

## 位相的データ解析による

### ネオジム磁石の磁区構造からの特徴量抽出

寺嶋 悠貴<sup>1</sup>, 山田 拓洋<sup>1,2</sup>, 大林一平<sup>3,4,5</sup>, 赤木和人<sup>2,4</sup>, 平岡裕章<sup>2,3,5</sup>, 小嗣真人<sup>1,2</sup>  
(東京理科大学 1, MI<sup>2</sup>I-NIMS 2, 京都大学 3, 東北大学 AIMR 4, 理研 AIP センター 5)

Feature Quantity Extraction from magnetic domains of Neodymium magnet  
by Topological Data Analysis

Yuki Terashima<sup>1</sup>, Takumi Yamada<sup>1,2</sup>, Ippei Obayashi<sup>3,4,5</sup>, Kazuto Akagi<sup>2,4</sup>,  
Yasuaki Hiraoka<sup>2,3,5</sup>, Masato Kotsugi<sup>1,2</sup>

(Tokyo Univ. of Sci. 1, MI<sup>2</sup>I-NIMS 2, Kyoto Univ. 3, AIMR Tohoku Univ. 4,  
AIP center RIKEN 5)

#### はじめに

現在、地球温暖化対策の一環として低炭素化社会が推し進められている。その為自動車等で用いられるモーターの高性能化は必要不可欠なテーマとなっている。モーター用途の永久磁石は、高温域での低減磁、かつ保磁力が維持されることが要求されている。その一方で、マイクロな磁区構造とマクロな磁気特性の1つである保磁力の対応関係の構築は未だ完全には構築されていない。近年我々はトポロジーデータ解析手法の1つである Persistent Homology(PH)が磁区構造の記述子として有用であることを YIG 単結晶薄膜において示した。そこで本研究では実材料であるネオジム磁石を対象に、異なる加熱温度での磁区構造を PH 解析することで、温度依存性の特徴量抽出を試みた。

#### 実験方法

実験では PD の磁区構造の記述子としての有用性評価のため、熱消磁したネオジム磁石の異なる 10 箇所での磁区画像を取得した。解析の前処理として二値化を行い PH 解析を行った。解析結果として Persistent Diagram(PD)を得た。得た PD の類似度を cosine 類似度を用いて算出した。また熱減磁過程を追跡するため複数のネオジム磁石を各々室温から 400°C までの種々の加熱温度毎に異なる 10 箇所の磁区画像を PD 化した。

#### 実験結果・考察

熱消磁した異なる 10 箇所での磁区画像から出力した PD 間の cosine 類似度は 90.5% となった。類似度が十分に大きいため同一条件であれば異なる観測場所でも特徴量抽出が可能と確認できた。平均化した PD に対し NMF を行うと Fig.1 のようになった。Fig.1 は各プロットが各加熱温度での平均ベクトルを表している。またそれらが相関を持っていることを示唆している。よって NMF の結果、PD を介して磁区構造と加熱温度に相関があることが分かった。

当日は PD と温度と磁束密度の相関も議論する。本研究は将来磁性体におけるより高性能な物質の素早い発見に寄与すると期待される。

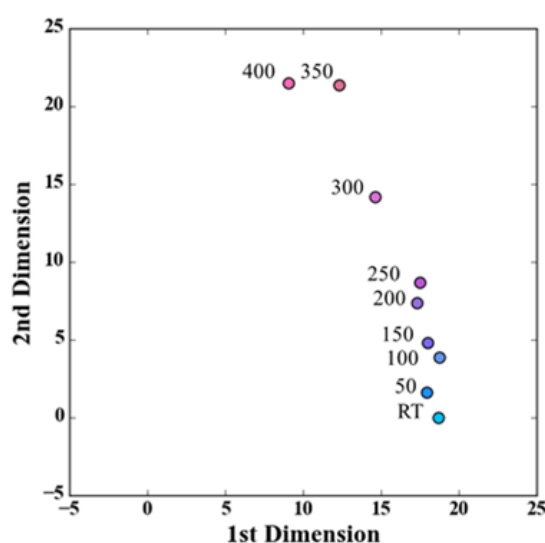


Fig.1 Non-negative Matrix Factorization (NMF) for mean vector of PDs converted magnetic domains varying in temperature from RT to 400°C into.

# 界面ジャロシンスキー守谷相互作用の終端磁化への影響

海谷 侑希<sup>1</sup>, 本多 周太<sup>1</sup>, 伊藤 博介<sup>1</sup>, 大澤 友克<sup>2</sup>

(<sup>1</sup>関西大学, <sup>2</sup>沼津工業高等専門学校)

Effect of the interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction on magnetic moments  
near ferromagnetic metal edges

Yuki Kaiya<sup>1</sup>, Syuta Honda<sup>1</sup>, Hiroyoshi Itoh<sup>1</sup>, and Tomokatsu Ohsawa<sup>2</sup>

(<sup>1</sup>Kansai University, <sup>2</sup>National Institute of Technology, Numazu College)

## 1. はじめに

強磁性細線中に形成された磁区を電流によって駆動させることは磁壁移動型磁気メモリや演算素子への応用に期待されている。Pt, Rhなどの重金属上に積層された強磁性体ナノ細線においては、界面ジャロシンスキー守谷相互作用(DMI)による磁区の生成やスピン注入による磁区の移動が注目されている。界面DMI寄与下の強垂直磁化膜のエッジ(fig. 1(a)点線部)においては、磁気モーメントが傾斜させられることが知られている。特に幅の狭いナノサイズの細線においてはエッジ部分の磁気モーメントの傾斜が細線全体へ影響を与える。しかし、エッジ磁化の傾斜が細線内部の磁化状態へ与える影響は明らかになっていない。そこで、界面DMI存在下の垂直磁化においてエッジの磁化状態がどのように変化するかを、解析とシミュレーションから調べる。

## 2. 計算方法

細線垂直方向に一軸の磁気異方性を持つ1次元強磁性細線を考える(fig. 1(b))。シミュレーションにはランダウ-リフシッツ方程式に基づいたマイクロマグネティックスシミュレーションを用いる。磁気パラメータの変化による細線中の磁化状態の傾斜を解析し、内部への影響を比較検証する。

## 3. 計算結果

エッジ近傍の磁気モーメント( $M_s \mathbf{m}$ )のシミュレーション結果を fig. 2 に示す。界面DMIによる強磁性体エッジへの影響を取り入れない条件下では、細線全体で磁化は異方性の方向を向き、エッジにおいても磁気モーメントは傾かなかった(fig. 2(a))。しかし、界面DMIによる強磁性体エッジへの影響を取り入れると、エッジ近傍の磁化が傾いた(fig. 2(b))。また、垂直磁気異方性( $K$ )を増加させると、エッジでの磁気モーメントの傾きと内部へ影響する長さは減少し(fig. 2(c))、交換相互作用( $A$ )を増加させるとエッジでの磁気モーメントの傾きは減少し内部へ影響する長さは増加した。このシミュレーション結果は $A$ 、 $K$ をパラメータとして計算されるエッジでの磁気モーメントの傾きや内部へ影響する長さの理論値と定性的に一致した。

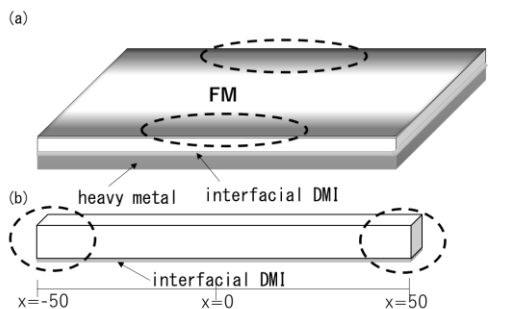


Fig. 1 (a) Interfacial DMI between a FM and a heavy metal and (b) its one-dimensional model.

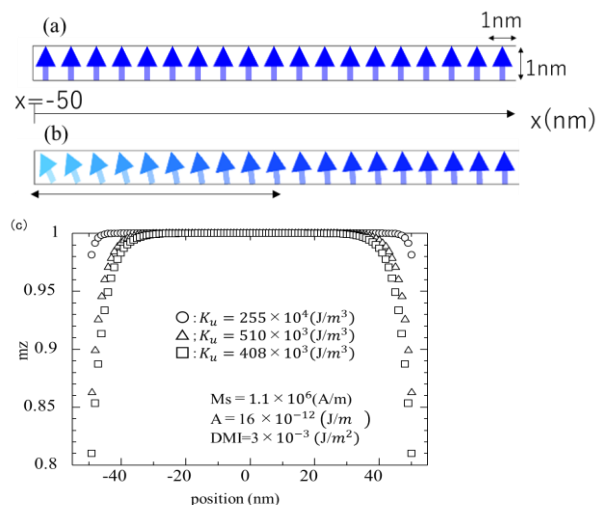


Fig. 2 Local magnetic moments using boundary condition (a) without / (b,c) with the effect of DMI.

## 参考文献

- 1) S. Rohart and A. Thiaville: Phys. Rev. B **88**, 18422 (2013)

## Voltage control of ferromagnetic resonance in FeRh/PMN-PT multiferroic heterostructures

Ming Zheng, Takamasa Usami, Tomoyasu Taniyama  
(Department of Physics, Nagoya University)

Voltage control of magnetism is promising for developing dense, fast, nonvolatile magnetic random access memory (MRAM) with low energy consumption and emerging spintronics [1]. Multiferroic heterostructures, exhibiting ferroelectricity and ferromagnetism simultaneously, have attracted much interest due to the ability of achieving electrically modulated magnetic states through magnetoelectric (ME) coupling and have led to many novel multiferroic devices [2]. Compared with conventional tunable magnetic devices, which are tuned by magnetic fields, these electrostatically tunable multiferroic devices are high-speed, compact, lightweight, and much more energy efficient.

In this study, we investigate voltage tuning of ferromagnetic resonance (FMR) in epitaxial  $\text{Fe}_{0.7}\text{Rh}_{0.3}$  (FeRh)/PMN-PT multiferroic heterostructures. A  $\text{SrTiO}_3$  thin layer was grown on (001)-oriented PMN-PT ferroelectric single crystals as a buffer layer using pulsed laser deposition (PLD). Subsequently, FeRh thin films were fabricated on  $\text{SrTiO}_3$ -buffered PMN-PT substrates using molecular beam epitaxy (MBE), followed by a 3 nm thick Rh film as a capping layer. An Au layer (100 nm) was coated on the backside of the PMN-PT substrate as a bottom electrode. Figure 1(a) shows the schematic of the FeRh/PMN-PT multiferroic heterostructures under an electric field.

Figure 1(b) depicts the frequency as a function of resonance field ( $H_{\text{FRM}}$ ) of the FeRh film when the PMN-PT substrate is under positive and negative poled states. We find that the  $H_{\text{FRM}}$  strongly depends on the polarization state of the PMN-PT. In a high frequency region ( $f > 10.5$  GHz), the  $H_{\text{FRM}}$  is almost same for the different polarization states. As the frequency reduces, there are two absorption peaks in  $S_{21}$  spectra. In a low frequencies region ( $f < 6.7$  GHz), the  $H_{\text{FRM}}$  at the negative poled state is smaller than that at the positive poled state (e.g.,  $\Delta H_{\text{FRM}} = 120$  Oe at  $f = 2.9$  GHz). These findings reveal that the FMR can be effectively controlled by electric field through ME coupling. Voltage dependence of Kerr signal was measured to explore the coupling mechanism for this FeRh/PMN-PT multiferroic heterostructures.

### Reference

- 1) Y. Tokunaga *et al*, Nat. Phys. 8, 838 (2012).
- 2) Y. Lee *et al*, Nat. Commun. 6, 5959 (2015).

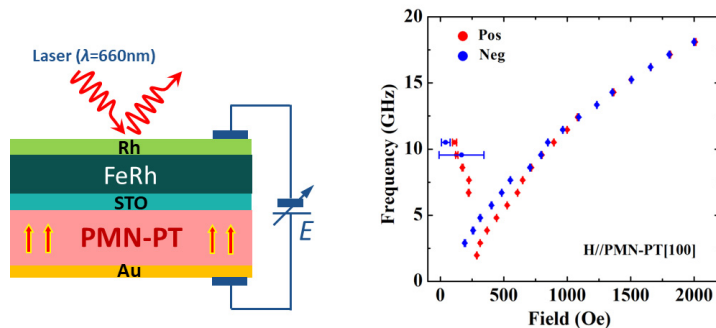


Fig. 1 (a) Schematic of the FeRh/PMN-PT multiferroic heterostructures and the electric field configuration for measurements of Kerr effect. (b) Frequency as a function of resonance field of the FeRh film when the PMN-PT substrate is under positive and negative poled states.

# 非破壊検査用磁気光学センサのためのグラニューラ薄膜の作製

西本光佑, 北原旭, 橋本良介\*, 後藤太一, 中村雄一, Pang Boey Lim, 内田裕久, 井上光輝  
(豊橋技科大, \*鈴鹿高専)

Fabrication of granular thin films for nondestructive testing magneto-optical sensor

K. Nishimoto, A. Kitahara, R. Hashimoto\*, T. Goto, Y. Nakamura, P. B. Lim, H. Uchida, M. Inoue  
(Toyohashi Univ. of Tech., \*NIT, Suzuka college)

## はじめに

主要な構造材料である鉄鋼が破壊される原因の一つに疲労亀裂があり、マイクロクラックと呼ばれる微小亀裂から進展する。高空間分解能な検査技術が開発されれば、破壊初期のマイクロクラックの検出が可能になり、安全性を高めることが期待される。一方、非破壊検査では欠陥の検出だけではなく、欠陥寸法の評価も重要である。傷探査法の一つとして磁気光学(Magneto-optical: MO)イメージング法<sup>1)</sup>があり、被検体表面に磁気光学薄膜を近づけて傷からの漏洩磁界を光で検出する。欠陥深さに応じて漏洩磁界の強度が変化するため深さ方向の寸法評価も可能になる。しかし、磁気光学薄膜は磁気飽和により深さ方向のダイナミックレンジが制限されるため、被検体への印加磁界の大きさを調整する必要があり、その結果、検査時間が長くなり、また磁性体の非線形性の影響などの問題がある。最近、小林らにより赤外域で大きな磁気光学効果が得られる FeCo-AlF<sub>3</sub> グラニューラ薄膜材料が開発された<sup>2)</sup>。そこで本研究では、取り扱いが容易な Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> などの媒体を用い、磁性グラニューラ薄膜が MO センサとして利用できるか検討し、深さ方向のダイナミックレンジが大きく、高速検査が可能な MO センサを開発することを目指す。

## 実験方法

本研究では、強磁性体として FeCo や NiFe などを用い、光透過性媒体として Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> を採用し、RF マグネトロンスパッタ装置 (HSR-551、島津製作所) を用いて、SiO<sub>2</sub> 基板の上にグラニューラ薄膜を作製した。磁化特性を振動試料型磁力計 (TM-VSM2614 83-HGG、玉川製作所) で測定し、透過率を紫外可視近赤外分光光度計 (UV-3150、Shimadzu) で測定し、ファラデー回転角の波長依存性を磁気光学効果測定装置 (J-1700FK、日本分光) で測定した。

## 実験結果

Fig. 1 に、基板加熱をしないで作製した厚さ 250 nm 薄膜の磁気特性を示す。実線と破線は、それぞれ面直および面内磁化を示す。保磁力が 40 Oe 程度であり、以前に使用した BiDyAl:YIG 膜の保磁力約 200 Oe<sup>3)</sup> と比較して十分に小さく、また面内・面直共に線形性が高く、漏洩磁界に対する感度が高くなり、センサとして用いる場合、有利であると考えられる。

Fig. 2 の実線と点線は作製した膜の透過率とファラデー回転角の波長依存性を示す。ファラデー回転角は 1100 nm 付近で 0 になるが、それより短波長側および長波長側で光が透過し、ファラデー回転角を利用することができる。特に、長波長側でのイメージングで使用する場合、透過率が大きくなる。

## 参考文献

- 1) 岩崎 勝博:「磁気光学素子を利用した磁気探傷技術」, 検査技術, 44-50, (2011).
- 2) N. Kobayashi et al., Scientific Reports, 8, 4978, (2018).
- 3) R. Hashimoto et al, Journal of the Magnetics Society of Japan, 39, 213, (2015).

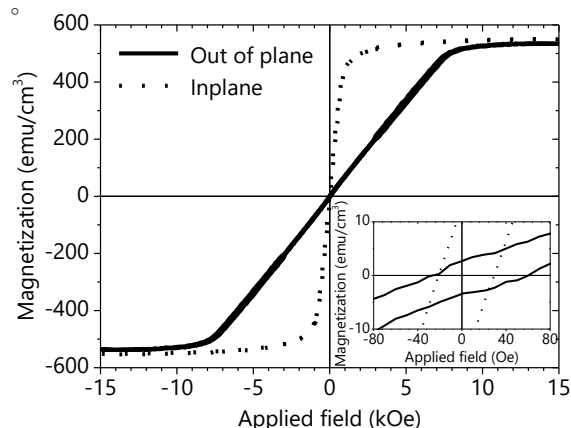


Fig. 1 Magnetic hysteresis curves

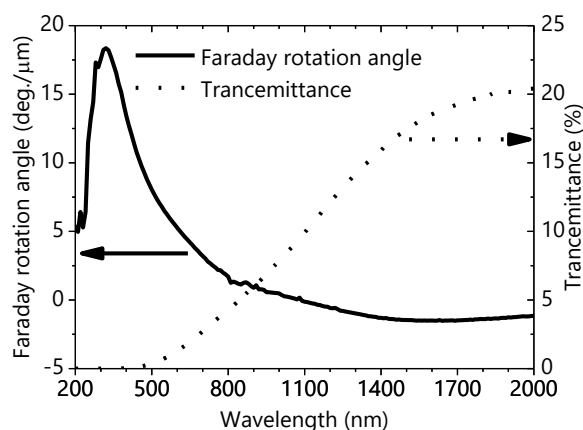


Fig. 2 Wavelength dependencies of transmittance and Faraday rotation angle

# 磁気表面プラズモン効果用 Ag/Fe<sub>100-x</sub>Gd<sub>x</sub>/Ag 三層薄膜構造の設計

宇田川嵩登、芦澤好人、中川活二

(日本大学)

Design of film structures of Ag/Fe<sub>100-x</sub>Gd<sub>x</sub>/Ag tri-layer for magneto-plasmonic effects

Takato Udagawa, Yoshito Ashizawa, and Katsuji Nakagawa

(Nihon Univ.)

## はじめに

表面プラズモンの励起が外部磁界により変化する磁気表面プラズモン効果<sup>1-3)</sup>が報告され、注目を集めている。先行研究において我々は、非固溶Ag-Co単層構造<sup>2)</sup>、Au/フェライト二層薄膜構造<sup>3)</sup>など複数の薄膜構造において磁気表面プラズモン効果を報告している。本効果を用いて感度の高い磁気センサへ応用するためには、磁界に対する大きな誘電率変化だけでなく、良好な軟磁気特性が要求される。そこで、軟磁気特性を示し、良好な磁気光学特性を示す<sup>4)</sup>ことで知られる非晶質Fe-Gd薄膜を用いた三層薄膜構造に着目した。金属多層薄膜構造では、すべての層の表面プラズモン効果への影響を考慮する必要があり、磁気表面プラズモン効果を得るための膜厚設計が課題となる。そこで本報告では、Ag/Fe-Gd/Ag三層薄膜構造の設計を検討した。

## フレネル係数を用いた反射率特性の理論値計算

Fig. 1に計算モデルを示す。Air/Ag<sup>top</sup>/Fe<sub>100-x</sub>Gd<sub>x</sub>/Ag<sup>bottom</sup>/Glassの5層構造における反射率特性を、フレネル係数を用いた以下の式

$$R_{12345} = \left| \frac{r_{12} + r_{2345} \exp(2ik_{z2}h_2)}{1 + r_{12}r_{2345} \exp(2ik_{z2}h_2)} \right|^2 \quad (1)$$

により算出した。波長は700 nmとした。屈折率 $n$ 及び消衰係数 $k$ は、Ag層では文献値<sup>5)</sup>を、Fe-Gd層では分光エリプソメトリーを用いて十分厚い薄膜で測定した値を用いた。Fig. 2にその $n$ と $k$ の波長依存性を示す。Fe-Gd層の組成は、エネルギー分散型X線分析法により評価し、Fe<sub>75</sub>Gd<sub>25</sub> (at.%)を用いた。

膜構造はAg<sup>top</sup>を5 nm、Fe-Gdを4 nmで固定し、Ag<sup>bottom</sup>の膜厚を $d = 5 \sim 50$  nmの範囲で変化した。反射率特性の理論値ではプラズモン励起角において反射率強度が最も小さくなる膜厚条件を評価した。結果をFig. 3に示す。反射率強度は30 nmのときに43.7°において最小値を示した。

**謝辞** 本研究は公益財団法人双葉電子記念財団の助成を受けた。

## 参考文献

- 1) J. B González-Díaz et. al, Phys. Rev. B, 76, 153402 (2007).
- 2) T. Tachikawa, et al., J. Magn. Soc. Jpn., 38, 135 (2014).
- 3) K. Narushima, et al., Jpn. J. Appl. Phys., 55, 07MC05 (2016).
- 4) Y. Mimura, N. Imamura, T. Kobayashi, A. Okada, and Y. Kushiro, J. Appl. Phys, 49, 1208 (1978).
- 5) D. W. Lynch and W. R Hunter, Handbook of Optical Constants for Solids, ed. E. D. Palik p. 285 (1985).

