日本磁気学会論文特集号
2 巻 1 号

ONLINE　ISSN: 2432-0471
Electronic Journal URL: https://www.jstage.jst.go.jp/browse/msjtmsj/-char/ja/

CONTENTS

Magnetic Recording

MAMR を用いた二層記録における上層と下層の間の交換結合の影響について
…… 菊地忠裕・Simon Greaves・村岡裕明　1

積層二層磁気記録媒体の再生分解能の補正 …… 斎藤仁・村岡裕明　5

スピントルク発振素子を用いた２層の反強磁性結合記録磁化における
選択的共鳴読み出し：マイクロマグネティックシミュレーション
…… 金尾太郎・首藤浩文・永澤鶴美・水島公一・佐藤利江　10

Spin Electronics

$Co_{20}Fe_{80}/Gd/Gd_{21}Fe_{79}$ フリー層の電圧磁気異方性制御…… 上野鷹幸・船橋信彦・
金城秀和・麻生慎太郎・加藤大典・青島賢一・久我淳・本橋光也・町田賢司　15

Power Magnetics

高周波変圧器用ラップ接合アモルファス巻鉄心の鉄損算定 …… 栗田直幸・畠山智行・木村守　20

リラクタンスネットワーク解析によるヒステリシスモデリングに関する検討
…… 羽根吉紀・田中秀明・中村健二　25

リラクタンスネットワーク解析に基づく巻線界磁型クローポールモータの特性算定
…… 市川優太・中村健二・鄭淅化・栗本直規　29

リラクタンスネットワーク解析に基づく永久磁石モータの熱 - 磁気連成解析に関する基礎的検討
…… 川村恭平・中村健二　33

Examination of High-Efficiency Rare Earth Free Motor with Three-Dimensional Magnet Arrangement
…… H. Saito, Y. Yoshida, and K. Tajima　37

Study on Analysis of Torque-Slip Characteristics of Axial Gap Induction Motor
…… R. Sakai, Y. Yoshida, and K. Tajima　43

Board of Directors of The Magnetics Society of Japan

President:	K. Takanashi
Vice Presidents:	K. Nakagawa, S. Nakamura
Directors, General Affairs:	Y. Miyamoto, K. Niiduma
Directors, Treasurer:	K. Aoshima, K. Ishiyama
Directors, Planning:	Y. Saito, S. Nakagawa
Directors, Editorial:	K. Kobayashi, T. Ono
Directors, Public Relations:	H. Itoh, S. Greaves
Directors, International Affairs:	Y. Takemura, M. Nakano
Auditors:	Y. Suzuki, R. Nakatani

T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)., **2**, 1-4 (2018)

<Paper>

MAMR を用いた二層記録における上層と下層の間の交換結合の影響について

Effect of Exchange Coupling between Top & Bottom Layers in Dual Layer Microwave Assisted Magnetic Recording

菊地忠裕・Simon Greaves・村岡裕明
東北大学電気通信研究所，宮城県仙台市青葉区片平 2-1-1 （〒980-8577）

T. Kikuchi, S. Greaves, and H. Muraoka
Research Institute of Electrical Communication, Tohoku Univ., *2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai Miyagi 980-8577, Japan*

In this work we model microwave-assisted magnetic recording on ECC grains and granular media with two recording layers. Magnetostatic interactions between layers make it difficult to selectively record on only one layer. By introducing antiferromagnetic exchange coupling between the two recording layers the effect of magnetostatic interactions can be reduced. When the antiferromagnetic coupling strength was optimized the SNR of recorded tracks was increased by around 3 dB. This allows the media to support shorter bit lengths and higher areal densities.

Key words: MAMR, ECC media, Dual Layer Recording, antiferromagnetic coupling

1.序論

ハードディスクの大容量化に伴い、新しい記録方式が研究されている。その一つにマイクロ波アシスト磁気記録(MAMR)を用いた二層記録という方法がある。MAMR では媒体に記録する際に、ヘッドからの印加磁界のほかにスピントルク発振器(STO)から高周波磁界を印加する。これにより媒体の磁化反転を高周波磁界でアシストし、反転に必要な磁界を小さくすることができる(1)。媒体のパラメータやヘッドから媒体までの距離などの要素により、ある媒体を反転させる際に最適な高周波磁界の周波数が異なることが分かっており、一般に媒体の歳差運動の周波数が高い媒体ほど、最適な高周波磁界の周波数は高くなる。これを利用し、上層と下層で磁化反転に最適な周波数の異なる媒体を用いて二層記録することができる。STO の高周波磁界の周波数を変化させることで、二つの層から一つの層を選択して記録することが可能となるためである(2)(3)。

また、本論文では ECC(Exchange-coupled composite)媒体(4)(5)を用いた。ECC 媒体は低い異方性磁界(H_k)の軟磁性層と高い H_k の硬磁性層を磁気的に結合させた媒体であり、磁化反転の際は、軟磁性層につられて硬磁性層が反転する仕組みになっている。同じ大きさのヘッド磁界で、単層媒体よりも大きな H_k を持つ ECC 媒体を磁化反転することができる。二層記録では、ヘッドから距離が離れている下層にかかるヘッド磁界が小さいと磁化反転が難しくなる。 しかし、下層にかかるヘッド磁界を大きくするために下層とヘッドの間の距離を短くすると、上層の媒体の体積が小さくなり熱安定性を保つことが困難になる。そこで ECC 媒体を用いることで、上層により大きな H_k を持つ媒体を使用し、下層とヘッドの間の距離をより短くすることができる。また、ヘッド磁界を固定した場合に、STO の高周波磁界の周波数による媒体の反転可能な H_k の最大値の増加幅も単層媒体より ECC 媒体の方が広い。これは二層記録において、媒体の H_k の取れる値の範囲が広がることに繋がる(6)。

一方で、MAMR を用いた二層記録には依然としていくつかの問題があり、静磁気相互作用が特定の層のみを記録することを難しくすることも、その問題の一つである。具体的には、例えば下層の磁化を上向きから下向きに反転する際に、上層の磁化が上向きか下向きかによって、下層の磁化反転に影響が出ると考えられる。本論文では、反強磁性結合を上層と下層の間に導入することで、静磁気相互作用による記録への影響を少なくし、二層記録の精度を向上させることができるかどうかを調べた。

2.計算方法

本研究では Landau-Lifshitz-Gilbert(LLG)方程式によるシミュレーション(7)を行った。Table 1 に単粒子での計算条件を示した。また、Fig 1 にシミュレーションで用いた媒体のモデルを示した。ECC 媒体の上層の最上面とヘッドは 4 nm の距離がある。ECC 媒体の上層は、ヘッドに近い側から 3 nm が軟磁性層、残りの 2 nm が硬磁性層の積層構造となっている。軟磁性層と硬磁性層の間には交換結合が働き、大きさは 6.0 erg/cm^2 である。下層は非磁性層 2 nm を挟んで、4 nm が軟磁性層、残りの 3 nm が硬磁性層、交換結合は 4.0 erg/cm^2 である。上層と下層の間には非磁性層があるが、今回のシミュレーションでは上層の最下部と、下層の最上部の間に弱い交換結合が働くことを想定した。その値は-0.4 ~ 0.2 erg/cm^2 とした。

粒子の最上部における書き込みヘッドと STO の z 軸(垂直)方向の最大ヘッド磁界分布を Fig 2 に示した。ヘッドのメインポールは 30 nm(下部は 36 nm)×60 nm×500 nm の鍵穴型のヘッドを用いた。ヘッドの飽和磁化 M_s を 1910 emu/cm^3, 軟磁性裏打ち層(SUL : Soft under layer)の M_s を 1600 emu/cm^3 とした。STO は 40 nm×15 nm×40 nm のモデルを用い、M_s は 1591 emu/cm^3 とした。粒子の最上部の高さではヘッドの最大磁界は約 15 kOe であり、STO の最大磁界は約 5 kOe である。

単粒子のシミュレーションでは粒子に対してヘッドが下向きに磁界を印加しながら 5 m/s で動く。STO の高周波磁界の周波数は 0~60 GHz の範囲を取り、周波数それぞれにおいて、反転可能な硬磁性層の異方性磁界(H_k)を、上層と下層の間の交換結合の値を変えて調べた。

SNR(Signal-noise Ratio)を求めるシミュレーションも行った。ここでは単粒子ではなくグラニュラ媒体を想定し計算した。Table 2 にグラニュラ媒体での計算条件を示した。単粒子でのシミュレーションと同様に、ヘッドから 4 nm 離れたところに上層の最上面を

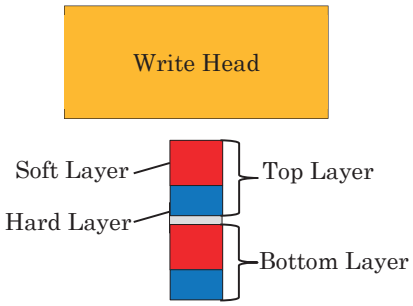


Fig 1. Structure of media and write head

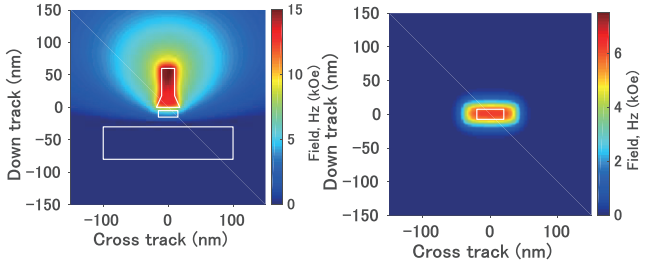


Fig 2. Head field distributions in top layer of media
(Left) Write head (Right) STO

想定し、また上層、下層のヘッドからの距離も同じにした。グラニュラ媒体の初期状態の磁化方向はどちらの層もランダムであり、上層と下層の磁化の相対方向もランダムである。飽和磁化、異方性定数の値は、単粒子でのシミュレーションの結果を考慮して、それぞれ決定した。ヘッドが磁界を印加しながら 5 m/s で動き、400 nm のトラックを記録する。SNR は書き込まれたグラニュラ媒体を再生ヘッドで読み込んで、読み込んだ磁化波形を平均して求めた。再生ヘッドの Free 層は 30 nm×5 nm×30 nm(クロストラック方向×ダウントラック方向×垂直方向)のサイズであり、ギャップ長 25 nm の中央に位置する。読み込みには再生感度関数を用いた(8)。

3. 計算結果

3.1 単粒子

まず、単粒子についての結果を示す。Fig 3 は下層における STO の高周波磁界の周波数と反転可能な H_kの関係を示したものである。磁界をかける前は下層の粒子の磁化は上向きであり、ヘッドから磁界をかけて反転することのできる最大の H_kをプロットした。上層の磁化の向きは反転の前後で固定してあり、下向きで固定した場合を①、上向きで固定した場合を②とした。Fig.3 (a)は上層と下層の間の交換結合(E C)が 0.0 erg/cm^2 のときであり、(b)は-0.2 erg/cm^2 のときのグラフである。下層の粒子を反転させる際に、上層の磁化の向きにより反転可能な H_kに差が生じることが分かった。ここで周波数 25 GHz と 45 GHz における①と②の差をΔH_kとする。ΔH_k は、上層と下層の間の交換結合が働いていないときよりも、反強磁性結合させたとき(負の交換結合が働いているとき)の方が小さくなることが分かった。これは、静磁気相互作用の効果を、交換結合により発生する磁界で打ち消しているためであると考えられる。反強磁性結合は記録層と反強磁性体との境界面に適応されるものであるが、記録層の厚さが厚いほどその影響が小さくなる(9)。これは、境界面付近での影響が強いことを表していると考えられる。また下層において、反転可能な H_k が最大となるのは 30~35 GHz 程度となった。

Table 1. Single Grain Parameters

Grain Size(Top Layer)	7 nm×7 nm×5 nm
Grain Size(Bottom Layer)	7 nm×7 nm×7 nm
M_s	750 emu/cm^3
Temperature	4.2 K
K_u(Top Soft Layer)	5.0×10^6 erg/cm^3
K_u(Bottom Soft Layer)	3.0×10^6 erg/cm^3
K_u(Hard Layer)	Variable
Damping Constant	0.03

Table 2.Granular Media Parameters

Average Grain Size	7.6 nm
Grain Boundary	10%
Grain Size Distribution	15%
M_s	750 emu/cm^3
Temperature	4.2 K
K_u(Top Soft Layer)	5.0×10^6 erg/cm^3
K_u(Bottom Soft Layer)	3.0×10^6 erg/cm^3
K_u(Top Hard Layer)	3.0×10^7 erg/cm^3
K_u(Bottom Hard Layer)	1.5×10^7 erg/cm^3
H_k(Top Hard Layer)	80 kOe / 90 kOe
H_k(Bottom Hard Layer)	40 kOe / 60 kOe
Damping Constant	0.03

Fig 4 は同様のシミュレーションを上層に対して行ったものである。下層の磁化を下向きで固定した場合を①、上向きで固定した場合を②とした。Fig.4 (a)は上層と下層の間の交換結合が 0.5 erg/cm^2 のときであり、(b)は-0.5 erg/cm^2 のときのグラフである。反転可能な H_k が最大となるのは 45~55 GHz 程度となった。下層よりも大きな周波数となったのは、上層の粒子の方がヘッドからの距離が近いために、ヘッドから受ける磁界が大きくなり、より大きな H_k をもつ磁性粒子を反転することができることに由来する。Fig 3 を見ると、下層では最大で 90 kOe 程度の大きさの H_kを持つ媒体を反転することができる。Fig 4 を見ると、上層では最大で 110 kOe 程度の大きさの H_k を持つ媒体を反転することができる。そして、粒子の H_kが大きいほど、反転の際の歳差運動の周波数が高くなるため、必要な STO の高周波磁界の周波数も高くなるためである。また、ΔH_k は上層と下層の間に正の交換結合が働くときに大きくなることが分かった。

Fig 5 に上層と下層の間の交換結合とΔH_kの関係を示した。下層の方が、交換結合の値によるΔH_k の変化の割合が大きくなることが分かった。層の粒子の方がヘッドからの距離が遠いことや、上層の粒子の H_kが下層の粒子と比較して大きくなることなどの影響で、相対的に静磁気相互作用が大きくなるためであると考えられる。

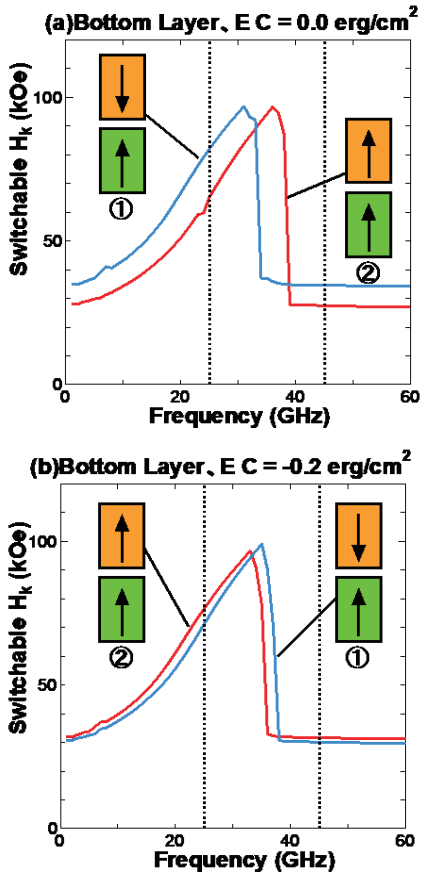


Fig 3.Maximum Switchable H_k of Single Grain vs STO Field Frequency(Bottom Layer)

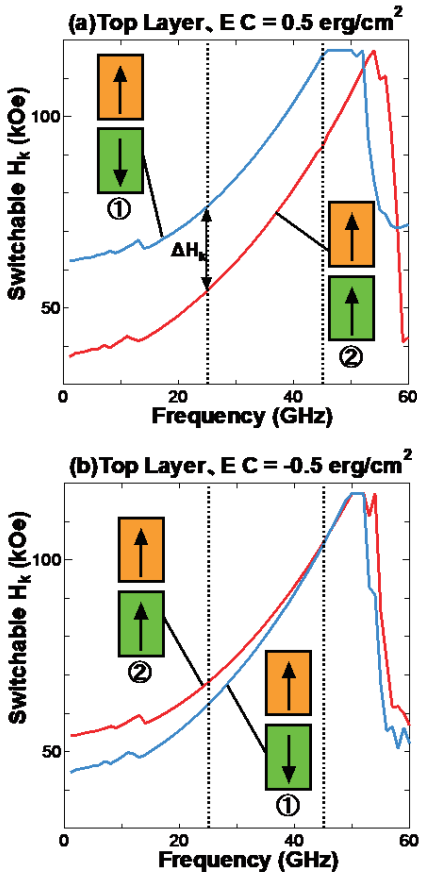


Fig 4. Maximum Switchable H_k of Single Grain vs STO Field Frequency(Top Layer)

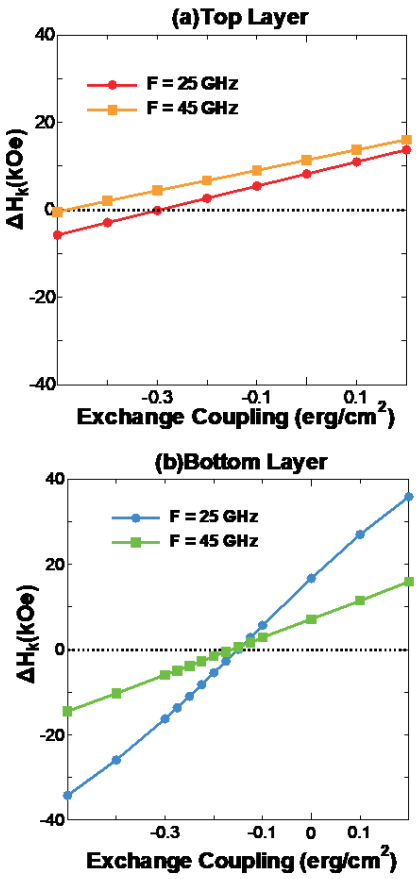


Fig 5. ΔH_k vs E C between Top and Bottom Layer

下図より下層において、上層と下層の間の交換結合が、-0.2～-0.1 erg/cm^{2}程度のときにΔH_kが 0 に近くなることが分かった。

3.2 グラニュラ媒体

Fig 6 に示したのは、グラニュラ媒体に対して 10 bit の書き込みを行った際の、STO の高周波磁界の各周波数における SNR を示したものである。エラーバーは、SNR を 10 回計算し平均した際の標準偏差である。また、媒体のパラメータは Table 2 に示したものを用い、ビット長は 40 nm である。下層において、媒体の H_kが 40kOe のときの方が、60kOe のときよりも SNR が高くなっている。Fig 3 での理論的に反転可能な H_kよりも低いが、単粒子ではなくグラニュラ媒体であることに起因する。具体的には、グラニュラ媒体では粒子の位置がヘッドの中心とは限らないことや、周囲の粒子から反磁界などの影響を受けることが原因と考えられる。グラニュラ媒体を用いた際の SNR が最大となる STO の高周波磁界の周波数は、上層においては 40~45 GHz、下層においては 20 GHz 程度となった。単粒子で行ったシミュレーションでの反転可能な H_kが最大となる STO の高周波磁界の周波数よりもどちらの層も低くなっている。各層の媒体の H_kを低く設定したために、反転に適切な STO の周波数も低くなったためであると考えられる。

Fig.7 は、上層と下層それぞれでビット長による SNR の変化を表したグラフである。ここでは上層を記録するときは STO の高周波磁界の周波数は 45 GHz に設定し、同様に下層においては 20 GHz に設定した。上層の H_kは 80 kOe、下層の H_kは 40 kOe とし、上層と下層の間の交換結合は 0.0 または -0.2 erg/cm^{2}として、シミュレーションを行った。また tanh 関数を用いてフィッティングした。その際、エラーバーの短い母点の重みを大きくした。

どちらの層でもビット長が長い時の方が SNR は大きくなった。上層においてはビット長が 20 nm~30 nm のときに、上層と下層の間の交換結合が 0.0 erg/cm^{2}のときよりも、-0.2 erg/cm^{2}のときの方が、SNR が 3 dB 程度高くなった。ビットの境界付近では、ヘッド磁界の向きが変わるために、ヘッド磁界の立ち上がり時間(0.11 ns)や隣り合うビットからの反磁界の影響で書き込みにエラーが生じやすいが、そこで下層の媒体からの影響を受けやすくなっている可能性がある。10 nm 付近では、反強磁性結合することによる優位性がなくなっている。10 nm 付近で SNR が急激に落ちていることから、粒子サイズがビット長に対して大きいことや、ヘッドの磁場勾配が足りないことなどにより、SNR が落ちたために上層と下層の間の交換結合による影響が小さくなったと考えられる。

下層においては、ビット長の長さによらず、上層と下層の間に負の交換結合が働いているときの方が、SNR が平均して 3 dB ほど大きくなった。これは上層と下層の間の交換結合が、下層の SNR に対して一定の影響を与えていることを示している。これは上層と比較してヘッドからの距離が遠いために、ヘッド磁場勾配が小

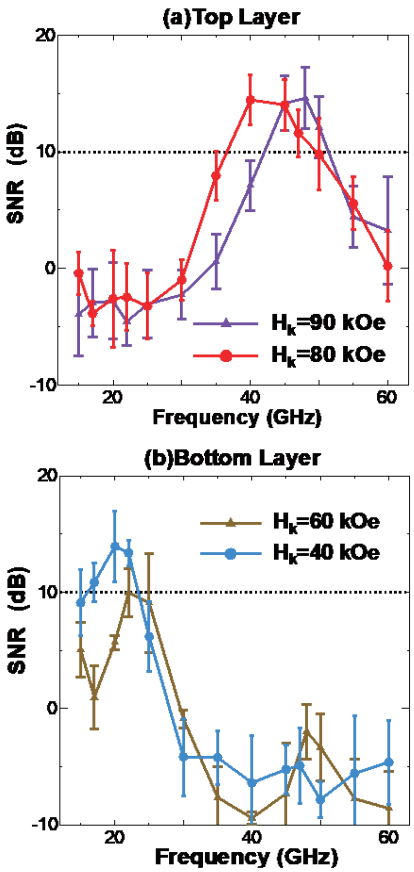


Fig 6. SNR of Granular Media vs STO Field Frequency (Bit Length = 40nm)

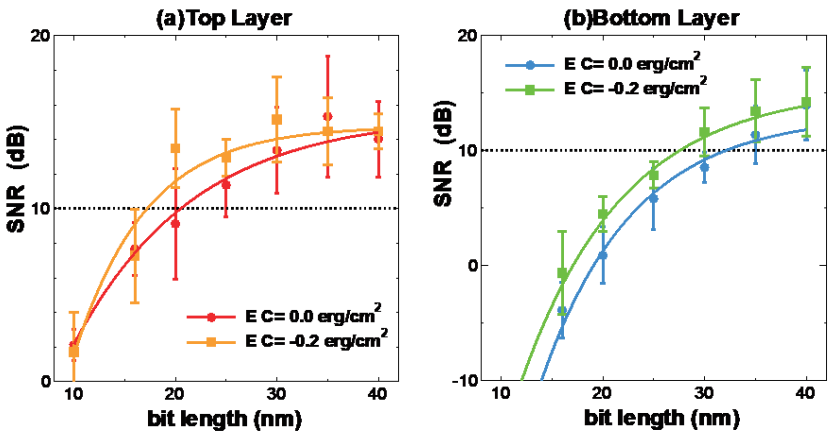


Fig 7. SNR of Granular Media vs Bit Length

さくなり、転移の広がりが大きくなることに起因していると考えられる。

それぞれの層においてフィッティングカーブを基準に、SNR が 10 dB を超えるところをビット長と決めるとする。上層と下層の間に交換結合が働いていないときは、上層のビット長は 21 nm、下層のビット長は 32 nm となる。上層と下層の間に-0.2 erg/cm^2 の交換結合が働いているときは、上層のビット長は 18 nm、下層のビット長は28 nm となり、交換結合を働かせることで上層は3 nm、下層は 4 nm 程度ビット長を短くすることができると考えられる。

4.結論

ECC 構造の単粒子とグラニュラ媒体それぞれについて、MAMR のヘッドを用いた書き込みのシミュレーションを行った。

単粒子での磁化反転では、上層と下層それぞれの反転可能な H_k を STO の高周波磁界の各周波数において計算した。下層の粒子を反転させる際に、上層の粒子の磁化の向きにより反転可能な H_k に差が生じることが分かった(ΔH_k)。ΔH_k の値は、上層と下層の間の交換結合の大きさによって異なり、どちらの層においても交換結合が正の値のときにはΔH_k は大きくなった。また、上層と下層の間に交換結合が働かないときよりも、適切な値で負の交換結合が働いているとき(反強磁性結合させたとき)の方が、ΔH_k を小さくすることができる。これは、静磁気相互作用の効果を、交換結合により発生する磁界で打ち消しているためである。

グラニュラ媒体を用いてトラックに記録し、SNR を計算した。上層では STO の高周波磁界の周波数が 40~45 GHz のときに最も SNR が大きくなり、下層では 20 GHz 程度のときに最も SNR が大きくなった。また、その最大値はどちらも 15 dB 程度であった。単粒子でのシミュレーションよりも最適な STO の高周波磁界の周波数が小さくなったが、それぞれの層で設定した H_kが、単粒子でのシミュレーションで求めた反転可能な H_kの最大値よりも小さいためである。

上層と下層の間の交換結合の影響は、ビット長が 40 nm の場合には上層ではほとんど無かったが、ビット長を短くした場合には、上層においても、特にビット長が 20~30 nm の範囲において SNR の大きさに差が生じ、上層と下層の間の交換結合が-0.2 erg/cm^2 のときの方が、SNR が良くなった。下層においては、ビット長の長さによらず、上層と下層の間の交換結合が-0.2 erg/cm^2 のときの方が、SNR が 3 dB 程度大きくなった。

仮に SNR を 10 dB のところを媒体のビット長とすると、上層と下層の間に-0.2 erg/cm^2 の交換結合を働かせることで上層は 3 nm、下層は 4 nm 程度ビット長を短くすることができると考えられる。

5.参考文献

1) J.-G. Zhu, X. Zhu, Y. Tang, *IEEE Trans Magn.*, **44**, 125 (2008).
2) G. Winkler et al., *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 232501 (2009).
3) S. Li, B. Livshitz, H. N. Bertram, E. E. Fullerton, V. Lomakin,, *J. Appl. Phys.*, **105**, 07B909 (2009).
4) J.-P. Wang, W. Shen, J. Bai, *IEEE Trans. Magn.*, 41, 3181-3186, (2005).
5) D. Suess, *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 113105 (2006).
6) S. Greaves, Y. Kanai,H. Muraoka,*IEEE Trans Magn*, **53**, (2017).
7) S. Greaves, *High Performance Computing on Vector Systems 2007*, **229-244**, Springer Berlin Heidelberg ISBN 978-3-540-74383-5
8) S. Greaves, Y. Kanai, H. Muraoka,*IEEE Trans Magn*, **41** (2005).
9) K. A. Seu, H. Huang, J. F. Lesoine, H. D. Showman, W. F. Egelholf, L. Gan, A. C. Reilly, *Appl. Phys. Lett* , **93** (2003).

2017年10月18日受理，2017年12月9日再受理，2018年2月9日採録

T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)., **2**, 5-9 (2018)

<Paper>

積層二層磁気記録媒体の再生分解能の補正

Compensation for readback resolution of dual-layer magnetic recording

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

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

Recently dual-layer MAMR recording is proposed to independently write data in each layer. Readback method by ferromagnetic resonance has been discussed to be available. In this study, a more convenient reading means with a regular shielded MR head was investigated for dual-layer recording based on calculations by reciprocity theorem. We propose the additional bottommost third layer, or assist layer, to equalize the response. Some calculations show that the three-layer recording is effective to apply the half-bit shift parallel recording method, which we reported in the past.

Key words: dual-layer recording, shielded MR head reading, reciprocity

1. はじめに

二層積層記録は積層化により記録面密度を倍増できる魅力的な方法であるが，記録ヘッドの磁界分布や記録媒体の保磁力分散などのためそれぞれの記録層に正確に分離して情報を書き込むこと自体が困難であった. 近年 MAMR の応用により二層積層記録層に独立に情報を書き込む可能性が明らかにされ[1]，精力的な検討が行われている．再生についても強磁性共鳴を用いた手法が提案されている[1]．ここではより簡便に通常の再生ヘッドを用いて積層記録磁化を分離復号する可能性を検討したが，二層からの磁界が重畳された再生応答からそれぞれの情報を判別することが課題となる. 本論文では，上下の積層記録層のスペーシングの差異によるロールオフ特性の補正について相反定理を用いて検討した．その結果, 記録層を 3 層化することで上下層のロールオフ特性を改善し，すでに提案している半ビットずらした並列記録方式を適用できる可能性を見出した.

2. 計算方法と二層分離再生

トラック幅は十分に広いと仮定して 2 次元の再生感度関数[2] を用いて相反定理により再生応答を求めた．孤立磁化転移は

$$My(x) = \tanh \frac{x}{\frac{\pi b}{2}}$$

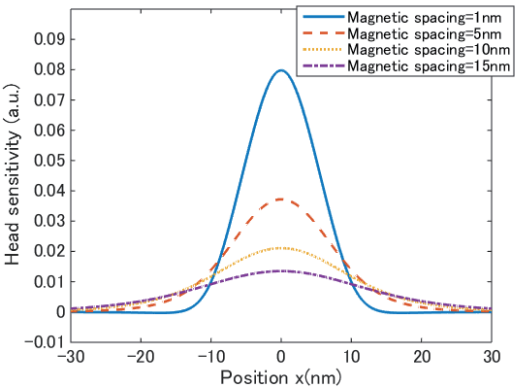


Fig. 1　Sensitivity functions of shielded MR heads for various magnetic spacing.

Table 1. Typical values for the calculation parameters.

Transition width, b	5 nm
Magnetic spacing, d	1-15 nm
MR sensor thickness	2 nm
Shield to shield gap, g	20 nm
Top layer thickness, δ_1	3 nm
Bottom layer thickness, δ_2	8 nm
Assist layer thickness, δ_3	5 nm
One-sided shield to sensor gap, t	9 nm
Distance between head surface and soft magnetic underlayer	L

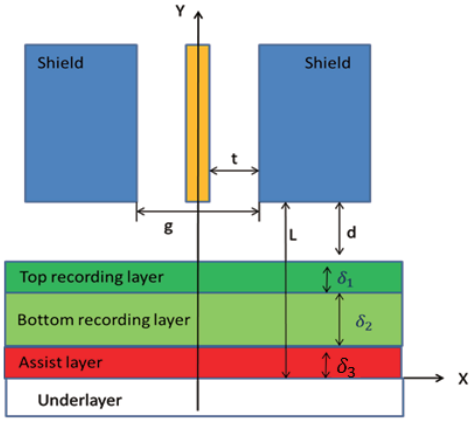


Fig. 2 Head and medium configuration with the assist layer.

で作成した．πb が転移中央に引いた接線が正負の飽和値をよぎる磁化転移幅である. Fig. 1 にこの再生感度関数を示す．磁気スペーシングを 1 nm から 15 nm まで 5 nm 間隔で変化させた．スペーシングが大きいほど半値幅が広がり再生感度が低下していることがわかる. 2 層再生を行うときにスペーシングロスの差により 1 層目と 2 層目の出力特性に差がある可能性が示唆される．このような場合，後述の復号方法では各層の振幅を分離して検出できないため, 両者のロールオフ特性を等しくすることが必要である．このた

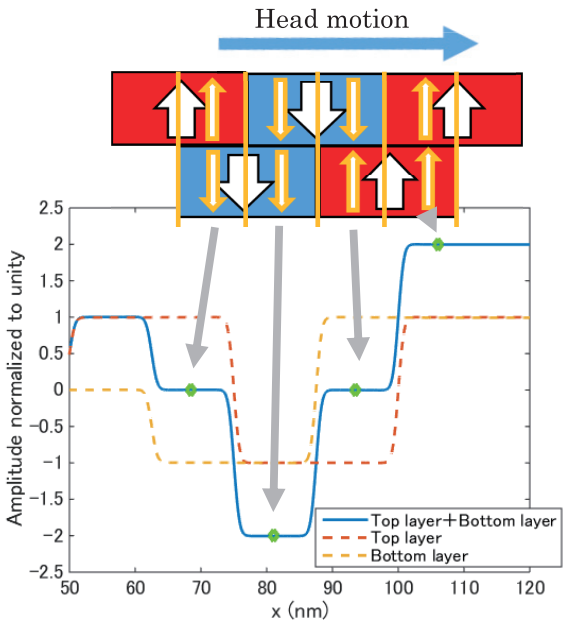


Fig. 3 Low density readback waveform for the top and bottom layer shifted by a half bit length.

