の回路のパラメータの値を示す。単純重ね巻および 1 層毎交互巻トランスのどちらを用いた場合も、通流率 1 の際に出力電力が 3 kW になるように、入力電流を調整した。

Fig. 7 に、単純重ね巻トランスを用いた場合の観測波形と計算波形を示す。この時の通流率は 0.6 である。この図を見ると、計算波形と観測波形は良く一致していることがわかる。また、巻線間の結合がそれほど強くないため、入力電圧と出力電圧の位相と振幅に差異があることがわかる。さらに、漏れインダクタンスの影響でターンオフ後の電流減衰に時間がかかっていることがわかる。

一方で、Fig. 8 の 1 層毎交互巻トランスを用いた場合の結果を見ると、巻線結合が極めて強いことから入力電圧と出

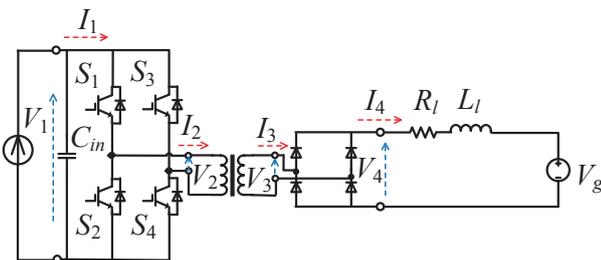


Fig. 6 Circuit configuration of dc-dc converter for HVDC.

Table 2 Parameters of the circuit shown in Fig. 6 and the experimental and simulation conditions.

	Interleaved	Normal
Input current I_1	10 A	9.6 A
Switching frequency f		3000 Hz
Input side capacitance C_{in}		6800 μF
Output side resistance R_l		1.177 Ω
Output side inductance L_l		16.9 mH
Grid side voltage V_g		290 V

力電圧がほぼ一致していることがわかる。また、漏れインダクタンスが小さいため、電圧印加と同時に、電流が急峻に立ち上がっていることが確認できる。そして、計算波形と観測波形はよく一致しており、1 層毎交互巻トランスについても、一般的な T 形等価回路で動作が良く模擬できることが了解される。

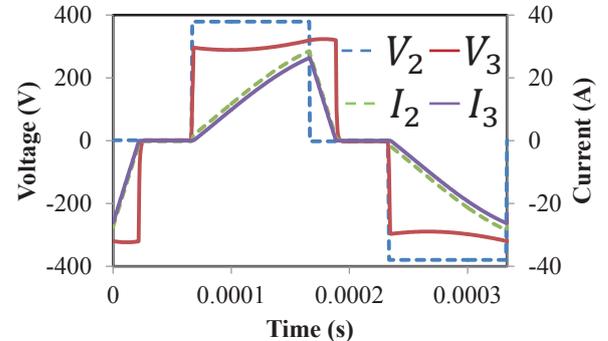
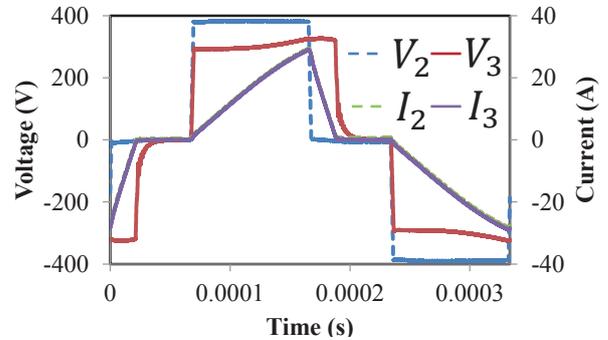


Fig. 7 Comparison of observed (top) and calculated (bottom) waveforms in the case of the non-interleaved-winding (duty = 0.6).

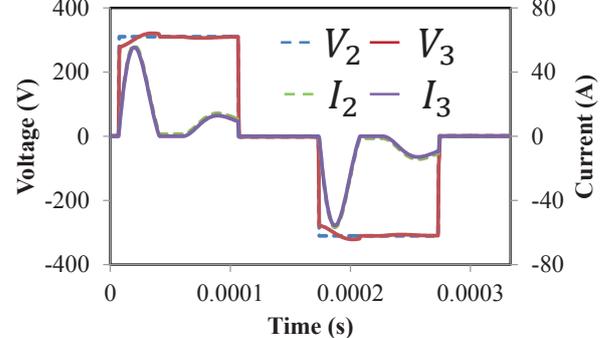
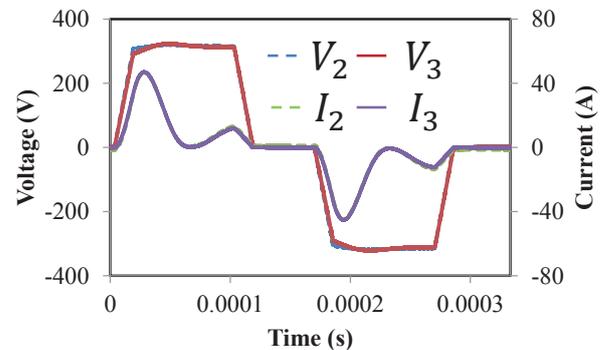


Fig. 8 Comparison of observed (top) and calculated (bottom) waveforms in the case of the interleaved-winding (duty = 0.6).

4. 1層毎交互巻トランスを有するDC-DCコンバータの効率の測定結果

Fig. 9に、DC-DCコンバータの効率測定に用いた回路を示す。Fig. 6に示した回路とほぼ同一であるが、前章の実験において、1層毎交互巻トランスを用いた場合、出力電流の変動が大きくなることが判明したことから、出力側に平滑コンデンサ C_{out} を追加した。なお、容量は $3300\ \mu\text{F}$ である。前章の実験と同様に、通流率1のときにDC-DCコンバータの出力電力が約 $3\ \text{kW}$ になるように入力電流の値を調整し、各部の効率の測定を行った。Fig. 10に実験時のトランスの観測波形を示す。この時の通流率は 0.6 である。1層毎交互巻トランスを用いた場合の結果を見ると、平滑コンデンサを追加し、出力電圧を安定させたことにより、急峻な電流振動を抑えられたことがわかる。

Fig. 11~14に、DC-DCコンバータのインバータ部(DC/AC部)、トランス部、ダイオード整流器部(AC/DC部)、そして総合効率を示す。各部の入出力電力は、デジタルパワーメータを用いて、次式に基づき測定し、

$$P_n = \frac{1}{T} \int_0^T v_n \times i_n dt \quad (1)$$

各部の効率は、以下の式を用いて算定した。

$$\eta_{inv} = \frac{P_2}{P_1} \times 100 (\%) \quad (2)$$

$$\eta_{tr} = \frac{P_3}{P_2} \times 100 (\%) \quad (3)$$

$$\eta_{diode} = \frac{P_4}{P_3} \times 100 (\%) \quad (4)$$

$$\eta_{dc-dc} = \frac{P_4}{P_1} \times 100 (\%) \quad (5)$$

Fig. 11のインバータ効率を見ると、単純重ね巻トランスより1層毎交互巻トランスを用いた方が僅かに効率が高いことがわかる。また、単純重ね巻トランスの場合、通流率1付近で効率が低下していることがわかるが、これは単純重ね巻トランスは漏れインダクタンスが大きく、通流率1付近では電流が完全に減衰する前にスイッチングが行われていることが原因だと考えられる。一方、1層毎交互巻トランスでは、漏れインダクタンスが極めて小さいため、電流がデッドタイム内に瞬時に減衰し、その結果、ゼロ電流スイ

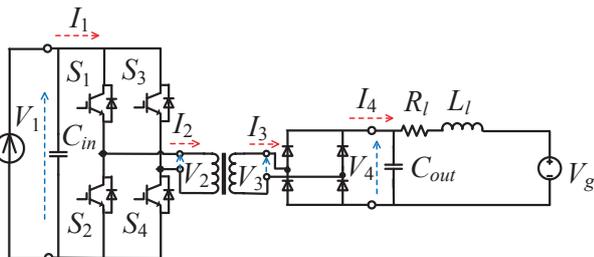


Fig. 9 Circuit configuration of efficiency measurement for the dc-dc converter.

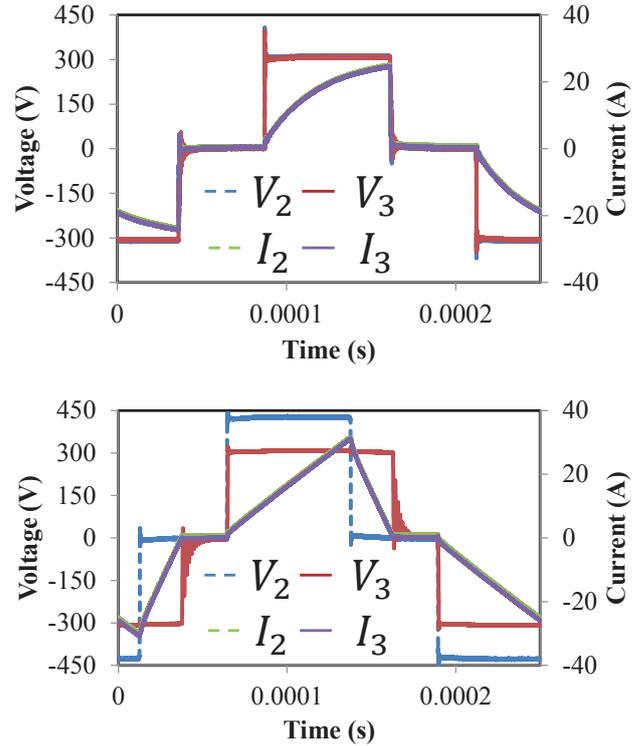


Fig. 10 Comparison of the observed voltage and current waveforms of the transformer with interleaved-winding (top) and non-interleaved-winding (bottom) (duty = 0.6).

ッチングとなり、通流率1付近でも効率は高い。通常の漏れインダクタンスの大きいトランスでは、スナバコンデンサなどを用いて、ソフトスイッチングを行うのが一般的であるが、1層毎交互巻トランスはスナバレスでゼロ電流スイッチングが可能であることから、部品点数削減のメリットがあることが明らかとなった。

Fig. 12のトランス効率については、単純重ね巻では近接効果による銅損が大きく、すべての領域で1層毎交互巻の方が高効率であることがわかる。

以上の結果により、Fig. 14のDC-DCコンバータの総合効率を見ると、1層毎交互巻トランスを用いた方が3~5%程度効率が低いことがわかる。

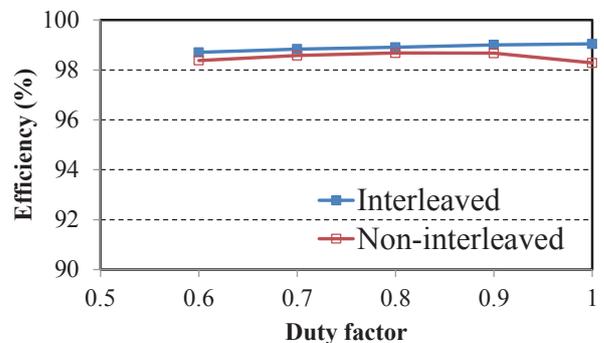


Fig. 11 Efficiency comparison of the inverter.

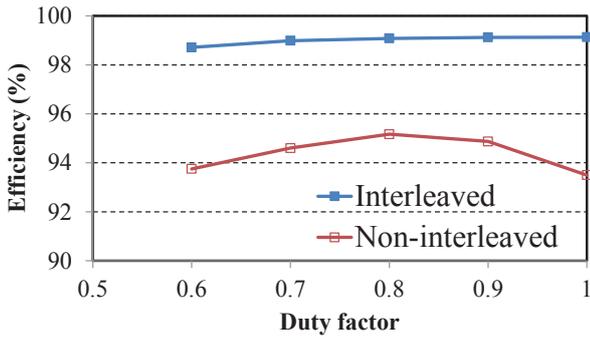


Fig. 12 Efficiency Comparison of the transformers.

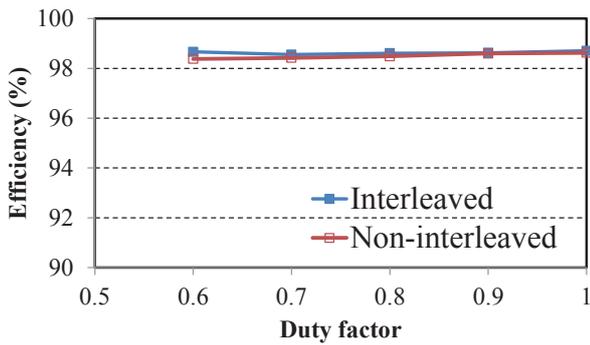


Fig. 13 Efficiency comparison of the diode rectifier.

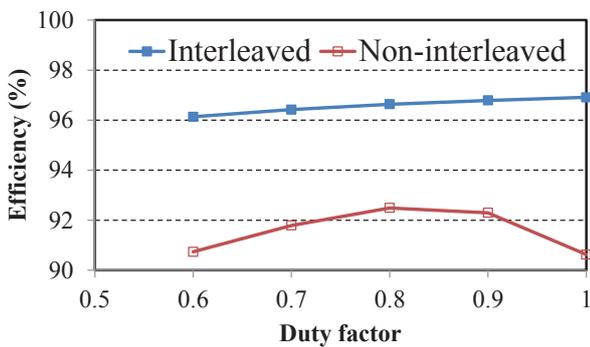


Fig. 14 Efficiency comparison of the dc-dc converter.

5. まとめ

以上、本稿では1層毎交互巻高周波トランスの等価回路パラメータを実測するとともに、DC-DCコンバータのシミュレーション結果と実験結果の比較・検討を行った。また、小型模擬実験システムを用いて、効率の実測を行った。

その結果、1層毎交互巻トランスについても、一般的なT形等価回路を用いることで、動作を精度良く模擬できることが明らかになった。また、1層毎交互巻トランスを用いたDC-DCコンバータの効率は、ゼロ電流スイッチングや近接効果抑制により、いわゆる通常の重ね巻トランスを用いた場合よりも3~5%改善されることが実証された。

今後は、1層毎交互巻トランスを用いたDC-DCコンバータの各部スイッチング波形を実測することで、より詳細な動作の検証を行う予定である。

References

- 1) NEDO “Saiseikanou Enerugi Gijutu Hakusyo” (2010) (in Japanese).
- 2) J. Twidell and G. Gaudiosi, “Youjou Huuryoku Hatuden”, *Japan Wind Energy Association* (2011) (in Japanese).
- 3) K. Sano and M. Takasaki, “A DC Boost Conversion System Consisting of Multiple Converter Modules for HVDC Transmission of Offshore Wind Power”, *CRIEPI Research Report, R12013* (2013) (in Japanese).
- 4) H. Tanaka, K. Nakamura, and O. Ichinokura, *IEEJ, MAG-14-29* (2014) (in Japanese).
- 5) H. Tanaka, K. Nakamura, and O. Ichinokura, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **40**, 35 (2016).
- 6) T. Fujii and K. Nakamura, *IEEJ, MAG-17-137* (2017) (in Japanese).

2019年10月10日受理, 2019年12月9日採録

磁気ギヤードモータの電流位相角が脱調トルクに及ぼす影響

Influence of Current Phase Angle on Stall Torque of Magnetic-gear Motor

伊藤 亘輝[†]・中村 健二

東北大学 大学院工学研究科, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-11 (〒980-8579)

K. Ito[†], K. Nakamura

Tohoku University, Graduate School of Engineering, 6-6-11 Aoba Aramaki Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8579, Japan

This paper deals with an influence of current phase angle on a stall torque of magnetic-gear motor. First, a relationship between the current phase angle and the stall torque of the magnetic-gear motor is indicated in experiment. Next, the experimental results are deeply investigated by comparing an SPM-type magnetic-gear motor with an IPM-type one by using three-dimensional finite element method (3D-FEM). As a result, in the case of the IPM-type, it is clear that the modulated magnetic flux of the inner rotor magnet includes the armature flux. Furthermore, the influence of the modulated magnet flux from the outer rotor magnets is also investigated.

Key words: magnetic-gear motor, stall torque, current phase angle

1. はじめに

機械式ギヤは、モータの動力を負荷に応じて適切に変換するために用いられている。しかし、機械式ギヤは歯車の歯同士を接触させることで動力伝達を行うため、振動や騒音、摩擦や発塵などの問題がある。さらに、大容量機になると摩擦低減や冷却のために潤滑油系統が必須となり、システムが複雑化・大型化し、定期的な保守点検も不可欠になる。

このような問題に対して、近年、磁気ギヤが注目されている。磁気ギヤは磁石同士の吸引・反発力により、非接触で動力伝達が可能であるため、振動や騒音が小さく、摩擦や発塵がない。また、潤滑油系統が不要であるため、保守性の向上が期待できる。これまでに様々な磁気ギヤが考案されているが、多くは機械式ギヤの歯を単純に永久磁石に置き換えたものである¹⁾。この場合、互いに対向した一部の永久磁石のみしか動力伝達に寄与しないため、機械式ギヤに比べてトルク伝達能力が著しく低い。

これに対して、磁束変調型磁気ギヤ²⁾は、内外2つの回転子が同心円状に配置された構造を有し、常にすべての回転子磁石がトルク伝達に寄与するため、他の磁気ギヤに比べてトルク伝達能力が高い。また、希土類磁石を用いることで、機械式ギヤに匹敵するトルク密度を実現可能といった試算もある³⁾。さらに、磁束変調型磁気ギヤは永久磁石同期モータ(PMモータ)とトルク発生原理が等しいため、磁氣的に融合一体化させることで、磁気ギヤードモータとして用いることができる。

磁気ギヤードモータは、電機子を回転子外側に配置したアウトーステータ型と、回転子内側に配置したインナーステータ型に大別される⁴⁾⁻⁶⁾。ギヤとモータが融合一体化しているため、従来のモータシステムよりも重量や体格の面で優れ、低速大トルク駆動に適することから、自動車や船舶、航空機への応用が期待されている。

先に筆者らは、インナーステータ型磁気ギヤードモータを試作し、その有用性を実証するとともに移動支援機器への適用可能性を示した⁷⁾。その後の検討において、試作機は電流位相角によってトルク特性に変化が生じることが明らかとなったが、その原因については不明のままである。また、トルク特性が変化する現象と

して、アウトーステータ型の磁気ギヤードモータにおいては、負荷の増大とともにトルク定数が低下することが報告されているが⁸⁾、インナーステータ型においてはこのような検討事例はない。

そこで本稿では、3次元有限要素法(3D-FEM)を用いて、形状が異なる2つのインナーステータ型磁気ギヤードモータについて検討を行い、両者の変調磁束を比較することにより、磁気ギヤードモータの電流位相角がトルクに与える影響について明らかにする。さらに、外側回転子磁石の変調磁束がモータ部へ及ぼす影響についても評価を行ったので報告する。

2. 電流位相角が脱調トルクに与える影響

2.1 磁気ギヤードモータの構成と原理

Fig. 1 にインナーステータ型磁気ギヤードモータの基本構成を示す。磁気ギヤ部は、同心円状に配置された内外2つの極数の異なる永久磁石回転子と、その間に挟まれたポールピースと呼ばれる複数の固定子磁極片で構成される。モータ部は固定子と内側回転子で構成され、磁気ギヤ部とモータ部で1つの内側回転子を共有している。このような構成において、モータ部の固定子巻線に3相交流電流を流すと、回転磁界に同期して内側回転子が回転する。そして、ポールピースによって内外回転子の磁石磁束が変調され、減速された出力を外側回転子から取り出すことができる。このときの減速比 Gr は、内側回転子の極対数 p_i 、外側回転子の極対数 p_o 、ポールピースの極数 n_{pp} を用いて、次式で表される。

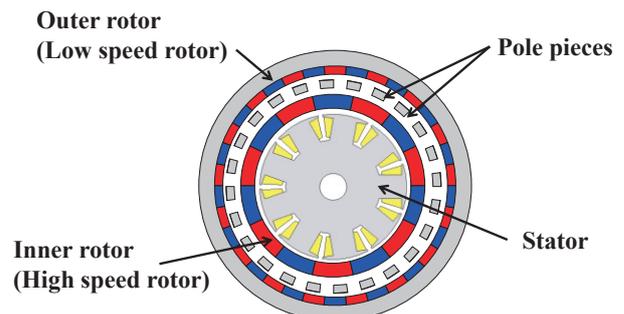


Fig. 1 Basic configuration of a magnetic-gear motor.

$$Gr = \frac{P_h}{n_{pp} - P_h} = \frac{P_h}{P_l} \quad (1)$$

機械的な損失を無視した場合、磁気ギヤードモータの内側回転子および外側回転子の運動方程式は、それぞれ(2)式および(3)式で表される⁹⁾。

$$J_h \frac{d\omega_h}{dt} = T_m - \frac{1}{Gr} T_{max} \sin \delta \quad (2)$$

$$J_l \frac{d\omega_l}{dt} = T_{max} \sin \delta - T_L \quad (3)$$

(2)式の左辺の J_h と ω_h は、内側回転子の慣性モーメントと回転速度であり、右辺第1項の T_m はモータ部のトルクである。また、右辺第2項は内側回転子における磁気ギヤ部のトルクであり、 T_{max} は磁気ギヤ部の最大伝達トルク、 δ は磁気ギヤ部の内部相角度である。また、(3)式の J_l 、 ω_l は外側回転子の慣性モーメントおよび回転速度であり、右辺第1項は外側回転子における磁気ギヤ部のトルク、第2項の T_L は負荷トルクである。

モータ部は一般的なPMモータと同様に、電流ベクトル制御が適用できる。モータ部の電流位相角 β は、 d 軸電流 i_d および q 軸電流 i_q を用いて、次式で与えられる。

$$\beta = \tan^{-1} \left(-\frac{i_d}{i_q} \right) \quad (4)$$

なお、Fig. 1の磁気ギヤードモータのモータ部は、表面磁石型PMモータと同一であるため、本稿では電流位相角 β を0度に制御する、いわゆる $I_d = 0$ 制御により、トルク T_m を制御する。

一方、磁気ギヤ部は電機子を持たないため、トルクを能動的に制御することはできない。(2)式および(3)式から、両回転子の磁気ギヤ部トルクは、内部相角度 δ の正弦に比例することが了解される。内部相角度は T_m および T_L によって受動的に変化し、外側回転子において T_{max} を超過する T_L が印加されたとき、または内側回転子において T_{max}/Gr を超過する T_m が印加されたときに両回転子の同期が外れ、脱調が起きる。

なお、磁気ギヤの内部相角度は磁気的に安定な位置を基準として、次式で与えられる。

$$\delta = p_h \theta_h + p_l \theta_l - n_{pp} \theta_{pp} \quad (5)$$

ここで、 θ_h 、 θ_l 、 θ_{pp} はそれぞれ内側回転子、外側回転子、ポールピースの磁気的に安定な位置からの角度であり、Fig. 2に各々の位置関係を示す。なお、磁気ギヤの安定動作領域は、内部相角度が $360n - 90 < \delta < 360n + 90$ の範囲である(n は整数)¹⁰⁾。

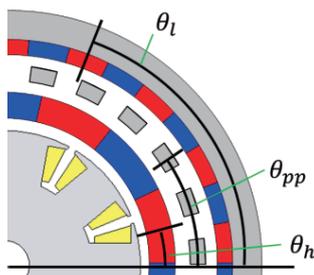


Fig. 2 Position relationship of each angle.

