

日本磁気学会論文特集号

9 巻 1 号

ONLINE ISSN: 2432-0471

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

CONTENTS

Magnetic Recording

- 磁気テープ用スパッタ媒体の記録特性シミュレーション
..... 大久保亜偉輝・立花淳一・相澤隆嗣・山鹿 実・田河育也 1

Hard and Soft Magnetic Materials

- サブミクロン Fe-B 微粒子における磁気特性の加熱速度による影響
..... 増本千裕・宮崎孝道・阿加賽見・室賀 翔・遠藤 恭 7

Physics of Magnetism, Utilization of High Magnetic Fields

- 反強磁性 Cr における抵抗ひずみ感度の等方性に関する検討
..... 小田洋平・直江正幸・丹羽英二 12

Thin Films, Fine Particles, Multilayers, Superlattices

- FeSiBNb 薄膜を用いた電磁誘導式ひずみセンサによる微小振動検知
..... 前納洸矢・柳田真佑汰・藤原裕司・神保睦子・大島大輝・加藤剛志 16

Measurement Technique, High-frequency Devices, Magnetic Imaging

- 小型集磁ヨーク付ツインヘッド型光プローブ電流センサの基礎検討
..... 金子秀太・曾根原 誠・須江 聡・宮本光教・久保利哉・佐藤敏郎 22
- 近傍磁界情報の機械学習によるオブジェクト検出を用いたプリント配線板上の磁界源推定
..... 佐藤雄亮・室賀 翔・鴨澤秀郁・田中元志 29

Power Magnetics

- 大型磁束変調型磁気ギヤの実用的な設計手法の検討 角 貴則・中村健二・武田啓司 34
- 磁気ギヤの入力トルクに対する周波数応答解析 岩城圭悟・中村健二 39
- 2次元リニアモデルを用いたアキシシャルギャップ型 PM モータの実用的最適設計法に関する検討
..... 柳沼昂志・中村健二・上田祐資・木村勇登・原 洸 44
- リラクタンスネットワーク解析に基づく 可変磁束メモリモータの動特性算定
..... 深田敏希・羽根吉紀・中村健二 49
- 小型 EV 用アキシシャルギャップ型 SR モータの磁氣的相互作用を考慮可能なモータモデルに
関する検討..... 永澤慎太郎・中村健二 55
- RNA による永久磁石を有する直交磁心型可変インダクタの鉄損算定
..... 畠山駿斗・中村健二・大日向 敬・有松健司 60

フェライト磁石を併用したセグメント構造アウターロータ型 PM モータのトルク脈動低減に関する検討	櫻井 将・吉田征弘・田島克文	66
フラックスリバーサルモータの最適な回転子極幅に関する一考察	角田捷太郎・中村健二	72
Sm-Fe-N ボンド磁石を用いた射出一体成形 IPMSM の開発	吉田理恵・吉田征弘・上野泰誠・山本宗生・田島克文	77
セグメント構造巻線界磁形フラックススイッチングモータにおける高出力化に適した極数の検討	小石雄大・後藤博樹	82
擬似 3D 解析を用いたアキシシャルギャップ型 SR モータのトルク重量密度の最大化	阿部洋央・後藤博樹	87

Biomagnetism / Medical Applications

磁性ナノ粒子とタンパク質の抗原抗体反応による凝集効果の評価	金子晃基・村山 徹・トンタットロイ・沖田和彦・坂 天弥・田中深雪・田中良和・藪上 信	92
-------------------------------	--	----

Board of Directors of The Magnetics Society of Japan

President:	Y. Takemura
Vice Presidents:	T. Ono, A. Kikitsu
Directors, General Affairs:	H. Yuasa, T. Yamada
Directors, Treasurer:	A. Yamaguchi, S. Murakami
Directors, Planning:	M. Mizuguchi, Y. Okada
Directors, Editorial:	S. Yabukami, T. Taniyama
Directors, Public Relations:	K. Kakizaki, R. Umetsu
Directors, International Affairs:	H. Kikuchi, Y. Nozaki
Specially Appointed Director, Contents Control & Management:	K. Nakamura
Specially Appointed Director, Societies & Academic Collaborations:	A. Saito
Specially Appointed Director, IcAUMS:	H. Yanagihara
Auditors:	K. Kobayashi, H. Saito

磁気テープ用スパッタ媒体の記録特性シミュレーション

Simulation of recording characteristics of sputtered media for magnetic tape

大久保 亜偉輝^{a)†}・立花 淳一^{b)}・相澤 隆嗣^{b)}・山鹿 実^{b)}・田河 育也^{a)}

^{a)}東北工業大学 宮城県仙台市太白区八木山香澄町 35-1 (〒982-8577)

^{b)}ソニーストレージメディアソリューションズ 宮城県多賀城市桜木 3-4-1 (〒985-0842)

Aiki OKUBO^{a)}, Junichi TACHIBANA^{b)}, Takashi AIZAWA^{b)}, Minoru YAMAGA^{b)}, Ikuya TAGAWA^{a)}

^{a)}Tohoku Institute of Technology, 35-1 Yagiyamakasumi-cho, Taihaku-ku, Sendai 982-8577, Japan

^{b)}Sony Storage Media Solutions Corporation, 3-4-1 Sakuragi, Tagajyo 985-0842, Japan

We investigated recording characteristics by simulation, assuming sputtered magnetic tape media for HDDs and SPT (Single-Pole Type) heads, which are expected to be introduced into the technology in future magnetic tape systems. In the case of sputtered media with SUL (Soft-magnetic Under Layer), it was found that the media SNR improves even if the head media spacing is large because it functions as a SPT head. In the case of the SPT head with SUL, the media SNR was found to deteriorate as the thickness of the SUL decreases and/or the saturation flux density of the SUL decreases. This is mainly due to the transition of the writing mode from SPT head mode to ring head mode due to SUL saturation. The SUL thickness and saturation flux density should be designed so that the SUL does not become magnetically saturated.

Key words: Magnetic Recording, LTO9 head (Tape head), SPT head (HDD head), Media SNR, Roll-Off, Simulation

1. はじめに

現在、現行の磁気テープ製品として LTO9 規格の磁気テープが商品化されている¹⁾。その LTO9 の面記録密度は約 11 Gbits/inch² と推定されるが²⁾、面密度が 50 Gbits/inch² を超える領域ではハードディスクドライブ (HDD) に使用されているヘッドや媒体の技術導入が必要と思われる。このため我々は、バリウムフェライト (BaFe) 塗布テープ媒体に代わる次世代の媒体候補として、スパッタ薄膜磁気テープ媒体の開発を行っている^{3), 4)}。

しかし、磁気テープシステムでは、ヘッド媒体間磁気スペーシングの微小化や媒体に厚い軟磁性下地層 (Soft-magnetic Under Layer, SUL) を形成することが困難である。このため、HDD 用のスパッタ媒体をそのまま適用することができず、再設計が必要となる。そこで本研究の目的として、HDD 用の単磁極型 (Single-Pole Type, SPT) ヘッドを用いたときに必要な SUL の厚さと SUL の飽和磁束密度、および、ヘッド媒体間の磁気スペーシングが大きくても SPT ヘッドが機能するかを明らかにするため、HDD 用の SPT ヘッドを仮定したシミュレーションを実施した。

2. シミュレーションモデル

2.1 ヘッドおよび媒体

Fig. 1 に (a) リングヘッドと塗布媒体、および、(b) SPT ヘッドとスパッタ媒体の構造を示す。Fig. 1 に示すように、LTO9 ではリング型の記録ヘッドであるのに対して、HDD 用は SPT ヘッドである。LTO9 ヘッドの再生トラック幅 (TW_r) は 800 nm、シールド間隔は 90 nm である。また、ヘッド媒体間の磁気スペーシングは 45 nm である。一方、SPT ヘッドは 250 GByte クラスの HDD 用ヘッドを参考

に、TW_rを面密度 100 Gbits/inch² クラスで想定される 150 nm、磁気スペーシングは LTO9 ヘッドの磁気スペーシングに合わせ、45 nm と仮定した。

LTO9 の媒体は、本来、BaFe 微粉末塗布型であるが、ここでは HDD 媒体と同様のスパッタ薄膜垂直磁化媒体を想定した。これは、CoPtCr-SiO₂ 複合ターゲットに Co₃O₄ を添加したターゲットを用いてフィルム基板上に成膜したものである³⁾。また、本来の LTO9 媒体に SUL は付いていないが、SPT ヘッドによる本検討では、SUL ありと SUL な

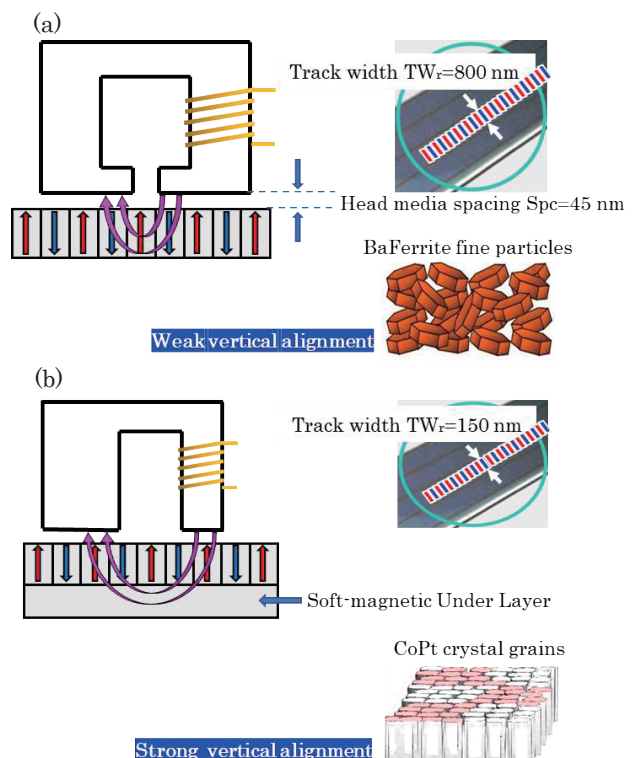


Fig. 1 Structure of (a) ring head and coating media, and (b) single-pole head and sputtered media.

Corresponding author: A. Okubo
(e-mail: m241801@st.tohtech.ac.jp).

しの両者について検討を行った。

2.2 シミュレーション手法^{5), 6)}

SPT ヘッドおよび SUL 付きスパッタ媒体を想定したときのシミュレーションモデルを Fig. 2 に示す。円柱状の磁性粒子を規則的に三次元配列した粒子配置モデルを用い、トラック幅方向にはヘッドの再生幅に対応した数の粒子を置く。粒子の平均直径 D 、粒子の異方性磁界の大きさ H_k 、磁化容易軸方向（すなわち、ベクトル $\mathbf{H}_k$ の向き）、および、粒子間の交換結合定数 A に、それぞれ正規乱数を用いて分布を与えた。

各磁性粒子の磁化挙動の計算には、Stoner-Wohlfarth モデルを用いる。また、熱揺らぎによる磁化反転確率 $P(\Delta t)$ の計算には、Arrhenius-Neel の式(1)を用いる。ここでいう磁化反転は粒子の異方性磁界ベクトルの反転を意味する。

$$P(\Delta t) = 1 - \exp\left\{-f_0 \Delta t \exp\left(-\frac{E_B V}{k_B T}\right)\right\} \quad (1)$$

ここで、 E_B は磁気エネルギー障壁、 V は粒子体積、 k_B はボルツマン定数、 T は絶対温度、 f_0 は試行周波数、 Δt は経過時間である。 E_B の計算には式(2)を用いた⁷⁾。

$$E_B = K_u \left(1 + \frac{\mathbf{H} \cdot \mathbf{H}_k}{H_k |\mathbf{H} \cdot \mathbf{H}_k|}\right)^2 \quad (2)$$

ただし、 $H = |\mathbf{H}|$ 、 $\mathbf{H} = \mathbf{H}_{st} + \mathbf{H}_{ex}$ であり、 $\mathbf{H}_{st}$ と $\mathbf{H}_{ex}$ はそれぞれ静磁界、および、粒子間交換結合磁界である。交換磁界は隣接する磁化からの有効磁界の和として式(3)で計算する。

$$\mathbf{H}_{ex} = \sum_i \left(\frac{A_i}{a d M_s} \frac{\mathbf{M}_{s,i}}{M_s} \right) \quad (3)$$

ここで、 $\mathbf{M}_{s,i}$ と A_i は、それぞれ隣接粒子の磁化ベクトル、および、粒子間の交換結合定数である。また、 a 、および、 d はそれぞれ格子定数、粒子中心間距離である。なお、CoPt 系薄膜の a は 0.2~0.5 nm 程度と思われるが、ここでは $a = 0.5$ nm と仮定し、後述するように A （すなわち、 A/a ）をフィッティングパラメータとして扱った。

これらは三次元モデルであるが、計算時間を短縮するため、書き込みヘッド磁界を含む静磁界 $\mathbf{H}_{st}$ の計算には二次元有限要素法 (FEM) を使用した。このとき、媒体メッシュの各セルには、トラック幅方向で平均した磁化を与える。

再生のシミュレーションでは、LTO9 で用いられるシールド型トンネル磁気抵抗 (Tunnel Magneto-Resistive, TMR) ヘッドを想定した FEM メッシュを用いる。シールド材料にはパーマロイ (NiFe) を仮定し、シールド間隔は、前述のとおり、90 nm とした。

TMR 素子の自由層として、トラック幅方向に磁化容易軸を持つ NiFe を設定するが、これ以外の固定層やピン層は

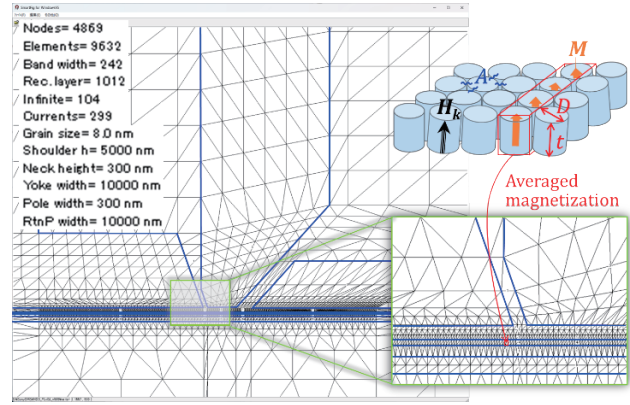


Fig. 2 Simulation model when assuming SPT head and sputter medium with SUL.

無視する。FEMにより自由層磁化の垂直成分 M_z を計算し、式(4)で再生電圧 V_{out} を求める。 V_b 、 ΔR 、 TW_r は、それぞれ、バイアス電圧、磁気抵抗変化率、再生トラック幅である。

$$V_{out} = V_b \frac{\Delta R}{2} TW_r \frac{M_z}{M_s} \quad (4)$$

3. 実測との比較

3.1 磁気特性と MH ループ

Table 1 に実測およびシミュレーションに使用したパラメータを示す。Table 1 中にある記号 t は媒体記録層の厚さ、 σ_{EA} は粒子配向分布の標準偏差、 P は粒子中心間距離の平均値、 D は粒子の平均直径、 σ_d/D は粒子直径分布の標準偏差、 M_s は飽和磁化、 H_k は粒子の異方性磁界の大きさ、 A は交換結合定数、 $SUL B_s$ は SUL の飽和磁束密度、 $SUL t$ は SUL の厚さを表す。実測には、振動資料型磁力計 (VSM)、トルク磁力計、透過型電子顕微鏡 (TEM)、および、X 線回折 (XRD) を用いた⁸⁾。ここで、 σ_{EA} は XRD の hcp -Ru(002)

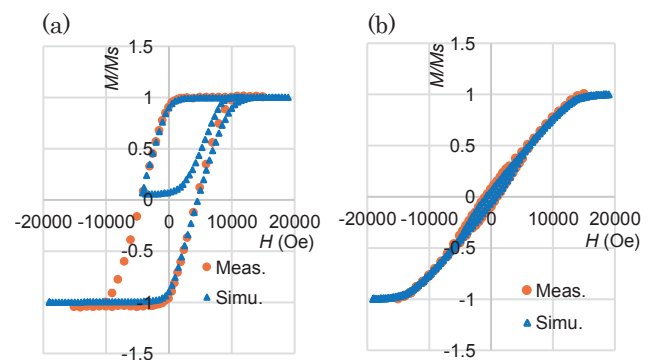


Fig. 3 (a) Vertical and (b) in-plane MH loops in measurements and simulations.

Table 1 Magnetic properties of media, measured and used in the simulation.

	t (nm)	σ_{EA} (deg)	P (nm)	D (nm)	σ_d/D	M_s (emu/cm ³)	H_k (kOe)	A (10 ⁻⁶ erg/cm)	$SUL B_s$ (kG)	$SUL t$ (nm)
Meas.	14	6	8.2	6.9	0.22	494	19.0	-	11	80
Simu.	14	6	8.2	6.9	0.22	490	15.4	0.05	14	50

ピークにおけるロッキングカーブ測定より得られる $\Delta\theta_{50}$ を正規分布の標準偏差に換算したものである。 SUL_B_s 、および、 SUL_t は実測ではそれぞれ 11 kG、および、80 nm であるが^{9),10)}、ここでは 14 kG、および、50 nm とした。

計算では、実測とほぼ一致するパラメータを用いるが、 A および H_k については、それぞれ、垂直方向、および、面内方向のMHループの傾きが実測と合うようにパラメータを調整した。Fig. 3 に (a) 垂直方向および (b) 面内方向のMHループを示す。計算と実測のMHループはよく一致することがわかる。

3.2 現行リングヘッドによる記録特性

Fig. 4 に現行のLTO9 テープ装置で使用されているリングヘッドを用いた実測、および、計算による (a) 再生出力基本波成分 (Amp) の記録電流 (I_w) 依存性と、(b) Amp の記録密度 (Roll-off) 依存性を示す。

(a) に示す I_w 依存性の線記録密度 (LD) は現行 LTO9 の最高線記録密度 (約 550 kfc/i) の半分強の値とした。ただし、シミュレーション上の都合で計算と実測の LD とは完全には一致していない。なお、記録ヘッドコイルの巻き数は公開されていないが、 I_w 依存性における実測と計算の Amp 立ち上がり電流値の比較より、7 ターンと推定される。 I_w が 40 mA 以上の領域で出力が低下する記録減磁現象が計算値においてやや顕著であるものの、計算と実測とほぼ一致することがわかる。なお、実測の立ち上がりにおいて 20 mA 以下で出力が低下してから上昇しているが、この原因については分かっていない。

(b) の Roll-off 依存性においても計算と実測はほぼ一致した。ただし、 LD が 600 kfc/i 以上の領域で計算値が実測値よりもやや大きい。このことより、シミュレーションで設定した再生ヘッドのシールド間隔 (90 nm) が実物よりもやや狭いこと、磁気スペーシングが実測よりもやや小さいことが考えられる。

4. SPT ヘッドによる記録特性

4.1 Roll-off 依存性

次に、将来のテープ装置で使用するためのSPTヘッドを仮定した計算を行い、現行LTO9リングヘッドを用いた計算結果と比較した。Fig. 5 にSPTヘッドおよびLTO9ヘッドを用いた媒体SNRのRoll-off依存性を示す。媒体SNRは、再生振幅の平均電力と二乗平均平方根 (RMS) ノイズ電力との比で定義した⁶⁾。計算に用いたデータ長 (= 媒体移動長さ) は約 15 μm である。

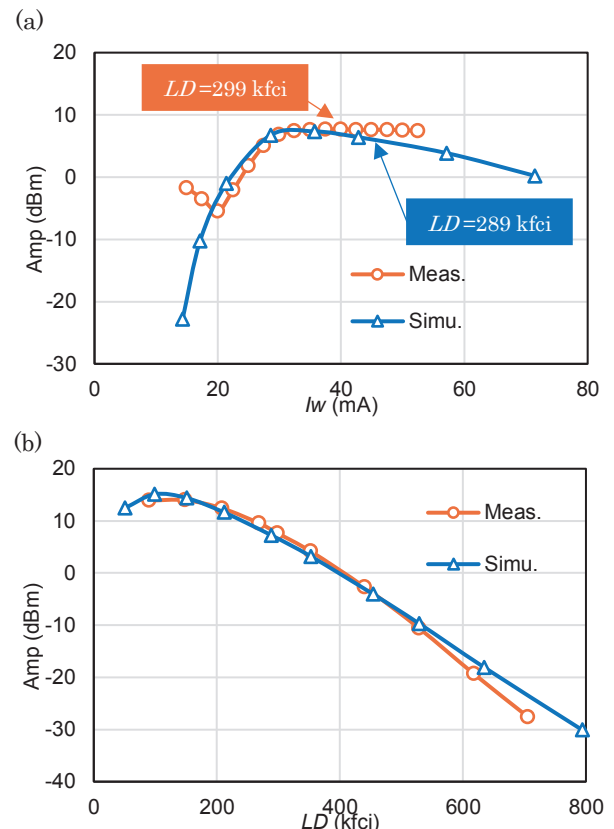


Fig. 4 (a) Recording current and (b) recording density dependences of readout amplitude in measurements and simulations.

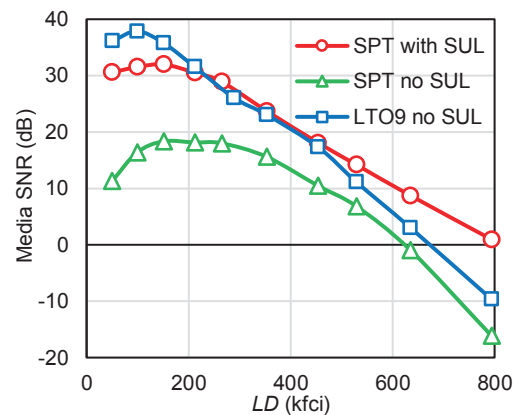


Fig. 5 Recording density dependences of media SNR for tape head (LTO9) and HDD head (SPT).

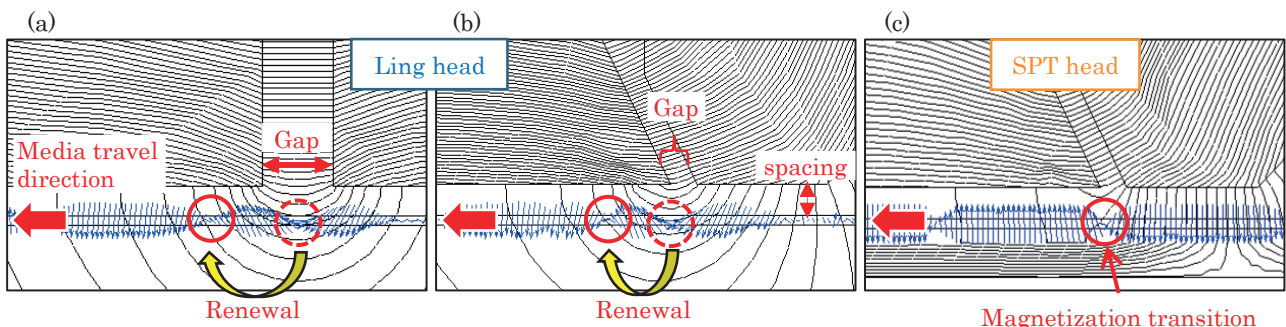


Fig. 6 Magnetic flux lines near the head tip and magnetization vector distribution in the medium during recording at (a) LTO9 head no SUL, (b) SPT head no SUL, and (c) SPT head with SUL.

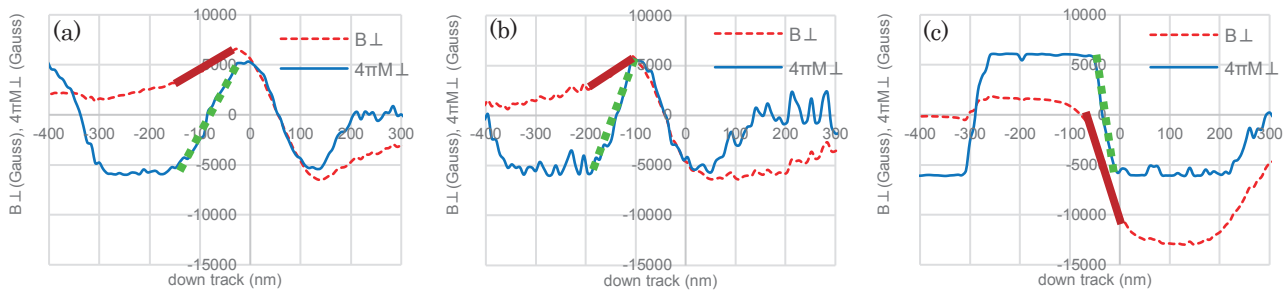


Fig. 7 Head flux density and magnetization distribution in the medium at (a) LTO9 head no SUL, (b) SPT head no SUL, and (c) SPT head with SUL.

SPT ヘッド (SUL なし) の媒体 SNR が LTO9 ヘッドに比べて大幅に悪化しているのは、SPT ヘッドの TW_r (150 nm) が LTO9 ヘッドの TW_r (800 nm) よりも大幅に狭い (約 1/5 以下) ことが主要因である。一方、SUL を付与した SPT ヘッド (SUL あり) においては、LTO9 ヘッドと比べて 500 kfc i 以上の領域で媒体 SNR が改善している。これは、後述するように (4.2 節)、磁化転移幅が急峻になるためである。本来、HDD における磁気スペーシングは 10 nm 以下であるが、ここでは先に述べたように 45 nm に設定している。それにもかかわらず、SPT ヘッド (SUL あり) では 500 kfc i 以上の領域で媒体 SNR が向上し、媒体 SNR が 0 となる LD を比較すると、LTO9 ヘッドの約 1.2 倍となっている。したがって、LTO9 ヘッド ($TW_r=800$ nm) から SPT ヘッド ($TW_r=150$ nm) に変更するとともに、媒体に SUL を付与することにより、トラック密度で約 5.3 倍、 LD で約 1.2 倍となるため、合計で約 6 倍の面記録密度が達成可能と言える。

4.2 ヘッド記録モードの違い

SUL を付与することで媒体 SNR が向上する理由を検討するため、Fig. 6 に記録時におけるヘッド先端付近の磁束線および媒体内の磁化ベクトル分布を示す。同図 (a) は LTO9 ヘッド、(b) は SPT ヘッド (SUL なし)、(c) は SPT ヘッド (SUL あり) の場合である。これらはヘッド磁界の極性が反転した直後に磁化転移が形成される状態を表している。なお、孤立磁化転移に着目するため、 LD は 99 kfc i とした。

今回使用したスパッタ媒体では垂直配向性が非常に強いいため、ヘッドの垂直成分が特に重要である。そこで、Fig. 7 に媒体記録層厚さ中央におけるヘッド磁界 (ただし、ここでは磁束密度) の垂直成分の分布、および、磁化の垂直成分分布を示す。 $B_{\perp}$ はヘッド磁束密度の垂直成分、 $M_{\perp}$ は媒体の磁化の垂直成分 (ただし、ここでは 4π を掛けて Gauss 単位とした) である。また、 $M_{\perp}$ 曲線上の太い点線は磁化転移領域、 $B_{\perp}$ 曲線の太い実線はその領域の磁界勾配を表す。Fig. 7 の (a), (b), (c) は、それぞれ、Fig. 6 の (a), (b), (c) に対応する。

SUL なしの場合、SPT ヘッドであっても LTO9 リング型ヘッドと同様の磁界分布となる。また、媒体の垂直配向性が強いいため、ヘッドの垂直成分の勾配で磁化転移が決まる。すなわち、Fig. 6 (a), (b) に示すように、ヘッド磁界反転直後にはギャップ直下 (破線の丸) とギャップ左側 (実線の丸) の二ヶ所に磁化転移が起きているように見える。

しかし、ヘッド磁界が反転しない状態で媒体が右から左へと移動すると、ギャップ直下の磁化転移はギャップ左側の垂直磁界によって書き消されてしまう。このため、最終的に、もともとギャップ左側に形成された磁化転移のみが残ることになる。これを“リングヘッドモード”と呼ぶことにする。このとき、Fig. 7 (a), (b) に示すように、磁界勾配が緩やかなため磁化転移幅が広がる。

一方、SUL ありの場合、本来の SPT ヘッドとして機能する。Fig. 7 (c) の磁化転移が起きている領域の磁界勾配が急峻であり、ギャップ直下に急峻な磁化転移が形成される。これを“SPT ヘッドモード”と呼ぶことにする。

4.3 SUL の厚さ (SUL_t) 依存性

SPT ヘッド (SUL あり) において、基準とした SUL_t は 50 nm であるが、ここでは 0 nm (SUL なし) ~ 50 nm の間で SUL_t による比較を行った。

Fig. 8 に媒体 SNR の Roll-off 依存性、また、Fig. 9 に Roll-off 依存性のデータから最小二乗近似により求めた 454 kfc i における媒体 SNR、および、ヘッド磁界垂直成分の SUL_t 依存性を示す。ここで、厚さ 0 nm は SUL なしである。SUL が厚いときに媒体 SNR が 0 となる LD が約 800 kfc i であることから、ここではその半分強の LD である 454 kfc i を用いた。端数となるのはシミュレーションのメッシュ分割の都合による。

SUL_t が 50 nm から 15 nm まで薄くなったときの媒体 SNR はほぼ変わらないが、厚さが 10 nm 以下になると媒体 SNR は急激に悪化する。このことから SUL_t を 15 nm までは薄くすることが可能であると考えられる。

ヘッド磁界垂直成分の最大値 ($H_h, \text{perp.}$) を見ると、

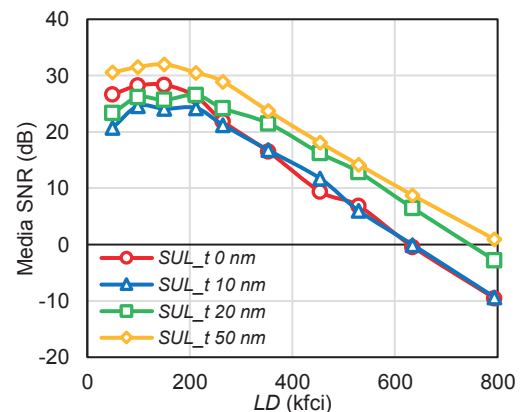


Fig. 8 Recording density dependences of media SNR for various SUL thicknesses.

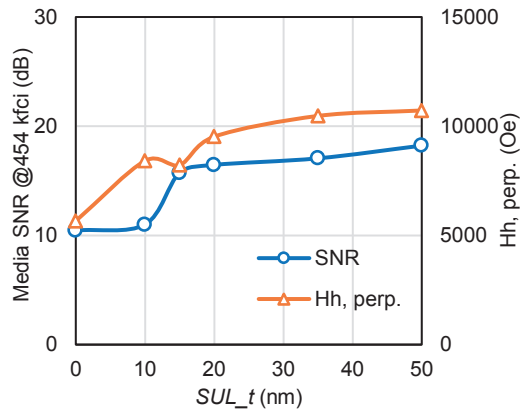


Fig. 9 SUL thickness dependence of media SNR and head magnetic field perpendicular component.

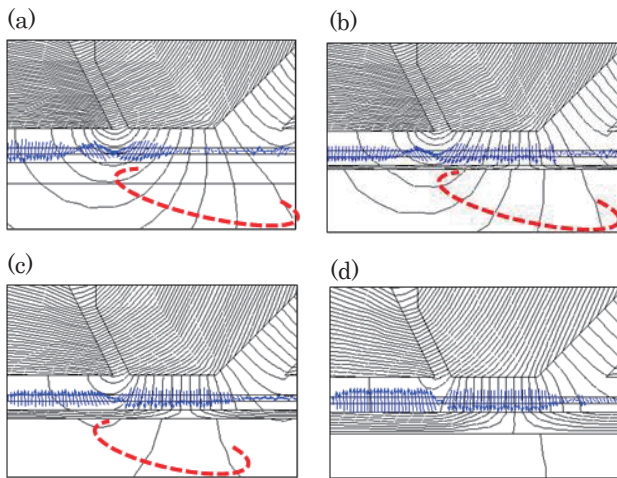


Fig. 10 Magnetic flux lines near the head tip and magnetization vector distribution in the medium during recording at (a) SUL_t 0 nm, (b) SUL_t 10 nm, (c) SUL_t 20 nm, and (d) SUL_t 50 nm.

SUL_t が 50 nm から 0 nm まで減少するにしたがって磁界強度も単調に減衰しており、媒体 SNR に見られるような 15 nm から 10 nm での急激な変化は生じていない。従って、ヘッド磁界強度の減衰で媒体 SNR の変化を説明することはできない。

15 nm から 10 nm における媒体 SNR 悪化の原因を検討するため、Fig. 10 に各 SUL_t における記録時のヘッド先端付近の磁束線および媒体内の磁化ベクトル分布を示す。

(d) に示す SUL_t が 50 nm の場合には、SUL より下部に漏れ出す磁束線は極めて少なく、SUL が飽和していないことがわかる。ゆえに SPT ヘッドモードであるため高い媒体 SNR が得られたと考えられる。

SUL_t が薄くなるに従い磁束線が漏れ出し、(b) の SUL_t が 10 nm になると、急激に増えることがわかる。これは、膜厚が薄くなることで SUL が磁気飽和するためであり、SUL が飽和することで SPT ヘッド (SUL なし) と同じリングヘッドモードになる。この記録モードの変化のため、媒体 SNR が厚さ 10 nm で急激に悪化すると考えられる。この記録モードの移行は SUL の厚さの減少に伴って比較的急激に起こる。これは、SUL が飽和し始めると記録に必要な I_w が増大し、飽和を助長するためである。Roll-off

計算では、 I_w 依存性において Amp が最大となる I_w を使用している。

4.4 SUL の飽和磁束密度 (SUL_B_s) 依存性

次に SUL_B_s を変化させて媒体 SNR の比較を行った。SPT ヘッド (SUL あり) において、基準とした SUL_B_s は 14 kG であるが、ここでは 0 kG (SUL なし) まで低下させた。

Fig. 11 に媒体 SNR の Roll-off 依存性を示す。また、Fig. 12 に 454 kfci における媒体 SNR、および、ヘッド磁界垂直成分の SUL_B_s 依存性を示す。 SUL_B_s を 14 kG から 4 kG まで低下させたときの媒体 SNR の減衰は緩やかであるが、4 kG から 2 kG へ低下させると媒体 SNR が急激に悪化する。このことから、 SUL_t が 50 nm の場合、4 kG 程度までは SUL_B_s を小さくすることが可能であると考えられる。

ヘッド磁界垂直成分の最大値においては、 SUL_B_s の減少とともに単調に磁界強度も減衰しており、媒体 SNR に見られるような 4 kG から 2 kG での急激な変化は生じていない。従って、4.3 節と同様、ここでもヘッド磁界強度の減衰で媒体 SNR の変化を説明できない。

4 kG から 2 kG における媒体 SNR 悪化の原因を検討するため、Fig. 13 に各 SUL の飽和磁束密度における記録時のヘッド先端付近の磁束線および媒体内の磁化ベクトル分布を示す。(d) に示す SUL_B_s が 14 kG の場合、SUL は飽和していないため、SPT ヘッドモードであり、高い媒体

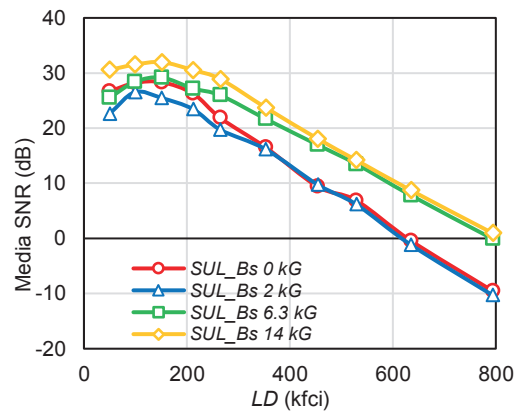


Fig. 11 Recording density dependences of media SNR for various SUL saturation flux densities.

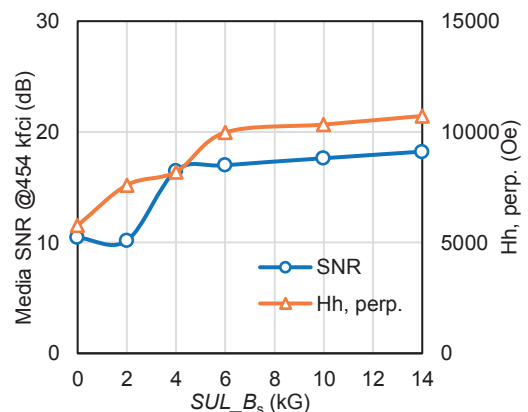


Fig. 12 SUL saturation flux density dependence of media SNR and perpendicular head field.

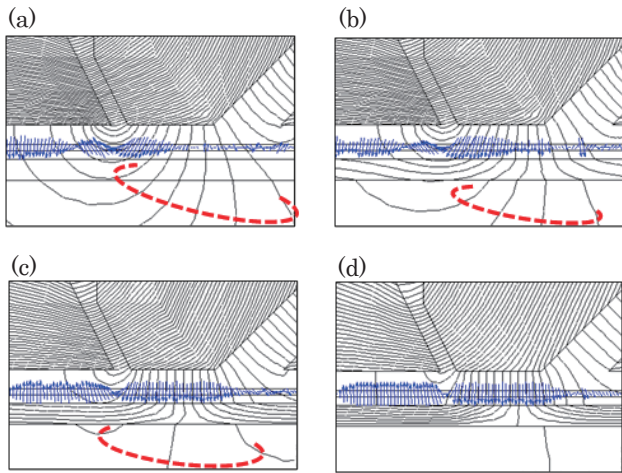


Fig. 13 Magnetic flux lines near the head tip and magnetization vector distribution in the medium during recording at (a) SUL_B_s 0 kG, (b) SUL_B_s 2 kG, (c) SUL_B_s 6.3 kG, and (d) SUL_B_s 14 kG.

SNR が得られたと考えられる。一方、 SUL_B_s が小さくなると磁束線が漏れ出し、(b) の SUL_B_s が 10 nm で急激に増加する。ゆえに SUL が磁気飽和し、4.3 節と同様、リングヘッドモードに移行するため、媒体 SNR が急激に悪化すると考えられる。

5. まとめ

将来の磁気テープシステムにおいて技術導入が予想される、スパッタ磁気テープ媒体と HDD 用の SPT ヘッドを仮定し、シミュレーションによる記録特性の検討を行った。

その結果、SUL 付きスパッタ磁気テープ媒体の場合、SPT ヘッドとして機能するため、ヘッド媒体間スペーシングが大きくても媒体 SNR は向上することがわかった。これは SPT ヘッドと SUL を組み合わせることにより、LTO9 のリング型ヘッドと比較して、垂直方向に急峻な記録ヘッド磁界が得られることに起因する。

このことにより、LTO9 ヘッドと比較して、トラック幅が 1/5 以下にまで狭くても、むしろ優れた Roll-off 特性を示した。これはスパッタ媒体の持つ、高い垂直配向性と薄い膜厚という 2 つの特徴による効果と考えられる。

スパッタ磁気テープ媒体に SUL を付与する場合、媒体 SNR は SUL_t の低下、および、 SUL_B_s の低下に依存して悪化することがわかった。これは主として SUL の飽和で SPT ヘッドモードからリングヘッドモードに移行するためである。

SUL が磁気飽和しないように、その厚さおよび飽和磁束密度を設計する必要がある。本検討のヘッド条件では、 SUL_t は 15 nm まで (SUL_B_s が 14 kG の場合)、 SUL_B_s は 4 kG まで (SUL_t が 50 nm の場合) それぞれ小さくすることが可能であると示された。このことから、膜厚と B_s の積 ($SUL_t B_s$) として、約 2×10^5 nm Gauss まで小さくできるものと考えられる。ただし、ヘッドの条件 (ポール長やトラック幅など) により変化することが予想されるので、今後検討を行いたい。

References

- 1) https://home.ieita.or.jp/upload_file/20220328083241_6bOgZ_PJAE3.pdf (As of October 16, 2024).
- 2) <https://insic.org/wp-content/uploads/2019/07/INSIC-Technology-Roadmap-2019.pdf> (As of October 16, 2024).
- 3) J. Tachibana, H. Kobayashi, T. Sai, S. Kodama, and T. Aizawa: *IEEE Trans. Magn.*, **59**, 2100305 (2023).
- 4) S. Furrer, M. Lantz, P. Reininger, A. Pantazi, and H. Rothuizen: *IEEE Trans. Magn.*, **54**, 3100308 (2018).
- 5) I. Tagawa, S. Kodama, J. Tachibana, T. Aizawa, and M. Yamaga: *IEEE Trans. Magn.*, **59**, 3100305 (2023).
- 6) I. Tagawa, S. Kodama, J. Tachibana: *IEICE Tech. Rep.*, **122**, 7 (2022).
- 7) T. Kobayashi and I. Tagawa, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **47**, 128 (2023).
- 8) J. Tachibana, H. Kobayashi, T. Sai, T. Aizawa, and S. Saito: *IEICE Tech. Rep.*, **123**, 21 (2023).
- 9) J. Tachibana, T. Endo, R. Hiratsuka, S. Inoue, D. Berman, P. O. Jubert, T. Topuria, C. Poon, and W. Imano: *IEEE Trans. Magn.*, **50**, 3202806 (2014).
- 10) J. Tachibana, T. Endo, R. Hiratsuka, S. Inoue, D. Berman, P. O. Jubert, T. Topuria, C. Poon, and W. Imano: *IEICE Tech. Rep.*, **114**, 23 (2014).

2024年10月24日受理, 2024年12月2日再受理, 2025年3月1日採録

サブミクロン Fe-B 微粒子における磁気特性の加熱速度による影響

Influence of Annealing Speed on Magnetic Properties in Submicron Sized Fe-B Particles

増本 千裕 ^{a)†}・宮崎 孝道 ^{a)}・阿加 賽見 ^{a)}・室賀 翔 ^{a)}・遠藤 恭 ^{a),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 6-6-05 (〒980-8579)

^{b)}東北大学先端スピントロニクス研究開発センター, 仙台市青葉区片平 2-1-1 (〒980-8577)

C. Masumoto ^{a)†}, T. Miyazaki ^{a)}, S. Ajia ^{a)}, S. Muroga ^{a)}, and Y. Endo ^{a),b)}

^{a)}Graduate School of Engineering, Tohoku University, 6-6-05 Aoba, Aramaki, Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan

^{b)}Center for Science and Innovation in Spintronics, Tohoku University, 2-1-1 Katahira, Aoba, Sendai, Miyagi 980-8577 Japan

This paper reports the effect of annealing speed on the structure, and magnetic properties of submicron sized amorphous Fe-B particles synthesized by a chemical reduction method. The shape of the synthesized particles was spherical, and their median size became approximately 708 nm. The DSC curve of the particles showed a crystallization temperature of 463 °C. The structure of the particles maintained an amorphous state at an annealing speed of less than 100 °C/min, while α -Fe and Fe₃B coexisted at an annealing speed of 200–400 °C/min. As the speed increased up to 100 °C/min, the saturation magnetization and the intrinsic permeability of the particles increased to 153 emu/g and 17, respectively, and their coercivity decreased to 23 Oe. These results demonstrate that the magnetic properties of Fe-B particles can be improved markedly by the relaxation of internal stress in the particles as the range of annealing speed between 50–100 °C/min below crystallization temperature.

Key words: soft magnetic material, submicron size, annealing speed, amorphous

1. はじめに

近年, カーボンニュートラルの実現に向けて, エネルギーの高効率化が求められており, 高効率な電力変換を可能にするパワーエレクトロニクス技術の重要性が高まっている. 特に, GaN や SiC といった次世代パワー半導体を取り入れたパワーデバイスの研究開発が積極的に進められている^{1)–5)}. なぜなら, これらの半導体を用いたデバイスは, 従来の Si ベースのデバイスに比べ, 高い電圧耐性, 低いスイッチング損失を有し, 電力変換装置における小型化・高効率化・高周波動作の実現が期待できるからである. その一方で, トランスやインダクタなどの軟磁性材料を用いた受動素子の開発は遅れており, 電力変換装置内の体積・損失割合が大きく, 装置の小型化, 高効率化への課題となっている^{6)–7)}. この課題を解決するため, 高い飽和磁束密度 (B_s) と低い鉄損をあわせ持つ軟磁性材料が求められている⁸⁾.

これまでに Fe 系材料は, 高い B_s , 高い透磁率 (μ), 低い保磁力 (H_c) という優れた軟磁気特性を有することから受動素子へ広く利用されてきた⁹⁾. なかでも, フェライトは, 高い μ を有する代表的な Fe 系軟磁性材料として知られているものの, B_s および磁気共鳴 (Ferromagnetic Resonance : FMR) 周波数が低く, 高周波デバイスへの応用は困難である [10]. 一方で, 電磁鋼板などの結晶金属合金に関しては, 高い B_s を有するが, 電気抵抗率 (ρ) が低いため, 高周波領域での古典渦電流損失 ($\propto f^2$, f : 動作周波数) が増大することが問題となっている^{10)–11)}.

これらの問題を解決する方法の一つとして, 合金のアモルファス化が挙げられる. アモルファス合金は, 高い B_s と低い H_c を有しているため, 高周波デバイスへの応用に適している¹²⁾. また, サブミクロンへと粒径 (D) をダウンサイズすることで, 高い周波

数帯域での渦電流損失 ($\propto D^2$) の抑制にもつながる¹³⁾.

我々はこれまでにサブミクロンサイズのアモルファス Fe-B 球状微粒子を水溶液還元反応法により合成し, 数百 MHz ~ GHz まで渦電流損失を抑制することを報告した¹⁴⁾. この方法は, アトマイズ法や粉砕法と比べ, プロセスが簡便であり, 粒径分散の狭い球状粒子の合成が可能であるというメリットがある. また, アモルファス Fe-B 球状微粒子に熱処理を施すことで, 微粒子内部の応力が緩和され, その軟磁気特性が向上することも報告もした¹⁵⁾. これらに加えて, 他のグループでは, Fe-B 薄帯において, 加熱速度の上昇にともない α -Fe ナノ結晶の析出が促進され, 微細構造化することが報告されている¹⁶⁾. しかしながら, Fe-B アモルファス微粒子における構造および磁気特性の加熱速度の影響に関する研究はほとんど行われていない. 本研究では, 水溶液還元反応法により合成したサブミクロン Fe-B 微粒子に異なる加熱速度で熱処理を施し, それらの構造と磁気特性について検討した結果について報告する.

2. 実験方法

サブミクロンサイズのアモルファス Fe-B 微粒子を水溶液還元反応法により合成した. 微粒子合成には, Fe 系反応液と B 系還元剤溶液を用いた. Fe 系反応液は, 硫酸鉄(II) 七水和物 ($\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$, 純度 98.0 %以上), 塩化アンモニウム (NH_4Cl , 純度 98.5 %) およびクエン酸三ナトリウム二水和物 ($\text{C}_6\text{H}_5\text{Na}_3\text{O}_7 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, 純度 99.0 %) を精製水に溶解させ, 水酸化ナトリウム (NaOH , 純度 97.0 %以上) 水溶液によって pH を 9 に調整したものである. B 系還元剤溶液は, 水素化ホウ素ナトリウム (NaBH_4 , 純度 92.0 %以上) を精製水に溶解したものである. ここで, 溶液中の Fe および B のモル濃度比については, $\text{Fe} : \text{B} = 3 : 1$ と

Corresponding author: C. Masumoto
(e-mail: Masumoto.chihiro.s2@dc.tohoku.ac.jp).

なるように調整した。Fe 系反応液中に B 系還元剤溶液を滴下し、析出した生成物を精製水およびエタノールで洗浄することで Fe-B 微粒子を得た。得られた Fe-B 微粒子の Fe および B 元素の質量分率を誘導結合プラズマ質量分析法 (Inductively Coupled Plasma : ICP) により評価した結果、B が 30 at.% 程度入っていることを確認した。

得られた Fe-B 微粒子は、赤外線熱処理炉を用いて、Ar 雰囲気中で 400 °C、1 分間の熱処理を施した。なお、加熱速度は、50–400 °C/min の範囲で変化させた。

合成した Fe-B 微粒子の形状に関しては、走査型電子顕微鏡 (Scanning Electron Microscope : SEM) を、微粒子の構造に関しては X 線回折装置 (X-ray diffractometer : XRD) を用いて評価した。また、粒子の結晶化温度に関しては、示差走査熱量測定 (Differential Scanning Calorimetry : DSC) を用いて評価した。なお、測定時の加熱速度は 200°C/h (約 3.3°C/min) とした。

その磁気特性に関しては、振動試料型磁力計 (Vibrating Sample Magnetometer : VSM) および、短絡型マイクロストリップ線路とベクトルネットワークアナライザ (Vector Network Analyzer : VNA) を組み合わせた複素透磁率測定法¹⁷⁾を用いて評価した。なお、複素透磁率の評価では、微粒子を樹脂中に分散させて作製したコンポジット材を用いた。なお、コンポジット材は、Fe-B 微粒子の重量充填率が 80 wt.% となるように調整したスラリーをフィルムに塗布し、乾燥させた後、5 MPa、120 °C で 1 分間圧力を加えて作製した。

3. 結果と考察

Fig. 1 に合成した Fe-B 粒子の SEM 像および SEM 像から算出した粒度分布を示す。合成した Fe-B 粒子の形状は球状であり、分散傾向がみられた。微粒子の粒径 (D) は、527–862 nm の範囲でガウス分布に従い、平均粒径 (D_{50}) は約 708 ± 9.6 nm であった。また、Fig. 2 は、合成した Fe-B 微粒子の DSC 曲線である。Fig. 2 より、DTA の発熱ピークは 2 つ観測された。1 つ目

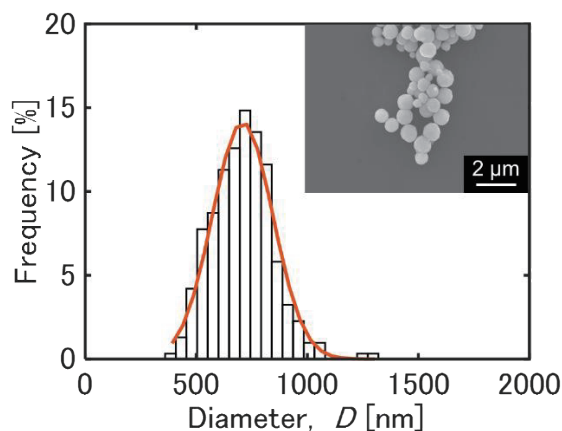


Fig. 1 SEM image and particle size distribution of synthesized Fe-B particles.

のピークは 444 °C で発生し、アモルファス相から α -Fe 相への相転移によるものと考えられる。また、2 つ目ピークは、468 °C で観測され、Fe-B 化合物の析出によるものと考えられる。

Fig. 3 に熱処理前後での Fe-B 微粒子における X 線回折パターンを示す。熱処理前の Fe-B 微粒子 (as synthesized) では、 $2\theta = 40\text{--}50^\circ$ の間でブロードな回折ピークのみが観測された。この結果は、熱処理前の Fe-B 微粒子がアモルファス状態であることを示している。50–100 °C/min の加熱速度で熱処理をした場合には、as synthesized の時と同様のブロードな回折ピークのみが観測されており、アモルファス状態を保持している。一方で、200–400 °C/min の加熱速度で熱処理をした場合には、ブロードなピークに加えて、 $2\theta = 45^\circ$ 付近で、 α -Fe および Fe_3B に起因する 2 つの回折ピークが観測された。

FINEMET (Fe-Cu-Nb-Si-B) や NANOMET (Fe-Si-B-P-Cu) などの Fe 系ナノ結晶合金は、Fig. 4 のような 2 段階の結晶化過程を示すことが広く知られている¹⁸⁾。Fe 系多元合金の場合、Cu 添加により、結晶核の生成が促進され、 α -Fe の析出が容易になる。そのため、アモルファス相 (Phase 1) から一次結晶化 (Phase 2) への移行に必要なエネルギーが減少する。また、Si や C 添加により、活性化エネルギーが増加し、Fe 系化合物の析出が抑制されるため、Phase 2 から二次結晶化 (Phase 3) への移行に必要なエネルギーが増加する。したがって、Phase 2 の状態のエネルギー帯域

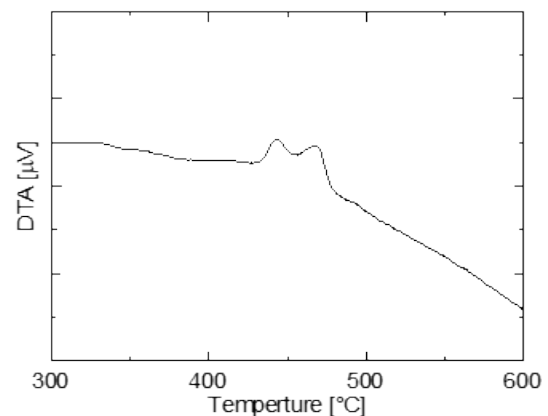


Fig. 2 DSC curve of synthesized Fe-B particles annealed at an annealing speed of 200°C/h (approximately 3.3°C/min)

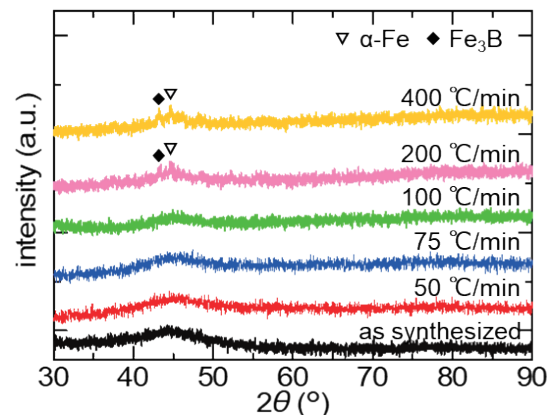
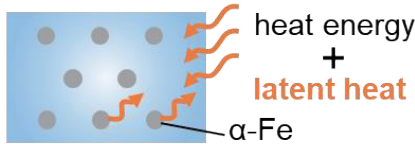


Fig. 3 XRD patterns of Fe-B particles: as-synthesized and after annealing at 400 °C for 1 min.

Phase 1. amorphous



Phase 2. amorphous + α -Fe



Phase 3. α -Fe + Fe-B compounds

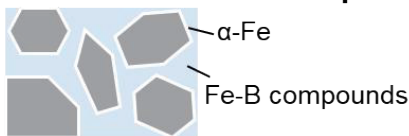


Fig. 4 Diagram of crystallization process in nanocrystalline materials.

が広く、ナノ結晶状態にとどまりやすくなる。一方で、Fe-B 合金の場合、添加元素がないため、結晶核の生成にエネルギーが必要であり、Phase 1 から Phase 2 への移行に大きなエネルギーが必要になる。また、活性化エネルギーが低く、Phase 3 に移行しやすくなる。そのため、Fig. 2 からわかるように、Phase 2 の状態に留まれるエネルギー帯域、すなわち、温度帯域が狭くなっていると考えられる。したがって、Fe-B 微粒子は、加熱速度の上昇にともない増加した結晶化の駆動力に加えて、一次結晶結晶化 (Phase 2) による発熱が同時に加わり、一次結晶状態を維持できず、結果、二次結晶化 (Phase 3) が誘発されたものと考えられる。今回の結果では、加熱速度 100 °C/min 以下では、Phase 1 の状態を維持し、200 °C/min 以上では、Phase 2 を経由せずに、Phase 3 へ移行したと考えられる。

Fig. 5 に異なる加熱速度で熱処理を施した Fe-B 微粒子の SEM 像の一例を示す。100 °C/min の加熱速度で熱処理した Fe-B 微粒子 (Fig. 5(a)) では、熱処理によって微粒子の表面状態に変化は見られない。一方で、200 °C/min の加熱速度で熱処理した Fe-B 微粒子 (Fig. 5(b)) は、一部で微粒子同士の焼結がみられた。これは、 α -Fe および Fe-B 化合物の析出にともなう発熱により、微粒子内部の温度が熱処理温度 (400 °C) より大幅に高くなっていることを示唆している。

Fig. 6 および Fig. 7 に Fe-B 微粒子における飽和磁化 σ_s 、保磁力 H_c と加熱速度との関係を示す。なお、比較のため、as-synthesized の結果も併記した。Fig. 6 に示すように、 σ_s は熱処理によって増加する傾向 (143 → 153 emu/g) を示し、いずれの加熱速度でもおよそ一定となった。この挙動の原因として以下の 2 つが考えられる。1 つ目は、構造緩和の影響である。2 つ目は、不純物の消化である。微粒子合成後の洗浄工程で除去しきれなかった水酸化物などの不純物がなくなったことによると考えられる。

Fig. 7 に示すように、加熱速度が 100 °C/min 以下では、 H_c は

熱処理によって減少する傾向 (40 → 23 Oe) がみられ、加熱速度による影響はおよそ見られなかった。これは、熱処理による微粒子内部の応力緩和に起因すると考えられる。また、加熱速度 100 °C/min 以上では、 H_c は大幅に増加し、 H_c 値は 178 Oe となった。この結果は、加熱速度の増加により、硬磁性層である Fe-B 化合物が析出したことによると考えられる。

次に、熱処理前後の Fe-B 微粒子における高周波磁気特性を理解するために、微粒子コンポジットの透磁率特性評価を行った。

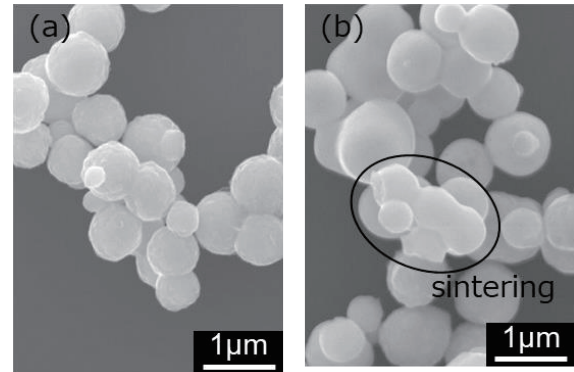


Fig. 5 SEM images of Fe-B particles: (a) after annealing at annealing speed of 100 °C/min, (b) after annealing at annealing speed of 200 °C/min.

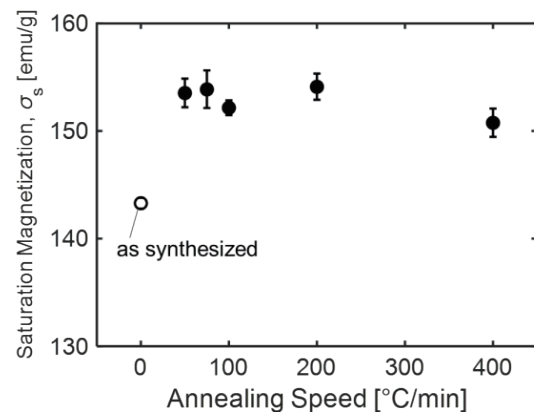


Fig. 6 Annealing speed dependence of saturation magnetization σ_s in Fe-B particles.

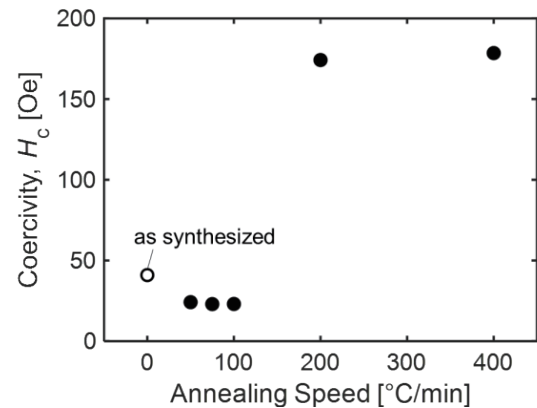


Fig. 7 Change in coercivity (H_c) of Fe-B particles with annealing speed.

それらの結果を Fig. 8 に示す。いずれの微粒子においても、複素透磁率の実部 (μ') はおよそ 0.5 GHz 付近の周波数までは一定で、それ以上の周波数帯域では急激に減少した。虚部 (μ'') は、 μ' が減少する 0.5 GHz 付近から増加し始め、1–3 GHz の周波数帯域でブロードなピークが観測された。このピークは外部磁界の印加ともない高周波帯域に移動することから FMR に由来している。また、加熱速度が 100 °C/min 以下の場合には、いずれの微粒子においても、 $\mu'' - f$ 形状に大きな変化は見られなかった。一方で、加熱速度が 200 °C/min 以上になると、 μ'' のピーク幅が増加し、ピークの大きさが減少する傾向が見られた。このブロードな

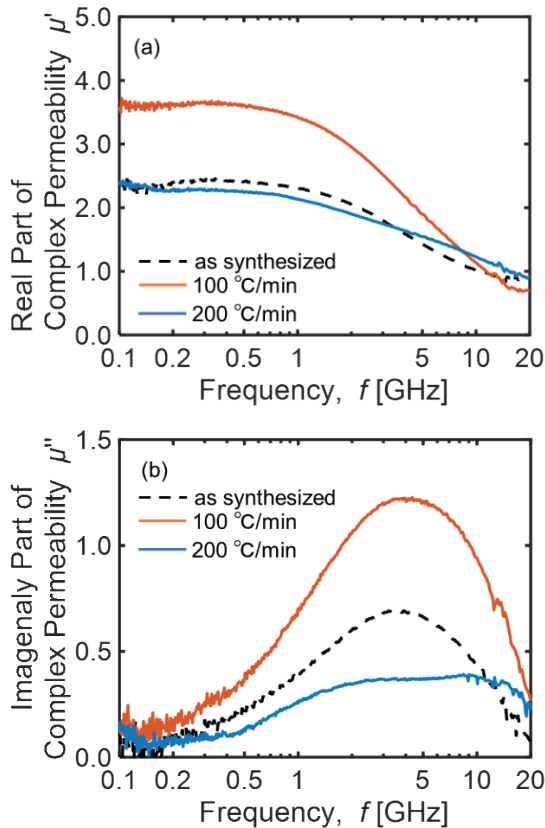


Fig. 8 Complex permeability of Fe-B particles: (a) real part μ' , (b) imaginary part μ'' .

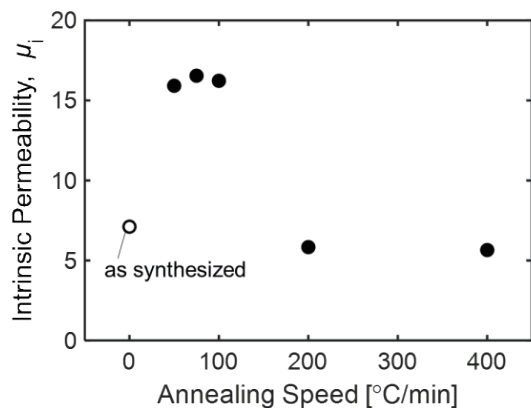


Fig. 9 Annealing speed dependence of intrinsic permeability μ_i in Fe-B particles.

ピークは微粒子間の静磁気結合や微粒子内部の異方性磁界の影響によると考えられる。微粒子の欠陥や歪みなどに起因する等価的な異方性磁界や結晶磁気異方性が無視できない場合、集合体からなる微粒子における磁気共鳴周波数 (f_{FMR}) は、

$$f_{\text{FMR}} = \frac{\lambda}{2\pi} (N_{\text{d,eff}} \cdot \sigma_s \cdot d + H_{\text{an}}) \quad (1)$$

で表される¹⁹⁾。ここで、 $N_{\text{d,eff}}$ は有効反磁界係数、 σ_s は飽和磁化、 d は密度、 H_{an} は異方性磁界である。集合体からなる微粒子の $N_{\text{d,eff}}$ は、微粒子内部の反磁界と粒子間で生じる静磁氣的相互作用の差で表される。したがって、個々の微粒子において $N_{\text{d,eff}}$ が異なるため、 f_{FMR} は分散するものと考えられる。さらに、加熱速度の上昇により Fe-B 化合物 (硬磁性相) が析出したため、 f_{FMR} は H_{an} の影響についても考慮する必要がある。個々の微粒子で H_{an} 値にばらつきが生じ、 f_{FMR} の分散に反映されていると考えられる。以上から、Fe-B 微粒子における FMR に由来するピークは、ブロードなピークとなり、硬磁性相の析出によって、ピーク幅がより広がったものと考えられる。

また、集合体からなる微粒子において、測定される透磁率 μ_p は、孤立粒子の反磁界により生じる微粒子間の静磁気結合の影響を受けているため、孤立粒子本来の透磁率 μ_i を以下の Bruggeman の関係式

$$C_p \frac{\mu_p - \mu_i}{\mu_p + 2\mu_i} + (1 - C_p) \frac{\mu_0 - \mu_i}{\mu_0 + 2\mu_i} = 0 \quad (2)$$

を用いて推定する²⁰⁾。ここで、 C_p は微粒子の充填率、 μ_p は測定されたコンポジットシートの透磁率、 μ_0 は真空中の透磁率である。Fig. 9 に Fe-B 微粒子における μ_i と加熱速度の関係を示す。なお、比較のため、as-synthesized の結果も併記した。加熱速度が 50–100 °C/min の高速加熱では、 μ_i はおよそ一定の値を示し as synthesized と比較して増加する傾向がみられた。これは、熱処理による微粒子内部の応力緩和に起因すると考えられる。その一方で、加熱速度が 100 °C/min より速くなると、 μ_i は減少する傾向となった。この傾向は、加熱速度の増加により、Fe-B 化合物 (硬磁性相) が析出して異方性が増加したことによると考えられる。

以上の結果から、本研究で合成したサブミクロン Fe-B 微粒子は、加熱速度 100 °C/min 付近での熱処理により、軟磁気特性が最も改善され、高い飽和磁化かつ優れた高周波磁気特性を有することがわかった。

4. まとめ

水溶液還元反応法により合成したアモルファス Fe-B 微粒子に対して異なる加熱速度で熱処理を施し、その構造および磁気特性への影響について検討および考察を行った。

合成した Fe-B 微粒子は、平均粒径 $D_{50} = 708 \pm 9.6$ nm の分散した球状粒子であった。結晶構造は、アモルファス状態であった。これに対して、加熱速度 50–100 °C/min の熱処理ではアモルファス状態が保たれ、加熱速度 200–400 °C/min の熱処理では、 α -Fe 相と Fe_3B 相の混相へと変化した。

また、磁気特性に関しては、50–100 °C/min の加熱速度で熱処理すると、飽和磁化 σ_s は 153 emu/g まで増加し、Fe-B 微粒子の

固有透磁率は 7 から 17 に増加した。加えて、保磁力 H_c は 23 Oe まで低下した。

以上の結果より、加熱速度を 100 °C/min 付近まで増加して熱処理を施した粒子の内部応力を緩和することにより、Fe-B 粒子の磁気特性を著しく改善できることがわかった。

謝辞 本研究を行うにあたり、微粒子の合成に関しては、東北大学学際フロンティア研究所 増本 博 教授、XRD に関しては、東北大学多元物質科学研究所 岡本 聡 教授、谷口 卓也 助教、VSM に関しては、東北大学大学院工学研究科 齊藤 伸 教授、DTA に関しては、東北大学金属材料研究所 梅津 理恵 教授のご協力を得ました。ここに感謝いたします。

研究の一部は、文部科学省革新的パワーエレクトロニクス創出基盤技術研究開発事業 JPJ009777, データ創出・活用型マテリアル研究開発プロジェクト JPMXP1122715503, および科研費挑戦的萌芽 24K21602 のもとで行われました。また、東北大学 CIES および東北大学 CSIS の支援のもとで行われました。

References

- 1) X. She, A. Q. Huang, Ó. Lucía, and B. Ozpineci: *IEEE Trans. Ind. Electron.*, **64**, 8193 (2017).
- 2) J. B. Casady and R. W. Johnson: *Solid-State Electron.*, **39**, 1409 (1996).
- 3) E. A. Jones, F. F. Wang, and D. Costinett: *IEEE J. Emerg. Sel. Top. Power Electron.*, **4**, 707 (2016).
- 4) T. J. Flack, B. N. Pushpakaran, and S. B. Bayne: *J. Electron. Mater.*, **45**, 2673 (2016).
- 5) F. Roccaforte, P. Fiorenza, G. Greco, R. L. Nigro, F. Giannazzo, F. Iucolano, and M. Saggio: *Microelectron. Eng.*, **66**, 187 (2018).
- 6) J. Hanson and D. J. Perreault: *IEEE Power Electron. Mag.*, **7**, 35 (2020).
- 7) J. Biela, U. Badstuebner and J. W. Kola: *IEEE Trans. Power Electron.*, **24**, 288 (2009).
- 8) M. Leary, P. R. Ohodnicki, and M. E. McHenry: *JOM*, **64**, 772 (2012).
- 9) J. M. Silveyra, E. Ferrara, D. L. Huber, and T.C. Monson: *Science*, **362**, 6413 (2018).
- 10) S. Kulkarni, D. Li, N. Wang, S. Roy, C. Ó. Mathúna, G. Young, P. McCloskey: *IEEE Trans. Magn.*, **50**, 1 (2014).
- 11) Masood, H. A. Baghbaderani, V. Ström, P. Stamenov, P. McCloskey, C. Ó. Mathúna, Santosh Kulkarni: *J. Magn. Magn. Mater.*, **483**, 54 (2019).
- 12) R. Hasegawa: *J. Magn. Magn. Mater.*, **324**, 3555 (2012).
- 13) R. Ramprasad, P. Zurcher, M. Petras, M. Miller, and P. Renaud: *J. Appl. Phys.*, **96**, 519 (2004).
- 14) K. Murata, T. Miyazaki, H. Masumoto, and Y. Endo: *Trans. Magn. Soc. Jpn.* (Special Issues), **5**, 1 (2021).
- 15) C. Masumoto, K. Wakabayashi, T. Miyazaki, S. Muroga, and Y. Endo: *Abst ICM2024*, Bologna, Italy, Jun. 2024
- 16) B. Zang, R. Parsons, K. Onodera, H. Kishimoto, A. Kato, A. C. Y. Liu, and K. Suzuki: *Scr. Mater.*, **132**, 68 (2017).
- 17) S. Takeda and M. Naoe: *J. Magn. Magn. Mater.*, **449**, 530 (2018).
- 18) W. Li, Y.H. Yang, C. X. Xie, Y. Z. Yang, H. Y. Liu, K. W. Wang, Z. L. Liao: *J. Magn. Magn. Mater.*, **498**, 166128 (2020).
- 19) Y. Shimada, *Magnetics Jpn.*, **5**, 74 (2010) (in Japanese).
- 20) R. Ramprasad, P. Zurcher, M. Petras, M. Miller, and P. Renaud: *J. Appl. Phys.*, **96**, 519 (2004).