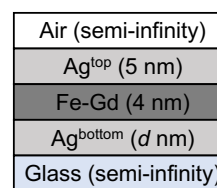


Fig. 1 Film structure

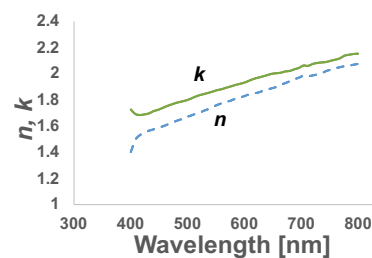


Fig. 2 Wavelength dependence of refractive index,  $n$  and extinction coefficient,  $k$  of a Fe<sub>75</sub>Gd<sub>25</sub> film.

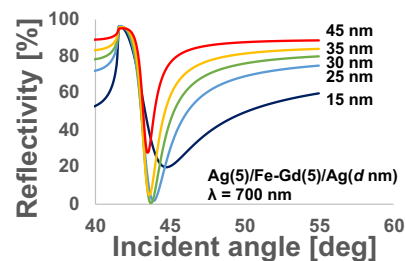


Fig. 3 Incident angle dependence of reflectivity for the Ag/Fe-Gd/Ag films.

## 軟磁性三層薄膜に関する磁気シミュレーション

○坂尚樹, 土田洋介, 鶴岡誠

(東京工科大)

### Micromagnetics Simulation for the Soft Magnetic Triple Layered Thin Film

○Naoki Saka, Yosuke Tsuchida, Makoto Tsuruoka

(Tokyo Univ. of Technology)

#### はじめに

三層構造・軟磁性積層薄膜においては外部磁界ゼロの状態では上下層が反平行に磁化している状態が得られ、いわゆる磁化困難軸方向に対して高周波における磁化応答が期待できると予想される<sup>[1]</sup>。例として、我々は積層膜(Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>/SiO<sub>2</sub>/Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>)を作製し、交流磁界に対する磁化応答を測定しているが、各層の膜厚等の至適条件を求めるために磁気シミュレーションの活用を検討している<sup>[2]</sup>。

#### 実験方法

まず、古典的に磁気モーメントの回転角度と角加速度との関係についてシミュレーションを行った。ここではNi<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>単層薄膜、および上記三層薄膜の磁化に対する単純なモデルとして、1つの磁気モーメント、および距離を隔てて反平行に向き合う2つの磁気モーメントについて検討した (Fig. 1, 2)。本シミュレーションの基本式として、回転に関する運動方程式(1)を用いた。力のモーメントを  $N$ 、慣性モーメントを  $I$ 、時間を  $t$ 、外部磁界と磁気モーメントとの角度を  $\theta$  とした。

$$N = I \frac{d^2\theta}{dt^2} \cdot \cdot \cdot (1)$$

#### 結果・考察

瞬間に一定の磁場が、1つ、または2つの磁気モーメントに加えられたとき、1つの磁気モーメントの方が2つの磁気モーメントより角加速度が大きかった (Fig. 3)。これは2つの磁気モーメントの場合、反平行に向き合うモーメント間で互いに引き合う磁気力が働くためであると考えられる (Fig. 2)。ただし実際の単層磁性薄膜では、磁気モーメントの数は1つでなく非常に多数のモーメント (スピン) 間の相互作用が働くため単層薄膜内に磁壁が生じ、磁気モーメントが回転するように並ぶことが実験で分かっている。そこで、市販のLLGマイクロマグネティックシミュレータを用いて、ニッケル鉄単層膜に対するシミュレーションを行った結果、磁気モーメントは、よく知られている亀甲パターン<sup>[3]</sup>に類似の分布状態となった (Fig. 4)。ところが、LLG方程式を用いた現状のシミュレータでは、いわゆる全電子スピンのシミュレーションは未だ困難である。今後、DM相互作用<sup>[4]</sup>を取り入れた Skyrmion に基づく計算法を応用することで、本磁性薄膜における全電子スピンの回転に関するシミュレーション<sup>[1]</sup>に近付くことが出来ると考えている。これにより、本研究における磁化応答の測定結果との比較を検討する。

#### 参考文献

- [1] 鶴岡, 東京工科大学研究報告, No.2, pp.27-32 (2007)
- [2] 藤尾, 荒井, 鶴岡, 応用物理学会春季講演会予稿集 (2004)
- [3] L. LANDAU, E. LIFSHITS Phys. Z. Sowjet. 8, pp. 153-169 (1935)
- [4] TORU MORIYA Phys. Rev Vol.120 pp. 91-98 (1960)

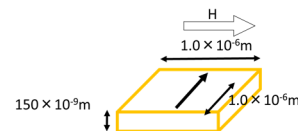


Fig. 1 A model of single magnetic moment for the mono-layer magnetic thin film.

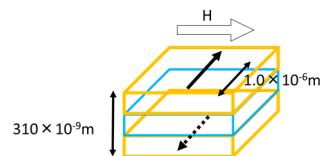


Fig. 2 A model of two anti-parallel magnetic moments for the triple layered magnetic thin film.

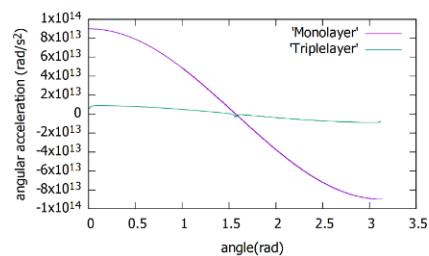


Fig.3 Angular acceleration of single magnetic moment and two anti-parallel moments.

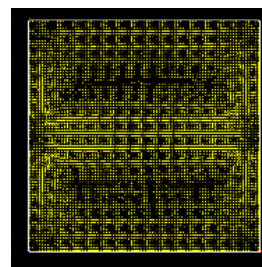


Fig.4 A result of moment distribution in mono-layer permalloy thin film like the typical hexagonal pattern, using LLG micromagnetics simulator.

中空  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  微粒子の磁化反転機構のマイクロマグネティクス計算

平野伸彦、小林悟、千葉桃子  
(岩手大理工)

Micromagnetic calculation of magnetization reversal mechanism for hollow  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  particle

N.Hirano, S.Kobayashi, M.Chiba  
(Iwate Univ.)

## はじめに

磁化反転過程において磁気モーメントが渦状に配列するスピボルテックス構造は、ナノ～ミクロンサイズの強磁性ディスクなどで広く観測されている。中空構造を持つ  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  サブミクロン粒子においてもこのスピボルテックスは確認されているが<sup>1)</sup>、その形成メカニズムや安定性はまだ十分に理解されていない。また生医学的応用の観点から、スピボルテックス状態を含む磁気状態と粒子形態の相関の解明が必要不可欠である。本研究では、マイクロマグネティクス計算を用いて、粒径および内径粒径比の異なる中空  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  サブミクロン粒子について、スピボルテックス形成における中空構造効果を調査したので報告する。

## 実験方法

OOMMF (Object Oriented Micro Magnetic Framework)により、粒径および内径粒径比の異なる単一中空  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  サブミクロン粒子の M-H 曲線を計算した。 $\text{Fe}_3\text{O}_4$  のパラメータとして、飽和磁化  $M_s=4.8 \times 10^5 \text{ A/m}$ 、交換ステイフネス  $A=1.2 \times 10^{11} \text{ J/m}$ 、異方性定数  $K=-1.1 \times 10^4 \text{ J/m}^3$  を用いた<sup>2)</sup>。最大磁場  $H_{\text{Max}}=500 \text{ mT}$ 、磁場ステップ  $\Delta H=10 \text{ mT}$  として計算を行った。

## 実験結果

Fig.1 に粒径 300nm、内径粒径比 0.25 の試料の M-H 曲線を示す。飽和状態から磁場を減少すると、急激に磁化が低下し(A 点)、再度磁化が大きく減少する(B 点)ことが分かった。これらは磁化反転過程におけるボルテックスの発生(A 点)と消滅(B 点)を表している。同様なボルテックス構造は他の粒径にも確認できるが、その発生磁場に差が見られた。Fig.2 に粒径を 200~400nm、内径粒径比を 0~0.75 で変化させた場合の発生磁場を示す。粒径の増大、あるいは内径粒径比の減少とともに、ボルテックスの発生磁場は増大した。また、粒径の増大とともに A 点での磁化の減少量が小さくなることが分かった。粒径が大きい場合には、エネルギー損失、特に交換相互作用による損失が少なくなるよう、強磁性的なスピ配列を保持しながらボルテックス構造へ連続的に移行しやすいと考えられる。また、中空粒子において、安定したボルテックス状態に至る過程で磁化が多段階的に減少することを見出した。これは固体粒子では見られない特徴である。中空構造によりスピ配列が制限されるため、ボルテックス形成が系全体で一斉に行われず、多段階に分かれた磁化反転が行われることを示唆している。以上の結果から、中空  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  粒子では、粒径および内径粒径比に依存してスピボルテックスの安定性が変化することが分かった。

## 参考文献

- 1) M.Chiba et al., AIP Advances 9, 035235(2019).
- 2) M.Fonin et al., Journal of Applied Physics 109, 07D315(2011)

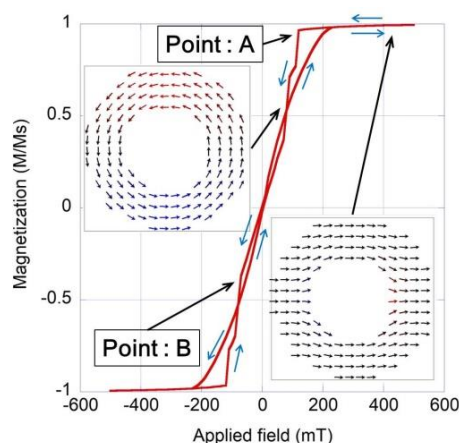


Fig.1 Hysteresis loop and spin map for hollow 300nm particle with an inner /outer diameter ratio of 0.25.

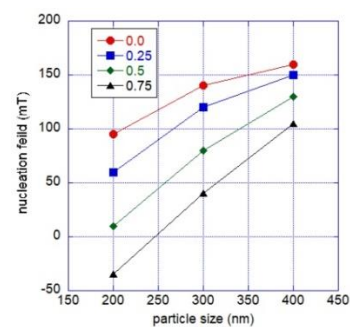


Fig.2 Particle size dependence of vortex nucleation field for different inner/outer diameter ratio.

# 異常価数の $\text{Cr}^{4+}$ をもつ層状物質 $\text{CrSe}_2$ における 反強磁性と分子クラスターの共存

小林慎太郎<sup>1</sup>、片山尚幸<sup>2</sup>、澤博<sup>2</sup>、道岡千城<sup>3</sup>、植田浩明<sup>3</sup>、吉村一良<sup>3</sup>  
(<sup>1</sup>JASRI、<sup>2</sup>名大、<sup>3</sup>京大)

Coexistence of antiferromagnetism and molecular clusters in a layered compound  $\text{CrSe}_2$  with anomalous valent  $\text{Cr}^{4+}$

S. Kobayashi<sup>1</sup>, N. Katayama<sup>2</sup>, H. Sawa<sup>2</sup>, C. Michioka<sup>3</sup>, H. Ueda<sup>3</sup>, and K. Yoshimura<sup>3</sup>  
(<sup>1</sup>JASRI, <sup>2</sup>Nagoya Univ., <sup>3</sup>Kyoto Univ.)

## 緒言

異常高価数である4価のCrをもつ化合物は、磁性と伝導性が組み合わさった新奇物性をしばしば示すことから注目されてきた。磁気テープにも応用された  $\text{CrO}_2$  の室温金属強磁性[1]、 $\text{K}_2\text{Cr}_8\text{O}_{16}$  で見出された強磁性下での金属絶縁体転移[2]、 $\text{NaCr}_2\text{O}_4$  で観測された反強磁性体における巨大磁気抵抗[3]などがその一例である。これらの特異な物性の背景には、 $\text{Cr}^{4+}$  の不安定な価数状態が関係していると考えられている。その中で、我々は、遷移金属ダイカルコゲナイド  $1T\text{-MX}_2$  ( $M$ =遷移金属元素、 $X$ =カルコゲン元素)の一種であり、形式価数4価のCrを含む  $1T\text{-CrSe}_2$  に着目し、研究を進めてきた。 $1T\text{-MX}_2$  の多くが磁気秩序を示さず、分子クラスターを形成するのに対し、 $1T\text{-CrSe}_2$  の基底状態は反強磁性金属である[4,5]。さらに、この化合物は、磁気特性および電気伝導性が大きく変化する二段階の構造相転移を示すことから、分子クラスターの形成と反強磁性秩序を同時に示している可能性がある。一般に、分子クラスターを形成する化合物は、非磁性状態の基底状態が安定であることから、反強磁性と基底状態を実現しているとすれば興味深い。そこで、本研究では、 $\text{CrSe}_2$  の逐次構造相転移に伴う構造変化を解明するために、放射光 X 線回折測定を行った。

## 実験方法

$\text{CrSe}_2$  は固相反応法で得ることはできず、前駆体  $\text{K}_x\text{CrSe}_2$  からのアルカリ金属のデインターカレーション法により合成した[4,6]。また、物性比較を行う試料として、 $\text{CrSe}_2$  の Se サイトに、S を部分置換した  $\text{Cr}(\text{Se}_{0.95}\text{S}_{0.05})_2$  を合成した。得られた粉末試料を用いて SPring-8 BL02B2 にて、放射光 X 線回折測定を行った。

## 実験結果

詳細な構造解析から、 $\text{CrSe}_2$  は逐次構造相転移に伴い、2 段階に Cr の直線型三量体を形成することが明らかになった(図 1) [6]。つまり、 $\text{CrSe}_2$  は分子クラスターと反強磁性が共存した特異な基底状態を実現していることになる。この基底状態形成の起源を明らかにするため、S 部分置換を行った  $\text{Cr}(\text{Se}_{0.95}\text{S}_{0.05})_2$  の構造、磁性、伝導性を調べたところ、基底状態が長距離分子クラスターを形成しない非磁性絶縁体であることが明らかになった。両者の構造比較を行ったところ、層間アニオン間距離が  $\text{Cr}(\text{Se}_{0.95}\text{S}_{0.05})_2$  において大きく伸長していたことから、層間のアニオン結合の有無が両者の物性の違いの要因であると考えられる。当日は、本系の特異な物性と Cr の異常高価数状態の関係性に関して議論する。

## 参考文献

- [1] B. L. Chamberland, *CRC Crit. Rev. Solid State Sci.* **7**, 1 (1977).  
M. A. Korotin, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4305 (1998).
- [2] K. Hasegawa *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 146403 (2009).
- [3] H. Sakurai *et al.*, *Angew. Chem.* **124**, 6757 (2012).
- [4] S. Kobayashi *et al.*, *Phys. Rev. B* **89**, 054413 (2014).
- [5] J. Sugiyama *et al.*, *Phys. Rev. B* **94**, 014408 (2016).
- [6] S. Kobayashi *et al.*, *Inorg. Chem. (ASAP)*, 2019.

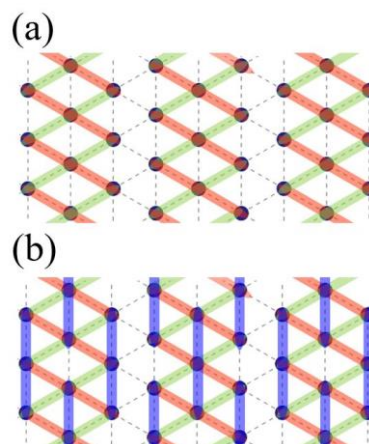


図 1. (a)中間温度相、(b)低温相における Cr の直線型三量体の配列[6]。



## 鉄系超伝導体 $\text{Sr}_2\text{VFeAsO}_{3-\delta}$ ( $\delta = 0.150$ ) の自発磁化

岩崎秀<sup>1</sup>, 足立伸太郎<sup>2</sup>, 高野義彦<sup>2</sup>, 山口道太郎<sup>1</sup>, 木方邦宏<sup>3</sup>, 李哲虎<sup>3</sup>, 神原陽一<sup>1,4</sup>  
<sup>1</sup>慶應義塾大学, <sup>2</sup>物質・材料研究機構, <sup>3</sup>産業技術総合研究所, <sup>4</sup>慶大スピンセンター

Spontaneous magnetization in iron-based superconductor  $\text{Sr}_2\text{VFeAsO}_{3-\delta}$  ( $\delta = 0.150$ )  
 S. Iwasaki<sup>1</sup>, S. Adachi<sup>2</sup>, Y. Takano<sup>2</sup>, M. Yamaguchi<sup>1</sup>, K. Kihou<sup>3</sup>, C. H. Lee<sup>3</sup>, Y. Kamihara<sup>1,4</sup>  
<sup>1</sup>Keio Univ., <sup>2</sup>NIMS, <sup>3</sup>AIST, <sup>4</sup>CSRN, Keio Univ.

### 緒言

鉄系超伝導体 [1]  $\text{Sr}_2\text{VFeAsO}_{3-\delta}$  は、酸素欠損量  $\delta$  が  $0.031 \leq \delta \leq 0.145$  でバルク超伝導を示す[2]. また、 $0.124 \leq \delta \leq 0.631$  で V-3d 電子に起因するフェリ磁性を示す[2].  $\text{Sr}_2\text{VFeAsO}_{3-\delta}$  はフェリ磁性と超伝導をともに示す  $\delta = 0.145$  で 37.1 K [2] と比較的高い超伝導転移温度 ( $T_c$ ) を示す. このような超伝導相とフェリ磁性の相関関係を明らかにするために、フェリ磁性の自発磁化を定量的に評価する必要がある. バルク超伝導を示さない  $\delta$  領域では  $\text{Sr}_2\text{VFeAsO}_{3-\delta}$  の自発磁化を定量的に評価できる.

本稿では、バルク超伝導を示さず V-3d 電子に起因するフェリ磁性を示すと報告されている  $\text{Sr}_2\text{VFeAsO}_{3-\delta}$  ( $\delta = 0.150$ ) が自発磁化を有することを示し、定量的に評価した.

### 方法

$\text{Sr}_2\text{VFeAsO}_{3-\delta}$  (仕込み  $\delta = 0.20$ ) の多結晶試料は、石英管を用いた固相反応法により合成し、その後ホットプレス (HP) した. 得られた試料に対して、X線回折 (XRD), および、磁化率測定を行った. 磁化率 ( $M$ ) の磁束密度 ( $\mu_0 H$ ) 依存性において高磁場側のプロットを用いて最小二乗法により近似直線を決定した. この直線の切片を  $M_{s\text{-linear}}$  と定義した. また、5 K と 10 K の 2 点の延長線の垂直軸切片を 0 K における  $M_{s\text{-linear}}$  として定義した.

### 結果と考察

Figure 1(a) に 5 K から 350 K における多結晶  $\text{Sr}_2\text{VFeAsO}_{3-\delta}$  [ $\delta = 0.150(2)$ ] の磁化率 ( $M$ ) の磁束密度 ( $\mu_0 H$ ) 依存性を示す. Figure 1(b) は 5 K, 10 K, 20 K における  $M$ - $\mu_0 H$  プロットを  $0 \text{ mT} \leq \mu_0 H \leq 1 \text{ mT}$  の範囲で拡大した図である. Figure 1(c) は  $M$ - $\mu_0 H$  プロットから求められた自発磁化の温度依存性である. このとき、 $M_{s\text{-linear}}(0 \text{ K}) = 45.5 \text{ m}\mu_B/\text{f.u.}$  であった.

### まとめと今後の展望

高純度の  $\text{Sr}_2\text{VFeAsO}_{3-\delta}$  [ $\delta = 0.150(2)$ ] 多結晶試料は  $T < 300 \text{ K}$  において自発磁化を示した. 0 K 外挿により求められた  $M_{s\text{-linear}}(0 \text{ K})$  は  $45.5 \text{ m}\mu_B/\text{f.u.}$  であった. 今後は異なる  $\delta$  の  $M_{s\text{-linear}}(0 \text{ K})$  を定量し、超伝導と  $M_{s\text{-linear}}(0 \text{ K})$  の相関関係を解釈する.

### 参考文献

- [1] Y. Kamihara, et al., J. Am. Chem. Soc. **130**, 3296 (2008).  
 [2] Y. Tojo et al., J. Phys.: Condensed matter **31**, 115801 (2019).

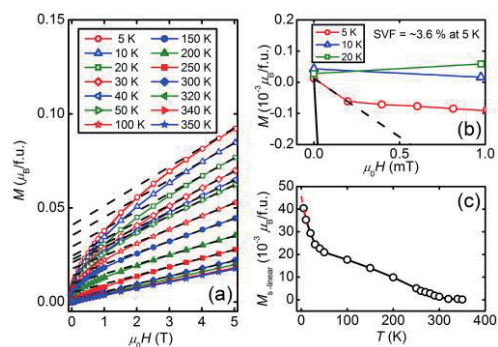


Fig. 1 (a) Magnetic flux density dependence ( $\mu_0 H$ ) of magnetization ( $M$ ) at temperatures ( $T$ ) from 5 K to 350 K for  $\text{Sr}_2\text{VFeAsO}_{3-\delta}$  [ $\delta = 0.150(2)$ ]. (b) Expanded view of (a) at  $\mu_0 H = 0\text{--}1 \text{ mT}$  for  $T = 5 \text{ K}, 10 \text{ K},$  and  $20 \text{ K}$ . (c)  $T$  dependence of  $M_{s\text{-linear}}$  obtained from  $M$ - $\mu_0 H$  curves.

