

## Ultra-broadband and ultra-high sensitivity permeability measurements by transformer coupled permeameter (TC-permeameter)

S. Tamaru

(Spintronics Research Center, Advanced Industrial Science and Technology (AIST), Tsukuba, Ibaraki, 305-8568 Japan)

Magnetic materials are ubiquitously used in various high frequency electronics systems as inductors, transformers, noise filters and noise suppression sheets, which often determine the entire system performance. One such example is an inverter. Among many components used in the inverter circuit, inductors and transformers usually have the lowest high frequency performance, thus limit the entire system performance such as the switching frequency, conversion efficiency and unit size. For this reason, improvements of these magnetic components are crucial for the development of modern electronics systems. High frequency magnetic components are often made of magnetic particles by either sintering or dispersing into polymer resin. Currently the permeability of the magnetic particles can be measured only in the final component form because of the limited sensitivities of permeance measurement techniques currently available. This is a serious limitation in the development of the magnetic components, because it is impossible to study the effects of the processes done on the magnetic particles, such as crashing, micro forging, annealing and solidifying, on the permeability, and therefore one can only guess the effects by characterizing the magnetic component in the final form. In order to overcome this difficulty and accelerate the developments of high frequency magnetic components, a technique to measure the permeability with high sensitivity has been strongly sought.

For measuring the permeability of a single magnetic particle with sufficiently high sensitivity, we have developed a permeability measurement technique, which we named as “transformer coupled permeameter (TC-permeameter). Figure 1 shows the block diagram of this technique. A magnetic particle is sandwiched by two short terminated coplanar waveguides (CPWs). These two CPWs are electrically insulated by Kapton tape, thus this structure forms a loosely coupled single-turn transformer. Each CPW is connected to the port 1 (P1) and 2 (P2) of a vector network analyzer (VNA) that measures the transmission parameter ( $S_{21}$ ) twice, first under the magnetic field of interest, and second under a sufficiently strong magnetic field to saturate the magnetic particle. The difference of  $S_{21}$  under these two magnetic fields reflects the permeability. Figure 2 shows the permeability of a Permalloy particle with a lateral size of approximately 100  $\mu\text{m}$  and thickness of 0.5  $\mu\text{m}$ , which is similar to the size of magnetic particles contained in commercial noise suppression sheets, measured by the TC-permeameter. The figure shows that the permeability can be measured over a very wide frequency range from 10 MHz up to 20 GHz with a high signal-to-noise ratio (SNR). In the presentation, the measurement principle of the TC-permeameter technique, including the jig structure, the reason why this technique can enhance the sensitivity, how to calibrate the system to give the absolute value of the permeability, and how the measurement limits are determined, will be explained.

This work is partially supported by ‘FY2018 Research support program of matching funds for AIST and Tohoku university’ and ‘FY2019 strategic information and communications R&D promotion programme (SCOPE) #195003002’ of Ministry of internal affairs and communications (MIC) of Japan.

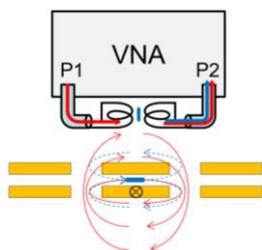


Fig. 1, Block diagram of the TC-Permeameter. The magnetic particle is sandwiched by two short terminated CPWs that form a loosely coupled transformer, and the VNA measures the  $S_{21}$  parameter.

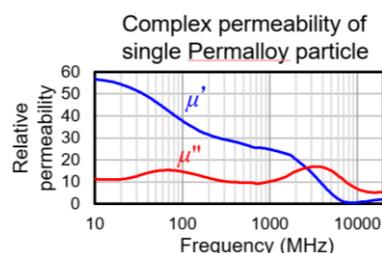


Fig. 2, Complex relative permeability of a single Permalloy particle over 10 MHz – 20 GHz.

## Measurement of biomagnetic information using room temperature operation tunnel magneto-resistance sensor

K. Fujiwara<sup>1</sup>, M. Oogane<sup>2,3,4</sup>, S. Cakir<sup>1</sup>, S. Kumagai<sup>1</sup> and Y. Ando<sup>1,2,3,4</sup>

<sup>1</sup>Spin Sensing Factory Corp., Sendai 980-0845, Japan;

<sup>2</sup>Department of Applied Physics, Graduate School of Engineering, Tohoku University, Sendai 980-8579, Japan

<sup>3</sup>Center for Science and Innovation in Spintronics, Tohoku University, Sendai 980-8577, Japan

<sup>4</sup>Center for Spintronics Research Network, Tohoku University, Sendai 980-8577, Japan

The tunnel magneto-resistance (TMR) sensors using magnetic tunnel junctions (MTJs) are expected as highly sensitive magnetic sensors operating at room temperature. Magnetic sensors are used for current sensing, displacement / rotation sensing, nondestructive testing, *etc.*, and in recent years, biomagnetic field measurement that senses the activity of the human body with a magnetic field has been actively studied. Measurement of biomagnetic field includes magnetocardiography (MCG)<sup>1)</sup> resulting from electrical activity of the heart and magnetoencephalography (MEG)<sup>2), 3)</sup> measuring brain current. These magnetic field measurements are considered to be useful tools for medical diagnosis and basic research because they have high spatial resolution and temporal resolution compared to electrical measurements.. On the other hand, since the biomagnetic field is a very weak magnetic field of at most 100 pT, the sensors that can perform the measurement are limited.

We have been researching to realize the measurement of this biomagnetic field using a TMR sensor. Until now, we have succeeded in partial real-time MCG measurement using a TMR sensor and MEG measurement using averaging<sup>4)</sup>. The MTJ multilayer film used for the TMR sensor was deposited by ultra-high vacuum sputtering system. This multilayer film is characterized in that it has MgO barrier layer and has a synthetic structure using Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> in the bottom free layer. Since it was necessary to reduce the noise of the TMR sensor in order to measure a small magnetic field, we reduced  $1/f$  noise by arranging a large number of MTJs in an array. The size of the fabricated MTJ array was  $7.1 \times 7.1 \text{ mm}^2$ , and four arrays were used to construct a bridge. The output from the TMR sensor bridge was amplified and filtered and measured by a PC using an A/D converter. In MCG, the R-peak caused by the heartbeat was measured with a probability of about 1/2, and a clear QRS wave was measured by performing averaging about 16 times. Moreover, MEG succeeded in measuring the 10 Hz magnetic signal originating from the  $\alpha$  wave by averaging 10,000 times, and confirmed that the phase of the signal is rotated 180 degrees by rotating the direction of the TMR sensor by 180 degrees. At present, we are studying to improve the multilayer film structure of the TMR sensor to further increase the sensitivity. There is a method of thinning the MgO barrier layer to reduce the noise of the TMR sensor. At this time, when the resistance value of the junction decreases, the signal is reduced due to the parasitic resistance of the lower electrode film. As a countermeasure against this parasitic resistance, a thick Cu film was deposited and a chemical mechanical polishing process was performed, and a TMR multilayer film was formed on this substrate to reduce the resistance. In addition to the improvement of the multilayer film structure, we are also examining the improvement of signal and noise by changing the spatial arrangement of the TMR sensor. In addition to the feature of room temperature operation, TMR sensor has the feature of wide magnetic dynamic range, and its output does not saturate even if it is used in geomagnetism. Therefore, it is thought that operation outside the shield room is also possible. Using this feature of wide dynamic range, we are currently studying for measuring biological information without a shield room.

### Acknowledgement

This work was partly supported by the S-Innovation program, Japan Science and Technology Agency (JST).

### References

- 1) H. Koch, J. Electrocardiol. **37**, 117 (2004).
- 2) N. Nakasato, *et al.*, Electroencephalogr. Clin. Neurophysiol. **94**, 183 (1995).
- 3) D. Cohen, Science **175**, 664 (1972).
- 4) K. Fujiwara *et al.*, Appl. Phys. Express **11**, 023001 (2018).

## Development of synchrotron X-ray nano-beam dynamic force microscope

Hikaru Nomura<sup>1</sup>, Ryouki Wakasa<sup>2</sup>, Naoki Samura<sup>2</sup>, Yuma Jibiki<sup>1</sup>, Kazuki Takahashi<sup>1</sup>, Soma Miki<sup>1</sup>, Junya Yamaguchi<sup>1</sup>, Ryoichi Nakatani<sup>2</sup>, Minori Goto<sup>1</sup>, Yoshishige Suzuki<sup>1</sup>, Kentaro Toyoki<sup>2</sup>, Satoshi Okamoto<sup>3</sup>, Yoshinori Kotani<sup>4</sup>, Tetsuya Nakamura<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Graduate school of engineering science, Osaka University, Toyonaka, Osaka 560-8531, Japan

<sup>2</sup>Graduate school of engineering, Osaka University, Suita, Osaka 565-0871, Japan

<sup>3</sup>Institute of Multidisciplinary Research for Advanced Materials, Tohoku University, Sendai, Miyagi 980-8577, Japan

<sup>4</sup>JASRI, Sayo, Hyogo 679-5198, Japan

Soft X-ray magnetic circular dichroism (XMCD) measurement is one of the most powerful tools for researches on spintronics devices. In recent years, the size of magnetic materials used in spintronics devices has been reduced to several tens of nanometers. To measure the magnetization behavior in such devices, a high spatial resolution measurement technique is required. An XMCD measurements technique with Soft-X ray nano-beam has shown remarkable results for magnetization measurements. However, the spatial resolution of the soft X-ray nano-beam MCD is limited to a few tenths of nanometers. Therefore, a new method for XMCD high spatial resolution is required. A combination of XMCD and scanning probe microscopy (SPM) is one of the promising technique to enhance the spatial resolution of XMCD measurements [1-5]. Here, we developed a soft X-ray nano-beam SPM for high spatial resolution XMCD measurement.

For soft X-ray nano-beam SPM, we developed an original dynamic force microscope (DFM) with UNISOKU Co., Ltd. The soft X-ray nano-beam SPM was installed in Spring-8 BL25SU (Fig. 1). Fig. 2 shows a schematic diagram of our soft X-ray nano-beam SPM. The DFM is fully controlled by the original controller developed with LabVIEW FPGA. The controller can be remotely controlled by python programs. With this system, we can enhance the spatial resolution of the XMCD measurements.

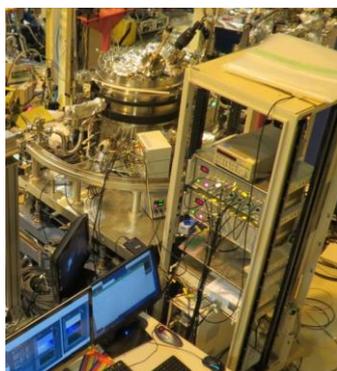


Fig. 1. Photograph of soft X-ray nano-beam SPM.

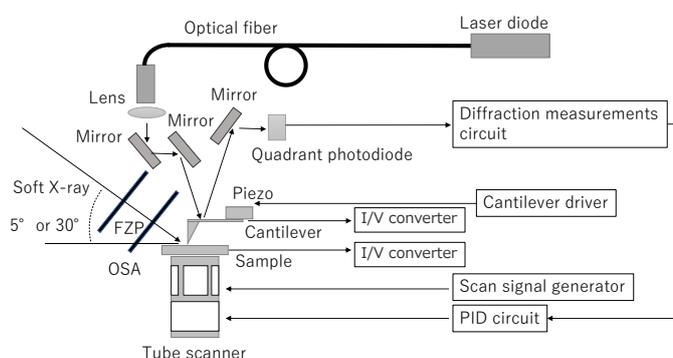


Fig. 2. Schematic diagram of soft X-ray nano-beam dynamic force microscope.

This work was supported by MEXT/JSPS KAKENHI Grant Number JP15H02244 and JASRI SOLUTUS. Part of this work was supported by Center for Spintronics Research Network (CSRN) Osaka University, Ministry of Internal Affairs and Communications and MEXT/JSPS KAKENHI Grant Number JP19140198.

### Reference

- 1) I. Schmid, et al.: Ultramicroscopy, 110 (2010) 1267.
- 2) A. Saito, et al.: Jpn. J. Appl. Phys., 45 (2006) 1913.
- 3) A. Saito, et al.: J. Synchrotron Rad., 13 (2006) 216.
- 4) N. Shirato, et al.: Nano Letters, 14 (2014) 6499.
- 5) S. Suzuki, et al.: Chem.Lett., 33 (2004) 636.

# 高次高調波発生を用いた MCD 計測用光源の開発

高橋栄治

(理研 光量子工学研究センター)

Femtosecond soft x-ray sources via high-order harmonics for ultrafast MCD measurements

Eiji J. Takahashi

(RIKEN Center for Advanced Photonics, RIKEN)

## 1 はじめに

大型放射光は磁性材料等の物質の状態を計測する上で非常に有用な光源であり、多くの研究者が使用している。一方でレーザーからの波長変換プロセスである高次高調波発生を利用したアト秒光源開発は、超短パルスレーザー技術の進展と共にそのパルス幅を 50 アト秒以下にまで短縮している。また発生光子エネルギーも長波長・超短パルスレーザーの高度化により、カーボンや酸素の K 吸収端<sup>1)</sup>にまで拡張されるようになっており、X 線吸収微細構造 (XAFS) 計測<sup>2)</sup>に高調波ビームが利用されるまでになっている。さらに 2015 年に実現された円偏光高次高調波光源<sup>3)</sup>の登場により、軟 X 線磁気円二色性分光 (MCD) への高調波光源応用も始まろうとしている。高次高調波光源は比較的小型なレーザーシステムを用いて発生させることが可能であり、高精度に時間同期されたポンプ・プローブ計測を行う事ができることから、例えば放射光では不可能なフェムト秒 XAFS やフェムト秒 MCD といった新しい測定法への展開が期待されている。一方で広域なアプリケーション開発において必要不可欠となる高次高調波パルス自身の出力エネルギーは未だに低く、光源応用の範囲は吸収分光等に限定されている。

## 2 MCD 計測を目指した次世代アト秒高次高調波光源の開発

我々の研究チームでは高次高調波の高出力化及び高光子エネルギー化を目指し、独自の高エネルギー化法やその為の励起レーザーシステムの開発に取り組んでいる。開発目標としている高次高調波光源の光子エネルギー域は sub-keV から数 keV であり (図 1 参照)、具体的な光源アプリケーションとして XAFS, MCD, コヒーレントイメージング法との組み合わせによるナノ構造イメージングを検討している。特に MCD 計測においては強磁性体材料の L 吸収端をカバーできる次世代のアト秒高次高調波光源を開発し、ポンプ・プローブ法と組み合わせる事でフェムト秒スピントロニクス研究という新しいサイエンスを切り開くことを目指している。その為の高調波励起レーザーシステムとして研究チームでは、二重チャープ光パラメトリック増幅 (DC-OPA) を用いた TW 級超短パルス中赤外レーザー<sup>4)</sup>、及び 3 色の超短パルスレーザーを用いた光シンセサイザーの開発に現在取り組んでいる。講演では最新のレーザー開発状況を紹介しますと共に、磁性体研究に資する次世代アト秒高調波光源の開発状況とその展開について講演する予定である。

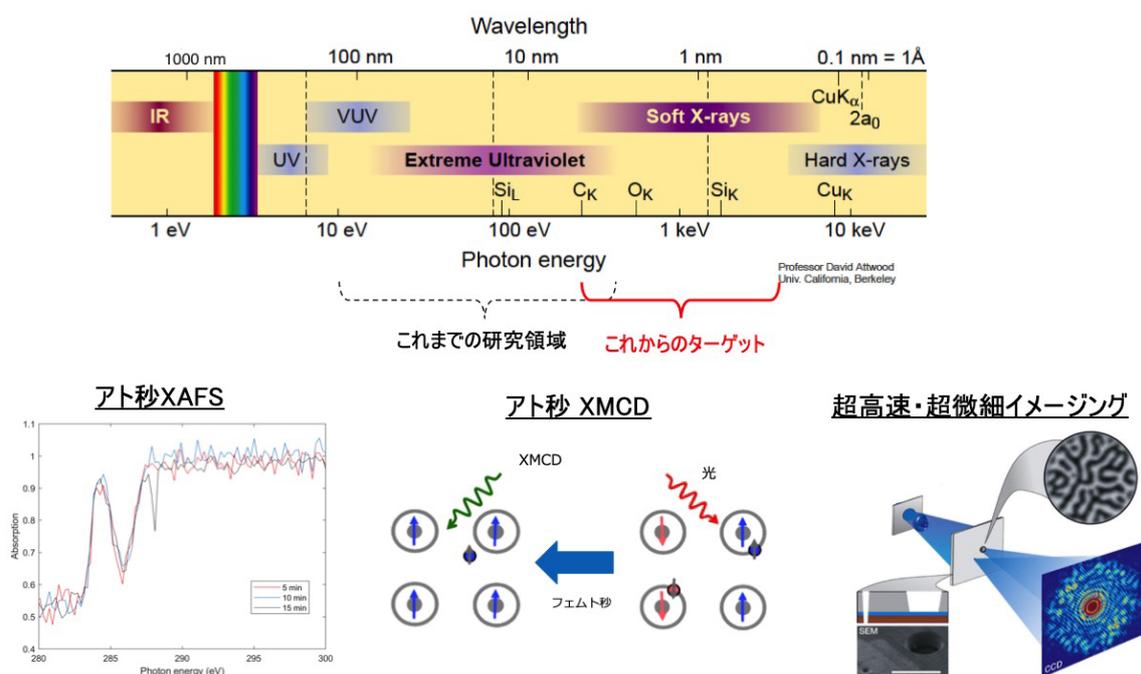


Fig. 1 高強度アト秒パルス光源の波長域の拡張と応用研究例

## References

- 1) E. J. Takahashi, T. Kanai, K. L. Ishikawa, Y. Nabekawa, and K. Midorikawa, "Coherent Water Window X Ray by Phase-Matched High-Order Harmonic Generation in Neutral Media," *Physical Review Letters*, vol. 101, no. 25, p. 253901, (2008).
- 2) D. Popmintchev et al., "Near- and Extended-Edge X-Ray-Absorption Fine-Structure Spectroscopy Using Ultrafast Coherent High-Order Harmonic Supercontinua," *Physical Review Letters*, vol. 120, no. 9, p. 093002, (2018).
- 3) D. D. Hickstein et al., "Non-collinear generation of angularly isolated circularly polarized high harmonics," *Nature Photonics*, vol. 9, no. 11, pp. 743-750, (2015).
- 4) Y. Fu, K. Midorikawa, and E. J. Takahashi, "Towards a petawatt-class few-cycle infrared laser system via dual-chirped optical parametric amplification," *Scientific Reports*, vol. 8, no. 1, p. 7692, (2018).

# Excitation and Propagation Dynamics of Spin Waves Observed by Spin-wave Tomography

Yusuke Hashimoto

Advanced Institute for Materials Research, Tohoku University

In magnetic media, waves of precessional motion of magnetization serve as an elementary excitation, called spin wave. To know its properties, one should measure how its frequency with its wavenumber vector. This relation is called dispersion relation. Spin waves, mediated by dipole-dipole interaction, are called pure-magnetostatic waves. The dispersion relation of pure-magnetostatic spin waves is characterized by complicated and anisotropic dispersion relations; their slope may even become negative for the so-called backward volume magnetostatic waves. The magnetostatic waves have been employed in spintronic and magnonic devices, while the observation of dispersion relations of pure-magnetostatic waves was one of the challenges.

Recently, we developed a new method for the direct observation of the dispersion relation of pure-magnetostatic waves by developing a table-top all-optical spectroscopy; we named spin-wave tomography (SWaT) [1]. Spin waves are excited by the illumination of an ultrashort light pulse focused on a very small surface area of a magnet medium. When the pulse duration and the excitation area of the light pulse are infinitesimally small, the pulse includes all temporal and spatial wave components according to the Fourier theorem. Then, spin waves of all frequency and wavenumber vector are created simultaneously and propagate from the excitation point. The created spin waves are observed by using a time-resolved magneto-optical imaging technique [2]. The Fourier transformation of the observed waveform along the time and spatial coordinates gives the power spectra of spin waves as a function of the frequency and the wavenumber vector. The spectra represent the dispersion relation of spin waves. This is the basic concept of SWaT [1].

In this talk, I will introduce our recent studies about the excitation and the propagation dynamics of spin waves using time-resolved SWaT [1,3] and phase-resolved SWaT [4,5], of which typical data are shown in Figs. 1(a) and 1(b), respectively.

## References

- 1) Y. Hashimoto, *et al.*, *Nature Communications* **8**, 15859 (2017).
- 2) Y. Hashimoto, *et al.*, *Review of Scientific Instruments* **85**, 063702 (2014).
- 3) Y. Hashimoto, *et al.*, *Physical Review B* **97**, 140404 (2018).
- 4) Y. Hashimoto, *et al.*, *Applied Physics Letters* **112**, 072410 (2018).
- 5) Y. Hashimoto, *et al.*, *Applied Physics Letters* **112**, 232403 (2018).

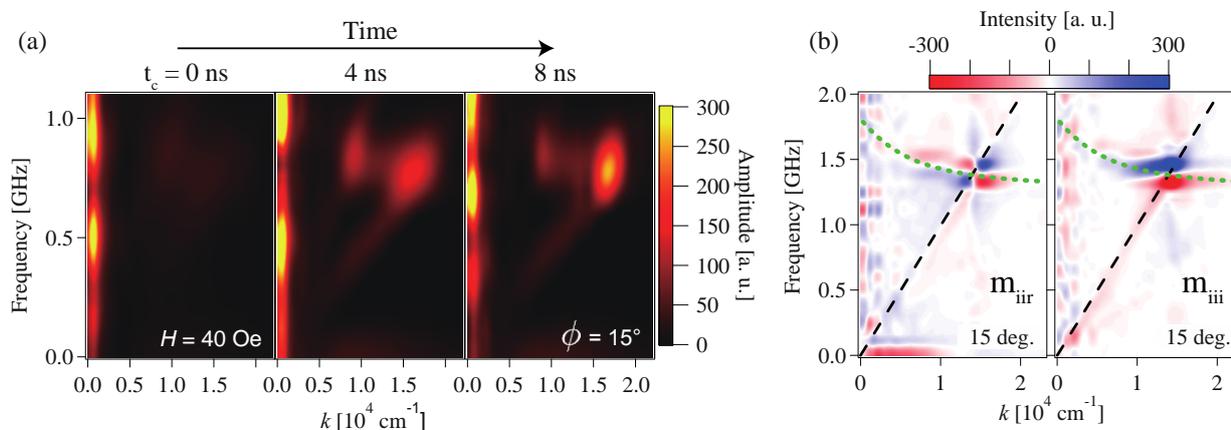


Fig. 1 Typical data of (a) time-resolved SWaT [1,3] and (b) phase-resolved SWaT [4,5].

# アキシアルギャップ型 SR モータの解析精度向上に関する検討

相澤拓毅, 中村健二  
(東北大学)

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

Hiroki Aizawa, Kenji Nakamura  
(Tohoku University)

## 1. はじめに

これまで筆者らは、スイッチトリラクタンス (SR) モータの性能向上と、インホイールダイレクトドライブ方式の電気自動車 (EV) への適用について検討を進めてきた<sup>(1)</sup>。その結果、インホイールモータのように扁平な構造の場合、径方向に空隙を有する一般的なラジアルギャップ型よりも、軸方向に空隙を有するアキシアルギャップ型の方がトルク発生面が広く、トルク密度が高くなることを明らかにした<sup>(2)</sup>。また、市販の小型 EV に搭載されている永久磁石モータと、ほぼ同等の性能を有するアキシアルギャップ型 SR モータ (AFSRM) を試作し、走行試験を行うことで、その有用性を示した<sup>(3)</sup>。

一方、試作した AFSRM のトルクは、3次元有限要素法 (3D-FEM) による計算値を下回っていたことから、原因の解明と改良が必須であることも明らかになった。本稿では、AFSRM のさらなるトルク向上を目指し、トルクの誤差要因について分析を行ったので報告する。

## 2. トルクの誤差要因の分析

Fig. 1 に、試作した AFSRM の諸元を示す。本モータは、Fig. 2 に示すようにケースに格納され、EV の後輪 2 つのホイール内部に搭載される。この図から、金属製のハウジングや鉄心固定用のホルダなどが、モータに近接配置されていることがわかる。本稿では、AFSRM からの漏れ磁束が、これらの金属に鎖交することで生じる渦電流がトルク低下の要因と考え、モータのみではなく、ハウジングやホルダなども解析対象に含めて、3D-FEM で分析を行った。また、AFSRM の固定子、回転子とともに、積層鋼板であることから、これも考慮した。

Fig. 3 に、トルク特性の比較を示す。この図より、ハウジング等の渦電流や鋼板の積層を考慮することで、計算値は実測値と良好に一致することがわかる。

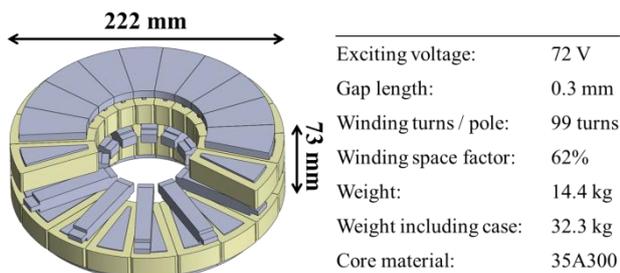


Fig. 1 Specifications of a prototype AFSRM.

Fig. 4 はハウジングの渦電流分布の計算結果である。この図より、無視できないほどの渦電流がハウジングに流れていることがわかる。今後は、この渦電流を低減し、さらなる性能向上を目指す予定である。

## 参考文献

- (1) H. Goto, Y. Suzuki, K. Nakamura, T. Watanabe, H. J. Guo, O. Ichinokura, *Journal of MMM*, **290-291**, 1338 (2005).
- (2) Y. Ono, K. Nakamura, O. Ichinokura, *J. Mag. Soc. Japan*, **35**, 106 (2011).
- (3) K. Takase, H. Goto, O. Ichinokura, *ICEMS 2016*, 16650659 (2016).