2024年10月22日受理, 2024年12月25日採録

反強磁性 Cr における抵抗ひずみ感度の等方性に関する検討

Investigation of isotropy of strain sensitivity of resistance in antiferromagnetic Cr

小田洋平^{a)†}・直江正幸^{b)}・丹羽英二^{b)}

^{a)}福島工業高等専門学校, 福島県いわき市平上荒川字長尾 30 (〒970-8034)

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

Y. Kota^{a)†}, M. Naoe^{b)}, and E. Niwa^{b)}

^{a)}National Institute of Technology, Fukushima College, Nagao 30, Taira-Kamiarakawa, Iwaki, Fukushima 970-8034, Japan

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

We studied the isotropy of the Gauge factor (GF) of antiferromagnetic Cr in the commensurate spin-density-wave state. First-principles calculations were performed to compare the strain sensitivity of resistance under uniaxial stress along the [100] and [110] direction of crystal lattice. We found that the GF of Cr, which was approximately estimated from the result of calculating the density of states at the Fermi level, can be considered to be isotropic in the small strain range of less than 1%, reflecting the isotropic response of magnetism of Cr to uniaxial strain.

Key words: Strain sensor, Gauge factor, First-principles calculation, Antiferromagnet, Cr

1. はじめに

ひずみゲージは, 材料に加わる応力やひずみを電気信号として検出するセンサ素子であり, 様々な分野で広く応用されている。ゲージ率 (gauge factor; GF) は一軸ひずみ ε に対する抵抗 R の相対的な変化を示す割合 $GF \equiv (\Delta R/R)/\varepsilon$ で定義され, ひずみ感度を表す重要な指標の一つである。最新の研究では CoFeB/MgO 磁気トンネル接合あるいはアモルファル半導体 $\text{Cr}_2\text{Ge}_2\text{Te}_6$ からそれぞれ 1000, 60000 という極高の GF が観測されている^{1,2)}。一方, ひずみゲージ材料として我々は反強磁性 Cr および Cr-N に着目している。Cr および Cr-N は, 一般的な半導体ゲージの GF (~100) より小さいものの, 他の金属ゲージと比較してかなり大きな 10 を超える GF を示し^{3,4)}, さらに Cr-N においては抵抗温度係数をほぼゼロに制御可能という長所があることから⁴⁾, 既に産業応用されている段階にある。また最近 Cr-N の GF の等方性に由来する大きな横感度応答が観測され, その性質を利用することで力学量センサのさらなる小型化と高耐荷重化が期待されている^{5,6)}。

我々のこれまでの研究では, 反強磁性 Cr の大きな GF が, Cr 特有のスピン密度波状態や Cr で顕著に観測される磁気体積効果と関連があると考え, 理論的な検討を行ってきた⁷⁾。GF はひずみが微小な範囲において

$$GF \approx 1 + 2\sigma + \frac{\Delta\rho/\rho}{\varepsilon} \quad (1)$$

と近似される。ここで σ , ρ はそれぞれポアソン比と抵抗率である。因子 $1 + 2\sigma$ はひずみによる抵抗の長さや断面積の変化を反映したものであるが, 一般的に $\sigma < 0.5$ であるためこの因子は 2 より小さい。一方, 因子 $(\Delta\rho/\rho)/\varepsilon$ はひずみによる抵抗率の相対的な変化を反映しており, もし抵抗率がひずみに対して大きな応答を示せば半導体ゲージと同様に金属ゲージでも GF が 2 より大き

くなることを説明できる。実際に Cr のスピン密度波状態を考慮した電子状態の第一原理計算によりひずみ応答を検証した結果, 一軸ひずみにより体積が変化すると, 静水圧を加える場合と同様に, 磁性や電子状態の大きな変化が生じることが明らかになった。さらに電子状態の変化によって電気伝導に関わるフェルミ準位の状態も影響を受け, ρ の変化が誘起される。近似的な方法で GF を見積もったところ 10 程度の大きさとなり, 実験事実を半定量的に再現できることを示した。またこのメカニズムによる大きなひずみ応答は反強磁性 Cr 特有のものであり, 非磁性 V, 非磁性を仮定した Cr や強磁性 Fe からは観測されなかった。反強磁性 Cr では原子内で交換分裂が生じることによる電子のクーロンエネルギーの利得と運動エネルギーの損分が競合しており, 僅かなひずみや体積の変化に対して敏感なためと考えられる。

本研究では, Ref. 7 の追加検証として反強磁性 Cr の GF の等方性について調査するために, 一軸応力の方向を変えた場合の GF の第一原理計算を行った。Ref. 7 ではひずみ方向が結晶の [100] 方向の場合のみを考慮していたが, 本研究ではひずみ方向が [100] 方向の場合と [110] 方向の場合とを比較する。

2. 計算方法

Fig. 1(a) は Cr の結晶構造と磁気構造の模式図である。それぞれ体心立方格子 (body-centered cubic; bcc) および整合スピン密度波 (commensurate spin-density-wave; CSDW) 状態を考慮している。ここで Ref. 7 では CSDW 状態に加えて不整合スピン密度波 (incommensurate spin-density-wave; ISDW) 状態を考慮していたが, CSDW 状態および ISDW 状態における高感度ひずみ応答の基本的なメカニズムは同様であったことから, 本研究では ISDW 状態を検討対象に含めなかった。また Fig. 1(b) は bcc-Cr において [100] 方向および [110] 方向に一軸応力を加えた場合の (001) 面の模式図である。x 軸方向に一軸伸長または圧縮によるひずみを与えると, y 軸方向および z 軸方向には緩和による横

Corresponding author: Y. Kota (e-mail: kota@fukushima-nct.ac.jp).

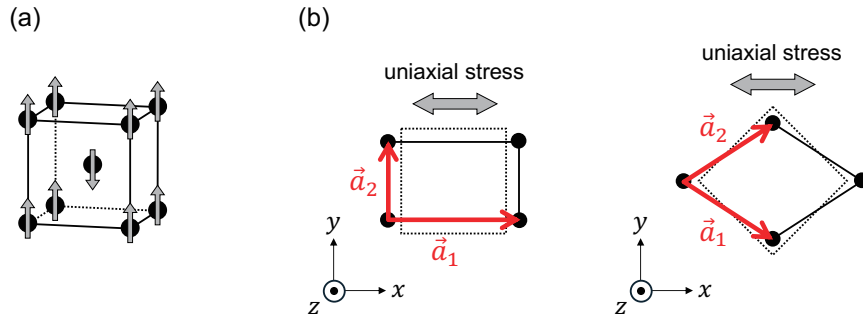


Fig. 1 (a) Crystal and magnetic structure of bcc-CSDW-Cr. (b) (001)-plane of bcc-Cr when uniaxial stress is applied in the [100] direction (left) and the [110] direction (right).

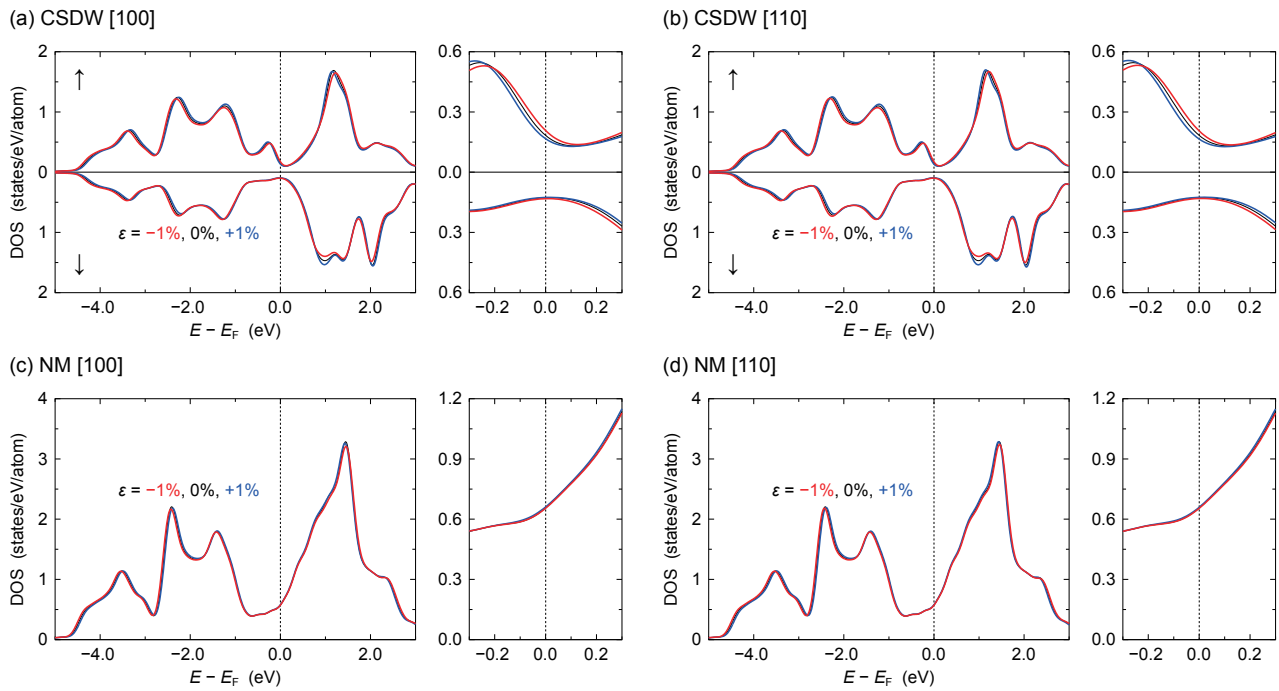


Fig. 2 Spin-resolved DOS of CSDW-Cr projected into the d-orbital state when uniaxial strain is applied in (a) the [100] direction and (b) the [110] direction, and spin-degeneracy-counted DOS of NM-Cr when uniaxial strain is applied in (c) the [100] direction and (d) the [110] direction. Upper (lower) panel in (a) and (b) indicates the up (down) spin state. Red, black, and blue lines present the results for $\epsilon = -1\%$, 0% , and $+1\%$, respectively.

ひずみが生じる。縦ひずみを ϵ , 横ひずみを ϵ' , 平衡格子定数を a_{eq} として, 基本並進ベクトル $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$ を次のようにおく。

・[100] 方向へのひずみ印加の場合

$$\vec{a}_1 = a_{\text{eq}} (1 + \epsilon, 0, 0) \quad (2a)$$

$$\vec{a}_2 = a_{\text{eq}} (0, 1 - \epsilon', 0) \quad (2b)$$

$$\vec{a}_3 = a_{\text{eq}} (0, 0, 1 - \epsilon') \quad (2c)$$

・[110] 方向へのひずみ印加の場合

$$\vec{a}_1 = a_{\text{eq}} \left(\frac{1 + \epsilon}{\sqrt{2}}, -\frac{1 - \epsilon'}{\sqrt{2}}, 0 \right) \quad (3a)$$

$$\vec{a}_2 = a_{\text{eq}} \left(\frac{1 + \epsilon}{\sqrt{2}}, \frac{1 - \epsilon'}{\sqrt{2}}, 0 \right) \quad (3b)$$

$$\vec{a}_3 = a_{\text{eq}} (0, 0, 1 - \epsilon') \quad (3c)$$

平衡状態からひずみが加わった状態を考える際は, ϵ を任意の値に固定し, 構造の最適化により ϵ' を決定する。なお電子状態の第一原理計算には Vienna ab-initio Simulation Package (VASP) を使用した⁸⁹⁾。交換相関エネルギーは Perdew–Burke–Ernzerhof らによる一般化勾配近似の範囲内で扱い¹⁰⁾、平面波のカットオフエネルギーを 600 eV, 第 1 ブリルアンゾーン内での k 点のメッシュを $24 \times 24 \times 24$ とした。また 3d 遷移金属では電子のスピン軌道相互作用のエネルギーがクーロンエネルギーや運動エネルギーと比較して十分に小さいため, スピン軌道相互作用の寄与を無視した。

3. 計算結果

Fig. 2 は [100] 方向および [110] 方向に一軸応力を加えた場合

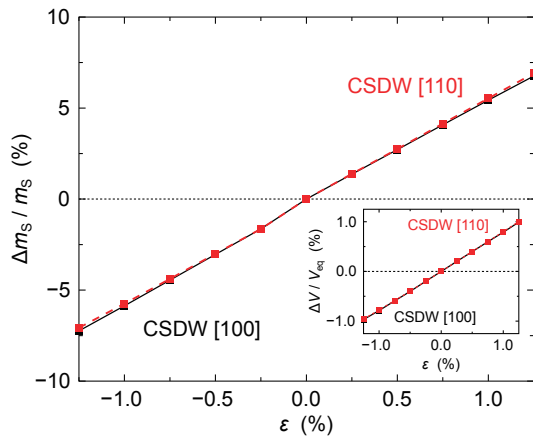


Fig. 3 Variation ratio of spin magnetic moment of Cr atom in the CSDW state as a function of strain when uniaxial strain is applied in the [100] direction (black-squares) and the [110] direction (red-squares). The inset shows the volume variation by uniaxial strain. Note that the result of CSDW [100], which has been already shown in Ref. 7, is reproduced for comparison with the result of CSDW [110] obtained in this work.

の1原子あたりの状態密度 (density of states; DOS) の d 軌道の射影成分である。反強磁性 CSDW 状態の Cr についてはスピン別の DOS を示し、また比較のためスピン分極なしを仮定して計算した非磁性 (nonmagnetic; NM) 状態の Cr について、スピン縮退をカウントした DOS を示した。Fig. 2(a) および 2(b) より、CSDW-Cr の DOS にはひずみによる変化が現れている。大きさが 1% 程度のひずみでは DOS の全体的な形やピークの位置に大きな変化はないように見えるが、 E_F 近傍では DOS のピーク位置がシフトしている。一方、Fig. 2(c) および 2(d) より NM-Cr の DOS はひずみに対してほとんど変化しない。ゆえに Cr の高感度ひずみ応答は反強磁性の性質に由来するものと言える。

Fig. 3 は Cr 1 原子あたりの局所スピン磁気モーメント m_s のひずみによる変化率と ε の関係をプロットしたものである。[100] 方向および [110] 方向に一軸応力を加えた場合を比較しているが、ひずみ方向による差はほとんどなく、等方的な変化となっている。ここで m_s の値はある原子サイトのスピン別の DOS の差分をバンドの底から E_F まで積分した値

$$m_s = \int_{-\infty}^{E_F} [D_{\uparrow}(E) - D_{\downarrow}(E)] dE \quad (4)$$

に対応する。Fig. 2(a) および 2(b) の E_F 近傍の拡大図を参照すると、一軸圧縮ひずみを加えた場合は $\uparrow$ スピン状態の DOS が高エネルギー側に、 $\downarrow$ スピン状態の DOS が低エネルギー側にそれぞれシフトし、その結果、Eq. (4) の積分値が小さくなる。これは一軸圧縮により、横方向には緩和による伸長が生じるものの全体の体積が減少することに起因する。つまり体積の減少によって平均的な原子間距離が収縮し、電子の局在性が弱くなる。すると d バンドの交換分裂が抑えられる傾向となる（一軸伸長の場合はその逆となる）。実際に、一軸圧縮ではないが、静水圧を加えた場合はおよそ 15 GPa の圧力により Cr の磁性が消失することが実験・理論の両面から確認されている^{7,11)}。Fig. 3 の挿入図に示すように、

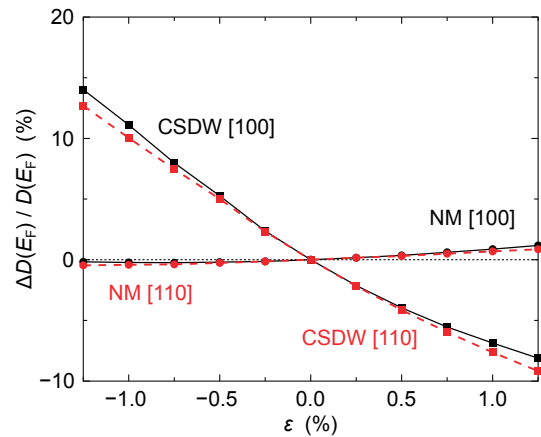


Fig. 4 Variation ratio of DOS of CSDW-Cr at the Fermi level as a function of strain when uniaxial strain is applied in the [100] direction (black-squares) and the [110] direction (red-squares). Same for NM-Cr when uniaxial strain is applied in the [100] direction (black-circles) and the [110] direction (red-circles) is also plotted. Note that the result of CSDW [100] and NM [110], which has been already shown in Ref. 7, is reproduced for comparison with the result of CSDW [110] and NM [110] obtained in this work, respectively.

一軸ひずみの方向が異なる場合でも縦横のひずみによる平衡状態からの体積の変化 $\Delta V / V_{eq}$ がほぼ同じになることを確認できるため、 m_s のひずみ応答は等方的になるものと考えられる。

次に GF のひずみ方向依存性について考える。現象論的な電気伝導の理論¹²⁾によると、ボルツマン方程式に基づく電気伝導度 (抵抗率の逆数) は

$$\rho^{-1} = \frac{e^2}{(2\pi)^3} \int v^2(\vec{k}) \tau(\vec{k}) \left(-\frac{df}{dE} \right) d\vec{k} \quad (5)$$

と与えられる。ここで $v(\vec{k})$, $\tau(\vec{k})$, df/dE はそれぞれ電場と同じ方向の電子速度、緩和時間、フェルミ分布関数のエネルギー微分である。緩和時間の波数 $\vec{k}$ 依存性を無視し、さらに自由電子モデルを仮定すれば

$$\rho^{-1} = \frac{e^2 n \tau}{m} \quad (6)$$

となり、ドルーデ理論と同じ形の式を得る。ここで n, m はそれぞれ E_F 近傍の自由電子密度と有効質量である。また不純物による電子の散乱を考えた場合、その散乱確率 (緩和時間の逆数) は近似的に $\tau^{-1} \propto D(E_F)$ となり、 E_F での DOS に比例する。Ref. 7 では、自由電子として主に伝導を担うのは s バンドの電子、一方で E_F 近傍の DOS の大半を占めるのは d バンドの電子であることを踏まえ、Eq. (6) 中の n, m のひずみ依存性を無視し、 $D(E_F)$ を介した τ のひずみ依存性のみを考慮した。その上、Eq. (1) で与えられる GF において因子 $1 + 2\sigma$ の寄与は小さいものとして除外し、近似的に因子 $(\Delta\rho/\rho)/\varepsilon$ の寄与のみを考えて

$$GF \approx \frac{\Delta D(E_F)/D(E_F)}{\varepsilon} \quad (7)$$

とおけば、DOS の計算結果から GF を推定できる。

Fig. 4 はひずみによる $D(E_F)$ の変化率と ε の関係をプロットしたものである。既に Fig. 2 の結果より明らかな通り、NM-Cr で

のひずみ応答は小さいが、CSDW-Cr では顕著な応答となる。CSDW-Cr では大きさ 1% のひずみに対して $\Delta D(E_F)/D(E_F)$ が 10% 程度の変化が見られることから、Eq. (7) より GF が 10 のオーダーとなって実験事実を再現できるという点が Ref. 7 での主要な結論であった。一方、本研究で着目する [100] 方向および [110] 方向に一軸応力を加えた場合の比較においては、 $\pm 1\%$ 以上のひずみがかわると徐々に差が生じて異方的となっている。ただ実際に使用されるひずみゲージに加わるひずみの大きさは 1% よりも十分に小さく、この範囲内であればひずみ応答に異方性はほぼないものとみなされる。また本研究では Eq. (6) における n, m のひずみ依存性、あるいは Eq. (5) における $\vec{k}$ を考慮した v, τ のひずみ依存性の影響を無視しており、もし仮にこれらの影響を取り入れた第一原理計算が実行できれば、ひずみが小さい範囲でも GF に多少の異方性が生じる可能性はある。しかしながら Fig. 3 で示した通り、反強磁性 Cr の磁性に関するひずみ応答は、ひずみ方向に依存せず等方的となっている。したがってそれに関連して起こる抵抗の高感度ひずみ応答のメカニズム自体はひずみ方向に対して不変であり、オーダーエスティメーションの結果としては GF は等方的と言える。

4. まとめ

本研究では、Ref. 7 の追加検証として、反強磁性 Cr の m_S および GF のひずみ方向依存性に関する第一原理計算を行った。その結果、一軸応力に対する m_S の変化はひずみ方向に依存せず等

方的であることが分かった。さらに $D(E_F)$ の変化から GF を推定し、実験事実と同様に抵抗のひずみ感度の等方性を示唆する結果を得た。

謝辞 本研究で使用した計算機の一部は JSPS 科研費 JP20K15017 の助成を受けて調達されたものである。

References

- 1) K. Saito, A. Imai, S. Ota, T. Koyama, A. Ando, and D. Chiba: *Appl. Phys. Lett.*, **120**, 072407 (2022).
- 2) Y. Wang, Y. Shuang, M. Kim, D. Ando, F. Narita, and Y. Sutou: *Mater. Horiz.*, **11**, 5631 (2024).
- 3) H. Yamadera and Y. Taga: *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 1080 (1989).
- 4) E. Niwa and Y. Sasaki: *IEEE Trans. Sens. Micromachines*, **134**, 385 (2014).
- 5) E. Niwa: *IEEE Trans. Sens. Micromachines*, **141**, 409 (2021).
- 6) E. Niwa: *IEEE Trans. Sens. Micromachines*, **143**, 211 (2023).
- 7) Y. Kota, E. Niwa, and M. Naoue: *J. Appl. Phys.*, **129**, 203901 (2021).
- 8) G. Kresse and J. Hafner: *Phys. Rev. B*, **47**, 558 (1993).
- 9) G. Kresse and J. Furthmüller: *Phys. Rev. B*, **54**, 11169 (1996).
- 10) J. P. Perdew, K. Burke, and M. Ernzerhof: *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 3865 (1996).
- 11) K. Shimizu, K. Amaya, N. Suzuki, and Y. Onuki: *Physica B*, **378–380**, 632 (2006).
- 12) J. Inoue and H. Itoh: *Spintronics – Basic Edition* (in Japanese), p. 81 (Kyoritsu Shuppan, Tokyo, 2010).

2024年10月31日受理, 2025年3月6日再受理, 2025年3月19日採録

FeSiBNb 薄膜を用いた電磁誘導式ひずみセンサによる微小振動検知

Detection of small mechanical vibrations by induction-type strain sensor using amorphous FeSiBNb thin film

前納洸矢^{a)}・柳田真佑汰^{a)}・藤原裕司^{a)†}・神保睦子^{a)}・大島大輝^{b)}・加藤剛志^{b)c)}

^{a)} 三重大学大学院工学研究科, 三重県津市栗真町屋町 1577 (〒514-8507)

^{b)} 名古屋大学大学院工学研究科, 愛知県名古屋市千種区不老町 (〒464-8603)

^{c)} 名古屋大学未来材料・システム研究所, 愛知県名古屋市千種区不老町 (〒464-8603)

K. Maeno^{a)}, M. Yanagida^{a)}, Y. Fujiwara^{a)†}, M. Jimbo^{a)}, D. Oshima^{b)}, and T. Kato^{b)c)}

^{a)} Faculty of Engineering, Mie Univ., 1577 Kurimamachiya-chou, Tsu, Mie 514-8507, Japan

^{b)} Graduate School of Engineering, Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464-8603, Japan

^{c)} Institute of Materials and Systems for Sustainability, Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464-8603, Japan

We attempted to detect small mechanical vibrations by utilizing the electromagnetic induction and inverse magnetostriction effect of an amorphous FeSiBNb thin film. The vibration sensor consisted of a 300-nm-thick amorphous FeSiBNb thin film, a 100-turn pick-up coil, a Helmholtz coil for applying an AC magnetic field, and a circuit for converting the pulse voltage induced in the pick-up coil to DC voltage. The gauge factor of this sensor for compressive strain was approximately 25,000. The output voltage changed in response to changes in acceleration due to vibration. We found that when the maximum value of the applied AC magnetic field was 1.23 kA/m, it was possible to detect vibrations with a frequency of 0.17 Hz and an acceleration of 0.03 G.

Key words: vibration sensor, soft magnetic material, inverse magnetostriction effect, amorphous thin film

1. はじめに

近年、振動センサの技術は著しい進展を遂げており、特に構造物の健康監視¹⁾や産業機器の状態監視²⁾において重要な役割を果たすことが期待され、様々な周波数や加速度の評価に適したセンサの開発が求められている。高層ビルはその高さにも依存するが風圧や地震などで0.1 Hz から数 Hz 程度で振動し^{3,4)}、吊橋なども風の影響により同程度の周波数で振動する³⁾との報告があり、これら構造物の劣化や損傷の早期兆候を把握するためには、0.1 Hz から数 Hz 程度の微小振動に対応した高感度な振動センサの開発が必要である。振動センサには金属ひずみゲージや圧電素子を用いたものもあるが、磁気機械結合係数が高いことから、比較的大きな磁歪定数を示す強磁性アモルファス薄膜の利用が有効であると指摘されており⁵⁾、FeSiB 薄膜を利用した振動センサに関する研究が報告されている⁵⁻⁷⁾。

我々のグループではこれまでに、アモルファス FeSiB 薄膜に Nb を少量添加することで、保磁力の低減が可能であることを報告している⁸⁾。さらに、この薄膜の磁壁移動が圧縮ひずみに敏感に反応することを利用して、電磁誘導式ひずみセンサを構築したところ、ゲージ率が 37,500 程度と非常に大きな値を示し、アモルファス FeSiBNb 薄膜がひずみセンサ材料として有望であることを示すことができた⁹⁾。そこで本研究では、この高感度なひずみセンサを利用して、微小振動を検出するセンサの開発を試みた。

2. FeSiBNb 薄膜の作成と磁気特性

2.1 実験方法

試料は DC, RF 電源を持つマグネトロンスパッタリング装置を用いて、水冷したガラス基板(10×20×0.16 mm)上に成膜した。膜構成は sub./FeSiBNb(300 nm)/SiN(30 nm)である。FeSiBNb

層の Nb 組成は約 5 at.% であり、成膜時に一軸異方性を誘導するために、基板長手方向に磁界を印加しながら成膜した。SiN は酸化防止のための保護膜である。その他の成膜条件は Table 1 の通りである。

2.2 実験結果

作製した FeSiBNb 薄膜の静磁化特性を Fig. 1 に示す。同図より、FeSiBNb 薄膜は一軸異方性を示し、成膜中に磁界を印加した基板長手方向が磁化容易軸 (E.A.)、基板短手方向が磁化困難軸 (H.A.) となっていることがわかる。また、E.A. の磁化曲線は高い角型比を示しており、磁化が急峻な磁化反転を起こしていることがわかる。この試料の保磁力は約 140 A/m、飽和磁化は約 1.1 Wb/m²であった。

Table 1 Sputtering conditions.

Base pressure	< 7 × 10 ⁻⁵ Pa	
Ar pressure	0.42 Pa	
Target	Nb Chips on Fe ₇₇ Si ₁₄ B ₉	Si ₃ N ₄
Power	DC 45 W	RF 100 W
DC magnetic field	approx. 16 kA/m (longitudinal direction of substrates)	

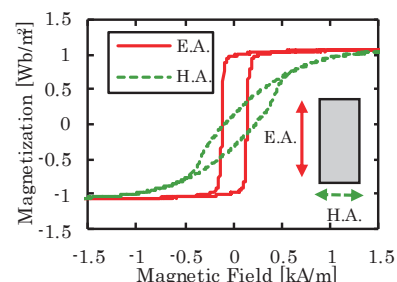


Fig. 1 Magnetization curves of FeSiBNb film.

Corresponding author: Y. Fujiwara (e-mail: fujiiwara@phen.mie-u.ac.jp).

3. ひずみ-出力電圧特性

3.1 実験方法

Fig. 2 にひずみ-電圧特性評価装置の概略を示す。ピックアップコイル (100 回巻, 長径約 25 mm 短径約 5 mm の楕円形) に挿入した FeSiBNb 薄膜をセラミック棒上に設置した。ヘルムホルツコイル (半径 120 mm) で外部から基板長手方向に交流磁界 (最大値 1.23 kA/m, 周波数 60 Hz) を印加することで, 磁化反転が生じ, ピックアップコイルにパルス状の電圧が誘起される。マイクロメータの先端に接続したコの字型の治具とセラミック棒で, 試料を 4 点曲げることにより, ひずみの印加が可能である。本装置で印加できるひずみの最小値は 4×10^{-6} である。引張りひずみ印加時には膜面を上, 圧縮ひずみ印加時には膜面を下向きにしてセラミック棒上に設置する。ピックアップコイルに発生するパルス電圧を直流電圧に変換する回路を Fig. 3 に示す。パルス電圧をカットオフ周波数 723.4 Hz のローパスフィルタに通し, 約 1000 倍に増幅したあと, 直流に変換している。A 端子では直流変換前の増幅されたパルス, B 端子では直流変換後の信号が観測できるようになっている。

3.2 実験結果

Fig. 4 に得られた出力信号を示す。(a)は Fig. 3 の A 端子で観測したパルス電圧波形であり, 正弦波状の信号は 60 Hz の印加交流磁界を示している。最大値は約 12.3 kA/m である。パルス電圧波形には, 若干の直流電圧成分と 60 Hz の交流成分が観測されているが, これは補償不足およびオペアンプのオフセット電圧が信号電圧に重畳したためであると考えている。パルス状の電圧信号は, おおよそ保磁力付近から立ち上がっていることが確認でき

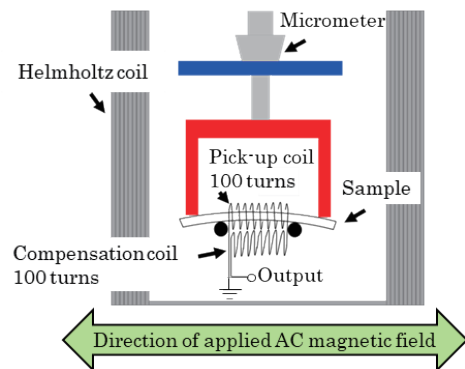


Fig. 2 Schematic of experimental setup.

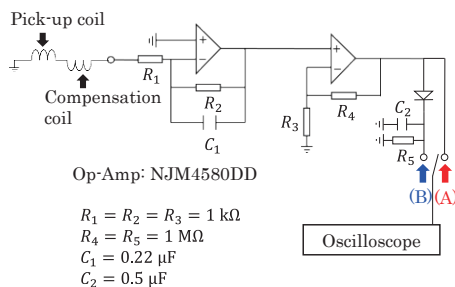


Fig. 3 Pulse-to-DC conversion circuit.

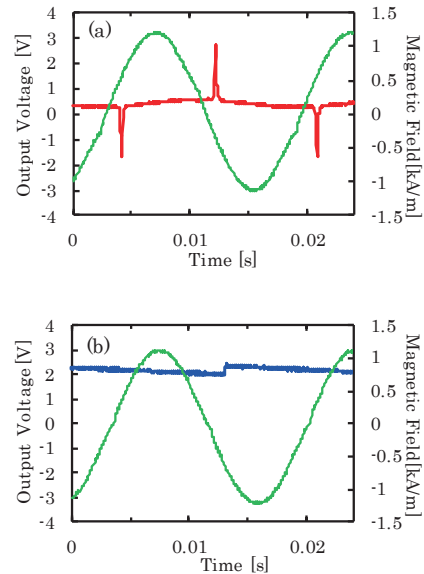


Fig. 4 Typical waveforms. (a) Amplified pulse signal after filtering observed at A terminal. (b) DC converted signal observed at B terminal. Sinusoidal waves indicated by green solid line show applied AC magnetic field at 60 Hz.

た。Fig. 3 の B 端子で観測した直流信号を同図(b)に示す。電圧値は(a)の最大値とほぼ同じ値であった。平滑化に使用しているコンデンサの容量が小さく, 約 0.2 V, 60 Hz のリップルが観測されている。

Fig. 5 にひずみ-出力電圧特性を示す。出力電圧は Fig. 3 の B 端子で観測した直流電圧値である。印加交流磁界の最大値は 12.3 kA/m, 周波数は 60 Hz である。各測定点は 5 回測定の実験値の平均値, エラーバーはその最大値と最小値を示している。引張りひずみ領域では, ひずみを大きくしても出力電圧に大きな変化がなかった。これは引張りひずみで試料に誘導される磁気異方性と, 成膜時の磁界印加によって誘導された磁気異方性が同じ方向であり, 磁壁移動に大きな影響を与えなかったためであると考えられる。一方, 圧縮ひずみ領域では, 出力電圧はひずみ印加に対して敏感に反応し, 約 2×10^{-5} のひずみ印加で出力電圧はほぼ最小値の約 0.5 V まで減少した。この出力電圧の最小値は補償不足およびオペアンプのオフセット電圧が原因である。圧縮ひずみ領域における出力電圧の低下は, 圧縮ひずみによりサンプル内に基板短手方向の磁気異方性が生じ, 基板長手方向の磁壁移動が妨げられることによるものと

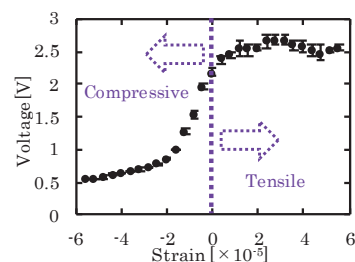


Fig. 5 Dependence of peak pulse voltage on strain. Amplitude and frequency of applied magnetic field are 12.3 kA/m and 60 Hz, respectively.

考えている⁹⁾。この素子のゲージ率を $K=(\Delta V/V_{\max})/\Delta\epsilon$ と定義すると、 $K=25,000$ となる。ここで、ひずみの変化 $\Delta\epsilon=2\times 10^{-5}$ 、出力電圧変化 $\Delta V=1.4\text{ V}$ 、出力電圧最大値 $V_{\max}=2.8\text{ V}$ としている。以前報告した、 $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ で熱処理した FeSiBNb 薄膜で得られたゲージ率⁹⁾に比べ、今回の熱処理なしの試料で得られたゲージ率は小さい値となっている。FeSiBNb 薄膜は、熱処理により薄膜中の応力や応力分布が変化することで磁気特性が大きく変化するため⁸⁾、ゲージ率も変化するものと考えられる。

4. 加速度-出力電圧変化特性

4.1 実験方法と振動検出原理

Fig. 6 に加速度-出力電圧変化特性の測定回路の概略図を示す。加振装置は市販のギアなどのプラスチックパーツで自作したスライダクランク機構と DC サーボモータで構成されている。加振装置の振幅は約 30 mm 一定であり、加振周波数は 0.17 Hz から 2.25 Hz まで可変である。ヘルムホルツコイル (半径 120 mm) の内部にこの加振装置を設置し、片持ち梁形式の試料を振動台に固定した。ピックアップコイル (100 回巻、長辺約 35 mm 短辺約 25 mm の長方形) は振動による誘導電圧の発生を防ぐために、加振装置外に固定した。圧縮ひずみ領域での高感度な出力電圧変化を利用するために、試料の膜面は下向きとした。また、固定端と逆の端部には 2.8 g のおもりを乗せることで、約 1.0×10^{-5} のバイアス圧縮ひずみを印加した。この状態で試料を加振しながら、磁化反転を誘起するための交流磁界 (周波数 60 Hz) を印加し、ピックアップコイルからの出力パルス電圧を Fig. 3 に示した回路で直流に変換し、観測した。

Fig. 7 に検出原理の模式図を示す。振動がない状態では、試料に

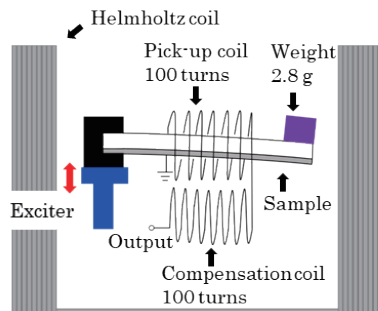


Fig. 6 Schematic of experimental setup.

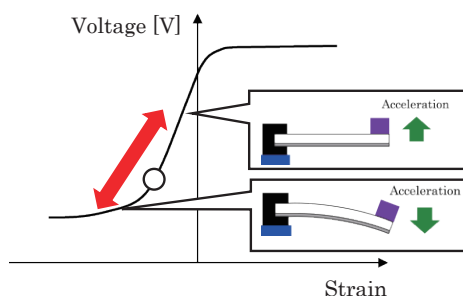


Fig. 7 Principle of vibration detection.

圧縮ひずみが印加された状態であり、図中○で示された位置での出力電圧が得られる。ここで、試料が下向きに変位した場合、重力加速度に加えて、上向きの加速度 (負の加速度) が作用し、薄膜の圧縮ひずみが緩和するため、出力電圧が増加する。試料が上向きに変位した場合、下向きの加速度 (正の加速度) が作用し、薄膜にさらに圧縮応力が印加されるため、出力電圧は減少する。この電圧変化を読み取ることで、振動検出が可能となる。

4.2 実験結果

Fig. 8 に周波数 2.25 Hz および 0.17 Hz で振動台を加振し、市販の加速度計 (WIT Motion WT901BLECL) で測定した振動台の加速度の時間変化および高速フーリエ変換で得られた周波数スペクトルを示す。(a)は 2.25 Hz で加振した場合の加速度の時間変化である。正の最大加速度は大きく、負の最大加速度は小さくなっており、加振装置の振動が非対称であることがわかる。また、加速度の正負の最大値は一定ではないことがわかる。(b)は(a)の周波数スペクトルである。拡大図も同時に示している。 2.2 Hz 、 4.4 Hz 付近に強いピークが存在し、かつ 40 Hz 程度まで比較的強い高調波成分が含まれていることがわかった。これらの結果から、自作の加振装置では単一周波数での加振が行えていないことがわかる。(c)(d)は 0.17 Hz で加振した場合の結果である。(c)の時間変化では、正負最大加速度の非対称性は 2.25 Hz の加振に比べて、小さくなっているが、約 6 秒 の加振周期より、短い周期の振動が重畳しているように思われる。(d)の周波数スペクトルから、振動の基本波の周波数は 0.17 Hz であるが、同等の強度を持つ振動成分が 10 Hz 近傍に現れており、 0.17 Hz の加振では強い高周波成分が含まれることがわかった。以降の実験では、負のバイアスひずみを印加し、負の加速度に対して大きな電圧変化を生じることから、負の加速度の大きさを検出可能な加速度とした。加振周波数を $0.17\sim 2.25\text{ Hz}$ で変化させたときの、検出可能な加速度の最大値は約 $0.03\sim 0.4\text{ G}$ と見積られた。

Fig. 9 は振動台に試料を固定した上で、加振せず、 60 Hz の交流磁界のみを印加した場合の出力電圧の波形である。出力電圧は Fig. 2 の B 端子で観測した直流電圧である。(a)は印加交流磁界の最大値が 1.23 kA/m の結果であり、拡大図も同時に示している。 1.1 V 程度の出力電圧信号に、 0.2 V 程度のノイズが存在するように見えるが、拡大図から、Fig. 4(b)に見られた 60 Hz リップルであることがわかる。(b)は印加交流磁界の最大値が 0.17 kA/m の結果である。補償不足およびオペアンプのオフセット電圧に起因した 0.5 V 程度の電圧信号と 0.05 V 程度のノイズが確認される。このノイズの大きさは(a)の拡大図で見られるノイズの大きさと同程度である。実験に使用した試料の保磁力は約 140 A/m であるが、試料におもりを乗せたことにより圧縮応力が入り、 0.17 kA/m の印加磁界では磁化反転が起らなかったため、パルス電圧が発生せず、リップルが現れなかったと考えている。

Fig. 10 に加振せず 60 Hz の交流磁界のみを印加した場合の出力電圧の印加磁界強度依存性を示す。●はおもりを乗せバイアスひずみを印加した場合の結果であり、出力電圧は印加磁界強度の増加に対して単調に増加し、 1.23 kA/m の印加磁界強度で約 1.1 V となる。●はおもりを乗せず測定した結果である。出力電圧は同様に単調に増加し、 1.23 kA/m の印加磁界強度で約 1.5 V となった。

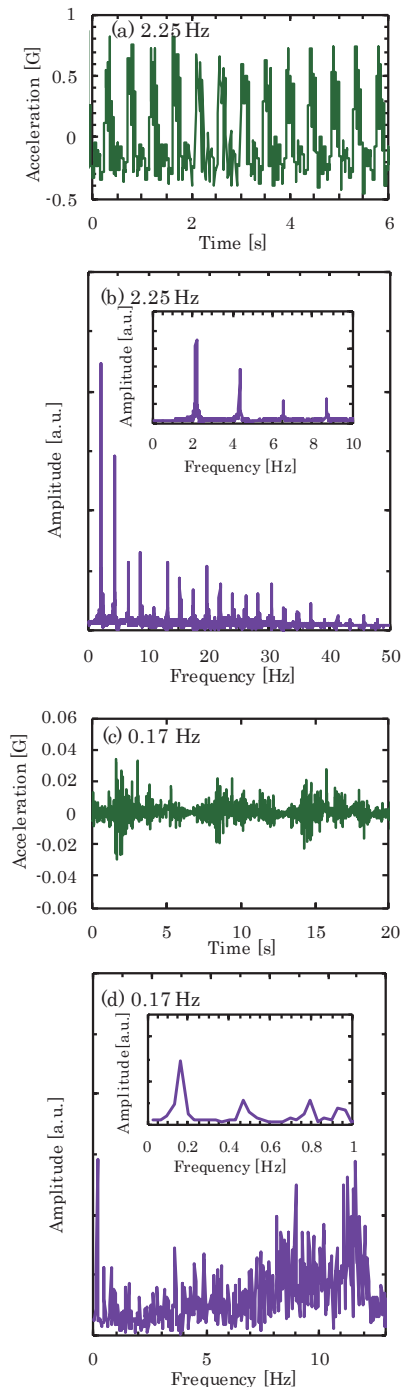


Fig. 8 Typical acceleration waveforms of sample stage and their FFT spectra. Vibration frequencies are (a) (b) 2.25 Hz and (c) (d) 0.17 Hz.

基板の自重によるひずみを無視できると仮定すると、おもりのない場合がひずみ 0 での出力電圧に対応する。

Fig. 11 に加振した場合の電圧変化の例および周波数スペクトルを示す。印加交流磁界の最大値は 12.3 kA/m、周波数は 60 Hz である。(e) は参考のためのバックグラウンド（薄膜堆積のないガラス基板のみを試料として実験した結果、加振周波数 0.17 Hz）である。(a) は 2.25 Hz で加振した場合の出力電圧の時間変化であり、加速度の最大値は約 0.4 G である。矢印で示した信号に注目する

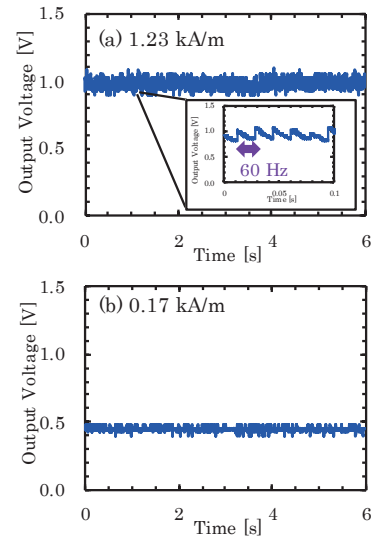


Fig. 9 Output voltage waveforms without vibration. Amplitude and frequency of applied magnetic field are (a) 12.3 kA/m, 60 Hz and (b) 0.17 kA/m, 60 Hz.

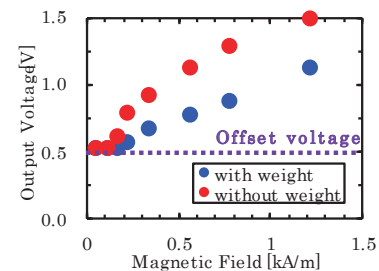


Fig. 10 Applied magnetic field dependence of output voltage with and without weight. Vibration is not applied. Frequency of applied magnetic field is 60 Hz.

と、出力電圧は約 1.1 V のバイアス電圧（約 1.0×10^{-5} のバイアス圧縮ひずみ時の出力電圧）から約 1.8 V まで増加していることがわかる。これは、負の加速度による圧縮ひずみの緩和が原因である。Fig. 10 のおもりのない結果はひずみが 0 の場合の出力電圧に対応しており、印加交流磁界の最大値が 12.3 kA/m の場合、約 1.5 V 以上の出力が出ている場合には試料に引張ひずみが導入されていることになる。今回の実験では、1.5 Hz 以上で試料を加振した場合に、出力電圧が 1.5 V に達することがあり、1.5 Hz 以上の加振で試料に引張ひずみが導入されると考えられる。出力電圧は最大を示した後、徐々に減少し、約 1.1 V のバイアス電圧を下回る（1.1 ~ 0.8 V の領域）。これは正の加速度により、バイアス圧縮ひずみより大きな圧縮ひずみが印加されるためである。矢印で示した以外の信号は 1.8 V に達していないが、Fig. 8 (a) に示した通り、負の加速度の最大値が一定ではないことが原因である。(b) は (a) の周波数スペクトルである。拡大図も同時に示している。拡大図から、2.2 Hz および 4.2 Hz 付近に強いピークが確認されることがわかる。これは、Fig. 8 (b) の拡大図に類似した傾向であり、電磁誘導式ひずみセンサで振動が検知できることを示している。ただし、10 Hz 程度以上の高周波領域では、ピークがほぼ確認できていない。この実験では、おもりを乗せた片持ち梁状のガラス基板

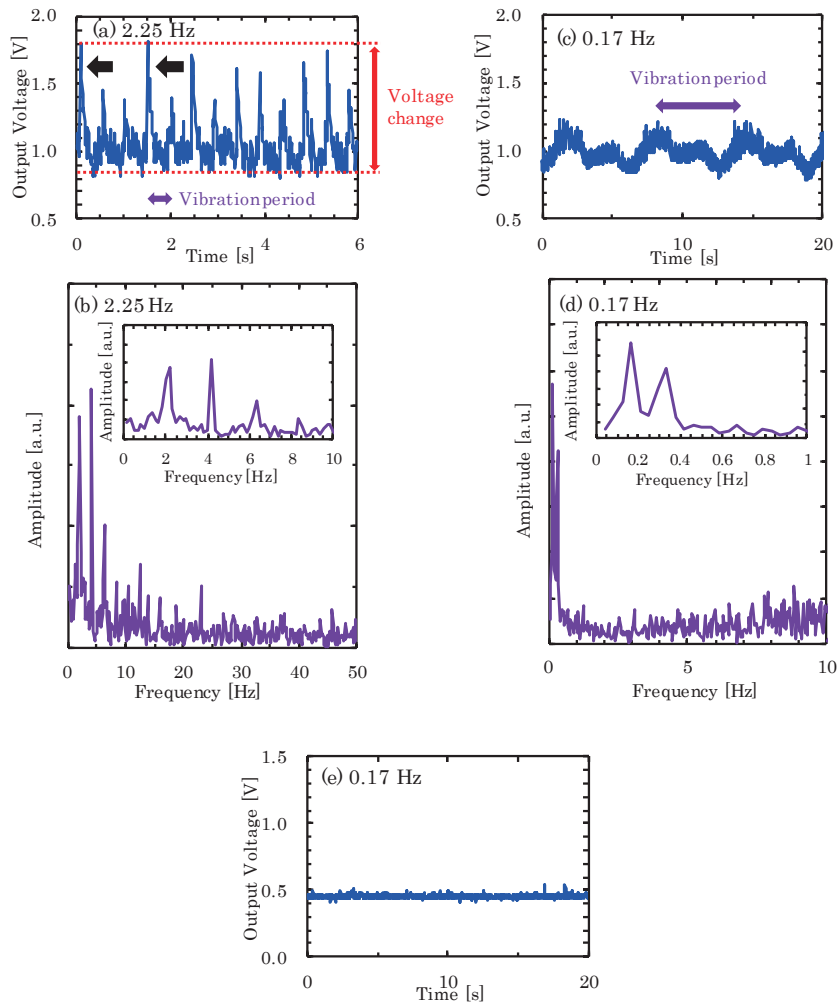


Fig. 11 Output DC voltage waveforms and FFT spectrum with vibration. Amplitude and frequency of applied magnetic field is 12.3 kA/m and 60 Hz. Vibration frequencies are (a) (b) 2.25 Hz and (c) (d) 0.17 Hz. (e) shows an experimental result using only glass substrate for comparison.

を加振することで、FeSiBNb 薄膜にひずみを印加しているため、片持ち梁の共振周波数以上での加振では、ガラス基板を十分に振動させることができないと考えられる。また、2.2 Hz のピークより、4.2 Hz のピーク強度の方が強いことから、今回の試料の共振周波数は 4 Hz 程度ではないかと推察している。(c)は加振周波数 0.17 Hz の結果であり、加速度の最大値は 0.03 G である。約 1.0 V を中心に電圧の変動が観測されている。Fig. 8(c)とは異なり、明らかに高周波成分が少ない。(d)は(c)の周波数スペクトルであるが、おおよそ 1 Hz 以上ではピークが観測されていない。ただし、1 Hz 以下の領域では、おおよそ 0.17 Hz および 0.33 Hz に明らかなピークが観測されており、また、非常に低周波の振動を高感度に検出できていることがわかる。

Fig. 11 の検出電圧波形の peak-to-peak 電圧の加振周期依存性を Fig. 12 に示す。印加交流磁界の最大値は 1.23 kA/m および 0.17 kA/m、周波数は 60 Hz である。1.23 kA/m の場合は最小 0.17 Hz、0.03 G が検出できていると考えられる。印加磁界の最大値が 1.23 kA/m の場合には、検出電圧は 2 Hz 程度までは周波数（加速度）の増加とともに単調に

増加した。これは周波数（加速度）の増加にともない、負の加速度の最大値が大きくなり、薄膜の圧縮応力緩和が増大したためである。また前述の通り、加振周波数が高くなると、試料に引張りひずみが導入され始めるが、Fig. 5 からわかるように、引張りひずみ領域では、 2×10^{-5} 程度までは出力電圧は増加するが、さらに大きなひずみが印加されても出力電圧は大きくならないため、2.5 Hz 以上の加振周波数領域では、出力電圧変化はほぼ一定になるものと予想される。ただし、Fig. 11 の周波数スペクトルから分かる通り、

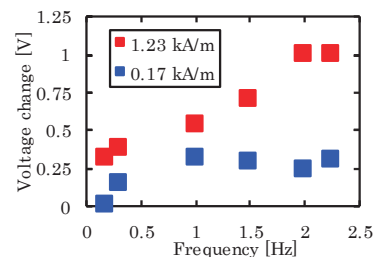


Fig. 12 Dependence of output voltage change on vibration frequency.

高周波の振動を検出することはできない。0.17 kA/m では無加振時にはオフセット電圧の約 0.5 V の信号しか得られないが、0.3 Hz（加速度 0.04 G）以上の加振時には基板の圧縮歪みが緩和され出力電圧変化が検出できた。1 Hz（加速度 0.1 G）以上では、出力電圧変化が約 0.25 V 程度で一定となる傾向にある。これは、印加磁界 1.23 kA/m の場合と同じく、加振周波数が高い領域では、試料に引張りずみが導入されるが、引張りずみ領域ではひずみの増加に対して、出力電圧が大きくなることが原因であると考えている。

5. まとめ

逆磁歪効果を利用してアモルファス FeSiBNb 薄膜の磁化反転を制御することで、微小振動の検知を試みた。磁化反転を誘起するための外部交流磁界の最大値が 1.23 kA/m の場合、周波数 0.17 Hz、最大加速度 0.03 G 程度の微小振動を検出可能であることがわかった。また、装置の小型化、省電力化を念頭に、外部交流磁界を変化させたところ、0.17 kA/m の外部磁界印加の場合でも、0.3 Hz、最大加速度 0.04 G の振動が検出できた。今回、既成のプラスチック部品とサーボモータを用いた自作の加振装置を用いて実験を実施

したが、単一周波数での加振が行えなかった。今後、金属部品を利用した加振装置を作製し、さらに詳細な実験を実施したい。

謝辞 本研究は名古屋大学未来材料・システム研究所における共同利用・共同研究として実施された。

References

- 1) O. S. Sonbul, and M. Rashid: *Sensors*, **23**, 8468 (2023).
- 2) M. Tiboni, C. Remino, R. Bussola, and C. Amici: *Appl. Sci.*, **12**, 972 (2022).
- 3) S. Zhao, C. Zhang, X. Dai, and Z. Yan: *Buildings*, **23**, 13 (2023).
- 4) T. Matsushita, T. Nishizawa, J. Tobita, and N. Fukuwa: *AIJ J. Technol. Des.*, **20**, 879 (2014).
- 5) D. Sora, S. Hashi, and K. Ishiyama: *Trans. Magn. Soc. Jpn.*, **4**, 41 (2020).
- 6) Y. Kubo, S. Hashi, H. Yokoi, K. Arai, and K. Ishiyama: *IEEE J. Trans. SM*, **138**, 153 (2018).
- 7) S. Hashi, D. Sora, and K. Ishiyama: *IEEE Magn. Lett.*, **10**, 8110604 (2019).
- 8) Y. Fujiwara, Y. Takeuchi, S. Nozue, T. Uwabe, and M. Jimbo: *J. Magn. Magn. Mater.*, **540**, 168410 (2021).
- 9) K. Maeno, Y. Fujiwara, M. Jimbo, D. Oshima, and T. Kato: *J. Magn. Magn. Mater.*, **611**, 172604 (2024).

2024年10月21日受理, 2025年1月25日再受理, 2025年3月21日採録

小型集磁ヨーク付ツインヘッド型光プローブ電流センサの基礎検討

Fundamental Study of Twin-Head-Type Optical Probe Current Sensor with Small Magnetic Yoke

金子 秀太^{a)}・曾根原 誠^{a)†}・須江 聡^{b)a)}・宮本 光教^{b)}・久保 利哉^{b)}・佐藤 敏郎^{a)}

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

^{b)}シチズンファインデバイス, 長野県北佐久郡御代田町御代田 4107-5 (〒389-0295)

S. Kaneko^{a)}, M. Sonehara^{a)†}, S. Sue^{b)a)}, M. Miyamoto^{b)}, T. Kubo^{b)}, and T. Sato^{a)}

^{a)} Faculty of Engineering, Shinshu University, 4-17-5 Wakasato, Nagano-shi, Nagano 380-8553, Japan

^{b)} Citizen Finedevice Co., Ltd., 4107-5 Miyota, Miyota-machi, Kitasaku-gun, Nagano 389-0295, Japan

The optical probe current sensor enables in-situ sensing and is not affected by electromagnetic noise. However, it is challenging to measure the absolute value of a current because the sensor output depends on the distance from the current. In this paper, the authors propose a twin-head-type optical probe current sensor with a small magnetic focusing yoke that is resistant to misalignment from a current. The output deviation in the sensor was within $\pm 3\%$ at any position of the 0.5-mm diameter conductor on the 2-mm inner-diameter magnetic yoke. In addition, the current sensor was able to measure absolute values from a direct current to a 12.5-MHz alternating current.

Key words: current sensor, Faraday effect, optical probe, magnetic yoke for magnetic flux concentration, absolute value measurement of current

1. はじめに

近年のパワーエレクトロニクス産業においては、大容量（高電圧・大電流）の電源やMHz以上の高速スイッチング電源が開発・使用されつつある^①。特にSiCやGaNなどの第二世代パワー半導体の実用化に伴う動作周波数の高速化はインダクタやキャパシタといった受動素子の小型化による回路自体の小型・軽量化に寄与している。一方で、高周波動作下においては回路内の寄生インピーダンスの影響が大きくなることからリンギングを起こし易く、スイッチングノイズは大きくなる。従って従前以上の電源回路のノイズ対策が要求され、電流計測においては少なくとも数十MHz以上の電流を非破壊・低侵襲で精度良く測定可能であることが要求されている^②。また、電源回路の小型化に合わせて、狭所における電流測定も課題である。従来ある電気式の電流センサ、例えばロゴスキーコイルや電流プローブでは、プローブのサイズ、周波数帯域、周波数ディレーティングに制限があり狭所における正確で低侵襲な電流測定は困難である。シャント抵抗は最も正確な電流測定が可能であるものの被測定回路に直列に抵抗を入れることになり、被測定回路の負荷になってしまう。

一方、光を信号として利用する電流計も開発されている。現在利用されている光電流センサとして、光ファイバのFaraday効果を利用し、光ファイバを巻きつけることで電流を測定する光CTがある^③。磁気飽和が無く大電流測定に向いているが、光ファイバのヴェルデ定数が低いいため光ファイバの巻き数を増やす必要がある。これが原因で測定系の小型化が困難であり、周波数帯域も制限されるためパワエレ機器の電流測定には適さない。

筆者らは、磁性薄膜Faraday素子を使用した電流センサを開発している^④。高い透明性とFaraday回転角を両立するBi:YIG結晶をFaraday素子として利用することで高感度化、センサヘッドの小型化が可能になる^{⑤⑥}。Fig. 1に光プローブ電流センサのセンサヘッ

ド部の拡大写真を示す。約10 μm の幅を持つ縞状磁区構造よりもビーム径を十分に大きくするため光照射範囲を拡大しており、センサヘッド直径は280 μm 程度となっている^⑦。しかしながら、本電流センサはFaraday素子部に鎖交する局所的な磁界を測定しているため、原理的に測定対象（被測定電流）との距離が変わるとセンサ出力が変化し、絶対値計測ができないという課題があった。

そこで筆者らは、Fig. 2に示すように2本のセンサヘッドを被測定電流に対して両側に配置するツインヘッド型のセンサヘッド構造を提案した。ツインヘッド型の方が従来のシングルヘッド型よりも被測定電流との距離に対するセンサ出力の変化が小さい。加えて、被測定電流による磁界(H_i)に対してはセンサ出力が和動、外乱磁界(H_n)に対してはセンサ出力が差動となるため、理想的には信号出力は2倍となり、ノイズはキャンセルされ、S/N比も向上する。

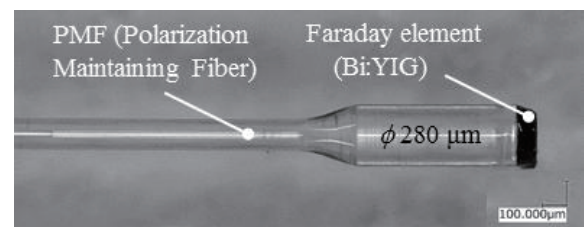


Fig. 1 Photograph of sensor head in optical probe current sensor.

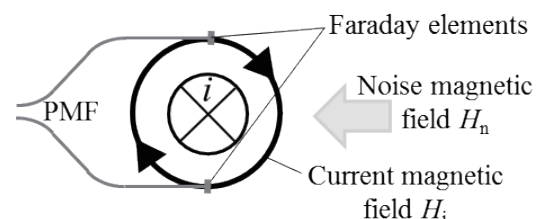


Fig. 2 Schematic view of twin-head-type optical probe current sensor, and current and noise magnetic field.

本論文では、被測定電流とセンサヘッドの距離の変動に対してセンサ出力の変化が現在主に利用されているログスキーコイルや電流プローブと同程度の5%未満まで低減し、かつ挿入インピーダンスが小さいすなわち低侵襲性を目指した低透磁率・低損失磁性複合材料による準閉磁路構造となる小型集磁ヨークを用いたツイーンヘッド型光プローブ電流センサを新たに考案し、その諸特性について述べるものである。

2. 小型集磁ヨーク付ツインセンサヘッド部の構造

2.1 小型集磁ヨークの諸検討

Fig. 3 にツインヘッド型光プローブ電流センサに使用する小型集磁ヨークの構造を示す. Fig. 3 より, センサヘッドである Faraday 素子はヨーク間のエアギャップ部に配置しており, ギャップ間の磁界を検出することで電流磁界を測定する. また, 小型集磁ヨークの内径は, 想定されるパワー半導体の端子やスイッチング電源内の導線より太く設定し 2 mm とした.

Fig. 4 に小型集磁ヨークの使用材料の複素比透磁率の実部 μ' を変更した場合の測定電流位置によるセンサ出力の偏差の解析結果を示す ($L_g = 200 [\mu\text{m}]$; 2.3 節で後述するが加工精度の下限)。解析には電磁界解析ソフトウェア (JMAG-studio) を使用した。集磁ヨーク中心部に導線 (直径 0.5 mm) を通して電流 20 A を流したと仮定し、導線位置を集磁ヨークの内径 2 mm の内部で変化させた場合のギャップ間の磁界を計算した。なお、導線の直径は本電流センサの適用先である回路内部で使用されうる導線として十分に細い 0.5 mm を想定している。出力偏差の基準は、導線が集磁ヨーク中心 (Fig. 3 の位置①) にある場合とし、②～⑤の各導線位置におけるギャップ磁界の基準に対する偏差を導線位置が集磁ヨーク中心の際のギャップ磁界を $H_{①}$ 、各導線位置におけるギャップ磁界 $H_{(n)}$ として次式で計算した。

$$(H_{\textcircled{1}} - H_{\textcircled{n}}) / H_{\textcircled{1}} \times 100. \quad (1)$$

ここで、導線位置①に対して②～⑤の4点に絞って出力偏差を計算している理由は、JMAGであらゆる導線位置を試した結果、この4点が最大あるいは最小の出力偏差になることが分かったためである。出力偏差の最大値(▲)と最小値(▼)をFig.4に示す。また、Fig.4には比較として従来のシングルヘッド型光プローブ電流センサの出力偏差の最大値(▲)と最小値(▼)も示した。

Fig. 4 より、集磁ヨーク材料の複素比透磁率の実部 μ' が減少すると漏洩磁束が増加すると考えられるため、導線位置による出力偏差が増加することがわかる。しかしながら、 $\mu' = 20$ の低透磁率材料であったとしても、少なくとも今回の解析条件下（導線直径 0.5mm の場合）においては、出力偏差が目標の 5%未満で、電流センサとして実用範囲内で絶対値計測ができる。また、本提案のツインヘッド型の方がシングルヘッド型よりも出力偏差が小さくなることが分かる。

Fig. 5 (a)と(b)に集磁ヨーク使用材料の複素比透磁率の実部 $\mu_r' = 20$ とし、集磁ヨーク間のエアギャップのギャップ長 L_g を変更した場合の出力偏差および磁界エンハンス $H_0/H_{Q(\mu_r=1)}$ の解析結果を示す。 H_0 は、導線が位置①の場合のギャップ間の磁界強度である。磁界エンハンスは、集磁ヨークを用いない ($\mu_r' = 1$) 場合の磁界に

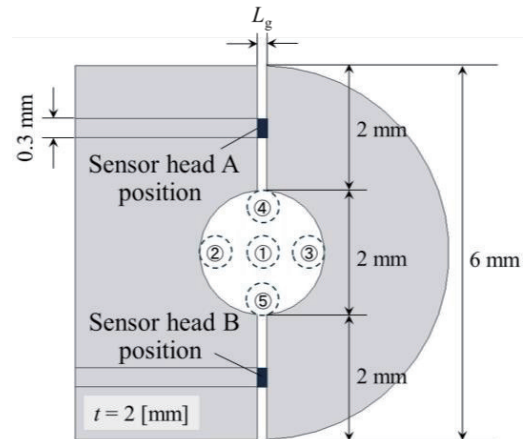


Fig. 3 Schematic diagram of magnetic yoke.

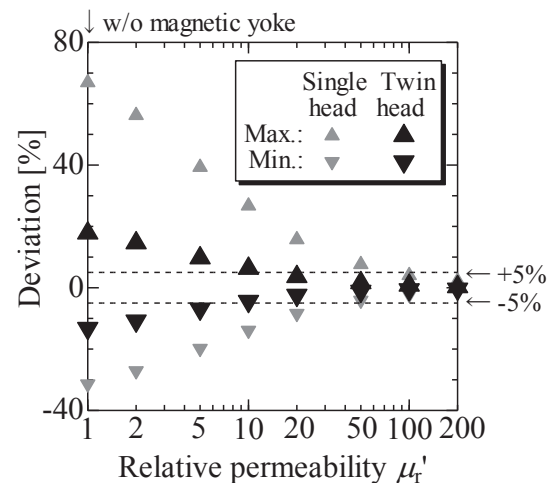


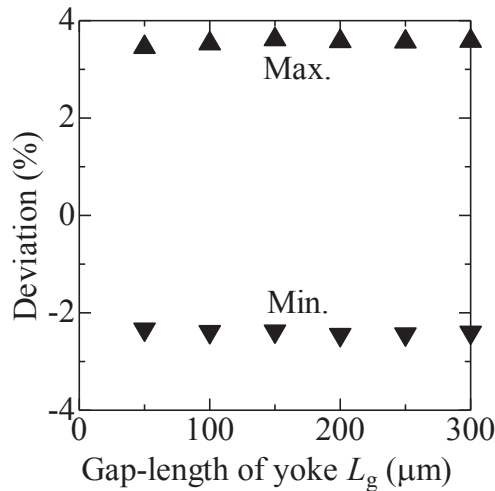
Fig. 4 Relationship between real part of complex relative permeability μ_r' in magnetic yoke and deviation in sensor output.