## $\alpha$ -RuCl<sub>3</sub>/Pt における磁気抵抗効果

平田雄翔<sup>A</sup>, 田中秀数<sup>B</sup>, 栗田伸之<sup>B</sup>, 森山貴広<sup>A</sup>, 小野輝男<sup>A,C</sup>  
(京大化研<sup>A</sup>, 東工大理<sup>B</sup>, 阪大 CSRN<sup>C</sup>)

### Magnetoresistance in an $\alpha$ -RuCl<sub>3</sub>/Pt

Yuushou Hirata<sup>A</sup>, Hidekazu Tanaka<sup>B</sup>, Nobuyuki Kurita<sup>B</sup>, Takahiro Moriyama<sup>A</sup>, and Teruo Ono<sup>A,C</sup>  
(<sup>A</sup>ICR, Kyoto University, <sup>B</sup>Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, <sup>C</sup>CSRN, Osaka University)

#### Introduction

Recently an  $\alpha$ -RuCl<sub>3</sub> has emerged as a primal candidate for hosting a Kitaev Quantum Spin Liquid [1] and has been attracting great attentions. In this study, we investigated the magnetoresistance [2] in Pt/ $\alpha$ -RuCl<sub>3</sub> bilayers at low temperatures where the Kitaev QSL state and zigzag antiferromagnetic state [3] are expected to emerge.

#### Experimental method

We transferred an  $\alpha$ -RuCl<sub>3</sub> flake on a SiO<sub>2</sub> substrate by exfoliating with the Scotch tape and then deposited 3 nm-thick Pt on top of it. The bilayer was patterned into a 50  $\mu$ m wide Hall bar using e-beam lithography technique. The rotation angles ( $\alpha, \beta, \gamma$ ) and the measurement configurations are defined in Fig. 1(a).

#### Experimental results

Fig. 1(b) shows the temperature dependence of magnetoresistance normalized to the base corresponding resistance ( $\Delta R_{xx}/R_{xx} = \Delta\rho_{xx}/\rho_{xx}$ ) obtained for the three field rotations. Below 50 K,  $\Delta\rho_{xx}/\rho_{xx}$  increase with decreasing temperature for both  $-\beta$  and  $-\gamma$  rotations. In the presentation, we will discuss the temperature dependence of  $\Delta\rho_{xx}/\rho_{xx}$  with respect to the temperature dependence of magnetic state of an  $\alpha$ -RuCl<sub>3</sub>.

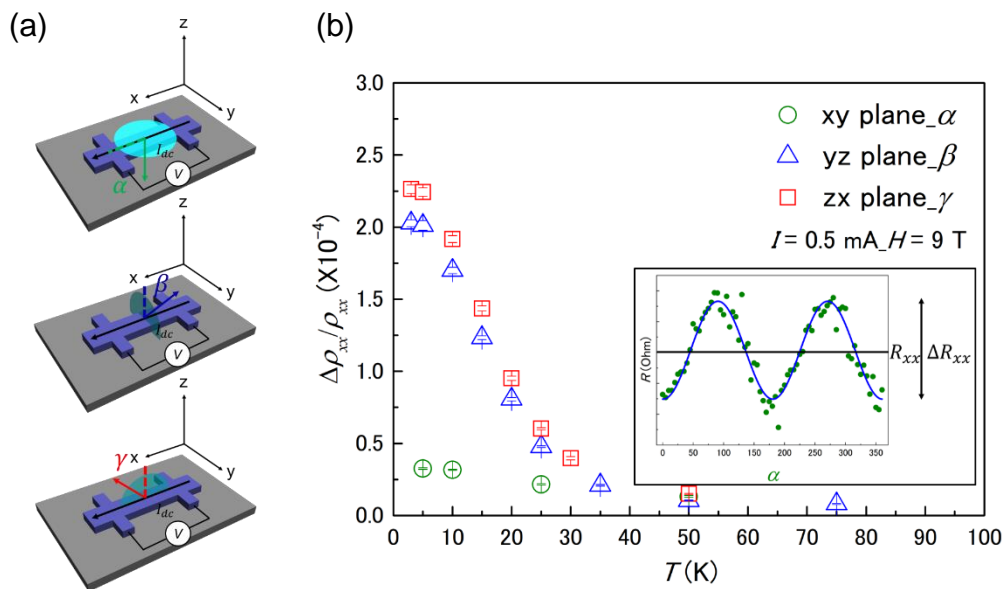


Fig. 1 (a) The measurement configurations. (b) Temperature dependence of  $\Delta\rho_{xx}/\rho_{xx}$  obtained at 9 T. Inset: the angular dependence of the longitudinal resistance  $R_{xx}(\alpha)$  at 5 K.

[1] A. Kitaev, Ann. Phys. **321**, 2 (2006).

[2] H. Nakayama *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110** 206601 (2013).

[3] R. D. Johnson *et al.*, Phys. Rev. B **92** 235119 (2015).

# Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>(001)/MgO(001)/Fe(001)強磁性トンネル接合における

## 負のトンネル磁気抵抗効果

安井彰馬、岡林潤\*、柳瀬隆\*\*、島田敏宏\*\*、長浜太郎\*\*

(北大総化院、\*東大理、\*\*北大工)

Inverse tunnel magnetoresistance in Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>(001)/MgO(001)/Fe(001) magnetic tunnel junctions

S. Yasui, J. Okabayashi\*, T. Yanase\*\*, T. Shimada\*\*, T. Nagahama\*\*

(Hokudai CSE, \*Univ. of Tokyo, \*\*Hokudai Eng.)

### はじめに

Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>は逆スピネル構造を持つフェリ磁性酸化物であり、室温より十分高いキュリー温度を持つ。格子定数はMgOのほぼ2倍であり、Fe/MgO系の多層膜と組み合わせてエピタキシャル成長することが可能である。また、スピン分極率が負であり、かつ非常に高いことが予想されており、高性能なスピントロニクス材料として期待されている [1]。特にTMR素子においては大きな磁気抵抗効果が期待されることから、多くの研究が報告された。しかし、現在まで大きなTMR比は観測されておらず、その符号も研究グループによりまちまちである [2]。そのように安定した磁気伝導現象が観測されない理由として、逆位相界面による磁化過程の変調やFe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>の界面磁性の複雑さが指摘されているが、明確な理由は明らかではない。本研究では、Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>(001)/MgO(001)/Fe(001)トンネル接合を作製して、その磁気トンネル伝導について調べた。また、Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/MgO薄膜のXMCD測定を行い、Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>層のFeイオンの状態について検討した。

### 実験方法

試料作製には反応性分子線エピタキシー法を用いた。到達真空度は10<sup>-8</sup>Pa台である。作製した接合の構造は、MgO(100)基板/MgO/NiO/Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/MgO/Fe/Auとした。結晶性の評価にはRHEED、XRDを用い、エピタキシャル成長していることを確認した。磁気トンネル伝導特性の評価をするために、フォトリソグラフィ、Arイオンミリング、スパッタを用いて微細加工を行い、10×10μm<sup>2</sup>のトンネル接合を作製した。作製した素子を用いてI-V測定や磁気抵抗効果の測定を行った。XMCDの測定にはKEK-PFのBL-7Aを用いた。

### 結果・考察

磁気抵抗の測定の結果、室温で-10%、80Kで約-55%のTMR効果を観測した。図1に80KでのTMR曲線を示す。Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-MTJで-50%を超えるTMR比はこれまで報告されていない。また、TMR比が負の値を示したことはバンド計算による負のスピン分極率と一致する。またTMR曲線からFe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>はなだらかに磁化反転し、角型比の小さい曲線となっている。このことは反平行磁化状態が不十分であることを示しており、磁化過程の改善あるいは保磁力の大きなピン層の開発により、更に大きなTMR比が実現できることを示唆している。また、温度変化については、温度の低下とともにTMR比は単調に増大し、Verwey転移に由来するトンネル伝導の異常などは観測されなかった。

### 参考文献

- 1) A. Yanase and K. Siratori, J. Phys. Soc. Jpn. 53, 312-317 (1984).
- 2) M. Opel et al., Phys. Status Solidi A 208 232 (2011).

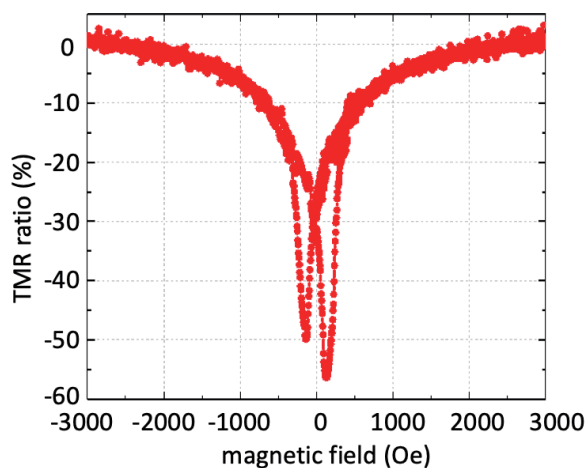


図1. 80KにおけるFe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/MgO/FeのTMR曲線。

## 全酸化物エピタキシャル界面におけるスピンプンピング

寺林 真輝<sup>1</sup>、関 真一郎<sup>2,3</sup>、高木 里奈<sup>2,3</sup>、中村 優男<sup>2</sup>、川崎 雅司<sup>2,3</sup>、  
石橋 幸治<sup>2</sup>、齋藤 智彦<sup>1</sup>、○松野 丈夫<sup>2,4,5</sup>

(1.東理大理、2.理研 CEMS、3.東大工、4.阪大理、5.JST さきがけ)

### Spin pumping in all-oxide epitaxial interfaces

Masaki Terabayashi<sup>1</sup>, Shinichiro Seki<sup>2</sup>, Rina Takagi<sup>2,3</sup>, Masao Nakamura<sup>2</sup>, Masashi Kawasaki<sup>2,3</sup>,  
Koji Ishibashi<sup>2</sup>, Tomohiko Saitoh<sup>1</sup>, ○Jobu Matsuno<sup>2,4,5</sup>

(1. Tokyo Univ. of Sci., 2. RIKEN CEMS, 3. Univ. of Tokyo, 4. Osaka Univ., 5. JST PRESTO)

### 研究背景

スピン流熱電変換は IoT センサーノードの自立電源などに適用できるエネルギーハーベスティング技術として注目を集めている。その素子は磁性絶縁体と非磁性金属との 2 層膜で構成され、前者で温度差から生成されたスピン流が (スピンゼーバック効果)、後者に注入されて電圧へと変換される (逆スピホール効果)。Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> (YIG) - Pt の組み合わせを用いた研究が先行しているが<sup>1)</sup>、YIG が単結晶、Pt が多結晶であるため、その界面は乱雑である。スピン流が界面を通して非磁性金属に注入される際、理想的な界面ではより高い注入効率が期待される。本研究では原子層レベルで平坦な界面を形成できるペロブスカイト型酸化物を用いて、エピタキシャル界面におけるスピン流の測定を行い、界面がスピン流注入効率に与える影響の解明を目指す。

### 実験方法

理想的な界面を得る組み合わせとして磁性絶縁体に La<sub>2</sub>NiMnO<sub>6</sub> (LNMO)、非磁性金属に SrIrO<sub>3</sub> (SIO) を選択し、2 層膜試料をパルスレーザー堆積法 (PLD) により LSAT(001) 基板上に作製した<sup>2)</sup>。この試料に対して、磁性層において強磁性共鳴 (FMR) により生じたスピン流を非磁性層に注入し、逆スピホール電圧として検出する手法であるスピンプンピング測定を行うことで評価を行った。

### 実験結果

フォトリソグラフィにより FMR 用導波路を含むデバイスを形成することにより、エピタキシャル界面 LNMO - SIO のスピンプンピング信号を確認することができた [FIG. 1(b)]。この結果を用いて、当日は LNMO - Pt<sup>3)</sup> と LNMO - SIO による逆スピホール電圧の比較を通して、エピタキシャル界面がスピン注入効率に与える影響について議論する。

### 参考文献

- 1) A. Kirihara *et al.*, Nat. Mater. **11**, 686 (2012).
- 2) M. Kitamura *et al.*, Appl. Phys. Lett. **94**, 132506 (2009).
- 3) Y. Shiomi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **113**, 266602 (2014).

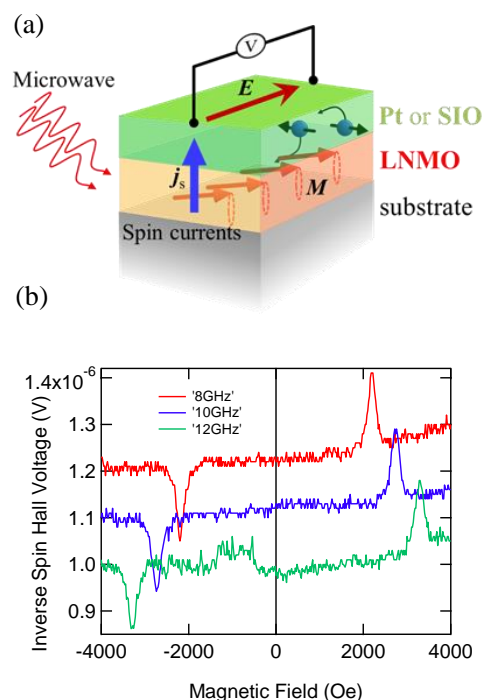


FIG. 1. (a) Schematics of spin pumping measurement. (b) The inverse spin Hall voltage for the LNMO-SIO film. The microwave incident power is 24 dBm. The measurements was performed at 270 K.

## SrO 障壁層を有する単結晶磁気トンネル接合の磁気抵抗効果

昆慎太郎\*\*\*、A. Spiesser\*、安川雪子\*\*、湯浅新治\*、齋藤秀和\*  
 (\*産業技術総合研究所 スピントロニクス研究センター、\*\*千葉工業大学)

Tunneling magnetoresistance in fully epitaxial magnetic tunnel junction with SrO tunnel barrier

S. Kon\*\*\*, A. Spiesser\*, Y. Yasukawa\*\*, S. Yuasa\*, and H. Saito\*  
 (\*AIST Spintronics Research Center, \*\*Chiba Institute of Technology)

### はじめに

Si 中へのスピン偏極電子注入・検出用強磁性電極として、Fe/MgO(001) 接合が広く用いられている。最近、我々は Si に注入したトンネル電流のスピン偏極率 ( $P$ ) と MgO 障壁層膜厚 ( $d_{\text{MgO}}$ ) の関係を調べ、MgO 膜厚が比較的厚い ( $d_{\text{MgO}} = 2 \text{ nm}$ ) 場合に 90% に達する  $P$  を観測したり。一方で、 $P$  は  $d_{\text{MgO}}$  の減少で著しく低下し、この原因として MgO と Si 間の大きな格子ミスマッチ (29%) に起因する MgO/Si 界面近傍での MgO の結晶性の乱れに起因することが示唆された。SrO は MgO と同じ岩塩型結晶構造を有する絶縁体であり、Si と比較し格子ミスマッチが小さいことから (5.7%)、高い  $P$  を保ちつつ、高い磁気抵抗変化率 (MR 比) を得るために必要な低接合抵抗の形成に有利であると期待される。本研究では SrO を障壁層に用いた単結晶磁気トンネル接合 (MTJ) を試み、磁気輸送特性測定を通してスピン依存トンネル用障壁層としての特性を評価した。

### 実験方法

膜試料は分子線エピタキシー法により作製した。MTJ 構造は Au(20 nm) / Co(20 nm) / Fe(10 nm) / SrO(1.5 nm) / MgO(1 nm) / Fe(30 nm) / MgO(001) 基板であり、正味の障壁層厚さは 2.5 nm である。下部および上部 Fe 電極成膜後に真空中にてその場アニールをそれぞれ 300 °C で行った。

### 実験結果

成膜中の反射高速電子線回折パターン観察より、作製した膜は全て単結晶であり、面直および面内の結晶方位関係はそれぞれ Fe(001)/SrO(001)/MgO(001)/Fe(001) および Fe[110] || SrO[100] || MgO[100] || Fe[110] であることが示された。Fig. 1 に走査型透過電子顕微鏡 (STEM) 像を示す。SrO と MgO 層は明瞭に分離しており、各層の接合界面近傍において相互拡散や異相形成等は観測されなかった。また、Fig. 2 に示すように、最大で 90% に達する MR 比 が得られ、いわゆるスピン偏極コヒーレント・トンネリングが生じていることが強く示唆された。また、磁化平行配置における単位面積当たりの素子抵抗 ( $RA$ ) は  $13 \text{ k}\Omega\mu\text{m}^2$  であり、MgO(001) 単障壁層 MTJ で報告されている値と同程度か若干低い値を示した。以上より、SrO は Si 上の強磁性トンネル接合の障壁層として有望であると示唆された。

本研究は JSPS 科研費若手研究 (18K13807, A.S.) の助成を受けた。

### 参考文献

- 1) A. Spiesser, H. Saito, S. Yuasa, and R. Jansen, Phys. Rev. B, accepted.

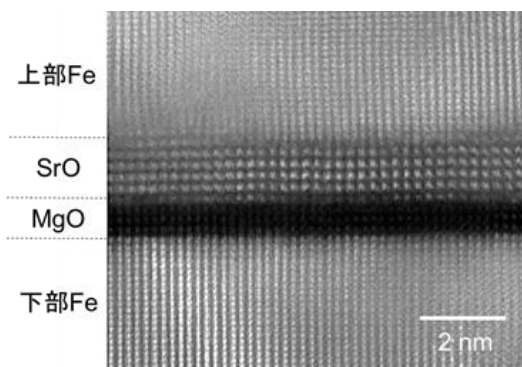


Fig. 1 STEM image of Fe/SrO/MgO/Fe MTJ.

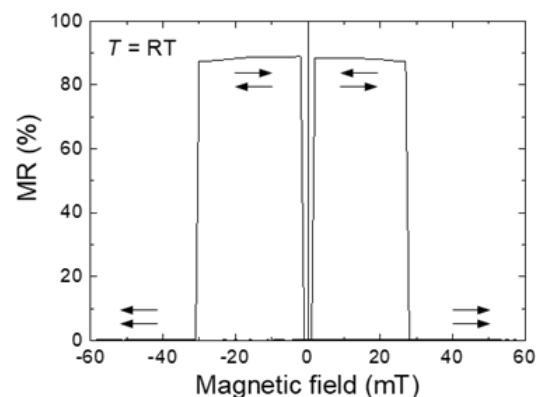


Fig. 2 MR curve of Fe/SrO/MgO/Fe MTJ at RT.

## 反応性スパッタ法による高品位 $\text{MgAl}_2\text{O}_4$ バリア強磁性トンネル接合

○市川 心人<sup>1</sup>, 中田 勝之<sup>1</sup>, Xiandong Xu<sup>2</sup>, 介川 裕章<sup>2</sup>,  
大久保 忠勝<sup>2</sup>, 宝野 和博<sup>2</sup>, 三谷 誠司<sup>2</sup>  
(TDK<sup>1</sup>, 物材機構<sup>2</sup>)

High-quality  $\text{MgAl}_2\text{O}_4$ -based magnetic tunnel junctions prepared by reactive sputtering method

°Shinto Ichikawa<sup>1</sup>, Katsuyuki Nakada<sup>1</sup>, Xiandong Xu<sup>2</sup>, Hiroaki Sukegawa<sup>2</sup>, Tadakatsu Ohkubo<sup>2</sup>,  
Kazuhiro Hono<sup>2</sup>, and Seiji Mitani<sup>2</sup>  
(TDK Corp.<sup>1</sup>, NIMS<sup>2</sup>)

### はじめに

$\text{MgAl}_2\text{O}_4$  (MAO) はスピネル構造を有する立方晶の酸化物として知られ、強磁性トンネル接合 (MTJ) のトンネルバリアとして用いることで、近年室温において 300% を超える大きなトンネル磁気抵抗 (TMR) 比が報告されている<sup>1)</sup>。また、MAO-MTJ は CoFe 系強磁性金属との格子整合性が良く高品位の界面構造を容易に実現できる為、良好な TMR 比のバイアス電圧依存性 (高  $V_{\text{half}}$  値) が得られ、それによって高い素子出力が得られるという応用上の利点がある。MAO トンネルバリア層の作製方法として、金属層の後酸化法<sup>2)</sup>、および焼結 MAO ターゲットの直接高周波スパッタリング<sup>3)</sup>が報告されているが、前者はバリア界面におけるラフネスの発生、後者は高い平坦性が得られるもののトンネルバリア層の酸化制御がより困難であるという課題がある<sup>4)</sup>。本研究では、平坦な界面と高い結晶性を備えた高品位な MAO トンネルバリア層を作製する新たな手法として、反応性スパッタリングを用いた手法を検討した。

### 実験方法

超高真空マグネトロンスパッタ装置を用いて MgO 基板上に Cr (40)/Fe (30)/Mg (0.45)/ $\text{Mg}_{19}\text{Al}_{81}\text{-Ox}$  ( $t_{\text{MAO}}$ )/Fe (7)/ $\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}$  (12)/Ru (14) (unit: nm) 構造を室温で成膜した。MAO バリアは、RF スパッタリングを用いて  $\text{Mg}_{19}\text{Al}_{81}$  ターゲットより、Ar- $\text{O}_2$  混合ガスにより形成された。 $t_{\text{MAO}}$  は線型導入シャッターを用いて傾斜膜として 0.63 nm から 1.9 nm まで変化させた。次に、フォトリソグラフィおよび Ar イオンエッチングを使用し、Sub- $\mu\text{m}$  程度の楕円状に素子を形成した。電気伝導特性は DC4 プロブ法にて室温下で測定した。

### 実験結果

図 1(a) に TMR 比と RA の  $t_{\text{MAO}}$  依存性を示す。TMR 比は広い  $t_{\text{MAO}}$  範囲でほぼ一定 (~150%) である一方、 $\log(\text{RA})$  は  $t_{\text{MAO}}$  に対して線型的に増加した。図 1(b) は、様々な RA における、規格化された TMR 比のバイアス電圧依存性を示す。1 V を超える高い  $V_{\text{half}}$  値が得られた。バイアス電圧依存性は広い RA 範囲でほぼ同一であり、非常に良好なトンネルバリア界面が幅広い膜厚に対し連続的に得られた事を証明している。本結果により、反応性スパッタリング法が、安定で高い再現性を有する高品位な MAO-MTJ トンネルバリア層を作製する手法として、非常に有望な製造方法であることが見出された。

### 参考文献

- 1) H. Sukegawa *et al.*, Phys. Rev. B **86**, 184401 (2012).
- 2) H. Sukegawa *et al.*, Appl. Phys. Lett. **105**, 092403 (2014).
- 3) M. Belmoubarik *et al.*, Appl. Phys. Lett. **108**, 132404 (2016).
- 4) M. Belmoubarik *et al.*, AIP Adv. **7**, 055908 (2017).