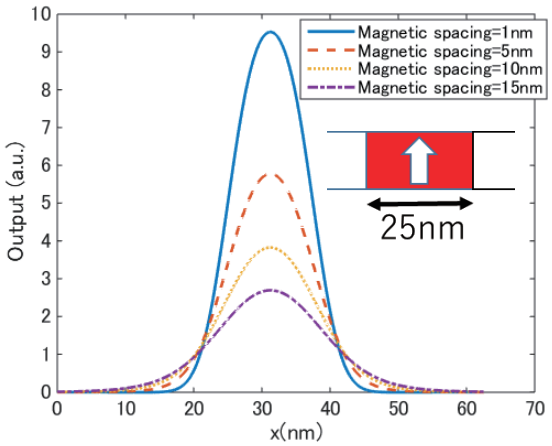


Fig. 4 Isolated readback waveform for bit "1" for various spacing. Bit length is 25 nm.

めにはヘッドに近い 1 層目の膜厚を薄くすることで相対的に 2 層目の出力を大きくして孤立振幅を補正できるが，今度はスペーシングロスの差のため両層の再生分解能が異なりロールオフ特性に差異が生じる．一方，Fig. 2 は今回提案するモデルであり 2 層目の下に 1 層目と同じ記録がされている層を補助層として設けて出力とロールオフを調節する．1 層目と補助層の出力を合わせることにより 1 層目を薄くしても出力を大きくできる．これは 1 層目と補助層の平均的なスペーシングロスを 2 層目に合わせると理解してもよい．

ここで 2 層同時読み取りを行う際，一般には 1 層目の記録磁化が上向きで二層目が下向きの場合と 1 層目が下向きで 2 層目が上向きの場合のいずれも出力が打ち消す方向なので判別不能となる．Fig. 3 の上部に示すように記録転移を半ビットずらして記録し，1 ビット中に 2 回サンプリングすれば，1 層目の最初のビットをあらかじめ決めておくことで，その後のビットも帰納法的に判別することができる．しかしこの方式を用いるためには上層と下層の

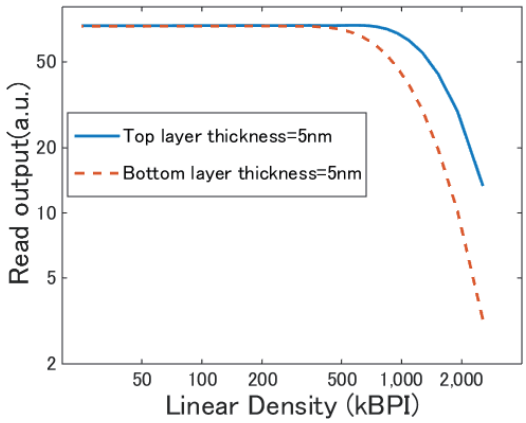


Fig. 5 Roll-off characteristics of thick upper and lower layer (5 nm) in dual-layer recording. Shield gap and magnetic spacing are 20 nm and 5 nm, respectively.

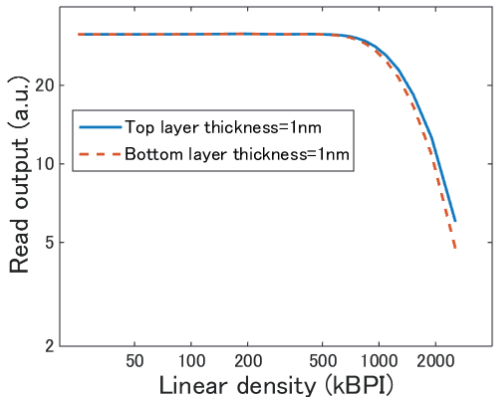


Fig. 6 Roll-off characteristics of thin (1 nm) dual-layer recording. Shield gap and magnetic spacing are 20 nm and 5nm, respectively.

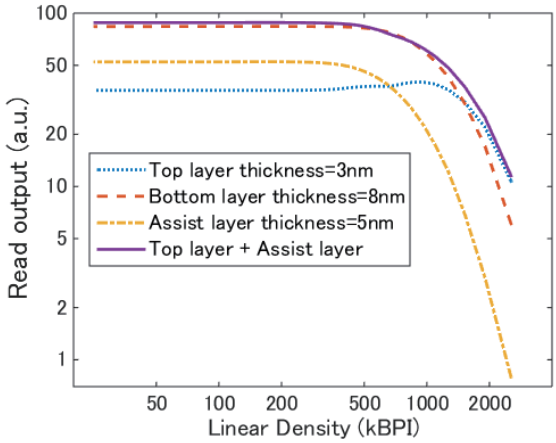


Fig. 7 Roll-off characteristics in the case of using an assist layer.

出力が等しいことが前提となっており，とくに高記録密度時においてスペーシングロスによる出力差が生じると復号できなくなる．

3. 結果

3. 1 孤立転移波形

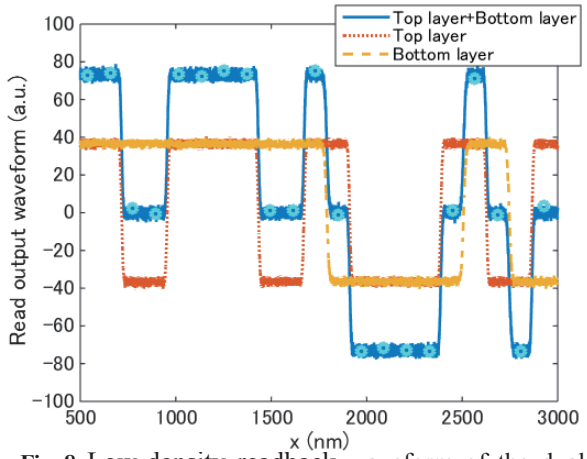


Fig. 8 Low-density readback waveform of the dual-layer recording (100kBPI).

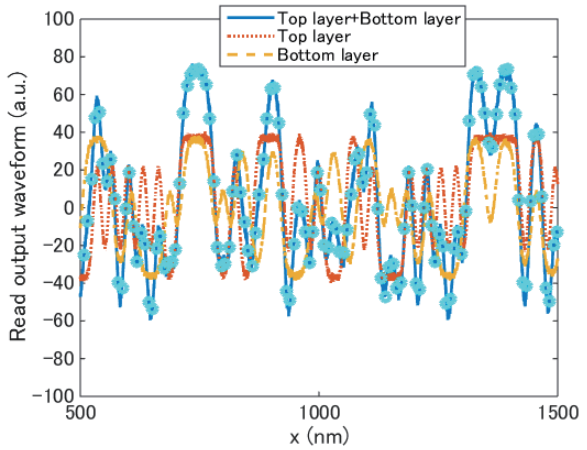


Fig. 9 High-density readback waveform of the dual-layer recording (1500 kBPI).

Fig. 4 は再生感度関数から相反定理を用いて得られるビット長 25 nm の磁化"1"に対する孤立再生波形である．わずか 5 nm のスペーシングロスでも再生波形のピーク振幅は大きく低下する．また高い記録密度でも振幅の最大値が低下する．各記録密度における振幅の最大値を示したロールオフでは記録密度の増加につれ再生振幅の最大値が小さくなるのを見ることができる．

3. 2 ロールオフ

2 層記録層のロールオフ特性の計算を行った．Fig. 5 は上層 5 nm，下層 5 nm 時のロールオフである．上層 5 nm 分だけ下層は再生ヘッドからの距離が離れるのでスペーシングロスが生じてしまい，下層の振幅が 500 kBPI 付近から低下していることがわかる．Fig. 6 は上層 1 nm，下層 1 nm 時のロールオフである．上層と下層の距離の差が少ないため高記録密度時にも振幅の差がほとんどみられない．しかしこの場合記録層が薄すぎるため十分な再生出力を得ることができない．これらに対して Fig. 2 で示した補助層モデルでの計算を行った． 3 層それぞれの厚さによってロールオフ特性が変化するので，3 層の厚さについて様々なパターンを検討した結果，上層記録層の薄膜化とロールオフバランスがとれる組み合わせの一例は上層 3 nm，下層 8 nm，補助層 5 nm であった．Fig. 7 はその際のロールオフ特性である．上層と補助層の合成ロールオフと下層の再生出力を近づけることができた．このことにより高記録密度においても振幅の差が抑えられかつ，十分な再生出力も得ることができるため誤りの少ない復号が期待できる．

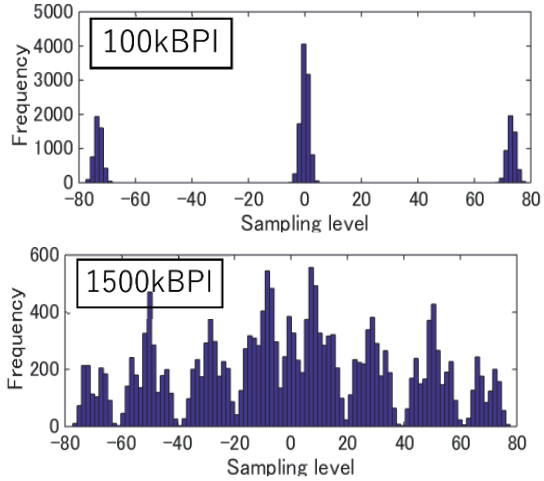


Fig. 10 Sampled-amplitude histogram of the dual-layer recording in low density (upper) and high density (lower). (Each layer thickness and SNR are 5 nm and 25 dB.)

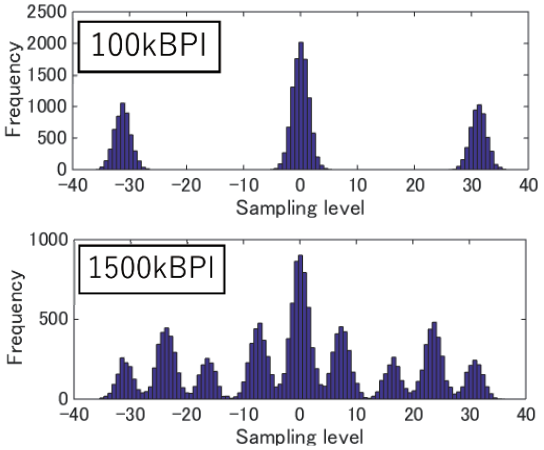


Fig. 11 Sampled-amplitude histogram of the dual-layer recording. (layer thickness=1nm, SNR=25 dB)

3. 3 連続記録

Fig. 8 は上層と下層がそれぞれ 5 nm で 100 kBPI の時の連続波形である．十分低い線密度ではビット検出点で見た場合磁化が上下に同じ向きと互いに打ち消し合う場合の 3 値をとることがわかる．一方 Fig. 9 は層の厚さは同様で 1500 kBPI の時の連続波形である．高記録密度になると各層のロールオフが大きく異なるため符号間干渉の影響で検出点のレベルが複雑な分布になり大きなばらつきが生じており，この影響により両者の加算信号からの復号が困難となることが考えられる．本来，符号間干渉の影響を少なくするために PRML 方式等での復号の検討が必要であるが，簡便のためビットの中心点のばらつきを見るヒストグラムの計算を行った．

3. 4 検出点振幅ヒストグラム

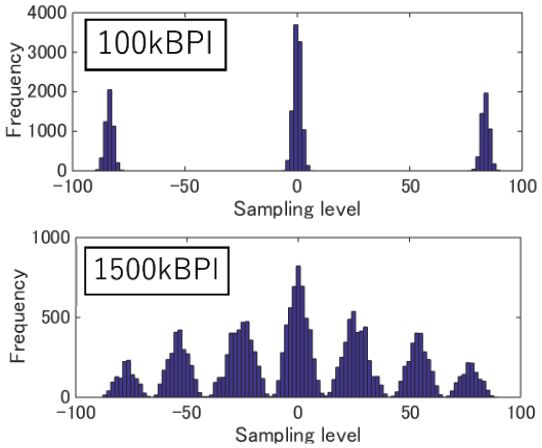


Fig. 12 Sampled-amplitude histogram of the layered medium with an assist layer. SNR is 25 dB. Linear densities are 100 kBPI (upper) and 1500 kBPI (lower).

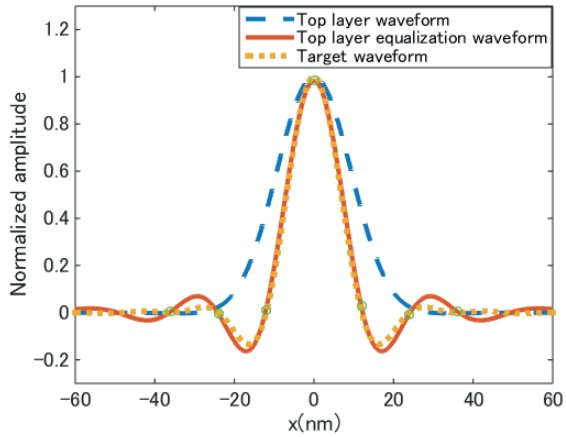


Fig. 13 Equalized isolated waveform of the top layer output in dual-layer recording. Each layer thickness is 5 nm.

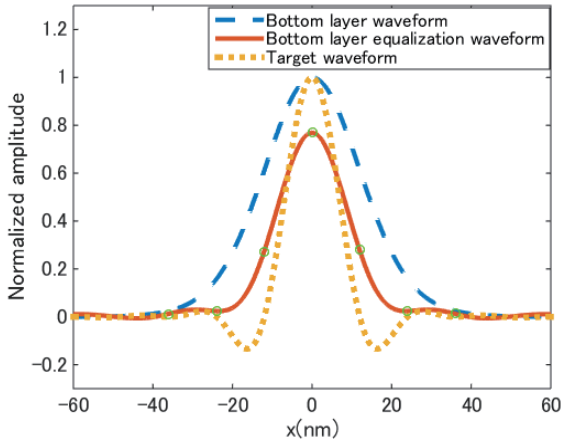


Fig. 14 Equalized isolated waveform of the bottom layer output with the tap-gains obtained for top layer equalization.

Fig. 10 は上層と下層それぞれ 5 nm 厚の合計出力波形の検出点振幅でのサンプリング値のヒストグラムである．100 kBPI の時は振幅の差がほぼないため 3 値をとり復号可能であるが 1500 kBPI の時は上述のようにロールオフ特性の違いによる複雑な符号間干渉による振幅差の影響でヒストグラムに大きなバラつきがみられ復号が困難となっている．

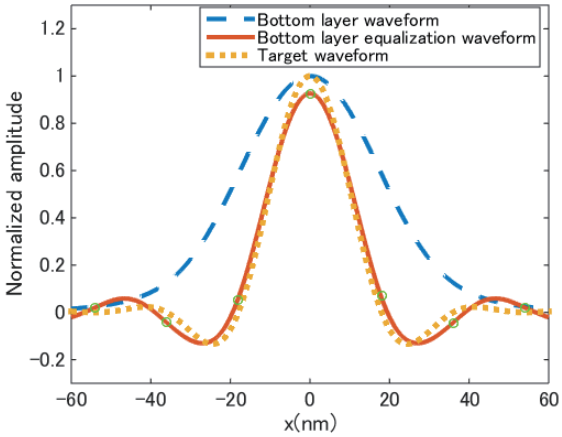


Fig. 15 Equalized isolated waveform of the readback output from the bottom layer and the assist layer.

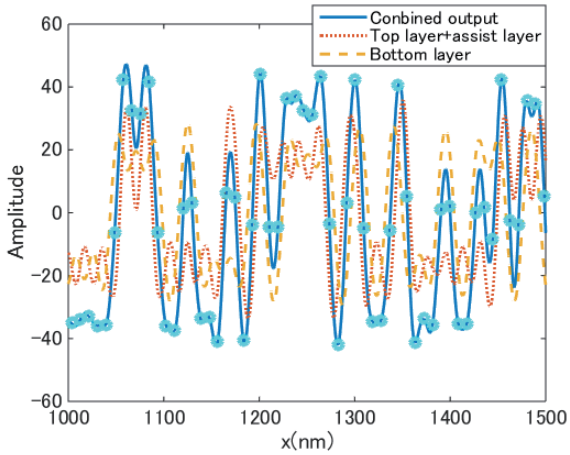


Fig. 16 Equalized waveform for high density (1500 kBPI) using an assist layer.

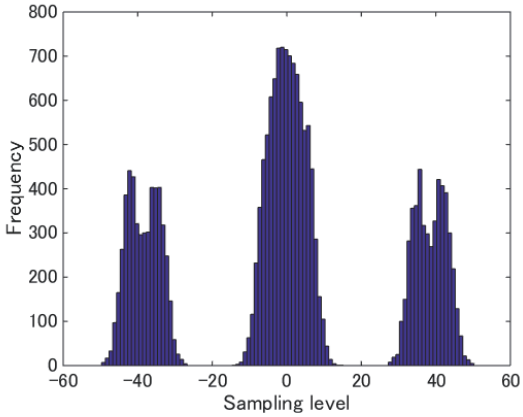


Fig. 17 Histogram of sampled readback amplitude of the bottom layer and the assist layer. (1500 kBPI, SNR=25 dB)

また，Fig. 11 は両層厚とも 1 nm のときのヒストグラムを示したものである．100 kBPI の時は 5 nm の時と同様に振幅の差がほとんどないため 3 値となり復号が可能である．しかし再生出力が小さいためノイズの影響を大きく受けヒストグラムの幅が大きくなっている．一方 1500 kBPI の時にはロールオフの差が小さいため

ばらつきが抑えられることが分かる.

Fig. 12 は補助層を用いた際の検出点振幅値のヒストグラムである. 100 kBPI の時は 2 層だけのときと同様に 3 値であり, ノイズの影響も小さい. 1500 kBPI では両層の出力がほぼ等しくなっているため 2 層のヒストグラムと比較しても Fig. 10 に比べてバラつきが小さくなっていることがわかる. このことより補助層を用いることでヒストグラムの改善が見込めることがわかった.

3.5 波形等化

PRML 方式を用いた復号にむけてトランスバーサルフィルタでの等化シミュレーションを行った. 上層厚と下層厚が各々5 nm の場合で上層の再生波形を元にタップ係数を設定して等化した場合 Fig. 13 のように概ね等化できている一方, Fig. 14 のように下層はスペーシングロスによる波形の違いにより等化誤差が大きい. それに対して補助層を用いた場合上層+補助層の再生波形をもとにタップ係数を設定し等化した場合, Fig. 15 のように下層の等化誤差も小さくできた. 実際にランダム入力符号で生成したビット列に対する 1500 kBPI の連続再生波形を等化したものを Fig. 16 に, この等化波形の検出点サンプリング値をヒストグラムに表したものを Fig. 17 に示す. ヒストグラムが大きく 3 値に分離していることから復号可能であると考えられる. 以上より補助層を用いて波形等価を行うことにより通常の MR 再生ヘッドによる二層積層記録の復号の可能性を示すことができた.

4. 結論

積層二層記録において、通常の MR ヘッド再生によって上下層を分離して復号することを試みた. 二層の記録ビットを半ビット長ずつずらして再生することで, 二層で別々の信号検出を可能にしたが, スペーシングロスにより上層と下層の応答特性が異なることが問題となった. そこで補助層を下層の下に設けて三層構造として, 薄膜化した上層と補助層の合計再生出力とし、下層を厚くしてもう一つの再生出力とすることでロールオフ特性を等しくできた. また同じ等化器によって上下層の等化が可能となり, 復号可能性の見通しを得ることができた.

References

1)H. Suto, T. Nagasawa, K. Kudo, T. Kanao, K. Mizushima, and R. Sato, *Phys. Rev.* **2016.**
2)H. Muraoka, Y. Sugita, and Y. Nakamura, *IEEE Trans. Magn.*, **35, 5, 2235, 1999.**

Received Oct. 16, 2017; Accepted Jan. 18, 2018

T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)., **2**, 10-14 (2018)

<Paper>

スピントルク発振素子を用いた２層の反強磁性結合記録磁化における選択的共鳴読み出し：マイクロマグネティックシミュレーション

Micromagnetic Simulation of Selective Resonance Reading from Double-Layer Antiferromagnetically-Coupled Recording Magnetization Using Spin-Torque Oscillator

金尾太郎[†]・首藤浩文・永澤鶴美・水島公一・佐藤利江
東芝研究開発センター，神奈川県川崎市幸区小向東芝町１（〒212-8582）

Taro Kanao[†], Hirofumi Suto, Tazumi Nagasawa, Koichi Mizushima, and Rie Sato
Corporate Research & Development Center, Toshiba Corporation, *1, Komukai-Toshiba-cho, Saiwai-ku, Kawasaki 212-8582, Japan*

A reading method that uses a spin-torque oscillator (STO) and the ferromagnetic resonance (FMR) of a recording layer has been proposed for three-dimensional magnetic recording. With this reading method (or resonance reading), a recording layer to be read is selected by matching the oscillation frequency of the STO to the FMR frequency of the recording layer. By micromagnetic simulation, we demonstrate layer-selective resonance reading from double-layer antiferromagnetically-coupled recording magnetization. FMR excitation is selectively induced in each recording layer by tuning the magnetic field and current for the STO. At the FMR, the oscillation power of the STO decreases because of additional dissipation by the FMR, which is used for the reading. Reading within a time scale of 1 ns is demonstrated by simulations in which the STO moves over the recording magnetization.

Key words: three-dimensional magnetic recording, read head, ferromagnetic resonance, spin-torque oscillator, micromagnetic simulation

1. はじめに

磁気記録の記録密度を向上させる技術として，複数の記録層をもつ３次元磁気記録が提案されている[1)~3)]．３次元磁気記録での読み出し方法として，我々はスピントルク発振素子(spin-torque oscillator, STO)によって記録層に誘起されるFMR (ferromagnetic resonance)を利用した共鳴読み出しを提案してきた[4)]．STOは10 nmから数10 nmの磁気抵抗素子であり，直流電流によるスピントルクにより磁化が発振する[5)]．発振により近傍にマイクロ波磁場が生じ，同時に磁気抵抗効果によりマイクロ波帯の電気信号が出力される．STOの発振周波数が記録層のFMR周波数に近いとき，マイクロ波磁場により記録層に大きな磁化振動が誘起され，STOの発振が影響を受ける．３次元磁気記録では各記録層のFMR周波数を異なるようにし，STOと記録磁化の間の周波数に依存する相互作用を利用して選択的に各層の磁化方向を読み出すことができる[3)]．

これまでに磁性多層膜でのFMR測定により層選択的な読み出しが可能であることが示されてきた[6), 7)]．さらにSTOを用いた共鳴読み出しの原理実証実験が，STOと記録磁化を近接させた素子で行われている[4)]．また，マイクロマグネティックシミュレーションにより共鳴読み出しに適したSTOが提案され，記録磁化が１層の場合に読み出しの際の磁化ダイナミクスが調べられている[8)]．

本論文では記録層が２層ある場合に選択的共鳴読み出しが可能であることをマイクロマグネティックシミュレーションにより示す．シミュレーションの設定を示した後，まず，STOによる各記録層の磁化振動の選択的励起とSTOの応答をみる．次に，記録磁化に読み出し磁場を加えることで記録層の磁化方向が判別できることを確認する．最後に，STOを記録層の上で移動させたシミュレーションを行い，各記録層の磁化方向に依存したSTOの応答が1 nsのオーダーの時間内に得られること示す．

2. シミュレーションの設定

Fig. 1に，STOと２層の記録磁化(recording magnetization, RM)の設定を示す．磁気ヘッドでのTMR (tunnel-magnetoresistive)センサの配置[9)]を模して，STOの各層を記録磁化の各層に対して垂直に向けた．STOとして，面外発振自由層・面内固定層をもったSTOを用いた．このSTOでは磁気抵抗効果による出力信号が大きい[10)]．また，大きなマイクロ波磁場が発生する［cf. マイクロ波アシスト磁気記録[11), 12)]］．STOには面直方向に電流Iと外部磁場H_x^{STO}を加えており，発振パワーと

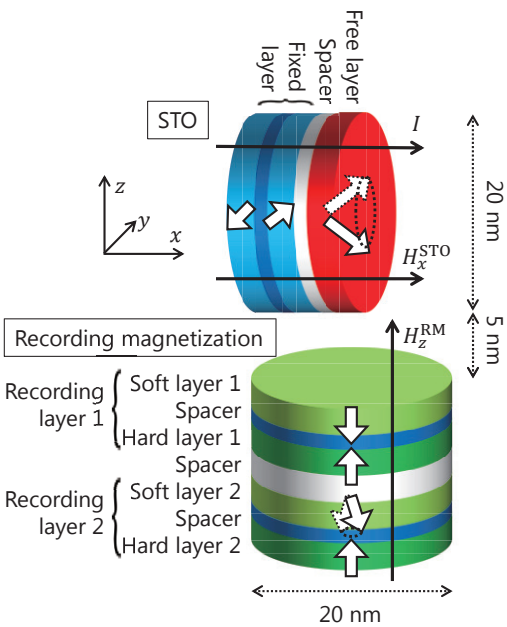


Fig. 1 Schematic of spin-torque oscillator and double-layer recording magnetization.

Table 1 Parameters for STO.

Layer	Thickness (nm)	Gilbert damping	Saturation magnetization (kemu/cm^3)	Perpendicular magnetic anisotropy (Merg/cm^3)	Interlayer coupling (erg/cm^2)
Free layer	2	0.01	1.2	6.0	—
Spacer	1	—	—	—	0
Fixed layer 1	2	—	0.8	—	—
Spacer	1	—	—	—	—
Fixed layer 2	2	—	0.8	—	—

Table 2 Parameters for recording magnetization.

Layer	Thickness (nm)	Gilbert damping	Saturation magnetization (kemu/cm^3)	Perpendicular magnetic anisotropy (Merg/cm^3)	Interlayer coupling (erg/cm^2)
Soft layer 1	2	0.02	1.2	7.0	—
Spacer	1	—	—	—	−2.0
Hard layer 1	2	0.02	0.67	7.0	—
Spacer	2	—	—	—	0
Soft layer 2	2	0.01	1.2	6.0	—
Spacer	1	—	—	—	−2.0
Hard layer 2	2	0.02	1.99	29.0	—

発振周波数を調整した．固定層は 2 層の磁性層からなり，互いの漏れ磁場を打ち消すように磁化が反対方向を向いた反強磁性配置を取っている．この磁化配置により漏れ磁場の発振への影響を減らしている．ただし，x方向の磁場H_x^{STO}による面直方向への磁化の立ち上がりをモデル化するために，自由層に隣接する側の固定層磁化をy方向から 5° だけx方向に傾けて固定した．この面直方向への傾きにより，STO の発振閾電流が小さくなる[13), 14)]．記録磁化には STO に近い側から記録層 1 と記録層 2 があり，各記録層は反強磁性結合した 2 層の磁性層からなっている．2 層の磁性層はそれぞれ垂直磁気異方性が小さいソフト層と大きいハード層からなる．ソフト層は STO の発振周波数と近い FMR 周波数をもち読み出しに用いられる．ハード層は十分高い垂直磁気異方性をもち情報を保持する．ハード層の FMR 周波数はソフト層に比べて十分高く，STO の発振周波数近くではほとんど磁化振動が励起されない．Fig. 2(a)に示すように，各記録層はソフト層とハード層の磁化が反対方向を向いた 2 通りの安定な磁化配置をとる．この配置により漏れ磁場が小さくなり，周りの磁化への影響が抑えられる．以下ではこれら 2 通りの磁化配置をソフト層の磁化の向きに応じてそれぞれ down, up と呼ぶ．記録層の磁化の向きに依存して FMR 周波数が異なるようにするために[Fig. 2(b)]，記録磁化には読み出し磁場H_z^{RM}をz方向に加える[4)]．

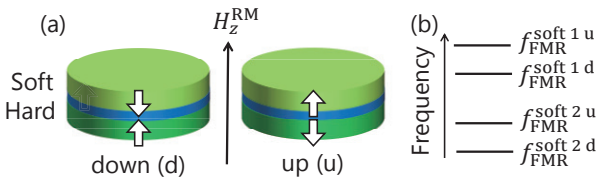


Fig. 2 (a) Down and up states of recoding layer. (b) Schematic of distribution of FMR frequencies of soft layers in down and up states under reading field.