対して、集磁ヨークによって磁界が何倍になるか、すなわちセンサ感度が何倍増大するかを表す指標である。

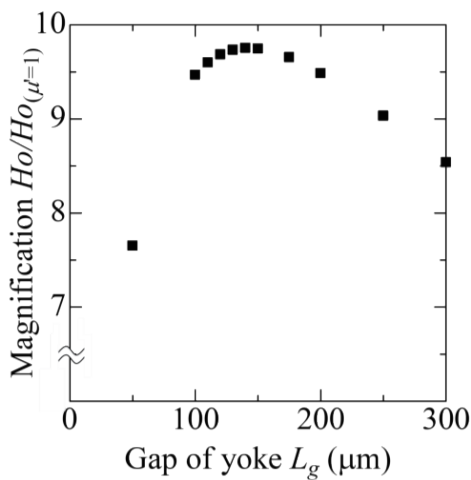
Fig 5 (a)より, 集磁ヨーク間のギャップ長 L_g は出力偏差にはほとんど影響しないことが確認できる. 一方, Fig 5 (b)より, ギャップ長 L_g が変わることによって磁界エンハンス $H_o/H_{(a^2-l)}$ が変化し, $L_g = 140$ [μm] で最大値となった. これはエアギャップが変化することでフリンジング磁束によるギャップ間の磁界の強め合いと, 集磁ヨーク実効透磁率の減少の関係が変化するためと考えられる.

2.2 小型集磁ヨーク用磁性材料について

Fig. 4 の解析結果より、集磁ヨーク用の磁性材料として鉄系アモルファス合金球形粉末コンポジット材料を採用した。鉄系金属コンポジット材料は、低透磁率材料ではあるが、高周波特性に優れる利点を有し、かつ磁性微粒子間の非磁性樹脂が微小なギャップとなり磁気飽和が起り難く、粉末間を絶縁することで渦電流損失を抑制できるため複素比透磁率の虚部 μ'' を小さくできる利点がある。また、鉄系アモルファス合金球形粉末は異なる粒径の粉末を混ぜ合わせることで磁性体充填率が向上し、飽和磁化などの磁気特性が向上することが分かっているためメディアン径が 2.59 μm と 11.13 μm の粉末を 1:3 の重量比で混合している⁸⁾。



(a) Deviation in sensor output vs. gap length of yoke



(b) Magnification vs. gap-length of yoke

Fig. 5 Analysis results of relationship between deviation (a), magnification (b), and gap length of yoke.

Fig. 6に鉄系アモルファス合金球形粉末コンポジット材料の複素比透磁率の実部 μ_r' および虚部 μ_r'' の測定結果を示す。Fig. 6より、約10 MHzまでセンサ感度に影響する複素比透磁率の実部 μ_r' は約20で一定であり、またセンサ出力の遅延に影響する虚部 μ_r'' は概ねゼロであることが分かる。Fig. 6に併記した μ_{reff}' はエアギャップを考慮した場合の実効比透磁率であり、2.3節で説明する。

2.3 小型集磁ヨークの試作・評価

Fig. 7に集磁ヨークの作成工程を示す。前述したメディアン径が2.59 μm と11.13 μm の粉末を1:3の重量比で混合した鉄系アモルファス合金球形粉末と2液性エポキシ樹脂、希釈剤としてジブロピレングリコールジメチルエーテルを混合・攪拌することで、コンポジットスラリーが得られる。得られたコンポジットスラリーを型に流し込み2液性エポキシ樹脂の硬化条件である120°Cで6時間焼成した。

Fig. 8に試作した小型集磁ヨークの写真を示す。同写真に示す通り、集磁ヨークの写真上・下の各ギャップ部にセンサヘッド (Faraday 素子) を合わせ、ツインセンサヘッドを組み込んだものとしている。ギャップ長 L_g は加工精度の都合上、200 μm とした。

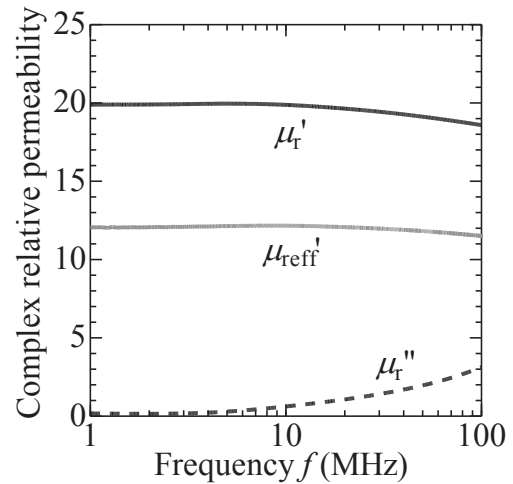


Fig. 6 Frequency dependence of complex relative permeability in Fe-based amorphous alloy powder composite for magnetic yoke.

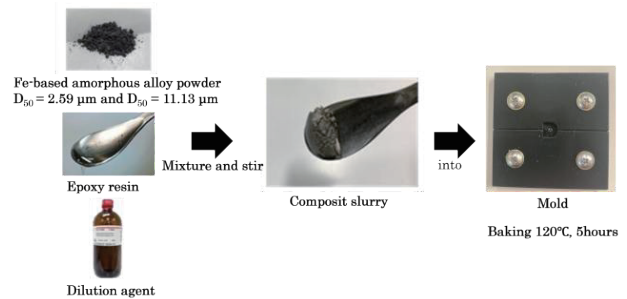


Fig. 7 Fabrication process of magnetic yoke.

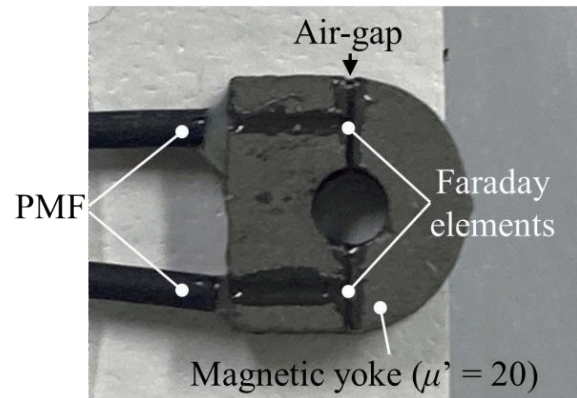


Fig. 8 Photograph of twin-head-type optical probe current sensor with magnetic yoke using Fe-based amorphous alloy powder composite.

このツインセンサヘッドも装荷したギャップ付集磁ヨーク内に1 turnのコイルを通し、インピーダンスマテリアルアナライザ (Keysight Technologies; HP4294A) により、挿入インピーダンス Z を測定した。

Fig. 9に測定時の写真を示す。挿入インピーダンス Z はこの集磁ヨークが電流測定時に測定回路に与えるインピーダンスを示しており、高周波帯においても低挿入インピーダンス (低侵襲) であることが望ましい。

Fig. 10に集磁ヨーク付ツインヘッドの挿入インピーダンスの絶対値 $|Z|$ の測定結果を示す。準閉磁路構造の集磁ヨークを用いている

ので、光プローブ電流センサ単体よりは挿入インピーダンス Z は高くなるが、1 MHz で約 27 m Ω 、10 MHz で約 270 m Ω であり、測定範囲では十分小さいことが分かった。

次に挿入インピーダンス Z の測定結果から、エアギャップ付集磁ヨークをエアギャップ付リングコアに近似して実効比透磁率 μ_{eff}' を算出した。Fig. 11 に実効透磁率計算時の形状近似の模式図を示す。実効透磁率の計算の際には集磁ヨーク形状を内径 2mm、外径 6mm、厚さ 2mm のエアギャップ付きリングコアに近似し、実効断面積と実効磁路長を計算した。集磁ヨークには 2 つのエアギャップがあり、 $\mu_t = 20$ の材料比透磁率に対する実効透磁率の低下による挿入インピーダンスの低下や高周波帯における比透磁率低下の改善が期待できる。Fig. 6 に集磁ヨーク付ツインヘッドの実効比透磁率 μ_{eff}' の計算結果を示す。エアギャップが入ることで、実効比透磁率 μ_{eff}' は 10 MHz で約 12 に低下し、高周波特性も材料単体の比透磁率 μ_t は 1~100 [MHz] の範囲で約 6.8% 減少しているのに対し、実効比透磁率 μ_{eff}' は 4.5% の減少と、改善されていることが確認できる。

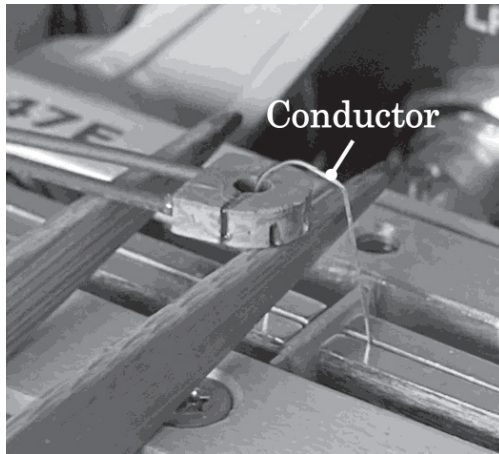


Fig. 9 Photograph of impedance measurement.

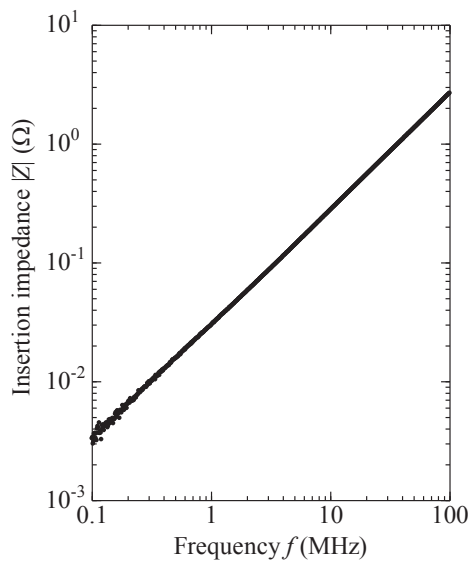


Fig. 10 Frequency dependence of insertion impedance $|Z|$ in twin-head-type optical probe current sensor with magnetic yoke.

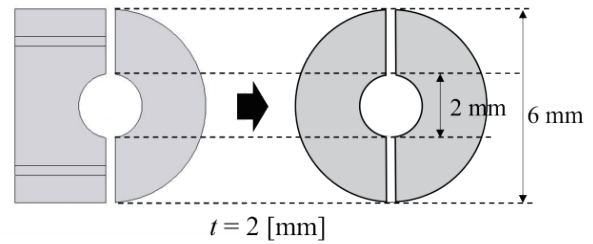


Fig. 11 Schematic of magnetic yoke shape approximation.

3. 小型集磁ヨーク付ツインヘッド型光プローブ電流センサの実測評価

3.1 電流計測の方法

Fig. 12 に電流計測で用いた回路図を示す。電流発生源として、Current probe calibrator (PMK; KSZ-100D) を用いた。直径 0.5 mm の導線に、振幅 $I_m = 20$ [A]、立ち上がりスローレート $di/dt = 570$ [A/ μ s] (周波数に換算すると 12.5 MHz) のパルス電流を流した。 $I_m = 20$ [A] とした理由は、他方式の電流センサでは測定が困難である高周波・大電流の測定環境を模擬するためであり、比較対象として高周波・大電流を精度良く測定できるログスキーコイル電流センサ (IWATSU; SS-683) を使用した。導線位置の固定には、Fig. 13 に示す位置ガイドを使用した。位置ガイドは ABS 樹脂で作製し、集磁ヨークの内径に合わせて外径を 2 mm とし、導線を通す穴 (直径 0.6 mm) を計 5 箇所空けた。これら穴の位置①～⑤にそれぞれ導線を通した場合のパルス電流をそれぞれ 5 回ずつ、小型集磁ヨーク付ツインヘッド型光プローブ電流センサで計測した。

3.2 小型集磁ヨーク付ツインヘッド型光プローブ電流センサのセットアップ

Fig. 14 にシングルヘッド型光プローブ電流センサの光学系構成を示す。光学構成はセンサヘッド入力側に中心波長 1550 nm の SLD (Super Luminescent Diode) 光源、光アイソレータおよび偏光子からなる光源部、出力側に分光素子である PBS (Polarization Beam Splitter) を PMF (Polarization Maintaining Fiber) で接続した構成である⁹⁾。光源部により生成された直線偏光は、センサヘッド内の Faraday 素子の面垂直方向に入射する。Faraday 効果により透過光の偏光面が Faraday 回転角 θ_F だけ回転し、P 偏光強度 P_P および S 偏光強度 P_S が変化する。P 偏光、S 偏光の光強度および偏光強度差 ΔP は次式で表される。

$$P_P = P_{\max} \sin^2(\theta_F + \alpha) = P_{\max} \sin^2(\theta_F + \pi/4). \quad (2)$$

$$P_S = P_{\max} \cos^2(\theta_F + \alpha) = P_{\max} \cos^2(\theta_F + \pi/4). \quad (3)$$

$$\Delta P = P_S - P_P = P_{\max} \sin 2\theta_F \approx P_{\max} 2\theta_F. \quad (4)$$

ここで、 $P_{\max}$ は各偏光強度の最大値、 θ_F は Faraday 回転角、 α は磁界無印加時の透過光の偏光角で $\pi/4$ rad である。

シングルヘッド型光プローブ式電流センサは、(3)式の ΔP がセンサ出力に相当する。

ツインヘッド型光プローブ電流センサの出力は、2 本のセンサヘッドの出力感度が偏ると導線位置による出力偏差が大きくなることが考えられるので、本実験においては 2 本のセンサヘッドにそれぞれ Fig. 14 に示す光学系を接続し、二つの SLD 光源に入力する電流値で $P_{\max}$ を調整することで感度を揃えて計測した。

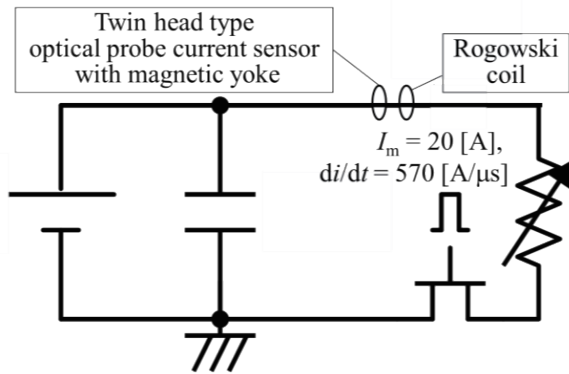


Fig. 12 Circuit diagram for pulse current measurement using twin-head-type optical probe current sensor with magnetic yoke and Rogowski coil.

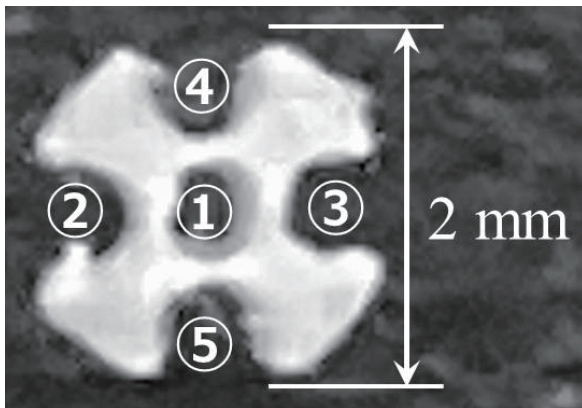


Fig. 13 Photograph of conductor-position guide in magnetic.

3.3 小型集磁ヨーク付ツインヘッド型光プローブ電流センサの導線位置による出力偏差の評価

Fig. 15(a)と(b)にFig. 13の位置①と位置④に導線を通した場合のツインヘッド型光プローブ電流センサで計測したパルス電流波形を示す。

Fig. 15(a)より、位置①の場合は2本のセンサ出力が概ね一致している。一方、同図(b)より、位置④の場合は導線がセンサヘッドAに近づくため、センサヘッドAのセンサ出力が大きくなっている。シングルヘッド型の場合はこの影響で出力偏差が大きくなるが、ツインヘッド型にすることで、センサヘッドBのセンサ出力が相対的に小さくなり、出力偏差を抑えられていることがわかる。

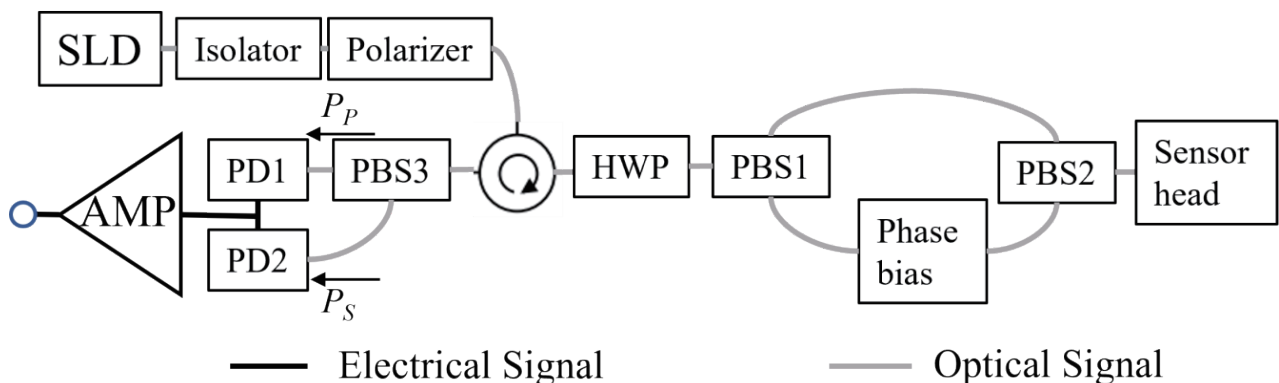


Fig. 14 Schematic view of optical system in single-head-type optical probe current sensor.

Fig. 16に②～⑤の各導線位置における5回の電流測定結果における出力偏差の最大値、最小値、平均値を示す。測定回数によって出力が大きくばらつくことはなく、出力偏差は±3%程度に収まっている。Table 1に導線が位置①の場合を基準とした位置②～⑤の各導線位置におけるセンサ出力の偏差の平均値を示す。Table 1の各導線位置におけるセンサ出力の偏差の実験結果より、出力偏差は約±3%で概ね解析値と一致し、目標である±5%未満になり、実用的に絶対値計測が可能な電流センサになり得ることが明らかになった。

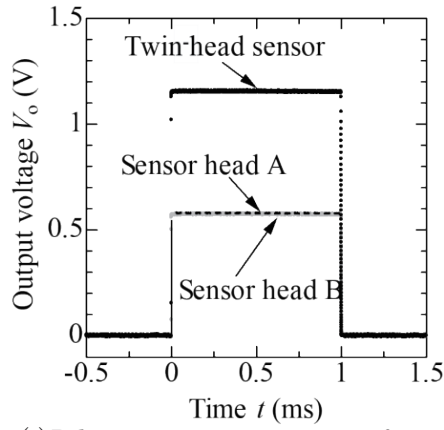
3.4 光プローブ電流センサとログスキーコイルの電流波形の比較

Fig. 17(a)と(b)に集磁ヨーク付ツインヘッド型光プローブ電流センサ（導線は位置①）とログスキーコイルで計測したパルス電流波形の立上りとパルス波形を示す。電流パルスの立上りにおいて、ツインヘッド型光プローブ電流センサとログスキーコイルの出力波形は遅れや乱れはなく、良好な結果を得られた。この立上りは周波数に換算すると12.5 MHzに相当するため、少なくともこの程度の周波数に対しては問題なく応答できることが確認できた。

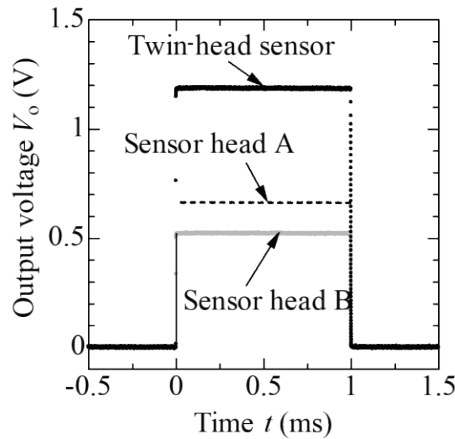
パルス電流波形全体を比較すると、パルスの立上り後と立下りの部分において出力波形が大きく異なっている。ログスキーコイルの立上り後の計測波形が右下がりに減少するのは、ログスキーコイルが電流の時間変化率 (di/dt) を積分することで電流を計測しているからであり、直流成分を原理上測定できないためである。同様の理由で立下りも出力が下がってしまうため、負にオーバーシュートするように表れてしまう。一方、集磁ヨーク付ツインヘッド型光プローブ電流センサは、Faraday素子の磁化によって生じるFaraday回転角を計測しているため、電流の直流成分を測定でき、20 A程度の電流であれば磁気飽和なく測定できることが確認できた。

4. まとめ

本論文では、絶対値計測可能な光プローブ電流センサの開発を目的とし、磁性材料を用いた集磁ヨークとツインヘッド型を同時に採用した集磁ヨーク付ツインヘッド型光プローブ電流センサを検討および試作、評価した。本研究により明らかになった諸点を以下に述べる。



(a) Pulse current measurement waveform of position ①



(b) Pulse current measurement waveform of position ④

Fig. 15 Pulse current waveform measured by twin-head-type optical probe current sensor with magnetic yoke.

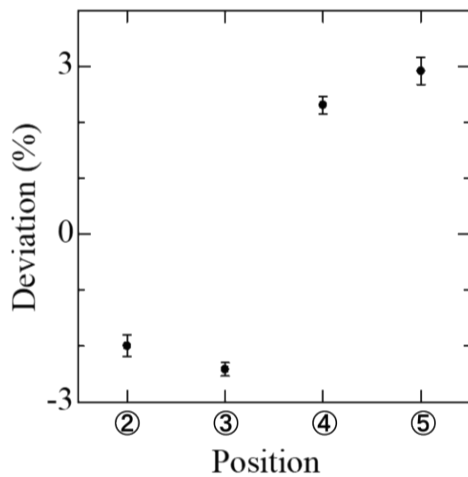
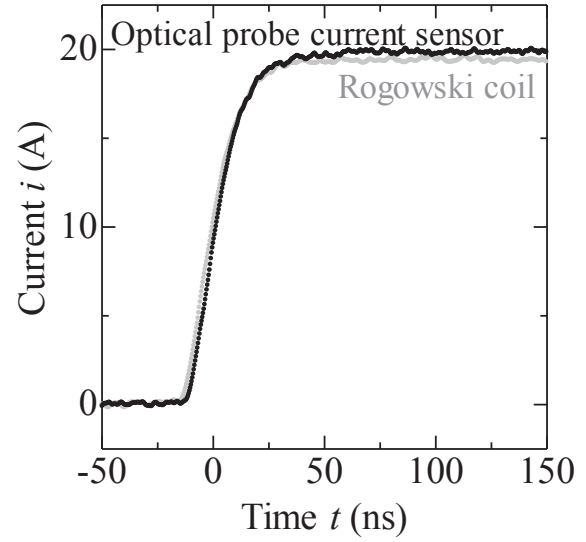


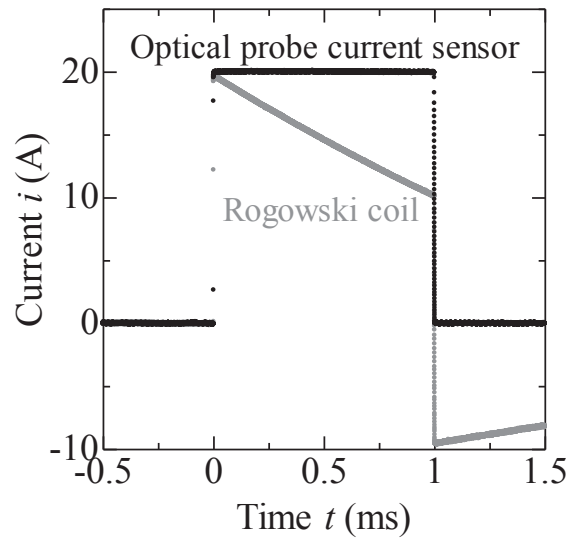
Fig. 16 Variation of output deviation in position ②-⑤.

Table 1 Sensor output deviation of each position ②-⑤ from position ① in twin-head-type optical probe current sensor with magnetic yoke.

Position	Simulation	Measurement
②	-2.4%	-2.0%
③	-2.4%	-2.4%
④	+3.5%	+2.3%
⑤	+3.6%	+2.9%



(a) Measurement waveform of rising pulse current



(b) Measurement waveform of pulse current

Fig. 17 Comparison of measurement waveforms between twin-head optical probe current sensor with magnetic focusing yoke and Rogowski coil.

- (1) ツインヘッド型を採用することで集磁ヨークに鉄系アモルファス合金球形粉末コンポジット材料のような低透磁率材料 ($\mu_r=20$) を使用しても、導線位置による出力偏差を2本のセンサヘッドが相殺し、 $\pm 3\%$ 程度の出力偏差で絶対計測が可能である。
- (2) Current probe calibrator を使用したパルス電流波形計測において、周波数に換算すると 12.5 MHz に相当する立上りを計測でき、直流成分も計測できることを明らかにした。

今後の展望として、ツインヘッド型光プローブ電流センサを構成する光学素子を減らすため、光源を1つで構成する光学系を検討する。また、集磁ヨークによる挿入インピーダンスをより低減するため、集磁ヨークの形状・寸法や使用材料を再検討し、より低侵襲で絶対計測可能な電流センサを開発する。

謝辞 本研究は、NEDO「官民による若手研究者発掘支援事業」共同研究フェーズ（2023 度新エネ領ム第 1002006 号）の助成を受けたものである。

References

- 1) Y. Takahashi and T. Endo: *J. Jpn. Inst. Electron. Packaging*, **24**, 215 (2021).
- 2) N. Sato and H. Yamamoto: *Rep. Chiba Inst. Technol.*, **62**, 23 (2015).
- 3) R. M. Silva, H. Marins, I. Nascimento, J. M. Baptista, A. L. Ribeiro, J. L. Santos, P. Jorge, and O. Frazão: *Appl. Sci.*, **2**, 602 (2012).
- 4) M. Miyamoto, T. Kubo, Y. Fujishiro, K. Shiota, M. Sonehara, and T. Sato: *Intermag 2018 Digest Book*, p.754 (2018).
- 5) S. Sue, M. Miyamoto, T. Kubo, M. Sonehara, and T. Sato: *IEEE Trans. Magn.*, **59**, 4000506 (2023).
- 6) A. D. Block, P. Dulal, B. J. Stadler, and N. C. Seaton: *IEEE Photonics J.*, **6**, 0600308 (2014).
- 7) M. N. Deeter, A. H. Rose, and G. W. Day: *J. Light. Technol.*, **8**, 1838 (1990).
- 8) N. Yabu, K. Sugimura, D. Shibamoto, Y. Inagaki, D. Ueda, M. Sonehara, and T. Sato: *The Papers of Tech. Meeting on Magn.*, *IEEJ*, MAG-17-200, (2017).
- 9) K. Furuya, K. Iwami, S. Ota, K. Yamazaki, T. Kubo, M. Miyamoto, M. Sonehara, and T. Sato: *43rd Annual Conf. Magn. Jpn.*, 25pD-6, (2019).

2024年10月22日受理, 2025年3月11日採録

近傍磁界情報の機械学習によるオブジェクト検出を用いた プリント配線板上の磁界源推定

Estimation of magnetic field sources on printed circuit boards using object detection by machine learning of magnetic near-field information

佐藤雄亮^{a)}・室賀翔^{b)}・鴨澤秀郁^{a)}・田中元志^{a)†}

^{a)}秋田大学大学院理工学研究科, 秋田市手形学園町 1-1 (〒010-8502)

^{b)}東北大学大学院工学研究科, 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-05 (〒980-8579)

Y. Sato^{a)}, S. Muroga^{b)}, H. Kamozaawa^{a)}, and M. Tanaka^{a)†}

^{a)} Graduate School of Engineering Science, Akita University, 1-1 Tegata Gakuen-machi, Akita, 010-8502, Japan

^{b)} Graduate School of Engineering, Tohoku University, 6-6-05 Aramaki-aza-aoba, Aoba-ku, Sendai, 980-8579, Japan

To estimate electromagnetic (EM) noise sources and coupling paths on a printed circuit boards (PCBs) in electronic devices, information on the EM coupling between signal traces and components is required. In this paper, we propose a method for estimating the length, position, and number of magnetic field sources from near-field distribution on PCBs, using an object detector with machine learning. The target is a unidirectional magnetic field H_x because of a fundamental study. For training data, two-dimensional (2D) magnetic field maps of a loop current model were obtained by theoretical calculation. To evaluate the object detector, 2D magnetic field maps on traces with different lengths were prepared by measurement and EM field simulation. Then, using the detected information for the magnetic field source, the geometry of its equivalent loop-current model was estimated by a parameter estimator with a convolutional neural network. As a result, the position of the magnetic field source could be estimated with high accuracy, which indicated the feasibility of modeling it appropriately.

Key words: magnetic near-field distribution, magnetic field source, printed circuit board, equivalent loop-current model, object detection

1. はじめに

電子機器の高密度実装化, 薄型化, 動作周波数の高周波化により, プリント配線板 (Printed circuit board, PCB) では信号配線や素子が密集し, 電磁的に結合しやすくなっている。それにより, 意図しない経路が形成され, それが電磁ノイズ源となって誤動作などを引き起こす要因になりうる[1]。そのような電磁結合の要因は, 電界結合と磁界結合である。電界結合については, 電束が誘電率の高い材料内に主に分布することから, 導体の位置, 寸法や基板誘電率等のレイアウト情報から浮遊容量を推定する方法等[2]が提案され, 利用されている。磁界結合については, 空間や基板の非透磁率が1であることから, 磁束は広く分布し, 定量的な推定は難しい。磁界結合の要因となる磁束の発生源は, 配線や素子を通る信号電流に加え, 回路情報にない (グラウンドのどこかを流れる) リターン電流により形成されるループ電流である[3]。そのようなノイズ源を特定するため, 特定周波数における近傍磁界分布の測定が行われている[4-6]。そして, 磁界強度が大きい位置にノイズ抑制シートを配置する等の対策が行われる場合が多い[7-8]。これは対症的であり, 電磁的なメカニズムの把握や回路設計を含めた根本的な対策にはなっていない。つまり, 電磁結合問題を考慮して PCB を設計するためには, 実装状態の素子・配線間の磁界結合量を推定できるシステムが求められる。

これまで, 基板内の磁界源間の相互インダクタンスを推定する方法が検討されており[9], 磁界源を等価電磁界モデルには双極子モーメントが用いられる場合が多い[10-11]。しかし, これらは大

規模な測定や複雑な計算が必要な場合が多い。また, 波源が複数ある場合, 測定ばらつきがある場合等, 測定条件によって精度が低下することが課題となっている。

筆者らは, PCB 上の近傍磁界分布を用いて, より簡便に磁界源を電磁界モデル化し, 測定条件の変化に対してロバスト性をもつ磁界結合の定量化方法について検討してきた[12-14]。具体的には, PCB 内の磁界源である信号あるいはノイズ電流とそのリターン電流を, 1 ターンのループ電流としてモデル化することを提案した。ループ電流の長さ, 高さ, 傾き (本論文では信号線の直下にリターン電流がある場合を 0° と定義する) 等を変化させることにより, 様々な磁界源をループ電流モデル化し, そのループ電流間の相互インダクタンスを算出すれば, 磁界結合を定量化できる可能性がある。先行研究では, 単線のマイクロストリップ線路 (Microstrip line, MSL) や平行 2 線路を対象とした基礎検討を行った[13]。ループ電流から生じる近傍磁界分布の理論値を, 畳み込みニューラルネットワーク (Convolutional neural network, CNN) に学習し, ループ電流モデルの寸法情報を回帰分析するパラメータ推定器を作製した。このパラメータ推定器には, 近傍磁界測定における測定ばらつきなどを考慮した。その結果, 磁界源の中心付近の近傍磁界分布から, 等価ループ電流モデルのループ高さや傾きを推定できることを示した[14]。

近傍磁界測定から, PCB 内の磁界源を電磁界モデル化するシステムを構築するためには, 磁界源の全体の大きさ, 位置, および個数を特定する方法が必要である。これを実現するための技術として, 代表的なオブジェクト検出方法の一つである, You only look once (YOLO) [15]の利用が考えられる。YOLO は, 計算量が比較

Corresponding author: M. Tanaka (e-mail: tanaka@gipc.akita-u.ac.jp).

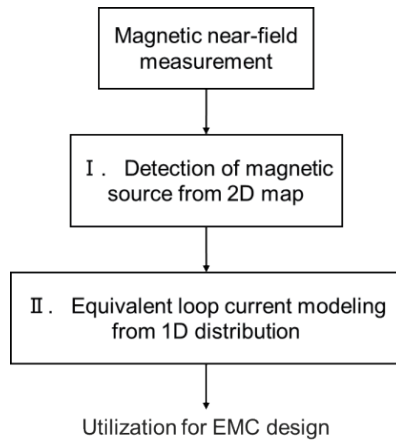


Fig. 1 Procedure of estimating magnetic field sources.

的に少なく、コンシューマ向け GPU を用いて比較的高速に物体検出が行える。これに 2 次元磁界分布を学習させることで、磁界源の位置と大きさの推定が期待できる。

本稿では、MSL を磁界源として、その近傍磁界分布の機械学習から、磁界源の位置と長さを検出し、ループ電流モデル化する方法を提案する。Fig. 1 はその磁界源推定システムの概要を示しており、磁界源の検出とループ電流モデル化の 2 段階構成である。ここで、本研究は原理を確認するための基礎検討であることから、単一方向の磁界 (H_x) を対象に議論する。なお、 H_y についても応用でき、2 次元化が可能である。はじめに、ループ電流モデルから理論的に計算された 2 次元磁界マップを機械学習させ、磁界源の中心座標と長さを抽出するオブジェクト検出器を作製した。検出器の評価には、長さが異なる MSL について、近傍磁界測定と有限要素法による電磁界シミュレーションの結果を用いた。そして、検出結果から得られた位置情報から、磁界源の等価ループ電流モデル化を行い、評価した。

2. 磁界源をもつ PCB とその近傍磁界

推定対象となる磁界源をもつ PCB と測定系の構成を Fig. 2 に示す。本研究では、単一方向磁界 (H_x) を対象とし、磁界源は PCB 上の配線 (MSL) を y 方向に流れる電流とそのリターン電流で形成されるループ電流モデルで表現できるものとした。

2.1 近傍磁界測定方法

磁界源の位置と寸法の検出を調べるために、比誘電率 3.1、厚さ 1.5 mm、縦横がそれぞれ 70 mm の変性ポリフェニレンエーテル基板に、線幅 0.8 mm を設計目標として、基板加工機 (KitMill SR200, ORIGINALMIND) を用いてコの字型の MSL を試作した。MSL の形状と寸法を Fig. 3(a) に示す。基板の中心に、 y 方向に長さ $l_s = 30.0$ mm の信号線を設計した。ここでは、表皮効果の影響による信号線内の電流の偏りを小さくするために、特性インピーダンスの整合条件より信号線幅を狭くした。なお、試作した線路はすべての区間で幅 $w_s = 0.74$ mm となり、設計値より狭い値であったが、第 2.2 節で述べる電磁界シミュレーションの結果から、この影響は小さいと考えられる。線路の特性インピーダンスは約 100Ω であり、基板の裏面は全面グラウンドとした。

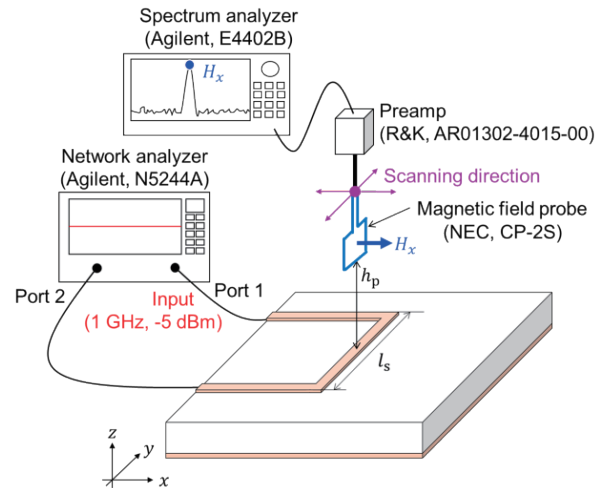
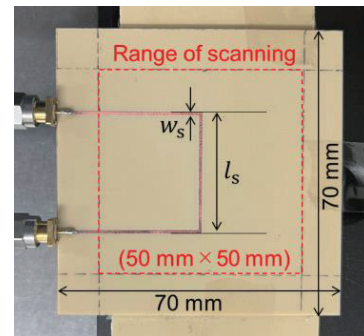
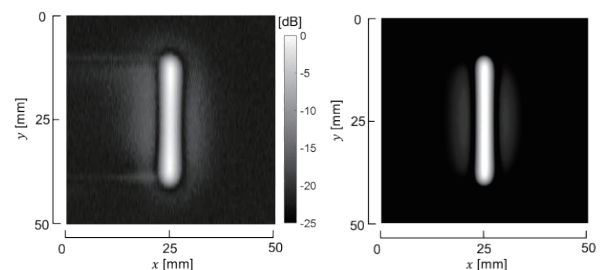


Fig. 2 Measurement setup using a coil-type magnetic near-field probe.



(a) Fabricated PCB.



(b) Measurement result. (c) FEM simulation result.

Fig. 3 Fabricated PCB and its magnetic field map.

Fig. 2 に示す測定系を構成し、MSL 上の x 方向の磁界 H_x を測定した。ネットワークアナライザ (Agilent, N5244A) を用い、ポート 1 から信号 (1 GHz, -5 dBm) を印加した。MSL 上面から 1.5 mm の高さには磁界プローブ (NEC, CP-2S) を配置し、 x, y 方向に中央から ± 25 mm の範囲でそれぞれ走査し、スペクトルアナライザ (Agilent, E4402B) を用いて磁界 H_x を測定した。Fig. 3(b) に、試作した PCB の近傍磁界測定の結果 (2 次元の磁界強度分布) を示す。ここでは、最大値正規化を行い、 $-25 \sim 0$ dB の範囲でグレースケール化し、テスト用 2 次元磁界マップを作製した。

2.2 電磁界シミュレーション

Fig. 3(a) に示したような PCB を多数試作し、測定することは

容易ではない。そこで、提案システムの評価用に、有限要素法 (Finite element method, FEM) による電磁界シミュレーション (HFSS, Ansys Inc.) から H_x の 2 次元磁界分布 (マップ) を求めた。このとき、線路の両端のポートで反射を生じないように設定した。Fig. 3(c)は、Fig. 3(a)の測定範囲におけるシミュレーション結果であり、測定値 (Fig. 3(b)) とほぼ同じ結果が得られている。Fig. 2 に示す MSL の線路長を $l_s = 5, 10, \dots, 50$ mm と変化させて、合計 10 枚のテスト用 2 次元磁界マップを用意した。なお、シミュレーションでは信号線幅を $w_s = 0.80$ mm とし、その他のパラメータは全て測定系と同一に設定した。

3. PCB 上磁界源の検出

計測された 2 次元の近傍磁界マップから磁界源を検出する方法について述べる。

3.1 磁界源を検出するオブジェクト検出器

2 次元磁界マップから磁界源を検出するオブジェクト検出器を構成した。オブジェクト検出に利用する YOLO は、入力画像を複数のグリッドセルに分割し、セル毎にランダムに生成した矩形領域 (バウンディングボックス) の中から、検出対象と背景を判別する信頼度と、各セルに写ったオブジェクトがどのクラスに属するかの確率から、適切なバウンディングボックスを選択して出力するアルゴリズムである。本検出器では、2 次元磁界マップを入力画像、検出対象を x 方向磁界源とし、バウンディングボックスの寸法と中心座標を出力させた。なお、検出器の作製には MATLAB を利用しており、その環境で利用できる YOLO v4[15]を用いた。

3.2 学習データの作製

検出対象となる磁界源の等価ループ電流モデルを Fig. 4 に示す。本研究では、基板上のノイズ源となるすべてのコモンモード電流を複数の等価ループ電流の重ね合わせで表すことを想定している。そこで、測定ばらつきなどの影響を考慮し、計算負荷を小さく、様々な学習用パターンを用意するため、このループ電流モデルから発生する磁界 H_x をビオ・サバルの法則に基づいて算出した。最大値で正規化し、 $-25 \sim 0$ dB の範囲をグレースケール化した 2 次元磁界マップを求めた。

近傍磁界算出における概略図を Fig. 5 に示す。マップの中心がモデルの中心となるように磁界観測面を設定した。また、様々な磁界源の寸法に適用できるように、モデルの幅を $w_m = 0.8, 1.6, 2.4, \dots, 8.0$ mm、長さを $l_m = 4, 8, 12, \dots, 100$ mm と変えた。ループの高さは、本検討にて使用する配線基板厚の 2 倍の $h_m = 3.0$ mm、磁界観測面の高さを $h_p = 1.5$ mm とした。さらに、近傍磁界測定において生じるノイズフロアのばらつきを考慮し、 $-30, -25, -20$ dB の各ノイズフロアを、算出した磁界にそれぞれ与えた。これにより、合計 750 枚の 2 次元磁界マップを用意した。

3.3 オブジェクト検出器の学習

前節で作製した各磁界マップについて、中心から横方向 ± 15 mm、縦方向 $\pm l_m/2$ の範囲をバウンディングボックス (検出対象) とし、アノテーションを行った。Fig. 6 にその例を示す。合計 750 セットのデータの内、9 割を学習用、1 割を検証用としてランダムに分割し、オブジェクト検出器を学習した。10 回の学習による平均適合率は約 98.7%であった。ここで、平均適合率はオブジェク

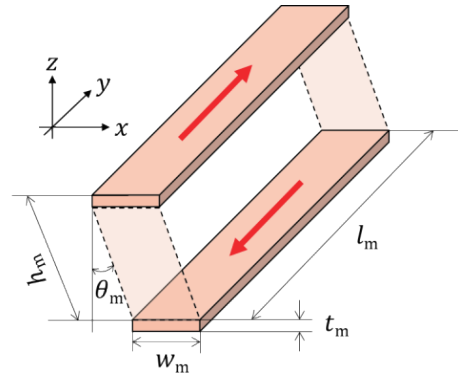


Fig. 4 Loop current model.

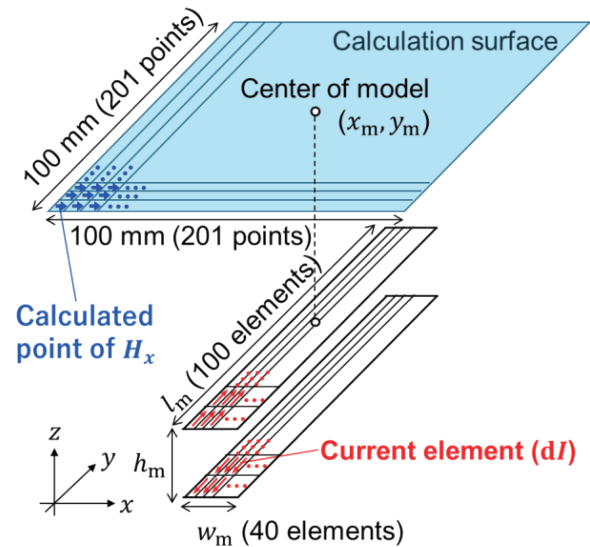


Fig. 5 Calculation model for magnetic field distribution of loop current model.

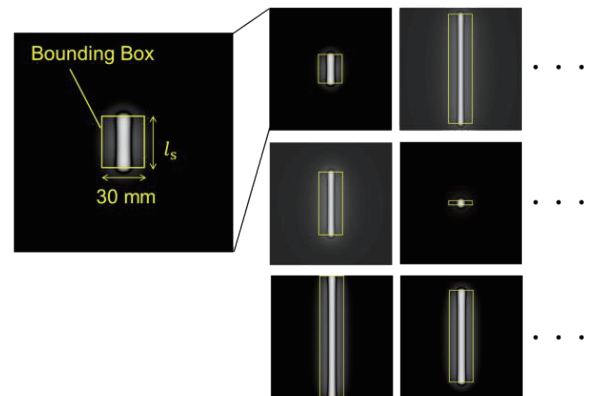
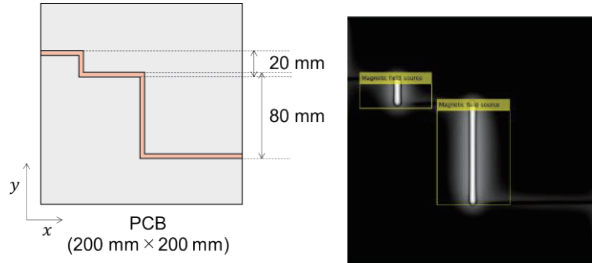


Fig. 6 Examples of calculated 2D magnetic field sources for training and their annotation.

ト検出において、各再現率値における適合率値をプロットしたときの下部面積であり、過剰な検出と、見逃しのバランスを表す指標である。本結果から、作製したオブジェクト検出器は、検出対象を精度よく検出できることが確認できた。

Table 1 Detection result in the case of Fig. 3(b).

Parameters[mm]	Truth	Detected
l'_m	30.0	30.6
Center coordinates of magnetic source (x'_m, y'_m)	(25.0, 25.0)	(25.2, 25.3)

**Fig. 7** Example of detection result in the case of multiple magnetic field sources.

3.4 PCB上の磁界源の検出

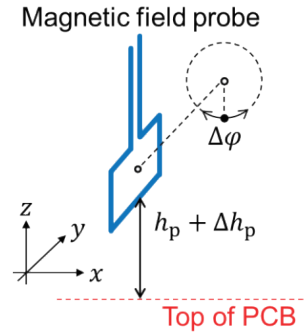
作製したオブジェクト検出器に、第 2.1, 2.2 節で用意した 11 枚のテスト用磁界マップを入力した。その結果、すべての磁界マップに対し、磁界源を囲う 1 つのバウンディングボックスが出力された。出力されたバウンディングボックスから磁界源の長さ l'_m と中心座標 (x'_m, y'_m) を抽出した。Table. 1 に、試作 PCB で測定した磁界マップ (Fig. 3(b)) を入力した結果を示す。誤差はあるものの、検出できている。すべてのマップから求めた l'_m と (x'_m, y'_m) について、設定値との平均誤差を算出した結果、長さ l'_m において約 2.2 mm、中心座標 (x'_m, y'_m) においてはそれぞれ約 0.3 mm、約 0.4 mm であり、おおむね正しく抽出できた。また、磁界源が複数個ある場合について、FEM シミュレーションで求めた磁界マップを用いて検出を行った。Fig. 7 は、磁界源が 2 個の場合の例であり、2 か所とも検出できている。配線内で定在波を生じる場合については、定在波の節を境界にして、腹の部分を異なる電流モデルとして、それぞれ検出できることを確認した。このように、磁界源が複数個ある場合についても同様に検出でき、本方法の有効性が確認された。

4. ループ電流モデル化

磁界源の検出結果 (長さと中心座標) から、磁界源のループ電流モデル化を行い、結果を評価する。

4.1 ループ電流モデルのパラメータ推定器

ループ電流モデルのパラメータ推定器は、先行研究 [14] と同様の CNN を持つ構成とした。畳み込み層 3 層、プーリング層 3 層、全結合層 2 層の構成をもつ 1D CNN を用いて、パラメータを回帰分析する。入力には磁界源直上から x 方向に ± 10 mm の範囲の 1 次元近傍磁界分布とし、出力するパラメータはモデルの高さ h_m および幅 w_m とした。なお、モデルの傾きは、モデル化の対象とする MSL が単線であることから、リターン電流が信号線の直下に流れると

**Fig. 8** Measurement variability of probe position.**Table 2** Estimated parameters of loop current model in the case of Fig. 3(b).

Parameters[mm]	Truth	Estimated
h'_m		3.3
w'_m	0.74	1.2

考え、 $\theta_m = 0^\circ$ とした。

4.2 パラメータ推定器の学習

パラメータ推定器用の学習データは、先行研究と同様に、Fig. 5 に示すループ電流モデル上の磁界観測面の中心から、 x 方向に ± 10 mm における磁界分布を学習データとした。モデルの幅を $w_m = 0.5, 1.0, 1.5, \dots, 3.0$ mm、高さを $h_m = 1.5, 2.5, 3.5$ mm と変え、合計 18 個の 1 次元近傍磁界分布を算出した。各磁界分布に対し、測定におけるコイル型磁界プローブのばらつきを考慮し、Fig. 8 に示すプローブの Pitch 角のばらつきを $\Delta\phi = \pm 0, 0.2, 0.4, \dots, 1^\circ$ の 11 通り、磁界観測面の高さのばらつきを $\Delta h_p = \pm 0, 0.02, 0.04, \dots, 0.1$ mm の 11 通り、合計 $11 \times 11 = 121$ 枚の磁界分布を求めた。以上より取得した合計 2,304 個の近傍磁界分布を用いて、パラメータ推定器を学習させた。

4.3 ループ電流モデルの推定結果

オブジェクト検出器で検出した磁界源の結果を用いて、ループ電流モデルを推定した。検出された磁界源の中心座標から x 方向に ± 10 mm の範囲の 1 次元近傍磁界分布を取り出した。それをパラメータ推定器に入力し、ループ電流モデルの高さ h'_m および幅 w'_m を推定した。試作した MSL 上の磁界分布を入力した結果を Table. 2 に示す。幅の推定結果は、実際の線路幅に比べて約 0.5 mm 広い結果であった。実験では、MSL の導体として銅を利用している。その抵抗成分によってリターン電流がグラウンド平板内で広がりを持つため、磁界分布が大きく広がり、実際のパラメータよりも大きく推定されたと考えられる。また、第 2.2 節で作成した 10 枚の 2 次元磁界マップそれぞれについて推定した結果、幅 w'_m の平均値は 0.85 mm、高さ h'_m の平均値は 3.4 mm であった。実験値の場合と同様に、実際より大きい値で推定される傾向が見られた。FEM シミュレーションでは、線路の断面において電流が端部に集中する表皮効果による偏りがわずかに見られた。これも実際よりも大きく推定された理由の一つと考えられる。Fig. 9 は、この

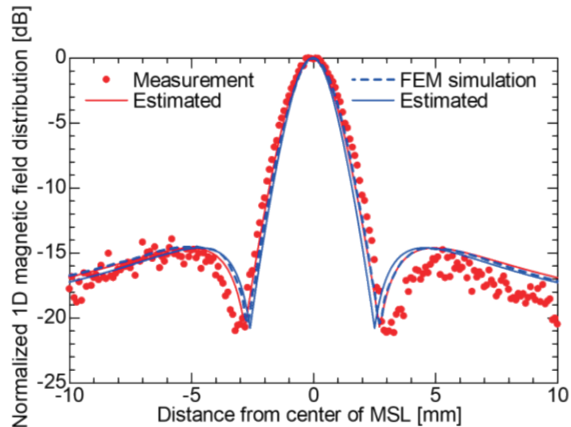


Fig. 9 Magnetic near-field distributions normalized by the maximum value in the cases of measurement, FEM simulation and their estimation results ($l_s = 30$ mm).

ループ電流モデルから磁界分布を求めた結果の例であり、 $l_s = 30$ mm の場合である実験値と FEM シミュレーションの結果に対する推定値をそれぞれ示している。実験値（図中のプロット）およびシミュレーション値（破線）とそれぞれの推定値の分布を比較すると、おおそ一致しており、試作したパラメータ推定器は正しく推定できることが確認できた。これらの結果から、本方法により、一方向磁界源をループ電流モデル化できることが示された。

5. まとめ

PCB 上の 2 次元近傍磁界分布から磁界源を検出して、それを等価ループ電流モデル化する方法を提案した。はじめに、ループ電流モデルから理論的に計算された 2 次元磁界分布を機械学習させ、磁界源の中心座標と長さを抽出するオブジェクト検出器を作製した。そして、検出結果から得られた位置情報から、磁界源の等価ループ電流モデル化を行った。その結果、磁界源の位置を推定でき、妥当なモデル化ができることを確認した。本稿では単一方向の磁界 H_x を対象に議論したが、 H_y についても同様なシステムを構成す

ることで、2 次元化が可能となる。

今後は、素子・配線間や線路間に磁気結合が発生する場合について磁界源検出結果から磁気結合係数を推定する方法、そして多層基板など実際の PCB への適用について検討する予定である。

References

- 1) IEEE Standards Association Industry Connections, "Executive Summary," International Roadmap for Devices and Systems 2021 Edition, <http://irds.ieee.org/>. (Accessed at June 10, 2022).
- 2) T. Sakurai and K. Tamaru: *IEEE Trans. Electron Devices*, **30**, 183 (1983).
- 3) H. Endo, T. Takagi, and Y. Saito: *IEEE Trans. Magn.*, **41**, 1748 (2005).
- 4) T. Sudo, H. Sasaki, N. Masuda, and J. L. Drewniak: *IEEE Trans. Adv. Packag.*, **27**, 304 (2004).
- 5) S. Muroga, K. Arai, S. Dhungana, R. Okuta, Y. Endo, and M. Yamaguchi: *IEEE Trans. Magn.*, **49**, 3886 (2013).
- 6) J. Fan, *IEEE Electromagn. Compat. Mag.*, **4**, 67 (2015).
- 7) B. Deutschmann, J. S. Khan, G. Winkler, and J. Victoria: 2021 13th International Workshop on the Electromagnetic Compatibility of Integrated Circuits (EMC Comp), Bruges, Belgium, 19 (2022).
- 8) A. Alcarria, A. Suarez, P. A. Martinez, J. Victoria, A. Amaro, and J. Torres: 2023 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC Europe), Krakow, Poland, P2(7) (2023).
- 9) J. Pan, X. Gao, and J. Fan: *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, **63**, 580 (2021).
- 10) H. Shrivastav, T. Enomoto, S. Seto, K. Araki, and C. Hwang: *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, **63**, 1035 (2021).
- 11) H. Rezaei, X. Yan, D. J. Pommerenke, and D. G. Beetner: *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, **65**, 1519 (2023).
- 12) Y. Takei, S. Muroga, and M. Tanaka: IEICE Technical report, EMCJ2020-68 (2021).
- 13) S. Muroga, T. Sasaki, H. Kamozaawa, Y. Sato, T. Mikami, and M. Tanaka: 2022 Asia-Pacific Microwave Conference, Yokohama, Japan, IF-D02 (2022).
- 14) Y. Sato, S. Muroga, H. Kamozaawa, and M. Tanaka: *IEEE Trans. Magn.*, **59**, 4000704 (2023).
- 15) A. Bochkovskiy, C.-Y. Wang, and H.-Y. M. Liao: arXiv:2004.10934 (2020).

2024 年 10 月 31 日受理 2025 年 1 月 31 日採録

大型磁束変調型磁気ギヤの実用的な設計手法の検討

Practical Design Method for Large-Scale Flux-Modulated-Type Magnetic Gears

角貴則^{a)†}・中村健二^{a)}・武田啓司^{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)}TDK(株), 東京都中央区日本橋 2-5-1 (〒103-6128)

T. Sumi^{a)†}, K. Nakamura^{a)}, and K. Takeda^{b)}

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

^{b)}TDK Corporation, 2-5-1 Nihonbashi Chuo-ku, Tokyo 103-6128, Japan

Magnetic gears, which can transmit power without any mechanical contact, offer lower vibration and acoustic noise compared to mechanical gears. Among the various types of magnetic gears, the flux-modulated-type magnetic gear has recently garnered attention because of its higher torque density and efficiency. It consists of concentric inner and outer rotors with pole pieces placed between the two rotors. The finite element method (FEM) is widely used for the design and analysis of electric machines, and using a partial model based on the periodicity of the electromagnetic field is an effective way to reduce model size and calculation time. However, for flux-modulated-type magnetic gears, their partial models cannot be minimized due to the low periodicity of the electromagnetic field. As a result, the model size remains large, and calculation time is still long. This paper presents a practical design method for flux-modulated-type magnetic gears by creating a partial model that focuses only on the inner magnet pole pair.

Keywords: flux-modulated-type magnetic gear, practical design method, partial model

1. はじめに

歯車同士の接触によって動力を伝達する機械ギヤは、回転速度の増減速、回転方向や回転軸の変更など様々な動作が可能であり、あらゆる産業で用いられる重要な機械要素の一つである。しかしながら、機械的な接触を伴うため、本質的に振動や騒音が発生し、歯車の摩耗や発熱が避けられない。特に、大容量機では摩耗と発熱の低減のため、潤滑油系統が必須であり、定期的なメンテナンスが不可欠となる。

上述の問題を抱える機械ギヤに対して、磁力によって非接触で増減速可能な磁気ギヤは振動や騒音が小さく、摩耗や発塵がない。したがって、潤滑油系統が不要となるため、保守性に優れる。

磁気ギヤには様々な種類があるが^{1)~3)}、その中でも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 2 つの磁石回転子とその間に配置されたポールピースと呼ばれる鉄片から構成され、すべての磁石が常にトルク伝達に寄与することからトルク密度と効率が高く、実用化が最も期待されている^{4)~7)}。

磁気ギヤやモータといった回転電気機械の設計に用いられる手法の一つに有限要素法 (Finite Element Method, FEM) による電磁界解析がある。FEM を用いた電磁界解析では磁界分布の対称性と周期性に基づいた部分モデルを利用することが一般的である。部分モデルを利用することで要素数が削減でき、それに伴って計算コストを節約することができる。一方で、磁束変調型磁気ギヤはトルクリプルを抑制するため、内側磁石回転子の極対数とポールピースの極数の最大公約数が小さくなるように設計するため、磁界分布の周期性が悪い。それに加え、内側磁石回転子、ポールピース、外側磁石回転子の 3 層からなる複雑な構造を有すること

から、磁束変調型磁気ギヤの部分モデルは他の回転機ほどは小さくならず、解析モデルが大規模化する。そのため、計算コストのみならず、解析の前準備や後処理などにも困難が生じ、特に大型機ではその影響が顕著になる。

そこで本論文では、磁界分布の周期性に基づく一般的な部分モデルではなく、内側磁石回転子の極対数のみに着目した部分モデルを用いることで、磁束変調型磁気ギヤの実用的な設計手法の確立を試みたので報告する。

2. 内側磁石回転子の極対数のみに着目した部分モデル

Fig. 1 に検討対象とする大型磁束変調型磁気ギヤの諸元を示す。

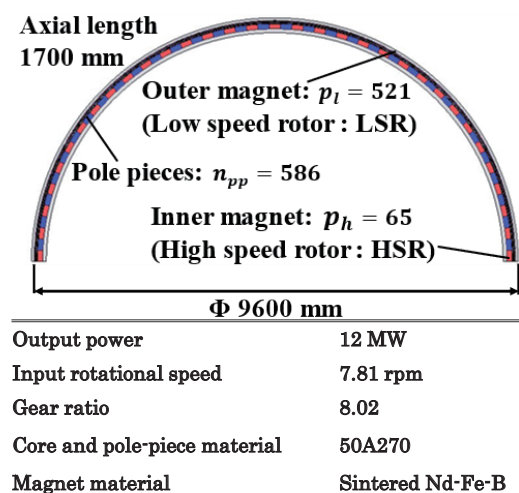


Fig. 1 Specifications of large-scale flux-modulated-type magnetic gear.

Corresponding author: T. Sumi (e-mail: sumi.takanori.q1@tohoku.ac.jp).

内側磁石回転子が高速側で65極対、外側磁石回転子が低速側で521極対であり、ギャ比は8.02である。ポールピースは586極である。洋上風力発電への適用を想定した磁気ギャであり、直径は9600 mm、軸長は1700 mm、出力は12 MWである。本磁気ギャに関して、磁界の周期性に基づき部分モデルを作成すると、Fig. 1に示したような1/2モデルが最小になる。本論文では、この1/2モデルに空気領域を設定し周期境界条件を付したものをフルモデルと呼ぶ。

Fig. 2に、本論文で検討した部分モデルを示す。同図(a)は、内側磁石回転子のみに着目して1極対分を切り出したものであり、以降では1極対モデルと称する。同図(b)および(c)は、それぞれ同様に内側磁石回転子の1.5極対分および2極対分で切り出したモデルである。なお、ポールピースと外側磁石回転子の周期性は無視し、内側磁石回転子の各極対分の中心角で強制的に切り出している。例として、同図(c)に端部の拡大図を示す。ポールピースや外側磁石が周期性を無視して切り取られていることがわかる。各部分モデルの端部には周期境界条件等は付さず、周囲には空気領域を設定した。Table 1に空気領域を除いた磁気ギャ部の要素数を示す。切り出した極対数の大きさに応じて要素数は増えているが、いずれの部分モデルについても、フルモデルと比較して大幅に要素数が削減できていることがわかる。

Fig. 2中の破線は、空隙磁束密度の計算面を表している。赤破線が外側空隙、青破線が内側空隙の磁束密度計算面である。1極対モデルでは端から端まで、1.5極対モデルと2極対モデルでは端効果を除くため、中央の1極対分を計算面とした。なお、FEMには(株)JSOLの電磁界解析ソフトJMAG-Designer ver. 23.0を使用した。

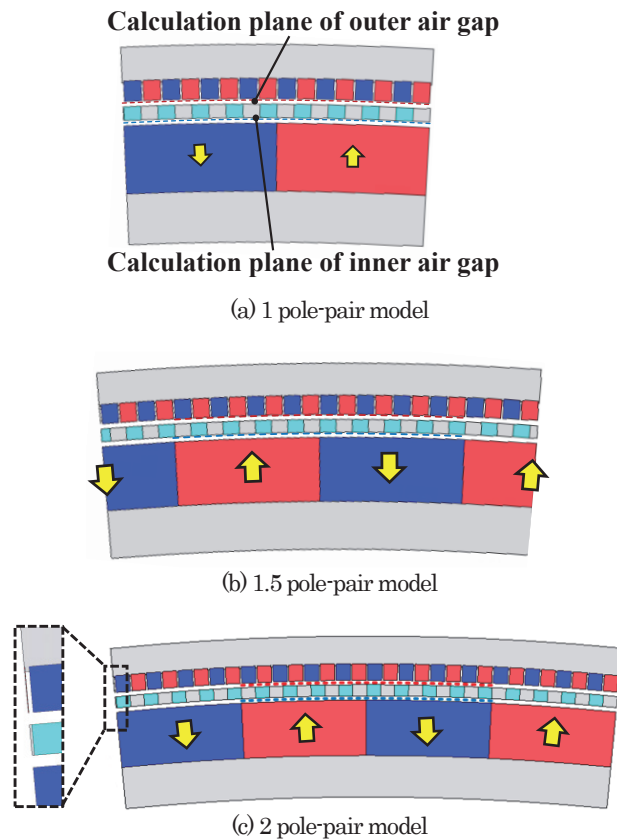


Fig. 2 Partial models of magnetic gear.

Table 1 Number of elements in each partial model.

Model (pole pair)	1	1.5	2	Full
Approx. no. of elements	3.3×10^4	5.0×10^4	6.7×10^4	1.2×10^6

3. 空隙磁束密度に関する比較検討

3.1 磁束密度分布と磁束線図の比較検討

Fig. 3に、各モデルの磁束密度分布と磁束線図を示す。磁石部分は内側磁石のみに着磁設定をしておき外側磁石は空気としている。図中の色は磁束密度の強さを表しており、スケールは同図(b)中に示した。スケール幅は0 T~2 Tである。

同図(a)のフルモデルにおける磁束密度分布を見ると、磁石磁束が左右の磁石に分かれて流れて、磁束線がループを形成していることがわかる。すなわち、ある1極に注目すれば両サイドにある磁石0.5極ずつと対となってループを形成している。

これに対して、同図(b)の1極対モデルでは1極対全体で磁束のループ1つを形成しており、フルモデルと比較して大きなループとなっている。また、端部から外部空気領域への漏れ磁束も認められる。

一方、同図(c)の1.5極対モデルでは、フルモデルでみられた隣り合う磁極の0.5極同士で形成される磁束ループが良好に再現され

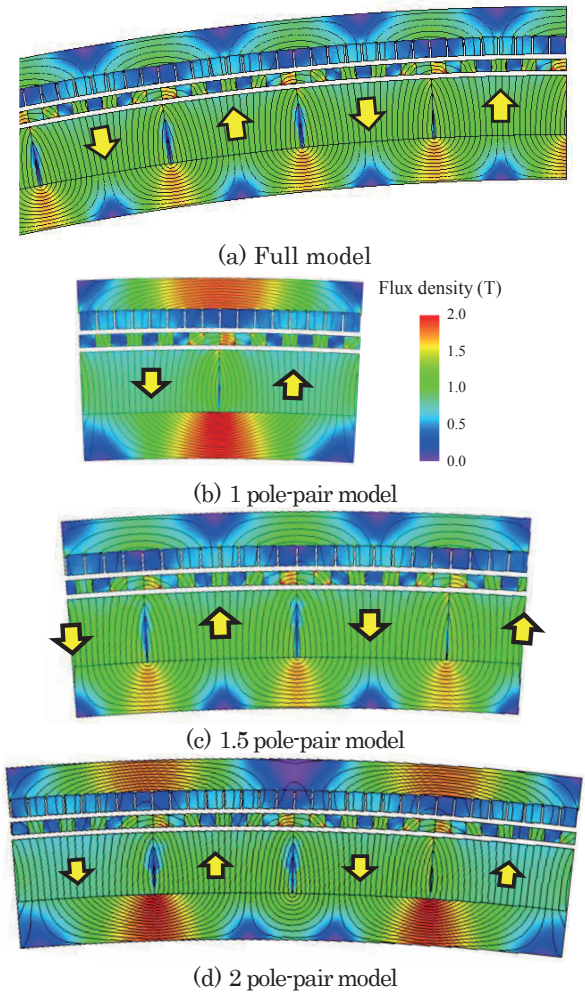


Fig. 3 Comparison of flux lines and flux density distributions.

ていることがわかる。さらに、ヨークの磁束密度分布も良好に模擬されており、フルモデルと同様の結果が得られていることが了解される。

最後に、同図(d)の2極対モデルでは、両端の2極の磁石磁束のほとんどが中央の2極に流入しているため、中央の磁束線ループが小さく、かつ歪んでおり、フルモデルとは異なる分布になっていることがわかる。

以上、各モデルを比較すると、1極対モデルでは磁束のループがフルモデルと異なり、また端部からの漏れ磁束も大きい。これに対して、漏れ磁束の影響を除くため、両端に1極ずつ足した2極対モデルでは隣り合う0.5極同士で形成される磁束ループが再現できない。よって、漏れ磁束の影響を減らし、かつ磁束のループを再現可能な最小のモデルは1.5極対モデルであることが明らかとなった。

3.2 空隙磁束密度波形と高調波成分の比較検討

Fig. 4に、各部分モデルの磁束密度分布の計算結果を示す。

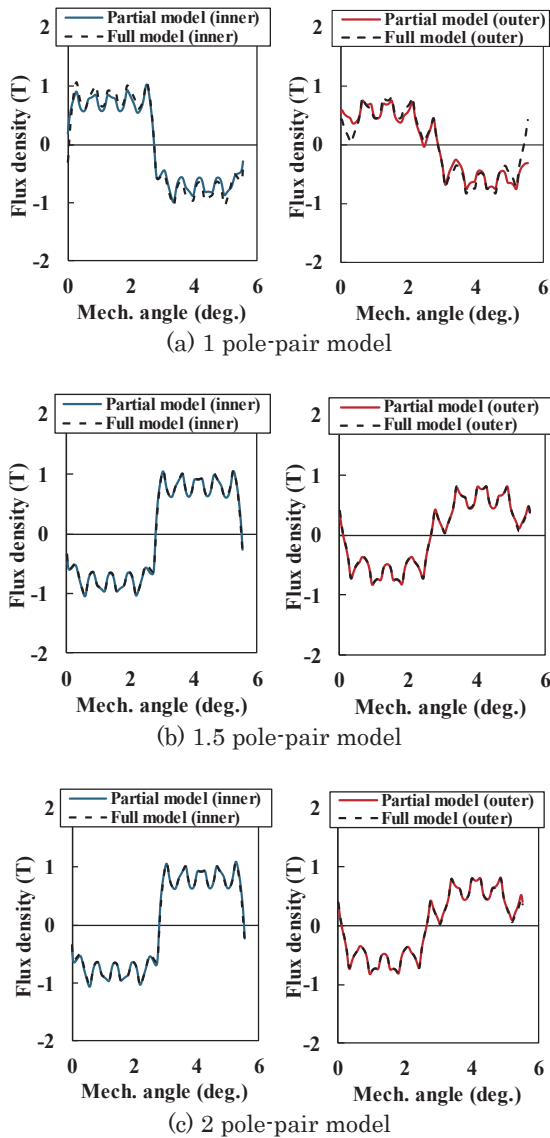


Fig. 4 Comparison of gap flux density waveforms (left: inner gap, right: outer gap).

