

# 半導体スピン注入を用いた核スピンのコヒーレント制御

秋保貴史, 蝦名優也, 山本眞史, 植村哲也  
(北海道大学)

Coherent control of nuclear spins using spin injection into semiconductor

T. Akiho, Y. Ebina, M. Yamamoto and T. Uemura,  
(Hokkaido University)

## はじめに

近年, 強磁性体電極から半導体に注入された電子スピンにより核スピンを効率的に偏極する動的核スピン偏極(DNP), 及び, 核磁気共鳴(NMR)による核スピン制御が量子情報デバイスへの応用の観点から注目されている. 最近, 我々は, ホイスラー合金  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  (CMS)から GaAs への高効率なスピン注入と, 注入された電子スピンを用いた高効率な DNP を実証した[1,2]. 本研究の目的は, 半導体スピン注入技術を利用し, NMR による核スピンのコヒーレント制御を実証することである.

## 実験方法

CMS 電極をスピン源, n 型 GaAs をチャネルとするスピン注入素子に対し, 4 端子非局所配置にて, 大きさ 114 mT の静磁場 ( $\mathbf{B}_0$ )を Fig. 1 に示すように  $z$  軸から約 5 度傾けた方向に印加し, 460 秒間待機した. 注入電流 ( $I$ )は  $90 \mu\text{A}$  であり, このとき, DNP により生成される核磁場と外部磁場が打ち消しあい, 電子スピンの作用する有効磁場はほぼゼロとなる. この状態を初期状態として, 周波数  $f = 1150 \text{ kHz}$  の正弦波高周波磁場 ( $\mathbf{B}_{\text{ac}}$ )を時間  $\tau_p$  の間印加したときの非局所電圧 ( $V_{\text{NL}}$ )変化を計測した.  $\mathbf{B}_{\text{ac}}$  の周波数は  $^{69}\text{Ga}$  に対する NMR の共鳴周波数に相当する. なお, 測定はすべて 4.2 K で行った.

## 結果および考察

Fig. 2 に  $\tau_p = 56, 112 \mu\text{sec}$  の  $\mathbf{B}_{\text{ac}}$ パルス照射後の  $V_{\text{NL}}$ の時間変化を示す.  $V_{\text{NL}}$ は RF パルス照射により  $\Delta V_{\text{NL}}$ だけ変化し, その後, 数百秒の時間スケールで初期状態まで回復した.  $V_{\text{NL}}$ の急峻な変化は,  $^{69}\text{Ga}$  の核磁場が NMR により変化することで, 電子スピンの作用する有効磁場が増大し, その結果, 電子スピンの歳差運動が誘起されたために生じたものと考えられる. さらに, Fig. 3 に示すように,  $\Delta V_{\text{NL}}$ は  $\tau_p$  に対し明瞭に振動し, このことは, 核スピンの  $\mathbf{B}_0$  方向の成分が高周波磁場印加によりコヒーレントに振動すること, すなわち, 核スピン系に形成された量子準位間の Rabi 振動を意味する[3]. 半導体スピン注入を用いた Rabi 振動の実証は本研究が初めてであり, 量子 Hall 素子を用いた従来研究[4]に比べ, 低磁場, かつ, 高温での実証は, デバイス応用上, 有用と考えられる.

## 参考文献

- [1] Y. Ebina et al., APL **104**, 172405 (2014). [2] T. Akiho et al., PRB **87**, 235205 (2013). [3] T. Uemura et al., PRB **91**, 140410(R) (2015). [4] T. Machida et al., APL **82**, 409 (2003).

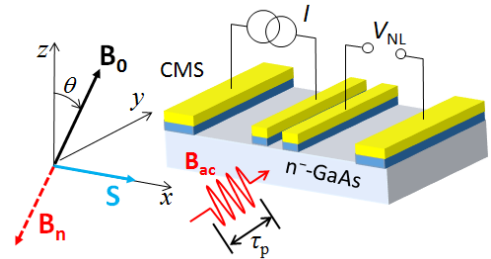


Fig. 1. Schematic diagram of device structure and circuit configuration.

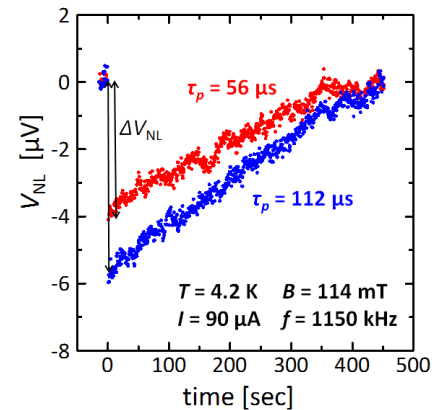


Fig. 2. Time evolution of  $V_{\text{NL}}$ . Pulsed rf-magnetic field with duration of 56  $\mu\text{s}$  (blue curve) and 112  $\mu\text{s}$  (red curve) was applied at  $t = 0$ .

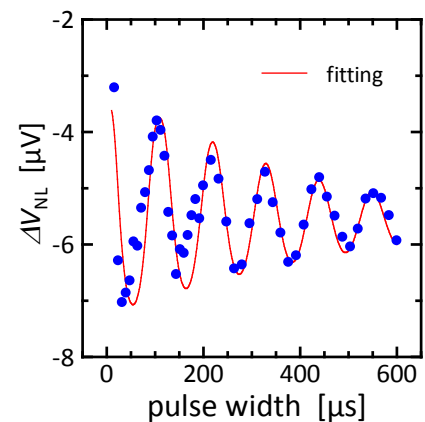


Fig. 3.  $\Delta V_{\text{NL}}$  vs.  $\tau_p$  (Rabi oscillation).

## Sb $\delta$ -doping of non-degenerate Ge(001) for a spin-FET with a high-mobility channel

T. Takada<sup>1,2</sup>, H. Saito<sup>1</sup>, A. Spiesser<sup>1</sup>, R. Jansen<sup>1</sup>, S. Yuasa<sup>1</sup>, and N. Miura<sup>2</sup>  
(<sup>1</sup>AIST, Spintronics Research Center, <sup>2</sup>Meiji Univ.)

### Introduction

Spin-dependent transport in a lateral semiconductor (SC) channel with two ferromagnetic (FM) contacts is the fundamental operation principle of the spin field-effect-transistor (spin-FET). For an effective transport of the spin-polarized carriers, the use of a non-degenerate SC is desirable because longer spin lifetimes are expected. The major requirement to employ a non-degenerate SC channel is to suppress the thermionic emission current and enhance the tunneling transport across the FM/SC contact by reducing the depletion region width in the SC region [1]. Recently, Hamaya and his co-workers have developed low-resistance FM tunnel contacts on *n*-type non-degenerate Ge(111) using the Sb  $\delta$ -doping and low-temperature Ge homoepitaxy [2, 3]. On the other hand, Ge(001) is also a promising candidate as a channel of the spin-FET since epitaxial FM/MgO(001) tunnel barrier can be easily grown, providing a canonical spin injector/detector. Here, we have investigated the effect of the Sb  $\delta$ -doping on the electrical transport process of Fe/MgO/non-degenerate Ge(001) devices.

### Sample preparations

Films were grown by molecular beam epitaxy on *n*-type Ge(001) substrates (a carrier concentration of  $\sim 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ). Sb was evaporated at room temperature (RT), followed by a 10 nm-thick Ge layer. We prepared several samples with different sheet doping densities of Sb ( $n_{\text{Sb}}$ ) and growth temperature ( $T_g$ ) of the homoepitaxial Ge layer. Finally, Au(20 nm) / Fe(5 nm) / MgO(1.5 nm) layers were deposited at RT. Reflection high-energy electron diffraction (RHEED) image revealed that the MgO layers have (001)-oriented single-crystalline or textured structure depending on  $T_g$  and  $n_{\text{Sb}}$ .

### Results

Figure 1(a) shows the current-voltage ( $I$ - $V$ ) characteristics of the devices grown at different  $T_g$  with a constant  $n_{\text{Sb}} = 2.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ . The devices with  $T_g = 400 \text{ }^\circ\text{C}$  and  $350 \text{ }^\circ\text{C}$  reveal a clear rectifying behavior, showing that the thermionic emission is the dominant transport process. With decreasing  $T_g$ , the current under reverse bias dramatically increases, and the rectifying behavior finally disappears above  $T_g = 250 \text{ }^\circ\text{C}$ . For the devices with  $T_g = 250 \text{ }^\circ\text{C}$  and  $200 \text{ }^\circ\text{C}$ , there is no large difference in the resistance-area products ( $RA$ ) as plotted in Fig.1 (b). This indicates that tunneling becomes the major transport process for  $T_g \leq 250 \text{ }^\circ\text{C}$ .

### References

- [1] R. Jansen and B. C. Min, Phys. Rev. B **99**, 246604 (2007). [2] K. Sawano *et al.*, Appl. Phys. Lett. **97**, 162108 (2010). [3] K. Kasahara *et al.*, J. Appl. Phys. **111**, 07C503 (2012).

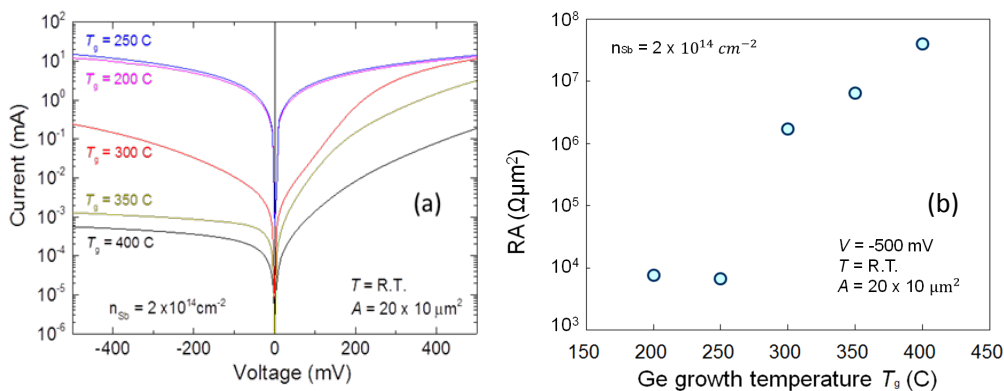


Fig.1 (a) Current-voltage characteristics of Fe/MgO/*n*-Ge(001) devices and (b) the corresponding  $RA$  at  $-500 \text{ mV}$  as a function of  $T_g$  measured at RT. The sheet Sb doping density  $n_{\text{Sb}}$  is kept constant with a  $2.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ .

# 非弾性散乱トンネルスペクトロスコピーを用いた n-Si/MgO/CoFe 接合中のスピン依存伝導機構の解析

井口智明, 石川瑞恵, 杉山英行, 斉藤好昭  
(東芝・研究開発センター)

Spin-dependent transport mechanisms in n-Si/MgO/CoFe junctions  
investigated by inelastic tunneling electron spectroscopy

T. Inokuchi, M. Ishikawa, H. Sugiyama, Y. Saito  
(Corporate R&D Center, Toshiba Corporation)

## はじめに

スピン MOSFET に代表される半導体スピントロニクスデバイスでは、強磁性体と半導体の間でのスピン注入/検出効率がデバイスの性能を決めるキーパラメータとなる。理想的な状況においては、半導体/トンネルバリア/強磁性体接合におけるスピン注入/検出効率は強磁性体中の電子のスピン偏極率、トンネルバリアでのスピン選択率およびコンダクタンスマッチング条件によって決まるはずであるが、現実の系ではそれらのパラメータから予測される値とは異なったスピン注入/検出効率が観測される場合があり（特に 3 端子 Hanle 信号）、その要因として接合中の欠陥準位などに起因した 2 ステップトンネリングやトンネル確率の磁場依存性等の影響が指摘されている。今回はそれらの要因がスピン依存伝導に与えている影響を解明し、スピン注入/検出効率を高めるための手がかりを得ることを目的として研究を行った。

## 実験方法

本研究では n-Si 基板/MgO (2.2 nm)/CoFe/Ru からなる接合に対して、直流 Hanle 効果測定を行い、その後同試料に対して非弾性散乱トンネルスペクトロスコピーを行った。非弾性散乱トンネルスペクトロスコピーを行う際には、接合に対して直流バイアス電圧と交流電圧を印加して 2 階微分コンダクタンスを測定し、その 2 階微分コンダクタンスの直流バイアス電圧依存性と、その磁場依存性を測定している。

## 実験結果

図 1 に直流 Hanle 効果測定の結果を示す。本試料においては主に低バイアス領域で半値幅の大きい、すなわち、電子のスピン寿命が短いことを意味する Hanle 信号と、高バイアス領域で半値幅の小さい、すなわち、電子のスピン寿命が長いことを意味する Hanle 信号の 2 種類の成分が観測される。つまり、本研究で用いた接合ではスピン寿命の異なる伝導機構が存在していると解釈することができる。次に、本接合の 2 階微分コンダクタンスの直流バイアス電圧および磁場依存性を測定した結果を図 2 に示す。2 階微分コンダクタンスは直流 Hanle 効果と同様にローレンツ型の磁場依存性を示し、その半値幅は直流 Hanle 効果測定で観測された半値幅の広い成分のものとはほぼ一致する。これらの結果は、半値幅の広い Hanle 信号は接合中の欠陥準位によって非弾性散乱される伝導パスにおいて観測されていることを示唆している。本発表ではこれらの結果について述べると共に、これらの知見からスピン注入/検出効率を高めるための道筋について考察した結果を述べる。なお、本研究の一部は科学研究費補助金（基盤研究 (A) 25246020）の支援を受けて行ったものである。

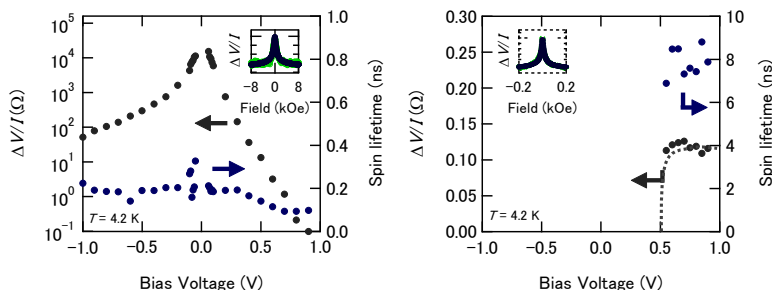


図 1. 直流 Hanle 信号の直流バイアス電圧依存性

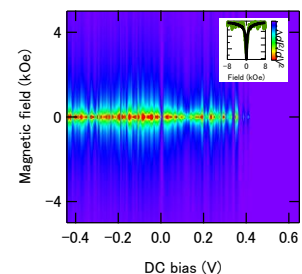


図 2. 2 階微分コンダクタンスの直流バイアス電圧および外部磁場依存性

## 参考文献

- 1) R. Jansen *et al.*, Phys. Rev. B **85**, 134420 (2012).
- 2) Y. Song *et al.*, Phys. Rev. Lett. **113**, 047205 (2014).
- 3) T. Inokuchi *et al.*, Appl. Phys. Lett. **105**, 232401 (2014).

# Co<sub>2</sub>FeSi<sub>0.5</sub>Al<sub>0.5</sub>/n<sup>+</sup>-Ge ショットキートンネル接合を用いた n-Ge 中の室温スピン伝導検出

藤田裕一<sup>1</sup>, 岡孝保<sup>1</sup>, 山田晋也<sup>1</sup>, 山田道洋<sup>2</sup>, 澤野憲太郎<sup>3</sup>, 金島岳<sup>1</sup>, 浜屋宏平<sup>1</sup>  
(<sup>1</sup>阪大基礎工,<sup>2</sup>慶應理工,<sup>3</sup>東京都市大工)

Spin transport in n-Ge at room temperature by using Co<sub>2</sub>FeSi<sub>0.5</sub>Al<sub>0.5</sub>/n<sup>+</sup>-Ge Schottky-tunnel contacts

Y. Fujita<sup>1</sup>, T. Oka<sup>1</sup>, S. Yamada<sup>1</sup>, M. Yamada<sup>2</sup>, K. Sawano<sup>3</sup>, T. Kanashima<sup>1</sup>, K. Hamaya<sup>1</sup>

(<sup>1</sup>Graduate School of Engineering Science, Osaka Univ., <sup>2</sup>School of Fundamental Science and Technology, Keio Univ., <sup>3</sup>Advanced Research Laboratories, Tokyo City Univ.)

## 【はじめに】

Ge チャネルスピントランジスタの実現のためには、Ge への電气的スピン注入・検出が必要不可欠である。これまで我々は、低温分子線エピタキシー(MBE)法を用いて n-Ge 上にホイスラー合金 Co<sub>2</sub>FeSi(CFS)を高品質に形成し、それを用いて Ge 中のスピン伝導の電气的検出に成功してきた[1]。しかし、それは 200 K 程度の低温に留まっており、未だ室温での観測には至っていない。今回、室温での高いスピン機能が実証されているホイスラー合金 Co<sub>2</sub>FeSi<sub>0.5</sub>Al<sub>0.5</sub>(CFSA)[2]を Ge 上に高品質に形成することに成功し、それを利用した室温スピン伝導の電气的検出を報告する。

## 【実験方法】

Ge(111) 基板の上に、n-Ge チャネル層(~50 nm)と n<sup>+</sup>-Ge 層 (~5 nm、~10<sup>19</sup> cm<sup>-3</sup>)をそれぞれ形成後、MBE 法による Co, Fe, Si, および Al の非化学量論組成比での同時蒸着[3]により、CFSA 薄膜(10 nm)を室温形成した。その上に電子線蒸着法により Co 層(20 nm)を形成し、Co/CFSA/n<sup>+</sup>-Ge/n-Ge 構造とした。電子線リソグラフィおよび Ar<sup>+</sup>ミリングを用いて、この試料を横型素子構造へと加工した。

## 【実験結果】

Fig. 1 の断面 TEM 像から急峻な CFSA/Ge ヘテロ接合の実現が確認され、CFSA 膜中の電子線回折パターンからは、L<sub>21</sub> 構造の形成が示唆された。つまり、室温での高いスピン機能が期待できる、高品質な CFSA を Ge 上に形成することに成功したと言える。

Fig. 2 に、T = 300 K、電流値 I = +2.5 mA における四端子非局所磁気抵抗の面内磁場依存性を示す。Co/CFSA 電極の磁化配置が平行(↑↑)・反平行(↑↓)状態において、約 36 mΩ の非局所磁気抵抗の変化(非局所スピン信号)を観測することに成功した。

本研究の一部は、革新的研究開発推進プログラム(ImPACT)及び科研費基盤研究(A)(No. 25246020)からの支援を受けて行われた。

## 参考文献

- [1] K. Kasahara *et al.*, Appl. Phys. Express **7**, 033002 (2014).  
[2] N. Tezuka *et al.*, Appl. Phys. Lett. **94**, 162504 (2009).  
[3] K. Tanikawa *et al.*, Thin Solid Films **557**, 390-393 (2014).

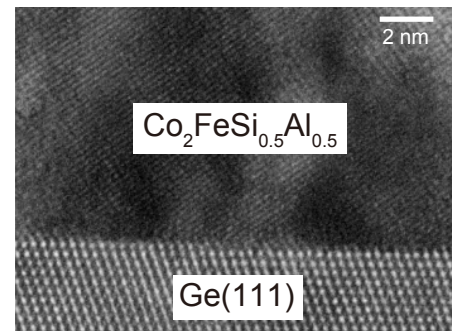


Fig. 1 Cross sectional TEM image of a CFSA/Ge(111) heterojunction.

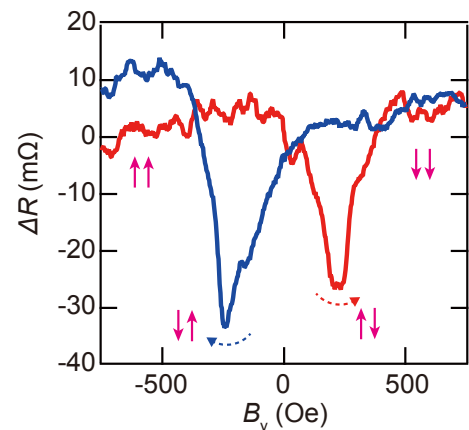


Fig. 2 Nonlocal magnetoresistance curve at 300 K.

# CoFe/TiO<sub>2</sub>/Si トンネルコンタクト型スピン注入源における ラジカル酸素アニールの効果

生瀬裕之<sup>1</sup>, 悪七泰樹<sup>1</sup>, 周藤悠介<sup>1</sup>, 高村陽太<sup>2</sup>, 菅原聡<sup>1</sup>  
(<sup>1</sup>東工大像情報, <sup>2</sup>東工大電子物理)

The effect of radical oxygen annealing on CoFe/TiO<sub>2</sub>/Si tunnel-contact-type spin injector

Y. Ikuse<sup>1</sup>, T. Akushichi<sup>1</sup>, Y. Shuto<sup>1</sup>, Y. Takamura<sup>2</sup>, and S. Sugahara<sup>1</sup>

(<sup>1</sup>Imaging Sci. and Eng. Lab., Tokyo Inst. of Tech., <sup>2</sup>Dept. of Physical Electronics, Tokyo Inst. of Tech.)

**【はじめに】** 電子の持つスピンの自由度を利用してトランジスタの出力特性を制御できるスピン MOSFET<sup>1)</sup>などのスピントランジスタが注目されている。スピン MOSFET を実現するためには Si チャンネルへのスピン注入および Si チャンネルにおけるスピン伝導の実現が必要である。また、スピン MOSFET の実現が期待されるナノスケールのチャンネルでは、チャンネルのオン抵抗は非常に低く、これまでに研究が進められている AlO<sub>x</sub> や MgO をトンネル障壁としたトンネルコンタクト型のスピン注入源では、トンネル抵抗が高く、抵抗率不整合の問題やトランジスタ性能の劣化といった問題を生じる。そこで、我々はナノスケールのチャンネルに適合した低抵抗スピン注入源として TiO<sub>2</sub> をトンネル障壁として用いたスピン注入源を提案した<sup>2)</sup>。この構造では、TiO<sub>2</sub> は Si との接合において Si の伝導帯側に 0.1eV 程度の極めて低いエネルギー障壁を形成<sup>3)</sup>できる。これに低仕事関数のハーフメタル CoFe<sub>2</sub>Si<sub>x</sub>Al<sub>1-x</sub>(CFSA)を強磁性電極に用いることで、非常に低いトンネル抵抗を実現し、さらに高いスピン注入効率の期待できるスピン注入源となることが予想される。TiO<sub>2</sub>は低抵抗の MTJ のトンネル障壁として研究・開発されていたこともあり、TMR も観測されている<sup>4)</sup>。したがって、CFSA/TiO<sub>2</sub>/Si トンネルコンタクトはスピン MOSFET のスピン注入源として有望であると考えられる。今回、我々は Ti 薄膜のラジカル酸化によって TiO<sub>2</sub> 薄膜を形成し、さらにラジカル酸素アニールによって高品質化した TiO<sub>2</sub> 薄膜をトンネル障壁とし、CoFe を強磁性電極に用いた CoFe/TiO<sub>2</sub>/n<sup>+</sup>-Si スピン注入源を作製して、スピン注入の評価を行った。特に、ラジカル酸素アニールの効果について詳細に調べた。

**【実験方法】** TiO<sub>2</sub> は、超高真空中で熱クリーニングにより清浄表面を露出させた n<sup>+</sup>-Si 基板上に Ti をスパッタ堆積した後、室温でラジカル酸化を行うことで形成した。室温での Ti の堆積はシリサイドの形成を防ぐためである。次いで、形成した TiO<sub>2</sub> に 200-500°C の温度でラジカル酸素アニールを施した。さらに、この表面に CoFe を分子線堆積(MBD)法によって堆積した。これの一連の成膜にはマルチチャンバーシステムを用いて、試料を大気暴露することなく、すべて超高真空中で行った。次に、CoFe/TiO<sub>2</sub>/n<sup>+</sup>-Si トンネルコンタクト構造をスピン注入源とした 3 端子スピン蓄積デバイスを作製した(Fig.1)。

**【実験結果】** はじめに、室温でラジカル酸化によって形成した TiO<sub>2</sub>/Si およびこの構造にラジカル酸素アニール処理を行った試料を XPS によって評価した。Fig. 2(a),(b)に

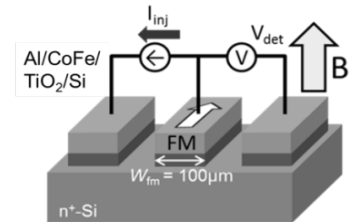


Fig.1. Schematic of fabricated 3-terminal spin accumulation device

Si2p スペクトルおよび Si サブオキサイドピークの積分値をそれぞれ示す。ラジカル酸化を行うことにより、Si サブオキサイドが形成されるが、これは 100°C でラジカル酸素アニールを行っても変化しなかった (Fig. 2(b)の領域 I)。ラジカル酸素アニールを 200°C ~400°C で行くと、領域 I と比較してサブオキサイドのピーク強度が増大するが、この温度範囲内ではピーク強度は一定となり、界面構造が安定化することが確認された (Fig. 2(b)の領域 II)。さらに、アニール温度を増加させると (450°C 以上)、サブオキサイドピークのピーク強度が増大することが分かった (Fig. 2(b)の領域 III)。次に、この領域 I~III の条件で形成した CoFe/TiO<sub>2</sub>/Si トンネルコンタクトをスピン注入源とする 3 端子スピン蓄積デバイスを作製し、スピン注入の評価を行った。領域 I~III の条件で作製したすべてのデバイスにおいて、スピン注入およびスピン抽出に関する Hanle 効果信号の観測に成功した。得られた信号はどれも単一の Lorentz 関数ではフィッティングを行うことができず、トラップスピンを表す Lorentz 関数とチャンネルスピンを表す関数<sup>5)</sup>との重ね合わせによって、精度よくフィッティングを行うことができた (Fig.3(a))。また、信号に含まれるトラップスピン成分に対するチャンネルスピン成分の割合は、領域 II の条件で作製したデバイスが最も高くなり (Fig.3(b))、ラジカル酸素アニール温度の最適化によるスピン注入効率を大幅に改善できることがわかった。以上の結果から、TiO<sub>2</sub> トンネル障壁は Si チャンネルに関するスピン注入源に適用が可能であると考えられる。

**【参考文献】** 1). S. Sugahara, IEE Proc. Circuits, Devices & Sys. **152**, 355 (2005). 2). K.Takahashi, *et al.*, The 38<sup>th</sup> Annual conference on MAGNETICS in Japan (2014). 3). J. Robertson, J. Vac. Sci. Technol. B **18**, 1785 (2000). 4). J. Gang, Zhu, and C. Park, Mater. Today, **9**, 36(2006). 5). Y. Takamura, *et al.*, J. Appl. Phys. **115**, 17C307 (2014)

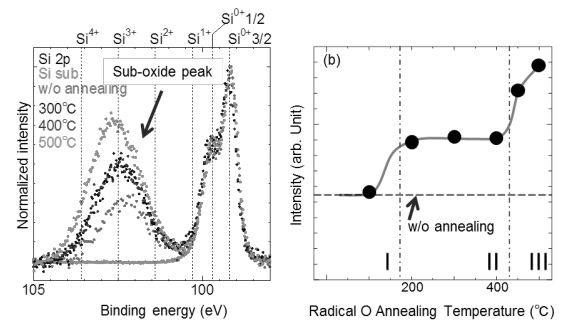


Fig. 2 (a) XPS Si2p spectra of TiO<sub>2</sub>/Si samples, in which radical oxygen annealing temperatures are varied. (b) Annealing-temperature dependence of integrated sub-oxide peak intensity of the Si2p spectra.

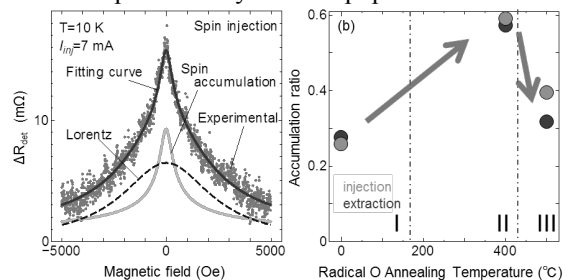


Fig. 3 (a) Hanle-effect signal and its fitting curves for 400 °C-annealed sample. (b) Intensity ratio for the channel spin component as a function of annealing temperature.

# 純スピンの流注入によるホイスラー合金のダンピング変調

沖宗一郎<sup>1</sup>, 河野慎<sup>1</sup>, 山田晋也<sup>1</sup>, 金島岳<sup>1</sup>, 能崎幸雄<sup>2,3</sup>, 浜屋宏平<sup>1,3</sup>

(<sup>1</sup>阪大基礎工, <sup>2</sup>慶大理工, <sup>3</sup>JST-CREST)

Control of the effective damping constant for Heusler alloys by pure spin current

S. Oki<sup>1</sup>, M. Kawano<sup>1</sup>, S. Yamada<sup>1</sup>, T. Kanashima<sup>1</sup>, Y. Nozaki<sup>2,3</sup>, K. Hamaya<sup>1,3</sup>

(<sup>1</sup>Osaka Univ., <sup>2</sup>Keio Univ., <sup>3</sup>JST-CREST)

## 【はじめに】

近年、マイクロ波アシスト磁化反転の応用として、磁性体への純スピン流注入を利用した実効ダンピング定数の変調が報告されている[1,2]。一方、これまで我々は Si 基板上に作製した  $L2_1\text{-Co}_2\text{FeSi}$ (CFS)や  $D0_3\text{-Fe}_3\text{Si}$ (FS)を横型スピバルブ素子へ加工し、高効率に純スピン流を生成・検出する技術を確認してきた[3,4]。本研究では、CFS から高効率に生成された純スピン流を FS へ注入し、FS の実効ダンピング定数を変調する。

## 【実験手法】

MBE を用いて Si 基板上に作製した膜厚 10nm/15nm の CFS/FS 薄膜を[4]、電子線描画と  $\text{Ar}^+$ ミリングを用いて CFS/FS および FS 細線に加工し、100nm 膜厚のスピ流伝送路及びコプレーナ線路(CSW)を Cu 蒸着により作製した[2-4](Fig.1)。FMR スペクトルは Fig.1(a)の端子配置でマイクロ波を CSW に加えながら細線長軸方向から $\theta=10^\circ$ の方向に外部磁場  $H_{\text{ex}}$  を掃引し、整流効果によって細線両端に生じる直流電圧により検出した。純スピン流は Fig.1(b)の端子配置で細線長軸方向に外部磁場  $H_{\text{ex}}$  を掃引し、交流電圧を印加してロックインアンプを用いて非局所電圧によって検出した。

## 【実験結果】

Fig.2 に 15dBm のマイクロ波における FMR スペクトルの周波数依存性を示す。キッテル式による解析から飽和磁化  $M_s=871 \text{ emu/cm}^3$  と見積もられ、FMR 検出電極が高品質な FS[5]( $\sim 858 \text{ emu/cm}^3$ )であることが確認された。Fig.3 に CFS を表面とする CFS/FS 電極から FS 電極への純スピン流注入の結果を示す。注入・検出電極の磁化配置に対応した明瞭なヒステリシスを有する  $\Delta R_s=2.6 \text{ m}\Omega$  のスピ信号が観測された。さらに直流電流を印加し、純スピン流を注入した状態で FMR スペクトルの測定を行ったところ[1,2]、印加電流に応じて FS の実効ダンピング定数が変化することが確認され、変調効率は Py[2]より大きいことが判明した。講演ではダンピング定数の変調とその効率について、詳細に報告する。

本研究の一部は JST CREST、科研費基盤 A(No.25246020)、新学術領域研究ナノスピ変換科学(No.26103003)の支援を受けた。沖および河野は日本学術振興会の支援を受けた。

## 参考文献

- [1] L. Xue *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 147201 (2012).
- [2] Y. Nozaki *et al.*, Appl. Phys. Exp. **8**, 043001 (2015).
- [3] K. Hamaya *et al.*, Phys. Rev. B **85**, 100104(R) (2012).
- [4] S. Oki *et al.*, Appl. Phys. Lett. **103**, 212402 (2013).
- [5] K. Hamaya *et al.*, Phys. Rev. B **83**, 144911 (2011).