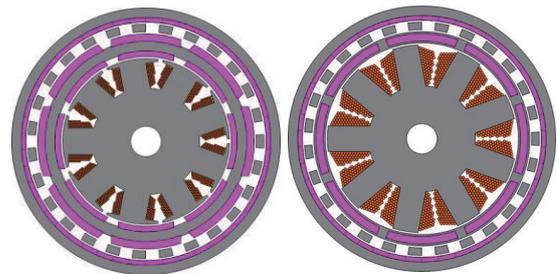
2.2 現有機における電流位相角と脱調トルクの関係

Fig. 3に、考察対象とした磁気ギヤードモータの諸元を示す。両ギヤードモータのモータ部は3相9スロット集中巻の固定子と4極対の内側回転子で構成される。一方、磁気ギヤ部はモータ部と共通の内側回転子と、27極のポールピース、23極対の外側回転子で構成され、ギヤ比は5.75である。両ギヤードモータは、固定子構造、内側回転子構造、ステータおよび内外回転子ヨークの鉄心材料の3点が異なる。

Fig. 4に、先行研究⁷⁾で試作されたIPM磁気ギヤードモータの、電流位相角対脱調トルクの実測値を示す。同図より、電流位相角を進めると脱調トルクが減少し、遅らせると増加していることがわかる。電流位相角0度の脱調トルクが12.2 N·mであるのに対して、電流位相角40度の脱調トルクは11.5 N·mであり、5.7%減少している。一方、電流位相角-40度の場合には脱調トルクが13.0 N·mであり、電流位相角0度のトルクから6.6%増加している。

2.3 3D-FEMによる検討結果

磁束変調型磁気ギヤは内外回転子の磁石磁束をポールピースで変調することで、ギヤとして動作するため、脱調トルクの変化は



	SPM	IPM
Diameter	140 mm	
Axial length	36 mm	
Number of turns/pole	59 turns/pole	
Winding diameter	0.7 mm	1.2 mm
Winding space factor	37.0%	46.1%
Inner rotor magnet pole pairs	4	
Outer rotor magnet pole pairs	23	
Pole pieces number of poles	27	
Gear ratio	5.75	
Gap length	1.0 mm × 3	
Material of magnet	Sintered Nd-Fe-B	
Material of iron core	35H300	10JNEX900

Fig. 3 Configuration of two magnetic-geared motors and specifications (left: SPM-type, right: IPM-type).

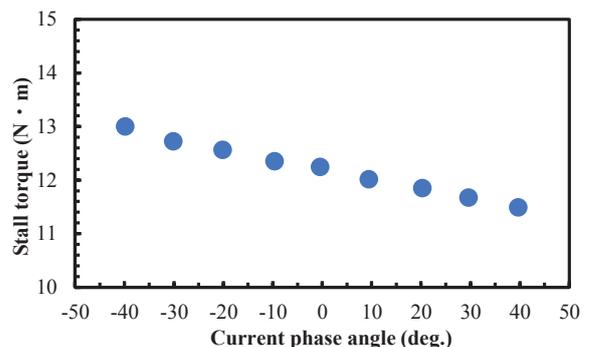


Fig. 4 Current phase angle versus stall torque.

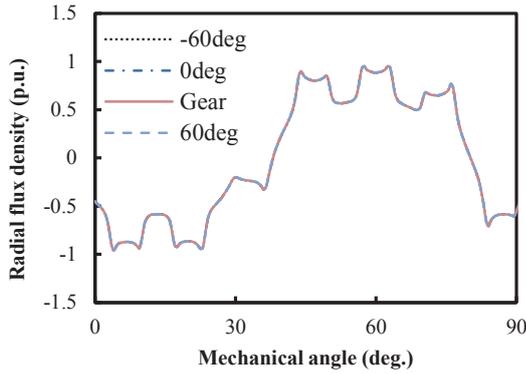


Fig. 5 Radial flux density distribution of the SPM-type in air gap between the pole-pieces and the outer rotor.

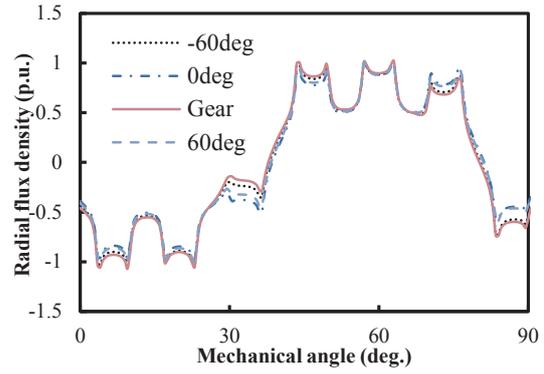


Fig. 7 Radial flux density distribution of IPM-type in air gap between the pole-pieces and the outer rotor.

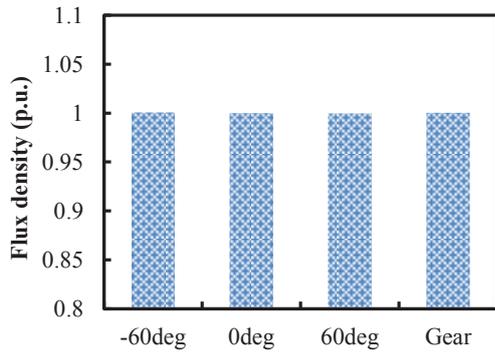


Fig. 6 Comparison of the 23rd harmonic content of flux density distribution shown in Fig. 5.

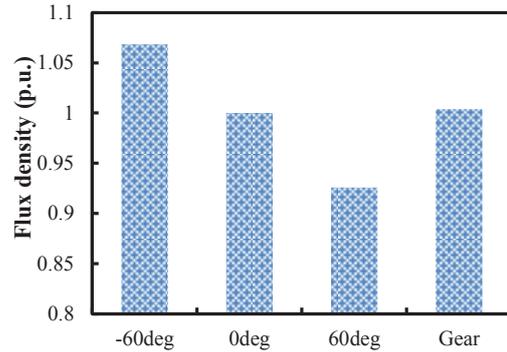


Fig. 8 Comparison of the 23rd harmonic content of flux density distribution shown in Fig. 7.

変調磁束に原因があると考えられる。そこで、電流位相角が変調磁束に与える影響を、IPM と SPM のそれぞれについて、3D-FEM を用いて検討を行った。なお、解析では外側回転子磁石を空気とし、電機子電流密度 6.5 A/mm^2 で電流位相角を $-60, 0, 60$ 度とした場合と、電流密度を 0 A/mm^2 とし、磁気ギャップとして動作させた場合の結果を比較した。

Fig. 5 に、SPM について、ポールピースの外側ギャップの径方向の磁束密度波形を示す。この図から、電流位相角が変わっても磁束密度波形の差異はほとんどないことがわかる。続いて、Fig. 6 には、Fig. 5 の磁束密度波形の各次調波成分のうち、外側回転子に同期する 23 次成分の比較結果を示す。同図より、磁束密度の振幅は検討したすべての電流位相角において、磁気ギャップとして解析した結果とほぼ等しいことがわかる。したがって、SPM の場合、電流位相角を変化させても脱調トルクへの影響はほとんどないと結論付けられる。

Fig. 7 に、IPM におけるポールピースの外側ギャップの径方向の磁束密度波形を示す。この図を見ると、SPM とは異なり、電流位相角の変化によりギャップの磁束密度波形に変化が生じていることがわかる。Fig. 8 には、Fig. 7 の磁束密度波形の各次調波成分のうち、外側回転子に同期する 23 次成分の比較結果を示す。同図より、電流位相角が 0 度のとき、磁気ギャップとして解析した結果と振幅が等しいことから、磁気ギャップ部の最大トルクは変化しないと考えられる。その一方で、電流位相角が -60 度のときは 23 次成分の振幅が増加し、 60 度のときは逆に減少している。磁気ギャップの最大トルクは同期する変調磁束の振幅に比例することから、この結果

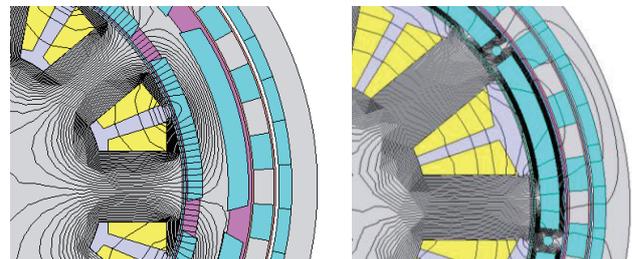


Fig. 9 Calculated flux lines from the armature coil in the case of SPM-type (left) and IPM-type (right).

は Fig. 4 と同様に電流位相角によって脱調トルクが変化することを意味している。また、磁束密度振幅の変化率は電流位相角が 0 度の場合に対して、 -60 度の振幅は 6.9% 増加し、 60 度の振幅は 7.4% 減少している。これは、2.2 節で述べた脱調トルクの増減率に近い値である。上記の結果に対する考察を深めるため、両回転子磁石を取り除いて空隙とし、巻線へ電流を印加した場合の磁束線図を 2D-FEM を用いて計算した。Fig. 9 に SPM および IPM の磁束線図を示す。SPM は固定子から発生した磁束が内側回転子ヨークを通り、再度固定子へと戻る磁路を形成している。これに対して、IPM は固定子から発生した磁束の一部が内側回転子ヨークを突き抜け、外側回転子まで到達している。つまり、固定子から発生した回転磁界がポールピースによって変調されることを示している。IPM は磁石を鉄心へ埋め込んだことで、SPM よりも磁気抵抗が小さくなり、変調磁束が固定子磁束と内側回転子磁石の合成磁束となり、電流位相角により脱調トルクが変化したと考えられる。したがって、IPM はモータ部と磁気ギャップの間で磁気干

渉が生じ、ポールピースによって内側回転子磁石磁束と固定子磁束の両方が変調されるため、電流位相角によって脱調トルクが変化することが明らかとなった。

3. 外側回転子磁石の変調磁束による影響

前章の検討の結果、IPM はモータ部と磁気ギャップの間に磁気干渉が生じ、モータ部の運転状態によってギャップのトルク特性が変化することがわかった。これは逆に、ギャップの運転状態がモータ部の特性に対しても影響を及ぼすことを意味していることから、本章ではこれについて検討を行った。

はじめに、磁気ギャップの内部相差角に対する、内側回転子と固定子間のエアギャップの磁束密度波形を算定した。Fig. 10 に、SPM における内側回転子と固定子間のギャップの径方向の磁束密度波形を示す。同図の破線は内部相差角 60 度、一点鎖線は 0 度、長破線は -60 度の場合の算定結果である。この図を見ると、SPM では内部相差角が変わっても、磁束密度波形に変化はないことがわかる。

続いて、Fig. 11 には、Fig. 10 に示した波形の各次調波成分のうち、内側回転子のトルク伝達に寄与する 4 次成分の比較結果を示す。同図より、4 次成分の振幅は内部相差角によらず一定である。したがって、SPM の場合は固定子と内側回転子間のギャップ磁束に、外側回転子由来の変調

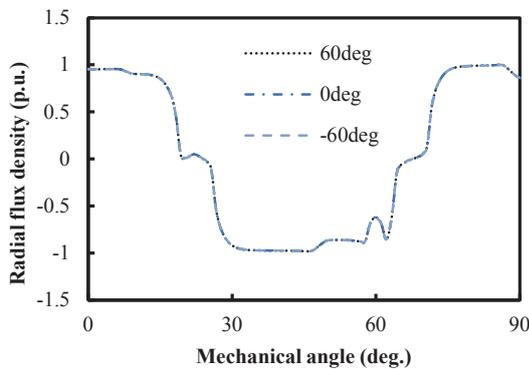


Fig. 10 Radial flux density distribution of the SPM model in air gap between the stator and the inner rotor.

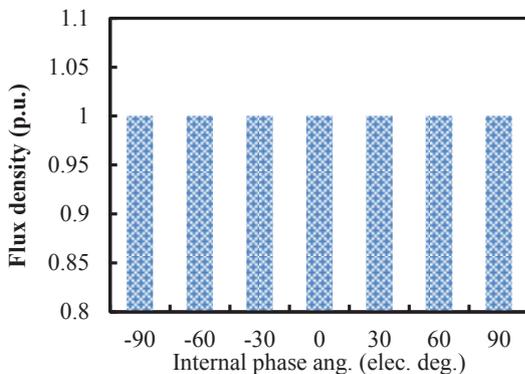


Fig. 11 Comparison of the 4th harmonic content of flux density distribution shown in Fig. 10.

磁束は含まれないことが明らかとなった。続いて Fig. 12 に、IPM における内側回転子と固定子間のギャップの径方向の磁束密度波形を示す。破線が内部相差角 60 度、一点鎖線が 0 度、長破線が -60 度の場合の算定結果である。この図より、内部相差角が変わると、波形の振幅に変化が生じていることがわかる。

Fig. 13 には、Fig. 12 に示した波形の各次調波成分のうち、内側回転子のトルク伝達に寄与する 4 次成分の比較結果を示す。この図を見ると、4 次成分の振幅は内部相差角 0 度が最大で、-90 度または 90 度へ向かうにつれて減少していくことがわかる。すなわち、外側回転子に印加される負荷が増大すると、4 次成分は減少することを意味している。この結果より、固定子と内側回転子間のギャップに生じる磁束は、内側回転子磁石と外側回転子磁石の変調磁束の合成であると考えられる。また、減少の割合は、0 度を基準とした場合、-90 度と 90 度で約 6% である。

Fig. 14 に、SPM および IPM それぞれの内部相差角に対する逆起電力定数の比較を示す。この図を見ると、SPM の場合は外側回転子磁石の変調磁束の影響がないため、逆起電力定数は内部相差角に対して一定であることがわかる。一方で、IPM の場合は外側回転子の変調磁束の影響を受けるため、逆起電力定数が内部相差角に対して変化している。負荷が増加すると逆起電力定数が減少していることから、IPM は受動的に弱め界磁状態になるといえる。

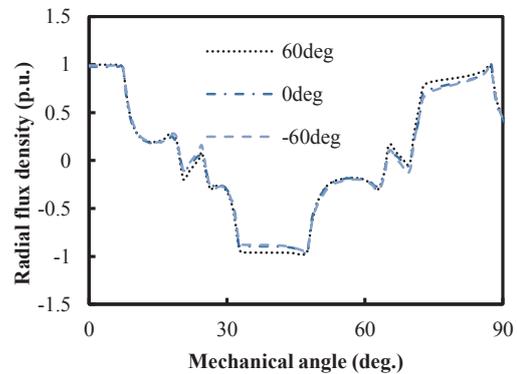


Fig. 12 Radial flux density distribution of the IPM model in air gap between the stator and the inner rotor.

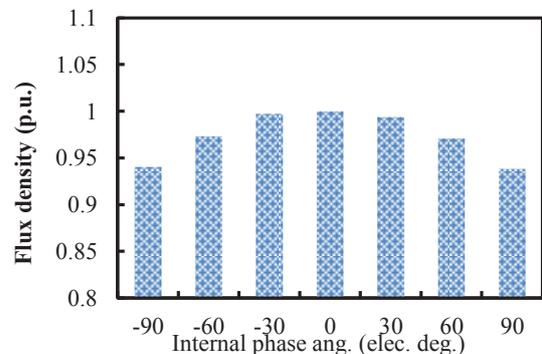


Fig. 13 The 4th harmonic content of flux density distribution shown in Fig. 9.

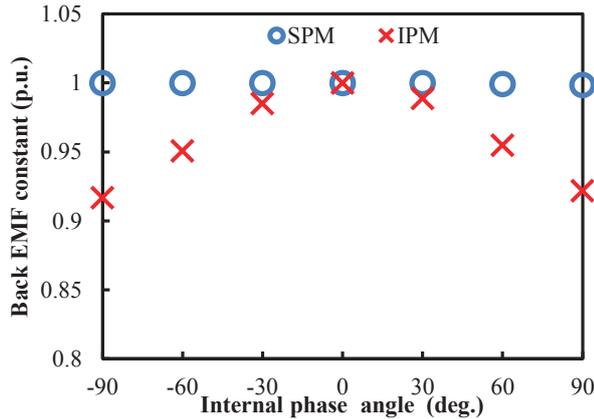


Fig. 14 The Internal phase angle versus the back-EMF constant.

4. まとめ

以上、本稿では表面磁石型 (SPM) と埋込磁石型 (IPM) の 2 種類の異なる回転子を有する磁気ギヤードモータを用いて、電流位相角が脱調トルクに与える影響、並びに外側回転子磁石の変調磁束がモータ特性に与える影響について、3D-FEM を用いて検討を行った。

まず電流位相角によって脱調トルクが変化する現象は、モータ部の固定子磁束がギヤ部のトルクに寄与する磁束成分に影響を与えることが原因であることを明らかにした。また、この現象が起きるのは IPM の場合のみであることも明らかにした。これは IPM の方がモータ部とギヤ部の間の磁気抵抗が小さく、磁気干渉が生じやすいためである。

次いで、外側回転子磁石の変調磁束がモータ部の特性へ及ぼす影響を評価するため、ギヤ部の内部相差角に対するモータ部の逆起電力定数を比較した。その結果、IPM の場合は負荷の増加とともに逆起電力定数が低下し、受動的な弱め界磁状態になることが明らかとなった。これは SPM よりも IPM の方が、より広い速度範囲で運転が可能になるというメリットにもなるが、運転中に諸特性が受動的に変化することで、制御が不安定になりやすいというデメリットも想定されるため、今後は磁気干渉も加味した IPM 型磁気ギヤードモータの制御手法に関する詳細な検討を行う予定である。

References

- 1) P. M. Tlali, R-J. Wang, and S. Gerber: Proc. 2014 International Conference on Electrical Machines, Berlin, 2014, p.544.
- 2) T. B. Martin, Jr.: "Magnetic transmission," U.S. Patent 3378710 (1968).
- 3) K. Atallah and D. Howe: *IEEE Trans. Magn.*, **37**, 2844 (2001).
- 4) K. T. Chau, Dong Zhang, J. Z. Jiang, Chunhua Liu, and Yuejin Zhang: *IEEE Trans. Magn.*, **43**, 2504 (2007).
- 5) K. Atallah, J. Rens, S. Mezani, and D. Howe: *IEEE Trans. Magn.*, **44**, 4349 (2008).
- 6) S. Gerber and R. J. Wang: *IEEE Trans. Magn.*, **51**, 8107010, 2015.
- 7) K. Ito, T. Kadomatsu, and K. Nakamura: Proc. 2019 IEEE International Electric Machines & Drives Conference, San Diego, 2019, p.1818.
- 8) E. Morimoto, N. Niguchi and K. Hirata: *J. JSAEM*, **26**, 15, (2018) (in Japanese).
- 9) J. Wang and K. Atallah: *IEEE Trans. Magn.*, **44**, 4349, (2008).
- 10) R.G. Montague, C.M. Bingham, and K. Atallah: Proc. IEEE Mediterranean Electrotechnical Conference, Valletta, 2010, p. 1192.

2019年 10月 10日受理, 2020年 01月 06日採録

圧粉磁心を適用した電動工具用 SR モータに関する検討

High-Speed SR Motor Made of Soft Magnetic Composite for Electric Power Tools

永井歩美[†]・中村健二・佐藤重典・牧野彰宏
 東北大学 大学院工学研究科, 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-11 (〒980-8579)

A. Nagai[†], K. Nakamura, S. Sato, and A. Makino
 Tohoku University, Graduate School of Engineering, 6-6-11 Aoba Aramaki Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8579, Japan

A switched reluctance (SR) motor has a simple and robust structure, is low in cost, and operates without the need for maintenance. The motor is expected to be put to use in various fields, especially for high-speed applications such as electric power tools. This paper focuses on a new kind of soft magnetic composite (SMC) that is superior in terms of high-frequency characteristics than conventional non-oriented Si steel. The basic characteristics of a 12/8-pole SR motor made of the new SMC were calculated by using the finite element method (FEM) and compared with a previous prototyped 12/8-pole SR motor made of non-oriented Si steel. The usefulness of the proposed SR motor is proved in the high-speed region.