STO と記録磁化はともに直径 20 nm の円柱状とした．記録磁化のサイズは 1 層当たりの記録密度 2 Tbit/inch^2 を目安に，1 つの代表値として選んだ．直径 20 nm の円を平面上に最密に敷きつめると（六方充填），密度は 1.86 Tbit/inch^2 となる．STO のサイズは空間分解能や共鳴時の応答の観点から記録磁化と同程度の値を選んだ．STO と記録磁化の距離は 5 nm であり，STO 自由層が記録磁化の中心直上にある．

Table 1 と Table 2 に STO と記録磁化のパラメータを示す．また，すべての磁性層の交換スティッフネス定数を 1.6 μerg/cm としている．STO のパラメータは TMR 膜からなるものを念頭に設定した．スピン分極率は 0.65 とした．簡単化のため，固定層に磁化ダイナミクスはないとした．記録磁化については次のように設定した．理由については後述する．ソフト層 2 の垂直磁気異方性をソフト層 1 より小さくした．Table 2 のパラメータでは微小な磁化振動により求めたソフト層 1, 2 の FMR 周波数はそれぞれ 12.9 GHz, 7.3 GHz となった．ソフト層 2 のギルバート緩和定数は 0.01，ソフト層 2 以外は 0.02 とした．ハード層 1, 2 の飽和磁化をソフト層に比べてそれぞれ小さく，または大きくした．各ハード層の垂直磁気異方性は，膜で評価した有効垂直磁気異方性定数$K_{\mathrm{u}}^{\mathrm{eff}}$による熱安定性定数$\Delta = K_{\mathrm{u}}^{\mathrm{eff}}V/(k_{\mathrm{B}}T)$が 60 以上になるように設定した．ここで$V$はハード層の磁化の体積，$k_{\mathrm{B}}$はボルツマン定数，$T = 300$ K は温度である．（ただし以下のシミュレーションでは有限温度における磁化の熱ゆらぎの影響は取り入れていない．）膜の場合$K_{\mathrm{u}}^{\mathrm{eff}} = K_{\mathrm{u}} - 2\pi M_{\mathrm{s}}^2$より，飽和磁化$M_{\mathrm{s}}$が大きいほど大きな垂直磁

気異方性定数K_uが必要となる．Table 2 のパラメータで Fig. 1 の円柱状の形状において求めたハード層 1，2 の FMR 周波数はそれぞれ 68 GHz, 34 GHz だった．

ソフト層 2 の垂直磁気異方性とギルバート緩和定数を上述のように選んだのは，STO から離れた位置にあるソフト層 2 の共鳴による STO の応答をなるべく大きくするためである．より小さな垂直磁気異方性を用いることで，STO から加わる振動磁場の影響をより大きくできる[15]．ギルバート緩和定数に関しては複数の値においてシミュレーションを行い，STO の応答が最大となる 0.01 を選んだ．これより大きな値の場合にはソフト層に励起される磁化振動が小さくなり STO への影響が小さくなる．一方，値がより小さい場合には磁化振動は大きくなるものの，緩和が小さいため STO の振幅の減少幅は小さくなる．ソフト層 2 以外のギルバート緩和定数は典型的な値を採用した．

各ハード層の飽和磁化を上述のように選んだのは，各ソフト層の FMR 周波数が記録磁化の磁化方向（4 通りの安定な反強磁性配置）によらないようにするためである．ハード層 1 の飽和磁化を小さくすることで，ソフト層 2 の位置における記録層 1 からの漏れ磁場を打ち消すことができる．同様に，ハード層 2 の飽和磁化を大きくすることで，ソフト層 1 の位置における記録層 2 からの漏れ磁場を打ち消すことができる．この結果，ハード層 2 では飽和磁化が現実の物質に比べて大きくなったが，モデルとしてこの値を用いた．ハード層 2 をより厚くすることや，ソフト層の飽和磁化を小さくすることにより，小さい飽和磁化で同等の状態を実現できる．また，前述のハード層の FMR 周波数は現状のマイクロ波アシスト磁化反転の観点では高いが，膜では有効垂直磁気異方性定数が過小評価されるため，K_uをより下げて FMR 周波数をより低くすることはできる．

3. シミュレーション結果

マイクロマグネティックシミュレーションには当研究グループで開発してきたシミュレータを用いた[16]．今回シミュレーションを行った条件では，STO の自由層磁化は面外発振を，記録磁化の各ソフト層の磁化はz方向を軸とした歳差運動を示した．ハード層の磁化振動の振幅は小さかった．磁化振動の際，それぞれの磁化は空間的に一様だった．したがって以下では各磁化の状態を，飽和磁化で規格化した磁化の空間平均により表す．特にy成分m_yに注目する．これは，固定層の磁化がほぼy方向を向いているためy成分が磁気抵抗効果により電気信号として出力されるからである．

まず，STO による各記録層の磁化振動の選択的励起と対応する STO の応答をみる．Fig. 3 に，電流 0.1 mA を加えて STO を発振させたときの，STO の発振周波数[Fig. 3(a)]と， STO 自由層と記録磁化ソフト層 1，2 のm_yの発振パワー[Fig. 3(b)]の，外部磁場H_x^{STO}依存性を示す．ここで，シミュレーションは 10 ns 間おこない，発振パワーは$[m_y(t)-\overline{m_y}]^2$の時間平均とした．$\overline{m_y}$は$m_y(t)$の時間平均である．発振パワーは磁化が静止しているとき 0 に，磁化がx- y（またはy- z）平面内で面外発振しているとき 0.5 になる．図には STO のみの場合と，STO と記録磁化が Fig. 1 の配置にあり記録層 1, 2 の磁化配置がともに down (Fig. 2 参照)の場合の結果を示した．ここでは読み出し磁場H_z^{RM}はゼロである．Fig. 3(a) に

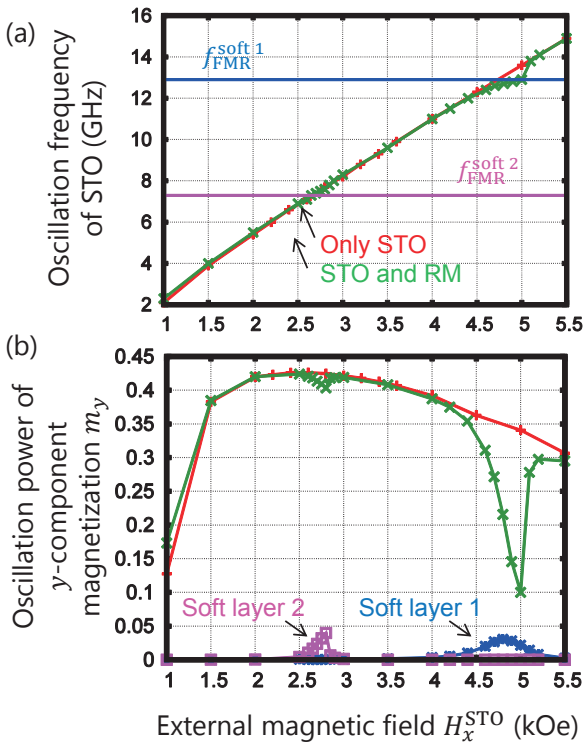


Fig. 3 (a) Oscillation frequency of STO and (b) oscillation power of y-componet magnetization of STO free layer and soft layers of recording magnetization as function of x-direction external field for current $I = 0.1$ mA and no reading field. Recording layers 1 and 2 are in the down state.

は各ソフト層の FMR 周波数も示した．STO の発振周波数はH_x^{STO}を大きくするにしたがってほぼ線形に増加していき，STO の発振周波数が各ソフト層の FMR 周波数に近くなったとき，STO との磁気双極子相互作用によりソフト層に磁化振動が励起され，同時に STO の発振パワーが減少していることがわかる．STO の発振パワーが減少するのは，STO とソフト層磁化が共鳴的に同期振動し，STO に対する実効的な緩和が増加したためである．この結果から，STO の発振周波数を変えることにより，各記録層に選択的に FMR を励起できることがわかる．

ソフト層 1 の FMR では，STO の発振パワーは大きく減少した．ソフト層 2 では STO からより遠く離れているため磁気双極子相互作用が小さく，FMR が励起されたときの STO の発振パワーの応答はソフト層 1 の場合に比べて小さい．

そこで，STO から遠いソフト層 2 において FMR が励起されたときの STO の発振パワーの変化を相対的に大きくするために，次のように STO に加える電流を小さくした．Fig. 4 に電流が$I = 0.05$ mA のときの，STO と記録磁化ソフト層 2 のm_yの発振パワーのH_x^{STO}依存性を示す．電流が 0.1 mA の場合[Fig. 3(b)]と比べると，STO の発振パワー自体は小さくなっているが，共鳴時の STO の応答は相対的に大きくなっている．STO の応答が相対的に大きくなるのは，電流が発振閾値に近づき，ソフト層の FMR による緩和の影響を受けやすくなったためである．また，STO の発振パワーの変化は STO と記録磁化の位置関係にも依存して大きくなる．Fig. 4 に示すように，STO の自由層が記録磁化の左端(Edge)の上

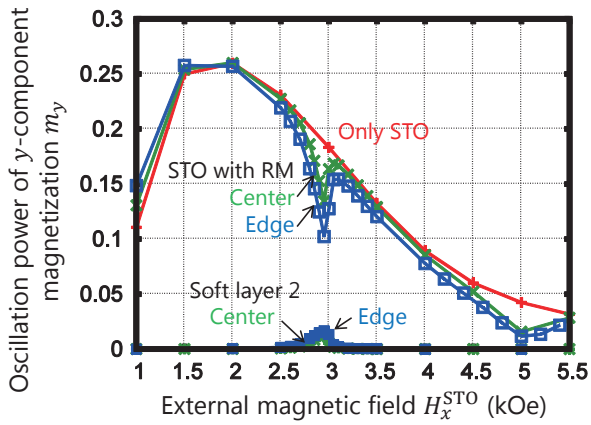


Fig. 4 Oscillation power of y-componet magnetization of STO free layer and soft layer 2 as function of x-direction external field for current $I = 0.05$ mA and no reading field. Recording layers 1 and 2 are in down state.

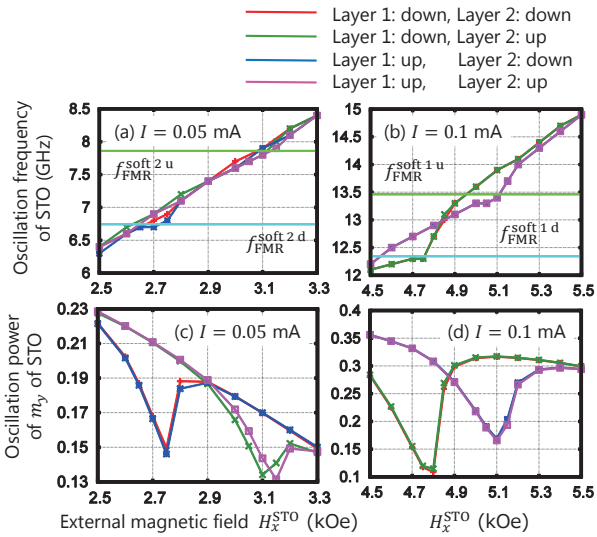


Fig. 5 (a)(b) Oscillation frequency of STO and (c)(d) oscillation power of y-componet magnetization of STO as function of x-direction external field for reading field 0.2 kOe and for current (a)(c) $I = 0.05$ mA and (b)(d) $I = 0.1$ mA. Results for four antiferromagnetically-coupled magnetization states of recording magnetization are shown.

にあるとき(中心から$-x$方向に9 nm移動したとき)，中心(Center)の上にあるときに比べてSTOの発振パワーの変化が大きくなった．この発振パワーの変化の増大は，STOが左端にある場合にはSTOから記録磁化に加わるマイクロ波磁場が円偏光的になり，マイクロ波磁場の回転の向きが，down方向を向いたソフト層の磁化の歳差運動の向きと一致するため，より大きな磁化振動がソフト層に励起されたことによる[17)~19)]．

次に，記録磁化に読み出し磁場$H_z^{RM} = 0.2$ kOeを加えて各記録層のFMRによるSTOの応答が磁場方向によって変化することを見る．Fig. 5に，記録磁化の4通りの安定な磁化配置に対してSTOの発振周波数[Fig. 5(a)(b)]および発振パワー[Fig. 5(c)(d)]のH_x^{STO}依存性を示す． Fig. 5(a)(b)にはそれぞれソフト層2と1の磁化配置down, upでのFMR周波数も示した．対応する磁化配置のとき，発振周波数がFMR周波数に近づくと(c)(d)のように発振パワーが

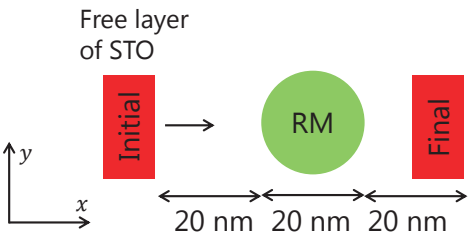


Fig. 6 Initial and final positions of STO free layer and position of recording magnetization.

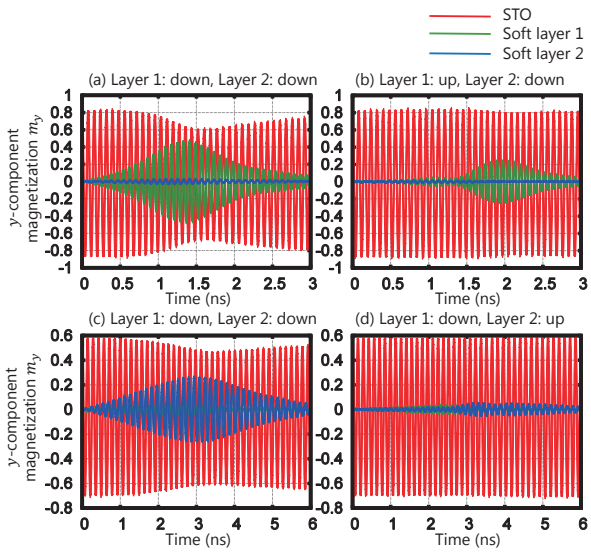


Fig. 7 Waveform of y-componet magnetization of STO free layer and soft layers of recording magnetization for reading field 0.2 kOe. (a)(b) For current $I = 0.1$ mA, x-direction external field 4.6 kOe, and velocity $V = 20$ m/s. Recording layer 2 is in down state, and recording layer 1 is in (a) down state and (b) up state. (c)(d) For current $I = 0.05$ mA, x-direction external field 2.75 kOe, and velocity $V = 10$ m/s. Recording layer 1 is in down state, and recording layer 2 is in (a) down state and (b) up state.

減少する．発振パワーが減少するH_x^{STO}の範囲は磁化配置がdownとupの場合に対して異なっている．したがってH_x^{STO}を調整することで一方の磁化配置の場合にのみにSTOの発振パワーを応答させることができ，磁化方向を判別することができる．さらに，Fig. 5(c)(d)ではFMRによる磁化振動を起こさないもう一方の記録層の磁化の向きによる影響がほとんど表れていない．したがって，STOの発振周波数を変化させることで各記録層を選択的に読み出すことができる．

最後に，STOを記録磁化の上で等速直線運動させた場合のシミュレーションを行い，ナノ秒オーダーの時間でSTOが応答できることを示す．Fig. 6に動かす際のSTOと記録磁化の位置関係を示す．STOの自由層が記録磁化から20 nm離れた地点より記録磁化へ向かって動き出し，記録磁化の中心直上5 nmを通過し，20 nm離れるまでのシミュレーションを行った．記録磁化には読み出し磁場$H_z^{RM} = 0.2$ kOeが加わっている．STOの設定を，記録層1または2を読み出す場合に対してそれぞれ$H_x^{STO} = 4.6$ kOe, $I = 0.1$ mAまたは$H_x^{STO} = 2.75$ kOe, $I = 0.05$ mAとした．この設定ではFig. 5(c)と5(d)のように，down配置の記録層に対して

STO が応答する. STO 自由層の初期条件は記録磁化がない場合の定常発振状態と同じコーン角（面直方向となす角）とした．記録層 1，2 を読み出す場合にそれぞれ55°, 35°である.

Fig. 7(a)と 7(b)に記録層 1 を読み出した場合の波形（STO 自由層のm_y）を示す．ここで STO の速さを$V = 20$ m/s としており，STO は 1 ns 間で記録磁化上を通過する．Fig. 7(a)のように，記録層 1 が down 配置のときソフト層 1 の磁化振動が励起され，STO の発振振幅が減少する．一方，Fig. 7(b)のように，up 配置のときはソフト層 1 の励起は小さく，STO の発振振幅はほとんど変わらない．また，どちらの場合もソフト層 2 の磁化振動の振幅は小さい．すなわち，STO の発振振幅は down 配置の記録層 1 に対して選択的に応答し，その応答は 1 ns のタイムスケールで起こることがわかる. この STO の応答を用いて記録層 1 の磁化の向きを知ることができる.

Fig. 7(c)と 7(d)に記録層 2 を読み出した場合の波形を示す. ここで，STO の速さを$V = 10$ m/s としており，STO は 2 ns 間で記録磁化上を通過する. STO の速さを$V = 10$ m/s と遅くしたのは，記録層 2 は STO から遠い位置にあるため STO との磁気双極子相互作用が小さく，ソフト層における磁化振動の励起と STO の発振振幅の応答に時間がかかるからである[8]．Fig. 7(c)のように，記録層 2 が down 配置のときソフト層 2 の磁化振動が励起されて STO の振幅が減少し，それ以外の場合にはソフト層 1，2 の励起は小さく，STO の振幅はほとんど変わらないという結果が得られた．したがって，記録層 1 の場合に比べて長い時間がかかるものの，記録層 2 についても磁化方向を知ることができる.

4. まとめ

面内固定層をもった面外発振 STO と 2 層の反強磁性結合した磁性層からなる記録磁化を用いた層選択的共鳴読み出しのマイクロマグネティックシミュレーションを行った．STO の発振周波数が各記録層の FMR 周波数に近いとき，STO の発振パワーが減少する応答が得られた．記録層に読み出し磁場を加えたとき各記録層の FMR 周波数が磁化方向に依存することを利用して磁化方向を知ることができる．STO と記録磁化を相対的に動かしたシミュレーションにより 1 ns オーダーの時間で STO の発振パワーの応答が起こることを示した.

謝辞　シミュレータを作成されこの研究に関して有益な助言を下さった工藤究氏に感謝する．本研究の一部は科学技術振興機構(JST)の研究成果展開事業「戦略的イノベーション創出推進プログラム（S-イノベ）」の支援によっておこなわれた.

References

1) G. Winkler, D. Suess, J. Lee, J. Fidler, M. A. Bashir, J. Dean, A. Goncharov, G. Hrkac, S. Bance, and T. Schrefl: *Appl. Phys. Lett.* **94**, 232501 (2009).
2) S. Li, B. Livshitz, H. N. Bertram, E. E. Fullerton, and V. Lomakin: *J. Appl. Phys.* **105**, 07B909 (2009).
3) H. Suto, K. Kudo, T. Nagasawa, T. Kanao, K. Mizushima, and R. Sato: *Jpn. J. Appl. Phys.* **55**, 07MA01 (2016).
4) H. Suto, T. Nagasawa, K. Kudo, K. Mizushima, and R. Sato: *Nanotechnology* **25**, 245501 (2014).
5) Z. Zeng, G. Finocchio, and H. Jiang: *Nanoscale* **5**, 2219 (2013).
6) T. Yang, H. Suto, T. Nagasawa, K. Kudo, K. Mizushima, and R. Sato: *J. Magn. Magn. Mater.* **332**, 52 (2013).
7) T. Yang, H. Suto, T. Nagasawa, K. Kudo, K. Mizushima, and R. Sato: *J. Appl. Phys.* **114**, 213901 (2013).
8) T. Kanao, H. Suto, K. Kudo, T. Nagasawa, K. Mizushima, and R. Sato: *J. Appl. Phys.* **123**, 043903 (2018).
9) H. Okamura and M. Hattori: Hard Disk Sochi no Kozo to Oyo (in Japanese), (CQ Shuppan, Tokyo, 2010).
10) H. Kubota, K. Yakushiji, A. Fukushima, S. Tamaru, M. Konoto, T. Nozaki, S. Ishibashi, T. Saruya, S. Yuasa, T. Taniguchi, H. Arai, and H. Imamura: *Appl. Phys. Express* **6**, 103003 (2013).
11) J.-G. Zhu, X. Zhu, and Y. Tang: *IEEE Trans. Magn.* **44**, 125 (2008).
12) S. Okamoto, N. Kikuchi, M. Furuta, O. Kitakami, and T. Shimatsu: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48**, 353001 (2015).
13) D. Houssameddine, U. Ebels, B. Delaët, B. Rodmacq, I. Firastrau, F. Ponthenier, M. Brunet, C. Thirion, J.-P. Michel, L. Prejbeanu-Buda, M.-C. Cyrille, O. Redon, and B. Dieny, *Nat. Mater.* **6**, 447 (2007).
14) T. Taniguchi, H. Arai, S. Tsunegi, S. Tamaru, H. Kubota, and H. Imamura, *Appl. Phys. Express* **6**, 123003 (2013).
15) H. Suto, K. Kudo, T. Nagasawa, T. Kanao, K. Mizushima, R. Sato, S. Okamoto, N. Kikuchi, and O. Kitakami: *Phys. Rev. B* **91**, 094401 (2015).
16) K. Kudo, H. Suto, T. Nagasawa, K. Mizushima, and R. Sato: *Appl. Phys. Express* **8**, 103001 (2015).
17) S. Okamoto, N. Kikuchi, and O. Kitakami: *Appl. Phys. Lett.* **93**, 102506 (2008).
18) J.-G. Zhu and Y. Wang: *IEEE Trans. Magn.* **46**, 751 (2010).
19) H. Suto, T. Kanao, T. Nagasawa, K. Kudo, K. Mizushima, and R. Sato: *Appl. Phys. Lett.* **110**, 262403 (2017).

2017年11月1日受理，2018年3月27日採録

T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)., **2**, 15-19 (2018)

<Paper>

$Co_{20}Fe_{80}$/Gd/$Gd_{21}Fe_{79}$ フリー層の電圧磁気異方性制御

Voltage Control of Magnetic Anisotropy in $Co_{20}Fe_{80}$/Gd/$Gd_{21}Fe_{79}$ Free Layers

上野鷹幸 [a)†]・船橋信彦 [b)]・金城秀和 [b)]・麻生慎太郎 [b)]・加藤大典 [b)]・青島賢一 [b)]・久我淳 [b)]・本橋光也 [a)]・町田賢司 [b)]

[a)] 東京電機大学大学院工学研究科，東京都足立区千住旭町 5 番（〒120-8551）
[b)] NHK 放送技術研究所，東京都世田谷区砧 1-10-11（〒157-8510）

T. Ueno [a)†], N. Funabashi [b)], H. Kinjo [b)], S. Aso [b)], D. Kato [b)], K. Aoshima [b)], K. Kuga [b)], M. Motohashi [a)] and K. Machida [b)]

[a)] Graduate School of Engineering, Tokyo Denki University, *5 Asahi-chou, Senju, Adachi-ku, Tokyo 120-8551, Japan*
[b)] Science & Technology Research Laboratories, Japan Broadcasting Corporation, *1-10-11 Kinuta, Setagaya-ku, Tokyo 157-8510, Japan*

The voltage-controlled magnetic anisotropy (VCMA) of the relatively thick $Co_{20}Fe_{80}$ (X nm)/Gd (Y nm)/$Gd_{21}Fe_{79}$ (9 nm) free layers on an MgO insulating layer was investigated for its application to optical devices. The VCMA change of the entire free layers was observed with a $Co_{20}Fe_{80}$/Gd layer of less than 1 nm, despite the estimated VCMA coefficient was 5.84 fJ/Vm at most. It can be attributed to the VCMA effect generated in the MgO/$Co_{20}Fe_{80}$ interface. The $Co_{20}Fe_{80}$/Gd film thickness dependence of the VCMA was evaluated, however it was mostly unchanged. On the other hand, the VCMA was greatly improved by inserting a Tb-Fe-Co underlayer between an electrode and an MgO insulating layer. The VCMA coefficient was increased to 21.8 fJ/Vm. We consider that the increase of VCMA effect was attributed by the improvement of the crystallization of the MgO/$Co_{20}Fe_{80}$ interface.

Key words: voltage-controlled magnetic anisotropy, magneto-optical kerr effect, magnetic tunnel junction, RE-TM alloy, optical device

1. はじめに

近年，電流を流すことなく，電圧によって磁化状態を制御する，電圧制御磁気異方性（VCMA）効果に関する研究が活発に行われている [1)~6)]．VCMA 効果は，絶縁層と強磁性体の界面に生じる電界によって磁気異方性が変化する現象であり，磁気メモリの低消費電力化などへの応用が期待されている．しかしながら，金属材料では，自由電子によって電界が遮蔽されるため，数原子層程度の薄膜でのみ，VCMA の報告がなされている [1)~6)]．これに対し，我々は，光学デバイスへの応用を目指して，磁気光学材料として知られる RE-TM 合金の Gd-Fe 薄膜に着目し，その VCMA 効果について研究を進めている．バルクと同程度の磁気光学効果を得るためには，10 nm 程度の膜厚が必要となるが，我々は過去の報告で，Tb-Fe-Co/MgO/Gd-Fe-MTJ 素子において，MgO 絶縁層と Gd-Fe フリー層との界面に，厚さ 1 nm 未満の Co-Fe/Gd 層を挿入することで，厚さ 9 nm の Gd-Fe フリー層において，垂直保磁力の変化や面内・垂直の磁化方向制御など，VCMA 効果が生じることを見出した [7)]．今回，Co-Fe/Gd/Gd-Fe フリー層の VCMA 効果における Co-Fe/Gd 層の効果を明らかにするため，Ag 電極上に製膜した MgO/Co-Fe/Gd/Gd-Fe において，Co-Fe/Gd 層の構成を変えた素子を作製し，VCMA 係数の改善を試みた．さらに，Ag 電極直上の素子と Tb-Fe-Co/MgO/Gd-Fe-MTJ 素子との比較により，Tb-Fe-Co/Co-Fe 下地層の挿入によって，VCMA 係数が増大することを明らかにしたので報告する．

2. 実験方法

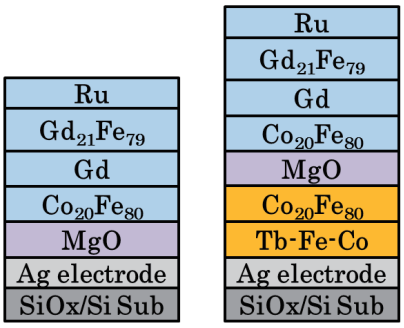
Fig. 1 に作製した試料の膜構成と試作した素子の顕微鏡像，および，測定系の概略図を示す．試料は，すべてイオンビームスパッタにて，表面熱酸化 Si 基板上に，室温で製膜した．Ag 電極[Ru (3 nm)/Ag (30 nm)/Ru (3 nm)]上に，絶縁層[MgO (3 nm)]，フリー層[$Co_{20}Fe_{80}$ (X nm)/Gd (Y nm)/$Gd_{21}Fe_{79}$ (9 nm)]，保護層[Ru (3 nm)]を直接製膜した素子を作製し，Ag 電極と MgO 絶縁層との間に[Tb-Fe-Co (10 nm)/$Co_{20}Fe_{80}$ (0.5 nm)]下地層を挿入した素子の結果 [7)]と比較した．$Gd_{21}Fe_{79}$ (9 nm)単層では VCMA 効果は発生しないため，厚さ 1 nm 未満の $Co_{20}Fe_{80}$/Gd 層を挿入した．$Gd_{21}Fe_{79}$ よりも飽和磁化の大きい $Co_{20}Fe_{80}$ を絶縁層の界面に挿入することで，$Co_{20}Fe_{80}$ に生じる VCMA 効果により，フリー層全体の異方性を制御することを考えた．$Co_{20}Fe_{80}$/Gd の層厚が異なる素子を作製し，VCMA 効果を評価した．また，MgO の結晶性向上による VCMA 効果の改善を期待して適用した，非晶質 Tb-Fe-Co 下地層の効果について検証した．

電子線描画とイオンビームミリングにより，フリー層を 10 μm 角の素子に加工した後，透明電極材料である In-Zn-O で上部透明電極を形成した．素子の評価には，マイクロカー測定装置を用いた．上部電極側をプラスとして素子に直流で±1.5 V までの電圧を印加した状態で，垂直方向の磁界を印加して，カーヒステリシスループを取得した．測定用レーザーのスポットサイズは 2 μmϕであり，波長は 658 nm とした．

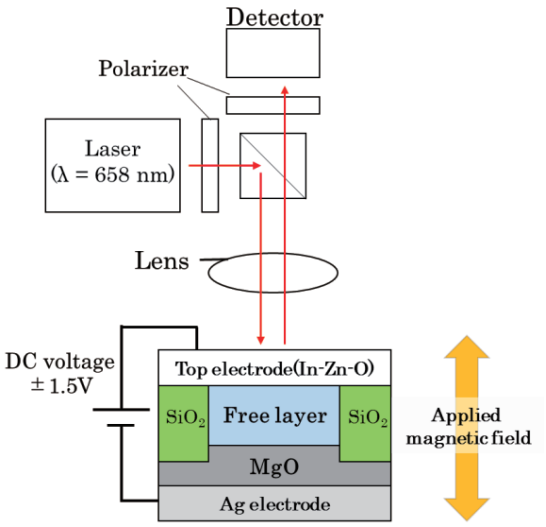
また，磁化容易軸が膜面内方向の素子については，規格化したカーループと飽和磁化 M_s の値を用いて式(1)より異方性エネルギーE を求めた後，印加電圧ごとの異方性エネルギーの変化量から

VCMA 係数を算出した[6]．ここで，μ_0は透磁率であり，M_sは試料振動型磁力計(VSM)を用いて測定した．

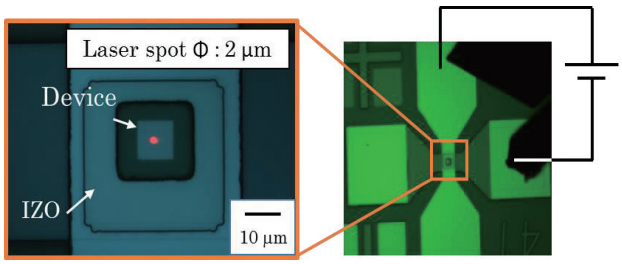
$$E = \mu_0 \int_0^{M_S} H\, dM \quad (1)$$



(a) Structure of film stacks



(b) Measurement set-up



(c) Micrographs of our device

Fig.1 (a) Structure of film stacks of fabricated devices. (b) A schematic illustration of our measurement set-up for VCMA. (c) Micrographs of our device.

3. 実験結果

3.1 $Co_{20}Fe_{80}$/Gd 層厚によるフリー層の磁気特性

$Co_{20}Fe_{80}$/Gd 層の膜厚が異なる素子を作製し，磁気特性を調査した．Fig. 2 に，Ag 電極上に MgO/$Co_{20}Fe_{80}$/Gd/$Gd_{21}Fe_{79}$ を製膜した素子において，$Co_{20}Fe_{80}$膜厚を 0.3 nm に固定し，Gd 膜厚を 0 nm, 0.1 nm および 0.2 nm とした素子，また，MgO/$Gd_{21}Fe_{79}$ を製膜した素子のカーヒステリシスループを示す．$Gd_{21}Fe_{79}$ 単層の場合，角型比 1，保磁力 805 Oe の垂直磁化を示すのに対し，$Co_{20}Fe_{80}$層を挿入することで，フリー層は面内磁化を示した．このことから，MgO 界面の $Co_{20}Fe_{80}$層は，Gd 層の有無によらず単体では面内磁化であると推測される．また，Gd 膜厚 0 nm において，飽和磁界 H_Sは 4.2 kOe であったが，Gd 膜厚を挿入することで垂直磁気異方性が誘起され，膜厚が増加するとともに，1.6 kOe まで減少した．次に，Gd 膜厚を 0.2 nm に固定し，$Co_{20}Fe_{80}$膜厚を 0.25 nm および 0.3 nm とした素子のカーヒステリシスループを Fig.3 に示す．$Co_{20}Fe_{80}$が薄くなると，H_Sが 1.6 kOe から 0.7 kOe に減少した．これらの結果から，$Co_{20}Fe_{80}$/Gd/ $Gd_{21}Fe_{79}$ フリー層では，1 nm にも満たない非常に薄い $Co_{20}Fe_{80}$/Gd 界面の膜構成に応じて，厚さ 9 nm の $Gd_{21}Fe_{79}$ 層を含めたフリー層全体の磁気異方性が大きく変化することがわかる．

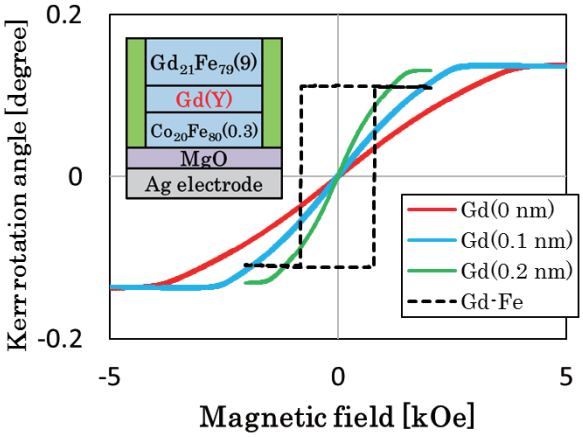


Fig.2 MOKE hysteresis loops of a Ag electrode /MgO/$Co_{20}Fe_{80}$(0.3 nm)/Gd(Y nm)/$Gd_{21}Fe_{79}$ and (dashed line) a $Gd_{21}Fe_{79}$ single layer devices.

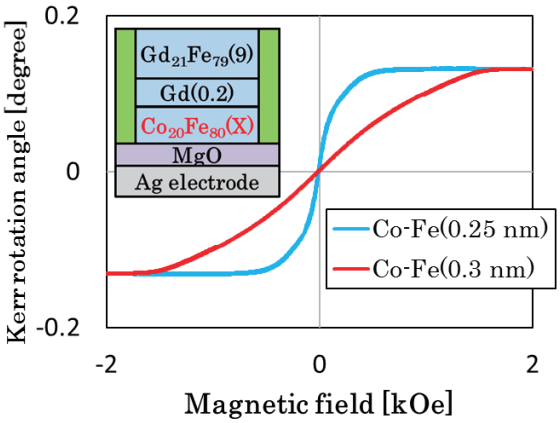


Fig.3 MOKE hysteresis loops of a MgO/$Co_{20}Fe_{80}$ (X nm)/Gd (0.2 nm)/$Gd_{21}Fe_{79}$ device.