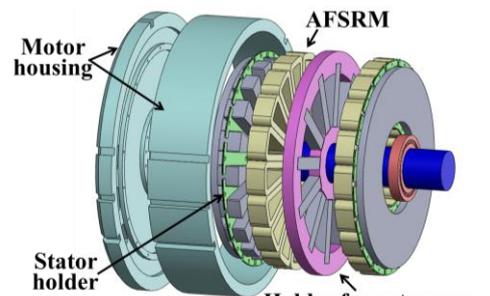


Fig. 2 Configuration of the motor assembly.

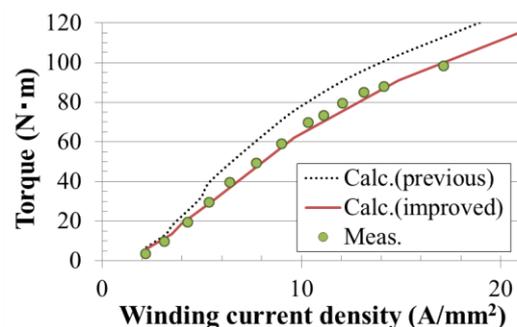


Fig. 3 Comparison of torque characteristics of AFSRM.

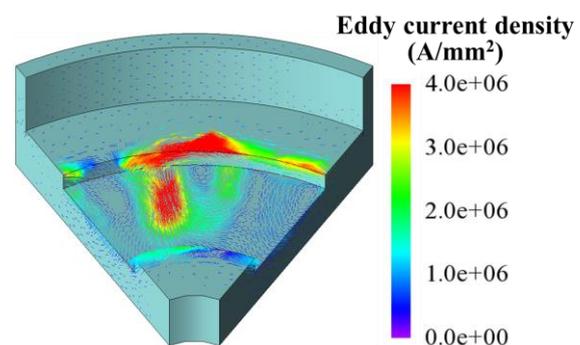


Fig. 4 Eddy current distribution of the motor housing.

## インセット型高速 PM モータの試作試験

内山 裕太郎, 中村 健二, 一ノ倉 理, \*後藤 博樹, \*\*郭 海蛟  
(東北大学, \*宇都宮大学, \*\*東北学院大学)

Prototype Test of High-Speed Inset PM Motor

Y. Uchiyama, K. Nakamura, O. Ichinokura, \*H. Goto, \*\*H. J. Guo  
(Tohoku University, \*Utsunomiya University, \*\*Tohoku Gakuin University)

### はじめに

近年、パワーエレクトロニクス回路の小型高出力化に伴い、損失密度の増大と、それに伴う局所的な発熱が顕在化している。このような回路の冷却手段としては、ファンによる強制風冷が一般的であるが、従来、これらのファンに用いられるモータはコストが最優先であったため、効率は決して高く無い。一方で、冷却ファン用モータは常時駆動し続けることから、その効率改善はシステム全体の省エネルギー化に寄与するところが少なくない。

先に筆者らは、冷却ファン用モータの高効率化について、回転子構造の観点から検討を行い、2層の埋込磁石構造とすることで、従来機の効率を大きく上回ることを実証した<sup>1)</sup>。

本稿では、さらなる効率改善を目的として、インセット型永久磁石 (PM) モータの試作試験を行ったので報告する。

### インセット型 PM モータの試作試験結果

Fig. 1 に、本稿での検討に用いたインセット型 PM モータの諸元を示す。3相6スロット4極機であり、定格回転数は 12,600 rpm、定格トルクは 200 mN・m である。高速回転に伴う磁石渦電流損を防ぐため、ネオジウムボンド磁石を採用した。ただし、磁石性能という観点から見ると、ボンド磁石は焼結磁石に劣るため、一般的な径方向着磁では無く、極異方性着磁を採用した。また、回転子に鉄心部分を設けたインセット型とすることで、リラクタンストルクを併用することも狙った。Fig. 2 に、試作したインセット型 PM モータの回転子の外観を示す。このモータについて、試作試験を行った。

Fig. 3 に実験システムの外観を示す。Fig. 4(a)に、試作機の電流密度対トルク特性を示す。この図を見ると、定格トルク時の電流密度は約 6.3 A/mm<sup>2</sup> であることがわかる。次いで、同図(b)は効率特性である。先行機<sup>1)</sup>の最高効率率は約 88%であったのに対して、新たに試作したインセット型 PM モータは 90%以上の効率を達成したことが了解される。

### 参考文献

1) 川村 恭平, 中村 健二, 一ノ倉 理, 後藤 博樹, 郭 海蛟, 「冷却ファン用高速回転モータの高トルク化・高効率化に関する検討」, 日本磁気学会論文特集号, Vol. 3, No. 1, pp. 85-89 (2019)

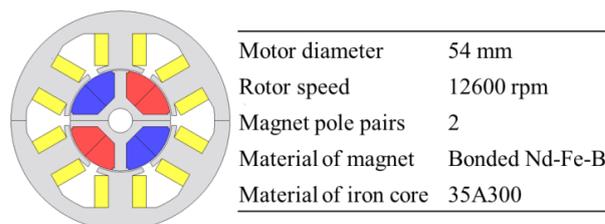


Fig. 1 Specifications of an Inset PM motor.

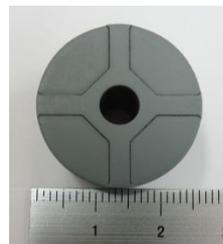


Fig. 2 Rotor core of the prototype Inset PM motor.

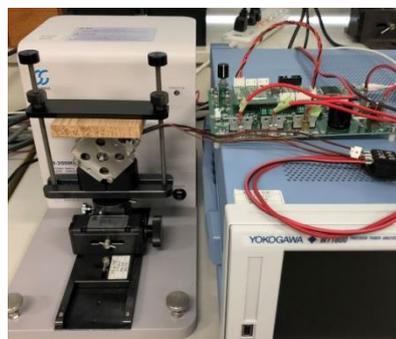
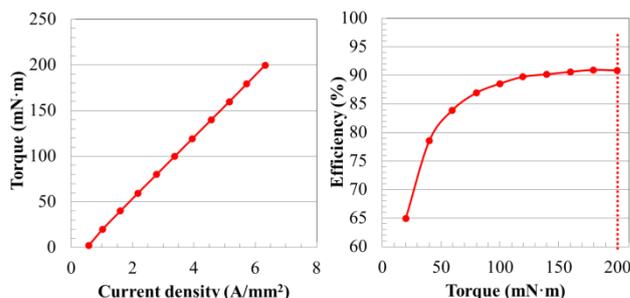


Fig. 3 External view of the experimental setup.



(a) Torque characteristic (b) Efficiency characteristic  
Fig. 4 Basic characteristics of the prototype Inset PM motor.

# 圧粉磁心を適用した電動工具用 SR モータに関する検討

永井 歩美, 中村 健二, 佐藤 重典, 牧野 彰宏  
(東北大学)

High-Speed SR Motor made of Soft Magnetic Composite for Electric Power Tools

A. Nagai, K. Nakamura, S. Sato, A. Makino  
(Tohoku University)

## はじめに

スイッチトリラクタンس (SR) モータは、鉄心と巻線のみで構成される両突極機である。巻線は固定子極のみに集中巻され、回転子には巻線や導体バー、ブラシや整流子などは不要である。そのため、SR モータは構造が単純で堅牢、保守性が良好、安価などの特長を有し、電動工具などの高速回転用途に適する。先に筆者らは、電動工具用の SR モータの解析設計と試作試験を行い、既存の希土類磁石モータと同等以上のトルクを有することを明らかにした<sup>1)</sup>。

本稿では、さらなる高効率化を目的として、高周波鉄損の小さい圧粉磁心を適用した SR モータの特性について検討を行ったので報告する。

## 圧粉磁心を用いた SR モータの特性

Fig. 1 に、考察に用いた SR モータの諸元を示す。本 SR モータは先行研究で開発した固定子 12 極、回転子 8 極の 3 相機であり、直径は 45 mm である。

Fig. 2 に、先行機の鉄心材料 (35A300) と本稿で用いた圧粉磁心の  $B-H$  曲線と鉄損曲線を示す。これらの図を見ると、飽和磁束密度は考察に用いた圧粉磁心がケイ素鋼板よりも低い。しかしながら、鉄損は特に高周波側で小さいことがわかる。本稿では、両材料を用いた 12/8 SR モータの特性について、3 次元有限要素法を用いて比較・検討を行った。

Fig. 3 に電流密度に対するトルク特性を、Fig. 4 にトルクに対する効率特性を示す。これらの図を見ると、飽和磁束密度が低いことからトルク特性は低下したが、効率特性は特に低負荷側で改善したことがわかる。

## まとめ

以上、高周波鉄損の小さい圧粉磁心を適用した SR モータの特性について比較・検討を行った。今後は圧粉磁心の形状自由度の高さを利用し、固定子鉄心形状に工夫を加えることで、高トルク化と高効率化の両立を図る予定である。なお、本研究の一部は東北大学 AIE 卓越大学院プログラムにより支援された。

## 参考文献

- 1) K. Nakamura, Y. Kumasaka, O. Ichinokura, *Journal of Physics: Conference Series*, **903**, 012040 (2017).

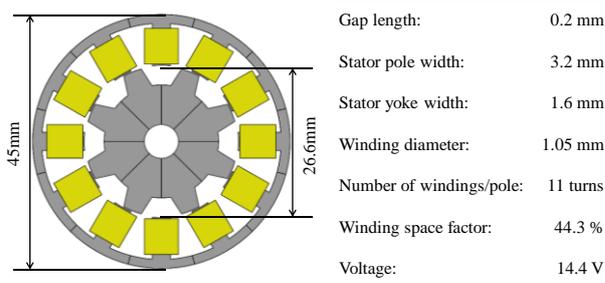
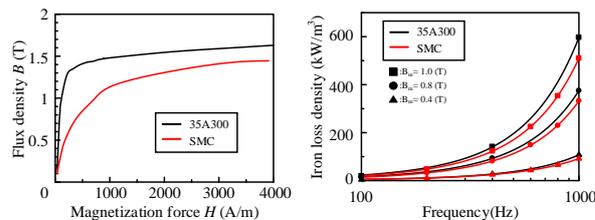


Fig. 1 Specifications of SR motor for comparison.



(a)  $B-H$  curves (b) Iron loss characteristics

Fig. 2 Characteristics of core material.

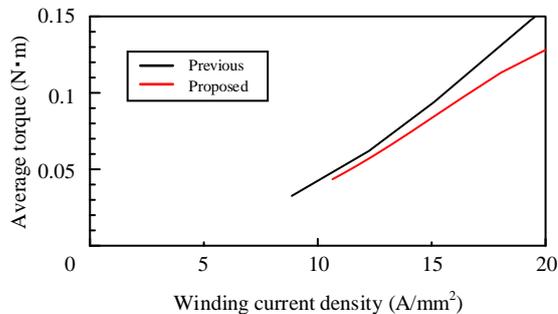


Fig. 3 Comparison of current density versus torque characteristics.

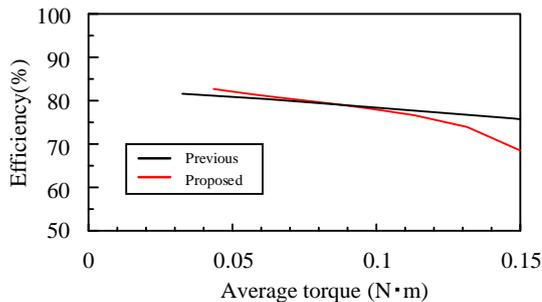


Fig. 4 Comparison of torque versus efficiency characteristics.

# 磁気ギヤードモータの電流位相角が脱調トルクに及ぼす影響

伊藤 亘輝, 中村 健二  
(東北大学)

Influence of Current Phase Angle on Stall torque of Magnetic-Gear Motor

Koki Ito, Kenji Nakamura  
(Tohoku University)

## はじめに

先に筆者らは、磁気ギヤードモータを試作し、その有用性を実証するとともに、移動支援機器への適用可能性を示した<sup>1)</sup>。その後の検討において、磁気ギヤードモータは電流位相角により、脱調トルクに変化が生じることが明らかになった。本稿では、電流位相角が磁気ギヤードモータの脱調トルクに及ぼす影響について、3次元有限要素法(3D-FEM)を用いて検討を行ったので報告する。

## 電流位相角と脱調トルクの関係

Fig. 1に、考察対象とした磁気ギヤードモータの試作機の諸元を示す。モータ部は3相9スロット集中巻の固定子と4極対の内側回転子で構成され、磁気ギヤ部はモータ部と共通の内側回転子と、27極のポールピース、23極対の外側回転子で構成される。

Fig. 2に、各電流位相角に対する脱調トルクの実測値を示す。同図より、電流位相角を進めると脱調トルクが増加し、遅らせると減少することがわかる。ここで、本磁気ギヤは内外回転子の磁石磁束をポールピースで変調することで、ギヤとして動作することから、電流位相角が変調磁束に与える影響について、3D-FEMを用いて検討を行った。なお、解析では外側回転子磁石を空気とし、電機子電流密度  $6.5 \text{ A/mm}^2$  で電流位相角を  $-60$ 、 $0$ 、 $60$  度とした場合と、電流密度を  $0 \text{ A/mm}^2$  とし、磁気ギヤとして動作させた場合の結果を比較した。

Fig. 3に、ポールピースによって変調された磁束密度波形を示す。また、Fig. 4は上記磁束密度波形の各次高調波成分のうち、トルク伝達に寄与する23次成分を比較した結果である。この図を見ると、電流位相角に応じて、23次成分の振幅が増減していることがわかる。すなわち、本磁気ギヤードモータは、電流位相角を進めるとトルクに寄与する磁束成分が増え、最大トルクが向上することが明らかとなった。

本研究の一部は東北大学 AIE 卓越大学院プログラムにより支援された。

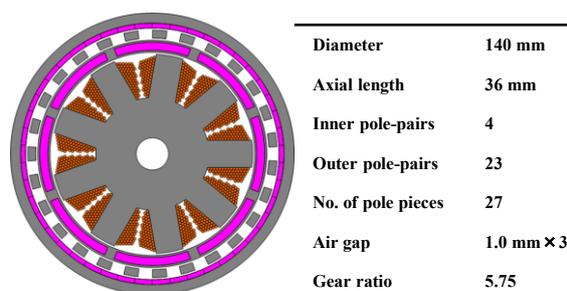


Fig. 1 Specifications of a prototyped magnetic-gear motor.

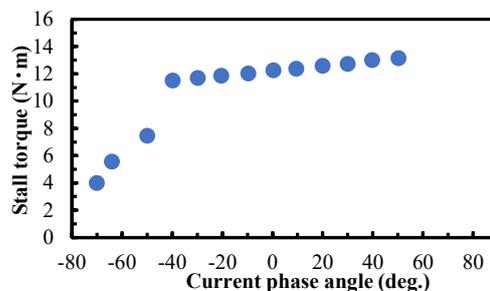


Fig. 2 Current phase angle versus stall torque.

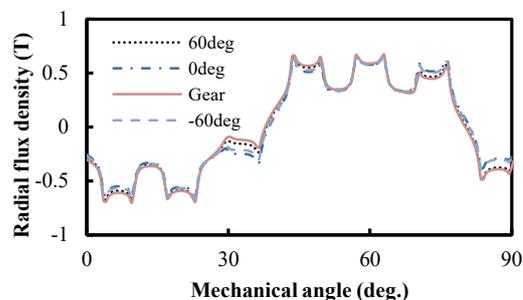


Fig. 3 Radial flux density distribution in air gap between the pole-pieces and the outer rotor.

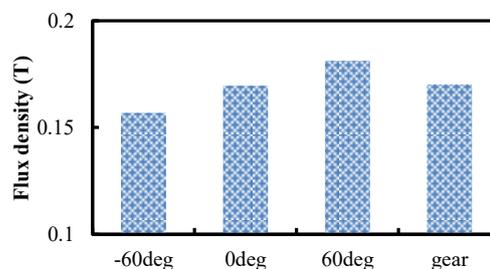


Fig. 4 The 23rd harmonic content of flux density distribution shown in Fig. 3.

## 参考文献

1) 伊藤, 門松, 中村, 日本磁気学会論文特集号, 3,1, (2019)

# アウターロータ型高速PMモータの高効率化に関する検討

櫻井 将, 中村健二  
(東北大学)

Efficiency Improvement of Outer Rotor type High-Speed Permanent Magnet Motor

S. Sakurai, K. Nakamura  
(Tohoku University)

## はじめに

スイッチング電源回路やモータ駆動回路は、常に小型高出力化が求められるが、出力密度の向上に伴い、局所的な損失の増大と、それに伴う発熱の問題が顕在化している。このような回路の冷却には、ファンによる強制風冷が一般的であるが、従来、ファン用のモータはコストが最優先であったため、矩形波駆動方式が採用され、効率も決して高くない。一方で、ファン用モータは常時駆動されることから、その効率改善はシステム全体の省エネルギー化に寄与するところが少なくない。

先に筆者らは、ファン用モータの高効率化に関して、インナーロータ型の永久磁石 (PM) モータの回転子構造に着目し、2層の埋込磁石構造とすることで、従来機の効率を大きく上回ることを実証した<sup>1)</sup>。

本稿では、ファン用モータとして、より一般的な構成であるアウターロータ型に着目し、その高効率化について検討を行ったので報告する。

## アウターロータ型PMモータの高効率化検討

Fig. 1 に、本稿での比較検討に用いたアウターロータ型のPMモータを示す。3相6スロット集中巻の4極機であり、鉄心材料は厚さ0.35mmの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。同図(a)は一般的な表面磁石型 (SPM) であるが、ファン用モータのような高速用途では、磁石渦電流損の影響が大きいと予想される。そこで本稿では、同図(b)に示すように、磁石を回転子鉄心内部に浅く埋め込んだ構造 (IPM) について検討を行った。さらに、磁石を周方向に5つずつ分割することで、磁石渦電流損のさらなる抑制を狙った。

Fig. 2 に、3次元有限要素法 (3D-FEM) を用いて算定した、両モータのトルク特性と効率特性を示す。これらの図を見ると、トルクはSPMが優れていることがわかる。これはトルクに寄与する磁石磁束がIPMよりも大きいためである。一方、効率はIPMの方が高いことがわかる。この理由を示したのが、Fig. 3の各損失の比較である。同図中の $W_c$ が銅損、 $W_i$

が鉄損、 $W_e$ が磁石渦電流損、そして $W_{total}$ が全損失である。これらの図を見ると、銅損 $W_c$ はトルクが優れるSPMの方が小さいが、磁石渦電流損 $W_e$ はSPMに対して、IPMは1/10以下に低減できていることがわかる。これが効率向上の主たる要因である。

以上より、提案するIPM構造の回転子の有用性が明らかになった。今後は実証実験を行う予定である。

## 参考文献

1) 川村, 中村, 一ノ倉, 後藤, 郭, 日本磁気学会論文特集号, 3, 85 (2019)

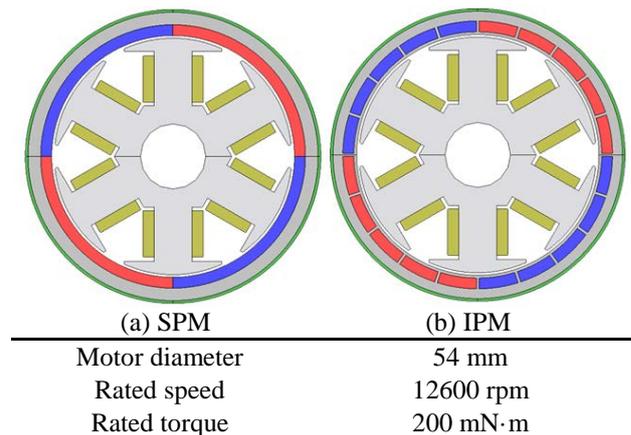


Fig. 1 Outer rotor type SPM and IPM motors.

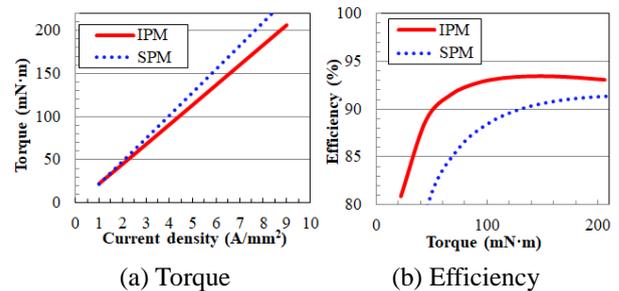


Fig. 2 Comparison of basic characteristics.

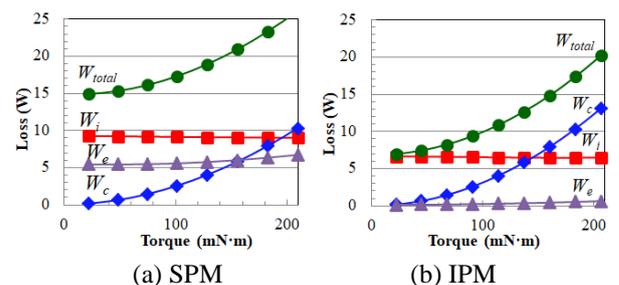


Fig. 3 Comparison of loss characteristics.

# アモルファス合金を適用した埋込磁石型磁気ギヤの特性

水穴裕真, 中村健二, \*鈴木雄真, \*大石悠平, \*立谷雄一, \*操谷欽吾  
(東北大学, \*㈱プロスピイン)

Characteristics of Interior Permanent Magnet Magnetic Gear made of Amorphous Alloy

Y. Mizuana, K. Nakamura, Y. Suzuki, Y. Oishi, Y. Tachiya, K. Kuritani  
(Tohoku University, \*Prospine Co., Ltd.)

## はじめに

磁束変調型磁気ギヤは、非接触で増減速可能であるため、機械式ギヤと比べて振動や騒音が小さく、保守性に優れ、また他の磁気ギヤと比べてトルク密度が高い<sup>1)</sup>。一方、磁束変調に起因して磁石には渦電流が生じることが知られている。

先に筆者らは、磁石渦電流の低減策として、鉄心内部に磁石をスポーク状に埋め込む手法を提案するとともに<sup>2)</sup>、磁気ブリッジの位置や磁石形状を工夫することで、トルクを向上させる手法を提案した<sup>3)</sup>。

本稿では、埋込磁石型 (IPM) 磁気ギヤのさらなる効率向上を目的として、軟磁性材料の中でも鉄損が小さいアモルファス合金に着目し、これを IPM 磁気ギヤの鉄心に用いた場合の特性について、解析と実験の両面から検討を行ったので報告する。

## アモルファス合金を用いた IPM 磁気ギヤの特性

Fig. 1 に、IPM 磁気ギヤの諸元を示す。回転子磁石はスポーク状に埋め込まれており、磁気ブリッジはギャップの反対側に設けられている。本稿では、低鉄損材料であるアモルファス合金に着目し、回転子鉄心とポールピースの材料の組み合わせを種々変更して比較を行った。

Fig. 2 に、3次元有限要素法で求めた、外側回転子の最大トルクと鉄損の計算値を示す。なお、この時の高速側の回転数は 300 rpm である。同図(a)を見ると、一般にアモルファス合金の方がケイ素鋼板よりも飽和磁束密度が低いにもかかわらず、鉄心材料にアモルファスを用いることでトルクが向上していることがわかる。また、同図(b)を見ると、ポールピース材をアモルファスにすることで、鉄損を大幅に低減できていることがわかる。

次いで、これら3種類の磁気ギヤを実際に試作し、特性の比較を行った。Fig. 3 に、外側回転子の最大トルクの実測値を示す。この図を見ると、実験においても、ケイ素鋼板からアモルファス合金に変更することでトルクが向上しており、Fig. 2(a)に示した計算結果と同様の傾向を示していることがわかる。

本研究の一部は東北大学 AIE 卓越大学院プログラムにより支援された。

## 参考文献

- 1) K. Atallah and D. Howe, *IEEE Trans. Magn.*, **37**, 2844 (2001).
- 2) T. Ikeda, K. Nakamura, and O. Ichinokura, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **33**, 130 (2009).
- 3) Y. Mizuana, K. Nakamura, Y. Suzuki, Y. Oishi, Y. Tachiya, K. Kuritani, *Trans. Magn. Special Issues*, **3**, 74 (2019).

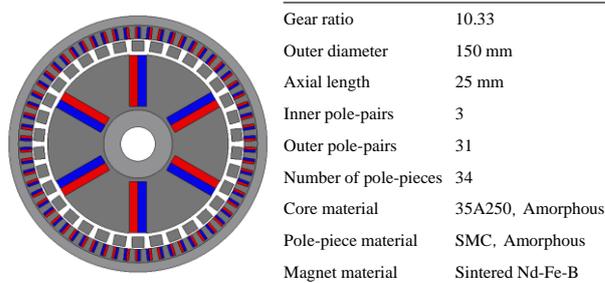


Fig. 1 Specifications of IPM magnetic gear.

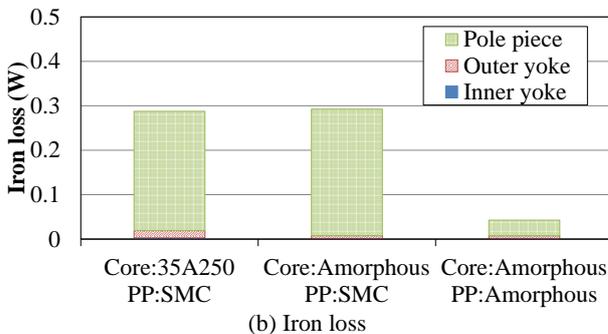
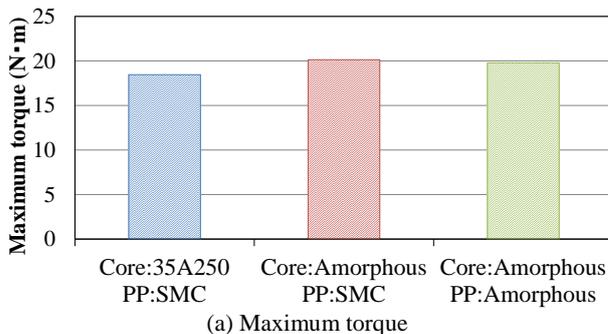


Fig. 2 Comparison of calculated torque and iron losses of the IPM magnetic gears.