Key words: switched reluctance (SR) motor, soft magnetic composite (SMC), electric power tools

1. はじめに

建設現場や日常生活において広く用いられている電動工具には、従来、交流整流子モータが使われてきた。しかし、このモータはブラシと整流子の機械的接触に起因する保守性の低さや効率の低さなどの欠点がある。また近年では、電動工具に対しても小型軽量、並びに高効率の要求が高まっていることもあり、出力密度が高く高効率な永久磁石 (PM) モータの利用が広がっている。しかしながら、PM モータには希土類元素 (レアアース) が用いられており、供給不安や価格高騰のリスクがある。したがって、保守性が良好で高出力・高効率なレアアースフリーモータの開発が期待される。

スイッチトリラクタンス (SR) モータは、鉄心と巻線のみで構成されるレアアースフリーモータである。巻線は固定子極のみに集中巻され、回転子には巻線や導体バー、ブラシや整流子などは不要である。そのため、SR モータは構造が単純で堅牢、保守性が良好、安価などの特長を有し¹⁾⁴⁾、電動工具などの高速回転用途に適する。

先に筆者らは、電動工具への適応を目的とした SR モータのトルク密度向上について検討を行った。3次元有限要素法 (3D-FEM) を用いて、現状の電動工具に使用されている PM モータと同体格の SR モータについて構造検討を行い、同等以上のトルク特性を達成した⁵⁾。しかし、本 SR モータの効率は PM モータよりもやや低いことから、さらなる性能の改善が必要不可欠である。

そこで本稿では、低周波から高周波までの広い範囲で、一般的な無方向性ケイ素鋼板よりも鉄損の小さい、新規の圧粉磁心を用いて、SR モータのさらなる高効率化を図ったので報告する。

2. SR モータの動作原理と先行試作機の課題

2.1 SR モータの動作原理

Fig. 1 に、SR モータの外観を示す。SR モータは鉄心と巻線の

みで構成され、固定子と回転子の磁氣的突極性に由来するリラクタンストルクによって駆動される。また、固定子はオープンスロット構造であり、PM モータで一般的なセミクロズスロット構造と比較して、巻線占積率を高めることができる。

Fig. 2 に、SR モータの駆動回路として一般的な非対称ハーフブリッジコンバータの 1 相分の回路を示す。この回路はトランジスタと還流用のダイオードを高圧側、低電圧側に 1 つずつ有する。両トランジスタを同時にオンすることにより、固定子巻線に電圧が印加されて励磁電流が流れる。その後、両トランジスタをオフにすると、固定子巻線に蓄えられた磁気エネルギーが、還流用ダイオードを通して電源に回生される。

Fig. 3 に、回転子位置角 θ に対する、ある相のインダクタンスの変化と励磁電圧・電流波形の概略を示す。同図に示すように、固定子極と回転子極が完全に対向したときにインダクタンスは最大となり、最も遠ざかったときに最小になる。ここで、ある相で生じるトルク τ は磁気特性を線形と仮定すると、次式で与えられる。

$$\tau = \frac{1}{2} i^2 \frac{\partial L(\theta)}{\partial \theta} \dots\dots\dots (1)$$

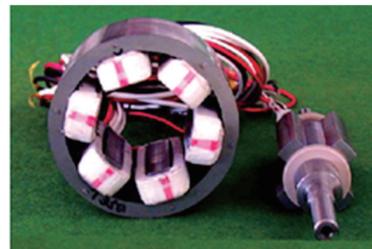


Fig. 1 Appearance of SR motor.

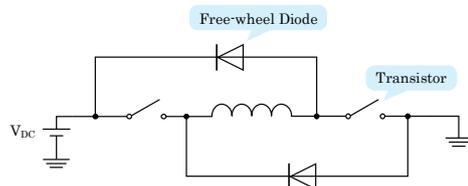


Fig. 2 Asymmetric half bridge converter of one phase.

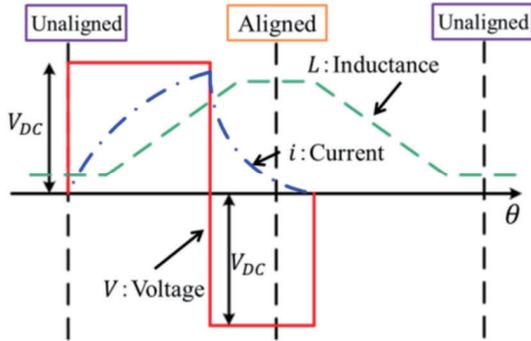


Fig. 3 Phase inductance according to rotor position angle, and exciting voltage and current waveforms.

したがって、Fig. 3 に示すように、インダクタンス曲線の傾きが正の領域で励磁することで、正方向のトルクが発生することがわかる。そのため、一般にSR モータを駆動するためには、回転子位置検出器が必要になる。また同図のとおり、SR モータは矩形波電圧で駆動されるため、高調波鉄損の割合が大きく、高速化するとその影響が顕著に現れることが予想される。

2.2 先行試作機の基本特性と課題

Fig. 4 に、ある電動工具に実際に使用されている PM モータの諸元を示す。3 相、6 スロット、4 極の集中巻の埋込磁石モータであり、鉄心材料は厚さ 0.35 mm の無方向性ケイ素鋼板、磁石材質はネオジム焼結磁石である。また、Fig. 5 に先行研究で試作された 12/8 SR モータの諸元を示す⁵⁾。SR モータはオープンスロット構造であることから、この特徴を生かし、巻線の線径と配置を最適化することで、PM モータを大幅に上回る巻線占積率を実機で実現している。

Fig. 6 と Fig. 7 に、両モータのトルクおよび効率特性を示す。計算には、汎用の 3D-FEM プログラム (JSOL 製 JMAG Designer Ver. 14.1) が用いられた。Fig. 6 を見ると、SR モータは PM モータとほぼ同等のトルクを有していることがわかる。これは巻線占積率の高さに由来する。また、実機特性は設計通りであることがわかる。

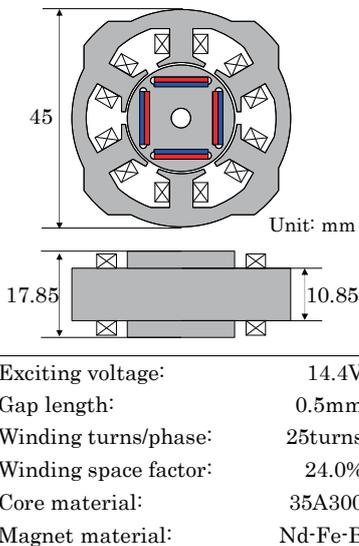


Fig. 4 PM motor used in present electric power tools.

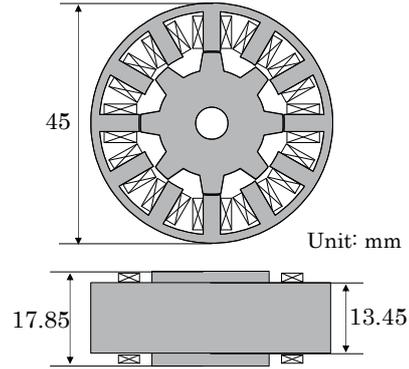


Fig. 5 Specifications of prototype 12/8 SR motor.

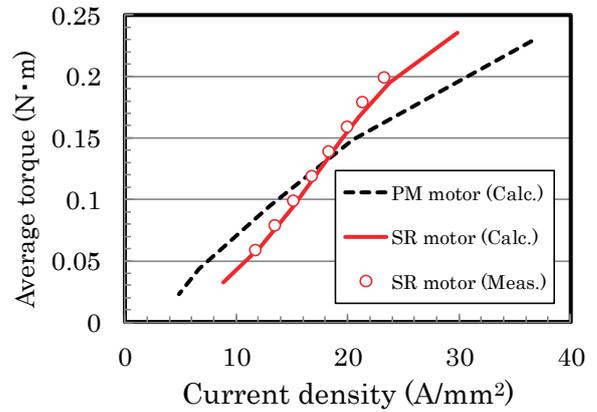


Fig. 6 Comparison of winding current density versus torque characteristics.

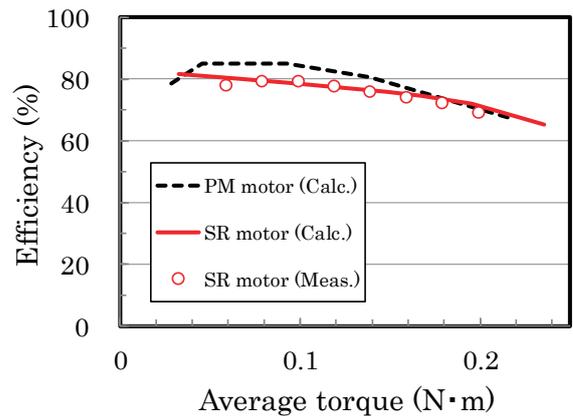


Fig. 7 Comparison of efficiency characteristics.

一方、Fig. 7 より PM モータは広い運転領域で効率が 80% を超えているのに対して、SR モータはほとんどの領域において 80% を下回っている。したがって、実用化を目指すためには、効率のさらなる改善が必要である。

3. 圧粉磁心の磁気特性と SR モータへの適用評価

3.1 圧粉磁心の磁気特性

モータに使用される磁性材料としては、無方向性ケイ素鋼板が一般的である。無方向性ケイ素鋼板は、安価であることや飽和磁束密度が高いといったメリットがあるが、高周波鉄損が大きいといったデメリットがある。これに対して、圧粉磁心は磁性粉の間に絶縁性の高い樹脂が入るため、渦電流の経路を短くすることができ、高周波鉄損が小さいというメリットがある。しかしながら、樹脂の耐熱性の問題から焼鈍が不適のため、低周波時の鉄損は逆に無方向性ケイ素鋼板よりも大きい。一般に圧粉磁心が無方向性ケイ素鋼板よりも鉄損で優位になるのは、周波数が数 kHz 以上である。そのため、一般的な駆動周波数が数 100 Hz 程度であるモータの場合、圧粉磁心を使用するメリットはあまり大きくない。

このような問題に対して、本稿では低周波領域においても鉄損が小さい、新規の圧粉磁心の適用可能性について評価する。Fig. 8 および Fig. 9 に、今回の比較に用いた磁性材料の $B-H$ 曲線および周波数に対する鉄損を示す。比較対象には、一般的な無方向性ケイ素鋼板として 35A300 を用いた。また同図中に、市販の圧粉磁心 (Conv. SMC) の特性も併記した。

Fig. 8 より、磁束密度は圧粉磁心よりも無方向性ケイ素鋼板 (35A300) の方が高い。本稿での検討に用いた新規の圧粉磁心 (New SMC) は、 $B-H$ 曲線の立ち上がりに関しては、市販の圧粉磁心 (Conv. SMC) よりも優れるが、飽和磁束密度はやや劣る。

次いで、Fig. 9 を見ると、周波数が 1 kHz 以下の領域で比較をしているため、市販の圧粉磁心 (Conv. SMC) の鉄損が最も大きいことがわかる。これに対して、新規の圧粉磁心 (New SMC) は低周波領域においても無方向性ケイ素鋼板 (35A300) より鉄損が小さいことが了解される。

3.2 SR モータへの適用評価

Fig. 10 と Fig. 11 に、無方向性ケイ素鋼板 (35A300) と新規の圧粉磁心 (New SMC) を、それぞれ 12/8 SR モータに適用した場合のトルク対速度特性および電流密度対トルク特性を示す。ここでの解析には、JSOL 製 JMAG Designer Ver. 17.1 を用いており、SR モータの鉄心材料以外の諸元は、Fig. 5 に示したものと同一である。

Fig. 10 からわかるように、両材料とも速度範囲が一致している。Fig. 11 より、新規の圧粉磁心を適用した SR モータのトルクは、無方向性ケイ素鋼板を適用した場合よりも劣っていることがわかる。これは Fig. 8 に示した飽和磁束密度の低さに起因している。また、負荷の増大とともにその差が大きくなっていることから、新規の圧粉磁心を適用する場合には、より低負荷側での動作が望ましいと言える。

Fig. 12 に効率特性を示す。この図を見ると、低負荷側において新規の圧粉磁心の効率が約 5% 向上していることがわかる。Fig. 13 は損失の内訳である。銅損 W_c に関しては、トルク特性が良好な無方向性ケイ素鋼板の方が小さいが、鉄損 W_i に関しては新規の圧粉磁心の方が小さい。これが低負荷側で効率が向上した要因である。したがって、新規の圧粉磁心を適応した SR モータは、高速低負荷領域で動作

させた方がより優位性が高まると予想される。

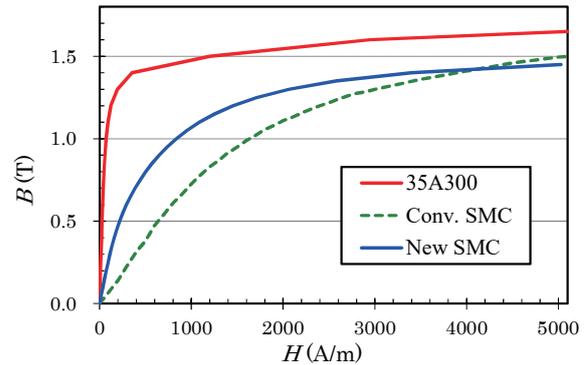


Fig. 8 $B-H$ curves of core material.

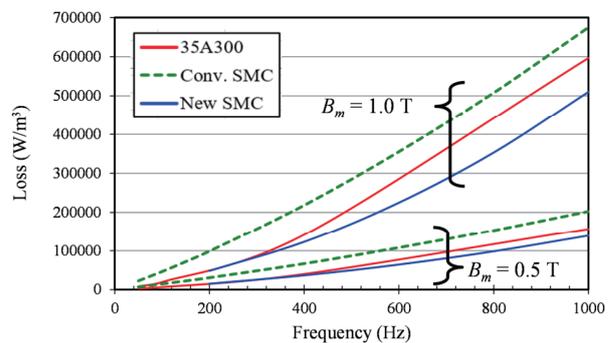


Fig. 9 Core loss characteristics.

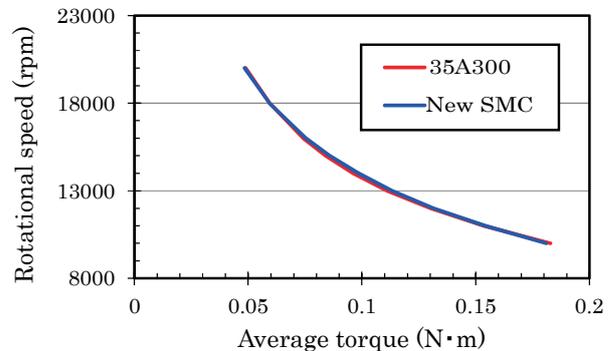


Fig. 10 Comparison of torque versus speed characteristics.

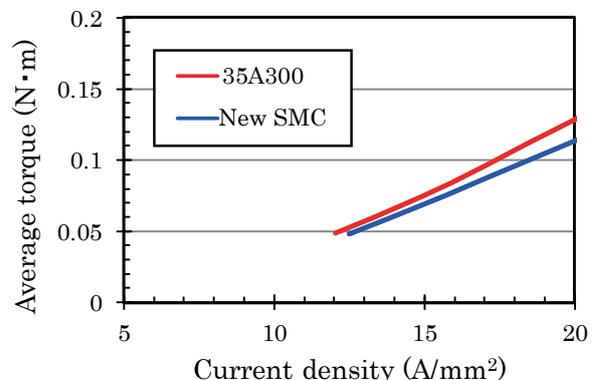


Fig. 11 Comparison of winding current density versus torque characteristics.

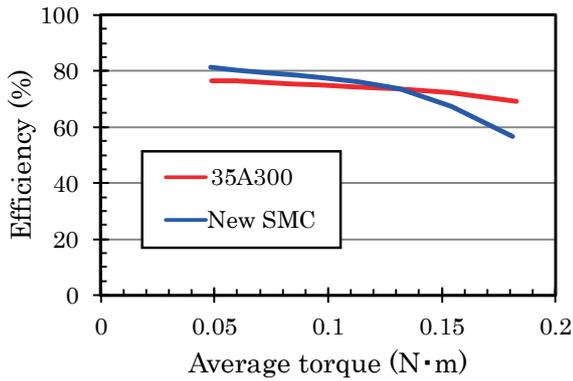


Fig. 12 Comparison of torque versus efficiency characteristics.

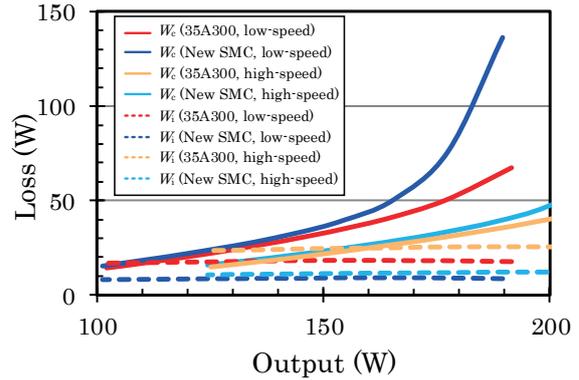


Fig. 16 Comparison of loss characteristics.

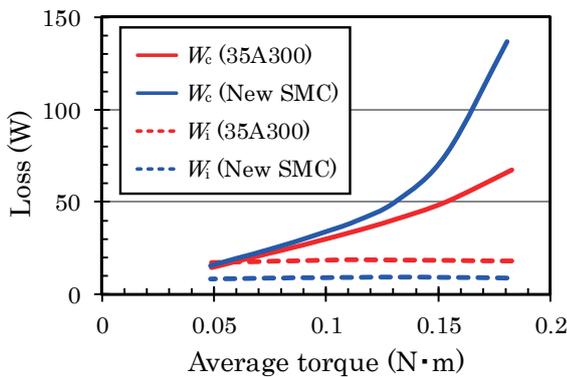


Fig. 13 Comparison of copper and iron losses.

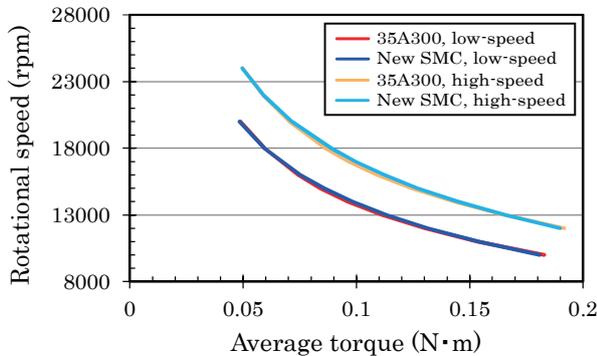


Fig. 14 Comparison of torque versus speed characteristics.

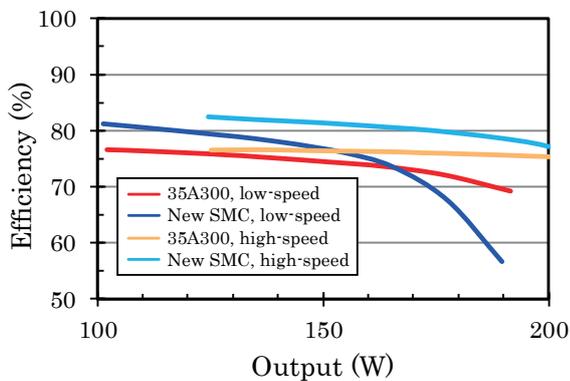


Fig. 15 Comparison of mechanical output versus efficiency.

そこで以下では、無方向性ケイ素鋼板および新規の圧粉磁心を適用した両モータについて、電源電圧を 1.2 倍に高めて、高速化させた場合の特性について比較検討を行う。なお、SR モータの形状・寸法、巻線仕様等に変更は無い。

Fig. 14 に、高速化前と高速化後のトルク対回転速度特性を示す。巻線仕様が同一で電源電圧を 1.2 倍に上げているので、同一トルクに対する速度が単純に約 1.2 倍に増加していることがわかる。

Fig. 15 は、機械出力に対する効率の比較である。この図を見ると、両材料ともに高速化により、効率が改善されたことがわかる。ただし、効率の改善の大きさを比べると、無方向性ケイ素鋼板の方が圧粉磁心よりも小さい。この理由は、Fig. 16 の損失内訳を見るとわかるように、銅損は圧粉磁心とほぼ同程度まで改善されたにも関わらず、鉄損が高周波化によって増大したためである。これに対して、新規の圧粉磁心は、低周波から高周波までの広い範囲で、無方向性ケイ素鋼板よりも鉄損が小さいことから、高周波化に伴う鉄損の増加がほとんどなく、その結果、効率が大幅に改善されたことがわかる。

4. まとめ

以上、本稿では、電動工具用 SR モータのさらなる高効率化を目的として、低周波から高周波までの広い範囲で、無方向性ケイ素鋼板よりも鉄損の小さい、新規の圧粉磁心の適用可能性について評価を行った。

まず、先行研究で試作した 12/8 SR モータに対して、新規の圧粉磁心を適用した場合の諸特性について、3D-FEM を用いて算定したところ、トルクは従来の無方向性ケイ素鋼板を用いた SR モータの方が優れるが、鉄損は小さく、その結果、低負荷時の効率では 5%程度向上することが明らかとなった。

次いで、上述の結果から、新規の圧粉磁心を適用した SR モータは、高速低負荷領域で動作させた方が優位性が高まると予想し、高速化した場合の特性についても比較検討を行った。その結果、同一出力において効率が大幅に改善された。これは高速化により銅損が大幅に低減されたことと、

鉄損の増大が抑制されたことに起因する.

本稿では, 同一形状, 同一寸法の条件下で比較を行ったが, 今後は圧粉磁心の形状自由度の高さを活かした形状の最適化について検討を行うとともに, 試作試験を行う予定である.

謝辞 本研究の一部は東北大学人工知能エレクトロニクス卓越大学院プログラムの支援を得て行われたものである.

References

- 1) R. C. Becerra, M. Ehsani, and T. J. E. Miller, *IEEE Trans. Power Electron.*, **8**, 257 (1993).
- 2) N. Matsui, A. Chiba, and Y. Takeda, *J. IEEJ. D*, **114**, 824 (1994) (in Japanese).
- 3) N. Matsui and Y. Takeda, *J. IEEJ. D*, **118**, 685 (1998) (in Japanese).
- 4) S. S. Ramamurthy and J. C. Balda, *IEEE Trans. Ind. Applicat.*, **37**, 1256 (2001).
- 5) K. Nakamura, Y. Kumasaka, and O. Ichinokura, *Journal of Physics: Conference Series*, **903**, 012040 (2017).

2019年10月30日受理, 2019年12月09日採録

電磁石と永久磁石を併用した磁気浮上システムにおける 鋼板形状に関する実験的検討

Experimental study on steel plate shape in magnetic levitation system using both electromagnet and permanent magnet

伊藤誉淳・小田吉帆・椎名敦紀・成田正敬[†]・加藤英晃

東海大学, 神奈川県平塚市北金目 4-1-1 (〒259-1292)

Y. Ito, Y. Oda, A. Shiina, T. Narita[†], H. Kato

Tokai Univ., 4-1-1 Kitakaname, Hiratsuka-shi, Kanagawa 259-1292, Japan

In the process of manufacturing thin steel plates, the deterioration in the surface quality of steel plates is a serious problem caused by contact between the plates and rollers. To solve this problem, our research group considered non-contact suspension by using electromagnetic levitation. When the thickness of a steel plate is too thin, levitation control becomes difficult because the deflection of the steel plate leads to complex vibration. Therefore, we previously proposed adding permanent magnets to suppress the deflection. The patterns in which the magnets were arranged were too large in number to find the optimum arrangement experimentally, so we applied a genetic algorithm to search for the optimum arrangement. In the previous study, optimization was carried out to suppress the average and maximum deflection of steel plates equally, and we confirmed that the levitation performance was improved by applying an optimized arrangement of permanent magnets. In this paper, we optimized the arrangement by changing the weight factor of the average and maximum deflection with the genetic algorithm and performed a levitation experiment by using this optimized arrangement. From the results, we found that this change had a positive effect on levitation performance.