3.2 $Co_{20}Fe_{80}$ (0.25 nm)/Gd (0.2 nm)/$Gd_{21}Fe_{79}$ (9 nm)フリー層に生じる VCMA 効果

作製した素子の中で，H_Sが最小であった $Co_{20}Fe_{80}$ (0.25 nm)/Gd (0.2 nm)/$Gd_{21}Fe_{79}$ (9 nm)フリー層の VCMA 効果を測定した．Fig.4 に，各印加電圧における磁気光学特性を示す．黒が印加電圧なし，赤が＋1.4 V，緑が－1.4 V の電圧印加時のカーヒステリシスループである．いずれも面内磁化を示したが，電圧印加によりループの傾きに変化が見られた．＋方向の電圧では，垂直磁気異方性は増加し，－方向の電圧では減少した．すなわち，これまで VCMA 効果が報告されている金属磁性体の数倍の厚さである 9 nm の $Gd_{21}Fe_{79}$を含むフリー層において，電圧印加による磁気異方性の変化が観測された．

規格化したループから VCMA 係数を求めたところ，5.84 fJ/Vm と他の報告に比べて小さな値を示した [4)-6)]．このことから，大きな VCMA 効果によって厚い膜の磁気異方性変化が観測されたのではなく，小さな VCMA 効果によって，フリー層全体の磁気異方性が変化したものと考えられる．

$Gd_{21}Fe_{79}$の M_sは 98.8 emu/cc であるのに対し，$Co_{20}Fe_{80}$ (0.25 nm)/Gd (0.2 nm)/$Gd_{21}Fe_{79}$ (9 nm)フリー層の M_sは 174.3 emu/cc と，膜厚 1 nm 未満の極薄膜を挿入しただけで，大きく増大する．$Co_{20}Fe_{80}$/Gd/$Gd_{21}Fe_{79}$ フリー層では，$Gd_{21}Fe_{79}$ よりも飽和磁化の大きい $Co_{20}Fe_{80}$が絶縁層の界面に挿入されることで，界面がフリー層全体の磁気異方性を支配している．今回の VCMA 効果は，この特殊な層構成によって実現されたと考えられる．

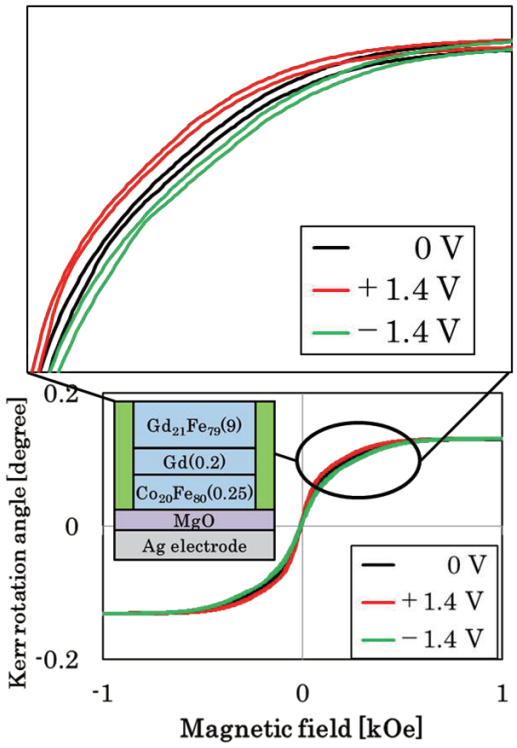


Fig.4 MOKE hysteresis loops of a $Co_{20}Fe_{80}$ (0.25 nm)/Gd (0.2 nm)/$Gd_{21}Fe_{79}$ free layer with and without an applied DC voltage. The figure above is an enlarged view.

3.3 $Co_{20}Fe_{80}$/Gd 層厚による VCMA 係数の変化

次に，$Co_{20}Fe_{80}$と Gd の膜厚が異なる素子を作製し，それぞれの VCMA 係数を算出した．$Co_{20}Fe_{80}$の膜厚は 0.25～0.5 nm，Gd の膜厚は 0.1～0.2 nm の範囲で変化させた．Fig.5 に，測定したカーヒステリシスループを示す．Fig.5(a)は Gd 膜厚を 0.2 nm に固定した上で $Co_{20}Fe_{80}$ 膜厚を 0.25～0.4 nm の範囲で変えた素子，Fig.5(b)は Gd 膜厚を 0.1 nm に固定した上で $Co_{20}Fe_{80}$膜厚を 0.3～0.5 nm の範囲で変えた素子の結果である．すべての素子は，面内磁化を示しており，$Co_{20}Fe_{80}$の膜厚が増えるほど，H_Sが増大することが分かる．Fig.6 に，VCMA 係数の飽和磁界依存性をプロットした．Gd 膜厚 0.2 nm の素子では，$Co_{20}Fe_{80}$の層厚が 0.25 nm から 0.4 nm に増えると，VCMA 係数が 5 から 10 fJ/Vm 程度に増加する．一方，Gd 膜厚 0.1 nm の素子では，膜厚による VCMA 係数の明確な変化はみられなかった．

$Co_{20}Fe_{80}$/Gd/$Gd_{21}Fe_{79}$ フリー層において，$Co_{20}Fe_{80}$ と $Gd_{21}Fe_{79}$ は，それぞれ面内および垂直磁化を示すが，それらの間に Gd を挿入することで，$Co_{20}Fe_{80}$に垂直磁気異方性が誘起される．$Co_{20}Fe_{80}$層を厚くすることで VCMA 効果の増大を狙ったが，$Co_{20}Fe_{80}$層を厚くし過ぎると，Gd 挿入によって誘起される垂直磁気異方性よりも $Co_{20}Fe_{80}$ による磁気的性質の影響が支配的となり，$Co_{20}Fe_{80}$/Gd/$Gd_{21}Fe_{79}$ フリー層の H_S が増大した．この場合，VCMA 効果を検出することは困難であった．

$Co_{20}Fe_{80}$/Gd/$Gd_{21}Fe_{79}$フリー層において VCMA 効果を増大する

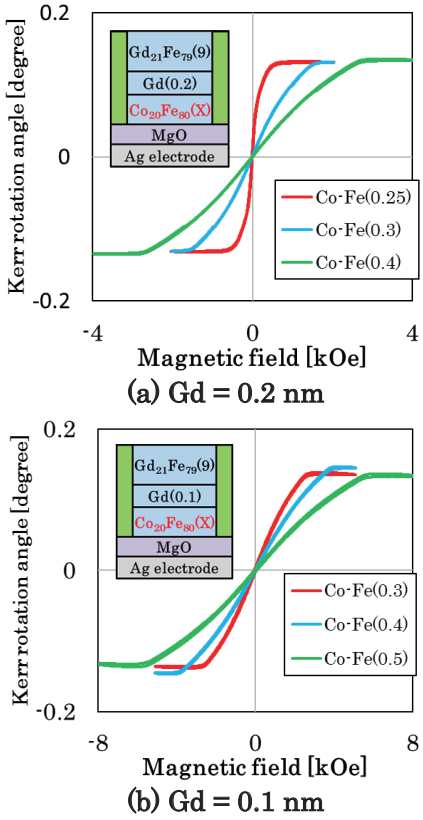


Fig.5 MOKE hysteresis loops of a MgO/$Co_{20}Fe_{80}$ (X nm)/Gd (Y nm)/$Gd_{21}Fe_{79}$ device. (a) Gd = 0.2 nm, (b) Gd = 0.1 nm.

ためには，Gd と $Co_{20}Fe_{80}$ の膜厚の組み合わせをうまく選択し，磁気異方性を調整する必要がある．しかしながら，この膜構成では，これ以上の向上は期待できないと考えられる．

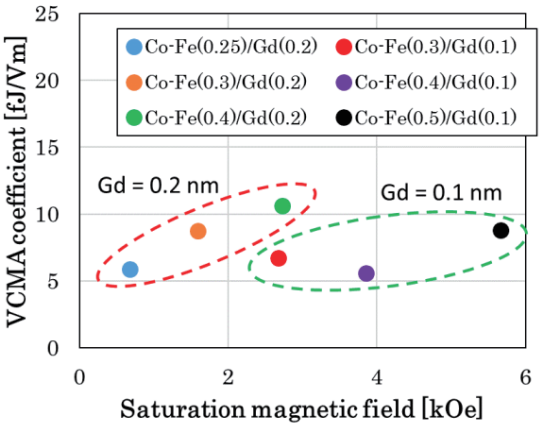


Fig.6 Dependence of VCMA coefficient – saturation magnetic field.

3.4 Tb-Fe-Co/$Co_{20}Fe_{80}$ 下地層による VCMA 効果の増大

Fig. 6 に示した VCMA 係数は，いずれも MgO 絶縁層の直下に Tb-Fe-Co/$Co_{20}Fe_{80}$ 下地層を有する素子[7] の値（21.8 fJ/Vm）と比較して半分以下であった．本項では，Tb-Fe-Co/$Co_{20}Fe_{80}$ 下地層の挿入による VCMA 効果の増大について検証する．

フリー層を，$Co_{20}Fe_{80}$ (0.25 nm)/Gd (0.2 nm)/$Gd_{21}Fe_{79}$ (9 nm) /Ru (3 nm)とし，Tb-Fe-Co/$Co_{20}Fe_{80}$ 下地層の挿入前後における磁気特性を比較した．Fig.7 に下地層の有無によるフリー層の磁気特性を示す．赤が下地層あり，青が下地層のない素子のヒステリシスループである．挿入前は面内磁化を示していたフリー層が，下地層の挿入により，角型比 1，保磁力 167 Oe の垂直磁化を示した．

次に，素子抵抗を比較した．下地層ありの素子の面積抵抗 RA および MR 比の値は，それぞれ 1400 MΩ μm² と 25 %（バイアス電圧 100 mV）であった．これに対し，下地層のない素子では RA の値は，400 MΩ μm² と大幅に減少した．

下地層の挿入前後で原子間力顕微鏡(AFM)による MgO の表面粗さを測定したところ，中心線表面平均粗さ Ra はいずれも 0.3 nm 程度と変化はみられなかった．

これらの結果より，Tb-Fe-Co/$Co_{20}Fe_{80}$ 下地層により，MgO/$Co_{20}Fe_{80}$ の結晶化が促進され，抵抗が増加するとともに，界面の $Co_{20}Fe_{80}$ に誘起される垂直磁気異方性が増大したと考えられる．

下部電極に用いた Ag 電極は，fcc(111)面に配向しているため，X 線回折によるピークは見られないものの，MgO 絶縁層およびフリー層界面の $Co_{20}Fe_{80}$ も fcc(111)面に優先配向していると考えられる．これに対し，Ag 電極と MgO 絶縁層との間に非晶質の Tb-Fe-Co 下地層が挿入されたことで，MgO-MTJ の研究で報告[5][6]されているように，MgO/$Co_{20}Fe_{80}$ 層が(001) 配向が促進され，結晶性が改善したと考えられる．

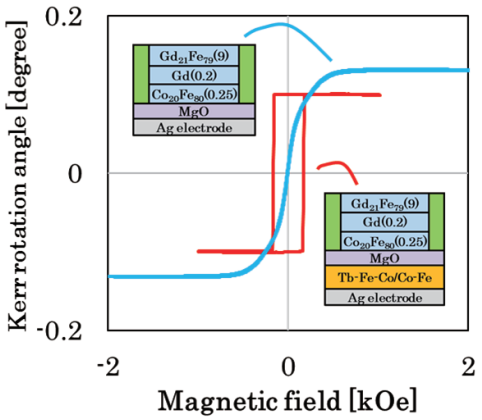


Fig.7 MOKE hysteresis loops of a $Co_{20}Fe_{80}$ (0.25 nm)/Gd (0.2 nm)/$Gd_{21}Fe_{79}$ free layer (red) with and (blue) without Tb-Fe-Co/$Co_{20}Fe_{80}$ underlayer.

4. 結論

VCMA 効果の磁気光学デバイスへの応用を目指し，磁気光学材料として知られている Gd-Fe 薄膜に着目し，物性値と同程度の磁気光学効果が得られる 10 nm 程度の Co-Fe/Gd/Gd-Fe フリー層において VCMA 効果の改善を試みた．

単層では垂直磁化を示す Ag 電極上の MgO/$Gd_{21}Fe_{79}$ の界面に，厚さ 1 nm 以下の $Co_{20}Fe_{80}$/Gd 層を挿入したところ，$Co_{20}Fe_{80}$/Gd/$Gd_{21}Fe_{79}$ フリー層は面内磁化を示すなど，挿入した層がフリー層全体の磁気異方性に大きく影響することを確認した．

さまざまな膜厚の $Co_{20}Fe_{80}$/Gd 層を挿入した素子について VCMA 効果を評価したところ，$Gd_{21}Fe_{79}$ (9 nm)層を含むフリー層全体で，電圧による磁気異方性の変化を観測した．VCMA 係数が小さいことから，MgO との界面に形成された $Co_{20}Fe_{80}$ 層に生じる VCMA 効果によって，フリー層全体の磁気異方性が変化したと考えられる．しかしながら，$Co_{20}Fe_{80}$/Gd 層の膜厚を変えただけでは VCMA 効果の大きな改善は実現できなかった．

一方で，Ag 電極と MgO 絶縁層との間に Tb-Fe-Co 下地層を挿入した素子において，VCMA 係数が 2 倍以上に増大していることが明らかとなった．Ag 電極と MgO 絶縁層との間に非晶質の Tb-Fe-Co 下地層が挿入されたことで，MgO/$Co_{20}Fe_{80}$ 層において(001) 配向が促進され，結晶性が改善したためと考えられる．

今回の報告で明らかとなった Tb-Fe-Co 下地層の効果により，保磁力変化や磁化方向の垂直・面内の変化を実現している[7] が，磁化反転には至っていないため，フリー層の膜厚を生かした，電圧による比較的大きな磁気光学効果の制御には至っていない．今回試作した $Co_{20}Fe_{80}$/Gd/$Gd_{21}Fe_{79}$ (9 nm)フリー層のカー回転角は，いずれも約 0.1 度であり，磁化反転を実現することで磁気光学効果を用いた立体ホログラフィーを表示することが可能である[8]．しかしながら，実用的な磁気光学デバイスとするためには，カー回転角を

数度程度まで改善することが望ましい．そのため，今後は電圧による磁化の反転制御や，磁気光学効果の増大に向けて，材料や素子構造について，さらなる検討を進めたい．

References

1) M. Weisheit, S. Fähler, A. Marty, Y. Souche, C. Poinsignon, and D. Givord: *Science*, **315**, 349 (2007).
2) S. Kanai, M. Yamanouchi, S. Ikeda, Y. Nakatani, F. Matsukura, and H. Ohno: *Appl. Phys. Lett.*, **101**, 122403 (2012).
3) Y. Shiota, T. Maruyama, T. Nozaki, T. Shinjo,M. Shiraishi, and Y. Suzuki: *Appl. Phys. Exp.*, **2**, 063001 (2009).
4) S. Miwa, K. Matsuda, K. Tanaka, Y. Kotani, and M. Goto: *Appl. Phys.Lett.*, **107**, 162402 (2015).
5) T. Nozaki, K. Yakushiji, S. Tamaru, M. Sekine, R. Matsumoto, M. Konoto, H. Kubota, A. Fukushima, and S. Yuasa: *Appl. Phys. Exp.*, **6**, 073005 (2013).
6) K. Tanaka, S. Miwa, Y. Shiota, N. Mizuochi, T. Shinjo, and Y. Suzuki: *Appl. Phys. Exp.*, **8**, 073007 (2015).
7) N. Funabashi, H. Kinjo, T. Ueno, S Aso, D. Kato, K. Aoshima, K. Kuga, M. Motohashi, and K. Machida: *IEEE Trans. Magn.*, **53**, 4003304 (2017).
8) D. Kato, K. Aoshima, K. Machida, A. Emoto, H. Kinjo, K. Kuga, H. Ono, T. Ishibashi, H. Kikuchi, N. Shimidzu: *EPJ Web of Conf.*, **40**, 16006 (2013).

2017年11月6日受理，2018年1月31日再受理，2018年3月27日採録

T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)., **2**, 20-24 (2018)

<Paper>

高周波変圧器用ラップ接合アモルファス巻鉄心の鉄損算定

Iron loss estimation of amorphous wound core with lap-joint for high-frequency transformers

栗田直幸 [a)†]・畠山智行 [a)]・木村守 [a)]
[a)] (株) 日立製作所 研究開発グループ，茨城県日立市国分町 1-1-1（〒316-8501）

N. Kurita [a)†], T. Hatakeyama [a)], and M. Kimura [a)]
[a)] Research & Development Group, Hitachi Ltd., *1-1-1 Kokubu-cho, Hitachi-shi, Ibaraki 316-8501, Japan*

To investigate loss-reduction schemes for the lap-joint amorphous wound core of the high-frequency transformer (HFT) of the isolated DC-DC converter used in the HVDC grid system, we tested the frequency, f performance of iron loss, P_i, of two types of amorphous HFTs up to 6 kHz. Their cores had the same specifications except for the mean magnetic path length. From the P_i-difference between them, the loss density in the laminated part of the amorphous foils, W_u, and the net loss induced by the crossing flux at the lap-joint part, P_L, could be estimated separately. By parameter-fitting with the iron loss equation, it was revealed that W_u had an eddy-current loss coefficient that was close to that of the previously studied results for as-cast amorphous foils, and P_L increased in proportion to square of f. We also discuss the impact of the lap-joint structure on the total loss of HFT in an electromagnetic analysis.

Key words: offshore wind farm, DC collection, over-lapped structure, in-plane eddy current, unloaded loss

1. はじめに

近年の環境保護・再生可能エネルギーの開発を指向した風力発電システムの市場成長が著しい．洋上に数十基の風車を配置する，発電容量が数 100 MW 級の洋上ウィンドファーム (Wind Farm: WF) の建設計画が世界各地で進展しており [1)]，洋上から陸上への送電損失の低減のため，高圧直流 (High Voltage Direct Current: HVDC) 系統が採用されている．電圧の昇降圧に，Fig. 1 に示す交直変換器と変圧器からなる「絶縁型 DC-DC コンバータ」を用いることで WF の直流連系による集送電が実現でき，さらに数 kHz で励磁する高周波変圧器 (High Frequency Transformer: HFT) を適用することで DC-DC コンバータが小形化される [2)].

HFT の低コスト化と低損失化を目的とし，我々は商用周波変圧器に広く適用されている，薄帯状のアモルファス材を積層して先端をラップ接合した巻鉄心に，インターリーブ構造のシート巻線を巻回した 500 kVA 級 HFT を試作し，高周波における巻線損失の低減効果を実証した [3)]．アモルファス巻鉄心のラップ接合部では磁束が薄帯間を渡るため，面内渦電流による鉄損が増加する．ラップ接合部の局所発熱は，サーモグラフィによる確認例はあるが [4)]，高周波用途における定量的な鉄損の算定はほとんど報告されていない．そこで本論文では HFT 用巻鉄心内の，薄帯の積層部とラップ接合部の鉄損の定量化手法を提案する．さらに実測と電磁界解析の結果より，高周波における鉄損の低減構造に関する検討結果を述べる．

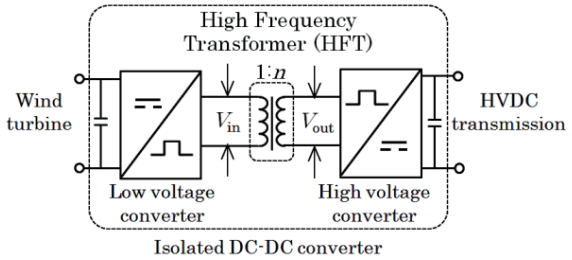


Fig. 1 Schematic diagram of isolated DC-DC converter for DC collection and transmission type offshore wind farm system.

2. ラップ接合アモルファス HFT の概要

Fig. 2 に，試作した 500 kVA アモルファス HFT の例と，巻鉄心のラップ接合部の断面構造の模式図を示す．コンバータ回路によるスイッチング動作を想定し，HFT への入力電圧は振幅 2.4 kV で周波数 3 kHz の矩形波，鉄心の磁束密度振幅 B_m は 0.4 T を定

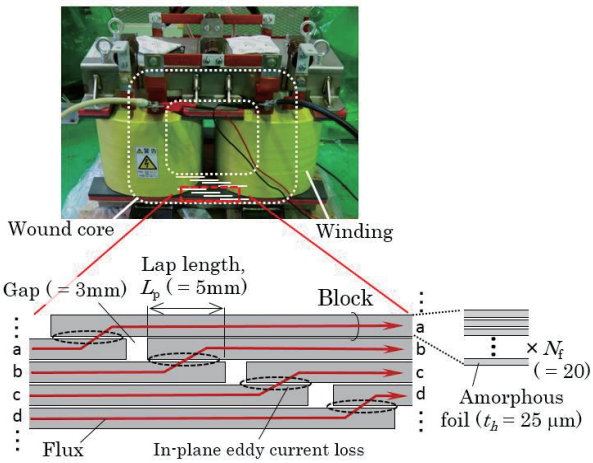


Fig. 2 Outer image of assembled HFT and cross section of schematic structure of over-lapped joint part of amorphous wound core.

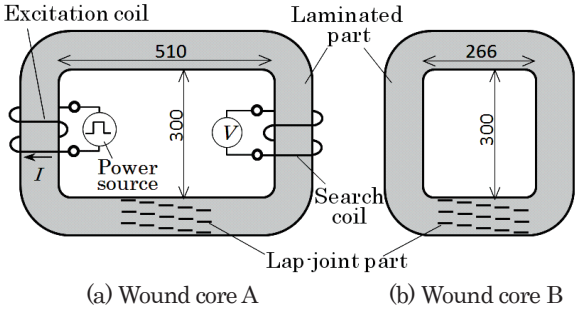


Fig. 3 Dimensions of tested amorphous wound cores and schematic set-up for iron loss evaluation. (unit: mm)

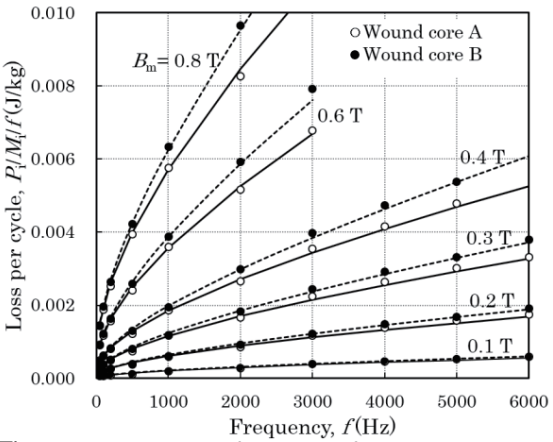


Fig. 4 Frequency performance of square-wave excited loss per cycle of tested wound cores.

格値として，巻線の巻数，鉄心の断面積を決定した [3]．写真中に破線で示した箇所に単相アモルファス巻鉄心が備えられ，左右の磁脚に巻線が巻回されている．下部ヨーク部のラップ接合部は，厚さ $t_h = 25$ μm の 2605HB1M アモルファス薄帯 N_f (= 20) 枚を束ねたブロック a, b, c,･･･の両端をずらしながらラップ長 L_p (= 5 mm) だけ重ね，ブロック同士の干渉を防ぐために一定のギャップ (3 mm) を空けた構造を持つ（オーバーラップ接合方式）．この構造が図の縦方向に繰り返され，所定の積層厚の鉄心が接合される．鉄心内の磁束は同一ブロックの接続部を渡り，薄帯の面内渦電流による鉄損が発生する．

3. 実験方法

本研究では，Fig. 3 に示すアモルファス巻鉄心 A と B を用いた 2 種の HFT を試作した．鉄心の質量はそれぞれ 236 kg, 175 kg である．二次巻線を開放し，一次巻線に最大波高値 280 V の矩形波電圧を印加して，鉄損の B_m，および周波数 f に対する特性を評価した．左右の磁脚に巻回した一次巻線 2 ターン分をそれぞれ励磁コイルとサーチコイルとし，デジタルオシロスコープで励磁電流，励磁電圧の時間波形 $I(t)$, $V(t)$ を記録した．正弦波以外の任意波形による励磁条件では，以下のように周期 T に渡って時間積分をとることで鉄損 P_i (W) が求められる [3]．

$$P_i = \frac{1}{T}\int_0^T V(t)\cdot I(t)dt. \qquad (1)$$

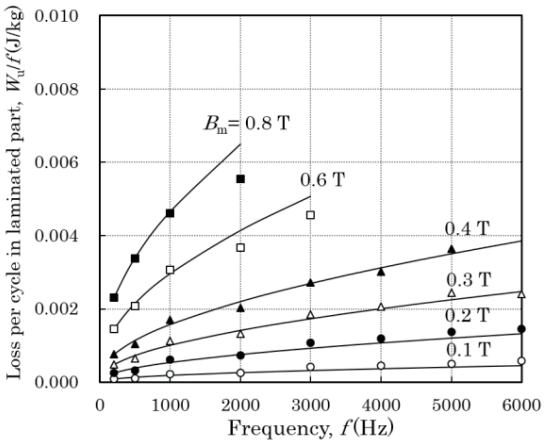


Fig. 5 Frequency performance of extracted loss per cycle in laminated part of tested wound cores.

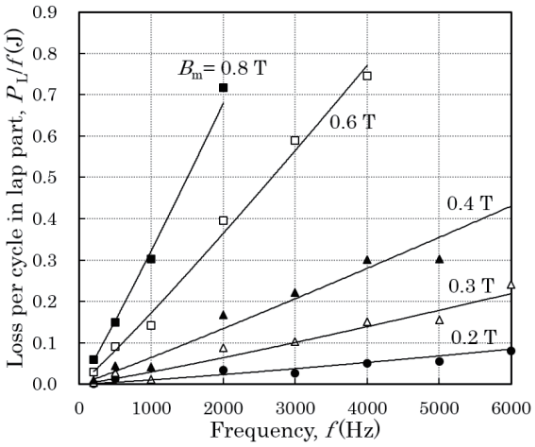


Fig. 6 Frequency performance of extracted net loss per cycle in lap-joint part of tested wound cores.

アモルファス巻鉄心のコーナー部の薄帯間には応力が作用し，直線部に比べて鉄損が増加する．本研究では巻鉄心の成形後に，量産されているアモルファス巻鉄心と同じ条件で磁場中焼鈍処理を施し，応力の影響を除去した．よって薄帯の積層部では，単位質量あたりの鉄損 W_u (W/kg) が全周に渡り均一に発生すると見なせる．また，巻鉄心のラップ接合部の磁束は同一ブロックの接合部を渡り，面内渦電流による鉄損 P_L (W) が発生する．2 つの巻鉄心のラップ接合部は全く同じ構造を持ち，磁路長以外を同じ仕様で作製した．よって両者は同一の W_u と P_L を持つと見なせる．鉄心の質量を M_i (kg) とすると，P_i は，

$$P_i = W_u M_i + P_L \qquad (2)$$

と表される．巻鉄心 A, B の P_i より 2 つの未知数 W_u と P_L の特性を求め，薄帯の積層部とラップ接合部で発生する鉄損を分離した．なお，評価した B_m の範囲内における鉄心の比透磁率は 1200 以上であり，鉄心の外部への漏洩磁界の影響はほぼ無視できる．

4. 実験結果

Fig. 4 に，ラップ接合アモルファス巻鉄心の単位質量・1 周期あたりの鉄損 $P_i / M_i / f$ (J/kg) の周波数特性を示す．○，●がそれぞれ巻鉄心 A, B の測定値であり，実線と破線は以下の鉄損式 [5] に

Table 1 Comparison of square-wave excited loss coefficients extracted with Eq. (3).

Name	Material	A_h	A_e	A_a
Wound core A	2605HB1M	8.00×10^{-4}	1.65×10^{-6}	1.80×10^{-4}
Wound core B	2605HB1M	8.00×10^{-4}	2.50×10^{-6}	1.80×10^{-4}
Laminated part (Extracted)	2605HB1M	8.00×10^{-4}	3.48×10^{-7}	1.73×10^{-4}
As cast foil [5]	2605SC	1.46×10^{-3}	3.24×10^{-7}	1.32×10^{-4}

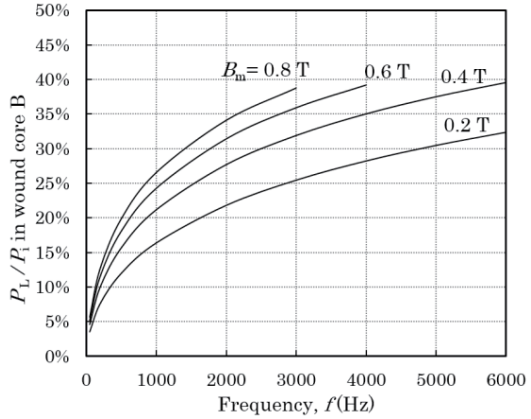


Fig. 7 Frequency performance of ratio of P_L to P_i of wound core B.

よるフィッティング曲線である．

$$P_i / M_i / f = A_h B_m^2 + A_e B_m^2 f + A_a B_m^{1.5} f^{0.5}. \qquad (3)$$

A_h, A_e, A_aはそれぞれヒステリシス損失，渦電流損失，異常渦電流損失の係数である．fに対する直流成分，比例成分，0.5 乗成分から，それぞれの損失係数が求められる．本来，(3) 式は正弦波電圧で励磁した際の鉄損式である．$A_h^{(S)}$, $A_e^{(S)}$, $A_a^{(S)}$を正弦波励磁条件における各損失係数とすると，矩形波で励磁した際の損失係数A_h, A_e, A_aとは，

$$A_h = A_h^{(S)},\ A_e = \left(8/\pi^2\right)\cdot A_e^{(S)},\ A_a = \left(8/\pi^2\right)^{1/2}\cdot A_a^{(S)}, \qquad (4)$$

なる関係がある [6]．本研究で矩形波励磁により求めたP_i特性は，(3) 式により良好に再現されることがわかる．なお，任意のB_m, fにおけるP_iは，励磁電圧波形の波形率（実効値／平均値）の 2 乗に比例し，矩形波励磁におけるP_iは，正弦波励磁によるP_iより減少することが知られている [7]．

巻鉄心 A, B のM_iには 35%の差があり，測定されたP_iに占めるP_Lの割合が異なる．よって単位質量に換算した巻鉄心 B の鉄損値は巻鉄心 A のそれより大きいことがわかる．

5. 考察

5. 1 薄帯の積層部およびラップ接合部の鉄損特性

巻鉄心 A, B のM_iと，各B_m, fにおける測定値P_iを (2) 式に代入し，両巻鉄心に共通のW_uとP_Lを求めた．薄帯の積層部で発生する単位質量・1 周期あたりの鉄損W_u / f (J/kg) と，ラップ接合部の面内渦電流による 1 周期あたりの鉄損P_L / f (J) の周波数特性を Fig. 5, Fig.6 にそれぞれ示す．実線は前章に示した鉄損式 (3) によるフィッティング曲線である．なお，P_Lはラップ接合部のブロック同士の接続部で発生する損失であり，単位質量あたりの損失値を定義できない．ここでは，巻鉄心 A, B で共通の構造のラップ接合部で発生する総損失を示している．

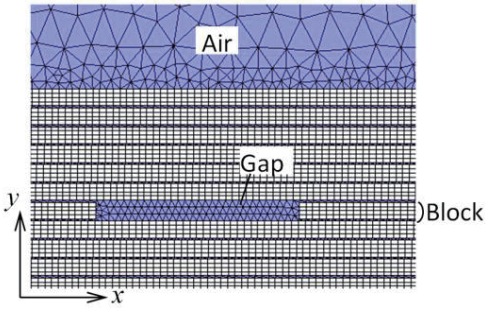


Fig. 8 Mesh-divided lap-joint model for electromagnetic analysis with two-dimensional finite element method (2D-FEM).