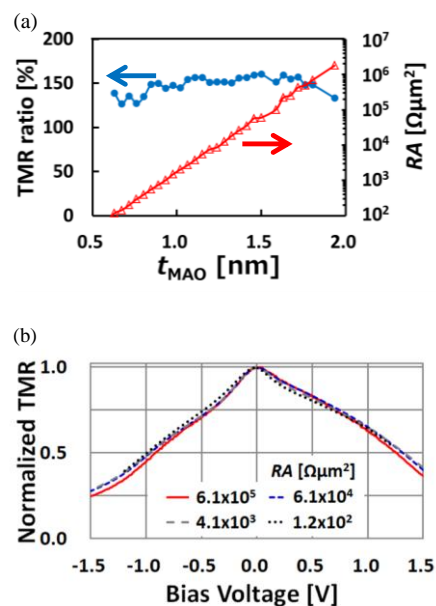


Fig.1  $t_{\text{MAO}}$  dependence of TMR ratio and RA at 300 K by DC 4-probe measurement (a) and bias voltage dependence of normalized TMR ratio for various RA samples (b).

## YIG 薄膜上の Pt 薄膜における磁気伝導、及び熱伝導特性

河邊怜也<sup>A</sup>, 伊藤大樹<sup>A</sup>, 宮崎圭司<sup>A</sup>, 屋富祖稔<sup>A</sup>,

木村崇<sup>AB</sup>, W.-C. Lin<sup>C</sup>, F.-Y. Lo<sup>C</sup>

九大理<sup>A</sup>, 九大スピNSE<sup>B</sup>, 台湾師範大理<sup>C</sup>

### Magnetic and thermal conduction properties in Pt on YIG

<sup>A</sup>Dept. of Phys. Kyushu Univ.

<sup>B</sup>Research Center for Quantum Nano-Spin Science, Kyushu Univ.

Fang-Yuh Lo Department of Physics, National Taiwan Normal University

R.Kawabe<sup>A</sup>, D.Ito<sup>A</sup>, K.Miyazaki<sup>A</sup>, M.Yafuso<sup>A</sup>,

T.Kimura<sup>AB</sup>, W.-C. Lin<sup>C</sup>, F.-Y.Lo<sup>C</sup>

#### 概要

強磁性体/常磁性重金属二層膜では、スピホール磁気抵抗効果などの興味深い物性が観測される一方で、強磁性近接効果に起因した異方性磁気抵抗効果や磁気ネルンスト効果、その他、電子の運動に起因した Hanle 磁気抵抗効果など、様々な現象が重畳するため、本質的な現象を見極めるのは困難である。これらの現象は、YIG/常磁性重金属の界面状態に強く依存しており、その制御が重要になる。今回、我々は、厚さ 100 nm の YIG 薄膜に、Pt 薄膜を堆積した試料において、磁気伝導特性、及び熱伝導特性を行い、種々の現象の解明を目指した。

#### 実験方法

YIG 薄膜は、GGG 基板にレーザーアブレーション法を用いて成膜した。膜厚は 100nm である。そのあと、数日間大気暴露したのち、特段の表面処理を行わずに、Pt 薄膜を 5nm 堆積させた。ここで、Pt 薄膜は、スパッタ法、及び電子線蒸着法での二種類の方法で堆積させ、界面状態の違いに起因した変化の検出を試みた。試料には、複数の端子を取り付け、磁気抵抗、ホール抵抗、及び磁気熱伝導特性を評価した。

#### 実験結果

図 1 に、YIG 薄膜の強磁性共鳴スペクトルを示す。強磁性金属と比べて線幅が小さく、低ダンピングを示唆している。次に、Pt 薄膜堆積後の磁気抵抗を示す。ここで、磁場方向は膜面垂直に印加している。低磁場で、従来の異方性磁気抵抗効果で観測されるような正の抵抗変化を観測しており、この変化は、スピホール磁気抵抗効果では説明ができない。講演では、その他の磁

場方向、及びホール抵抗、さらに第二高調波を用いた熱輸送特性などを系統的に調べた結果を報告する。また、成膜法依存性についても言及する。

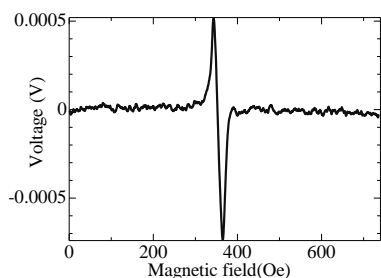


図 1. YIG 薄膜の強磁性共鳴スペクトル

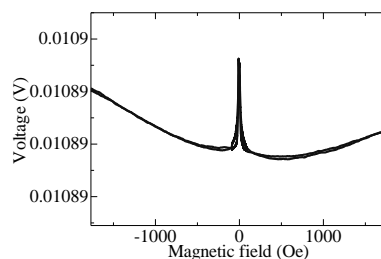


図 2. 磁気抵抗

# ノンコリニア反強磁性絶縁体 $\text{SmFeO}_3$ 薄膜の作製と スピンホール磁気抵抗効果

名大院工<sup>○</sup>八田隼之介、棚橋 直也、松浦健人、羽尻 哲也、浅野 秀文

Growth of noncollinear antiferromagnetic insulator  $\text{SmFeO}_3$  films  
and Spin-Hall magnetoresistance effect

Nagoya Univ.<sup>○</sup>Junnosuke Hatta, Naoya Tanahashi, Kento Matsuura, Tetsuya Hajiri, Hidefumi Asano

E-mail: hatsuta.junnosuke@a.mbox.nagoya-u.ac.jp

**【はじめに】** 反強磁性スピントロニクスは磁化反転速度、臨界電流密度、漏れ磁場の観点から次世代のデバイスとして期待されているが、磁気モーメントの検出が困難であるという問題がある。近年、スピンホール磁気抵抗効果(SMR)は反強磁性体においても観測され始め<sup>1)</sup>、反強磁性体の磁気モーメントの電気的検出方法として注目を集めている。今回着目した  $\text{SmFeO}_3$  (SFO)は反強磁性と強誘電性を持つマルチフェロイック材料であり、さらに高いネール温度とキュリー温度(675 K)を持っており、室温でも高機能な材料として期待されている。また SFO は c 軸方向に AFM スピンが反平行にそろいが、我々の過去の SFO 薄膜では(110)面成長で c 軸が面内に2つのドメインを持っている可能性があった<sup>2)3)</sup>。そこで本研究では(100)/(010)面で成長させることで薄膜面内に c 軸が一方向にそろった SFO 薄膜を作製し、その磁気特性と SMR の評価を行うことを目指した。

**【実験方法】** SFO は RF マグネトロンスパッタ法を用いて MgO(001)、(110)、(100)10.4° off 基板の上に成長させた。その後室温で in-situ で Ta を積層させた。

## 【結果と考察】

Fig. 1 に MgO の(100)、(110)、(100) 10.4° off 角を持つ基板上での SFO 薄膜の XRD パターンを示す MgO(100)、(110)基板では、SFO(110)面成長するのに対し、10.4° off で(100)/(010)成長することが分かった。Fig. 2 に SFO(110)成長した薄膜の 50 K における  $\Delta R_{xy}/R_{xy}(0)$  と  $\Delta R_{xx}/R_{xx}(0)$  の外部磁場に対する角度依存性の測定結果を示す。Fig. 2 の  $\Delta R_{xy}/R_{xy}(0)$  においては、2.6 % と大きなシグナルを観測した。一方、AFM-SMR では  $R_{xx}$  は  $\sin^2 \theta$  のシグナルが表れるが、今回は  $\cos^2 \theta$  のシグナルを観測した。講演では磁気特性と電気特性の議論を行っていく。

## 【参考文献】

- 1) J. Fischer *et al.*, Phys Rev B **97**, 014417 (2018).
- 2) J W Seo *et al.*, J. Phys., Cond Matt **20**, 264014 (2008).
- 3) M. Kuroda *et al.*, AIP advances **8** 055814 (2018).

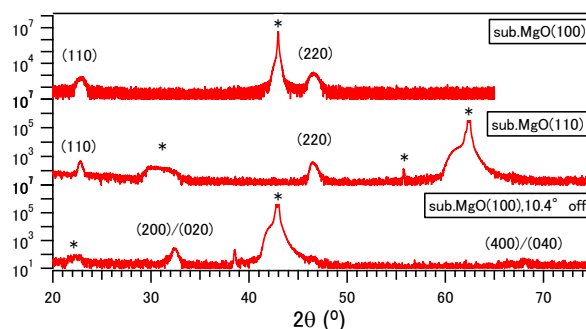


Fig. 1 XRD patterns of SFO films on MgO(100), (110) and (100) 10.4° off substrates.

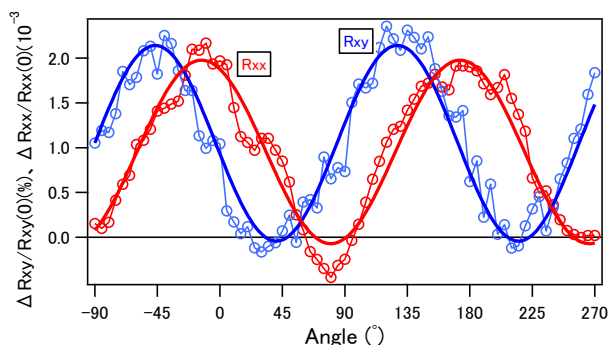


Fig. 2 Angular dependence of  $\Delta R_{xy}/R_{xy}(0)$  and  $\Delta R_{xx}/R_{xx}(0)$ .



## 反強磁性体 $L1_2$ 規則型 $Mn_3Ir$ 薄膜における磁気輸送特性

岩城宏侑、森山貴広、池渕徹也、小田研人、塩田陽一、小野輝男  
(京大化研)

Magneto Transport Properties in Antiferromagnetic  $L1_2$ -ordered  $Mn_3Ir$  Thin Films

H. Iwaki, T. Moriyama, T. Ikebuchi, K. Oda, Y. Shiota, T. Ono

(ICR, Kyoto Univ.)

### はじめに

異常ホール効果は一般に磁性体中で発現し、物質の自発磁化に比例した値をとることが経験的に知られている。そのため、自発磁化のない物質中では起こりえないと長年考えられてきた。ところが近年、三角格子反強磁性体やカイラルスピン液体等の特殊な磁化構造を有する物質中においては、トポロジーに起因した仮想磁場による巨大な異常ホール効果が生じることが示されている[1]。今回、我々は三角格子反強磁性体  $L1_2$ - $Mn_3Ir$ [2]の磁気輸送特性を明らかにするため、スパッタ法によって  $Mn_3Ir$  エピタキシャル薄膜を作製し異常ホール効果の観測を行った。

### 実験方法

本研究で対象とする  $Mn_3Ir$  は、Mn 原子と Ir 原子が面心立方格子の面心と角にそれぞれ配列した  $L1_2$  規則構造を持つ合金である。スパッタ法による合金積層時の基板温度を変化させることで規則度を変化させた試料を作製した。試料の規則度を評価するため、X線回折測定 (XRD) を行った。また、試料をホールバー形状に加工し、試料面直に外部磁場を印加しながらホール抵抗測定を行った。

### 実験結果

Fig.1 に  $MgO(100)$  単結晶基板上に様々な基板温度で作製した  $Mn_3Ir$  の XRD の結果を示す。合金積層時の基板温度が高温になるにつれて、超格子ピーク(100)が出現してくる様子が観測された。これは  $Mn_3Ir$  が  $L1_2$  規則構造を形成していることを示している。

次に、作製した試料のホール抵抗  $R_{Hall}$  の面直磁場依存性を Fig.2 に示す。不規則構造を持つ試料では、ホール抵抗は磁場に対して線形に変化しているのに対して、規則構造を含んでいる高温積層試料では、非線形なホール抵抗が観測された。本講演では、結晶の規則度と異常ホール効果との相関について詳細に議論する。

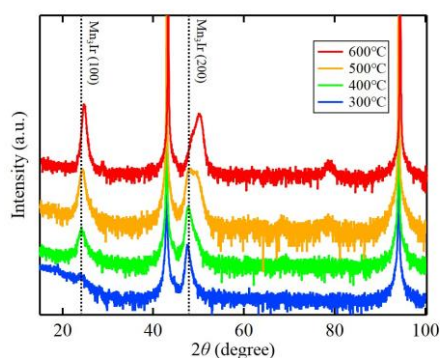


Fig. 1  $\theta$ - $2\theta$  XRD spectra of the epitaxial  $Mn_3Ir$  (100) films deposited at various  $T_s$ .

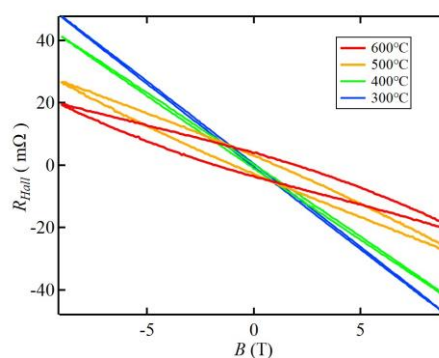


Fig. 2.  $R_{Hall}$  as a function of the magnetic field.

### 参考文献

- 1) S. Nakatsuji, N. Kiyohara, and T. Higo: *Nature*, **527**, 212 (2015).
- 2) H. Chen, Q. Niu, and A. H. MacDonald: *Phys. Rev. Lett.* **112**, 017205 (2014).

# 表面弾性波を用いた強磁性薄膜における バーネット効果に関する研究

山本 晃弘<sup>A</sup>, 松尾 衛<sup>B,C</sup>, 前川 禎通<sup>C,B</sup>, 能崎 幸雄<sup>A,D</sup>  
(慶大理工<sup>A</sup>, 国科大カブリ研<sup>B</sup>, 理研<sup>C</sup>, 慶大スピン研<sup>D</sup>)

Study on the Barnett Effect in Ferromagnetic Thin Films Using Surface Acoustic Waves

Akihiro Yamamoto<sup>A</sup>, Mamoru Matsuo<sup>B,C</sup>, Sadamichi Maekawa<sup>C,B</sup>, Yukio Nozaki<sup>A,D</sup>

(<sup>A</sup>Dept. of Phys. Keio Univ., <sup>B</sup>KITS,UCAS, <sup>C</sup>RIKEN, <sup>D</sup>Keio Spintronics Center)

## はじめに

最近、電子スピンと力学的回転の相互作用であるスピン渦度結合(SVC)を用いたスピン流生成やスピンドイナミクス励起に関する研究が盛んに行われている。我々も NiFe/Cu 二層膜に表面弾性波(Surface Acoustic Wave, SAW)を注入して SVC 由来の交流スピン流が NiFe にスピン波共鳴を励起する様子を観測することに成功した[1]。生成されるスピン流の強度や偏極方向は、SAW の渦度分布に依存する。したがって、作製した SAW デバイスにおいて誘引される SAW の詳細を定量的に理解することは極めて重要である。そこで本研究では、微視的発現機構などの理解が十分ではない SVC ではなく、SAW の渦度との関係が明確なバーネット効果と磁気弾性効果を同じ SAW デバイスで測定することにより、SAW の渦度を詳しく調べた。

## 実験方法

圧電材料として知られるタンタル酸リチウム(LiTaO<sub>3</sub>)基板上に、超高真空蒸着を用いて厚さ 30 nm の Au すだれ状電極(IDT)を作製した(図1)。励起される SAW には、波数ベクトル方向への格子回転を伴うレイリー型と、表面の剪断ひずみが波として伝搬する SH 型が存在するが、タンタル酸リチウム基板上では両者の伝搬速度が大きく異なるため、ベクトルネットワークアナライザ(VNA)の Time gating 機能を用いて分離できる。IDT 対の間に Ni(20 nm)、また NiFe(20 nm)を成膜し、SAW の波数ベクトル方向に外部磁場を印加しながら、SAW の振幅減衰を S<sub>21</sub>パラメータの測定により調べた。

## 実験結果

NiFe(20 nm)薄膜について観察したバーネット効果を図2に示す。カラープロットは、バーネット効果により励起されたスピン波共鳴による SAW の振幅減衰強度の周波数及び外部磁場依存性である。SAW の固有周波数とスピン波共鳴の周波数が一致する外部磁場にて大きな SAW の振幅減衰が見られた。また、磁歪の小さな NiFe と大きな Ni 薄膜について、SAW の振幅減衰の周波数依存性を比較した結果、バーネット効果と磁気弾性効果では周波数依存性が異なることがわかった。

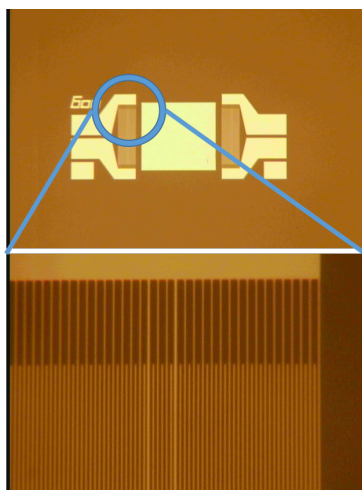


図1 バーネット効果測定用 SAW デバイスの写真

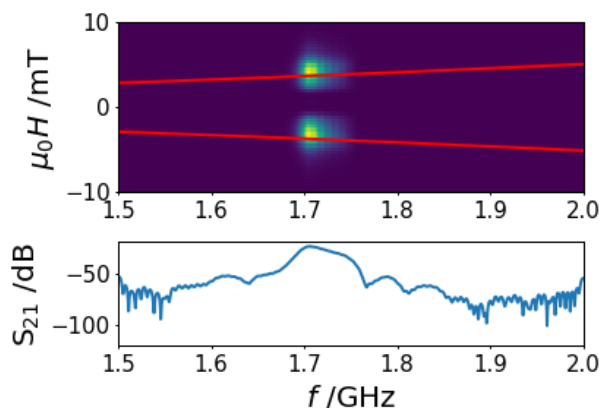


図2 NiFe(20 nm)におけるバーネット効果の測定結果

## 参考文献

[1] D.Kobayashi et al., Phys. Rev. Lett. 119, 077202(2017)

## Mn<sub>2-δ</sub>CoGa<sub>1+δ</sub> 薄膜の垂直磁気異方性と結晶構造

高野大地<sup>1</sup>、窪田崇秀<sup>1,2</sup>、高梨弘毅<sup>1,2</sup>  
(<sup>1</sup>東北大金研,<sup>2</sup>東北大 CSRN)

### Perpendicular magnetization and crystal structure of Mn<sub>2-δ</sub>CoGa<sub>1+δ</sub> films

D. Takano<sup>1</sup>, T. Kubota<sup>1,2</sup>, K. Takanashi<sup>1,2</sup>  
(<sup>1</sup>IMR, Tohoku Univ., <sup>2</sup>CSRN, Tohoku Univ.)