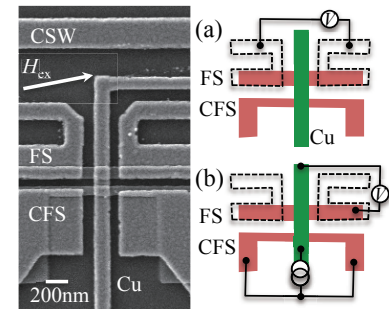


Fig.1 SEM image of the device used and schematic images of the terminal configurations.

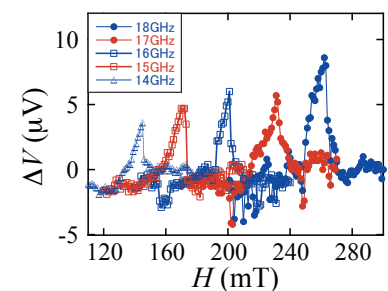


Fig.2 FMR spectra of FS for various frequencies.

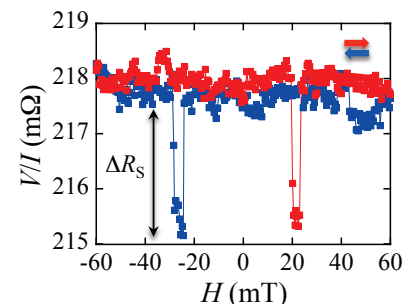


Fig.3 Nonlocal resistance at RT.

# Effect of off-stoichiometry on half-metallicity of quaternary Heusler alloy $\text{Co}_2(\text{Mn},\text{Fe})\text{Si}$ investigated through saturation magnetization and tunneling magnetoresistance

Kidist Moges,<sup>1</sup> Yusuke Honda,<sup>1</sup> Hong-xi Liu,<sup>1</sup> Bing Hu,<sup>1</sup> Tetsuya Uemura,<sup>1</sup> Yoshio Miura,<sup>2</sup> Masafumi Shirai,<sup>3</sup> and Masafumi Yamamoto<sup>1</sup>  
<sup>1</sup>Hokkaido University, <sup>2</sup>Kyoto Institute of Technology, <sup>3</sup>Tohoku University

We have recently investigated the effect of off-stoichiometry on the tunneling magnetoresistance (TMR) of the quaternary Heusler alloy  $\text{Co}_2(\text{Mn},\text{Fe})\text{Si}$  (CMFS)-based magnetic tunnel junctions (MTJs) and showed that the (Mn+Fe)-rich composition is critical to suppressing harmful  $\text{Co}_{\text{Mn/Fe}}$  antisites and obtaining half-metallicity [1]. Furthermore, we demonstrated giant TMR ratios of 2610% at 4.2 K and 429% at 290 K for MTJs having Mn-rich, lightly Fe-doped CMFS electrodes [1]. The purpose of the present study was to clarify the origin of the giant TMR ratio of MTJs with Mn-rich, lightly Fe-doped CMFS electrodes. To do this, we experimentally investigated the film composition dependence of the saturation magnetization per formula unit,  $\mu_s$ , of CMFS films with various compositions of  $\alpha'$  and  $\beta'$  in  $\text{Co}_2(\text{Mn}_{\alpha'}\text{Fe}_{\beta'})\text{Si}_{0.84}$ .

Figure 1 shows the film composition dependence of the experimental  $\mu_s$  of  $\text{Co}_2(\text{Mn}_{\alpha'}\text{Fe}_{\beta'})\text{Si}_{0.84}$  and  $\text{Co}_2\text{Mn}_{1.40}\text{Si}_{0.84}$  films along with the half-metallic Slater-Pauling values ( $Z_t-24$ ) and the theoretical total spin magnetic moment/f.u.,  $m_{\text{spin}}$ , calculated using the antisite-based site-specific formula unit (SSFU) composition model [1,2]. Although the experimental  $\mu_s$  was lower than both  $Z_t-24$  and theoretical  $m_{\text{spin}}$  for Mn-rich  $\text{Co}_2\text{Mn}_{1.40}\text{Si}_{0.84}$ , its value for  $\text{Co}_2\text{Mn}_{1.24}\text{Fe}_{0.16}\text{Si}_{0.84}$  in which a small amount of Mn was replaced by Fe for  $\text{Co}_2\text{Mn}_{1.40}\text{Si}_{0.84}$  got almost close to the half-metallic  $Z_t-24$ . Figure 2 shows how the TMR ratio at 4.2 K of MTJs with Mn-rich, lightly Fe-doped  $\text{Co}_2\text{Mn}_{\alpha'}\text{Fe}_{\beta'}\text{Si}_{0.84}$  electrodes depends on  $\alpha'$  ranging from  $\alpha' = 1.14$  ( $\delta = \alpha' + \beta' = 1.30$ ) to  $\alpha' = 1.24$  ( $\delta = 1.40$ ) along with the dependence of the TMR ratio for CMS MTJs with  $\text{Co}_2\text{Mn}_{\alpha}\text{Si}_{0.84}$  electrodes on the Mn composition  $\alpha$  ranging from  $\alpha = 0.73$  to 1.40. The drop in the TMR of the CMS MTJ with Mn-rich  $\alpha = 1.40$  and the contrasted further increase in the TMR of CMFS MTJs with increasing  $\delta$  from  $\alpha = 1.30$  to 1.40 with a small amount of  $\beta'$  of 0.16 was consistent with the dependence of  $\mu_s$  shown in Fig. 1. The theoretical  $m_{\text{spin}}$  values well explained the experimental  $\mu_s$  values except Mn-rich  $\text{Co}_2\text{Mn}_{1.40}\text{Si}_{0.84}$  ( $\alpha = 1.40$  CMS). This discrepancy can be attributed to the assumed nominal half-metallic SSFU composition for Mn-rich  $\alpha = 1.40$  CMS. Thus, the origin of the giant TMR for MTJs with Mn-rich, lightly Fe-doped CMFS electrodes was attributed to that (1) the nominal half-metallic SSFU composition was recovered by replacing a small amount of Mn by Fe for  $\alpha = 1.40$  CMS and (2) the residual  $\text{Co}_{\text{Mn/Fe}}$  antisites were further reduced by (Mn+Fe)-rich composition.

## References

[1]. H.-x. Liu et al., J. Phys. D: Appl. Phys. 48, 164001 (2015). [2]. G.-f. Li, et al., Phys. Rev. B 89, 014428 (2014).

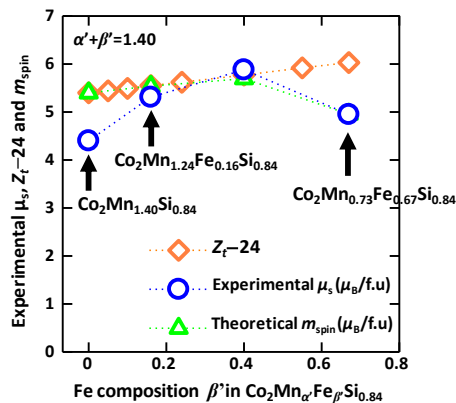


Fig. 1. Saturation magnetization per formula unit of  $\text{Co}_2\text{Mn}_{1.40}\text{Si}_{0.84}$  and  $\text{Co}_2\text{Mn}_{\alpha'}\text{Fe}_{\beta'}\text{Si}_{0.84}$  films with  $\alpha' + \beta' = 1.40$  in comparison with Slater-Pauling value ( $Z_t-24$ ) and theoretical  $m_{\text{spin}}$ .

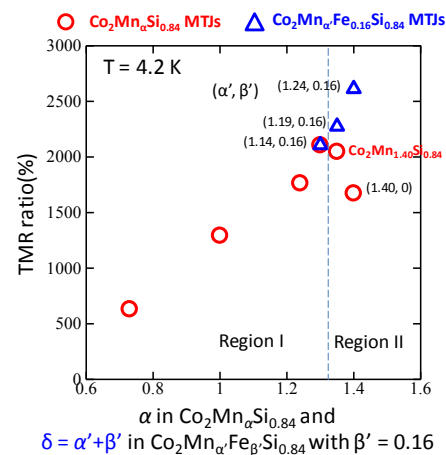


Fig. 2. TMR ratios of CMFS-based MTJs as a function of  $\delta = \alpha' + \beta'$  in  $\text{Co}_2\text{Mn}_{\alpha'}\text{Fe}_{\beta'}\text{Si}_{0.84}$  electrodes and that of identically fabricated CMS-based MTJs as a function of  $\alpha$  in  $\text{Co}_2\text{Mn}_{\alpha}\text{Si}_{0.84}$  electrodes.

# Characteristic temperature dependence of spin-dependent tunneling conductance of MTJs with highly spin-polarized electrodes

Bing Hu, Kidist Moges, Yusuke Honda, Tetsuya Uemura, and Masafumi Yamamoto  
Hokkaido University

Half-metallic ferromagnets are one of the most suitable spin-source materials for spintronic devices because of their complete spin polarization at the Fermi level ( $E_F$ ). We recently demonstrated that controlling defects through the film composition is critical to retaining the half-metallicity of ternary Heusler alloy  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  (CMS) and quaternary alloy  $\text{Co}_2(\text{Mn}_\alpha\text{Fe}_\beta)\text{Si}$  (CMFS) [1–3]. As a result, we demonstrated giant TMR ratios for CMS/MgO/CMS magnetic tunnel junctions (CMS MTJs) and CMFS/MgO/CMFS MTJs (CMFS MTJs) of up to 2610% at 4.2 K and 429% at 290 K [1,3]. The purpose of the present study was to clarify the key mechanisms that determine the temperature ( $T$ ) dependence of the spin-dependent tunneling conductances  $G$  ( $=I/V$ ) for the parallel (P) and antiparallel (AP),  $G_P$  and  $G_{AP}$ , in particular,  $G_P$  of MTJs with highly spin-polarized electrodes. To do this, we experimentally investigated how the  $T$  dependence of  $G_P$  and  $G_{AP}$  varied with the degree of the half-metallicity of CMS and CMFS electrodes.

The preparation of fully epitaxial CMS MTJs (CMFS MTJs) with various values of  $\alpha$  ( $\alpha'$  and  $\beta'$ ) in  $\text{Co}_2\text{Mn}_\alpha\text{Si}$  ( $\text{Co}_2(\text{Mn}_\alpha\text{Fe}_\beta)\text{Si}$ ) electrodes has been described elsewhere [1,3]. The tunneling conductances  $G_P$  and  $G_{AP}$  were measured by a dc four-probe method at temperatures from 4.2 K to 290 K at a bias voltage of 2 mV.

Figure 1 shows the  $T$  dependence of  $G_P$  of three kinds of epitaxial MgO-based MTJs: a CMS MTJ and a CMFS MTJ both showing high TMR ratios and an identically prepared  $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$  (CoFe)/MgO/CoFe MTJ (CoFe MTJ) showing a relatively low TMR. Contrasting dependences were observed:  $G_P$  of the CoFe MTJ increased with increasing  $T$ , in particular, for  $T > 100$  K, while  $G_P$  of the CMS MTJ and CMFS MTJ decreased with increasing  $T$  from  $T_1$  ( $\sim 25$  K) to  $T_2$  ( $\sim 220$  K) and then increased for  $T > T_2$ . This result suggests the correlation between the  $T$  dependence of  $G_P$  and the spin polarization at  $E_F$ .

The possible origin of the contrasting behaviors of the  $T$  dependence of  $G_P$  of MTJs featuring a wide range of the TMR ratio at 4.2 K can be explained by the competition between two factors involved in the tunneling mechanisms: One is a spin-flip tunneling process via a thermally excited magnon (Zhang's term) [4], which increases  $G_P$  with increasing  $T$ , and another is a spin-conserved tunneling process but under the decrease in the tunneling spin polarization, which decreases  $G_P$  with increasing  $T$  due to a spin-wave excitation (Shang's term) [5]. Note that the contribution to  $G_P$  from the Zhang's term decreased with increasing spin polarization. Thus, it is reasonable to ascribe the increase in  $G_P$  for MTJs showing lower TMR ratios to the Zhang's term and ascribe the decrease in  $G_P$  for a  $T$  range from  $T_1 < T < T_2$  for MTJs showing higher TMR ratios to the Shang's model because of the relative decrease in the contribution from the Zhang's term. Given these consideration, we fitted the  $T$  dependence of  $G_P$  of MTJs showing high TMR ratios by taking into account both two factors: Shang's term responsible for the decrease in  $G_P$  for  $T_1 < T < T_2$  while the Zhang's term responsible for the increase in  $G_P$  for  $T > T_2$  (Fig. 2). We confirmed that the thus fitted curve well reproduced the  $G_P(T)$  for a CMS MTJ showing a giant TMR ratio.

[1] H.-x. Liu et al., Appl. Phys. Lett. **101**, 132418 (2012). [2] G.-f. Li et al., PRB **89**, 014428 (2014). [3] H.-x. Liu et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **48**, 164001 (2015). [4] S. Zhang et al., PRL **79**, 19 (1997). [5] C. H. Shang et al., PRB **58**, 2917(R) (1988).

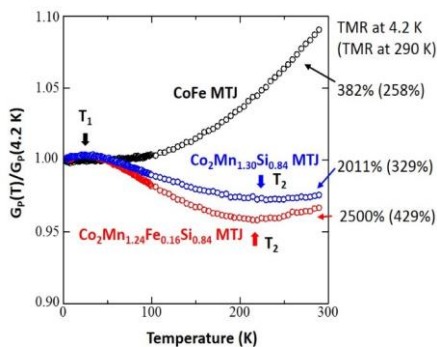


Fig 1. Typical  $T$  dependence of the normalized tunneling conductance for P of three kinds of MgO-based MTJs having a wide range of TMR ratio at 4.2 K and 290 K.

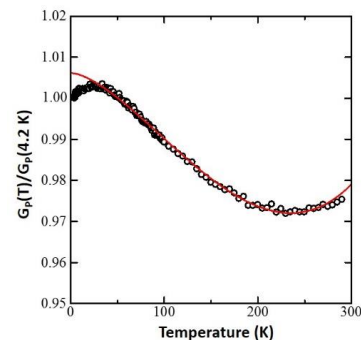


Fig 2. Experimental (open circles) and fitted (line) curve for a  $\text{Co}_2\text{Mn}_{1.30}\text{Si}_{0.84}$  MTJ showing giant TMR ratios of 2011% at 4.2 K and 329% at 290 K.



# スピングャップレス半導体のデバイス応用に向けた $\text{Mn}_2\text{CoAl}$ 薄膜の作製

広瀬慎吾、植田研二、愛知慎也、羽尻哲也、浅野秀文  
(名古屋大)

Fabrication of  $\text{Mn}_2\text{CoAl}$  thin films toward device applications for Spin-Gapless-Semiconductors

S. Hirose, K. Ueda, S. Aichi, T. Hajiri, H. Asano+  
(Nagoya Univ.)

## はじめに

近年注目されているスピングャップレス半導体(SGS)は片方のスピンを持つ価電子帯と伝導帯がフェルミエネルギー( $E_F$ )の一点で接し、他方スピンを持つバンドは $E_F$ においてバンドギャップとなっているという特殊なバンド構造を有しており高い分極率と高移動度を併せ持つ為、スピントロニクスデバイス材料として非常に有望である。本研究ではSGSであると理論予測されている材料のうち、バルクにおいて既にSGSに特有の伝導特性(線形MR, 高移動度 etc.)が観測されている $\text{Mn}_2\text{CoAl}$ (MCA)に着目し、デバイスに必須となる薄膜化を試みた。

## 実験方法

MCA薄膜の作製は格子ミスマッチの小さな $\text{MgO}$  (2.7%)及び $\text{MgAl}_2\text{O}_4$  (1.5%) 基板上にイオンビームアシストスパッタ(IBAS)法<sup>1)</sup>を用いて行った。IBAS法は製膜中にアシストイオンガンを補助的に用いることで低温での成長が可能となり、界面反応やミキシングを抑えることができる手法である。X線回折法により結晶構造、試料振動型磁力計(VSM)により磁気特性、四端子法により電気抵抗、高磁場下ホール抵抗率測定により移動度及びキャリア密度の評価を行った。

## 実験結果

面直、面内 X 線回折測定から基板温度( $T_S$ )= 300 ~ 600°C の範囲において MCA が基板に対して 45° 回転してエピタキシャル成長していることが確認できた(MCA (001)[110] //  $\text{MgO}$  or MAO (001)[100]) (Fig. 1)。また、磁化測定によって室温で強磁性体又はフェリ磁性体に特有のヒステリシス曲線を観測した(Fig.2)。アシストガンをを用いた低温製膜によって $T_S$ の減少と共に格子定数(c)と飽和磁化( $M_S$ )が増大し、 $T_S = 300$  °C で  $c = 0.5792$  nm,  $M_S = 235$  emu/cc となり、バルク値(0.5798 nm, 350 emu/cc)と同等の値となった。これらは低温製膜によって界面反応やミキシング、Mn 原子の欠損などが抑制されたためであると考えられる。さらに、電気抵抗測定から、温度低下に伴って抵抗値が増大するという半導体的な挙動が確認された。アレニウスプロットによって求めた活性化エネルギーは数 meV 程度と非常に小さな値が得られ、SGS がゼロギャップ半導体であることに対応していると考えられる。また、4 K でのホール抵抗率測定によって得られた電子移動度及びキャリア密度はそれぞれ  $17$   $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ,  $5 \times 10^{20}$   $\text{cm}^{-3}$  であり、薄膜において報告されている値( $0.45$   $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ,  $1.6 \times 10^{20}$   $\text{cm}^{-3}$ )<sup>2)</sup>より 2 桁大きな移動度が得られた。これは原子置換や欠損がより少ないためだと考えられる。

## 参考文献

- 1) M. Nishiwaki et. al., J. Appl. Phys., 117, 17D719 (2015).
- 2) Xu, et. al., Appl. Phys. Lett., 104, 242408 (2014).

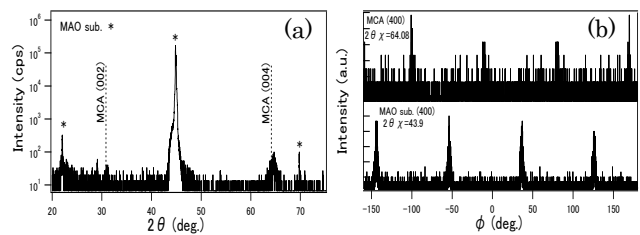


Fig. 1 (a) Out-of-plane, (b) in-plane XRD patterns for MCA films on MAO formed at 350°C

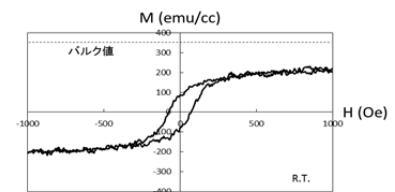


Fig. 2 Magnetic field dependence of Magnetization curves of MCA films on MAO formed at 300°C

## Fe<sub>4</sub>N エピタキシャル薄膜の窒素原子占有度の評価

伊藤啓太<sup>1,2,3</sup>, 具志俊希<sup>1</sup>, 東小菌創真<sup>1</sup>, 竹田幸治<sup>4</sup>, 斎藤祐児<sup>4</sup>, 都甲薫<sup>1</sup>, 柳原英人<sup>1</sup>,  
角田匡清<sup>2</sup>, 小口多美夫<sup>5</sup>, 木村昭夫<sup>6</sup>, 喜多英治<sup>1</sup>, 末益崇<sup>1</sup>

(<sup>1</sup>筑波大, <sup>2</sup>東北大, <sup>3</sup>日本学術振興会 PD, <sup>4</sup>日本原子力研究開発機構, <sup>5</sup>大阪大, <sup>6</sup>広島大)

Characterization of occupancy of nitrogen atoms in epitaxially grown Fe<sub>4</sub>N films

K. Ito<sup>1,2,3</sup>, T. Gushi<sup>1</sup>, S. Higashikozono<sup>1</sup>, Y. Takeda<sup>4</sup>, Y. Saitoh<sup>4</sup>, K. Toko<sup>1</sup>, H. Yanagihara<sup>1</sup>,  
M. Tsunoda<sup>2</sup>, T. Oguchi<sup>5</sup>, A. Kimura<sup>6</sup>, E. Kita<sup>1</sup>, and T. Suemasu<sup>1</sup>

(<sup>1</sup>Univ. of Tsukuba, <sup>2</sup>Tohoku Univ., <sup>3</sup>JSPS, <sup>4</sup>JAEA, <sup>5</sup>Osaka Univ., <sup>6</sup>Hiroshima Univ.)

### はじめに

逆ペロブスカイト型遷移金属強磁性窒化物(Fig. 1)は近年スピントロニクス応用材料として注目を浴びている。特に Fe<sub>4</sub>N は、スピン依存電気伝導度計算から大きな負のスピン分極率( $P_{\sigma} = -1.0$ )が予想されている<sup>1)</sup>。我々はこれまでに分子線エピタキシー(MBE)法により、SrTiO<sub>3</sub>(STO)(001)基板上へのエピタキシャル膜の作製に成功している<sup>2)</sup>。一方、N 原子の占有度はスピン分極率に影響すると考えられ、それを調べる事は応用上の観点からも重要である。

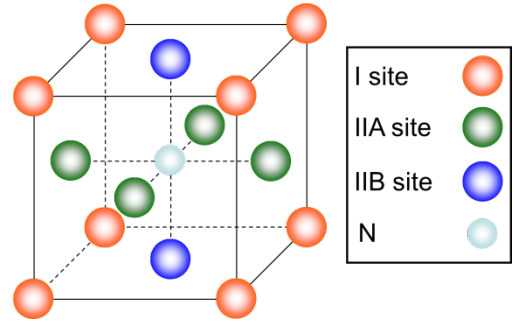


Fig. 1 Lattice of anti-perovskite nitride.

これまで X 線回折(XRD)法を用いた評価結果が報告されているが<sup>3)</sup>、平均的な情報を取り扱うため、詳細な情報は得られていなかった。そこで本研究では、MBE 法により Fe<sub>4</sub>N 薄膜をエピタキシャル成長し、内部転換電子メスバウアー(CEMS)測定、X 線吸収分光(XAS)、X 線磁気円二色性(XMCD)測定を行い、XRD 法ではわからない局所的な情報が得られる、新たな Fe<sub>4</sub>N 中の N 原子の占有度評価手法の提案を試みた。

### 実験方法

固体 Fe と高周波プラズマ N<sub>2</sub> の同時供給による MBE 法により、STO(001)基板上に Fe<sub>4</sub>N(20 nm)をエピタキシャル成長し、300 K にて CEMS 測定を行った。Fe 原料は <sup>57</sup>Fe の割合を 20%程度にエンリッチした特殊原料を用いた。XAS および XMCD 測定には Au(3 nm)/Fe<sub>4</sub>N(10 nm)を用いた。300 K にて試料の面直方向に ±3 T の磁場を印加し、飽和状態で測定した。全電子 FLAPW 法に基づく第一原理電子状態計算の結果とフェルミの黄金則を用いて XAS および XMCD スペクトルを計算し、実験結果と比較した。

### 実験結果

理想的には各 Fe site の占有比率は Fe I:Fe II = 1:3 だが、CEMS スペクトルの解析結果は Fe I:Fe II = 0.53:3 となった。理想と異なり N 原子が隣り合う 2 つの Fe I site 間に侵入した場合、Fe I site が Fe II site と等価になる。よって、N 原子の過剰侵入または不規則占有に起因して、Fe I site の見かけの占有比率が小さくなったと考えられる<sup>4)</sup>。XAS および XMCD スペクトルの Fe L<sub>2,3</sub> 吸収端には肩構造が現れ、理論計算からも再現された。この肩構造は、Fe II site の Fe 3d 軌道と N 2p 軌道との混成に起因した局所的な電子状態を反映したものであり<sup>5)</sup>、N 原子の侵入量や規則度との関連性が高いといえる。

### 謝辞

本研究は JSPS 科研費(No. 26249037)、特別研究員奨励費(No. 14J01804)の支援を受けた。CEMS 測定は、筑波大学研究基盤総合センター応用加速器部門にて行った。XAS および XMCD 測定は、ナノネット支援課題(Nos. 2010A3877 and 2010B3876)のもと、SPring-8 BL23SU にて行った。

### 参考文献

1) S. Kokado *et al.*, Phys. Rev. B **73**, 172410 (2006). 2) K. Ito *et al.*, J. Cryst. Growth **322**, 63 (2011). 3) K. Kabara *et al.*, Appl. Phys. Express, **7**, 063003 (2014). 4) K. Ito *et al.*, J. Appl. Phys. **117**, 17B717 (2015). 5) K. Ito *et al.*, J. Appl. Phys. **117**, 183906 (2015).

## Mapping of theoretical approach in magnetics

### – coarse graining theory–

Chiharu Mitsumata  
(NIMS)

Nowadays, the objects for magnetics are spreading to various fields. Under those circumstance, the requirements to theoretical analysis increase, i.e. a simple modeling, numerical prediction, etc. Besides, the requests such as materials predictions based on the data base analysis called “materials informatics” or “material genome” become strong, too.

Generally, from a viewpoint of magnetics, it is necessary to understand the magnetization distribution and/or a magnetization process in devices and materials. In this sense, the micromagnetics theory is convenient to understand the side view of the phenomenism. However, that theory is insufficient to define the exact property, because it does not include self-consistency of theory. To obtain the accurate magnetic property, the knowledge from a microscopic theory should be required.

For the discussion of magnetization state, the magnetic energy can be defined by following procedure,

- 1) Spin–spin interaction (including the exchange interaction, spin transfer) is evaluated within a framework of electric theory.
- 2) The magnetic anisotropy constant is evaluated within a framework of first principles calculation for certain materials.
- 3) The magnetic dipole interaction is generally evaluated by the numerical calculation of a classical spin model.
- 4) The thermo-dynamic behavior of magnetization is evaluated by the statistical average of a classical spin model.

Then, the obtained magnetic energies reflect onto the micromagnetics calculation. At this point, the atomistic calculation is ready to carry out.

However, to analyze the entire body of materials and devices, the atomistic calculation needs to expend too much computational resources. In this sense, it is required well defined coarse graining theory for connecting atomistic calculations and conventional micromagnetics calculations.

In terms of energy evaluation 3), the multipole expansion method naturally deals with the magnetic dipole interaction, in which the contribution from the distant part is averaged over a certain volume. For 4), the formulation of the Landau-Lifshitz-Bloch equation is suggested<sup>1)</sup>, which includes the degree of freedom for permitting the expansion and

contraction of the magnetization vector. For 1), the method of single spin approximation<sup>2)</sup> is one of the candidate to deal with the exchange interaction between the textured grains. Finally, for 2), the conversion from a single site anisotropy to the expression of energy density form simply satisfies the coarse graining.

#### Reference

- 1) D. A. Garanin: “Fokker-Planck and Landau-Lifshitz-Bloch equations for classical ferromagnets”, *Phys. Rev. B*, **55**, 3050 (1997)
- 2) S.-J. Lee, S. Sato, H. Yanagihara, E. Kita, C. Mitsumata: “Numerical simulation of random magnetic anisotropy with solid magnetization grains”, *J. Magn. Magn. Mater.*, **323**, 28 (2011)

## Fundamental knowledge of first-principles calculation

M. Shirai

Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University, Sendai 980-8577, Japan

In this tutorial talk, the fundamentals of first-principles calculation are briefly reviewed for beginners. The theoretical framework of first-principles calculation, i.e. so-called density-functional theory was established by Hohenberg and Kohn<sup>1)</sup>. They proved that the ground-state energy of an inhomogeneous electron gas can be expressed as a functional of the electron density  $n(\mathbf{r})$  and the energy functional takes its minimum value for the correct ground-state. The advantage of the theory is that we need no explicit expression for the wave function of an interacting electron system. The density-functional theory gives us a firm base for understanding the complex interacting electron systems. However, no one knows an explicit expression of the energy functional. A practical method treating an interacting electron system was proposed by Kohn and Sham<sup>2)</sup> on the basis of the density-functional theory. They reduced the many-body problem of interacting electron systems to self-consistent equations, i.e. Kohn-Sham equations, for single electron in an effective potential, which contains exchange and correlation terms. They assumed that the exchange and correlation potentials depend only on the electron density at the position where the potential is acting. We usually adopt the explicit form of the exchange and correlation potentials for a homogeneous electron gas. This is called local density approximation (LDA). The treatment enables us to obtain the ground state energy as well as the energy band-structure of complex systems such as molecules and solids. However, there are drawbacks originated from the LDA; overestimation of cohesive energy and hence underestimation of inter-atomic distances, underestimation of band gap of semiconductors or insulators including Mott-Hubbard insulators caused by electron correlation effect, underestimation of exchange splitting of spin-up and down bands in magnetic materials, and so on. Some of these drawbacks can be overcome by improved treatments of the exchange and correlation potentials; i.e. generalized gradient approximation<sup>3)</sup>, self-interaction correction<sup>4)</sup>, LDA+ $U$  method<sup>5)</sup>, self-energy correction including  $GW$  approximation<sup>6)</sup> and dynamical mean-field approximation<sup>7)</sup>, and so on. Typical examples calculated with use of these approaches are presented and the shortcoming of them will be discussed.