Fig.6 に示したP_L / fは周波数にほぼ比例する．よって (3) 式の第 2 項の渦電流損失成分のみで記述でき，P_Lは周波数の 2 乗に比例して増加することがわかった．

Table 1 に，Fig. 4 に示した巻鉄心 A と B，および Fig. 5 に示した，両巻鉄心の測定結果から求めた薄帯の積層部の損失特性のフィッティング曲線による損失係数の比較を示す．計算結果の妥当性を比較するため，表中には薄帯状態の 2605SC アモルファス材についての文献値 [5]も示した．ただしこの文献では正弦波励磁条件で損失係数を求めている．本研究では鉄心を矩形波で励磁したため，条件を揃えるために文献中の値を(4) 式により矩形波励磁条件に換算した．

P_Lを含む巻鉄心 A, B に対し，その寄与を除いた薄帯の積層部のA_eは一桁小さい値となり，文献値に近いことが確認できる．また，本研究で求めたA_hは文献値の 1/2 程度であることがわかる．これは，アモルファス材の組成の違いに加えて，評価した巻鉄心に磁場中焼鈍を施していることから，未焼鈍の素材を評価した文献値よりヒステリシス損失が減少したためと考えられる．

Fig. 7 に，巻鉄心 B を例として，そのP_iに占めるP_Lの割合の 50 Hz から 6 kHz までの範囲の周波数特性を示す．50 Hz ではいずれのB_mでもP_Lの割合は 5%以下であり，巻鉄心のP_iに与える影響は限定的である．しかし本研究で試作した HFT の定格条件であるf= 3 kHz, B_m= 0.4 T では，その割合は 32%に増加する．従って，HFT 用巻鉄心の鉄損の低減構造の検討には，ラップ接合部におけるP_Lの影響の考慮が必要である．

5. 2 ラップ接合部の構造と損失の相関

本節では，2 次元有限要素法 (FEM) 電磁界解析により，HFT 用アモルファス巻鉄心のラップ接合部の構造とP_Lの相関を求め，HFT の総損失に与える影響を検討する．Fig. 2 に示したラップ接合構造において，設計値を 3 mm としたギャップの調整は製作精度の問題から困難である。調整可能なパラメータは，1 ブロックあたりの薄帯枚数N_fと，ラップ長L_pである。Fig. 8 に，ラップ接合部の FEM モデルの拡大図を示す．個々のブロックは，厚さt_h

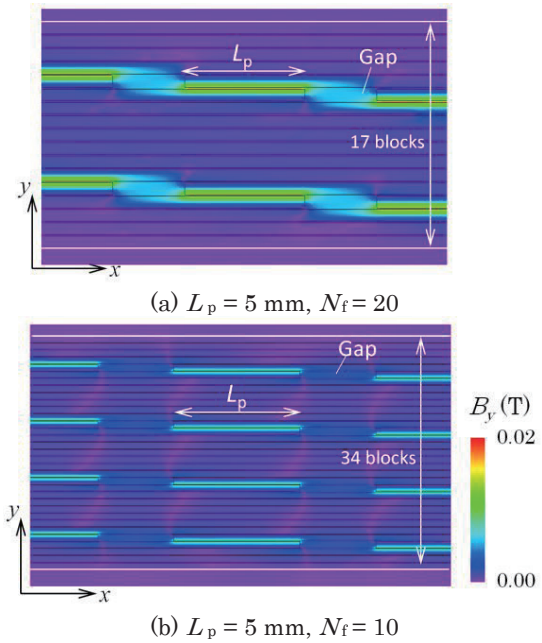


Fig. 9 Examples of 2D-FEM analyzed contours of y-component of magnetic flux density in amorphous lap-joint model at B_m = 0.4 T and f = 3 kHz.

のアモルファス薄帯 N_f枚を占積率 Sで積層しているので，厚さ $t_h \times N_f / S$の均一な磁性体と仮定し，薄帯面方向（x方向）と積層方向（y方向）の等価透磁率μ_x，μ_yを定義した．x方向の磁束に対し，薄帯と空気の磁気抵抗は並列接続されていると見なせるので，μ_xは，

$$\mu_x = S\mu_i + (1-S)\mu_0, \tag{5}$$

と表される[8]．μ_i, μ_0はそれぞれ薄帯と空気の透磁率である．また，薄帯の積層方向（y方向）の磁束に対し，薄帯と空気の磁気抵抗は直列接続されているので，μ_yは以下のように表される[8]．

$$\mu_y = \frac{1}{S/\mu_i + (1-S)/\mu_0}. \tag{6}$$

以上のように定義したブロックの間には Sに相当する空気層を設け，モデル内の磁束密度の分布を計算した．

はじめに，L_pを本研究で試作した巻鉄心のそれと同一の 5 mm とし，N_fを変えて解析した．B_m = 0.4 T, f = 3 kHz における，y 方向の磁束密度成分 B_y の振幅分布の比較を Fig. 9 に示す． Fig. 9 (a) は試作した巻鉄心と同じ N_fを想定したモデル (N_f = 20) ， Fig. 9 (b) は N_f を半分の 10 枚に減らし，ブロック数を 2 倍にしたモデルの結果である．ブロック同士の接合箇所に大きな B_y 成分が発生し，磁束が薄帯間を渡る振る舞いが再現されている．N_f = 10 の B_yは N_f = 20 におけるそれより小さく，各接合部で発生する面内渦電流による鉄損が減少する．Fig. 6 の結果より，P_Lは B_m と f の 2 乗に比例する．ラップ接合部における B_yは B_mに比例すると見なせるので，FEM による解析領域内の鉄心要素の B_yの計算値を用いて，P_Lは，

$$P_L = A_L f^2 \frac{1}{N_e} \sum_{k=1}^{N_e} \langle B_y(k) \rangle^2, \tag{7}$$

より計算できる．$B_y(k)$はモデル内の k 番目の鉄心要素内の B_y，N_eは要素数，A_Lは定数である．

次に，試作した巻鉄心におけるラップ接合部の N_f (= 20), L_p (= 5 mm)を 100%とし，FEM モデルのそれらの値を 50%から 150%の範囲で独立に変えた際の，P_Lの相対値の計算結果を Fig. 10 に示す．P_Lに対する N_fと L_pの影響は前者が大きく，L_pに対する P_Lの変動は±20%以下である．例えば N_fを 50% (10 枚) に減らすと，P_Lは試作した鉄心の約 40%に低減する．N_f が 100% (20 枚) 時に比べてラップ接合部の数が 2 倍に増えるが，各接合部で発生する B_y 成分が減り，(7) 式に示したように，P_Lは B_yの 2 乗に比例するのでその減少の効果が大きく，HFT の鉄損の低減に有効と考えられる．

以上の結果をもとに，Fig. 11 に巻鉄心 B を適用した HFT[3] において，ラップ接合部の N_fを 50% (10 枚) とし

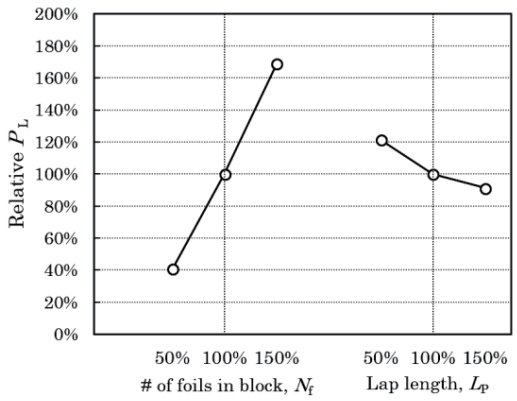


Fig. 10 FEM analyzed relative P_L with changes in N_f and L_p.

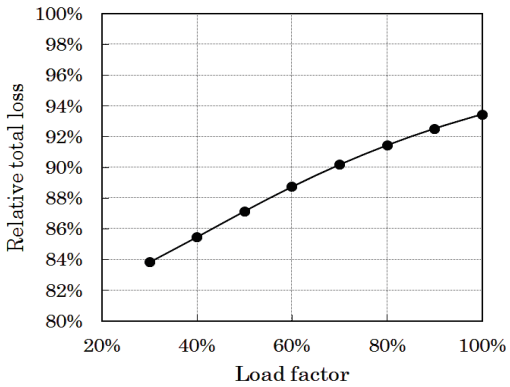


Fig. 11 Comparison of load factor performance of relative total loss of HFT with wound core B in case of N_f = 50%.

た場合の，巻線損失を含めた総損失の相対値の負荷率特性を示す．1 ブロック内の薄帯枚数を現行の半分にすることで，定格負荷率における総損失は，試作した HFT より 6.5%減少する．洋上 WF は低負荷率運転が中心なので，実使用条件における鉄損低減の効果は拡大し，例えば負荷率 30%において，総損失は現行の HFT より 16%低減すると期待できる．

6. まとめ

HVDC 洋上 WF 向け DC-DC コンバータ用ラップ接合アモルファス鉄心 HFT の鉄損の低減構造の検討を目的とし，2 種の巻鉄心の 6 kHz までの高周波鉄損特性を評価した．磁路長以外が同一仕様の鉄心の鉄損値の差より，薄帯の積層部とラップ接合部で発生する鉄損 W_u，P_Lを分離する手法を提案した．鉄損式によるフィッティングより，W_uの渦電流損失係数は薄帯状態で求めた文献値に近い値が得られ，P_Lは周波数の 2 乗に比例して増加することがわかった．ラップ接合部の 2 次元 FEM モデルの電磁界解析により，ラップ構造と P_Lの相関を検討した．ラップ接合部を構成するブロック内のアモルファス薄帯の枚数を減らし，ブロック同士の接合数を増やす構造とすることで P_Lが減少し，HFT の損失の低減に有効である見込みを得た．

謝辞　本成果の一部は，国立研究開発法人 新エネルギー・産業技術開発機構(NEDO)の委託業務の結果得られたものである．

References

1) J. W. Bialek: Proc. of *2012 IEEE Power and Energy Soc. General Meeting*, 1 (2012).
2) G. Ortiz, J. Biela, and W. Kolar: Proc. of *IEEE Industrial Electronics Soc. (IECON 2010)*, 631 (2010).
3) N. Kurita, T. Hatakeyama, and M. Kimura: The papers of Technical Meeting on “Magnetics”, IEE Japan, MAG-17-009, 49 (2017) (in Japanese).
4) R. U. Lenke, S. Rohde, F. Mura, and R.W. De Doncker: Proc. of *IEEE Energy Conversion Congress and Exposition*, San Jose, CA, 1060 (2009).
5) G. Bertotti: *IEEE Trans. Magnetics*, **24**, 621 (1988).
6) K. Nakamura, K. Fujita, and O. Ichinokura: *IEEE Trans. Magnetics*, **49**, 3997 (2013).
7) S. Yanase, H. Kimata, Y. Okazaki, and S. Hashi: *IEEE Trans. Magnetics*, **41**, 4365 (2005).
8) Y. Takakura, Y. Takahashi, K. Fujiwara, Y. Ishihara, and T. Masuda: The papers of Joint Technical Meeting on “Static Apparatus” and “Rotating Machinery”, IEE Japan, SA-12-113, RM-12-128, 83 (2012) (in Japanese).

2017年10月4日受理，2017年11月24日再受理，2017年12月30日採録

T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)., **2**, 25-28 (2018)

<Paper>

リラクタンスネットワーク解析によるヒステリシスモデリングに関する検討

Hysteresis Modeling for Reluctance Network Analysis

羽根 吉紀†・田中 秀明・中村 健二

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

Y. Hane †, H. Tanaka, and K. Nakamura

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

Quantitative estimation of iron loss taking magnetic hysteresis behavior into account is essential to development of high-efficient electrical machines. In our previous papers, we proposed and examined a magnetic circuit model incorporating a play model derived by LLG (Landau-Lifshitz-Gilbert) equation. In this model, dc hysteresis is expressed by the play model which was preliminary obtained from the LLG equation, while ac hysteresis is expressed by magnetic circuit elements. It was proved that the proposed magnetic circuit model can calculate both major and minor hysteresis loops of a ring-core with high accuracy in a short time. In this paper, in order to apply the proposed method for more complicated machines such as electric motors and generators, a novel reluctance network analysis (RNA) model incorporating the play model is presented.

Key words: Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) equation, magnetic circuit model, play model, reluctance network analysis (RNA)

1. はじめに

近年，地球環境保全および省エネルギーの観点から，高効率な電気機器の開発が望まれている．電気機器のさらなる損失低減のためには，磁気ヒステリシスを含む鉄損を定量的に算定可能な手法の確立が必要不可欠である．

磁気ヒステリシスの表現手法は，主に物理モデルと現象論的モデルに大別される．その中で，物理モデルの一つである Landau-Lifshitz-Gilbert（LLG）方程式を用いる手法は，磁性体内部の微小な磁化の挙動や分布まで表現可能であり，磁壁や磁気異方性，磁化同士の相互作用など，ミクロな磁気現象を詳細に模擬できる．しかしながら，解析モデルが大規模になるため，一般に電気機器の解析には適用困難である．これに対して文献 1）では，磁壁を直接考慮しないなど，いくつかの大胆な仮定を設けることで，ケイ素鋼板の磁気ヒステリシスを表現する手法が提案されている．

先に筆者らは，上記文献 1）の手法を取り入れた磁気回路モデルを提案した [2), 3)]．すなわち，直流ヒステリシスは文献 1）の LLG 方程式で表し，渦電流損失および異常渦電流損失は磁気回路の素子で表す．本モデルを用いることで，板厚の異なるケイ素鋼板およびアモルファス金属のヒステリシスループ，並びに鉄損を高精度に算定できることを明らかにした．さらに，PWM 励磁を加えたリングコアについて，マイナーループを含む磁気ヒステリシスや電流波形の計算値と実測値の比較を行い，本手法の妥当性と有用性を明らかにした [4)]．ただし，LLG 方程式を用いる手法は，本質的にヒステリシスの計算に繰り返し収束演算が必須になるため，計算時間が長大化する傾向があった．

この課題に対して，筆者らは現象論的モデルの一つであるプレイモデル [5)]に着目した．一般にプレイモデルの導出には，最大磁束密度が異なる多数の直流ヒステリシスループの実測データが必要であり，これが実用上の大きなハードルであったが，筆者らは前述の LLG 方程式を用いて直流ヒステリシスループを算定することで，必要最小限の実測データからプレイモデルを導出できることを見出した．また，このプレイモデルを組み込んだ磁気回路モデルを導出し，計算時間を大幅に短縮できることを明らかにした [6)]．

上述したこれまでの検討によって，従来は困難とされていた磁気ヒステリシスの高速かつ高精度な解析を，簡便なモデルを用いて比較的容易に行うことが可能になった．しかしながら，これまで本手法の適用が検討されてきたのは，リングコアといった単純な形状の解析対象のみである．したがって，今後はモータなどの複雑な形状を有する機器に対しても，適用範囲を広げることが必要不可欠である．

これに対して筆者らは，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解析する，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 [7)]．RNA はモデルが簡便で計算が速く，外部の電気回路や運動系との連成も容易であるなどの特長を有し，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．しかしながら， RNA では磁気ヒステリシスまで考慮可能な鉄損の算定手法は，未だ確立されていない．

そこで本稿では，モータなど，より複雑な形状を有する電気機器に関しても，ヒステリシスまで考慮可能な高精度な鉄損算定手法を確立することを目的として，RNA にプレ

イモデルを組み込む手法について，基礎的な検討を行ったので報告する．

2. プレイモデルを組み込んだ磁気回路モデル

プレイモデルは，Fig. 1 に示すように，幅の異なる複数のプレイヒステロンに形状関数を掛け合わせることで，任意の形状のヒステリシスループを表現できる．なお，一般にプレイモデルの導出には，最大磁束密度が異なる多数の直流ヒステリシスの実測データが必要になるが，本手法では文献 1）の LLG 方程式を用いて直流ヒステリシスを算定するため，必要最小限の実測データからプレイモデルを導出することができる．

Fig. 2 に，板厚 0.2 mm の無方向性ケイ素鋼板の直流ヒステリシスの実測値と，LLG 方程式を用いて計算した結果を示す．なお，実験においては，周波数$f = 5$ Hz におけるヒステリシスループを直流ヒステリシスループとみなした．この図を見ると，各最大磁束密度の直流ヒステリシスについて，LLG 方程式を用いた計算値は実測値と良好に一致していることが了解される．

次いで，Fig. 3 に LLG 方程式を用いて計算したヒステリシスループ群を示す．この図のように，LLG 方程式を用いることで，プレイモデルを導出するために必要な多数のヒステリシスループを実測せずに求めることができる

Fig. 4 に，先に提案したプレイモデルを組み込んだ磁気回路モデルを示す [6]．本モデルにおいて，直流ヒステリシスはプレイモデルで表し，渦電流損失および異常渦電流損失は

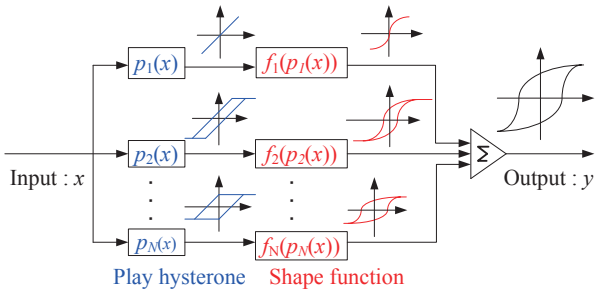


Fig. 1 Block diagram of a play model.

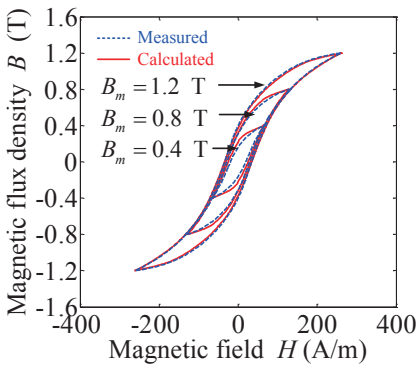


Fig. 2 Measured and calculated dc hysteresis of the non-oriented Si steel with a thickness of 0.2 mm.

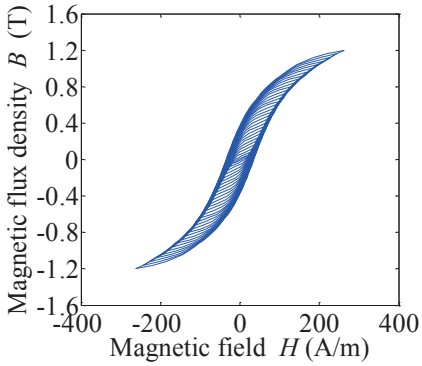


Fig. 3 Calculated dc hysteresis loops of the non-oriented Si steel with a thickness of 0.2 mm from $B_m = 0.04$ T to 1.2 T at intervals of 0.04 T.

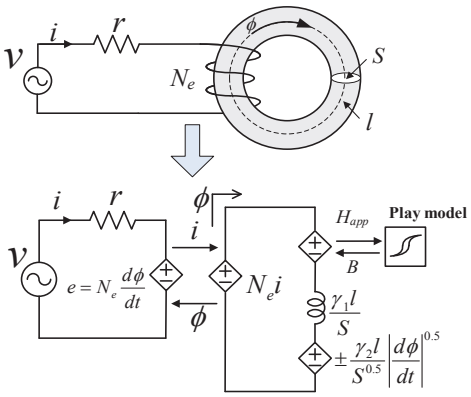


Fig. 4 Magnetic circuit model incorporating the play model.

磁気回路の素子で表す．本モデルを用いることで，磁気ヒステリシスの高速かつ高精度な解析を比較的容易に行うことが可能になる．

3. プレイモデルを組み込んだ RNA モデル

3.1 従来の RNA モデル

以下では，従来の RNA モデルの導出方法について，2 次元モデルの場合を例にして述べる [7]．

まず，Fig. 5 に示すように，磁心を複数の要素に分割する．このとき磁心からの漏れ磁束も考慮できるように，磁心外空間も解析領域に含め分割する．分割した各々の要素は，同図に示すような 4 つの磁気抵抗に置き換える．これらの磁気抵抗のうち積層鋼板面内の磁気抵抗は非線形磁気特性を考慮して決める必要があるため，次のべき級数で表す．

$$H = \alpha_1 B + \alpha_m B^m \tag{1}$$

式中のα_1，α_m は係数である．また，次数 m は B–H 曲線の非線形性の強さで決まる．

(1)式より，各磁気抵抗における起磁力 f と磁束ϕ の関係は，各要素の平均断面積 S と平均磁路長 l を用いて，次式で表すことができる．

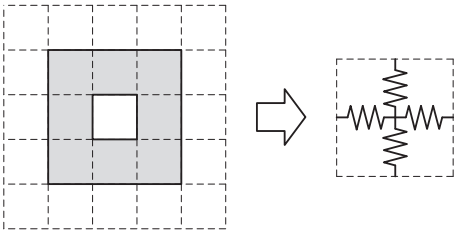


Fig. 5 Unit magnetic circuit.

$$
\begin{aligned}
f &= Hl \\
&= \frac{\alpha_1 l}{S}\phi + \frac{\alpha_m l}{S^m}\phi^m \\
&= \left(\frac{\alpha_1 l}{S} + \frac{\alpha_m l}{S^m}\phi^{m-1}\right)\phi
\end{aligned}
\tag{2}
$$

(2)式の括弧内が非線形磁気抵抗を表す．

一方，鋼板に垂直な方向の磁気抵抗は，磁束が鋼板間の非磁性層を通るため，これを考慮して決める必要がある．一般に磁気抵抗 R_m は透磁率μを用いて，次式で与えられる．

$$R_m = \frac{l}{\mu S} \tag{3}$$

積層鋼板は，透磁率μ_s の鋼板と透磁率μ_0 の非磁性層が，磁心の占積率 d_fを用いて，$d_f : (1-d_f)$の比で積層されている．したがって，鋼板に垂直な方向の実効的な透磁率μ'は，次式で与えられる．

$$\frac{1}{\mu'} = \frac{d_f}{\mu_s} + \frac{1-d_f}{\mu_0} \tag{4}$$

ここで，通常，鋼板に垂直な方向に流れる磁束は小さく，磁気飽和は生じないため，鋼板の透磁率μ_s は非磁性層の透磁率μ_0 に対して十分大きい．よって，(4)式は次式のように近似することができる．

$$\frac{1}{\mu'} \cong \frac{1-d_f}{\mu_0} \tag{5}$$

したがって，鋼板に垂直な方向の磁気抵抗は，次式で与えられる．

$$R_{ml} = \frac{(1-d_f)l}{\mu_0 S} \tag{6}$$

また，RNA では磁心外空間を解析対象に含めることで，磁心からの漏れ磁束も考慮することができる．磁心外空間の磁気抵抗は，分割要素の寸法と真空の透磁率μ_0 を用いて，次式で与える．

$$R_{ma} = \frac{l}{\mu_0 S} \tag{7}$$

Fig. 6 に，カットコアの 2 次元 RNA モデルの例を示す．同図に示すように，巻線電流による起磁力は，巻線が施されている部分に集中的に配置する．

3.2 プレイモデルを組み込んだ RNA モデル

前章で述べた従来の RNA モデルでは，冒頭でも述べたように，磁気ヒステリシスまで考慮した鉄損の算定を行うことはできない．そこで本章では，第 2 章で述べたプレイモデルを組み込んだ RNA モデルを構築し，妥当性について検証する．

Fig. 7 に実測およびシミュレーションに用いたカットコアの形状と寸法を示す．実験における励磁周波数は 100 Hz，最大磁束密度は 1.2 T である．また，磁気回路モデルの回路素子のパラメータγ_1，γ_2は，材料の高周波鉄損曲線を近似することで求めることができ，ここでは$\gamma_1 = 0.0072$，$\gamma_2 = 0.2830$である．

Fig. 8 に，新たに構築した RNA モデルを示す．従来の RNA モデルでは非線形磁気抵抗は，(2)式に基づき導出され

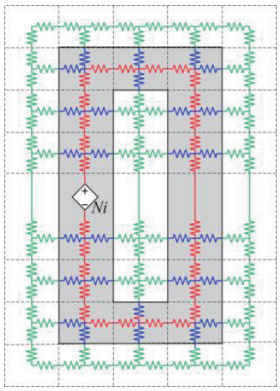


Fig. 6 An example of two-dimensional RNA model.

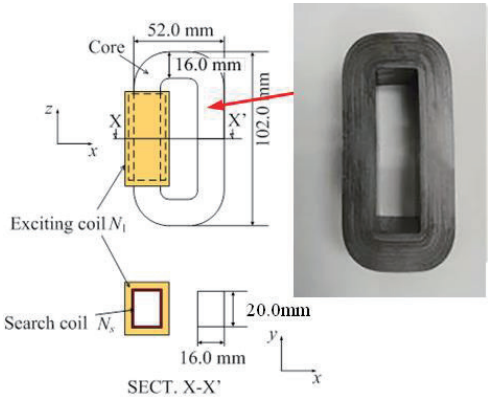


Fig. 7 Shape and dimensions of the cut-core used in the experiment.

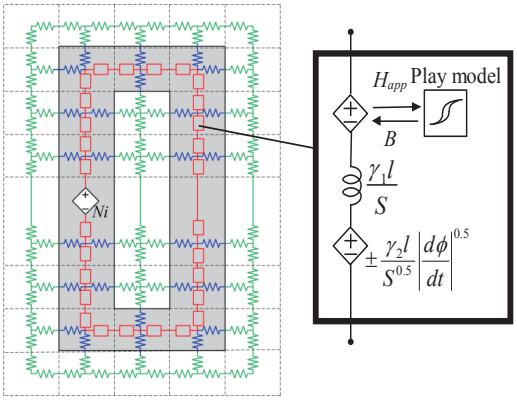


Fig. 8 RNA model incorporating the play model.

ていたが，本稿での提案モデルでは，同図に示すように，第 2 章で示したプレイモデルと渦電流損失および異常渦電流損失を表す回路素子で与える．一方，磁心積層方向および磁心外空間の磁気抵抗は，従来と同様に，それぞれ(6)，(7)式で与える．

上記の RNA モデルを用いて，Fig. 9 に示すような PWM 変調された電圧で励磁した際の解析を行った．Fig. 10 に励磁電流波形の計算値と実測値を示す．また，Fig. 11 にコア全体のヒステリシスループの計算値と実測値を示す．これらの図を見ると，PWM 励磁時の複雑な電流波形も精度良く計算できることがわかる．

また，Fig. 12 は RNA モデルのある要素のヒステリシスループの計算例である．通常，実動作状態の磁気デバイス

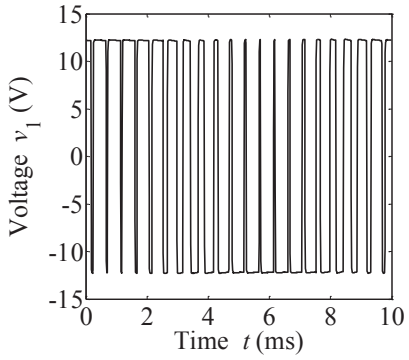


Fig. 9 Exciting voltage waveform.

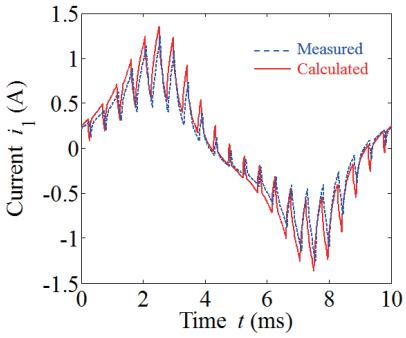


Fig. 10 Measured and calculated waveforms of the exciting current.

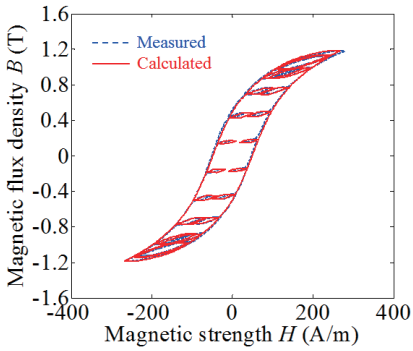


Fig. 11 Measured and calculated hysteresis loops of the cut-core.

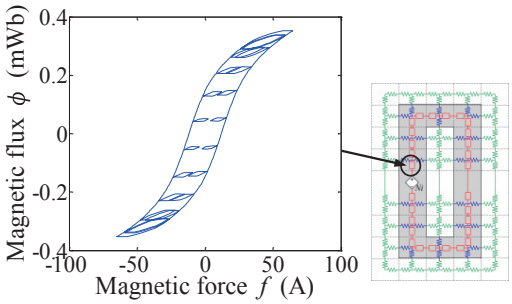


Fig. 12 Calculated hysteresis loop in a certain divided element of the RNA model.

の局所的なヒステリシスループを観測，あるいは解析で求めることは容易ではないが，本提案手法を用いることで，このような鉄心内部の磁気ヒステリシスを描かせることができる．なお，算定精度については，現時点では評価する手段が無いため，今後，何らかの方法を用いて，実測値との比較検討を行う予定である．

4. まとめ

以上，本稿ではモータ等のより複雑な形状を有する電気機器に関しても，ヒステリシスまで考慮可能な高精度な鉄損算定手法を確立することを目的として，RNA にプレイモデルを組み込む手法について，基礎的な検討を行った．

その結果，構築した RNA モデルは，PWM 励磁時の複雑な電流波形およびヒステリシスループも精度良く計算可能であることが明らかになった．また，本手法を用いることで，通常は実測や計算が困難な鉄心内部の局所的なヒステリシスループを描けることを示した．

今後は，上述の局所的なヒステリシスループの算定精度の検証，並びに本手法を用いて，スイッチトリラクタンスモータや永久磁石モータの磁気ヒステリシスまで考慮した鉄損算定を行う予定である．

References

1) A. Furuya, J. Fujisaki, Y. Uehara, K. Shimizu, H. Oshima, Y. Murakami, and N. Takahashi, *The Papers of Joint Technical Meeting on "Magnetics" IEE Japan*, SA-13-6, RM-13-6 (2013) (in Japanese).
2) H. Tanaka, K. Nakamura, and O. Ichinokura, *IEEJ Trans. FM*, **134**, 243 (2014) (in Japanese).
3) H. Tanaka, K. Nakamura, and O. Ichinokura, *Journal of the Magnetics Society of Japan*, **39**, 65 (2015) (in Japanese).
4) H. Tanaka, K. Nakamura, and O. Ichinokura, *MMM-Intermag 2016*, FJ-08 (2016).
5) S. Bobbio, G. Miano, C. Serpico, and C. Visone, *IEEE Trans. Magn.*, **33**, 4417 (1997).
6) H. Tanaka, K. Nakamura, and O. Ichinokura, *The Papers of Joint Technical Meeting on "Magnetics" IEE Japan*, MAG-16-141 (2016) (in Japanese).
7) O. Ichinokura, K. Tajima, H. Tanaka, and Y. Yoshida, "Jikikairoho niyoru Mota no Kaisekigijutsu", Kagakugijutu shuppan (2016) (in Japanese).

2017年10月6日受理，2017年12月10日再受理，2018年1月5日採録

T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)., **2**, 29-32 (2018)

<Paper>

リラクタンスネットワーク解析に基づく巻線界磁型クローポールモータの特性算定

Performance Calculation of Field-Winding type Claw-Pole Motor based on Reluctance Network Analysis

市川 優太 [a)†]・中村 健二 [a)]，鄭 淅化 [b)]，栗本 直規 [b)]
[a)]東北大学 大学院工学研究科，仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-11（〒980-8579）
[b)] ㈱デンソー，愛知県刈谷市昭和町 1-1（〒448-8661）

Y. Ichikawa [a)†], K. Nakamura [a)] , J. Sukhwa [b)], and N. Kurimoto [b)]
[a)] Tohoku University, Graduate School of Engineering, *6-6-11 Aoba Aramaki, Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980–8579, Japan*
[b)] DENSO CORPORATION., Inc., *1-1 Showacho, Kariya, Aichi 448–8661, Japan*

A field-winding type claw-pole motor has a three-dimensional complicated structure. In addition, its characteristics depend on not only an armature current but also a field-current. Therefore, to estimate the characteristics of the field-winding type claw-pole motor, three-dimensional electromagnetic field analysis combined with its drive circuit is required. This paper presents a three-dimensional reluctance network analysis (RNA) model of the claw-pole motor coupled with the drive circuit. The validity of the proposed model is proved by comparing results obtained from a finite element method (FEM).