Key words: electromagnetic levitation control, thin steel plate, permanent magnet, genetic algorithm

1. はじめに

超電導体を利用しない磁気浮上方式である常電導磁気浮上は、低温の温度管理が不要で、浮上対象が磁性体であれば適用できるため汎用性が高く様々な分野で応用が検討されている¹⁻⁴⁾。中でも製造工程に対し非接触支持搬送技術を導入することにより薄鋼板のめっき層の傷や剥がれなど、表面品質が劣化するという問題の解決が期待でき、薄鋼板の高品質化につながる。しかしながら薄鋼板は曲げ剛性が低く、浮上支持力の及ばない箇所たわみや複雑な振動が生じることから、柔軟構造体の非接触支持搬送は困難を極める。このため浮上対象を柔軟構造体と捉え、静的あるいは動的応答特性を考慮した磁気浮上システムの構築は非常に重要な検討課題と位置づけられる。一般的に、このような対象を安定して浮上させるためには、多数の電磁石を設置して吸引力の及ばない箇所を極力減らしてたわみを抑制する必要があるが、制御入力増加、コスト増加が問題となる。

そこで、当研究グループでは既報にて永久磁石から発生する吸引力を電磁石からの浮上支持力の補助とする手法を提案している⁵⁾。このとき、浮上用電磁石の周囲に永久磁石を等間隔に配置することによって鋼板のたわみが抑制され、浮上安定性を向上することができた。しかし、「永久磁石の個数」や「永久磁石の配置」、「薄鋼板と永久磁石間の距離」などのパラメータを検討する必要がある。しかしこれらのパラメータの組み合わせは膨大なため、最適な永久磁石配置を実験的に得るのは困難である。そこで、最適化アルゴリズムの一つである遺伝的アルゴリズム (GA) を用いて鋼板のたわみを最も抑制することが出来る永久磁石の配置探索を行った。GA は永久磁石を設置したときの鋼板形状を評価し、たわみを抑制できるパラメータを探索する。このとき鋼板形状の各解析点の平

均たわみを算出して鋼板の全体的なたわみを評価し、同時に最大たわみから局所的なたわみを評価した。得られた永久磁石配置を用いて浮上実験を行い、浮上安定性が向上することを確認した^{6,7)}。

これまでの検討では薄鋼板の平均たわみと最大たわみをどちらも抑制することに重点を置いて最適なパラメータの探索を行ってきた。しかし、薄鋼板の平均たわみと最大たわみの重み付けが、得られる最適配置に与える影響と実際の浮上性能について検討が行われていない。そこで、本論文では GA の平均たわみと最大たわみに対する重み付けを変化させ、GA から得られた永久磁石の配置結果の比較と考察を行った。さらに、得られた永久磁石配置を用いて板厚 0.24 mm を対象に浮上実験を行い、薄鋼板の振動抑制効果について検討を行った。

2. 磁気浮上システムの最適化

2.1 磁気浮上モデルの概略

磁気浮上システムの概略図を Fig. 1 に示す。磁気浮上システムは鉛直方向の浮上制御システムと永久磁石で構成される。浮上対象は長さ $l = 800$ mm, 幅 $w = 600$ mm, の長方形垂鉛めっき鋼板 (材質 SS400) とする。鋼板を浮上させる電磁石ユニットを鋼板の中央 1 ヶ所と周囲の 4 ヶ所に設置し、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。

2.2 解析モデル

本システムでは電磁石の吸引力が印加されない箇所に永久磁石の吸引力を印加することで浮上中の薄鋼板のたわみを抑制し、浮上安定性を向上させる。そこで、永久磁石の吸引力が印加された際の浮上中の薄鋼板形状を解析により求める。Fig. 1 に示す浮上対象の薄鋼板に対し、重力および永久磁石吸引力が作用する際の薄鋼板のたわみ量を計算する。永久磁石 (30 mm × 30 mm × 15 mm)

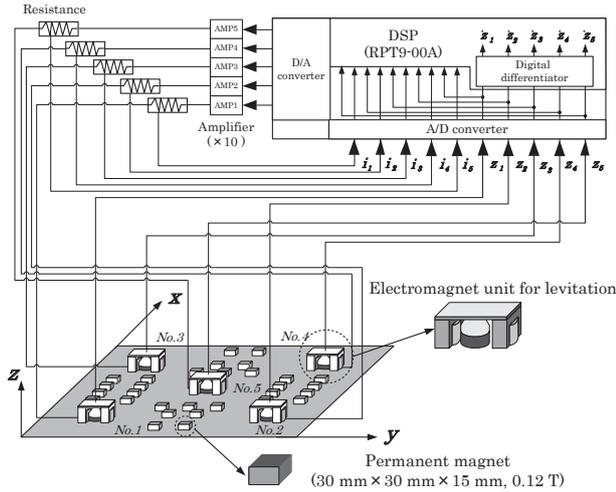


Fig. 1 Outline of electromagnetic levitation control system with permanent magnets.

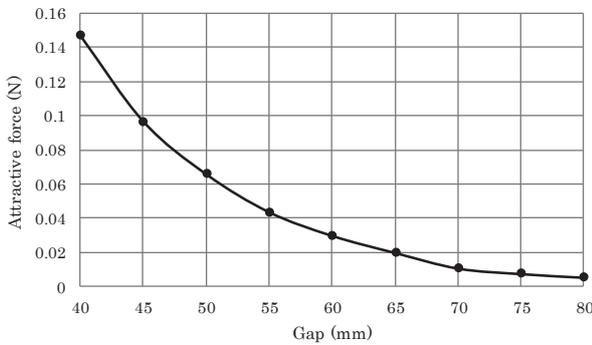


Fig. 2 Relationship between gap and attractive force in analysis.

の表面磁束密度は0.12 Tである。この永久磁石が鋼板に発生させる吸引力は永久磁石表面と薄鋼板表面間の距離（以下 Gap）に応じて変化する。この特性を把握するため、200 mm × 200 mm × 0.24 mm の鋼板の上方に永久磁石が設置されたモデルを作成し、有限要素法による電磁界解析を行った。電磁界解析より得られた Gap と鋼板に発生する吸引力の関係を図. 2 に示す。重力と永久磁石吸引力が作用する際の薄鋼板のたわみ量について薄鋼板の静的なたわみの方程式より計算する。

$$D\nabla^4 z = f_{PM} - \rho hg \quad (1)$$

$$D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}$$

$$\nabla^4 = \frac{\partial^4}{\partial x^4} + 2\frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4}{\partial y^4}$$

ここで E : 薄鋼板のヤング率[N/m²], h : 薄鋼板の厚さ[m], ν : ポアソン比, x : 薄鋼板の長手方向の座標[m], y : 薄鋼板の短手方向の座標[m], z : 薄鋼板の鉛直方向変位[m], f_{PM} : 設置された永久磁石によって鉛直方向から薄鋼板に加わる単位面積当たりの吸引力[N/m²], ρ : 薄鋼板の密度[kg/m³], g : 重力加速度[m/s²]である。

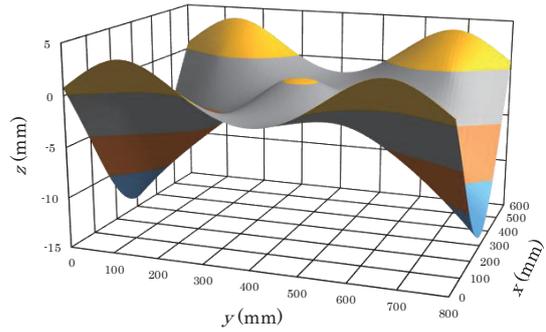


Fig. 3 Bird's eye view of shape of steel plate levitated with only electromagnets.

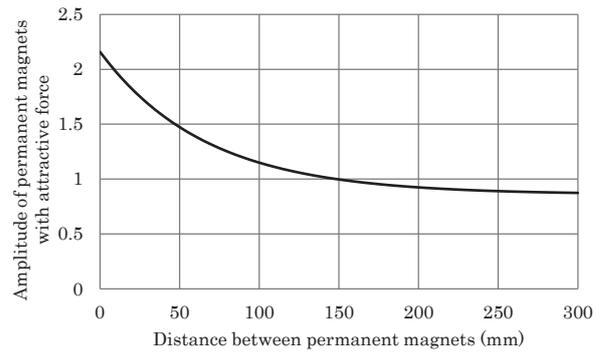


Fig. 4 Amplitude of permanent magnets with attractive force at each distance between permanent magnets.

薄鋼板は浮上用電磁石ユニットの位置で単純支持されるものと仮定し、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 10 mm × 10 mm とした。なお数値解析の結果より、浮上用電磁石ユニットは永久磁石を設置しない場合において、最も薄鋼板全体のたわみが少なくなる位置に設置した。Fig. 3 に式 (1) を FDM により解いて得られた電磁石のみを用いて鋼板を浮上させた際の鋼板形状を示す。

これまでの検討により、永久磁石から発生する吸引力は同極の永久磁石が複数配置すると磁場の相互作用によって磁石間距離に応じて吸引力が増加することを電磁界解析と実験から確認している⁹⁾。Fig. 4 に相互作用による永久磁石間距離と吸引力の増加率の関係を示す。GA のプロセスにおいて、永久磁石の配置が生成されると、それぞれの永久磁石間距離を算出し、最も接近した永久磁石との距離に応じて永久磁石の吸引力を変化させ f_{PM} を計算した。

2.3 評価関数

薄鋼板のたわみを効果的に抑制する最適な永久磁石の個数と配置, Gap を探索するため、差分解析により永久磁石からの吸引力が加わった鋼板形状から評価値を設定し、鋼板のたわみを評価する。まず、平均たわみ量 J_z を式(2)のように定義した。

$$J_z = \frac{\sum_{i=1}^N |z_i|}{N} \quad (2)$$

z_i は薄鋼板の各解析点のたわみ, N は解析点の総数であり, $N =$

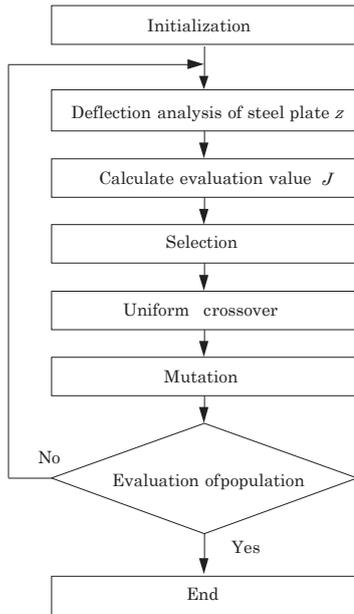


Fig. 5 Flow chart of genetic algorithm for finding optimal arrangement of permanent magnets.

4941 である。次に鋼板の最大たわみ量 J_D を式(3)のように定義した。

$$J_D = |z_{\max}| \quad (3)$$

z_{\max} は得られた鋼板形状の全解析点におけるたわみ量のうち、絶対値の最大値である。永久磁石を設置せず、電磁石から吸引力が加わった場合の J_z , J_D を J_{z0} , J_{D0} と定義した。一般的に複数の評価指標に対して最適化を行う場合、それぞれに重み係数をかけて一つの評価値とする手法がとられている。そこで平均たわみ量, 最大たわみ量に関する重み係数 W_z , W_D をそれぞれ導入し, 評価値 J はそれぞれの項を無次元化した式(4)の評価関数を用いた。

$$J = \frac{J_z}{J_{z0}} \times W_z + \frac{J_D}{J_{D0}} \times W_D \quad (4)$$

$$W_z + W_D = 1.0$$

評価値 J は永久磁石を設置していない電磁石のみの場合に 1 となり, 数値が低いほどたわみの抑制効果が高いことを示す。 W_z , W_D はそれぞれ平均たわみ量, 最大たわみ量に関する重み係数である。

3. 磁気浮上制御への最適配置の適用

3.1 最適配置の探索法

永久磁石の吸引力は Gap によって変化するため, 各 Gap における薄鋼板のたわみを効果的に抑制する最適な永久磁石の個数と配置の最適化をそれぞれ行う。しかし実験的に最適値を探索することは探索パターンが非常に膨大であるため現実的に困難である。そこで最適化アルゴリズムである GA を用いて最適な永久磁石配置の探索を行った。GA のフローチャートを Fig. 5 に示す。まず, 永久磁石の個数と初期配置をランダムに決定する (Fig. 5 における

Table 1 Search condition.

Pattern	Weighting factor of the average deflection W_z	Weighting factor of the maximum deflection W_D
1	0.0	1.0
2	0.1	0.9
3	0.3	0.7
4	0.5	0.5
5	0.7	0.3
6	0.9	0.1
7	1.0	0.0

Initialization : 初期集団発生数 32). 次に重力と永久磁石の吸引力が作用する際の薄鋼板の形状を計算し (Deflection analysis of steel plate), 上述の式 (4) より評価値 J を計算する (Calculate the evaluation value). この評価関数によって最適配置の候補を選出し (Selection: 上位 2 位を無条件に残すエリート保存則を適用), これらの中で更に一定の確率で新たな配置を生成させ最適解へと近づける (Uniform crossover : 一様交叉を用い交叉率は 90%). しかし類似した配置パターンの集団は局所解に陥る可能性を有するために, 1% の確率で配置を分散させ多様性を確保する (Mutation). 評価値が一定世代変化しない場合探索を終了するが予備的な検討から 300 世代以上では同様の結果が得られることを確認している。本論文では評価関数の最終値が 300 世代変化しない場合, 計算を終了する。Gap の探索範囲は先の研究結果をふまえて, 40 mm から 80 mm まで, 5 mm ごととした。なお, GA の性質上, 得られた最適値が局所解に陥る可能性があるため, 同じ Gap にて 10 回の探索を行うものとした。これらを, 重み係数を変化させて行った。変化させた重み係数は Table 1 のように 7 パターンに分けて行った。すなわち, 各パターンにおいて 90 回の探索を行っている。

3.2 探索結果

GA により得られた永久磁石の個数, 配置, Gap から式(1)を用いて, 薄鋼板のたわみを FDM によって得られ, このときの平均たわみ J_z と最大たわみ J_D が算出される。式(4)より, これらの値と重み係数から評価値 J を求める。このとき各重み係数のパターンにおいて評価値 J が最も小さい探索結果をその重み係数のパターンの最適値とした。Fig. 7 に各重み係数のパターンにおける最適値の平均たわみ J_z , 最大たわみ J_D を示し, この時の永久磁石配置と Gap を Fig. 8 に示す。同図の (a) には重み係数 $W_z=0.1$, $W_D=0.9$, (b) は重み係数 $W_z=0.5$, $W_D=0.5$, (c) は重み係数 $W_z=0.9$, $W_D=0.1$ の結果である。また Fig. 9 に Fig. 8 のように永久磁石を配置した際の浮上中の鋼板形状を示す。なお各条件は Fig. 8 と対応している。

これらの結果からそれぞれの重み係数で得られる最適な永久磁石配置および Gap が異なり, 鋼板に生じる各たわみ量も変化していることが確認できる。平均たわみを重視することで鋼板の平均たわみ量が減少するが, 平均たわみを重視したため, 最大たわみ量は増加している。Fig. 2 より, Gap によって永久磁石からの吸引

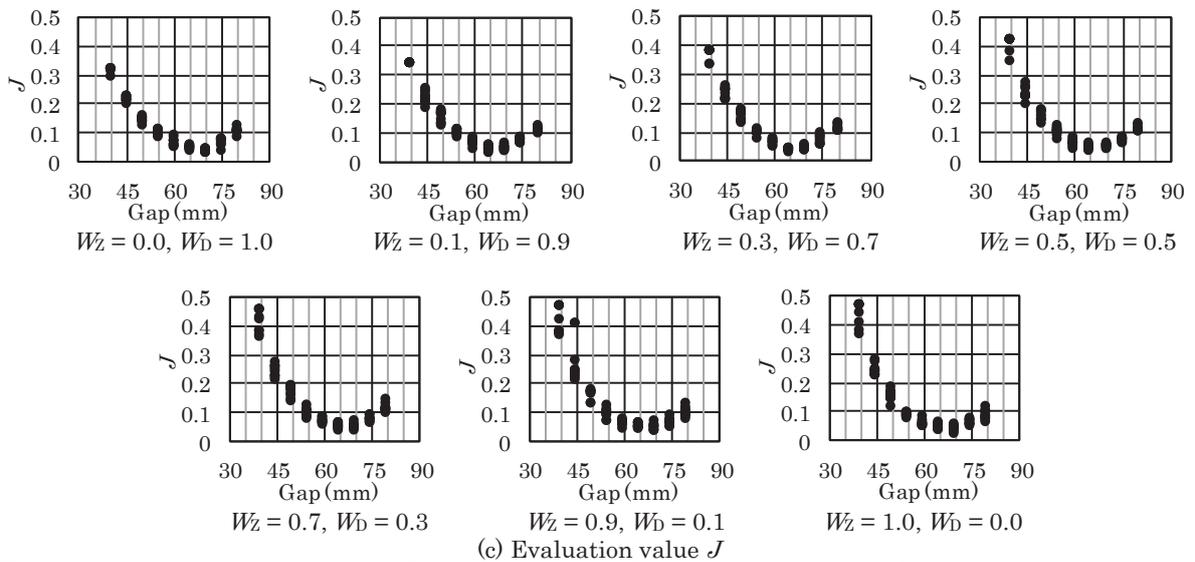
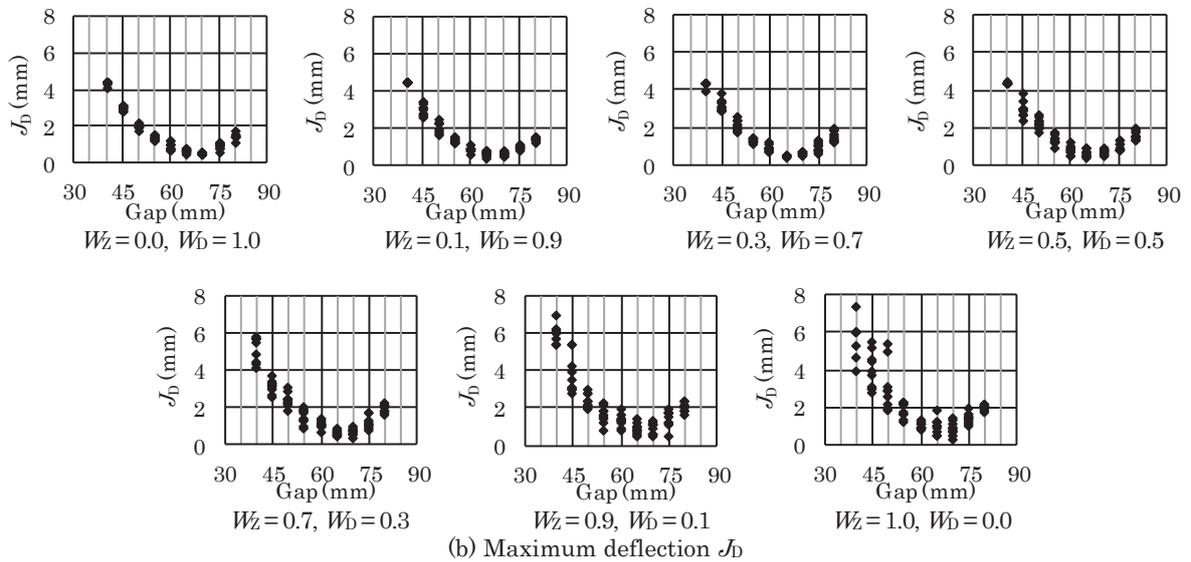
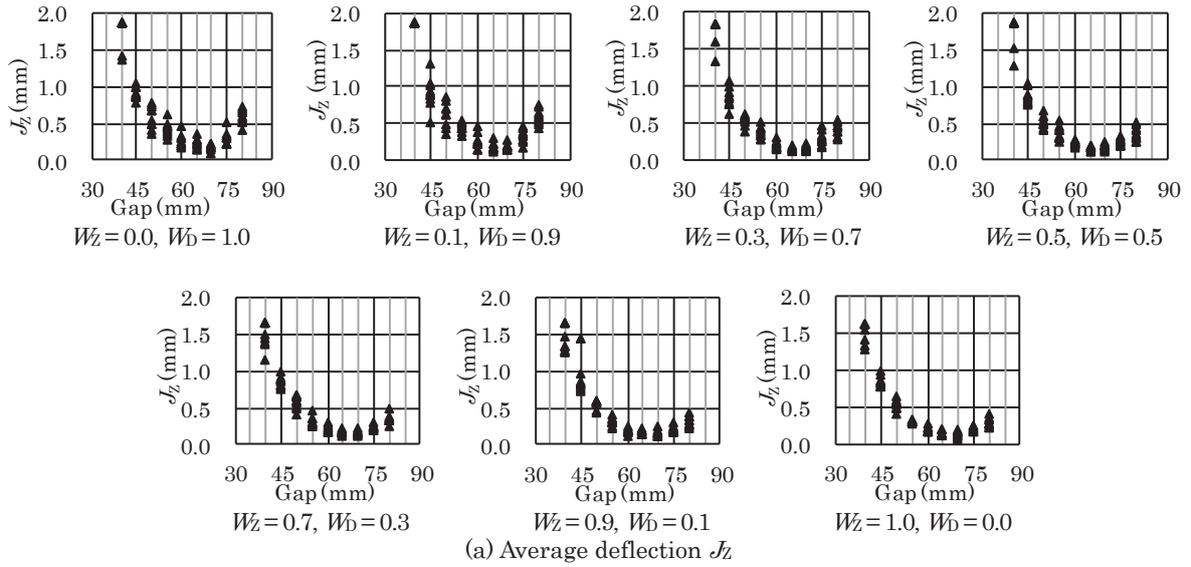
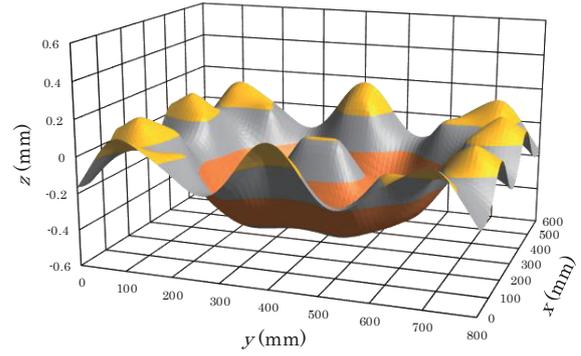
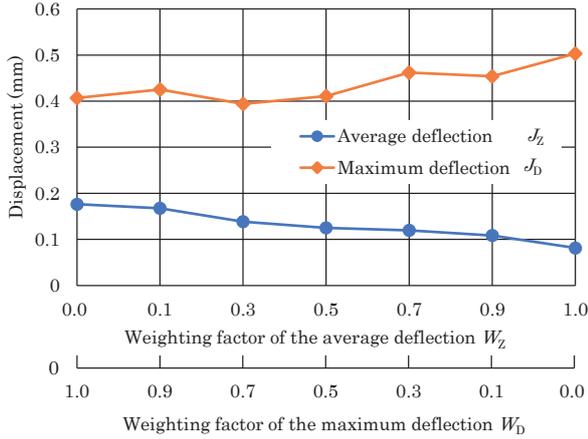
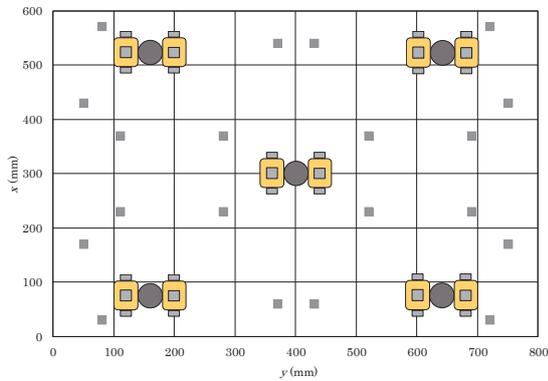


Fig. 6 Results of optimized average deflection, maximum deflection, and evaluation value for each weighting factor.