### Reference

- 1) P. Hohenberg and W. Kohn, Phys. Rev. **136** (1964) B864.
- 2) W. Kohn and L. J. Sham, Phys. Rev. **140** (1965) A1133.
- 3) J. P. Perdew and Y. Wnag, Phys. Rev. B **33** (1986) 8800.
- 4) J. P. Perdew and A. Zunger, Phys. Rev. B **23** (1981) 5048.
- 5) V. I. Anisimov, J. Zaanen, and O. K. Andersen, Phys. Rev. B **44** (1991) 943.
- 6) L. Hedin, Phys. Rev. **139** (1965) A796.
- 7) A. Georges and G. Kotliar, Phys. Rev. B **45** (1992) 6479.

# 磁化構造中の伝導電子の理論

多々良源

(理化学研究所創発物性科学研究センター (CEMS))

Theory of electron transport in the presence of magnetization textures

G. Tatara

RIKEN Center for Emergent Matter Science (CEMS)

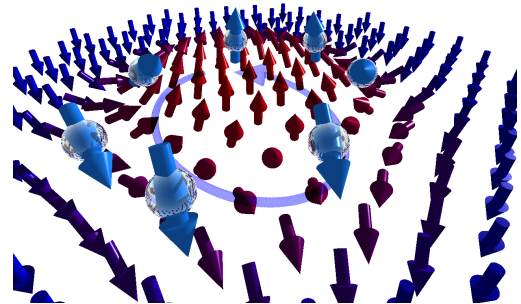
## 1 Introduction

In this paper, we discuss two topics, an emergent electromagnetic field which couples to electron's spin in ferromagnetic metals <sup>1)</sup> and current-induced torques <sup>2)</sup> from the theoretical viewpoints.

Our technology is based on various electromagnetic phenomena. For designing electronics devices, thus, the Maxwell's equation is of essential importance. The mathematical structure of the electromagnetic field is governed by a U(1) gauge symmetry, i.e., an invariance of physical laws under phase transformations. The gauge symmetry is equivalent to the conservation of the electric charge, and was established when a symmetry breaking of unified force occurred immediately after the big bang. The beautiful mathematical structure of charge electromagnetism was therefore determined when our universe started, and there is no way to modify its laws.

Fortunately, charge electromagnetism is not the only electromagnetism allowed in the nature. In fact, electromagnetism arises whenever there is a U(1) gauge symmetry associated with conservation of some effective charge. In solids, there are several systems which have the U(1) gauge symmetry as a good approximation. Solids could thus display several types of effective electromagnetic fields. A typical example is a ferromagnetic metal. In ferromagnetic metals, conduction electron spin (mostly *s* electron) is coupled to the magnetization (or localized spins of *d* electrons) by an interaction called the *sd* interaction, which tends to align the electron spin parallel (or anti-parallel) to the localized spin. This interaction is strong in most 3*d* ferromagnetic metals, and as a result, conduction electron's spin originally consisting of three components, reduces to a single component along the localized spin direction. The remaining component is invariant under a phase transformation, i.e., has a U(1) gauge symmetry just like the electric charge does. A spin electromagnetic field thus emerges that couples to conduction electron's spin. The first subject of the present paper is this spin electromagnetic field. The world of spin electromagnetic field is richer than that of electric charge, since the electron's spin in solids is under influence of various interactions such as spin-orbit interaction. We will in fact show that magnetic monopole emerges from spin relaxation processes. Spin electromagnetic field drives electron's spin, and thus plays an essential role in spintronics. The other subject, the current-induced torques, is a reciprocal effect of spin electromagnetic field.

The effect of spin electromagnetic field was partially discussed already in 1986 by Berger, who discussed a voltage generated by a canting of wall plane of a driven domain wall <sup>3)</sup>. Emergence of effective electromagnetism coupling to electron's spin was pointed out by use of gauge field argument by Volovik in 1987 (Ref. <sup>4)</sup>). Stern discussed the motive force in the context of the spin Berry's phase, and discussed similarity to the Faraday's law <sup>5)</sup>. Spin motive force was rederived in Ref. <sup>6)</sup> in the case of domain wall motion. It was argued in the context of topological pumping in Ref. <sup>7)</sup>. Duine discussed spin electric field including the effect of spin relaxation by use of non-adiabaticity parameter ( $\beta$ ) <sup>8,9)</sup>. The Hall current induced by a spin electric field in the presence of spin-orbit interaction was theoretically studied by Shibata and Kohno <sup>10,11)</sup>. The effect of Rashba



**Fig. 1** The spin of a conduction electron is rotated by a strong *sd* interaction with magnetization as it moves in the presence of a magnetization texture, resulting in a Berry's phase factor  $e^{i\varphi}$

interaction on spin electric field was discussed in Refs. <sup>12,13)</sup>. These works <sup>6,8,10,12,13)</sup> have focused solely on the spin electric field. The magnetic component of Rashba-induced spin electromagnetic was discussed in Ref. <sup>14)</sup>.

## 2 Emergence of spin gauge field

Let us here demonstrate that a spin gauge field emerges from a strong  $sd$  exchange interaction (adiabatic limit). Because of the  $sd$  interaction, spin of electron traveling through a magnetization structure follows the local spin and rotates with it (Fig. 1), and the spin acquires a geometric phase <sup>15)</sup>. The phase is written as an integral of an effective gauge field,  $\mathbf{A}_s$ , along its path  $C$  as  $\varphi = \frac{e}{\hbar} \int_C d\mathbf{r} \cdot \mathbf{A}_s$ , where  $e$  is electron charge and  $\hbar$  is the Planck's constant divided by  $2\pi$ . The vector  $\mathbf{A}_s$  turns out to be

$$\mathbf{A}_s = \frac{\hbar}{2e}(1 - \cos \theta)\nabla\phi. \quad (1)$$

Existence of the phase means that there is an effective magnetic field,  $\mathbf{B}_s$ , as seen by rewriting the integral over a closed path using the Stokes theorem  $\varphi = \frac{e}{\hbar} \int_S d\mathbf{S} \cdot \mathbf{B}_s$ , where  $\mathbf{B}_s \equiv \nabla \times \mathbf{A}_s$  represents curvature. This phase  $\varphi$  attached to electron spin is called the spin Berry's phase. Time-derivative of phase is equivalent to a voltage, and thus we have effective electric field defined by  $\dot{\varphi} = -\frac{e}{\hbar} \int_C d\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}_s$ , where  $\mathbf{E}_s \equiv -\dot{\mathbf{A}}_s$ .  $\mathbf{E}_s$  and  $\mathbf{B}_s$  are called spin electric and magnetic field, respectively. They satisfy the Faraday's law,

$$\nabla \times \mathbf{E}_s + \dot{\mathbf{B}}_s = 0, \quad (2)$$

as a trivial result of their definitions. The fields have a structure of electromagnetism and thus a spin electromagnetic field coupled to electron's spin emerges. One should note that those fields are real or observable ones coupling to real electric charge and current and not just 'fictitious fields'.

In the presentation, phenomena arising from the spin gauge field, Eq. (1), are discussed.

## References

- 1) G. Tataro and N. Nakabayashi. Emergent spin electromagnetism induced by magnetization textures in the presence of spin-orbit interaction (invited). *Journal of Applied Physics*, Vol. 115, No. 17, p. 172609, 2014.
- 2) G. Tataro, H. Kohno, and J. Shibata. Microscopic approach to current-driven domain wall dynamics. *Physics Reports*, Vol. 468, pp. 213–301, 2008.
- 3) L. Berger. Possible existence of a josephson effect in ferromagnets. *Phys. Rev. B*, Vol. 33, No. 3, pp. 1572–1578, 1986.
- 4) G. E. Volovik. Linear momentum in ferromagnets. *J. Phys. C: Solid State Phys.*, Vol. 20, pp. L83–L87, 1987.
- 5) A. Stern. Berry's phase, motive forces, and mesoscopic conductivity. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 68, No. 7, pp. 1022–1025, Feb 1992.
- 6) S. E. Barnes and S. Maekawa. Generalization of faraday's law to include nonconservative spin forces. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 98, No. 24, p. 246601, 2007.
- 7) S. A. Yang, G. S. D. Beach, C. Knutson, D. Xiao, Z. Zhang, M. Tsoi, Q. Niu, A. H. MacDonald, and J. L. Erskine. Topological electromotive force from domain-wall dynamics in a ferromagnet. *Phys. Rev. B*, Vol. 82, p. 054410, Aug 2010.
- 8) R. A. Duine. Spin pumping by a field-driven domain wall. *Phys. Rev. B*, Vol. 77, No. 1, p. 014409, 2008.
- 9) M. E. Lucassen, G. C. F. L. Kruis, R. Lavrijsen, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, and R. A. Duine. Spin motive forces due to magnetic vortices and domain walls. *Phys. Rev. B*, Vol. 84, p. 014414, Jul 2011.
- 10) J. Shibata and H. Kohno. Inverse spin hall effect driven by spin motive force. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 102, No. 8, p. 086603, 2009.
- 11) J. Shibata and H. Kohno. Spin and charge transport induced by gauge fields in a ferromagnet. *Phys. Rev. B*, Vol. 84, p. 184408, Nov 2011.
- 12) K.-W. Kim, J.-H. Moon, K.-J. Lee, and H.-W. Lee. Prediction of giant spin motive force due to rashba spin-orbit coupling. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 108, p. 217202, May 2012.
- 13) G. Tataro, N. Nakabayashi, and K.-J. Lee. Spin motive force induced by rashba interaction in the strong  $sd$  coupling regime. *Phys. Rev. B*, Vol. 87, p. 054403, Feb 2013.
- 14) N. Nakabayashi and G. Tataro. Rashba-induced spin electromagnetic fields in the strong  $sd$  coupling regime. *New Journal of Physics*, Vol. 16, No. 1, p. 015016, 2014.
- 15) J. J. Sakurai. *Modern Quantum Mechanics*. Addison Wesley, 1994.

## Numerical methods for quantum magnets

Seiji MIYASHITA

(Department of Physics, Graduate School of Science, The University of Tokyo)

Methods for studies on quantum magnets are overviewed. In the classical picture, spin can be regarded as a vector of magnetic moment. But, various interesting properties due to the quantum effects have been studied as the so-called ‘quantum spin systems’<sup>1)</sup>. Quantum mechanical effect in spin systems is originated in the non-commutative property of spin operators:  $[S_x, S_y] = i\hbar S_z$ , etc. In order to take into account the quantum effect, we need to treat the Hamiltonian matrix  $\mathcal{H}$  of the system whose matrix is of  $2^N \times 2^N$  for a system consisting of  $N$  spins of  $S=1/2$ . The straightest way to study the system is a diagonalization method to obtain the eigenvalues and eigenvectors of the matrix. To study finite temperature properties, we calculate  $\text{Tr} \exp(-\beta\mathcal{H})$ , and we need all the eigenvalues and eigenvectors<sup>2)</sup>. However, often we are interested in low temperature properties of the system, in particular the ground system. There, we may use iterative methods for the low energy states, such as the Lanczos method. For such purpose, TIT-pack was released<sup>3)</sup>, which encouraged studies in this field in Japan, and several method to extrapolate the data has been developed.<sup>4)</sup> But, the system size is still limited.

To study a large system a quantum Monte Carlo (QMC) method by making use of the Suzuki-Trotter method<sup>5)</sup> has been introduced. This method has been developed with the idea of the loop algorithm and the continuous imaginary time algorithm<sup>6)</sup>, and methods to take into account effects of lattice distortion have been also developed. Now QMC is the one of the most reliable methods for quantum many body systems. However, the method consists of a sampling of the so called world lines (paths in the path-integral method)<sup>7)</sup>, and suffers from the so-called ‘negative sign’ problem, and cannot be applied to frustrated system efficiently.

As an efficient method to study large systems in one dimension (1D), the so-called DMRG (density matrix renormalization group) method was invented<sup>8)</sup>. The idea of this method has been developed and is now one of the most powerful method for 1D systems. This method is extended to higher dimensions<sup>9)</sup> also to finite temperatures. The similar idea has been introduced as the matrix-product method<sup>10)</sup>, and recently it has been studied extensively as tensor-network methods.<sup>11)</sup>

Magnetic resonance is also an important subject of the study of magnetism. The ESR spectrum is given by Kubo formula. As a microscopic approach, a direct calculation of the formula by making use of full diagonalization has been introduced<sup>12)</sup>, which gives precise information of the spectrum for given systems, e.g., the effect of spatial configuration of the lattice, the dependence on the field direction. Application of this method is also limited to small sizes because it uses diagonalization of the system Hamiltonian. For the ESR spectrum in the ground state, we may use the idea of Lanczos method, and also DMRG (dynamical DMRG)<sup>13,14)</sup>. For finite temperatures we can make use of the time evolution of the so-called typical state.<sup>15,16,17)</sup> The field and temperature dependent in 1D systems has been studied by making use of field theoretical informations<sup>18)</sup>. The typical state would give a seminal method to give temperature dependent thermal properties<sup>17)</sup>.

Moreover quantum dynamics is also an important issue in quantum magnets. The dynamics of magnetization under time dependent field reflects the energy level structure of the system. Such effect was observed in single molecular magnets (SMM) such as Mn12, Fe8, and V15, etc.<sup>19)</sup> The importance of the Landau-Zener process was pointed out.<sup>20)</sup> The dynamics in dissipative environments is treated by the quantum master equation<sup>21)</sup>. The combination of quantum dynamics and dissipative effects provides interesting phenomena, such as the phonon-bottleneck effect or magnetic Foehn effect<sup>22)</sup>. Recently the hybridization between magnetic state and photon state in a cavity attracts interests in the context of manipulation of quantum state. The quantum master equation is also used to emulate such quantum dynamics<sup>23)</sup>. In quantum systems, the so-called quantum fluctuation plays an important role. By making this fact, the so-called quantum annealing method was invented<sup>24)</sup>. This method is used in a quantum computing of the D-wave machine.<sup>25)</sup>

With the development of super-computer such as the K-computer, massive parallel algorithm allows us to use a large



memory. Such technique has been established, and now systems with more than 40 spins ( $S=1/2$ ), can be calculated.<sup>26)</sup> Recently the system ALPS is released for non-specialists, in which some of the above methods are prepared in user-friendly way<sup>27)</sup>.

#### Reference

- 1) S. Miyashita: 量子スピン系 (in Japanese), Iwanami-Shoten (2006).
- 2) J. Oitmaa and D. D. Betts: Can. J. Phys. **56** (1978) 897.
- 3) TITPACK: [http://www.stat.phys.titech.ac.jp/~nishimori/titpack2\\_new/index-e.html](http://www.stat.phys.titech.ac.jp/~nishimori/titpack2_new/index-e.html)
- 4) 野村清英, 岡本清美: BKT 転移とレベルスペクトロスコピー, 日本物理学会誌 **56** (2001) No.11, pp.836-844. K. Okamoto, T. Tonegawa, H. Nakano, T. Sakai, K. Nomura and M. Kaburagi: J. Phys. Conf. Ser. **320** (2011) 012018.
- 5) M. Suzuki: Prog. Theor. Phys. **56** (1976) 1454. M. Suzuki, S. Miyashita and A. Kuroda: Prog. Theor. Phys. **58**, 1377-1387 (1977). *Quantum Monte Carlo method in Equilibrium and Nonequilibrium Systems*, ed. M. Suzuki (springer-Verlag, 1987).
- 6) H. G. Evertz: Adv. Phys. **52** (2003) 1.
- 7) H. Onishi and S. Miyashita: J. Phys. Soc. Jpn. **72**, 392 (2003).  
H. Sawa, *Geometrically Constructed Markov Chain Monte Carlo Study of Quantum Spin-phonon Complex Systems*, Springer (2014) DOI 10.1007/978-4-431-54517-0.
- 8) S. R. White: Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 2863; Phys. Rev. B **48** (1993) 10345. U. Schollwöck, Rev. Modern Phys. **77** (2005) 259; and Ann. Phys. **326** (2011) 96. 西野友年、日永田泰啓、奥西巧一: 日本物理学会誌 **55** (2000) 763.
- 9) T. Nishino, Y. Hieida, K. Okunishi, N. Maeshima, Y. Akutsu, A. Gendiar, Prog. Theor. Phys. **105** (2001) 409.
- 10) G. Vidal, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 147902, and *ibid.* **93** (2004) 040502.  
A.J. Daley, C. Kollath, U. Schollwöck, G. Vidal, J. Stat. Mech.: Theor. Exp. (2004) P04005. S.R. White, A.E. Feiguin, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 076401.
- 11) R. Oris: Ann. Phys. **349** (2014) 117.
- 12) S. Miyashita, T. Yoshino and A. Ogasahara, J. Phys. Soc. Jpn. **68**, 655 (1999).
- 13) S. Ramasesha, S. K. Pati, H. R. Krishnamurthy, Z. Shuai, and J. L. Brédas, Phys. Rev. B **54**, 7598 (1996). E. R. Gagliano and C. A. Balseiro, Phys. Rev. Lett. **59**, 2999 (1987),.
- 14) E. Jeckelmann: Phys. Rev. B **66**, 045114 (2002).
- 15) T. Iitaka and T. Ebisuzaki, Phys. Rev. Lett. **90**, 047203 (2003). M. Machida, T. Iitaka, and S. Miyashita, Phys. Rev. B **86**, 224412 (2012)
- 16) A. Hams and H. De Raedt, Phys. Rev. E **62**, 4365 (2000)
- 17) S. Sugiura and A. Shimizu, Phys. Rev. Lett. **108**, 240401 (2012).
- 18) M. Oshikawa and I. Affleck, Phys. Rev. B **65**, 134410 (2002).
- 19) B. Barbara, Phil. Trans. R. Soc. A **370**, 4487 (2012). L. Thomas, et al., Nature **383**, 145 (1996). C. Sangregorio, et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 4645 (1997).
- 20) L. D. Landau, Phys. Z. Sowjetunion **2**, 46 (1932); C.Zener, Proc. R. Soc. London, Ser. A **137**, 696 (1932); E. C. G. Stueckelberg, Helv. Phys. Acta **5**, 369 (1932); E. Majorana, Nuovo Cimento **9**, 43 (1932). S. Miyashita, J. Phys. Soc. Jpn. **64**, 3207 (1995); *ibid.* **65**, 2734 (1996). 宮下精二: 日本物理学会誌 **53** (1998) 259.
- 21) K. Saito, S. Miyashita and H. De Raedt: Phys. Rev. B **60** (1999) 14553.  
齊藤圭司、宮下精二: 日本物理学会誌 **59** (2004) 760.
- 22) I. Chiorescu, W. Wernsdorfer, A. Müller, H. Böggge and B. Barbara: Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 3454. K. Saito and S. Miyashita: J. Phys. Soc. Jpn. **70**, 3385-3390 (2001).
- 23) I. Chiorescu, N. Groll, S. Bertaina, T. Mori and S. Miyashita: Phys. Rev. B **82**, 024413 (2010).  
S. Miyashita, T. Shirai, T. Mori, H. De Raedt, S. Bertaina, I. Chiorescu: J. Phys. B **45**, 124010 (2012).
- 24) T. Kadowaki and H. Nishimori, Physical Review E, Vol. **58**, 5355 (1998). A. Das and B. K. Chakrabarti, Reviews of Modern Physics, **80**, 1061(2008). G. Santoro and E. Tosatti, Journal of Physics A, **39**, R393 (2006).  
大関真之、西森秀稔: 日本物理学会誌 Vol. **66**, p. 25, (2011).
- 25) H. Nishimori: <http://www.stat.phys.titech.ac.jp/nishimori/>
- 26) H. Nakano and T. Sakai: J. Phys. Soc. of Jpn. **83** 104710 (2014).
- 27) B. Bauer et al. J. Stat. Phys. (2011) P05001. 藤堂眞治: 日本物理学会誌 **70** (2015) 275.

# Micromagnetic Simulation

Y. Nakatani

(University of Electro-Communications, Chofu 182-8585, Japan)

Since the pioneering works by Brown and LaBonte<sup>1-3)</sup>, micromagnetic simulation has been used to calculate the magnetization distribution and its dynamics in nanoscale magnetic materials. Because of the limitations of the calculation speed of the computers, they proposed the simple algorithms to obtain the energy minimum state, and solved the problem within these limitations<sup>1-6)</sup>. Usually, the exchange, anisotropy, Zeeman, and the demagnetizing energies are considered in micromagnetic simulation.

$$\varepsilon = A(\nabla\mathbf{m})^2 + K_u \sin^2\theta - \frac{1}{2}\mathbf{H}^D \cdot \mathbf{m} - \mathbf{H}^E \cdot \mathbf{m}. \quad (1)$$

Here,  $A$ ,  $K_u$ ,  $\mathbf{H}^D$  and  $\mathbf{H}^E$  are the exchange stiffness constant, the uniaxial anisotropy constant, the demagnetizing field and the external field, respectively.

In 1980s, third generation supercomputers appeared and they extended the limitations. Micromagnetic simulation was used to solve some problems, i.e., the magnetic domain wall dynamics<sup>7,8)</sup>, magnetic fine particle<sup>9,10)</sup>, magnetic thin film<sup>11)</sup>, magnetic recording media<sup>12)</sup>, and magneto-optical recording media<sup>13)</sup>. In these reports, Landau-Lifshitz-Gilbert equation was used.

$$\dot{\mathbf{m}} = -\gamma\mathbf{m} \times \mathbf{H} - \frac{\alpha}{M_s} \dot{\mathbf{m}} \times \mathbf{m}. \quad (2)$$

$$\rightarrow \dot{\mathbf{m}} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} [\mathbf{m} \times \mathbf{H} + \alpha [\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H})]]. \quad (3)$$

$$\mathbf{H} = -\frac{\delta\varepsilon}{\delta\mathbf{m}}. \quad (4)$$

Here  $\mathbf{H}$  is the effective field acting on the magnetic moments. It is calculated by using eq. (4). However since the calculations of the demagnetizing field required a lot of calculation time even with the supercomputers<sup>14,15)</sup>, they could not solve the LLG equation with original form in many cases. However in these cases, they only needed the switching field of magnetic fine particles or thin films, and did not need the dynamics of the magnetic moments. In the cases, they dropped the gyroscopic term from the LLG equation (eq.(5)), and used a unity of the Gilbert damping constant to reduce the calculation time<sup>9-12)</sup>.

$$\dot{\mathbf{m}} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} [\alpha [\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H})]] \quad (5)$$

In 1990s, the fast Fourier transform (FFT) algorithms were introduced to calculate the demagnetizing field<sup>19,20)</sup>. It reduced the calculation time drastically. By using this algorithm, the LLG equation with original form can be solved, and larger scale and longer time simulation can be done with personal computers. Nowadays, there are many open source programs and products for micromagnetic simulation<sup>21)</sup>, micromagnetic simulation is used in many fields, such as nanospintronics, permanent magnet, etc, not only to analyze the experimental results, but also to obtain the optimum conditions of nanodevices. Recently, many effects except for in eq. (1) are discussing, such as Rashba field effect, spin hall effect, Dzyaloshinsky-Moriya interaction, etc. These effects can be adapted to the simulation as the effective field. However even with the personal computers in recent years, the size of the simulation region, which can be simulated within the acceptable time, is about  $\sim 0.5 \mu\text{m}^2$  in 2D model case. For larger scale or long time simulations, special computers such as GPU or massively parallel computers are required<sup>22)</sup>.

For the experimentalist, one of the interested points for the simulation is comparison of the simulation and experimental results. In case of the simple structure target, such as a single crystal material, simulation results in good agreement with the experimental results without special modification of the simulation model. However in case of the complex structure target, such as polycrystalline material, many modifications of the simulation model are required. In the presentation, the simulation results in these two cases will be presented<sup>23-24)</sup>. The important points for the simulation will be also presented.

## Reference

- 1) W. F. Brown and A. E. Labonte, *J. Appl. Phys.*, **36**, 1380 (1965).
- 2) A. E. LaBonte, and W. F. Brown, Jr., *JAP*, **37**, 3, 1299 (1966).
- 3) A. E. LaBonte, *JAP*, **40**, 6, 2450 (1969).
- 4) A. Hubert, *Phys. Stat. Solidi*, **32**, 519 (1969).
- 5) A. Hubert, *Phys. Stat. Solidi*, **38**, 699 (1970).
- 6) A. Hubert, *IEEE Trans on Magn.* MAG-11, 1285 (1975).
- 7) C.C. Shir, *JAP*, **49**, 3413 (1978).
- 8) Y. Nakatani, et. al., *IEEE Trans on Magn.* MAG-23, 2179 (1987).
- 9) E. Della Torre, *IEEE Trans on Magn.* MAG-21, 1423 (1985).
- 10) D. R. Fredkin, et. al., *IEEE Trans on Magn.*, MAG-23, 3385 (1987).
- 11) R. H. Victora, *PRL*, **58**, 1788 (1987).
- 12) J.-G. Zhu, et. al., *IEEE Trans on Magn.* MAG-24, 2706 (1988).
- 13) M. Mansuripur, et. al., *JAP*, **63**, 3831 (1988).
- 14) M. E. Schebes and A. Aharoni, *IEEE Trans. Magn.*, MAG-23, 3882 (1987).
- 15) H. Fukushima, Y. Nakatani, N. Hayashi, *IEEE Trans. Magn.*, MAG-34, Jan, 1998, pp.193-198.
- 16) M. Mansuripur and R. Giles, *IEEE, Trans. Mag-24*, 2326 (1988).
- 17) A. Thiaville, et. al., *JAP*, **69**, 6090 (1991).
- 18) L. Greengard and V. Rokhlin, *J. Comp. Phys.*, **135**, 280 (1997).
- 19) S. W. Yuan, et. al., *IEEE Trans. Magn.*, **28**, 2031 (1992).
- 20) N. Hayashi, et. al., *Jpn. J. Appl. Phys*, **35**, 6065 (1996).
- 21) <http://deparkes.co.uk/2014/05/30/list-micromagnetic-simulation-software/>
- 22) M. Tate, et. al., *Dig. INTERMAG 2009*, Sacramento, AS-10 (2009).
- 23) A. Thiaville, et. al., *J. Appl. Phys.*, **69**, 6090 (1991).
- 24) Y. Nakatani, et. al., *Nature Mat.*, **2**, 521 (2003).

# Finite Element Analysis for Electromechanical Design

Takashi Yamada<sup>1</sup>

<sup>1</sup> JSOL Corporation, Tokyo 104-0053, Japan

Finite Element Analysis (FEA) is indispensable to design and development of electromagnetic field applications in industry as well as academic and several software packages for FEA are commercially available today. The basics of ElectroMagnetic (EM) FEA, use cases and future work will be explained here. It should be noted that electromagnetic applications can be classified into two categories, i.e. High Frequency (HF) and Low Frequency (LF) and this explanation will focus on the LF. Although the names imply that there exists a frequency as the divider, no such a clear boundary frequency exists since the divider is significance of the displacement current in the application's phenomena. Typical applications of HF are antennas, microstriplines and waveguides. LF, on the other hand, has motors, transformers and sensors, in which the magnetic field is dominant over the electric field.

The EM FEA was started in late of 1970 in the electrical engineering by utilizing the structural FEA technology which was originally developed for computational vibration analysis for aircraft in late 1960<sup>1)</sup>. The applications in the early stage were power transformers and generators<sup>2)</sup> for both of which prototyping is difficult due to the size and sophisticated design is required to achieve high efficiency and reliability for power supply in social infrastructure. Those successes expanded its application range to other systems and products such as TV tubes<sup>3)4)</sup>, solenoid valves<sup>5)</sup>, magnetic recording heads<sup>6)</sup>, EM shields<sup>7)</sup>, induction heating systems<sup>8)</sup>, non-destructive testing<sup>9)</sup>. In the mid of 1990, as well known as Kyoto Protocol, the energy efficiency improvement became a must time in most electrical applications such air-conditioners<sup>10)</sup> and electric vehicles (EV)<sup>11)</sup> and hybrid vehicles (HV)<sup>12)13)</sup> which have to have very high efficient motors. To achieve the super high efficiency, the FEA was heavily used and it is still going on today.

The basic equation of the EM FEA is the Maxwell's equations with two constitutive equations which represent material characteristics and the displacement current term is omitted from them for LF. This modification decouples electric field from magnetic field so that it becomes easier to solve three equations rather than all the four equations. The drawback is, of course, one cannot see electric field effects such as displacement current flowing in a capacitor.

It does not mean LF is easier than HF in which one has to solve the four equations because, in LF, there exists magnetic saturation that leads to the non-linear problem and many applications have motion which is difficult to handle for EM where both space and objects are have to be modeled.

The remaining three equations can be unified by introducing magnetic vector potential instead of handling magnetic field directly.

The unified equation is transformed by Finite Element Method (FEM) into a form which can be solved by computers. In FEM, an analysis region, which includes magnetic materials, conductors and spaces, and time are discretized into small elements and time intervals. The union of elements is called mesh. The field value, which is magnetic vector potential in this case, is represented with a polynomial using interpolation functions. It means that the accuracy of the solution depends on the discretization, that is that smaller elements and time interval will give more accuracy.

The resulting discretized equation forms a matrix equation in which the coefficient matrix contains material characteristics and the load vector contains currents/voltage/permanent magnet. It is solved by a linear equation solver to obtain the magnetic vector potential. Recalling that the magnetic materials usually have complex behavior such as magnetic saturation and hysteresis characteristics, the equation is basically non-linear and needs to be solved with iterative manner. It should be noted that the dimension of the matrix increases as the number of the elements increases so that efficient meshing techniques is important to generate efficient meshes which have enough elements only for sensitive regions minimizing the total number of elements. After obtaining the magnetic vector potential, several physical quantities are naturally derived, such as magnetic flux density, magnetization, eddy current, losses, force and torque.

Today's challenges in the EM FEA are material modeling and high speed calculation for large scale models. Since material characteristics are basically given parameters for the equation<sup>14)</sup>, the accuracy of the characteristics will directly affect the accuracy of the solution. On the other hand, behavior of material is so complex<sup>15)</sup> that it is difficult to have a material model which reproduces the behavior with reasonable costs. Although it is, of course, possible to use

the micro magnetic simulation techniques such as the material model, there are two significant problems which are enormous calculation cost and the fact that it is difficult to obtain parameters for the model by usual material measurements. Eventually, relatively simple material models, which is costless and can be constructed with measurable parameters, are employed in today's practical situations accepting certain inaccuracy. In this context, several new material models have been proposed and being examined.

The high speed calculation is natural sequence of pursuing highly accurate solution which is required for today's sophisticated detail design in advanced applications such as EV/HV. The main stream of speeding up is utilizing multi-/many cores equipped in the latest computing systems, that is parallel computing. However, the calculation scheme of EM FEM is not easily parallelized by its nature and many new ideas are required.

The EM FEA is actively used for wide range of applications and is still attracting users because of its powerful and flexible functionality. The technical challenges are going on to enhance the functionality and it is still evolving.