#### はじめに

伝導電子スピンの分極率が 100% のハーフメタルは、スピントロニクス素子高性能化のための重要な材料である。本研究では第一原理計算によってハーフメタルであるとされる逆ホイスラー構造の Mn<sub>2</sub>CoGa に着目した[1]。Mn<sub>2</sub>CoGa 薄膜の磁気特性は下地材料に依存して垂直磁気異方性が誘起されることが報告されている[2,3]が結晶構造と磁気異方性の関係性は明らかになっていない。そこで、Mn<sub>2</sub>CoGa 薄膜の結晶構造と磁気特性の膜厚及び下地層依存性を調べることで結晶格子の歪みと磁気異方性の関係を明らかにすることを目的とした。

#### 実験方法

基板は MgO(100)単結晶基板を用いた。試料作製は超高真空スパッタリング装置によって行った。積層構造は次の 2 種類である。

Cr 下地: 基板/ Cr (20 nm)/ Mn-Co-Ga (*t*)/ Ta (3 nm)

Ag 下地: 基板/ Cr (20 nm)/ Ag (40 nm)/ Mn-Co-Ga (*t*)/ Ta (3 nm)

表面清浄化の為に MgO(100)基板をスパッタ装置内で 700 °C で 1 時間加熱し室温まで冷却した。各層の成膜温度は室温とした。成膜後のその場熱処理を Cr 成膜後に 700 °C、また Mn-Co-Ga 層成膜後に 500 °C で、各々 1 時間行った。Mn-Co-Ga 層は Mn-Ga ターゲットと Co ターゲットからの同時スパッタ法によって成膜した。なお、Mn-Co-Ga 層の化学量論比は Mn<sub>1.7</sub>Co<sub>1.0</sub>Ga<sub>1.3</sub>、膜厚 (*t*) は 5 nm、10 nm、20 nm、30 nm である。最上部の Ta は保護層である。

作製した試料に対して、X 線回折(XRD)による結晶構造評価、振動型磁力計による磁気特性評価を行った。

#### 実験結果

測定した磁化曲線から、Cr 下地を用いた試料は垂直磁化を示す一方で Ag 下地の試料は面内磁化となることが明らかになった。結晶構造は XRD 測定によりすべての試料がエピタキシャルに成長していることを確認した。薄膜面内方向 (*a* 軸) と面直方向 (*c* 軸) の格子定数から *c/a* 比を求めたところ、Cr 下地の試料は全ての試料で *c/a* > 1 であり、その値は膜厚の減少により大きくなる傾向が明らかになった。一方で Ag 下地では *c/a* ~ 1 であり、膜厚にほとんど依存しないことを確認した。また *c/a* が大きくなるほど一軸磁気異方性定数が大きくなる傾向にあることがわかった。

講演では Mn<sub>2-δ</sub>CoGa<sub>1+δ</sub> 薄膜を用いた膜面垂直通電型巨大磁気抵抗素子の実験結果も報告する。

#### 謝辞

本研究の一部は情報ストレージ研究推進機構の支援を受けた。

#### 参考文献

- [1] S. Chadov *et al.*, Adv. Funct. Mater. **23**, 832 (2013).
- [2] T. Kubota *et al.*, J. Appl. Phys. **113**, 17C723 (2013).
- [3] T. Kubota *et al.*, J. Appl. Phys. **115**, 17C704 (2014).

## Fabrication of L<sub>21</sub>-ordered Co<sub>2</sub>TiSi Heusler Alloy Epitaxial Films

°M. Liu<sup>1</sup>, M. Oogane<sup>1,2,3</sup>, M. Tsunoda<sup>1,3</sup>, Y. Ando<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Tohoku University, Sendai 980-8579, Japan

<sup>2</sup>Center for Science and Innovation in Spintronics (Core Research Cluster) Organization for Advanced Studies, Tohoku University, Sendai 980-8577, Japan

<sup>3</sup>Center for Spintronics Research Network, Tohoku University, Sendai 980-8577, Japan

Recently, Co<sub>2</sub>TiSi full-Heusler alloy is theoretically predicted to be the Weyl semimetal that the Weyl points exist in wave number space.<sup>1)</sup> Because of the existence of the Weyl points, a large anomalous Hall effect can be observed in the Co<sub>2</sub>TiSi full-Heusler alloy. In addition, Co<sub>2</sub>TiSi has a large spin polarization due to its half-metallic property.<sup>2)</sup> Therefore, Co<sub>2</sub>TiSi has attracted much attention as a potential candidate for spintronics applications.<sup>3)</sup> In this research, we fabricated Co<sub>2</sub>TiSi thin films epitaxially grown on MgO substrates and investigated their anomalous Hall effect.

The ultra-high vacuum magnetron sputtering method was used for the preparation of the thin films. The structure of the sample was MgO (001) sub. / Co<sub>2</sub>TiSi (50 nm) / Ta (5 nm). For the deposition of Co<sub>2</sub>TiSi films, the Ar gas pressure was 0.07 to 0.15 Pa, and the substrate heating temperature ( $T_s$ ) and the post annealing temperature ( $T_a$ ) were varied in the range of 300 to 700°C. The sputtering power ( $W_T$ ) was also changed from 40 W to 100 W. We characterized the crystal structure by XRD, the magnetic property by SQUID, and the anomalous Hall effect by PPMS.

Fig. 1 shows the Ar gas pressure  $p$  dependence of L<sub>21</sub> order parameters for Co<sub>2</sub>TiSi thin films annealed at 700°C. In the condition of  $p = 0.11$  and 0.15 Pa, a high L<sub>21</sub> order parameters > 80% was successfully obtained. Fig. 2 shows the measurement temperature dependence of the saturation magnetization in the samples with  $p = 0.07, 0.11,$  and 0.15 Pa ( $T_a = 700^\circ\text{C}$ ). The magnitude of saturation magnetization was close to the bulk value (213 emu/cc) at low temperature regardless of the Ar gas pressure.<sup>4)</sup> However, the anomalous Hall conductivity of sample was 20 - 30 S/cm at low temperature and it was much smaller than the expected value. We infer that the Fermi level for the prepared Co<sub>2</sub>TiSi is not cross the Weyl points and further control of the film composition is needed to observe the large anomalous Hall effect.

### Reference

- 1) G. Q. Chang, S. Y. Xu, H. Zheng *et al.*, Sci. Rep. **6**, 38839; doi: 10.1038/srep38839 (2016).
- 2) J. Barth, G. H. Fecher, B. Balke *et al.*, Phys. Rev. B **81**, 064404 (2010).
- 3) S. Iihama, T. Taniguchi, K. Yakushiji *et al.*, Nature Electronics **1**, 120-123 (2018).
- 4) P. J. Webster and K. R. A. Ziebeck, J. Phys. Chem. Solids **34**, 1647-1654 (1973)

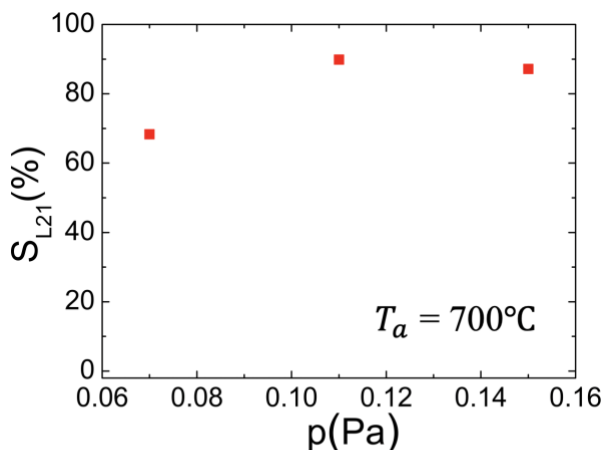


Fig. 1 Deposition pressure dependence of L<sub>21</sub> order parameter

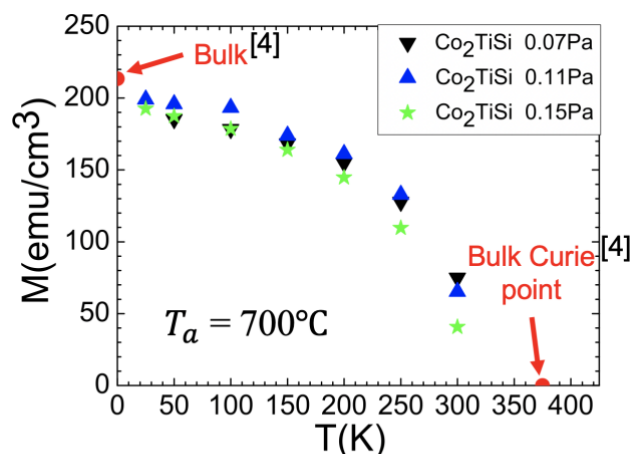


Fig. 2 Measurement temperature dependence of the saturation magnetization

## 記録素子を一体化形成した磁性細線メモリ素子の試作と磁気光学評価

堀 洋祐、遠藤 充泰、石井 紀彦、宮本 泰敬  
(NHK 放送技術研究所)

Fabrication of magnetic nanowire device with writer for future high-speed memory application

Y. Hori, M. Endo, N. Ishii and Y. Miyamoto  
(NHK Science & Technology Research Labs.)

## はじめに

近年、磁性細線における磁区の電流駆動に関する研究<sup>1)</sup>に注目が集まり、レーストラックメモリ<sup>2)</sup>に代表される新しい原理のメモリが提案されている。我々は磁性細線を複数本並列配置し、パルス電流を印加することで磁区を高速に駆動させる高速磁気記録デバイスの実現に向け、研究を進めている<sup>3)</sup>。これまで磁性細線への磁区形成には、ハードディスク用磁気ヘッドを磁性細線に接触固定させて動作検証を進めてきた。しかし、磁気ヘッドと磁性細線の接触状態によって記録位置精度が異なり、記録再生の再現性に問題があった。そこで、記録素子を磁性細線上に一体化形成することで高い記録位置精度と耐久性を保持しつつ、より近接に記録素子を形成することで低電流記録の実現が期待できることから、記録素子を一体化した磁性細線デバイスの開発を進めた。記録素子を磁性細線とねじれの位置に形成し、記録素子へのパルス電流印加によって発生する電流磁界を用いて磁区形成を行う方式を採用することとした。今回、記録素子を一体化形成するプロセスを開発するとともに、磁区の形成と磁区駆動の一連動作に成功したため、その内容について報告する。

## 実験方法

磁性細線には、垂直磁化を持ち磁区駆動に実績のある材料である Pt (3 nm) / [Co (0.3 nm) / Tb (0.6 nm)]<sub>5</sub> 多層膜を用いた。磁性細線と記録素子の絶縁性を確保するため、層間絶縁膜として窒化シリコン Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> 膜をイオンビームスパッタ法およびレーザーリソグラフィを用いて磁性細線に堆積し、更にその上に記録素子を形成した。記録素子には Ta (5 nm) / Au (100nm) / Ta (5 nm) 多層膜を用い、磁性細線とねじれの位置となるようにイオンビームスパッタ法および電子線リソグラフィを用いて形成した。記録素子に 500 ns のパルス電流を印加した時の磁性細線上に形成される磁区の様子を、磁気光学顕微鏡を用いて観察した。また、磁区の形成・磁区の駆動時において、層間絶縁膜層を介した記録素子と磁性細線の相互への電流リークの影響についても、あわせて調査を進めた。

## 実験結果

層間絶縁 Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> 膜層の層厚を 10nm とした場合、記録電流  $3.1 \times 10^7$  A/cm<sup>2</sup>、パルス幅 500 ns の条件で磁区の形成を確認できた。しかし同試料では磁区形成→駆動の一連の動作は確認できなかった。解析の結果、Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> の膜厚が薄く、磁区駆動電流印加時に Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> を介して記録素子側にリークが発生し実効電流が低下したことが判明した。そこで Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> の膜厚を 18 nm に厚膜化した試料を作製し、記録素子に記録電流  $2.6 \times 10^7$  A/cm<sup>2</sup>、パルス幅 500 ns を印加することで磁区形成を確認できた。また磁性細線に  $2.5 \times 10^7$  A/cm<sup>2</sup> を印加したときに、外部磁界を印加しない状態で磁区駆動速度 2.1m/s を得た。Fig.1 は記録電流の方向を交互に変更しながら磁区駆動を行うことで、磁性細線の長手方向に上向き、下向きの磁区 (情報) を交互に記録した状態を示している。今後、記録素子を 2 本化しそのギャップ間に生じる合成磁界を用いた安定磁区形成法の検討や、磁性細線の複数本化等を進めていく。

## 参考文献

- 1) A. Yamaguchi *et al.*: *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 077205 (2004).
- 2) S. S. P. Parkin *et al.*: *Science*, **320**, 190 (2008).
- 3) M. Okuda *et al.*: *IEEE Trans. Magn.*, **52**, 7, 3401204 (2016).

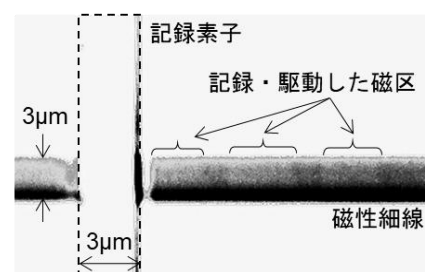


Fig.1 Magneto-optical Microscope image for Magnetic nanowire with integrated recording head.

# 負のスピンの分極率を有する窒化鉄へテロ接合のスピホール磁気抵抗効果と電流誘起スピン軌道トルク有効磁場の温度依存性

○磯上 慎二

(国立研究開発法人物質・材料研究機構)

Temperature dependence of spin Hall magnetoresistance and current induced spin orbit torque effective fields in iron-nitride heterostructures with negative spin polarization

Shinji Isogami

(National Institute for Materials Science)

## 1. はじめに

窒化鉄 ( $\gamma'$ -Fe<sub>4</sub>N) はフェルミ面の状態密度が負にスピン分極し<sup>1</sup>, 且つ異方性磁気抵抗効果 (AMR) の実験からマイノリティスピンの伝導を支配することで知られる強磁性金属 (FM) である<sup>2</sup>. これまでに導出されたインバーストンネル磁気抵抗効果 (磁化平行時に高抵抗)<sup>3</sup> やインバーススピン注入磁化反転 (印加電流方向に対して反転方向が従来材料の場合と逆) 現象<sup>4</sup> は上述 Fe<sub>4</sub>N の材料特性を反映している. さらに AMR 変化率が測定温度 50 K より低温側で急激に負に増大し 4 K 付近で -5~ -6% に達する特異性も有し<sup>2</sup>, この現象は正方晶対称結晶場の出現に起因することが伝導理論計算によって示されている<sup>5</sup>. 一方でスピホール磁気抵抗効果 (SMR) およびスピン軌道トルク (SOT) に及ぼす FM 依存性の報告が増えつつあり, 例えば GdFeCo の補償点前後における SOT 有効磁場が詳細に調べられている<sup>6</sup>. よって本研究では, Fe<sub>4</sub>N を含むヘテロ接合系を用いて, 上述の結晶場やフェルミ面の負の分極率が SMR および SOT へ及ぼす影響を明らかにすることを目的とする.

## 2. 実験方法

試料の膜構成は, MgO(100)単結晶基板/Fe<sub>4</sub>N (3~10) / {W(5), Pt(3)} / MgO (2) / Ta(1) (膜厚単位: nm) とした. Fe<sub>4</sub>N 膜の成長には窒素リアクティブ RF マグネトロンスパッタリング法を用いた. SMR の測定には PPMS 装置を用いて室温から 4 K まで行った. SOT 有効磁場の評価には 2nd-harmonic ホール測定を用いた<sup>7</sup>. 測定温度は SMR 測定と同様に室温から 4 K とした. 全ての測定にはフォトリソグラフィ法で作製した  $L = 25 \mu\text{m}$ ,  $W = 10 \mu\text{m}$  のホールクロス素子を用いた.

## 3. 実験結果

Figure 1 は, 測定データを解析して得られた, MgO(100)sub./Fe<sub>4</sub>N(3)/W(5)/MgO(2)/Ta(1)における damping-like 有効磁場 ( $H_{DL}$ ) および field-like 有効磁場 ( $H_{FL}$ ) の測定温度依存性を示す.  $H_{DL}$  は 300 K からの温度低下に伴って 0.9 から 0.45 Oe/ $10^6\text{Acm}^2$  に単調低減したのに対し  $H_{FL}$  は 0.4 から 2.3 Oe/ $10^6\text{Acm}^2$  程度に増大した. CoFeB/W ヘテロ接合の先行結果と比較すると, 300 K の  $H_{DL}$  は 1 桁程度小さい値になっている<sup>8</sup>. 逆に同温度の  $H_{FL}$  は大きい値が得られていることから, W の結晶性あるいは Fe<sub>4</sub>N/W 界面におけるスピン角運動量の輸送が CoFeB/W 接合のそれと大きく異なるなど, 様々な要因が推察される. 講演会ではそれらの解明を試みると共に Fe<sub>4</sub>N の低温側結晶場や負の分極率と SMR および有効磁場との相関について詳細に議論する.

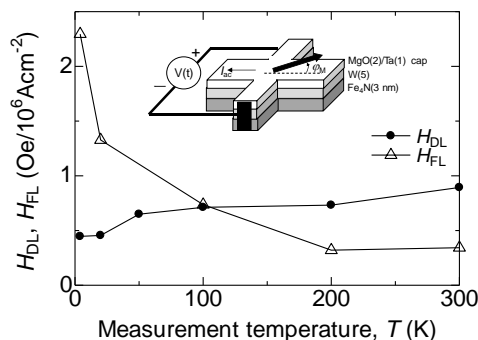


Fig.1 Damping-like effective field ( $H_{DL}$ ) and field-like effective field ( $H_{FL}$ ) as a function of measurement temperature ( $T$ ) for MgO sub./Fe<sub>4</sub>N(3)/W(5)/MgO(2)/Ta(1) (in nm). The inset shows the measurement configuration of 2nd-harmonic Hall voltage.

## 参考文献

- 1) S. Kokado, et al., PRB **73**, 172410 (2006).
- 2) M. Tsunoda, et al., APEX **2**, 083001 (2009).
- 3) K. Sunaga, JAP. **102**, 013917 (2007).
- 4) S. Isogami, et al., APEX **3**, 103002 (2010).
- 5) S. Kokado, et al., JPSJ. **84**, 094710 (2015).
- 6) N. Roschewsky, et al., APL. **109**, 112403 (2016).
- 7) M. Hayashi, et al., PRB **89**, 144425 (2014).
- 8) Y. C. Lau, et al., JJAP. **56**, 0802B5 (2017).

# Temperature dependence of magnetic resonance in ferrimagnetic GdFeCo alloys

T. Okuno <sup>1</sup>, S.-K. Kim <sup>2</sup>, T. Moriyama <sup>1</sup>, D.-H. Kim <sup>1</sup>, H. Mizuno <sup>1,3</sup>, T. Ikebuchi <sup>1</sup>, Y. Hirata <sup>1</sup>, H. Yoshikawa <sup>4</sup>,  
A. Tsukamoto <sup>4</sup>, K.-J. Kim <sup>5</sup>, Y. Shiota <sup>1</sup>, K.-J. Lee <sup>6</sup>, T. Ono <sup>1,7</sup>

<sup>1</sup> Institute for Chemical Research, Kyoto University, Uji, Kyoto 611-0011, Japan

<sup>2</sup> Department of Physics and Astronomy, University of Missouri, Columbia, Missouri 65211, USA

<sup>3</sup> Institute for Solid State Physics, The University of Tokyo, Kashiwa 277-8581, Japan

<sup>4</sup> College of Science and Technology, Nihon University, Funabashi, Chiba 274-8501, Japan

<sup>5</sup> Department of Physics, Korea Advanced Institute of Science and Technology, Daejeon 34141, Republic of Korea

<sup>6</sup> Department of Materials Science & Engineering, Korea University, Seoul 02841, Republic of Korea

<sup>7</sup> Center for Spintronics Research Network (CSRN), Graduate School of Engineering Science, Osaka University, Osaka 560-8531, Japan

Antiferromagnetic spintronics has been gaining much attention in both fundamental and practical points of view [1,2]. Antiferromagnetically-coupled ferrimagnets have recently been emerging as useful material platforms for studying antiferromagnetic dynamics since we can use conventional techniques for ferromagnets to investigate them. Both field-driven [3] and current-driven [4,5] domain-wall dynamics in ferrimagnets are found to be fastest at the angular momentum compensation temperature  $T_A$ , indicating that the magnetic dynamics becomes antiferromagnetic-like. In the context of the antiferromagnetic-like dynamics, however, the ferrimagnetic resonance (FiMR) has not been fully clarified. In this presentation, we revisit the FiMR in ferrimagnetic GdFeCo compounds theoretically and experimentally, and show the rigorous analysis for the FiMR.

For this study, we used a 5-nm SiN/10-nm Gd<sub>25.0</sub>Fe<sub>65.6</sub>Co<sub>9.4</sub>/5-nm Pt/100-nm SiN/Si substrate. We measured spin-torque induced FiMR spectra at several temperatures  $T$  between 220 K and 295 K by using the homodyne technique. It is found that the spectral linewidth of the resonance peak strongly depends on  $T$ . From those FiMR spectra, we calculate the two versions of the effective Gilbert damping parameter:  $\alpha_{FM}$  based on the conventional expressions of ferromagnetic resonance [6] and  $\alpha_{FiMR}$  based on our theory for FiMR that accounts for the difference between the net spin density and the saturated total spin density in ferrimagnets. As shown in Fig. 1,  $\alpha_{FM}$  increases significantly as  $T$  approaches  $T_A$ , in good agreement with Ref. [6], while  $\alpha_{FiMR} (\approx 0.01)$  is insensitive to  $T$  in sharp contrast to  $\alpha_{FM}$ . This indicates that the  $T$  dependence of the spectral linewidth in FiMR is attributed to the  $T$  dependence of the net spin density instead of that of  $\alpha_{FM}$ . Our results provide a clear evidence that properly defined Gilbert damping parameter  $\alpha_{FiMR}$  of ferrimagnets is insensitive to  $T$ , which is consistent with some recent reports [7,8].

## Reference

- 1) T. Jungwirth *et al.*, Nat. Nanotechnol. **11**, 231 (2016).
- 2) V. Baltz *et al.*, Rev. Mod. Phys. **90**, 015005 (2018).
- 3) Kab-Jin Kim *et al.*, Nat. Mater. **16**, 1187 (2017).
- 4) S. A. Siddiqui *et al.*, Phys. Rev. Lett. **121**, 057701 (2018)
- 5) L. Caretta *et al.*, Nat. Nanotechnol. **13**, 1154–1160 (2018).
- 6) C. D. Stanciu *et al.*, Phys. Rev. B **73**, 220402(R) (2006).
- 7) A. Kamra *et al.*, Phys. Rev. B **98**, 184402 (2018).
- 8) D.-H. Kim *et al.*, Phys. Rev. Lett **112**, 127203 (2019).