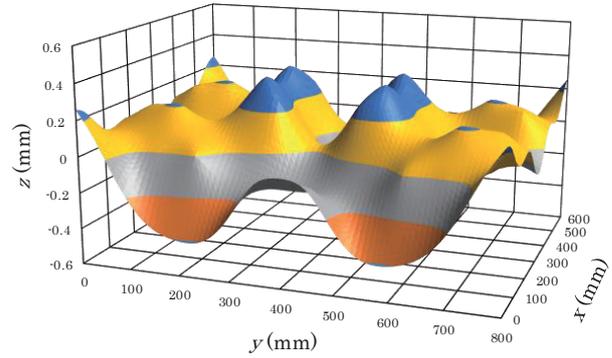


(a) $W_z = 0.1, W_d = 0.9$

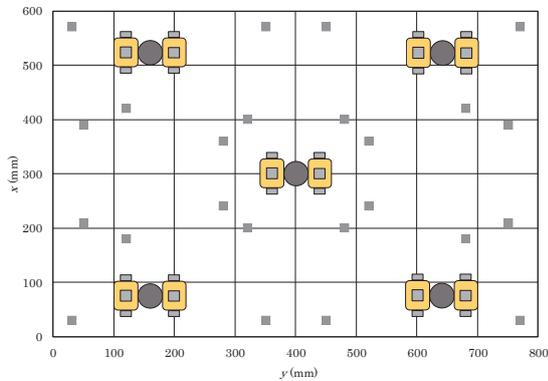
Fig. 7 Relationship between weighting factors and displacement in analysis.



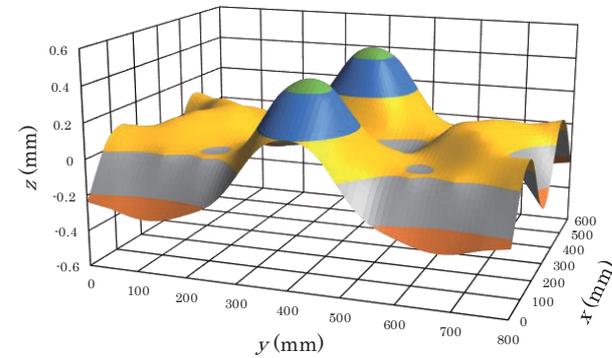
(a) $W_z = 0.1, W_d = 0.9$ [Gap 65 mm]



(b) $W_z = 0.5, W_d = 0.5$

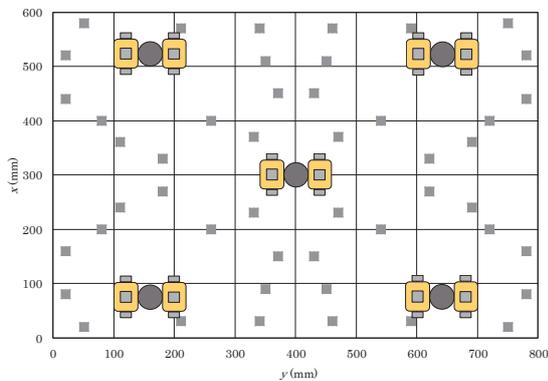


(b) $W_z = 0.5, W_d = 0.5$ [Gap 65 mm]



(c) $W_z = 0.9, W_d = 0.1$

Fig. 9 Optimized shape of steel plate from bird's eye view.



(c) $W_z = 0.9, W_d = 0.1$ [Gap 70 mm]

Fig. 8 Optimal arrangement of permanent magnets.

力が変化するので、Gapが大きくなれば1つの永久磁石の吸引力が小さくなる。よって、Fig. 8から永久磁石はGapが小さいほど設置する個数が少なくなることが確認できる。また、永久磁石は電磁石の吸引力が効いていない位置に多く設置され、電磁石の近傍にはあまり設置されていない。Fig. 9からすべての最適配置でFig. 3の電磁石のみで鋼板を浮上させた際の鋼板形状と比較して、鋼板が最もたわんでいる領域のたわみが抑制されていることが確認できる。Fig. 3とFig. 9は鋼板形状を明確に示す都合上、z軸のスケールは異なっていることを付言する。

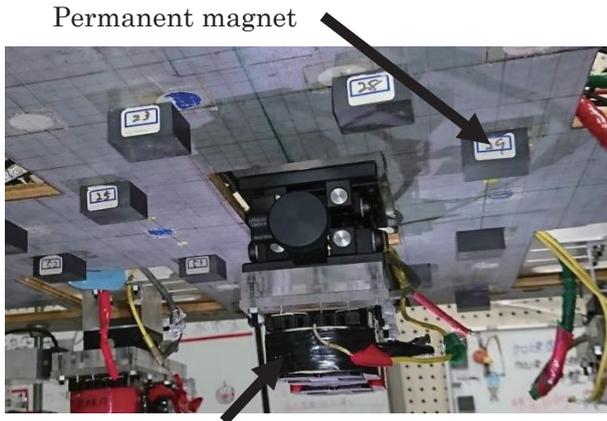


Fig. 10 Photograph of experimental device using electromagnet and permanent magnets.

4. 電磁石と永久磁石を併用した薄鋼板の磁気浮上システム

4.1 実験装置

浮上用電磁石ユニットは2つの電磁石と薄鋼板までの変位を測定するための渦電流式非接触変位センサで構成されている。使用する電磁石のコイルは線径が0.5 mm、巻数は1005回とした。2つのコイルの電気回路は直列結合されており、回路に印加される電流を検出した。本システムでは各電磁石ユニットから得られる変位ならびに電流の合計10個の観測値をA/DコンバータからDSPに入力し制御電圧を計算する。制御電圧はD/Aコンバータから電流供給用アンプへ出力され、薄鋼板を磁気浮上させる。

4.2 鉛直方向の浮上制御モデル

Fig. 10に永久磁石を設置した際の電磁石周辺の写真を示す。本研究では1カ所の電磁石位置で検出した変位、速度と電磁石コイルの電流値をその電磁石に対してのみフィードバックする。そこでFig. 11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および電磁石回路方程式と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。

$$\dot{z} = A_z z + B_z v_z \tag{5}$$

$$z = [z \quad \dot{z} \quad i_z]^T$$

$$A_z = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ \frac{2F_z}{m_z Z_0} & 0 & \frac{2F_z}{m_z I_z} \\ 0 & -\frac{L_{\text{eff}}}{L_z} \times \frac{I_z}{Z_0^2} & -\frac{R_z}{2L_z} \end{bmatrix},$$

$$B_z = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \frac{1}{2L_z} \end{bmatrix}^T$$

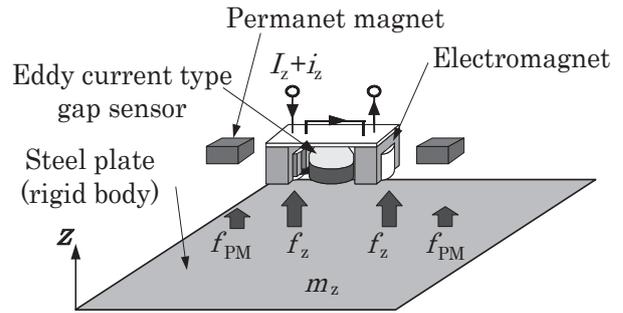


Fig. 11 Modeling of levitation control for one electromagnet unit with permanent magnets.

ここでZ₀: 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], F_z: 電磁石ユニットから発生する静的な吸引力[N], I_z: 静的吸引力を得るための定常電流値[A], i_z: 電磁石コイル電流の変動値[A], 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], R_z: 2つ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], L_{eff}/Z₀: 電磁石の有効磁束に相当する定数[H], L_{lea}: 電磁石の漏れ磁束に相当する定数[H]である。

5. 浮上実験

第4章で得られた制御モデルをFig. 1のDSPに実装し、薄鋼板の浮上実験を行った。このとき第3章で得られた薄鋼板の振動抑制効果が高い永久磁石配置を検証した。板厚は解析と同様に0.24 mmの薄鋼板を用いて、それぞれの重み係数で得られた永久磁石配置を用いた。本実験では0 Hzから20 Hzのホワイトノイズを外乱としてFig. 1中のNo. 5の電磁石ユニットから入力した。実験はそれぞれ5回行い、測定した鋼板における変位の標準偏差を算出した。

Fig. 12にすべての重み係数パターンにおける変位標準偏差の平均値を示す。Fig. 12から平均たわみの重み係数W_zを大きくすることで薄鋼板の変位標準偏差は少しずつ減少していき、W_z=0.5, W_D=0.5で最も低い変位標準偏差になることが確認できる。そして、さらに平均たわみの重み係数W_zが大きくなることで変位標準偏差は上昇することが確認できる。Fig. 13に鋼板の時刻歴波形を示す。Fig. 13の(a)はW_z=0.1, W_D=0.9を、(b)はW_z=0.5, W_D=0.5を、(c)はW_z=0.9, W_D=0.1を示す。Fig. 12より比較的変位標準偏差が高かったFig. 13の(a), (c)を見ると、(b)に対して数秒に1度ではあるが振幅が2倍程度となる時があることが確認できる。

以上の実験結果から平均たわみと最大たわみを変化させることで鋼板の振動にも影響を与えることを確認した。最も鋼板の振動を抑制できた永久磁石配置は平均たわみと最大たわみをどちらも同じくらいに抑制しようとして探索を行ったW_z=0.5, W_D=0.5の場合であり、平均たわみ、最大たわみだけを抑制する永久磁石配置は鋼板の振動を悪化させてしまうことを確認した。

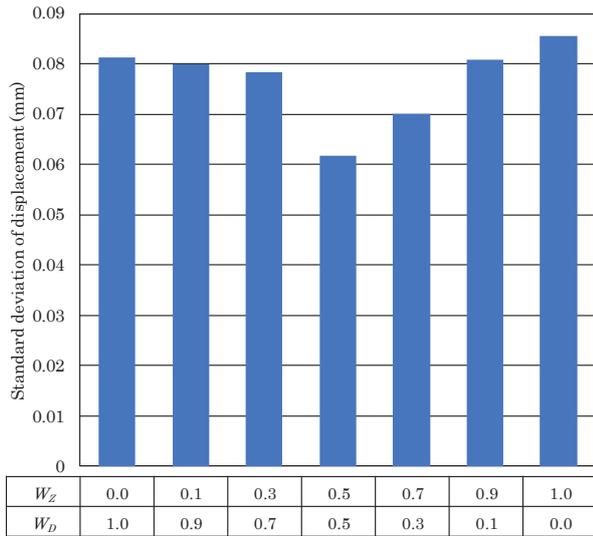


Fig. 12 Standard deviations of displacement in case of optimal arrangement for each condition.

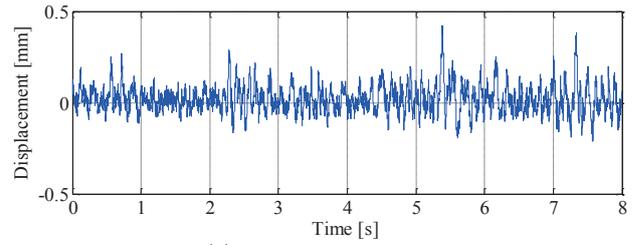
6. まとめ

本論文は浮上中の鋼板の全体的なたわみと局所的なたわみを評価して、電磁石の吸引力の及ばない箇所に永久磁石を設置し、薄鋼板の浮上性能を向上させるシステムについて検討を行った。このとき、それぞれのたわみに対する重み係数を変更して最適化を行った結果、重み係数に応じて鋼板の全体的なたわみと局所的なたわみをそれぞれ抑制できる配置が得られた。

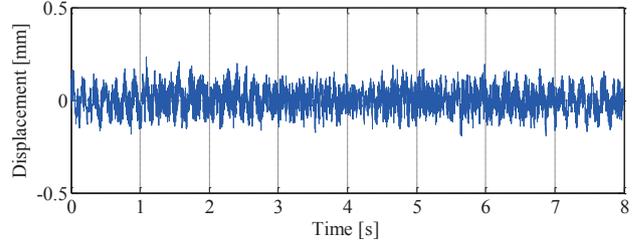
得られた配置を用いて浮上実験を行った結果、平均たわみ、最大たわみの両方を抑制するように重み係数を設定することで、薄鋼板の浮上性能を最も向上できる永久磁石配置を得られることが実験的に確認できた。

References

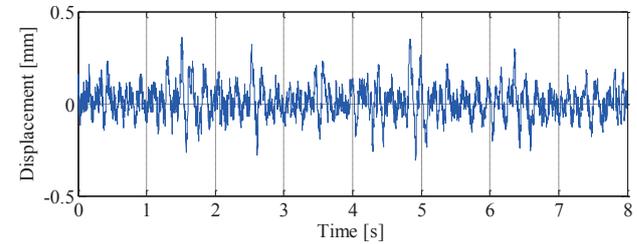
- 1) S. Matsumoto, Y. Arai, and T. Nakagawa: *IEEE Trans. Magn.*, **50**, 8600304 (2014).
- 2) T. Namerikawa and D. Mizutani: *Trans. IEEJ.*, **36**, 1319 (2006).
- 3) M. Morishita and M. Akashi: *IEEJ Trans. Industry Appl.*, **119**, 1289 (1998).



(a) $W_z = 0.1, W_D = 0.9$



(b) $W_z = 0.5, W_D = 0.5$



(c) $W_z = 0.9, W_D = 0.1$

Fig. 13 Time histories of displacement of steel plate in case of optimal arrangement.

- 4) Y. Oda, Y. Ito, K. Okuno, M. Kida, T. Suzuki, A. Endo, T. Narita, H. Kato, and H. Moriyama: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **43**, 1 (2019).
- 5) Y. Oshinoya, K. Ishibashi, and T. Sekihara: *Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. Ser. C*, **68**, 1428 (2002).
- 6) T. Narita, S. Hasegawa, and Y. Oshinoya: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **37**, 2 (2016).
- 7) T. Narita, S. Hasegawa, and Y. Oshinoya: *Proc. Schl. Eng. Tokai Univ., Ser. E*, **38**, (2013).
- 8) H. Ishii, T. Narita, and H. Kato: *J. Jpn. Soc. Appl. Electromag. Mech.*, **24**, (2016).

2019年11月08日受理, 2019年12月24日再受理, 2020年1月9日採録

カプセル型医療機器への応用を目指したブラシ細胞診とアンカー機能のための磁気アクチュエータの提案

Proposal of Magnetic Actuator for Brush Cytology and Anchoring Function Applicable to Capsule-type Medical Device

大古場隆士・山崎悠貴・本田崇†

九州工業大学大学院工学研究院, 福岡県北九州市戸畑区仙水町 1-1 (〒804-8550)

T. Okoba, Y. Yamasaki, and T. Honda†

Kyushu Institute of Technology, Faculty of Engineering, 1-1 Sensuicho, Tobata-ku, Kitakyushu-shi, Fukuoka 804-8550, Japan

In this article, a novel magnetic actuator is proposed for brush cytology done using capsule endoscopy. Its basic structure is a lead screw mechanism consisting of a bolt with a permanent magnet and a lead screw nut. The nut is equipped with a cytology brush and an anchoring mechanism that can stop the capsule in a specific place. When rotating magnetic fields are applied, the turning motion of the bolt due to magnetic torque is converted to the linear motion of the nut, which causes both the brush to project outward and the anchors to extend. If the rotational direction of the magnetic fields is switched periodically, the brush can exhibit a reciprocating motion and scrape the mucus off. To increase the amount of samples collected, an additional small magnet was attached to the brush tip. As a result, this improved brush with induced rotational vibration could drastically enhance the performance of cytology.

Key words: brush cytology, capsule endoscope, extension anchor, lead screw, rotating magnetic field

1. はじめに

2000年に発表されたカプセル内視鏡¹⁾は、それまで困難であった小腸内の観察をワイヤレスで行える医療機器として、国内外で広く臨床に使用されるようになった。しかし、現在その機能は内蔵するカメラによる観察に限定され、疑わしい部位を見つけても診断の確定ができないという課題があった。次世代のカプセル内視鏡では、粘膜細胞や組織を採取する診断機能が搭載されることが期待されている。

カプセル内視鏡の診断機能に関する先行研究としては、生体組織を採取する生検に関するものが多く報告されている。代表的な例として、カプセル側孔に食い込んだ組織を周方向に回転する円筒形の生検ブレードで採取する生検手法が、形状記憶合金駆動²⁾と磁気駆動³⁾の2方式で報告されている。前者はエネルギー供給を電線に頼る点が課題であるが、後者では体外に設置した可動永久磁石を利用しワイヤレス駆動することで、腸内でのカプセルの停滞と生検ブレードの駆動を同時に可能としている。また、著者らのグループは、永久磁石を組み込んだ円筒刃を外周磁界でワイヤレス駆動し、カプセル側面から突出させて組織をえぐり採る生検手法を提案している⁴⁾。しかし、いずれの生検手法も組織の採取量の調整が難しく、穿孔による出血の危険を伴う。

これに対し、粘膜表層の細胞をブラシや綿棒等で広く採取する細胞診の機能に関する研究報告はほとんどない。著者らはこの点に着目し、カプセル内視鏡に搭載可能な細胞診機構の開発を進めてきた⁵⁾。本機構はカプセル前方に突出した細胞診ブラシを前後に擦過するもので、機構に永久磁石を組み込むことで外部磁界によるワイヤレス駆動を可能としている。しかし、カプセルを小腸の蠕動運動に逆らって所望の場所にとどめるアンカー機構が備わっていないかった。

そこで本研究では、外部磁界によるワイヤレス駆動が可能で、かつ小腸内に停滞するためのアンカー機構を備えた細胞診ブラシ用磁気アクチュエータを新たに提案する。本アクチュエータは送り

ねじの原理を採用しており、ボルトの回転運動をナットの直線運動に変換することによって細胞診ブラシと同時にアンカー機構の駆動も可能としている。とくに採取量を増加するための工夫として、ブラシに対し前後の擦過動作に加え回転振動を発生させる機構も付与した。本稿では、その構造と原理、試作機によるブタ小腸を使った評価試験の結果について報告する。

2. 基本コンセプトと動作原理

2.1 想定した一連の動作

Fig. 1に、本研究で想定しているカプセル内視鏡を使った細胞診に関する一連の動作を示す。小腸の蠕動運動で進んできたカプセルは、疑わしい部位を内蔵カメラで見つけると、細胞診ブラシが出る前方開孔部を採取部位に合わせるために長軸を中心に回転する(同図(a))。位置が定まった後、ブラシの出る開孔部とは反対側の管体側面の一部(以後、アンカーと呼ぶ)を拡張し、小腸内壁を外側に押すことで、カプセルをその場に停滞させる。それと同時に開孔部からブラシを突出させる(同図(b))。続いて、細胞診ブラシを前後に往復運動することで小腸粘膜を擦過し、粘膜細胞を採取す

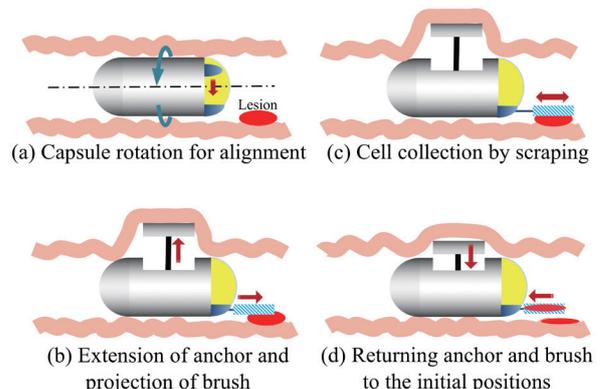


Fig. 1 Conceptual figure of operation steps.

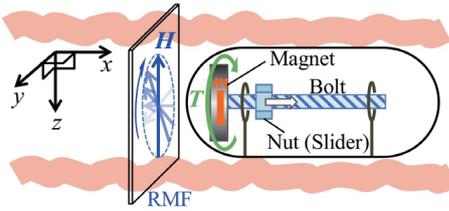


Fig. 2 Basic structure of lead screw type actuator.