青実線は内側空隙の磁束密度波形であり、内側磁石の磁石磁束に相当する。一方、赤実線は外側空隙の磁束密度波形であり、変調波に相当する。黒破線はフルモデルの空隙磁束密度波形である。

同図(a)の1極対モデルにおける空隙磁束密度波形では磁極中心部では波形が一致しているものの、端部では異なっていることがわかる。これは磁石端部から外部の空気領域への漏れ磁束が原因であると考えられる。これに対して、同図(b), (c)の1.5極対モデルと2極対モデルでは波形が良好に一致していることが了解される。

Fig. 5に、各部分モデルの空隙磁束密度波形の高調波成分を示す。Fig. 4に示した磁束波形と同様に、青が外側空隙、赤が内側空隙における高調波成分であり、黒がフルモデルの高調波成分である。また、高調波成分において、内側空隙の1次成分、外側空隙の8次成分が内外磁石回転子と同期して、トルク伝達に寄与する成分である。また、Table 2には、トルク伝達に寄与する成分をフルモデルの結果で規格化したものを示す。

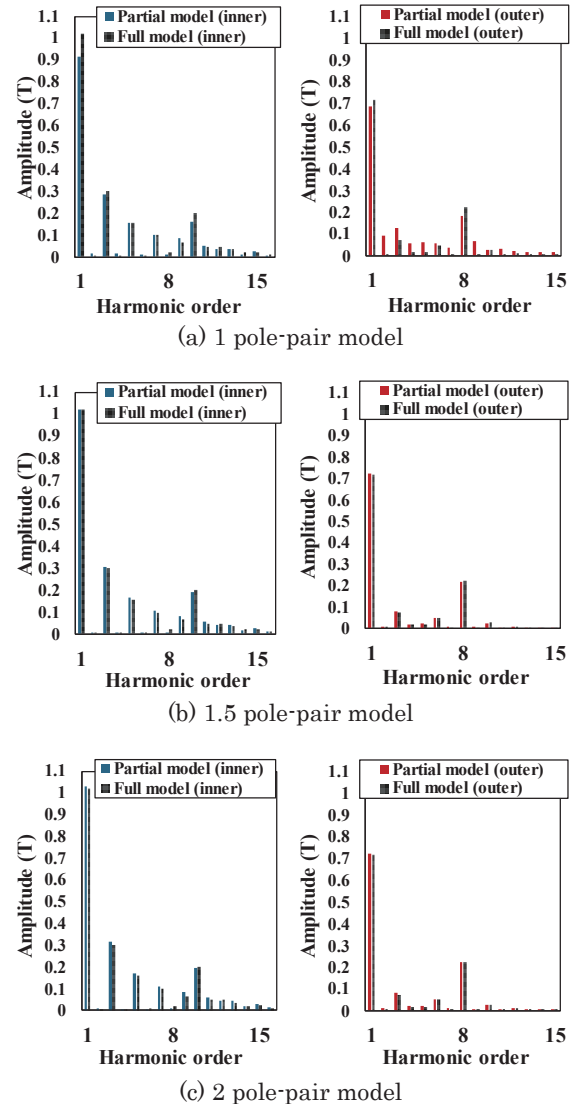


Fig. 5 Comparison of harmonic orders of gap flux density waveforms (left: inner gap, right: outer gap).

Table 2 Comparison of synchronous components of gap flux density waveforms.

	1 pole pair	1.5 pole pair	2 pole pair	full
Inner	0.896	1.000	1.009	1.000
Outer	0.835	0.986	1.005	1.000

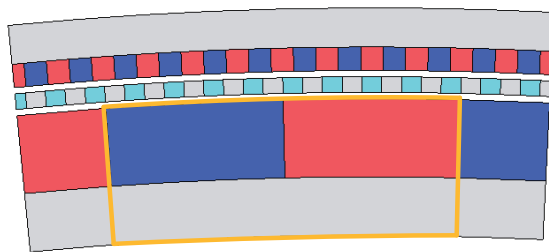
まず Fig. 5(a)を見ると、1 極対モデルではトルク伝達に寄与する成分がフルモデルとは乖離していることがわかる。また、その他の高調波成分についても誤差が大きい。一方、図(b), (c)を見ると、トルク伝達に寄与する成分を含めて、各高調波成分が精度良く計算できていることがわかる。

次いで、Table 2 を見ると、Fig. 5 の結果と同様に、1 極対モデルはフルモデルとの誤差が大きいことがわかる。一方、1.5 極対モデルと 2 極対モデルは、フルモデルとほぼ同等の結果が得られている。これは両者とも、内側磁石回転子の中央 1 極対分の空隙磁束密度波形のみで計算しており、端効果が除かれているためと考えられる。

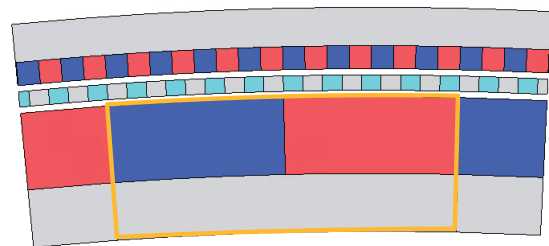
4. トルクに関する比較検討

前章では、ポールピースと外側磁石回転子の周期性は無視し、内側磁石回転子の極対数のみに着目して切り出した部分モデルを用いて、磁束密度分布や空隙磁束密度波形の再現性について検討を行った。その結果、内側磁石回転子 1.5 極対分を切り出したモデルを用いることで、フルモデルの結果を良好に再現でき、FEM における要素数を大幅に削減できることが明らかとなった。本章では、上記の 1.5 極対モデルを用いてトルクを算定し、フルモデルと比較検討を行う。

Fig. 6 に、トルクの算定に用いた 1.5 極対モデルを示す。磁束変調型磁気ギヤのトルク発生原理は、一般的な同期モータと等しく、トルクが負荷角に応じて変化する、0 度で最小、90 度で最大となる。一方、本論文で提案する部分モデルでは、モデルの周囲に周期境界条件を付けることができないため、トルクを算定したい負荷角



(a) Model for load angle of 0 deg.



(b) Model for load angle of 90 deg.

Fig. 6 1.5 pole-pair model for torque analysis.

ごとに、それに対応する 1.5 極対モデルを作成する必要がある。なお、同図(a)が負荷角 0 度、同図(b)が負荷角 90 度に対応する 1.5 極対モデルである。

上記の部分モデルにおいて、トルクの計算に用いた領域は、前章の検討において磁束密度分布に良好な再現性が得られた中央の 1 極対分であり、同図中で橙色の枠で囲った部分である。この 1 極対分に働くトルクを 65 倍した値をフルモデルの結果と比較した。また比較に関しては、Fig. 6 に示した 2 つの負荷角を含む、負荷角 0 度～180 度まで 30 度ごと 6 点の負荷角について、各々部分モデルを作成し、トルクを計算した。

Fig. 7 に、フルモデルと部分モデルの負荷角対トルク特性を示す。黒破線がフルモデルの結果であり、シンボルが部分モデルの結果である。この図を見ると、すべての負荷角について、部分モデルの計算値はフルモデルの計算値とほぼ良好に一致していることがわかる。

磁束変調型磁気ギヤを設計する際には、その伝達トルクが最大となる負荷角 90 度における性能評価や最適化を行うのが一般的である。よって、負荷角 90 度における計算精度について、さらに詳しく考察する。

Table 3 に、負荷角 90 度における部分モデルの伝達トルクをフルモデルの伝達トルクで規格化したものを示す。この表を見ると、フルモデルに対して 96 % 程度の高い精度でトルクを算定できていることがわかる。

ここで、先行研究 8) では、磁束変調型磁気ギヤにおける空隙磁束密度のトルク伝達に寄与する成分と伝達トルクの間には良好な相関関係があることが述べられていることから、Table 4 に負荷角 90 度における内外空隙磁束密度のトルク伝達に寄与する高調波成分について、部分モデルの値をフルモデルの値で規格化したものを示す。先行研究 8) に倣い、内側空隙の変調波は外側磁石を、外側空隙の変調波は内側磁石のみを着磁設定して計算したものである。この表を見ると、部分モデルの内外変調波成分の積はフルモデルに対して 95.4 % であり、Table 3 に示したトルクの誤差と符合していることがわかる。

最後に、フルモデルと 1.5 極対モデルにおける負荷角 90 度の 1 点を計算する際の計算コストを比較する。Table 5 に使用メモリ量と計算時間の比較を示す。これらの値は、

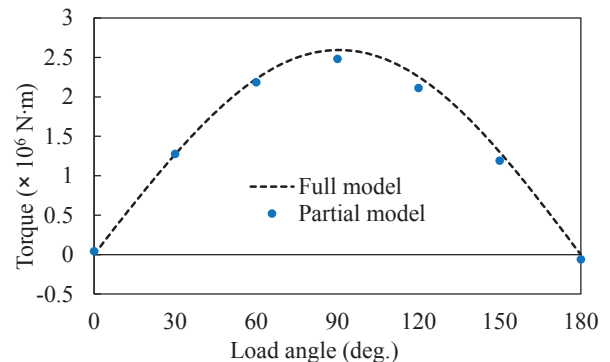
**Fig. 7** Load angle versus torque of inner rotor.

Table 3 Comparison of torques at load angle of 90 deg.

	1.5 pole pair	full
Torque	0.957	1.000

Table 4 Comparison of orders contributing to torque generation at load angle of 90 deg.

	1.5 pole pair	full
Modulated wave at inner air gap	0.962	1.000
Modulated wave at outer air gap	0.992	1.000
Multiplication value	0.954	1.000

Table 5 Computational cost

	1.5 pole pair	full
Used memory (MB)	294.9	6617.3
CPU time (sec.)	4	114

JMAG-Designer が計算終了時に生成するログファイルを参照した。また、使用したコンピュータの CPU は Intel Core i7-12700, メモリは 32 GB, OS は Windows11 である。この表をみると、使用メモリ量、計算時間ともに大幅に減少していることがわかる。具体的には、使用メモリ量は 95.5 % 減、計算時間は 96.5 % 減であった。

5. まとめ

以上本論文では、大型磁束変調型磁気ギヤに対して、十分に計算コストを削減可能な実用的設計手法を確立することを目的に、内側磁石回転子の極対数のみに着目した部分モデルを提案し、その妥当性を検討した。

その結果、内側磁石回転子の 1.5 極対分を切り出した部分モデルを用いることで、磁束密度分布や空隙磁束密度波形、伝達トルクが良好に算定できることが明らかとなった。

これは、磁束変調型磁気ギヤで形成される隣り合う磁石 0.5 極同士の磁束ループが良好に再現できたことや、磁束波形やトルクの最小計算単位である 1 極対分よりも解析モデルが大きいため、端効果の影響を排除できたことが要因であると考えられる。

1.5 極対モデルになったことで、FEM における磁気ギヤ部の要素数は 96 % 削減することができ、使用メモリ量は 95.5 % 削減、計算時間は 96.5 % 削減することができた。

今後は、構築した部分モデルと遺伝的アルゴリズム (GA) などの最適化手法を組み合わせた設計を実施し、フルモデルと比較することで、計算機容量や計算時間の削減効果を明らかにする予定である。

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。ここに感謝の意を表する。

References

- 1) Y. D. Yao, D. R. Huang, C. C. Hsieh, D. Y. Chiang, S. J. Wang, and T. F. Ying: *IEEE Trans. Magn.*, **32**, 5061 (1996).
- 2) S. Kikuchi and K. Tsurumoto: *IEEE Trans. Magn.*, **29**, 2923 (1993).
- 3) C. C. Huang, M. C. Tsai, D. G. Dorrell, and B. J. Lin: *IEEE Trans. Magn.*, **44**, 403 (2008).
- 4) K. Atallah and D. Howe: *IEEE Trans. Magn.*, **37**, 2844 (2001).
- 5) K. Nakamura, M. Fukuoka, and O. Ichinokura: *J. Appl. Phys.*, **115**, 17A314 (2014).
- 6) Y. Mizuana, K. Nakamura, Y. Suzuki, Y. Oishi, Y. Tachiya, and K. Kuritani: *Int. J. Appl. Electromagn. Mech.*, **64**, 771 (2020).
- 7) Y. Mizuana, K. Nakamura, Y. Suzuki, Y. Oishi, Y. Tachiya, and K. Kuritani: *J. Mag. Soc. Jpn.*, **45**, 50 (2021).
- 8) A. Okazaki, T. Sumi, K. Nakamura, T. Shinji, and K. Takeda: *Trans. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **8**, 35 (2024) (in Japanese)

2024年10月17日受理, 2024年12月24日採録

磁気ギヤの入力トルクに対する周波数応答解析

Frequency Response Analysis of Input Torque for Magnetic Gears

岩城圭悟[†]・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. Iwaki[†] and K. Nakamura

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

Flux-modulated-type magnetic gears have attractive features, such as torque transmission without mechanical contact and a high torque density. However, most studies focus on steady-state characteristics, while the frequency characteristics of torque transmission remain unclear. This paper discusses a frequency response analysis for magnetic gears. The results reveal that the frequency characteristics exhibit a resonance frequency, and that torque ripple is not transmitted to the output rotor in high-frequency regions. Moreover, this paper presents a formulation of the frequency characteristics of magnetic gears by linearizing the relationship between the load angle and the transmitted torque. The linearized frequency characteristics mostly correspond with the results from nonlinear differential equations.

Key words: Flux-modulated-type magnetic gears, frequency response analysis, frequency characteristics, nonlinear magnetic spring, two-inertia system, torque ripple

1. はじめに

磁気ギヤは永久磁石の吸引・反発力を用いて、非接触で動力を伝達できることから、機械的な接点に起因する摩擦や発熱などの欠点が無く、中でも磁束変調型磁気ギヤはトルク密度が高いことから、新たな動力伝達装置として注目されている¹⁾。磁気ギヤは2つのロータを有し、そのシステムは2慣性系として表現され、両ロータ間に働くトルクは相対的な位置角の変位に対して反対向きとなることから、ばねのような振る舞いをするが、その特性は非線形である²⁾。この2慣性系の動的な特性については、サーボ制御による高速応答に関する検討、ロボット応用、風力発電への応用などについては報告があるが、入力側のロータに大きなリプルを含むトルクが印加されたときに、そのリプルの周波数に対して両ロータがどのような応答を示すのかについては検討事例が無い^{2)~4)}。

また、トルクリプルが大きい代表的なモータとしてスイッチトリラクタンス (SR) モータがあるが、このSRモータを上述のような2慣性系である磁気ギヤの入力側モータとして用いて磁気ギヤと一体化させると、SRモータのトルクリプルが出力側に伝達しないことが示唆されている⁵⁾。しかし、この検討は有限要素法を用いて速度が一定の条件、すなわち慣性モーメントが無限大の仮定の下で行われており、実際の回転運動を模擬していないため、トルクリプルが出力側に伝達しない理由については不明であるため、より実現象に近い、運動方程式に従う条件で応答を求める必要がある。加えて、磁気ギヤの伝達トルクは非線形特性を有することから、その応答を正確に求めるためには、運動方程式を数値的に解く必要がある。さらに、ばねを有する系は、ローパスフィルタとして働くため、上述のようなSRモータのトルクリプルが伝達しない特性がどのような周波数以上で成り立つかを定量的に示すには、定常状態の波形から算定される周波数特性を検討する必要がある。

そこで本稿では、磁気非線形ばねを有する2慣性系である磁気ギヤに、大きなリプルを有するトルクが入力された際の各ロータへの伝達特性について、非線形微分方程式を用いて数値解析を

行い、定常状態の波形に着目し周波数特性を解析するとともに、線形近似による周波数特性の定式化を行い、両特性の比較を行ったので報告する。

2. 有限要素法解析と非線形微分方程式の数値解析の比較

2.1 磁気ギヤの諸元とシステム構成

Fig. 1に、考察に用いる磁束変調型磁気ギヤの諸元を示す⁶⁾。インナーロータおよびアウトロータの極対数 p_{in} , p_{out} はそれぞれ3, 31であり、ギヤ比 G_r は10.33である。

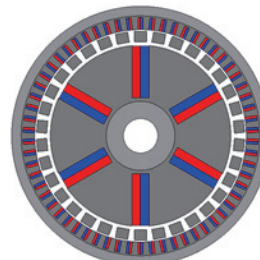
Fig. 2に、考察する2慣性系システムの構成を示す。時間変化する入力トルク $T_{in}(t)$ がインナーロータに入力されており、アウトロータには負荷としてダンパが接続されている。前述のとおり、両ロータ間は磁気的非線形ばねで結合されており、このばねによりトルクが伝達される。

周波数応答特性を算定するため、入力トルク $T_{in}(t)$ を以下の式で与えた。

$$T_{in}(t) = T_d + T_a \sin(2\pi ft) \quad (1)$$

ここで、 T_d は入力トルクの平均値であり、本論文では0.5 N・mとした。また、 T_a はリプルの振幅であり、SRモータのような大きなトルクリプルを有する波形を模擬するため、平均値と同じく0.5 N・mとした。Fig. 3に、例として $f=5$ Hzのときの入力トルク波形を示す。この図より、入力トルクのリプルは1.0 N・mであることが了解される。

上述のシステムにおいて、入力トルクの周波数 f を変化させたときの両ロータの応答を解析する。



Outside diameter (mm)	150
Inner air gap length (mm)	2
Outer air gap length (mm)	1
Stack length (mm)	25
Pole pairs of inner rotor p_{in}	3
Pole pairs of outer rotor p_{out}	31
Gear ratio G_r	10.33

Fig. 1 Specifications of flux-modulated-type magnetic gear.

Corresponding author: K. Iwaki (e-mail: keigo.iwaki.pl@dc.tohoku.ac.jp).

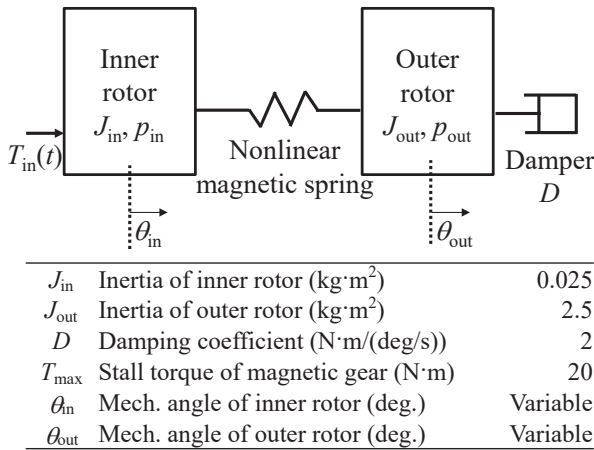


Fig. 2 Configuration of two-inertia system.

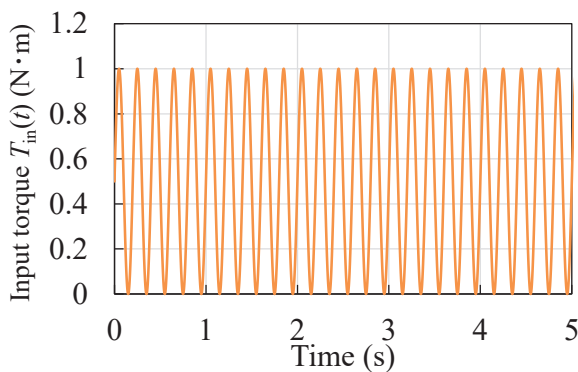


Fig. 3 Waveform of input torque.

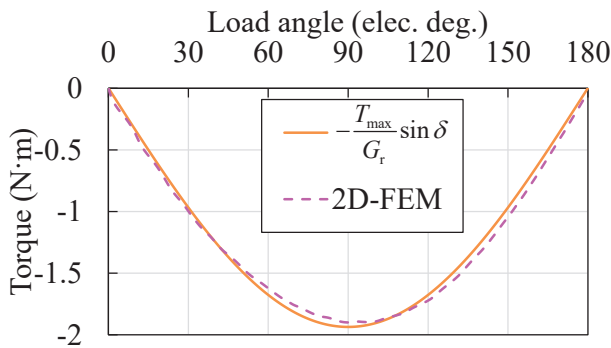


Fig. 4 Comparison of load angle versus torque of inner rotor characteristics.

2.2 負荷角対トルク特性の比較

磁気ギヤにおいて、負荷角 δ は以下の式で表される。

$$\delta = p_{in}\theta_{in} + p_{out}\theta_{out} \quad (2)$$

ここで、 p_{in} および p_{out} はそれぞれインナーロータ、アウターロータの極対数、 θ_{in} および θ_{out} はそれぞれインナーロータ、アウターロータの位置角である。

Fig. 4に、2次元有限要素法 (2D-FEM) を用いて算定したインナーロータの負荷角対トルク特性を示す。2D-FEMには株式会社JSOL製有限要素法解析ソフトJMAG-Designer ver. 23.1を用いた。なお、一般に磁気ギヤでは、3D-FEMや実機に対して、2D-FEMで

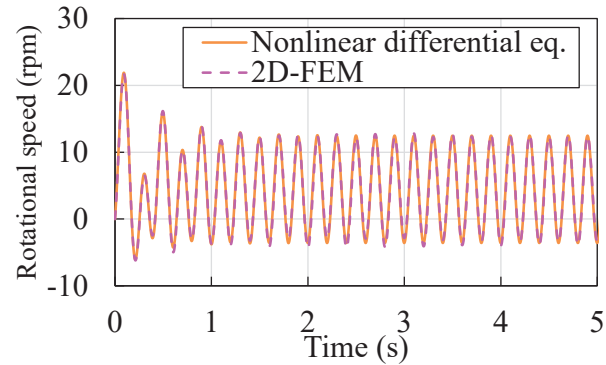


Fig. 5 Comparison of speed waveforms of inner rotor between 2D-FEM and nonlinear differential equation.

は最大トルクが過大評価となることから、最大トルクを3D-FEMの値に近づけるため、積み厚を16 mmと補正して解析を行っている。また同図中に、磁気ギヤのアウターロータの最大トルク $T_{\max}=20\text{ N}\cdot\text{m}$ を用いてインナーロータの負荷角対トルク特性を $T_{\text{load}} = -T_{\max}/G_r \sin\delta$ で近似した特性を示す。この図を見ると、2D-FEMによる計算結果は正弦波で近似できることが了解される。

2.3 2 慣性系の非線形微分方程式によるモデル化および有限要素法との比較

前節で近似した負荷角対トルク特性を用いて、Fig. 2の系は以下の2つの非線形微分方程式で表現される。

$$\begin{cases} J_{in} \frac{d^2\theta_{in}}{dt^2} = -\frac{T_{\max}}{G_r} \sin(p_{in}\theta_{in} + p_{out}\theta_{out}) + T_{in}(t) \\ J_{out} \frac{d^2\theta_{out}}{dt^2} = -T_{\max} \sin(p_{in}\theta_{in} + p_{out}\theta_{out}) - D \frac{d\theta_{out}}{dt} \end{cases} \quad (3)$$

ここで、(3)式およびそれぞれインナーロータおよびアウターロータの運動方程式である。また、 J_{in} と J_{out} はそれぞれインナーロータとアウターロータの慣性モーメントである。また、 D はダンパの減衰係数である。

次いで、これらの非線形微分方程式の数値解析と、2D-FEMによる解析の比較を行った。微分方程式の数値解析にはMathWorks社製のMATLAB/Simulink R2024aを用いた。なお、いずれの解析においても、各ロータの初期位置角と初期速度は0とした。

Fig. 5に、 $f=5\text{ Hz}$ としたときの、インナーロータの速度波形を示す。この図を見ると、2D-FEMによる計算結果と、(3)式を用いた数値解析の結果はほぼ一致していることがわかり、非線形微分方程式によるモデル化の妥当性が示された。

3. 非線形微分方程式による周波数特性の解析

前章において、非線形微分方程式によるモデリングとその数値解析の妥当性が示されたことから、本章ではこれを用いて周波数特性を計算する。

Fig. 6に、インナーロータに入力するトルクのリブルの周波数 f を種々変えた場合の両ロータのトルク波形を示す。

同図(a)は $f=1\text{ Hz}$ の結果である。同図より、アウターロータのトルクリブルがインナーロータより大きいことがわかる。同図(b)は $f=2.3\text{ Hz}$ の結果である。同図より、両ロータのリブルが入力トルク

のリップル 1 N・m から増幅されていることがわかる。一方、同図(c)は $f=20$ Hz の結果である。この図より、インナーロータのリップルはおおよそ 1 N・m であるのに対し、アウターロータのリップルはほぼ 0 N・m であることがわかる。すなわち、入力側のリップルが出力側に一切伝達されていないことが了解される。

Fig. 7 に、両ロータのトルクリップルの周波数特性を示す。同図から、低周波領域では、アウターロータの方がインナーロータよりもトルクリップルが大きいことがわかる。また、 $f=2.3$ Hz 付近に共振周波数が存在し、この周波数付近で両ロータのトルクリップルの大小関係が逆転していることがわかる。そして、共振周波数より高周波領域では、インナーロータのトルクリップルは入力トルクのリップルである 1 N・m に、アウターロータのリップルは 0 N・m にそれぞれ漸近していることがわかる。

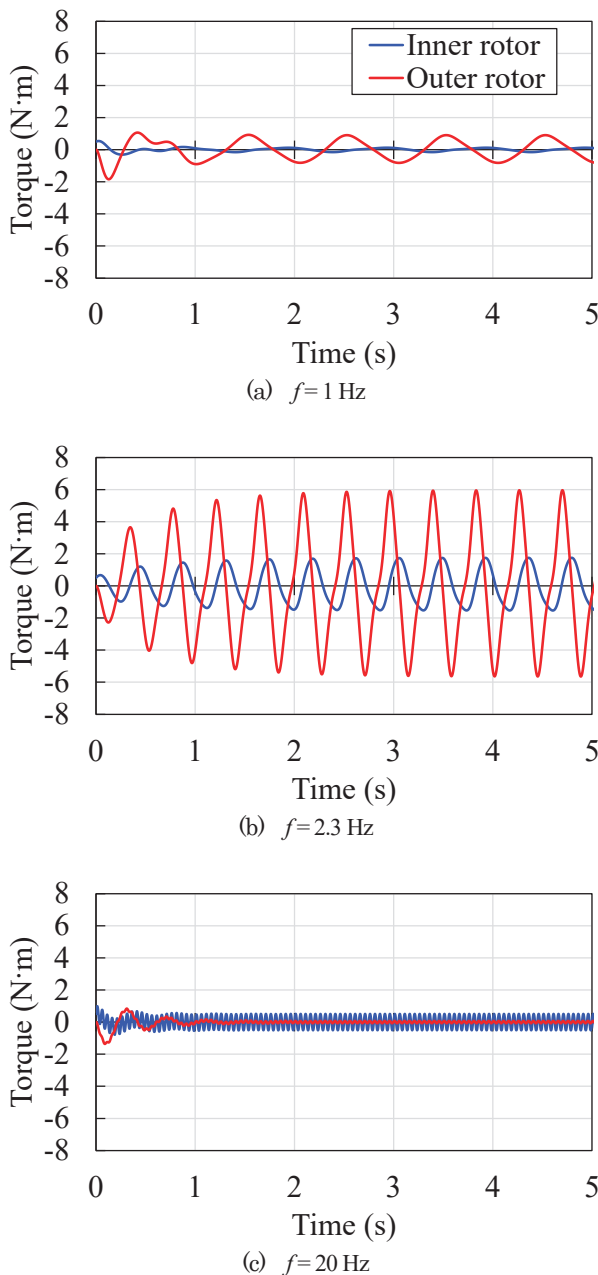


Fig. 6 Torque waveforms at various frequencies.

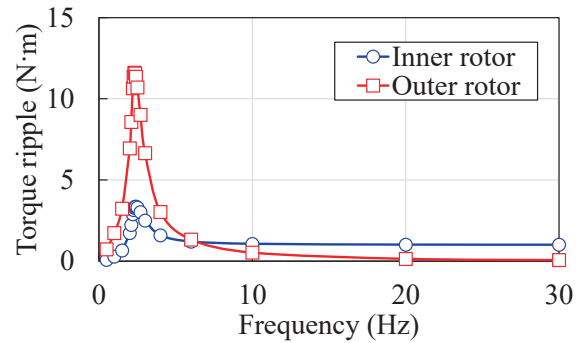


Fig. 7 Frequency characteristics of torque ripple.

4. システムの線形化および周波数特性の定式化

前章で得られた周波数特性は、各ロータの慣性モーメント J_{in} , J_{out} やダンパの減衰係数 D , 磁気ギャの最大トルク T_{max} などのパラメータに依存すると考えられるが、各々のパラメータの寄与について考察するためには、定式化が不可欠である。しかし、(3)式のような非線形微分方程式のままでは、周波数特性を定式化することはできない。そこで、(3)式に関して、磁気的非線形ばねの特性を線形近似することにより、Fig. 7 で得られた周波数特性の定式化を行う。

4.1 磁気的非線形ばねの線形化

非線形ばねの特性を以下の式で近似することを考える。

$$\begin{cases} -\frac{T_{max}}{G_r} \sin(p_{in}\theta_{in} + p_{out}\theta_{out}) \approx K_1\theta_{in} + K_2\theta_{out} \\ -T_{max} \sin(p_{in}\theta_{in} + p_{out}\theta_{out}) \approx K_3\theta_{in} + K_4\theta_{out} \end{cases} \quad (4)$$

入力トルクの平均値は 0.5 N・m であることから、0.5 N・m 近傍で負荷が変動すると仮定すると、ばね定数 $K_1 \sim K_4$ はロータの負荷角対トルク特性の接線を用いて近似できる⁸⁾。すなわち、次式のように求められる。

$$\begin{cases} K_1 = \frac{\partial}{\partial \theta_{in}} \left\{ -\frac{T_{max}}{G_r} \sin(p_{in}\theta_{in} + p_{out}\theta_{out}) \right\} \bigg|_{p_{in}\theta_{in} + p_{out}\theta_{out} = \delta_0} \\ \quad = -p_{in} \frac{T_{max}}{G_r} \cos \delta_0 \\ K_2 = \frac{\partial}{\partial \theta_{out}} \left\{ -\frac{T_{max}}{G_r} \sin(p_{in}\theta_{in} + p_{out}\theta_{out}) \right\} \bigg|_{p_{in}\theta_{in} + p_{out}\theta_{out} = \delta_0} \\ \quad = -p_{out} \frac{T_{max}}{G_r} \cos \delta_0 \\ K_3 = \frac{\partial}{\partial \theta_{in}} \left\{ -T_{max} \sin(p_{in}\theta_{in} + p_{out}\theta_{out}) \right\} \bigg|_{p_{in}\theta_{in} + p_{out}\theta_{out} = \delta_0} \\ \quad = -p_{in} T_{max} \cos \delta_0 \\ K_4 = \frac{\partial}{\partial \theta_{out}} \left\{ -T_{max} \sin(p_{in}\theta_{in} + p_{out}\theta_{out}) \right\} \bigg|_{p_{in}\theta_{in} + p_{out}\theta_{out} = \delta_0} \\ \quad = -p_{out} T_{max} \cos \delta_0 \end{cases} \quad (5)$$

ここで、 δ_0 は負荷角の平均値であり、以下の式で求まる。

$$\delta_0 = \sin^{-1}(G_r T_d / T_{max}) \quad (6)$$

Fig. 8 に、負荷角対トルク特性を上述のばね定数により近似した特性を示す。-0.5 N・m 近傍での近似ではあるが、負荷角が 0 ~ 30 deg 程度の間では精度良く近似できていることがわかる。

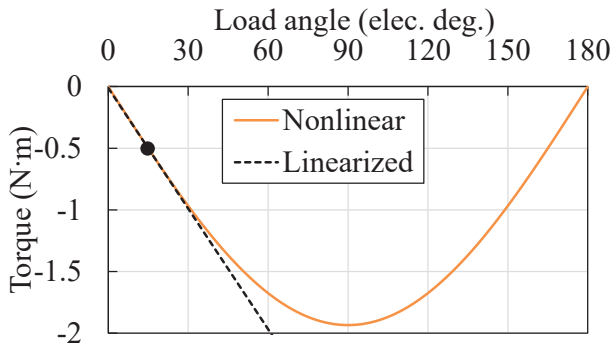


Fig. 8 Linearization of load angle versus torque characteristic.

4.2 周波数特性の定式化

前節で導出したばね定数を用いて、(3)式は次の(7)式のように線形近似できる。

$$\begin{cases} J_{in} \frac{d^2 \theta_{in}}{dt^2} = K_1 \theta_{in} + K_2 \theta_{out} + T_{in}(t) \\ J_{out} \frac{d^2 \theta_{out}}{dt^2} = K_3 \theta_{in} + K_4 \theta_{out} - D \frac{d\theta_{out}}{dt} \end{cases} \quad (7)$$

次いで、両式を微分演算子 s を用いて周波数領域に変換するとそれぞれ以下の(8)式を得る。

$$\begin{cases} s^2 J_{in} \theta_{in}(s) = K_1 \theta_{in}(s) + K_2 \theta_{out}(s) + T_{in}(s) \\ s^2 J_{out} \theta_{out}(s) = K_3 \theta_{in}(s) + K_4 \theta_{out}(s) - s D \theta_{out}(s) \end{cases} \quad (8)$$

(5)式より $K_1 K_4 - K_2 K_3 = 0$ であることに留意して、(8)式から $\theta_{in}(s)$ および $\theta_{out}(s)$ を求めると以下ようになる。

$$\begin{cases} \theta_{in}(s) = \frac{J_{out} s^2 + Ds - K_4}{J_{in} J_{out} s^4 + J_{in} D s^3 - (K_4 J_{in} + K_1 J_{out}) s^2 - D K_1 s} T_{in}(s) \\ \theta_{out}(s) = \frac{K_3}{J_{in} J_{out} s^4 + J_{in} D s^3 - (K_4 J_{in} + K_1 J_{out}) s^2 - D K_1 s} T_{in}(s) \end{cases} \quad (9)$$

これらを用いて、 $T_{in}(s)$ から(8)式の左辺である、 $s^2 J_{in} \theta_{in}(s)$ および $s^2 J_{out} \theta_{out}(s)$ までの伝達関数を求めると、次式が得られる。

$$\begin{cases} G_{in}(s) = \frac{s^2 J_{in} \theta_{in}(s)}{T_{in}(s)} \\ \quad = \frac{J_{out} (J_{out} s^2 + Ds - K_4) s^2}{J_{in} J_{out} s^4 + J_{in} D s^3 - (K_4 J_{in} + K_1 J_{out}) s^2 - D K_1 s} \\ G_{out}(s) = \frac{s^2 J_{out} \theta_{out}(s)}{T_{in}(s)} \\ \quad = \frac{K_3 J_{out} s^2}{J_{in} J_{out} s^4 + J_{in} D s^3 - (K_4 J_{in} + K_1 J_{out}) s^2 - D K_1 s} \end{cases} \quad (10)$$

4.3 非線形微分方程式から得た周波数特性と線形化後の周波数特性の比較

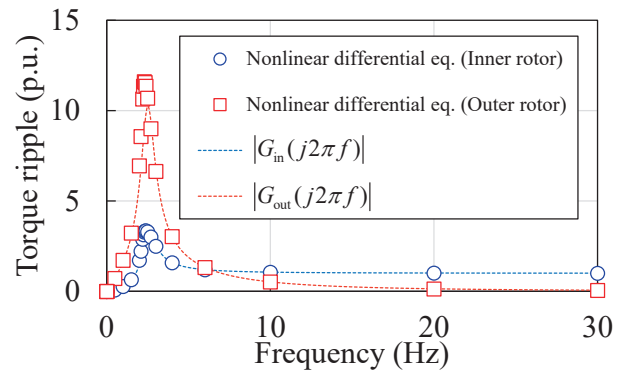
前節で導出した伝達関数の妥当性を検討するため、(10)式から得られる周波数特性を、非線形微分方程式である(3)式の数値解析により得られた結果、すなわち Fig. 7 と比較する。

Fig. 9(a)に両者の比較を示す。なお、 $|G_{in}(j2\pi f)|$ および $|G_{out}(j2\pi f)|$ は(10)式の周波数伝達関数である。また、同図中の Fig. 7 の結果は入力トルクのリップルの値 $1 \text{ N}\cdot\text{m}$ で規格化している。この図を見ると、線形化後の周波数特性 $|G_{in}(j2\pi f)|$ 、 $|G_{out}(j2\pi f)|$ は、非線形微分方程式を数値解析で解いた Fig. 7 の結果と、共振周波数付近を除

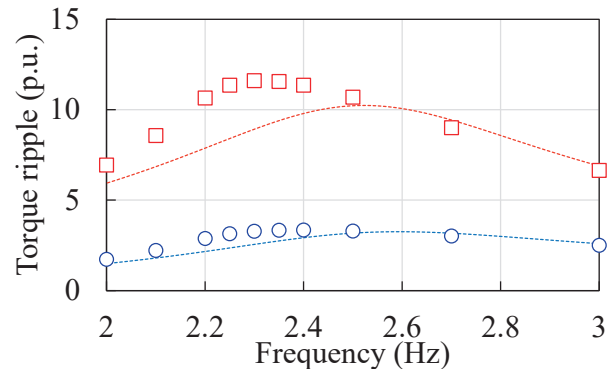
いておおむね一致していることがわかる。

同図(b)に、同図(a)の共振周波数付近の拡大図を示す。共振周波数付近では誤差が生じており、具体的には非線形微分方程式の数値解析の結果では共振周波数が 2.3 Hz であるのに対して、線形化した伝達関数では 2.5 Hz である。また、共振周波数でのピーク値は非線形微分方程式の数値解析の結果では 12 p.u. であるのに対し、線形化した伝達関数では 10 p.u. である。

Fig. 10 に、非線形微分方程式の数値解析で得られた $f=2.3 \text{ Hz}$ および 20 Hz における負荷角の時間変動を示す。同図から共振周波数付近ではない 20 Hz では負荷角の変動はごく小さく、Fig. 8 からわかる通り、線形近似が成立している範囲内であることがわかる。一方、共振周波数の 2.3 Hz では、負荷角がおおよそ $-40 \sim 70 \text{ deg.}$ の



(a) Overall view.



(b) Enlarged view around the resonance frequency.

Fig. 9 Comparison of frequency characteristics obtained from nonlinear differential equation and linear approximation.

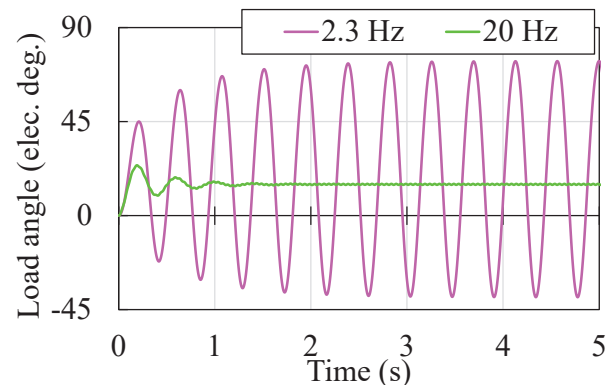


Fig. 10 Time variation of load angle at each frequency.

間で大きく変動しており、線形近似が成り立っている範囲を超えていることがわかる。このような理由により、共振周波数付近において、Fig. 9(b)のような誤差が生じたと考えられる。

5. まとめ

以上本論文では、磁気的非線形ばねを有する 2 慣性系である磁気ギヤに関して、周波数応答特性に関する解析および定式化を行った。

まず、磁気ギヤにおいてリプルを有するトルク波形を入力したときの応答について、2D-FEM と非線形微分方程式による数値解析の比較を行い、両者が一致することを示した。

次いで、非線形微分方程式を用いて、入力側のリプルの周波数を変化させて、両ロータの周波数特性を解析した。その結果、周波数特性は共振周波数を有し、共振周波数より低周波では入力側より出力側の方がトルクリプルが大きくなる一方で、高周波では出力側のアウトロータのトルクリプルがほぼゼロになることを示した。

最後に、非線形ばねのトルク特性を線形近似することで周波数特性の定式化を行った。その結果、共振周波数付近以外では非線形微分方程式の数値解析の結果と線形近似した際の周波数特性が一致した。また、共振周波数付近の誤差は大きな負荷角変動により、線形近似が成り立たないことが原因であることを示した。

今後は、磁気ギヤの一方のロータを SR モータに接続し、他方のロータを負荷に接続したときの両ロータのトルクリプルの実測を行う予定である。

謝辞 本研究の一部は、JSPS 科研費 24H00302、24KJ0426 と東北大学 AIE 卓越大学院プログラムにより助成を受け行った。ここに感謝の意を表する。

References

- 1) P. M. Tlali, R. J. Wang, and S. Gerber: *2014 Int. Conf. Electr. Mach. (ICEM)*, 544 (2014).
- 2) R. Montague, C. Bingham, and K. Atallah: *IEEE/ASME Trans. Mechatron.*, **17**, 269 (2012).
- 3) H. Komiyama and Y. Uchimura: *IEEE Trans. Ind. Appl.*, **132**, 389 (2012) (in Japanese).
- 4) M. Desvaux, R. Le Goff Latimier, B. Multon, S. Sire, and H. Ben Ahmed: *2016 Int. Conf. Electr. Mach. (ICEM)*, 1332 (2016).
- 5) K. Iwaki, K. Ito, and K. Nakamura: *IEEE Trans. Magn.*, **59**, 8202005 (2023).
- 6) Y. Mizuana, K. Nakamura, Y. Suzuki, Y. Oishi, Y. Tachiya, and K. Kuritani: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **4**, 52 (2020) (in Japanese).
- 7) S. Gerber and R. -J. Wang: *2014 Int. Conf. Electr. Mach. (ICEM)*, 396 (2014).
- 8) J. Wang and K. Atallah: *Int. Electr. Mach. Drives Conf. (IEMDC 2009)*, 870 (2009).

2024年10月4日受理, 2024年11月22日再受理, 2024年12月6日採録

2次元リニアモデルを用いたアキシアルギャップ型PMモータの 実用的最適設計法に関する検討

Practical Optimum Design Method of Axial-Flux-type PM Motors using 2D Linear Model

柳沼昂志^{a)}・中村健二^{a)†}・上田祐資^{b)}・木村勇登^{b)}・原 洸^{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)} ヤンマーホールディングス㈱, 滋賀県米原市梅ヶ原 2481 (〒521-8511)

K. Yaginuma^{a)}, K. Nakamura^{a)†}, Y. Ueda^{b)}, Y. Kimura^{b)}, and T. Hara^{b)}

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

^{b)} Yanmar Holdings Co., Ltd., 2481 Umegahara, Maibara, Shiga 521-8511, Japan

Since axial-flux-type motors do not have a uniform structure in the axial direction, three-dimensional (3D) electromagnetic field analysis is required, which increases the calculation time remarkably when seeking optimum shapes and dimensions using optimum design algorithms, such as the genetic algorithm (GA). This paper presents a practical optimum design method using a two-dimensional (2D) linear model of axial-flux-type PM motors. It is demonstrated that the calculation accuracy for torque, losses, and efficiency using the proposed 2D linear model is almost equivalent to that of conventional 3D models, while significantly reducing the calculation time required for optimization.

Keywords: Axial-flux-type permanent magnet (PM) motor, two-dimensional (2D) linear model, genetic algorithm (GA), finite element method (FEM)

1. はじめに

近年、環境問題に対する意識の高まりから、農業機械や建設機械の電動化のニーズが高まっており、その実現に向けたモータ開発が推し進められている。農機・建機用のモータは土や資材といった重量物の運搬などのために、大トルクが要求されるが、モータを搭載するスペースには限りがある。したがって、電動農機・建機の適用拡大において、動力源となるモータには、より小さな空間の中で大トルクを発揮することが求められるため、高トルク密度化が必要不可欠である。

そこで本論文では、アキシアルギャップ構造のモータに着目する。従来のモータは、径方向にギャップを有するラジアルギャップ構造であるが、トルク発生面が半径と軸長に比例するため、狭小かつ偏平な空間では、トルクの低下が課題となる。これに対して、軸方向にギャップを有するアキシアルギャップ構造は、トルク発生面が軸長に依存しないことから、薄型化によるトルク低下を抑制できるという利点がある。また、回転子を両側から固定子で挟む構造や、逆に固定子を両側から回転子で挟む構造にすることで、同一体格でトルク発生面を2倍にすることもできる。このような理由から、アキシアルギャップ構造の採用によりトルク密度の向上が期待され^{1)・4)}、特に電動農機・建機用のモータに適すると考えられる。ただし、アキシアルギャップ型モータの構造は軸方向に一樣ではないため、3次元の電磁界解析が必須となり、2次元解析と比べて計算コストが増加する。特にトポロジー最適化や遺伝的アルゴリズムなどを用いた最適形状・寸法の探索では、非常に多くのケ

ースの解析が必要となるため、これを3次元解析で実行することは、計算機容量や計算時間の観点から実用的ではない。そこで本論文では、アキシアルギャップ型永久磁石(PM)モータの3次元モデルをこれと等価な2次元リニアモデルに変換することで、実用的な最適設計法の確立を試みたので報告する。

2. アキシアルギャップ型PMモータの2次元リニアモデルの導出と特性算定

2.1 2次元リニアモデルの導出

Fig. 1に、本論文での考察に用いたアキシアルギャップ型PMモータの諸元を示す。本モータは3相16極18スロットの分数スロット集中巻のモータであり、固定子および回転子をそれぞれ1つずつ有するシングルステータ・シングルロータ構造を有する。

Fig. 2に、アキシアルギャップ型PMモータの3次元モデル、およびこれと等価な2次元リニアモデルを示す。同図(b)に示すように、2次元リニアモデルの x 軸方向の長さは、3次元モデルにおける同図(a)の直径 D_{ave} に円周率 π を乗じたものとした。ここで直径 D_{ave} は、この直径の円とそれぞれ回転子の外径 D_{outer} および内径 D_{inner} の円で囲まれた2つの面積が等しくなる長さであり、次式で与えられる。

$$D_{ave} = \sqrt{\frac{D_{outer}^2 + D_{inner}^2}{2}} \quad (1)$$

一方、2次元リニアモデルの y 軸方向の長さ L は、3次元モデルの高さに等しい。

最後に、 z 軸方向の長さ z_{lin} は、固定子極の断面積が2次元リニアモデルと3次元モデルで一致するように、次式で与えた。

Corresponding author: K. Nakamura (e-mail: kenji.nakamura@tohoku.ac.jp)

$$z_{lin} = \frac{S_{sp}}{w_{lin}} \quad (2)$$

ここで、 w_{lin} は 2 次元リニアモデルの固定子極の極幅である。また、 S_{sp} は Fig. 3 に示す固定子極の断面積であり、次式で示すように、固定子鉄心の外径 D_{outer} および内径 D_{inner} の円で囲まれた面積から、スロット開口部の面積を引くことで求まる。

$$S_{sp} = \frac{\pi}{s} \left(\frac{D_{outer}^2 - D_{inner}^2}{2} \right) - \left(\frac{D_{outer} - D_{inner}}{2} \right) t \quad (3)$$

ここで、 s はスロット数、 t はスロット開口幅である。なお、簡単のため、スロット開口部は長方形とみなした。

上述のように、固定子極の断面積が 2 次元リニアモデルと 3 次元モデルで一致するように、 z 軸方向の長さ z_{lin} を求めるため、固定子極の体積は両モデルで一致する一方で、固定子バックヨークの体積は異なる。

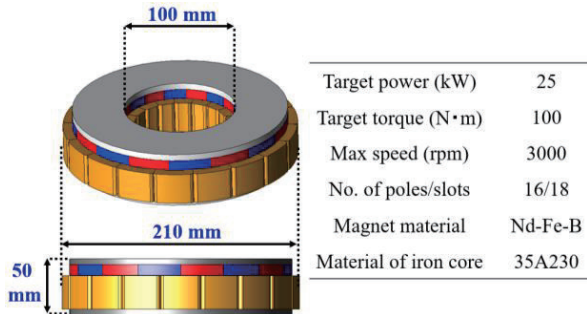


Fig. 1 Specifications of axial-flux-type PM motor.

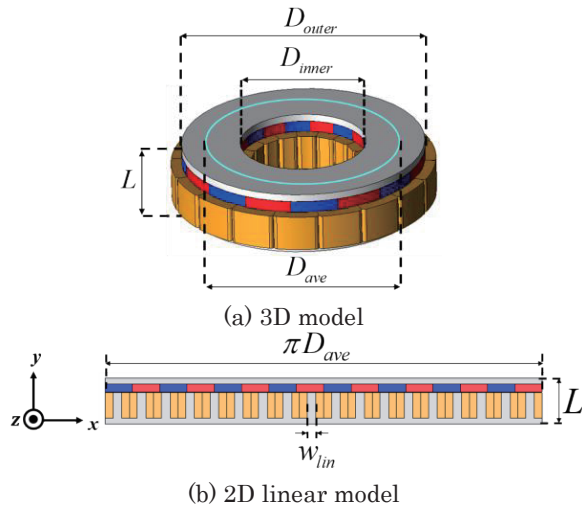


Fig. 2 Analysis models of axial-flux-type PM motor.

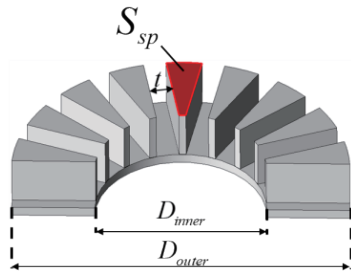


Fig. 3 Cross sectional area of stator pole.

2.2 2 次元リニアモデルによるアキシアルギャップ型 PM モータの特性算定

前節で導出した 2 次元リニアモデルを用いて、2 次元有限要素法 (2D-FEM) によるアキシアルギャップ型 PM モータの特性算定を行い、3D-FEM による算定結果と比較した。解析条件は、回転数 2000 rpm、電流位相角 0 deg. とした。なお FEM には、(株)JSOL の JMAG-Designer Ver. 23.0 を用いた。

Fig. 4 に、無負荷誘起電圧の計算波形の比較を示す。この図を見ると、2 次元リニアモデルと 3 次元モデルの計算波形は良く一致していることがわかる。

Fig. 5 に、電流密度対トルク特性を示す。この図を見ると、2 次元リニアモデルと 3 次元モデルの計算値はおおよそ一致していることがわかる。なお、2 次元リニアモデルでは解析上、直線運動になるため、トルクは直接求まらない。そこで、2 次元リニアモデルによるトルク T_{lin} は、次式によって求めた。

$$T_{lin} = F_{lin} \cdot \frac{D_{ave}}{2} \quad (4)$$

ここで、 F_{lin} は 2 次元リニアモデルで算定された推力である。

Fig. 6 に、電流密度 10 A/mm² における損失内訳および効率の比較結果を示す。なお、効率は次式から求めた。

$$\eta = \frac{P_{out}}{P_{out} + W_c + W_i + W_{pm}} \times 100(\%) \quad (5)$$

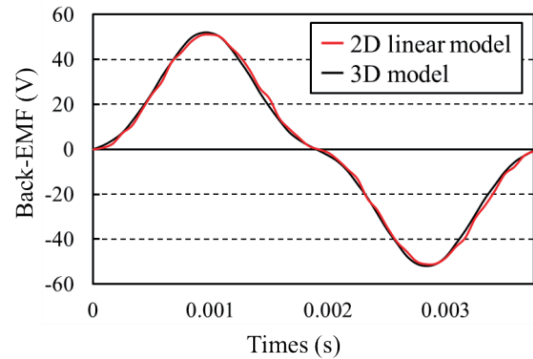


Fig. 4 Comparison of back-EMF waveforms under no load.

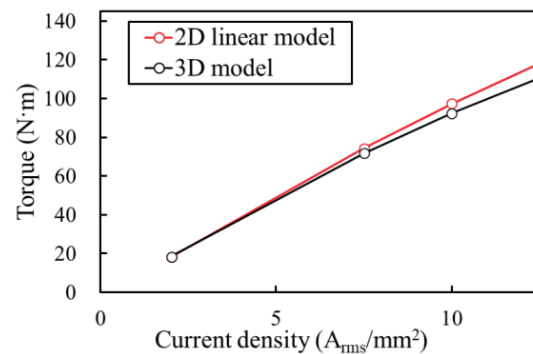


Fig. 5 Comparison of current density versus torque characteristics.

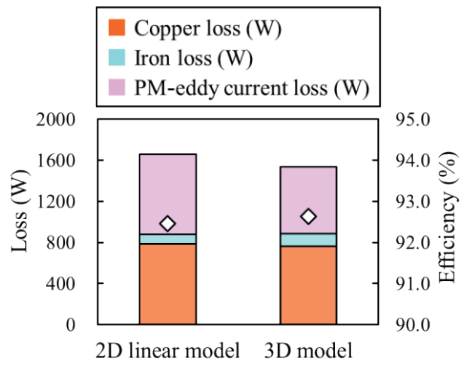


Fig. 6 Comparison of loss breakdown and efficiency.

ここで、 P_{out} は機械出力、 W_c は銅損、 W_i は鉄損、 W_{pm} は磁石渦電流損である。

この図を見ると、銅損は概ね一致しているが、2次元リニアモデルにおいて鉄損は過小評価、磁石渦電流損は過大評価しており、これによって効率の算定結果に誤差が生じていることがわかる。この原因を以下で考察する。

まず、鉄損の過小評価の要因について、Fig. 7の固定子鉄心の磁束密度コンター図を用いて説明する。まず固定子バックヨークの磁束密度を比較すると、同図(a)の3次元モデルにおいては、内径側は0.5 T以下と低いのに対して、外径側は1.7 T程度まで高くなっており、分布の粗密が大きいことがわかる。一方、同図(b)の2次元リニアモデルにおいては、 z 軸方向の磁束分布は一樣とみなされるため、このような分布の粗密を考慮できない。また、全体的に1.0~1.2 T程度と低いことがわかる。さらに、提案の2次元リニアモデルでは、先述のとおり、 z 軸方向の長さを3次元モデルの体積ではなく、固定子極の断面積から決めているため、固定子バックヨークの体積は異なり、2次元リニアモデルの方が約9%小さい。したがって、これらが鉄損の過小評価の要因の一つであると考えられる。また同様に、固定子極の磁束密度を比較すると、同図(a)の3次元モデルにおいては、磁束密度が2 T以上の領域が極先端を中心に広く分布しているのに対して、2次元リニアモデルではその領域が狭いことがわかる。したがって、これも鉄損が過小評価された要因の一つであると考えられる。

次に、磁石渦電流損の過大評価の原因について、Fig. 8の回転子磁石のジュール損失密度コンター図を用いて説明する。同図(a)を見ると、3次元モデルの磁石渦電流損は径方向に分布を持っていることがわかる。これは、固定子極の極幅が径方向に一樣ではないことで、固定子から回転子に流れる磁束が径方向で不均一になるためだと考えられる。一方、同図(b)の2次元リニアモデルにおいては、 z 軸方向の磁石渦電流損の分布は一樣とみなされるため、3次元モデルのように磁石渦電流損が径方向に分布することを考慮できない。これにより磁石渦電流損が過大評価されたと考えられる。

以上の理由から、2次元リニアモデルにおいて、鉄損は過小評価、磁石渦電流損は過大評価されたと考えられる。

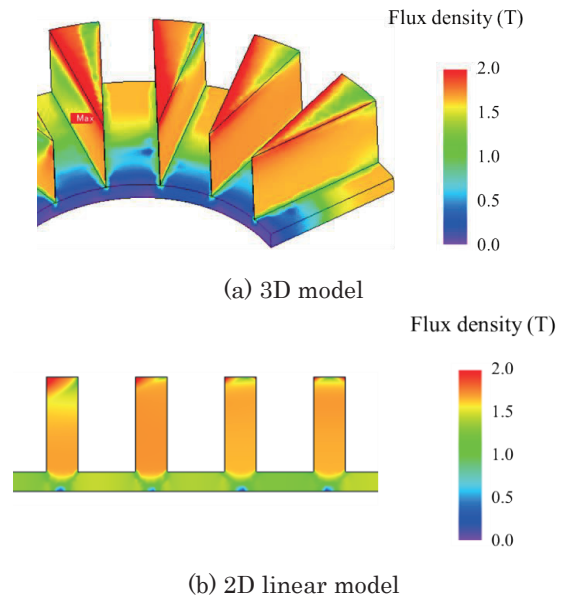


Fig. 7 Flux density contour diagrams of stator cores.

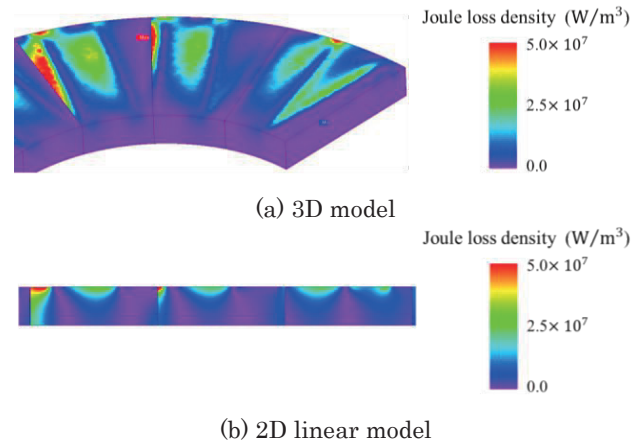


Fig. 8 Joule loss density contour diagrams of rotor magnets.

しかしながら一方で、Fig. 6に示したように、両者の効率の差は1%未満であることから、導出した2次元リニアモデルは実用上十分な精度を有していると結論付けることができる。

3. 2次元リニアモデルによるアキシシャルギャップ型PMモータの寸法最適化

前章では、2次元リニアモデルを用いたアキシシャルギャップ型PMモータの解析の妥当性を示した。本章では、このモデルを用いてアキシシャルギャップ型PMモータの寸法最適化を行い、2次元リニアモデルによる最適設計の有用性を明らかにする。

Fig. 9に、2次元リニアモデルを用いて最適化を行った4つの寸法を示す。寸法の最適化に際しては、軸長およびギャップ長は不変とした。解析条件は、回転数 2000 rpm、電流密度 10 A/mm²、電流位相角 0 degとした。

最適化には遺伝的アルゴリズム (GA) を使用した。GA は、遺伝子の変異、自然淘汰・適者生存という生命進化にヒントを得た最適化手法である。最適設計における GA では、進化における生命の環境への適応度を設計対象の評価値に読み替え、その評価値の高い個体が生き残るように集団の進化を進める⁵⁾。本論文では、評価値をトルクおよび効率とし、これら 2 つの評価値の最大化を目的とする多目的 GA による寸法最適化を実施した。ここで、トルクは 100 N・m 以上、効率は 94% 以上を目標とした。また、世代数と集団サイズはそれぞれ 40 とし、全 1600 ケースの解析を実施した。

Fig. 10 に、多目的 GA により得られた解の分布を示す。この図を見ると、2 つの目的関数はトレードオフの関係にあり、いわゆるパレートフロントが得られていることがわかる。ここでパレートフロントとは、基本的にどの解にも劣っていない解の集合のことであり、トレードオフの関係にある複数の目的関数を考慮しながら最適解を探索する際に得られる⁶⁾。今回の最適化ではトルク 100 N・m 以上、効率 94% 以上を同時に達成可能な解は見つからなかったことから、パレートフロントの中から、トルクが目標値の 100 N・m 以上である解のうち、最も高効率なものを最適とした。

Table 1 に、最適化前後のモデルの寸法とトルクおよび効率の算定値を示す。また比較のため、多目的 GA で得られた寸法を用いて 3 次元モデルを作成し、特性を算定した結果も同表に示す。この表を見ると、2 次元リニアモデルを用いた最適設計の結果は 3 次元モデルの結果に対してほぼ 5% 以内で一致していることがわかる。また、トルク、効率

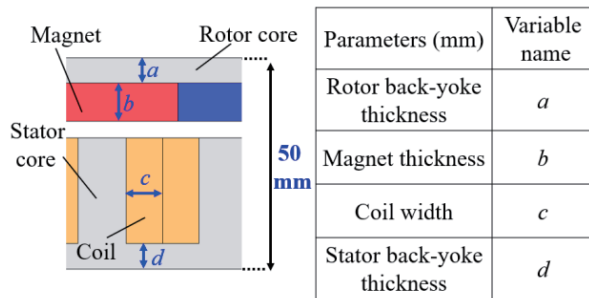


Fig. 9 Parameters to be optimized in 2D linear model.

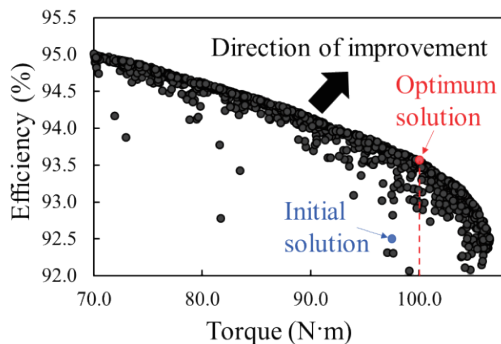


Fig. 10 Distribution of solutions generated by multi-objective genetic algorithm (GA).

Table 1 Comparison of initial and optimum models, along with their torques and efficiencies calculated by 2D linear and 3D models.

		Initial model	Optimum model
Torque (N·m)	2D	97.2	100.1
	3D	92.3	97.4
Efficiency (%)	2D	92.5	93.5
	3D	92.6	93.8

Table 2 Comparison of calculation times of 2D linear and 3D models.

	2D linear model	3D model
Calculation time per case (hours)	0.017 (about 1 minute)	14
Calculation time for 1600 cases (hours)	27	22400 (over 2 years)

ともに最適化によって改善されていることから、2 次元リニアモデルによる最適設計の有用性が了解される。

ここで、トルクが改善した要因は、最適化によって固定子極の極幅が大きくなり、固定子極における磁気飽和が緩和されたためであると考えられる。また、効率が改善した要因は、最適化によってコイル幅が縮小したことで巻線電流が低下し、銅損が減少したためである。

Table 2 に 計算時間の比較結果を示す。この表には、1 ケース当たりの計算時間と、今回の寸法最適化に要した総ケース数の計算時間が示されている。2 次元リニアモデルの計算時間を見ると、1 ケース当たり約 1 分、全 1600 ケースで約 27 時間であり、1 日程度で寸法最適化が完了していることがわかる。一方、3 次元モデルの計算時間を見ると、1 ケース当たり約 14 時間であるため、今回の寸法最適化を 3 次元モデルで実行する場合、2 年以上の時間を要すると推定される。以上により、2 次元リニアモデルの使用により、計算時間が大幅に短縮され、アキシアルギャップ型モータの寸法最適化の実用性が大きく向上することが明らかとなった。

4. まとめ

以上、本論文ではアキシアルギャップ型 PM モータの 3 次元モデルから、これと等価な 2 次元リニアモデルを導出するとともに、導出したモデルを用いて多目的遺伝的アルゴリズム (GA) による寸法最適化を行った。

まず、導出した 2 次元リニアモデルの妥当性を示すため

に、無負荷誘起電圧波形、電流密度対トルク特性、損失内訳および効率を算定し、3次元モデルの算定結果と比較した。無負荷誘起電圧波形および電流密度対トルク特性については、両者の結果が概ね一致することを明らかにした。一方、鉄損および磁石渦電流損については、2次元リニアモデルと3次元モデルの結果に誤差が認められたが、両者の効率の差異は1%未満であることから、導出した2次元リニアモデルは実用上十分な精度を有していると結論付けることができた。

次いで、2次元リニアモデルを用い、トルクおよび効率の最大化を目的関数として、多目的GAによる寸法最適化を行った。その結果、トルク、効率ともに最適化によって改善され、また2次元リニアモデルによる最適設計の結果は3次元モデルの結果に対してほぼ5%以内で一致することを明らかにした。さらに、2次元リニアモデルを用いた寸法最適化解析に要する計算時間は、3次元モデルを用いる場合よりも大幅に短縮されることが明らかになった。

以上より、2次元リニアモデルによる実用的な最適設計法を確立することができた。今後は、実機の試作試験を行う予定である。

References

- 1) M. Aydin, S. Huang, and T. A. Lipo: *2001 Power Engineering Society Summer Meeting*, 1409 (2001).
- 2) F. Caricchi, F. Crescimbeni, and O. Honorati: *IEEE Trans. Energy Convers.*, **14**, 673 (2002).
- 3) A. Cavagnino, M. Lazzari, F. Profumo, and A. Tenconi: *IEEE Trans. Ind. Appl.*, **38**, 1517 (2002).
- 4) M. Aydin, M. Gulec, Y. Demir, B. Akyuz, and E. Yolacan: *2016 XXII International Conference on Electrical Machines*, 1493 (2016).
- 5) H. Igarashi: *Denjikaikaiseki niyoru Saitekisekkei*, p. 133 (Morikita Shuppan, Tokyo, 2023) (in Japanese).
- 6) Z. Wang and G. P. Rangaiah: *Ind. Eng. Chem. Res.*, **56**, 560 (2017).

2024年10月12日受理, 2025年2月14日採録

リラクタンスネットワーク解析に基づく 可変磁束メモリモータの動特性算定

Calculation of Dynamic Characteristics of Variable Flux Memory Motors based on Reluctance Network Analysis

深田敏希^{a)}・羽根吉紀^{b)}・中村健二^{a)†}

^{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)}東洋大学 理工学部, 埼玉県川越市鯨井 2100 (〒350-8585)

T. Fukata^{a)}, Y. Hane^{b)}, K. Nakamura^{a)†}

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

^{b)} Toyo University, 2100 Kujirai, Kawagoe, Saitama 350-8585, Japan

Variable flux memory motors achieve a wider operating speed range without the need for flux weakening control by regulating the magnetization of permanent magnets. To design these motors to have higher performance, a fast and accurate analysis method is required. Reluctance network analysis (RNA) can be applied to characteristic calculations of various electric machines, due to advantages such as a simple model, fast calculation, and easy coupling with external electric circuits and motion equations. This paper presents the results of calculating the dynamic characteristics of a variable flux memory motor using RNA.