Keywords: Reluctance Network Analysis (RNA), Field-winding type claw-pole motor

1. はじめに

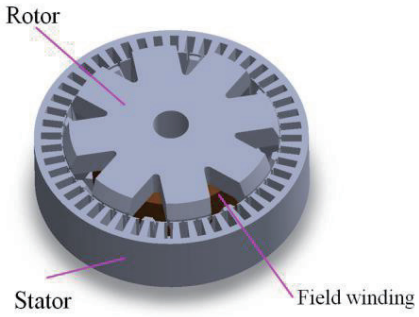
近年，モータの小型高出力化の要求に対し，構造を 3 次元にすることで，鉄心と巻線の空間利用率を高め，トルクを向上させるアイデアがいくつか報告されている [1), 2)]. その中の一つである界磁巻線型クローポールモータは，爪状の極を上下でかみ合わせた特殊な構造の回転子鉄心の中に，同心円状に巻いた界磁巻線を収めることができるため，巻線占積率を高めることができる．また，界磁電流を調整することで，一般的な永久磁石界磁型のモータよりも速度制御範囲が広い．しかしながら，クローポールモータの特性算定には，3 次元電磁界解析が必須であること，また電機子電流に加え，界磁電流も制御パラメータとなるため，諸特性を算定するためには，駆動回路も含めた高速・高精度な解析が必要不可欠である．

これに対して筆者らは，トランスやモータなどの解析対象を複数の要素に分割し，分割した要素を磁気抵抗に置き換えることで，対象全体を一つの磁気抵抗回路網で表して解析する，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 [3)]．RNA は，モデルが簡便で計算が速く，外部の電気回路や運動系との連成も容易などの特長を有する．これまでに，RNA における回転子の回転運動の表現方法，並びにトルクの統一的算定手法などを明らかにしてきた [3) - 7)].

本稿では，RNA に基づく界磁巻線型クローポールモータの特性算定法について検討を行う．クローポールモータは回転子の構造が 3 次元で特殊であるのに対して，固定子は一般的な 2 次元構造であることから，回転子では無く固定子の磁気回路を回転子位置角の関数で表すことで，回転運動を表現する手法について提案するとともに，有限要素法（FEM）との比較検討を行ったので報告する．

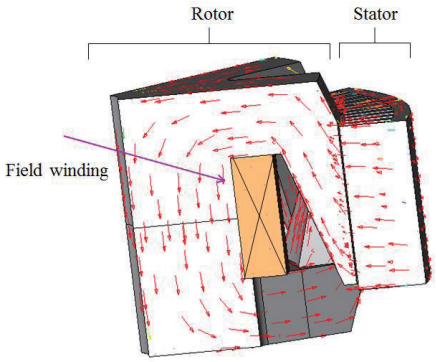
2. クローポールモータの基本構成

Fig. 1(a)に，考察対象としたクローポールモータを示す．固定子は 48 スロットであり，固定子鉄心の材質は厚さ 0.35 mm の無方向性ケイ素鋼板である．回転子は，上下 8 つずつの爪状の極がかみ合わさっており，内部に同心円状に巻かれた界磁巻線が収められている．電機子巻線は正弦波インバータによるベクトル制御，界磁巻線はスリップリングとブラシを介して直流で励磁を行う．

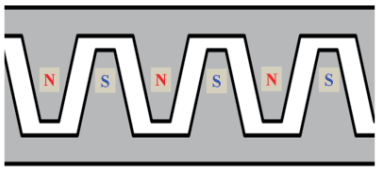


Winding method	Distributed
Stator teeth	48
Rotor pole	16
Stator core material	35A210
Rotor core material	S10C

Fig. 1 Specifications of a claw-pole motor.



(a) Vector plot of field flux



(b) Magnetic-pole distribution on the rotor surface

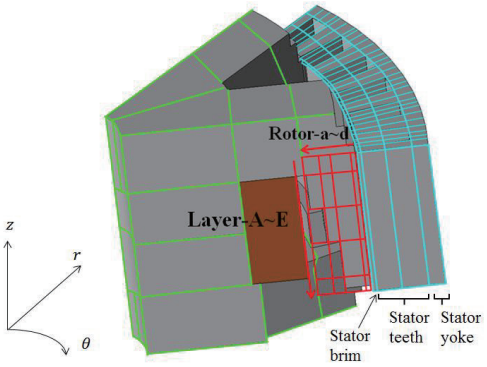
Fig. 2 Magnetic-pole distribution of the claw-pole motor.

Fig. 2(a)に，FEM の 3 次元磁界解析で求めた，界磁磁束のベクトルプロットを示す．なお，解析では磁界の対称性から 1/8 モデルを用いた．界磁電流により発生した磁束は，回転子極先端からギャップを介して固定子に流入した後，隣接する回転子極に戻る．これにより，同図(b)に示すように回転子極表面は交互に NSNS…と磁化される．したがって，電機子電流によって，この磁化された回転子の極数と同じ極数の回転磁界を生じさせれば，回転子は回転磁界に同期して回転する．すなわち，界磁巻線型クローポールモータの回転原理は，一般的な同期機と等しい．また同図から明らかなように，クローポール形状の回転子内部の磁束は，一般的なモータとは異なり，軸方向にも流れる．したがって，モータ特性の算定には 3 次元解析が必須となる．

3. RNA に基づくクローポールモータの特性算定

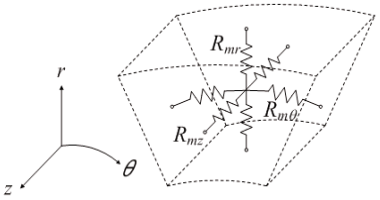
3. 1 RNA モデルの導出

Fig. 3 (a)に，RNA に基づくクローポールモータの分割図，および分割数を示す. 電磁気的な対称性から 1/8 モデルを作成した．固定子については，軸方向（z 軸方向）に一様な構造であり，Fig. 2 (a)からも明らかなように軸方向には，磁束はほとんど流れないため軸方向には分割しない．一方，径方向（r 方向）はヨーク，ティース，つば部分を 1，2，1 の計 4 分割とし，周方向（θ 方向）は 60 分割とした．回転子については，爪形の回転子極の傾斜を考慮するため，同図に示すように軸方向に 5 層に分割し，階段状に近似することで爪の形状を模擬した．以降では，軸方向に分割した各層を，同図の上から順に Layer-A～Layer-E と称する．各層とも径方向には 4 分割し，周方向にはギャップに一番近い領域から順に 30，15，15，15 分割とした．この径方向に



	r	θ	z
Stator	4	60	1
Gap	1	60	5
Rotor	4	15~30	5
Rotor (Yoke)	12		

(a) Division of the motor based on RNA.



(b) Three-dimensional unit magnetic circuit.

Fig. 3 Motor division and unit magnetic circuit based on RNA.

4 分割した領域を，以降では Rotor-a～Rotor-d と称する．なお，爪状の回転子極以外の鉄心部については，磁束の流れが単純で分布や漏れ磁束も無視できることから，界磁磁束の流れに沿った磁気抵抗のみを配置した．最後に，ギャップ部は軸方向に 5 分割，径方向に 1 分割，周方向に 60 分割した．

分割した各要素は同図(b)に示すような，3 次元方向の 6 つの磁気抵抗で表す．このとき，鉄心部の磁気抵抗は磁気特性の非線形性を考慮する必要があるため，次のような関数で材料の B-H 曲線を近似する．

$$H = \alpha_1 B + \alpha_n B^n \tag{1}$$

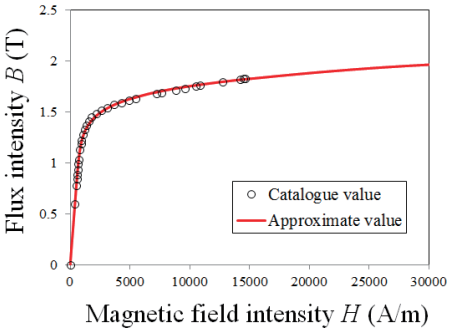
Fig. 4 に，回転子鉄心および固定子鉄心の B-H 曲線と上式による近似曲線を示す．それぞれの係数については，回転子鉄心は $\alpha_1 = 230$，$\alpha_n = 9.5$，$n = 11$，固定子鉄心は $\alpha_1 = 660$，$\alpha_n = 18.1$，$n = 11$である．

(1)式より，鉄心の非線形磁気抵抗は，次式で表される．

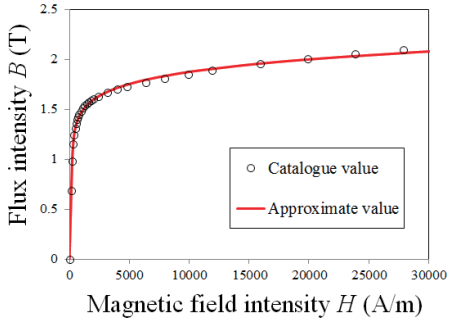
$$R = \frac{\alpha_1 l}{S} + \frac{\alpha_n l}{s^n}\phi^{n-1} \tag{2}$$

一方，周囲空間の磁気抵抗 R_{air} は，各要素の平均断面積を S，平均磁路長を l，真空の透磁率μ_0 として，次式で与える．

$$R_{air} = \frac{l}{\mu_0 S} \tag{3}$$



(a) Stator core



(b) Rotor core

Fig. 4 *B-H* characteristics of stator and rotor cores and their approximated curves.

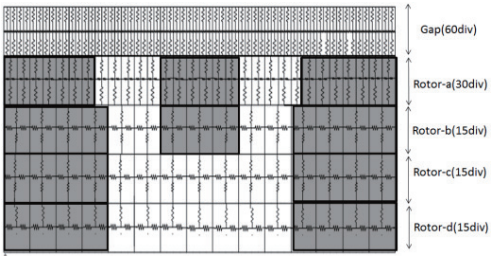


Fig. 5 Magnetic circuit of Layer-A .

Fig. 5に，上述のようにして導出した3次元RNAモデルの Layer-A の磁気回路を示す．図中の灰色背景部が鉄心である．各層ごとに空気と鉄心の領域を変化させることで，爪状の回転子極の傾斜を表現している．

3．2　回転運動の模擬

RNAにおいて回転運動を模擬するには，回転子磁気回路の起磁力や磁気抵抗を回転子位置角θの関数で表せばよい．しかしながら，クローポールモータのように，回転子の形状が 3 次元で複雑になると，可変起磁力や可変磁気抵抗の数が非常に多くなるため，計算時間の長大化や解の収束性が悪化する可能性がある．そこで本稿では，回転子の代わりに固定子磁気回路の起磁力と磁気抵抗を回転子位置角θの関数で表すことで，回転運動を模擬することを試みた．

具体的には，まず巻線電流起磁力については，回転運動に伴い回転子側から見た固定子巻線の向き，すなわち起磁力の向きが周期的に正負反転することから，Fig. 6に示すような周期関数$F(\theta)$を用いて，次式で表す．

$$f(\theta) = Ni \cdot F(\theta) \tag{4}$$

ここで，Nは巻数，iは巻線電流である．

次いで，固定子の磁気抵抗については，非線形磁気特性に加えて回転運動に伴う変化を考慮する必要がある．(2)式より，非線形磁気抵抗に生じる起磁力は，

$$f_{stator} = R \cdot \phi = \frac{\alpha_1 l}{S}\phi + \alpha_n l \left(\frac{\phi}{S}\right)^n \tag{5}$$

で表されることから，このうち，右辺第 1 項の係数α_1については，比透磁率μ_rを次式のように回転子位置角θの関数で表すことで与える．

$$\alpha_1(\theta) = \frac{1}{\mu_r(\theta)\mu_0} \tag{6}$$

また，(5)式の第 2 項については， Fig. 7に示すように係数α_nの値を回転子位置角θの関数で与えることにより，回転運動に伴う変化を表現する．なお，具体的な値は，空気領域の場合は$\alpha_n = 0$，鉄心領域の場合は$\alpha_n = 18.1$ である．

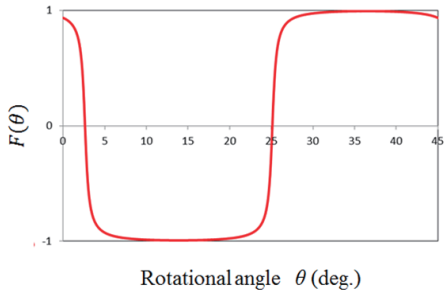


Fig. 6 Function $F(\theta)$ with respect to the rotor position angle θ.

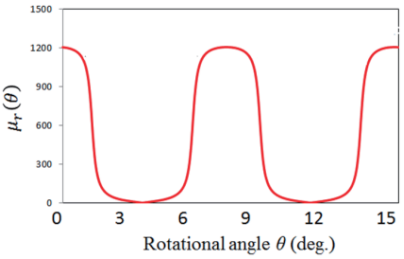


Fig. 7 Coefficient α_n with respect to the rotor position angle θ.

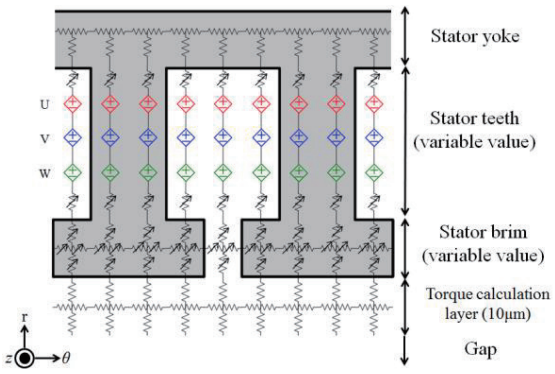


Fig. 8 Magnetic circuit of the stator considering the rotational motion.

Fig. 8 に，上述のようにして構築した固定子磁気回路を

示す．同図において，巻線電流起磁力はすべて(4)式で与えられる可変起磁力で表し，鉄心部はヨーク以外の磁気抵抗を(5)式で与えられる可変磁気抵抗で表すことで，回転子の回転運動を模擬する．

3．3　特性算定結果

前章で導出した 3 次元 RNA モデルを用いて，クローポールモータの特性算定を行った．計算には，汎用の回路シミュレータである PSpice を用いた．また，FEM による算定結果と比較をするため，JMAG-Designer を用いて，Fig. 2(a)に示した実際のモータ形状の 3 次元 FEM モデルを作成し，特性の算定を行った．

まず始めに，Fig. 9 に外部から回転子を 450 rpm で回転させたときの無負荷誘起電圧特性を示す．界磁電流の増加に伴う磁気飽和により，電圧の上昇が抑制されている様子が RNA モデルで良く再現されていることがわかる．

次いで，Fig. 10 に，3 相正弦波電流を入力とし，d 軸電流が-150～150 A，q 軸電流が 0～150 A（各々50 A 刻み）の全 28 条件について求めた FEM と RNA のトルクの平均値を示す．なお，界磁電流は 3 A 一定とし，回転数は 450 rpm 一定とした．これらの図を見ると両者はおおよそ一致していることがわかる．全 28 条件の RNA の FEM に対する平均誤差率は 10.2%であった．

なお，両者の誤差の原因は，FEM モデルと RNA モデルの回転子極形状の差が主であると考えられる．なお，計算時間については，FEM がおおよそ 1 条件当たり 19 時間であったのに対し，RNA は 8 分程度であり，大幅な計算時間の短縮が図れた．

4．まとめ

以上，本稿では，RNA に基づく界磁巻線型クローポールモータの特性算定について検討を行った．

クローポールモータは，回転子の構造が 3 次元であるのに対して，固定子は単純な 2 次元構造であることから，回転子では無く固定子の磁気抵抗と巻線電流起磁力を回転子位置角の関数で表すことで，回転運動を表現する手法を提案するとともに，FEM との比較によって，導出した RNA モデルの妥当性を明らかにした．

今後は，RNA のさらなる精度の向上と回転子表面に生じる渦電流の解析法について検討を進める予定である．

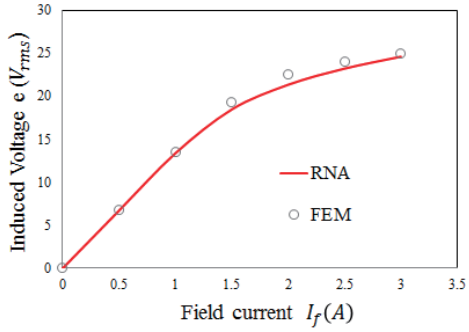


Fig. 9　No-load induced voltage characteristics.

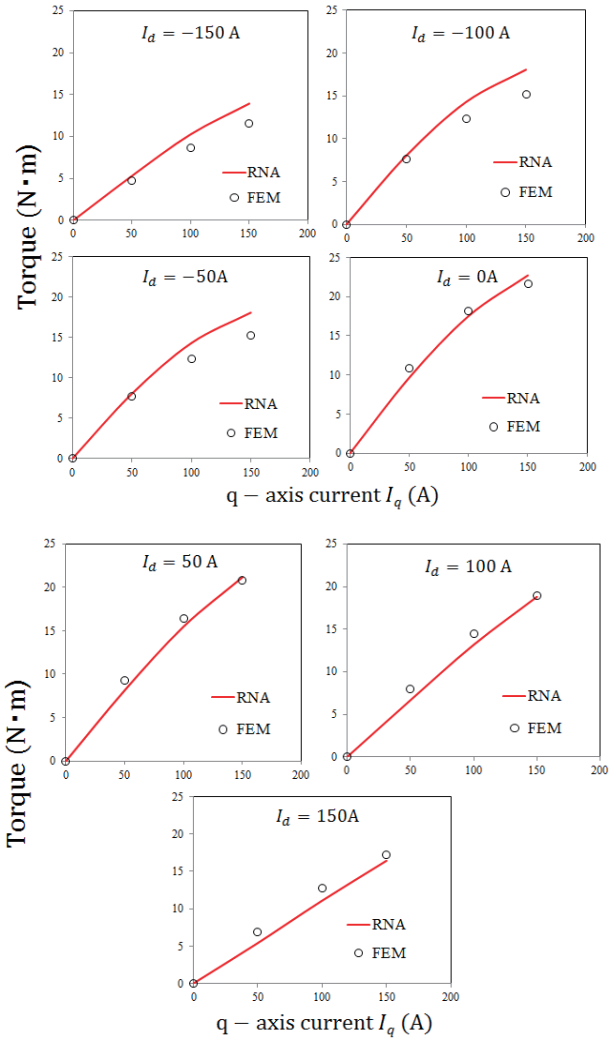


Fig. 10　Torque estimation result of RNA and FEM.

References

1) Y. Enomoto, H. Tokoi, K. Kobayashi, H. Amano, C. Ishihara, and K. Abe, *IEEJ Trans. IA*, **129**, 1004 (2009) (in Japanese).
2) M. Inoue : *Motor technology Symp*, **30**, C5-3-1 (2010) (in Japanese).
3) O. Ichinokura, K. Tajima, H. Tanaka, and Y. Yoshida, "Jikikairoho niyoru Mota no Kaisekigijutsu", Kagakugijutsu shuppan (2016) (in Japanese).
4) T. Mizuguchi, K. Nakamura, T. Koyama, and O. Ichinokura, *IEEJ Trans. IA*, **129**, 1048 (2009) (in Japanese).
5) K. Suzuki, K. Nakamura, and O. Ichinokura, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **35**, 281 (2011) (in Japanese).
6) T. Miyashita, K. Nakamura, and O. Ichinokura, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **31**, 127 (2009) (in Japanese).
7) K. Nakamura and Osamu Ichinokura, *IEEJ Trans. IA*, **135**, 1063 (2015) (in Japanese).

2017 年 10 月 10 日受理，2018 年 03 月 08 日採録

T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)., **2**, 33-36 (2018)

<Paper>

リラクタンスネットワーク解析に基づく永久磁石モータの熱–磁気連成解析に関する基礎的検討

Basic Examination of Electromagnetic and Thermal Coupled Analysis for Permanent Magnet Motor based on Reluctance Network Analysis

川村 恭平†，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. Kawamura，K. Nakamura
Tohoku University, Graduate School of Engineering, *6-6-11 Aoba Aramaki Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8579, Japan*

In recent years, a thermal analysis of electric motors becomes more important following an increase of power density. Especially, it is very important for design and analysis of permanent magnet (PM) motors since characteristics of the permanent magnet are deteriorated by heat due to losses. To realize a quantitative thermal design and prevent from overheat, it is essential to establish an electromagnetic and thermal coupled analysis method for the PM motors. This paper presents a method for calculating simultaneously the eddy current loss of the permanent magnet and its temperature rise.

Key words: Permanent magnet (PM) motor, Reluctance Network Analysis (RNA), Electromagnetic and Thermal Coupled Analysis

1. はじめに

現在，モータの解析・設計手法としては，有限要素法（FEM）が幅広く用いられており，材料の磁気特性や詳細な形状・寸法に基づき，モータ単体の性能を高精度に算定することができる．しかしながら，最近のモータはインバータなどに代表されるパワーエレクトロニクス回路によって，きめ細やかに制御されることで，高出力・高効率な運転が実現されていることから，モータ単体のみならず駆動回路や制御系も含めた解析・設計手法の確立が必要不可欠である．また最近では，モータに対する小型高出力化の要求は益々高まっており，例えば，現在のハイブリット自動車用のモータの巻線電流密度は 20 A/mm^2 以上に達している．これは自然空冷では到底冷却できないほどの電流密度であり，油冷等も想定した熱設計が欠かせない．したがって，このようなモータドライブシステムの設計には，電気 - 磁気連成解析に加えて，熱との連成も必要であり，解析モデルが著しく大規模になる．加えて，モータの電気的な時定数は通常 ms オーダであるのに対し，熱平衡に至るまでの時間は数分～数十分程度であるため，熱-磁気連成解析には長大な計算時間も要求される．したがって，簡便な連成モデルの構築と，これを用いた高速な計算が求められる．

磁気回路法は，機器内部の複雑な磁気現象を巨視的に捉えて解析する手法であり，機器形状を反映したシンプルな解析モデルが構築できるため，簡便な計算で機器の動作原理を容易に把握することができる．これまで筆者らは，磁気回路法を発展させた電気機器の解析手法として，リラクタンスネットワーク解析（RNA：Reluctance Network Analysis）を提案してきた [1]．RNA は，解析対象を複数の要素に分割し，これらを形状と材料の磁気特性で決まる磁気抵抗で表すことで，解析対象全体を一つの磁気抵抗回路網として扱う手法である．FEM と比べて解析モデルが簡便で計算が速いこと，算定精度が比較的高いこと，電気系，熱系，運動系との連成解析が可能であること，汎用の回路シミュレータをソルバとして利用できることなどの特長を有する．

先に筆者らは，モータの RNA モデルで求めた損失を入力として，熱抵抗回路モデルを解くことで，スイッチトリラクタンス（SR）モータ [2]や，永久磁石（PM）モータ [3]の温度上昇を算定する手法を提案した．しかしながら，磁気回路と熱回路の相互干渉を考慮しながら解析を行う完全連成手法は未だ確立できていない．そこで本稿では，PM モータを解析対象として選び，熱-磁気完全連成モデルの構築を目的として，基礎的な検討を行ったので報告する．

2. PM モータの RNA モデル

本章では，解析対象とした PM モータの諸元と RNA モデルの導出方法について要点を述べる．Fig. 1 に，解析対象の 3 相 6 スロット 4 極のアウターロータ型 PM モータを示す．直径は 53.9 mm，積み厚は 11.9 mm のモータであり，定格速度は 9000 rpm である．Table 1 に諸元を示す．

RNA モデルの導出に際しては，まず Fig. 2(a)に示すように PM モータを複数の要素に分割する．このとき，磁束の流れが比較的単純な固定子極とヨーク部分は，同図に示すように，分割数を粗くする．一方，磁束分布が複雑になることが予想される，固定子極先端，ギャップ，回転子は細かく分割する．

次いで，分割した各々の要素を同図(b)に示すような，2次元方向の 4 つの磁気抵抗で表す．これらの磁気抵抗 R_m は，磁心部については，要素の断面積を S_m，平均磁路長 l_m を用いて，次式で与える．

$$R_m = \frac{l_m}{\mu_0 \mu_s S_m} \tag{1}$$

上式中の μ_s は鉄心の比透磁率である．

一方，空間部の磁気抵抗 R_{air} については，真空中の透磁率 μ_0 と分割要素の寸法を用いて以下のように与える．

$$R_{air} = \frac{l_m}{\mu_0 S_m} \tag{2}$$

また，回転子磁石を表す起磁力については，永久磁石の起磁力 f_c は，保磁力 H_c と磁石長 l_{pm} を用いて，

$$f_c = H_c l_{pm} \tag{3}$$

で表されることから，これを次式のように回転子位置角 θ の関数で与えることで，回転子の回転運動を模擬する [1]．

$$f_c(\theta) = H_c l_{pm} \times \frac{2}{\pi} \arctan(b \sin p\theta) \tag{4}$$

上式中の b は，Fig. 3 に示すように起磁力分布の形状を決める無次元の値である．本稿では，通常，起磁力分布は角の丸まった方形波状になることから，同図中の実線のような分布になると仮定し，$b = 10$ とした．

Fig. 4 に，上述のようにして導出した PM モータの RNA モデルの一部を示す．また Fig. 5(a)に，導出した RNA モデルを用いて求めた鎖交磁束を示す．同図(b)は誘起電圧である．また比較のため，FEM による算定結果も示す．なお，RNA モデルの要素数は 588，FEM は 11,130 である．これらの図を見ると，両者は良好に一致しており，導出した RNA モデルの妥当性が了解される．

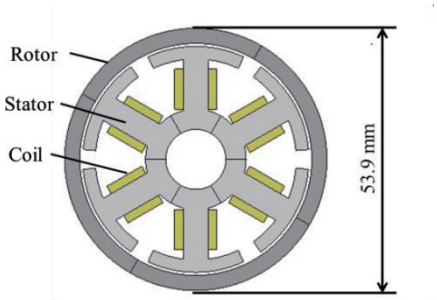
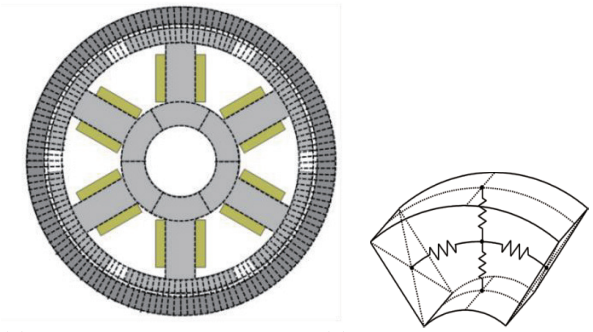


Fig. 1 Schematic diagram of outer-rotor-type PM motor.

Table 1 Specifications of the PM motor.

Number of slot	6
Number of pole	4
Stack length	11.9 mm
Number of windings/pole	48
Magnetic length	3 mm
Core material	35A300
Magnet material	Nd-Fe-B



(a) Division of the PM motor (b)Unit magnetic circuit

Fig. 2 Division of the PM motor based on RNA.

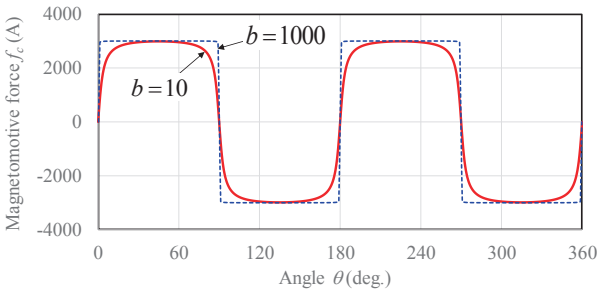


Fig. 3 Distribution of magnetomotive force of the magnet.

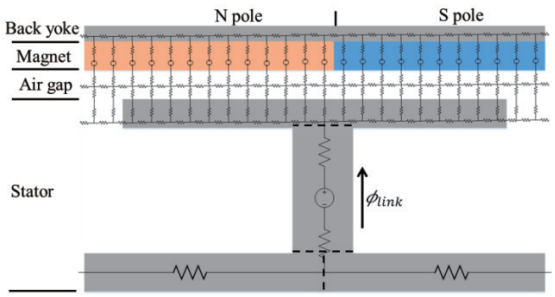
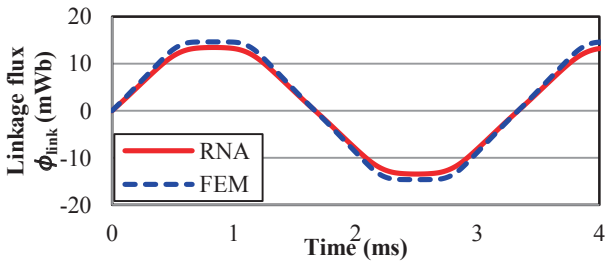
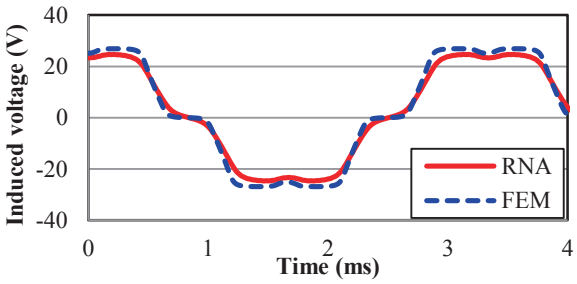


Fig. 4 A part of the RNA model of the PM motor.



(a) Linkage flux



(b) Induced voltage

Fig. 5 Comparison of RNA and FEM results.

3. RNA モデルによる熱-磁気連成解析

本章では, PM モータの熱-磁気完全連成モデルの構築に資する基礎検討として，先行研究[3)]で最も大きな課題となっていた磁石に流れる磁束の算定方法と, それに起因する磁石渦電流損失の計算, 並びに磁石渦電流損失を熱源とした永久磁石の熱回路解析について述べる.

3.1 磁石に流れる磁束の算定方法

前章でも述べたように，RNA において PM モータの回転子の回転運動は, 磁石起磁力を回転子位置角の関数で与えることで模擬しているため，RNA モデルの回路トポロジー自体は，回転運動によって変化しない．したがって，回転子磁石のある特定の場所に流れる磁束を，RNA モデルから直接求めることはできないため, 何かしらの数学的処理が必要になる．先行研究では，これを後計算で求めていた.

これに対し本稿では，Fig. 6 に示す原理に基づき，後計算無しに磁石に流れる磁束を求める方法を提案する. 以下では，磁石のある特定の要素 a に流れる磁束ϕ_a を例に挙げて，具体的な算定手順について説明する．まず同図(a)に示した回転子位置において, 要素 a に流れる磁束ϕ_a は, ギャップの要素①と②の磁束ϕ_1 とϕ_2 が，ある割合で足し合わされた値になることがわかる．ここで，その割合は 2 つのギャップ要素①と②が要素 a に接する面の大きさの比で決まると仮定すれば, その比は同図中の 2 つの三角波状の関数 g_1 と g_2 を用いて表すことができる. したがって, 要素 a に流れる磁束ϕ_a は，ギャップの要素①と②の磁束ϕ_1 とϕ_2，並びに比を表す関数 g_1 と g_2 を用いて，次式で求めることができる.

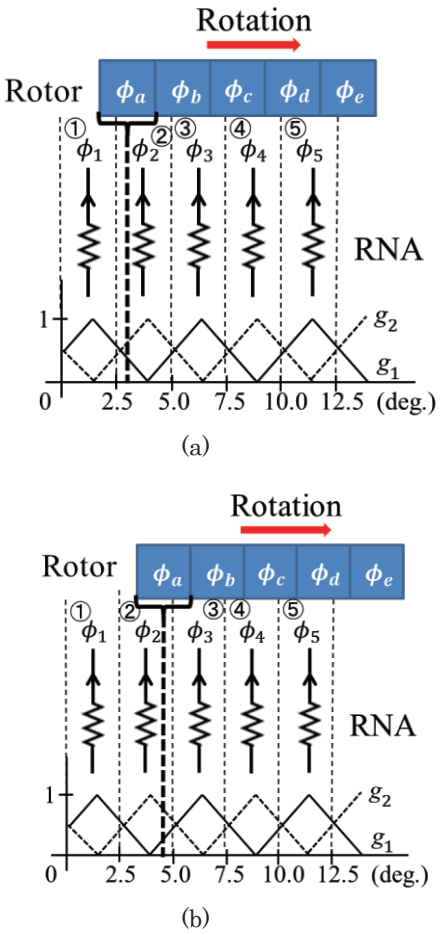


Fig. 6 Calculation method of linkage flux of a certain part of the permanent magnet.

$$\phi_a = \phi_1 \cdot g_1 + \phi_2 \cdot g_2 \tag{5}$$

回転運動によって，回転子の位置が同図(b)に変わった場合についても同様に, 要素 a がギャップの要素②と③に接していることを勘案すれば,

$$\phi_a = \phi_2 \cdot g_2 + \phi_3 \cdot g_1 \tag{6}$$

で求めることができる．このような方法によって，磁石の任意の要素に流れる磁束を, 後計算無しに算定することが可能になる.