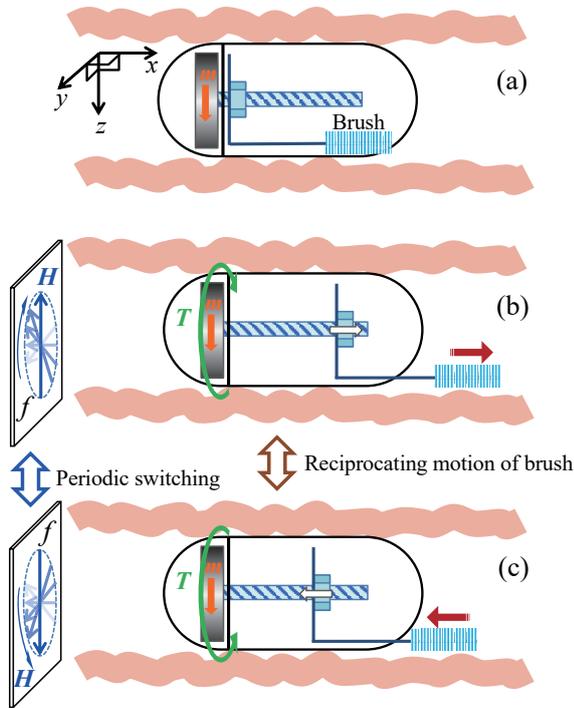


Fig. 3 Basic motion of cytology brush.

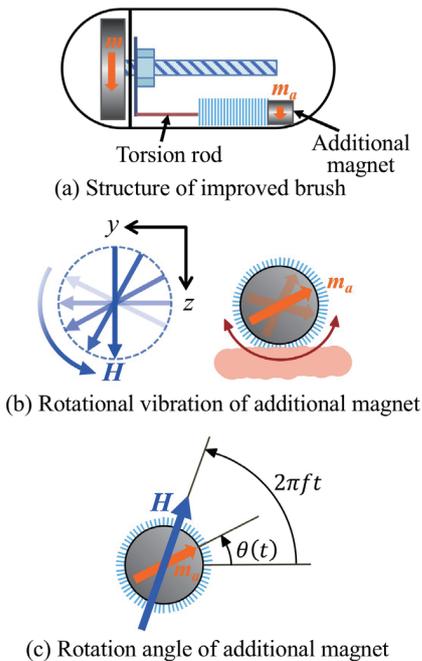


Fig. 4 Improved brush with torsion rod and additional magnet.

る (同図(c)). 最後に, ブラシとアンカーをカプセル内に格納し, カプセルは再び小腸の蠕動運動によって進む (同図(d)).

2.2 送りねじ型磁気アクチュエータ

前節で述べた動作を1つのアクチュエータで実現するために, 本研究では回転磁界で駆動する送りねじ型アクチュエータを採用した. 本節ではまずアクチュエータの基本動作と基礎式について述べた後, 次節以降に各動作の原理について述べる.

Fig. 2に, アクチュエータの基本構成を示す. 同図には以後の説明のための座標軸も記しており, カプセル長さ方向 (消化管の長さ方向と同一) を x 軸と定義する. アクチュエータは, 端部に永久磁石を取り付けたボルトをカプセル中心軸に設置し, それにスライダとしてナットを挿入し構成される. 永久磁石はカプセル径方向に着磁されており, $y-z$ 平面内に回転磁界 H (周波数 f) を印加すると, 磁石の磁気モーメント m に次式で表される磁気トルク T が作用し, ボルトが周波数 f で回転する.

$$T = m \times H \quad (1)$$

このときナットを回転しないように拘束しておけば, ナットはボルトの回転に対応して x 方向に直動する. 回転磁界の方向を反転し, ボルトの回転を反転させればナットの移動は逆方向になる. ナットの移動距離 d は, ボルトのピッチを P , 駆動時間を t とすると,

$$d = fPt \quad (2)$$

と表される. また, ナットの推力 F は, 磁気トルクの大きさ T に比例, ボルトのピッチ P に反比例し, 次式で表される.

$$F = 2\pi\eta_1 T/P \quad (3)$$

ここで η_1 は回転運動を直線運動に変換するときの効率 (正効率と呼ばれ, $0 \sim 1$ をとる) である. ボルトが規格品の場合, ピッチはボルト径が細いほど小さくなるため, 推力を高めるためには細径のボルトの採用が有効となる.

2.3 細胞診ブラシの駆動

前節の送りねじ型アクチュエータを使った細胞診ブラシの駆動について説明する. Fig. 3に細胞診ブラシの基本動作を示す. 同図(a)のようにナットにブラシが取り付けられており, 同図(b)のように $y-z$ 平面内に回転磁界を印加するとナットが $+x$ 方向に移動し, ブラシはカプセルから突出する. 回転磁界の回転方向を反転すれば, 同図(c)のようにナットは $-x$ 方向に移動しブラシは格納される方向に動く. ここで, 同図(b)と(c)を周期的に切り替えればナットが往復運動し, ブラシによる擦過の動作が実現できる. しかし, この動作ではブラシの一部だけが粘膜と接触するため採取量が少ないと予想される.

そこで本研究では Fig. 4に示すように, ブラシ先端部に小さな磁石を接着し, 弾性棒を介してブラシをナットに取り付けた改良型ブラシも試みた. 追加した磁石の着磁方向はカプセル径方向である. $y-z$ 平面内で磁界ベクトルを回転させると, 磁石に作用する磁気トルクによって弾性棒が捻れてブラシが回転するが, 捻れが追従できなくなると弾性棒の復元トルクによって捻れが戻る. 回転磁界中ではこの動きを周期的に繰り返す, ブラシは回転振動する (同図(b)). このときのブラシの回転運動の運動方程式は, 同図(c)のようにブラシの初期状態からの回転角を $\theta(t)$ と定義し, 永久磁石と弾性棒を含むブラシの慣性モーメントを J , 捻りバネのばね定数を k_θ , 粘性抵抗係数を D , m_a を小磁石の磁気モーメントとすれば,

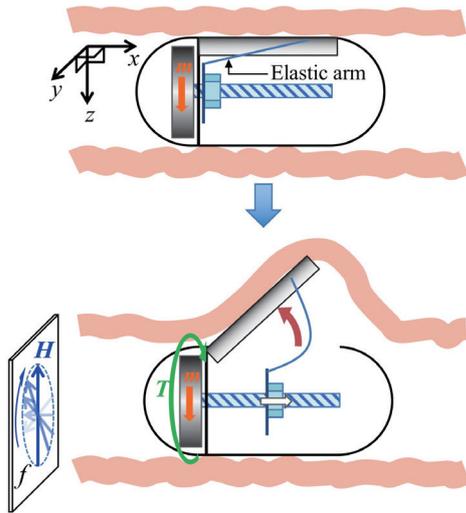


Fig. 5 Extension of anchor.

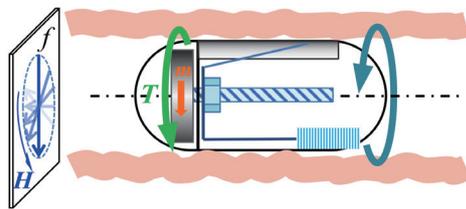


Fig. 6 Rotation of capsule.

次式で与えられる。

$$J \frac{d^2\theta}{dt^2} + D \frac{d\theta}{dt} + k_\theta \theta = m_a H \sin(2\pi ft - \theta(t)) \quad (4)$$

前後の往復運動に回転の動作を加えることで、ブラシ全体を使った擦過の動作が期待される。

なお、上記の説明では回転磁界の法線ベクトルが x 軸方向に精密に一致していることが求められるが、回転磁界の回転面の法線ベクトルが x 軸方向からずれて z 成分を持った場合、カプセル前方が浮き上がりブラシが小腸内壁から離れてしまうことが懸念される。この対策として、例えば回転磁界の法線ベクトルにあらかじめ z 成分を少し持たせるような制御を行い、回転磁界の法線ベクトルが多少ずれてもブラシが小腸内壁から離れないようにする等が考えられる。

2.4 アンカーの駆動

今回採用した停滞用のアンカーは、筆者らが提案するカプセル管体側面の一部を立ち上げる拡張型である⁴⁾。Fig. 5のように、ナットと管体の内側を弾性アームで接続し、ナットを $+x$ 方向に移動させることで弾性アームがアンカーを押し上げて、ヒンジを支点に立ち上げる。このナットは前節のブラシの駆動と共用になるため、アンカーの拡張とブラシの突出の動作は連動している。アームを弾性体とするのは、過負荷時にクッションの役目となることと、ブラシ擦過時にアンカーを動かないよう設定できることが理由である。後者の理由については後述する。

2.5 カプセルの回転

Fig. 6に、カプセル管体の長軸周りの回転動作について示す。ナツ

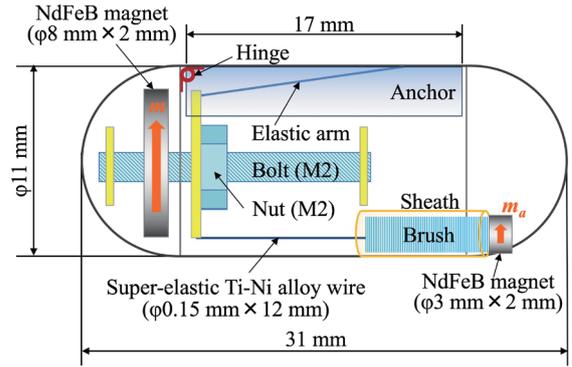


Fig. 7 Schematic view of capsule with magnetic actuator for cytology brush and anchoring function.



(a) Exterior of initial state



(b) After extension of anchors and brush

Fig. 8 Photographs of capsule.

トが左端にある初期状態において、ナットを $-x$ 方向に移動させる方向の回転磁界を $y-z$ 平面内で印加する。このときナットの直動は制限されているため、磁石の磁気トルクはカプセル全体に作用し、カプセル管体が回転磁界の方向に回転する。一方向の回転という制限はあるが、これによってブラシを突出させる位置を、粘液採取を行う部位に合わせるができる。

3. 素子構成

3.1 目標値の設定

まず、素子の設計において考慮した条件と目標値について述べる。カプセル管体の寸法は、市販のカプセル内視鏡を参考に、直径 11 mm、長さ 31 mm とした。細胞診ブラシの最大突出長は 7 mm とした。擦過のストローク長についてはアンカーの変位特性を評価した後別途設定する。ブラシによる粘液の採取量は重量で評価するが、今回は目標値を定めずに目視でブラシ全体にまんべんなく粘液が絡まることを目指した。アンカー機構は、小腸内径が 25-30

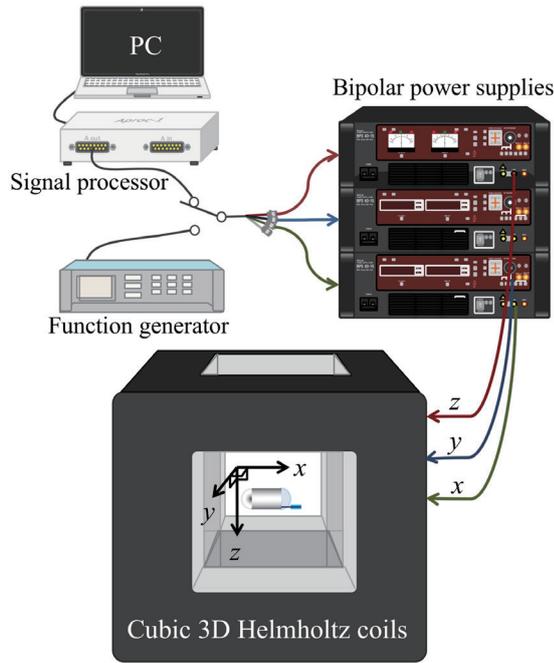


Fig. 9 Experimental setup.

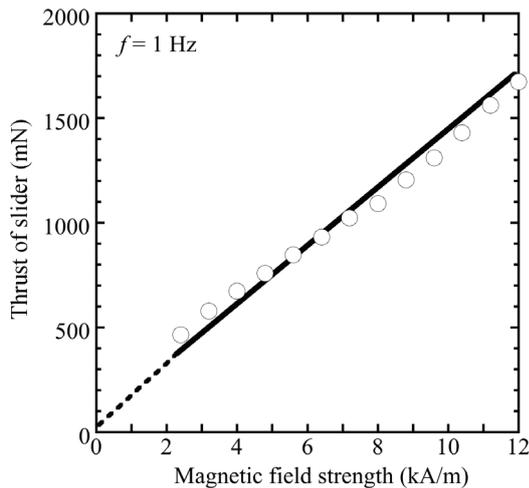


Fig. 10 Relation between thrust of slider and magnetic field strength.

mm であり通常 200-400 Pa の内圧が加わっていることを考慮し、小腸内圧相当の圧力に逆らって小腸内径程度まで拡張することを目指した。また、アンカーによってその場に停滞する保持力の目標値は、小腸の蠕動運動によって押し出される力 (約 600 mN)⁸⁾ 以上とした。カプセルの長軸周りの回転動作についても小腸内圧相当の圧力が加わっている環境下で駆動できることを目指した。なお、後述する実験装置の都合から、各動作を 12 kA/m 以下の磁界で実現する。

3.2 素子構成

Fig. 7 に改良型ブラシを搭載した素子の断面図を、Fig. 8 に初期状態(a)とアンカー拡張後(b)のカプセルの写真を示す。管体はポリスチレン (PS) 製円筒である。アンカーは、管体の円筒を縦割りし、一端にヒンジを設けて構成した。このときブラシの反対側の 1 つ

のアンカーだけでは拡張幅を小腸内径程度にすることが困難であったため、Fig. 8 のように円筒を縦に 4 等分割し両側面にも 2 つのアンカーを設置した。3 つのアンカーは長さ 17 mm の同一形状である。なお、Fig. 7 の断面図では説明の都合、側面のアンカーを省略して描いている。送りねじ型アクチュエータは、両端をブッシュで支えたポリカーボネート (PC) 製ボルトをカプセル中心軸に配置し、スライダとして PC 製六角ナットを取り付け構成している。ボルトとナットの規格は M2 (ピッチ $P=0.4\text{ mm}$) を採用した。ボルトの左端には駆動源として、直径方向に磁化された $\phi 8\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ の円盤状 NdFeB 磁石 (N52 グレード) を接着した。ナットにはワッシャー (M6) を固定し、ワッシャー上部とアンカーの内側を短冊状の弾性アーム (ポリエチレンテレフタレート (PET) 製、厚さ 0.075 mm、長さ 10 mm、幅 2 mm) で接続した。ワッシャーの下部には、Ti-Ni 超弾性線 ($\phi 0.15\text{ mm}$ 、長さ 12 mm) を取り付け、その先にナイロン製ブラシ ($\phi 3\text{ mm}$ 、長さ 10 mm) を取り付けた。改良型ブラシでは、ブラシ先端に径方向に着磁された円柱状 NdFeB 磁石 ($\phi 3\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ 、N52 グレード) を図の向きに接着した。素子重量は改良型ブラシを搭載したカプセルにおいて約 2.2 g である。なお、先端に磁石の無いブラシでは、ブラシは剛性の高いステンレスの撚り線でワッシャー下部に取り付けている。

なお、今回の細胞診機構のカプセル内の空間占有率は約 24% と高いため、機構の小型化を含め内視鏡の要素部品を含めたパッケージングについては今後の重要な課題である。

4. 実験方法

Fig. 9 に、アクチュエータを駆動するための実験装置を示す。駆動用コイルには、任意の回転面の回転磁界を発生させることができる 3 軸のキュービク型ヘルムホルツコイルを使用した。これは各軸に対応する 3 組のヘルムホルツコイルから構成され、磁界を印加できる空間は一辺 100 mm の立方体で、最大磁界強度は約 12 kA/m である。各コイルにはバイポーラ電源が接続され、ファンクションジェネレータ、またはパーソナルコンピュータに接続されたシグナルプロセッサの信号に応じた電流をコイルに通電する。本実験では図のようにカプセル長軸をコイルの x 軸方向に合わせた姿勢で駆動を行った。

細胞診ブラシとアンカー機構の評価実験は、空気中の無負荷の状態、及び食用の新鮮なブタ小腸内で行った。ブラシによる粘液採取の実験は、カプセル管体を外した細胞診機構だけを開いたブタ小腸の上に載せて行い、採取前後の重量変化から採取量を求めた。また、小腸内圧を考慮したアンカーの拡張とカプセル回転の評価では、水槽中にブタ小腸を沈めて 500 Pa の水圧を印加した環境下において実施した。ナットの推力、アンカーの押力及びアンカーによる保持力はデジタルフォースゲージを使用し、アンカーの変位はビデオカメラによる画像から測定した。

5. 評価結果及び考察

5.1 送りねじ型アクチュエータの推力

はじめに基本となる送りねじ型アクチュエータの推力を測定した。Fig. 10 に、アンカーを取り付けていない状態におけるナットの推力と回転磁界 (1 Hz) の強度との関係を示す。送りねじの推力は

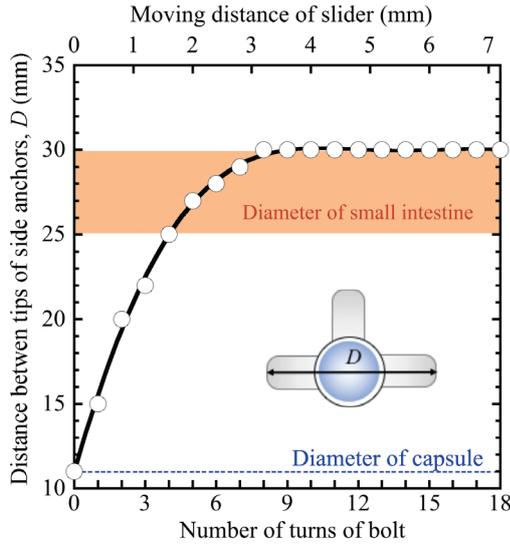


Fig. 11 Relation between number of turns of the bolt and distance between tips of side anchors.

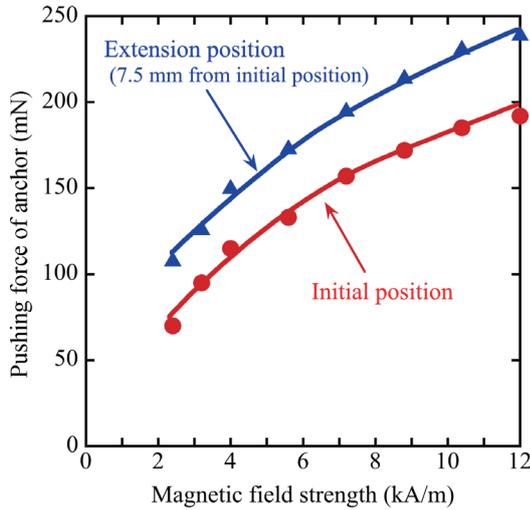


Fig. 12 Relation between magnetic field strength and pushing force of anchor.

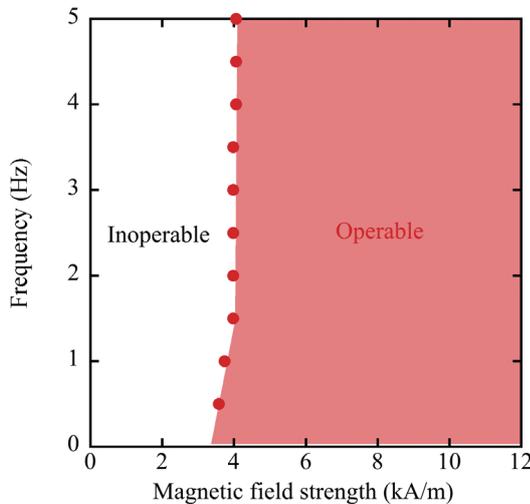


Fig. 13 Magnetic field strength and frequency required for operation of anchoring mechanism.



Fig. 14 Photograph of porcine small intestine in water tank after expansion of anchors.

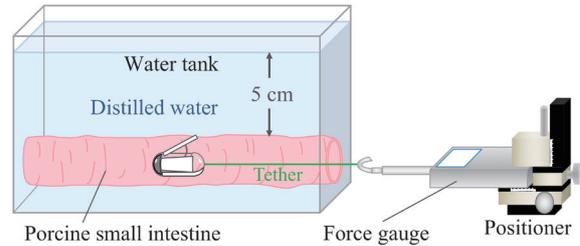


Fig. 15 Method of measuring holding force.

(3)式より磁気トルクに比例するため、磁界強度に比例して増加した。コイルの最大発生磁界 12kA/m の推力は約 1.7N に達した。実験結果から見積もった正効率 η_1 は約 0.06 と小さく、ボルトとナットの間の摩擦係数が大きいと考えられる。今後、材質の見直しや潤滑剤の塗布等を検討する予定である。

5.2 アンカー機構の評価

アンカー機構の評価として、アンカーの拡張幅と押力の測定、及びブタ小腸内における駆動の確認を行った。アンカーの拡張幅は、両側面の対向する 2 つのアンカーの先端間距離とした。

Fig. 11 に、無負荷の状態におけるアンカー拡張幅とボルトの初期状態からの回転回数との関係を示す。第 2 横軸に回転回数に対応したナット (ブラシ) の移動距離も示している。初期状態ではカプセル管体の直径の 11 mm が拡張幅となる。ブラシの突出長を 7 mm としているため 18 回転まで測定した。アンカーの拡張幅は、はじめ回転回数とともに急増するが、弾性アームがたわんでいくため徐々に傾きが緩やかになり、最終的には飽和した。想定した小腸の最大内径である 30 mm には 8 回転で到達した。

この結果を基に、ブラシの擦過の条件を設定する。アンカーの拡張は 8 回転以上でほぼ飽和するため、8 から 18 回転ではアンカーを動かさずブラシだけを駆動することができる。この回転回数の範囲内で回転磁界の回転方向を切り替えれば、アンカーの影響を受けずにブラシの擦過が可能となる。ボルトのピッチが 0.4mm であるため、擦過の最大ストローク長は 10 回転分の 4 mm となる。

次に、アンカーの押力の評価を行った。Fig. 12 に、回転磁界の強度を変化させた場合のアンカー先端の押力 (カプセル側面に対し垂直方向に押す力) を示す。但し、周波数は 1 Hz とし、初期位置とアンカー先端が 7.5 mm 拡張した位置における値である。アンカーの押力は 4 kA/m 以上で 100 mN を越え、12 kA/m では 200-250 mN 程度となった。1 本のアンカーに加わる力は、圧力とアンカー

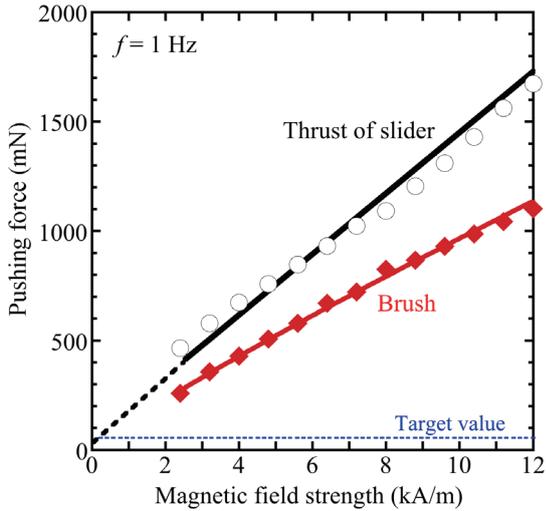


Fig. 16 Relation between magnetic field strength and pushing force of brush.