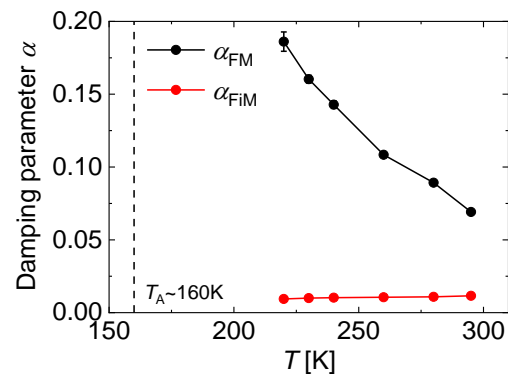


Fig.1 The effective Gilbert damping parameter  $\alpha_{FM}$  and the properly defined Gilbert damping parameter  $\alpha_{FiMR}$  as functions of temperature.

# トポロジカルデバイス応用に向けた LaBi 薄膜の作製と磁気伝導特性

鈴木 健太、植田 研二、羽立 康浩、浅野 秀文  
(名大院・工)

Fabrication of LaBi thin films and their magneto-transport properties toward topological device application  
Kenta Suzuki, Kenji Ueda, Yasuhiro Hadate, Hidefumi Asano  
(Nagoya Univ.)

**【緒言】** 近年注目を浴びているトポロジカル物質はヘリカルスピン偏極と超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有望である。我々はその中でも Te や As 等の毒性元素を含まない LaBi に注目し研究を行った。LaBi はトポロジカル伝導性に加え、非常に大きな磁気抵抗効果(〜10<sup>5</sup> %)を示す[1]ことや高圧化で超伝導状態になる[2]ことから、特に関心を集めている。しかし、研究は LaBi バルクに限られており、デバイス化に必須となる薄膜は作製されていない。そこで本研究ではトポロジカル材料のスピントロニクスデバイス応用に向け LaBi 薄膜の作製と磁気伝導物性の評価を行った。

**【実験方法】** LaBi 薄膜はミスマッチの小さな(〜2.5%)サファイア m 面基板に、イオンビームスパッタリング(IBS)法を用いて成膜温度  $T_s = 350 \sim 500^\circ\text{C}$  で作製した。LaBi の組成比は La-Bi 複合ターゲット中の La と Bi の面積比を変えることで制御した。

**【結果及び考察】** 面直 X 線回折測定で、 $T_s = 350, 500^\circ\text{C}$  では LaBi の(00 $l$ )ピークに加えて LaBi とは異なる相に由来するピークが現れ、 $T_s = 400, 450^\circ\text{C}$  の薄膜では LaBi の(00 $l$ )ピークのみが観測された(Fig. 1)。LaBi 薄膜の格子定数は 0.6556 nm と見積もられバルク値(0.6579 nm)とほぼ一致した。これらの結果から、 $T_s = 400 \sim 450^\circ\text{C}$  で c 軸配向 LaBi 単相膜が得られることが分かった。次に、LaBi 薄膜を用いたホールバー型素子(Fig. 2 挿入図)を作製し電気特性評価を行った。電気抵抗率は温度に殆ど依存せず、活性化エネルギーは数 meV と非常に小さな値となった。これは、LaBi が半金属である事と対応していると考えられる。

また、ホール効果測定から、1.8 K での移動度が 294 cm<sup>2</sup>/Vs、キャリア密度が 3.7×10<sup>18</sup> cm<sup>-3</sup> と見積もられた。キャリア密度と移動度はバルク値と比べて二桁程小さくなったが、結晶性が不十分なためと考えている。更に、磁気抵抗効果測定を行ったところ、低温で特異なカusp型の磁気伝導特性が現れた(Fig. 2)。トポロジカル材料等の2次元伝導系において弱反局在効果が生じている場合にこのようなカusp型の伝導特性が現れ、電気伝導率( $\sigma_{xx}$ )の磁場(B)依存性は、次の Hikami-Larkin-Nagaoka (HLN)の式[3]によって記述される事が知られている。

$$\Delta\sigma_{xx}(B) = \alpha \frac{e^2}{\pi h} \left[ \psi \left( \frac{\hbar c}{4eL\phi B} + \frac{1}{2} \right) - \ln \left( \frac{\hbar c}{4eL\phi B} \right) \right]$$

LaBi の  $\sigma_{xx} - B$  特性は HLN 式でよくフィットでき、また係数  $\alpha$  は 1.8 K で -0.42 となり、HLN 理論で予測される -0.5 とほぼ一致した。これらの結果から、LaBi のカusp型の磁気伝導特性はトポロジカル伝導に特有の弱反局在効果に起因するものと考えられ、IBS 法によりトポロジカル伝導を示す LaBi 薄膜が作製できる事が分かった。今後、更なる製膜条件の最適化等により結晶性を改善し、LaBi 薄膜の特性改善を図っていく。

- 参考文献** 1) K.Nitesh, et al., *Phys. Rev. B* **93** (2016) 241106.  
2) F. F. Tafti, et al., *Phys. Rev. B* **95** (2017) 014507.  
3) S. Hikami, et al., *Prog. Theor. Phys.* **63**,707 (1980).

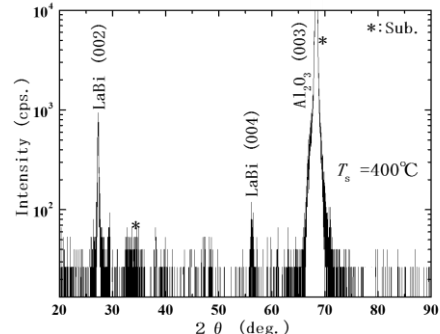


Fig. 1 Out-of-plane XRD pattern for LaBi films

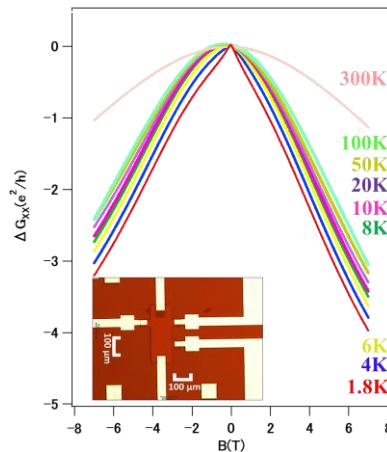


Fig. 2 Magnetic field dependence of conductivity for LaBi films measured at 1.8~300 K. The inset shows the optical microscope image of the Hall bar pattern of the LaBi films.



## 多重スピン波ソリトン形成過程の時間領域測定

川瀬幹登, 岩場雅司, 関口康爾  
(横浜国立大学理工学部)

### Time-domain detection of multiple spin-wave solitons generation

Mikito Kawase, Masashi Iwaba, and Koji Sekiguchi  
(Yokohama National University)

#### 1. はじめに

スピン波は超低消費電力の情報キャリアとして期待されている。近年、論理ゲートや伝送線路などのスピン波素子が多くの実験的研究によって提案されているが、依然としてスピン波の磁気ダンピングの問題を解決できていない。本研究では低損失のスピン情報伝達を実現するために、これまでに長年研究されてきたスピン波ソリトンの応用を再検討した[1,2]。また、最近のマイクロ波技術を用いて、多重スピン波ソリトン発生・生成過程の電氣的検出に成功した。

#### 2. 実験方法

本研究で用いた YIG 薄膜とトランスデューサ構造の概略図を Fig.1(a)に示した。YIG 薄膜は厚さ  $5.1 \mu\text{m}$ 、幅  $1.3 \text{ mm}$  である。トランスデューサの 2つのアンテナ間距離は  $5 \text{ mm}$  から  $15 \text{ mm}$  の間で変えられる。スピン波の励起は周波数  $5.8 \text{ GHz}$  のパケット信号を用いて行った。この動作点における外部磁場  $H$  の大きさは  $1407 \text{ Oe}$  であり、YIG 薄膜に平行に印加した(MSBVW モード)。実験では、励起パケット信号の幅を  $5 - 150 \text{ ns}$ 、励起電力を  $0 - 2.7 \text{ W}$ 、信号伝播距離を  $5 - 13 \text{ mm}$  でそれぞれ変化させたときの波形を  $6 \text{ GHz}$  帯域幅の高速リアルタイムオシロスコープによって測定した。

#### 3. 結果および考察

Fig.1(b)および 1(c)は、入力電力  $1.7 \text{ W}$ 、入力パケット信号幅  $150 \text{ ns}$  に固定したときの、スピン波の実時間波形(電力)を示している。伝播距離  $5 \text{ mm}$  では、各ピークは重なりあっているが、伝播距離  $7 \text{ mm}$  ではスピン波が完全に分離し、独立した4つのソリトンを形成することを観測した。また、各ソリトンはソリトン化に必要な伝播距離が異なることがわかった。伝播距離を変化させることで、各到達地点におけるスピン波波形を観測し、多重ソリトン形成過程・減衰過程などを詳細に検出できた。

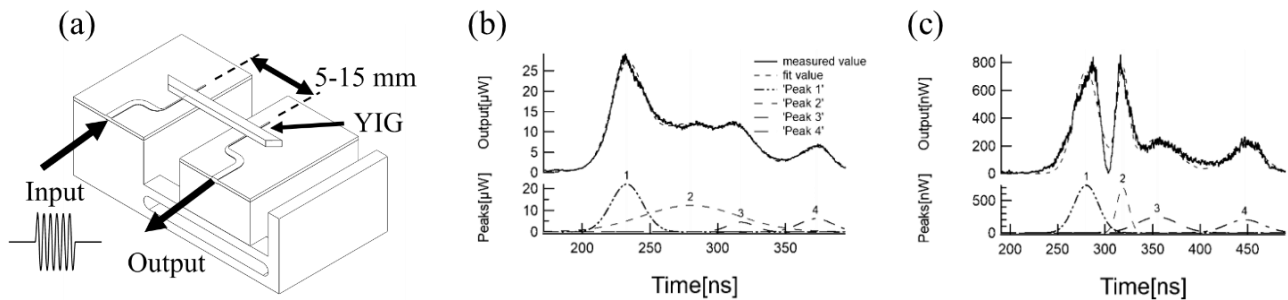


Fig. 1 (a) Schematic of device, (b) shape of spin-wave at  $5 \text{ mm}$ , and (c) spin wave at  $7 \text{ mm}$ .

#### 4. 結論

本研究では、伝播距離と入力信号のパケット幅を制御することにより、多重スピン波ソリトンの形成過程の詳細を電氣的に検出した。4ソリトンの伝播が明確に検出されたことから、スピン波系における非線形効果を解析することが可能である。

#### 参考文献

- [1] B. A. Kalinikos et al.: *Phys. Rev. B* **42**, 8658-8660 (1990).  
[2] M. Chen et al.: *Phys. Rev. B* **49**, 12773-12790 (1994).

## 多結晶ガーネット薄膜のスピンゼーベック電圧と ギルバートダンピング定数の相関の解明

### Elucidation of correlation between spin Seebeck voltage and Gilbert damping constant in polycrystalline garnet thin films

°正木信也<sup>1</sup>, 山本幹也<sup>1</sup>, 伊藤将慶<sup>1</sup>, 山田啓介<sup>1</sup>, 黒川雄一郎<sup>2</sup>,  
塩田陽一<sup>3</sup>, 森山貴広<sup>3</sup>, 小野輝男<sup>3</sup>, 湯浅裕美<sup>2</sup>, 嶋睦宏<sup>1</sup>  
岐阜大院自<sup>1</sup>, 九大シス情<sup>2</sup>, 京大化研<sup>3</sup>

°S. Masaki<sup>1</sup>, M. Yamamoto<sup>1</sup>, M. Ito<sup>1</sup>, K. Yamada<sup>1</sup>, Y. Kurokawa<sup>2</sup>,  
Y. Shiota<sup>3</sup>, T. Moriyama<sup>3</sup>, T. Ono<sup>2</sup>, H. Yuasa<sup>2</sup>, and M. Shima<sup>1</sup>  
Gifu Univ.<sup>1</sup>, Kyusyu Univ.<sup>2</sup>, Kyoto Univ.<sup>3</sup>

**【緒言】** ガーネット酸化物である  $Y_3Fe_5O_{12}$  (YIG) は、ギルバートダンピング定数(損失定数)が小さくスピン波を長距離伝搬できることから、非磁性金属との接合界面近傍で熱勾配があると、大きなスピンゼーベック電圧が誘起されるため、スピントロニクス分野において近年、注目を集めている<sup>[1,2]</sup>。本研究では共沈法、スピンコート法およびアニールにより多結晶 YIG 薄膜を作製し、アニール温度を変数として薄膜の結晶構造、微細構造、磁気特性(飽和磁化, 損失定数)、スピンゼーベック電圧( $V_{SSE}$ )の変化を調べ、 $V_{SSE}$  と損失定数の相関を明らかにすることを目的とした。

**【実験方法】**  $Fe^{3+}$ ,  $Y^{3+}$  の各硝酸水溶液を  $Fe^{3+} : Y^{3+} = 5 : 3$  の割合で混合し、アンモニア水溶液を滴下し pH 9.5 を保持しながら共沈法により YIG 前駆体を合成した<sup>[3]</sup>。得られた YIG 前駆体をエタノール中に分散させ、スピンコート法により Si 基板上に塗布した。次に大気雰囲気下において、1073~1223 K の温度で 30 min アニールを行い、薄膜試料を作製した。XRD, SEM, SPM を用いて試料の構造を評価し、VSM, 強磁性共鳴(FMR), スピンゼーベック電圧測定により磁気特性を調べた。

**【結果と考察】**  $T_a = 1173$  K でアニールし、作製した多結晶 YIG 薄膜試料のスピンゼーベック電圧  $V_{SSE}$  の磁場依存性を図 1 に示す。温度差  $\Delta T$  の増加とともに  $V_{SSE}$  が増大する傾向が観測され、解析の結果、スピンゼーベック係数  $S$  は  $0.74 \mu V/K$  であった。この試料のスピンゼーベック係数  $S$  および FMR 測定で得られた損失定数  $\alpha$  のアニール温度依存性を図 2 にまとめる。アニール温度の増加とともに  $S$  値が減少し、損失定数  $\alpha$  は増大することを確認した。損失定数の増大は、多結晶 YIG 薄膜の平均粒子径に対する結晶子径の比がアニール温度とともに増大し、結晶子間の磁氣的相互作用が大きくなることによると考えられる<sup>[4]</sup>。 $S$  値が減少する傾向については、損失定数との相関があると考えられるが<sup>[5]</sup>、他の要因(界面におけるコンダクタンス)の影響も考えられる。

**【参考文献】** [1] K. Uchida, et al., *Nature* **455**, 778 (2008); [2] K. Uchida, et al., *Appl. Phys. Lett.* **97**, 172505 (2010); [3] B. Huang, et al., *J. Alloys Compd.* **558**, 56-61 (2013); [4] 小木曾一磨 他, 第 79 回応用物理学会秋季学術講演会, 18p-PB1-57; [5] H. Chang, et al., *Sci. Adv.* **3**, 1601614 (2017).

**【謝辞】** 本研究の一部は、京大化研 H29-31 年度・共同利用・共同研究の助成を受けて行われた。

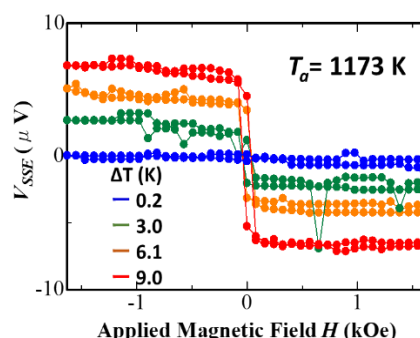


Fig.1 各温度差に対する  $V_{SSE}$  の磁場依存性.

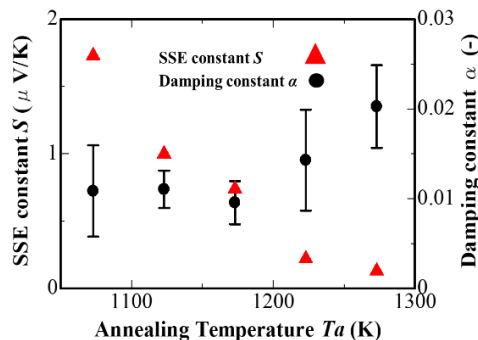


Fig.2. スピンゼーベック係数  $S$ 、  
損失定数  $\alpha$  のアニール温度依存性

# カプセル型医療機器に内蔵可能な磁気駆動細胞診ブラシの性能改善

大古場隆士、山崎悠貴、本田崇  
(九工大)

Performance improvement of magnetically driven cytology brush built in capsule-type medical device  
T. Okoba, Y. Yamasaki and T. Honda  
(Kyushu Inst. of Tech.)

## はじめに

著者らは、カプセル内視鏡に診断機能を付与するために、外部磁界を利用することで細胞診ブラシをカプセルから突出し、前後に擦過する機構を提案している。本研究ではブラシの先端に永久磁石を追加し、従来までの前後の往復運動に回転振動を加えることによって、粘液の採取量を大幅に増加させることに成功した。本報ではそれらの動作や特性評価について報告する。

## 素子構成と動作原理

Fig.1 に本研究で開発した磁気駆動細胞診機構を示す。筐体やアンカー機構は省略している。NdFeB 磁石(φ8×2mm)を固定したボルトと直動ナットから構成され、ナットにはワッシャーと超弾性線(φ0.15mm、長さ 12mm)を介して細胞診ブラシが取り付けられている。まず往復運動の動作原理を示す。素子の長軸に垂直な面に回転磁界を印加すると、磁石が磁気トルクを受けボルトが回転する。ナットの回転は制限されており、ナットは長軸方向に直動する。これに伴い、ブラシがカプセルから突出する。回転磁界の回転方向を周期的に正転逆転することでブラシは往復運動する。

次に、回転振動の動作原理を示す。ブラシ先端には NdFeB 磁石(φ3×2mm)が取り付けられており、先程と同様に回転磁界を印加すると、回転磁界から受ける磁気トルクによって超弾性線が捻れる。超弾性線には捻り剛性があるため、捻れが追従できなくなると復元トルクによって捻れが戻る。回転磁界中ではこれを周期的に繰り返しブラシが回転振動する。以上より、ブラシは前後の往復運動による擦過に加え、回転振動が加わり、採取量の増加が期待される。

## 評価結果

はじめに本研究で新たに導入したブラシの回転振動が期待した動作をしているかを確認した。Fig.2 に、120Oe、1Hz の回転磁界を印加したときのブラシの回転角度の時間変化の実測値を示す。同図には運動方程式から算出した計算値も示している。実測値と計算値はほぼ一致し、ブラシの回転角度はノコギリ波に近い変化であることがわかる。また、回転振動の振幅は約 180°であり、ブラシ全体が小腸内壁に接触できると期待される。

続いて、開いたブタ小腸の上に細胞診機構を設置し、採取実験を行なった。Fig.3 に擦過の往復回数と採取量の関係を、従来までの機構と比較して示す。回転振動を加えた本研究の機構では、従来機構の約 5 倍の採取量と大幅に改善することができた。

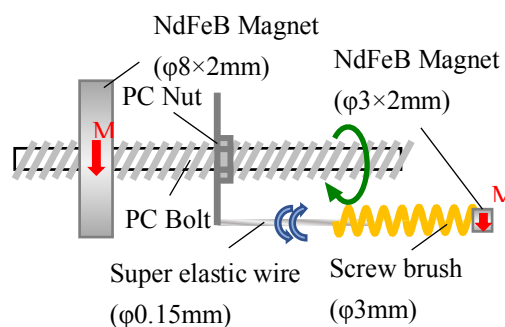


Fig.1 Configuration of brush scraping mechanism

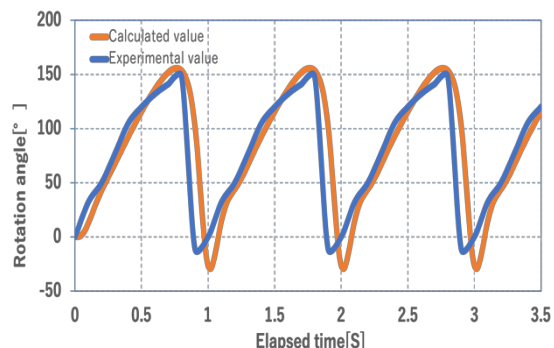


Fig.2 Time variation of rotation angle of brush

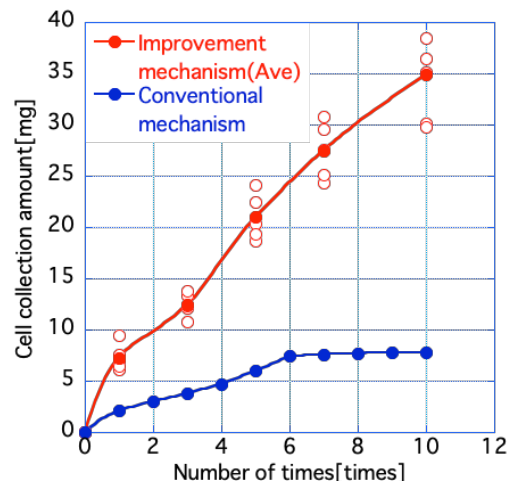


Fig.3 Relation between collection amount and number of times of scraping

# 胃腔用カプセル型医療機器のための磁気誘導法の提案

岡田圭祐、本田崇  
(九工大)

Proposal of magnetic guidance methods for capsule-type medical device aiming at stomach inspection