Key words: Variable flux memory motor, Reluctance network analysis (RNA), Dynamic characteristics

1. はじめに

脱炭素社会の実現に向けて、電気自動車に代表されるように、動力の電化が国内外で推進されている。これに伴い、界磁に永久磁石を用いた高効率なモータが、電気自動車や家電機器に広く適用されている。しかし、一般的な永久磁石モータは磁石磁束が一定であるため、回転速度に比例して巻線に誘起される逆起電力が上昇する。したがって、中・高速回転域では弱め界磁制御が必須となり、効率が低下するという課題がある。これに対して、可変磁束メモリモータは永久磁石の磁力を能動的に調整することで、弱め界磁制御無しに高速運転が可能であり、幅広い速度領域で高効率な運転を実現できることから、電気自動車への応用が期待されている¹⁾。

より高性能な可変磁束メモリモータの研究開発には、高速かつ高精度な解析法の確立が望まれるが、有限要素法 (Finite Element Method: FEM) による解析は本質的に計算量が多く、計算時間の長大化が懸念される。これに対して筆者らは、リラクタンスネットワーク解析 (Reluctance Network Analysis: RNA) を提案している²⁾。RNA は、解析対象を複数の要素に分割して各々を磁気抵抗で表し、対象全体を一つの磁気抵抗回路網として扱う。RNA は解析モデルがシンプル、計算時間が短く算定精度が比較的高い、電気回路や熱回路、運動方程式などとの連成解析が容易などの長を有し、モータをはじめとした、種々の電気機器の特性算定に適用できる³⁻⁵⁾。また、汎用の電気・電子回路シミュレータをソルバとして利用できるため、実用性も高い。しかしながら、可変磁束メモリモータの解析に RNA が適用された例は無い。特に、外部からの印加磁界に応じて、磁石の磁力が動的に変化することまで表現可能な RNA モデルの確立が望まれる。

そこで本論文では、可変磁束メモリモータの動特性算定が可能な RNA モデルを導出し、特性算定結果を FEM と比較することで、その妥当性を検討したので報告する。

2. 可変磁束メモリモータの RNA モデルの導出

2.1 可変磁束メモリモータの諸元と RNA モデル

Fig. 1 に、検討に用いた 3 相 16 極 24 スロットの可変磁束メモリモータの諸元を示す⁶⁾。Fig. 2 に、構築した同モータの 1 スロット分の RNA モデルの簡略図を示す。径方向には、固定子ヨーク、固定子極上部、固定子極下部、固定子極先端、ギャップ、永久磁石、回転子ヨークの 7 つに分割した。ここで、固定子極上部の径方向長 l_{su} と固定子極下部の径方向長 l_{sd} は等しく、各要素の長さに応じた巻線起磁力を分散して配置している。一方、ギャップ周辺の周方向分割数については、同図では 1 スロット当たり 12 であるが、実際には複雑な磁束分布を表現するため、周方向に 0.5 度刻みで 30 分割している。また、構築した RNA モデルは、磁界の周期性から 1/8 モデルとしている。

2.2 非線形磁気抵抗のモデル化

磁気回路において鉄心の非線形磁気特性を考慮する場合には、鉄心材料の $B-H$ 曲線を次式のような非線形関数で近似することが多い。

$$H = \alpha_1 B + \alpha_n B^n \quad (1)$$

一方、可変磁束メモリモータは、永久磁石の磁化制御時に大電流を流すため、通常のモータに比べて大きな磁界が鉄心に印加され

Motor diameter	261.1 mm
Axial length	61 mm
Air gap	0.8 mm
Magnet length	5 mm
Core material	35A300
Number of windings/pole	100
Winding resistance/phase	1 Ω

Fig. 1 Specifications of variable flux memory motor.

Corresponding author: K. Nakamura (e-mail: kenji.nakamura@tohoku.ac.jp).

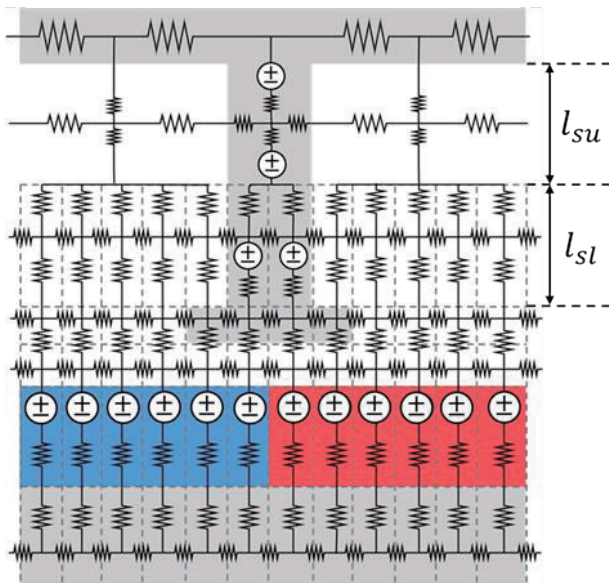


Fig. 2 Schematic diagram of RNA model for one slot of variable flux memory motor ($l_{su} : l_{sl} = 5 : 5$).

る。これに対して、(1)式は磁界強度 H が大きい領域において、比透磁率が 1 を下回るため、磁化制御時の計算精度が著しく悪化する恐れがある。そこで、(1)式に対して次のような補正項 $h_{sat}(B)$ を加えることで、比透磁率が 1 を下回らないようにする。

$$H = \alpha_1 B + \alpha_n B^n - h_{sat}(B) \quad (2)$$

$$\begin{cases} h_{sat}(B) = 0 & (B \leq B_{sat}) \\ h_{sat}(B) = \alpha_1 B + \alpha_n B^n - \left(\frac{B - B_{sat}}{\mu_0} + H_{sat} \right) & (B > B_{sat}) \end{cases} \quad (3)$$

ここで、 μ_0 は真空の透磁率、 H_{sat} は $B = B_{sat}$ のときの磁界強度であり、本論文では B_{sat} は 2.0 T とした。Fig. 3 に、(1)式および(2)式の B - H 曲線を示す。なお、 $\alpha_1 = 51$, $\alpha_{15} = 2.5$, $n = 15$ である。この図を見ると、(2)式の B - H 曲線は 2.0 T 以降は傾きが一定 (比透磁率 1.0) になっていることがわかる。

(2)式について、RNA に基づく各分割要素の長さを l 、断面積を S とすると、鉄心の非線形磁気抵抗 R_m は次式で与えられる。

$$R_m = \frac{\alpha_1 l}{S} + \frac{\alpha_n l}{S^n} \phi^{n-1} - \frac{h_{sat}(B)l}{\phi} \quad (4)$$

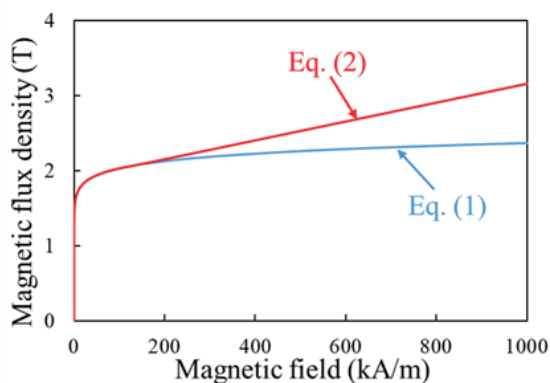


Fig. 3 Comparison of approximated B - H curves obtained from Eqs. (1) and (2).

2.3 可変磁力磁石のモデル化

磁気回路において、永久磁石は次式の磁石起磁力 f_{pm} と内部磁気抵抗 R_{pm} の直列回路で表される。

$$f_{pm} = H_c l_{pm} \quad (5)$$

$$R_{pm} = \frac{l_{pm}}{\mu_r \mu_0 S_{pm}} \quad (6)$$

ここで、 H_c は磁石の保磁力、 μ_r はリコイル比透磁率、 l_{pm} と S_{pm} は磁石厚と磁石断面積である。

Fig. 4 に、磁石材料の B - H ループの模式図を示す。通常の永久磁石モータでは、Nd-Fe-B 磁石のような高保磁力材が用いられる。その保磁力は 1000 kA/m 以上であり、モータの電機子巻線から印加可能な磁界によって、磁石磁力を変化させることは困難である。そこで、可変磁束メモリモータでは、Al-Ni-Co 磁石や Sm-Co 磁石のような、保磁力の小さい磁石が用いられる。ただし、保磁力が小さすぎると通常の負荷電流で不可逆減磁が起きてしまうため、可変磁束メモリモータに適する可変磁力磁石の保磁力は 100~500 kA/m が適当であると言われている⁶⁾。

可変磁束メモリモータの特性算定においては、可変磁力磁石の B - H ループの表現および動作点の同定が重要になる。Fig. 4 より、磁石材料の B - H ループは急激に透磁率が変化する箇所(クニック点)を有しており、その他の領域では線形に近い動作をすることがわかる。そこで本論文では、Fig. 5 に示すような線形ヒステリシスモデルを用いて、可変磁力磁石の B - H ループを近似的に表現し、磁石の挙動を模擬する⁷⁾。

Fig. 5 に示すように、線形ヒステリシスモデルにおいて、永久磁石の磁化曲線は次のような 3 つの直線により表現される。

$$\text{Line 1: } H_{m1} = \frac{B_m - B_{rk}}{\mu_r \mu_0} \quad (7)$$

$$\text{Line 2: } H_{m2} = \frac{B_m}{\mu_g \mu_0} + H_{c1} \quad (8)$$

$$\text{Line 3: } H_{m3} = \frac{B_m}{\mu_g \mu_0} - H_{c1} \quad (9)$$

ここで、 B_{rk} は 1 つ前の解析ステップにおける残留磁束密度、 μ_g は最大比透磁率、 H_{c1} は永久磁石の最大磁化時の保磁力である。入力動作磁束密度 B_m から H_{m1} , H_{m2} , H_{m3} を計算し、次式に基づいて残留磁束密度 B_r を更新する。

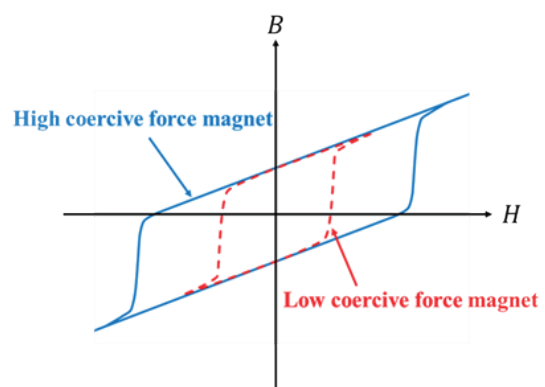


Fig. 4 Schematic diagram of B - H loops of permanent magnets with high and low coercive forces.

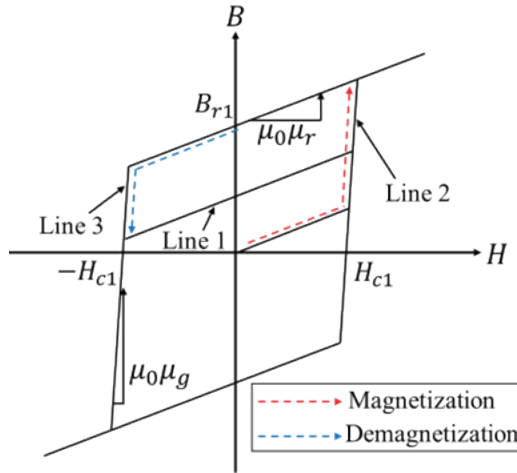


Fig. 5 Linear hysteresis model of variable flux magnet.

$$\begin{cases} B_r = B_{rk} & (H_{m3} \leq H_{m1} \leq H_{m2}) \\ B_r = B_m - \mu_r \mu_0 H_{m2} & (H_{m2} < H_{m1}) \\ B_r = B_m + \mu_r \mu_0 H_{m3} & (H_{m1} < H_{m3}) \end{cases} \quad (10)$$

ただし、 B_r は最大磁化時の残留磁束密度 B_{r1} を用いて、次のように制限される。

$$\begin{cases} B_r = B_{r1} & (B_r > B_{r1}) \\ B_r = -B_{r1} & (B_r < -B_{r1}) \end{cases} \quad (11)$$

ここで、検討に用いた可変磁力磁石のメジャーロープの測定結果より、 $B_{r1}=1.24\text{ T}$ 、 $H_{c1}=444\text{ kA/m}$ とした。また、メジャーロープの B 軸切片および H 軸切片の傾きより、 $\mu_r=1.05$ 、 $\mu_g=24.7$ とした。

Fig. 6 に、RNA モデルの回転子磁石部の拡大図を示す。可変磁力磁石を表現するには、RNA モデルの各磁石要素に流入する磁束から、線形ヒステリシスモデルに基づいて残留磁束密度 B_r を解析ステップごとに計算し、逐次更新する必要がある。さらに、回転運動を表現するため、回転子が 0.5 度回転することにより、 B_r を隣り合う磁石要素間で受け渡す必要がある。なお、各磁石要素の B_{rj} から、次式により保磁力 H_{cj} が計算される。

$$H_{cj} = \frac{B_{rj}}{\mu_r \mu_0} \quad (12)$$

よって、RNA モデルの各磁石要素の起磁力 f_{mj} は、上式の H_{cj} を (5) 式に代入することで求まる。

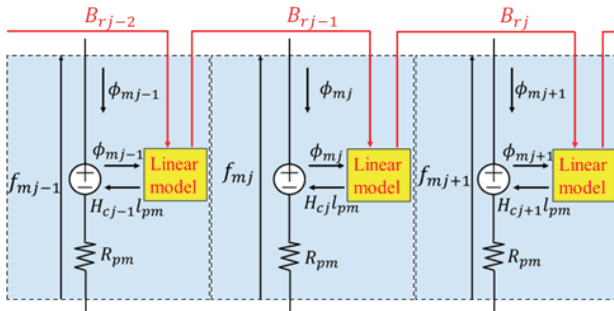


Fig. 6 Enlarged view of rotor magnet part of RNA model.

3. RNA による可変磁束メモリモータの動特性算定

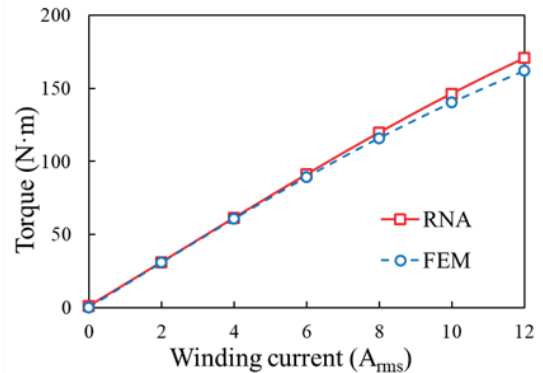
3.1 磁力を固定した場合の特性算定結果

RNA において、永久磁石モータのトルクは次式で計算することができる。

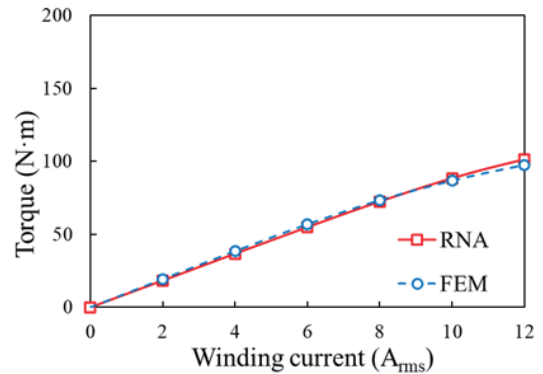
$$\tau_m = \frac{n_\theta}{4\pi} \left\{ \phi_{m1} (f_{m2} - f_{mn_\theta}) + \dots + \phi_{mn_\theta} (f_{m1} - f_{mn_\theta-1}) \right\} \quad (13)$$

ここで、 n_θ は周方向の要素分割数であり、本論文の RNA モデルでは $n_\theta=720$ である。 f_{mj} および ϕ_{mj} は、Fig. 6 に示すように、RNA モデルにおける回転子磁石部の j 番目の要素の起磁力と磁束の径方向成分である。すなわち、RNA において永久磁石モータの発生トルクは、磁石部の要素に流れる磁束 ϕ_{mj} と、これと隣接する2つの要素の起磁力の差 ($f_{mj+1} - f_{mj-1}$) の積を、すべての要素について計算し、これらの和として与えられる。

Fig. 7 に、磁石磁力を一定とした際の電流対トルク特性の計算値を示す。同図(a)は、可変磁力磁石の磁化状態を100% ($B_r=1.24\text{ T}$)としたときの結果であり、同図(b)は50% ($B_r=0.62\text{ T}$)としたときの結果である。なお、RNA の計算には汎用の電気・電子回路シミュレータである Ansys Twin Builder 2021 R1 を使用し、FEM には有限要素法解析ソフト JMag-Designer ver. 23.1 を使用した。これらの図を見ると、いずれの磁化状態においても RNA と FEM の結果は良好に一致しており、構築した RNA モデルの妥当性が了解される。



(a) $B_r = 1.24\text{ T}$



(b) $B_r = 0.62\text{ T}$

Fig. 7 Calculated current versus torque characteristics with fixed magnetization of variable flux magnets.

3.2 磁力を変化させた場合の特性算定結果

Fig. 8 に、磁石磁力を動的に変化させた際のトルク波形の計算結果を示す。初期の磁石は無着磁状態であり、 d 軸に正負のパルス電流を印加することで、磁石を着減磁させた (+300 A@17 ms $\rightarrow$ -45 A@54 ms $\rightarrow$ +500 A@92 ms $\rightarrow$ -25 A@130 ms)。ここで、パルス電流の大きさは、事前に FEM を用いてパルス電流値ごとのトルク平均値を計算し、最大トルクを 1 として、無負荷状態から順に、おおよそ 2/3, 1/3, 1, 2/3 となるように決定した。また、一般的に、可変磁束メモリモータにおいて、可変磁力磁石の着磁・減磁動作は 1~10 ms 程度で行われていることから⁶⁾、本論文ではパルス電流の印加時間を 2 ms とした。なお、 q 軸電流は 5 A で一定、回転速度は 600 rpm で一定とした。Fig. 8 を見ると、RNA と FEM の結果は定性的に一致しており、RNA により可変磁束メモリモータの動特性が算定可能であることが了解される。

一方、Table 1 に、パルス電流を印加して磁石を着減磁させた後の各磁化状態におけるトルクの平均値の算定結果を示す。同表の誤差率 ϵ は、次式で計算した。

$$\epsilon = \frac{\tau_{\text{RNA}} - \tau_{\text{FEM}}}{\tau_{\text{FEM(max)}}} \times 100(\%) \quad (14)$$

ここで、 τ_{FEM} と τ_{RNA} は各々 FEM と RNA で算定したトルク、また、 $\tau_{\text{FEM(max)}}$ は FEM で算定した最大磁化時のトルクであり、同表より、 $\tau_{\text{FEM(max)}} = 38.9 \text{ N}\cdot\text{m}$ である。この表を見ると、各磁化状態におけるトルクの平均値には定量的な差異が認められる。また、着磁後の誤差の符号が正、減磁後は負であることから、RNA モデルの方が電機子側からの着減磁の磁界がより強く磁石に印加されていると推察される。

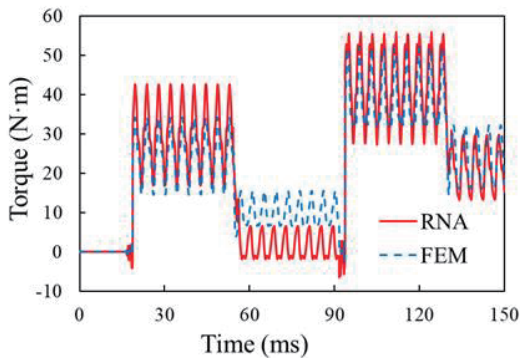


Fig. 8 Calculated torque waveforms with dynamically changing magnetization of variable flux magnets.

Table 1 Average torque for each magnetization of variable flux magnets.

Current pulse (A)	RNA (N·m)	FEM (N·m)	ϵ (%)
+300	30.0	24.6	13.8
-45	1.45	10.0	-22.0
+500	42.9	38.9	10.4
-25	21.0	23.5	-6.61

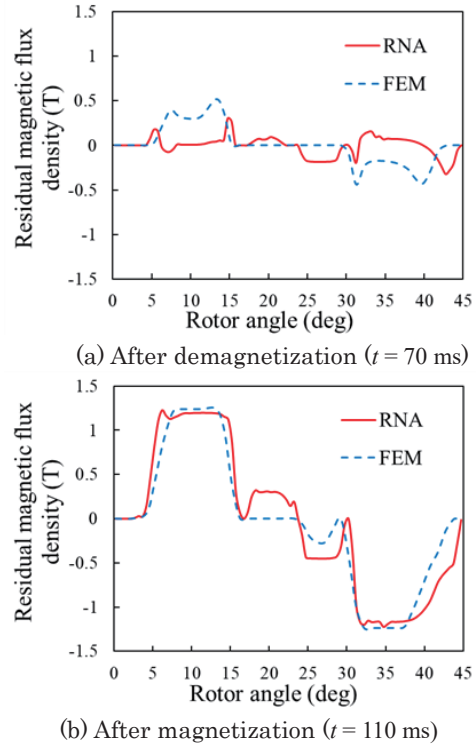


Fig. 9 Calculated residual magnetic flux density distributions after demagnetization and magnetization.

Fig. 9 に、着減磁後の可変磁力磁石の残留磁束密度分布の計算結果を示す。グラフの横軸は q 軸を $\theta = 0 \text{ deg}$ として、反時計周りの方向を θ の正方向としている。同図(a)は-45 A の d 軸パルス電流による減磁後 ($t = 70 \text{ ms}$) の計算結果であり、同図(b)は 500 A の d 軸パルス電流による着磁後 ($t = 110 \text{ ms}$) の計算結果である。同図より、RNA と FEM の残留磁束密度分布の計算結果に差異が生じていることがわかる。また、先述の考察のとおり、減磁後の残留磁束密度分布は RNA モデルの方が小さく、一方、着磁後は RNA モデルの方が大きいことがわかる。

以上の結果から、磁化制御後の磁石動作点が両モデルで一致していないことが、トルクの平均値に差異が生じた原因であると結論付けることができる。

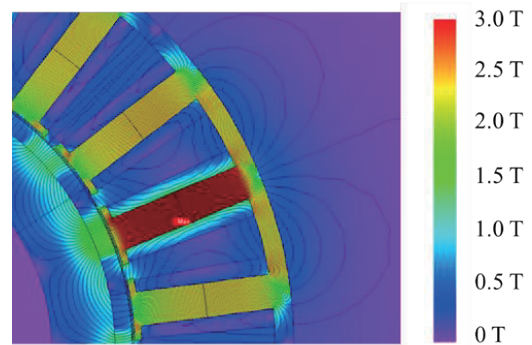


Fig. 10 Contour diagram of flux density and flux lines while magnetization of variable flux magnets is changing.

Fig. 10 に、FEM で求めた磁化制御時の磁束密度コンター図および磁束線図を示す。この図を見ると、磁化制御時は固定子極が極めて強く飽和し、固定子極周辺から外部への漏れ磁束が多くなっていることが了解される。特に、固定子極先端では隣接極に直接流れ込んでいる磁束が多い。したがって、構築した RNA モデルは FEM に比べて固定子極周辺の分割数が粗いことで漏れ磁束が十分に模擬できておらず、動作点に差異が生じたと考えられる。

4. 分割方法の変更による計算精度の向上

前章より、RNA の精度改善のためには、要素分割を細かくすることが有効であると考えられる。しかしながら、要素数の増加は計算時間の長大化につながる。そこで本章では、要素数は変えずに固定子極の径方向の分割比を変化させ、分割に粗密をつけることで、計算精度の向上を試みた。分割方法の例として、Fig. 11 に固定子極を 8 : 2 に分割した場合の RNA モデルの簡略図を示す。

Table 2 に、固定子極の径方向の分割比 $l_{su} : l_{sl}$ を、5 : 5 から 7 : 3, 8 : 2, 9 : 1 に変化させた際の、磁化状態ごとのトルクの平均値の算定結果を示す。同表より、分割比を 8 : 2 とした際に最も FEM との差異が小さいことがわかる。また、その誤差率は 6% 未満であり、高精度に特性算定が可能であることが了解される。

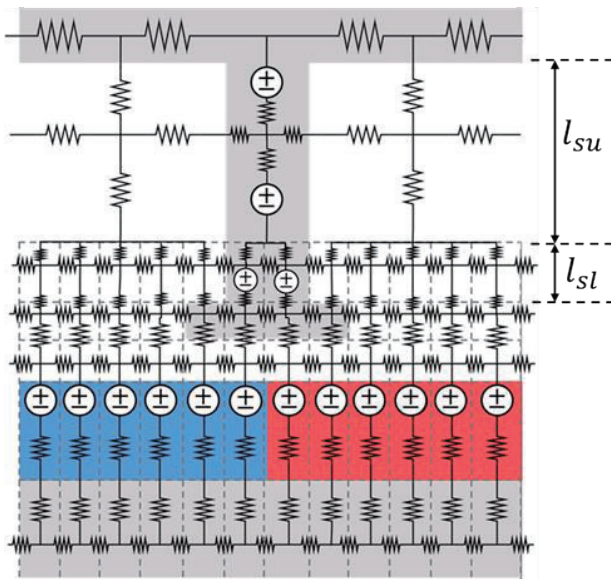


Fig. 11 Schematic diagram of RNA model for one slot of variable flux memory motor ($l_{su} : l_{sl} = 8 : 2$).

Table 2 Average torque for each division ratio of stator pole.

Current pulse (A)	5 : 5 (N·m)	7 : 3 (N·m)	8 : 2 (N·m)	9 : 1 (N·m)	FEM (N·m)
+300	30.0	26.8	24.3	20.2	24.6
-45	1.45	5.19	7.74	10.1	10.0
+500	42.9	40.9	38.2	33.3	38.9
-25	21.0	22.2	22.6	23.1	23.5

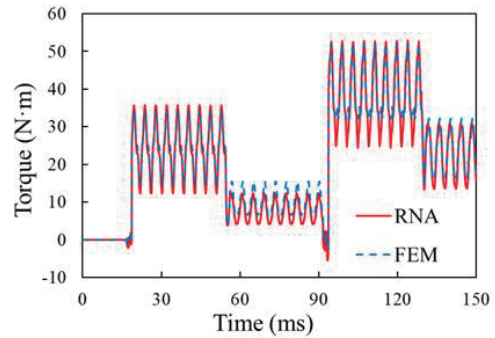
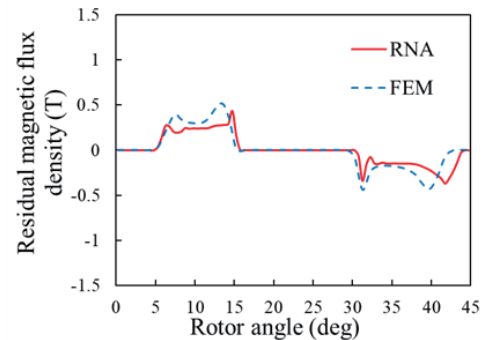
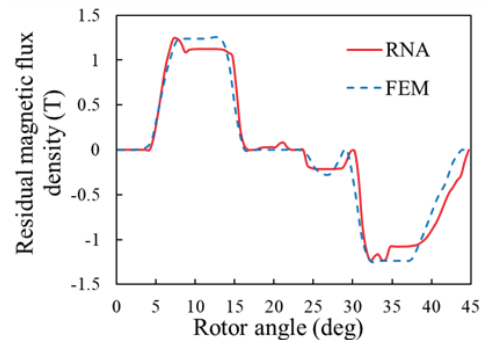


Fig. 12 Calculated torque waveforms with modified RNA model.



(a) After demagnetization ($t = 70$ ms)



(b) After magnetization ($t = 110$ ms)

Fig. 13 Calculated residual magnetic flux density distributions after demagnetization and magnetization with modified RNA model.

Fig. 12 と Fig. 13 に、固定子極の分割比を 8 : 2 とした場合のトルク波形と残留磁束密度分布の計算結果を示す。これらの図を見ると、Fig. 8 と Fig. 9 に示した分割比の変更前と比べて、両モデルの計算波形が良好に一致していることがわかる。

5. まとめ

以上、本論文では可変磁束メモリモータの動特性算定が可能な RNA モデルを導出するとともに、FEM と比較することで、その妥当性を検討した。まず始めに、可変磁束メモリモータの RNA モデルの導出方法について述べた。RNA モデルの各磁石要素に流入する磁束から、線形ヒステリシスモデルに基づいて、可変磁力磁石の残留磁束密度を解析ステップごとに計

算し、逐次更新するとともに、回転子が 0.5 度回転するごとに、残留磁束密度を隣接する磁石要素間で受け渡すことで、回転運動まで考慮可能な可変磁束メモリモータの RNA モデルが導出可能であることを明らかにした。

次いで、導出した RNA モデルを用いて、磁石磁力を固定した場合の電流対トルク特性を算定した。その結果、RNA と FEM による計算結果が良好に一致することが明らかとなった。さらに、磁石磁力を動的に変化させた場合のトルク波形を算出し、RNA により可変磁束メモリモータの動特性が算定可能であることを示した。

さらに、RNA の算定精度向上のため、要素数は変えずに、代わりに固定子極の径方向の分割比を変化させることで、計算精度の向上を試みた。その結果、固定子極の分割比を 8 : 2 とし、固定子極先端周辺の分割を相対的に細かくすることで、計算精度が大きく向上することを明らかにした。

References

- 1) K. Sakai and S. Kuramochi: *IEEEJ Trans. IA.*, **131**, 1112 (2011).
- 2) O. Ichinokura, K. Tajima, K. Nakamura, Y. Yoshida: Dynamic analysis of electric motor using magnetic circuit model, Kagakujo Shuppan (2016) (in Japanese).
- 3) K. Nakamura, K. Saito, T. Watanabe, and O. Ichinokura: *J. Magn. Mater.*, **290-291**, 1313 (2005).
- 4) K. Nakamura, K. Kimura, and O. Ichinokura: *J. Magn. Mater.*, **290-291**, 1309 (2005).
- 5) K. Nakamura and O. Ichinokura: *IEEEJ Trans. IA.*, **135**, 1063 (2015).
- 6) K. Sakai, K. Yuki, Y. Hashiba, N. Takahashi, K. Yasui, and L. Kovudhikulrungsri: *IEEEJ Trans. IA.*, **131**, 53 (2011).
- 7) X. Zhu, L. Quan, D. Chen, M. Cheng, W. Hua, and X. Sun: *IEEE Trans. Magn.*, **47**, 3220 (2011).

2024年10月13日受理, 2024年11月18日採録

小型 EV 用アキシアルギャップ型 SR モータの 磁氣的相互作用を考慮可能なモータモデルに関する検討

Examination of Motor Model Considering Magnetic Interaction of Axial-Flux SR Motor for Compact EV

永澤慎太郎[†]・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. Nagasawa[†], K. Nakamura

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

Switched reluctance (SR) motors are robust and inexpensive since they consist only of iron cores and windings. Therefore, SR motors can be a potential candidate for in-wheel motors of electric vehicles (EVs). In previous papers, axial-flux switched reluctance motors (AFSRMs) for a compact EV were prototyped, and novel control methods, called variable commutation period control and average torque control, were also proposed. Both control methods can expand the torque-speed range, especially in high-speed regions. However, a previous motor model of the AFSRM cannot replicate both control methods and contains errors compared to measured values due to magnetic interaction. This paper presents an improved motor model that takes magnetic interaction into account.

Key words: Electric vehicle (EV), In-wheel motor, Axial-flux switched reluctance motor (AFSRM), Torque control, Magnetic interaction

1. はじめに

内燃機関自動車から排出される CO₂ による地球温暖化や、化石燃料の枯渇が問題視されており、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 はガソリンとエンジンの代わりに、モータ、インバータ、バッテリーを搭載し、モータで自動車を駆動する。バッテリーの充電には電気が必要であるが、電気は化石燃料のみでなく、太陽光や風力などの自然エネルギーからも得ることができるため、環境負荷の軽減やエネルギー源の多様化による供給安定性の向上において有利である。一方で、現在、バッテリーとして使用されているリチウムイオン電池は、化石燃料に比べてエネルギー密度が小さく、それに伴う走行距離の短さや車重・コストの増加、そして長い充電時間などの課題がある。

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 のホイール内部にモータを格納する駆動方式であり、バッテリーの搭載スペースの拡大や、動力伝達機構の省略による機械損の低減、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。しかし、インホイールモータは搭載スペースが限られ、さらに機械的な外乱や高温環境下での駆動にも耐え得る堅牢性と信頼性が要求される。

そこで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、惰行時にいわゆる引きずり損が生じず、また逆起電力も生じないため、電氣的な安全性・信頼性も高い。しかし、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。ホイール内部のような偏平な空間にモータを配置する場合、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が大きくなるため、トルク密度が向上する^{2,3)}。さらに、AF 構造は固定子と回転子を軸方向に並べた構造を有するため、複数の固定子と回転子を組み合わせるマルチギャップ構造を容易に実現でき、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²⁾。

これまで筆者らは、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、Fig. 1 に示す小型 EV 用インホイールモータへの適用について検討を進めてきた⁴⁾。その結果、試作 AFSRM は小型 EV に要求される目標トルクを達成し、実証走行も成功した。また、トルクリプルを低減させる制御手法である瞬時相トルク分配制御 (IPTDC) のほか⁵⁾、IPTDC の欠点であった高速回転時のトルク低下を改善するための通電区間可変制御⁶⁾や平均トルク制御を提案し、駆動領域を大幅に広げること成功した⁷⁾。一方で、現状の制御検討用のモータモデルでは、通電区間可変制御や平均トルク制御において、高速・高トルク領域を正しく模擬できないことが判明した。

そこで本論文では、上述の乖離が磁氣的な相互作用に起因すると考え、従来互いに独立とみなしていた各相の磁束について、他相からの影響を考慮できるようにモータモデルを改良したので報告する。

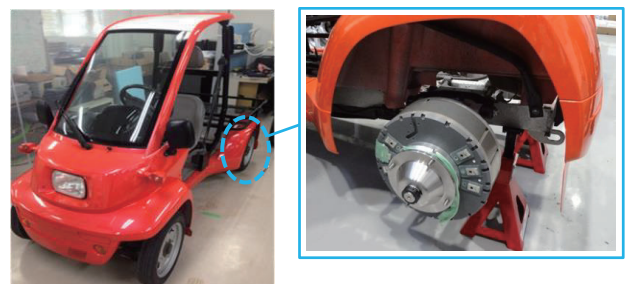


Fig. 1 Compact EV with in-wheel AFSRMs.

Corresponding author: S. Nagasawa (e-mail: nagasawa.shintaro.p5@dc.tohoku.ac.jp)

2. AFSRM の構成と通電区間可変制御の原理

Fig. 2 に、先行研究で試作した AFSRM の構造を示す⁴⁾。また、Table 1 に同モータの諸元を示す。3 相機であり、固定子と回転子の極数はそれぞれ 18 極と 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、回転子を貫く方向に磁束を発生させている。これにより、回転子は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した。一方、回転子はケイ素鋼板の単板を周方向に積層し製作した。

次に、先行研究で提案された通電区間可変制御の原理を説明する⁶⁾。通電区間可変制御では、アクセルからのトルク指令値に対して、瞬時トルクを常に追従させる制御を行っている。Fig. 3 に通電区間可変制御の概念図を示す。同図に示すように、本制御手法では通電区間を 3 つの Section に分けて制御する。このうち励磁開始角を決める Section I と励磁終了角を決める Section III では、通電区間を柔軟に調整することで、特に中速域でのトルク向上を図る。以下、制御の概要について述べる。

まず、Section I ではトルク指令値を τ^* とすると $\theta = \theta_{1e}$ において相トルクが $1/2 \tau^*$ に到達するように、励磁開始角 θ_{eb} を -11.5 deg. に固定せず、次の(1)式に基づいて励磁開始角 θ_{eb} を算出し、励磁を行う。なお、本検討では $\theta_{1e} = -11.5 \text{ deg.}$ とした。

$$\begin{aligned} \theta_{eb} &= \theta_{1e} - \omega t \\ &= \theta_{1e} - \frac{\omega \phi(\theta, \tau)}{V_{DC}} \end{aligned} \quad (1)$$

ここで、 $\phi(\theta, \tau)$ はトルク τ と回転子位置角 θ から磁束 ϕ を算出するルックアップテーブル (LUT) であり、実測した磁化特性 (θ - ϕ - i 特性) から作成した。(1)式からわかるように、励磁開始角の算出に回転速度とトルク指令値を用いることで、通電区間を柔軟に調整することができる。

次いで、Section II では、合計トルクが指令値に追従するようにヒステリシス制御を行う。

最後に Section III では、次相のトルクが十分に立ち上がるまでトルクを維持する一方で、負トルクの発生を抑える必要がある。そのため、励磁終了角は回転速度に応じて以下に述べる 2 つの方法で決定する。

① 電流連続モード

600rpm 以上の中高速域で適用するモードである。回転速度が高くなると Section I で 0A から励磁を開始しても、指令トルクの発生に必要な電流を流すことができない。そこで、励磁終了時から次の励磁開始までの間、巻線に流れる電流を 0A まで減衰させず、常に流し続けることで、次の励磁開始時に十分な電流を確保できるようにする⁸⁾。ただし、過度な電流は負トルクを大きくし、効率低下だけでなく合計トルクの減少にもつながる。そのため、本論文では静止トルク特性に基づいて、負トルクの影響が最小限になるよう、 $\theta_{ce} = -20 \text{ deg.}$ のときに相電流が 20A となるよう制御する。

具体的には(2)式を用いて、相電流が 20A まで減衰する角度 θ_{ce} を常に計算し、これが -20 deg. になったときに励磁を終了する。

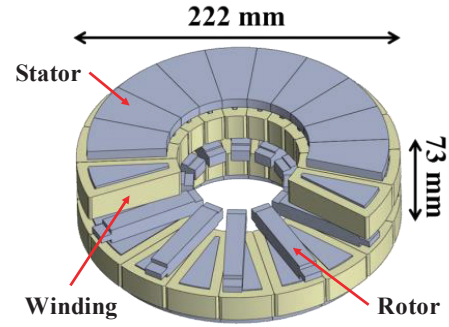
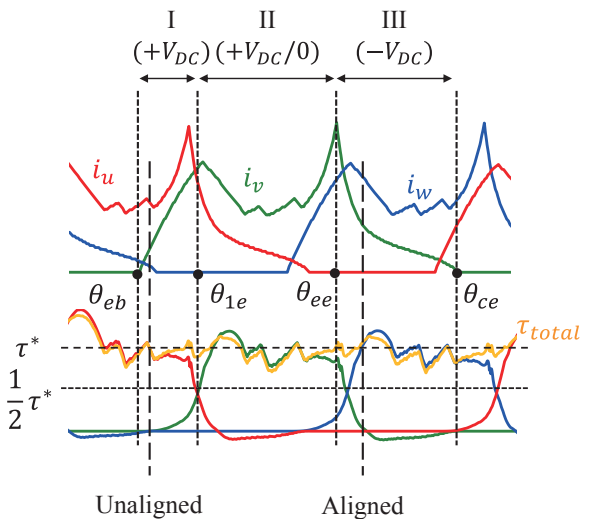


Fig. 2 Structure of the prototype AFSRM.

Table 1 Specifications of the 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



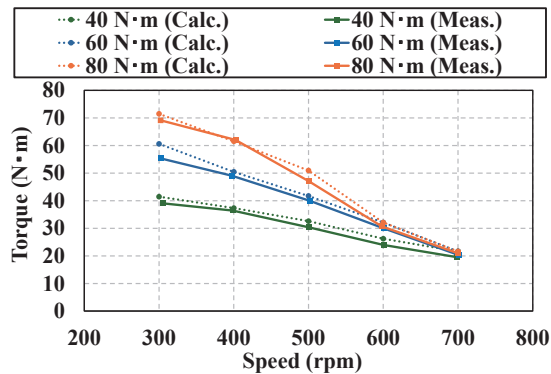
θ_{eb} : Excitation beginning angle
 θ_{1e} : Section I end angle
 θ_{ee} : Excitation end angle
 θ_{ce} : Current end angle
 τ^* : Command torque
 τ_{total} : Total torque
 i_u, i_v, i_w : Phase current

Section	Phase voltage
I	$+V_{DC}$
II	$+V_{DC} / 0$ (Hysteresis control)
III	$-V_{DC}$

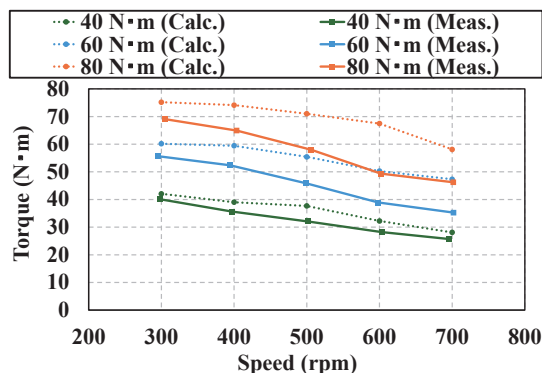
Fig. 3 Conceptual diagram of variable commutation period control.

$$\begin{aligned} \theta_{ce} &= \theta_{ce} - \omega t \\ &= \theta_{ce} - \frac{\omega \phi_{ce}(\theta, i)}{V_{DC}} \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、 ϕ_{ce} は回転子位置角 -20 deg. 、相電流 20A のときの磁束の値である。なお、対向位置付近では電流値に対して発生するトルクが極端に小さくなるため、励磁終了角には -2 deg. の上限を設ける。



(a) IPTDC



(b) Variable commutation period control

Fig. 4 Speed - torque characteristics with IPTDC and variable commutation period control.

② 電流断続モード

600 rpm 未満の低・中速域で適用するモードである。電流連続モードと同様に(2)式を用いて常に励磁終了角を計算するが、回転角速度 ω が低いため、上限である $\theta = -2 \text{ deg}$ まで励磁が行われる。しかし ω が小さいため、流れる電流は次の励磁開始までに一旦 0 A まで減衰し、断続的になる。

以上のように、Section III では、回転速度に応じて制御モードを切り替えることで、指令トルクに必要な電流を確保しつつ、負トルクの影響を最小限にとどめている。

Fig. 4(a)に、IPTDC の速度対トルク特性を示す。一方、同図(b)は通電区間可変制御の速度対トルク特性である。これらの図を比較すると、IPTDC に対して通電区間可変制御では 500 rpm 以上の高速域においても、高いトルクが発生していることがわかる。しかし、実線で示した実測値に対して、破線の計算値は 40 N·m, 60 N·m, 80 N·m のすべてのトルク指令値において、IPTDC では一致しているのに対し、通電区間可変制御では乖離しており、トルク指令値が大きく、また速度が上がるほど乖離が広がっていることがわかる。

3. 通電区間可変制御のシミュレーション

前章で述べたように、通電区間可変制御において、実測値と計算値の乖離が生じた。本論文では、この乖離が隣接相間の磁気的な相互作用によって引き起こされているものと仮定し、モータモデルの改良を行う。Fig. 5 は 3 相のう

ち V 相のみを励磁した際に、隣接相へ流れ込む V 相磁束を示している。同図に示すように、回転子位置角 5 deg. のときには、V 相の磁束が W 相に多く流れ込み、U 相へはあまり流れ込まない。逆に、回転子位置角 25 deg. のときには、V 相の磁束が U 相に多く流れ込み、W 相へはあまり流れ込まない。このような現象は、通電区間可変制御によって 2 つの相が同時に励磁される区間が増すほど、より顕著になると考えられる。そこで本章では、隣接相間の磁気的な相互作用を考慮可能なモータモデルについて検討する。

Fig. 6 および Fig. 7 に、今回提案する SR モータの制御検討用のモータモデルを示す。Fig. 7 は、Fig. 6 中のモータモデルの中身である。改良したモータモデルでは、まずコンバータからの入力電圧 V_u, V_v, V_w を用いて、次式を解くことで各相の磁束 ϕ_u, ϕ_v, ϕ_w を計算する。

$$\phi_{u,v,w} = \int (V_{u,v,w} - Ri_{u,v,w}) dt \quad (3)$$

次いで、他相からの磁束の流入を考慮するため、次式のように、他相の磁束に係数 K を乗じて自相の磁束に加算する。このときの係数 K は試行錯誤的に導出する。

$$\phi'_{u,v,w} = \phi_{u,v,w} + K(\phi_{v,w,u} + \phi_{w,u,v}) \quad (4)$$

上式の磁束 $\phi'_u, \phi'_v, \phi'_w$ を電流ルックアップテーブル (LUT) に入力することで、磁気的な相互作用を考慮した各相の電流が求まる。

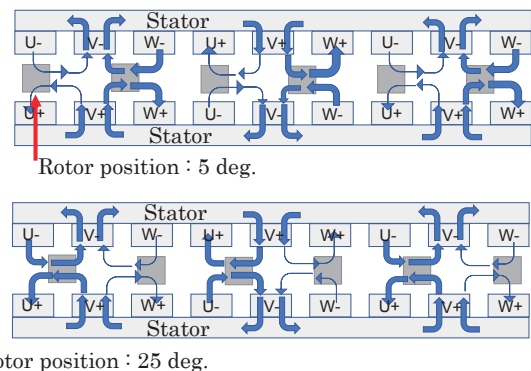


Fig. 5 Schematic diagram of V-phase flux flowing into an adjacent phase.

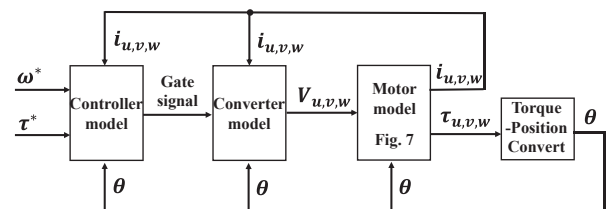


Fig. 6 Simulation model for the axial-flux SR motor.

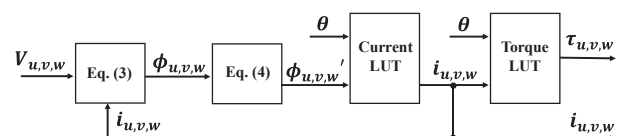


Fig. 7 Improved motor model considering magnetic interaction.

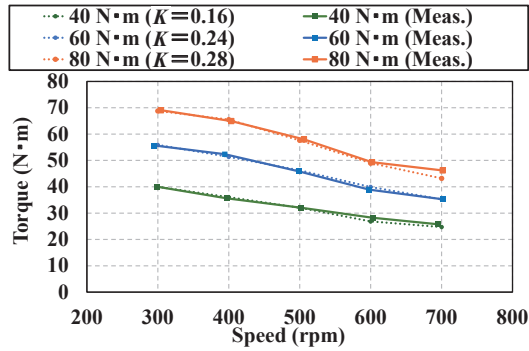


Fig. 8 Speed - torque characteristics with variable commutation period control calculated by the proposed model.

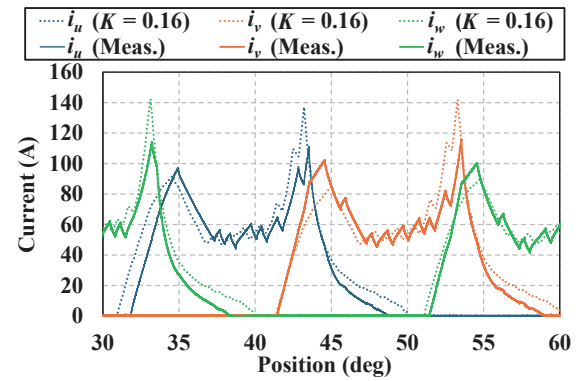
Fig. 8 に、改良したモータモデルを用いて算定した通電区間可変制御時の速度対トルク特性を示す。シミュレーションは MATLAB/Simulink を用いて行った。Fig. 4(b)に示した従来のモータモデルを用いた速度対トルク特性は、高速・高トルク領域において、計算値と実測値が乖離していたのに対し、提案モデルでは、係数 K を適切に調整することで、全運転領域で実測を精度良く模擬できている。

Fig. 9 には、改良したモータモデルによって算定された電流波形を示す。実線が実測値、破線が改良モデルでの計算値である。同図(a)はトルク指令値 40 N·m、同図(b)はトルク指令値 80 N·m のときであり、どちらも回転速度 300 rpm であることから低速域に相当する。これらの図を見ると、3 相各々の電流波形の計算値と実測値がおおむね一致していることがわかる。

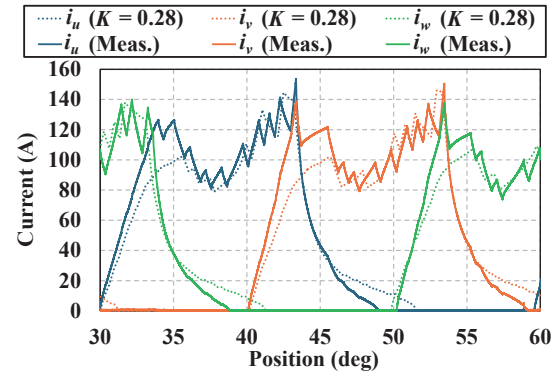
次いで、同図(c)はトルク指令値 40 N·m、同図(d)はトルク指令値 80 N·m のときであり、どちらも回転速度 700 rpm であることから高速域に相当する。これらの図より、実測値に対して、改良モデルの計算値が乖離していることがわかる。特に同図(d)は誤差が顕著であることがわかる。

以上のことから、低速域ではトルク指令値にかかわらず、電流波形の計算値と実測値は良好に一致するのに対し、高速域では計算値と実測値に乖離が発生することが判明した。また、高速・高トルク領域では乖離が顕著にみられた。これは、通電区間可変制御における高速域では、2 つの相が同時に励磁される区間が増えることが原因であると考えられる。Fig. 10 に通電区間可変制御を適用した際のトルク指令値 40 N·m における電圧波形を示す。同図(a)は回転速度 300 rpm の低速域、同図(b)は回転速度 700 rpm の高速域である。これらの図を見ると、低速域では V 相の励磁開始角が約 41 deg. に対して、高速域では V 相の励磁開始角が約 37 deg. と前倒しされている。これにより前相の U 相と励磁区間が広く重なることで磁気的な相互作用が強くなり、電流波形の乖離が大きくなったと考えられる。

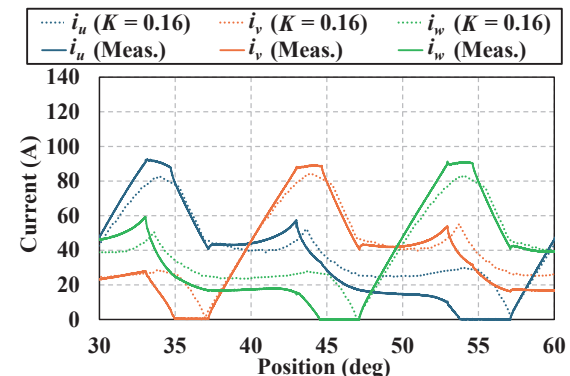
最後に、本論文で提案したモータモデルの有用性を明らかにするため、先行研究で考案された別の制御手法である平均トルク制御においても同一の係数 K を用いてシミュレーションを行った。ここで、平均トルク制御は瞬時トルク



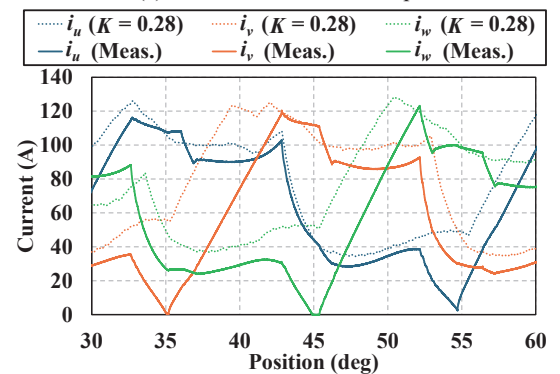
(a) $T^* = 40 \text{ N}\cdot\text{m}$, $n = 300 \text{ rpm}$



(b) $T^* = 80 \text{ N}\cdot\text{m}$, $n = 300 \text{ rpm}$



(c) $T^* = 40 \text{ N}\cdot\text{m}$, $n = 700 \text{ rpm}$



(d) $T^* = 80 \text{ N}\cdot\text{m}$, $n = 700 \text{ rpm}$

Fig. 9 Comparison of measured and calculated current waveforms in various torque and speed commands.

の代わりに平均トルクを指令値に追従させることで、通電区間可変制御よりもさらに高速・高負荷域までモータの駆動領域を広げることができる⁷⁾。しかし、その一方で 2 相

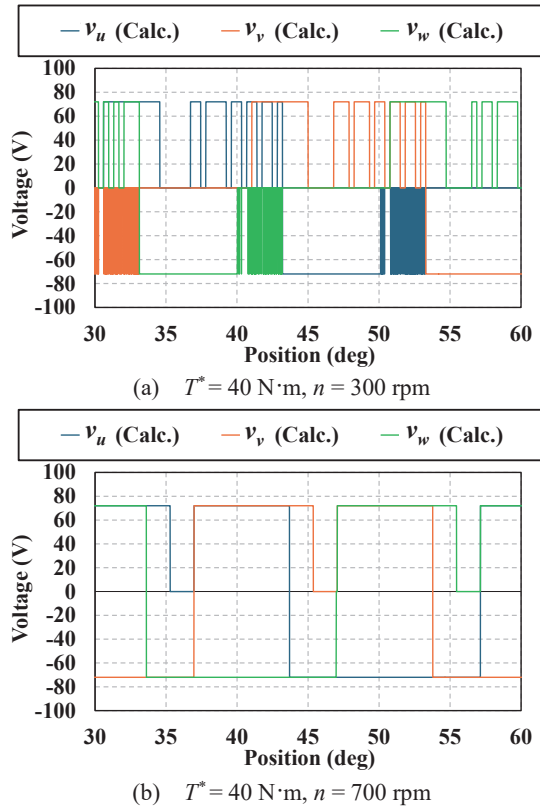


Fig. 10 Voltage waveforms in variable commutation period control with different speeds.

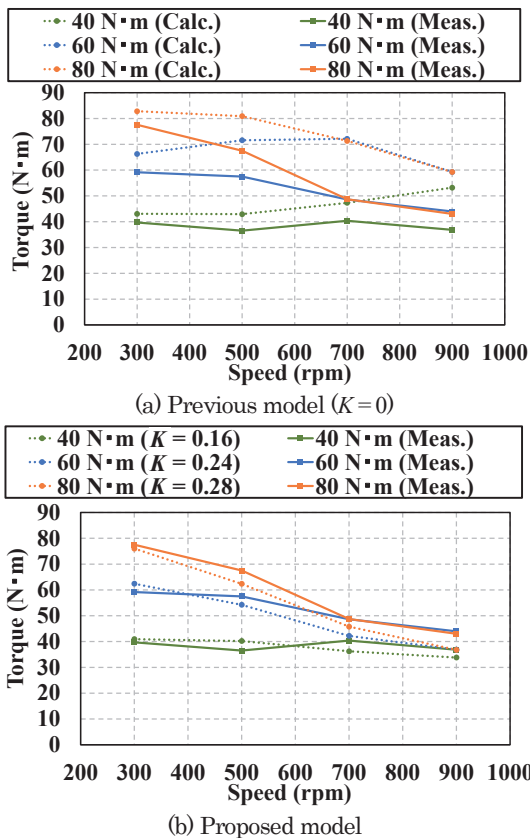


Fig. 11 Speed - torque characteristics with average torque control calculated by previous and proposed model with the same coefficients K obtained from Fig. 8.

が同時に励磁される区間がさらに増えるため、磁氣的相互作用の影響も強くなる。

Fig. 11(a)に、従来のモータモデル ($K=0$) で求めた平均トルク制御時の速度対トルク特性を示す。この図を見ると、Fig. 4(b)に示した通電区間可変制御の場合よりも、計算値と実測値の乖離が大きいたことがわかる。これに対して、同図(b)の改良したモータモデルの計算結果を見ると、Fig. 8で決定した係数 K を用いることで、磁氣的な相互作用が適切に考慮され、計算値と実測値の乖離が大幅に低減されていることがわかる。

4. まとめ

以上、本論文では先行研究で開発した小型 EV 用アキシアルギャップ型 SR モータ (AFSRM) を考察対象とし、通電区間可変制御で課題となっていた計算値と実測値の乖離を改善するため、従来の制御検討用のモータモデルに対して、自相の磁束に加えて係数 K を用いて重みづけした他相の磁束も取り入れることで、磁氣的な相互作用を考慮可能な改良モデルを提案した。

シミュレーションの結果、改良したモータモデルを用いることで、通電区間可変制御の際の速度対トルク特性の計算値が実測値に一致することが明らかとなった。一方で、電流波形については、回転速度が低い領域においては実測値と計算値が概ね一致するものの、高速域では乖離が発生することが判明した。

また、通電区間可変制御の際に決定した係数 K を用いることで、磁氣的相互作用の影響がより強い平均トルク制御においても、計算値と実測値の乖離が大幅に低減されることを示し、改良モデルの有用性と汎用性を明らかにした。

今後は、提案モデルのさらなる改善を行い、全速度域において電流波形まで高精度に再現可能な制御検討用のモータモデルの構築を目指す。

謝辞 本研究の一部は、東北大学 AIE 卓越大学院プログラムにより助成を受け行った。ここに感謝の意を表する。

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**, 106 (2011).
- 3) T. Shibamoto, K. Nakamura, H. Goto, and O. Ichinokura: *20th International Conference on Electrical Machines (ICEM 2012)*, FF-001678 (2012).
- 4) K. Takase, H. Goto, and O. Ichinokura: *Technical Meeting on Rotating Machinery*, RM-15-145 (2015) (in Japanese).
- 5) H. Goto, A. Nishimiya, H. J. Guo, and O. Ichinokura: *Int. J. Comp. Math. Electr. Electr. Eng. (Compel)*, **29**, 173 (2010).
- 6) K. Nakazawa, K. Nakamura: *Technical Meeting on Rotating Machinery*, RM-22-114 (2022) (in Japanese).
- 7) Y. Nishigai, K. Nakazawa, and K. Nakamura: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **8**, 45 (2024) (in Japanese).
- 8) K. Kiyota, A. Chiba: *Technical Meeting on Rotating Machinery*, RM-11-114 (2011) (in Japanese).

2024年10月17日受理, 2024年11月18日再受理, 2025年2月14日採録

RNA による永久磁石を有する直交磁心型可変インダクタの鉄損算定 Iron Loss Calculation of Orthogonal-Core-Type Variable Inductor with Permanent Magnets by RNA

畠山駿斗^{a)†}・中村健二^{a)}・大日向敬^{b)}・有松健司^{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)} 東北電力㈱, 仙台市青葉区中山 7-2-1 (〒981-0952)

H. Hatakeyama^{a)†}, K. Nakamura^{a)}, T. Ohinata^{b)}, and K. Arimatsu^{b)}

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

^{b)} Tohoku Electric Power Co., Inc., 7-2-1 Nakayama Aoba-ku, Sendai 981-0952, Japan

Variable inductors, consisting of magnetic cores, primary dc windings, and secondary ac windings, can control the effective inductance of the secondary ac windings by applying a primary dc current due to the magnetic saturation effect. Therefore, they are applicable as reactive power compensators in electric power systems. In a previous study, a novel orthogonal-core-type variable inductor with permanent magnets was proposed. The proposed variable inductor can regulate the effective reactive power from leading to lagging by controlling the primary dc current from positive to negative. Consequently, line voltage can be increased or decreased without using power capacitors. In this paper, first, the iron loss characteristics of prototype orthogonal-core-type variable inductors with permanent magnets are measured. Next, the RNA model is applied to calculate both the iron loss in silicon steel sheets and the eddy current loss caused by the flux penetrating through the sheets. As a result, it is revealed that the proposed RNA model can calculate iron loss accurately.

Keywords: Orthogonal-core-type variable inductor with permanent magnets, Reluctance network analysis (RNA), Reactive power compensator

1. はじめに

自然エネルギーを活用した分散型電源の普及に伴い、電力系統の電圧が不規則かつ急峻に変動する問題が顕著になっている。従来、電力系統の電圧調整には、負荷時タップ切替変圧器や SVR (Step Voltage Regulator) などの機械接点を有する機器が用いられてきた。しかしながら、これらの機器は接点の切り換えに時間を要し、かつ制御もステップ状になることから、不規則かつ急峻な電圧変動への対応は難しい。

近年では、パワーエレクトロニクス技術を用いて、高速かつ連続的に電圧制御が可能な SVC (Static Var Compensator) や STATCOM (Static Synchronous Compensator) が実用化されている^{1)~3)}。しかし、これらの機器は高価である。また、大電力を高速にスイッチングした際に生じる高調波や電磁ノイズの問題も懸念され、特に電力品質や信頼性を重視する我が国の電力系統には、必ずしも最適であるとは言えない。以上のことから、高速かつ連続制御が可能で、安価で高品質・高信頼の電圧調整装置の開発が望まれる。

これに対して、直流制御巻線からの励磁により、交流主巻線の実効的なインダクタンスを任意に調整可能な可変インダクタは、これを電力用コンデンサと組み合わせて系統に並列に接続することで、無効電力補償型の電圧調整装置として応用できる^{4)~6)}。可変インダクタは、変圧器と同じ銅鉄機器であることから、構造が極めて簡単で堅牢、サージ電圧や過電流に対する耐性が高いなど、信頼性が特に重視される我が国の電力系統に適した特長を有する。しかしながら一方で、可変インダクタと併用される電力用コンデンサには、高調波電流による異常過熱や異常音の問題があるため、最近では電力用コンデンサを省いた装置構成も増えている。ただし、こ

の場合基準電圧時にも、ある一定の制御電流を流し続ける必要が生じるため、制御損失の増大につながる。

先に筆者らは、カットコアと積層コアの2種類のコアからなる直交磁心型可変インダクタを提案した⁷⁾。本可変インダクタは両コアの接合面で積層が平行に揃うため、層間短絡が生じない。さらに、上述の可変インダクタの直流制御磁束の磁路に永久磁石を挿入した新しい可変インダクタも提案した⁸⁾。これにより、無制御時にもある一定の大きさの無効電力の供給を可能にするとともに、直流制御電流を正負に変化させることで、コンデンサレスで無効電力を実効的に遅れから進みまで線形かつ連続的に制御可能となる。今後は、実系統でのフィールド試験を見据えた大容量器の試作試験が望まれるが、本可変インダクタの鉄損の発生要因の分析や算定手法については未検討である。

そこで本論文では、先行研究⁹⁾で試作した永久磁石を有する直交磁心型可変インダクタを考察対象として、リラクタンスネットワーク解析 (RNA) に基づき、鉄損の算定を行うとともに、その発生要因について分析したので報告する。

2. 永久磁石を有する直交磁心型可変インダクタの基本構成と動作原理

Fig. 1 に、先行研究⁷⁾で提案されたカットコアと積層コアからなる直交磁心型可変インダクタの基本構成を示す。本可変インダクタは U 形のカットコアと積層コアを 90 度回転して接合した構造を有し、カットコア側に直流制御巻線、積層コア側に交流主巻線を配置する。そのため、制御巻線と主巻線の結合係数は理論上ゼロとなるが、両巻線からの磁束の磁路が接合面周辺で共有されるため、制御巻線から直流励磁を加えると共通磁路が飽和し、交流主巻線から見た磁気抵抗が増加して、実効的なインダクタンスが減少する。すなわち、可変インダクタとして動作する。

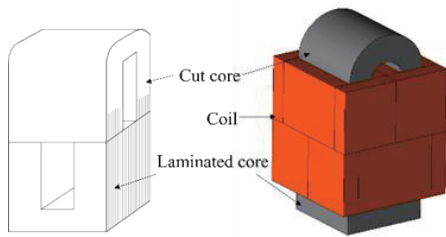


Fig. 1 Basic configuration of orthogonal-core-type variable inductor consisting of cut core and laminated core.

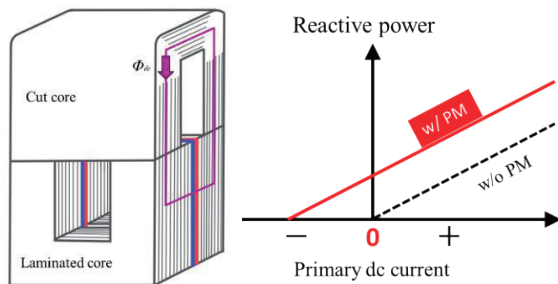


Fig. 2 Basic configuration of proposed orthogonal-core-type variable inductor with permanent magnets and conceptual diagram of reactive power characteristics.

Fig. 2 に、永久磁石を有する直交磁心型可変インダクタの基本構成と無効電力制御特性の概念図を示す。直交磁心型可変インダクタのカットコア側から生じる直流制御磁束 Φ_{dc} の磁路に対して直列に永久磁石を挿入することで、制御電流がゼロの状態でも、ある一定の大きさの磁石磁束が流れるため、それに相当する大きさの無効電力を発生させることができる。この状態から磁石磁束を強める方向（正方向）に制御電流を流すと、無効電力を増加させることができる。一方、弱める方向（負方向）に制御電流を流すと、無効電力を減少させることができる。無効電力の増減は、電圧調整装置の観点から見ると、電圧の昇降に相当するため、制御電流がゼロの点を系統連系点の基準電圧に合わせておけば、コンデンサレスで電圧を上げたり、下げたりすることができる。すなわち、系統連系点の電圧を一定に保つことができる。

3. 永久磁石を有する直交磁心型可変インダクタの試作試験結果

Fig. 3 に、先行研究⁹⁾で試作した永久磁石を有する直交磁心型可変インダクタの諸元を示す。容量は 3 kVA、定格電圧は 200 V_{ac}、直流制御電流の範囲は -18 ~ 18 A_{dc} である。磁心材料は厚さ 0.35 mm の無方向性ケイ素鋼板 (35A290)、磁石材料は Nd-Fe-B 焼結磁石 (N42SH) である。また、永久磁石の動作温度は 20°C とした。先行研究では、永久磁石の厚さが 1 mm, 3 mm, 5 mm の合計 3 台の試作器を製作した。Fig. 4 に、本可変インダクタの試作器の外観を示す。

Fig. 5 に、試作器の無効電力特性の実測値を示す。この図から、本可変インダクタは直流制御電流がゼロの場合でも無効電力を発生させることができ、かつ磁石の厚みによってその大きさを調整できることがわかる。

Fig. 6 に、鉄損特性の実測値を示す。この図を見ると、鉄損の増減は、Fig. 5 に示した無効電力の増減の傾向と一致していることがわかる。一方で、Fig. 6 の横軸は直流制御電流であることから、その増減によって変化するのは直流制御磁束であり、鉄損の増減に対して直接的な影響は無いと考えられる。

そこで次章では、RNA に基づき、永久磁石を有する直交磁心型可変インダクタの鉄損算定を行うことで、直流制御電流の増減によって鉄損が増減する要因を明らかにする。

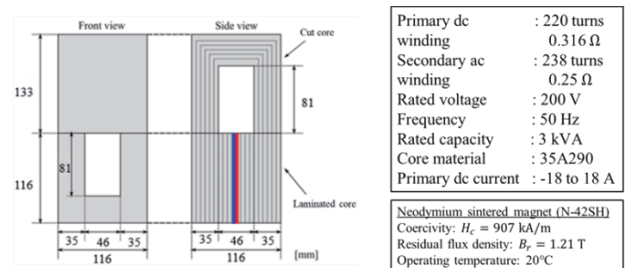


Fig. 3 Specifications of 3 kVA prototype orthogonal-core-type variable inductors with permanent magnets.

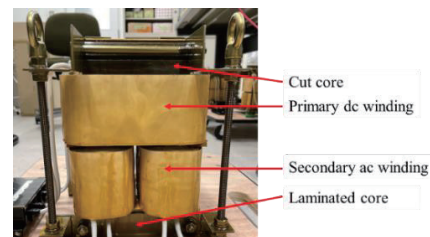


Fig. 4 Photograph of prototype variable inductor.

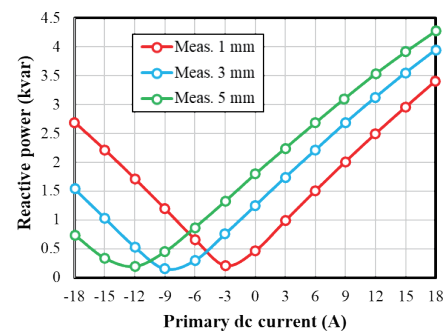


Fig. 5 Measured reactive power characteristics for various magnet thicknesses.