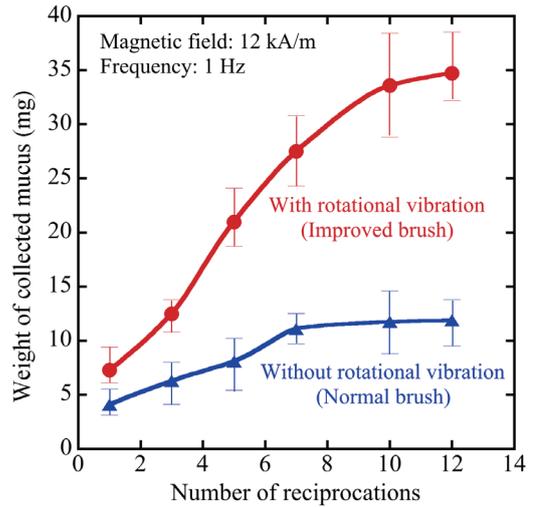


Fig. 19 Relation between wet weight of collected mucus and number of reciprocating movements.

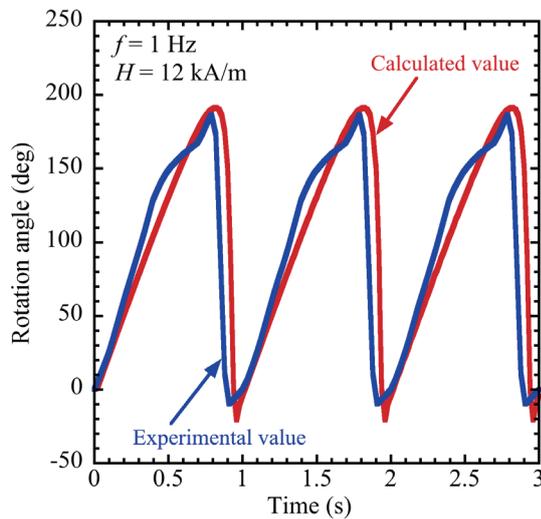


Fig. 17 Time variation of rotation angle of improved brush.

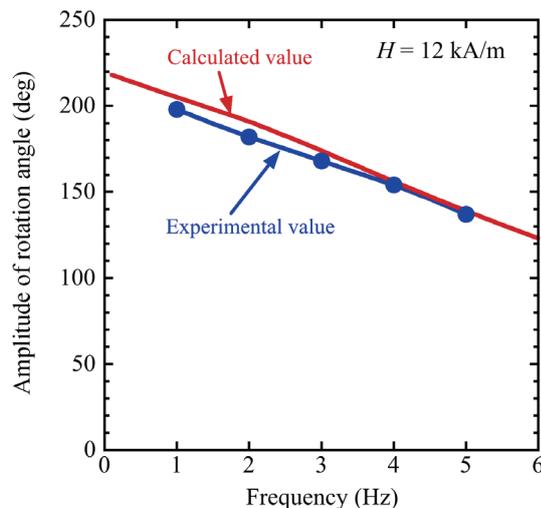
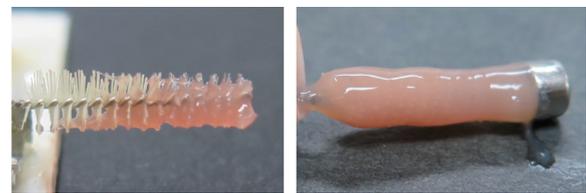


Fig. 18 Frequency dependence of amplitude of rotation angle of improved brush.



(a) Normal brush (b) Improved brush

Fig. 20 State of brushes after scraping.

の面積から 100mN 程度と見積もられるため、小腸内圧下において駆動可能と考えられる。

そこで、実際にカプセルをブタ小腸内に挿入し、水槽内で 500 Pa の水圧を印加して動作の確認を行った。但し、アンカー機構だけの動作を評価するために、カプセルが回転しないよう保持して実験を行った。Fig.13 に、水圧下でアンカーを拡張できた回転磁界の磁界強度と周波数の条件を示す。5 Hz 以下ではアンカーの拡張に 4 kA/m 以上の回転磁界が必要であり、押力の測定結果から予想される結果が得られた。

Fig.14 に、500 Pa の水圧を印加したブタ小腸内でアンカーを拡張している様子(水槽上部から撮影)を示す。水圧に逆らってアンカーが拡張されていることが確認される。このときのカプセルがその場にとどまる力(保持力)を測定するために、Fig.15 のようにカプセル端部に糸を介してフォースゲージを取り付け、ブタ小腸の長軸方向に牽引した。その結果、保持力の値はアンカー拡張前が 28.8~35.4mN (平均 32.1mN) であったのに対し、アンカー拡張後は 1.235~1.629N (平均 1.404N) となり、目標値の 600mN を大きく上回った。この結果から、本アンカー機構が小腸の蠕動運動に逆らってその場に止まることが期待される。

5.3 細胞診ブラシの評価

著者らの先行研究よりブラシを前後に擦過するのに必要な力は 40mN 程度⁹⁾と見込まれる。そこで、アンカー機構が接続された状態におけるブラシの押力を測定した。Fig. 16 に回転磁界の磁界強度とブラシの押力の関係を示す。比較のために Fig. 10 で示したナ

ットの推力も図中に示した。アンカーを同時に駆動する必要があるため、ナット単独の推力よりも低下したが、ブラシの擦過に必要な力を大幅に上回っていることがわかる。

次に、改良型ブラシの無負荷における回転角を測定した。Fig. 17に12 kA/m, 1 Hzの回転磁界で駆動したときのブラシ回転角の時間変化を示す。同図には(4)式に基づいて数値解析した値も示している。但し、計算では $J = 2.856 \times 10^{-14}$ [kg m²], $k_{\theta} = 8.95 \times 10^{-11}$ [Nm/rad], $D = 4.45 \times 10^{-12}$ [kg m²/s]とした。実験値と計算値は定性的に一致し、ノコギリ波に近い時間変化を示した。

Fig. 18には、磁界強度が12 kA/mのときのブラシ回転角の振幅の周波数に対する変化を示す。但し、実験では周波数を5 Hzまでとし、解析結果も合わせて示している。回転角の振幅は周波数に対して単調減少となった。本研究で扱った最大磁界12 kA/mでは2 Hz以下において180°以上の回転角を確保できており、ブラシ全体を使った擦過が期待される。

続いて、2種類のブラシによる粘液採取量の評価を行った。回転磁界の条件は、磁界強度を12 kA/m、周波数を1 Hzとした。豚小腸の状態による採取量のばらつきを考慮し、各条件において5回の実験を行った。往復運動のストローク長を4 mmと設定しているため、10 s毎に回転磁界の回転方向を切り替えている。Fig. 19に、2種類のブラシによって採取した粘液の重さと擦過の往復回数の関係を示す。いずれのブラシも往復回数が増えるほど採取量は増加し10往復程度で飽和した。回転振動を加えた改良型ブラシの採取量は、回転振動のないブラシの3倍程度となり採取量を大幅に増加させることができた。

Fig. 20に10往復させた後のブラシの様子を示す。同図(a)は磁石の無いブラシ、同図(b)は磁石のある改良型ブラシである。磁石の無いブラシでは下部に偏って粘液が採取されているのに対し、改良型ではブラシ全体に粘液が付着している様子が確認される。以上の結果より、ブラシに回転振動を与えながら前後に擦過する提案手法が有用であることが示された。

5.4 カプセルの長軸周りの回転動作の評価

最後に、細胞診ブラシを採取部位に合わせるためのカプセルの長軸周りの回転試験を行った。アンカーが閉じた初期状態のカプセルを500 Paの水圧を加えたブタ小腸内に挿入し、Fig. 6のように対応する回転磁界を印加した。Fig. 21に、カプセルが回転磁界に同期して回転した磁界強度と周波数の条件を示す。0.5 Hzでは2.4 kA/m、1 Hzでは3.2 kA/mの磁界で回転したが、周波数が高くなると回転可能な磁界が少しずつ増加し、5 Hzでは4.8 kA/mが必要であった。位置合わせのためのカプセルの回転は現実的には1 Hz以下で行われると考えられ、3 kA/m程度の磁界でカプセルの回転動作ができることがわかる。

ここで、52節で示したアンカーの駆動のための条件 (Fig. 13) とカプセルの回転するための条件 (Fig. 21) を比較し、2つの動作の個別駆動とカプセルの両方向への回転動作について考察する。Fig. 22は2つの動作の駆動条件を合成して表したもので、領域①はアンカーは動かずカプセルだけが回転する条件、領域②はカプセルは回転せずアンカーだけが展開する条件、領域③は両方が動作できる条件、領域④は両方とも動作できない条件を意味する。すなわち、領域①の条件の回転磁界を利用すれば、アンカーを展開する方

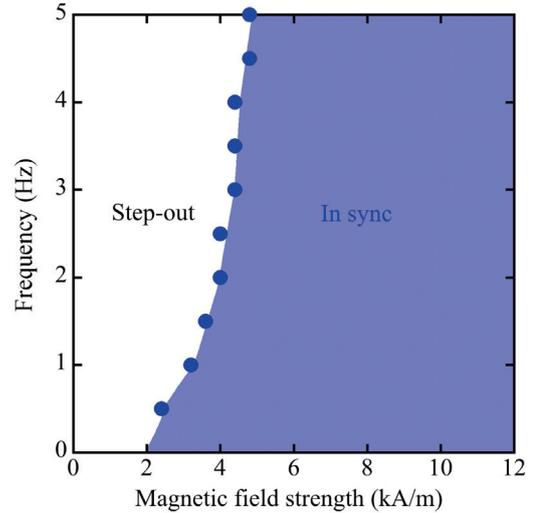


Fig. 21 Magnetic field strength and frequency required for capsule rotation about long axis.

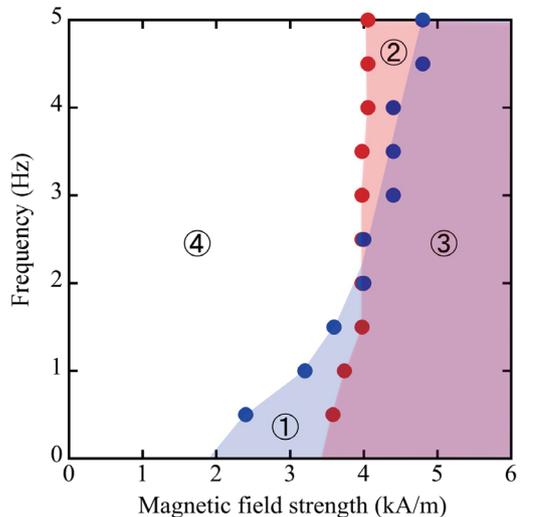


Fig. 22 Magnetic field strength and frequency required for individual operation. In condition range ①, capsule can rotate without anchor extension. In condition range ②, anchor can extend without capsule rotation.

向の回転磁界を与えてもアンカーは展開せずにカプセルの回転だけを独立に行わせることが可能となる。これにより、当初はカプセルの回転動作については一方向のみと想定していたが、両方向に回転できるようになりブラシの位置合わせの操作性が格段に向上すると期待される。また、領域②の条件の回転磁界を利用すればカプセルの回転を抑えてアンカーだけを展開させることができるため、最初に設定したブラシの位置をずらすことなくカプセルをその場に停滞させることが期待される。但し、①と②の領域とも現状では駆動条件の範囲が狭く、確認の実験では動作が不安定だったため、今後は個別駆動のできる条件を拡大する方策が必要である。

6. まとめ

カプセル型医療機器に細胞診の機能を付与するために、外部磁界

で駆動可能な送りねじ型アクチュエータを用いた細胞診ブラシと停滞機構を考案した。市販のカプセル内視鏡内に収まるサイズで設計した試作機は、ブタ小腸を使用した模擬環境下における評価試験において、期待される各種動作が可能であった。また、細胞診ブラシ先端に微小磁石を設置し、擦過時に回転振動を加えることで、ブラシによる採取量を大幅に増加させることに成功した。

今後は、周方向だけでなく小腸長さ方向に対する位置合わせができるよう外部磁界を利用した自走機構の付与を検討する。また、大型化が困難なヘルムホルツコイルを使った現状の磁界発生システムから、カプセルの位置と姿勢を確認するための X 線透過装置との併用が容易な外部永久磁石を回転させる駆動システムへの変更を行う予定である。

謝辞 本研究は、JSPS 科研費 16K06228 及び 19K04353 の助成を受けたものである

References

- 1) G. Iddan, G. Meron, A. Glukhovsky, and P. Swain: *Nature*, **405**, 417 (2000).
- 2) K. Kong, A. Yim, S. Choi, and D. Jeon: *J. Med. Devices*, **6**, 031004 (2012).
- 3) M. Simi, G. Gerboni, and A. Menciassi: *J. Med. Devices*, **7**, 041009 (2013).
- 4) T. Matsui, S. Murata, and T. Honda: *J. Robot. Mechatron.*, **30**, 292(2018).
- 5) M. Yamashita and T. Honda: *Electron. Comm. Jpn.*, **98**, 27 (2015).
- 6) K. Hajima, M. Yamashita, and T. Honda: *Int. J. Appl. Electromagn. Mech.*, **50**, 167(2016).
- 7) E. Braunwald, A. S. Fauci, D. L. Kasper, S. L. Hauser, D. L. Longo, and J. L. Jameson: *Harrison's Principles of Internal Medicine*, 15th Edition, p.1703 (McGraw-Hill, New York, 2001).
- 8) R. N. Miftahof: *In Silico Biol.*, **5**, 479(2005).

2019年10月8日受理, 2019年12月12日採録

角形励磁コイルを用いた磁気回路型
磁気ハイパーサーミア用磁場発生装置の性能

Performance of magnetic circuit type field generator with square coils for application to magnetic hyperthermia

杉 和史, 藤枝 俊, 清野智史, 中川 貴†, 山本孝夫
大阪大学工学研究科, 大阪府吹田市山田丘 2-1 (〒565-0871)

K. Sugi, S. Fujieda, S. Seino, T. Nakagawa†, T. A. Yamamoto
Graduate School of Engineering, Osaka University, 2-1 Yamadaoka, Suita, Osaka 565-0871

Magnetic Hyperthermia Treatment (MHT) is a method in which AC magnetic field is applied from outside the body to the magnetic material inserted around the cancer tissue to generate heat, and the cancer cells are locally heated and killed. Since the calorific value of the magnetic substance is proportional to the frequency of AC magnetic fields and AC magnetic field strength, it is necessary to generate a uniform AC magnetic field over a wide range. An AC magnetic field generator using a circular excitation coil is effective as a method to generate a uniform AC magnetic field in a relatively large space between the magnetic poles. However, leakage magnetic fields are also generated outside the space between the magnetic poles. In this paper, a square excitation coil was used instead of a circular excitation coil to suppress leakage magnetic fields.

Key words: hyperthermia, magnetic field, magnetic circuit, 3D simulation, square coil

1. 緒言

近年、新たながんの治療法として、がん細胞を加温により死滅させるハイパーサーミア療法が注目されている¹⁾。細胞は 42.5 °C 以上に加温されると、生存率が急速に低下する²⁾。また、がん腫瘍の血管は正常組織に比べて未発達であるため、拡張・収縮による血量の調節で熱を逃がしにくい。これらの性質を利用して、ハイパーサーミア療法では加温によりがん細胞を死滅させる。しかし、渦電流によるジュール熱および交流電界による誘電加熱を利用して生体加熱を行う方法では、正常細胞を含む範囲が加温されるため、患者への負担が大きい。また、それらの方式ではエネルギーが身体深部まで到達しないため、深部のがん細胞に対する低い治療効果が問題となっている。そこで、前述の方法よりも局所的な加温が可能な磁気ハイパーサーミア療法 (Magnetic Hyperthermia Treatment, MHT) に注目が集まっている。MHT の概要図を Fig. 1 に示す。この治療法では、交流磁場印加により熱を発生する発熱体 (電気伝導体³⁾、磁性流体⁴⁾、およびバルク磁性体⁵⁾) を体内のがん患部に挿入し、体外から交流磁場を印加してがん細胞を 42.5 °C-46 °C に加温する。電気伝導体では渦電流によるジュール熱、磁性流体ではネール緩和やブラウン緩和による発熱、バルク磁性体ではヒステリシス損失による発熱を利用する。発熱量は磁場強度に依存し、電気伝導体および磁性流体では磁場強度の 2 乗、バルク磁性体では磁場強度の 1.6-2.3 乗に比例する⁶⁾。従って、正確な温度制御が求められる MHT では、交流磁場強度の分布が均一でないと発熱量にばらつきが生じるため十分な治療効果が期待できない。均一な磁場を発生できる磁場発生装置が不可欠である。

国内外で MHT 用の磁場発生装置の研究開発が進められており、その多くは省電力化や交流磁場強度の増大など装置性能の向上を目的として行われている⁹⁾¹⁰⁾。著者らは、E 型フェライトコアで構成された磁極間に 30 mm の空隙を備えた小型磁場発生装置の開発に取り組んだ¹¹⁾。この研究では、丸形磁極はサイズや形状の変更が困難であるため、角形磁極を磁気回路に用いた。また、小さな磁極の形状に合わせた角形励磁コイルの製作は困難であったことか

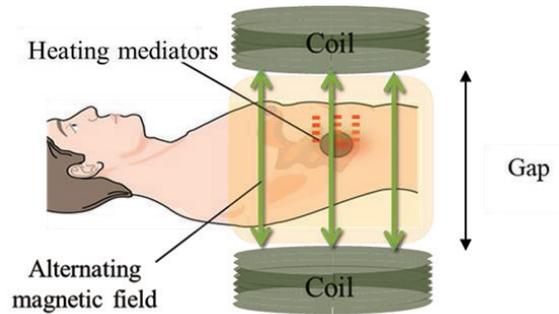


Fig.1 Description of magnetic hyperthermia therapy. Sandwich the body tow coils and apply an AC magnetic field.

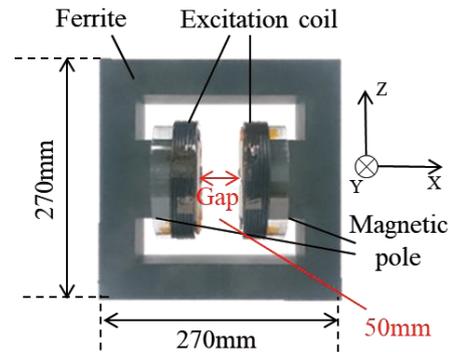


Fig.2 Magnetic circuit type applicator with 50mmGap.

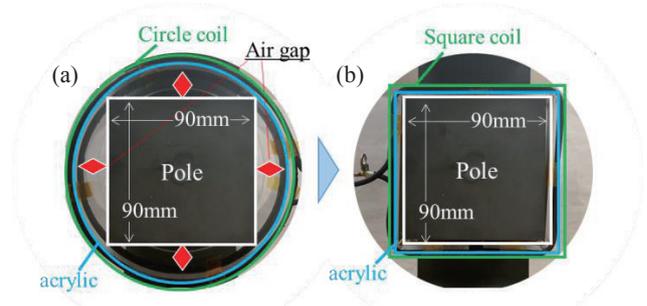


Fig.3 Photographs of the magnetic pole using circle and square coils.

ら¹²⁾、励磁コイルは丸形を用いた。この小型磁場発生装置の結果を踏まえ、最近、著者らは磁極間に 50 mm の空隙を備えた磁場発生装置の開発（以下、50 mmGap 装置とする）に成功した。Fig. 2 に 50 mmGap 装置の概要を示す。Fig. 2 の 50 mmGap 装置の磁極中心で X 軸方向から見た磁極とコイルの写真を Fig. 3(a) に示す。本装置は、90×90 mm の正方形の磁極、その対角線の長さを内径に持つ厚さが 3 mm の円筒アクリルの絶縁体および丸形励磁コイルで構成されている。50 mmGap 装置は MHT に十分な強度の交流磁場を磁極間に均一（中心との差が±1 %以下）に発生させることが可能である¹³⁾。しかし、磁極間の外部にも強い漏洩磁場が発生するため、臨床応用の際には銀歯などの患部以外にも発熱させてしまうことが懸念される。装置の安全性を考慮すると、磁極間外部に生じる漏洩磁場は抑制する必要がある。

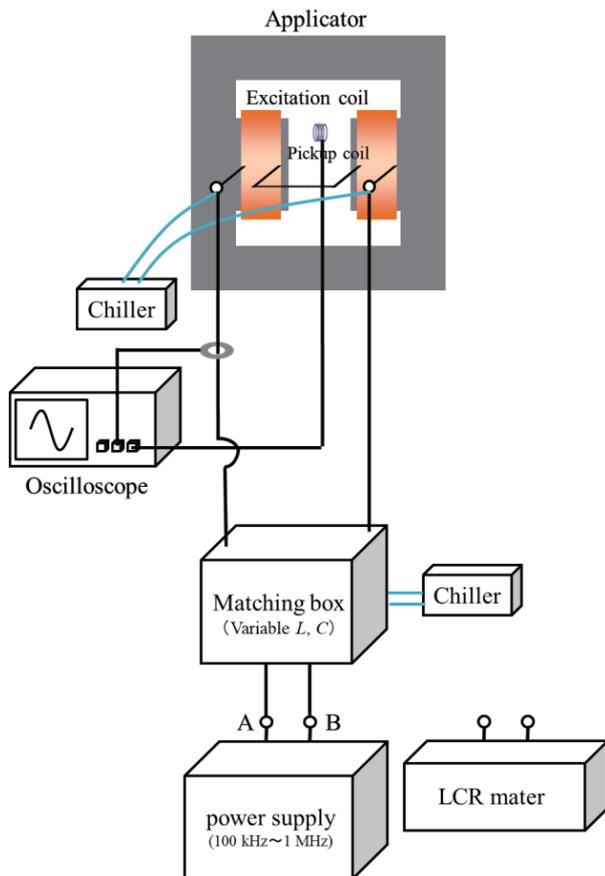


Fig.4 Configuration of a magnetic field generator. The applicator connects to a power supply via a matching box.