### References

- 1) Takashi Yamada, Development of electromagnetic simulation software in rotating electric machine design, JRI Solutions Limited, The Papers of Technical Meeting on Rotating Machinery, IEE Japan, Vol. RM-07-142, October 2007
- 2) M. V. K. Chari, Finite Element Analysis of Electrical Machinery and Devices, General Electric Company, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. Mag-16, No 5, September 1980
- 3) M. Watanabe, S. Shirai and M. Fukushima, Computation of Deflection Defocusing in CRT Electron Beams with Three-dimensional Nonlinear Analysis of Magnetic Fields, Hitachi Ltd., 1998 International Display Research Conference
- 4) J. Nakata, M. Nakajima, T. Hosokawa, T. Kitayama, Three-dimensional magnetic field analysis of superconducting 180° bending magnets, NTT Corp., IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 26, No 2, March 1990, pp 913-916
- 5) Hideyuki Watanabe, Promotion to Spread JMAG to Actuator Development and Applications, Keihin Corporation, JMAG Users Conference Proceedings 2005
- 6) Yasushi Kanai, Niigata Institute of Technology, Numerical Simulation Analysis of Magnetic Recording, JMAG Users Conference Proceedings 1998
- 7) Miyoko Okutani, Optimization Method for Inner Magnetic Shield in CRT, Matsushita Electric Industrial Co., Ltd., JMAG Users Conference Proceedings 2002
- 8) Takashi Horino, Computer Analysis of Dual Frequency Induction Heating using JMAG-Studio, NETUREN CO.,LTD., JMAG Users Conference Proceedings 2007
- 9) M.Sato, A.Kameari, K.Koganezawa, N.Setsuo, Analysis of Eddy Current Testing (ECT) by FEM using edge elements, The Papers of Joint Technical Meeting on SA and RM, IEE JAPAN, Vol. SA-95-12, RM-95-74, August 1995
- 10) Akio Yamagiwa, Analysis of a Permanent Magnet Motor, DAIKIN INDUSTRIES, Ltd., JMAG Users Conference Proceedings 1997
- 11) Takeshi Ikemi, Development of High power & High efficiency Motor for EV using magnetic field analysis, Nissan Motor Co.,LTD, JMAG Users Conference Proceedings 2013
- 12) Ryoji Mizutani, The Motor Control Technologies for New-Generation Prius, TOYOTA MOTOR CORPORATION, JMAG Users Conference Proceedings 2004
- 13) Masaaki Kaizuka, Development of 2005 Model Year ACCORD Hybrid, Honda R&D Co.,Ltd., JMAG Users Conference Proceedings 2005
- 14) Koji Fujiwara, Key Points of Numerical Analysis -Present Challenges Related to Material Properties-, Okayama University, JMAG Users Conference Proceedings 1998
- 15) Chikara Kaido, Handling Cores and Core Materials in Numerical Analyses for Motor Design and Analysis, Kitakyushu National College of Technology, JMAG Users Conference Proceedings 2013

# Simple Synthesis and Characterization of Superparamagnetic Magnesium Ferrite Nanoparticles Coated with Silica Shell

Harinarayan Das<sup>1, 2</sup>, Takashi Arai<sup>1</sup>, Naonori Sakamoto<sup>3</sup>, Kazuo Shinozaki<sup>4</sup>, Hisao Suzuki<sup>1, 3</sup>, Naoki Wakiya<sup>1, 3</sup>

<sup>1</sup>Graduate School of Science and Technology, Shizuoka University, Japan

<sup>2</sup>Materials Science Division, Atomic Energy Centre, Dhaka-1000, Bangladesh

<sup>3</sup>Research Institute of Electronics, Shizuoka University, Japan

<sup>4</sup>Department of Metallurgy and Ceramics Science, Tokyo Institute of Technology, Japan

Magnesium ferrite ( $\text{MgFe}_2\text{O}_4$ ) is one of the important magnetic materials for technological applications. Recently it is more applicable in achieving local hyperthermia when compared with other ferrites<sup>(1)</sup>. However, it is necessary to coat the particles with another materials in order to make them biocompatible and suitable for specific applications. In recent years, silica has been widely used as a coating material, because it is nontoxic, biocompatible, optically transparent, chemically inert, and has a well-known surface chemistry<sup>(2)</sup>. In the present study, we report large scale synthesis of monodispersed silica coated magnetic nanoparticles generated by facile chemical method.  $\text{MgFe}_2\text{O}_4$  nanoparticles were prepared using the single step ultrasonic spray pyrolysis process. The particles were synthesized at 700 °C from nitrate precursor aqueous solutions. Then these nanoparticles coated with silica layer were prepared by hydrolysis and the condensation of tetraethyl orthosilicate (TEOS) using HCl as a catalyst, with the nucleation of the formed silica on the surfaces of the  $\text{MgFe}_2\text{O}_4$  nanoparticles that were characterized using XRD, FE-SEM, TEM and VSM etc.

It can be seen in XRD patterns (Fig. 1) that  $\text{MgFe}_2\text{O}_4$  was successfully coated with silica while the crystal structure was remained unchanged. The coated pattern also exhibited a hump near angles  $2\theta$  between 20 °C and 25° which indicating the presence of silica in the surface of nanoparticles. It can be clearly revealed from TEM images (Fig. 2) that all the particles are highly spherical in shape. A layer of silica was coated onto the dispersed nanoparticles using hydrolysis and the poly-condensation of TEOS in the presence of an acidic catalyst. The coating process resulted in a relatively homogeneous amorphous layer, clearly visible on the surface of the crystalline nanoparticles. Occasionally, some individual silica gel were also present. Relatively better coverage of silica on big size nanoparticles than small particles; however, the coating looks rougher compared to uncoated surface. The saturated magnetization value ( $M_s$ ) for silica coated sample was 11 emu/g which was lower compared to the uncoated sample (16.8 emu/g). This large margin of saturation magnetization decreased due to the effect of amorphous silica layer coated on the  $\text{MgFe}_2\text{O}_4$  nanoparticles when the introduction of a non-magnetic material shell (i.e. silica) has led to a dilution of the  $\text{MgFe}_2\text{O}_4$  nanoparticles magnetic behavior due to the additional mass of the silica shell.

## Reference:

- [1] Franco *et al.*, J. Appl. Phys. 109 (2011) 07B505.  
[2] Bojana *et al.*, Ceramics International 38 (2012) 6636-6641.

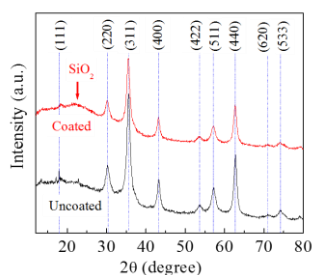


Fig. 1 XRD patterns of uncoated and silica coated  $\text{MgFe}_2\text{O}_4$  nanoparticles.

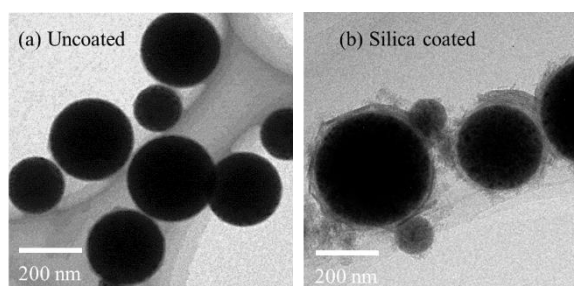


Fig. 2 TEM images of (a) uncoated and (b) silica coated  $\text{MgFe}_2\text{O}_4$  nanoparticles.

# 鉄系メタルコンポジット鉄心材料用 カルボニル鉄粉の高抵抗皮膜形成に関する基礎検討

杉村 佳奈子, 宮嶋 優希, 林 文隆, 曾根原 誠, 佐藤 敏郎, 是津 信行, 手嶋 勝弥  
(信州大)

Surface coating of high resistive thin film on Carbonyl-iron powder for Iron-based metal composite core

K. Sugimura, Y. Miyajima, F. Hayashi, M. Sonehara, T. Sato, N. Zettsu, K. Teshima  
(Shinshu Univ.)

## はじめに

近年、小型・高効率化が可能であることから電力変換装置に SiC/GaN パワー半導体デバイスの利用が期待されている。これらを用いることで、DC-DC コンバータのスイッチング周波数を数 MHz~数十 MHz に高周波化することができ、電源小型化の障害になっているリアクトルやトランスの小型化が可能になる。これにより、パワーエレクトロニクス機器の小型軽量化が実現できる。しかし、トランスなどに使用されている従来の Mn-Zn フェライトでは数 MHz 以上の高周波での利用は困難である。

本研究では数 MHz 以上を動作周波数とするカルボニル鉄粉（以下、CIP）/エポキシ樹脂からなる鉄系メタルコンポジット鉄心を開発することを目的とするものである。しかし、従来は CIP の凝集によるクラスター化が渦電流損失の増大につながる課題があった。渦電流損失を低減する方法として、CIP 表面に高抵抗膜を被覆し粒子同士の金属接触を防ぐという方法がある<sup>1)</sup>。本稿では、CIP 表面へのシリカコーティングおよび酸化皮膜処理について報告する。

## 実験方法

磁性微粒子として BASF 社製の CIP を用いた。CIP のシリカコートには液相加水分解法(Stöber 法)を採用し<sup>2)</sup>、表面酸化には大気中で加熱する方法を採用した。

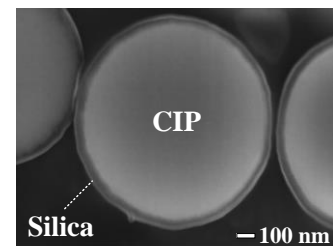
シリカコート CIP および表面酸化 CIP を粉末 X 線回折法(XRD)および電界放出形走査電子顕微鏡(FE-SEM)で分析した。また、集束イオンビーム装置(FIB)およびイオンミリング装置を用いて CIP を切断し、横断面を FE-SEM およびエネルギー分散型 X 線分析(EDX)で分析した。

## 実験結果

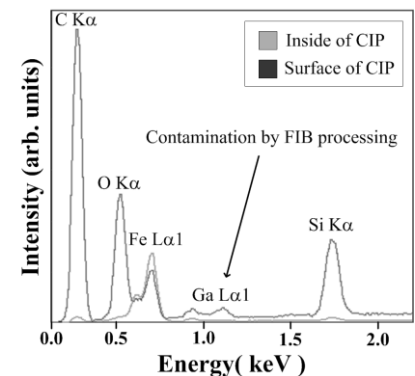
Fig. 1(a)に FIB で切断したシリカコート CIP の断面 SEM 像を、(b)に EDX の結果を示す。二次電子像のコントラストから CIP 表面にシリカ薄膜が生成していることが示唆された。膜厚は 20~40 [nm]であった。断面の EDX から CIP 表面だけがシリカコートされていることを確認した。発表当日は表面酸化 CIP の分析結果についても報告する。Fig. 2 に示す静磁化特性より、シリカ薄膜が 20~40 [nm]程度の場合と同様に CIP を 200 °C で 4h 加熱した場合も飽和磁化が約 10%低下することがわかった。これらより、CIP 表面に高抵抗膜が被覆されていることが示唆された。

## 参考文献

- 1) 伊志嶺朝之 ほか, SEI テクニカルレビュー 178, pp. 121-127 (2011)
- 2) Stöber, W., et al. *J. Colloid Interface Sci.*, 26, pp. 62-69 (1968)



(a) SEM image of the silica-coating on CIP



(b) Spectrum of the silica-coating on CIP by EDX

Fig. 1 Result of EDX

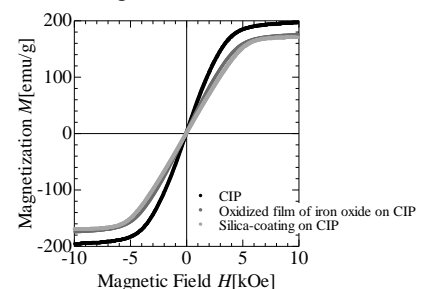


Fig. 2 Satic magnetization curve of the CIP, Oxidized film of iron oxide on CIP and Silica-coating on CIP

## MgO(001)基板上に形成した単結晶 Fe-Al 合金薄膜の構造と磁気特性

阿部達哉・川井哲郎・大竹充・二本正昭・桐野文良\*・稲葉信幸\*\*

(中央大, \*東京藝大, \*\*山形大)

Structure and Magnetic Properties of Fe-Al Alloy Single-Crystal Thin Films Formed on MgO(001) Substrates

Tatsuya Abe, Tetsuroh Kawai, Mitsuru Ohtake, Masaaki Futamoto, Fumiyoshi Kirino\*, and Nobuyuki Inaba\*\*

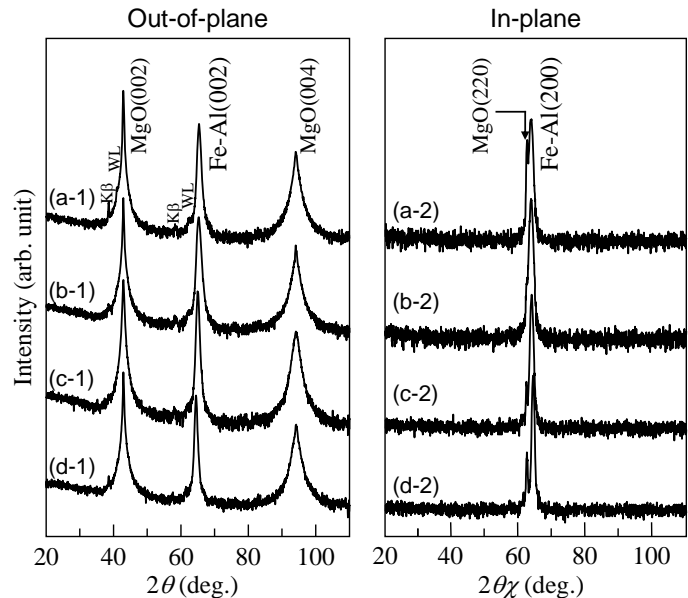
(Chuo Univ., \*Tokyo Univ. Arts, \*\*Yamagata Univ.)

**はじめに** 軟磁性Fe合金は変圧器の鉄心やモータの磁心、磁気センサなどの薄膜応用まで幅広く用いられている。磁性材料の基本構造や磁気特性を把握するためには、単結晶基板に対して結晶方位制御されたエピタキシャル膜を用いること有効である。我々は、これまで、MgO(001)基板上にFe-B<sup>1,2)</sup>やFe-Si<sup>3)</sup>合金膜を形成し、基本特性を調べてきた。本研究では、代表的な高透磁率材料であるFe-Al合金に対してエピタキシャル膜の形成を試み、基板温度およびAl/Fe組成が構造と磁気特性に及ぼす影響について系統的に調べた。

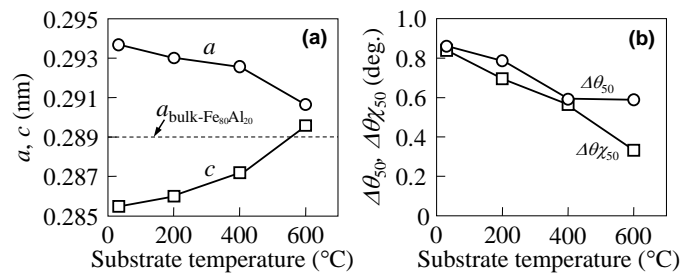
**実験方法** 膜形成には超高真空RFマグネトロンスパッタリング装置を用いた。MgO基板上に室温(RT)から600°Cの間の一定基板温度で40 nm厚のFe<sub>100-x</sub>Al<sub>x</sub> (at. %)合金膜を形成した。xを0から30 at. %の間で変化させた。構造評価にはRHEED, XRD, AFM, 磁化曲線測定にはVSMを用いた。

**実験結果** 実験結果の一例としてFe<sub>80</sub>Al<sub>20</sub>合金膜の面外および面内XRDパターンをFig. 1に示す。RHEED観察により、室温(RT)~600°Cの基板温度範囲でFe-Al膜はエピタキシャル成長し、その方位関係はFe<sub>80</sub>Al<sub>20</sub>(001)[100] || MgO(001)[110]であることを確認した。面外Fe-Al(002)および面内Fe-Al(200)基本反射は観察されているが、超格子反射は認められない。このことから、D0<sub>3</sub>やB2などの規則相は形成されておらず、不規則相(A2)が形成されていることが分かる。Fig. 2(a)に基本反射の回折角から算出した面内格子間隔*a*と面外間隔*c*を示す。格子ミスマッチ(-3%)の影響を受けて、面内格子は膨張し、面外格子は収縮していることが分かる。基板温度が増加すると、*a*および*c*はバルク値に近づいており、歪が緩和されていることが分かる。Fig. 2(b)に $\Delta\theta_{50}$ および $\Delta\theta_{\chi_{50}}$ の基板温度依存性を示す。基板温度の上昇に伴い、いずれの値も減少していることから、配向分散も減少していることが分かる。当日は、Fe-Al合金のAl組成依存性および磁気特性についても報告する予定である。

**参考文献** 1) M. Ohtake, T. Kawai, Y. Asai, M. Futamoto, and N. Inada: ICAUMS 2014, A6-10, Haikou, China, 29th Oct. 2014.  
2) T. Kawai, T. Aida, M. Ohtake, and M. Futamoto: INTERMAG 2015, ED-05, Beijing, China, 14th May 2015.  
3) T. Kawai, T. Aida, M. Ohtake, and M. Futamoto: *J. Appl. Phys.*, **117**, 17A303 (2015).



**Fig. 1** (a-1)–(d-1) Out-of-plane and (a-2)–(d-2) in-plane XRD patterns of Fe<sub>80</sub>Al<sub>20</sub> films deposited on MgO(001) substrates at (a) RT, (b) 200 °C, (c) 400 °C, and (d) 600 °C. The intensity is shown in logarithmic scale.



**Fig. 2** Substrate temperature dependences of (a) *a*, *c* and (b)  $\Delta\theta_{50}$ ,  $\Delta\theta_{\chi_{50}}$ .



# Fe-Al(001)単結晶薄膜の磁歪挙動

川井哲郎・大竹充・二本正昭

(中央大)

Magnetostrictive behavior of Fe-Al(001) single-crystal films

Tetsuroh Kawai, Mitsuru Ohtake, Masaaki Futamoto

(Chuo Univ.)

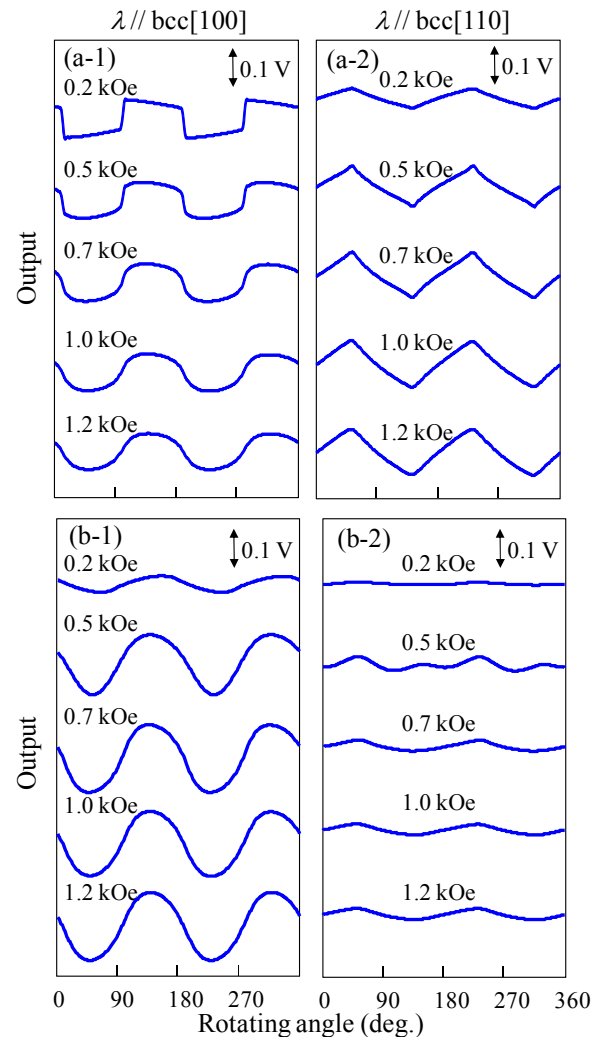
**はじめに** Fe-Al 合金は優れた軟磁気特性を示し幅広く実用化されている。Al 含有量が増すと結晶磁気異方性が低下すると共に大きな磁歪を示すため<sup>1)</sup>、振動を利用した磁歪発電素子への展開も期待される<sup>2)</sup>。しかし、Fe-Al 単結晶薄膜の磁歪の報告例は無い。本研究では規則相(D03)が出現せずに bcc 単相が得られると想定される組成範囲で bcc(001)単結晶薄膜を作製し回転磁場中でその磁歪挙動を測定した。

**実験方法** Fe-Al 合金ターゲット ( $\text{Fe}_{100-x}\text{Al}_x$ ,  $x=0-20$  at. %)を使用して超高真空 RF マグネトロンスパッタ装置により MgO(001)単結晶基板上に厚さ 200 nm の膜を基板温度 300 °C で作製した。RHEED と XRD により作製した膜がエピタキシャル成長した bcc(001)単結晶膜であることを確認した。磁化曲線は VSM で、磁歪は片持ち梁法で最大 1.2 kOe の回転磁場中で測定した。磁歪算出に使用するヤング率とポアソン比については単結晶の弾性の異方性を考慮した計算値を用いた。

**実験結果と考察** Fig. 1 に磁歪測定結果を示す。Fe<sub>90</sub>Al<sub>10</sub> 膜の磁歪挙動は bcc(001)面の結晶磁気異方性 (4 回対称) を反映しており pure-Fe 膜と類似している。容易軸方向 ( $\lambda // [100]$ ) で観察した磁歪はバスタブ状で 0.2 kOe の小さな磁場からすでに出力は飽和しており、磁場が大きくなるにつれて正弦波に近づく。困難軸方向 ( $\lambda // [110]$ ) で観察した磁歪は三角波状で 0.2 kOe の小さな磁場では出力が小さく、磁場が大きくなるにつれて出力は大きくなり、0.7 kOe 程度で飽和する。これらの挙動は修正一斉回転モデル<sup>3)</sup>で説明出来る。一方、Fe<sub>80</sub>Al<sub>20</sub> 膜の磁歪挙動は異なっている。容易軸方向で観察した磁歪であってもその出力は大きな磁場依存性を示し、1.0 kOe 以上では飽和する。その振幅は Fe<sub>90</sub>Al<sub>10</sub> 膜よりもはるかに大きい。出力波形は磁場が大きくなるにつれて正弦波に近づく。困難軸方向で観察した磁歪の振幅は小さく、かつ大きな磁場依存性を示し、0.7 kOe までは不規則な波形を示し、1.0 kOe 以上では飽和する。したがって、Fe<sub>80</sub>Al<sub>20</sub> 膜では bcc(001)面の結晶磁気異方性以外の付加的な異方性 (例えば垂直異方性) が磁歪挙動に影響していると考えられる。1.2 kOe での測定結果から磁歪定数を算出すると、Fe<sub>90</sub>Al<sub>10</sub> 膜では  $\lambda_{100}=33 \times 10^{-6}$ 、 $\lambda_{111}=-18 \times 10^{-6}$ 、Fe<sub>80</sub>Al<sub>20</sub> 膜では  $\lambda_{100}=56 \times 10^{-6}$ 、 $\lambda_{111}=-4 \times 10^{-6}$  となり、Al 量依存性は  $\lambda_{100}$  が正で大きくなり、 $\lambda_{111}$  は負でその絶対値が小さくなるというバルク Fe-Al 合金の傾向と類似している。

## 参考文献

- 1) 近角聡信 他編, 磁性体ハンドブック, p. 1078 (朝倉書店, 1975).
- 2) 上野敏幸, 精密工学会誌 79, 305(2003).
- 3) 川井哲郎, 相田拓也, 大竹充, 二本正昭, 第 38 回日本磁気学会学術講演会概要集, C-05 (2014).  
To be published in *J. Mag. Soc. Jpn.*, (2015).



**Fig. 1** Magnetostrictive behavior measured for (a) Fe<sub>90</sub>Al<sub>10</sub> and (b) Fe<sub>80</sub>Al<sub>20</sub> (001) single-crystal films along (a-1 and b-1) bcc[100] and along (a-2 and b-2) bcc[110] under various magnetic fields.

## PLD 法により Si 基板上へ成膜した Fe-Co 膜の諸特性

山下 昂洋, 柳井 武志, 中野 正基, 福永 博俊 (長崎大学)

Characteristics of Fe-Co films deposited on Si substrates by PLD method

A. Yamashita, T. Yanai, M. Nakano, and H. Fukunaga (Nagasaki University)

### 1. はじめに

我々は、数 10  $\mu\text{m}/\text{h}$  の成膜速度を有する PLD(Pulsed Laser Deposition)法を用い Nd-Fe-B 系厚膜磁石等を作製<sup>(1)</sup>すると共に、小型の電子デバイスへの搭載を進めてきた。加えて、その手法でのレーザービームのスポットサイズ(エネルギー密度)が、ターゲットより数  $\mu\text{m}$  径の粗大粒として飛び出す「ドロプレット」の数や大きさ、ひいては試料の組成や磁気特性に著しく影響を及ぼすことを報告した<sup>(2)</sup>。

本研究では、上記のレーザービームのスポットサイズが磁性材料の成膜に及ぼす影響に関して、高飽和磁化材料として知られ、電着法やスパッタリング法での作製が報告されている  $\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$  磁性膜<sup>(3)-(5)</sup>に着目した。本稿では、基礎的な実験として、レーザービームのスポットサイズを変化させ、Fe-Co 膜を成膜した際の組成、表面形態ならびに磁気特性を評価したので報告する。

### 2. 実験方法

6.5 rpm で回転させた  $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{34}$  合金ターゲットに波長 355 nm の Nd-YAG パルスレーザーを周波数 30 Hz で照射し、対面に設置した 5 mm 角の(100)単結晶 Si 基板上に堆積させた。その際、レーザービームのスポットサイズを変化させるため、集光レンズの位置を変更し、下式で定義する  $DF\ rate$  <sup>(2)</sup> を 0~0.3 と変更して実験を行った。

$$DF\ rate = (TD - FD) / FD$$

ここで、 $TD$  はターゲットから集光レンズまでの距離、 $FD$  は集光レンズの集光距離を意味する。

本稿で示す全ての磁気特性は成膜直後のものであり VSM で測定した。組成分析には SEM-EDX を用いた。

### 3. 実験結果

$DF\ rate$  を変化させ作製した試料の組成を Fig.1 に示す。ターゲット表面上でのレーザービーム径を低減させ、最終的に「Just Focus ( $DF\ rate=0$ )」にした際、試料の組成はターゲット組成に比べ Fe-rich になる。この結果は、Nd-Fe-B ターゲットでの傾向と一致する<sup>(2)</sup>。試料の表面形態の観察とあわせて考えると、比較的大きなレーザービームサイズとなる 0.15 から 0.3 の範囲の  $DF\ rate$  では組成転写性が優れる理由として、ターゲット組成を保持したドロプレットが基板上に堆積されたためと推察される。一方、 $DF\ rate=0$  の条件で作製した試料は、ドロプレットの量が著しく減少することで、表面平滑性が向上することが確認された。更に本実験では、 $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{34}$  組成のターゲットを用いたため、上述した「レーザービーム径を絞った際、Fe 原子が基板方向に直進性を持って堆積される  $DF\ rate=0$  の条件」において  $\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$  程度の組成も得ることができた。Fig. 2 はさまざまな  $DF\ rate$  の条件のもと作製した試料の磁気特性である。

本実験では、左軸で示す印加磁界 1400 kA/m 時の磁化は 2.2 T を超える高い値を示しており、最大印加磁界 16 kA/m の、下で評価した保磁力は、 $DF\ rate$  の低下に伴い減少することが確認された。

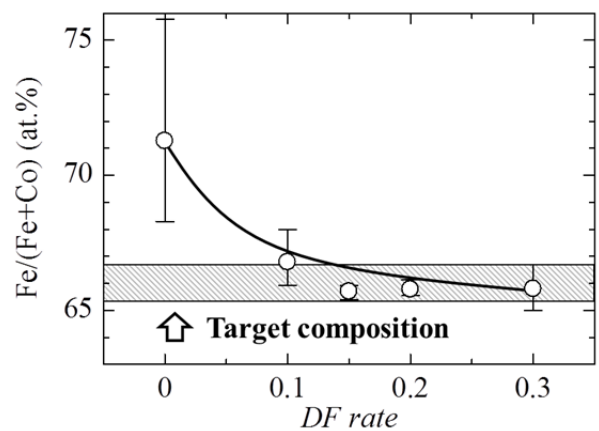


Fig.1 Average compositions of each sample as a function of  $DF\ rate$  in the usage of a  $\text{Fe}_{66}\text{Co}_{34}$  target.

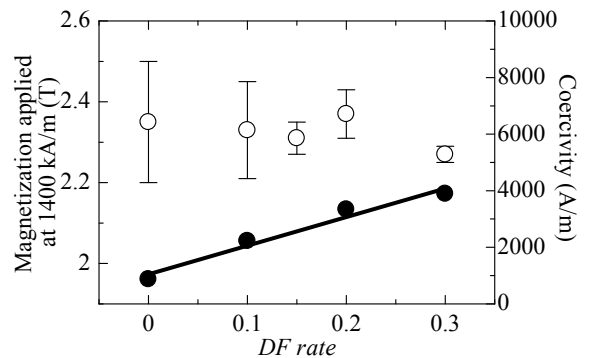


Fig.2 Maximum magnetization and coercivity at applied magnetic field of 1400 and 16 kA/m, respectively, of as-deposited samples as a function of  $DF\ rates$ .

### 参考文献

- (1) M. Nakano *et al.*, *IEEE Trans. Mag.* **43**, 2672(2007).
- (2) H. Fukunaga *et al.*, *J. Appl. Phys.* **109**, 0A758-1(2011).
- (3) X. Liu *et al.*, *J. Appl. Phys.* **103**, 07E726-1(2011).
- (4) Y. P. Wu *et al.*, *IEEE Trans. Mag.* **50**, 100204(2014).
- (5) T. Yanai *et al.*, *Journal of the Korean Physical Society*, **62**, No.12, 1966(2013).