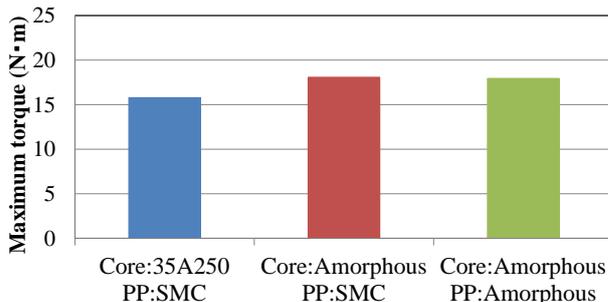


Fig. 3 Comparison of the measured maximum torque of the IPM magnetic gears.

# 1層毎交互巻高周波アモルファストランスを有する

## 直流連系用 DC-DC コンバータの特性

大津 諭史, 中村 健二 (東北大学)

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

S. Otsu, K. Nakamura (Tohoku University)

### はじめに

近年、欧州を中心に総容量 100 MW 以上の洋上ウインドファームの導入が進んでおり、その送電方式として、高圧直流送電 (HVDC) が注目されている。筆者らは、HVDC 用のコンバータには、昇圧と絶縁の機能を具備した高周波リンク型 DC-DC コンバータが適すと考え、動作周波数が数 kHz のトランスの材料については、鉄損低減の観点からアモルファス合金が最適であると明らかにした<sup>(1)</sup>。また、近接効果による銅損の増加を明らかにし、これを抑制可能な巻線構成として 1 層毎交互巻を提案した<sup>(2)</sup>。

本稿では、直流連系用 DC-DC コンバータの小型模擬実験システムを用いて、1 層毎交互巻アモルファストランスを適用した際の特性について、種々検討を行ったので報告する。

### 小型模擬システムを用いた実験結果

Fig. 1 に、1 層毎交互巻アモルファストランスの形状・寸法と巻線配置を示す。1 次巻線と 2 次巻線が 1 層毎交互に配置されるため、漏れ磁束が極めて小さく、近接効果に起因する銅損の増加を抑制できる。

Fig. 2 に、直流連系用 DC-DC コンバータの小型模擬実験システムの構成を示す。風車は最大電力追従制御によって巻線電流が制御されることから、DC-DC コンバータの入力側は直流電流源で模擬した。一方、出力側は直流系統電圧が常に一定に保たれていると仮定し、定電圧源で模擬した。DC-DC コンバータの DC/AC 変換部は位相シフト制御により、トランスの交流印加電圧を一定に保つことができる。

Fig. 3 に、1 層毎交互巻アモルファストランスを用いて、 $duty = 0.6$  としたときの観測波形を示す。この図を見ると、入力電圧と出力電圧の位相差がほぼ無く、環流電流も瞬時に減衰していることがわかる。これは 1 層毎交互巻トランスは結合係数が高く、漏れインダクタンスが極めて小さいためである。

Fig. 4 に効率の比較を示す。1 層毎交互巻を採用することで、近接効果の抑制、並びにスイッチング損失の低減により、効率が向上することが明らかとなった。

### 参考文献

- 1) 田中秀明, 中村健二, 一ノ倉理, マグネティックス研究会資料, MAG-14-29 (2014)
- 2) H. Tanaka, K. Nakamura, O. Ichinokura, *J. Magn. Soc. Jpn.*, Vol. 40, pp. 35-38 (2016).

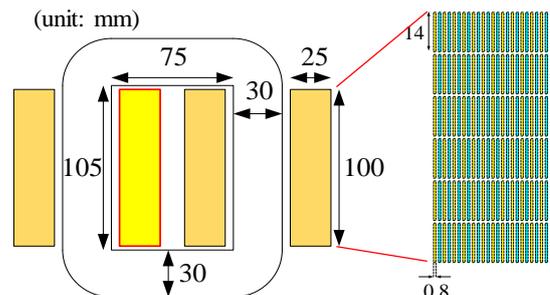


Fig. 1 Shape and dimensions of the amorphous transformer with interleaved-winding.

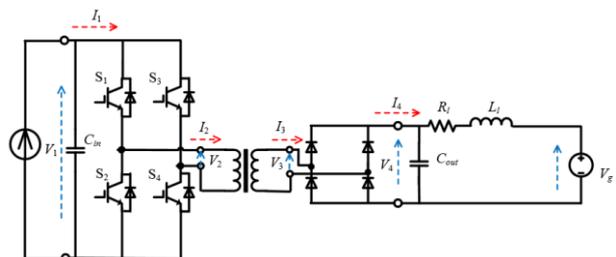


Fig. 2 Circuit configuration of the dc-dc converter for HVDC transmission system.

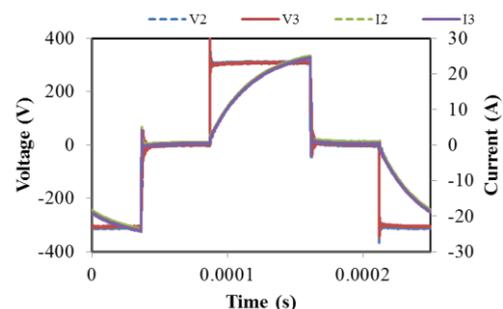


Fig. 3 Observed waveforms of the input and output voltage and current of the amorphous transformer ( $duty = 0.6$ ).

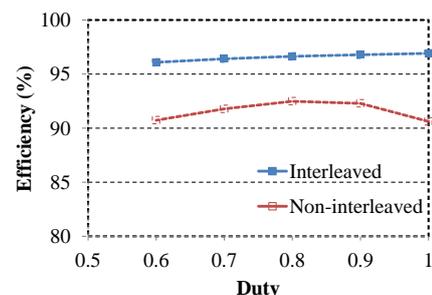


Fig. 4 Comparison of efficiency of the dc-dc converters when the transformer has interleaved-winding and non-interleaved-winding.

# 周波数拡散を用いた DC-DC コンバータのノイズと効率に 及ぼす磁気飽和の影響

西島健一, 天池伸吾\*

(富山高等専門学校, \*日産エンジニアリング株式会社)

Influence of Magnetic Saturation on Noise and Efficiency  
of DC-DC Converter with Frequency Spreading

K.Nishijima, \*S.Amaike

(National Institute of Technology, Toyama College, \*Nissan Engineering, Ltd)

## はじめに

パワエレ分野で EMI ノイズ規格が 150kHz 以下にまで拡大される動きが IEC で行われている<sup>1)</sup>。150kHz 以下の周波数範囲では最もノイズレベルが高い基本波からのノイズ対策が必要となる。筆者は、ノイズ対策手法として、フィルタと周波数拡散機能の両面から最適な低減化を図るための設計指針を検討している<sup>2)</sup>。

本報告では、電子機器の小型化トレンドを阻害しない電源ノイズ対策として周波数拡散によるノイズ低減と変換効率に及ぼす磁気飽和の影響について述べる。

## 実験方法と結果

実験は昇圧形 DC-DC コンバータ ( $V_{in}=7.2V \rightarrow V_{out}=12V$ ,  $f_s \approx 110kHz$ ) を用い、PWM 制御 IC の周波数設定端子に三角波 ( $f_m \approx 300Hz$ ) を RC カップリング入力することでスイッチング周波数を変調させている。周波数拡散で周波数が低周波に変調したときに、ON 時間が長くなり、大きい電流が流れ、インダクタ L の定格電流を超えて磁気飽和する可能性がある。実験では、磁気飽和の影響を調べるために L 値が同じ 47  $\mu H$  で定格電流が 2.8A (磁気飽和なし) と 0.62A (磁気飽和あり) の異なるインダクタを用いて、伝導ノイズ (コンバータの入力  $V_{in}$ ) と効率 ( $P_{out}/P_{in}$ ) の比較・検討を行った。その結果、定格電流が 2.8A のインダクタ (磁気飽和なし) では、周波数拡散の拡散幅を広げることでノイズ低減効果も大きくなり、このとき、出力電圧と効率はほぼ一定となった。これに対して、定格電流が 0.62A のインダクタ (磁気飽和あり) では、前者ほどのノイズ低減効果は得られず (8dBV 劣化)、このとき、出力電圧はほぼ一定を保つが効率は低下 (7% 劣化) した。図 1 に拡散幅  $\Delta f$  に対する基本波ノイズ低減量と効率を示す。今後は、スイッチング電源と EMC の設計指針として検討を進めていく予定である。発表当日は詳細な実験・検討結果について述べる。

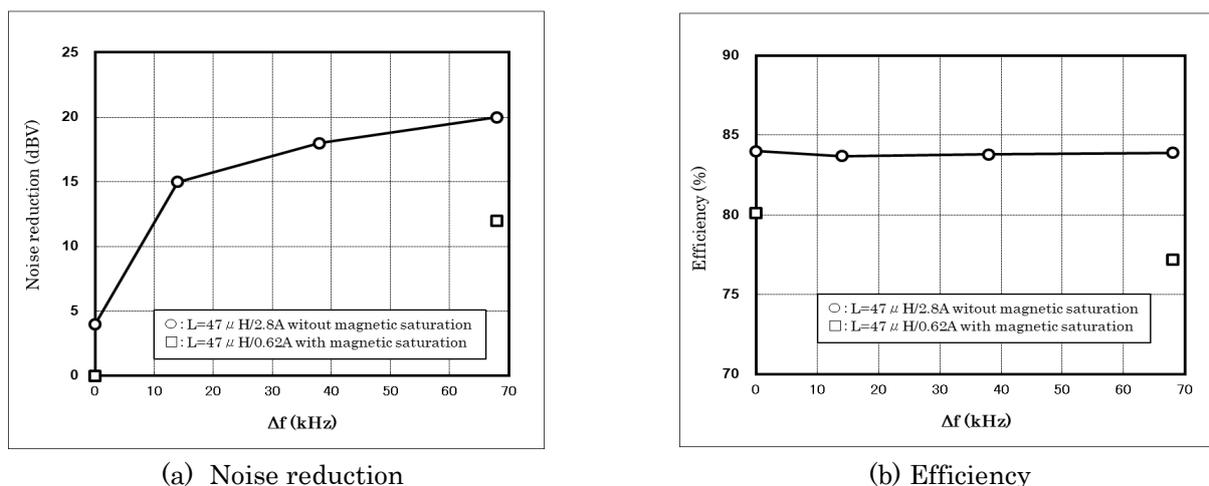


Fig.1 Noise reduction and efficiency for spreading width.

## 参考文献

- 1) Gerhard F.Bartak, Andreas Abart: *EMC'14/Tokyo*, 15P-B1(2014).
- 2) K.Nishijima, S.Ikeda: *Journal of the Japan Institute of Power Electronics*(in Japanese), **43**, pp.81-88(2018).

# 広帯域で大きなインダクタンスをもつハイブリッドインダクタの検討

志村和大, 鳥島健太, 佐藤光秀, 水野勉, 松岡孝\*  
(信州大, \*日本ケミコン株式会社)

Examination of Hybrid Inductor with Large Inductance in Wide Band

K.Shimura, K.Torishima, M.Sato, T.Mizuno, T.Matsuoka  
(Shinshu Univ., \*Nippon Chemi-Con Corp.)

## はじめに

電源ライン等に用いられるパワーインダクタやフィルタインダクタは、インダクタンスによりリップル電流やノイズを抑制する役割がある。そのために、PWM制御等の数十kHz~数十MHzのリップル、およびノイズ源を含む回路において、これらのインダクタには広帯域で大きいインダクタンスを維持できることが求められる。しかし、インダクタに用いられる高透磁率なコア材料には、周波数依存性があるために高周波帯でインダクタンスが大きく減少する。そこで、筆者らは複数種類の磁性材料をコアとして有し、広帯域でも大きなインダクタンスをもつ「ハイブリッドインダクタ」を検討している。本論文ではハイブリッドインダクタの構造例と、試作したインダクタのインピーダンスの測定結果について報告する。

## ハイブリッドインダクタの構造

Fig.1に、インダクタの構造を示した。従来構造は、ロール状に巻かれたメットグラス®(2605SA1)の中に、リード線を通してある。これに対し、ハイブリッドインダクタはメットグラス®の中空部に磁性コンポジット材料を充填する。低透磁率で周波数特性に優れた磁性コンポジット材料を充填することで、広い周波数帯で従来よりもインダクタンスが増加することを狙う。

## 測定結果

Fig.2に、インピーダンスアナライザ(E4990A)を用いて測定したハイブリッドインダクタのインピーダンス-周波数特性の実測値を示した。ハイブリッドインダクタは従来構造と比較して、0Hz~30MHzの広い周波数帯域でインダクタンスが増加した。周波数30MHzにおいて、ハイブリッドインダクタのインダクタンスは従来構造よりも39.7%増加した。また、抵抗は11.0%増加し、インピーダンスZは21.9%増加した。

本研究は、JST, OPERA, JPMJOP1841の支援を受けたものである。

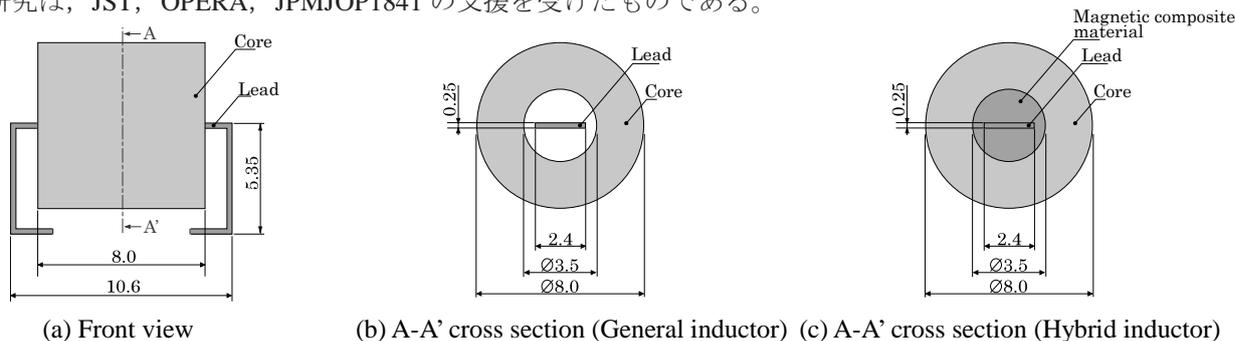


Fig. 1 Structure of inductors (unit: mm).

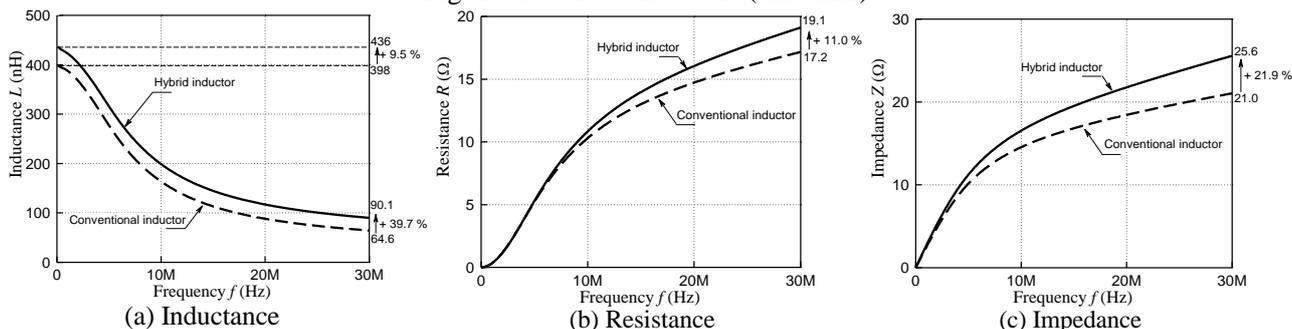


Fig. 2 Impedance vs. frequency of inductors.

## 二重5脚構造三相一体可変インダクタの開発および 6.6kV 電圧調整装置への適用

大日向敬, 有松健司, \*山田真, \*小島武彦, \*\*一ノ倉理  
(東北電力, \*富士電機, \*\*東北大学)

Development of double five-leg three-phase integrated type variable inductor and  
application to 6.6kV Voltage Control Integration System

T. Ohinata, K. Arimatsu, M. Yamada\*, T. Kojima\* and O. Ichinokura\*\*  
(Tohoku Electric Power Co., Inc., \*Fuji Electric Co., Ltd., \*\*Tohoku Univ.)

### はじめに

磁束制御技術を適用した可変インダクタは、変圧器リアクトルなどと同様に主回路は鉄心と巻線のみで構成されることから、信頼性やコスト面に優れた電力制御機器への適用が期待できる。筆者らは、これまで可変インダクタの開発<sup>1), 2)</sup>を進めるとともに、電力制御機器への適用について検討<sup>3)</sup>してきた。本稿では新たに開発した可変インダクタおよび適用機器である高圧電圧調整装置の概要について述べる。

### 可変インダクタの開発

開発した二重5脚構造三相一体可変インダクタの構成を Fig.1 に示す。

本可変インダクタは二つの五脚鉄心による構成を特長としており、二つの鉄心に跨るように巻いた三相の交流主巻線 Nu, Nv, Nw と6個の制御巻線 Nc-1~Nc-6 から構成され、制御巻線に直流制御電流を流すことにより磁心の透磁率を変化させ、交流主巻線の実効的なインダクタンスを調整する。今回、三相一体構造にすることで、従来の単相の田形磁路構造<sup>1)</sup>と比較して重量の低減(従来比93%)、小型化(従来比91%)が図られた。

Fig.2 に 6.6kV-300kVA 級可変インダクタのインピーダンス制御特性、Fig.3 に 6.6kV 印加時の無効電力制御特性を示す。制御電流による連続的なインピーダンス制御特性や 300kvar までの線形な無効電力制御特性を確認した。

Fig.4 に無効電力 300kvar 時の電圧電流波形を示す。このときの高調波電流歪み率は 3.06%と良好な特性を示した。

### 電圧調整装置への適用

Fig.5 に本可変インダクタを適用した 6.6kV 300kVA 級高圧電圧調整装置の外観を示す。本装置は電力系統に並列に接続し、線路の長さに応じたインピーダンス成分に無効電力を作用させて電力系統の電圧を調整する。現在、装置を配電系統に設置し、再生可能エネルギー普及に伴い顕在化している電圧変動や電圧上昇に対する電圧調整効果の検証を進めている。

### 参考文献

- 1) 赤塚, 他: 応用磁気学会誌, 27, 549 - 552 (2003).
- 2) 大日向, 他: 電気学会論文誌 A, 126 巻 10 号, 997-1003 (2006).
- 3) 有松, 他: 平成 25 年電気学会産業応用部門大会 No.3-76 (2013).

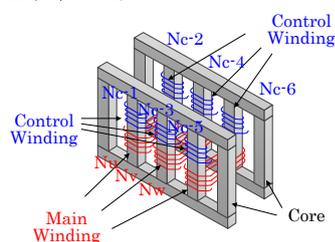


Fig.1 Appearance of the variable inductor.

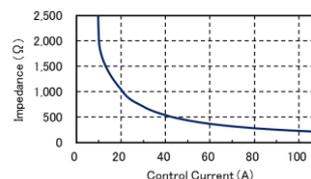


Fig.2 Control characteristics of Impedance.

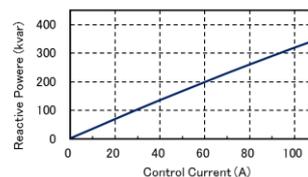


Fig.3 Control characteristics of Reactive power.

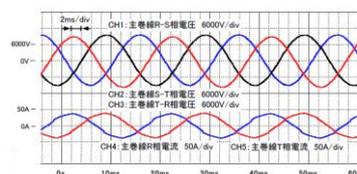


Fig.4 Waveforms of AC voltage and AC current.



Voltage	6.6kV
Capacity	300kvar

Fig.5 Appearance of the Voltage Control Integration System.

# 立方体永久磁石による強磁場配列

西村 一寛

(国立高専機構鈴鹿高専)

Strong magnetic field array by using cubic permanent magnets

K. Nishimura

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

## はじめに

永久磁石を用いた磁場源は、電磁石や超電導電磁石のように使用時にエネルギーを消費せず、ハルバッハによって提案された磁石の配列<sup>1)</sup>を用いれば強力な磁場を発生させることができる。しかしながら、それは、特殊な形状で、かつ、着磁方向も異なった磁石が必要になるなど製作が困難であり、磁石の動作点を考慮しなければならず、ネオジウム磁石を用いたものでも 2 T 以上は工夫が必要となる。

本研究では、製作の困難さを改善するために、立方体の永久磁石を用いて、 $\pm x$ ,  $\pm y$ ,  $\pm z$  軸に着磁した 6 方向のものと、さらに  $xy$  ( $-x-y$ ,  $x-y$ ,  $-xy$ ),  $yz$ ,  $zx$  軸に着磁した 12 方向を合わせた 18 方向のものを用いて、立方体の大きさを基準にした空隙を挟み込むように、それら立方体を  $x$ ,  $y$ ,  $z$  軸に、それぞれ 3 個ずつ配置した Fig.1(a) のような貫通型と (b) のような行き止まり型について、個々の立方体での中心部 (空隙) の  $B_x$ ,  $B_y$ ,  $B_z$  を求め、その  $B_z$  が最も大きくなるそれらの配列での  $B_z$  の総和を算出した。さらに、3 軸にそれぞれ 5, 7, 9 個ずつ拡張したもの (空隙も  $x$  軸のみ拡張) についても、 $B_z$  が最も大きくなる配列とその総和を求めた。

## 解析方法

立方体磁石の解析は、児島氏<sup>2)</sup>の四角型磁極面に作られる磁界において、N 極、S 極面に分布している面磁束密度として、クーロンの法則から面積分する方法を参考にした。そこでは、積分公式を用いることで面積分を解析解として導出している。また、 $xy$  平面に N 極のみ着磁した場合について記載されているが、厚みを考慮して S 極を配置させたものを足し合わせることで、 $z$  軸上に着磁した磁石についての解析ができる。軸変換や面分布の平面を変えることで、 $x, y$  軸、面分布を 4 面にすることで  $xy, yz, zx$  軸に着磁したものも解析することができる。

本研究では、ネオジウム磁石の残留磁束密度  $B_r = 1.25$  T に設定し、解析ソフトには Excel VBA を用いた。

## 解析結果と今後の展望

Fig.1(c) に解析結果を示す。18 方向のものでは  $5^3$  構造で、6 方向では  $7^3$  構造で 2 T を超えることがわかった。なお、これらの結果は、立方体の 1 辺の長さによらず同じとなる。したがって、空隙を大きくしたければ、立方体を大きくすればよい。また、5 mm 角の  $3^3$  と 15 mm 角の  $3^3$  を組み合わせたものでは、 $3^3$  の 2 倍とすることができる。

配列を組む上で、 $B_z$  が最も大きくなる方向が 2 つ以上あるときは、漏れ磁場や反発力が小さく、 $B_x, B_y$  の総和が小さくなるような方向を選べばよい。

そして、実験による解析解の検証を行うことが必要である。紙面の都合上記載できなかった、解析解、立方体の配列 (ハルバッハ配列との違いも含めて) などは講演時に、紹介する予定である。

## 参考文献

- 1) K. Halbach: *Nucl. Instr. and Meth.*, **169**, 1 (1980).
- 2) <https://kojimag.sakura.ne.jp/htdocs/index.html>  
Part 2. §3 四角型磁極面により作られる磁界  
(閲覧日 2019 年 6 月 12 日)

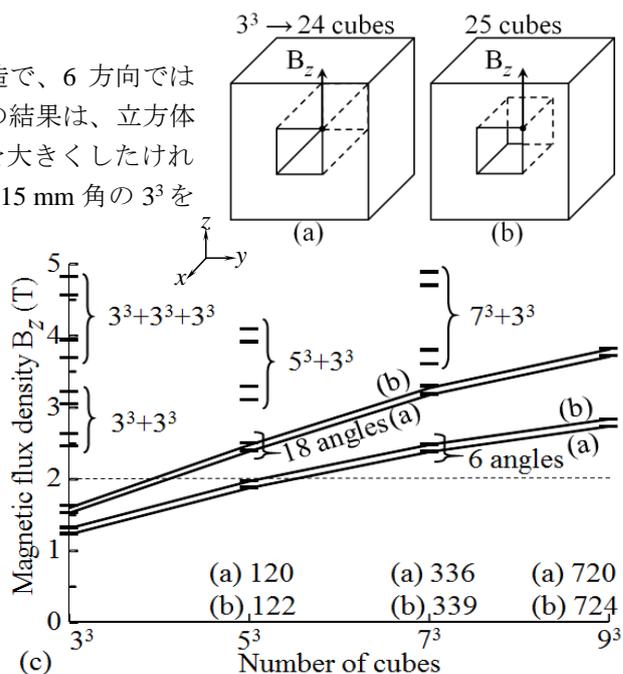


Fig.1 Two types of structure, (a) through-hole and (b) dead end. (c) Number of cubes and their magnetic flux density.

# ネオジウムボンド磁石を用いた非対称磁極構造 IPM モータの検討

柳沢敏輝, 吉田征弘, 田島克文  
(秋田大学)

Study on Asymmetric Magnetic Pole Structure IPM Motor Using Neodymium Bonded Magnet  
T. Yanagisawa, Y. Yoshida, K. Tajima  
(Akita Univ.)

## はじめに

近年, Dy を使用しないネオジウムボンド磁石を用いたモータの開発が進められている. ネオジウムボンド磁石は, 焼結磁石と比べると磁力が落ちるものの, 形状自由度が高く渦電流が発生しないといった利点から注目されており, 磁石表面積を大きくすることでマグネットトルクを増大し, 希土類焼結磁石と同等のトルク密度を達成した報告もある<sup>[1]</sup>. しかしながら, マグネットトルクを増加させるための構造は, 回転子の突極性が低くリラクタンストルクを活用できない. そこで, 本稿ではネオジウムボンド磁石を用いたモータにてリラクタンストルクを活用できる形状を検討し, 実機による評価を行ったので報告する.

## 検討モデルの諸元と特性評価

Fig. 1 (a) にベースモデルであるネオジウム焼結磁石を用いた IPM モータ, 同図 (b) に提案する非対称回転子構造ネオジウムボンド磁石モータの形状を示す. モータ直径は 112 mm, 回転子直径は 55 mm, ギャップ長は 0.5 mm, 固定子及び回転子の積厚は 30 mm である. 固定子は両モデル共通であり, コイルは 1 スロットあたり 35 ターン巻かれている. 各モデルのトルク特性を比較するために振幅 4 A の正弦波電流を与えたときのトルク特性を 2D-FEM にて求めた. Fig. 2 に提案モデルのトルク特性を示す. 非対称構造とすることでマグネットトルクが最大となる電流位相が 40 度ずれ, マグネットトルクとリラクタンストルクの位相が近づき, 総合トルクが増加した.