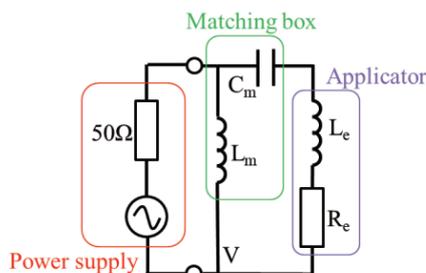


Fig.5 Equivalent circuit. The input side consists of a power supply unit. The load side consists of a matching box and an applicator.

従来、性能向上を目的として磁気ハイパーサーミアの磁場発生装置の研究開発が行われてきたが、本研究では装置の安全性の向上に着目した。具体的には、50 mmGap 装置において交流磁場強度分布の実測とシミュレーションを行い、丸形励磁コイルの代わりに角形励磁コイルを用いることで漏洩磁場の抑制を検討した。また、将来的な臨床応用には磁極間に 300 mm 程度の大きな空隙を備えた磁場発生装置が望まれている³⁾。そこで、磁極間を 50 mm から 300 mm に拡大した磁場発生装置の磁場強度のシミュレーションも行い、臨床応用に向けた予備的検討も行った。磁極間の磁場および漏洩磁場を定量的に評価し、空間分布を明らかにすることで、角形励磁コイルの安全性を議論した。

2. 実験方法

磁極間に 50 mm の空隙を備えた磁場発生装置（以下、50 mmGap 装置）の構成を Fig. 4 に模式的に示す。50 mmGap 装置にはめ込まれた励磁コイルは整合器（T020-6034B, サムウエイ製）を介して電源（T162-6024AHE, サムウエイ製）と接続し、共振回路を構成する。共振の条件は整合器の可変コイル及び可変キャパシタンスにより調整し、実験は共振周波数で行った。励磁コイルに流れる電流はログスキーコイルで測定した。巻き線数 10 巻で断面積 1 cm² のピックアップコイルを磁極と平行に設置し、X 軸方向の磁場強度を測定した。フェライトコアには透磁率および磁束密度が高く、コア損失の小さい Mn-Zn フェライト（TDK, PC40）を用いた。磁極間距離（X 軸）は、50 mm とした。銅チューブ（内径：2 mm、外径：3 mm）を 7 巻きして角形および丸形励磁コイルを 2 つ作製し、それを対向する正方形（90×90 mm）の磁極にはめ込み、直列に接続した。角形励磁コイルをはめ込んだ磁極の写真を Fig. 3(b) に示す。1000 pF のマッチングキャパシタンスおよび 7.07 A（実効値）の励磁電流における磁場強度分布を評価した。渦電流による発熱を抑制するために励磁コイルの内部に冷却水（約 25 °C）を流しながら実験を行った。本実験系の等価回路を Fig. 5 に示す。

角形および丸形励磁コイルを用いた 50 mmGap 装置の磁極間の内部および外部に生じる交流磁場強度のシミュレーションを電磁場解析ソフト（Maxwell 3D, 有限要素法）を用いて行った。実測に用いた 50 mmGap 磁場発生装置と同じ材質および形状寸法でモデルを構築した。また、50 mmGap 装置のサイズを拡大して、磁極間に 300 mm の空隙を持つ装置のモデルも構築し、シミュレーションを行った。動作周波数は 20 kHz で固定し、電流は 50 mmGap 装置のシミュレーションでは 10 A（ピーク値）、300 mmGap 装置のシミュレーションでは 45 A（ピーク値）とした。

3. 実験結果および考察

3.1 50 mmGap 装置の交流磁場強度分布の実測

Fig. 6(a)および(b)に 50 mmGap 装置の交流磁場強度部分分布の実測結果を示す。Fig. 6(c)に示すように、磁極間の中心を原点とし、X および Y 軸方向に 3 mm 間隔で磁場強度を

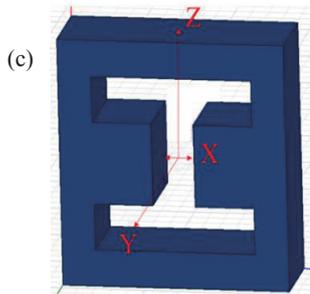
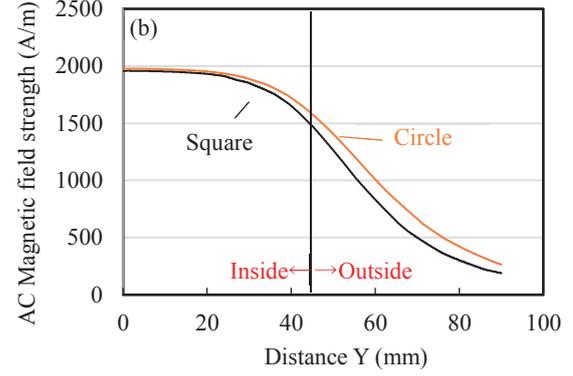
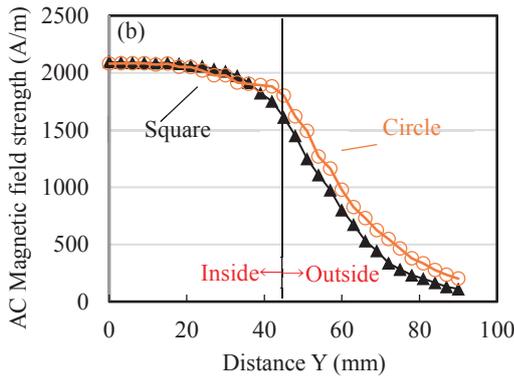
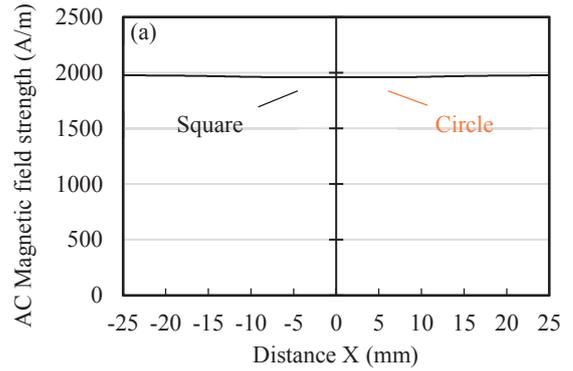
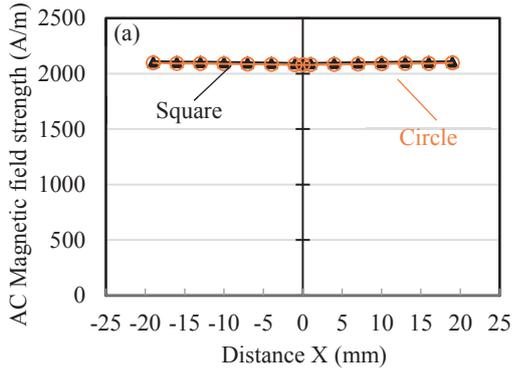


Fig.6 Measured values of AC magnetic field strength (a) between magnetic poles and (b) outside of magnetic poles of the 50mmGap applicator. (c) Sketch of a magnetic circuit.

測定することで磁極間および磁極外部の磁場分布を評価した。また、角形および丸形励磁コイルのインダクタンス値は 55.0 μH および 83.4 μH であり、それぞれの使用電力は 58.9 W および 50.1 W であった。

Fig. 6(a)より、角形励磁コイルを用いた場合の磁極間 (X 軸方向) の磁場強度は中心磁場強度の 1 %以内であり、丸形励磁コイルを用いた場合と同程度の均一性を示す。また、角形励磁コイルを用いた場合でも、磁極間の中心では、丸形励磁コイルを用いた場合と同程度の磁場強度が得られる。角形励磁コイルを用いた場合の共振周波数は 473 kHz であり、丸形励磁コイルを用いた場合の 454 kHz よりも約 20 kHz の高周波化が生じた。角形および丸形励磁コイルに使用した銅線量は約 2688 mm および約 2985 mm であり、この違いが共振周波数に影響を及ぼしていると推測される。また、発熱体の発熱量は一般的に周波数と磁場強度の 2 乗の

Fig.7 Simulated values of AC magnetic field strength (a) between magnetic poles and (b) outside of magnetic poles of a 50 mm Gap applicator.

積に比例するため、本実験と同一条件下 (同電流、同キャパシタンス、同コイル巻き数) では角形励磁コイルを用いることで、丸形励磁コイルを用いた場合より磁極間で大きな発熱が期待される。

X 軸方向の磁場強度の Y 軸方向分布を Fig. 6(b)に示す。磁場強度は原点から 20 mm 程度まではほぼ一定であるが、それ以上では徐々に減少する。ここで注目すべき点は、角形励磁コイル (Square) を用いた場合に磁極間の外部 (Y \geq 45 mm) で生じる漏洩磁場が丸形励磁コイル (Circle) を用いた場合に比べて小さいことである。例えば、Y = 60 mm において角形および丸形励磁コイルの磁場強度は、それぞれ 802 および 977 A/m であった。発熱体の発熱量は一般的に磁場強度の 2 乗に比例するため、角形および丸形励磁コイルを用いた場合に得られる発熱量は、それぞれ 6.43×10^5 および 9.55×10^5 (A/m)² に比例する。従って、角形励磁コイルでは約 33 %の漏洩磁場による発熱量の抑制効果が期待される。角形励磁コイルは漏洩磁場の抑制に有効であることが明らかになった。

正方形である磁極に対して丸形励磁コイルを用いた場合、Fig. 3(a)の赤印で示したように磁極との間に隙間 (Air gap) が生じる。励磁コイルに電流を流すと磁極からだけでなく励磁コイルからも交流磁場が発生し、磁極間の外部に漏洩磁場が発生する。一方、角形励磁コイルを用いた場合、磁極との隙間は殆ど無い。その結果、磁極間の外部の漏洩磁場が小さくなったと推察される。

3.2 50mmGapの交流磁場強度分布のシミュレーション

角形励磁コイルおよび丸形励磁コイルを用いた 50 mmGap 装置の交流磁場強度分布のシミュレーション結果を Fig. 7(a)および(b)に示す。シミュレーションにおいても実測と同様に、角形励磁コイルを用いた場合の磁極間の磁場強度は丸形励磁コイルを用いた場合と同程度であり、その分布は均一である。また、角形励磁コイルを用いた場合は磁極間外部に生じる漏洩磁場が丸形励磁コイルを用いた場合より低い。つまり、角形励磁コイルによる漏洩磁場の抑制効果がシミュレーションにおいても確認された。また、シミュレーションの磁場強度が 3.1 節で示した実測と極めて近い値であることも確認された。

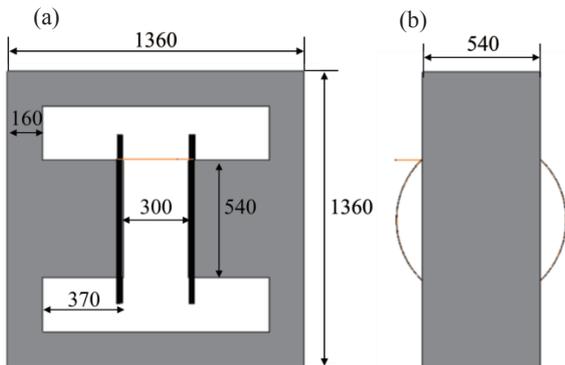


Fig.8 Simulation model of a 300mmGap applicator. (a) Front view. (b) Side view.

3.3 300 mmGapの交流磁場強度分布のシミュレーション

臨床応用に向けて磁極で人体を挟むには、50 mm以上の大きな空隙 (300mmGap 程度) を磁極間に備えた磁場発生装置が望まれる。そこで、臨床応用に向けた予備的検討として、磁極間に 300 mmの空隙を備えた磁場発生装置 (以下、300 mmGap 装置とする) の交流磁場強度分布のシミュレーションを行った。Fig. 8 に 300 mmGap 装置のシミュレーションモデルの概要を示す。図中においてサイズの単位は全て mm で記載した。また、(a)磁極間および(b)磁極間外部の磁場強度のシミュレーション結果をFig. 9に示す。Fig. 9(a)より、角形励磁コイルを用いた場合の磁極間に生じる磁場強度は、丸形励磁コイルを用いた場合と同程度であり、50 mmGap 装置と同様の傾向を示す。さらに、角形励磁コイルを用いた場合の磁極間 (X 軸方向) の磁場強度分布の均一性についても丸形励磁コイルを用いた場合と同程度であった。このことから 300 mmGap 装置においても角形励磁コイルと丸形励磁コイルでは励磁能力に大きな違いはない。さらに、Fig. 7 (b)に示した 50 mmGap 装置モデルのシミュレーション結果と比較して、Fig.9 (b)に示した 300mmGap 装置モデルでは角形励磁コイルによる漏洩磁場の抑制効果が顕著になる。例えば、Y=360 mm の地点において角形および丸形励磁コイルの磁場強度は、それぞれ 632 および 1020 A/m であった。この場合、発熱量はそれぞれ 3.99×10^5 および 1.04×10^6 (A/m)² に比例する。従って、角形励磁コイルでは約 61 %の抑制効果が期待できる。さらに大きな空隙を備えた臨床用の大型磁場印加装置では、角形励磁コイルを用いることで漏洩磁場の顕著な抑制効果が予想される。

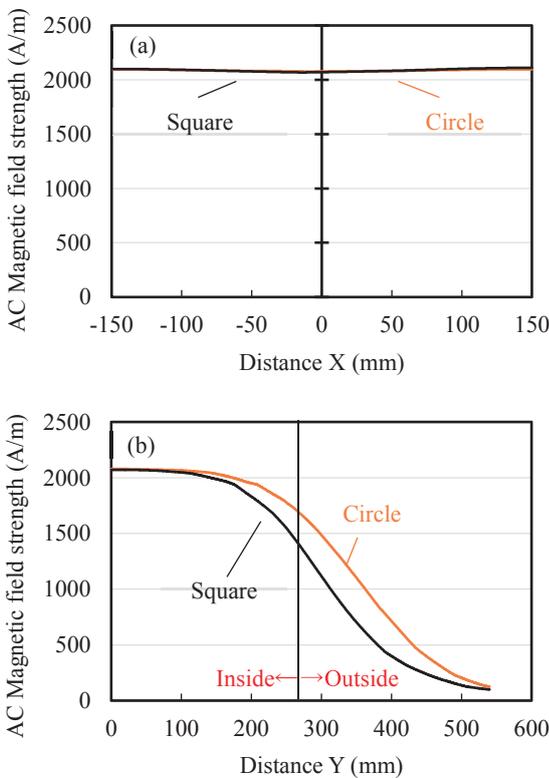


Fig.9 Simulated values of AC magnetic field strength (a) between magnetic poles and (b) outside of magnetic poles of the 300 mm Gap applicator.

4. 結言

本研究では磁気ハイパーサーミア用磁場発生装置の安全性を高める具体的な施策を検討した。角形および丸形励磁コイルを用いた 50 mmGap 装置における交流磁場強度分布の実測およびシミュレーションを行った。その結果、角形励磁コイルを用いた場合に磁極間に発生する磁場強度とその均一性は丸形励磁コイルを用いた場合と同程度であった。一方、角形励磁コイルを用いることで磁極間の外部の漏洩磁場は抑制可能であることが明らかとなった。発熱量が磁場強度の 2 乗に比例する磁性流体を発熱体として用いた場合には、約 33 %の漏洩磁場による発熱量の抑制効果が期待される。さらに、磁極間に 300 mm の空隙を備えた磁場発生装置の交流磁場強度分布をシミュレーションにより、臨床応用を見据えて装置を拡張した場合、この抑制効果は大きくなることが明らかになった。これらのことから、ハイパーサーミア用磁場印加装置において、磁極と励磁コイルは同様の形状であることが望まれる。

3.1 節で述べたように、角形および丸形励磁コイルのインダクタンス値は異なる。今後、磁気回路に関する様々な損失を検討する必要がある。また、発熱体を治療に十分な温度に加熱するには約 50 Oe の交流磁場強度が必要となる³⁾。しかし、本論文で述べた磁場発生装置の磁極間の交流磁場強度は約 25 Oe である。それを増大させた場合の交流磁場分布の調査が求められる。性能と安全性の両面の研究開発を進めることで、実用的な磁気ハイパーサーミア用磁場発生装置の実現が期待される。

References

- 1) Nihon hyperthermia Gakkai: Hyperthermia Gan Onnetsu Ryouhou Guidebook (in Japanese), p. 4 (Shinryou Bunko, Kobe, 2008).
- 2) W. C. Dewey, L. E. Hopwood, S. A. Sapareto, L. E. Gerweck: *Radiology*, **123**, 463, (1977).
- 3) T. Yoshioka, T. Nakagawa, M. Horiki, S. Seino, T. Yamamoto, T. Gondo, T. Hashimoto, O. Ohori, M. Abe: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **35**, 330, (2011).
- 4) E. A. Périgo, G. Hemery, O. Sandre, D. Ortega, E. Garaio, F. Plazaola, F. J. Teran: *Appl. Phy. Rev*, **2**, 041302, (2015).
- 5) M. Horiki, T. Takashi, T. Yoshioka, S. Seino, T. Yamamoto, M. Abe: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **35**, 22, (2011).
- 6) A. Jordan, R. Scholz, P. Wust, H. Föhling, R. Felix: *J. Magn. Mater.*, **201**, 413, (1999).
- 7) M. A. Laughton, M. G. Say: *Electrical Engineer's Reference Book*, p.2 (Newnes, Oxford, 2003).
- 8) W. Tong: *Mechanical Design of Electric Motors*, p.376 (CRC Press, Boca Raton, 2014).
- 9) S. Ymada, Y. Ikehata, T. Ueno, M. Kakikawa: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **37**, 282, (2013).
- 10) A. Jordan, R. Scholz, K. Maier-Hauff, M. Johannsen, P. Wust, J. Nadobny, H. Schirra, H. Schmidat, S. Deger, S. Loening, W. Lanksch, R. Felix: *J. Magn. Magn. Mat.*, **225**, 118, (2001).
- 11) M. Takahashi, T. Nakagawa, S. Seino, T. A. Yamamoto: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **38**, 102, (2014).
- 12) H. V. Demir, E. T. Kilic, E. Unal, E. Gonendik, N. Yilmaz: *IEEE Trans. Ind. Electron.*, **12**, 63, (2016).
- 13) R. Hasegawa, T. Nakagawa, S. Seino, T. A. Yamamoto: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **42**, 90, (2018).

2019年10月31日受理, 2019年11月30日再受理, 2020年1月16日採録

Editorial Committee Members • Paper Committee Members

T. Ono and T. Kato (Chairperson), K. Koike, T. Taniyama and K. Kobayashi (Secretary)					
H. Goto	T. Hasegawa	S. Isogami	K. Kamata	H. Kikuchi	T. Kimura
T. Kouda	S. Kokado	Y. Kota	T. Kubota	T. Maki	T. Morita
S. Muroga	T. Nagahama	H. Nakayama	M. Naoe	T. Narita	D. Oyama
J. Ozeki	N. Pham	T. Sasayama	T. Sato	K. Sekiguchi	T. Shima
Y. Shiratsuchi	T. Takura	S. Yamada	T. Yamamoto	K. Yamazaki	
N. Adachi	K. Bessho	M. Doi	T. Doi	K. Hioki	S. Honda
N. Inaba	S. Inui	K. Ito	Y. Kanai	H. Kato	K. Kato
Y. Kamihara	A. Kuwahata	K. Masuda	Y. Nakamura	K. Nishijima	T. Nozaki
M. Ohtake	T. Sato	S. Seino	T. Suetsuna	K. Tajima	I. Tagawa
T. Tanaka	M. Takezawa	M. Tsunoda	N. Wakiya	S. Yabukami	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.

〈All users except those in USA〉

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

〈Users in USA〉

Copyright Clearance Center, Inc.

222 Rosewood Drive, Danvers, MA01923 USA

Phone 1-978-750-8400 FAX 1-978-646-8600

編集委員・論文委員

小野輝男 (理事)	加藤剛志 (理事)	小池邦博 (幹事)	谷山智康 (幹事)	小林宏一郎 (幹事)				
磯上慎二	小瀬木淳一	鎌田清孝	菊池弘昭	木村崇	窪田崇秀	神田哲典	古門聡士	
小田洋平	後藤博樹	佐藤岳	嶋敏之	白土優	関口康爾	田倉哲也	直江正幸	
中山英俊	長浜太郎	長谷川崇	PHAM NAMHAI		榎智仁	室賀翔	森田孝	
山崎慶太	山田晋也	山本崇史						
安達信泰	伊藤啓太	乾成里	稲葉信幸	大竹充	加藤宏朗	加藤和夫	金井靖	神原陽一
桑波田晃弘	佐藤拓	末綱倫浩	清野智史	田河育也	竹澤昌晃	田島克文	田中哲郎	角田匡清
土井達也	土井正晶	仲村泰明	西島健一	野崎友大	日置恵子	別所和宏	本多周太	増田啓介
藪上信	吉村哲	脇谷尚樹						

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. 4 No. 1 (通巻第7号) 2020年5月1日発行

Vol. 4 No. 1 Published May 1, 2020

by the Magnetism 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 © 2020 by the Magnetism Society of Japan