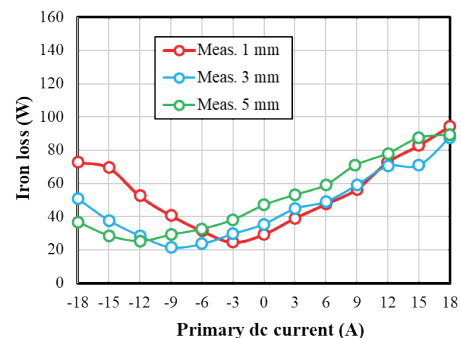


Fig. 6 Measured iron loss characteristics for various magnet thicknesses.

4. RNAに基づく永久磁石を有する直交磁心型可変インダクタの鉄損算定

4.1 3次元 RNA モデルの導出

RNAは、解析対象を一つの磁気抵抗回路網で表すことで、可変インダクタやトランス、モータなどの電気機器の諸特性を算定する手法である^{10), 11)}。解析モデルが簡素で計算が速く、算定精度も比較的高いという特長を有する。計算には汎用の電気回路シミュレータが使用可能であり、本論文では日本ケイデンス・デザイン・システムズ社のOrCAD PSpice 16.6を用いた。以下では、まず3次元RNA (3D-RNA) モデルの導出方法について述べる。

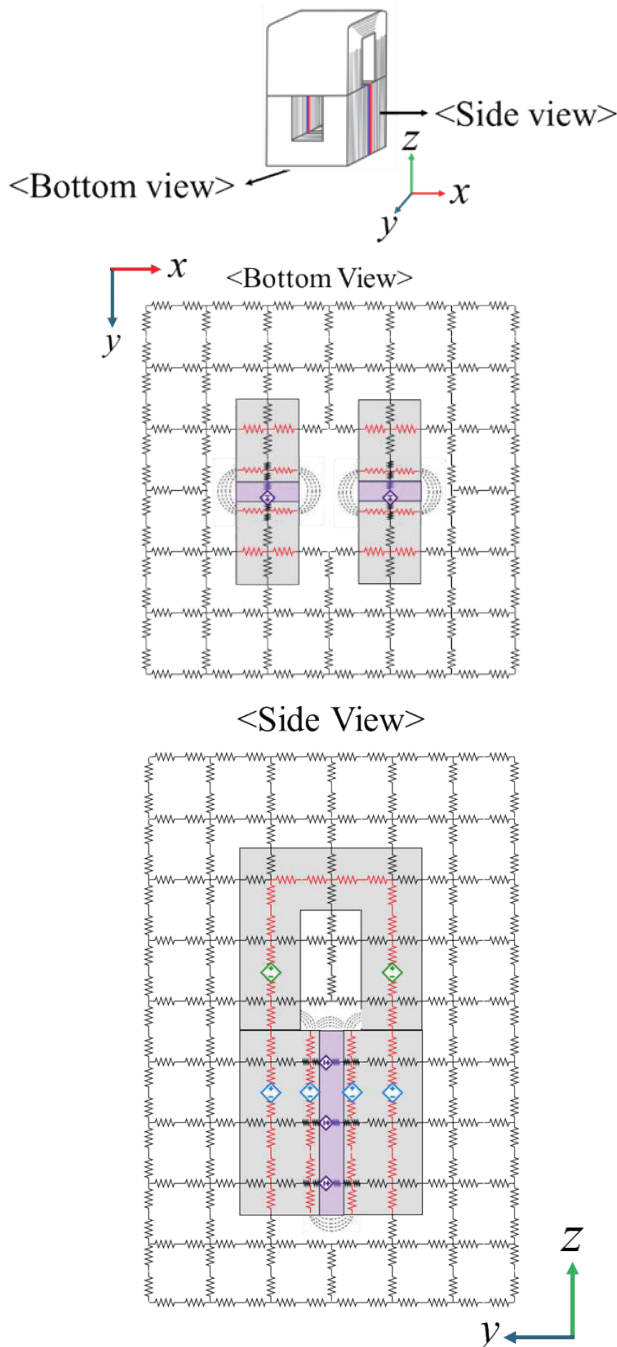


Fig. 7 Three-dimensional RNA model of proposed orthogonal-core-type variable inductor.

Fig. 7に、本可変インダクタの3D-RNAモデルを示す。黒色の抵抗は、磁心外空間や磁心積層方向の線形磁気抵抗を表している。赤色の抵抗は、寸法と磁心材料の $B-H$ 曲線によって決まる非線形磁気抵抗を表している。紫色の電源と抵抗は、永久磁石の起磁力と内部磁気抵抗を表している。緑色と青色の電源は、それぞれ直流制御電流と交流主巻線電流によって生じる起磁力を表している。また、漏れ磁束を正確に表現するために、仮定磁路法により求められた磁気抵抗とRNAモデルの接続を、円弧状の点線で表している¹²⁾。

磁心部の鋼板面内の磁気抵抗については、磁心材料の非線形磁気特性を考慮して決める必要がある。通常は、材料メーカーから提供されている $B-H$ 曲線のデータを、適当な非線形関数で近似することで磁気抵抗を求めるが、本可変インダクタの試作器の磁心材料 (35A290) についてはデータが無かったため、先行研究¹³⁾で実測した35A300の $B-H$ 曲線を代わりに用いた。

本論文では、上記の $B-H$ 曲線を次式で近似した。

$$H = 9B + 50B^3 + 100B^5 - 8B^{11} + 1.7B^{15} \quad (1)$$

磁気特性の非線形性に由来する電流歪みを精度良く算定するため、(1)式のように複数の非線形項を用いて近似した。

Fig. 8に、 $B-H$ 曲線の実測値と(1)式の近似値の比較を示す。磁界強度の小さい領域から大きい領域まで精度良く近似できていることが了解される。

Fig. 9に、磁石厚5mmの場合の交流主巻線電流の歪み率を示す。RNAにより高精度に歪み率が算定されている。

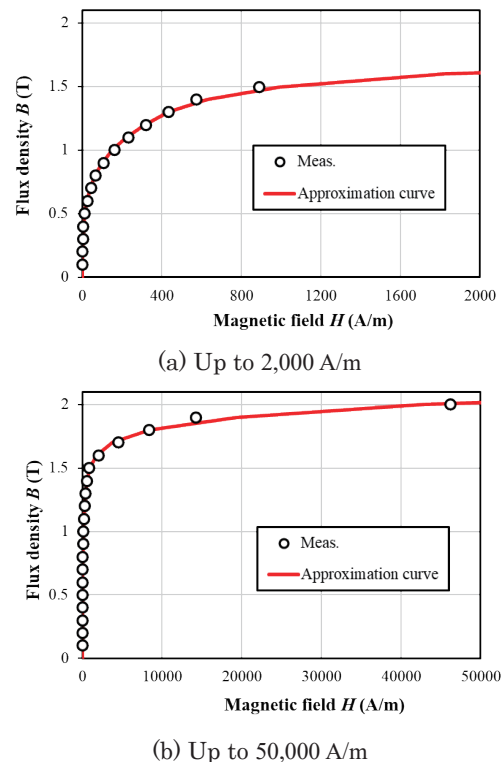


Fig. 8 $B-H$ curve of core material.

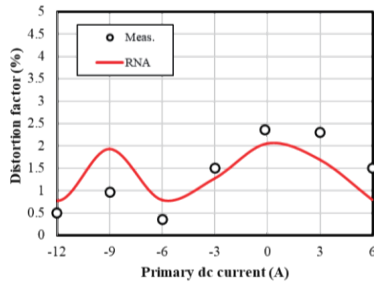


Fig. 9 Distortion factor of secondary ac current in prototype variable inductor with magnet thickness of 5 mm.

4.2 鉄損を考慮した RNA モデル

RNA モデルにおいて、鋼板内で発生する鉄損を考慮するためには、Fig. 10 に示すように、磁気抵抗と直列に磁気インダクタンスを挿入する¹⁰⁾。このとき、鋼板内の磁気特性は以下に示す式で表される。

$$H = 9B + 50B^3 + 100B^5 - 8B^{11} + 1.7B^{15} + \beta_1 \frac{dB}{dt} \quad (2)$$

ここで、 β_1 は磁心材料の鉄損曲線から決まる係数であり、この係数を用いて磁気インダクタンスの値を求めることができる。本論文では、加工・組み立ての影響を考慮するため、試作器を用いて鉄損曲線を測定し、係数 β_1 を決定した。

Fig. 11 に、鉄損曲線の測定に用いた試作器の巻線構成と実験条件を示す。磁石 3 mm 厚の試作器の交流主巻線にサーチコイルを 24 回巻き、磁束密度 B と磁界強度 H を測定することで得られるヒステリシスループの面積から鉄損を測定する。このとき、磁石から発生する直流磁束の影響を極力小さくするため、磁石磁束を打ち消すように制御電流 $I_{dc} = -8.1$ A を流す。このような条件の下で、交流主巻線電圧を 20 V ~ 200 V まで変化させたときの鉄損を測定した。

Fig. 12 に、上述のごとく実測した鉄損曲線を示す。また同図中には、RNA モデルによる計算値を示す。この時の β_1 の値は 0.18 である。この図を見ると、実測値と計算値が良好に一致していることがわかる。

Fig. 13 に、上述の RNA モデルを用いて、可変インダクタとして動作させた場合の鉄損の計算値を示す。また比較のため、実測値も同図中に示す。この図を見ると、制御電流が -9 A の点では両者は一致しているが、それ以外の点では制御電流が正負に大きくなるほど、誤差も拡大していくことがわかる。ここで -9 A の点は、Fig. 5 からわかるとおり、無効電力が最小の点、すなわち動作磁束密度が最も低い点である。したがって、動作磁束密度が高くなるほど、誤差が大きくなると推察される。ここで、可変インダクタは直流制御電流によって共通磁路を飽和させることで、交流主巻線の実効的なインダクタンスを制御するが、これに伴い、磁心外空間への漏れ磁束が増大し、これが積層鋼板を貫くことで、鋼板に渦電流が生じることが知られている¹⁰⁾。したがって、本可変インダクタについても、この渦電流による損失を考慮する必要がある。

また上記に加えて、Fig. 14 に磁石厚 5 mm、制御電流 0 A のときの磁石表面の磁束波形を示す。Fig. 2 に示した磁石配置からわかる

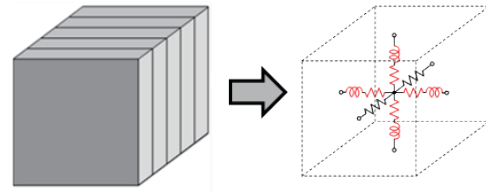


Fig. 10 Three-dimensional unit magnetic circuit considering iron loss.

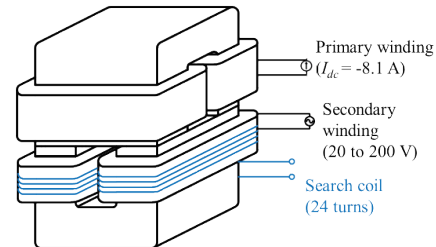


Fig. 11 Winding configuration for measuring iron loss curve and experimental conditions.

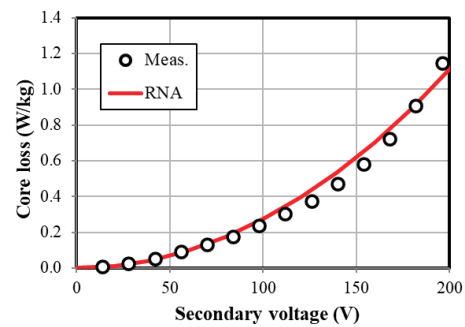


Fig. 12 Comparison of measured and calculated core loss curves.

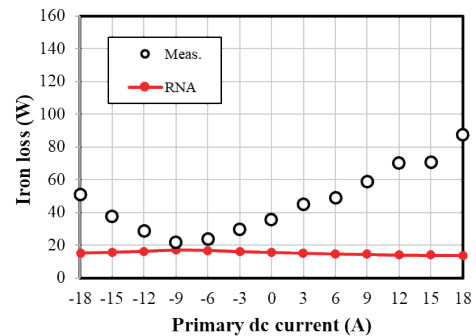


Fig. 13 Comparison of measured and calculated iron losses of prototype variable inductor with magnet thickness of 3 mm.

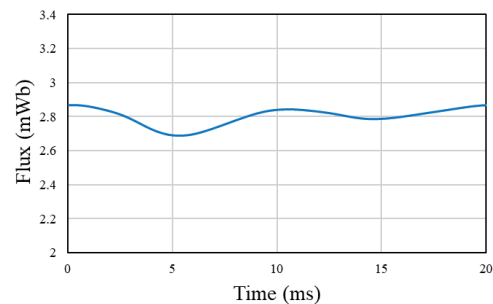


Fig. 14 Flux waveform on surface of permanent magnet calculated by RNA.

ように、交流主巻線は永久磁石と直交しているため、磁石表面の磁束に直接影響を与えることは無いが、磁束が周期的に変動していることがわかる。これは、交流主巻線からの磁束によって共通磁路が飽和と未飽和を周期的に繰り返すことで、磁石から見た磁気抵抗が周期的に変動するためである。Fig. 2 からわかるとおり、本可変インダクタにおいては、直流制御磁束が積層コア側で鋼板を貫いているため、この磁束の変動による渦電流も模擬する必要がある。

Fig. 15 に、ある分割要素において積層を貫く磁束 ϕ_z とそれによって生じる渦電流 i_{ed} の関係の模式図と、これに対応した単位磁気回路を示す。同図の回路において、積層を貫く磁束 ϕ_z が流れると、その時間微分で決まる電圧 e_z が渦電流回路に誘起され、電流 i_{ed} が流れる。よって、この渦電流による起磁力を単位磁気回路に挿入すれば、磁気回路と渦電流回路の連成が可能になる。ただし、実際の渦電流は隣接する要素間で強めあったり、弱めあったりすることから、渦電流回路はすべて接続して回路網として扱う必要がある。

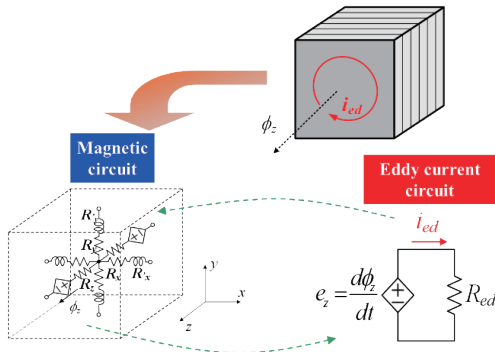


Fig. 15 Unit magnetic circuit coupled with eddy current circuit.

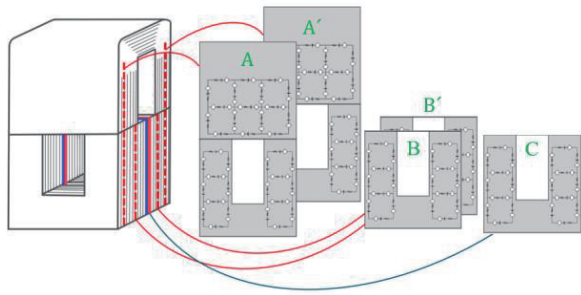


Fig. 16 Eddy current circuit models.

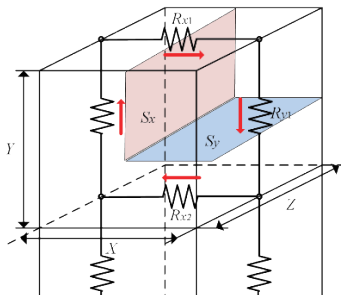


Fig. 17 Resistances of eddy current circuit.

Fig. 16 に、上述の説明に基づき作成した渦電流回路網モデルを示す。A、A'面の渦電流回路網は、磁気飽和に伴う磁心外空間への漏れ磁束によって生じる渦電流を模擬するためのものである。B、B'面の渦電流回路網は、変動する直流制御磁束が積層コア側で鋼板を貫くことによって生じる渦電流を模擬するためのものである。最後にC面は、同様に変動する直流制御磁束がNd-Fe-B 焼結磁石を貫くことで生じる渦電流を模擬するためのものである。

Fig. 17 に、渦電流回路網の電気抵抗を示す。表皮効果などの影響により、厳密には渦電流に分布が生じると考えられるが、ここでは簡単のため、分割要素内では電流は一律に流れると仮定する。同図中のx方向とy方向の電流路の抵抗は、それぞれ電流路の長さがX,Y、断面積 S_x が $Y/2 \times Z$ 、 S_y が $X/2 \times Z$ となるため、積み厚Z、導電率 σ を用いて

$$R_{x1} = \frac{2X}{\sigma YZ}, R_y = \frac{2Y}{\sigma XZ} \quad (3)$$

で与えられる。 R_{x2} のように、隣接する要素間の抵抗については、2つの電気抵抗の並列接続と考え、1つの合成抵抗として扱う。

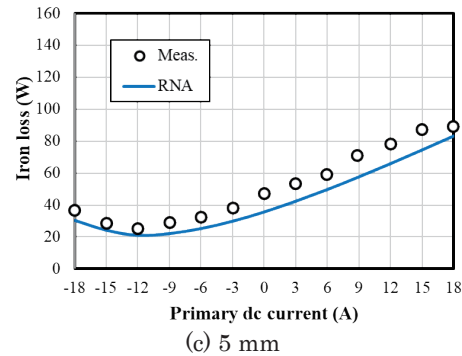
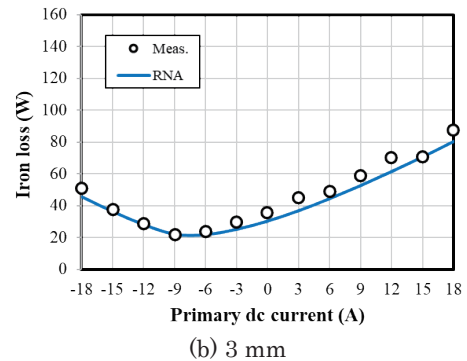
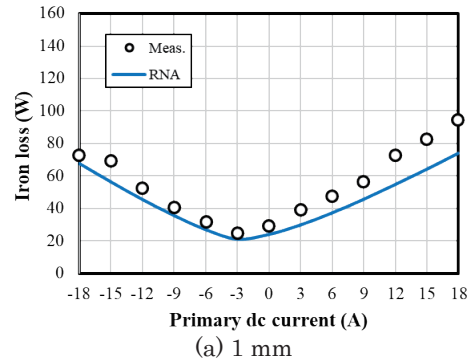


Fig. 18 Comparison of measured and calculated iron losses for various magnet thicknesses.

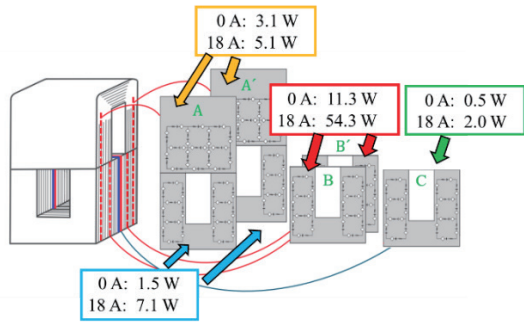


Fig. 19 Details on eddy current losses (5 mm).

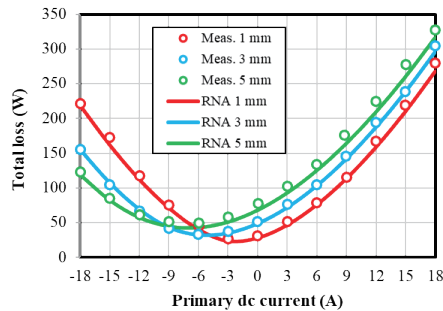


Fig. 20 Comparison of measured and calculated total losses, including copper loss, for various magnet thicknesses.

Fig. 18に、上述の渦電流回路網モデルを取り入れたRNAモデルによる鉄損算定結果を示す。鋼板を貫く磁束による渦電流を考慮することで、どの磁石厚でも実測値との誤差が小さくなり、計算精度が向上した。

Fig. 19に、磁石厚5 mmの直交磁心型可変インダクタにおいて、直流制御電流が0 Aと18 Aのときの渦電流損の内訳を示す。この図を見ると、磁心外空間への漏れ磁束に起因する渦電流損よりも、直流制御磁束の変動に起因する渦電流損の方がはるかに大きいことがわかる。例えば、直流制御電流18 A時のB、B'面で発生する渦電流損は54.3 Wであり、全渦電流損68.5 Wの約8割を占める。また、鉄損全体で見ても、Fig. 18 (c)の83.2 Wに対して、約65%であることから、支配的であることがわかる。この損失は、直流制御磁束が鋼板を貫く向きに流れることが原因で生じるため、今後は磁心形状の変更などの対策が考えられる。一方、磁石に発生する渦電流損はあまり大きくない。これは、直流制御磁束は磁石も貫くが、鋼板よりも体積が小さく、電気抵抗率も高いことが理由である。

Fig. 20に、直流制御巻線と交流主巻線で発生する銅損も含めた全損失を示す。本論文における検討の結果、すべての磁石厚についてRNAで損失を精度よく算定可能となった。

なお、本論文の解析では、CPU: Intel core i7-13700, RAM: 32 GBのPCを使用し、算定時間は、1ケースあたり平均5分30秒程度であった。今後は、本RNAモデルを用いて、損失低減に取り組む予定である。

5. まとめ

本論文では、先行研究で試作した永久磁石を有する直交磁心型可変インダクタを考察対象として、リラクタンスネットワーク解析(RNA)に基づき、鉄損の算定を行うとともに、その発生要因について分析した。

まず始めに、直交磁心可変インダクタの鋼板面内の鉄損を考慮可能なRNAモデルを導出し、実測値と比較検討を行った。その結果、磁束密度の低い動作点ではおおよそ実測値と一致した一方で、動作磁束密度が高くなるほど誤差が大きくなることが明らかとなった。

次いで、磁心外空間への漏れ磁束が鋼板を貫くことで生じる渦電流、並びに時間的に変動する直流制御磁束が積層コア側で鋼板を貫くことで生じる渦電流を考慮するため、渦電流回路網モデルを導出し、RNAモデルと連成した。その結果、すべての磁石厚において鉄損を精度良く算定可能になった。また、鉄損増加の主要因が直流制御磁束の変動に起因する渦電流損であることを明らかにした。

今後は、本RNAモデルを用いて損失低減の検討を行うとともに、容量300 kVA以上の大型無効電力補償装置を設計する予定である。

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。ここに感謝の意を表する。

References

- 1) T. Hayashi and T. Sakurai: Trans. *IEE Jpn.*, **117-B**, 901 (1997) (in Japanese).
- 2) S. Irokawa: Trans. *IEE Jpn.*, **115-B**, 1019 (1995) (in Japanese).
- 3) F. Ichikawa: Trans. *IEE Jpn.*, **112-B**, 461 (1992) (in Japanese).
- 4) O. Ichinokura, T. Jinzenji, and K. Tajima: *IEEE Trans. Magn.*, **29**, 3225 (1993).
- 5) M. Maeda, S. Akatsuka, T. Ito, and O. Ichinokura: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **23**, 1787 (1999) (in Japanese).
- 6) K. Nakamura, O. Ichinokura, M. Kawakami, M. Maeda, S. Akatsuka, K. Takasugi, and H. Sato: *IEEE Trans. Magn.*, **36**, 3565 (2000).
- 7) T. Sato, K. Nakamura, T. Ohinata, K. Arimatsu: *Trans. Magn. Soc. Jpn.* (Special Issues), **6**, 53 (2022) (in Japanese).
- 8) S. Aizu, K. Nakamura, T. Ohinata, and K. Arimatsu: *Trans. Magn. Soc. Jpn.* (Special Issues), **7**, 67 (2023) (in Japanese).
- 9) H. Hatakeyama, S. Aizu, K. Nakamura, T. Ohinata, and K. Arimatsu: *2024 INTERMAG Short papers*, **1-2**, (2024).
- 10) K. Nakamura, T. Tomonaga, S. Akatsuka, T. Ohinata, K. Minazawa, and O. Ichinokura: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **30**, 273 (2006) (in Japanese).
- 11) K. Nakamura and O. Ichinokura: *IEEE Trans. Fundamentals and Materials*, **128**, 506 (2008) (in Japanese).
- 12) H. Hatakeyama, K. Nakamura, T. Ohinata, and K. Arimatsu: *The Papers of Technical Meeting on Magnetism, IEE Jpn.*, MAG-24-034 (2024) (in Japanese).
- 13) M. Kawaguchi, Y. Hane, and K. Nakamura: *Trans. Magn. Soc. Jpn.*, **7**, 49 (2023) (in Japanese).

2024年10月17日受理, 2024年11月10日再受理, 2024年11月15日採録

フェライト磁石を併用したセグメント構造 アウターロータ型 PM モータのトルク脈動低減に関する検討

Reduction of Torque Ripple for Outer-Rotor-type Segment PM motor with Ferrite Magnet

櫻井将[†]・吉田征弘・田島克文

秋田大学, 秋田県秋田市手形学園町 1-1 (〒010-0851)

S. Sakurai, Y. Yoshida, and K. Tajima

Akita University, 1-1 Tegata Gakuen-machi, Akita-shi, Akita 010-0852, Japan

Drones have been used for limited purposes such as aerial photography and pesticide spraying, but now they are expected to be used for logistics and transportation. On the other hand, the drones are operated for a short time about 40 to 60 minutes, and they have a low payload weight of less than 10 kg. To improve these, the battery capacity can be increased, but the weight is also increased and the payload weight is decreased. So, improvement of the motor is necessary. This paper presented a novel outer-rotor-type permanent magnet (PM) motor with a segment-shaped rotor for high power density and low cost. It can be used a magnet flux effectively because it has backyoke iron, and improving output can be expected. However, the torque ripple is increased. So, the improvement of torque ripple is proved using an asymmetry rotor and Ferrite magnet.

Key words: PM motor, Torque ripple, Segmented rotor, Ferrite magnet

1. はじめに

従来、ドローンは空撮や農薬散布など限定的な用途で使われてきたが、現在は物流・運搬用、高所の監視、さらには通信基地局を装備したものが開発されてきた。このような活用領域の拡大に伴い、ドローンによる国内市場は、2020年度の828億円から2025年度には4360億円と大幅拡大が予測されている¹⁾。さらに、令和4年12月から目視外飛行(レベル4飛行)を可能とする制度ができ、大きな追い風となっている。ドローンを使ったビジネスは今後も大きく拡大していくとともに、人手不足などの社会課題の解決も期待されている。一方、今現在のドローンは駆動時間が40~60分程度と短く、積載重量の10kg以下と少ない。これらに対し、バッテリー容量増大で駆動時間延長が実現できる一方、重量が増加するため、運搬できる貨物重量が減少してしまう。したがって、上記の課題解決には、駆動モータの高性能化が必須である。

ドローンの駆動モータには永久磁石同期(PM)モータが利用され、ケース表面に磁石を貼り付けた表面磁石(SPM)型がほとんどで採用されている²⁾。一方、回転子にバックヨークがないため、磁石磁束を有効に利用できず、ネオジム焼結磁石を多量使用することで磁束を確保している。ネオジム焼結磁石は高価なレアアースを多量に含んでいるため、コスト増大につながる。さらに、SPM型で電気抵抗の小さいネオジム焼結磁石を使っているため、高調波駆動時の渦電流損が危惧される。今後、さらなる市場拡大が予測されているドローンにおいて、高出力密度化と同時にコスト増大の問題を解決することは非常に重要である。

本論文では、先行研究にて、高トルク化および磁石使用量と渦電流損低減を実現したセグメント(Segment PM)構造³⁾を適用することで、高出力化と省レアアース化による低コスト化が期待できると考え、ドローンモータのSegment PMの可能性について探るとともに、トルク脈動低減について検討した。

2. セグメント構造アウターロータ型 PM モータについて

2.1 セグメント PM モータの基本構成

Fig. 1にSPM, Segment PMの外観をそれぞれ示す。Segment PMは回転子鉄心と磁石が周方向に分割、配置した構造となっており、着磁も周方向にされている。これにより、d軸が鉄心中央部に配置される。これにより、鉄心が表面に大きく露出することで、電機子磁束が鉄心に流れ込み、磁石にほとんど鎖交しないことで、磁石部の渦電流損低減が期待できる。さらに、鉄心がバックヨークの役割を果たすことで、磁石磁束を有効に利用できる。

Table. 1に設計モータの諸元を示す。同モータは先行研究および市販モータを参考に、モータ外形、負荷を決めている。14極12スロットPMモータであり、定格速度8000rpm、定格トルク0.2 N・mである。それぞれのモータの異なる部分は2点ある。まず、Segment PMは磁石表面積を増やすため、磁石の径方向長を大きくしている。このとき、Segment PMの焼結磁石の体積(使用量)は、SPMに対し、約6割低減している。その分、固定子が内側に縮小され、コイル窓面積が減少している。次にコイル占積率を一定としており、Segment PMはコイル窓面積減少に伴い巻線径が小さくなっている。これら2つのモータについて、有限要素法(FEM)を用いて算定し、比較を行った。

2.2 FEMによる特性算定および比較

Fig. 2に電流密度対トルク特性を示す。電流位相角は0 degで算定している。同図を見ると、磁石体積が大きく減ったSegment PMがSPMと同等のトルク特性となっていることがわかる。また、同電流密度において、巻線径の小さいSegment PMは電流値も小さくなっている。磁石量、電流が小さい状態でSPMと同等以上のトルク特性が得られていることから、Segment PMでは磁石磁束を有効利用できているといえる。

Fig. 3に無負荷時と定格負荷時のトルク脈動を示す。同図が示すように、SPMに対し、Segment PMの脈動が大きくなり、Peak-Peak値で約2倍になっている。この要因について、トルク波形を

Corresponding author: S. Sakurai (e-mail:sakurai@gipc.akita-u.ac.jp).

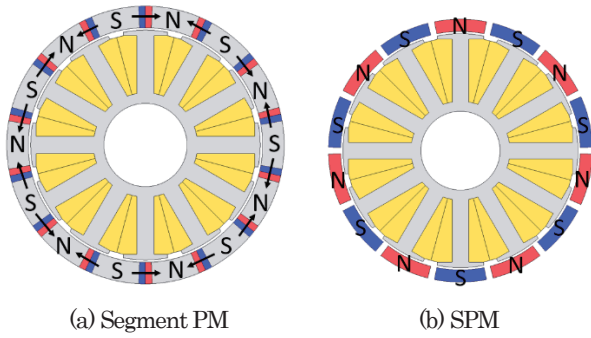


Fig. 1 Schematic diagram of PM motors

Table. 1 Specification of PM motors.

	Segment PM	SPM
Motor diameter	40.0 mm	
Stack length	20.0 mm	
Rotor speed	80000 rpm	
Target torque	0.2 N·m	
Number of turns/pole	10 turns / pole	
Winding diameter	0.955 mm	1.066 mm
Magnet pole pairs	7	
Gap length	0.35 mm	
Magnet length	3.1 mm	1.85 mm
Material of magnet	Sintered Nd-Fe-B	
Material of iron core	0.2 mm silicon	
Amount of magnet	1595 mm ³	3917 mm ³

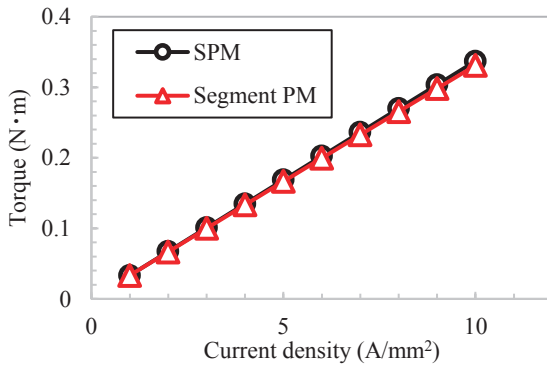
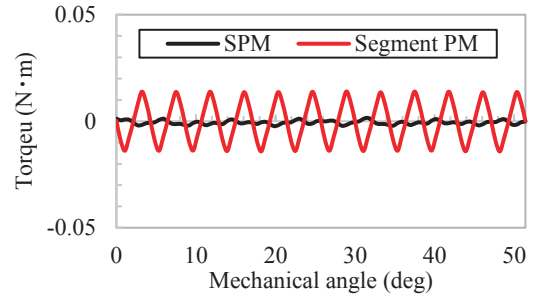


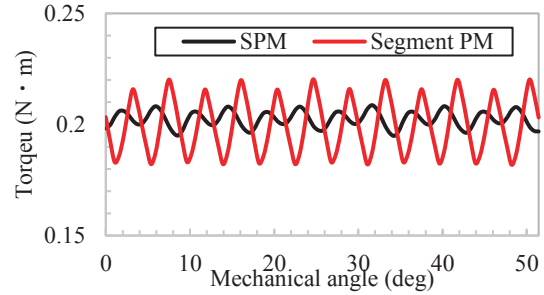
Fig. 2 Current density versus torque .

極ごとに算定し、そこから考察した。

Fig. 4 に算定、比較する部位を示す。1 極対分を対象とし、SPM での算定部位を基準とするため、Segment PM では q 軸で算定箇所を切り替えている。Fig. 5 に算定部位のトルク波形を示す。同図(a)は SPM のトルク波形であり、トルクが正の領域において、3つの脈動が見える。これは磁石が周方向に長いことにより、1つの磁石が2つのティース間にわたって対向する。このとき、それぞれのティースにおいて磁石磁束が短絡するが、回転子位置により、吸引・反発が交互に発生するため3つの脈動が得られたといえる。これによって、AとBの合成トルク脈動の最大値が抑制されている。これに対し、同図(b)の Segment PM を見ると、こちらは正の



(a) Cogging torque (No load)



(b) Torque ripple at 6A/mm²

Fig. 3 Comparison of output torque waveform.

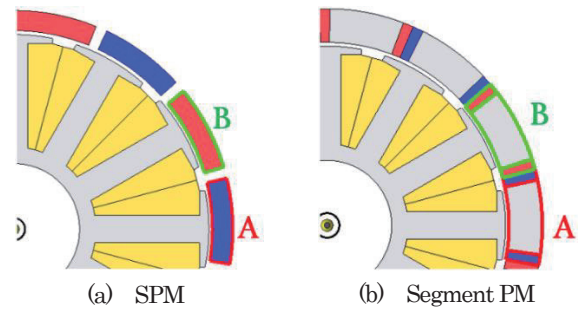
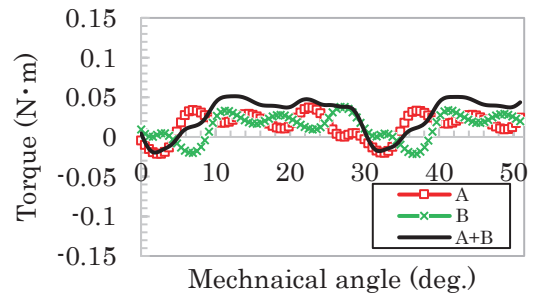
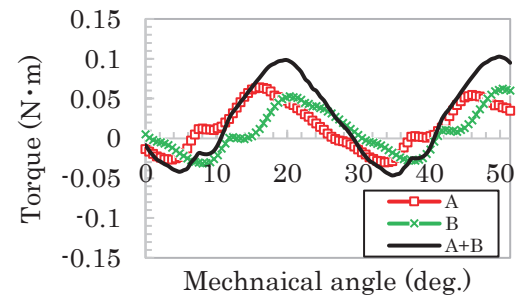


Fig. 4 Calculated point of each torque



(a) SPM



(b) Segment PM

Fig. 5 Comparison of each torque waveform at 6A/mm²

領域で1つだけとなっている。Segment PMはSPMと比べ、磁石の周方向長が非常に小さいため、ティース1か所で磁束が短絡し、その部分で吸引のみが発生する。そのため、脈動が1つだけとなり、脈動の最大値も大きくなったと推察している。

以上、ドローン用モータへのSegment PM適用について検討した。焼結磁石の体積（使用量）を6割低減しながらも、同トルクを得られることがわかった。一方、磁石磁束の短絡に伴い、トルク脈動が2倍以上増えており、改善が必須ということがわかった。

3. フェライト磁石併用によるトルク脈動低減

前章の結果より、Segment PMの適用によって、省レアアース化が実現できる一方、トルク脈動に課題があることがわかった。本章では、トルク脈動改善のため、Segment PMの非対称回転子化とともに、フェライト磁石の併用について検討した。

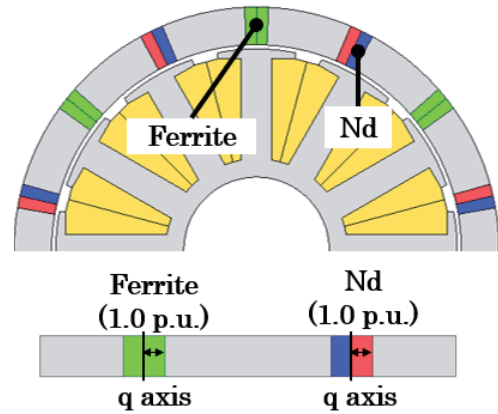
3.1 フェライト磁石併用および非対称回転子について

通常、非対称回転子は、各磁極の回転子鉄心表面の形状を少し変えることで、異なるトルク脈動が発生、互いに打ち消し合うことで、脈動が改善する^{4)~5)}。一方、Segment PMでは回転子鉄心が薄く、単純に鉄心表面を削っただけでは、出力低下につながる恐れがある。そこで、磁石の見込み角を変更することで非対称回転子とした。また、焼結磁石のまま、見込み角を拡大させるとさらに磁束が増え、さらなる磁気飽和によるトルク脈動悪化、鉄損増大などが危惧される。そこで、磁極の1つを安価なフェライト磁石とし、フェライト磁石の見込み角を拡大することで、磁石磁束を抑制しつつ、非対称回転子構造とした。

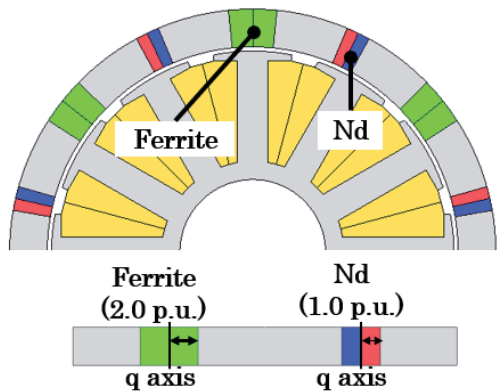
Fig. 6に非対称回転子の構造を示す。同図は焼結磁石の見込み角を基準に、フェライト磁石の見込み角を1倍、2倍としてモデルである。同図(a)では、q軸から鉄心までの距離が同一のため、トルク脈動も同じ波形になるといえる。これに対し、同図(b)のように見込み角を変化させることで、異なるトルク脈動の合成による、改善が期待できる。そこで、トルク脈動がもっとも改善できるフェライト磁石の見込み角について検討を行った。

3.2 トルク脈動の比較

Fig. 7に定格トルク付近の脈動を示す。なお、「Nd only」は、Fig. 5(b)の「Segment PM」の波形である。また、非対称回転子モデルは定格トルクとするため 7A/mm^2 、電流位相角は 0° で算定、比較している。同図を見ると、単純にフェライト磁石を併用した「1.0 p.u.」において、トルク脈動が低減できているとともに、2種の磁石を併用していることにより、トルク脈動の最大値が周期ごとに交互に出ていることがわかる。さらに見込み角を拡大していくと、トルク脈動が低減していき、「2.0 p.u.」でトルク幅が最小となった。Table. 2にトルクリップルを示す。焼結磁石のみの場合と比較し、トルク脈動が1/4まで低減できている。このときの磁束密度コンターを比較した。Fig. 8に磁束密度コンターの比較を示す。同図が示すように、フェライト磁石を併用することで、回転子、固定子ともに磁気飽和が改善できている。特に固定子極部、ティース先端部で磁束密度が低減できており、これに伴って、トルクリプル



(a) 1.0 p.u. open angle of ferrite magnet (Symmetry rotor)



(b) 2.0 p.u. open angle of ferrite magnet (Asymmetry rotor)

Fig. 6 Comparison of rotor structure

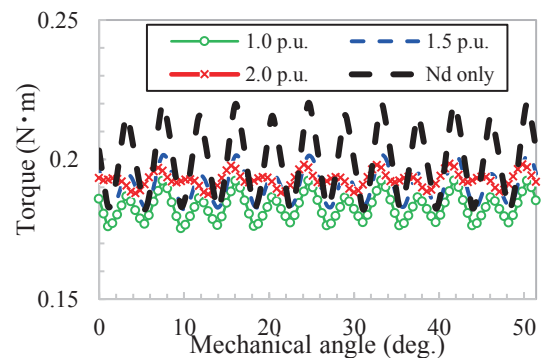


Fig. 7 Comparison of output torque waveform (With Ferrite)

Table. 2 Comparison of torque ripple

	Torque ripple (Peak-to-peak value)
Nd only	0.038 N·m
1.0 p.u.	0.017 N·m
1.5 p.u.	0.019 N·m
2.0 p.u.	0.010 N·m

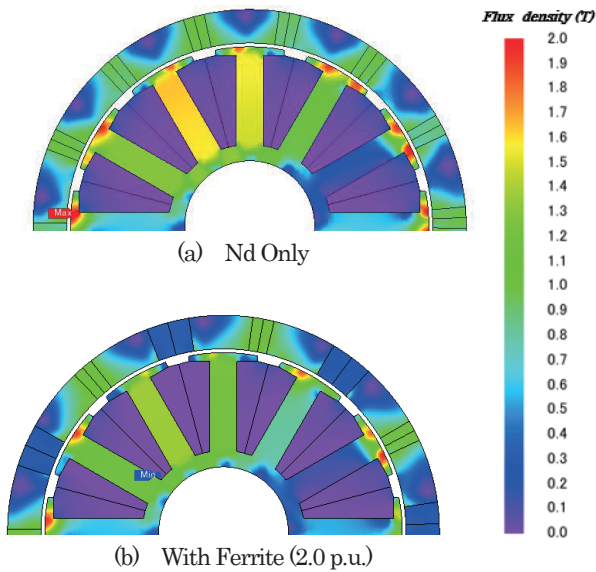


Fig. 8 Comparison of flux density counter plot

が低減できたといえる。

3.3 磁極ごとのトルク脈動算定および比較

次に磁極対1つ分を対象に、トルク脈動の算定、比較から、トルク脈動改善の要因分析を行った

Fig. 9 に磁極ごとのトルク、それらを合成したトルク脈動を示す。同図(a)を見ると、見込み角が同等の場合、各磁極のトルク波形は同じ形となっている。一方、Fig. 5(b)と比較すると、最大値が抑制されており、これにより、トルク脈動が改善されたことがわかる。さらに同図(b), (c)と見込み角を増やしていくと、トルク波形の位相が一致するとともに、正のトルクで波形が少しずつ歪んでいる。なお、トルクが正負にオフセットしている要因について、節点力が原因と考察している。Fig. 10 に見込み角 2.0 p.u. のベクトルプロットを示す。磁極 B において、磁石磁束が隣り合う磁極 (A および C) から B に向かって短絡している。これにより、回転子鉄心の端部において、回転方向に節点力が発生している。反対に、磁極 A においては、反対方向に節点力が発生している。これにより、トルクが正にオフセットしていると考えられる。

次に「Nd only」と「2.0 p.u.」における 7 極対分の合成トルクと、それらをすべて足し合わせた出力トルクを比較し、出力トルクの脈動改善の要因を見た。Fig. 11 に合成トルクおよび出力トルク波形の比較を示す。なお要因分析のため、図中において、出力トルクの最大、最小値部分から下線を、脈動低減に重要なポイントをそれぞれ表示している。まず、出力トルク最大時で見ると、同図(a)では、負トルクにおいて、トルク波形の盛り上がっている部分(凸部)が存在しており、負トルクが小さくなっている。また、磁石磁束に起因して正トルクが大きいため、出力トルク脈動を抑制できていないといえる。これに対し、同図(b)では負トルクの盛り上がりがないことで負トルクが大きく、フェ

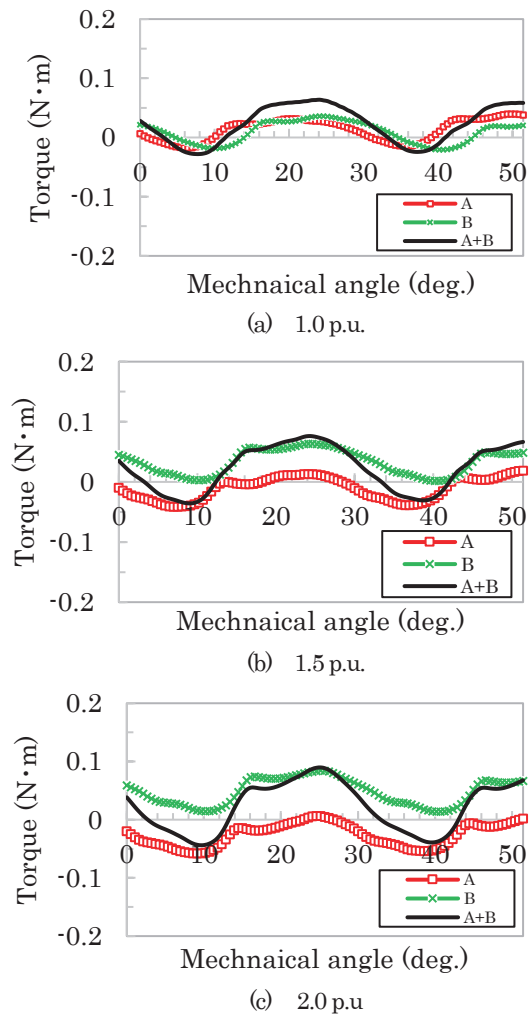


Fig. 9 Comparison of each torque waveform at 7A/mm² (Asymmetry rotor model)

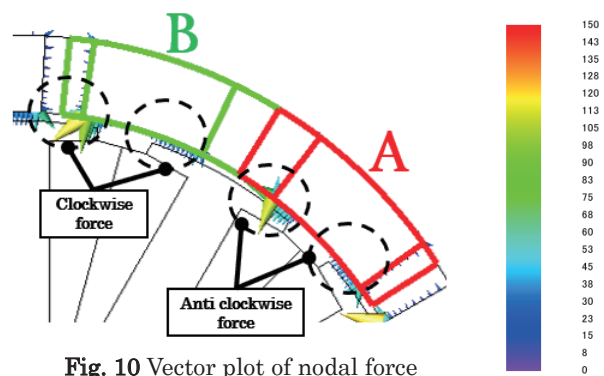
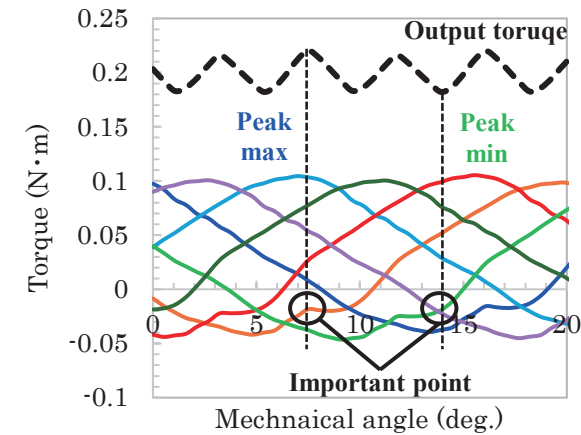
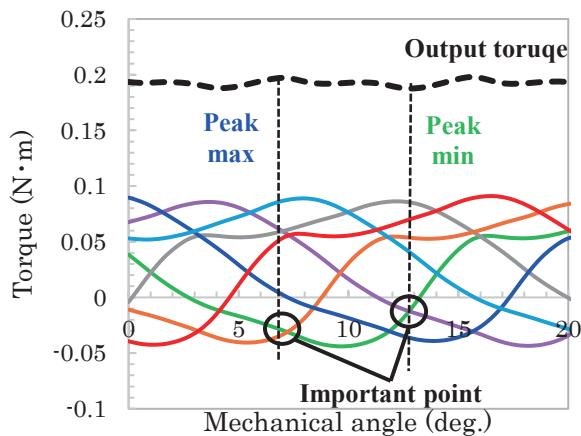


Fig. 10 Vector plot of nodal force (With Ferrite of 2.0 p.u.)

ライト磁石併用により、正トルクは小さい。そのため、出力トルク波形の最大値を抑制することができている。次に出力トルク最小時で見ると、同図(a)では、重なっている2つの負トルクが大きくでていることで、出力トルク波形の最小値も引き下げられている。これに対し、同図(b)では重なっている負トルクが小さくなっており、出力トルクの最小値を押上げることができたと考えられる。従って、提案す



(a) Nd only



(b) With Ferrite (2.0 p.u.)

Fig. 11 Comparison of sum torque and total torque waveform

るフェライト磁石併用モデルでは、負トルクが出力トルクの脈動最大時は大きく、最小時は小さくなったことにより、トルク脈動の改善が実現できた。

4. モータ特性の比較

フェライト磁石併用および非対称回転子構造の適用により、Segment PMのトルク脈動が改善できることがわかった。最後にモータ特性について、比較を行った。

Fig. 12 に電流密度対トルク特性を示す。フェライト磁石併用は、SPMから焼結磁石量が約8割減少しているため、他モデルより小さくなった。一方、同電流密度でトルク減少を約2割に抑制できているため、磁石使用量を調整することで、トルク悪化を改善できるといえる。

Fig. 13 に銅損特性を示す。トルク特性悪化に伴い、フェライト併用モデルでは、銅損がわずかに増大している。

Fig. 14 に鉄損特性を示す。フェライト磁石併用モデルでは、磁束密度が低下していることに起因して、鉄損がSPM、Segment PMより改善している。

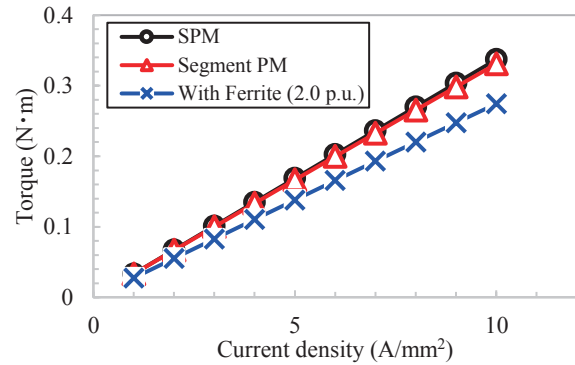
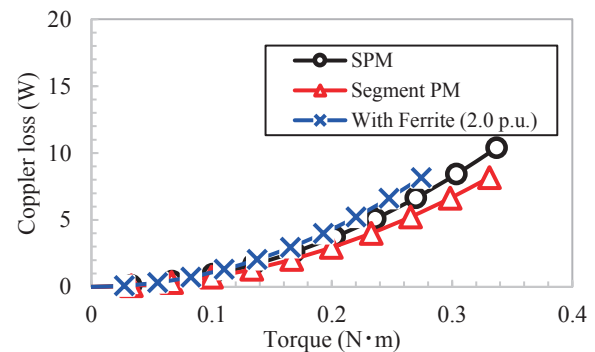
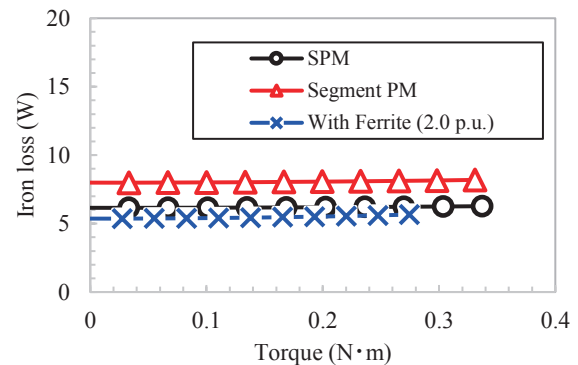
**Fig. 12** Current density versus torque**Fig. 13** Torque versus copper loss**Fig. 14** Torque versus iron loss

Fig. 15 に磁石渦電流損特性を示す。Segment PMとすることでSPM時より、渦電流損が低減できていることがわかる。また、フェライト併用とすることでさらに低減しており、高周波領域でさらなる低減が期待できる。

Fig. 16 に効率特性を示す。各モデルともに最大効率は約94.3%となっている。このとき、フェライト磁石併用モデルでは、鉄損、磁石渦電流損の低減に伴い、低トルク域で高効率となっていることから、高速回転域で有利な設計であるといえる。

Fig. 17 にトルク脈動を示す。焼結磁石のみの場合、コギングトルク、トルクリップルともに、大きな脈動が発生している。これに対し、フェライト磁石併用とすることで、SPMと同程度の脈動に改善することができた。

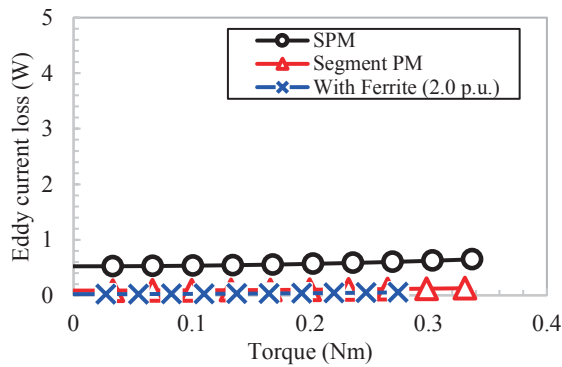


Fig. 15 Torque versus eddy current loss in magnets

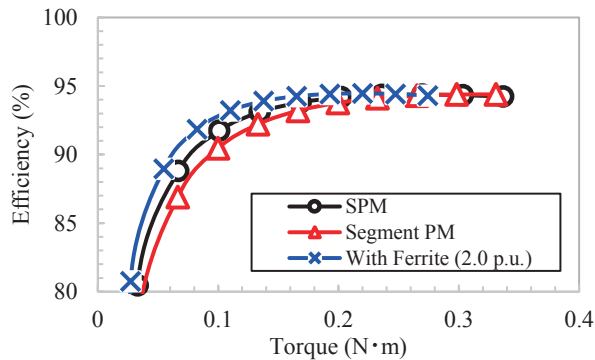
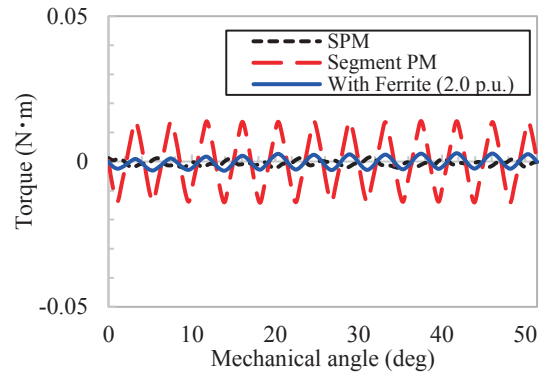
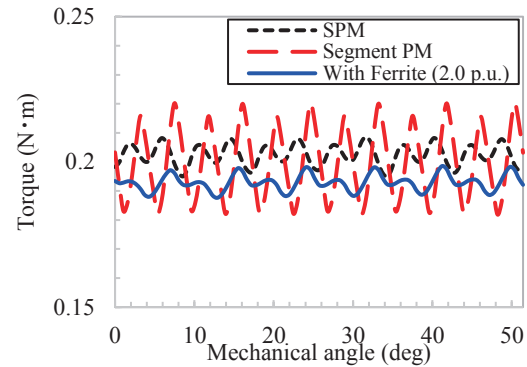


Fig. 16 Torque versus efficiency



(a) Cogging torque



(b) Torque ripple at rated torque

Fig. 17 Comparison of torque ripple

5. 結言

以上、本論文ではドローンモータへの Segment PM の適用および、フェライト併用によるトルク脈動改善について検討を行った。

まず、先行研究の形状をもとに、Segment PM を適用したトルク特性を算定した。その結果、焼結磁石の使用量を半減させながらも同トルクが得られており、SPM 時よりも磁石磁束を有効に活用できることがわかった。一方、磁石磁束が 1 か所だけで短絡することで、トルク脈動が大きく増大した。高精度な姿勢制御が求められるドローンにおいて、改善が必須であることが明らかとなった。

次いで、トルク脈動改善のため、フェライト磁石併用による非対称回転子構造について検討を行った。結果、焼結磁石に対し、フェライト磁石の見込み角を 2 倍とすることで、トルク脈動を改善できた。これは各磁極対で発生する負の合成トルクのが、出力トルク脈動最大時では大きく、反対に出力トルク脈動最小時は小さくなることで、タイミング良く脈動を抑制できるようになっていたためである。また、トルク特性は約 2 割低減したが、焼結磁石の使用量

は SPM 時から約 8 割低減しており、省レアアース化に非常に効果的であることがわかった。

今後は、焼結磁石の見込み角増大によるトルク増大と、提案構造の高速回転化について取り組む予定である。

謝辞 本研究は JSPS 科研費 JP23K19110 の助成を受けたものです。

References

- 1) https://lfb.mof.go.jp/kantou/keichou/20211112_doron.pdf
- 2) T. Ishikawa: *J.Jpn.Soc.Appl.Electromagn.Mech.*, **30**, 282 (2022)
- 3) S. Sakurai, U Uchiyama, K. Nakamura: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **6**, 69 (2022).
- 4) K. Hiramoto, Y. Takeda, M. Sanada, S. Morimoto: *IEEEJ Trans. IA*, **124**, 208 (2004).
- 5) M. Ito, S. Sugimoto, A. Takahashi, S. Tamiya, T. Kushida: *IEEEJ Trans IA*, **141**, 445 (2021)

2024年10月20日受理, 2024年11月9日採録

フラックスリバーサルモータの最適な回転子極幅に関する一考察

Optimum Rotor Pole Width of Flux Reversal Motors

角田捷太郎[†]・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. Tsunoda[†], K. Nakamura

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

The electrification of various types of vehicles, e.g., electric vehicles (EVs), is being promoted. Compact EVs have gained popularity in recent years because they consume less battery power and can be priced similarly to gasoline-powered vehicles. This study focuses on in-wheel direct drive systems, which are suitable for compact EVs and do not require gears or transmissions. As a candidate for in-wheel motors, the authors focused on flux reversal (FR) motors, a type of doubly-salient permanent magnet (PM) motor with the same salient rotor as switched reluctance (SR) motors. FR motors are expected to meet the wide speed-torque range required for EVs. In this paper, the optimum rotor pole width for FR motors, in terms of torque, back-EMF, cogging torque, and torque ripple, is investigated using two-dimensional finite element analysis (2D-FEM).

Key words: Flux reversal (FR) motor, Electric vehicle (EV), In-wheel motor

1. はじめに

電気自動車 (EV) や航空機など, 各種移動体の電動化が推進されている. EV のホイール内にモータを搭載して直接タイヤを駆動する, いわゆるインホイールダイレクトドライブ方式はギヤやトランスミッションが不要になるため, 効率や静粛性に優れ, 車内空間の設計自由度も高まる. また, 各輪独立制御が可能であることから自動運転との親和性が高く, 次世代の EV 駆動方式として期待されている.

インホイールモータの候補として, スイッチトリラクタンズ (SR) モータや永久磁石 (PM) モータが挙げられる. 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. また, 弱め界磁制御無しに高速域まで運転可能である. しかしながら, SR モータは一般的な PM モータと比較してトルク密度が低く, 振動や騒音が大きいという欠点がある.

一方, PM モータは他のモータと比べて, トルク密度や効率が低い. ただし, インホイールモータに適用するためには, アウターロータ構造にする必要があるが, 回転子の形状自由度が低いいため, PM モータは表面磁石型とせざるを得ない. そのため, 弱め界磁制御が効き難く, EV に要求される幅広い速度 - トルク特性を実現することは難しい.

上述の問題を解決するため, 筆者らはフラックスリバーサル (FR) モータに着目している. Fig. 1 は, 1997 年に英国グラスゴー大学の Miller 氏らの研究グループにより, 初めて提案された単相の FR モータである¹⁾. この図からわかるように, 永久磁石が固定子側に配置されていることから, FR モータは二重突極 PM モータ²⁾に分類される. ただし, 一般的な二重突極 PM モータは固定子ヨークに永久磁石が配置されるため, 巻線鎖交磁束の変化はユニポーラとなる一方で, FR モータは同図のように, 固定子極先端に永久磁石が配置されるため, 巻線鎖交磁束の変化はバイポーラになる. これにより, FR モ

ータは一般的な PM モータと同等の出力が期待される. また, 回転子は SR モータと同様に, 突極形の鉄心のみで構成され, 磁石や導体が不要であることから, 形状自由度が低いアウターロータ構造にも適する.

Table 1 に, 以上述べた 3 種類のモータについて, インホイールモータへの適用という観点でまとめた星取表を示す. この表を見ると, FR モータが最もインホイールモータに適した特長を有していることがわかる. 他方で, FR モータに関する研究報告は少なく, 未だ不明なことが多い.

そこで本論文では, 有限要素法 (FEM) を用いて FR モータの最適な回転子極幅に関して検討を行ったので報告する.

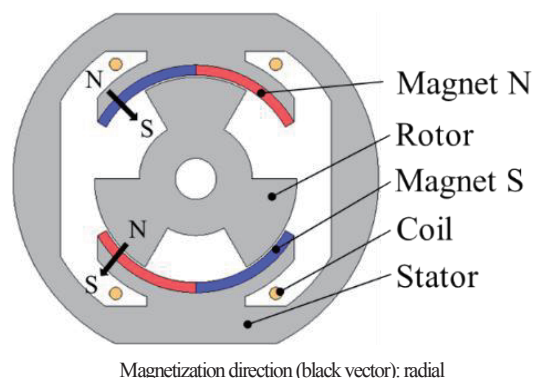


Fig. 1 Single-phase flux reversal (FR) motor proposed in Ref. 1).

Table 1 Evaluations in terms of application to in-wheel motors.

	SR motor	PM motor	FR motor
Torque density	△	○	○
Efficiency	△	○	○
Silence	×	○	○
Speed range	○	△	○
Cost	○	△	△
Robustness	○	△	○

Corresponding author: S. Tsunoda (e-mail: tsunoda.shotaro.p6@dc.tohoku.ac.jp).

2. FR モータの特徴

前章で述べたとおり，FR モータは二重突極機である．Fig. 2 に，SR モータなどの他の二重突極機との基本構造，並びに動作領域の比較を示す．同図(a)の SR モータは起磁力（MMF）も磁束もユニポーラであるため，動作領域は第 1 象限内に限られる．同図(b)の二重突極 PM モータは，起磁力はバイポーラであるが，磁束がユニポーラであるため，動作領域は第 1 象限と第 2 象限に収まる．これらに対して，同図(c)の FR モータは起磁力も磁束もバイポーラであるため，一般的な PM モータと同様に，動作領域が 4 象限すべてに広がる．ここで同図中の破線で囲まれる面積が磁気随伴エネルギー W' に相当し，モータのトルク T は次式で与えられることから，

$$T = \frac{\partial w'(i, \theta)}{\partial \theta} \quad (1)$$

すべての象限を利用できる FR モータのトルクは本質的に大きいことが了解される．

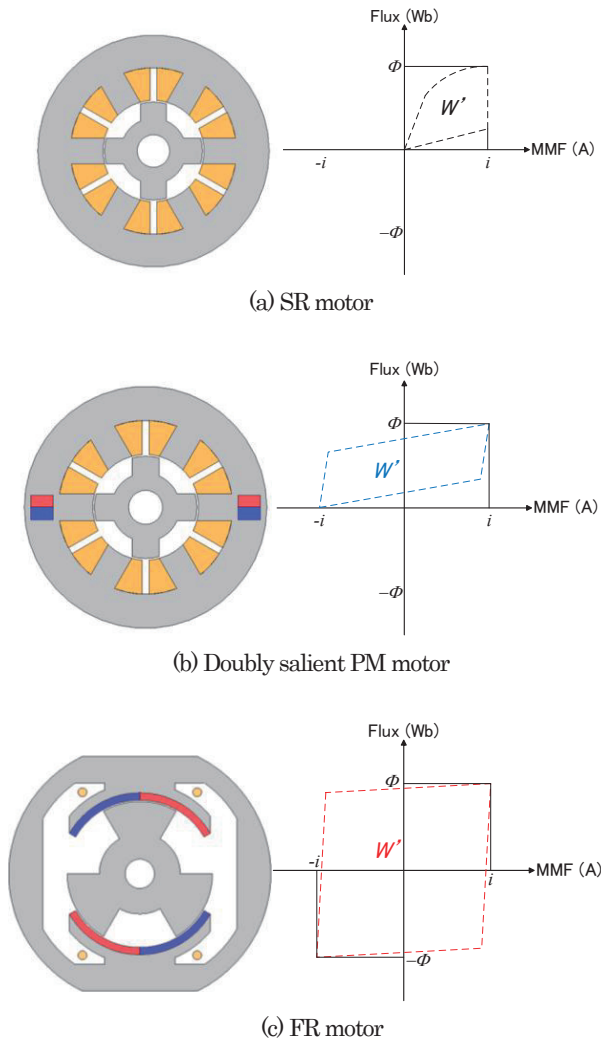


Fig. 2 Comparison of flux-MMF diagrams of SR motor, doubly salient PM motor, and FR motor.

3. FR モータの最適な回転子極幅に関する検討

3.1 FR モータの構造に関する制約条件

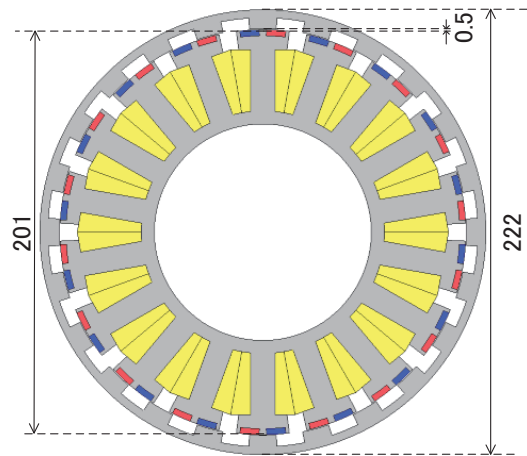
Fig. 3 に，考察に用いたアウターロータ型 FR モータの諸元を示す．固定子 18 極，回転子 24 極の 3 相機である．モータの直径と積み厚は，現有の小型 EV に搭載されているアウターロータ型インホイール SR モータ³⁾と同一とした．また，その他の寸法や巻線仕様は，先行研究 4) の FR モータを参考に決定した．鉄心材料は厚さ 0.35 mm の無方向性ケイ素鋼板であり，磁石材料はネオジム焼結磁石である．

先行研究 5) では，FR モータの固定子や回転子の極幅，スロット幅などが細かく決められている．これは，永久磁石が固定子側に配置され，それ自体が回転しないことから，磁気回路の回転対称性が崩れやすく，誘起電圧に偶数次の高調波成分が含まれる恐れがあるためである．磁気回路が非対称になると，コギングトルクが大きくなったり，モータに不要な振動や騒音が生じる⁶⁾．また，モータ巻線が並列に結線されていると，偶数次の高調波電流が環流し，銅損やトルクリプルの増大につながる⁷⁾．

Fig. 4 に，FR モータの固定子極幅 $2\alpha_m$ およびスロット幅の制約条件を示す．先行研究 5) では，固定子極幅 $2\alpha_m$ が満たすべき制約条件が次式で与えられている．

$$2\alpha_m \times N_r = 360^\circ \quad (2)$$

ここで， N_r は回転子の極数である．Fig. 3 の FR モータでは $N_r = 24$ であることから，固定子極幅 $2\alpha_m$ は 15° となり，スロット幅は 5° となる．



Motor diameter (mm)	222
Stack length (mm)	51
Gap length (mm)	0.5
No. of stator poles	18
No. of rotor poles	24
No. of turns / pole	5
Core material	NGO (35A300)
Magnet material	Sintered Nd-Fe-B (N45SH)

Fig. 3 Specifications of FR motor for compact EV.