K. Okada and T. Honda  
(Kyushu Inst. of Tech.)

## はじめに

カプセル内視鏡は消化管内を低侵襲に観察できる医療機器として現在広く臨床で使用されているが、その移動は消化管の蠕動運動に頼っており、胃腔内など観察範囲が広い部位への適用が困難である。本報告では、カプセル内視鏡による胃腔内の全方位観察の実現を目指し、外部磁界でワイヤレス駆動可能な2種類の誘導法を提案する。

## 素子構成と動作原理

カプセル管体の外形寸法は、直径11mm、長さ31mmとした。両手法ともカプセル内に永久磁石を内蔵し、外部磁界による磁気トルクを利用して誘導する。以下にそれぞれの基本動作を示す。

### 水中推進機構型

事前に胃腔内を水で満たし、カプセル中央部に組み込んだ水中推進機構で誘導する。その際、カプセル両端に搭載したカメラで観察を行うことを想定している。Fig.1に、3つの基本動作を示す。初期状態は、カプセルが鉛直方向に直立し、上部だけが水面から出て浮いている。水中推進機構は、中心に回転軸を有するNdFeB磁石に弾性板としてポリイミドフィルムを取り付けたものである。鉛直方向に交流磁界を印加すると、磁石が磁気トルクを受け回転振動し、弾性板が揺動することで推力を得る。このとき、水平面内に直流磁界を印加することで、進行方向を制御する(同図(a))。次に、鉛直方向に直流磁界を印加すると磁石が磁気トルクで回転するが、その回転角を制限することでカプセル管体を傾かせる(同図(b))。今回の最大傾き角は $55^\circ$ であった。さらに、鉛直方向に直流磁界を重畳した交流磁界を印加すると、弾性板が偏って揺動し、下向きの推力を得て潜行する。得られた最大潜行角は $81.2^\circ$ であった。

### バルーン回転型

想定では胃腔内を空の状態とし、薄いゴム製のバルーンとNdFeB磁石を組み込んだカプセルを飲み込む。胃に到達したカプセル内においてクエン酸と炭酸水素ナトリウムの化学反応が起こり、発生した二酸化炭素でバルーンを膨張させる。これにより胃腔が拡張されるとともにカプセルが胃腔内に留置される。なお、胃腔内で留置を行うには、胃と十二指腸を繋ぐ幽門の直径を考慮し、バルーン直径は40mm以上を目標とする。

Fig.2に想定している基本動作を示す。胃腔内でバルーンが膨張し、カメラのあるカプセル端部だけが

バルーンから出ている。外部から直流磁界を印加すると、磁石に磁気トルクが作用し、カプセルがバルーンごと磁界方向に回転する。3次的に磁界方向を制御することで任意方向にカメラの向きを制御することが可能である。ビーカー内で行った実験では直径約40mmと60mmのバルーンによる回転実験に成功した。

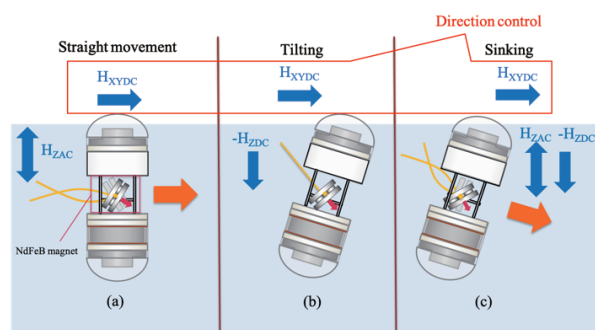


Fig.1 Required function for swimming mechanism

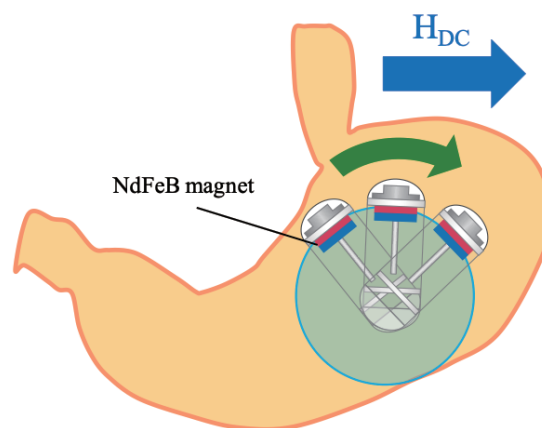


Fig.2 Guidance principle of balloon mechanism

# 磁気ハイパーサーミアに用いる角形励磁コイルの性能評価

杉 和史、藤枝 俊、清野智史、中川 貴、山本孝夫  
(大阪大学 大学院工学研究科)

Performance evaluation of square coils for magnetic hyperthermia

K. Sugi, S. Fujieda, S. Seino, T. Nakagawa, T. A. Yamamoto  
(Graduate school of Engineering, Osaka Univ.)

## 緒言

磁気ハイパーサーミア療法は、がん組織周辺に挿入した磁性体に体外から交流磁場を印加し発熱させ、がん細胞を局所的に加温して死滅させる治療法である。磁性体の発熱量は交流磁場の周波数と磁場強度のべき乗に比例するため、治療には広範囲に均一な交流磁場を印加する必要がある。本研究グループでは、実験およびシミュレーションにより丸形励磁コイルを用いた磁場発生装置が、磁極間の比較的広い空間内に均一な交流磁場を発生させる方式として有効であることを明らかにしてきた<sup>1)</sup>。しかし、この磁極間空間の外部にも漏れ磁場が発生するため、心臓ペースメーカーや銀歯などがあると、それらも発熱させてしまうことが懸念される。本研究では、丸形励磁コイルの代わりに、角形励磁コイルを用いることで磁極間外部に生じる漏れ磁場の抑制に取り組んだ。

## 実験方法

磁場発生装置には、E型フェライトコア (TDK, PC40) を用いた (Fig. 1 参照)。磁極間距離 (X 軸) は 50 mm である。フェライトコアに銅チューブを 7 巻きして角形励磁コイルを作製した。比較のために、同巻き数の丸形励磁コイルも作製した。1000 pF のマッチングキャパシタンスおよび 7.07 A (実効値) の励磁電流による磁場強度分布をピックアップコイルを用いて測定し評価した。また、角および丸形励磁コイルの磁場印加装置の磁極間の内部と外部の空間に生じる交流磁場を有限要素法でシミュレーション (Maxwell 3D) した。

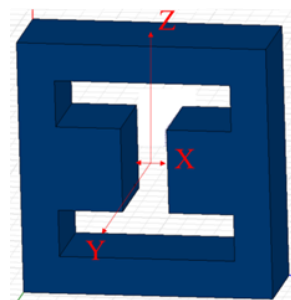


Fig.1 E-type ferrite core

## 実験結果

Fig.2 に (a) 磁極間と (b) 磁極間外部で実測した交流磁場強度を示す。交流磁場強度は、Fig.1 に示す X と Y 軸方向に沿って 3 mm 間隔で測定した。角形励磁コイルの共振周波数は 473 kHz であり、丸形コイルの 454 kHz と同程度であった。また、磁極中心における磁場強度は両者で同程度であり、磁極間に発生する交流

磁場強度と中心値の差は 1% 以内である。つまり、磁極間では角形励磁コイルでも丸形励磁コイルと同程度の励磁能力が得られた。磁極間外部では、磁極から離れると交流磁場強度は減少する。注目すべき点は、角形励磁コイルを用いた方が、丸形励磁コイルを用いるよりも漏れ磁場強度が小さいことである。同様の結果はシミュレーションでも確認された (Fig.2 (c) および (d) 参照)。従って、角形励磁コイルは漏れ磁場の抑制に有効であることが示された。

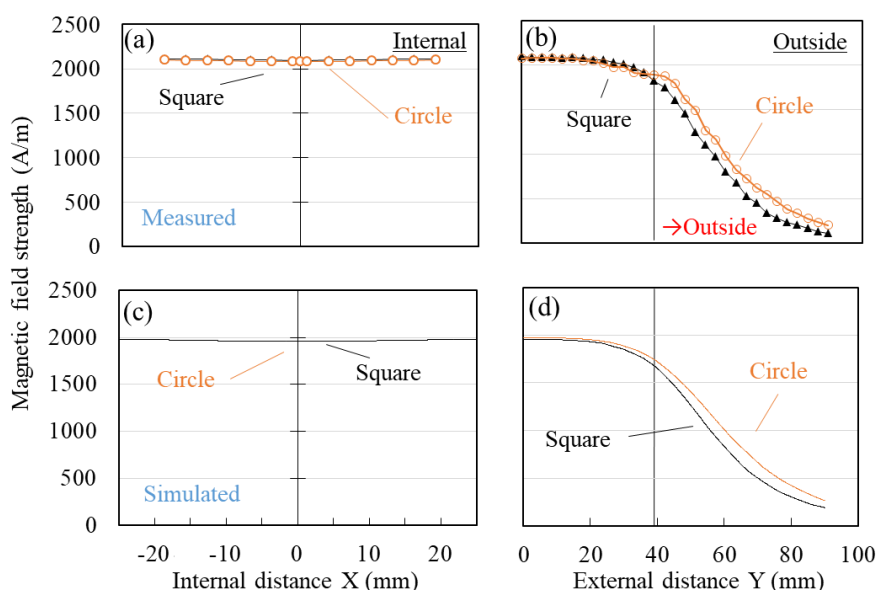


Fig.2 (a), (b) Measured and (c), (d) simulated values of magnetic field strength between magnetic poles and outside of magnetic poles.

## 参考文献

- 1) M. Takahashi, T. Nakagawa, S. Seino, T. A. Yamamoto, J. Magn. Soc. Jpn. 38 (2014) 102-106

# アモルファスワイヤを用いた MI 素子の評価と高感度磁気センサの開発

張馨笛、内山剛  
(名古屋大学)

Evaluation of MI element using amorphous wire and development of high sensitivity magnetic sensor

X. Zhang, T. Uchiyama  
(Nagoya Univ.)

## はじめに

MI センサ (磁気インピーダンスセンサ) は、アモルファスワイヤや磁性体薄膜などの高透磁率合金磁性体の磁気インピーダンス効果を基礎に、パルス通電磁気インピーダンス効果を CMOS 電子回路で実現した新原理の高感度マイクロ磁気センサである。近年、磁気センサは、電子コンパスなどの応用が増えており、性能の高い磁気センサが求められている。MI センサを高感度化するために、今回の実験は MI 素子の感度と張力印加熱処理時の温度や応力などの関係を測定した。

## 実験方法

MI 素子のワイヤ長さ方向に直流外部磁界 (Hex) を印加して、図 1 の MI 磁力計から得られた電圧出力 (Eout) の変化を調べ、外部磁界に比例して変化する出力電圧の大きさを評価した。すなわち、図の回路の電圧増幅は 10 倍なので、下の式で MI 素子の感度 (S) を計算した。

$$S = \Delta E_{out} / (\Delta H_{ext} * 10)$$

## 実験結果

今回の実験は ABC 3 種類のアモルファスワイヤを使用した。ワイヤのパラメータは下の表に示されている。

3 種類のワイヤは 400 から 800 までのコイルを使って、全部 15 類の MI 素子の感度を測定した。図 2 のように、感度は A より BC の方が明らかに高い。それは熱処理時の印加応力影響だと考えられる。印加応力が小さい場合、ワイヤの感度はより高いことが確認できた。また、同じ応力の BC ワイヤを比べた場合、熱処理温度が低い B の感度が高い結果が得られた。

Table.1 The parameters of wire A,B,C

coil	diameter (μm)	Heat treatment (°C)	stress (kg/mm <sup>2</sup> )
A	30	475	8
B	30	440	3
C	30	475	3

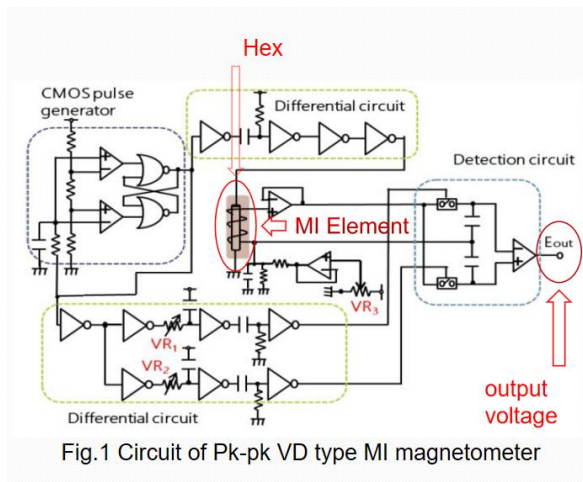


Fig.1 Circuit of Pk-pk VD type MI magnetometer

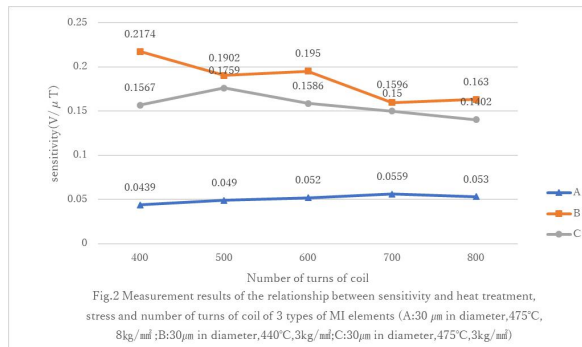


Fig.2 Measurement results of the relationship between sensitivity and heat treatment, stress and number of turns of coil of 3 types of MI elements (A:30 μm in diameter,475°C, 8kg/mm<sup>2</sup>; B:30μm in diameter,440°C,3kg/mm<sup>2</sup>; C:30μm in diameter,475°C,3kg/mm<sup>2</sup>)

## DC 測定可能な広帯域コアレス電流センサ

野口直記、小河晃太郎、寺尾美菜子、小箱紗希、竹中一馬

(横河電機株式会社 マーケティング本部 イノベーションセンター 研究開発部 センシングシステムラボグループ)

### Coreless Current Sensor Enabling DC and High Frequency Measurement

Naoki Noguchi, Koutarou Ogawa, Minako Terao, Saki Kobako, Kazuma Takenaka

Yokogawa Electric Corporation

### はじめに

自動車の電動化が進む中で、車体の小型化やモジュールの集積化により電流センサを配置する空間が確保できなくなっている。また、電気自動車の始動時には数百 A 以上の大電流が瞬間的に流れることがある。そのような狭い空間を流れる大電流や比較的周波数の高い電流などを測定可能にするため、磁気コアを持たずに非接触で電流測定ができ、DC から数 MHz まで広帯域に電流を測定できる電流センサを開発した。原理的に DC 測定が不可能なログスキーセンサに DC 測定機能を付加することで、広帯域な電流測定を可能にした。

### 実験方法

測定電流の環境においてはバッテリーとパワーユニット間の導線など、測定電流(往路電流)と逆向きの電流(復路電流)が近接して平行であるような場合を想定した。センサに対する導線位置と、電流値を推定する平行電流測定アルゴリズムを用いて電流を測定した。

図 1 に実験構成図を示す。直径 5mm、長さ 1m の導線を 8mm の間を空けて平行に配置し、片端を電流源の正極負極にそれぞれ繋ぎ、もう片端は短絡する。導線上に低周波数測定のためのセンサヘッドを置き、高周波測定のためのログスキーコイルはどちらか片方の導線をクランプさせる。今回は原理検証のため電流設定は DC を -60~60A を 10A 刻みで測定、矩形波は 20Ap-p で周波数は 1kHz、Duty 比 50%とした。

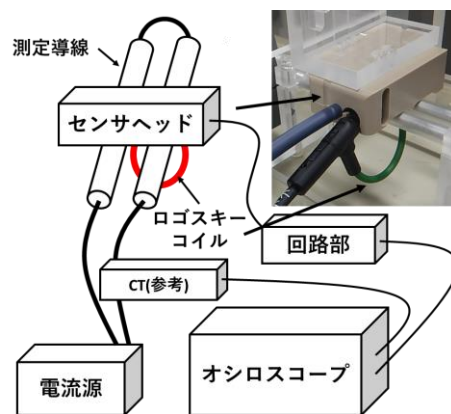


図 1. 実験構成図

### 実験結果

それぞれの実験結果を図 2 に示す。図 2 (a)の DC 測定結果では測定誤差が、1000A をフルスケールとした誤差 $\pm 0.1\%$ (1A)+読み値誤差 $\pm 0.5\%$ 程度であることを確認した。図 2(b)の矩形波測定では、立ち上がりに追従し、ログスキーセンサのドロップ特性が DC 計測により補償され、矩形波が再現されていることを確認した。

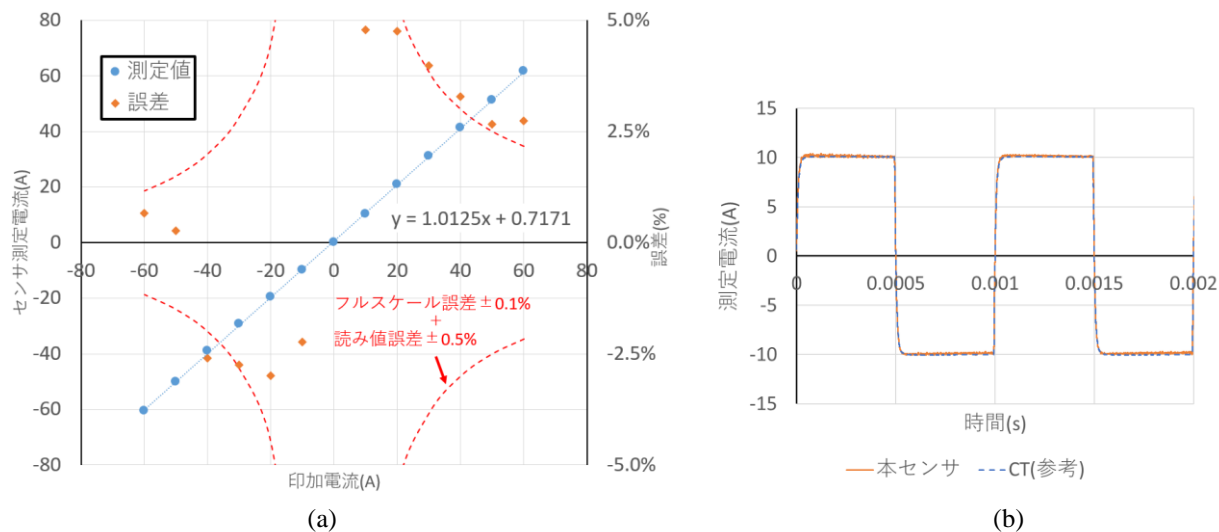


図 2. 測定結果 (a)DC 測定 (b)矩形波測定

# 左手系疑似伝送線路型薄膜コモンモードフィルタの広帯域化

寺沢巧斗, 有賀健雄, 小山貴之, 中山英俊, 田中秀登, 足立壮平\*, 曾根原誠\*, 佐藤敏郎\*  
 (長野工業高等専門学校, \*信州大学)

Development of Broadband Thin Film Common-Mode Filter with Quasi Left-handed Transmission Line  
 Takuto TERASAWA, Takeo ARUGA, Takayuki KOYAMA, Hidetoshi NAKAYAMA, Hideto TANAKA,  
 Sohei ADACHI\*, Makoto SONEHARA\* and Toshiro SATO\*  
 (National Institute of Technology (KOSEN), Nagano College, \*Shinshu University)

## 研究背景・目的

高速大容量通信のノイズ対策として差動信号によるシリアル伝送方式があるが, 不平衡成分である同相電流によるノイズ(コモンモードノイズ)対策のためにコモンモードフィルタ(以下, CMF と記述)が必要不可欠である. 筆者らは, 左手系伝送線路理論をベースとした疑似伝送線路型薄膜 CMF を提案し<sup>1)</sup>, 薄膜による特徴と, その小型化を検討してきた<sup>2)</sup>. 更なる小型化のために, 磁性薄膜を装荷したインダクタの適用などを検討している一方で, 本研究の薄膜 CMF は, 平面積層構造インダクタと MIM キャパシタの組合せにより, 大幅な小型化とデュアルバンド特性が得られたが, 信号通過周波数帯域が狭く, デジタル信号通信に適用困難である課題があった<sup>2)</sup>. 以上より, 本研究では, 2 GHz 帯のデジタル信号通信を対象とし, 第 5 高調波までの周波数帯域(2~10 GHz 帯)を有する広帯域 CMF の開発を目標に, 従来の薄膜 CMF を複数個並列接続して, 広帯域化を検討した結果を報告する.

## 薄膜 CMF の等価回路および動作原理

Fig. 1 に薄膜 CMF の等価回路ユニットを示す. 同回路は, 直列キャパシタ, 分路キャパシタおよび結合インダクタで構成されたユニット回路である. 差動信号は, 直列キャパシタおよび分路インダクタによる疑似左手系伝送線路として信号通過するのに対し, コモンモードノイズは, 2 線路間が同電位のため結合インダクタが機能せず, キャパシタのみの伝送線路により信号伝送されないため, CMF として大幅な減衰特性を示す. 本研究では同ユニット回路を 3 個並列接続して, 広帯域化を試みた結果を報告する.

## 広帯域薄膜 CMF の設計

2 GHz 帯の基本波と対象として, 第 5 高調波(10 GHz 帯)までのディファレンシャルモード伝送を -3 dB 以上, コモンモード伝送を -20 dB 以下とした目標仕様を満たす回路パラメータを検討した結果を Table 1 にまとめ, Fig. 2 にその伝送特性のシミュレーション結果を示す.

Table 1 Value of each element.