# 鉄基薄膜における異常ネルンスト効果

佐知嵩之, 釘宮由充, 栗巣普揮, 赤井光治, 山本節夫  
(山口大)

Anomalous Nernst effect in Fe-based thin films

T. Sachi, Y. Kugimiya, H. Kurisu, K. Akai and S. Yamamoto  
(Yamaguchi Univ.)

## はじめに

環境負荷の小さい熱電発電技術が注目されている。異常ネルンスト効果を用いた熱電発電は、ゼーベック効果やスピンゼーベック効果を利用したものとは比べて、磁化方向で電界の向きを制御可能であるために単一の磁性材料でも電圧増大が可能である点や、電極層を必要としない単純な構造であることから低コストで量産性に優れている点などの利点がある。<sup>1)</sup> そこで本研究では、Fe をベースとした薄膜の異常ネルンスト効果による熱電発電について検討した。

## 実験方法

RF マグネトロンスパッタ装置を用いて、Si 基板に Fe 薄膜及び Fe-Al 薄膜、センダスト薄膜(Fe-9.5%Si-5.5%Al)を膜厚 100 [nm]ほど堆積した。電気抵抗率、磁化ヒステリシス、熱電変換による起電力の測定はそれぞれ四探針法、振動試料型磁力計、熱電変換特性測定装置を用いた。起電力測定においては磁性薄膜の上部と基板の下部との間に 10[K]の温度差を付けて測定を行った。

## 実験結果・考察

Fig.1 に、鉄基薄膜における異常ネルンスト電圧 ( $E_{ANE}$ ) の印加磁場依存性を示す。 $E_{ANE}$  は純鉄の薄膜では非常に小さかったが、Al を添加することで増大した。センダスト薄膜では特に大きな起電力が得られた。Fig.2 に、Fe-Al 薄膜の飽和磁化 ( $M_S$ ) と電気抵抗率 ( $\rho$ ) の Al 含有量依存性を示す。Al の含有量が増加するほど飽和磁化は小さくなり、電気抵抗率は増加した。強磁性体原子の Fe 格子中に非磁性原子である Al が置換されることから飽和磁化の減少は説明できる。<sup>2)</sup> また、電気抵抗率が増加するのは合金化による自由電子の散乱が顕著になったためであると推測される。Fig.3 に、異常ネルンスト電圧  $E_{ANE}$  の Al 含有量依存性を示す。 $M_S$  及び  $\rho$  の値がともにほどほどに大きい値となるとき、すなわち Al 含有量が 20 %付近で  $E_{ANE}$  が最大値になることがわかった。つまり  $E_{ANE}$  は飽和磁化と電気抵抗率の値に影響される。

## まとめ

Fe 薄膜ではわずかな起電力しか得られなかったが、センダスト薄膜では大きな起電力が得られた。 $E_{ANE}$  の増加は Fe に Al を添加することによって、電気抵抗率  $\rho$  の増加に起因するものであり、最適な Al 含有量が存在することが分かった。

## 参考文献

- 1) Y. Sakuraba, K. Hasegawa, M. Mizuguchi, T. Kubota, S. Mizukami, T. Miyazaki, K. Takanashi, "Anomalous Nernst Effect in  $L1_0$ -FePt/MnGa Thermopiles for New Thermoelectric Applications," *Applied Physics Express*, **6** (2013).
- 2) 森田真英, 松岡範佳, 村松幸之助, 竹内光明, 村松義人, "Fe-Al 合金薄膜の磁歪特性," 日本金属学会誌, **Vol.70**, No.8, pp.622-625 (2006).

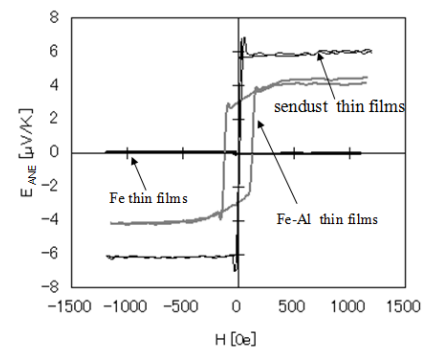


Fig.1 Magnetic field  $H$  dependence of anomalous Nernst voltage  $E_{ANE}$  in Fe-based thin films.

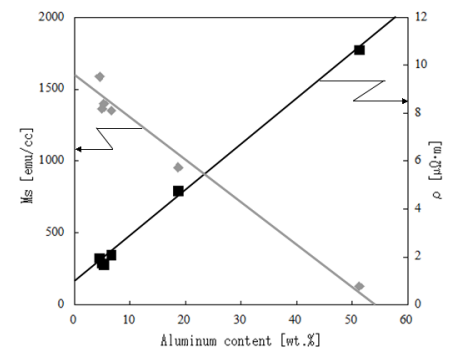


Fig.2 Aluminum content dependence of saturation magnetization  $M_S$  and electrical resistivity  $\rho$  for Fe-Al thin films.

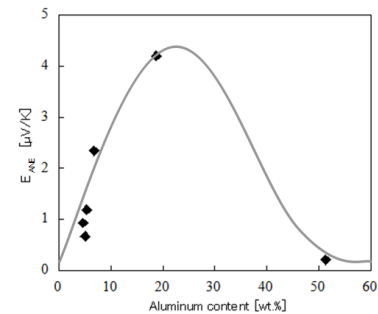


Fig.3 Aluminum content dependence of anomalous Nernst voltage  $E_{ANE}$  in Fe-Al thin films.

## Fe系軟磁性体中の粒界形状による磁壁ピン留め効果

山田啓介, 入江将太, 村山創, 仲谷栄伸

電気通信大学 情報理工学研究科

Depinning field of domain walls at a misaligned grain boundary in Fe-base soft magnets

Keisuke Yamada, Shota Irie, Soh Murayam, and Yoshinobu Nakatani

Graduate School of Informatics and Engineering, The University of Electro-Communications,

### はじめに

軟磁性材料は、変圧器、発電機、モーターなどの鉄心に広く用いられており、それぞれの機器の電気-磁気変換に伴うエネルギーの低減化が課題となっている。エネルギーの低減化を実現するには、低保磁力、高透磁率、低鉄損の性能を持つ軟磁性体が求められている。高透磁率、高飽和磁化を持つ材料として鉄ベースの軟磁性体材料[1]があり、さらなる性能向上を目指して多くの研究がなされている[2,3]。軟磁性体材料の保磁力機構は、磁壁移動が主な原因とされている。軟磁性体内では、磁性体を構成する粒子間(粒界)で磁壁移動がピン留めされることが保磁力の起源と考えられている[4,5]。しかしながら、軟磁性体に現れる $90^\circ$ 磁壁の粒子/粒界間での移動メカニズムや、粒界における $90^\circ$ 磁壁のピン留めメカニズムについてはまだ詳細に調べられていない。本研究では、マイクロマグネティクスシミュレーションを用いて、鉄ベースの軟磁性体において粒界形状による磁壁ピン留め及びデピンニング機構を調べた。

### 結果

使用した計算領域は、図1に示すように $x$ - $z$ 軸方向に $2048\text{ nm} \times 256\text{ nm}$ (セルサイズ: $2\text{ nm} \times 2\text{ nm}$ )とした2次元の領域とし、この構造が $z$ 方向に周期的につながっているものとした。粒界は、図1中心に白色で示された粒界幅 $\gamma_w = 4\text{ nm}$ の領域とした。粒界の形は、粒界の中心部分を頂点として折れ曲がった形状とし、その深さを $D$ とし変化させた。材料定数は $6.5\text{ wt\% Si-Fe}$ の軟磁性体の値を用いた。シミュレーション結果より、磁壁は粒界でピン留めされるが、2つの $90^\circ$ 磁壁がそれぞれ異なる磁界でデピンされることがわかった。デピンニング磁界は、粒界の深さ $D$ を増加させると減少することがわかった。これは、 $D$ の増加により $90^\circ$ 磁壁が粒界部でピンされる面積が減少するため、粒界での磁壁エネルギーの変化量が減少するためであることがわかった。また、磁壁エネルギー分布と粒界が重なる面積を調べることで、曲がった形状を持つ粒界におけるデピンニング磁界を解析的に求めることができた。

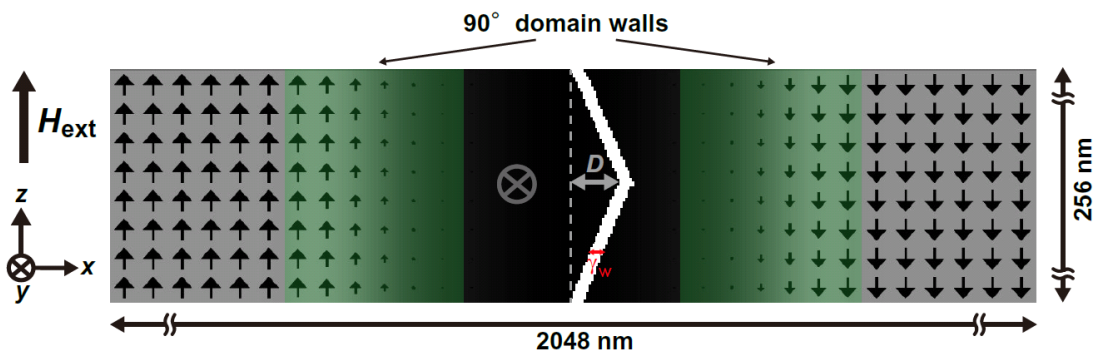


Fig. 1 Geometry of the grain boundary in the soft magnet.

### 参考文献

- [1] Y. Yoshizawa, *et al.*, *J. Appl. Phys.* **64**, 6044 (1988). [2] A. Makino, *et al.*, *Mater. Trans.* **50**, 204 (2009).  
 [3] A. Makino, *IEEE Trans. Mag.* **48**, 1331 (2012).  
 [4] C. Kaido, *et al.*, *J. Magn. Soc. Jpn.* **20**, 649, (1996).  
 [5] C. Kaido, *IEEJ Transactions on Fundamentals and Materials* **131**, 466 (2011).

# CoPd-CaF<sub>2</sub> ナノグラニューラー軟磁性膜の高周波複素透磁率に及ぼす Co と Pd との組成比の影響

直江正幸、飯塚昭光、小林伸聖、岩佐忠義  
(電磁研)

High-frequency complex permeability of CoPd-CaF<sub>2</sub> nanogranular soft magnetic films depending on CoPd nanogranule composition

M. Naoe, A. Iizuka, N. Kobayashi, T. Iwasa  
(Research Institute for Electromagnetic Materials)

## はじめに

一般的に、高い結晶磁気異方性を有する金属のスパッタ単相膜において、極めて薄くしない限り面内磁化膜を得ることは難しいが、磁性グラニューラーとしてナノグラニューラー構造へ導入することにより、結晶異方性の長距離浸透性が分断され、それを得ることができる<sup>1)</sup>。これまでの研究で、CoPd 合金が最も異方性磁界の大きな面内一軸異方性膜となり、Pd=15 at. %程度の合金組成で飽和磁化と異方性磁界とのバランスが最適化され、高い複素透磁率の強磁性共鳴周波数  $f_r$  を示すことを明らかにしてきた<sup>2)</sup>。この前提の下、膜の成膜方法を静止対向スパッタからタンデムスパッタ法<sup>3)</sup>に変更すると、膜の異方性磁界は倍増し、 $f_r$ の最高値は従来の4~5 GHz から7 GHz 以上に向上した<sup>1)</sup>。また、この成膜方法変更により Pd の最適量が変化することが分かった。今回、CoPd を磁性グラニューラー、CaF<sub>2</sub> をマトリックスとした CoPd-CaF<sub>2</sub> ナノグラニューラー軟磁性膜において、CoPd グラニューラー組成が  $f_r$  に及ぼす影響を調べることで、さらなる高周波化を検討した。

## 実験方法

タンデムスパッタ法では、ナノグラニューラー膜のグラニューラーとマトリックス材料の各組成、および両者の比率を制御できる。今回は、CoPd と CaF<sub>2</sub> との比率を一定とし、CoPd 合金グラニューラーの組成比を、スパッタ源である Co ディスク上の Pd チップ量で制御した。この時、(Co<sub>100-x</sub>Pd<sub>x</sub>)<sub>80</sub>-(Ca<sub>0.33</sub>F<sub>0.67</sub>)<sub>20</sub> (at. %)の化学式において、化学組成  $x$  を5水準で変化させた。膜厚は1 μm に揃えた。なお、成膜時には、基板を水冷(298 K)とし、磁界印加を行っていない。残留応力除去のために、160 kA/m の直流磁界を試料の面内磁化容易方向に印加し、413 K で5 min 真空熱処理した。全て室温において、膜組成を WDS、静磁化特性を VSM、直流比抵抗を四探針法、および複素透磁率スペクトルを短絡マイクロストリップライン法で測定した。

## 実験結果

CoPd と CaF<sub>2</sub> との比率は、CoPd が79.1 から80.9 %までばらついたが、この領域でこの程度のばらつきでは、膜特性に大きな影響を与えない。一方、化学組成  $x$  は、Pd チップ量に依存して12.5, 15.7, 20.8, 23.2, および26.2 %と変化した。今回の組成制御範囲で試料は全て面内一軸異方性膜となり、CoPd グラニューラーの Pd 含有量と  $f_r$  との関係には、Pd の増加に伴って  $f_r$  が高くなる傾向が見られた。Fig. 1 は、(Co<sub>0.74</sub>Pd<sub>0.26</sub>)<sub>80</sub>-(Ca<sub>0.33</sub>F<sub>0.67</sub>)<sub>20</sub> 膜の面内磁化困難方向について、高周波複素透磁率スペクトルを測定した結果である。本膜の飽和磁化は0.94 T、異方性磁界は110 kA/m、比抵抗は4 μΩ·mであった。LLG 方程式に基づく計算で、 $f_r$  は10.8 GHz と見積もられた。実測では11.3 GHz となり、概ね一致した(▼)。しかし、Co ディスクに Pd チップを貼り付けるスパッタ源構成の転写性の影響と考えられる強度分散があるため単分散とならず<sup>1)</sup>、計算で17.9 GHz と見積もられる、より寄与度の高い第二ピークが高周波側にあることがわかる(▽)。

## 参考文献

- 1) Naoe et al., *IEEE Magn. Lett.*, **5**, #3700404 (2014).
- 2) Ohnuma et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, **310**, 2503 (2007).
- 3) Kobayashi et al., *J. Magn. Soc. Jpn.*, **23**, 76 (1999).

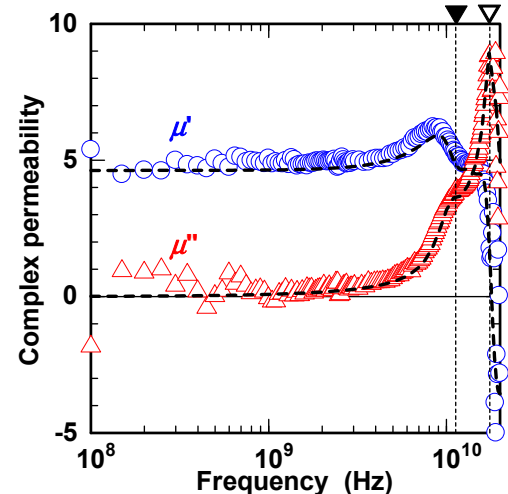


Fig. 1 Complex permeability spectra of the hard axis of (Co<sub>0.74</sub>Pd<sub>0.26</sub>)<sub>80</sub>-(Ca<sub>0.33</sub>F<sub>0.67</sub>)<sub>20</sub> film.

## FeSiBNb 薄膜の作製と磁気特性の評価

武内雄輝, 藤原裕司, 神保睦子\*, 前田浩二, 小林正  
(三重大学, \*大同大学)

Magnetic properties of FeSiBNb thin films

Y. Takeuchi, Y. Fujiwara, M. Jimbo\*, K. Maeda, T. Kobayashi  
(Mie Univ., \*Daido Univ. )

### はじめに

磁性グラニューラー薄膜の TMR を利用した GIG 磁気センサー<sup>1)</sup>では, 軟磁性薄膜をヨーク部に使用し, この漏れ磁界を利用して感度を上昇させている。我々のグループでは, 現在ヨーク部に主に用いられている a-CoFeSiB 薄膜に Hf などを微量加えることで耐熱性が向上することを報告してきた<sup>2)</sup>。しかし,  $B_s$  が 8kG 程度まで低下してしまうために, 耐熱性が高くかつさらに高  $B_s$  を示す材料が必要であると考えている。そこで本研究では高  $B_s$  が期待できる Fe 基アモルファス合金<sup>3)</sup>である FeSiB に Nb を添加したアモルファス合金薄膜を作製し, その磁気特性を評価したので報告する。

### 実験方法

試料は, マグネトロンスパッタ装置を用い, Fe ターゲットとその上に各チップ (Si,B,Nb) を数個置いて作製した。基板の温度は液体窒素利用して  $-10^{\circ}\text{C}$  程度とし, 作製した試料の膜厚は 100-300nm, 上部には保護膜として SiN 膜を 20nm 堆積させた。熱処理は真空中で行った。熱処理温度は  $200^{\circ}\text{C}$  から  $600^{\circ}\text{C}$  である。磁気特性は VSM, 構造解析は XRD, TEM を用いた。

### 実験結果

Fig.1 に FeSiBNb 薄膜の飽和磁束密度の熱処理温度依存性を示す。この FeSiBNb 薄膜の組成は, Fe : Si : B : Nb = 74.3 : 12.5 : 8.8 : 4.4 であった。 $350^{\circ}\text{C}$  までの熱処理では飽和磁束密度に大きな変化は見られなかった。 $550^{\circ}\text{C}$  より高温で熱処理すると飽和磁束密度が大きく上昇しており, 結晶化が起きているものと考えられる。Fig.2 は保磁力の熱処理温度依存性である。成膜直後の保磁力は 2.60Oe であった。熱処理温度の増加とともに保磁力は減少し,  $350^{\circ}\text{C}$  で 0.20Oe 程度となり, その後上昇した。熱処理による保磁力の低下は応力の緩和が原因と考えられるため, 磁歪定数が比較的大きな値になっていることが推察される。 $550^{\circ}\text{C}$  より高温での熱処理による保磁力の上昇は結晶化によるものと考えられる。当日は, Nb 添加量に対する依存性などを報告する。

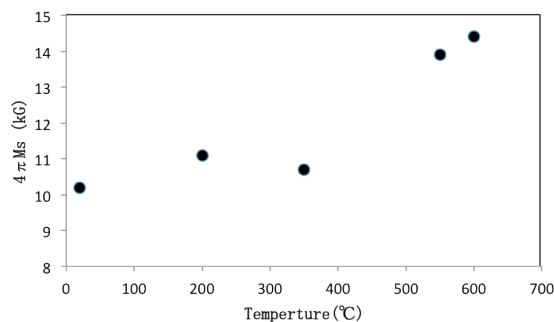


Fig.1 Dependence of the saturation magnetization on annealing temperature.

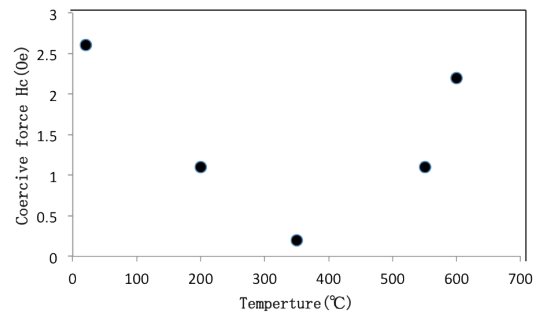


Fig.2 Dependence of the coercive force on annealing temperature.

### 参考文献

- 1) N. Kobayashi et al. : J. Magn. Magn. Mater., **188** (1998) 30.
- 2) M. Jimbo et al. : J. Appl. Phys., **117** (2015) 17A313.
- 3) 例えば K. Inomata et al.: J.Magn. Magn.Mater.,**31-34** (1983)1577.

## 厚肉 Fe 基 非晶質合金箔 の 軟磁気特性

佐藤 駿                      小山 裕太                      中村 吉男  
(SACO 合同会社)      (東工大 金属工学科) (同 材料工学専攻)

Soft Magnetic properties of Fe-base thick amorphous alloy sheets

T. Sato<sup>1)</sup>                      Y. Koyama<sup>2)</sup>      Y. Nakamura<sup>2)</sup>

1) SACO Limited Liability Company      2) Tokyo Institute of Technology

### はじめに

昨年の本学会で  $50\mu\text{m}$  厚の Fe 基非晶質合金箔が準工業規模で製造できることを報告した<sup>1)</sup>。市販の薄い箔に比べて磁気特性に遜色はなく、加工性も克服可能な範囲である。前報では as cast の磁気特性であったが、その後、アニーリング後の磁気特性を測定すると市販材 ( $25\mu\text{m}$ ) に比べて期待した特性ではなかった。以前の結果は、板厚  $50\text{--}60\mu\text{m}$  付近で鉄損は最小であった<sup>2)</sup>。そこで、入手した市販数社の磁気特性を比較して特性差の理由を明らかにする。

### 実験方法

昨年報告した  $50\mu\text{m}$  厚の準量産材 (B-1) に対して、同社で製造した  $30\mu\text{m}$  厚の試料 (B-3) および、市販 3 社 (X, Y, Z) の材料を入手した。市販材はいずれも  $20\text{--}25\mu\text{m}$  である。これらを幅  $25\text{mm}$ 、長さ  $100\text{mm}$  に切断し、磁場なしでアニーリングした。温度は  $375^\circ\text{C}$ 、保持時間は  $60\text{分}$ 、雰囲気は Ar ガスである。磁界は付与していない。磁気測定は岩通計測 (株) の SST (SY-956) を借用した。SST 値は東英工業 (株) のエプスタイン値で校正した。磁気特性の差異を解釈するため光学顕微鏡で試料の表面観察をした。特にロール面に着目した。試料によりロール面の小さな窪み (エアポケット) の大きさ、数が違うので数値化した。

### 実験結果

Fig. 1 は各試料アニーリング後の  $W$  を  $f$  に対してプロットした図である。 $W$  は  $1.3\text{T}$  における鉄損、 $f$  は測定周波数である。Fig. 1 のように B 社の試料 (以下 B) は鉄損が大きい。直線の勾配に大きな差はなく、Y 軸切片の大きさ (ヒステリシス損  $W_h$ ) が、B の鉄損が大きい理由である。そこで、 $W_h$  の大きい理由を調べた。光学顕微鏡観察の結果、B のロール面は、板厚によらずエアポケットが大きく数が多い (Fig. 2a, 2b)。エアポケットを定量化すると、鉄損との対応が明確になった。この結果から、表面 (特にロール面) のエアポケットの性状が同等ならば板厚が厚いほど鉄損低減に有利であることが予測される。

### 参考文献

1) 佐藤駿, 日本磁気学会講演概要集 2aE-11 p89(2014 年)

2) 佐藤駿, 学位論文 (東北大学 1991 年)

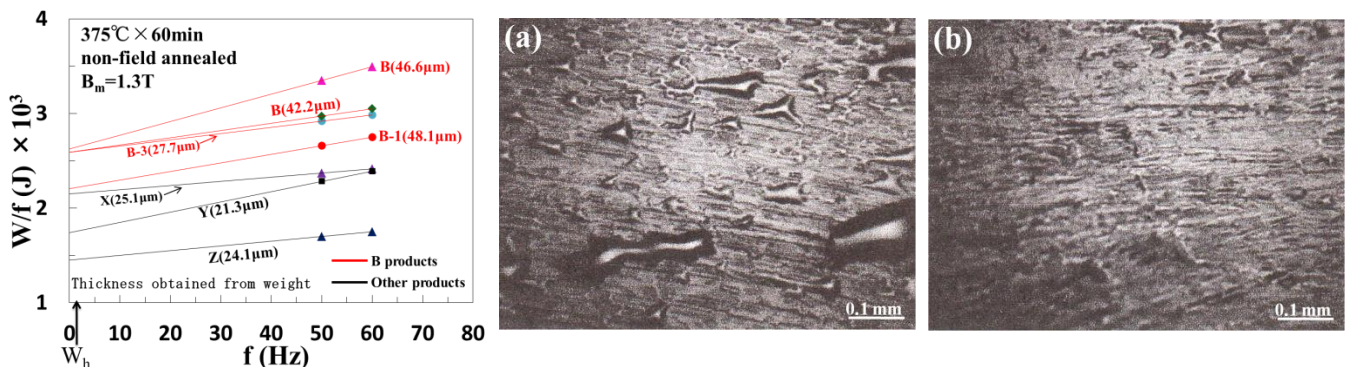


Fig.1 Core loss/frequency vs frequency. Fig.2 Photomicrographs for  $50\mu\text{m}$  (a),  $25\mu\text{m}$  (b) thick roll side.

## Fe 基非晶質合金における厚肉箔量産技術の提案

佐藤 駿

(SACO 合同会社)

### Proposal of Large -Scale Production Method for Thick Amorphous Sheet

T. Sato

(SACO Limited Liability Company)

#### はじめに

Fe 基非晶質合金において板厚が  $35\ \mu\text{m}$  以上の急冷箔は工業規模で生産されていなかったが、最近、 $25\ \text{mm}$  幅で  $50\ \mu\text{m}$  厚の材料が数  $100\ \text{kg}$  規模で製造できるようになった。現時点で  $50\ \text{mm}$  幅、 $50\ \mu\text{m}$  の材料は  $100\ \text{kg}$  単位で製造できる。しかし、さらに幅を広げ、板厚を大きくするには課題がある。この問題をクリアする方法を提案する。

#### 従来法の問題点

急冷箔を安定的に製造するには冷却ロールが溶湯から奪う熱量とロール内面から冷却水に排出される熱量がバランスしなければならない。しかし、板厚が  $35\ \mu\text{m}$  を大きくこえると困難になる。ロールの温度が casting 時間とともに上昇して箔の冷却速度が低下し、ロール表面の温度がある温度をこえると部分的に結晶化が始まる。どの位の温度で結晶が発生するか著者らは Fe ロールを使って実験している。それによれば約  $250^\circ\text{C}$  から結晶化が始まる。Fig. 1 は casting 開始からの箔の長さおよび箔の温度と鉄損の関係を示す<sup>1)</sup>。板厚は重量厚で  $20\sim 23\ \mu\text{m}$  の範囲にある。挿入図は casting 開始からの距離とロール温度の関係を示す。挿入図によればスタートから  $130\ \text{m}$  (リボン温度  $360^\circ\text{C}$ ) 付近で鉄損が増加している。これは結晶化の始まりと考えられる。 $130\ \text{m}$  におけるロール温度は  $250^\circ\text{C}$  であった。Cu ロールの場合も、勾配は小さいがやはり温度は上昇する。板厚が厚くなると通常の方法では冷却水により熱を奪いきれない。

#### 2 ロール法 (2 レーン法) の提案

従来、冷却ロールはシングルである。高熱伝導率の Cu 合金を用いても水の排熱量をこえる量の非晶質箔は連続的には製造できない。そこで、2つの冷却ロール<sup>2)</sup> あるいは Fig. 2 のように中央を断熱材で仕切った2つのレーンからなるロールを使う方法を考えた<sup>3)</sup>。左のレーンで casting をスタートする。板厚が厚くなると、レーン温度の上昇率は大きくなる。Fe ロールの結果が適用できると仮定すると、表面温度が  $250^\circ\text{C}$  までは casting を継続できる。 $250^\circ\text{C}$  に達する前に中止して casting を右のレーンに移す。同様に表面温度が  $250^\circ\text{C}$  までは casting を続ける。その間、左のレーンの表面温度は冷却水で冷却され室温近くに戻る。これを繰り返せばほぼ連続的に厚い非晶質箔の製造が可能である。

#### 文献

- 1) 佐藤 駿, 学位論文 p 114 (東北大学、1991年)
- 2) 佐藤 駿, 日本特許 5114241 (2012年)
- 3) 佐藤 駿, 日本特許 5270295 (2013年)

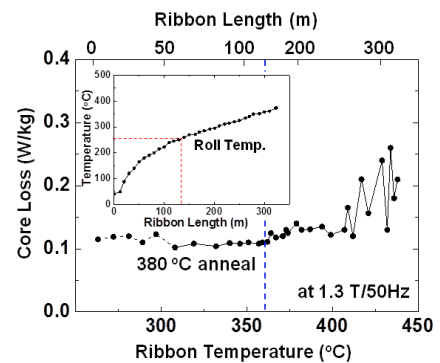


Fig. 1 Core loss vs Ribbon temperature (Inset: Roll temperature vs Ribbon length)

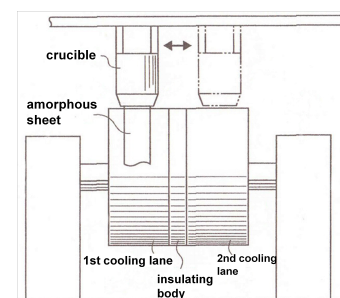


Fig. 2 Proposed two-lane alternate casting



# ラジアルギャップ型磁気ギヤードモータの基礎特性

秋本一輝, 中村健二, 一ノ倉理  
(東北大学)

## Basic Characteristics of Radial-Gap type Magnetic-Geared Motor

Kazuki Akimoto, Kenji Nakamura, Osamu Ichinokura  
(Tohoku University)

### 1. はじめに

磁気ギヤは、非接触で増減速が可能であるため、騒音・振動が小さく、信頼性・保守性の向上が期待できる。また、トルク発生原理が一般的な永久磁石モータと同じであるため、モータとギヤを融合一体化した磁気ギヤードモータの実用化が期待される<sup>1)</sup>。

本稿では、移動支援機器用のインホイールモータへの応用を目的として、ラジアルギャップ型磁気ギヤードモータの特性について検討したので報告する。

### 2. 磁気ギヤードモータのトルク特性

Fig. 1 に、ラジアルギャップ型磁気ギヤードモータの基本構成を示す。モータ部は、3相9スロット集中巻の固定子と4極対の高速回転子 (High speed rotor) で構成される。固定子鉄心の材質は無方向性ケイ素鋼板、磁石材料はネオジウム焼結磁石である。ギヤ部は、4極対の高速回転子 (High speed rotor) と23極対の低速回転子 (Low speed rotor)、ポールピースと呼ばれる27個の磁極片で構成される。ポールピースの材質は圧粉磁心、磁石材料はネオジウム焼結磁石である。同図に示すように、高速回転子 (High speed rotor) がモータ部とギヤ部で共有されている。

上述の構成で、固定子巻線に3相交流電流を入力すると、回転磁界に同期して高速回転子 (High speed rotor) が回転し、これがギヤ部で $1/5.75 (=4/23)$ に減速されて、低速回転子 (Low speed rotor) から機械出力が得られる。

Table 1 に、ラジアルギャップ型磁気ギヤードモータの諸元を示す。体格や回転数などは、適用を想定している移動支援機器の要求仕様から決定した。目標トルクは、巻線電流密度が $10 \text{ A/mm}^2$ 時に $5.81 \text{ N}\cdot\text{m}$ 以上である。

Fig. 2 に、3次元有限要素法を用いて算定した、ラジアルギャップ型磁気ギヤードモータの電流密度対トルク特性を示す。この図を見ると、目標トルクを上回っていることがわかる。今後は、実機の試作と実証実験を行う予定である。

なお、本研究の一部は、科研費挑戦的萌芽 (26630103) の交付を得て行った。

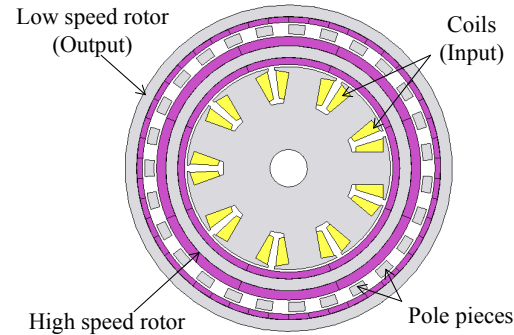


Fig. 1 Basic configuration of a radial-gap type magnetic-geared motor.