次に, ベースモデルと提案モデルの実機を試作し, 特性評価を行った. 1300 rpm におけるトルク最大時の電流位相での実験結果を Fig. 3 に示す. 計算値と測定値では概ね一致する結果であったが, 提案モデルのトルクは測定値が計算値と比較して低い値となった. この原因としては, 試作したネオジウムボンド磁石の寸法誤差が大きくなってしまい, コアと磁石間の隙間が設計より広がりマグネットトルクが低下したためである. Table 1 に示す誘起電圧の比較をみると, 提案モデルは誘起電圧の基本波振幅が計算値よりも 18.4% 減少した.

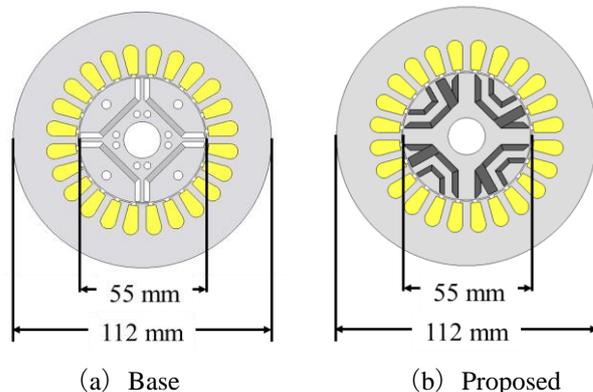


Fig. 1 Shape of the motors.

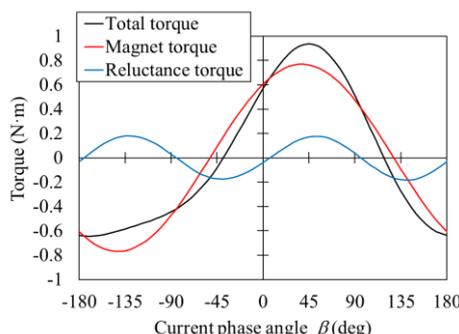


Fig. 2 Torque characteristics of proposed model.

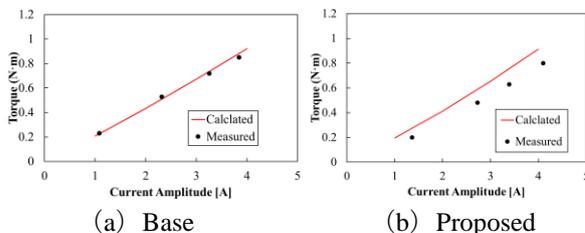


Fig. 3 Comparison of current-torque characteristics.

Table 1 Comparison of fundamental wave of back EMF

	Base model	Proposed model
Calculated	19.4 V	17.4 V
Measured	18.0 V	14.2 V
Error rate	7.1 %	18.4 %

## 参考文献

[1] 吉川祐一, 小川登史, 岡田幸弘, 堤真一, 村上浩, 森本茂雄: 「希土類ボンド磁石を用いた IPMSM の最適形状に関する考察」, 電気学会論文誌 D, Vol.136, No.12, pp.997-1004 (2016)

# リーケージトランスを用いた LLC-LC 共振型 DC-DC コンバータの基礎検討

傳田 隆之, 佐藤 鴻全, 佐幸 孝昭, 南澤 俊孝, 佐藤 敏郎, 曾根原 誠  
(信州大学)

Basic investigation of LLC-LC resonant DC-DC converter using a leakage transformer  
T.Denda, K.Sato, T.Sako, T.Minamisawa, T.Sato, M.Sonehara  
(Shinshu University)

**はじめに**

近年, SiC/GaN パワー半導体の登場により, スイッチング周波数の高周波化が可能となり, 高効率かつ小型軽量の電源の開発が期待されているが, 高周波化に伴い, 磁気部品における損失の増加が顕在化している. 筆者らは, 1 MHz 以上の高周波でも低損失な材料である鉄心材料として鉄系メタルコンポジットに着目した<sup>1)</sup>. しかし比透磁率が低く, トランスに用いた際, 大きな漏れインダクタンスを有するリーケージトランスとして動作する. 漏れインダクタンスを一次側共振インダクタとして利用する LLC 共振型 DC-DC コンバータへの適用に適用する場合, 二次側の漏れインダクタンスのコンバータに及ぼす影響を考慮する必要がある. そこで筆者らは, 二次側漏れインダクタンスを補償するため, 直列に二次側共振キャパシタを接続する LLC-LC 共振型 DC-DC コンバータを検討した.

**LLC-LC 共振型 DC-DC コンバータ**

Fig.1 に LLC-LC 共振型 DC-DC コンバータの回路図を示す. このコンバータは一次側直列回路と二次側直列回路の共振周波数を合わせることで, 共振周波数近傍において二次側漏れインダクタンスの影響を抑える構成となっている. 本稿では, LLC-LC 共振型 DC-DC コンバータと, 二次側に共振キャパシタを持たない LLC-L 共振型 DC-DC コンバータの解析結果を報告する.

**解析条件**

HVDC(High Voltage Direct Current)のシステムへの応用を考え, 電源仕様を入力 380V, 出力 48V・10A, トランスの結合係数を 0.8, 共振周波数を 3MHz とし, LLC-L, LLC-LC 共振コンバータのリーケージトランスを含む共振系を設計した. ハーフブリッジインバータ回路には GaN-FET, フルブリッジ整流回路には SBD のデバイスモデルを用いて LT-SPICE で解析をした.

**解析結果**

Fig.2 に FET での損失の出力電流特性, Fig.3 にドレイン電流の実効値の出力電流特性を示す. Fig.2 より LLC-LC 共振型 DC-DC コンバータの方が全出力電流において, FET での損失が低減していることがわかる. これは負荷電流の共振周波数が両コンバータ同じ場合, 共振キャパシタを一次側と二次側に分けることで, 一次側共振キャパシタの容量が増大し励磁電流の共振周波数が低くなるため, 動作周波数における励磁電流の実効値が小さくなり, Fig.3 に示したドレイン電流が低下することで導通損が低減したためと考えられる.

**参考文献**

1) Naoki Yabu *et al.*, INTERMAG, Vol. 54, No.11, 2801605(2018)

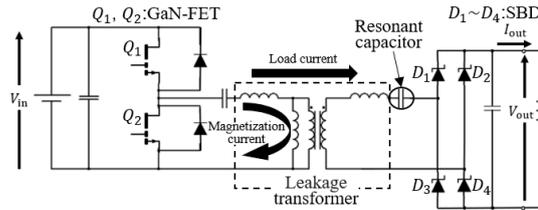


Fig. 1 LLC-LC resonant DC-DC converter

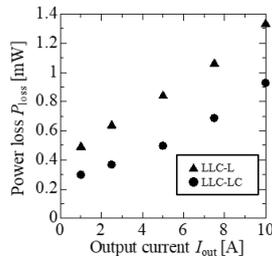


Fig. 2 Power loss of FET vs Output current

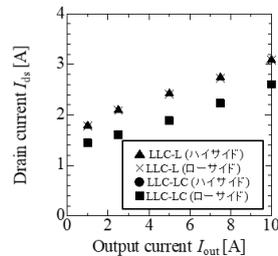


Fig. 3 Drain current vs Output current

# 高周波で励磁される高効率鉄心に適した磁気回路モデル

畠山 智行, \*中村 健二  
(株式会社 日立製作所, \*東北大学)

Magnetic Circuit Model for High-Efficiency Core Magnetized in High-Frequency Range  
Tomoyuki Hatakeyama, \*Kenji Nakamura  
(Hitachi, Ltd., \*Tohoku University)

## はじめに

鉄損をヒステリシス損, 渦電流損, 異常渦電流損に分解した従来の磁気回路モデル<sup>1),2)</sup>は, 鉄心の非線形磁気特性を表現するために直流ヒステリシスループの実測値を必要とする。しかし, 高効率鉄心の正確な直流ヒステリシスループを取得することは容易ではなく, 誤差を含む可能性がある。この問題を解決するため, 本報告では, 直流ヒステリシスループの実測値を不要とする方法を提案する。

## 提案する磁気回路モデル

Fig. 1 に示すように, 周波数 $f$ におけるヒステリシスループは, 直流ヒステリシスループが交流損失 $W_{AC}$ だけ拡大したループとして表現される。 $f$ よりも小さい周波数 $f'$ においても同様であり,  $f'$ におけるヒステリシスループは交流損失 $W'_{AC}$ だけ拡大する。したがって,  $f$ における一周期当たりの損失 $W_i$ は,  $f'$ における一周期当たりの損失 $W'_i$ を用いて次のように表すことができる。

$$W_i = W_h + W_{AC} = W'_i - W'_{AC} + W_{AC} \quad (1)$$

ここで,  $W_h$ は一周期当たりのヒステリシス損である。方形波電圧で励磁した場合, (1)式の交流損失分は次式のように展開できる。

$$W_i = W'_i + \frac{16\gamma_1 B_m^2}{q} (f - f') + \frac{8\gamma_2 B_m^{1.5}}{q} (f^{0.5} - f'^{0.5}) \quad (2)$$

ここで,  $\gamma_1, \gamma_2$ はそれぞれ渦電流損, 異常渦電流損に対応する係数であり, 実測値を(2)式でフィッティングすることで得られる。 $q$ は鉄心の質量密度,  $B_m$ は最大磁束密度である。

上述の考えに基づいた磁気回路モデルを Fig. 2 に示す。 $f'$ におけるヒステリシスループをルックアップテーブル $g'(B)$ として従属電源①に与え, 従属電源②で $f'$ における渦電流損, 異常渦電流損を相殺させる。したがって, 従属電源①, ②を合わせたものが直流ヒステリシスループに相当する。

## 実験による検証

$f'$ を 1 kHz とし, ナノ結晶軟磁性材のカットコアに対して, 1 kHz から 5 kHz の範囲で方形波電圧を印加した際の鉄損を測定した結果,  $\gamma_1 = 1.78 \times 10^{-4}$ ,  $\gamma_2 = 2.21 \times 10^{-3}$ を得た。MATLAB®/Simulink®上で提案する磁気回路モデルを作成し, 鉄損を算定した結果, Fig. 3 に示すように算定値は実測値と良好に一致した。この結果から, 提案手法は高周波で励磁される高効率鉄心のモデル化に有用であるといえる。

## 参考文献

- 1) K. Fujita, et al.: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **37**, 44 (2013).
- 2) K. Nakamura, et al.: *IEEE Trans. Magn.*, **49**, 3997 (2013).

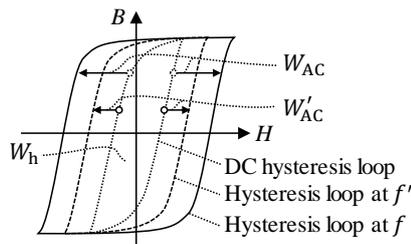


Fig. 1 Schematic of breakdown of hysteresis loop.

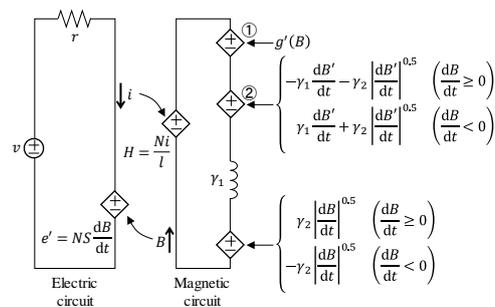


Fig. 2 Proposed magnetic circuit model.

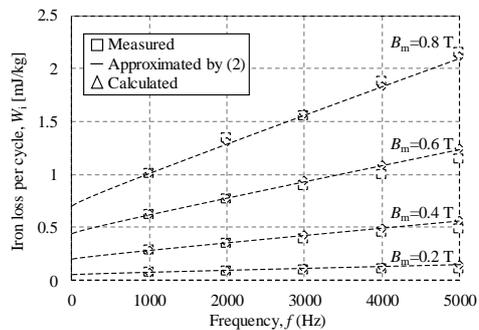


Fig. 3 Frequency performance of iron loss per cycle of nanocrystalline cut core.

# LLG 方程式を用いた磁気特性の加工による変化の予測精度向上に関する検討

羽根 吉紀, 中村 健二, \*川瀬 剛志, \*細川 徳一, \*栗本 直規  
(東北大学, \*(株)デンソー)

Improvement of Prediction Accuracy of Magnetic Properties in Magnetic Core due to Machining Process by using LLG Equation

Y. Hane, K. Nakamura, \*T. Kawase, \*N. Hosokawa and \*N. Kurimoto  
(Tohoku University, \*DENSO CORPORATION)

## はじめに

モータなどの電気機器の鉄心材料に使用される電磁鋼板は、加工時の応力によって磁気特性が変化し、この影響で機器の性能が低下することが知られている。したがって、電気機器の高性能化のためには、加工による磁気特性の変化まで考慮した解析手法の確立が必要不可欠である。

先に筆者らは、文献 1) で提案された簡略化された LLG 方程式に着目し、圧延が施された電磁鋼板の磁気特性を比較的高精度に予測する手法を提案した<sup>2)</sup>。しかしながら、従来の予測手法では、大きな圧延が施された場合の予測精度が低いという課題があった。

そこで本稿では、従来の予測手法を改良し、圧延の大きさに応じた補正係数を用いることで、さらなる予測精度の向上を試みたので報告する。

## 補正係数による高圧延時の磁気特性予測結果

Table 1 に、考察に用いた試料の諸元を示す。ここで、同表に示す圧延率とは、試料の加工前に対する加工後の板厚の減少率を示す。

まず、保磁力の推定においては、Fig. 1 に示すような、圧延率  $x$  と加工前後の保磁力の比  $h_{anir}$  の関係を用いた。同図のように、圧延率 3~50% において、 $h_{anir}$  を圧延率  $x$  の一次関数として近似することで、任意の圧延率における保磁力を予測できることがわかる。

次いで、非線形性の推定においては、次式で表される関数  $g(B)$  を用いた。

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

Fig. 2(a), (b) に、試料 No. 1~6 のそれぞれについて導出した  $g(B)$ 、およびその平均値を示す。これらの図を見ると、 $g(B)$  は圧延率 3~12% において、ほぼ一定の傾向を示すことから、(1) 式を用いてヒステリシスループの非線形性を予測可能であることがわかる。一方、圧延率が 12% を超えると、圧延率の増加に伴い、 $g(B)$  の傾向が変化しており、(1) 式では高精度な予測は困難である。そこで本稿では、圧延率に応じた係数を  $g(B)$  に掛けることで、補正を行った。

Fig. 3(a), (b) に、それぞれ従来の予測手法、および提案手法を用いて計算した試料 No. 6 のヒステリ

シスループを示す。これらの図を見ると、提案する補正方法によって、磁気特性の予測精度が大幅に向上していることが了解される。

## 参考文献

- 1) 古屋, 藤崎, 上原, 清水, 大島, 村上, 高橋: 「高周波駆動における電磁鋼板の鉄損評価解析」, 電学研資, SA-13-6, RM-13-6 (2013)
- 2) 羽根, 中村, 吉岡, 川瀬, 石川: 「LLG 方程式を用いた鉄心加工に伴う磁気特性変化の予測手法」, 日本磁気学会論文特集号, Vol. 3, No. 1, pp. 90-94 (2019)

Table 1 Specifications of test samples.

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

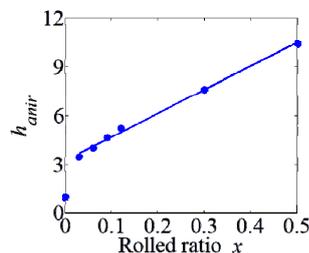
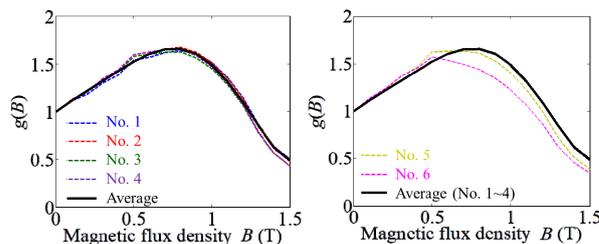
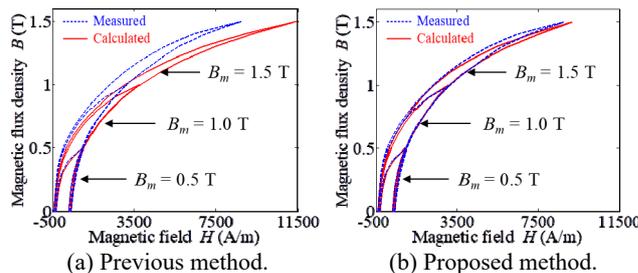


Fig. 1 Relationship between rolled ratio  $x$  and  $h_{anir}$ .



(a) Rolled ratio 3 to 12 %. (b) Rolled ratio 30 and 50 %.  
Fig. 2  $g(B)$  of each test sample and those average value.



(a) Previous method. (b) Proposed method.  
Fig. 3 Comparison of predicted hysteresis loops of sample No. 6.

## 環境磁界発電の誘起起電力の解析

山田外史, 池田慎治, 田代晋久\*  
(公立小松大学, \*信州大学)

Analysis of electromotive force of environmental magnetic field power generation

S.Yamada, S.Ikeda, and K.Tashiro\*

(Komatsu University, \*Shinshu University)

### はじめに

ワイヤレスセンサネットワークやIoTに関連して、環境発電技術に関心が集まっている。環境発電技術の1種として、電気機器や電力ケーブルなどの近傍の漏洩磁界による環境磁界発電がある<sup>1)</sup>。μTオーダからmT程度の環境漏洩磁界からの数Vの電圧で数mWから数10mWオーダの電力の発電を得るにあたり、環境磁界発電の構造を最適化する必要がある。本稿では、棒状磁心とコイルで構成した環境磁界発電機の誘起起電力の解析的式を導出したので報告する。

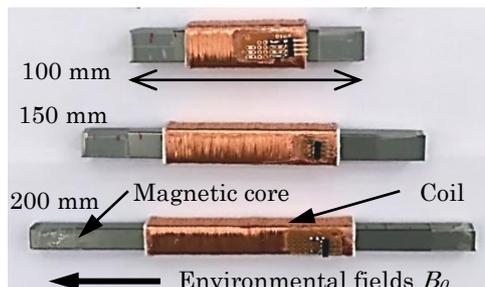


Fig. 1 Magnetic field power generators

### 環境磁界発電機の構造と誘起起電力

本稿で対象とする環境磁界発電機の例を Fig. 1 の写真に示す。発電機の構造は、正方形断面の棒状磁心にコイルを巻いた単純な構成である。均一なベクトルの環境磁界  $B_0$ (実効値)に対して平行に磁心の軸を設置する。ここで簡単化のため同一断面積を持つ円柱状の磁心に、コイルを円筒ソレノイドとして誘起起電力を求める。解析式の導出には、円柱磁心の寸法比(長さ/直径)  $m$  に対する反磁界係数  $N(m)$ により磁心中央での磁束密度  $B_c$ (実効値)の推定と磁心軸方向  $x$ での磁束密度分布  $B(x)$ (実効値)からなる<sup>2)</sup>。すなわち、

$$B_c = \frac{\mu_r B_0}{1+N(\mu_r-1)} \quad [\text{T}] \quad (1), \quad B(x) = B_c \left\{ 1 - C \left( \frac{x}{l_1/2} \right)^2 \right\} \quad [\text{T}] \quad (2),$$

$\mu_r$ ; 磁心の比透磁率(=2000),  $l_1$ ; 磁心長,  $C$ ; 減衰係数(=0.6-0.9).

で表される。(2)式を用いてコイルの鎖交磁束数  $\Phi$  から誘起起電力(実効値)  $V_{rms}$  を導出した。

$$\Phi = \frac{n\mu_r S_l B_0}{1+N(\mu_r-1)} \left\{ 1 - \frac{C}{3} \left( \frac{l_2}{l_1} \right)^3 \right\} \quad [\text{Wb}] \quad (3), \quad V_{rms} = 2\pi f \Phi \quad [\text{V}] \quad (4).$$

$S_l$ ; 磁心の断面積,  $n$ ; コイル巻数(=5000),  $l_2$ ; コイル長( $<l_1$ ),  $f$ ; 周波数(60 Hz)。

### 誘起起電力の実験結果

Fig. 1 に示す3種類の試作機において誘起起電力の実験結果ならびに(4)式による実験結果を Fig. 2 に示す。3種類の磁心の体積は一定( $V_{core}=2.6E-5 \text{ m}^3$ )とし、長さ( $l_1=200,150,100 \text{ mm}$ )を変化させた。コイルの長さ  $l_2$  は磁心長  $l_1$  の1/2とする。誘起起電力は磁心の長い方が良く、長い形状では反磁界係数が小さく磁心中の磁束密度が大きく、すなわち環境磁界の磁束の収束作用が強く働いている。

上記の解析と同様に環境磁界発電機の等価インダクタンスも求めることができ、コイルの抵抗を加えると発電機の等価回路を導くことができる。等価回路からは、最大出力電力などの解析、発電機の形状との関係を検討できる。

### 参考文献

- 1) 田代, 他, 環境磁界発電-原理と設計法, 科学情報出版, 2016.
- 2) 山田, 他, 電気学会論文誌, 54-B, 651-657,1979.

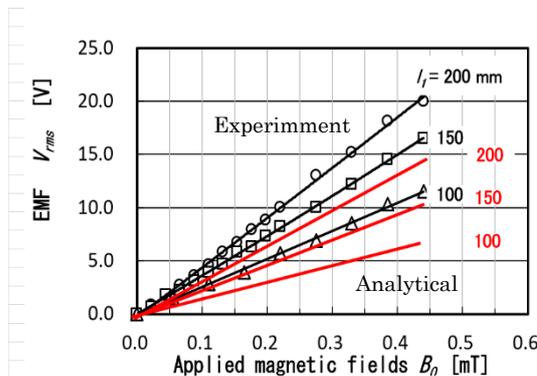


Fig. 2 EMF (Analytical and experimental)

## Physical reservoir computing based on spin torque oscillator

S. Tsunegi<sup>1</sup>, T. Taniguchi<sup>1</sup>, K. Nakajima<sup>2</sup>, S. Miwa<sup>3</sup>, K. Yakushiji<sup>1</sup>, A. Fukushima<sup>1</sup>, S. Yuasa<sup>1</sup>, and H. Kubota<sup>1</sup>

1. Spintronics Research Center, AIST, Tsukuba, Ibaraki, Japan.

2. Graduate School of Information Science and Technology, The Univ. of Tokyo, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan.

3. The Institute for Solid State Physics, The Univ. of Tokyo, Kashiwa, Chiba, Japan.

Recently, spintronics devices have been applied to artificial neural networks (ANNs). Spintronics devices are considered to have high potential due to their small size and high non-linearity. Among various types of ANNs, reservoir computing (RC) [1] is an interesting target for applying spintronics devices. RC utilizes a dynamical system, called a reservoir, driven by a time series input. The input induces transient dynamics with fading memory in the reservoir. Nonlinear tasks such as speech recognition are performed by the function of fading memory inside the reservoir. The interesting point of the RC is that various physical systems can be used as a reservoir [2]. In fact, in recent years, we have performed the physical RC using a spin torque oscillator (STO) as a reservoir, and succeeded in the speech recognition task [3].

The figure-of-merit of the RC is examined by short-term memory task which evaluate fading memory quantitatively. In addition, the ability of non-linear transformation of inputs is evaluated by parity check task. These computational abilities are quantitatively characterized by the short-term memory and parity-check capacities. These capacities have been investigated in other physical systems [2,4], as well as numerical simulation in STOs [5]. However, there is no report investigating the capacities experimentally in spintronics.

In this study, we investigated computational capability of the physical RC consisting of a vortex type STO by evaluating these capacities quantitatively. The capacities were measured by output signal from the STO with respect to modulated inputs. First, we used the voltage as the inputs [6], where the modulated voltage induced the transient dynamics through spin-transfer effect. The short-term memory capacity was evaluated to be 1.8 which means that the STO roughly memorized two bits in the reservoir. Next, we used the microwave field with phase modulation to reduce the noise of the STO [7]. Optimizing the microwave amplitude, the short-time memory capacity was maximized to be 3.6. This value is two times larger than that of voltage input. The parity-check capacity was also evaluated for the first time, which was 3.1 at maximum. The results indicated that the reduction of the noise in the STO is a key for the improvement of computing capability of physical RC.

This work was based on the results obtained from a project (Innovative AI Chips and Next-Generation Computing Technology Development/(2) Development of next-generation computing technologies/Exploration of Neuromorphic Dynamics towards Future Symbiotic Society) commissioned by NEDO.

### Reference

- 1) H. Jaeger et al., *Science* **304**, 78 (2004).
- 2) K. Nakajima et al., *J. R. Soc. Int.* **11**, 20140437 (2014).
- 3) J. Tirrejon et al., *Nature* **547**, 428 (2017).
- 4) K. Fujii et al., *Phys. Rev. Appl.* **8**, 024030 (2018)
- 5) T. Furuta et al., *Phys. Rev. Appl.* **10**, 034063 (2018).
- 6) S. Tsunegi et al., *Jpn. J. Appl. Phys.* **57**, 120307 (2018).
- 7) S. Tsunegi et al., *Appl. Phys. Lett.* **114**, 164101 (2019).

## Artificial Neural Networks with Spintronics

S. Fukami<sup>1-5</sup>, W. A. Borders<sup>1</sup>, A. Kurenkov<sup>1-3</sup>, and H. Ohno<sup>1-5</sup>

<sup>1</sup>Laboratory for Nanoelectronics and Spintronics, RIEC, Tohoku University, Sendai 980-8577 Japan

<sup>2</sup>Center for Science and Innovation in Spintronics, Tohoku University, Sendai, 980-8577 Japan

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

<sup>4</sup>Center for Innovative Integrated Electronic Systems, Tohoku University, Sendai 980-0845 Japan

<sup>5</sup>WPI-Advanced Institute for Materials Research, Tohoku University, Sendai, 980-8577 Japan

Biological neural network consisting of neurons and synapses is a model system of computation when one develops hardware executing complex cognitive tasks that the conventional von Neumann computers cannot readily complete. Here we discuss a spintronics technology to construct artificial neural networks where spintronics devices mimic the function of neurons and synapses. Spintronics devices, namely magnetic tunnel junctions, are critical building block of magnetoresistive random access memory which has been commercialized recently. In addition, recent studies have revealed unexplored functionalities of spintronics devices holding promise for the artificial neural networks [1-5].