各回路パラメータ	$C_L$ [pF]	$C_R$ [pF]	$C_{LL}$ [pF]	$L_L$ [nH]	$k$
Filter①の値	12.5	0.5	0.05	1	0.75
Filter②の値	0.3	0.8	0.05	0.5	0.75
Filter③の値	0.6	0.1	0.05	4.5	0.75

## まとめと今後の展望

上記のような回路パラメータの選択により, 薄膜 CMF の並列接続により広帯域化の可能性を示すことができた. ただし, 伝送特性には改善の余地があり, 今後様々な対策を検討する必要がある. また, 薄膜 CMF の具体的なデバイス構造設計および試作と評価により, 伝送特性を実証することが今後の課題である.

## 参考文献

- 1) H. Nakayama et al.: Intermag 2009 Digests, CU-02, (2009).
- 2) 吉作祥明, 他: 電気学会論文誌 A, 137 巻, 4 号, pp. 221-228, (2017).

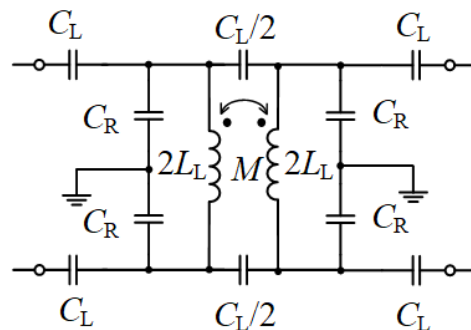


Fig. 1 Equivalent circuit of thin film CMF unit.

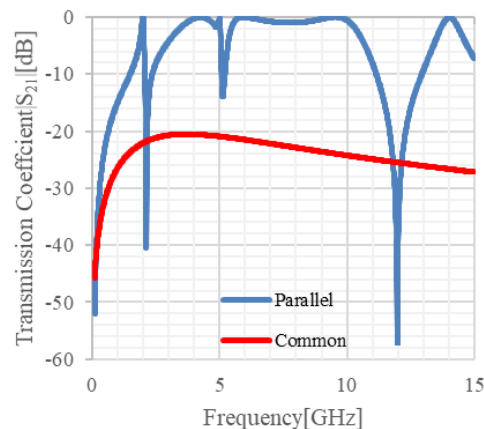


Fig. 2 Transmission coefficient of designed CMF circuit.



## 磁化測定用高周波磁場発生装置の開発

吉田宏一、柳原英人、磯部高範  
(筑波大学)

Development of high frequency magnetic field coil for magnetism measurements

K. Yoshida, H. Yanagihara, T. Isobe

(Department of Applied Physics, University of Tsukuba)

### はじめに

近年、パワー半導体によるスイッチング周波数の高周波化に伴い、コイルやコンデンサ等の受動部品の小型化が進んでいる。デバイスの小型化は、パワー密度の上昇に直結することから、最適な受動素子の設計には、損失の正確な評価が不可欠となる。インダクタ等のコア材に用いられる磁性材料については、高周波において高い磁束密度を持ったときの損失評価が重要になる。一般に、インダクタ材料における損失評価には、スタインメッツ式やロスマップ法といった手法が用いられており<sup>[1]</sup>、異なる周波数ごとに複数のパラメータを用いて損失(マイナーループ)を計算することになる。そこで、本研究では従来のBH測定に代わりうる高周波磁化測定装置(交流磁場振幅: ~1 T、周波数: ~数十 MHz)の開発を最終目標とし、この実現可能性について検討を行った。

### 実験方法

今回作製したコイルの仕様を Table 1. に示す。 $R_{coil}$  は銅箔由来の抵抗成分、 $L_{coil}$  はコイルのインダクタンス、 $C_{coil}$  は後述の共振回路構成のためのキャパシタンスである。磁場の大きさは流れる電流に比例するため、大磁場を発生させる際にはコイル両端に大電圧が生じることとなる。そこで、今回は多層プリント基板を用い、コイル1ターンごとにコンデンサを挟み、多段のLC直列共振回路として設計し、LおよびCのそれぞれの両端に生じる大電圧の分割を図った。数 $\mu\text{s}$ 程度の短時間の測定が可能であれば、コイルの発熱による破損は考慮しなくて良いものと期待される。

第一段階として比較的小出力のインバータ電源を用いて、共振周波数が5 MHzとなるよう設計し、上述の懸念材料について検証を試みた。

### 実験結果

Fig.1 に40 Vの印加電圧でコイルに流れた電流波形を示す。電流が定常になるまでの時間は約2  $\mu\text{s}$ であった。この結果より、電流が安定してから磁場を50周期、測定に必要な時間は約10  $\mu\text{s}$ で済む。また、今回の実験ではコイルに最大32 Aの電流を流すことができ、これは0.23 Tの磁場に相当する。これらの条件で励磁した結果、コイルに断線等の劣化は見受けられなかったため、より大きな電流を導通することは十分現実的であると考えられる。講演では、磁場発生装置に2次微分型の磁化検出用ピックアップコイルを組み込み、実際に試料を挿入し測定したMH曲線についてご報告したい。

### 参考文献

[1] 清水敏久ほか：電気学会論文誌 D, Vol133, p84-93(2012)

Table 1. Specification of coil

内径	2 mm		
長さ	2 mm		
$R_{coil}(\text{at } 5 \text{ MHz})$	1.39 $\Omega$		
$L_{coil}$	0.45 $\mu\text{H}$	$L_{coil}(\text{per turn})$	0.028 $\mu\text{H}$
$C_{coil}$	2.25 nF	$C_{coil}(\text{per turn})$	36 nF
共振周波数	5 MHz		

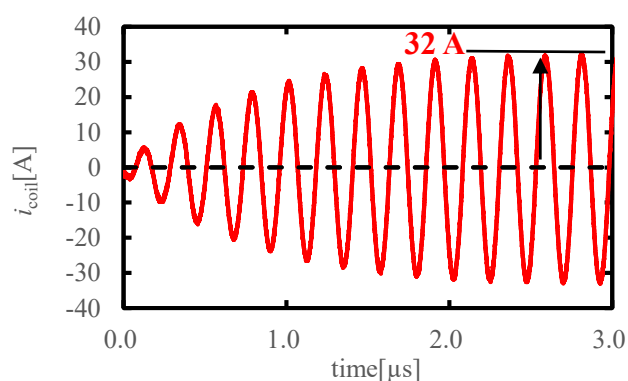


Fig. 1 Time development of LC resonant

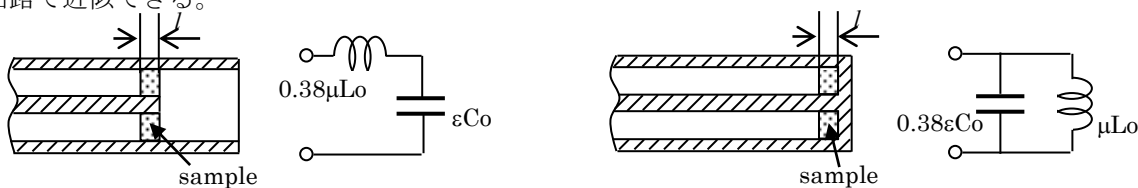
# 開放同軸線路を用いたNSSの誘電率測定時の透磁率の影響

武田 茂, 山口泰平\*, 発知富夫\*, 本村貞美\*, 鈴木洋介\*  
(有) Magnontech, \*キーコム 株

Permeability influence on permittivity measurement using open circuited coaxial line  
S. Takeda, T. Yamaguchi\*, T. Hotchi\*, S. Motomura\*, and H. Suzuki\*  
(Magnontech, Ltd., \*KEYCOM Corp.)

**はじめに** 先に、我々は短絡・開放同軸線路を用いて透磁率・誘電率を測定し、それぞれを相互補正してより正しい値を求める方法を紹介した 1) 2)。この際、誘電率の虚数部が透磁率の影響を強く受けることが分かった。今回、外部から強い磁界を加えて実質的に  $\mu=1$  にして誘電率を測定し、前回の相互補正の結果と比較したので報告する。

**測定理論** Fig.1 に開放同軸線路を、Fig.2 に短絡同軸線路を示す。円筒形試料が内外導体に緊密に接触した状態で挿入されている。それぞれの線路は、試料表面を基準面とすると等価回路として直列 LC 回路と並列 LC 回路で近似できる。



(a) cross sectional view (b) equivalent circuit (a) cross sectional view (b) equivalent circuit  
Fig.1 Open circuited coaxial line Fig.2 Short circuited coaxial line

図中、 $L_0=L/l$ ,  $C_0=C/l$  であり、 $L=166.7$  nH/m,  $C=66.7$  pF/m は  $50 \Omega$  同軸線路の単位長当たりのインダクタンスと静電容量である。また  $l$  は試料の厚みである。試料の透磁率と誘電率を  $\mu$  と  $\epsilon$  で示した。等価回路の 0.38 の係数は、位相変化が 1.4 radian 以下であれば、集中定数近似が  $\pm 5\%$  以下で成立するためのものである。

**実験結果** 同軸線路としては APC-7 を用いた。円筒形試料の寸法は  $7 \text{ mm}\phi \times 3 \text{ mm}\phi$  であり、金型で打ち抜いて作成した。試料の端部は凹凸を示すが、外導体と内導体との試料の接触状況は、軽く金型で押しでも外れないほどの緊密さである。NSS の厚みは  $300 \mu\text{m}$  である。Fig.3 は誘電率の測定結果である。点線は As measured のもの、破線は透磁率測定結果と相互補正したものである。1 GHz ~ 2 GHz の間で大きな  $\epsilon''$  は相互補正により大幅に減少する。実線は、5 kOe の強磁界を印加しながら測定したものであり、 $\epsilon''$  さらには減少する。ただし、2 本のピークが観測された。Fig.4 は対応する透磁率の測定結果である。As measured の状態では、4.5 GHz 近傍に  $\mu''$  のピークが観測され、相互補正すると 2 GHz ~ 4 GHz の  $\mu''$  は少し減少するものの、5 GHz のピークは大きい状態である。強磁界下で測定した  $\epsilon$  を用いて補正すると、スパイクノイズは残るが、ほぼ 5 GHz のピークも消えてスムーズな曲線となった。この曲線は、同じ材料の  $200 \mu\text{m}$  で測定した結果とほぼ同じであった。これより、厚い NSS の  $\mu$ - $f$  特性を測定すると高周波側のピークが増加する傾向は、NSS の誘電率が強く影響していることが分かった。

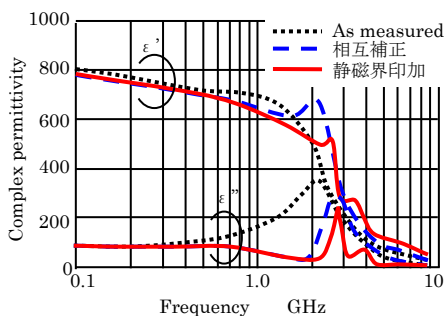


Fig.3 Complex permittivity vs. frequency

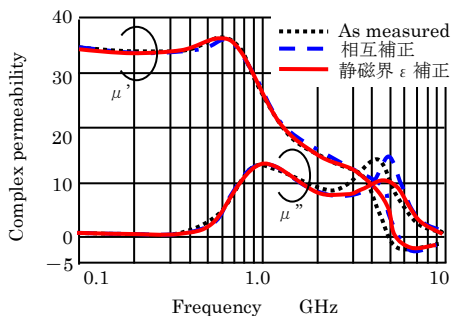


Fig.4 Complex permeability vs. frequency

**参考文献**

- 1) 武田他「短絡・開放同軸線路を用いた透磁率・誘電率の相互補正測定」第 38 回日本磁気学会(2aE-4) (2014)
- 2) S. Takeda, et al, "Theoretical Consideration on Short- & Open- circuited Transmission Lines for Permeability & Permittivity Measurement", *J. Magn. Soc. Jpn.*, **39**, 116-120 (2015)

# 正／負透磁率材料による積層伝送線路の損失低減に関する理論的検討

鮎澤祥史, 久保村航大, 中村玲於奈, 中山英俊, 田中秀登  
(長野工業高等専門学校)

## Theoretical Study on Loss Reduction of Multi-layer Transmission Line with Positive/Negative Permeability Materials

Yasufumi AIZAWA, Kodai KUBOMURA, Reona Nakamura, Hidetoshi NAKAYAMA and Hideto TANAKA  
(National Institute of Technology (KOSEN), Nagano College)

### はじめに

高周波線路では表皮効果による損失の増大が、低損失化の大きな課題である。同課題を解決する革新的手法として、負の透磁率材料を用いた表皮効果抑制に関する多層伝送線路が提案され<sup>1)</sup>、山口らの先行研究により、その抑制効果が実証された<sup>1)</sup>。同研究では、薄膜多層構造による矩形線路の表皮効果抑制の設計指針を示したが、有限要素法解析等では最適設計を見出す詳細検討は困難であった。筆者らは、負の透磁率材料による損失低減効果を詳細に検討するため、電磁界理論に基づく設計を試みている。絶縁体基板上に導体線路を実装する場合、銅箔表面粗化の影響を考慮する必要があるため、本研究では、矩形多層伝送線路の電磁界理論に基づき、銅箔表面粗化による損失の影響を加味した矩形多層伝送線路の損失低減の効果を、基礎的に検討した結果を報告する。

### 正／負透磁率材料の積層構造における高周波電磁界理論

本研究では理論的検討のため、幅(x)方向が無限度で、厚さ(y)方向が上下対称な矩形多層構造の伝送線路を対象に、Fig. 1の電磁界モデルで検討した。矩形多層線路の電流密度と導体損失はマクスウェル方程式により導出され、式(1)～式(3)で表される。 $n$ 層目の導体損失 $L_n$ は式(3)で算出でき、多層線路における全体損失を算出し、低損失な積層構造設計を検討することができる。

$$J_{zn}(y) = \sigma_n E_{zn}(y) = \sigma_n (A_n e^{+k_n y} + B_n e^{-k_n y}) \quad (1)$$

$$k_n^2 = j\omega\sigma_n\mu_n \quad (2)$$

$$L_n = \int_{t_{n-1}}^{t_n} \frac{|J_{zn}(y)|^2}{\sigma_n} dy \quad (3)$$

### 検討結果及び今後の展望

Fig. 1の5層積層構造において、導体材料としてCu(導電率 $5.81 \times 10^7$  S/m)を想定し、中心の負透磁率材料には、導電率 $\sigma_1$ がCuと同等で、比透磁率が $\mu_{r2} = -1$ である仮想的な材料を設定し、第2層目にCuを設定し、最外層に厚さ $1\mu\text{m}$ の表面粗化層を仮定して、その導電率 $\sigma_3$ をCuの0.5倍( $2.91 \times 10^7$  S/m)に設定して検討した。検討条件は、周波数 $f = 1$  GHz, 中心から最外層までの厚さ $y_{\text{max}} = 6\mu\text{m}$ とし、中心の負透磁率材料の積層条件 $y_1$ の厚さを変化させて損失の低減効果を検討した。結果として、 $y_1 = 4.03\mu\text{m}$ の場合に損失が最小となり、Cuおよび表面粗化層のみのモデルと比較して、損失が約36%低減できることが確認できた。Fig. 2に、表面粗化を考慮した場合の電流密度分布を示す。負透磁率材料の適用により、表面粗化を考慮しても全体の電流密度の偏りを低減できることが分かった。今後は、複素透磁率の虚部による強磁性共鳴損失を含め、使用周波数や想定する具体的な材料値を変化させ、積層伝送線路の損失低減を目的とした最適構造設計を検討する。

### 謝辞

本研究の一部は、JSPS科研費17K14674及び19K04521の助成を受けたものであり、感謝申し上げます。

### 参考文献

- 1) Yamaguchi et al.: MWE 2008 Microwave Workshop Digest, 207-210 (2008).

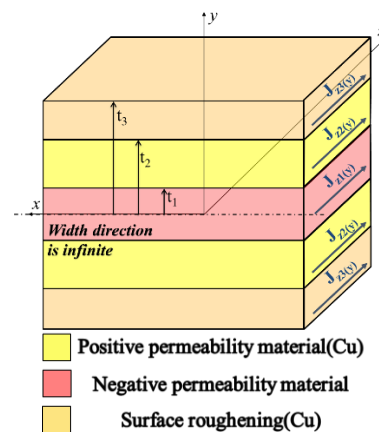


Fig. 1 Structure of rectangular transmission line.

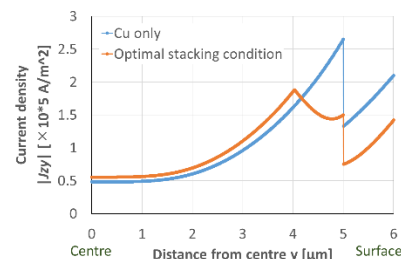


Fig. 2 Current density distribution considering the effect of surface roughening.

# ローラー型永久磁石式磁場源による2次元ベクトル磁場の発生

佐久間洋志  
(宇都宮大)

Generation of 2D vector magnetic field by mangle type magnetic field source using permanent magnets

H. Sakuma  
(Utsunomiya Univ.)

## はじめに

円柱型の永久磁石を用いたローラー型永久磁石式磁場源は、磁場の発生には電源が不要で、永久磁石を回転させることにより任意強度の磁場を得ることができる<sup>1,2)</sup>。本講演ではこの永久磁石式磁場源を用いて、磁場の強度のみならず方向も任意に制御可能であることを示す。

## 構造と計算方法

径方向に着磁した4本の円柱型ネオジウム磁石を正方形に配置したローラー型磁場源を考える。磁場の強度を変化させるには、いくつかの磁石回転パターンが考えられるが<sup>3)</sup>、その中で対称性の高い2つのパターンをFig. 1に示す。磁場の方向を変化させるには、4つの磁石を同じ角度だけ回転させる。その回転角度を $\phi$ と定義し、Fig. 1の $\phi$ をゼロとする。さらに磁場の強度を決定する磁石の相対角度もTable 1のような定義を用いると、一つのパラメータ $\theta$ で表現できる。 $\theta, \phi$ による中心位置の磁場の強度と方向の変化を2次元有限要素法により求めた。磁石の直径は20 mm、磁石中心間の距離は60 mm、磁石の磁束密度は1.29 Tとした。

## 計算結果

磁束密度の大きさはどちらのパターンにおいても $\theta$ によって単調に変化したが、パターン1では $\phi$ 依存性が見られた。磁束密度の方向はFig. 2に示すように、パターン1では特定の $\phi$ において $\theta$ 依存性があり実用に適さない。一方、パターン2においては磁束密度の方向は $\phi$ に一致しており、 $\theta$ 依存性もない。 $(\theta = 0)$ では磁束密度の大きさがゼロに近いので、方向は定まらない

以上のように、パターン2を用いると、磁場の大きさと方向を任意に制御できることが示された。講演では実証実験の結果も示す予定である。

## 参考文献

- 1) R. Bjørk et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **322**, 3664 (2010)
- 2) 佐久間洋志, 日本磁気学会論文特集号 **3**, 43 (2019)
- 3) 佐久間洋志, 菊地敏明, 電気学会マグネティクス研究会資料 MAG-18-160 (2018)

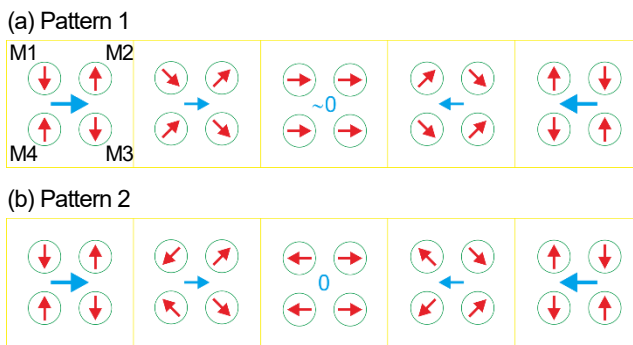


Fig. 1 Rotation patterns of magnets

Table 1 Angles of magnets

Pattern	M1	M2	M3	M4
1	$-\theta - \phi$	$\theta - \phi$	$-\theta - \phi$	$\theta - \phi$
2	$180^\circ + \theta - \phi$	$\theta - \phi$	$-\theta - \phi$	$180^\circ - \theta - \phi$

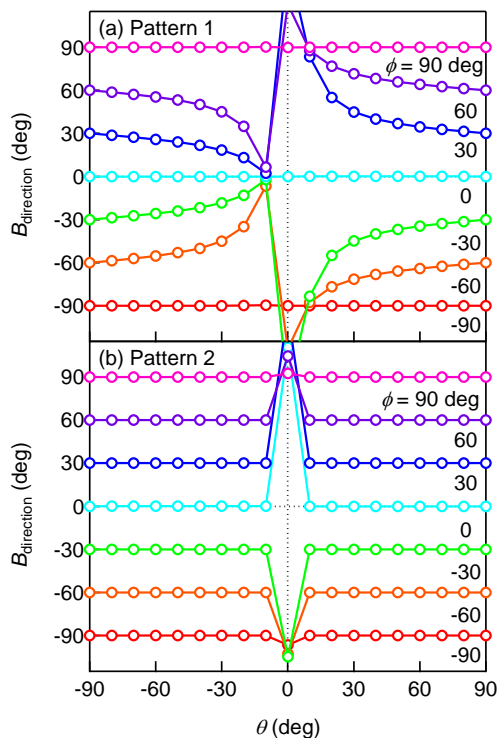


Fig. 2 Direction of magnetic flux density as a function of magnet angle  $\theta$ .