なお、先行研究 4)では、Fig. 4 に示すように、固定子極の形状を十字形にすることで、モータ主磁束が磁石に直接流入することを防ぎ、磁石渦電流損を大幅に低減できることが明らかにされている。したがって、本論文でもクロスポール形を採用し、その幅を $CP=2^\circ$ とした。

次いで、Fig. 5 に磁石配置に関する制約条件を示す。この図に示すように、磁石は固定子極を通る中心線と固定子極端部の中央に配置する。

最後に、Fig. 6 には回転子極幅に対する制約を示す。先行研究 5)では、同図に示すように回転子極と凹部を同じ幅にすることが提案されている。したがって、Fig. 3 の FR モータでは回転子極幅は $\alpha_m=7.5^\circ$ となる。

以上述べたように、先行研究 5)に基づく FR モータは構造に関する制約が多く、特に周方向に関する設計の自由度が極めて低い。一方で、本論文で考察対象とするクロスポール形の FR モータに同様の制約条件が当てはまるかについては、まったく不明である。そこで次節では、回転子極幅に着目して、トルク、無負荷誘起電圧、コギングトルク、トルクリプルの観点から最適な回転子極幅について考察を行う。

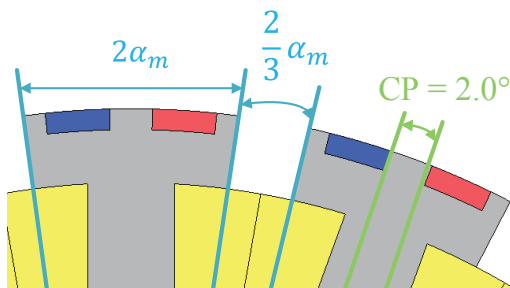


Fig. 4 Constraints on stator pole width and slot width of FR motor.

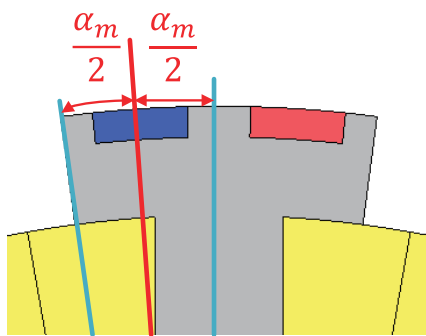


Fig. 5 Constraint on magnet placement of FR motor.

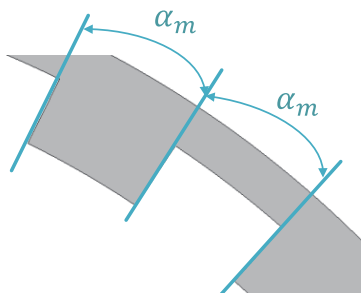


Fig. 6 Constraint on rotor pole width of FR motor.

3.2 クロスポール形 FR モータの最適な回転子極幅に関する検討

本節では、クロスポール形 FR モータの最適な回転子極幅について種々検討を行う。具体的には、2次元有限要素法 (2D-FEM) を用いて、回転子極幅を種々変えてトルク、無負荷誘起電圧、コギングトルク、トルクリプルを算定し、比較検討を行う。

Fig. 7 に、回転子極幅 θ_{rp} と回転子極ピッチ θ_{rpp} を示す。以降の考察では、回転子極幅 θ_{rp} と回転子極ピッチ θ_{rpp} の比 γ を、回転子極幅比と定義する。

$$\gamma = \frac{\theta_{rp}}{\theta_{rpp}} \quad (0 \leq \gamma \leq 1) \quad (3)$$

よって、 $\gamma = 0.5$ が先行研究 5)で推奨されている回転子極幅となる。

Fig. 8 に、FR モータの 2D-FEM モデルを示す。本モデルの要素数は約 129,000 である。コギングトルクについても詳細に検討するため、一般的な FEM モデルよりも要素数を増やしている。なお、FEM には(株)JSOL 製の電磁界解析プログラム JMAG Designer 23.1 を用いた。

Fig. 9 に、回転子極幅比に対するトルクを示す。このときの電流位相角 β は 0° である。この図を見ると、先行研究 5)で推奨されている回転子極幅比 0.5 はトルク最大の観点からは最適では無いことがわかる。同図に示すように、極幅比を 0.3 にすることでトルクは約 17%向上した。

Fig. 10 に、回転子極幅比 0.5 と 0.3 の場合の磁束線図を示す。まず同図(a)の回転子極幅比 0.5 のときの磁束線図を見ると、回転子極が固定子スロット幅よりも広いいため、ある固定子極の磁束が回転子極を介して隣接する固定子極に漏れる、いわゆる

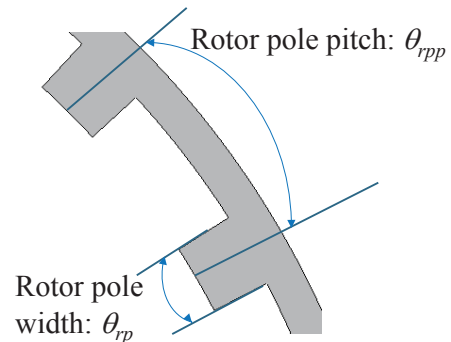


Fig. 7 Rotor pole width and rotor pole pitch.

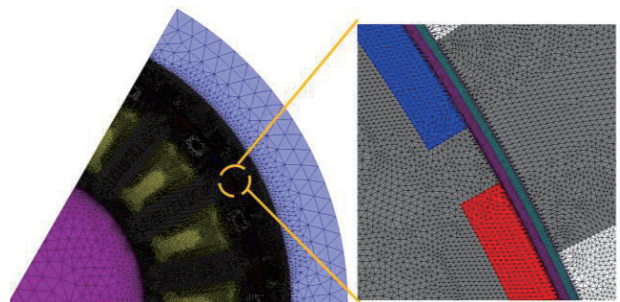


Fig. 8 2D-FEM model of FR motor.

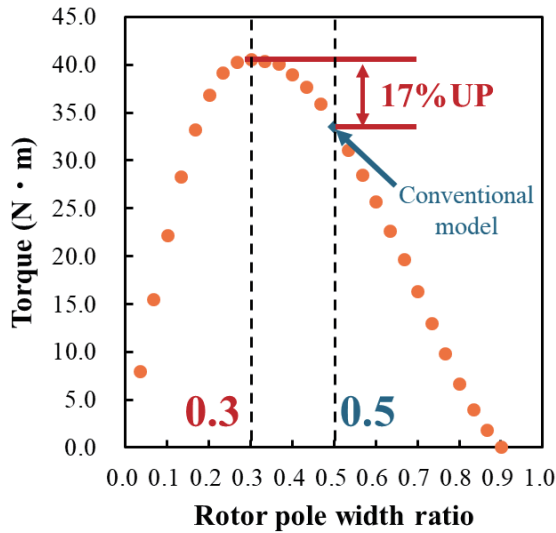


Fig. 9 Relationship between rotor pole width ratio and torque.

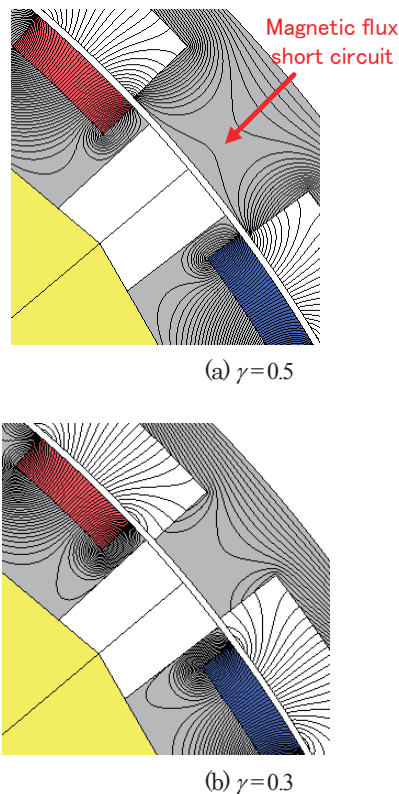


Fig. 10 Comparison of flux line diagrams.

る磁束の短絡が起きていることがわかる。一方、同図(b)の 0.3 のときは、ちょうど回転子極幅とスロット幅が等しく、磁束の短絡が生じていない。これがトルクを向上させた理由であると考えられる。なお、0.3 よりも小さくなると、回転子極幅がさらに細くなって磁気飽和が生じるため、鎖交磁束が減ってトルクが減少する。

次いで、無負荷誘起電圧について検討する。Fig. 11 に、回転子極幅比 0.5 と 0.3 の場合の無負荷誘起電圧の計算波形を示す。この図を見ると、各々高調波は含まれているが、極幅比

0.3 であっても半波対称性が保たれている、すなわち偶数次の高調波成分は十分小さいことがわかる。

Fig. 12 には、Fig. 11 に示した電圧波形の FFT の結果を示す。まず基本波成分を見ると、極幅比 0.3 の方が約 6.7%大きいことがわかる。したがって、極幅比 0.3 にしてトルクが向上したのは、磁束の短絡が解消されてトルクに寄与する基本波成分が増大したことが要因の一つと結論付けることができる。一方、高調波成分はいずれの極幅比でも小さいことが了解される。

Fig. 13 に、回転子極幅比に対する偶数次の高調波歪みを示す。なお、偶数次の高調波歪みは次式を用いて第 10 次まで含めて評価した。

$$D_{\text{even}} = \frac{\sqrt{V_2^2 + V_4^2 + \dots + V_{10}^2}}{V_1} \times 100 (\%) \quad (4)$$

先行研究 5)では、偶数次の高調波成分を抑制するために、回転子極と凹部を同じ幅にすることが提案されているが、少なくとも本論文で考察対象としたクロスポール形 FR モータには当てはまらず、比率 0.5 よりも 0.3 の方が小さいことがわかる。また、0.23 で最小となることが了解される。これは、固定子極の形状が十字形になったことで、パーミアンスの空間分布に変化が生じたことが大きな要因の一つであると考えられる。

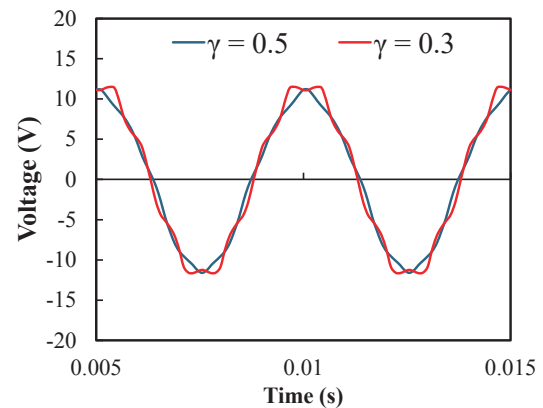


Fig. 11 Comparison of calculated no-load induced voltage waveforms at different rotor pole width ratios.

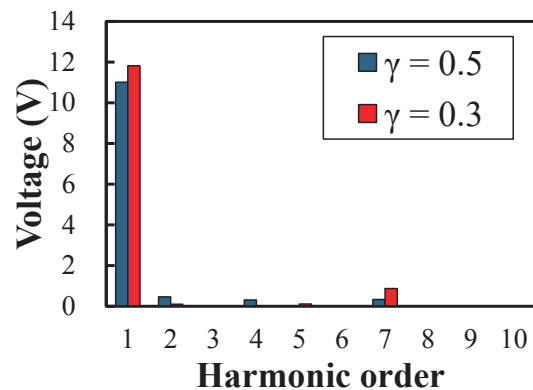


Fig. 12 Harmonic order components of no-load induced voltages shown in Fig. 11.

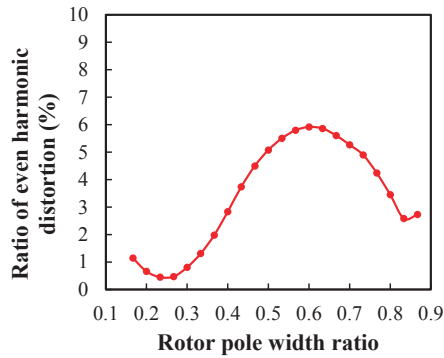


Fig. 13 Relationship between rotor pole width ratio and even harmonic distortion of no-load induced voltage.

最後に、コギングトルクとトルクリプルについて検討する。Fig. 14 に、回転子極幅比 0.5 と 0.3 の場合のコギングトルクの計算波形を示す。この図を見ると、コギングトルクについては、両者にほとんど差が無いことがわかる。

一方、Fig. 15 にトルクリプルの比較を示す。このときの電流密度は 8.2 A/mm^2 であり、電流位相角 β は 0° である。同図より、トルクリプルについては極幅比 0.3 の方が小さいことが了解される。具体的には、極幅比 0.5 がリプル率約 66% であるのに対して、比率 0.3 は約 29% であり、半分以下まで低減した。極幅比 0.5 のリプルが大きくなった理由は、Fig. 16 からわかるように、磁気飽和が生じたためであると考えられる。したがって、トルクリプルの観点から見て、回転子極幅比は 0.3 が適切であることが明らかとなった。

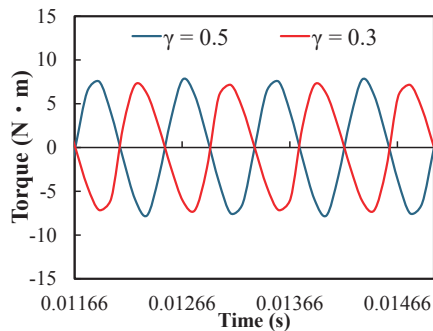


Fig. 14 Comparison of cogging torque waveforms with different rotor pole width ratios.

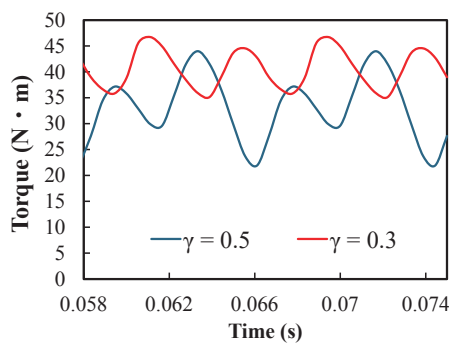


Fig. 15 Comparison of torque waveforms at 8.2 A/mm^2 with different rotor pole width ratios.

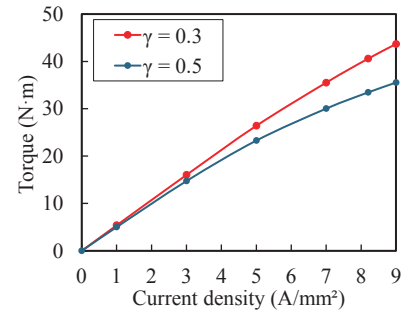


Fig. 16 Comparison of current density versus torque characteristics.

4. まとめ

以上、本論文ではフラックスリバーサル (FR) モータの最適な回転子極幅について、トルク、無負荷誘起電圧、コギングトルク、トルクリプルの観点から種々考察を行った。

まずトルクに関しては、先行研究で推奨されている回転子極幅比 0.5 では無く、極幅比 0.3 にすることで約 17% 向上することを明らかにした。これは、極幅を適切に狭くすることで隣接固定子極間の磁束の短絡が解消され、トルクに寄与する磁束の基本波成分が増大したことが要因の一つである。

次いで、無負荷誘起電圧に関しては、偶数次の高調波成分を抑制するために、先行研究では回転子極幅比 0.5 が推奨されている。しかし、少なくとも本論文で考察対象としたクロスポール形 FR モータには当てはまらず、極幅比 0.3 の方が小さいことが明らかとなった。

最後にトルクリプルに関しても、回転子極幅比 0.3 の方が、従来の 0.5 よりも低減されることが明らかとなった。

以上の検討から、本論文のクロスポール形 FR モータに関しては、トルク、無負荷誘起電圧、コギングトルク、トルクリプルのすべての観点から見て、最適な回転子極幅比は 0.3 であると結論付けることができた。

今後は、固定子側の制約条件についても詳細な検討を行う予定である。

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. P. Deodhar, S. Andersson, I. Boldea, and T. J. E. Miller: *IEEE Trans. Ind. Appl.*, **33**, 925 (1997).
- 2) Y. Liao, F. Liang, and T. A. Lipo: *IEEE Trans. Ind. Appl.*, **31**, 1069 (1995).
- 3) N. Tashiro and K. Nakamura: *IEEE J. Ind. Appl.*, **10**, 708 (2021).
- 4) Y. Yu and K. Nakamura: *T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)*, **7**, 97 (2023) (in Japanese).
- 5) I. Boldea and L. Tutelea: *Reluctance Electric Machines: Design and Control*, p. 301 (CRC Press, 2018).
- 6) R. Takahata, S. Wakui, K. Miyata, K. Noma, and M. Senoo: *IEEE Trans. Ind. Appl.*, **138**, 730 (2018) (in Japanese).
- 7) M. Arata, M. Mochizuki, T. Araki, T. Hanai, and M. Matsubara: *IEEE Trans. Ind. Appl.*, **133**, 995 (2013) (in Japanese).

2024年 10月 20日受理, 2025年 2月 14日採録

Sm-Fe-N ボンド磁石を用いた射出一体成形 IPMSM の開発

Development of Injection Molded IPMSM with Sm-Fe-N Bonded Magnets

吉田理恵^{a)†}・吉田征弘^{b)}・上野泰誠^{b)}・山本宗生^{a)}・田島克文^{b)}

^{a)} 日亜化学工業株式会社, 徳島県阿南市上中町岡 491 (〒774-8601)

^{b)} 秋田大学理工学研究科, 秋田県秋田市手形学園町 1-1 (〒010-8502)

R. Yoshida^{a)†}, Y. Yoshida^{b)}, T. Uwano^{b)}, M. Yamamoto^{a)}, and K. Tajima^{b)}

^{a)} Nichia Corporation, 491, Oka, Kaminaka-cho, Anan-shi, Tokushima 774-8601, Japan

^{b)} Graduate School of Science and Engineering, Akita Univ., 1-1 Tegata Gakuen-machi, Akita, Akita 010-8502, Japan

This paper presents the evaluation of an interior permanent magnet synchronous motor (IPMSM) prototype, in which Sm-Fe-N plastic-bonded magnets were injection-molded into the rotor core. The mold design and rotor shape during the injection molding process were clarified through finite element method (FEM) analysis, and the characteristics of the prototype rotor magnets largely matched the designed specifications. Furthermore, to evaluate the motor characteristics, a motor was prototyped, and the induced voltage was measured. The measurement results closely matched the FEM simulation, demonstrating the validity of the proposed motor. Additionally, a comparison with an IPMSM using Nd-Fe-B sintered magnets, conducted through FEM analysis, showed that the proposed motor exhibited comparable torque characteristics, demonstrating its practical utility.

Key words: Sm-Fe-N bonded magnet, permanent magnet motor, magnet arrangement, IPM motor, injection molding

1. はじめに

近年, 高性能希土類磁石を使用した永久磁石モータの高効率化が様々な分野で進んでおり, カーボンニュートラルおよび省エネルギー社会の実現に向け重要な課題となっている。高効率モータとして広く使われている永久磁石モータは, 我が国における 2021 年の 70 W 以上の交流モータ生産台数割合のうち, 57 %を占めており¹⁾, これらの永久磁石モータに主に使用されているネオジム (Nd), ジスプロシウム (Dy), テルビウム (Tb) といった希土類元素は, モータ性能を向上させるうえで重要な資源として知られている。しかしながら, Nd や重希土類元素である Dy, Tb の生産は特定の国に集中していることから供給の不安定さや, 採掘や精錬における環境破壊といった問題が指摘されている²⁾。さらに昨今の電気自動車 (EV) の急速な普及により, 需要が大きく増加し, ますます資源問題への懸念が深刻化している。一方, このような Nd や Dy を使わない永久磁石として, サマリウム鉄窒素 ($\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3$) 磁石 (以下, Sm-Fe-N 磁石) が知られている。Sm-Fe-N 磁性粉末は 20.7 MA/m という高い異方性磁界 H_a と 477°C という高いキュリー温度を持ち, $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石 (以下, Nd-Fe-B 磁石) と比べ高い理論特性を示す^{3) 4)}。しかしながら, Sm-Fe-N 磁石は約 650°C で SmN と αFe に熱分解するため⁵⁾, Nd-Fe-B 磁石のような液相焼結が困難である。そのため, Sm-Fe-N 磁石は樹脂バインダに磁石粉末を混合したプラスチックボンド磁石 (以下, ボンド磁石) として実用化されている。ボンド磁石は, 焼結磁石と比べると B_r は低下してしまうものの, 形状自由度が高く, 成形時に配向が可能であるため, 磁気回路に応じた最適な配向が可能である⁶⁾。埋込磁石同期モータ (IPMSM) に焼結磁石を適用する場合, 接着工程によるコストアップや, 磁石とコア間に隙間ができることによる漏れ磁束が生じる等の問題があるが, ボンド磁石では射出成形を行うことにより, IPMSM などの回転子

コアへ接着レスかつ隙間なく充填・一体化できる。そこで筆者らは, Sm-Fe-N プラスチックボンドの形状自由度を生かし U 字型の磁石配置をもつ IPMSM を設計し, Nd-Fe-B 焼結磁石を用いた IPMSM に匹敵するトルク特性になることを, 有限要素法を用いて確認した⁷⁾。本稿では, 設計した IPMSM の回転子コアへ射出成形による一体成形を試み, 回転数を変化させた際の無負荷時の誘起電圧を測定後, 有限要素法の計算結果と比較し, その成立性を確認した。

2. 使用する磁石の特徴と金型設計

2.1 使用する Sm-Fe-N プラスチックボンド磁石の特徴

本検討では残留磁束密度 B_r 0.86 T, 保磁力 H_{cb} 645 kA/m, $(BH)_{\max}$ 145 kJ/m³ の Sm-Fe-N ボンド磁石を用いた⁸⁾。本磁石は, 希土類ボンド磁石の中で最高レベルの磁気特性を有しており, リサイクル可能な材料であるため⁹⁾, CO₂ 排出量削減, 持続可能な SDGs 社会の実現においても最適な材料である。製造方法は原料である Sm と Fe を水中でイオン化し, 炭酸塩として沈殿させた後, 大気焼成, 水素還元焼成, 還元拡散 (RD), 窒化焼成を行うことで $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3$ 磁性粉末を得る。この粉碎を介さない製法は, 還元拡散法 (RD 法) による液相反応であるため粒子が丸く, 粉碎レスで小粒径が得られやすい利点がある。さらに, 本検討の磁性粉末は高 B_r 化のために, 還元焼成中, 低融点で Fe との液相を形成することで溶融剤として機能する La, および高融点のため原子拡散を抑制し焼結防止剤として機能する W を添加している。また, 優れた耐酸化性や耐食性を付与するため, リン酸塩処理を行い, 磁粉に均一なリン酸塩を被覆している。Nd-Fe-B 焼結磁石では酸化劣化防止のための Zn や Ni めっき処理を施すが, このリン酸塩被覆により, 成形後にコーティング処理を施さずに使用できる。この磁性粉末と樹脂粉末 (熱可塑性樹脂) を混合・混練しペレット形状にし, 再度射出成形機内で溶かし, 所望の形状および配向を与えることで異方性プラスチックボンド磁石を得ることができる。

2.2 予備試験（テストピースによる配向特性）

異方性の Sm-Fe-N ボンド磁石は上述したように、外部磁界により配向磁場を与え、磁化容易軸方向を所望の方向に揃える必要がある。本試作では、予備試験として材料の配向特性を取得し、射出成形時に必要な配向磁場を算出した。予備試験の配向特性を Fig. 1 に示す。予備試験では $\Phi 10$ -L7 の円柱試験片を各配向磁場で射出成形した後、空芯コイルにて 6 T の磁場にて着磁し、各配向磁場における配向率を算出した。配向磁場 1.2 T のときを 100 % とする。この結果から、配向磁場が 0.8 T のとき配向率が 98 % となり、十分な配向が得られることがわかる。

2.3 IPMSM 回転子用の金型配向モデル

上記結果を踏まえ、金型設計を行った。Fig. 2 に本検討で用いた配向モデルを示す。外部磁界に Nd-Fe-B 焼結磁石（N48H-F）を使用し、IPMSM 回転子の磁石孔の磁極中心である図示 a-a' の箇所が配向磁場 0.8 T（配向率 98 %）以上得られる金型配向モデルを設計した。Nd-Fe-B 焼結磁石の磁束を各極の中心に配置したヨークに集中させることで配向対象の Sm-Fe-N 磁石に高い外部磁界がかかるようになっている。本配向モデルを FEM で解析した際の IPMSM 回転子のコンター図（配向磁場）およびフラックスラインを Fig. 3 に、a-a' 間の磁束密度計算結果を Fig. 4 に示す。a の箇所が一番低い配向磁場であったが、0.83 T の磁場があり、前節より 98 % 以上の十分な配向率が得られると予想される。

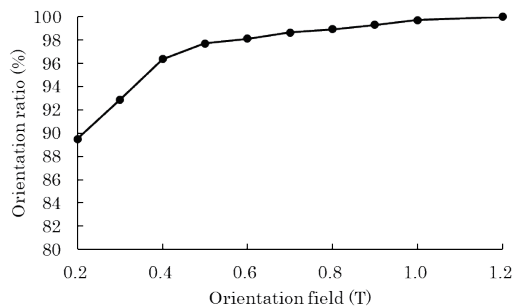


Fig. 1 Orientation ratio for magnetic material ($\Phi 10$ -L7).

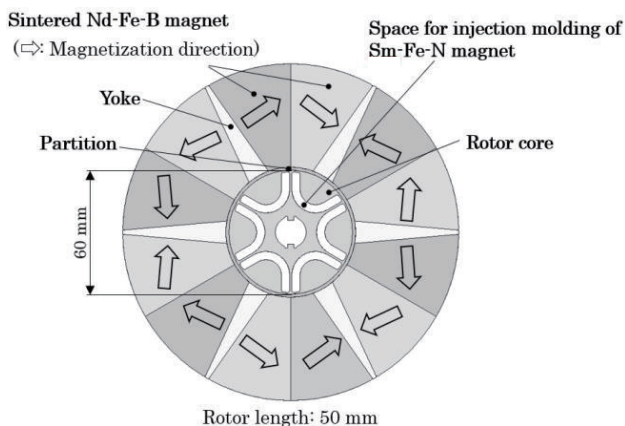


Fig. 2 Orientation mold model of Sm-Fe-N bonded magnet injection molding and oriented magnetic field confirmation position (a-a').

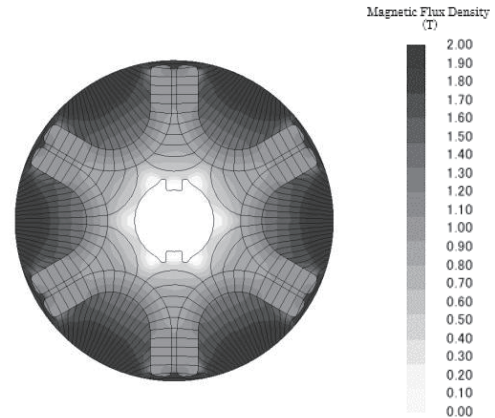


Fig. 3 Contour plot and flux lines for IPM rotor during orientation.

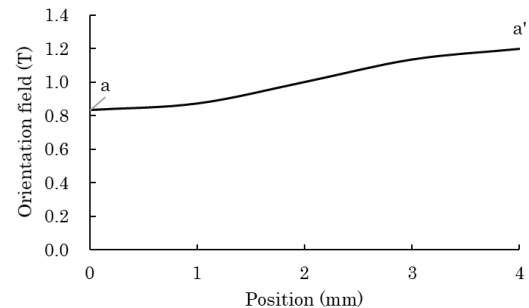


Fig. 4 Orientation field at position a-a'.

3. 試作結果

3.1 射出一体成形

射出成形機に前節の配向金型と回転子コアをセットし、2.1 節の工法で作製した Sm-Fe-N プラスチックボンド磁石のペレットを用いて回転子磁石を射出成形した。このとき、ノズル温度および金型温度は 260°C、90°C とした。成形した IPMSM 回転子を Fig. 5 に示す。成形後の磁石には割れなどの欠陥は生じていなかった。



Fig. 5 IPMSM rotor with injection molded Sm-Fe-N bonded magnets ($\Phi 60$ -L50).

Table 1 Outer diameter deformation of IPMSM rotor after injection integration molding.

Position	Variaton (mm)
Gate side	0.018
Center	0.016
Ejector pin side	0.018

3.2 射出成形後の回転子変形量と磁石充填量

射出成形において最も懸念されるのが射出圧による回転子コアの変形である。コアが変形すると、回転中、固定子に接触する懸念や軸ズレにより異音・故障等の原因となるためである。また、エアギャップ長が変化することでモータ特性に影響を与える懸念もある。そこで、試作した回転子コアの外径変形量について成形前後の回転子コアの寸法を測定し確認した。接触式三次元測定機を用い、外径 24 点を測定した結果から求めた変形量を Table 1 に示す。測定は Fig. 6 に示す軸長方向に 3 箇所で行った。結果、各場所における変形量は積層鋼板の作製公差 (20 μm) 以下であり、回転子コアの変形はなかった。

磁石充填量を詳しく分析するため、成形後の回転子コアから磁石を取り出し、Fig. 7 に示す 9 箇所から 4 mm 角程度に切削した。図中 G-1~G-3 はゲート側 (注入口側)、C-1~C-3 は中央位置、E-1~E-3 は押出ピン側となっており、軸方向のバラつきを確認する。このように切削した磁石片の密度をアルキメデス法にて確認した。結果を Fig. 8 に示す。各箇所での密度は 5.03~5.05 g/cm^3 (標準偏差 $\sigma = 0.01$) となっており、充填方向においてバラつきはなかった。また、本検討磁石のカタログデータは 5.04 g/cm^3 となっており、磁石孔内に均一に磁石が充填されていることが確認できた。

3.3 射出成形後の回転子の磁気特性

密度を測定したサンプルを着磁磁場 6 T にて着磁し配向率を計算した。測定には振動試料型磁力計 (VSM, 理研電子 (株) 製) を用い、磁化容易軸方向の磁化を測定した。測定した磁化から各試験片の配向率を算出したところ、Fig. 9 に示す通り、95~99% であった。平均で 97% となり、目標としていた 98% に近い平均配向率を得ることができた。また、磁極中心が一番低い傾向であり、これは、2.3 節で最も配向磁場が小さかった箇所 a と一致していることから、今後この箇所の配向率向上に取り組むこととする。

次に、成形後の回転子コアを着磁ヨーク (日本電磁測器 (株) 製) で後着磁を行った。着磁の条件は、コンデンサ容量 2000 μF の電源を用い、電圧 2500 V、電流値 14 kA で行った。成形直後から総フラックス量は 12% 増加した。着磁後の表面磁束密度を測定した結果と FEM で求めた着磁解析後の表面磁束密度を比較した結果を Fig. 10 に示す。結果、極中心で 17~21 mT 程度計算値より小さくなったが、波形はほぼ一致した。ピークトップも 443~452 mT と極同士のバラつきも小さく、どの極もほぼ均一に配向していると考えられる。

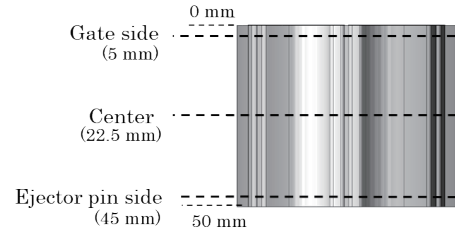


Fig. 6 Outer diameter measurement position of IPMSM rotor.

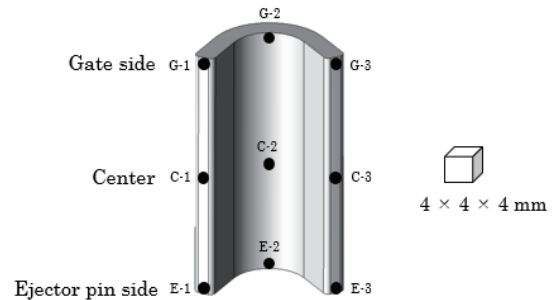


Fig. 7 Cut-out position and size of magnet strip for measurement.

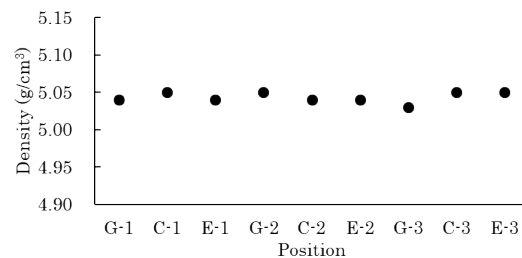


Fig. 8 Comparison of densities of cut-out magnet pieces measured by Archimedes method.

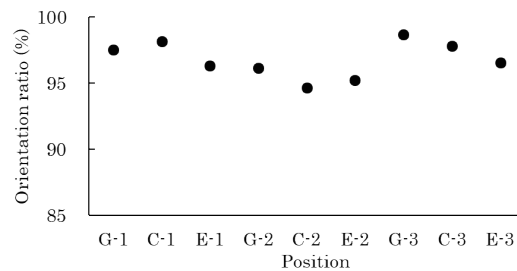


Fig. 9 Comparison of orientation ratio of magnet pieces.

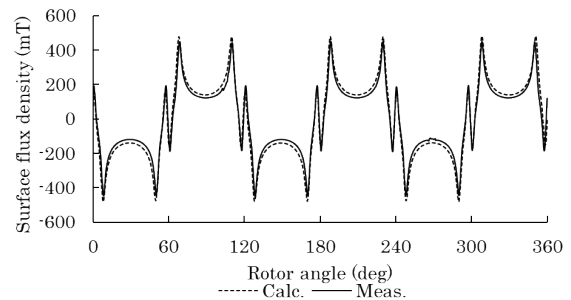


Fig. 10 Comparison of surface flux density of injection molded Sm-Fe-N bonded magnet IPMSM rotor.

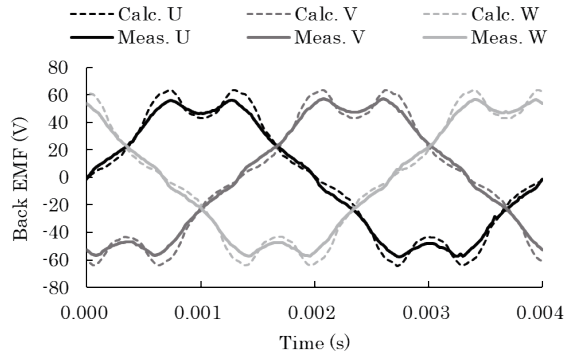


Fig. 11 Comparison of induced voltage waveforms between FEM and measured values at rotation speed of 5000 min⁻¹.

3.4 IPMSM の無負荷特性

射出成形した回転子について、モータとしての特性を評価するために、固定子を作製して誘起電圧の測定を行った。誘起電圧の測定のため、同仕様のモータを2台作製して対向させてカップリングで接続し、対向型の試験装置を作製した。インバータで一方のモータを一定速度で回転させたときに、もう一方のモータ端子に誘起される電圧を測定し、FEMで求めた誘起電圧と比較することで、試作ロータ妥当性を評価する。

回転数を1000～5000 min⁻¹まで順に増やした際のU相誘起電圧の基本波振幅を測定した。Fig. 11に回転数5000 min⁻¹における誘起電圧波形の比較を示す。また、各回転数におけるU相の誘起電圧の基本波振幅の計測結果と、FEMの計算値を比較しプロットした結果を、Fig. 12に示す。回転数に対し電圧は比例的に増加しており、また各回転数における計測値と解析値の誤差は3.5～4.2%とよく一致していることが確認できた。

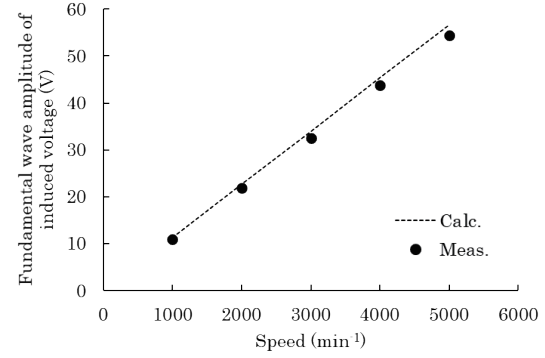


Fig. 12 Comparison of induced voltage between FEM and measured values.

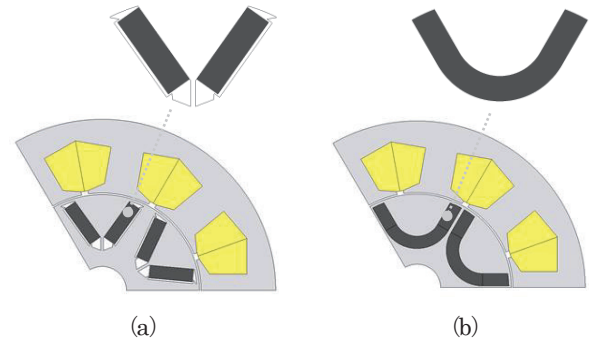


Fig. 13 Model for FEM (1/3 model). (a) V-shaped model using Nd-Fe-B sintered magnet. (b) U-shaped model using Sm-Fe-N bonded magnet.

Table 2 Motor specifications and analysis conditions.

Parameters	Values	
Permanent magnet	Nd-Fe-B sintered magnet $B_r = 1.27$ T	Sm-Fe-N bonded magnet $B_r = 0.86$ T
	Copper	
Coil	20JNEH1200	
Core material	20JNEH1200	
Stator outer diameter (mm)	107	
Stator inner diameter (mm)	61	
Rotor outer diameter (mm)	60	
Rotor inner diameter (mm)	15	
Gap width (mm)	0.5	
Stack length (mm)	50	
Number of poles	6	
Number of slots	9	
Number of winding turns/slot	40	
Current frequency (Hz)	250	
Current amplitude (A)	5～20	
Rotation speed (min ⁻¹)	5000	

4. Nd-Fe-B 焼結磁石 IPMSM とのトルク比較

試作したモータの有用性を評価するために、FEMを用いてSm-Fe-Nボンド磁石IPMSMと、固定子が同仕様のNd-Fe-B焼結磁石IPMSMの負荷特性の算定を行った。Nd-Fe-B焼結磁石IPMSMは、磁石をV字型に配置した回転子形状とした。Nd-Fe-B焼結磁石IPMSMとSm-Fe-Nボンド磁石IPMSMの形状をFig. 13に示す。Nd-Fe-B焼結磁石IPMSMの回転子は、実機試作による評価を見込んで、磁石を挿入するために磁石と回転子コアとのギャップを0.5 mm設けている。また、回転時の磁石変位防止のために回転子コアに突起を設けている。Table 2に両モータの諸元と解析条件を示す。固定子外径は107 mm、回転子外径は60 mm、ギャップ長は0.5 mm、固定子および回転子の積厚は50 mmで、6極9スロットのモデルとなっている。解析条件は周波数を250 Hzとし、回転速度は5000 min⁻¹である。通電条件は5 Aから最大電流である20 Aとし、電流位相-トルク特性をNd-Fe-B焼結磁石IPMSMとSm-Fe-Nボンド磁石IPMSMにて比較した。その結果をFig. 14に示す。5～20 Aにおける最大平均トルクは、Nd-Fe-B焼結磁石IPMSMおよびSm-Fe-Nボンド磁石IPMSMともに位相角0°～10°に最大平均トルクを示しており、マグネットトルク

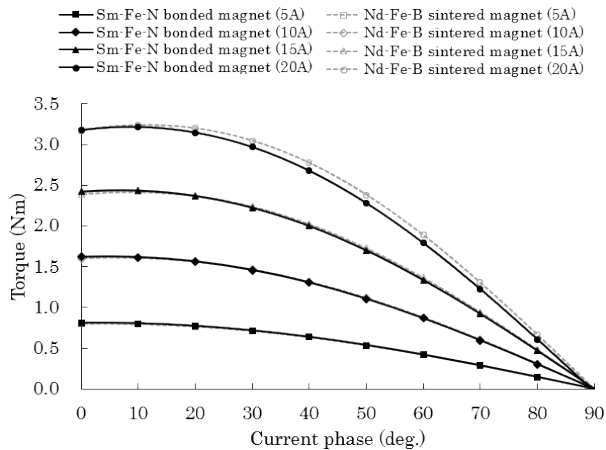


Fig. 14 Analysis results of current phase v.s. torque characteristics.

が主トルクとなっていることがわかる。また、どの通電条件においても Sm-Fe-N ボンド磁石 IPMSM と Nd-Fe-B 焼結磁石 IPMSM は同程度の平均トルクとなっていた。これは、U 字型にすることで Sm-Fe-N ボンド磁石の表面積が増え、回転子磁束が増加し、Nd-Fe-B 焼結磁石 IPMSM と同等になったと考えられる。Fig. 15 に最大電流である 20 A におけるトルク波形を示す。Nd-Fe-B 焼結磁石 IPMSM の平均トルクは 3.26 Nm, Sm-Fe-N ボンド磁石 IPMSM の平均トルクは 3.25 Nm となり、トルク差は 0.01 Nm であった。3.4 節で計測した無負荷特性が解析値とよく一致していることから、通電状態における負荷特性も本解析結果と同等になることが予想される。

5. まとめ

本稿では、Dy フリーである Sm-Fe-N ボンド磁石を用いたモータで、Nd-Fe-B 焼結磁石を用いたモータに匹敵するトルク特性を目指し、Sm-Fe-N ボンド磁石を回転子コアに射出成形した IPMSM の試作評価を行った。

結果、試作した回転子の磁石特性は、概ね設計通りであり、95% 以上の配向率で軸長方向に一様に充填されていることを示した。また、適切な型内圧による射出一体成形により回転子コアの変形をごくわずかに抑えることができ、試作した回転子を用いたモータの実機評価では、U 相誘起電圧も FEM 計算結果とよく一致していることを示した。解析に用いた磁石材料を比較すると、Nd-Fe-B 焼結磁石の残留磁束密度 B_r は 1.27 T, 対して Sm-Fe-N

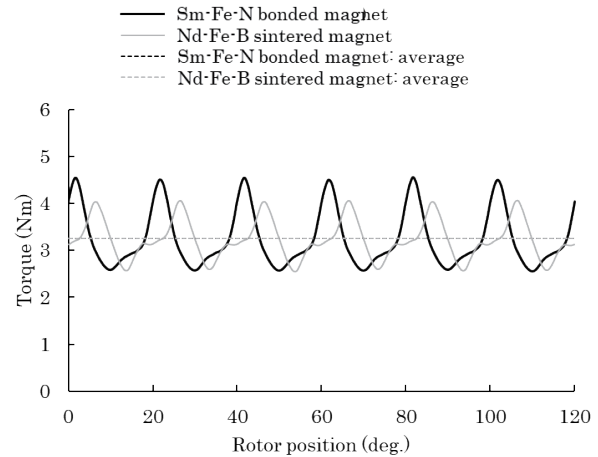


Fig. 15 Comparison of torque characteristics between Nd-Fe-B sintered magnet motor and Sm-Fe-N bonded magnet motor.

ボンド磁石の残留磁束密度 B_r は 0.86 T で、 B_r の差は 0.41 T となっており、単純な B_r の比較では焼結磁石の 67 %程度しかない。しかしながら、形状を U 字型に配置し表面積を増やし、また射出成形時の配向磁場を十分に与えることができれば、Nd-Fe-B 焼結磁石と同等のトルクを出力できることが解析結果により示された。

今後は、モータの負荷特性を測定し、効率マップを取得してモータ性能の評価を行う予定である。

References

- 1) https://www.meti.go.jp/statistics/tyo/seidou/result/ichiran/08_seidou.html
- 2) K. Machida et al.: The Latest Technological Trend and Resource Strategy of Rare Earths, 13 (CMC Publishing Co., Ltd., Tokyo and Osaka, 2018).
- 3) J. M. D. Coey and H. Sun: *J. Magn. Magn. Mater.*, **87**, L251 (1990).
- 4) T. Iriyama, K. Kobayashi, N. Imaoka, T. Fukuda, H. Kato and Y. Nakagawa: *IEEE. Trans. Magn.*, **28**, 2326 (2008).
- 5) J. M. D. Coey, J. F. Lawler, H. Sun, and J. E. M. Allen: *J. Appl. Phys.*, **69**, 3007 (1991).
- 6) M. Sagawa, M. Hamano, and M. Hirabayashi: *Eikyu Jisyaku Zairyo Kagaku to Oyo* (in Japanese), p.292 (Kabushikigaisha Agune Gijutu Center, Tokyo, 2007).
- 7) K. Takeda, Y. Yoshida, R. Yoshida, M. Abe, S. Tada, M. Yamamoto, and K. Tajima: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **8**, 62 (2024).
- 8) M. Abe, S. Tada and M. Yamamoto: Digests of IEE-Jan. Ind. App. Soc. Con., III-43(2024).
- 9) M. Yamamoto, T. Sasaki, K. Kawamura and T. Yamashita: *Bull. Top. Sym. Magn. Soc. Jpn.*, **247**, 1 (2024). <https://cir.nii.ac.jp/crid/1520018677504605184>

2024年10月25日受理, 2024年12月18日採録

セグメント構造巻線界磁形フラックススイッチングモータにおける 高出力化に適した極数の検討

Examination of Number of Poles for Higher Power in Wound Field Flux Switching Motor with Segmental Rotors

小石雄大[†]・後藤博樹

宇都宮大学大学院 地域創生科学研究科, 栃木県宇都宮市陽東 7-1-2 (〒321-8904)

Y. Koishi[†], H. Goto

Utsunomiya University, Graduate School of Regional Development and Creativity, 7-1-2 Yoto, Utsunomiya, Tochigi 321-8585, Japan

Investigation on rotor pole numbers of Wound Field Flux Switching Motors (WFFSMs) with segmental rotors in existing papers has been restricted to a comparison of torque-current characteristics. This paper investigates the number of rotor poles necessary to achieve a high power density in WFFSMs with segmental rotors. Pole numbers were varied from 5 to 8. The performances of motors with different pole numbers were compared by finite element analysis (FEA). Odd numbers of rotor poles not only effectively eliminated the even harmonics of back-EMF but also expanded the speed range of WFFSMs with a segmental rotor drive. It is also revealed that the 5-rotor pole is suitable for higher power.

Key words: flux switching motor, segmental rotor, rotor pole number

1. はじめに

現在、永久磁石同期モータ (Permanent Magnet Synchronous Motor: PMSM) は輸送分野や産業分野のみならず、幅広い分野で用いられている。しかしながら、希土類を原料とした永久磁石を用いる PMSM は、供給不安や高コスト、不可逆減磁といった課題がある。このような背景から省・脱レアアースモータの研究開発が進められており、その一つとしてスイッチトリラクタンスモータ (Switched Reluctance Motor: SRM) が注目されている¹⁾。

SRM は、鉄心と巻線のみで構成されるため、構造が簡単で堅牢かつ安価なモータである。ゆえに、SRM は他のモータ種と比較して、高速回転、高温環境での使用、耐環境性などで利点を持つ。一方、SRM は一般的にユニポーラ電流によって駆動されるため、鉄心の磁化曲線における第 1 象限のみに動作範囲が限定されることから、トルク密度の向上に限界がある。いくつかある先行研究では、SRM の動作範囲を拡大させるために、永久磁石を併用した永久磁石アシスト型 SRM が提案されている^{2,3)}。しかし、永久磁石アシスト型 SRM は、磁石不要という SRM 本来の特長を失ってしまうことが問題である。

上記の課題に対して、巻線界磁形フラックススイッチングモータ (Wound Field Flux Switching Motor: WFFSM) が検討報告されており^{4,5)}、筆者らはその中でもセグメントロータ型 WFFSM に着目している。WFFSM は、界磁巻線を固定子側に配置するためスリップリングやブラシが不要である。また、WFFSM は SRM と同様に回転子が突極構造のため、簡単な構造で堅牢性に優れている。さらに、WFFSM は巻線鎖交磁束の変化がバイポーラとなるため、SRM と比較して高トルク密度化が期待される。以上の利点に加えて、セグメントロータ型 WFFSM は、巻線を集中巻できるため巻線占積率を高めることができ、コイルエンド長を短縮することができる⁶⁾。これまでにセグメントロータ型 WFFSM の極

数の設計に関しては、主に出力トルクについて検討報告されている^{7,8)}。しかし、電気自動車や電動航空機用途のモータに要求される出力密度の向上を達成するためには、最大トルクだけでなく、最大出力、最高速度も考慮した設計が必要である。

そこで本稿では、極数の異なるセグメントロータ型 WFFSM の速度・トルク、出力特性について、2次元有限要素法 (2D-FEM) を用いて比較検討を行ったので報告する。

2. セグメントロータ型 WFFSM の構造及び動作原理

2.1 基本構造

Fig. 1 にセグメントロータ型 WFFSM の基本構造を示す。固定子 12 スロットの構成で、固定子 6 スロットに三相電機子巻線、その中間 6 スロットに界磁巻線が集中巻されている。界磁巻線は、界磁極に発生させる磁束の向きを隣の界磁極と逆向きに発生するように結線されている。回転子はセグメントコアで構成され、セグメントコアは非磁性高強度材料によって支持されている。

2.2 動作原理

Fig. 2 に、界磁巻線に直流電流を印加し、回転子を回転させた時の界磁磁束経路を示している。図は、1 つの電機子極と隣接する 2 つの界磁極を固定子 1 ユニットとし、こ

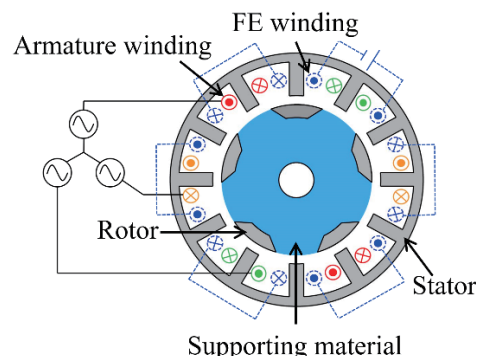
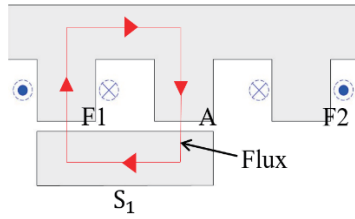
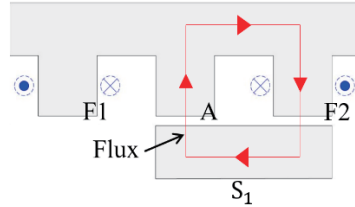


Fig. 1 Structure of WFFSM with segmental rotors.

Corresponding author: Y. Koishi
(e-mail: dc247225@s.utsunomiya-u.ac.jp).



(a) Rotor aligns with F1 and A.



(b) Rotor aligns with F2 and A.

Fig. 2 Operating principle of WFFSM with segmental rotors.

れを直線展開したものである。矢印は、界磁磁束経路を示している。

界磁巻線 F1 と F2 に一定の直流電流を流すと、電機子巻線の鎖交磁束は回転子位置によって変化する。Fig. 2(a)に示す回転子位置では、界磁巻線 F1 の磁束は電機子巻線 A を図のように下向きに鎖交する。ここで、下向きの磁束を負の向きとする。一方、回転子が Fig. 2(b)の回転子位置に移動すると、界磁巻線 F2 の磁束は電機子巻線 A を図のように正の向きに鎖交する。このとき、電機子巻線の鎖交磁束の方向は Fig. 2(a)と異なるため、回転子の動きによって電機子巻線の鎖交磁束の極性が正負に変化していることがわかる。したがって、バイポーラ磁束によって動作していることが理解される。これがセグメントロータ型 WFFSM のフラックススイッチングの原理である。回転子が回転し続けると、電機子巻線の鎖交磁束が周期的に正負に交番し、誘起電圧が発生する。したがって、3 つの各相電機子巻線をそれぞれ空間的に $2/3\pi$ の位相角をずらして配置すると、各相に $2/3\pi$ の位相差を持つ誘起電圧が発生する。この三相誘起電圧に対して適切に三相正弦波電流を印加することでトルクが発生する。

3. 解析モデルの諸元及び解析条件

Fig. 3に解析モデルを示している。本研究の解析モデルには、先に筆者らが設計したセグメントロータ型 WFFSM⁷⁾を採用している。これらのセグメントロータ型 WFFSM はインナーロータ型で、固定子12スロット、回転子が5極、7極および8極となっている。回転子コアの形状・寸法は、[7]の設計手法を用いて最適化されており、各極数において異なる。固定子形状は、極数に関係なく同一となっている。なお、先行研究により6極機は単相駆動になることが確認されているため、本研究では検討対象から除外している。

Table 1 に解析の仕様を示している。直径、ギャップ長、コア積厚、巻数は極数によらず同じ値としている。コア材料は無方向性電磁鋼板 (35H230) としている。2次元有限

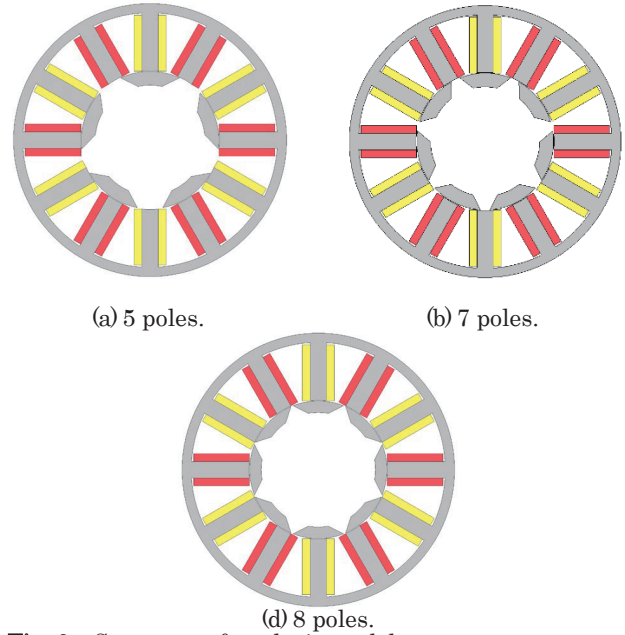

Fig. 3 Structure of analysis model.

Table 1 Analysis constraints.

Outer diameter of stator	118 mm
Iron stack length	40 mm
Airgap length	0.3 mm
Number of turns/pole	202 turns
Iron core material	35H230
DC side voltage	100 V
Max. current RMS	2.83 A

要素法 (2D-FEM, 株式会社 JSOL 製 JMAG-Designer version 17.1) により、電圧制限値を 100 V、電流実効値上限を 2.83 A (10 A/mm²) の条件下で特性解析を行った。

4. 異なる回転子極数における特性の比較検討

4.1 電機子端子間の無負荷誘起電圧の比較

Fig. 4 に回転速度が 400 rpm での界磁磁束のみによる U 相の誘起電圧波形とその FFT 結果を示している。誘起電圧波形を比較すると、5 極機の誘起電圧は他の極数機よりも低いことがわかる。これは、Fig. 4(b)に示すように 5 極機の誘起電圧の奇数次成分が高いためである。一方、7 極機は他の極数より誘起電圧の基本波含有率が高いことから、誘起電圧波形が正弦波状に近いことがわかる。また、8 極機の誘起電圧波形は非対称となるため、振幅に偏りが生じ誘起電圧が高くなることがわかる。これは、8 極機の誘起電圧に偶数次成分が発生するためである。

次に、5 極機および 7 極機と比較して、8 極機の誘起電圧の偶数次成分が大きくなる原因を考察する。

Fig. 5 に界磁磁束のみによる 5 極機、7 極機および 8 極機の U 相巻線鎖交磁束を示している。

ここで、8 極機の U1 コイルと U2 コイルの巻線鎖交磁束 ϕ_{u1} 、 ϕ_{u2} は (1) 式で表せる。なお、高次高調波成分の振幅が小さいため基本波成分と 2 次高調波成分のみ考慮している。

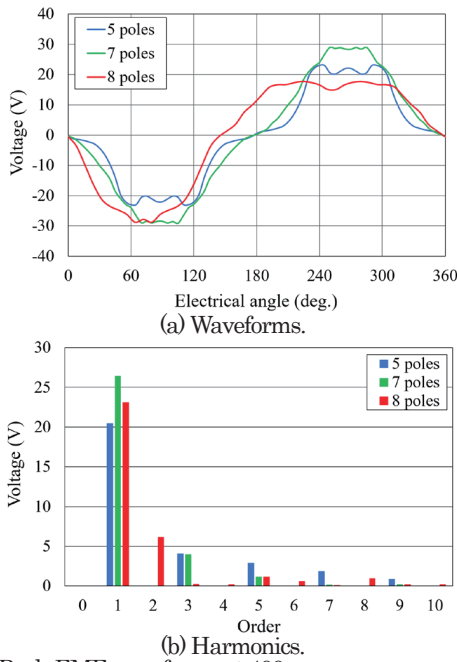


Fig. 4 Back-EMF waveforms at 400 rpm.

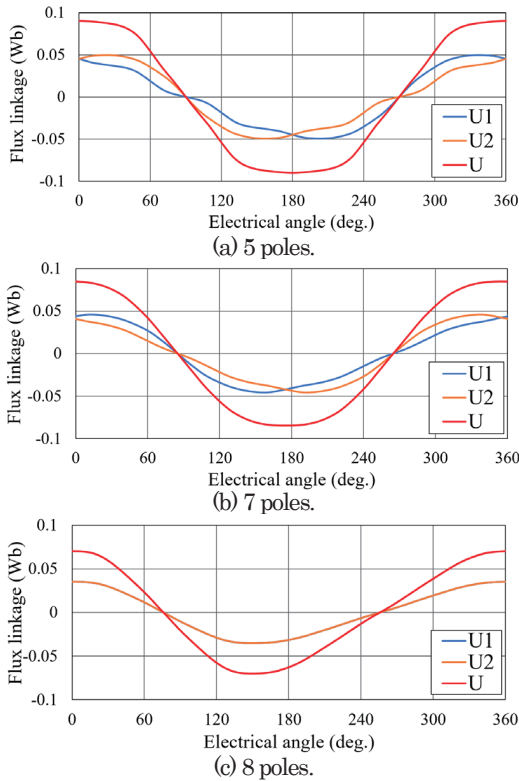


Fig. 5 Magnetic flux linkages.

$$\begin{aligned}\Phi_{u1} &= \Phi_1 \sin(\omega t) + \Phi_2 \sin(2\omega t) \\ \Phi_{u2} &= \Phi_1 \sin(\omega t + \theta_\alpha) + \Phi_2 \sin(2\omega t + 2\theta_\alpha)\end{aligned}\quad (1)$$

ここで、 Φ_1 は基本波の振幅、 Φ_2 は2次高調波成分の振幅、 θ_α はFig. 6に示すU1コイルとU2コイルの位相角 θ_s とU1コイルとU2コイルに対応するロータ間の位相角 θ_r の差として(2)式で定義される。

$$\theta_\alpha = \theta_s - \theta_r \quad (2)$$

ここで、 θ_s は次のように計算される。

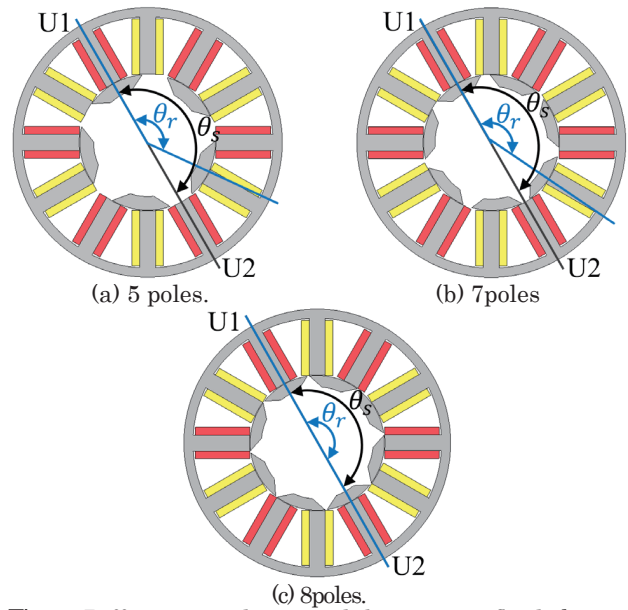


Fig. 6 Difference in electric angle between two flux linkages.

$$\theta_s = 2\pi p_r \frac{(n_s - 1)}{p_s} \quad (3)$$

ここで、 p_r は回転子極数、 n_s は Φ_{u1} を形成する固定子スロットから Φ_{u2} を形成する固定子スロットまでにある固定子スロットの数、 p_s は固定子スロット数である。同様に、 θ_r は次のように計算される。

$$\theta_r = 2\pi p_r \frac{(n_r - 1)}{p_r} \quad (4)$$

ここで、 n_r は Φ_{u1} を形成する回転子極から Φ_{u2} を形成する回転子極までにある回転子極の数である。

(1)式より、U相巻線鎖交磁束は(5)式となる。

$$\begin{aligned}\Phi_u &= \Phi_1 \sin(\omega t) + \Phi_2 \sin(2\omega t) \\ &+ \Phi_1 \sin(\omega t + \theta_\alpha) + \Phi_2 \sin(2\omega t + 2\theta_\alpha)\end{aligned}\quad (5)$$

ここで(5)式を変形すると、次式となる。

$$\begin{aligned}\Phi_u &= 2\Phi_1 \sin\left(\omega t + \frac{\theta_\alpha}{2}\right) \cos\left(\frac{\theta_\alpha}{2}\right) \\ &+ 2\Phi_2 \sin(2\omega t + \theta_\alpha) \cos(\theta_\alpha)\end{aligned}\quad (6)$$

8極機の θ_α は(2)、(3)、(4)式より0となる。

$$\theta_\alpha = 2\pi \cdot 8 \cdot \left(\frac{6}{12} - \frac{4}{8}\right) = 0 \quad (7)$$

したがって、 Φ_u は(6)、(7)式より(8)式となる。

$$\Phi_u = 2\Phi_1 \sin(\omega t) + 2\Phi_2 \sin(2\omega t) \quad (8)$$

(8)式より、8極機では本質的に巻線鎖交磁束に偶数次の高調波が発生することがわかる。この偶数次の高調波によって、Fig. 5(c)に示すように巻線鎖交磁束の正負の傾きに差が生じる。その結果、誘起電圧にも偶数次成分が発生し、誘起電圧波形が非対称になる。

一方、5極機および7極機のU1コイルとU2コイルの巻線鎖交磁束は2次高調波成分までを考慮すると(9)式となる。

$$\begin{aligned}\Phi_{u1} &= \Phi_1 \sin(\omega t) + \Phi_2 \sin(2\omega t) \\ \Phi_{u2} &= -\Phi_1 \sin(\omega t + \theta_\alpha) - \Phi_2 \sin(2\omega t + 2\theta_\alpha)\end{aligned}\quad (9)$$

8極機は固定子と回転子の相対位置関係が対称となるのに対して、5極機および7極機は非対称となる。これにより、Fig. 7に示すように5極機および7極機と8極機では電機子極と磁路を形成する

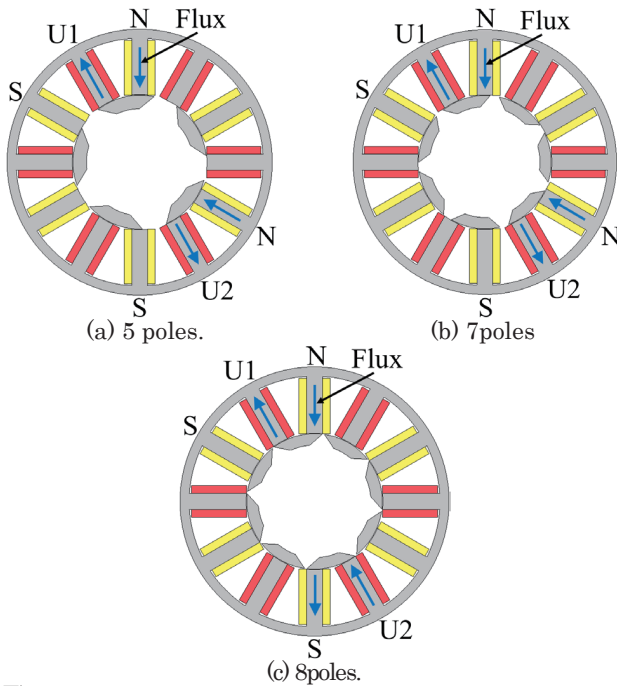


Fig. 7 Direction of the flux flowing into armature pole.

界磁の磁極 N, S が異なる. その結果, 5 極機および 7 極機の Φ_{u2} は, U 相コイル間に位相差 π があるが, U 相の各電機子極に流入する界磁束束の向きが同じとなるため Φ_{u1} と正負が異なる. したがって, 5 極機および 7 極機の Φ_{u2} は 8 極機のものとは各項の正負が異なる.

(9)式より, U 相巻線鎖交磁束は(10)式となる.

$$\begin{aligned} \Phi_u &= \Phi_1 \sin(\omega t) + \Phi_2 \sin(2\omega t) \\ &\quad - \Phi_1 \sin(\omega t + \theta_\alpha) - \Phi_2 \sin(2\omega t + 2\theta_\alpha) \end{aligned} \quad (10)$$

ここで, (10)式を変形すると次式となる.

$$\begin{aligned} \Phi_u &= -2\Phi_1 \cos\left(\omega t + \frac{\theta_\alpha}{2}\right) \sin\left(\frac{\theta_\alpha}{2}\right) \\ &\quad - 2\Phi_2 \cos(2\omega t + \theta_\alpha) \sin(\theta_\alpha) \end{aligned} \quad (11)$$

5 極機および 7 極機では(2), (3), (4)式により θ_α が π となる.

$$5 \text{ poles: } \theta_\alpha = 2\pi \cdot 5 \cdot \left(\frac{6}{12} - \frac{2}{5}\right) = \pi \quad (12)$$

$$7 \text{ poles: } \theta_\alpha = 2\pi \cdot 7 \cdot \left(\frac{6}{12} - \frac{3}{7}\right) = \pi \quad (13)$$

したがって, Φ_u は(14)式となる.

$$\Phi_u = -2\Phi_1 \cos\left(\omega t + \frac{\theta_\alpha}{2}\right) \quad (14)$$

(14)式より 5 極機および 7 極機では巻線鎖交磁束に偶数次高調波が発生しないことがわかる. したがって, 5 極機および 7 極機では原理的に偶数次の高調波が発生しないと考えられる.

以上より, 極数が偶数の場合は誘起電圧に偶数次の高調波が発生し, 奇数の場合は偶数次の高調波を抑制することができることがわかる.

4.2 電機子電流密度 - トルク - 界磁電流密度特性の比較

Fig. 8 に界磁電流密度ならびに電機子電流密度を変化させて解析した電流密度-トルク特性を示している. 電機子電流の位相角は最大トルクを出力するときの位相角に固定している.

電機子電流密度が小さい場合, 界磁電流密度 8 A/mm² 付近でトルク増加が飽和していることがわかる. これは, 電機子電流密度に

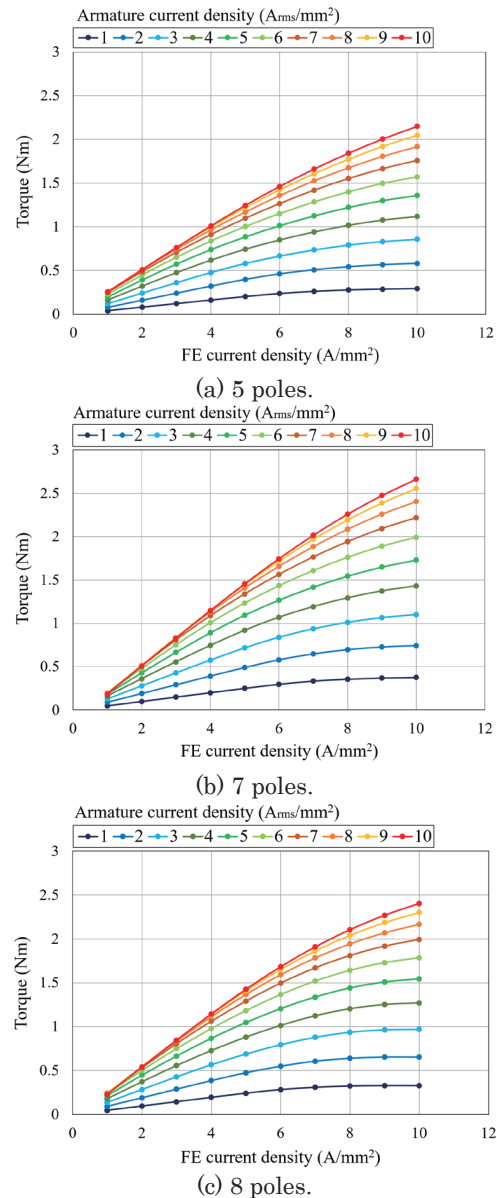


Fig. 8 Current density vs. torque.