Table 1 Specifications of the radial-gap type magnetic-geared motor.

Diameter	140 mm
Axial length	15 mm
High speed rotor	632.5 rpm
Low speed rotor	110 rpm
Number of turns/pole	62 turns/pole
High speed rotor magnet pole pairs	4
Low speed rotor magnet pole pairs	23
Pole piece number of poles	27
Gear ratio	5.75
Gap length	$1.0 \text{ mm} \times 3$
Material of magnet	Sintered Nd-Fe-B
Material of PP	Soft magnetic composite
Material of yoke and stator	Non-oriented Si steel

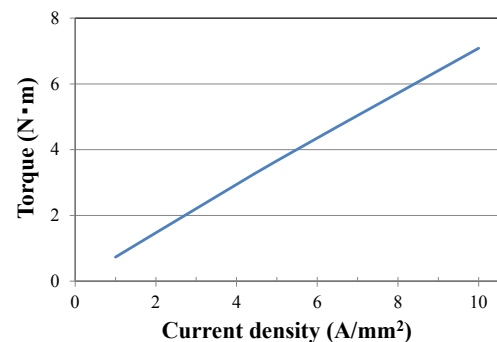


Fig. 2 Calculated torque characteristic of the radial-gap type magnetic-geared motor.

### 参考文献

- 1) K. Nakamura, K. Akimoto, T. Takemae, O. Ichinokura, *Journal of the Magnetism Society of Japan*, **39**, 29 (2015).

# 電動工具用高速 SR モータの試作試験

熊坂悠也, 磯部開太郎, 中村健二, 一ノ倉 理  
(東北大学)

## Prototype Tests of High-Speed SR Motor for Electric Power Tools

Y. Kumasaka, K. Isobe, K. Nakamura, O. Ichinokura  
(Tohoku University)

### はじめに

スイッチトリラクタンス (SR) モータは、固定子、回転子ともに突極構造を有し、磁気抵抗の変化に起因するリラクタンストルクを利用して回転する。巻線は固定子極のみに集中巻される。また、回転子は鉄心のみで構成され、巻線や永久磁石は不要である。したがって、SR モータは構造が極めて簡単で堅牢、安価、高速回転に適するなどの特長を有する。

先に筆者らは、電動工具への応用を目的として、有限要素法 (FEM) を用いて SR モータを解析・設計した結果、既存の永久磁石 (PM) モータに匹敵するトルクを有することを明らかにした<sup>1)</sup>。

本稿では、上記の検討結果に基づき試作した SR モータの実証実験の結果について報告する。

### 試作 SR モータの諸元と試験結果

Fig. 1 に、試作した固定子 12 極、回転子 8 極の 3 相 SR モータの諸元を示す。鉄心材料は厚さ 0.35 mm の無方向性ケイ素鋼板である。Fig. 2 は、実際の電動工具に用いられている PM モータである。これら 2 つのモータのコイルエンドまで含めた体格は等しい。一方、SR モータはオープンスロット構造であるため、試作機の巻線占積率は約 44% であり、PM モータの 24% よりも高い。また、ギャップ長は PM モータよりも短い。

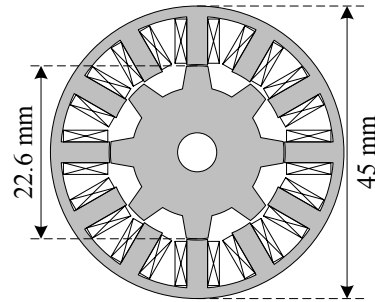
Fig. 3 に、巻線電流密度対トルク特性を示す。この図を見ると、ほぼ設計通りのトルクが得られていることがわかる。また、高負荷側で PM モータのトルクを上回っていることが了解される。

### まとめ

以上、電動工具用高速 SR モータの試作試験の結果について述べた。

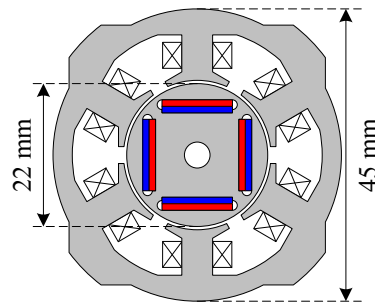
### 参考文献

- 1) K. Isobe, K. Nakamura, O. Ichinokura, "A Consideration of High-Speed SR Motor for Electric Power Tools", *Journal of the Magnetics Society of Japan*, Vol. 38, No. 5, pp. 194-198 (2014).



Axial length	17.85 mm
Gap length	0.2 mm
Core material	35A300
Winding space factor	44.3%

Fig. 1 Specifications of a prototype SR motor.



Axial length	17.85 mm
Gap length	0.5 mm
Magnet material	Nd-Fe-B
Winding space factor	24.0%

Fig. 2 Specifications of a present PM motor.

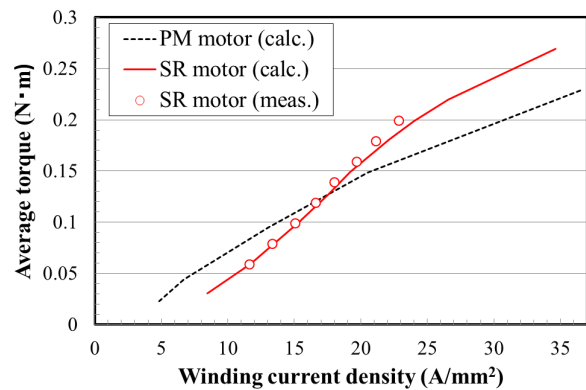


Fig. 3 Comparison of winding current density versus speed characteristics.

# アキシヤルギャップ型 SR モータの騒音に関する実験的研究

伊東宏祐, 後藤博樹, 一ノ倉理  
(東北大学)

Experimental study of Acoustic Noise from an axial-gap SR motor

K. Ito, H. Goto and O. Ichinokura  
(Tohoku University)

## はじめに

近年、磁石を一切用いないため堅牢かつ構造が簡単でコストが安いスイッチトリラクタンス (SR) モータが注目を集めている。筆者らは、インホイールダイレクト駆動方式の電気自動車用モータとして、扁平空間でも高トルク密度を有するアキシヤルギャップ型 SR モータを提案し、試作・走行試験において有用性を確認してきた<sup>1)</sup>。しかし、駆動時における振動や騒音が非常に大きいという欠点があり、これは実用化に向けて解決すべき課題である。本稿では、上記の試作アキシヤルギャップ型 SR モータの騒音の原因を調査すべく、分析を行ったので報告する。

## SR モータの騒音分析

Fig. 1 に、現有の試作 SR モータの基本構成を示す。固定子 18 極、回転子 12 極であり、1つの固定子に軸方向に 2 つの回転子を挟み込んだダブルロータ型モータである。Fig. 2 に実験装置の外観を示す。モータをダイナモメータに接続して負荷を印加し、回転数をパラメータとしたときの騒音を測定した。得られた波形をフーリエ変換し、回転数毎の騒音レベルの推移を調べた。騒音測定結果を Fig. 3 に示す。X 軸は騒音に含まれる周波数 [Hz], Y 軸はモータの回転数 [r/min], Z 軸は騒音レベル [dB] を示している。ここで、回転子極数  $p_r$ , 回転数  $n_r$  [r/min], 相数を  $k (=3)$  とすると、モータの電磁力の基本周波数は(1)式で表される。

$$f_1 = \frac{kp_r n_r}{60} \quad (1)$$

同図(a)を見ると低周波領域では、回転数に応じて上式の次数倍の成分に沿った高調波が観測されていることが分かる。これはモータの電磁力に起因しているものだといえる。同図(b)に高周波領域も含めた騒音分布図を示す。2000[Hz]および3000[Hz]に主要となる高調波成分が確認された。今後は静音化に向け、この主要となる成分についての原因分析を検討している。

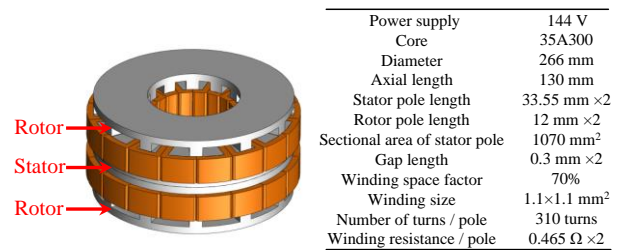


Fig. 1 Specification of 18/12 axial-gap SR motor.

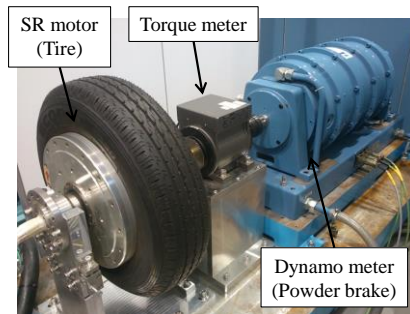


Fig. 2 General view of the experimental system.

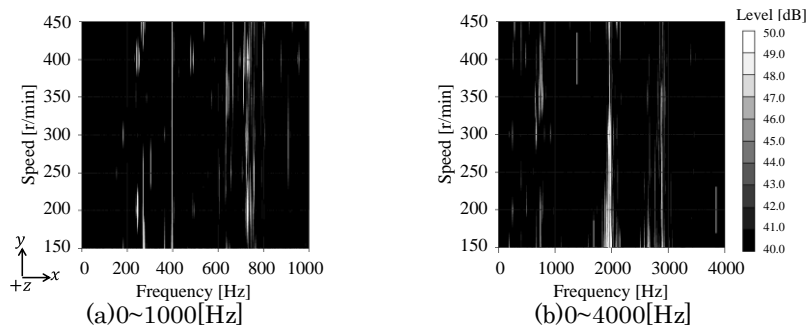


Fig. 3 Experimental Result of Sound pressure level.

## 参考文献

- 1) T. Shibamoto, K. Nakamura, H. Goto and O. Ichinokura, ICEM 2012, FF-001678 (2012).

# RNA における誘導モータの解析精度向上に関する検討

梅坂 智之, 田島 克文, 吉田 征弘  
(秋田大学)

Study on the analysis accuracy improvement of induction motor in Reluctance Network Analysis

T.Umesaka, K.Tajima, Y.Yoshida  
(Akita Univ.)

## はじめに

近年, 地球温暖化対策, エネルギー消費抑制の観点から, 電気機器の高効率化が求められている<sup>1)</sup>. 回転機の電力消費量は, 日本国内の消費電力の60%を占めており, モータの高効率化が与える影響は大きいと考えられる<sup>2)</sup>.

筆者らは先に, 誘導モータの高効率化を検討するため, かご形回転子駆動時におけるモータ特性の高速計算が可能な, 磁気抵抗回路網解析(Reluctance Network Analysis)の適用を提案した<sup>3)</sup>.

本稿では, 従来の解析モデルで考慮されていなかった, かご形回転子における導体バー付近の磁束分布, 及びスキューを考慮した解析モデルを提案し, モータ特性の解析精度向上を図ったので報告する.

## 解析手法

供試モータは東芝製のコンデンサ始動形コンデンサランモータ (SKD-DBKK8) である. 供試モータの仕様・寸法を Table 1 に示し, 固定子および回転子の構成図を Fig. 1 に示す.

Table 1 Specification of a specimen motor.

Parameter	Value	Parameter	Value
Frequency	50 Hz	Number of stator slots	36
Voltage	100 V	Internal diameter of stator	45.0 mm
Current	12.6 A	Outer diameter of stator	73.0 mm
Output	750 W	Gap width	0.3 mm
Number of poles	4	Number of rotor slots	44
Running capacitor	40 $\mu$ F	Outer diameter of rotor	44.7 mm
Starting capacitor	350 $\mu$ F	Iron core length	93.0 mm

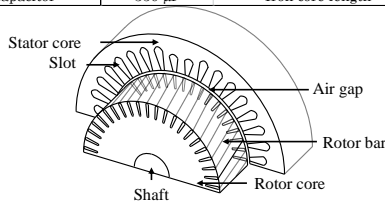


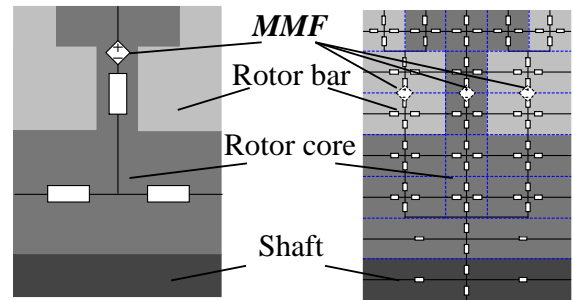
Fig. 1 Stator and rotor of capacitor motor.

RNA モデルは, 固定子と回転子を形状に合わせて分割し, それぞれの分割要素を寸法・材質から求めた単位磁気回路で置き換えることで全体を磁気回路網で表したものである.

かご形回転子の磁気回路モデルとして, 文献 3) の従来モデルでは Fig. 2(a) に示す簡単な磁気回路を用いた. 図中の起磁力源(MMF)は誘導電流による反作用磁界を表現するものである.

これに対し, 同図(b)の提案モデルでは, 導体バーを含む回転子内の磁束分布をより詳細に考慮できるよう, 解析領域を細分化した. また, 回転子導体バ

ーの2スロットスキューを考慮するため, 回転子は軸方向に3分割し, 各々の磁気回路は軸方向接続部で1スロット分回転させている.



(a) Previous model.

(b) New model.

Fig. 2 Magnetic circuit model 1/44 rotor.

## 解析結果

回転子拘束時, 無負荷時(同期速度回転時)について提案モデルに実験値の入力電圧を与え, 主巻線電流  $I_m$  [A], 補助巻線流  $I_a$  [A] の計算を行い, 実験値, 文献 3) の従来モデルと比較した結果を以下に示す.

Table 2  $I_m$  and  $I_a$  of the motor with rocked rotor. (Input voltage 25.6[V<sub>rms</sub>])

	$I_m$ [A <sub>rms</sub> ]	$I_a$ [A <sub>rms</sub> ]
Meas.	12.6	3.45
Previous model.	18.1	2.68
Suggestion model.	14.4	4.04

Table 3  $I_m$  and  $I_a$  of the motor under no-load. (Input voltage 100[V<sub>rms</sub>])

	$I_m$ [A <sub>rms</sub> ]	$I_a$ [A <sub>rms</sub> ]
Meas.	7.35	2.57
Previous model.	6.45	2.66
Suggestion model.	6.72	2.57

## まとめ

提案手法により回転子拘束時, 同期速度回転時のモータ電流が概ね良好に計算できた.

## 参考文献

- 1) 伊藤, 森永: “モータの高効率化”, 日本 AEM 学会誌, Vol.7, No.3, pp269-272 (1999)
- 2) 新機能素子研究開発協会: 電力使用機器の消費電力量に関する現状と近未来の動向調査<調査報告書> (2009)
- 3) K. Tajima, and T. Sato: J. Magn. Soc. Jpn., 34, 367-373(2010)

# RNAに基づく二直線近似を用いたフェライト磁石の減磁解析

門間大樹, 吉田征弘, 田島克文  
(秋田大学)

## Demagnetizing Analysis of the Ferrite Magnet Using Two-Line Approximation Based on RNA

D.Momma, Y.Yoshida, K.Tajima  
(Akita Univ.)

### はじめに

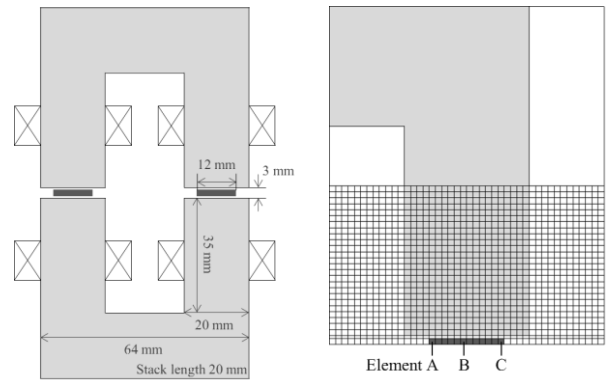
希土類磁石の価格高騰や供給不安定の問題から、フェライト磁石を用いたモータの高性能化が進められているが、フェライト磁石は外部磁界によって減磁しやすいため、減磁を考慮した設計が必要になる。筆者らは、RNA(Reluctance Network Analysis)を用いた永久磁石モータの損失算定について検討を進めているが<sup>1)</sup>、外部磁界による減磁を考慮した解析手法はまだ確立されていない。そこで本稿では、RNAと二直線近似を用いた減磁解析手法を示し、有限要素法(FEM)による算定結果と比較を行うことで、その有用性について検討を行ったので報告する。

### RNAによるフェライト磁石の減磁解析

Fig.1(a)に解析モデルの形状を示す。断面が20mm×20mmのU字型鉄心に断面が12mm×20mm、厚さが2mmのフェライト磁石(SSR-420)が挟まれており、鉄心のそれぞれの脚に20ターンの巻線が施されている。同図(b)にRNAに基づく要素分割を示す。モデルの対称性から1/4モデルとし、磁束の分布が複雑となるギャップ周辺は細かく分割している。

Fig.2を用いて二直線近似による磁石動作点の計算方法を説明する。まず、外部磁界がない場合の磁石動作点aから垂線を伸ばし、J-H特性との交点bを求め、交点bと原点を通る直線を $l_0$ とする。次いで、巻線に電流を流したときの外部磁界 $H_{ex}$ を求め、 $l_0$ と傾きが等しく、 $H_{ex}$ を通る直線 $l_1$ とJ-H特性との交点をcとすれば、点cから垂線を下ろしてB-H特性と交わる点dが磁石動作点となる。ここから外部磁界を再び0にすると磁石動作点は点eとなる。

Fig.1の計算モデルを用いて、磁石の磁化方向とは逆向きの磁束が発生するように、起磁力が230Aになるようなノコギリ波電流を3周期流して磁石動作点を算定し、フェライト磁石の減磁評価を行った。Table 1に、Fig.1に示した3つの要素の減磁率の計算結果を示す。この表をみると、どの要素もFEMの計算値と概ね一致しており、提案する手法が減磁の評価に適用可能であることが示された。



(a) Shape of the model. (b) Division of the RNA model.

Fig.1 Shape and division of analytical model.

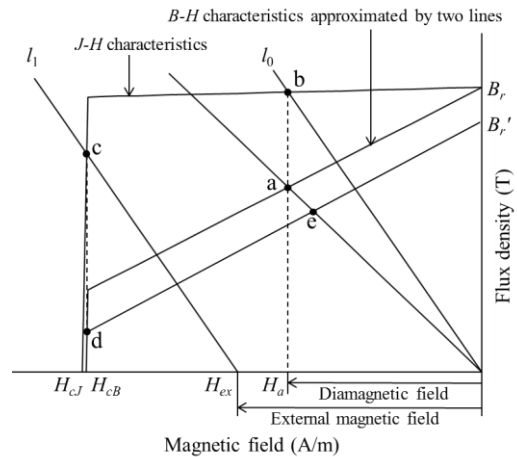


Fig.2 Operation point of the magnet.

Table 1 Calculation results of the demagnetizing factor at the magnetmotive force of 230A.

	Element A [%]	Element B [%]	Element C [%]
RNA	21.3	26.2	21.3
FEM	22.0	28.4	22.0

### 参考文献

1) Y. Yoshida, K. Nakamura, O. Ichinokura, Katsubumi Tajima, IEEJ Journal of Industry Applications, Vol. 3, No. 6, pp.422-427 (2014)

# 磁界で駆動する小型羽ばたき機構の小型化に伴う推力への影響

東優樹、花澤雄太、本田崇  
(九工大)

Effect of miniaturization on thrust force in small flapping mechanism driven by external magnetic field

Y. Higashi, Y. Hanazawa, T. Honda  
(Kyushu Inst. of Tech.)

## はじめに

マイクロロボットの飛翔による移動を実現するために、著者らは永久磁石を内蔵し外部磁界で駆動する羽ばたき機構について検討してきた。現在、羽ばたき飛行において、翼長が短くなるほど有利となる点に着目し更なる小型化を進めることで性能の向上に努めている。本報告では、小型化に伴う特性の変化、特性改善策を調べたので報告する。

## 素子構成と動作原理

Fig.1 に羽ばたき機構を組み込んだマイクロロボットの構成を示す。このロボットは4本の脚を有する胴体部と2枚の翅から構成される。胴体部は0.1mm厚のPETフィルムで、幅1mmのX字形に切り出している。その胴体部にねじりバネとなるφ0.05mmのリン青銅線を介してNdFeB磁石(φ1mm×3mm)を水平に取り付けている。2つの磁石は互いに逆極性になるよう配置する。その2つの磁石の上部にそれぞれ翅を取り付けている。翅はV字形のポリエステル棒(φ0.2mm)の裏側に、長方形のポリイミドフィルム(7.5μmまたは5μm厚)を根本部分のみ接着したものである。なお、胴体上部には磁界中における姿勢を安定させるため、2本を重ねた純鉄線(φ0.10mm×15mm)を2箇所設置した。

動作原理に関して、外部から鉛直方向に交流磁界を与えると、磁石は磁気トルクを受けリン青銅線を中心に回転振動し羽ばたき運動が起こる。このとき翅の構造上、打ち上げ時にはポリイミドフィルムが下方にたわんで抗力を低減し、打ち下し時にはポリエステル棒により押さえつけられ広がり大きな抗力を得るため、その打ち上げ時と打ち下し時の抗力差が上向きの推力となる。

## 実験結果及び考察

Fig.2 に、ポリイミドフィルム厚が7.5μmと5μmにおいて、翼幅10mmで駆動磁界60Oeのときの最大推力と翼長の関係を示す。なお、最大推力は、それぞれの共振周波数で得られた。翼長14mmから短くするといずれも8mmまでは推力は増加していくが、6mmで頭打ちとなり、4mm以下では大幅に減少した。羽ばたきの様子を高速ビデオカメラで観察した結果、翼長が4mm以下では打ち上げ時に十分なたわみが生じていないことがわかった。そこで、打ち上げ時の翅のたわみを大きくするために5μm厚の翼長4mmにおいて、翅の付け根を細く加工し三角形にした結果、0.29mNから0.48mNまで推力は向上した。

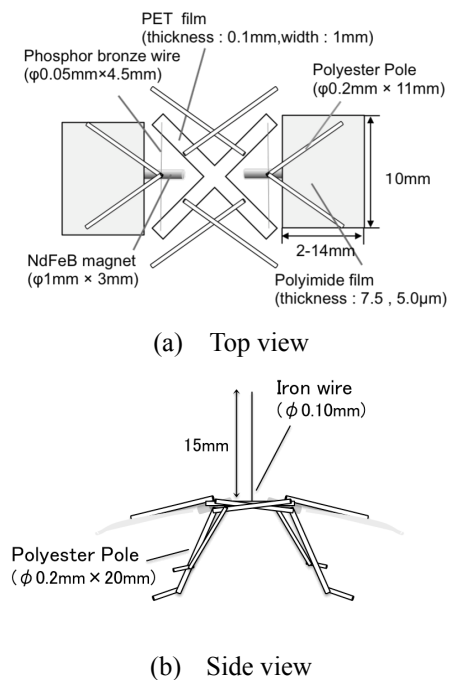


Fig.1. Structure of flapping microrobot.

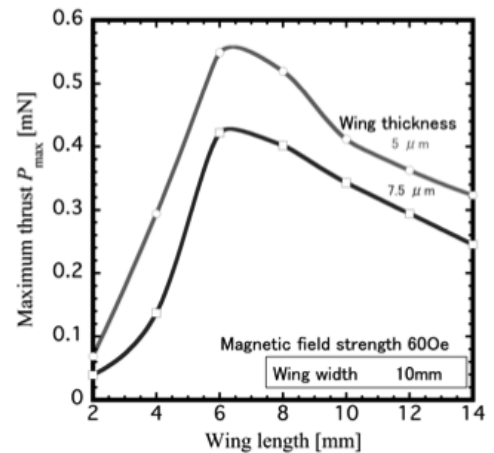


Fig.2. Relation between the maximum thrust and wing length

# 外部磁界で駆動可能なカプセル内視鏡用生検機構の開発

村田里史、花澤雄太、本田崇  
(九工大)

Development of magnetically driven biopsy mechanism for capsule endoscope

S. Murata, Y. Hanazawa, T. Honda  
(Kyushu Inst. of Tech.)

## はじめに

近年、飲むだけで消化管内を観察できるカプセル内視鏡が日本国内でも広く臨床に供せられるようになった。しかし、現状では観察機能しかないため、診断や治療の機能の実現が待たれている。本研究では回転磁界の回転面の違いを利用し、カプセルをその場に停滞させ、生検を行うことを試みたので報告する。

## 素子構成と動作原理

Fig.1 に筐体側面を外した素子構成を示す。停滞機構は、小腸内径 25-30mm に対応して、カプセル上部に1つと左右に1つずつの3個備えるが、ここでは紙面の都合で上部の停滞機構のみ示している。停滞機構は、両端をブッシュで支えた PC 製ボルト(M2)をカプセル中心軸に配置し、スライダとして PC 製ナット(M2)を取り付けている。ボルトの左端には駆動源として直径方向に磁化された円盤状 NdFeB 磁石( $\phi 8\text{mm} \times 1\text{mm}$ )を固定した。スライダと筐体にはピンジョイントを介して、2本のリンク(銅線)を設置し、その先端にリボン状の PET フィルム( $2\text{mm} \times 12\text{mm}$ )を取り付けた。同図は停滞機構がたたまれている初期状態で、PET フィルムは両端から引っ張られ直線状になっている。生検機構は、ボルト(M2)の一端に直径 1mm の生検トレパン、他端に直径方向に磁化された円柱状 NdFeB 磁石( $\phi 2\text{mm} \times 2\text{mm}$ )を取り付けたもので、カプセルの長軸方向に対して垂直に固定したナット(M2)に挿入される。生検トレパンの突出する開口部が上部停滞機構と反対側になるよう設置される。

次に、カプセル内視鏡を消化管内で停滞させ、消化管内壁の組織を切り取り採取する動作について述べる。Fig.2 に停滞機構と生検機構の動作原理を、座標軸と共に示す。停滞機構は、回転磁界を Z-X 面に印加することで駆動する。磁気トルクによって停滞機構用ボルトが回転し、スライダが移動することにより、リンクがパンタグラフのように立ち上がり、先端の PET フィルムがカプセル側面から大きく突出する。その結果、停滞機構が小腸を拡張し、カプセルはその場に停滞すると共に、カプセルは下方向に押しつけられる。この状態で、X-Y 面に回転磁界を印加すると、生検機構用のボルトが回転し、先端の生検トレパンの円筒状カッターが回転しながら、生体組織を切り取り、回収する。

## 実験結果

ここでは停滞機構と生検機構を個別に評価した結果を述べる。上部停滞機構による突出長は最大 20mm、また、左右の停滞機構の突出長は 10mm であり、カプセル直径と合わせると、小腸内径を越える十分な大きさを確保できることを確認した。無負荷状態における停滞機構の駆動磁界は 700e 以上であった。次に、生検機構は、牛の小腸を使用して組織の採取実験を行った。900e、1Hz の駆動磁界で駆動した結果、2mm 程度の深さまで組織を採取できることを確認した。

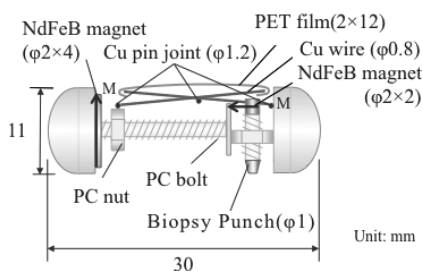


Fig.1 Structure of capsule.

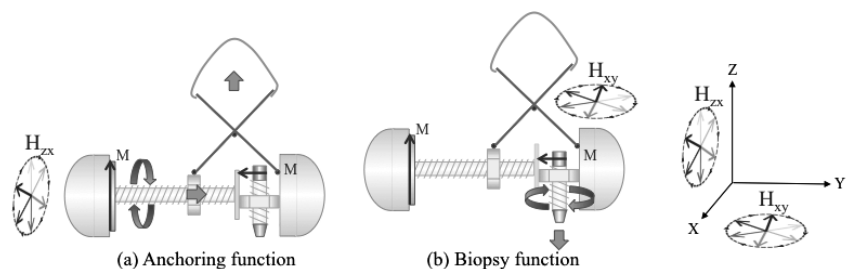


Fig.2 Actuation principle.

# 磁性体上を走行可能な磁気アクチュエータの走行特性改善

矢口 博之 (東北学院大) 作間 瞬 (東北学院大)

Improvement of Magnetic Actuator capable of Movement on Magnetic Substance

Hiroyuki YAGUCHI (Tohoku Gakuin Univ.) Shun SAKUMA (Tohoku Gakuin Univ.)