In this presentation, we will describe our studies on artificial neural networks based on spintronics technologies. We utilize analog spin-orbit torque devices with an antiferromagnet-ferromagnet bilayer structure as an artificial synapse [6]. We will show a Hopfield-model based associative memory where the capability of supervised learning of the synaptic devices is confirmed [7]. We will also present that the spin-orbit torque switching can reproduce characteristic dynamics of biological synapses and neurons, spike-timing-dependent plasticity and leaky integrate-and-fire, respectively [8], making the systems attractive building blocks for spiking neural network. Mechanism underlying the observed neuron- and synapse-like behavior will be also discussed [9].

This work is jointly carried out with S. Sato and Y. Horio of Tohoku University, P. Gambardella of ETH Zurich, F. Maccherozzi of Diamond Light Source, and their group members. A part of the work has been supported by the R&D Project for ICT Key Technology of MEXT, ImPACT Program of CSTI, JST-OPERA, JSPS KAKENHI 17H06093, 18KK0143, 19H05622, JSPS Core-to-Core Program, and Cooperative Research Projects of RIEC.

### Reference

- 1) J. Grollier *et al.*, Proc. IEEE **104**, 2024 (2016).
- 2) S. Fukami and H. Ohno, J. Appl. Phys. **124**, 151904 (2018).
- 3) J. Torrejon *et al.*, Nature **547**, 428 (2017).
- 4) A. Mizrahi *et al.*, Nature Commun. **9**, 1533 (2018).
- 5) A. Chakravarty *et al.*, Appl. Phys. Lett. **114**, 192407 (2019).
- 6) S. Fukami *et al.*, Nature Mater. **15**, 535 (2016).
- 7) W. A. Borders *et al.*, Appl. Phys. Express **10**, 013007 (2017).
- 8) A. Kurenkov *et al.*, Adv. Mater. **31**, 1900636 (2019).
- 9) A. Kurenkov *et al.*, Appl. Phys. Lett. **110**, 092410 (2017).

# Brownian computing using skyrmions and reservoir computing in magnetic dot-arrays

M. Goto<sup>1,3</sup>, T. Nozaki<sup>2</sup>, H. Nomura<sup>1,3</sup>, H. Kubota<sup>2</sup>, and Y. Suzuki<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup> Graduate School of Engineering Science, Osaka University, Osaka 560-8531, Japan

<sup>2</sup> National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST), Ibaraki 305-8568, Japan

<sup>3</sup> Center for Spintronics Research Network (CSRN), Graduate School of Engineering Science, Osaka University, Osaka 560-8531, Japan

Recent progress and attention regarding an artificial intelligence promotes the research on neuromorphic computing using various physical systems which is not von Neuman type computer. Spintronics is one of the candidates for such a computing technology with the low power consumption. In this study, we discuss two types of basic technology for spin computing, Brownian computing and reservoir computing.

Brownian computing utilizes the random motion of particles, such as Brownian motion, which can calculate information with low energy close to the thermodynamics limit<sup>1)</sup>. We use Skyrmion Brownian motion for Brownian computing. Skyrmion is the Brownian particle in solid state material and is topologically protected spin structure which can be detected and controlled at room temperature. We deposited the Skyrmion film, Ta | CoFeB | Ta | MgO | SiO<sub>2</sub>, on Si | SiO<sub>2</sub> substrate. The magnetic anisotropy of CoFeB is partially modulated by changing thickness of SiO<sub>2</sub> capping, which forms Skyrmion circuit without strong pinning site. Figure 1 shows the magneto-optical Kerr effect (MOKE) microscope image of the Skyrmion film. The Skyrmion shown as a black dot is confined in the area surrounded by dashed lines which is the area of thin SiO<sub>2</sub> layer and is low potential energy for Skyrmion. Skyrmion can propagate in the Skyrmion circuit stochastically, which is the basic technology for Brownian computing.

The other is reservoir computing using magnetic dot array. Reservoir computing<sup>2)</sup> which extract important information from intricated signal by learning the weight of the output nodes. Figure 2 shows the time evolution of the magnetic anisotropy of the magnetic dots. Blue and yellow dots show finite and zero perpendicular magnetic anisotropy, whose states change from stage 0 to stage 6. The magnetization of dot array is numerically calculated, and the weight is optimized. We succeeded in calculating the AND, OR, and XOR operation by magnetic dots array at the temperature of 0 K. This research is the basis for experimental research of artificial spin glass.

## Reference

- 1) C. H. Bennett *Int. Jour. Theo. Phys.*, **21**, 905 (1982)
- 2) H. Jaeger and H. Haas *Science*, **304**, 78, (2004)

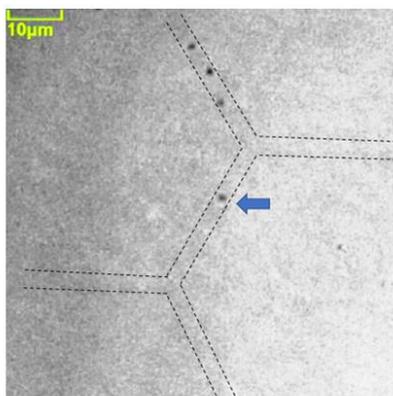


Fig. 1 MOKE microscope image of the Skyrmion film. Black dot is Skyrmion.

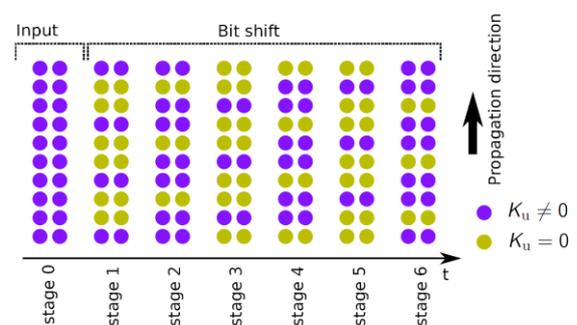


Fig. 2 Operation process of magnetic dot reservoir. Blue and yellow dots show finite and zero perpendicular magnetic anisotropy, whose states change from stage 0 to stage 6.

## Coherent signal transfer along skyrmion strings

Shinichiro Seki

(Department of Applied Physics, University of Tokyo)

Magnetic skyrmion, a topological soliton characterized by swirling spin texture appearing in two-dimensional system, has recently attracted attention as a stable particle-like object. In the three-dimensional system, skyrmion forms a string structure in analogy with the vortex-line in superconductors / superfluids and cosmic string in the universe, whose unique topology and symmetry may also host nontrivial response functions. In this talk, we discuss the propagation character of spin excitations on skyrmion strings. We find that this propagation is directionally non-reciprocal, and the degree of non-reciprocity, as well as the associated group velocity and decay length, are strongly dependent on the character of the excitation modes. Our theoretical calculation establishes the corresponding dispersion relationship, which well reproduces the experimentally observed features. Notably, these spin excitations can propagate over a distance exceeding  $10^3$  times the skyrmion diameter, demonstrating the excellent long-range nature of the excitation propagation on the skyrmion strings. The present results offer a comprehensive picture of the propagation dynamics of skyrmion string excitations, and suggest the possibility of unidirectional information transfer along such topologically-protected strings.

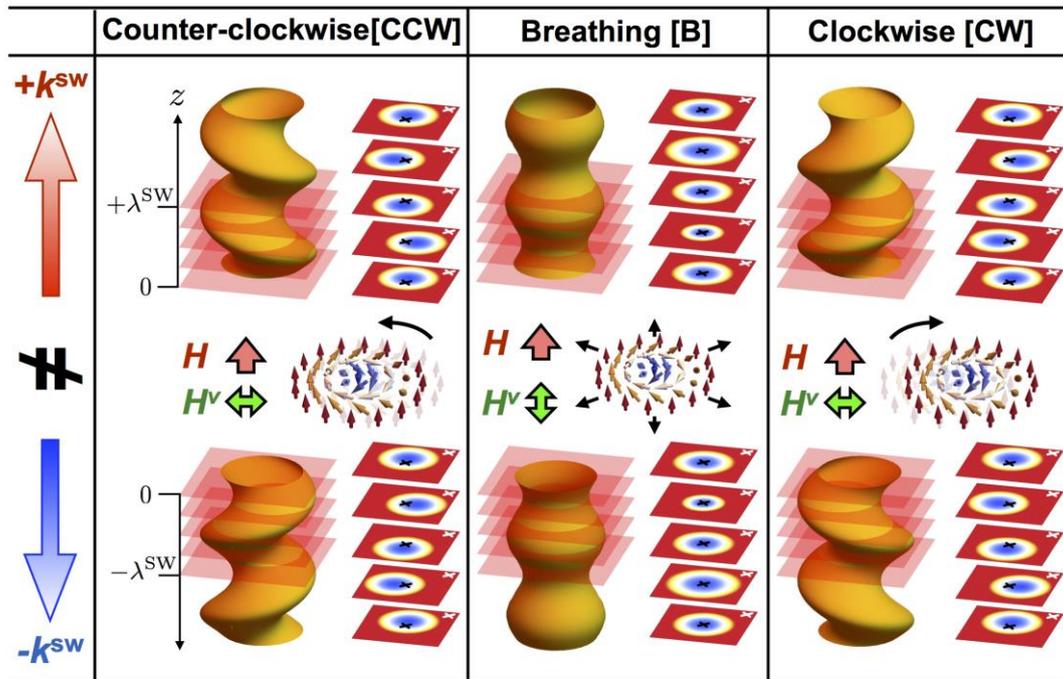


Figure 1. Schematic illustration of spin excitation propagating along skyrmion strings.

### Reference

- 1) [S. Seki](#), X. Z. Yu, S. Ishiwata, and Y. Tokura, *Science* **336**, 198 (2012).
- 2) [S. Seki](#), M. Garst, J. Waizner, R. Takagi, Y. Okamura, K. Kondou, F. Kagawa, Y. Otani, Y. Tokura, arXiv:1902.10302.

## Quantum magnonics in ferromagnetic insulators

Yasunobu Nakamura<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Research Center for Advanced Science and Technology (RCAST), The University of Tokyo,  
4-6-1 Komaba, Meguro-ku, Tokyo 153-8904, Japan

<sup>2</sup> Center for Emergent Matter Science (CEMS), RIKEN, 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-0198, Japan

Ferromagnetic resonances (FMR) have been studied for decades. They generate high-quality oscillations of magnetization at microwave frequencies and are applied to various devices such as frequency-stabilized oscillators, narrow-band filters, etc. However, it was very recent that the quest for quantum control and measurement of the collective spin excitations in ferromagnetic materials started.

For FMR at  $\omega_m/2\pi = 10$  GHz, a quantum of the magnetostatic oscillation mode, a magnon, has the energy  $\hbar\omega_m$  corresponding to the thermal energy of  $k_B \times 0.5$  K. Thus, at 10 mK in a dilution refrigerator, the number of thermally excited magnons in the mode could be negligibly small, i.e., the mode could be in a magnon vacuum.

We use the Kittel mode of a single crystalline yttrium iron garnet sphere and couple the spatially uniform collective spin precession with microwave photons in a cavity, demonstrating strong coupling between the two harmonic oscillator modes.<sup>1)</sup> We next accommodate in the same cavity a superconducting qubit which consists of a Josephson junction and two antenna pads.<sup>2)</sup> The nonlinearity provided by Josephson effect results in an effective two level system, i.e., a quantum bit, with which we control the quantum state of the magnetostatic mode at a single magnon level. We observe an energy level splitting of the qubit excitation due to the interaction with the magnon vacuum via the virtual photon excitation in the cavity. When the magnon and qubit frequencies are detuned, the dispersive interaction between them enables us to count the number of magnons excited in the millimeter-sized sphere one by one.<sup>3)</sup>

We also use this strong dispersive interaction to demonstrate novel protocols for quantum-enhanced sensing of magnons. First, we demonstrate a magnon detection sensitivity of about  $10^{-3}$  magnons/ $\sqrt{\text{Hz}}$  by using a simple quantum sensing protocol that relies on dephasing of the qubit from the excitations of magnons in the ferromagnetic crystal. In a second experiment, we entangle the Kittel mode with the qubit through a conditional excitation of the qubit, which we use to demonstrate the single shot detection of a single magnon with a detection efficiency close to 70%, therefore bringing the equivalent of the single photon detector to the field of magnonics.

For a recent review of the progress in the field, see Ref. 4).

### Reference

- 1) Y. Tabuchi *et al.*, Phys. Rev. Lett., **113** (2014) 083603.
- 2) Y. Tabuchi *et al.*, Science, **349** (2015) 405.
- 3) D. Lachance-Quirion *et al.*, Sci. Adv., **3** (2017) e1603150.
- 4) D. Lachance-Quirion *et al.*, APEX, **12** (2019) 070101.

## Machine-learning computation utilizing spin waves

Ryosho Nakane<sup>1,2</sup>, Gouhei Tanaka<sup>1,2</sup>, and Akira Hirose<sup>2,1</sup>

<sup>1</sup>Institute for Innovation in International Engineering Education

<sup>2</sup>Department of Electrical Engineering and Information Systems,  
Graduate School of Engineering, The University of Tokyo, Tokyo 113-8656, Japan

In next-generation internet of things (IoT) era, information processing near/at terminal devices, so-called “edge computing”, is necessary to receive the merits of big data by constructing a load distribution network. Since such information processing contains information extraction, compression, and disposal from time-sequential data detected by sensors, it requires machine-learning devices. The most effective edge computing system can be realized if each terminal has an on-chip machine-learning device with high performance and extremely low power consumption.

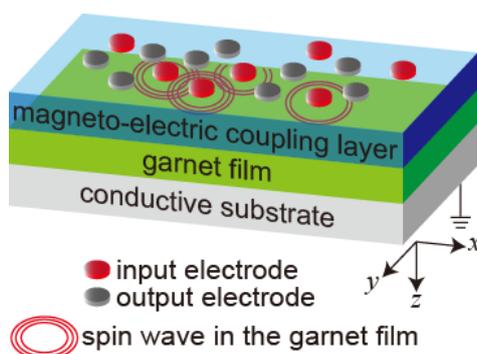
Reservoir computing is a computational framework which is originally based on recurrent neural networks [1, 2]. A reservoir computing system is composed of a reservoir part and a readout part. In the reservoir part, input time-sequential data are nonlinearly transformed to high-dimensional spatiotemporal signals. In the readout part, the high-dimensional signals generated by the reservoir in response to input sequential data are used for pattern analysis of dynamical features of the input sequential data with a learning process. Notably, recent studies have demonstrated that reservoir computing is technically advantageous for on-chip machine-learning device [3]: Reservoir computing can be realized with nonlinear physical phenomena for the reservoir part and feasible numbers of weights for the readout part. For successful reservoir computing in pattern recognition tasks, it was found that a physical reservoir should satisfy several requirements, such as input history-dependent response, nonlinearity, and fading memory.

Spins in a magnetic material are intrinsically nonvolatile and history-dependent characteristics can be obtained in their distribution and dynamic motions. Thus, the spin system in a ferromagnetic material (or a ferrimagnetic material) has a potential capability for reservoir computing devices. There have been some successful reports on reservoir computing utilizing on-chip spin devices with one input node and one output node, in which time-sequential discrete values in the output were *virtually* used as multiple nodes for computing [4, 5]. However, feasible on-chip reservoir computing devices, which have many *real* inputs/outputs for advanced information processing, have not been proposed or demonstrated since there are some difficulties to overcome, particularly, the wiring explosion problem. To create such devices, on-chip wave-based computing devices are very promising since it requires a small number of wirings [6]. Motivated by these backgrounds, we proposed an on-chip spin-wave-based reservoir computing device with multiple inputs and outputs, as shown in Figure [7], where spin waves are locally excited by the input electrodes, then they transmit through the continuous magnetic garnet film, and finally the resultant spin waves are locally detected by the output electrodes. A notable feature is that nonlinear interference and history-dependent characteristics of spin waves are used as computation, which can be realized by moderately-unstable precession of spins with a vertical magnetic field below 500 Oe that is available in the matured magnetic bubble technology. Utilizing this device as the reservoir part, reservoir computing can be performed by the weighted sum of multiple outputs in the output part. From successful computation using a micromagnetics simulator based on Landau-Lifshits-Gilbert (LLG) equation, we

demonstrated that this device works well as a reservoir showing good generalization characteristics applicable to machine-learning information processing.

**Acknowledgement** This work was partially supported by the New Energy and Industrial Technology Development Organization (NEDO).

**References** (1) W. Maass, *et al.*, *Neural Comp.* **14** (2002) 2531. (2) H. Jaeger, GMD Report 148, German National Research Center for Information Technology (2001). (3) G. Tanaka, *et al.*, *Neural Networks* **115** (2019) 100. (4) J. Torrejon *et al.*, *Nature* **547** (2017) 428. (5) T. Furuta, *et al.*, *Physical Review Applied* **10** (2018) 034063. (6) Y. Katayama, *et al.*, *IEEE Trans. Nanotech.* **15** (2016) 762. (7) R. Nakane, G. Tanaka, and A. Hirose, *IEEE ACCESS* **6** (2018) 4462.



Spin-wave-based reservoir computing device

# Magnon transistor for next generation computing

Koji Sekiguchi

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

Advanced electronics uses the charge of conduction electron as an information carrier, and the nanotechnology allows a robust control of charge flow. Electronics developed highly integrated systems such as LSI which leads to a laptop computer and a smart phone. We are facing the drastic change of CPS/IoT society. The developments of semiconductor technology suggest a new class of devices such as the wearable and CPS/IoT devices, and generate enormous amount of information up to YB ( $10^{24}$ B). While, the CPS/IoT society requires a clean energy source and more energy efficient devices for the signal processing. The electronics is now facing the dilemma: realization of the fast processing and low energy loss operation.

A research field which seeks for a ultralow power consumption device by manipulating spin waves in micro fabricated devices is now called "magnonics or magnon spintronics", in which a spin-wave is treated quantum mechanically and described by a quasi-particle of "magnon".<sup>1)</sup> The crucial difference of magnonics from electronics is that a flow of magnon is a flow of angular momentum and generate no Joule heating.<sup>2-4)</sup> Furthermore, magnons have a potential to transmit information with GHz-THz carrier frequencies. Magnon can be created by electric microwave in general, however magnon is also possible to be generated by thermal and optical methods. Magnonics now becomes a multi-disciplinary research field including electronics, magnetics, thermal engineering, and optics, and shows a potential to create multi-functional device principles.<sup>5,6)</sup> For example, there is the possibility to create a non-Boolean magnon transistor and a neuron-like signal processing with multi-input/output architecture<sup>7)</sup>.

In this background, a new type of magnon transistor was proposed using a magnon nonreciprocity discovered in an anisotropic ferromagnetic Fe waveguide<sup>8)</sup>. Since the cubic anisotropy of Fe allows four different magnetization directions for a fabricated waveguide, a magnon generated by the source antenna shows an asymmetric wavefront, according to the magnetization directions; the magnon densities of top and bottom sides of the waveguide, at the detection antenna, exhibit a strong nonreciprocity (edge-mode magnon nonreciprocity). By combining the two units of Fe waveguide, the XOR and XNOR gates can be constructed. With a similar way, the combination of three units provides AND, NAND, OR, and NOR gates. Logic gates using the edge-mode magnon nonreciprocity allow a no-field operation and a simple architecture. To construct next generation magnonic computing, these logic architectures suggest the important progress of magnon transistor: reconfigurable and nonvolatile operations.

## References

- 1) A. V. Chumak, A. A. Serga, and B. Hillebrands: "Magnon transistor for all-magnon data processing", *Nature Communications* 5, 4700 (2014).
- 2) T. Schneider: "Realization of spin-wave logic gates", *Appl. Phys. Lett.* 92, 022505 (2008).
- 3) N. Sato, S.J. Lee, S. W. Lee, K. J. Lee, and K. Sekiguchi: "Phase stability of magnonic logic operation in microfabricated metallic wires", *Appl. Phys. Exp.* 9, 083001(2016).; N. Sato, K. Sekiguchi, et.al: "Electrical Demonstration of Spin wave logic operation", *Appl. Phys. Exp.* 6, 063001(2013).
- 4) K. Sekiguchi, K. Yamada, S. M. Seo, K. J. Lee, D. Chiba, K. Kobayashi, and T. Ono: "Time-domain measurement of current-induced spin wave dynamics", *Phys. Rev. Lett.* 108, 017203(2012).
- 5) N. Kanazawa, T. Goto, K. Sekiguchi, A. B. Granovsky, C. A. Ross, H. Takagi, Y. Nakamura, H. Uchida, and M. Inoue: "The role of Snell's law for a magnonic majority gate", *Scientific Reports* 7, 7898(2017).
- 6) N. Kanazawa, T. Goto, K. Sekiguchi, A. B. Granovsky, C. A. Ross, H. Takagi, Y. Nakamura, H. Uchida, and M. Inoue: "Demonstration of a robust magnonic spin wave interferometer", *Scientific Reports* 6, 30268(2016).
- 7) R. Nakane, G. Tanaka, A. Hirose: "Reservoir Computing With Spin Waves Excited in a Garnet Film", : *IEEE Access* 6, 4462(2018).
- 8) K. Sekiguchi, S. W. Lee, H. Sukegawa, N. Sato, S. H. Oh, R. D. McMichael, and K. J. Lee: "Spin wave propagation in cubic anisotropic materials", *NPG Asia Materials* 9, e392(2017)

## Logic gates using spin waves

Taichi Goto<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Toyohashi Univ. of Tech., Toyohashi 441-8580, Japan

<sup>2</sup> MIT, Cambridge 02139, USA

Magnonics is an important research field that aims to realize post-CMOS devices by taking advantage of spin waves (SWs). The wave properties of SWs enable multiple input/output logic operation modes depending on the orientation of the wavevector/wavelength and the magnetization direction. A yttrium iron garnet (YIG) is suitable as a SW propagation medium because of its low damping constant. And a forward volume SW mode is preferable for construction of SW logic circuits because it enables the use of waveguides with curved and bent section. However, the logic gate using forward volume SWs propagating in YIG films were not demonstrated. Hence, we show our recent works on the development of the devices and discuss future work related to new computation using SWs.

First, we fabricated the three port SW ExNOR gate using  $\sim 20 \mu\text{m}$  thick YIG film.<sup>1)</sup> This gate worked as a SW phase interferometer. The device size was  $1 \text{ mm} \times 16 \text{ mm}$ . Edge reflection of SWs was totally canceled by abruption boundaries using gold films.

Second, four port SW AND and OR gates were demonstrated (Figure 1).<sup>2)</sup>

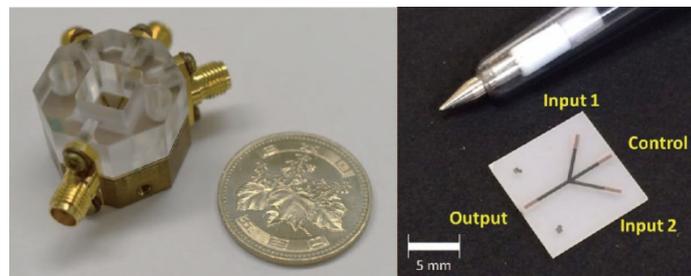


Fig. 1 Fabricated four ports spin wave logic gate using  $\sim 10 \mu\text{m}$  thick single crystalline YIG film.

This device also worked as a majority gate. The interferometer consisted of  $10 \mu\text{m}$  thick monocrystalline YIG film grown a gadolinium gallium garnet substrate. The  $\Psi$  shaped waveguide was composed of three input ports. Input 1 and input 2 entered the junction area with  $45^\circ$  angle of incidence. The ridge waveguide was fabricated using photolithography and a micro-sandblasting technique. The film was magnetized perpendicular to the plane so that forward volume SWs were excited. Figure 2 showed the obtained results. Multilevel AND and OR gates were demonstrated. In the conference, miniaturized SW logic gates would be also shown.

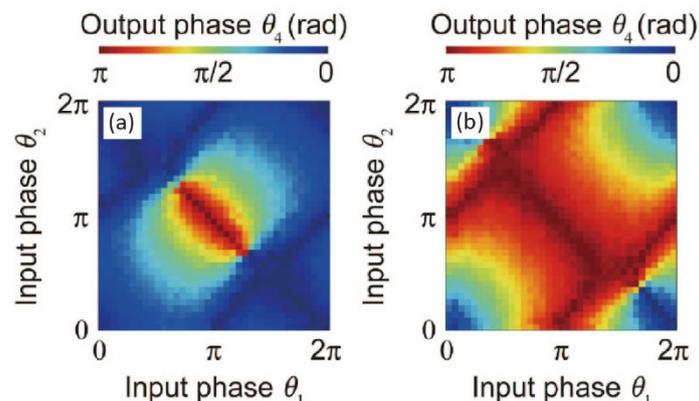


Fig. 2 AND (left) and OR (right) operation configuration obtained by experiment.

### Reference

- 1) N. Kanazawa, T. Goto, *et al.*, *Sci. Rep.* **6**, 30268 (2016).
- 2) N. Kanazawa, T. Goto, *et al.*, *Sci. Rep.* **7**, 7898 (2017).