Fig. 7 に，上述の方法で求めた，磁石に流れる磁束の計算結果を示す. 比較のため, FEM による算定結果も示す. この図を見ると，両者は良好に一致しており，提案手法の妥当性が了解される.

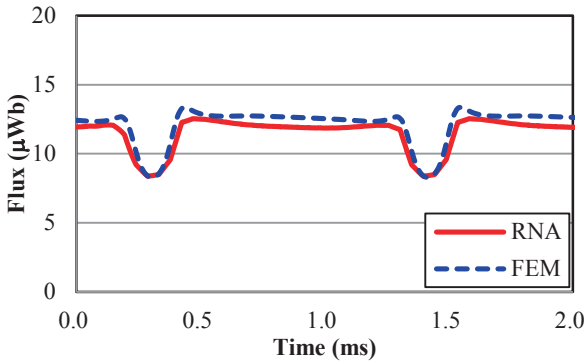


Fig. 7 Comparison of the linkage fluxes of the permanent magnet calculated by RNA and FEM.

3.2 渦電流損の算定

前項で求めた磁石磁束を用いて, 磁石に生じる渦電流損失の算定を行う．算定には Fig. 8 に示すように，永久磁石を導電率と要素形状・寸法から求まる電気回路網モデルで表し[4)]，本モデルと RNA モデルを連成する．同図の電気回路網モデルの電圧 e と抵抗値 R_{em} は, 磁石に流れる磁束をϕ_{em}, 磁石の導電率をσ_{em} とすれば次式で与えられる.

$$e = -\frac{d\phi_{em}}{dt} \tag{7}$$

$$R_{em} = \frac{l_m}{\sigma_{em} S_m} \tag{8}$$

なお，磁石の渦電流損失は，同図の電気回路網モデルにおいて，抵抗で消費される電力に相当する.

Fig. 9 に，磁石渦電流損失の算定結果を示す．また，比較のため, FEM による算定結果も示す. この図を見ると, RNA の結果は，大略 FEM の結果と一致していることがわかる.

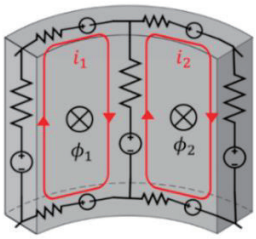


Fig. 8 Electric circuit model of the permanent magnet for calculating the eddy current loss.

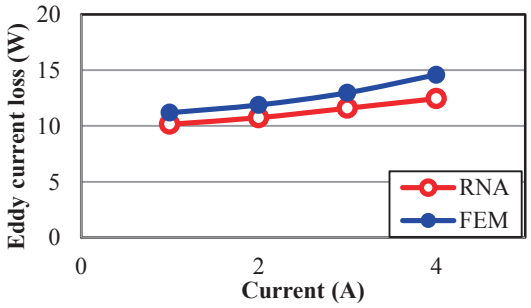


Fig. 9 Comparison of calculated eddy current losses.

3.3 永久磁石の熱回路解析

前項で求めた磁石渦電流損失を用いて，熱回路解析を行う．ただし，今回は簡便のため，磁石渦電流損失を熱源として，磁石のみが加熱され，小型円柱状物体からの自然熱対流であるという条件の下で計算を行った．Fig. 10 に，回転子磁石の熱回路モデルを示す．図中の I_t は熱源，C_t は熱容量，T_o は外気温である．また，永久磁石の伝熱抵抗が R_{ti}，外気への放熱抵抗が R_{to} であり，これらは熱伝導率λ，熱伝達率 h，磁石表面積 A，回転子直径 d，磁石長さ l_{pm}，磁石内部温度 T_{to} を用いて，次式で表される [3]．

$$R_{ti} = \frac{l_{pm}}{\lambda A} \tag{9}$$

$$R_{to} = \frac{1}{hA} \tag{10}$$

ただし，$$h = 1.32\left(\frac{T_{to} - T_0}{d}\right)^{0.25} \tag{11}$$

Fig. 11 に示すように，Fig. 10 の熱回路モデルと Fig. 4 の RNA モデル，Fig. 8 の電気回路網モデルを組み合わせて，同時並行で解析することで，永久磁石の温度が時間ステップごとに算定できる．Fig. 12 に磁石温度の算定結果の一例を示す．

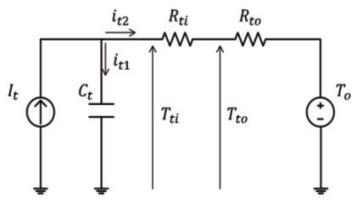


Fig. 10 Thermal circuit model of the permanent magnet.

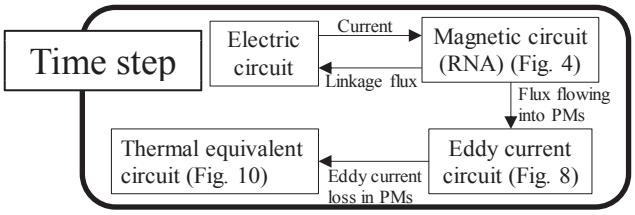


Fig. 11 Calculation flow diagram.

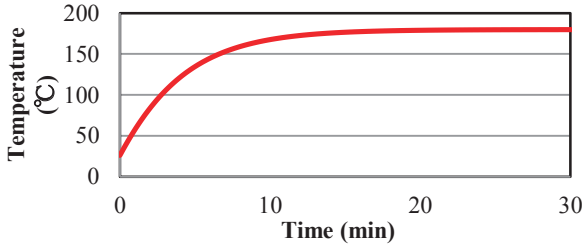


Fig. 12 Calculated temperature of the permanent magnet.

4. まとめ

以上本稿では，RNA に基づく熱 - 磁気完全連成解析手法の確立を目的として，PM モータを解析対象として選び，基礎的な検討を行った。

まず先行研究において大きな課題の一つであった，回転子磁石に流れる磁束の算定方法については，磁石のある 1 つの要素に接している 2 つのギャップ要素の面積比を表す三角波状の関数を新たに導入し，これとギャップ要素に流れる磁束を適切に掛け合わせることで，任意の場所の磁石磁束を後計算無しに求める手法を提案した．

本手法で求めた磁石磁束，並びにそこから求まる磁石渦電流損について，FEM の結果と比較をしたところ，両者は良好に一致し，提案手法の妥当性を明らかにすることができた．

また，永久磁石の熱回路モデルと上述の RNA モデルの解析を同時並行で行い，電気 - 磁気 - 熱の完全連成に向けた見通しを得ることができた．

今後は，銅損および鉄損による発熱，並びに発熱による巻線の電気的特性，および磁石の磁気的特性の変化まで考慮可能な完全連成モデルの構築を目指す．また，実機との比較検証も行う予定である．

References

1) O. Ichinokura, K. Tajima, H. Tanaka, and Y. Yoshida, “Jikikairoho niyoru Mota no Kaisekigijutsu”, Kagakugijutsu shuppan (2016) (in Japanese).
2) Y. Sugai, K. Nakamura, and O. Ichinokura, *The Papers of Technical Meeting on “Magnetics” IEE Japan*, MAG-14-168 (2014) (in Japanese)
3) Y. Sugai, K. Nakamura, and O. Ichinokura, *The Papers of Technical Meeting on “Magnetics” IEE Japan*, MAG-15-120 (2015) (in Japanese)
4) Y. Yoshida, K. Nakamura, and O. Ichinokura, *J. Magn. Soc. Jpn*, **37**, 278 (2013).

2017年10月9日受理，2018年1月20日再受理，2018年2月14日採録

T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)., **2**, 37-42 (2018)

<Paper>

Examination of High-Efficiency Rare Earth Free Motor with Three-Dimensional Magnet Arrangement

H. Saito, Y. Yoshida*, and K. Tajima

Department of Cooperative Major in Life Cycle Design Engineering, Akita Univ., *1-1, Tegata Gakuen-machi, Akita 010-5802, Japan*

*Department of Electrical and Electronic Engineering, Akita Univ., *1-1, Tegata Gakuen-machi, Akita 010-5802, Japan*

In this paper, a high-torque and high-efficiency ferrite magnet motor is presented whose rotor has a three-dimensional (3D) magnet arrangement. First, the rotor structure with 3D magnet arrangement for improving motor torque is described. Next, the effect of toroidal-winding which can improve the winding space factor to reduce copper loss, is discussed. Then, a comparison of efficiency between the proposed motor and conventional surface permanent magnet (SPM) motor with distributed-winding shows an improvement in motor efficiency in a wide operating range.

Key words: permanent magnet motor, ferrite magnet, three-dimensional magnet arrangement, toroidal-winding

1. Introduction

Electric motors are used for various applications, such as industrial machinery, and electrical equipment, automobiles. Currently, motors occupy about 57.3 % of the domestic electricity consumption in Japan[1]. Among the motors, permanent magnet (PM) motors using rare earth magnets are used for various applications, such as motors for driving Electric vehicles (EVs) and Hybrid electric vehicles (HEVs) due to their high performance characteristics[2]. However, although rare earth magnets whose raw material is based on neodymium and dysprosium are key element for improving the performance of PM motors, they may be subject to rapid price fluctuation as the production of such metals is concentrated in a single country. Therefore, it is important to develop a high-efficiency motor without using rare-earth magnets.

At present, studies are being conducted on rare earth free motors using only ferrite magnets that can be inexpensively and stably supplied as an alternative to rare earth magnets[3),4),5)] as well as on rare earth-less motors in which the usage of rare earth magnets is reduced by using both rare earth magnets and ferrite magnets[6),7)]. The ferrite magnet has about one-third of the residual magnetic flux density and coercive force of the neodymium sintered magnet, which is a rare earth magnet. Therefore, simply replacing the magnet does not produce a magnetic flux equivalent to that of rare earth magnets; thus, the performance of the motors deteriorates[3)].

In this paper, we investigate an increase in torque with a rotor structure having a three-dimensional magnet arrangement for increasing the surface area of the magnet. Furthermore, by adopting toroidal winding as a stator winding method, copper loss is reduced and the efficiency of the motor is improved.

2. Torque increase with three-dimensional magnet arrangement

Figure 1 shows a sectional view of a distributed-winding surface permanent magnet (SPM) motor to be compared. Table 1 lists the specifications of the motor.

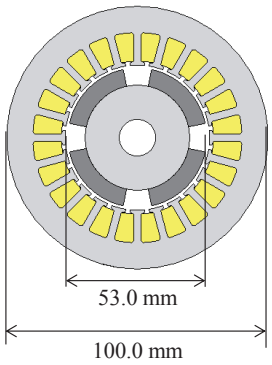


Fig. 1 Shape of distributed-winding SPM motor.

Table 1 Specifications of distributed-winding SPM motor.

Parameters	Value
Stator outer diameter (mm)	100
Rotor outer diameter (mm)	53
Gap width (mm)	1.1
Stack length (mm)	30
Permanent magnet	Ferrite magnet (SSR-420)
Core material	50JN1300
Number of winding turns/slot (turns)	40
Winding diameter (mm)	ϕ0.5
Number of slots	24
Number of poles	4

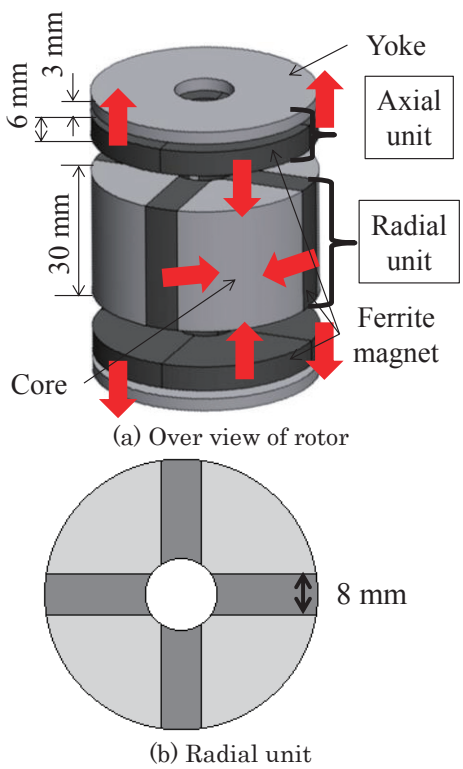


Fig. 2 Shape of three-dimensional magnet arrangement (3D-MA) model.

To design the three-dimensional magnet arrangement (3D-MA) rotor, three-dimensional finite element analysis (3D-FEA) was performed by using the JMAG-Designer Ver 16.0 software. As ferrite magnets with low coercive force are used for the magnets, demagnetization of the magnets was considered in the analysis.

Figure 2 shows a general view of a three-dimensional magnet arrangement (3D-MA) model. To estimate the effect of the 3D-MA rotor compared with the SPM motor with distributed-winding, the torque of the 3D-MA motor was calculated by using the same stator as the SPM motor shown in Fig. 1. We focused on generating a larger torque with a motor using ferrite magnets. For that purpose, it is necessary to increase the surface area of the magnet[5]. The radial unit adopts a spoke structure to increase the surface area. Although the torque increases as the magnet thickness increases, the magnet thickness was set to 8 mm to secure the contact area between the motor shaft and the rotor core. To further increase the surface area of the magnet, the area in the axial direction is utilized with 3D-MA.

In the model of the proposed 3D-MA, the axial unit is composed of a yoke and four poles of ferrite magnet arranged in the axial direction of the rotor. The axial unit is accommodated within the dead space at the coil end.

Figure 3 shows the relationship between the yoke thickness and the average torque when the thickness of the magnet in the axial direction was 6 mm. If the yoke thickness was larger than 3 mm, the torque did not increase as the yoke thickness increases. The yoke thickness was set to 3 mm, since approximately the same results were obtained with other magnet thicknesses.

Figure 4 shows the relationship between the magnet thickness and the average torque when the yoke thickness was 3 mm. When the magnet in the axial direction was thinner than an air gap length of 1.1 mm, the magnetic flux short-circuited through the axial direction yoke. If the magnet thickness was larger than 2 mm, the torque increased compared with that of the SPM motor. From these characteristics, a magnet thickness of 6 mm was used because the torque was saturated over 6mm.

Table 2 shows a comparison of the magnet surface area of the SPM motor and 3D-MA model. The surface area of the 3D-MA was 110.5% larger than that of the SPM motor.

Figure 5 shows a comparison of the average torque of the SPM motor and 3D-MA model. The average torque of the 3D-MA model was 79% larger than that of the SPM motor.

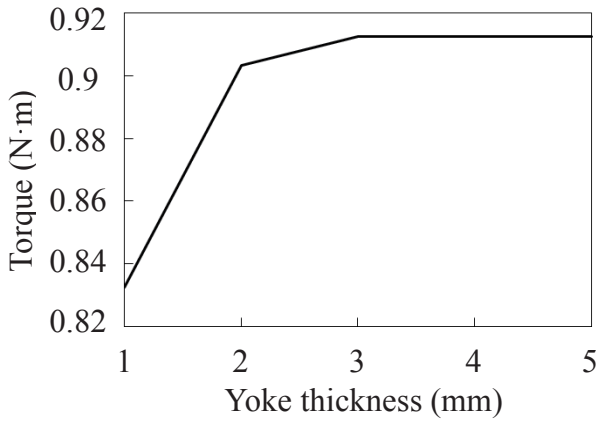


Fig. 3 Relationship between yoke thickness of axial unit and average torque.

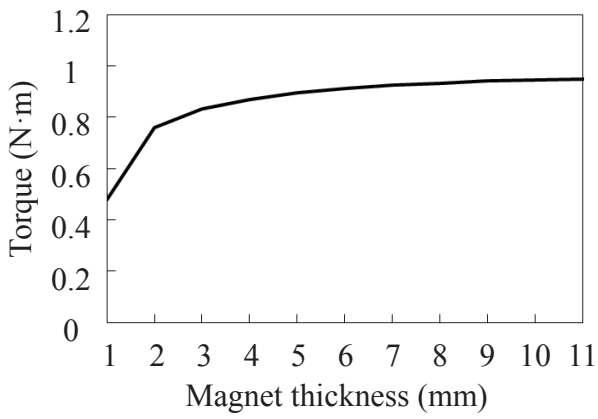


Fig. 4 Relationship between magnet thickness of axial unit and average torque.

Table 2 Comparison of surface area.

	SPM	IPM	3D-MA
Magnet surface area/pole (mm^2)	919.9	1227.1 (+33.4%)	1936.4 (+110.5%)

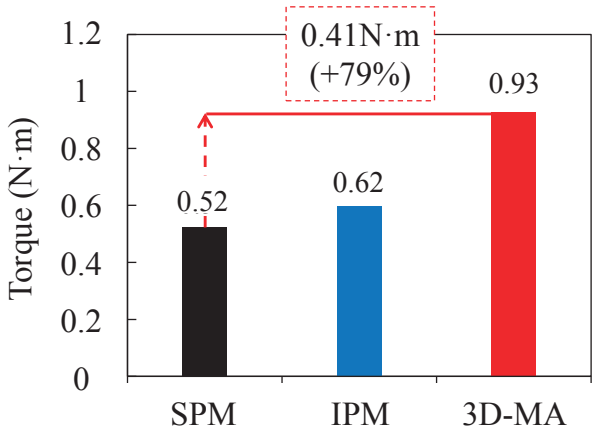
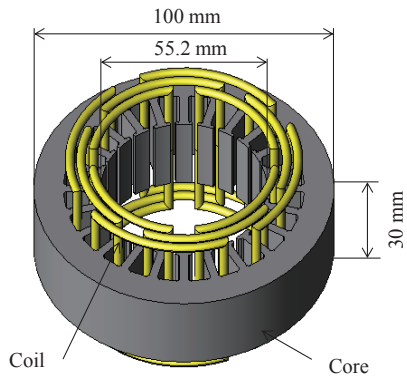


Fig. 5 Comparison of average torque at current amplitude of 4.0 A.

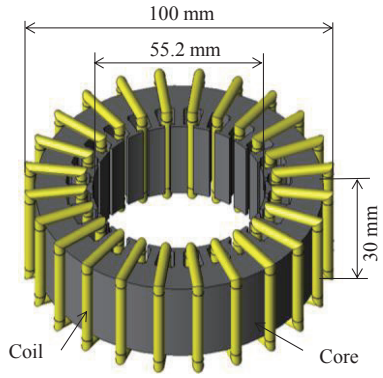
3. Reducing copper loss with toroidal-winding

Figures 6 (a) and (b) show the shape of stators with toroidal-winding and with distributed-winding. The inner and the outer diameters of both winding types are 55.2 and 100 mm, respectively. The coils for toroidal-winding are wound around the back yoke. The outer diameter of the toroidal-winding stator including the coil is designed to have the same outer diameter as the distributed-winding stator.

Figures 7 (a) and (b) show the direction of the current flowing in the coils and a magnetic flux diagram of distributed-winding and toroidal-winding. To compare only the spatial distribution of the magnetomotive force generated by the excitation current between distributed-winding and toroidal-winding, iron cores instead of the magnets were used for the rotors. Figure 8 shows a comparison of the magnetic flux density distribution of the air gap. In the figure, it can be seen that the flux densities generated by both winding methods were almost equal.

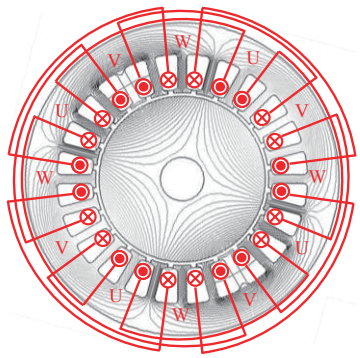


(a) Distributed-winding

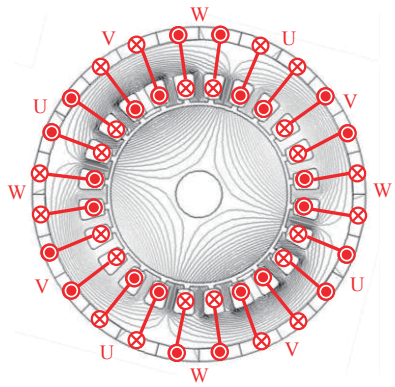


(b) Toroidal-winding

Fig. 6 Shape of stator with distributed-winding and toroidal-winding.



(a) Distributed-winding



(b) Toroidal-winding

Fig. 7 Magnetic flux diagram obtained by excitation current.

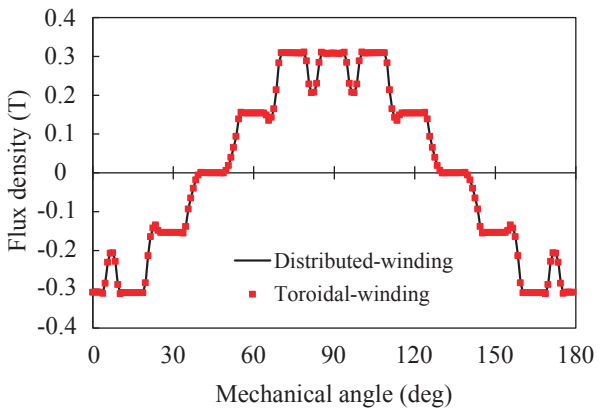
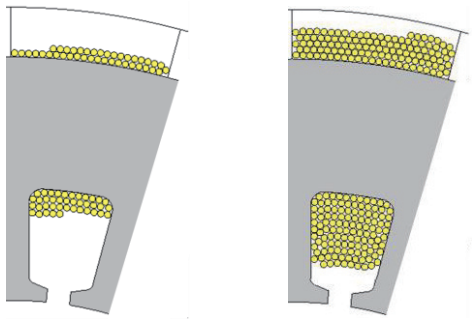


Fig. 8 Comparison of air-gap flux density distribution with excitation current.



Number of turns	40 turns	120 turns
Winding space factor	17%	50%

Fig. 9 Increase in winding factor of toroidal-winding.

Figure 9 shows a comparison of the number of turns and the space factor per one slot of the stator of the toroidal-winding motor used in this study. Since the coil wound in the slot does not interfere with other coils, the number of winding turns of the coil can be increased from 40 turns to 120 turns; the space factor increases from 17% to 50%.

Figure 10 shows a comparison of the torque wave forms of the distributed-winding motor and toroidal-winding motor using the same rotor (SPM rotor). The torque wave form of the toroidal-winding motor was exactly the same as that for the distributed-winding motor.

Figure 11 (a) shows a comparison of the copper loss of each motor at an output of 109 W and a rotation speed of 1000 rpm. The copper loss could be reduced by 44.3 W (65%) by using toroidal-winding compared with distributed-winding. As mentioned in section 2, using the 3D-MA rotor, the excitation current could be suppressed to 2.27 A to produce the same torque as that of the SPM rotor. Therefore, the copper loss at the same output was reduced to 7.5 W. Figure 11 (b) shows a comparison of the iron loss of each motor under the same output conditions at each rotational speed. The iron losses of the proposed 3D-MA motor were more than twice as large as those of the conventional SPM motor. Therefore, the efficiency of the 3D-MA motor worsened in the high-speed rotation region. Because nonconductive ferrite magnets are used for the motors, the eddy current losses in the magnets were not considered.

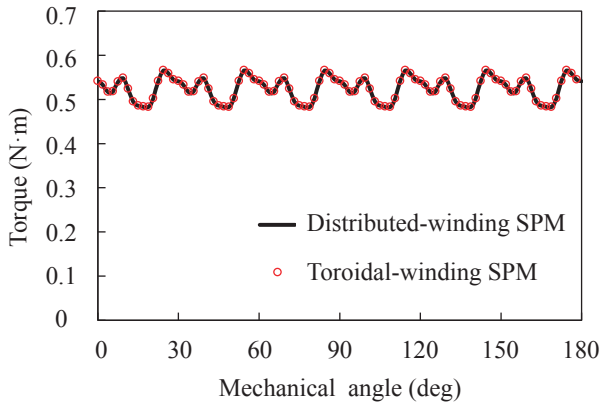
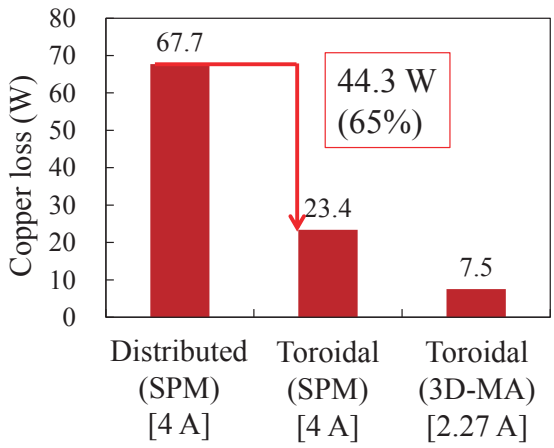
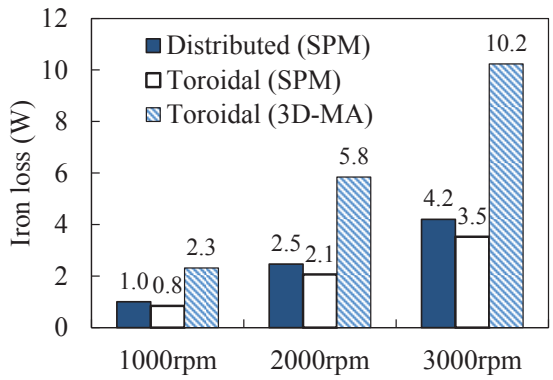


Fig. 10 Comparison of torque wave form at current amplitude of 4.0 A.



(a) Comparison of copper loss
(output: 109 W, speed: 1000 rpm)



(b) Comparison of iron loss

Fig. 11 Comparison of loss.

4. Comparison of efficiency

In this section, the motor performance is evaluated by using efficiency maps. The maximum line voltage and the maximum phase current amplitude are 48 V and 4 A to calculate the efficiency. The efficiency, η, is calculated by

$$\eta = \frac{\omega T}{\omega T + W_i + W_c} \cdots\cdots (1)$$

where ω, T, W_i, and W_c are the angular velocity, torque, iron loss and copper loss obtained by analysis and calculation.

Figure 12 shows the result of calculating efficiency for each motor.

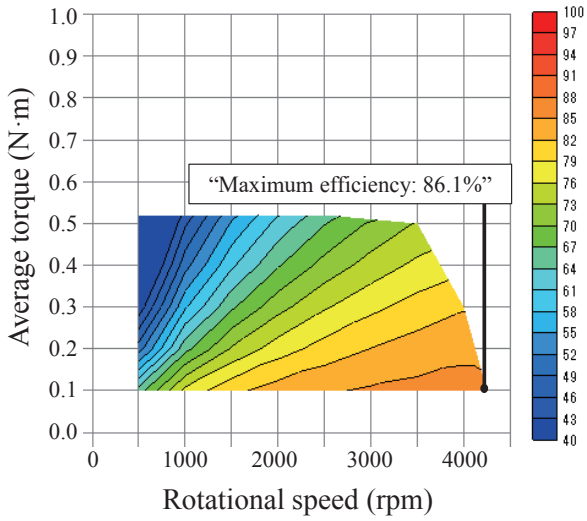
By comparing (a) and (b) in Fig. 12, the effect of copper loss reduction with toroidal-winding can be seen. Figure 13 shows the difference in motor efficiency obtained by subtracting the efficiency of the SPM motor with distributed-winding from the efficiency of that with toroidal-winding. Although the output ranges of the distributed-winding SPM motor and toroidal-winding SPM motor completely coincided with each other, the efficiency of the toroidal-winding SPM motor was improved throughout the entire out range by reducing the copper loss.

As can be seen by comparing (b) and (c) in Fig. 12, the maximum torque of 3D-MA motor was increased by 79% by increasing the magnet surface area. However, since the reactive magnetomotive force at a high rotational speed increased, the maximum rotational speed decreased compared with the SPM motor. Figure 14 shows the difference in motor efficiency obtained by subtracting the efficiency of the SPM motor with toroidal-winding from that of the 3D-MA motor. When comparing the efficiency in the same output range, the efficiency of the 3D-MA model was higher than that of the SPM motor in a wide range except the high rotation speed and low torque region.

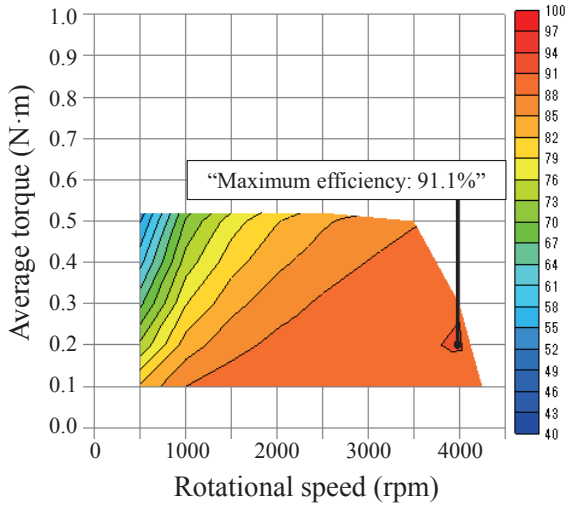
5. Conclusion

In this paper, we examined a motor that does not contain rare earth metals. First, we proposed a 3D-MA model whose rotor magnets are arranged in three dimensions in order to increase the magnet surface area. As a result, the maximum torque of the 3D-MA motor was increased by 79% compared with the conventional SPM motor. Next, a winding method for reducing copper loss further compared with the conventional distributed-winding was presented. The proposed toroidal-winding can reduce the copper loss by 65% with an increased winding space factor. The combination of a 3D-MA rotor and toroidal-winding stator improved the motor efficiency in a wide range, especially the high-torque region.

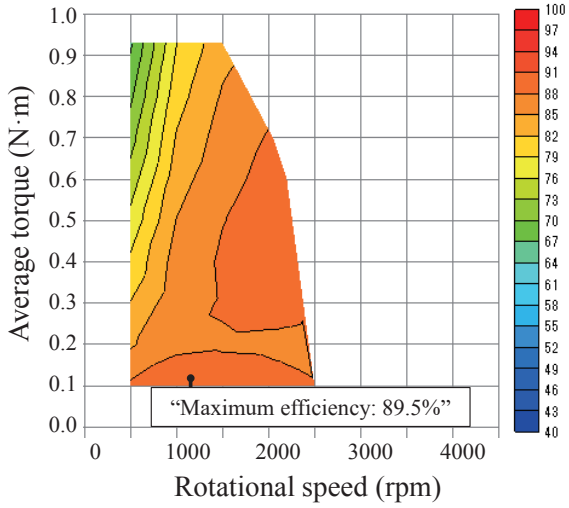
As further work, we will determine the effectiveness of the proposed motor by manufacturing an actual machine on an experimental basis.



(a) Distributed-winding SPM motor



(b) Toroidal-winding SPM motor



(c) Toroidal-winding 3D-MA

Fig. 12 Efficiency maps of each motor.

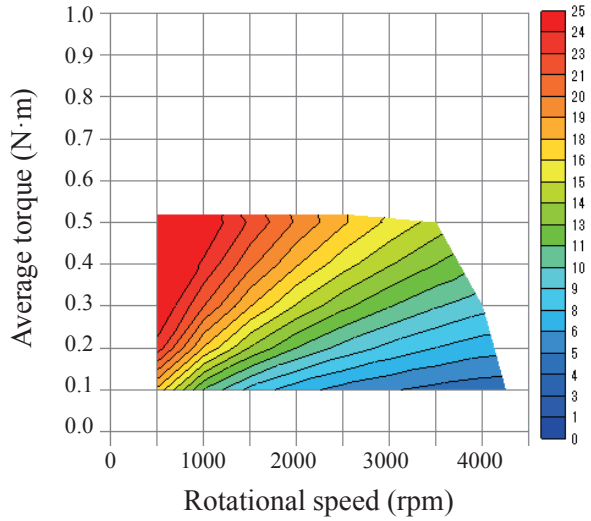


Fig. 13 Comparison of efficiency between SPM motors with distributed-winding and with toroidal-winding.