## 1. はじめに

本研究では、電磁力加振により振動体が発生する慣性力を推進源として、磁性体面を移動可能な電磁アクチュエータを試作し、その推進特性を調べた。測定結果より、アクチュエータに 90 g の負荷質量を搭載しても、38 mm/s の速度で移動可能である。また、本アクチュエータの走行特性は、磁気回路の変更によりかなり改善された。

## 2. アクチュエータの構造

図 1 は磁性体上を自由に移動の可能な磁気アクチュエータの構造を示したものである。本アクチュエータは、振動体を構成する 1 個の並進ばね、リング型永久磁石、アクチュエータ支持部に接着された励磁用電磁石および永久磁石により構成される。用いた並進ばねは、自由長さ 25 mm、外径 12 mm、ばね定数  $k=2.689$  N/mm のステンレス鋼製圧縮コイルばねである。リング型永久磁石は外径 12mm、内径 9 mm、高さ 8 mm で高さ方向に着磁された表面磁束密度 352.38 mT の NdFeB 磁石を用いている。電磁石はつば外径 8.0 mm および厚さ 1 mm、軸径 2.75 mm、長さ 17.5 mm のボビン型の鉄材に、直径 0.2 mm の銅線を 740 回巻いたものを用いた。モデル支持部には長さ 15 mm、幅 9 mm、厚さ 3 mm で、厚さ方向に着磁された吸着力  $F=2.6$  N を有するゴム製永久磁石をそれぞれ支持部に取り付け、測定を行った。

なお、上述の電磁石の鉄心の寸法は、数値シミュレーションと実験により最適化された。なお、最適化は、ボビンのつばの厚さ、巻線軸の長さ、巻線軸直径の 3 つについて行われている。実験では、最適形状でボビン型電磁石を試作し、それをアクチュエータ本体に組み込んで走行特性を計測した。

図 2 は、実験装置の概略を示したものである。図 3 は、アクチュエータの電磁石に 0.14 W の電力を入力とした場合、負荷と垂直上昇速度との関係を示したものである。

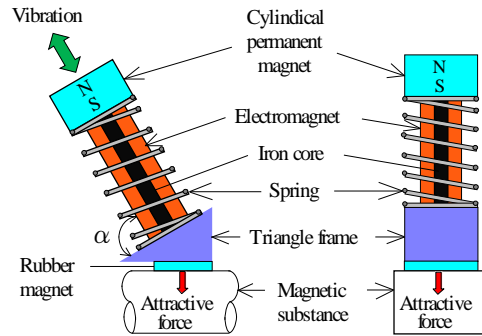


Fig. 1 Structure of actuator

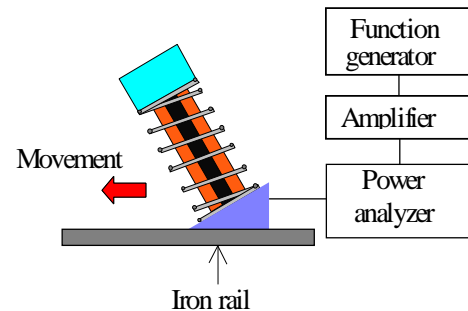


Fig. 2 Experimental apparatus

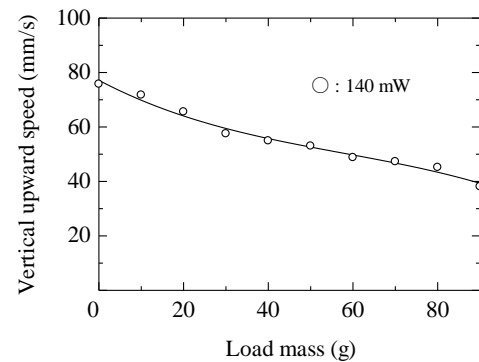


Fig. 3 Relationship between mass and speed.



# 振動電流遮断器の製作とその温度応答

西村 一寛

(国立高専機構鈴鹿高専)

Fabrication of vibrational circuit breaker and its temperature responses

K. Nishimura

(Nat. Inst. of Tech., Suzuka Coll.)

## はじめに

身の回りには、地震、風や交通による建造物のゆれ、手を振ることや居眠りで首が揺れる人間の動作などの多くの振動が存在する。これらの振動において、設定値以上の振動を加えると動作する振動のリミットスイッチを提案し、その特性について報告してきた<sup>1),2)</sup>。ここでは、設置値以上の振動を加えると OFF する振動のブレーカ（回路遮断機）を製作し、製作したスイッチに対し特性調査を行う。これまではスイッチとして使用するときの電流は、数 mA 程度の微弱な直流を考えていたが、発熱などの影響が無視できなくなる数 A 程度の商用周波数の交流について、その温度特性の調査を行った。

## 振動電流遮断器

Fig.1 のように、反発しあう磁石間に 2 つの磁性体を介することで、それらにかかっていた力が吸着から反発に変わる特性を応用したものである。これは磁石と 2 つの磁性体が吸着したものに一方の磁石が近づくにつれて磁性体の磁化状態が変化し、ある距離で吸着から反発に変化するものである。製作においては、通電による温度上昇で磁石がキュリー温度以上にならないようにするなど工夫した。

## 実験ならびに考察

実験は、製作した振動電流遮断器の動作周波数特性ならびに、2~8 A の商用周波数の交流電流を流したときの温度特性を測定した。温度特性測定では、スライダックを使用して、スイッチと負荷としたホール抵抗に一定の電流を流し、デジタル電力計で電流などを測定した。温度測定は、スイッチの電流が流れる金属部分に、Pt 測温抵抗体を取り付けを行った。

Fig.2 より、振動電流遮断器はメインブレーカとしての使用ではなく、サブブレーカとしての利用が好ましいと考えられる。

本研究の一部は、JSPS 科研費 24760240 の助成を受けたものであり、本報をまとめるにあたり、平成 25 年度卒業研究生の橋本豊礼君（現在中部電力株式会社勤務）に謝意を表したい。

## 参考文献

- 1) 平田絵梨他, 日本磁気学会誌, Vol.33, No.2, pp.114-117 (2009)
- 2) K. Nishimura, M. Inoue, IEEE Trans. Magn., Vol.47, No.10, pp.2808-2810 (2011)

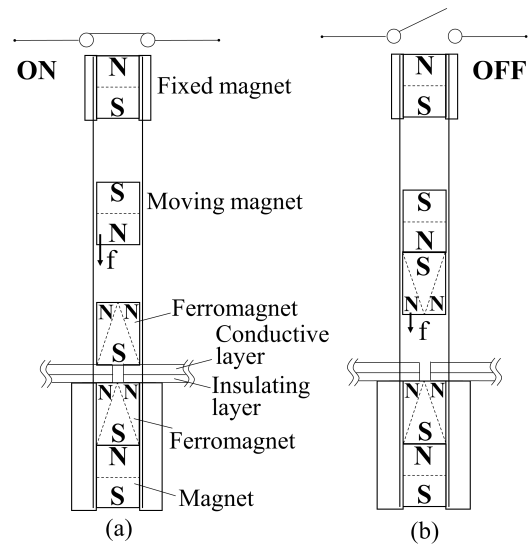


Fig.1 Schematic of vibrational circuit breaker changes from (a) ON state to (b) OFF state.

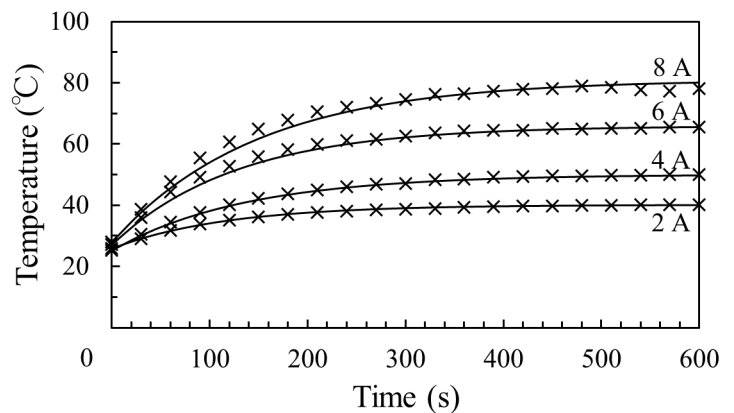


Fig.2 Temperature responses at different AC currents.

# 同極対向着磁による異方性ボンド磁石表面の磁束密度強化

境 拓哉, 金丸允駿, 磯上慎二  
(福島工業高等専門学校)

Enhanced surface flux density of anisotropic bond magnets by homopolar-faced magnetizing

Takuya Sakai, Masatoshi Kanamaru, Shinji Isogami  
(Fukushima National College of Technology)

**1. はじめに** 現行アクチュエーターデバイスの磁気浮上駆動性能は、そこに搭載される永久磁石がつくる磁束密度分布や強度などによって決められている。今後デバイスサイズの縮小に伴い永久磁石の小型化が進むと、従来の駆動性能が得られない可能性がある。これは単体としての永久磁石から発生する磁束密度強度が低下するためである。そこで我々は磁石をHalbach配列化しつつ専用バックヨークの開発を通して漏洩磁束を集束し、表面磁束密度の向上を目指してきた<sup>1)</sup>。しかし、Halbach構造体<sup>2)</sup>は磁気力を受けながらの接着剤や固定治具による貼り合せ設置作業が不可避であるため、本質的に大量生産には向かない。よって本研究では、同極対向着磁プロセスの構築を通して貼り合せHalbach磁石と同等の表面磁束密度を達成することを目的とした。

**2. 実験方法** 図1は電源も含めた同極対向着磁の概念図を示す。両サイドと上方のポールピースを一体化し2系統の磁気閉回路を構成した。各ポールピースに巻かれているコイルは、1.5 mm $\phi$ の導線で5ターンとした。励磁電流のパルス波幅は130  $\mu$ s、波高値 ( $I_{ex}$ ) は20 kAを最大として着磁を行った。モデルとする磁石材料はWellmax-18MEネオジウム異方性ボンド磁石 (住友金属鉱山製)、サイズは6 $\times$ 12 $\times$ 24 cm<sup>3</sup>とした。着磁後の表面磁束密度は、磁石単体の状態にてホールプローバーを用いて行った。比較として、空芯コイルを用いて通常の着磁を行った磁石の測定も同時に行った。

**3. 実験結果** 図2は同極対向着磁後の異方性ボンド磁石単体表面における磁束密度強度の最強値 ( $B_z$ ) を  $I_{ex}$  に対してプロットした結果である。ここで異方性ボンド磁石の磁化容易軸は両サイドのポールピースに対して平行となるように配置した。比較として同一磁石材料を用いて作製された同一サイズの貼り合せHalbachと従来着磁による磁石の最強  $B_z$  の値も破線で示す。白丸と黒丸はそれぞれ、裏側と表側の値に対応する。まず、いずれの  $I_{ex}$  に対しても、裏面より表面の  $B_z$  が強いことが見て取れる。これは図1のヨーク構造において表面側にポールピースが存在するため、磁束が表面に集中した結果と考えられる。次に  $I_{ex}$  依存性に着目すると、 $I_{ex}$  の増強に伴って  $B_z$  が強化された。そして  $I_{ex} = 20$  kA かつ表面において最強となり、貼り合せHalbach磁石と同等の

$B_z$  が達成された。これは今回用いた同極対向着磁手法によって、貼り合せ工程の排除可能性を示唆する重要な結果である。さらに、異方性ボンド磁石の容易軸の向きは両サイドのポールピースと平行である必要があることも別途確認した。講演会では、容易軸方向、磁束密度分布のマッピング図を明示しながら、本研究で開発した新規着磁手法は磁束強化に有用であることを議論する。

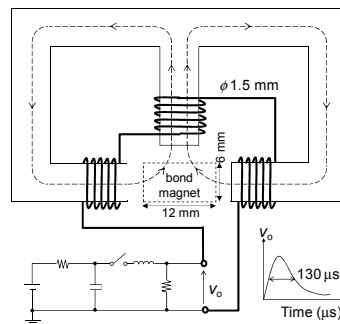


図1 同極対向着磁ヨークならびにパルス電源の概念図。

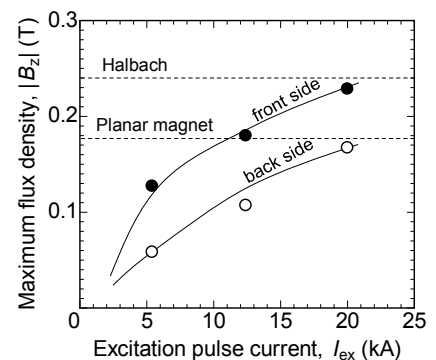


図2 着磁後の異方性ボンド磁石単体表面磁束密度最高値 ( $B_z$ ) の励磁電流依存性。

## 参考文献

- 1) S. Isogami and H. Matsumoto, *Journal of Magnetism Society of Japan*, **39**, 21 (2015).
- 2) K. Halbach, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, **246**, 77 (1986).

# マイクロ波アシスト磁化反転を用いた、 2層の垂直磁化膜ナノドットの層選択磁化反転

首藤 浩文, 永澤 鶴美, 工藤 究, 金尾 太郎, 水島 公一, 佐藤 利江  
(東芝研究開発センター)

Layer-selective switching of a double-layer perpendicular magnetic nanodot  
using microwave-assisted magnetization switching technique

H. Suto, T. Nagasawa, K. Kudo, T. Kanao, K. Mizushima, and R. Sato  
(Corporate Research & Development Center, Toshiba Corporation)

## はじめに

媒体上の記録層を多層化することにより記録密度を増大させる, 3次元磁気記録の実現のためには, 記録層を選択した情報の書き込み・読み出し技術の開発が必要である. 本研究では, 書き込み技術に注目し, 2層の垂直磁化膜を積層した磁性体ナノドットにおいて, 層を選択した磁化反転がマイクロ波アシスト磁化反転[1-6]を応用することで可能であることを実証した. さらに, 熱励起の磁化振動に起因する信号の測定をおこない, 各層の反転の原因となっている磁化振動モードの同定をおこなった.

## 実験方法・結果

2層の垂直磁化膜(LL, UL), MgO膜, 2層の面内磁化膜からなるTMR膜を200 nm × 200 nmのピラー状に加工し, 素子(Fig. 1)を作製した. この素子を用い, マイクロ波磁界中におけるLL・ULの磁化反転を検証した. これらの層は, LLがULより高い磁気異方性を有するよう, 膜構造を制御してある. また, 面内磁化膜は, MR効果を用いて, LL・ULの反転を検出するために用いられる[6]. Fig. 2(a)に, LL・ULの磁化を下方方向に初期化し測定した, 素子抵抗の垂直磁界( $H_z$ )依存性を示す. ここではマイクロ波磁界は印加されていない. 抵抗変化を通じて, 磁化反転を検出でき, 垂直磁気異方性の違いのため, ULの磁化反転のあと, LLの磁化反転がおこる. 強度250 Oe, 周波数( $f_{RF}$ )10, 20 GHz, のマイクロ波磁界を印加して同様の測定をおこなった[Fig. 2(b), (c)]. 10 GHzでは, マイクロ波磁界なしの場合と同様にULの反転が起こり, アシスト効果によりその反転磁界が低下した. 20 GHzでは, これまでとは異なり, はじめにLLが反転した. この結果は, マイクロ波磁界の周波数を制御することにより, 層を選択した磁化反転が可能であることを示している. Fig. 3(a)に, 反転する層とその反転磁界の $f_{RF}$ 依存性を示す.  $f_{RF}$ によっては, UL・LLの反転が確率的にどちらもおこるが, ここでは, 反転が起こる回数が多い層についてプロットしてある. Fig. 3(b)に, 素子抵抗の高周波成分のスペクトルを示す. LLとULの結合モード(音響モードと光学モード)に対応する熱励起の磁化振動の信号が現れ, これらの信号が現れる条件とFig. 3(a)の磁化反転の条件は対応した. この対応によって,  $f_{RF} < 13$  GHzにおける, ULのアシスト磁化反転は音響モードの励起が原因であり,  $f_{RF} = 15 \sim 18$  GHzにおける, ULのアシスト磁化反転, および $f_{RF} = 18 \sim 22$  GHzにおけるLLのアシスト磁化反転は光学モードの励起が原因であることが明らかとなった.

## 参考文献

[1] C. Thirion, et al., Nature Mater. **2**, 524 (2003). [2] J.-G. Zhu, et al., IEEE Trans. Magn. **44**, 125 (2008). [3] S. Okamoto, et al., Phys. Rev. Lett. **109**, 237209 (2012). [4] G. Winkler, et al., Appl. Phys. Lett. **94**, 232501 (2009). [5] S. Li, et al., J. Appl. Phys. **105**, 07B909 (2009). [6] H. Suto, et al., Appl. Phys. Express **8**, 023001 (2015).

本研究は(独)科学技術振興機構(JST)の研究開発推進事業「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.

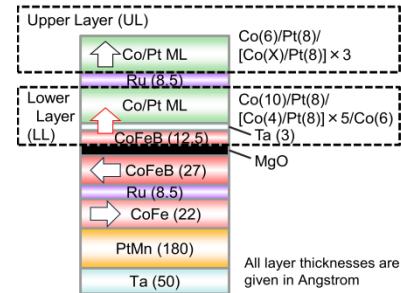


Fig. 1. Schematic configuration of sample

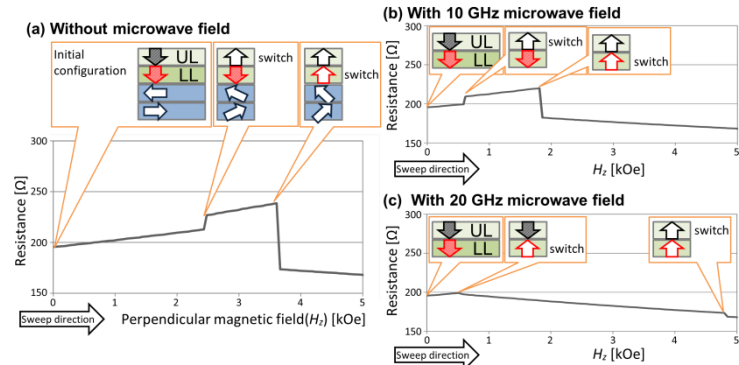


Fig. 2.  $H_z$  dependences of sample resistance (a) without microwave field, (b) with 10 GHz microwave field, and (c) with 20 GHz microwave field.

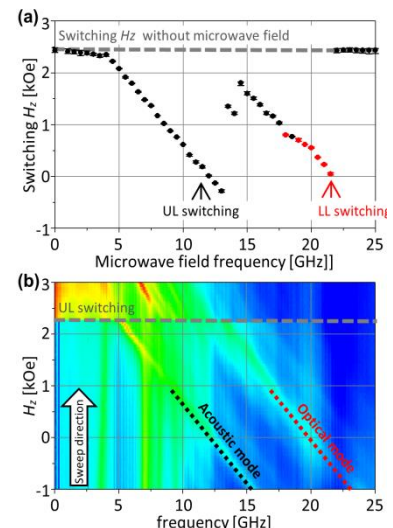


Fig. 3. (a)  $f_{RF}$  dependence of switching layer and switching fields. (b) Spectra of high frequency component of sample resistance.

## 垂直磁化 FePt | Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> ナノドットにおける 磁気渦ダイナミクスを介した磁化反転

関剛斎<sup>\*\*\*</sup>、周偉男<sup>\*</sup>、今村裕志<sup>\*\*\*</sup>、荒井礼子<sup>\*\*\*\*</sup>、高梨弘毅<sup>\*</sup>  
(\*東北大金研、\*\*JST さきがけ、\*\*\*産総研スピントロニクス、)

Vortex dynamics-mediated magnetization switching in perpendicularly magnetized FePt | Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> nanodots

T. Seki<sup>\*\*\*</sup>, W. Zhou<sup>\*</sup>, H. Imamura<sup>\*\*\*</sup>, H. Arai<sup>\*\*\*\*</sup> and K. Takanashi<sup>\*</sup>

(\*IMR, Tohoku Univ., \*\*JST-PRESTO, \*\*\*AIST)

### はじめに

磁気記録の超高密度化のキーテクノロジーとして、静磁場以外の外部エネルギーを磁性体に加えることで反転磁場を低減するエネルギーアシスト磁化反転が注目を集めている。高周波磁場を利用するマイクロ波アシスト磁化反転は、磁化がエネルギー障壁を乗り越えて反転するための駆動力として磁化歳差運動を共鳴励起し、小さな静磁場で磁化反転を誘起する手法である<sup>1-3)</sup>。この手法は、多値記録において選択的に反転磁場を低減できる利点がある一方、FePt 規則合金に代表される高磁気異方性材料ではサブ THz に達する高周波磁場を必要とする問題がある。我々はこれまで、面内磁化 FePt 層と Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> 層から成る交換結合膜において、Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> 層内にスピン波を励起することにより FePt 層の反転磁場を大幅に低減できることを報告してきた<sup>4)</sup>。このスピン波アシスト磁化反転では、スピン波共鳴の周波数が動作周波数を決めるため、高磁気異方性材料を用いた場合でも動作周波数の増大が原理的に生じない。これは交換結合膜を用いることの重要な利点である。本研究では、磁化配置をこれまでの面内磁化から応用に適用し易い垂直磁化配置へと変化させ、垂直磁化を有する FePt | Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> 交換結合膜のナノドットにおいて磁化ダイナミクスが反転磁場へ与える影響について調べ、交換結合膜におけるアシスト磁化反転の有用性を検討した。

### 実験および数値計算

MgO(001)単結晶基板の上に、Fe (1 nm) | Au (60 nm) | FePt (10 nm) | Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> (150 nm) | Au (5 nm) | Pt (3 nm)の積層構造を作製した。まず、超高真空対応マグネトロンスパッタリング装置を用いて Fe (100)面、Au (100)面および FePt (100)面をエピタキシャル成長させ、その後、イオンビームスパッタ装置を用いて Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> 層および Au | Pt キャップ層を成膜した。FePt 層の成膜温度は 550 °C とし、L1<sub>0</sub> 構造への規則化を促進した。電子線リソグラフィおよび Ar イオンミリングを用いて薄膜試料を直径 260 nm の円形ドットへと微細加工した。

垂直磁場下においてナノドットの磁化曲線を測定した結果、マイナーループに特徴的な挙動が観測された。FePt 層のスイッチング磁場( $H_{sw}$ )以下では Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> 層の磁化反転は可逆的であり、FePt 層と Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> 層が界面で交換結合していることが確認された<sup>5)</sup>。実験で得られた磁化曲線とマイクロマグネティクスによる数値計算との比較したところ、FePt 層が垂直磁化を保持したまま、Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> 層内ではボルテックス磁気構造が形成されることが明らかとなった。また、垂直磁場を増大させるにつれて、ボルテックス磁気構造が界面付近に圧縮され、Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> 層内の磁化が垂直方向へと揃うことがわかった。

この垂直磁化 FePt | Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> ナノドットに対し、外部から高周波磁場( $H_{rf}$ )を印加して、FePt の  $H_{sw}$  を評価した。 $H_{rf} = 0$  Oe では  $H_{sw} = 8.6$  kOe であったが、11 GHz の  $H_{rf} = 200$  Oe を印加することにより 2.8 kOe まで  $H_{sw}$  が低減した。数値計算を用いて磁化反転時の詳細な磁気構造を調べたところ、Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> 層内のボルテックスの運動を介して FePt 層内に逆磁区が効果的に核生成され、その逆磁区が伝搬することによって磁化反転が進行していることが示された。

### 参考文献

- 1) J.-G. Zhu *et al.*, *IEEE Trans. Magn.* **44**, 125 (2008).
- 2) Y. Nozaki *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 082505 (2009).
- 3) S. Okamoto *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 237209 (2012).
- 4) T. Seki *et al.*, *Nat. Commun.* **4**, 1726 (2013).
- 5) W. Zhou *et al.*, *J. Appl. Phys.* **117**, 013905 (2015).

# サブナノ秒パルス磁場を用いた FMR 過渡領域における磁化反転過程に関する研究

岡野 元基、能崎 幸雄  
(慶大理工)

The study of the transient region of ferromagnetic resonance by using sub-nanosecond pulsed fields

Genki Okano, Yukio Nozaki  
(Keio Univ.)

## はじめに

マイクロ波アシスト磁化反転(MAMR)は、強磁性共鳴(FMR)を利用したエネルギーアシスト磁化反転の手法である。マイクロ波を印加し磁化の FMR を引き起こすことで、より小さな外部磁場での磁化反転が可能となる。これまで MAMR については様々な形状において、磁化反転磁場のマイクロ波周波数、強度依存性が調べられてきた。しかし、一般的な信号発生器が幅 10 ns 以下のマイクロ波を出力できないために、磁化反転ダイナミクスについての報告は少ない。以前我々はこの問題を解決するためにマイクロ波に加えて 2 ns 幅のパルス磁場を重畳印加し、マイクロ波とパルス磁場の協同効果で起こる磁化反転を観測することで、磁化反転ダイナミクスの性質について調べた[1]。今回は磁化緩和時間よりも短いパルス磁場 (サブナノ秒幅) を重畳印加する実験を行い、より詳しく磁化反転ダイナミクスについて調べた。

## 実験方法

測定に用いた NiFe 細線の寸法を Fig. 1 に示す。表面を熱酸化処理された Si 基板の上に、超高真空蒸着機を用いて厚さ 30 nm の NiFe 細線を作製した。その後、SiO<sub>2</sub> 絶縁層(70 nm)をスパッタ成膜した後、Au(100 nm)のコプレーナ線路(幅 : 2 μm)を作製した。コプレーナ線路にマイクロ波、パルス電流を流すことで NiFe 細線の幅方向にマイクロ波磁場とパルス磁場を印加した。磁化反転磁場は VNA-FMR 法を用いて NiFe 細線の FMR スペクトルを測定することにより求めた。そしてアシスト磁場として(a)マイクロ波のみ、(b)パルス磁場のみ、(c)マイクロ波+パルス磁場の重畳磁場を印加した場合での磁化反転磁場を測定した。

## 実験結果

ここでは、マイクロ波(周波数 5 GHz、強度 100 Oe、幅 25 ns)とパルス磁場(強度 320 Oe、幅 300 ps)を重畳印加した場合の結果を示す。マイクロ波の立ち上がりからパルス磁場の立ち上がりまでの遅れ時間を  $t_{\text{delay}}$  と定義し、磁化反転磁場の  $t_{\text{delay}}$  依存性を Fig.2 にプロットした。ここで、青点線はパルス磁場のみ、赤線はマイクロ波のみを印加した場合の磁化反転磁場を表す。結果を見るとマイクロ波、パルス磁場のみを印加した場合よりも両者を重畳印加した場合の方が、磁化反転磁場が減少している。またマイクロ波が立ち上がる範囲

( $t_{\text{delay}}=0\sim 5$  ns) においては、磁化反転磁場がマイクロ波強度の増加に伴って減少しており、どちらも  $t_{\text{delay}}=5$  ns で飽和している。この結果から、磁化の歳差運動の振幅がマイクロ波の強度の増加から遅れずに応答していることがわかる。当日は、さらに詳しく磁化ダイナミクスについて調べた結果についても報告する。

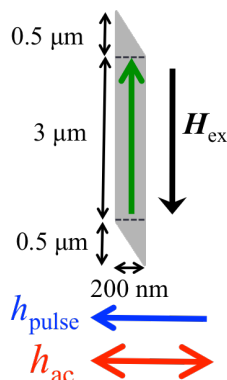


Fig. 1 Lateral size of NiFe wire

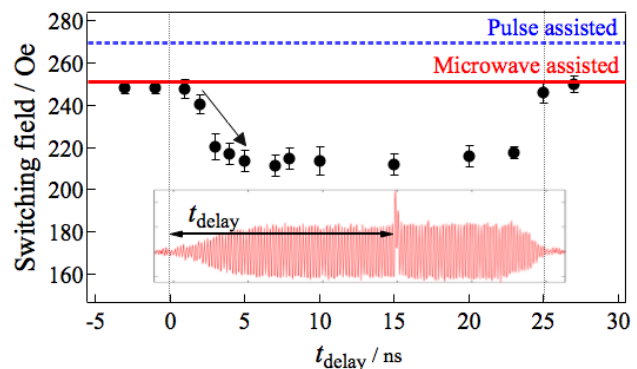


Fig. 2 Switching field under a simultaneous application of microwave and pulsed field

## 参考文献

[1] G. Okano, Y. Nozaki. Appl. Phys. Express. 8, 013001

# Microwave assisted magnetization switching behaviors of the CoCrPt-oxide granular ECC medium

Yuming Lu, Satoshi Okamoto, Nobuaki Kikuchi, Osamu Kitakami

Institute of Multidisciplinary Research for Advanced Materials, Tohoku University, Sendai 980-8577, Japan

Microwave assisted magnetization switching (MAS) is one of the promising candidate technologies for future ultra-high density magnetic recording. Recently, our group gives an experimental verification of very large MAS effect on a perpendicular CoCrPt-oxide granular single layer<sup>1)</sup>. But the layer structure is relatively simple comparing with that of a widely adopted perpendicular CoCrPt-oxide high-density recording medium which has an exchange-coupled (ECC) multilayered structure. From the view point of practical application, it is essentially important to carry out the MAS measurements on the ECC CoCrPt-oxide granular medium to verify the potential for the microwave assisted magnetic recording. In this work, we systematically investigate the MAS behaviors of the ECC CoCrPt-oxide granular medium and have clearly found a significant reduction in coercivity under the assistance of rf fields. The anomalous Hall resistance of the device does not change during the rf pulse injection, indicating that the Joule heating effect is negligibly small.

The ECC CoCrPt-oxide granular film was grown on Ru underlayer by HGST Company. The magnetic element layers and underlayers were patterned into a rectangular shape of  $1 \times 3 \mu\text{m}^2$  and a cross shaped anomalous Hall effect (AHE) electrode, respectively, by using electron beam lithography and Ar ion etching. After covering the magnetic element with an insulating  $\text{SiO}_2$  layer, an Au stripe line with  $2 \mu\text{m}$  in width was fabricated just above the magnetic element. Flowing an rf current into the Au strip line generates a linearly polarized rf field of  $\sim 310$  Oe. The rf current is chopped into a pulse train with the pulse width of  $\tau_{\text{rf}} = 20$  ns  $\sim 100 \mu\text{s}$ .

Figure 1 shows the AHE curves under the assistance of rf field of  $\tau_{\text{rf}} = 2 \mu\text{s}$  at various rf frequencies  $f_{\text{rf}}$ . The rf-field-free coercivity of  $\sim 5$  kOe shifts to a smaller value with increasing the frequency  $f_{\text{rf}}$  until the coercivity reaches a minimum value of  $\sim 4.5$  kOe at rf frequency  $\sim 14$  GHz. Figure 2 shows the frequency dependent coercivity  $H_{\text{c,rf}}$  for  $\tau_{\text{rf}} = 20$  ns,  $2 \mu\text{s}$ , and  $100 \mu\text{s}$ . Contrary to our previous results which exhibit the very large  $\tau_{\text{rf}}$  dependent  $H_{\text{c,rf}}$  in CoCrPt-oxide granular single layer<sup>1)</sup>, very small  $\tau_{\text{rf}}$  dependent  $H_{\text{c,rf}}$  is found in the ECC CoCrPt-oxide granular film, suggesting the small thermal agitation effect in the ECC CoCrPt-oxide granular film. Detailed discussion on the MAS effect in the ECC CoCrPt-oxide granular film needs a further elaborate evaluation of thermal agitation effects with and without the microwave assistance. We greatly acknowledge the sample provision from HGST Japan, Ltd.

## Reference

- 1) S. Okamoto et al., Appl. Phys. Lett., 103, 202405 (2013).

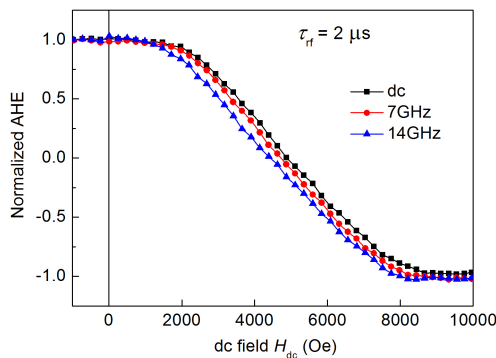


FIG. 1. AHE curves under pulsed rf fields with the pulse duration of  $2 \mu\text{s}$  at various frequencies.