## 磁気光学効果による炭素鋼の局所的磁気物性評価

室井慎平, 高瀬つぎ子, 山口克彦, 内一哲哉\*, 高木敏行\*  
(福島大, \*東北大)

Local magnetic property evaluation of carbon steel by magneto-optical effect

S. Muroi, T. Takase, K. Yamaguchi, T. Uchimoto\*, T. Takagi\*  
(Fukushima Univ. \*Tohoku Univ)

### はじめに

現在、構造材料の非破壊検査には電磁超音波探触子(EMAT)などの手法が用いられており、実際に EMAT による鉄の非破壊評価も行われている<sup>1)</sup>。しかし、新品の炭素鋼管を用いた測定にて、Fig.1 に示すようにパイプ周方向におけるエコー振幅に差異が生じた。このことより、試料周方向にて超音波信号の発生要因である磁歪効果やローレンツ力、伝搬、反射等について炭素鋼管の物性の差異が影響していると考えられる。

本研究では、磁区観察及び局所的磁気特性とエコー振幅の関連性に着目し、比較、検討を行うため、Fig.1 のようなエコー振幅の差異に注目してサンプルを切り出し、マイクロ磁気光学カー効果顕微鏡( $\mu$ -MOKE 顕微鏡)を用いて磁区観察及び局所的磁気特性の測定を行った。その結果をもとに、EMAT と局所領域における磁気物性の対応関係を確認した。

### 実験手法・結果

本実験では、EMAT によるエコー振幅(信号強度)の大きい箇所を sample S、小さい箇所を sample W とし、各々の箇所から  $7.0 \times 7.0 \times 2.0$ [mm]サイズの炭素鋼試料を切り出した。その後、鏡面研磨を行い、 $\mu$ -MOKE 顕微鏡にて試料の同視野における磁区観察と局所的(スポット径  $\phi 2 \sim 3$ [ $\mu\text{m}$ ])磁気特性の測定を行った。Fig.2, Fig.3 に sample S と sample W 双方の磁区観察像と局所的磁気特性の測定結果を示す。

Fig.2 より、sample S は sample W よりサイズが大きい磁区の割合が多いことが確認された。また、Fig.3 より sample S は sample W より磁気光学カー効果による旋光角の値が大きいことが確認できた。このことから、磁性領域の形成や局所的な磁性の違いが EMAT におけるエコー振幅の差異に影響を与えていると考えられる。

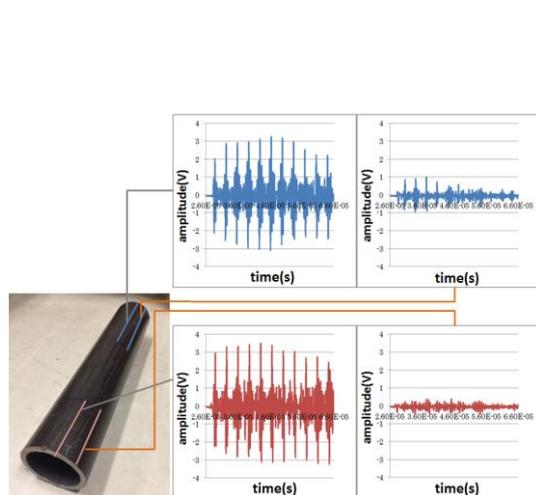


Fig.1 Difference of echo amplitude  
(in the circumferential direction)

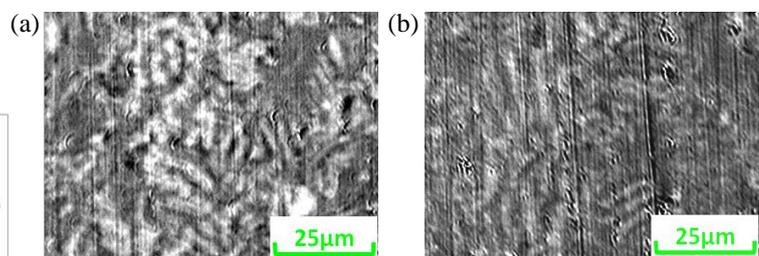


Fig.2 Magnetic domain image (magnetic fields :1100Oe)

(a) sample S, and (b) sample W

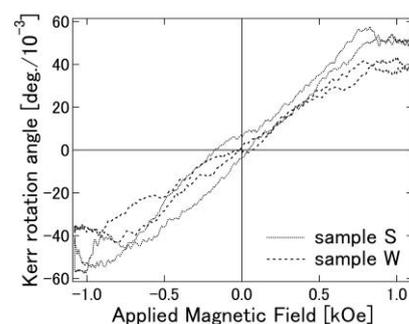


Fig.3 Local magnetic properties of  
sample S and W

### 参考文献

- 1) 大瀧 啓太郎, 内一 哲哉, 高木 敏行: “電磁超音波-渦電流複合プローブを用いた鉄の非破壊材質評価”, 日本機械学会論文集(A編)76巻767号, pp.186-193(2010).

# 正方配列 Au 粒子/Bi:YIG 複合構造体におけるファラデー効果 および極カー効果の FDTD シミュレーション

板橋悠人<sup>1</sup>, Ilham Surya Priasmoro<sup>1</sup>, 高田一紀<sup>1</sup>, 水戸慎一郎<sup>2</sup>, Andrey Fedyanin<sup>3</sup>,  
後藤太一<sup>1</sup>, 中村雄一<sup>1</sup>, P. B. Lim<sup>1</sup>, 内田裕久<sup>1</sup>, 井上光輝<sup>1</sup>

(<sup>1</sup>豊橋技科大, <sup>2</sup>東京高専, <sup>3</sup>Lomonosov Moscow State University)

FDTD simulations of Faraday and polar Kerr effects for composite structures  
with squarely arranged Au particles and Bi:YIG films

Y. Itabashi<sup>1</sup>, S. P. Ilham<sup>1</sup>, K. Takada<sup>1</sup>, S. Mito<sup>2</sup>, A. Fedyanin<sup>3</sup>, T. Goto<sup>1</sup>, Y. Nakamura<sup>1</sup>, P. B. Lim<sup>1</sup>,  
H. Uchida<sup>1</sup>, M. Inoue<sup>1</sup>

(<sup>1</sup>Toyohashi Univ. of Tech., <sup>2</sup>NIT, Tokyo College, <sup>3</sup>Lomonosov Moscow State University)

## はじめに

透明な磁性ガーネットは磁気光学効果を利用した磁気イメージングセンサなどに用いることが可能である。例えば、磁性材料の傷を探查する場合、測定対象物に磁気光学膜を近づけて反射光の回転角を測定する極カー効果測定が適し、その回転角が大きいことが望ましい。また、周期配列させた Au 粒子と磁性ガーネット (Bi:YIG) 薄膜との複合構造体では、局在型表面プラズモン共鳴によってファラデー回転角を増大させることができるが<sup>1,2)</sup>、カー効果についてはまだ十分に研究が行われていない。したがって将来の応用を考えて、本研究では、正方配列 Au 粒子/Bi:YIG 複合構造体のファラデー効果と極カー効果について FDTD シミュレーションを用いて回転角を大きくする方法について考察する。

## 磁気光学応答の FDTD シミュレーション

Au 粒子は電子線描画装置を用いて作製するが、Fig. 1(a)は周期 200nm の正方配列 Au 構造であり、この上に Bi:YIG を成膜した複合構造体について FDTD シミュレーションを行った。モデルは Au 粒子の長軸直径 109 nm, 短軸直径 92.2 nm の扁平楕円体であるとし、Bi:YIG の厚さを 110 nm とした。Fig. 1(b)に計算で得られた透過率とファラデー回転角を、Fig.1(c)に反射率と極カー回転角を示す。透過率とファラデー回転角はプラズモン共鳴波長で回転角が増大した。この結果は、実験結果とよく一致する。また極カー効果も変化した。このモデルでは角度変化が小さかった。

次に、扁平楕円体 Au の長軸直径を 130 nm, 短軸直径を 110 nm と大きくし、Bi:YIG の厚さも 120 nm にしたときの透過率とファラデー回転角、反射率とカー回転角の計算結果を Fig. 2(a)と(b)にそれぞれ示す。Au 粒子のサイズを大きくすることで、波長 660 nm 付近のファラデー回転角が正の大きな値に変化し、またカー回転も同じ波長で大きくなった。また極カー効果は、光の往復によるファラデー回転の単純な 2 倍の値になる訳ではないことも分かった。このように本研究により、ファラデー回転角だけでなく、極カー回転角の大きさも構造によって制御できる可能性があることが明らかになった。

## 参考文献

- 1) H. Uchida et al., J. Phys. D: Appl. Phys., 44, 064014 (2011).
- 2) 板橋悠人他, 第 42 回日本磁気学会学術講演会概要集 11pPS-11 (2018).

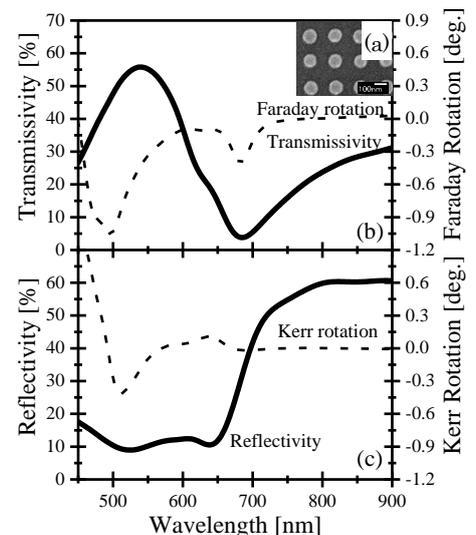


Fig. 1 (a) A top view of fabricated Au particles, (b) calculated transmissivity and Faraday rotation, and (c) reflectivity and polar Kerr rotation.

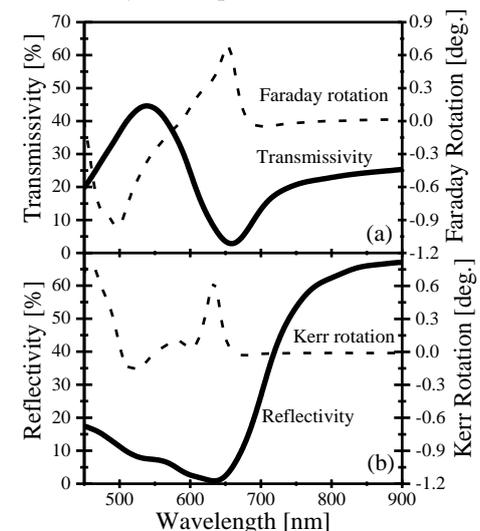


Fig. 2 (a) Calculated transmissivity and Faraday rotation, (b) reflectivity and polar Kerr rotation.

## X線磁気円偏光発光を利用した放射光磁気顕微鏡

稲見俊哉、菅原健人、中田崇寛\*、阪口友唯\*、高橋真\*

(量研放射光、\*JFE テクノリサーチ)

Scanning magnetic microscope based on x-ray magnetic circularly polarized emission

T. Inami, K. Sugawara, T. Nakada\*, Y. Sakaguchi\*, and S. Takahashi\*

(QST, \*JFE-TEC)

### 1 はじめに

X線磁気円二色性は、磁化した試料に円偏光 X 線を入射した際にその吸収量が円偏光の左右に依存するという現象であり、元素選択的な磁化測定が出来ること、微小試料の観察や微小モーメントの検出に適していること、磁気光学総和則が使える場合があることなどから、磁気測定において標準的な手法の一つとなっている。しかしながら、物質透過能の高い硬 X 線領域においては、3d 遷移金属に対して感度が低い(反転比で 0.5% 以下)という問題が存在していた。薄膜試料等、透過法の使える試料についてはこの問題は改善されてきたものの、バルク測定が必要な対象については、硬 X 線領域で 3d 遷移金属に対し大きな反転比を持つ新しい測定手法の開発、測定原理の発見が求められている。

この問題に対し、最近我々は X 線磁気円偏光発光という新しい X 線磁気分光法の発見に成功した<sup>1)</sup>。これは、磁化した試料の発する蛍光 X 線(特性 X 線)が円偏光を含むという現象であり、蛍光 X 線の円偏光度から発光領域の磁化(の出射方向成分)を見積もることができる。硬 X 線領域にある 3d 遷移金属の  $K\alpha$  発光において 20% 近い大きな反転比を示すという優れた特徴を持ち、応用研究への発展が期待される。現在、本手法を利用した放射光励起の走査型磁気顕微鏡の開発を進めており、この発表では開発の現状について報告する。

### 2 結果および考察

開発は大型放射光施設 SPring-8 の量研ビームライン BL11XU で行っている。本手法による磁気顕微鏡の構成図を Fig.1 に示す。入射 X 線は、まず集光光学系により試料上に集光される。空間分解能はここで決まり、当面は樹脂製屈折レンズを用いた  $10\ \mu\text{m}$  集光で開発を進めている。試料からは蛍光 X 線が発せられ、これを集めて平行化し、後ろの円偏光解析装置に供給する部分が平行化光学系である。Montel 型多層膜ミラーで実現され、高効率測定に必須の光学素子である。円偏光解析装置はダイヤモンド移相子と Ge(400) エネルギー兼直線偏光分析器からなる。移相子により円偏光と直線偏光の相互変換を行い、続いてエネルギー兼直線偏光分析器でエネルギー分解すると同時に直線偏光度を評価し、ここから円偏光度を得る。得られた円偏光度から発光領域の磁化が求まり、試料を走査することにより、磁化の 2 次元マップを得る。

試料は、磁区が比較的大きく、また、3d 遷移金属元素が主たる磁性を担っているという観点から、方向性電磁鋼板を選んだ。入射 X 線のエネルギーは 17.3 keV、出射角は 45 度とした。この場合、表面から  $10\ \mu\text{m}$  程度の領域の情報を得ていると見積もっている。横  $65\ \mu\text{m}$  ステップ、縦  $30\ \mu\text{m}$  ステップで、約  $3\ \text{mm}\times 3\ \text{mm}$  の領域を走査し、ストライプ状の磁区と複数の lancet 磁区を観察することができた。今後は、入射 X 線のエネルギーを上げたより深部の測定等を検討している。

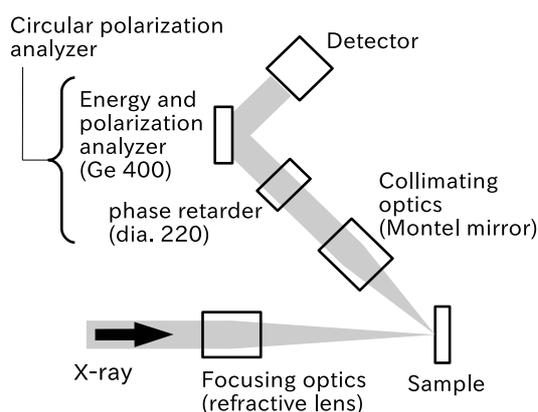


Fig. 1 Top view of experimental layout.

### References

- 1) T. Inami: *Phys. Rev. Lett.*, **119**, 137203 (2017).

## マイクロレンズアレイを用いた磁気光学 3次元ディスプレイの高視野角化と像拡大化

○Altankhuyag Khishig-Ochir、木村陽太、伊藤誉敏、堀米秀嘉\*、後藤太一、中村雄一、  
Lim Pang Boey、内田裕久、井上光輝  
(豊橋技科大, \*ホーリーマイン)

Increasing viewing angle and magnifying image for magneto-optical 3D display using microlens array  
A. Khishig-Ochir, Y. Kimura, Y. Ito, T. Goto, Y. Nakamura, P. B. Lim, H. Uchida, M. Inoue  
(Toyohashi Univ. of Tech., \*Holymine)

### はじめに

眼精疲労が生じにくく、広い視野角を持つ、ホログラフィック 3次元(3D)ディスプレイを実現するために磁気光学効果が応用されている<sup>1)</sup>。大きな視野角を得るためには微小なピクセルが必要であり、1  $\mu\text{m}$ サイズで大規模領域にピクセルを形成すること、および書き換え時間を短くすることが、3Dディスプレイの実用化への課題である。先行研究ではホログラムをページデータとして記録することで記録時間の短縮を図ってきたが、走査距離が媒体の書き込むホログラムの全域と広く、高分解能で広範囲に書き込むことが困難であった。そこで我々はマイクロレンズアレイ (MLA) と呼ばれる微小レンズが配列された素子を用いて、多数のピクセルを同時に書き込み、かつ走査距離を短縮する方法を用いた<sup>2)</sup>。本研究では、この MLA を用いた光学系によるホログラムの記録と 3次元像の再生において、視野角を広げることと像を拡大する方法について検討する。

### 光学系

ホログラムの形成では、レーザー光をデジタルミラーデバイス (DMD) で強度変調をした後、MLAによって集光し、縮小したピクセルを磁気光学媒体に書き込んだ。MLAのレンズピッチはDMDのピクセルピッチと同一で13.68  $\mu\text{m}$ である。このときDMDのピクセル間隔に相当する13.68  $\times$  13.68  $\mu\text{m}^2$ の面積を走査することでDMDのサイズである1  $\text{cm}^2$ の画面サイズの磁気書込みが可能となり、ピエゾステージの使用が可能になり、動作速度を向上させることができる。また焦点距離と移動距離を調整することで、ピクセルサイズを変えることができる。再生は、ホログラム記録媒体からの0次透過光が小さくなるように、偏光子と $\lambda/4$ 波長板を透過した楕円偏光を入射させ、検光子で反射光の変調成分を取り出す。像の拡大は、レンズを二つ用いて幾何光学による2倍の結像光学系で再生像を拡大する方法を用いた。

計算機ホログラムによって、立方体フレームのホログラムを計算した。記録・再生に用いる磁性薄膜にはイオンビームスパッタ法によって成膜したSiN(30 nm)/*a*-TbFe(50 nm)/SiN(20 nm)/ガラス基板を用いた。

### 3D像の再生

熱磁気記録を用いてホログラムを磁性体に記録し、波長532 nmのレーザー光によって再生した立方体フレームのホログラフィをFig. 1に示す。計算で求めた通りに2.5 mm角の立方体の3次元像が再生された。ピクセルピッチは1  $\mu\text{m}$ であり、このとき視野角29 deg.が得られた。次に2倍の結像光学系を用いて磁気ホログラフィの再生像の拡大を行った。その結果、横倍率が2倍になることを確認することができた。

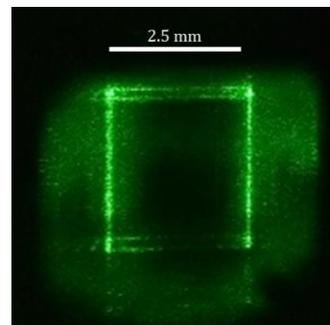


Fig. 1. A 3D cubic frame image reconstructed using magneto-optical holography.

### 参考文献

- 1) K. Nakamura, et al., *Appl. Phys. Lett.* 108, 022404 (2016).
- 2) 木村陽太他, 第42回日本磁気学会学術講演会概要集 12aPS-60 (2018).

## 機械学習と非線形フィルタによる高速磁区観察像のノイズ低減

小田切 雄介、阿部 正英\*、洞口 勇太\*、柳沢 栄二、目黒 栄、川又 政征\*、斉藤 伸\*  
(ネオアーク株式会社、\*東北大学)

Noise reduction for high speed domain observation images using machine learning and non-linear filters

Y. Odagiri, M. Abe\*, Y. Horaguchi\*, E. Yanagisawa, S. Meguro, M. Kawamata\*, S. Saito\*  
(Neoark Corporation, \*Tohoku University)

**はじめに** 電磁鋼板や軟磁性薄帯は変圧器やモーターのコア材として幅広く活用されており、その性能改善はエネルギー利用効率上昇に直結するため、地球温暖化対策の一環として極めて重要である。これら軟磁性材料の磁気特性把握の手法としては実働状態における磁区観察が有用である。我々はこれまで磁気光学 Kerr 効果を利用した cm オーダ領域の広視野磁区観察装置の開発を行ってきており<sup>1)</sup>、商用周波数励磁下で繰り返し再現性の低い磁区観察を行うために、10,000 fps 以上のフレームレートでのワンショット撮像に取り組んできた。受光画素の大きい高速度カメラの採用、光学系の伝送効率の改善といった工夫により 50 Hz の磁場掃引において FeSi 系アモルファス薄帯の磁化過程のワンショット観察を達成できている。しかしながら高速度撮像の性質上、時間・空間領域の平均化が制限されるため、ショットノイズ等のノイズ低減が課題であった。そこで本研究では、高速磁区観察時のノイズを低減するために、画像処理によるノイズフィルタを検討した。

**フィルタの検討** 時間変化に伴う磁区構造の変化が緩慢になることを避けるためには、まず、フレーム単位で空間領域のフィルタによるノイズ低減が必要である。これを実現する手法として機械学習を用いた画像処理を提案した。今回の機械学習では Convolutional Neural Network によるオートエンコーダを用い、教師あり学習を行った。学習素材については、教師データとして 256 回の平均化を行った画像を、入力データとしてワンショットで取得した画像を用いた。次に、時間変化によるちらつきを低減するためには非線形フィルタを時間領域に適用することが有効である。今回は突発的な輝度値の時間変化を取り除く効果が期待できるメディアンフィルタを用いた。

**観察結果** Fig. 1 はアモルファス薄帯を高速度カメラで観察した動画から 1 フレームを切り出したものであり、(a) は飽和像差分画像、(b) は (a) に対しノイズ低減フィルタを適用した画像である。どちらの画像も 8 ビットの色深度で処理を行っている。左上部に注目すると、ショットノイズが大幅に低減された結果、複雑な磁区パターンが顕在化したことがわかる。(c) は (a)、(b) の像中の直線部に対応する輝度のラインプロファイルを示しており、ノイズが大幅に低減されていることがわかる。(a)、(b) の像中の四角で囲んだ領域の輝度ヒストグラムの分散半値幅を評価すると、フィルタ適用前は 75 だったのに対して、フィルタ適用後は 5.1 へと改善しており、フィルタ効果を定量的に確認できる。

講演では、機械学習フィルタと非線形フィルタの構成の詳細および、時間方向のフィルタリングの効果を動画も用いて報告する。

**参考文献** 1) S. Meguro et al.: 28<sup>th</sup> Ann. Conf. Magn. Soc. Jpn., 24aF-9 (2004).

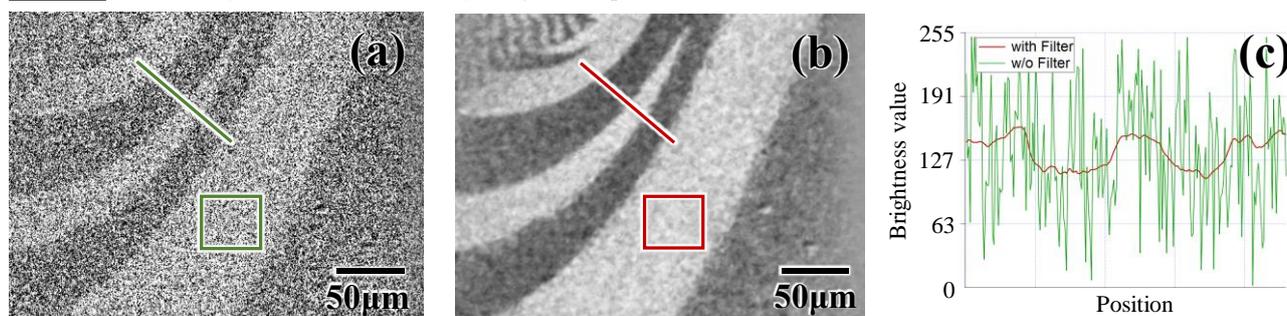


Fig. 1 Magnetic domain images (a) without and (b) with machine learning and non-linear filters. (c) Brightness line profiles.

# Nanoparticle Approach to the Formation of $\text{Sm}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{11}\text{Ti}$ Particles

J. Kim<sup>1</sup>, T. T. Trinh<sup>1</sup>, R. Sato<sup>1</sup> and T. Teranishi<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institute for Chemical Research, Kyoto University, Uji, Japan.

Recently, thin films of  $\text{Sm}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{12}$  compounds ( $0 \leq x \leq 0.3$ ) have been successfully synthesized [1] and they showed the excellent intrinsic hard magnetic properties, *i.e.*,  $M_s$  of 1.78 T,  $H_A$  of 12 T, and  $T_C$  of 859 K. On the other hand, to obtain the isolated particles of  $\text{RFe}_{12}$  compounds, we need a nonmagnetic stabilizer, *i.e.*,  $\text{R}(\text{Fe},\text{M})_{12}$  (M: Ti, V, Cr, Mn, Mo, W, Al, or Si), for maintaining the  $\text{ThMn}_{12}$  structure due to the thermodynamic instability. However, these stabilizers lead the decrease of a saturation magnetization by substituting with Fe sites. Element Ti can stabilize the  $\text{ThMn}_{12}$  structure with the smallest amount among the above stabilizers [2]. On the other hand, a reduction diffusion (RD) process was found to be an effective synthesis method for  $\text{Sm}_2\text{Fe}_{17}\text{N}_3$  particles [3,4] because this process can produce the equiaxed-shape particles with the lower temperature than metal melting method. In this study, we focus on the synthesis of a single-phase  $\text{Sm}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{11}\text{Ti}$  ( $0 \leq x \leq 0.3$ ) particles and the investigation on the magnetic properties depending on the RD times. First, the mixture of Sm acetate, Fe acetate, Co acetate, and Ti isopropoxide was chemically reacted in organic solvents to obtain the metal-oxides nanoparticles (NPs). Then, these NPs were calcined to remove organic ligands and the  $\text{H}_2$  reduction and RD process with Ca metal were conducted to reduce the metal ions. Finally, the products were washed with  $\text{N}_2$ -purged  $\text{mQH}_2\text{O}$  to remove CaO and the remaining Ca metal.

Figure 1 shows the XRD patterns of  $\text{Sm}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{11}\text{Ti}$  particles with different RD times at 1223 K. Nearly single-phase  $\text{Sm}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{11}\text{Ti}$  with <1wt% impurities ( $(\text{Fe}-\text{Co})_2\text{Ti}$  and/or Fe-Co) was produced by the RD process for 1/6-1 h. On the other hands, the RD process for 2 h gave a larger amount of impurity assigned at around  $44.8^\circ$  due to the evaporation of Sm, as seen in Fig.1. Figure 2 shows the SEM images and the coercivities of  $\text{Sm}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{11}\text{Ti}$  particles depending on the RD times. The  $H_c$  increased with decreasing the RD time because both growth and fusion of particles were suppressed to maintain the equiaxed-shape of particle, as seen in SEM images of Fig. 2 (SEM images).

## Reference

- 1) Y. Hirayama *et al.*, Scripta Materialia, **138** (2017) 62–65
- 2) K H J Buschow, Report on Progress in Physics, **54** (1991) 1123
- 3) S. Okada *et al.*, AIP ADVANCES **7** (2017) 056219
- 4) J. Kim *et al.*, Chemistry Letters, in press.