対して界磁電流密度が大きい場合, 負トルクが発生し界磁電流密度の増加による正トルクの増加が打ち消されるためである. これに対して, 電機子電流密度と界磁電流密度が同等程度である場合, 負トルクは発生するものの正トルクより非常に小さいため, トルク増加は飽和していないことがわかる.

極数の異なるセグメント型 WFFSM の電流密度-トルク特性を比較すると, 7 極機の最大トルクが最も大きくなることがわかる. これは Fig. 4 に示すように 7 極機は他の極数と比較して誘起電圧の基本波成分が高く, 誘起電圧が大きくなるためである.

4.3 速度 - トルク, 出力特性の比較

Fig. 9 に速度-トルク特性を示している. 速度-トルク特性は, 界磁電流密度を 10 A/mm² に固定し, 電機子電流密度を 1 A/mm² から 10 A/mm² の範囲で変化させながら, 電機子電流の位相角を変化させて得ている.

速度-トルク特性を比較すると, 高負荷低速回転域では誘起電圧定数の高い 7 極機のトルクが最も大きくなることがわかる.

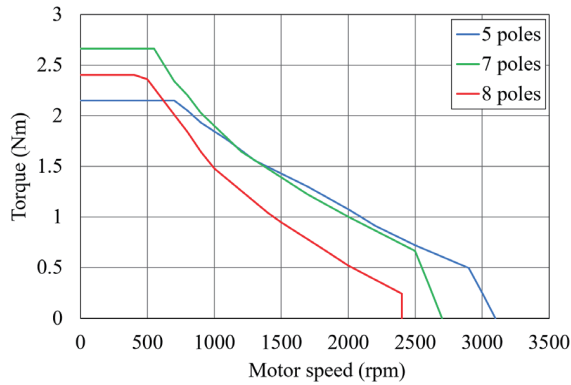


Fig. 9 Motor speed vs. torque curves.

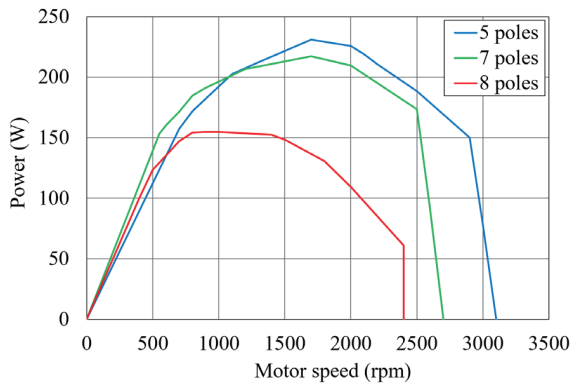


Fig. 10 Motor speed vs. power curves.

一方、誘起電圧定数が低い5極機は他の極数機よりも基底速度が高く、最高速度が最も高いことがわかる。

Fig. 10に各極数における速度－出力特性を示している。速度－出力特性を比較すると、5極機は高速回転域まで駆動できるため、高速回転域において出力を大きくできることがわかる。また、他の極数機より5極機の最大出力が大きいことがわかる。

4.4 可変界磁時における速度 - トルク, 出力特性の比較

Fig. 11に界磁の強さを変化させた際の速度－トルク特性を示している。ここでは、電機子電流密度、界磁電流密度をともに 1 A/mm^2 から 10 A/mm^2 の範囲で変化させながら、電機子電流の位相角を変化させて解析を行った。

速度－トルク特性を比較すると、高速回転域では5極機と7極機のトルクは同等程度となることがわかる。また、界磁の強さを変更しても5極機は他の極数機よりも誘起電圧定数が低いため最高速度が最も高いことがわかる。

Fig. 12に各極数機における速度－出力特性を示している。速度－出力特性を比較すると、界磁の強さを変化させても各極数機の最大出力点は変動しないため、他の極数機より5極機の最大出力が最も大きいことがわかる。

5. まとめ

本稿では、セグメントロータ型 WFFSM の高出力化を目的として、極数の異なるセグメントロータ型 WFFSM の特性について検討を行った。結果として、5極機は誘起電圧定数が低く高速回転域まで駆動できることから、最も出力が高いことがわかった。また、界磁の強さを変化させた場合においても他の極数機より5極機の

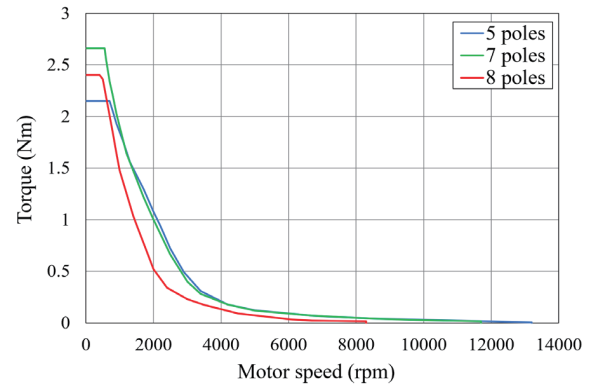


Fig. 11 Motor speed vs. torque curves adjusted by the field current.

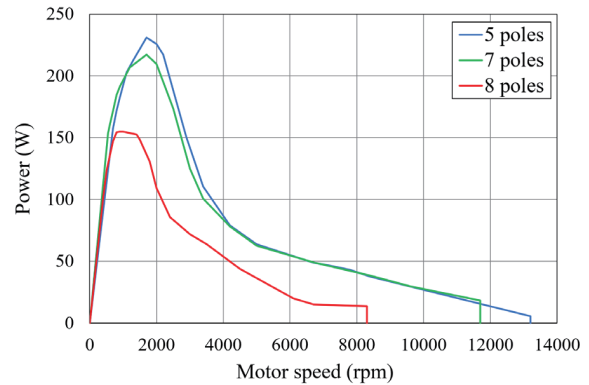


Fig. 12 Motor speed vs. power curves adjusted by the field current.

最大出力が最も高いことがわかった。

本研究では極数に関係なく固定子形状を等しくして解析を行ったため、各極数において最も良い特性での比較検討であるとは限らない。そのため今後は、各極数において固定子形状を変えて解析を行っていく予定である。

References

- 1) M. Abdalmagid, E. Sayed, M. H. Bakr, and A. Emadi: *IEEE Access*, **10**, 5141 (2022).
- 2) A. Nagai, K. Mitsuya, and K. Nakamura: *IEEE Trans. Ind. Appl.*, **59**, 3256 (2023).
- 3) S. Ullah, S. P. McDonald, R. Martin, M. Benarous, and G. J. Atkinson: *IEEE Trans. Ind. Appl.*, **55**, 298 (2019).
- 4) M. Yousuf, F. Khan, A. Tameemi, W. Ullah, and S. Akbar: *IEEE Access*, **12**, 45865 (2024).
- 5) R. Cao, X. Yuan, Y. Jin, and Z. Zhang: *IEEE Trans. Ind. Electron.*, **66**, 795 (2019).
- 6) M. Galea, C. Gerada, and T. Hamiti: *2012 XXth International Conference on Electrical Machines*, Marseille, 2012, p. 171.
- 7) Y. Koishi, H. Goto: *Joint Technical Meeting on Magnetics, Motor drive and Linear Drives*, Sendai, 2022, MAG-22-099 (in Japanese).
- 8) A. Zulu, B. C. Mecrow, and M. Armstrong: *5th IET International Conference on Power Electronics, Machines and Drives (PEMD 2010)*, Brighton, 2010, p. 1.

2024年10月30日受理, 2024年12月24日再受理, 2025年1月10日採録

擬似 3D 解析を用いたアキシアルギャップ型 SR モータの トルク重量密度の最大化

Maximization of torque weight density of axial flux type switched reluctance motor using quasi-3D analysis

阿部洋央・後藤博樹[†]

宇都宮大学大学院地域創生科学研究科, 栃木県宇都宮市陽東 7-1-2 (〒321-8585)

H. Abe and H. Goto[†]

Utsunomiya Univ., Graduate School of Regional Development and Creativity, 7-1-2 Yoto, Utsunomiya, Tochigi 321-8585, Japan

Currently, there is a demand for the electrification of aircraft, and motors for driving aircraft are required to be lightweight and have high output. Therefore, this study focused on the axial flux SR motor (AFSRM) for high torque density. However, the 3D finite element method generally used in electromagnetic optimization of AFSRM is problematic because it requires a large amount of computation time. In the study, a quasi-3D analysis was used to study how to maximize the torque weight density of AFSRM; the motor was divided in the radial direction, and the divided cross-sectional model was analyzed as a 2D model. In addition, the analysis was performed under the condition of a constant motor weight.

Key words: Electric aircraft, axial flux motor, switched reluctance motor, torque weight density, quasi-3D analysis

1. はじめに

近年、二酸化炭素排出量削減の観点から、ハイブリッド自動車や電気自動車が普及しつつあり、自動車の電動化が急速に進行しているが、航空機分野においても同様に電動化が望まれており、航空機向けの主機モータの開発が活発化している¹⁾。航空機用モータにおいては、航空機の積載可能量を確保するため、より一層の軽量化と高出力化、すなわち高出力密度化が要求される。

現在一般的に電動航空機に開発されているモータは、出力密度と効率の点から、永久磁石同期モータ(PMSM)が主流である。一方、PMSMの問題点として、永久磁石の原材料であるレアアースの供給の不安定さによる価格高騰や、永久磁石の熱減磁による性能劣化が挙げられる。特に航空機分野においては、飛行中のモータの信頼性は極めて重要であり、原理的に熱減磁を生じない、磁石レスモータは一考に値する。そのため、磁石レス、あるいはレアアースレス高性能モータに関する研究が活発化している^{2,3)}。

スイッチトリラクタンスモータ(Switched Reluctance motor: SRM)は、磁石レスであるため、熱減磁の心配がなく、回転子の構造が簡単のため、過酷な環境においても使用可能な高い信頼性を備えるモータの一つである。一方で、SRMはPMSMのようなレアアースを用いたモータと比較してトルク密度が低い⁴⁾ため、高トルク密度化が課題となっている⁴⁾。

SRMは、構造の違いによりラジアルギャップ型SRMとアキシアルギャップ型SRMに分類される。筆者らは高トルク密度が期待できる信頼性の高いモータとして、アキシアルギャップ型スイッチトリラクタンスモータ(Axial Flux Switched Reluctance Motor: AFSRM)に着目した。AFSRMは、巻線占積率を上げやすく、またギャップ面積を増やしても極間の漏れ磁束が増加しにくいことから、同重量でトルク密度を比較した場合、ラジアルギャップ型に比べてアキシアルギャップ型の方が有利であると考えられる。

AFSRMにおける解析では、磁束の軸方向成分を考慮する必要があるため、通常は3次元有限要素解析(3D-FEM)を用いる必要がある。しかし、3D-FEMは膨大な計算時間が必要となるため、多くのパラメータスタディをこなすことが困難である。そこで、本研究では、計算時間を短縮できる疑似3次元解析(Quasi-3D Analysis)⁵⁾により、AFSRMのトルク重量密度の最大化について検討した。

2. 擬似 3D 解析の概要

2.1 断面モデルの作成

擬似3D解析は、モータの3Dモデルを径方向に分割し、分割した断面モデルごとに2D解析を行い、各断面モデルの解析結果を統合して、全体の解析結果を得る手法である。

まず、Fig. 2.1に示すように、コイルエンドを無視した鉄心領域のみに対し、内径 R_{in} から外径 R_{out} の間を径方向に薄いドーナツ状に等間隔で n 分割する。Fig. 2.2に示すように、AFSRMの磁束密度の分布は径方向に対して一様ではないため、径方向の分割数 n によって計算精度が影響を受ける。一般に、分割数 n を増やすと、解析精度は向上するが、それに伴い解析に要する時間は増加してしまう⁶⁾。また、分割数 n を一定以上増加させても、精度は一定以上向上しないことがわかっている⁷⁾。本検討では、解析精度と解析時間のバランスを検討した結果、分割数 $n=10$ とした。

ここで、この時の各断面モデルの半径 R_k は(1)式で与えられる。

$$R_k = R_{in} + \left\{ \frac{(R_{out} - R_{in})}{n - 1} \right\} (k - 1) \quad (1)$$

次に、各断面をFig. 2.3のように展開して n 個の断面モデルを作成する。ここで、最内径側の断面モデルをSeg. 1、内径側から k 番目のモデルをSeg. k とし、その面積をそれぞれ S_1 、 S_k とする。続いて、これらの断面モデルそれぞれについて2D-FEM解析を行う。2D-FEMにより得られた結果は、各断面の特性であるため、モータ全体の特性を評価するためには各断面の結果を合成する必要がある⁸⁾、加重平均⁹⁾を用いて特性算定を行った。

Corresponding author: H. Goto (e-mail: h_goto@cc.utsunomiya-u.ac.jp)

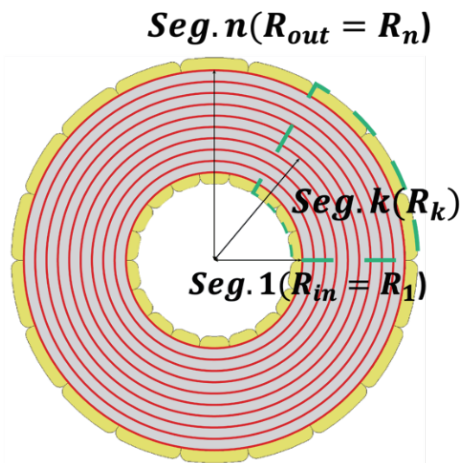


Fig. 2.1 Split of AFSRM.

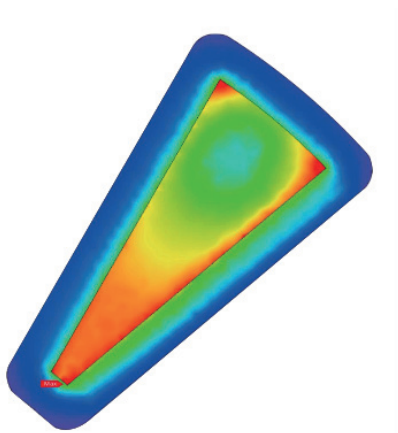


Fig. 2.2 Magnetic flux density distribution of stator pole.

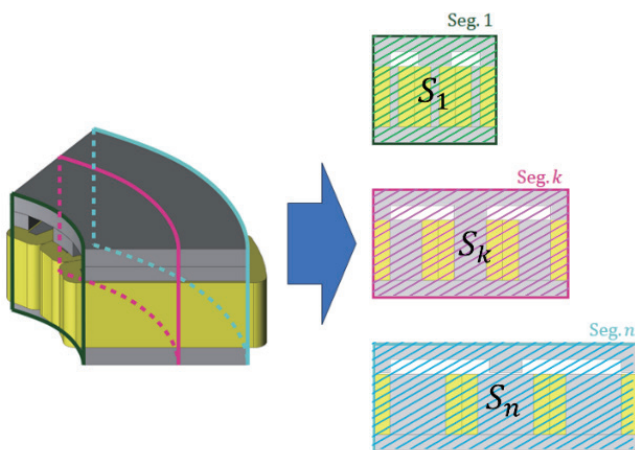


Fig. 2.3 Creating cross-sectional model.

2.2 加重平均を用いた特性算定

各断面モデルの 2D-FEM により得られた特性値 C_k を用いて、(2)式を用いて合成し、モータモデル全体の特性を得る。このとき、特性値 C_k は回転方向の電磁力であり、(2)式により得られるモータモデル全体の特性値 C はトルクである。

$$C = (R_{out} - R_{in}) \sum_{k=1}^n \beta_k C_k R_k \quad (2)$$

ここで、(2)式の重み係数 β_k は各断面モデルの面積比であり、各断面モデルの面積を S_k として(3)式で与えられる。

$$\beta_k = \frac{S_k}{\sum_{k=1}^n S_k} \quad (3)$$

3. 擬似 3D 解析を用いたトルク重量密度の最大化

3.1 AFSRM の概要

本研究で用いた AFSRM モデルの一例を Fig. 3.1 に示し、その詳細を Table. 3.1 に示す。検討で用いたモータは、固定子 18 極、回転子 12 極の 1 ステータ 2 ロータ型の AFSRM であり、重量はすべてのモデルで 15kg となっている。

今回の解析では、特定の電流密度時におけるトルク特性のみに着目するため、電源電圧が十分に大きく、この回転数において、十分な電流の制御性があることを想定し、全てのモデルにおいて、Fig. 3.2 の電流波形を適用した。そのため、各モデルにおける必要電圧は異なることになるが、最適化後、N-T 特性と電源電圧を考慮して、線径・ターン数を調整し、同一電流密度・同一起磁力を確保する予定である。

3.2 解析条件

今回の検討では、モータ重量を 15kg 一定条件下で外径と軸長を変化させ、トルクが最大となる寸法パラメータを探索した。なお、固定子極長と回転子極長の比、および、回転子極幅とコイルスロット幅については一定とした。

3.3 最適化方法

最初に、初期形状を定義する。今回の検討では、外径が 240mm, 270mm, 290mm, 300mm, 310mm, 330mm, 360mm の 7 つのモデルについて検討を行った。それぞれの外径のモデルについて、Fig. 3.3 に示すように、極断面形状に関して、回転子極断面面積 S_{rp} と固定子極断面面積 S_{sp} 、コイルスロット面積 S_{slot} の 3 つの面積が等しくなるように回転子極幅 W_{rp} を決定し⁹⁾、初期モデルとする。

初期形状が決定したのち、Fig. 3.4 に示す、軸長を探索パラメータとして変化させて擬似 3D 解析によりトルクを算定する。このとき、モータ重量が 15kg ちょうどとなるように内径を調整している。これにより、軸長を短くした場合は内径が小さくなり、逆に軸長を長くした場合、内径は大きくなりリング状に近づく形状となる。

軸長を変化させるにあたって、回転子極長と固定子極長とヨーク厚の比は一定である。また、巻線径は一定であるため、軸長の変化に応じて巻線の巻数を変化させている。

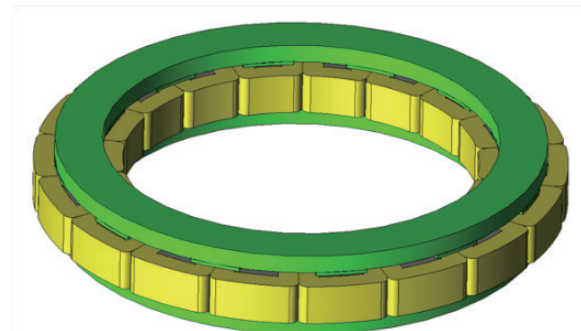
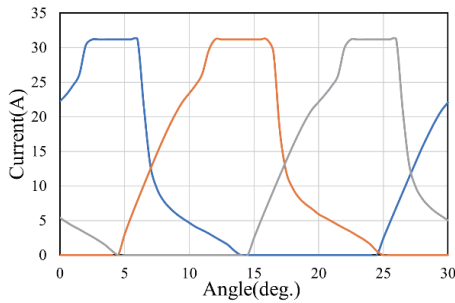
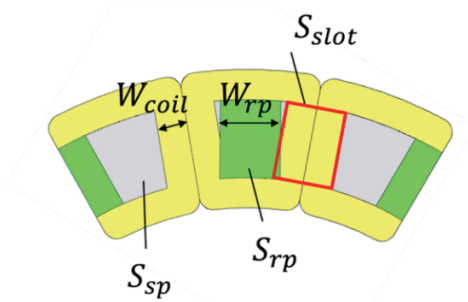
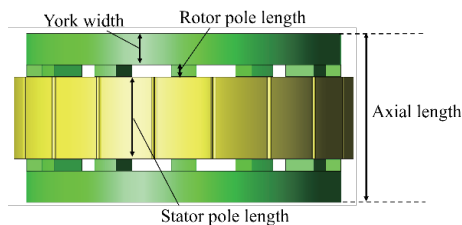


Fig. 3.1 Structure of AFSRM.

Table 3.1 Specifications of AFSRM.

Stator/rotor poles	18/12 poles
Weight	15.0 kg
Current density	12.75 A/mm ²
Rotation speed	3000 rpm
Gap length	0.3 mm
Winding size	1.1 × 1.1 mm ²
Winding slot fill factor	70 %
Core material	35H300

**Fig. 3.2** Current waveform.**Fig. 3.3** Determining initial pole shape.**Fig. 3.4** Relationships between axial length and pole length.

4. 検討結果

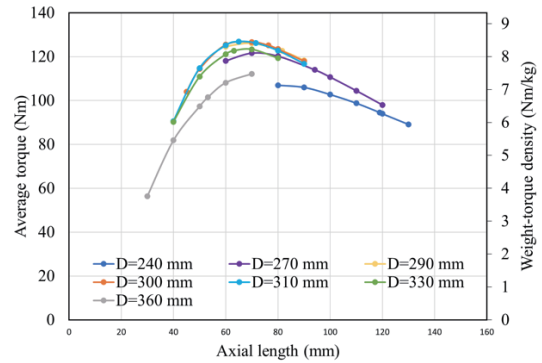
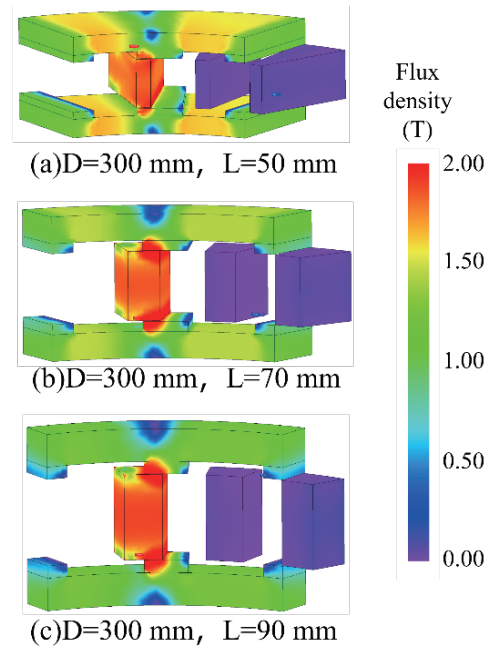
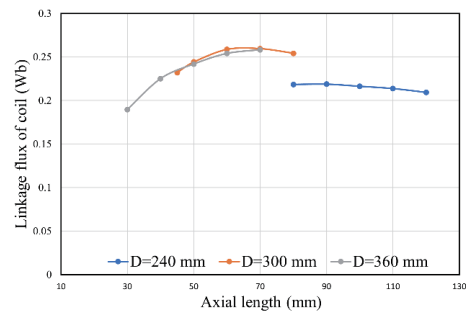
4.1 軸長と内径の変化による影響

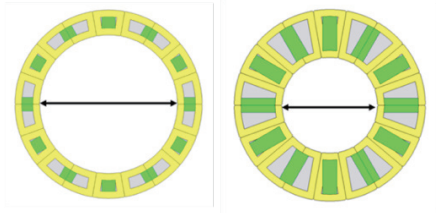
各外径モデルにおける、軸長と内径の変化による平均トルクとトルク重量密度への影響を Fig. 4.1 に示す。また、Fig. 4.2 に外径 300mm、軸長 50mm、70mm、90mm のモータモデルの磁束密度分布を示す。Fig. 4.1 に示すように、今回検討した各外径モデルでは、どのモデルも軸長 70mm 付近にピークが来ていることがわかる。また、Fig. 4.2 より、これよりも軸長が短くなると、固定子極とヨーク部の磁気飽和の影響によりトルクが低下したと考えられる。

Fig. 4.3 に外径 240mm、300mm、360mm の 3 つのモデルにおける、15deg. 時の 1 極当たりのコイルの鎖交磁束数を示す。ただし、ロー

タ極とステータ極が完全に対向になる回転子位置を 0deg. と定義する。Fig. 4.3 からわかるように、鎖交磁束数は最適な軸長付近を境に減少している。

また、Fig. 4.4 に軸長を変化させたときのモータ形状を図示する。Fig. 4.4 に示すように、軸長を長くし、内径が大きくなった場合、コイルターン数は増加するが、内径が大きくなるため、対向する面積が減少するため、トータルでは鎖交磁束数が微減し、トルクが低下したと考えられる。

**Fig. 4.1** Effect of pole length and inner diameter on average torque and torque weight density.**Fig. 4.2** Distribution of magnetic flux density.**Fig. 4.3** Linkage flux of coil (15 deg.).



(a) Longer axial length (b) Shorter axial length
Fig. 4.4 Relationship between axial length and inner diameter.

4.2 外径と平均トルク

Fig. 4.5 に外径と平均トルクの関係を示す。ただし、軸長は最適化されたモデルを使用しており、各モデルの軸長は70mm 付近であり、ここでは外径のトルクへの影響を考察する。また、Fig. 4.6 に外径270mm, 310mm, 330mm のモータモデルの磁束密度分布を示す。さらに、今回の検討で得られた最適モデルの寸法パラメータを Fig. 4.7 に示す。

Fig. 4.5 より、トルクが最大となったのは外径が310mm のモデルであった。このモデルの平均トルクは126.9Nm, トルク重量密度の最大値は8.46Nm/kg となった。前述したように、各モデルで軸長の最適点がほぼ変わらないことから、Fig. 4.6 より、外径が310mm より大きいモデルについては、内径が大きく、極断面積が小さくなっていることで、磁気飽和の影響によりトルクが低下したと考えられる。また、外径が小さい場合については、同等の電磁力でも直径が小さいためトルクが低下したと考えられる。

4.3 3D 解析と擬似 3D 解析の比較

Fig. 4.8 に外径310mm モデル（最適モデル）の3D 解析と擬似3D 解析におけるトルク波形の比較を示す。

図より、トルクのボトム等は波形レベルでよく一致しているが、ピーク部では擬似3D 解析の方がトルクが大きく算定されてしまっていることがわかる。平均トルクは3D 解析が120.2Nm, 擬似3D 解析が126.9Nm であり、誤差は5.5%であった。誤差の原因については、コイル端部の漏れ磁束の影響によるものと考えられる。

一方で、解析時間については、3D 解析の場合は1モデルあたり193分45秒、擬似3D 解析を使用した場合は26分27秒となり、擬似3D 解析を用いることで解析時間を約7分の1に短縮できており、限られた設計時間でより多くのパラメータスタディをこなせることが可能であることがわかる。

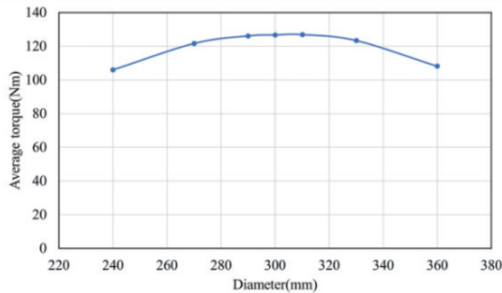


Fig. 4.5 Relationship between outer diameter and average torque.

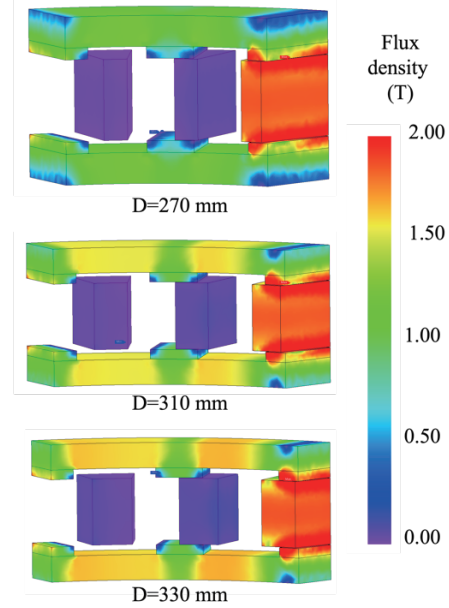


Fig. 4.6 Distribution of magnetic flux density.

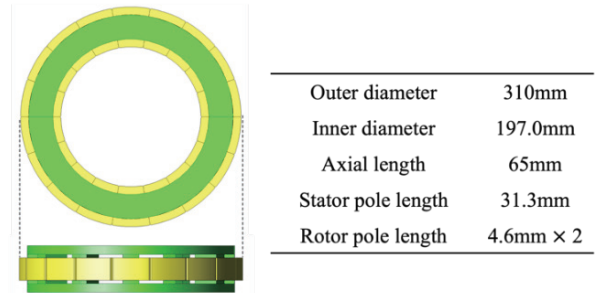


Fig. 4.7 Optimal motor model in this study.

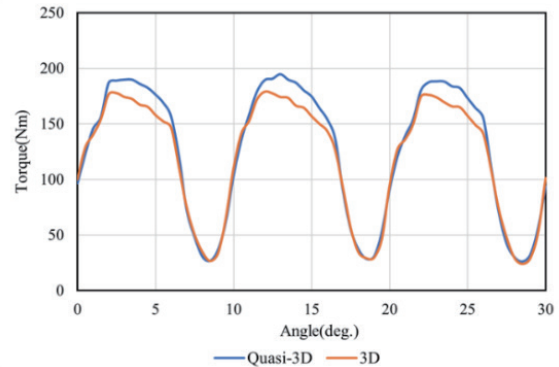


Fig. 4.8 Comparison of torque waveforms.

5. まとめ

本研究ではアキシシャルギャップ型SR モータ(AFSRM)に着目し、擬似3D 解析を用いてトルク重量密度の最大化を図った。擬似3D 解析を用いることで、3D-FEM の約7分の1の計算時間を達成できそれにより多くのパラメータスタディを実行できた。その結果、モータ重量15kg 一定の条件下において、軸長と外径の最適化により、最大トルク126.9Nm, トルク重量密度8.46Nm/kg を達成することができた。同体格、同構造のAFSRM⁷⁾と比較すると、重量14.4kg, トルク90Nm, トルク重量密度6.25Nm/kg であり、従来の設計より

も高トルク重量密度となった。

今後は、今回最適化を行った軸長と外径以外のパラメータの最適化や、他の重量モデルや電流密度域でのトルク重量密度の検討を行い、本手法の有効性の確認と課題の抽出を行っていきたい。

References

- 1) H. Kobayashi and A. Nishizawa: *Jpn. Soc. Aero. Space. Sci.*, **63**, 42 (2015).
- 2) J.D. Widmer, R. Martin, M. Kimiabeigi: *Sustain. Mater. Technol.*, **3**, 7 (2015).
- 3) T. Ishibashi: *Denki-Seiko*, **73**, 263 (2002).
- 4) W. Cao: *IEEE Trans. Ind. Electron.*, **59**, 3523 (2012).
- 5) T. Oishi and H. Goto: *IEEE Joint Technical Meeting on Semiconductor Power Converter/Motor Drive*, MD-23-094 (2023).
- 6) H. Goto: *Inst. Electr. Eng. Jpn.*, **137**, 829 (2017) (in Japanese).
- 7) H. Goto, K. Takase, and O. Ichinokura: *IEEE Joint Technical Meeting on Magnetics/Motor Drive, Linear Drive*, MAG-15-143 (2015).

2024年10月30日受理, 2025年1月29日再受理, 2025年3月1日採録

磁性ナノ粒子とタンパク質の抗原抗体反応による凝集効果の評価

Evaluation of aggregation effect of magnetic nanoparticles by antigen-antibody reaction with proteins

金子晃基 ^{a)†}, 村山徹 ^{b)}, トンタットロイ ^{a)}, 沖田和彦 ^{c)}, 坂天弥 ^{b)}, 田中深雪 ^{d)}, 田中良和 ^{d)}, 薮上信 ^{a),b),c)}

^{a)} 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 6-6-05 (〒980-8579)

^{b)} 東北大学大学院医工学研究科, 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-05 (〒980-8579)

^{c)} Tohoku-TMIT, Ltd., 宮城県仙台市宮城野区小田原 2-3-14 (〒983-0803)

^{d)} 東北大学大学院生命科学研究科, 宮城県仙台市青葉区片平 2-1-1 (〒980-8577)

K. Kaneko ^{a)†}, T. Murayama ^{b)}, L. Tonthat ^{a)}, K. Okita ^{c)}, A. Ban ^{b)}, M. Tanaka ^{d)}, Y. Tanaka ^{d)},

S. Yabukami ^{a), b), c)}

^{a)} Graduate School of Engineering, Tohoku Univ., 6-6-05 Aramaki Aza Aoba, Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan

^{b)} Graduate School of Biomedical Engineering, Tohoku Univ., 6-6-05 Aramaki Aza Aoba, Aoba-ku, Sendai 980-8579, Japan

^{c)} Tohoku-TMIT, Ltd., 2-3-14 Odawara, Miyagino-ku, Sendai 983-0803, Japan

^{d)} Graduate School of Life Sciences, Tohoku Univ., 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai 980-8577, Japan

We developed a rapid, low-cost protein detection method using magnetic nanoparticles and demonstrated that GDF-15 (Growth Differentiation Factor 15) binding induces nanoparticle aggregation through an antigen-antibody reaction. This aggregation by cross-bridging increased magnetic responsiveness to switch magnetic fields with increasing GDF-15 concentration, although this aggregation was not quantitatively verified. In this study, transmission electron microscopy (TEM) was used to quantitatively assess the role of GDF-15 in promoting the aggregation of magnetic nanoparticles. TEM analysis showed that the GDF-15-bound samples formed approximately 1.5% more aggregates larger than 0.03 μm^2 compared to controls, confirming the cross-bridge effect was confirmed.

Keywords: magnetic nanoparticles, protein, GDF-15, TEM, image analysis

1. はじめに

ミトコンドリア病 ¹⁾⁻⁵⁾ や転移性癌 ⁶⁾⁻⁸⁾ の診断においてバイオマーカーとして機能するタンパク質の迅速診断のニーズが高まっている。現状の主なタンパク質検出法としては、ウェスタンブロッティング法 ⁹⁾, 酵素結合免疫吸着測定法 (ELISA) ¹⁰⁾, 質量分析法 ¹¹⁾ が挙げられる。これらの方法は測定に前処理, 後処理, 洗浄など専門的な操作が必要であり, 装置価格も高価である。タンパク質バイオマーカーの一種である GDF-15 (Growth Differentiation Factor 15) ¹²⁾⁻¹³⁾ はミトコンドリア病患者の血液や尿中に含まれ, ミトコンドリア病早期検知のために用いられる。ミトコンドリア病は, ミトコンドリア DNA または核 DNA の変異が原因でミトコンドリア成分の組み立てやミトコンドリア機能に影響を及ぼす病気であり, 難病に指定されている ¹²⁾。

筆者らは迅速, 簡便, 低コスト, 高精度なタンパク質検出の開発を目的とし, 磁性ナノ粒子を用いたタンパク質検出システムを開発している。磁性ナノ粒子は磁界を用いて遠隔操作が簡便であることから, 過去にも磁性ナノ粒子を用いて抗原抗体反応を評価する様々な研究が行われてきた ¹³⁾⁻²⁴⁾。

筆者らはこれまで, 磁気インピーダンスセンサ (MIセンサ) を用いた口腔内細菌の検出システムを開発した ^{25), 26)}。また, 磁性ナノ粒子, 抗体, 抗原凝集体の磁気特

性を利用して細菌 (*Fusobacterium Nucleatum* 等) を検出することに成功した ^{27), 28)}。その後, 筆者らは複数のサンプルを同時に評価可能な新たな検出システムを開発し, タンパク質 (GDF-15) を検出した ²⁹⁾。

筆者らの先行論文 ²⁹⁾ では, 磁性ナノ粒子に GDF-15 を抗原抗体反応によって結合させ, スイッチ磁界を印加することで, 磁性ナノ粒子を凝集させながら磁気信号を取得した。この際, 磁気信号は GDF-15 が高濃度ほど強くなった。これは, 磁性ナノ粒子とタンパク質間にできたクロスブリッジにより磁性ナノ粒子が連鎖的に結合し, 磁性ナノ粒子間の距離が短くなり, 磁気結合が強化されるためだと考えられる。しかし, 先行論文ではこのことを定量的に示すことは困難であった。

そこで本研究では, 磁性ナノ粒子の凝集がタンパク質によって強まることを定量的に示すために, 磁性ナノ粒子に GDF-15 を結合させ, 透過型電子顕微鏡 (TEM) ^{30), 31)} で観察した。TEM 観察では, 磁性ナノ粒子に GDF-15 を結合したサンプルと未結合のサンプルを比較し, GDF-15 の有無による凝集体の寸法の違いを画像解析によって定量的に比較した。その結果, GDF-15 を結合させたサンプルの方が, より大きな磁性ナノ粒子凝集体を形成した。これは, 磁性ナノ粒子が GDF-15 を介して連鎖的に凝集したためだと考えられることから報告する。

Corresponding author: K. Kaneko

(e-mail: koki.kaneko.s4@dc.tohoku.ac.jp).

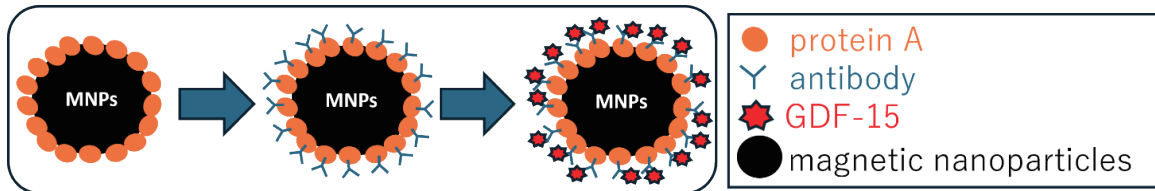


Fig. 1 Sample preparation procedure.

2. 実験方法

2.1 サンプル調製

Fig. 1 は protein A でコーティングされた磁性ナノ粒子に抗体を結合させた後、抗原抗体反応で GDF-15 を結合させる様子を模式的に示したものである。スイッチ磁界に対する磁気応答性評価および透過型電子顕微鏡観察で測定するサンプルを以下の手順で作製した。

最初に、protein A でコーティングされた磁性ナノ粒子 nanomag ® -D (130 nmφ, 10 mg/mL, micromod Partikeltechnologie GmbH) に PBS-T 100 μL を加えて希釈し、超音波洗浄器 (yamato 5510) で 1 分間分散させた。抗体は Anti-Human GDF-15 antibody (0.5 mg/mL) を使用し、磁性ナノ粒子溶液と抗体を混合させ、ロータリーミキサー (AS ONE MTR-103) で 30 分間反応させた。次に遠心分離機 (4 °C, 3000 rpm, 20 min) で磁性ナノ粒子を分離し上清を取り除き、PBS-T 100 μL を加えた後に GDF-15 溶液と等量混合し、再度ロータリーミキサーで 30 分間抗原抗体反応させた。

磁性ナノ粒子への抗体の結合量は BCA キット (Visual Protein 社, Dual-Range™ BCA Protein Assay Kit, BC03-500) により評価した。磁性ナノ粒子 20 μL と抗体 10 μL を PBS-T で 200 μL に希釈し、上記の手順で結合させた溶液 (抗体濃度 25 μg/mL)、および磁性ナノ粒子 20 μL を PBS-T で 200 μL に希釈した溶液を調製した。また、タンパク質 Bovine Serum Albumin Standard を PBS-T で希釈し、タンパク質濃度 0, 5, 25 μg/mL の標準サンプルを調製した。Fig. 2 は、磁性ナノ粒子/抗体混合溶液の上清および磁性ナノ粒子溶液の上清の波長 560 nm における吸光度である。Fig. 2 より、磁性ナノ粒子溶液の上清にも protein A が流出していることがわかる。標準サンプルから算出した較正直線を用いて、磁性ナノ粒子に結合した抗体量を以下の式を用いて求めた。

$$\text{Antibody binding} = 25 \cdot \{(A-B)/0.00437\} [\mu\text{g/mL}] \quad (1)$$

ただし、A は磁性ナノ粒子/抗体混合溶液の上清の吸光度、B は磁性ナノ粒子溶液の上清の吸光度である。上清中の抗体は磁性ナノ粒子とは結合していない分であり、全体量から上清中の抗体量を差し引くことで結合している抗体量を求めた。式(1)より、加えた抗体 10 μL のうち約 14% が磁性ナノ粒子に結合し、磁性ナノ粒子: 抗体 = 1: 39 程度の個数比で結合していることが判明した。この結果から、いずれの実験条件でも抗体は磁性ナノ粒子に対するほぼ飽和量が結合するよう、以下のよ

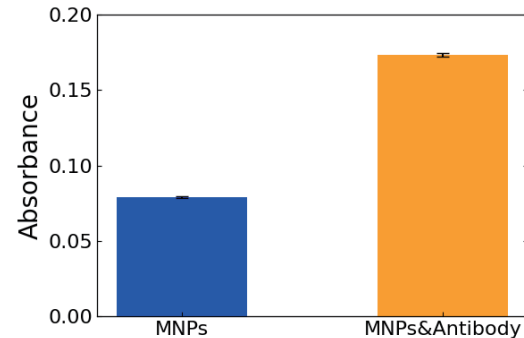


Fig. 2 Average absorbance of supernatant of magnetic nanoparticle solution and supernatant of magnetic nanoparticle/antibody mixture solution (n=3).

うに磁性ナノ粒子および抗体の量を定めた。

スイッチ磁界に対する磁気応答性評価実験では、2つのサンプルを測定した。1 サンプルあたり、磁性ナノ粒子 0.8 μL、抗体 0.4 μL を加え、抗体付着後の磁性ナノ粒子濃度は 80 μg/mL であった。GDF-15 溶液は、PBS-T 中に GDF-15 濃度 0, 1000 ng/mL の 2 サンプルを作製した。

TEM 観察では、2つのサンプルを観察した。1 サンプルあたり、磁性ナノ粒子 0.25 μL、抗体 0.2 μL を加え、抗体付着後の磁性ナノ粒子濃度は 25 μg/mL であった。GDF-15 溶液は、PBS-T 中に GDF-15 濃度 0, 1000 ng/mL の 2 サンプルを作製した。

2.2 スイッチ磁界に対する磁性ナノ粒子の応答性評価

磁性ナノ粒子および抗原凝集体に磁界を印加して凝集させ、磁気応答を検出した。

Fig. 3 は、磁性ナノ粒子と抗原による凝集体にスイッチ磁界^{25), 29)}を印加し、サンプルの漏れ磁界を測定するシステムである²⁹⁾。Fig. 4 は上記の Fig. 3 のシステムのフローチャートである²⁹⁾。サンプルは、表面磁束密度約 300 mT の NdFeB 磁石によって 300 秒間凝集された。続いて凝集した磁性ナノ粒子サンプルを針状 NiFe ヨーク上約 250 mT で 300 秒間磁化した。その後、上方向及び下方向に直流磁界 H_{bc} を 23.5 mT のステップ間隔で、0 mT から 211.5 mT (+0 mT, -0 mT, +23.5 mT, -23.5 mT, +47.0 mT, -47.0 mT, ..., +211.5 mT, -211.5 mT) まで変化させてサンプルに磁場印加した²⁵⁾。各直流磁界 H_{bc} は 30 秒間印加し、印加後にサンプルを MI センサヘッド近傍 53 °/sec の速度で回転させた。回転ごとに MI センサで磁性ナノ粒子サンプルからの漏れ磁界を測定した。

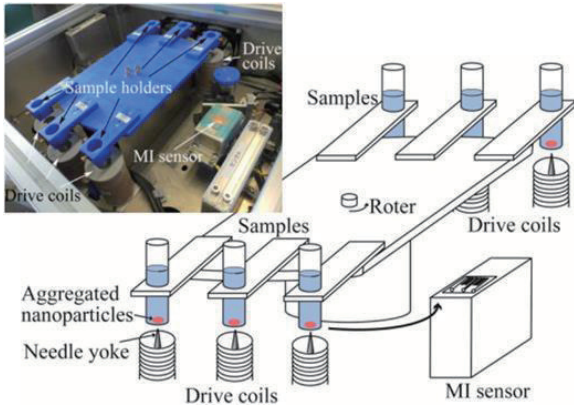


Fig. 3 Schematic (bottom) and photo (top) of a laboratory-made system for detecting protein in a liquid phase using magnetic nanoparticles. Reproduced from 29), with the permission of AIP Publishing.

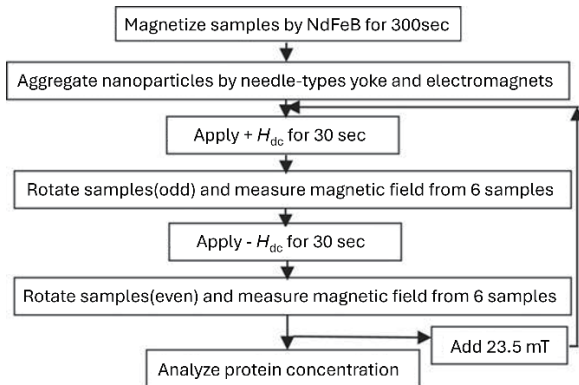


Fig. 4 Flowchart of protein measurement system. Reproduced from 29), with modification and permission of AIP Publishing.

2.3 透過型電子顕微鏡(TEM)観察

GDF-15 によって磁性ナノ粒子の凝集が強まることを定量的に示すために透過型電子顕微鏡(JEM-1400 Plus)で観察した。磁性ナノ粒子に GDF-15 を結合したサンプルと未結合のサンプルを作製し、以下の手順でネガティブ染色 TEM 観察用グリッドを準備した。

親水化した Holey マイクログリッド(EM ジャパン社)に作製したサンプルを 3 μ L 滴下し、30 秒間静置した後ろ紙でグリッド上に残ったサンプル液を吸い取った。その後、グリッドに 25 %EM ステイナー(日新 EM 社)を 3 μ L 滴下し、30 秒間静置した後にグリッド上に残った 25 %EM ステイナーをろ紙で吸い取った。再度 25 %EM ステイナーで染色した後、同様にグリッド上に残った 25 %EM ステイナーをろ紙で吸い取った。

3. 実験結果および考察

3.1 スイッチ磁界に対する磁性ナノ粒子の応答性評価

Fig. 5 は、Fig. 3 のシステムで測定した出力波形と測

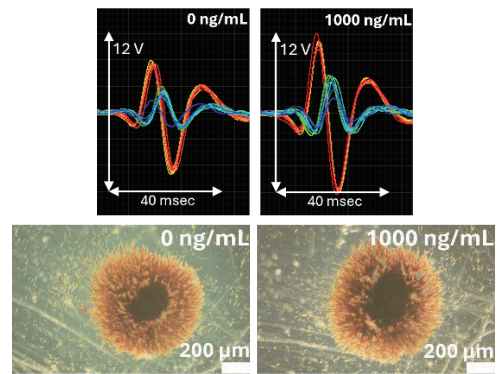


Fig. 5 Output waveform and optical micrographs of magnetic nanoparticle/antigen aggregates.

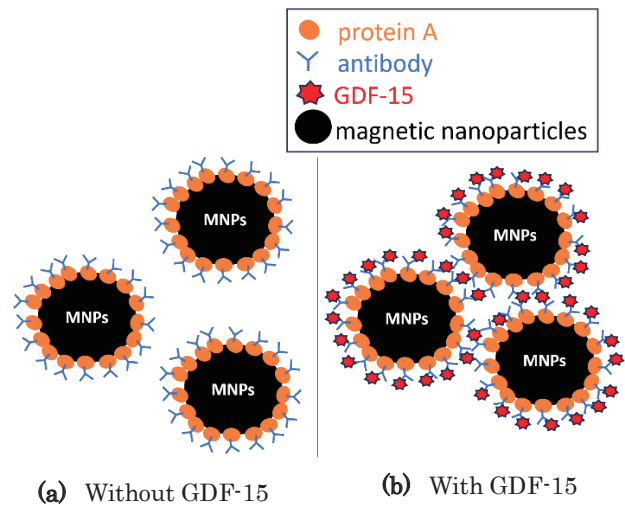


Fig. 6 Aggregation of magnetic nanoparticles via GDF-15 (antigen).

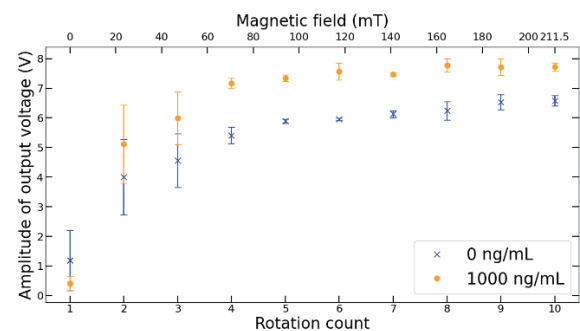


Fig. 7 Output voltage in each concentration of GDF-15 and magnetic field strength as a function of rotating number.

定後の磁性ナノ粒子および抗原凝集体の光学顕微鏡写真である。出力波形は、磁性ナノ粒子サンプルからの磁気信号をセンサで測定したものである。サンプルはセンサ素子近傍を通過するため、時間に応じて出力が変化している。奇数回転時に着磁した場合の信号波形は青い系列、偶数回転時に着磁した場合の信号波形は赤い系列で示している。信号波形の色は、回転数が増加す

るにつれて奇数回転では青から黄緑に、偶数回転では赤から黄色に変化する。回転するごとに印加磁場の上昇に伴って磁気信号が増大しており、偶数回転における出力が強くなるよう MI センサのバイアス点をずらしている。Fig. 6は、GDF-15 と抗体の抗原抗体反応を介して、磁性ナノ粒子が凝集した様子を示したものである。Fig. 5 のサンプル凝集体画像から、GDF-15 が高濃度ほどサンプルの色の濃度が増し、凝集が促進されていることが確認できる。これは Fig. 6(b)のように、磁性ナノ粒子が GDF-15 を介して連鎖的に凝集したためであると考えられる。

Fig. 7 は、回転ごとの出力波形の振幅である。Fig. 5 の波形の偶数回転時と奇数回転時のピーク値の差 (peak-to-peak) をプロットした。回転数の増加に伴ってスイッチ磁界の強度が増大し、振幅が大きくなった。また、GDF-15 が高濃度なサンプルほど振幅が大きい。これは Fig. 6(b)に示すように、磁性ナノ粒子が GDF-15 を介して連続的に凝集したことで、磁性ナノ粒子間の距離が短くなったためであると考えられる。このことを定量的に示すために、TEM で磁性ナノ粒子および抗原凝集体を観察した。

3.2 透過型電子顕微鏡 (TEM) 観察結果

Fig. 8 は凝集体のネガティブ染色 TEM 画像を示し、黒い凝集物は磁性ナノ粒子、円状に見える部分はグリッドのカーボン支持膜由来の背景である。本節では、3.1 節のスイッチ磁界に対する磁性ナノ粒子の応答性評価と異なり、磁場を印加せず、2 次元的な磁性ナノ粒子の凝集を観察する。磁気力の無い状況下でも、磁性ナノ粒子同士がタンパク質を介したクロスブリッジ結合によって凝集することを示すために、GDF-15 濃度 0, 1000 ng/mL サンプルを TEM 観察した。0 と 1000 ng/mL を比較すると、1000 ng/mL の方が磁性ナノ粒子の凝集体のサイズが大きく観測される。

これを定量的に示すため、解析ソフト MIPAR (株式会社ライトストーン社) を用いて画像解析した。解析では、カーボン膜の上にある磁性ナノ粒子凝集体の面積を求めた。Fig. 9 は解析結果である。横軸は画像上の凝

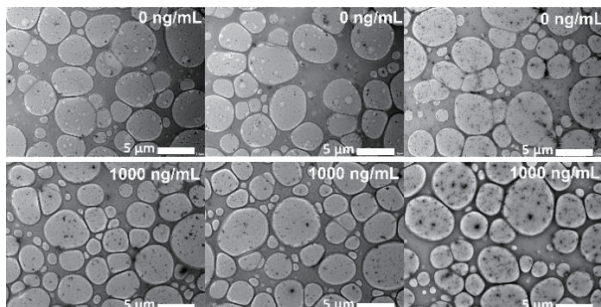
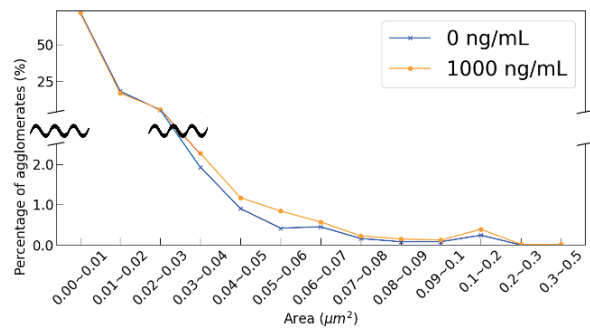
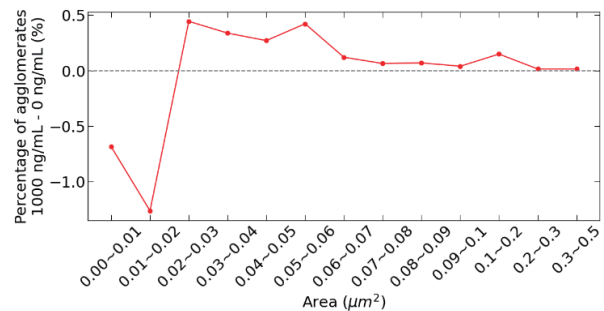


Fig. 8 Negative stain TEM images.
(Upper 3 images: GDF-15 concentration 0 ng/mL
Bottom 3 images: GDF-15 concentration 1000 ng/mL)



(a) Percentage comparison greater than 0.03 μm^2 .



(b) Subtraction difference between 1000 ng/ml and 0 ng/ml agglutination.
(1000 ng/ml) — (0 ng/ml).

Fig. 9 Percentage distribution of magnetic nanoparticle aggregates.

集体の面積、縦軸は凝集体の各面積範囲における凝集体の個数の割合を示す。縦軸の算出方法には、以下の式を用いて実効的面积を求めた。

$$\{S(i)/n\} \times 100 [\%] \quad (2)$$

ただし、 $S(i)$ [個] は横軸の i 番目に該当する凝集体の個数、 n は画像上の凝集体全ての個数の総和である。

Fig. 9(a)は、凝集体個数の割合を GDF-15 濃度 0 と 1000 ng/mL で比較したものである。磁性ナノ粒子 nanomag® -D (130 nm ϕ) の断面積は単独で約 0.013 μm^2 である。Fig. 9(a)より、2 つ以上の磁性ナノ粒子で形成された 0.03 μm^2 より大きい凝集体割合は、1000 ng/mL の方が約 1.5 %高い結果となった。また Fig. 9(b)は、GDF-15 濃度 0 と 1000 ng/mL の凝集体個数の割合の差を示したものである。0.02 μm^2 以下の粒子割合は抗原無しの方が高くなっており、0.02 μm^2 より大きい凝集体個数の割合は 1000 ng/mL が高くなっている。これは Fig. 6(b)のように、磁性ナノ粒子が GDF-15 によって連鎖的に凝集したためであると考えられる。3.1 節のスイッチ磁界に対する磁性ナノ粒子の応答性評価では、磁場を印加した状況下で GDF-15 高濃度ほど磁気応答が強くなった。スイッチ磁界による凝集に加え、TEM 観察で明らかになった GDF-15 を介した凝集も作用したためと考えられる。

本観察は、真空中で観察されるため、液相中での磁性ナノ粒子と抗体および GDF-15 との実際の結合を直接観測することは困難である。そこで今後は、クライオ透過型電子顕微鏡を用いて、磁性ナノ粒子に結合した抗体および GDF-15 を凍結させた観察を検討する。また、本磁気的手法は、現状 GDF-15 検出下限値が 10 pg/mL 程度³²⁾であり、代表的なタンパク質検出法の ELISA(abcam 社, Human GDF-15 ELISA Kit, ab155432)の精度は 2 pg/mL³³⁾である。筆者らのタンパク質検出感度を上げる手段として、MI センサの感度向上が挙げられる。MI センサの感度向上により、微小な漏れ磁界を検知でき、タンパク質低濃度においても磁気信号の変化を測定可能だと考えられる。

4. まとめ

1. 磁性ナノ粒子に GDF-15 を抗原抗体反応で結合させ、スイッチ磁界に対する磁気応答性および透過型電子顕微鏡 (TEM) で磁性ナノ粒子凝集体の寸法を測定した。
2. GDF-15 が高濃度ほど、スイッチ磁界に対する磁性ナノ粒子の磁気応答性が強かった。
3. 磁性ナノ粒子に GDF-15 を 0, 1000 ng/mL 結合させたサンプルを透過型電子顕微鏡 (TEM) で観察した。GDF-15 濃度 1000 ng/mL の方が、 $0.03 \mu\text{m}^2$ より大きい凝集体割合が約 1.5 % 高いことを示した。

謝辞 本研究の一部は AMED Moonshot プロジェクト(JP23zf0127001), JST 大学発新産業創出基金事業可能性検証(JPMJSF23C4), テルモ生命科学振興財団, 株式会社ライトストーン, 東北大学未来型医療創生センター (INGEM) の成果である。

References

- 1) K. Sawalha, N. B. Norgard, B. M. Drees, and A. López-Candales: *Curr. Heart Failure Rep.*, **20**, 287 (2023).
- 2) Y. Wan and J. Fu: *Mol. Cell. Biochem.*, **479**, 453 (2024).
- 3) A. Assadi, A. Zahabi, and R. A. Hart: *Pfluegers Arch.*, **472**, 1535 (2020).
- 4) A. Hanaford and S. C. Johnson: *Orphanet J. Rare Dis.*, **17**, 335 (2022).
- 5) S. A. Sulaiman, Z. M. Rani, F. Z. M. Radin, and N. A. A. Murad: *J. Transl. Genet. Genom.*, **4**, 159 (2020).
- 6) L. Wu and X. Qu: *Chem. Soc. Rev.*, **44**, 2963 (2015).
- 7) V. S. P. K. S. A. Jayanthi, A. B. Das, and U. Saxena: *Biosens. Bioelectron.*, **91**, 15 (2017).
- 8) M. K. Masud, J. Na, M. Younus, M. S. A. Hossain, Y. Bando, M. J. A. Shiddiky, and Y. Yamauchi: *Chem. Soc. Rev.*, **48**, 5717 (2019).
- 9) C. Favrot, M. Linek, J. Fontaine, L. Beco, A. Rostaher, N. Fischer, N. Couturier, S. Jacquenet, and B. E. Bihain: *Vet. Dermatol.*, **28**, 189-e42 (2017).

- 10) D. M. Rissin, C. W. Kan, T. G. Campbell, S. C. Howes, D. R. Fournier, L. Song, T. Piech, P. P. Patel, L. Chang, A. J. Rivnak, E. P. Ferrell, J. D. Randall, G. K. Provuncher, D. R. Walt, and D. C. Duffy: *Nat. Biotechnol.*, **28**, 595 (2010).
- 11) K. Tanaka, H. Waki, Y. Ido, S. Akita, Y. Yoshida, T. Yoshida, and T. Matsuo: *Rapid Commun. Mass Spectrom.*, **2**, 151 (1988).
- 12) <https://www.nanbyou.or.jp/entry/194> (As of October 30, 2024)
- 13) K. Enpuku, Y. Tamai, T. Mitake, M. Matsuo, A. Tsukamoto, T. Mizoguchi, and A. Kandori: *Appl. Phys. Express.*, **2**, 037001 (2009).
- 14) H. Shao, T. J. Yoon, M. Liong, R. Weissleder, and H. Lee: *Beilstein J. Nanotechnol.*, **1**, 142 (2010).
- 15) T. Wang, L. Guo, C. Lei, and Y. Zhou: *RSC Adv.*, **5**, 51330 (2015).
- 16) T. Wang, Y. Zhou, C. Lei, J. Luo, S. Xie, and H. Pu: *Biosens. Bioelectron.*, **90**, 418 (2017).
- 17) G. V. Kurlyandskaya and V. Levit. Venuganti: *Mater. Sci. Eng.: C.*, **27**, 495–503 (2007).
- 18) H. Chiriac, D. D. Herea, and S. Corodeanu: *J. Magn. Magn. Mater.*, **311**, 425 (2007).
- 19) F. Blanc-Béguin, S. Nabilly, J. Gieraltowski, A. Turzo, S. Querellou, and P. Y. Salaun: *J. Magn. Magn. Mater.*, **321**, 192 (2009).
- 20) G. V. Kurlyandskaya, D. S. Potnov, I. V. Beketov, A. Larranaga, A. P. Safronov, I. Orue, A. I. Medvedev, A. A. Chlenova, M. B. S. Ilarduya, A. M. Amesti, and A. V. Svalov: *Biochim. Biophys. Acta, Gen. Subj.*, **1861**, 1494 (2017).
- 21) D. de Cos, N. Lete, M. L. Fdez-Gubieda, and A. García-Arribas: *J. Magn. Magn. Mater.*, **500**, 166346 (2020).
- 22) V. D. Krishna, K. Wu, A. M. Perez, and J. P. Wang: *Front Microbiol.*, **7**, 400 (2016).
- 23) Y. Wu, Y. Liu, Q. Zhan, J. P. Liu, and R. W. Li: *AIP Adv.*, **7**, 056658 (2017).
- 24) T. Mizoguchi, A. Kandori, R. Kawabata, K. Ogata, T. Hato, and A. Tsukamoto: *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **26**, 1602004 (2016).
- 25) L. Tonthat, S. Takahashi, H. Onodera, K. Okita, S. Yabukami, K. Yokota, M. Furuya, H. Kanetaka, Y. Miura, H. Takahashi, Y. Watanabe, and R. Akiyama: *AIP Adv.*, **9**, 125325 (2019).
- 26) S. Yabukami, T. Murayama, S. Takahashi, S. Ohno, J. Washio, and N. Takahashi: *IEEE Trans. Magn.*, **58**, 5300306 (2022).
- 27) Y. Pu, H. Zhao, T. Murayama, L. Tonthat, K. Okita, Y. Watanabe, and S. Yabukami: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **47**, 66 (2023).
- 28) K. Okita, P. Youcheng, L. Tonthat, T. Murayama, S. Yabukami, Y. Ozawa, S. Asamitsu, H. Okamoto, and T. Kamei: *IEEE Magn. Lett.*, **14**, 1 (2023).
- 29) S. Yabukami, T. Murayama, K. Kaneko, J. Honda, L. Tonthat, and K. Okita: *AIP Adv.*, **14**, 035102 (2024).
- 30) I. C. Masthoff, F. David, C. Wittmann, and G. Garnweitner: *J Nanopart Res.*, **16**, 2164 (2014).
- 31) S. K. Sahu, A. Chakrabarty, D. Bhattacharya, S. K. Ghosh, and P. Pramanik: *J Nanopart Res.*, **13**, 2475 (2011).
- 32) K. Kaneko, A. Ban, T. Murayama, L. Tonthat, S. Yabukami, M. Tanaka, Y. Tanaka, T. Abe, 16th Joint Conference on MMM and Intermag, HE-03 (2025).
- 33) <https://www.abcam.co.jp/products/elisa-kits/human-gdf-15-elisa-kit-ab155432.html> (As of January 15, 2025)

2024年11月7日受理, 2025年1月21日再受理, 2025年2月14日採録

Editorial Committee Members • Paper Committee Members

S. Yabukami and T. Taniyama (Chairperson), N. H. Pham, D. Oyama and M. Ohtake (Secretary)

H. Aoki	M. Goto	T. Goto	K. Hioki	S. Inui	K. Ito
M. Iwai	Y. Kamihara	H. Kikuchi	T. Kojima	H. Kura	A. Kuwahata
K. Masuda	Y. Nakamura	K. Nishijima	T. Nozaki	T. Sato	E. Shikoh
T. Suetsuna	K. Suzuki	Y. Takamura	K. Tham	T. Tanaka	M. Toko
N. Wakiya	S. Yakata	A. Yao	S. Yamada	M. Yoshida	

N. Adachi	K. Bessho	M. Doi	T. Doi	T. Hasegawa	R. Hashimoto
S. Haku	S. Honda	S. Isogami	T. Kawaguchi	T. Kawai	N. Kikuchi
K. Kobayashi	T. Maki	S. Muroga	M. Naoe	T. Narita	M. Sakakibara
Y. Sato	S. Seino	M. Sekino	Y. Shiota	T. Shirokura	S. Sugahara
I. Tagawa	K. Tajima	M. Takezawa	T. Takura	S. Tamaru	T. Yamazaki
T. Yoshida	S. Yoshimura				

Notice for Photocopying

The Magnetics Society of Japan authorized Japan Academic Association For Copyright Clearance (JAC) to license our reproduction rights, reuse rights and AI ML rights of copyrighted works.

If you wish to obtain permissions of these rights in the countries or regions outside Japan, please refer to the homepage of JAC (<http://www.jaacc.org/en/>) and confirm appropriate organizations to request permission.

However, if CC BY 4.0 license icon is indicated in the paper, the Magnetics Society of Japan allows anyone to reuse the papers published under the Creative Commons Attribution International License (CC BY 4.0).

Link to the Creative Commons license: <http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>

Legal codes of CC BY 4.0: <http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/legalcode>

編集委員・論文委員

藪上 信 (理事)	谷山智康 (理事)	Pham NamHai (幹事)	大竹 充 (幹事)	小山大介 (幹事)				
青木英恵	伊藤啓太	乾 成里	岩井守生	神原陽一	菊池弘昭	藏 裕彰	桑波田晃弘	小嶋隆幸
後藤太一	後藤 稜	佐藤 拓	仕幸英治	末綱倫浩	鈴木和也	高村陽太	田中哲郎	都甲 大
Kim Kong Tham		仲村泰明	西島健一	野崎友大	日置敬子	増田啓介	八尾 惇	家形 諭
山田晋也	吉田征弘	脇谷尚樹						
安達信泰	磯上慎二	川井哲郎	川口昂彦	菊池伸明	小林宏一郎	榊原 満	佐藤佑樹	塩田陽一
白倉孝典	菅原 聡	清野智史	関野正樹	田倉哲也	田河育也	竹澤昌晃	田島克文	田丸慎吾
土井達也	土井正晶	直江正幸	成田正敬	白 怜士	橋本良介	長谷川 崇	別所和宏	本多周太
槇 智仁	室賀 翔	山崎貴大	吉田 敬	吉村 哲				

複写をされる方へ

当学会では、複写複製、転載複製及びAI利用に係る著作権を一般社団法人学術著作権協会に委託しています。

当該利用をご希望の方は、(社)学術著作権協会 (<https://www.jaacc.org/>) が提供している許諾システムを通じてご申請下さい。

ただし、クリエイティブ・コモンズ [表示 4.0 国際] (CC BY 4.0) の表示が付されている論文を、そのライセンス条件の範囲内で再利用する場合には、本学会からの許諾を必要としません。

クリエイティブ・コモンズ・ライセンス <http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>

リーガルコード <http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/legalcode>

日本磁気学会論文特集号

Vol. 9 No. 1 (通巻第 17号) 2025年5月1日発行

Vol. 9 No. 1 Published May 1, 2025

by the Magnetics Society of Japan

Tokyo YWCA building Rm207, 1-8-11 Kanda surugadai, Chiyoda-ku, Tokyo 101-0062

Tel. +81-3-5281-0106 Fax. +81-3-5281-0107

Printed by JPC 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 ©2025 by the Magnetics Society of Japan