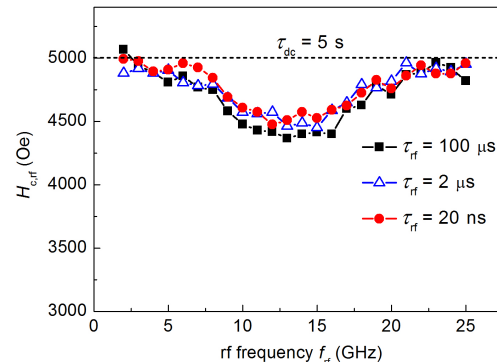


FIG. 2. Frequency  $f_{\text{rf}}$  dependence of coercivity  $H_{\text{c,rf}}$  under different pulse duration conditions.

## 反強磁性結合を有するマイクロ波アシスト記録用 CoCrPt グラニューラ垂直磁気記録媒体の磁化反転機構

中山湧稀, 草薙勇作, 島津武仁, 菊池伸明, 岡本 聡, 北上 修  
(東北大学)

Magnetization reversal of CoCrPt granular perpendicular media consisting of antiferromagnetically coupled grains for microwave assisted recording

Y. Nakayama, Y. Kusanagi, N. Kikuchi, S. Okamoto, T. Shimatsu, and O. Kitakami  
(Tohoku University)

**はじめに** 将来の高密度記録に用いる記録再生方式として, 結晶粒内で磁化を反強磁性結合させることで双極子相互作用を低減可能な反強磁性結合型(AFC) 媒体に, マイクロ波アシスト効果を用いて記録し, 強磁性共鳴により再生する方法が検討されている<sup>1,2)</sup>. これまでに我々は, CoCrPt-TiO<sub>2</sub> グラニューラ垂直記録媒体に Ru 中間層を用いて反強磁性結合を導入した AFC 媒体における, 磁化反転機構に関して研究を進めてきた<sup>3)</sup>. 本研究では, VSM, Kerr 効果, 異常ホール効果により磁化曲線を測定し, 磁化反転機構の議論を行うと共に, マイクロ波アシストが磁化機構に与える基礎検討を行った.

**実験方法** CoCrPt-TiO<sub>2</sub> グラニューラ媒体は DC マグネトロンスパッタ法により, ガラス基板上的 Ru 下地膜の上に室温で形成した. 2つの CoCrPt-TiO<sub>2</sub> グラニューラ層には Ru 中間層を介して反強磁性結合を導入し, 反強磁性結合を強めるために, Ru 中間層の上下に Co 層を挿入した. マイクロ波アシスト効果の測定は, このサンプルを 3 μm × 1.6 μm の矩形状に微細加工して行った.

**結果および考察** Fig.1, Fig.2 には磁性層の上下層膜厚が同じ AFC 構造(CoCrPt(4)/Co(0.7)/Ru(0.9)/Co(0.7)/CoCrPt(4), 単位 nm)について, VSM, および Kerr 効果により測定した磁化曲線をそれぞれ示す. 前者では, 残留磁化がほぼ 0 であり, AFC 構造が実現できている. しかし, Kerr 効果による測定では, 残留磁化が増加している. Kerr 効果による測定では原理的に表面に近い上層の信号が強く出たため, この結果は, 信号の弱い下層から優先的に反転する粒子が多いことを示唆している. この媒体に振幅 500 Oe, パルス幅 2 μsec, 周期 200 μsec のパルス高周波磁界を周波数 3 GHz~20 GHz まで 1 GHz ごとに印加しながら, 異常ホール効果を用いて磁化曲線を測定し, マイクロ波アシスト効果の測定を行った. その結果, 10 GHz において約 11 %の保磁力低減が確認された. この低減はマイクロ波アシストの効果と磁化の熱擾乱の影響が重畳されているため, 上下層の膜厚の異なる AFC 媒体の測定等を通して, 熱擾乱の影響を補正したマイクロ波アシスト効果について議論する.

### 参考文献

- 1) T. Yang T, H. Suto, T. Nagasawa, K. Kudo, K. Mizushima and R. Sato, *J. Appl. Phys.*, **114**, 213901 (2013).
- 2) H. Suto, T. Nagasawa, K. Kudo, K. Mizushima and R. Sato, *Nanotechnology*, **25**, 245501 (2014).
- 3) 中山湧稀, 堀田明良, 島津武仁, 菊池伸明, 岡本 聡, 北上修, 第 38 回日本磁気学会 学術講演会 3pE-2 (2014)

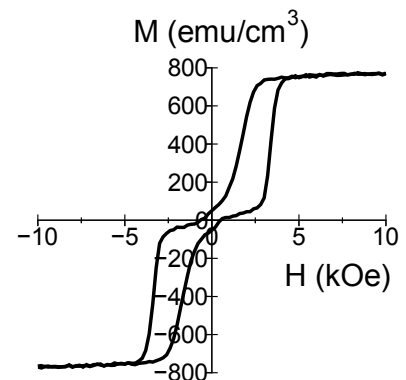


Fig.1 Magnetization curve for the AFC medium.

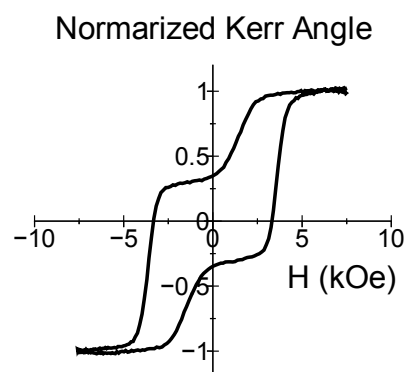


Fig.2 Kerr loop for the AFC medium.

## CoPt 基合金/グラニューラ積層媒体の実効ダンピングファクター

○日向 慎太郎<sup>a,b)</sup>, 斉藤 伸<sup>b)</sup><sup>(a)</sup>日本学術振興会特別研究員 (PD), <sup>(b)</sup>東北大学)

## Effective damping factor for CoPt based continuous/ granular stacked medium

○Shintaro Hinata<sup>a),b)</sup>, Shin Saito<sup>b)</sup><sup>(a)</sup>JSPS Research Fellow (PD), <sup>(b)</sup>Tohoku University)

**はじめに** マイクロ波アシスト磁気記録 (Microwave assisted magnetic recording: MAMR) は, トリレンマ課題打破に有用な技術として提案され, 近年実際の媒体へのアシスト磁化反転結果が報告され始めた<sup>1)</sup>. 実用化には第一世代として CoPt 基合金を用いたグラニューラ媒体の適用が検討されている<sup>2)</sup>. MAMR 媒体の材料開発にあたっては, 静的な磁気定数 (飽和磁化  $M_s$ , 一軸結晶磁気異方性定数など) に加え, 動的磁気定数, 特にマイクロ波への応答に関わる実効ダンピングファクター  $\alpha_{\text{eff}}$  および磁気回転比  $\gamma$  の把握が重要である. 一般に垂直磁気記録媒体では, 粒間交換結合の分散を抑制する目的でグラニューラ層上に極薄の非磁性中間層を介して異方性磁界の異なる CoPt 基合金薄膜を積層した積層構造が適用されており, マイクロ波を印加した際には, 磁氣的層間結合の強さに応じて角度差を有する上下層の磁化がほぼ同位相で歳差運動することが知られている<sup>3)</sup>. しかしながら, このような積層媒体の  $\alpha_{\text{eff}}$  については明らかとなっていない. 本研究では, 種々の CoPt 基グラニューラ層と CoPt 基合金層とを組み合わせた積層媒体について Q-band キャビティを用いて強磁性共鳴 (FMR) を測定し, 積層媒体の  $\alpha_{\text{eff}}$  の振る舞いについて検討したので報告する.

**実験結果** Fig. 1 には一例として種々の膜厚  $d_{\text{CL}}$  を有する CoPt 基合金薄膜層 (CL) を CoPt 基グラニューラ層 (GL) 上に直接積層させた  $\text{Co}_{82}\text{Cr}_{10}\text{Pt}_8$  ( $d_{\text{CL}}$  nm) /  $\text{Co}_{84}\text{Pt}_{16}\text{Cr}_{10}$ -8mol( $\text{SiO}_2$ ) (16 nm) 媒体の Q-band FMR 観測結果を示す. 外部磁界  $H_{\text{DC}}^{\text{ext}}$  は膜面直方向に印加した. GL (16 nm) および CL (4 nm) 単層 (図中灰色の実線) の FMR はそれぞれ共鳴磁界  $H_{\text{DC}}^{\text{res}} = 2.6$  および 10.5 kOe にほぼ同じ線幅で観測された. また, 積層媒体の  $H_{\text{DC}}^{\text{res}}$  は  $d_{\text{CL}}$  を増加させるにしたがい増加の傾向を示した.

Fig. 2 には積層媒体の (a) 共鳴磁界  $H_{\text{DC}}^{\text{res}}$  および (b)  $\alpha_{\text{eff}}$  の  $d_{\text{CL}}$  依存性を示す. (a) 中の実線には各単層膜の内部磁界 ( $H_k - 4\pi M_s$ ) および磁気回転比  $\gamma$  の加重平均値からの算出値  $H_{\text{DC}}^{\text{res, calc}}$  を示した.  $\alpha_{\text{eff}}$  は共鳴線幅  $\Delta H_{\text{DC}}^{\text{res}}$  から  $\alpha_{\text{eff}} = \gamma \Delta H_{\text{DC}}^{\text{res}} / 2\omega$  により導出した.  $H_{\text{DC}}^{\text{res}}$  は  $d_{\text{CL}}$  を 0 (GL 単層膜) から 4 nm へと増加させるにしたがい 2.6 から 4.5 kOe へと増加した. これらの値は  $H_{\text{DC}}^{\text{res, calc}}$  とほぼ対応しており, 積層化により媒体の内部磁界が平均化されたと考えられる. GL および CL 単層の  $\alpha_{\text{eff}}$  はそれぞれ 0.033 であり, ほぼ同値であった (図中細破線および点線). しかしながら, CL を GL 上に積層させ  $d_{\text{CL}}$  を 0 から 4 nm へと増加させるにしたがい, 0.033 から 0.053 へと大きく増加することが判明した. この傾向は, 積層媒体における  $\alpha_{\text{eff}}$  が CL および GL の  $\alpha_{\text{eff}}$  の加重平均値では定まらないことを示唆しており, 興味深い. 講演では他の GL および CL の組み合わせにおける結果も紹介し, 上記線幅変化のメカニズムについて考察する.

**参考文献** 1) Y. Nozaki *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **112**, 083912 (2012). 2) K. Yamada *et al.*, *Digest of the 24th Magn. Rec. Conference (TMRC)*, **24**, 64 (2013). 3) S. Hinata *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **109**, 083935 (2011).

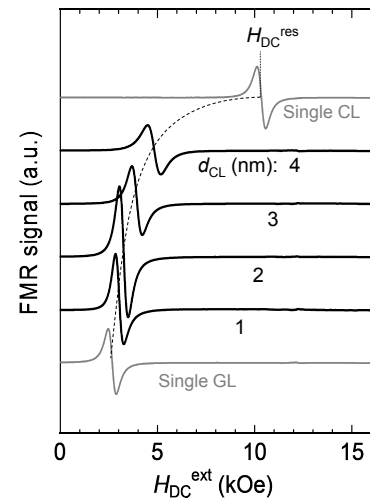


Fig. 1 FMR signal for stacked media with layered structure of CoPtCr ( $d_{\text{CL}}$ ) / CoPtCr-SiO<sub>2</sub> (16) / Ru (20) / Pt (6) / Ta (5) / sub.

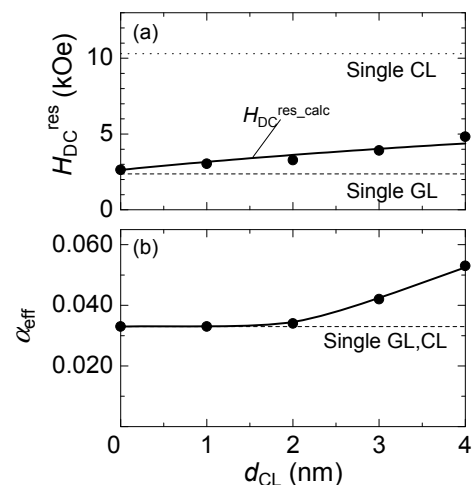


Fig. 2 FMR resonance field  $H_{\text{DC}}^{\text{res}}$  and effective damping factor  $\alpha_{\text{eff}}$  as a function of capping layer thickness  $d_{\text{CL}}$  for stacked media.



## 六方晶 $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$ 合金薄膜の原子層組成変調構造に及ぼす添加元素の効果 (I)

○日向 慎太郎<sup>a,b)</sup>, 山根 明<sup>b)</sup>, 齊藤 伸<sup>b)</sup>

(<sup>a)</sup>日本学術振興会特別研究員 (PD), (<sup>b)</sup>東北大学)

### Effect of additional element on compositional modulated atomic layered structure of the hexagonal $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$ alloy film (I)

○Shintaro Hinata<sup>a), b)</sup>, Akira Yamane<sup>b)</sup>, Shin Saito<sup>b)</sup>

(<sup>a)</sup>JSPS Research Fellow (PD), (<sup>b)</sup>Tohoku University)

**はじめに** マイクロ波アシスト磁気記録は、トリレンマ課題打破に有用な技術として提案され、近年実際の媒体へのアシスト磁化反転の結果が報告され始めた<sup>1)</sup>。実用化の際には第一世代としてCoPt基合金を用いたグラニューラ媒体の適用が検討されている<sup>2)</sup>。CoPt基合金磁性結晶粒の一軸結晶磁気異方性 ( $K_u$ ) を高めるためには、基板加熱成膜により組成の異なる原子層の交互積層構造 (原子層組成変調構造) を有する稠密面配向六方晶を形成させることが有効である<sup>3)</sup>。しかしながら、CoPt基合金を用いたグラニューラ媒体では、加熱成膜を行うと磁性結晶粒の  $K_u$  が合金薄膜の値の半分程度にまで低下してしまうことが判明している<sup>4)</sup>。この原因としてはグラニューラ化のために添加した非磁性粒界相に含まれる金属元素 (Si, Ti, ...etc) またはガス元素 (O等) が磁性結晶粒中に残存し、積層欠陥の発生や原子層組成変調構造形成の抑制が生じている可能性が指摘されているが、実験的には明らかにされていない。本講演では、 $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$  合金薄膜を基準として添加元素 (Si, Ti, Zr, Cr, W) の磁性結晶粒への固溶が結晶構造および  $K_u$  に与える影響について検討した結果を報告する。

**実験結果** Fig.1 には  $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$  合金へ元素Mを  $x$  at.% 添加し基板温度  $T_{\text{sub}} = 300$  °Cにて加熱成膜した  $(\text{Co}_{0.8}\text{Pt}_{0.2})_{100-x}\text{M}_x$  (M: Si, Ti, Zr, Cr, W) 薄膜の六方晶積層度合いの添加元素濃度依存性を示す。縦軸はIn-plane X線回折の 10.0 回折線の 11.0 回折線との比をローレンツ因子および原子散乱因子で補正した Corrected  $I_{10.0}/I_{11.0}$  である。副軸は Corrected  $I_{10.0}/I_{11.0}$  から統計的な手法を用いて算出した  $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$  合金が不規則相を形成した場合の fcc 原子積層出現割合  $P_{\text{fcc}}$  である<sup>5)</sup>。Corrected  $I_{10.0}/I_{11.0}$  は  $x = 0$  の  $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$  薄膜においては約 0.20 を示した。これはhcp原子積層中に導入されるfcc原子積層の出現割合が約 0.5 %であることを示唆している。添加の効果はM元素の族によって傾向が分かれており、CrおよびWを添加した試料では、10 at.%の添加においてもCorrected  $I_{10.0}/I_{11.0}$  に変化はほとんど見られなかった。また、TiおよびZrを添加した試料では値が低下し、0 から 5 at.%の添加で  $P_{\text{fcc}}$  は約 0.5 から 3 %に増大した。Siを添加した際には顕著な低下が見られ、わずか 2 at.%の添加で主としてfcc原子積層となることが判明した。

Fig. 2 には上記試料における原子層組成変調構造の形成度合いの  $x$  依存性を示す。縦軸はout-of-plane X線回折の超格子線の基礎線との比をローレンツ因子および原子散乱因子で補正した Corrected  $I_{\text{sup.}}/I_{\text{fund.}}$  である。Corrected  $I_{\text{sup.}}/I_{\text{fund.}}$  はM元素の添加により 0.015 から単調に減少した。Crでは 10 at.%添加しても組成変調構造が残った。しかしながらTiおよびWでは約 10 at.%, SiおよびZrでは約 4 %の添加でほぼ不規則相となった。上記結果から、Siは僅か 2 at.%の添加で  $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$  合金薄膜の六方晶積層および原子層組成変調構造の形成を著しく阻害することが判明した。したがってCoPt基合金のグラニューラ化において  $\text{SiO}_2$  を非磁性粒界相として使用する場合、化学量論組成の  $\text{SiO}_2$  形成が必須となる。講演では添加元素が  $K_u$  に与える影響についても報告する。

**参考文献** 1) Y. Nozaki et al., *J. Appl. Phys.*, **112**, 083912 (2012). 2) K. Yamada et al., *Digest of the 24th Magn. Rec. Conference. TMRC*, **24**, 64 (2013). 3) S. Saito, et al., *IEEE Trans. Magn.*, **50**, 3201205 (2014). 4) K. Tham, et al., *J. Appl. Phys.*, **115**, 17B752-1 (2014). 5) S. Saito, et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **42**, 145007-1 (2009).

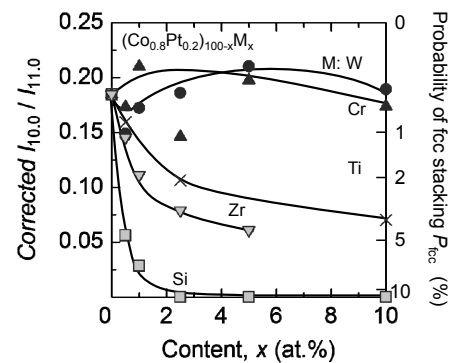


Fig. 1 Corrected  $I_{10.0}/I_{11.0}$  as a function of additional material M content  $x$  for  $(\text{Co}_{0.8}\text{Pt}_{0.2})_{100-x}\text{M}_x$  (M: Si, Ti, Zr, Cr, W) films.

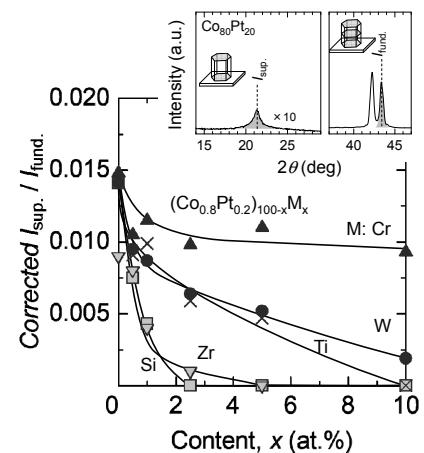


Fig. 2 Corrected  $I_{\text{sup.}}/I_{\text{fund.}}$  as a function of  $x$  for  $(\text{Co}_{0.8}\text{Pt}_{0.2})_{100-x}\text{M}_x$  films.

六方晶  $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$  合金薄膜の原子層組成変調構造に及ぼす添加元素の効果 (II)○日向 慎太郎<sup>a,b)</sup>, 山根 明<sup>b)</sup>, 斉藤 伸<sup>b)</sup><sup>(a)</sup>日本学術振興会特別研究員 (PD), <sup>(b)</sup>東北大学Effect of additional element on compositional modulated atomic layered structure of the hexagonal  $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$  alloy film (II)○Shintaro Hinata<sup>a), b)</sup>, Akira Yamane<sup>b)</sup>, Shin Saito<sup>b)</sup><sup>(a)</sup>JSPS Research Fellow (PD), <sup>(b)</sup>Tohoku University

**はじめに** 基板加熱成膜したグラニューラ媒体において磁性結晶粒の $K_u$ が合金薄膜の半分程度にまで低下してしまう要因について検討した. 本講演では, 添加元素 (O) の磁性結晶粒への残存が原子層組成変調構造および $K_u$ に与える影響について報告する.

**実験結果**  $\text{CoPt}$ 合金薄膜は,  $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$  ターゲットを使用し基板温度 $T_{\text{sub}} = 300^\circ\text{C}$ , 総ガス圧を $2.0\text{ Pa}$ に固定して,  $\text{Ar}$ 中の酸素分圧 $P_{\text{O}_2}$ を調節し作製した. Fig. 1には酸素を添加して基板加熱成膜した $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$ 合金の六方晶積層度合いの $P_{\text{O}_2}$ 依存性を示す. 副軸には $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$ 合金が不規則相を形成した場合のfcc原子積層の出現割合 $P_{\text{fcc}}$ を示す.  $P_{\text{fcc}}$ は $5 \times 10^{-4} < P_{\text{O}_2} < 5 \times 10^{-3}\text{ Pa}$ の領域 (図中灰色の領域) において5%以上を示しており, hcp原子積層中に導入される積層欠陥が $P_{\text{O}_2}$ が $10^{-5}\text{ Pa}$ の試料に比すると増大する傾向を示した.  $P_{\text{O}_2} > 2.5 \times 10^{-3}\text{ Pa}$ の領域においては急激に $P_{\text{fcc}}$ が減少し, ほぼ完全なhcp原子積層となることがわかった.

Fig. 2には上記試料における原子層組成変調構造の形成度合いの $P_{\text{O}_2}$ 依存性を示す. Corrected  $I_{\text{sup.}}/I_{\text{fund.}}$ は $P_{\text{O}_2} < 1 \times 10^{-3}\text{ Pa}$ の領域においてほぼ一定値を保っているが,  $P_{\text{O}_2} > 5 \times 10^{-3}\text{ Pa}$ の領域 (図中灰色の領域) においては急激に値が低下し,  $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$ 合金が不規則相を形成することが判明した.

Fig. 3にはVSMおよび磁気トルク計により評価した $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$ 合金薄膜の $K_{u1}$ ,  $K_{u2}$ ,  $K_u$  ( $K_{u1} + K_{u2}$ ) および $M_s$ の $P_{\text{O}_2}$ 依存性を示す.  $M_s$ は $P_{\text{O}_2} < 7.5 \times 10^{-3}\text{ Pa}$ の領域においてほぼ一定値を保っているが, それ以上の領域では急激に減少し,  $1 \times 10^{-2}\text{ Pa}$ では約半分まで低下した. また,  $K_u$ は $P_{\text{O}_2} < 1 \times 10^{-3}\text{ Pa}$ の領域までは $10^7\text{ erg/cm}^3$ 台の値を保持しているが, それ以上の領域 (図中灰色の領域) では値が $10^6\text{ erg/cm}^3$ 台にまで低下した. この結果は, 定性的には上記Corrected  $I_{10,0}/I_{11,0}$ とCorrected  $I_{\text{sup.}}/I_{\text{fund.}}$ との影響が重畳してもたらされたものと解釈できる. 以上の結果から, グラニューラ媒体の作製においてプロセス中に微量酸素が存在すると,  $\text{CoPt}$ 基合金が酸化する前に原子層組成変調構造が乱されて不規則相化し,  $K_u$ が低下することが示唆される. 当日は断面構造を直接透過電子顕微鏡で観察した結果を交えて議論する.

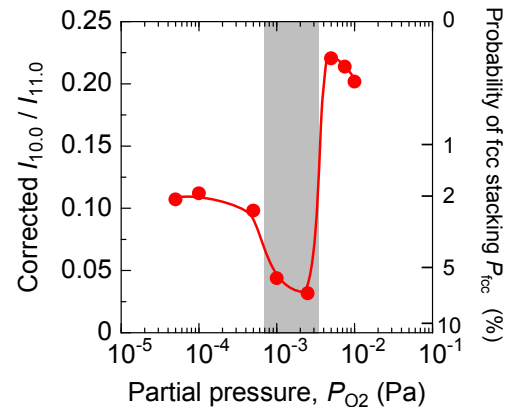


Fig. 1 Corrected  $I_{10,0}/I_{11,0}$  as a function of partial pressure of O  $P_{\text{O}_2}$  for  $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$  films.

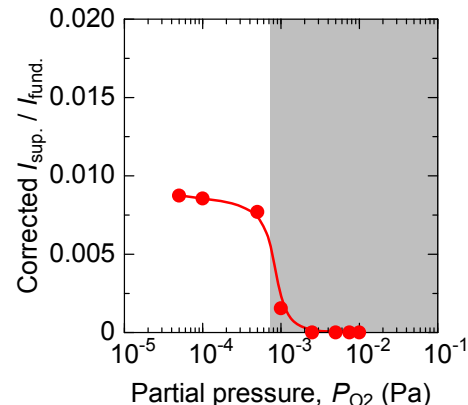


Fig. 2 Corrected  $I_{\text{sup.}}/I_{\text{fund.}}$  as a function of  $P_{\text{O}_2}$  for  $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$  films.

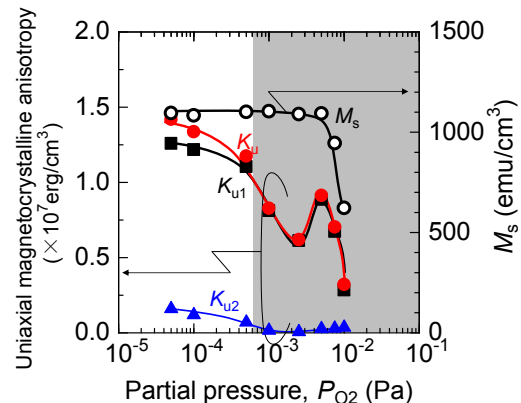


Fig. 3  $K_u$ ,  $K_{u1}$ ,  $K_{u2}$  and  $M_s$  as a function of  $P_{\text{O}_2}$  for  $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$  films.

# 積層記録層を有するハードディスクにおける 消磁磁区構造の磁場印加方向依存性

齋藤久紀, 杉田龍二  
(茨城大)

Dependence of demagnetized domain structure on applied field direction  
in hard disks with recording layers consisting of a stacked structure

H.Saito and R.Sugita  
(Ibaraki Univ.)

## はじめに

ハードディスク (HD) における記録層の消磁磁区構造を明らかにすることは、記録特性向上にとって有益である。市販 HD の記録層は、酸素を含まない磁性層 (上層) と酸素を含むグラニューラー磁性層 (下層) から成る積層構造を有しており<sup>1)</sup>、消磁磁区構造は消磁磁場印加方向に依存し、面内消磁した場合に漏れ磁場が最も低くなる<sup>2)</sup>。また、記録ヘッドにはトレーリングシールドが設けられており、記録磁場の面内成分を増加させることで媒体の磁化反転を容易にしている<sup>3)</sup>。本研究では、消磁磁区構造の磁場印加方向依存性を、上層と下層の消磁磁区構造の相違に着目して検討した。

## 実験方法

2種類の市販 HD (媒体 A 及び B) を用いた。媒体 A は、記録層が 3 nm の上層 (cap layer) と 13 nm の下層 (granular layer) から成る面記録密度 530 Gb/in<sup>2</sup> の capped 媒体、媒体 B は、記録層が 8 nm の上層 (hard layer) と 8 nm の下層 (granular soft layer) から成る面記録密度 120 Gb/in<sup>2</sup> の Exchange coupled composite (ECC) 媒体である。磁気力顕微鏡 (MFM) 観察に用いたサンプルを Table 1 にまとめる。

## 実験結果

Fig. 1 に垂直消磁または面内消磁されたサンプル A<sub>1</sub>, A<sub>2</sub>, B<sub>1</sub> 及び B<sub>2</sub> の MFM 像を示す。サンプル A<sub>1</sub> 及び B<sub>1</sub> における磁区サイズは、消磁磁場の印加方向に関わらず約 40~50 nm であり、面内消磁されたサンプル A<sub>1</sub> 及び B<sub>1</sub> からの漏れ磁場のコントラストは、垂直消磁された A<sub>1</sub> 及び B<sub>1</sub> に比べていずれも減少している。また、垂直消磁の場合、サンプル A<sub>1</sub> 及び B<sub>1</sub> の磁区サイズは、A<sub>2</sub> 及び B<sub>2</sub> とそれぞれほぼ等しいことが分かる。これは、垂直消磁の場合、下層が上層の影響を受け、両層が一体となった磁区が形成されたことを示している。一方、面内消磁の場合、サンプル A<sub>1</sub> 及び B<sub>1</sub> の磁区構造は A<sub>2</sub> 及び B<sub>2</sub> とはそれぞれ大きく異なっている。これは、面内消磁の場合、両層の磁区が一体化していないことを示している。以上の結果は、記録層構造の違いに依らず、印加磁場における面内成分の増加に伴い、上層及び下層の磁区構造が一体化しにくくなることを示している。

Table 1 Demagnetized samples used  
for MFM observation.

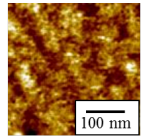
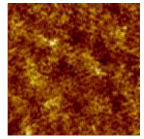
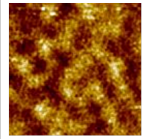
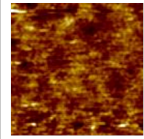
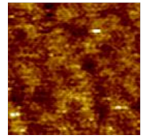
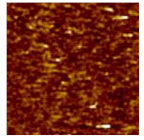
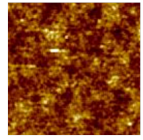
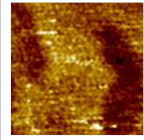
Sample	Remarks	Sample A <sub>1</sub>	Sample A <sub>2</sub>	Sample B <sub>1</sub>	Sample B <sub>2</sub>
A <sub>1</sub>	Medium A demagnetized perpendicularly or in-plane				
A <sub>2</sub>	Upper layer was etched from sample A <sub>1</sub>				
B <sub>1</sub>	Medium B demagnetized perpendicularly or in-plane				
B <sub>2</sub>	Upper layer was etched from sample B <sub>1</sub>				

Fig.1 MFM images of samples A<sub>1</sub>, A<sub>2</sub>, B<sub>1</sub> and B<sub>2</sub>.

## 参考文献

- 1) G. Choe, J. Park, *IEEE Trans. Magn.*, 47, 4058 (2011).
- 2) S. Sato, Y. Yamaguchi, T. Komine, and R. Sugita, *IEEE Trans. Magn.*, 48, 3181 (2012).
- 3) L. Guan, T. Shimizu, J. Smyth, M. Dovek, Y. Liu, and K. Takano, *IEEE Trans. Magn.*, 44, 107 (2008).