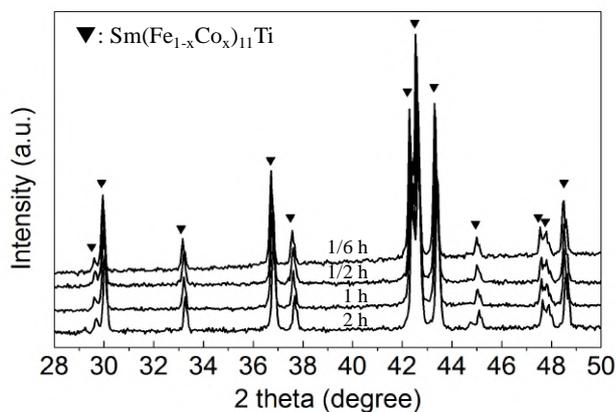


Fig. 1 XRD patterns of  $\text{Sm}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{11}\text{Ti}$  particles depending on RD times (1/6, 1/2, 1, and 2 h) at 1233 K.

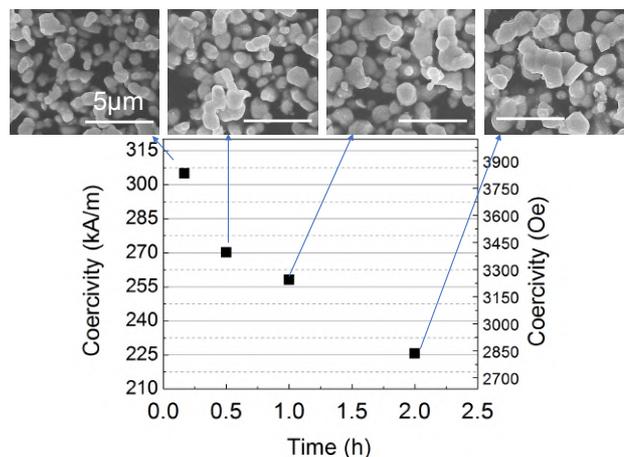


Fig. 2 SEM images (upper) and coercivities (down) of  $\text{Sm}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{11}\text{Ti}$  particles depending on RD times at 1233 K.

## Sm(Fe,Ti)<sub>12</sub> エピタキシャル微粒子薄膜の作製

近藤司<sup>1</sup>、岡本聡<sup>1,2</sup>、菊池伸明<sup>1</sup>、北上修<sup>1</sup>  
(<sup>1</sup>東北大、<sup>2</sup>ESICMM, NIMS)

Attempt for epitaxially grown particulate Sm(Fe, Ti)<sub>12</sub> films with high coercivity  
T. Kondo<sup>1</sup>, S. Okamoto<sup>1,2</sup>, N. Kikuchi<sup>1</sup>, O. Kitakami<sup>1</sup>  
(<sup>1</sup>Tohoku Univ., <sup>2</sup>ESICMM, NIMS)

### はじめに

現在、Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B 磁石が最高性能の永久磁石として HDD、EV などに幅広く利用されているが、さらなる高性能磁石として、Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B 磁石を超える新規永久磁石の開発が切望されている。近年、ThMn<sub>12</sub> 構造をもつ R-Fe<sub>12</sub> (R:希土類元素)薄膜が Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B 磁石を超える磁気特性が報告され<sup>1)2)</sup>、大きな注目を集めている。しかし、R-Fe<sub>12</sub> 系磁石材料について、種々の検討にも関わらず保磁力  $H_c$  は 1T 以下に留まっており、 $H_c/H_k < 0.1$  となっている<sup>3)4)</sup>。本研究では、保磁力発現の原理検証を目的として SmFe<sub>12</sub> 及び Sm(Fe,Ti)<sub>12</sub> 薄膜のエピタキシャル成長を行った。これまでの報告では V が下地膜として報告されているが、V/SmFe<sub>12</sub> 界面での拡散が確認されているため、保磁力発現の原理検証には不適當と思われる。そのため、ここでは W 下地膜を用いて検討を行った。

### 実験方法

成膜方法にはスパッタ法を用いた。作製試料は MgO sub. / W (20) / SmFe<sub>12</sub> (30) / W (10) (単位 : nm) とした。結晶方位の関係は、MgO (001)[100]||W(V) (001)[110]||SmFe<sub>12</sub> (001)[100]となっている。作製した薄膜試料の評価は、X 線回折(XRD)、原子間力顕微鏡(AFM)、走査電子顕微鏡(SEM)、振動試料型磁力計(VSM)、異常ホール効果(AHE)測定を用いて行った。

### 実験結果

Figure 1 に作製した SmFe<sub>12</sub> 薄膜の XRD の測定結果を示す。スパッタレートや基板温度を最適化させることで、SmFe<sub>12</sub>002、004 のピークがそれぞれ 37.4°、79.7° 付近に観測されている。また  $\alpha$ -Fe 由来のピークは確認されず、W 下地上での SmFe<sub>12</sub> 相のエピタキシャル成長に成功した。また、Ti の有無に対して SmFe<sub>12</sub> のピークに差が生じているが、Ti を過剰に添加していることが原因と考えられる。Figure 2 面直方向の磁化曲線を示す。Ti 添加なしの場合は保磁力が 0.2T 程度であるが、Ti 添加により 0.7T に増加した。今後は Ti 組成比の確認とともに、更なる保磁力の増大に向けて、成膜条件や熱処理を検討する。

### 参考文献

- 1) Y. Hirayama et al. Scr. Mater. 138,62 (2017)
- 2) Y. Hirayama et al. Scr. Mater. 95, 70 (2015)
- 3) D. Ogawa et al. Scr. Mater. 164,140 (2019)
- 4) T. Sato et al. J. Appl. Phys. 122, 053903 (2017)

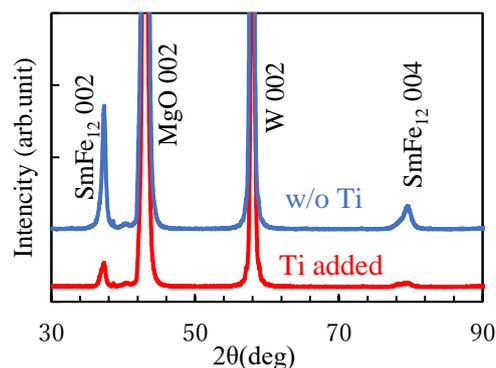


Figure1 XRD profiles of SmFe<sub>12</sub> and Sm(Fe, Ti)<sub>12</sub> thin films

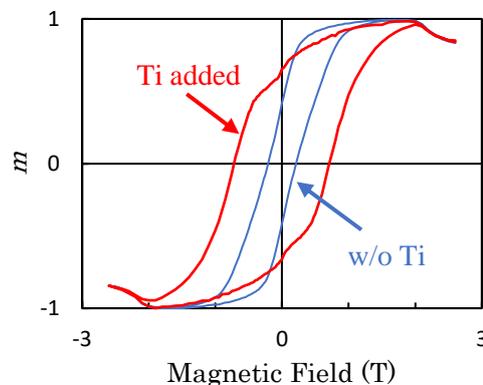


Figure2 Perpendicular magnetization curves of SmFe<sub>12</sub> and Sm(Fe, Ti)<sub>12</sub> films

## SmFe<sub>12</sub>系磁石の磁気特性

齋藤哲治、渡辺文也  
(千葉工業大学)

Magnetic properties of SmFe<sub>12</sub> magnets

Tetsuji Saito, Fumiya Watanabe  
(Chiba Institute of Technology)

### はじめに

高性能な Nd-Fe-B 磁石が開発されて以来希土類磁石の研究が精力的に行われ、これまでに Sm-Fe-N 磁石などの希土類磁石が開発されてきた。しかし最近、希土類金属と遷移金属の新しい金属間化合物として 1-12 型や 5-17 型などの金属間化合物が注目されている<sup>1,2)</sup>。そこで希土類金属と遷移金属の合金として Sm-Fe 合金を選び、急凝固法により作製した Sm-Fe 合金の構造と磁気特性について調べたところ、急凝固法により 5-17 型の Sm<sub>5</sub>Fe<sub>17</sub>系磁石が作製できることがわかった<sup>3)</sup>。また、1-12 型の SmFe<sub>12</sub>系磁石も急凝固法により作製できることがわかってきた<sup>4)</sup>。本研究では急凝固法により作製した SmFe<sub>12</sub>系合金急冷薄帯の磁石化を放電プラズマ焼結法で試みた。得られた SmFe<sub>12</sub>系磁石の構造と磁気特性の関係について報告する。

### 実験方法

アルゴン雰囲気中高周波溶解法により作製した SmFe<sub>12</sub>合金および SmFe<sub>12</sub>合金の Fe の一部を Ti, V など置換した SmFe<sub>12</sub>系合金を原料に用いた。得られた合金を底にノズルを有する石英管に入れた後アルゴン雰囲気中高周波溶解を行い溶湯とし、得られた溶湯をノズルから銅ロール上に噴射することにより急凝固した。得られた試料は幅 1-2mm、厚さ 10-20 μm の急冷薄帯であった。得られた急冷薄帯を粉砕した Sm-Fe 系合金粉末の固化成形は放電プラズマ焼結法で行った。なお放電プラズマ焼結は、焼結温度 773-1073Kで行った。得られた試料の構造は X 線回折装置 (XRD)、試料の組織は透過電子顕微鏡 (TEM) で調べた。また、得られた試料の磁気特性は振動試料型磁力計 (VSM) で測定した。

### 結果および考察

急凝固法で作製した SmFe<sub>12</sub>合金急冷薄帯は放電プラズマ焼結法で固化成形できることがわかった。また SmFe<sub>12</sub>合金の Fe の一部を Ti, V など置換した SmFe<sub>12</sub>系合金急冷薄帯も同様に固化成形できることがわかった。得られた SmFe<sub>12</sub>系磁石の磁気特性を調べたところ、放電プラズマ焼結法で作製した SmFe<sub>12</sub>系磁石の磁気特性は SmFe<sub>12</sub>系磁石の組成と放電プラズマ焼結条件に大きく依存することがわかった。図 1 に放電プラズマ焼結法で作製した Sm(Fe, Ti)<sub>12</sub>磁石のヒステリシス曲線を示す。放電プラズマ焼結法で作製した SmFe<sub>12</sub>磁石はあまり大きな保磁力を示さないが、SmFe<sub>12</sub>磁石の Fe の一部を Ti で置換した Sm(Fe, Ti)<sub>12</sub>磁石は 5kOe を超える大きな保磁力を示すことがわかった。現在は SmFe<sub>12</sub>系磁石の更なる保磁力の向上を目指して、最適組成と最適焼結条件について検討している。

### 参考文献

- 1) F. R. De Boer, Y. K. Huang, D. B. De Mooij, and K. H. J. Buschow, *J. Less-Common Met.*, vol.135 (1987) 199.
- 2) F. J. G. Landgraf, G. S. Schneider, V. Villas-Boas, and F. P. Missell, *J. Less-Common Met.*, vol.163 (1990) 209.
- 3) T. Saito, *J. Alloys Compd.*, vol. 440 (2007) 315.
- 4) T. Saito, H. Miyoshi, and D. N Hamane, *J. Alloys Compd.*, vol. 519 (2012) 144.

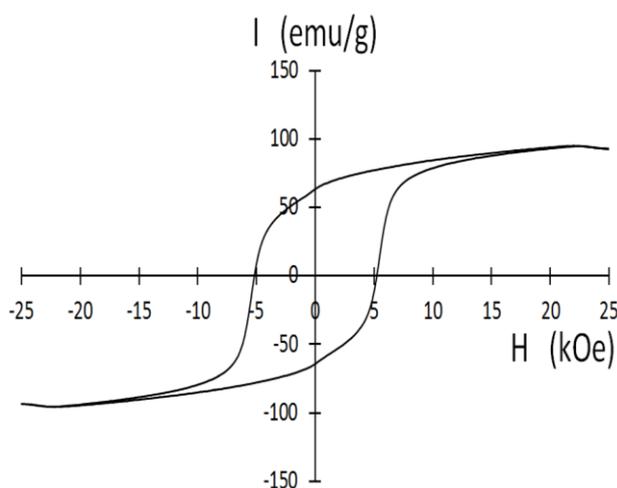


Fig.1 Hysteresis loop of Sm(Fe,Ti)<sub>12</sub> magnets prepared by the spark plasma sintering method.

## 微細加工した熱間加工 Nd-Fe-B 磁石の磁化反転素過程計測

蓬田貴裕<sup>1</sup>, 菊池伸明<sup>1</sup>, 岡本聡<sup>1,2</sup>, 北上修<sup>1</sup>, H. Sepehri-Amin<sup>2</sup>,

大久保忠勝<sup>2</sup>, 宝野和博<sup>2</sup>, 日置敬子<sup>3</sup>, 服部篤<sup>4</sup>

(東北大学<sup>1</sup>, ESICMM, NIMS<sup>2</sup>, 大同特殊鋼(株)<sup>3</sup>, (株)ダイドー電子<sup>4</sup>)

Detection of elemental magnetization reversal events in a micropatterned hot-deformed Nd-Fe-B magnet

T. Yomogita<sup>1</sup>, N. Kikuchi<sup>1</sup>, S. Okamoto<sup>1,2</sup>, O. Kitakami<sup>1</sup>, H. Sepehri-Amin<sup>2</sup>,

T. Ohkubo<sup>2</sup>, K. Hono<sup>2</sup>, K. Hioki<sup>3</sup>, and A. Hattori<sup>4</sup>

(<sup>1</sup>Tohoku Univ., <sup>2</sup>ESICMM, NIMS, <sup>3</sup>Daido Steel Co. Ltd., <sup>4</sup>Daido Electronics Co. Ltd.)

### はじめに

バルク永久磁石における磁化反転は、膨大な数の反転核生成ならびに磁壁デピニング現象が同時多発的に生じている。磁石の保磁力機構の解明には、磁化反転素過程計測を行い、熱揺らぎ理論に基づく解析を行うことが本質的に重要と考える。そのためには、磁化反転素過程現象の繰り返し再現性が必要であり、試料の微細化と超高感度な磁化計測が要求される。そこで本研究では熱間加工 Nd-Fe-B 磁石を集束イオンビーム (FIB) により微細加工し、異常ホール効果 (AHE) による計測を試みた。熱間加工磁石は直径 300 nm, 厚み 70 nm 程度の板状粒子が緻密に配列した組織構造を有しており<sup>2)</sup>, 微細加工による加工ダメージが表層のみに限定されると期待できる。AHE 測定の実験強度は原理的に試料サイズに依存しないため、AHE クロスを微小化することで、微小領域の超高感度磁気測定が可能である。これまでにバルク熱間加工磁石の磁気特性を保持したまま、数マイクロンサイズまでの微細化が可能であることを確認している。今回は、検出領域を 1 μm 程度のサイズにまで微細化して AHE 測定を行い、磁化反転素過程の繰り返し再現性について検討した。

### 実験方法

0.7 mm 角に成形した熱間加工磁石をガラス基板に固定し、機械研磨と Ar ミリングにより、厚さ 1.5 μm 程度にまで薄手化を行った。電極との導通には銀ペーストを用いた。この試料に対し、Fig.1 に示すように、FIB 加工による十字型の切り込みを入れて、(0.9 μm)<sup>2</sup> の AHE クロスを作製した。AHE 測定には PPMS を用いた。

### 結果と考察

Fig. 2 に AHE 曲線を 20 回測定した結果を示す。磁化反転素過程を反映したステップ状の信号が確認でき、その繰り返し再現性が示唆された。更なる微細化を行うことで、単一のステップに対する定量的な解析が期待できる。今後異なる保磁力を有する熱間加工磁石にこの方法を適用し、それぞれの試料で得られたステップに対して熱揺らぎ解析を行う予定である。

謝辞：FIB 加工は東北大学産業連携先端材料研究センターで行った。また本研究は科研費ならびに ESICMM による支援の元で行われた。

### 4. 参考文献

- 1) P. Gaunt, J. Appl. Phys. 59 (1986) 4129
- 2) J. Liu et al., Acta Mater. 61 (2013) 5387

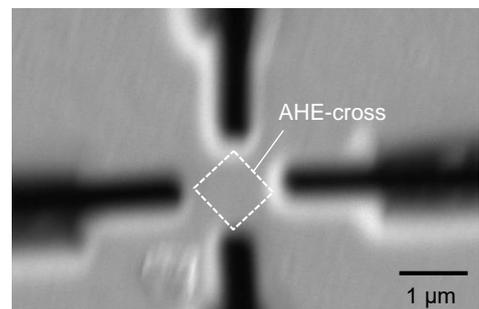


Fig. 1 SEM image of a cross-shaped hot-deformed Nd-Fe-B magnet for AHE measurement.

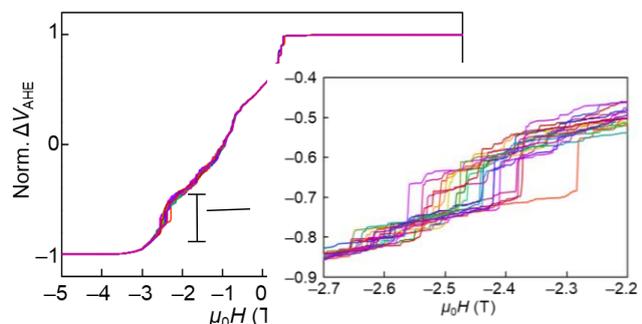


Fig. 2 twenty times repeatedly measured AHE curves of micropatterned hot-deformed Nd-Fe-B magnet.

## Nd-Fe-B 系焼結磁石の加圧・加熱による磁区構造変化

江口 徳彦, 森本 祐治, 竹澤 昌晃, 松本 紀久\*  
(九工大, \*三菱電機)

Change in Magnetic Domain Structure for Nd-Fe-B Sintered Magnets by Compressive Stress and Elevated Temperatures

N. Eguchi, Y. Morimoto, M. Takezawa, N. Matsumoto\*  
(Kyushu Inst. Tech., \*Mitsubishi Electric Co.)

## はじめに

本研究では、応力、熱、およびその両方の負荷が Nd-Fe-B 系焼結磁石の結晶粒の磁区構造に与える影響を明らかにするため、加熱と加圧を同時に行うことのできる治具<sup>1)</sup>を用いて保磁力の異なる磁石の磁区観察を行った。

## 実験方法

観察した試料を Table.1 に示す。いずれも寸法は 3 mm 角である。表面を鏡面研磨し保護膜として Ta 膜を 5 nm 成膜し、磁気 Kerr 効果顕微鏡を用いて試料表面中央部を観察した。応力、熱、複合効果の 3 つの負荷について、50 kOe でのパルス着磁後と負荷の印加中、負荷からの解放後に磁区観察を行い、その変化を比較した。加圧は磁化容易軸と平行に 70 MPa の圧縮応力をかけて行い、加熱は試料下部から観察面が 50 °C になるように制御した。

## 実験結果と考察

Fig.1 と Fig.2 は実験によって磁区構造が変化した結晶粒を示した磁区写真である。赤で囲んだ箇所(左図)は加熱、黄色で囲んだ箇所(右図)は複合効果による磁区変化が観察された結晶粒を示している。Fig.1 の低  $H_c$  の磁石 A では、熱と複合効果によって変化した結晶粒が一致していることが確認できる。応力印加のみで変化した結晶粒は得られなかったことから、70 MPa の応力が磁区構造に与える影響が非常に小さいことが分かる。Fig.2 の磁石 B では、磁石 A と同様に熱と複合効果による変化箇所が一致している。高  $H_c$  の磁石 C では、観察視野内で磁区構造変化は観察されなかった。

3 つの磁石の実験結果を比較すると、保磁力が高いほど、熱および複合効果による減磁への影響は小さいことが分かる。なお、どの結晶粒の磁区変化も負荷からの解放後に回復することはなかった。

Table.1 観察した試料

	残留磁束密度 $B_r$ (T)	保磁力 $H_{c1}$ (kA/m)	備考
磁石 A	1.40~1.47	875~	Dy 添加なし
磁石 B	1.41~1.47	1273~	Dy 粒界拡散
磁石 C	1.10~1.16	2785~	Dy 添加あり

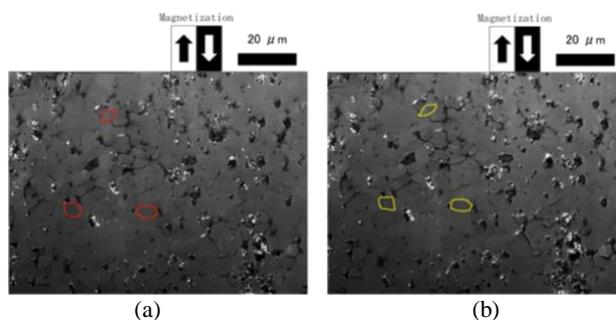


Fig.1 磁石 A の変化箇所 : (a)加熱、(b)熱と応力の複合

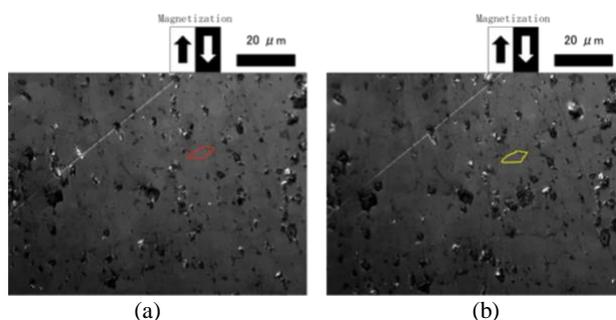


Fig.2 磁石 B の変化箇所 : (a)加熱、(b)熱と応力の複合

## 謝辞

なお、この成果は国立研究開発法人新エネルギー・産業技術総合開発機構(NEDO)の委託業務「次世代自動車向け高効率モーター用磁性材料技術開発」の結果得られたものである。

## 参考文献

- 1) M. Takezawa, K. Fukushima, K. Morimoto, and N. Matsumoto, The 21st International Conference on Magnetism (ICM 2018), N8-06 (2018)

# コア/シェル型 $\text{CuFe}_2\text{O}_4/\text{Co}_{0.8}\text{Fe}_{2.2}\text{O}_4$ ナノ粒子の合成と磁気特性

山田壮太、岸本幹雄、喜多英治、柳原英人  
(筑波大学)

Synthesis and magnetic properties of core/shell-type  $\text{CuFe}_2\text{O}_4/\text{Co}_{0.8}\text{Fe}_{2.2}\text{O}_4$  nanoparticles

S. Yamada, M. Kishimoto, E. Kita, and H. Yanagihara  
(Univ. of Tsukuba)

## はじめに

最近の研究ではコア/シェル構造を有する磁性ナノ粒子が独特の物理的・化学的性質から注目されている<sup>[1][2]</sup>。コア/シェルのサイズや形状、化学組成を変化させることに加え、異なる磁性材料の界面での相互作用により、新たな機能性を持つ材料設計が可能となる。我々のグループでは以前、格子不整合等による正方歪に誘起して大きな一軸磁気異方性を示す  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  に自ら結晶構造を歪ませるヤーン・テラー効果を示す  $\text{Cu}^{2+}$  をドーピングすることで、 $(\text{Cu},\text{Co})\text{Fe}_2\text{O}_4$  微粒子を作製し、正方歪みを導入することで保磁力の増大を確認した<sup>[3]</sup>。そこで、我々はこの手法をコア/シェル構造に適用することで、新たな複合的特性制御を導入し、磁気特性の向上を目指している。本研究では、コア/シェル  $\text{CuFe}_2\text{O}_4/\text{Co}_{0.8}\text{Fe}_{2.2}\text{O}_4$  ナノ粒子の合成条件と、結晶構造および磁気特性について検討した。

## 実験方法

コアとなる  $\text{CuFe}_2\text{O}_4$  ナノ粒子は、 $\text{Cu}^{2+}$ 、 $\text{Fe}^{3+}$  イオンを含む水溶液に  $\text{NaOH}$  水溶液を混合し、難溶性塩として沈殿させる共沈法を用いて合成した。沈殿物として生成した  $\text{CuFe}_2\text{O}_4$  ナノ粒子を数回水洗し中性にした後、 $\text{KBr}$  フラックス剤と混合し、熱処理を行い、続いて徐冷した。得られた粒子は数回水洗しフラックス剤を除去し、粉末形態に乾燥した。次にコア : シェル = 10 : 1 の質量比に計量したシェルの出発材料となる  $\text{Co}^{2+}$ 、 $\text{Fe}^{2+}$  イオンとコアとなる  $\text{CuFe}_2\text{O}_4$  ナノ粒子を含む水溶液に  $\text{NaOH}$  水溶液を混合し、共沈させた後すぐにオートクレーブに移し、水熱合成を行った。同様に得られた粒子は数回水洗し中性にした後、乾燥させることでコア/シェルナノ粒子を作製した。試料評価方法は、X線回折 (XRD) による結晶構造解析、振動試料型磁束計 (VSM) を用いた。

## 実験結果

Fig.1 にコア、シェルおよびコア/シェルの XRD パターンを示す。シェルは立方晶スピネル構造、コアおよびコア/シェルは正方晶スピネル構造の回折線が観測された。Fig.2 にコアおよびコア/シェルの磁化曲線を示す。コアおよびシェルの保磁力がそれぞれ 560 Oe および 680 Oe に対し、コア/シェルは 690 Oe であった。シェルの保磁力がコアに比べ低いにも関わらずコア/シェルの保磁力が微量に増加した。講演では、コア/シェルの合成条件や表面状態の観察、結晶構造に関する詳細な実験結果を報告する。

## 参考文献

- [1] Q. Song, Z.J. Zhang, J. Am. Chem. Soc. **134**, 10182-10190 (2012)
- [2] A.A. Sattar et al., J. Magn. Magn. Mater. **395**, 89-96 (2015)
- [3] H. Latiff et al., IEEE Trans. Magn. **53**, 9402304 (2017)

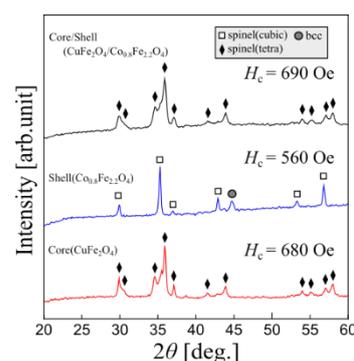


Fig. 1 XRD pattern of core, shell and core/shell nanoparticles

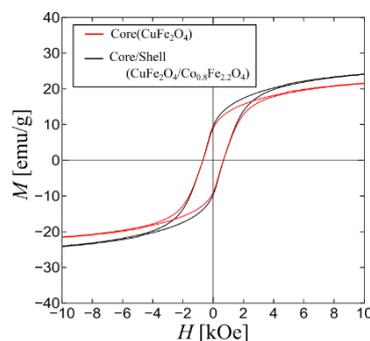


Fig. 2 Magnetic hysteresis loops for core and core/shell nanoparticles

# FeCoN 薄膜への Al 添加による磁気異方性の増大

武政友佑 (院生), 白井千尋 (院生), 長谷川崇  
(秋田大理工)