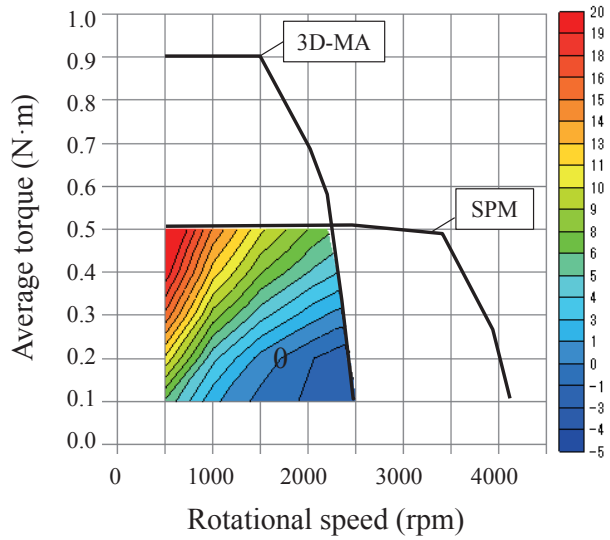


Fig. 14 Comparison of efficiency between 3D-MA and SPM motor with toroidal-winding.

References

1) Zaidannhoujinn Sinnkinousosikennkyuukaihatukyoukai: "Dennryokusiyoukiki no Syouhidennryokuryou nikannsuru Gennjou to Kinnmirai no Doukoutyousa" (in Japanese), *Research Report* (2009).
2) M. Obata, S. Morimoto, M. Sanada, and Y.Inoue: "Characteristic of PMASynRM with Ferrite Magnets for EV/HEV Applications," *ICEMS* 2012, DS3G2-7 (2012).
3) Y. Iwai, Y. Yoshida, and K. Tajima: "Consideration of Efficiency Improvement of Ferrite Magnet Motor with Toroidal Winding," *The Papers of Technical Meeting on Magnetics IEEJ*, MAG 15-117 (2015).
4) M. Sanada, Y. Inoue, and S. Morimoto: "Structure and Characteristics of High-Performance PMASynRM with Ferrite Magnets," *IEEJ Trans. IA,* **13**, 1401 (2011).
5) D. Matsuhashi, K. Matsuo, T. Okitsu, and T. Ashikaga: "Comparison Study of Various Motors for EVs and the Potentiality of a Ferrite Magnet Motor," *IEEJ Journal of* IA, **4**, 174 (2014).
6) S. Ishii, Y. Hasegawa, K. Nakamura, and O. Ichinokura: "Novel Flux Barrier type Outer Rotor IPM Motor with Rare-earth and Ferrite Magnets," *J. Magn. Soc. Jpn*, **37**, 259 (2013).
7) W. Wu, X. Zhu, L. Quan, Z. Xiang, D. Fan, and S. Yang : "Performance Evaluation of a U-shaped Less-rare-earth Hybrid Permanent Magnet Assisted Synchronous Reluctance Motor," *IEEE* (2016).

Received Oct. 13, 2017; Revised Dec.21, 2017; Accepted Feb. 12, 2018

T. Magn. Soc. Jpn. (Special Issues)., **2**, 43-47 (2018)

<Paper>

Study on Analysis of Torque-Slip Characteristics of Axial Gap Induction Motor

R. Sakai, Y. Yoshida*, and K. Tajima

Department of Cooperative Major in Life Cycle Design Engineering, Akita Univ., *1-1, Tegata Gakuen-machi, Akita 010-5802, Japan*

*Department of Electrical and Electronic Engineering, Akita Univ., *1-1, Tegata Gakuen-machi, Akita 010-5802, Japan*

In this paper, we propose a high-torque-density axial gap induction motor with toroidal winding. It generates a large torque density because it has a high space factor for reducing motor volume and a wide gap face for improving motor torque. First, the structure and design criteria of the proposed motor are described. Next, the torque-slip characteristic of the proposed motor is compared with the induction motor of the conventional structure, which has the same size. Finally, we show an optimized torque density for the proposed motor. The validity of the proposed motor is demonstrated in a three dimensional-finite element analysis (3D-FEA).

Key words: induction motor, toroidal winding, axial gap induction motor, finite element analysis

1. Introduction

Recently, interest in environmental problems caused by global warming has been increasing every year. Therefore, the demand for using electric vehicles (EVs) and hybrid electric vehicles (HEVs) has been increasing since they emit less carbon dioxide than conventional vehicles. Permanent magnet synchronous motors (PMSMs) are widely used as motors for EVs and HEVs because of their high torque and high efficiency performance. However, due to the rising prices of the rare-earth materials used for PMSMs, rare-earth free motors with high performance must be developed[1)2)]. In comparison, induction motors (IMs) have several advantages because of their simple structure with no permanent magnet; they can rotate at high speed, have a robust structure, and are not affected by soaring rare-earth prices. However, it is difficult for IMs to generate high torque because of the magnet-free structure. Because the excitation current of IMs is applied to the primary winding, there is a risk of heat generation and magnetic saturation. Thus, the torque density and efficiency of IMs must be improved[3)].

Recently, several techniques effective at increasing the torque density of motors have been reported. Toroidal winding can improve the space factor and reduce the coil end length better compared with distributed winding, thus increasing torque density[4)].

With an axial gap motor, it is easier to increase the gap area compared with the conventional motor; thus, is suitable for improving torque[5)]. Axial gap induction motors (AGIMs) have an advantage in that the axial length can be shortened compared with conventional radial gap induction motors (RGIMs). This is because the gap area does not depend on the axial length and the coil end is not in the axial direction[6)7)]. In addition, by applying toroidal winding to AGIMs, the coil end can be reduced compared with the conventional distributed winding structure. Since reducing the coil end contributes to miniaturizing the stator, a further increase in torque density can be expected.

In this paper, we propose an AGIM that is aimed at improving the output torque characteristic. First, an AGIM is designed with the same dimensions as an RGIM used for comparison with a conventional structure. Second, simulation results of the basic properties of the AGIM are compared with those of the RGIM. It was clarified that the proposed AGIM has a doubled output torque density compared with the conventional RGIM.

2. Design Method

2.1 RGIM to be compared

Figure 1 shows the RGIM to be compared. This RGIM exhibits the dimensions of an actual machine. Motor specifications are shown in Table 1. The motor diameter was 100 mm, the core thickness was 30 mm, the motor thickness including the coil end was 58 mm, and the gap width was 0.35 mm. The winding method was lap winding. Four poles were formed with 24 slots. The proposed AGIM was designed on the bases of Table 1.

2.2 Stator structure of AGIM

Figure 2 shows the coil arrangement of the toroidal winding of the axial gap motor. The coils are wound concentrically around the slot and yoke. Toroidal winding can generate the same magnetomotive force as lap winding without coils overlapping with each other. In this paper, we set the space factor of toroidal winding to 40%; if interference does not exist on the inner diameter side, the space factor can be increased further. The proposed AGIM has a single stator and double rotor, which can increase the air-gap area to generate a larger torque compared with that of the conventional RGIM.

Figure 3 shows the magnetomotive force distribution of the RGIM and AGIM. Toroidal winding generates magnetomotive force to both sides of the stator plane.

Figure 4 shows the stator structure of the AGIM, which has U-phase toroidal winding. The teeth are placed on two planes, from which magnetic flux flows to the rotor. The motor diameter, gap length, number of poles, number of slots, number of turns, and open width of the slots of the AGIM were set to the same dimensions as those of the RGIM. The cross-sectional area of the slot the AGIM was smaller than that of the RGIM since the proposed AGIM can increase the slot occupancy with toroidal winding.

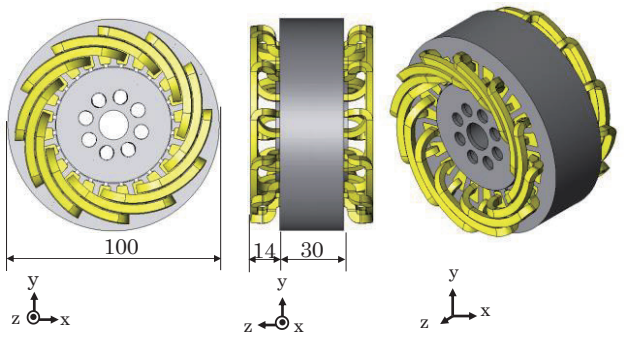
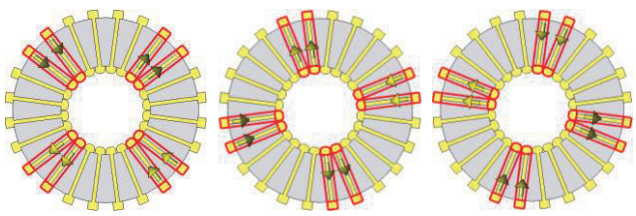


Fig. 1 RGIM to be compared.

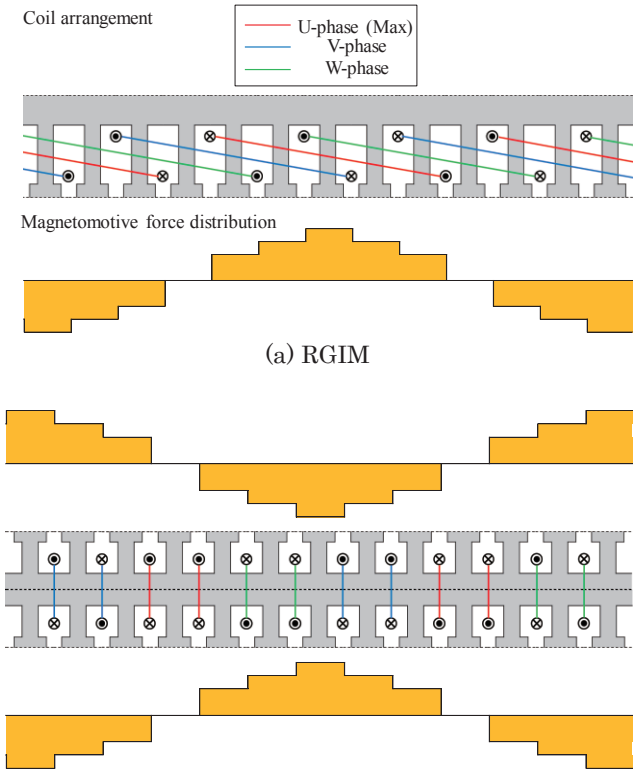
Table 1 Specifications of RGIM.

Stator diameter	100 mm
Core thickness	30 mm
Motor axial length	58 mm
Air gap length	0.35 mm
Number of poles	4
Number of slots (stator/rotor)	24/34
Winding method	distributed winding (lap winding)
Number of windings	40
Wire diameter	0.5 mm
Space factor	11%
Secondary conductor cross-sectional area	9.62 mm^2



(a) U-phase (b) V-phase (c) W-phase

Fig. 2 Coil arrangement of toroidal winding with axial gap motor.



(a) RGIM

(b) AGIM

Fig. 3 Coil arrangement and magnetomotive force distribution of RGIM and AGIM.

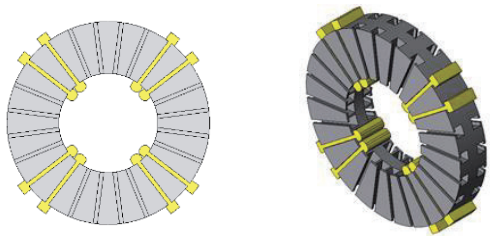
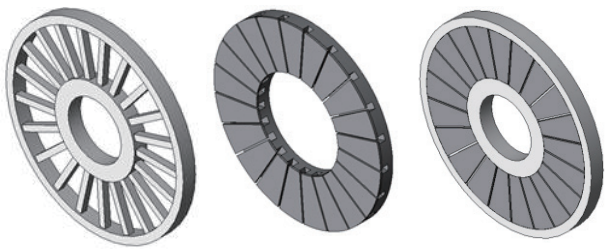


Fig. 4 Stator of AGIM with U-phase toroidal windings.

2.3 Rotor structure of AGIM

Figure 5 shows one side of the rotor structure of the AGIM. The cross-sectional area of the rotor bar has the same area as that of the RGIM. The inner and outer diameters of the rotor core were set to the same dimensions as those of the stator core. The opening width of the slot is equal to the rotor of the RGIM. Another rotor of similar shape was prepared to construct a double rotor structure.



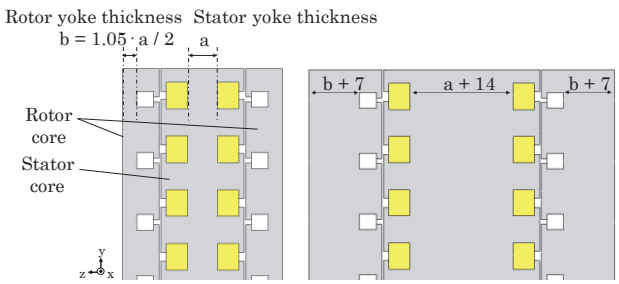
(a) Conductor (b) Rotor core (c) Rotor

Fig. 5 Rotor structure of AGIM.

2.4 Yoke thickness design

The design of the yoke thickness is important for avoiding magnetic saturation. In a general design method, an optimum thickness is set for an assumed magnetic flux amount[8]. However, in this paper, the cross-sectional area of slots and the number of slots were designed to be equal to those of the RGIM, so the yoke thickness was limited. Since magnetic flux forms a circle via mutual yokes, the thicknesses of the stator and rotor yokes are required to be equal. However, magnetic flux leakage is generated in the rotor yoke with a single stator-double rotor structure. Therefore, the rotor yoke thickness was designed to be 5% thicker than the stator yoke thickness. In this paper, we used two AGIMs. One had a motor thickness of 30 mm, so we set the yoke thickness to be equal to the RGIM core thickness. The second had a motor thickness of 58 mm, which equaled the thickness of the RGIM thickness including the coil end. This was done by increasing the yoke thickness of the 30 mm AGIM by 28 mm. Increasing the thickness of the stator yoke by 14 mm and the two rotor yokes by 7 mm each made this AGIM 28 mm thicker. Figure 6 shows the method of designing the yoke thickness.

Figure 7 shows the designed model, and Table 2 shows the designed motor specifications. Hereinafter AGIM with motor thickness of 30 mm is written AGIM (30 mm), AGIM of 58 mm is AGIM (58 mm).



(a) 30 mm (b) 58 mm

Fig. 6 Yoke thickness of AGIM.

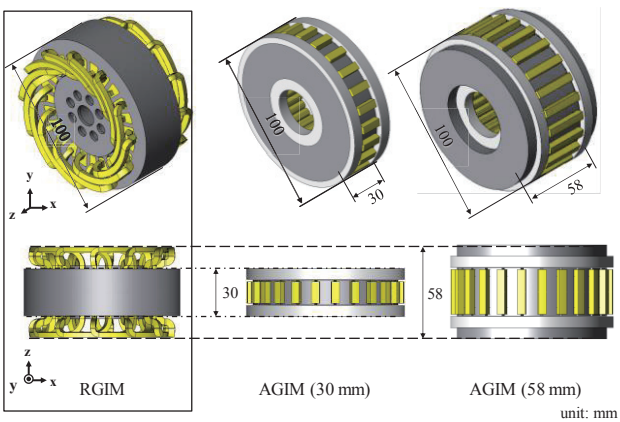


Fig. 7 Overview of designed motor.

3. Torque-Slip Characteristic Analysis

In this section, simulation results are described with the simulation model shown in Figure 7. Table 3 shows the simulation conditions. Generally, transient response analysis is used in motor analysis. However, it takes a lot of time to calculate the torque-slip characteristics of an induction motor. In this paper, the magnetic field distribution in the slip state was analyzed by using frequency response analysis with the JMAG-Designer Ver.16.0 software for three-dimensional finite element analysis (3D-FEA). The frequency range was determined to be 50 Hz at a maximum from the operating frequency of an actual machine. The current amplitude applied to the motors was 4 A. Table 4 shows data on the materials of the motors, and Figure 8 shows the mesh of the simulation model. Although various issues arise when manufacturing an actual machine, non-oriented electromagnetic steel were used for the core of the AGIMs without considering the stacking direction. Therefore, comparison was made between the AGIMs and RGIM by using the same material.

Table 2 Specifications of designed AGIM.

Stator diameter	100 mm
Motor axial length	30 mm
Air gap length	0.35 mm
Yoke thickness of 30 mm (stator/rotor)	5.6/2.65 mm
Yoke thickness of 58 mm (stator/rotor)	19.6/9.65 mm
Number of poles	4
Number of slots (stator/rotor)	24/34
Winding method	Toroidal winding
Number of windings	40 turns
Wire diameter	0.5 mm

Table 3 Simulation condition.

Simulation mode	Frequency response analysis
Step	31
Frequency range	0.5 ~ 50 Hz
Current amplitude	4 A

Table 4 Simulation model material.

Stator core	50A230
Rotor core	50A230
Coil	Cu
Rotor conductor	Al
Shaft	Air

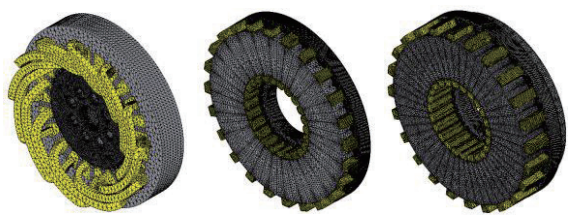


Fig. 8 Mesh of analysis model.

Figure 9 shows the torque-slip characteristics of the three motors, and Table 5 shows a comparison of the maximum torque and torque density. Comparing the characteristics of the AGIMs and RGIM, the maximum torque of AGIM (30 mm) was equivalent to that of the RGIM, and the maximum torque of AGIM (58 mm) was double that of the RGIM. Comparing the characteristics of the two AGIMs, which differed in axial length, the starting torques were equal. The more the slip decreased, the more a torque difference appeared. When the slip was small, the input frequency was low. The magnetic flux density became high because the magnetic flux density flowing in the core was in inverse proportion to the frequency as:

$$B_m = k\frac{E}{f \cdot A} \quad , \qquad (1)$$

where B_m is the maximum magnetic flux density, k is the factor of proportionality, E is the input voltage, f is the input frequency, and A is a cross-sectional area[9]. Therefore, it is expected that the magnetic saturation will occur in the core of AGIM (30 mm) when the slip is small. Figure 10 shows the magnet flux density distribution of AGIM (30 mm) and AGIM (58 mm) at s = 0.05. The magnetic saturation in the back yoke of AGIM (30 mm) caused a smaller maximum torque than that of AGIM (58 mm). Therefore, the expected torque is obtained with AGIM (58 mm) without saturation of the magnetic flux density.

Next, a comparison of torque density between the three motors is described. The motor volume V is calculated from

$$V = \frac{1}{4}\pi \cdot D^2 \cdot h \quad , \qquad (2)$$

where D is the motor diameter and h is the motor thickness. The volume of the RGIM and AGIM (58 mm) were equal, and AGIM (30 mm) was about half that of the RGIM. Since the maximum torque of AGIM (58 mm) was double that of the RGIM and the volume of AGIM (30 mm) was half that of RGIM, the torque densities of both AGIMs were double that of the RGIM.

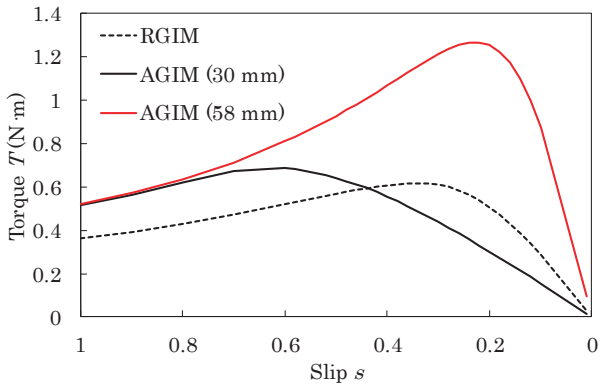


Fig. 9 Torque-slip characteristic.

Table 5 Comparison of max torque and torque density.

	RGIM	AGIM (30 mm)	AGIM (58 mm)
Max torque (N·m)	0.617	0.686	1.266
Volume (L)	0.456	0.236	0.456
Torque density (N·m/L)	1.353	2.907	2.776
Maximum torque ratio	1	1.112	2.052
Torque density ratio	1	2.149	2.052

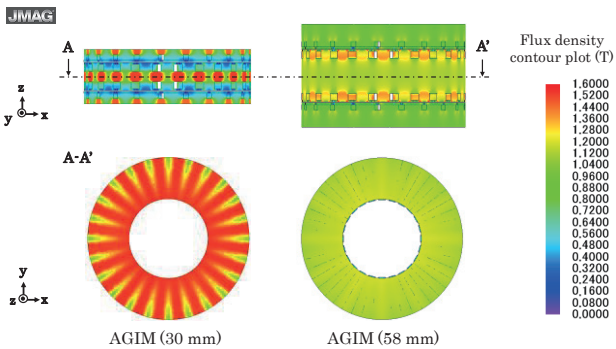


Fig. 10 Magnet flux density distribution of AGIMs.

4. Consideration of Torque density

The torque density of AGIM (30 mm) became larger than that of the AGIM (58 mm). The reason for this is that AGIM (30 mm) had a volume that was smaller than that of the AGIM (58 mm) by 48%. The variation in torque was computed by changing the motor axis length from 30 to 58 mm in order to find the condition where the torque density was maximum. Figure 11 shows how the yoke thickness was set. When the stator yoke thickness "a" was increased by 2 mm, the rotor yoke thickness "b" was increased by 1 mm; the total motor thickness was increased by 4 mm. Thus, the motor thickness was varied by 4 mm from 30 to 58 mm. Figure 12 shows the torque-slip characteristics at each motor thickness. As the motor thickness increased, the maximum torque increased and the slip at that point decreased. It is believed that the occurrence of magnetic saturation in the region where the slip was small was suppressed by the increase in the thickness of the yoke. Figure 13 shows the relationship between torque and motor thickness. The maximum torque increased as the motor thickness increased and reached a maximum at 58 mm. However, this maximum torque resulted only due to the increasing yoke thickness, and it is expected to further increase when a tooth shape is examined. The increase in the maximum torque tended to saturate. Since the volume continues to increase even if the torque stops increasing, a motor thickness whose torque density is maximum should exist. Figure 14 shows the torque density-motor thickness characteristics. The torque density peaked at a motor thickness of 38 mm and decreased as the motor thickness further increased. When the thickness was 38 mm, the torque density was

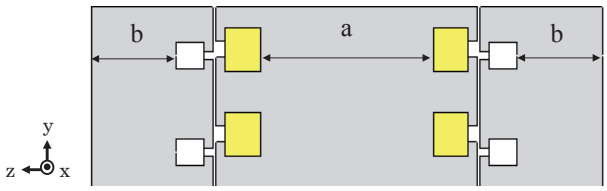


Fig. 11 How set yoke thickness was set.

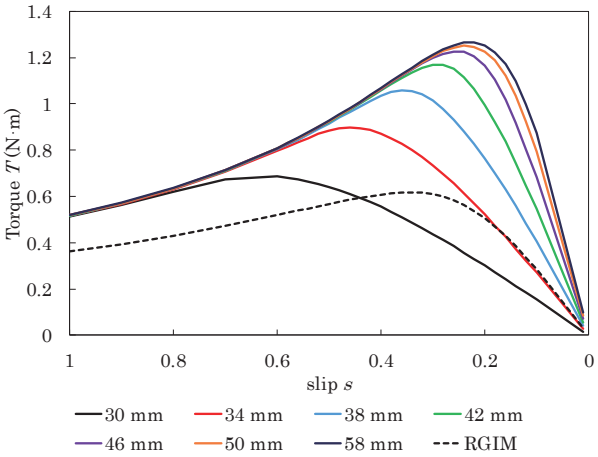


Fig. 12 Torque-slip characteristic at each motor thickness.

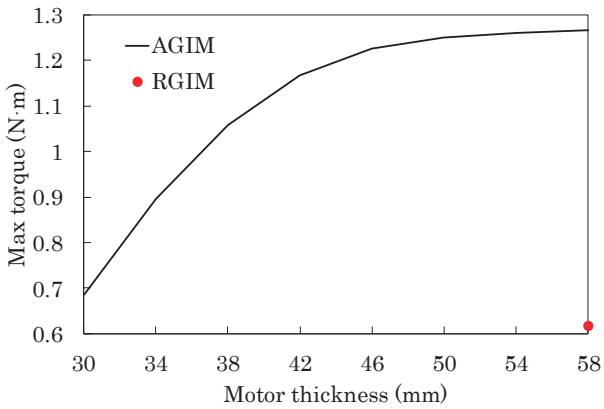


Fig. 13 Relationship between max torque and motor thickness.

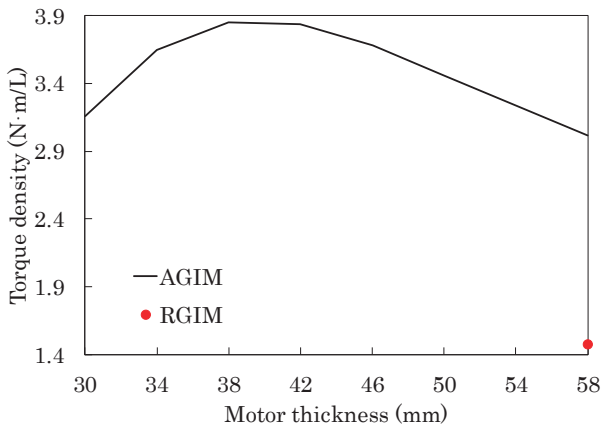


Fig. 14 Relationship between torque density and motor thickness.

3.8 N·m/L, which was 2.62 times larger than that of the RGIM. The maximum torque was 1.06 N·m and was 1.71 times larger than that of the RGIM then. Furthermore, AGIM (38 mm) had a volume reduction of 21% from the RGIM. Thus, it was clarified that a induction motor using the toroidal winding and axial gap structure has a larger performance improvement than the conventional induction motor.

5. Conclusion

In this paper, an induction motor was presented that has an axial gap structure and toroidal winding, called "AGIM." Using the proposed AGIM, the maximum torque was more than double, and the torque density was up to 2.62 times larger than that of the conventional RGIM. From these results, an advantage with respect to high torque density was demonstrated by comparing the torque density with the conventional RGIM.

In this paper, the AGIM proposed was not considered for real machine production. It is necessary to design and analyze it in consideration of real machine production in the future.

References

1) H. Arihara and K. Akatsu: *ICEMS 2010*, 1681 (2010).
2) M. Obata, S. Morimoto, M. Sanada, and Y. Inoue: *ICEMS 2012*, DS3G2-7 (2012).
3) T. Nishiyama, K. Endo, and A. Matsuda: In-wheel Motor Genri to Sekkei (in Japanese), p. 128 (Kagaku Joho Syuppan, Ibaraki, 2004).
4) Y. Iwai, Y. Yoshida, and K. Tajima: The Papers of Technical Meeting on Magnetics, *IEE Jpn.*, MAG 15-117 (2015).
5) S. Aydin, T. Huang, and T. A. Lipo: *WEMPEC Research Report 2004*, 10 (2004).
6) Z. Nasiri-Gheidari and H. Lesani: *Przegląd Elektrotechniczny*, **88, 2**, 300 (2012).
7) A. Benoudjit and N. Nait Said: *IEEE Conference*, **1**, 645 (1998).
8) P. L. Alger: Induction Machines: Behavior and Uses, p. 189 (Gordon and Breach Science Publishers, New York ,1970).
9) IEEJ, Denki Sekkei Gairon (in Japanese), p. 113 (Ohmsha, Tokyo ,1982).

Received Oct. 13, 2017; Revised Dec. 10, 2017; Accepted Feb. 13, 2018

Editorial Committee Members・Paper Committee Members

K. Kobayashi and T. Ono (Director), T. Kato, K. Koike and T. Taniyama (Secretary)

A. Fujita	H. Goto	H. Hashino	S. Honda	S. Inui	Y. Kanai
S. Kasai	A. Kikitsu	H. Kikuchi	T. Kimura	T. Kubota	K. Miura
T. Nagahama	H. Naganuma	M. Naoe	M. Ohtake	N. Pham	Y. Sasayama
T. Sato	T. Sato	S. Seino	K. Sekiguchi	M. Sekino	T. Shima
Y. Shiratsuchi	M. Sonehara	T. Tanaka	K. Yamamoto	H. Yuasa	

N. Adachi	K. Bessho	M. Doi	T. Doi	T. Hasegawa	N. Inaba
S. Isogami	K. Kamata	H. Kato	K. Kato	T. Koda	S. Kokado
Y. Kota	T. Maki	E. Miyashita	T. Morita	S. Muroga	T. Nakagawa
H. Nakayama	T. Narita	D. Oyama	J. Ozeki	T. Saito	R. Sugita
K. Tajima	M. Takezawa	T. Takura	M. Tsunoda	S. Yabukami	T. Yamamoto
K. Yamazaki	S. Yoshimura				

Notice for Photocopying

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

〈All users except those in USA〉
Japan Academic Association for Copyright Clearance, Inc. (JAACC)
6–41 Akasaka 9-chome, Minato-ku, Tokyo 107–0052 Japan
Phone 81–3–3475–5618　FAX 81–3–3475–5619　E-mail: info@jaacc.jp

〈Users in USA〉
Copyright Clearance Center, Inc.
222 Rosewood Drive, Danvers, MA01923 USA
Phone 1–978–750–8400　FAX 1–978–646–8600

編集委員・論文委員

小林宏一郎（理事）小野輝男（理事）加藤剛志（幹事）小池邦博（幹事）谷山智康（幹事）

乾　成里	大竹　充	葛西伸哉	金井　靖	喜々津哲	菊池弘昭	木村　崇	窪田崇秀	後藤博樹
笹山瑛由	佐藤　拓	佐藤　岳	嶋　敏之	白土　優	清野智史	関口康爾	関野正樹	曽根原誠
田中哲郎	直江正幸	永沼　博	長浜太郎	橋野早人	PHAM　NAMHAI		藤田麻哉	本多周太
三浦健司	山本健一	湯浅裕美						

安達信泰	磯上慎二	稲葉信幸	小瀬木淳一	小山大介	加藤宏朗	加藤和夫	鎌田清孝	神田哲典
古門聡士	小田洋平	齊藤敏明	杉田龍二	田倉哲也	竹澤昌晃	田島克文	角田匡清	土井達也
土井正晶	中川　貴	中山英俊	成田正敬	長谷川崇	別所和宏	槙　智仁	宮下英一	室賀　翔
森田　孝	薮上　信	山崎慶太	山本崇史	吉村　哲				

複写をされる方へ

本会は下記協会に複写に関する権利委託をしていますので，本誌に掲載された著作物を複写したい方は，同協会より許諾を受けて複写して下さい．但し（社）日本複写権センター（同協会より権利を再委託）と包括複写許諾契約を締結されている企業の社員による社内利用目的の複写はその必要はありません．（社外頒布用の複写は許諾が必要です．）

権利委託先：一般社団法人学術著作権協会
〒107–0052 東京都港区赤坂9–6–41　乃木坂ビル
電話（03）3475–5618　FAX（03）3475–5619　E-mail: info@jaacc.jp

なお，著作者の転載・翻訳のような，複写以外の許諾は，学術著作権協会では扱っていませんので，直接本会へご連絡ください．

本誌掲載記事の無断転載を禁じます．

日本磁気学会論文特集号

Vol. 2 No. 1 (通巻第 3 号) 2018 年 5 月 1 日発行

Vol. 2 No. 1 Published May 1, 2018
by the Magnetics Society of Japan
Tokyo YWCA building Rm207, 1–8–11 Kanda surugadai, Chiyoda-ku, Tokyo 101–0062
Tel.　+81–3–5281–0106　　Fax. +81–3–5281–0107

Printed by JP Corporation Co., Ltd.
2–3–36, Minamikase, Saiwai-ku, Kanagawa 212–0055
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：ジェイピーコーポレーション　212–0055 神奈川県川崎市幸区南加瀬 2–3–36　Tel.（044）571–5815
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　©2018 by the Magnetics Society of Japan