Enhancement of magnetic anisotropy for FeCoN films by Al addition

Yusuke Takemasa, Chihiro Shirai, Takashi Hasegawa  
(Akita University)

## 序論

FeCo 合金は、遷移金属合金中で最大の飽和磁化 ( $M_s$ ) と、比較的高いキュリー温度を有する材料であるが、立方晶であるため、一軸磁気異方性 ( $K_u$ ) をもたない軟磁性材料として知られる。そのような中、FeCo 格子に正方晶歪 ( $c/a = 1.25$ ) を導入することで高い  $M_s$  と  $K_u$  が実現することが、理論計算<sup>[1]</sup>と実験<sup>[2]</sup>の両面から報告された。実験での正方晶歪の導入には、置換型元素である V と侵入型元素である N の同時添加が有効であることが我々の最近の研究で明らかになっている<sup>[3]</sup>。しかし、V と N の同時添加は、正方晶歪の導入には効果的だが、FeCo 合金と比べて  $M_s$  が低下する問題がある。そこで本研究では、N のみを添加、あるいは N と Al を同時添加することで、より高い  $M_s$  と  $K_u$  を合わせもつ材料の探索を行った。

## 実験方法

試料作製には超高真空多元マグネトロンスパッタリング装置 (到達真空度  $\sim 10^{-7}$ ) を用いた。基板には MgO(100)単結晶基板を用いて、下地層として Rh を 20 nm、磁性膜として FeCoN あるいは FeCoAlN を膜厚 5 nm で順に成膜した。基板加熱温度は、Rh と FeCoN, FeCoAlN で各々 300 °C、200 °C で成膜を行った。その上に、SiO<sub>2</sub> キャップ層 (膜厚 5 nm) を室温で成膜した。N 添加量は、スパッタガスである Ar と N<sub>2</sub> の混合比で制御した。Ar と N<sub>2</sub> の合計圧力は 0.3 Pa であり、本実験での N<sub>2</sub> の分圧 ( $N_2/(Ar+N_2)$ ) は 0~18% (0~0.054 Pa) で変化させた。FeCo および FeCoAl の組成分析には電子線マイクロアナライザ (EPMA)、N 組成の分析には EPMA と X 線光電子分光分析装置 (XPS) を用いた。結晶構造解析には X 線回折装置 (In-plane XRD, Out-of-plane XRD, CuK $\alpha$ )、磁気特性評価には振動試料型磁力計 (VSM) を用いた。

## 実験結果

Fig. 1 (a) は  $K_u$  を N 添加量 ( $x$ ) に対してプロットしたもので、(b) は  $K_u$  を  $c/a$  に対してプロットしたものである。FeCoN は  $\circ$ 、FeCoAlN は  $\bullet$  で示されている。(a) をみると、FeCoN と FeCoAlN とともに、 $K_u$  は  $x = 3 \sim 5$  at.% で極大を示している。また、FeCoAlN の方が、FeCoN よりも総じて高い  $K_u$  が得られていることがわかる。(b) をみると、FeCoN と FeCoAlN とともに、 $K_u$  は  $c/a = 1.05 \sim 1.08$  付近で極大を示している。例えば FeCoAlN では、 $c/a = 1.08$  で  $K_u = 1.24 \times 10^7$  erg/cm<sup>3</sup> の最大値が得られ、FeCoN では  $c/a = 1.05$  で  $K_u = 1.09 \times 10^7$  erg/cm<sup>3</sup> の最大値が得られており、FeCoAlN の方が約 14% 高くなっている。また、 $c/a$  がほぼ同じ値の場合には、FeCoAlN の方が FeCoN よりも総じて高い  $K_u$  を示す傾向が見られる。以上の結果より、正方晶構造を有する FeCoN への Al 添加は、 $K_u$  の向上に有効であると考えられる。

## 参考文献

- 1) Y. Kota and A. Sakuma, *Appl. Phys. Express*, 5, 113002 (2012).
- 2) 石尾俊二, 長谷川崇 et al., まぐね, 12, 21-25 (2017).
- 3) T. Hasegawa et al., *Scientific Reports*, 9, 5248 (2019).

謝辞: この研究は NEDO の支援を受けた。

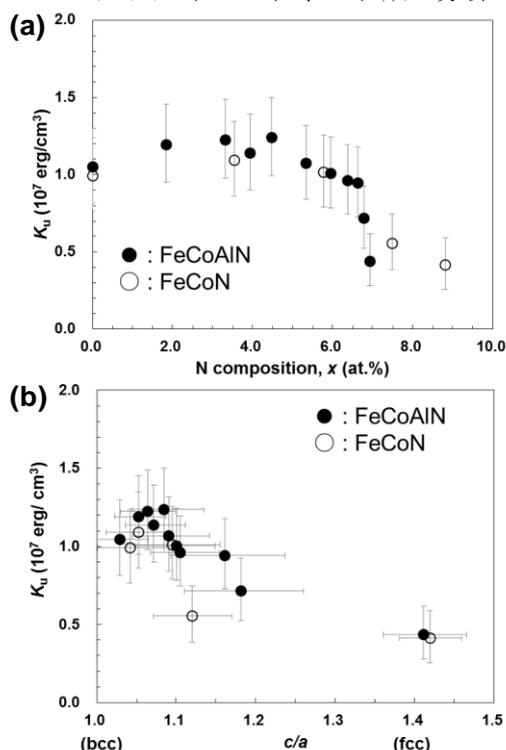


Fig. 1  $K_u$  of the  $(\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5})_{100-x}\text{N}_x$  ( $\bullet$ ) and the  $(\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5})_{0.9}\text{Al}_{0.1}{}_{100-x}\text{N}_x$  ( $\circ$ ) as a function of (a) N composition ( $x$ ) and (b)  $c/a$ .

# N 添加した Fe, Co 及びその合金薄膜の結晶構造と磁気特性の相図

白井千尋 (院生)、長谷川崇 (秋田大理工)

Phase diagram of crystal structure and magnetic properties of N added Fe, Co and their alloy films

Chihiro Shirai, Takashi Hasegawa (Akita University)

## はじめに

永久磁石や磁気記録媒体の機能向上のためには、高い結晶磁気異方性定数 ( $K_u$ ) と高い飽和磁化 ( $M_s$ ) を兼ね備えた材料の開発が必須である。筆者らの研究室では、VN を添加した厚さ 20 nm 以上の FeCo 薄膜において、FeCo 格子に対し軸比  $c/a \approx 1.2$  の正方晶歪みが導入され、 $10^7 \text{ J/m}^3$  オーダーの高  $K_u$  が得られることを報告した<sup>[1]</sup>。しかし現時点では、第三元素添加が FeCo の結晶構造を正方晶に変化させる詳しいメカニズムは不明である。そこで本研究では、Fe, Co 及びその合金薄膜に対して N のみを添加し、FeCo の結晶構造に対して N 添加が与える影響について調査した。

## 実験方法

成膜には超高真空多元同時マグネトロンスパッタリング装置 (到達真空度  $\sim 10^{-7}$  Pa) を用いた。膜構成は次の通りである: MgO (100) sub./ Rh ( $t = 20$  nm)/  $(\text{Fe}_{1-y}\text{Co}_y)_{100-x}\text{N}_x$  ( $0 \leq x \leq 8.8$  at.%,  $0 \leq y \leq 1.0$ ,  $t = 20$  nm)/  $\text{SiO}_2$  ( $t = 5$  nm)。Rh と  $(\text{Fe}_{1-y}\text{Co}_y)_{100-x}\text{N}_x$  は基板加熱温度が各々  $300^\circ\text{C}$ 、 $200^\circ\text{C}$  で成膜した。N 添加量は、スパッタガスである Ar と  $\text{N}_2$  の混合比で制御した。Ar と  $\text{N}_2$  の合計圧力は  $0.3$  Pa であり、本実験での  $\text{N}_2$  の分圧 ( $\text{N}_2/(\text{Ar} + \text{N}_2)$ ) は  $0 \sim 18\%$  ( $0 \sim 0.054$  Pa) で変化させた。FeCo の組成分析には電子線プローブマイクロアナライザ (EPMA)、N 組成の分析には X 線光電子分光 (XPS) を用いた。なお、N 組成の XPS 分析は  $(\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5})_{100-x}\text{N}_x$  でのみ行っており、Co 組成を変化させた試料については、同様の  $\text{N}_2$  分圧で作製した場合には  $(\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5})_{100-x}\text{N}_x$  と同様の N 組成になると仮定した。格子定数  $a$  及び  $c$  の算出には各々 In-plane XRD、Out-of-plane XRD ( $\text{CuK}\alpha$ ) を用いた。磁化曲線の測定には振動試料計型試料計 (VSM) を用いた。

## 実験結果

Figure 1(a)は、Co 組成 ( $y$ ) と N 添加量 ( $x$ ) で整理した  $(\text{Fe}_{1-y}\text{Co}_y)_{100-x}\text{N}_x$  の相図である。bcc 単相が得られる赤の領域は  $y = 0.40 \sim 0.50$  の FeCo 近辺で極大を示している。すなわち純 Fe よりも FeCo の方が bcc 構造は安定であることが示唆される。これは言い換えると、N 添加された純 Fe の fcc 構造は、Co を添加すると不安定化して bcc 構造に戻る傾向があるとも言える。また純 Fe に注目すると、N 添加量の増大に伴って (すなわち縦軸方向に見ると)、bcc 単相から bcc+fcc の 2 相を経て fcc 単相となり、その後再び bcc+fcc の 2 相が得られている。それ以降のデータはまだ無いが、N 添加量をさらに増大すれば bcc 単相が再び形成される可能性も考えられ、これは純 Fe の一般的な温度-組成の平衡状態図と似ているように思われる。次に、Figure 1(a)の相図上に、 $M_s$  と  $K_u$  の値を重ねてプロットしたものを各々 Figure 1(b)、(c)に示す。Figure 1(b)より、 $M_s$  は bcc 相の領域で高い値が得られる傾向が見てとれる。一方で、Figure 1(c)より、 $K_u$  は bcc 相と fcc 相が 2 相分離する境界付近で高い値を示す傾向が見てとれる。以上より、 $M_s$  と  $K_u$  はその発現メカニズムが異なっており、 $M_s$  は bcc 相の割合と相関があり、 $K_u$  は bcc 相と fcc 相の相境界で導入される正方晶歪み (bct 相) の割合と相関があると考えられる。

[1] T. Hasegawa et al. Scientific Reports, 9, 5248 (2019). 謝辞: 本研究は NEDO の支援を受けた。

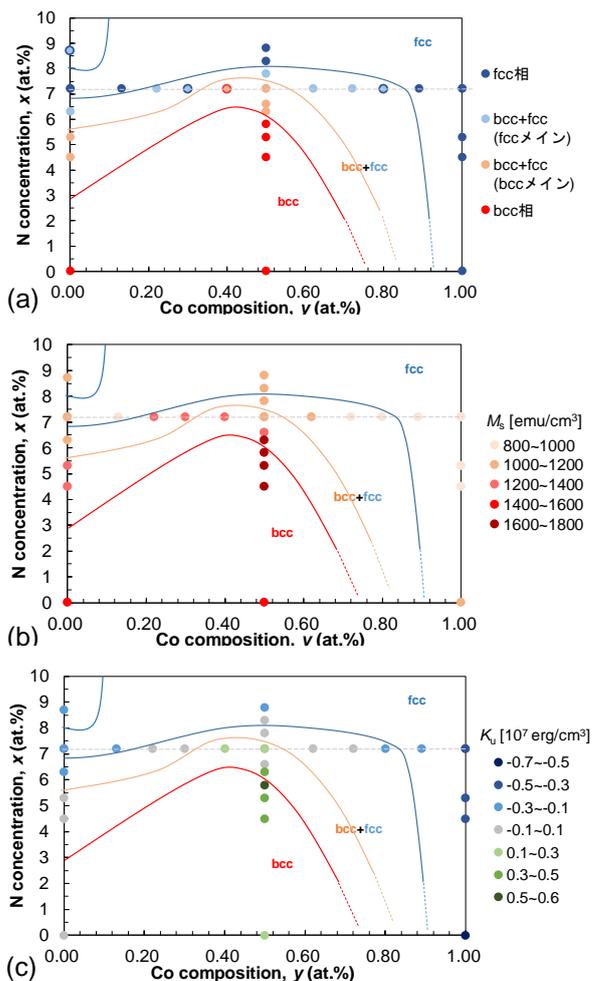


Fig. 1. Phase diagrams of  $(\text{Fe}_{1-y}\text{Co}_y)_{100-x}\text{N}_x$  with

(a) crystal structure, (b)  $M_s$ -value, and (c)  $K_u$ -value.

## MgO 基板と SiO<sub>2</sub> 基板上に成膜した FeCoVN の bct 構造

関勇希(院生), 及川光彬(院生), 武政友佑(院生), 白井千尋(院生), 長谷川崇 (秋田大理工)

bct structure of FeCoVN films deposited on MgO substrate and SiO<sub>2</sub> substrate

Y. Seki, M. Oikawa, Y. Takemasa, C. Shirai, T. Hasegawa (Akita Univ.)

### はじめに

永久磁石や磁気記録媒体の機能向上のためには、飽和磁化( $M_s$ )と結晶磁気異方性( $K_u$ )の高い材料の開発が必要である。本研究室では、MgO 基板上に Rh 下地をスパッタ成膜し、その上に V と N を同時に添加しながら FeCo 薄膜をエピタキシャル成長させることで、軸比  $c/a \approx 1.2$  の bct 構造が実験的に得られること、また  $10^7$  erg/cm<sup>3</sup> オーダーの高い  $K_u$  が得られることを報告している[1]。しかしながらここでの bct 構造と高い  $K_u$  値は、Rh 下地上にエピタキシャル成膜した場合に限られており、将来的な工業化を目指すには、これらの bct 構造と高い  $K_u$  値をなるべく簡素化した条件下で得ることが必要となる。そこで本研究では、MgO 基板や SiO<sub>2</sub> 基板上への直接成膜や成膜温度、真空度等を変化させた各種条件を検討した。

### 実験方法

試料は、到達真空度  $\sim 10^{-5}$  Pa または  $\sim 10^{-7}$  Pa の条件下でマグネトロンスパッタリング法を用いて成膜した。膜構成は次の通りである：MgO (100) or SiO<sub>2</sub> substrate/ (Fe<sub>0.5</sub>Co<sub>0.5</sub>)<sub>90-0.9x</sub>V<sub>10-0.1x</sub>N<sub>x</sub> ( $0 \leq x \leq 30$  at.%,  $t = 20$  or 100 nm)/ SiO<sub>2</sub> or Ta ( $t = 5$  nm)。組成分析には EPMA を使い、V 組成は 10 at.% に固定した。N 添加量は、スパッタガスである Ar と N<sub>2</sub> の混合比で制御し、組成は XPS で分析した。結晶構造解析には XRD (CuK $\alpha$ ) を使い、in-plane XRD と out-of-plane XRD から格子定数  $a$  及び  $c$  の算出を行った。 $K_u$  の算出には VSM を用いた。

### 実験結果

Figure 1 (a)は、N 組成 ( $x$ ) を変化させて MgO 基板上に直接成膜した FeCoVN 薄膜 ( $t = 20$  nm 固定)の in-plane XRD 結果である。赤い矢印で示した FeCo ピークは、 $x = 0$  at.%では bcc 位置にあり、 $x = 9.8$  at.%では fcc に近い位置にあり、その中間である  $x = 2.2$  at.%では bcc ピーク位置と fcc ピーク位置の中間に観測される。すなわち  $a$  軸は  $x$  の増大に伴い縮んでいることがわかる。Figure 1 (b)は、(a)と同じ薄膜の out-of-plane XRD 結果である。赤矢印で示した FeCo ピークは、(a)と同様に、 $x$  の増加に伴い bcc 位置から fcc 位置まで変化している。すなわち、 $c$  軸は  $x$  の増大に伴い伸びていることがわかる。次にこれらの格子定数から軸比  $c/a$  を算出すると、 $x = 2.2$  at.%では  $c/a = 1.07$  が得られ、 $K_u$  は  $5.78 \times 10^6$  erg/cm<sup>3</sup> ( $M_s = 1423.1$  emu/cm<sup>2</sup>) が得られた。ここには載せていないが、 $2.2 < x < 5.2$  at.%では bct 構造、 $x < 5.2$  at.%では fcc 構造を示すことがわかった。以上より、FeCoVN では、下地を用いずに MgO 基板上に直接成膜した場合でも、結晶構造は  $x$  の増大に従って bcc から bct を経て fcc へと変化することがわかった。

[1] T. Hasegawa *et al.*, Scientific Reports, 9, Article number: 5248 (2019).

謝辞：この研究は NEDO の支援を受けた。

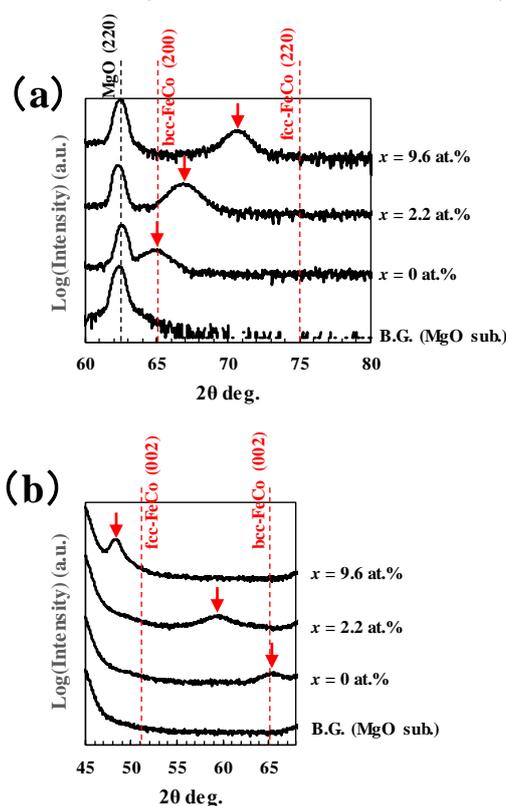


Figure 1. (a) In-plane XRD and (b) out-of-plane XRD patterns of the FeCoVN films. The black vertical line shows the B.G. peak position. The red vertical lines show the peak positions calculated for the bcc structure and the fcc structure. The red arrows indicate the experimental peak positions.

# 六方晶フェライト $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Sc}_x)_{12}\text{O}_{19}$ の単結晶育成と磁氣的性質

田中誠也、丸山健一、内海重宜

(公立諏訪東京理科大学大学院)

Single crystal growth and magnetic properties of hexagonal ferrite  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Sc}_x)_{12}\text{O}_{19}$

S. Tanaka, K. Maruyama, S. Utsumi

(Suwa Univ. of Sci.)

## はじめに

六方晶フェライト  $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$  は、磁石鋳やモーター、スピーカー等に広く用いられている最も一般的な磁性材料の一つである。 $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$  に非磁性イオン  $\text{Sc}^{3+}$  を添加した  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Sc}_x)_{12}\text{O}_{19}$  では磁気モーメントが角度配列したヘリカル磁性が発現する。しかし、 $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Sc}_x)_{12}\text{O}_{19}$  の磁氣的性質やヘリカル磁性の発現機構などはほとんど明らかにされていない。本研究では、フラックス法を用いて一連の Sc 濃度  $x$  を持つ良質な  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Sc}_x)_{12}\text{O}_{19}$  単結晶を育成し、単結晶試料について磁化測定を行い、磁氣的性質を明らかにした。

## 実験方法

$\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Sc}_x)_{12}\text{O}_{19}$  単結晶試料はフラックス法により育成した。出発原料として粉末の  $\text{BaCO}_3$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Sc}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Na}_2\text{CO}_3$  を用いた。ただし  $\text{Na}_2\text{O}$  と  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  の一部はフラックスとして働く。試薬を 1 mg の精度で秤量し、電気炉の中で 1693 K で加熱し、原料をフラックスに十分溶かし込んだ。結晶核晶出後、温度範囲 50-100 K, 徐冷速度 0.5 K/h の条件で単結晶を育成した。熱希硝酸で洗い出した単結晶についてエネルギー分散型 X 線分光法 (EDS) および単結晶・粉末 X 線回折 (XRD) により評価した。大型の単結晶試料から直径 1 mm 程度の円板状試料を切り出し、試料振動型磁力計 (VSM) を用いて磁化測定を行った。

## 実験結果

EDS と XRD の結果から良質な  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Sc}_x)_{12}\text{O}_{19}$  単結晶が得られたことが示された。Sc 濃度  $x$  が高くなると格子定数  $a$ ,  $c$  は増加し、Sc 濃度  $x = 0.18$  付近で飽和に達した。

Fig.1 に 77 K における  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Sc}_x)_{12}\text{O}_{19}$  単結晶試料の磁化曲線を示す。Sc 濃度  $x = 0$  結晶では磁化は 16 kOe でも飽和に達しなかった。Sc 濃度  $x$  が増加するとともに異方性磁場は減少し、Sc 濃度  $x = 0.130$  結晶では  $H = 3.7$  kOe で飽和に達した。Sc 濃度  $x = 0.130$  では低磁場領域で磁化のなだらかな上昇が測定され、ヘリカル磁性の発現が示唆された。

Fig.2 に Sc 濃度  $x = 0.130$  結晶の磁化  $\sigma$  の温度変化を示す。温度  $T$  の上昇とともに磁化は一度増加し、200 K 付近で極大値を取った後に減少し、Néel 点で 0 となった。極大値を取るの、ヘリカル磁性からフェリ磁性へ磁気相転移したためと考えられる。

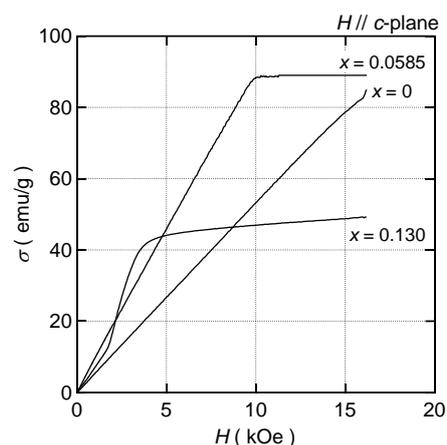


Fig.1 Magnetization curves of  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Sc}_x)_{12}\text{O}_{19}$  at 77 K ( $H//c$ -plane).

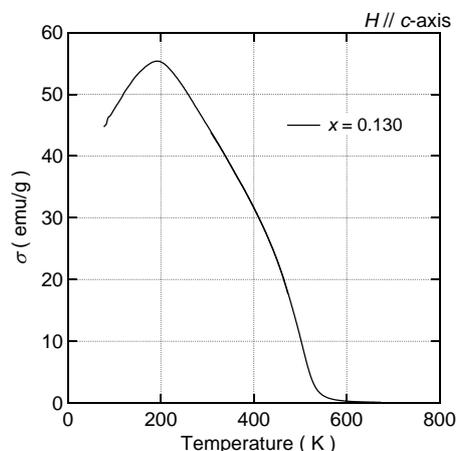


Fig.2 Temperature dependence  $\sigma$  for the  $x = 0.130$  crystal.

## Co 置換 M 型フェライトにおける Co のサイト選択性: <sup>59</sup>Co-NMR による研究

中村裕之, 西田浩紀, 和氣剛, 田畑吉計, C. Mény\*  
(京大工, \*IPCMS)

Site-selective Co substitution in Co substituted M-type ferrite: <sup>59</sup>Co-NMR study

H. Nakamura, H. Nishida, T. Waki, Y. Tabata, C. Mény\*  
(Kyoto Univ., \*IPCMS)

### 1 はじめに

フェライト磁石母材の M 型フェライトには結晶学的に異なる 5 つの Fe サイトがある。高性能 Co 置換 M 型フェライト (例えば Sr-La-Co 系や Ca-La-Co 系) の母材では, 一般に Co の置換量が増えるほど, 一軸異方性が増大する<sup>1)</sup>。Co は複数の Fe サイトを占有することが知られているが, 一軸異方性に寄与するのは四面体配位の 4f<sub>1</sub> サイトの Co のみで, それ以外のサイトの Co は磁気特性改善に役立っていない可能性がある<sup>2)</sup>。そのため, 限られた Co 量で磁気特性を改善するには, 4f<sub>1</sub> サイトを選択的に置換することが望まれる。我々は, 酸素分圧をコントロールして様々な Co 組成の Sr-La-Co フェライトを合成し<sup>1)</sup>, その <sup>59</sup>Co-NMR 実験を行ったところ, Co 組成が大きくなると伴に, Co の 4f<sub>1</sub> サイト選択性が向上することを見出した<sup>2)</sup>。すなわち何らかのパラメータをコントロールし Co のサイト選択性を制御できれば, より効率的に一軸異方性を増大させることが可能である。我々はこれまで主に Sr-La-Co 系の <sup>59</sup>Co-NMR の結果<sup>2,4)</sup> を報告したが, Co のサイト選択性の支配因子を明らかにするため, 実験を Ba-La-Co 系と Ca-La-Co 系に拡張したのでその結果を報告する。

### 2 実験方法

新たに Co 組成がおおよそ 0.2 の 2 試料の <sup>59</sup>Co-NMR 実験を行った。フラックス法で作製した単結晶をパウダーにして用いた。一方は Ba<sub>0.70</sub>La<sub>0.30</sub>Fe<sub>11.80</sub>Co<sub>0.20</sub>O<sub>12</sub>, もう一方は Ca<sub>0.53</sub>La<sub>0.56</sub>Fe<sub>11.74</sub>Co<sub>0.17</sub>O<sub>12</sub> (文献 3 の #3) である。組成は WDX 分析組成である。<sup>59</sup>Co-NMR 実験は, Strasbourg の IPCMS の無同調広帯域装置を用いて行い, ゼロ磁場, 2 K で行った。

### 3 結果および考察

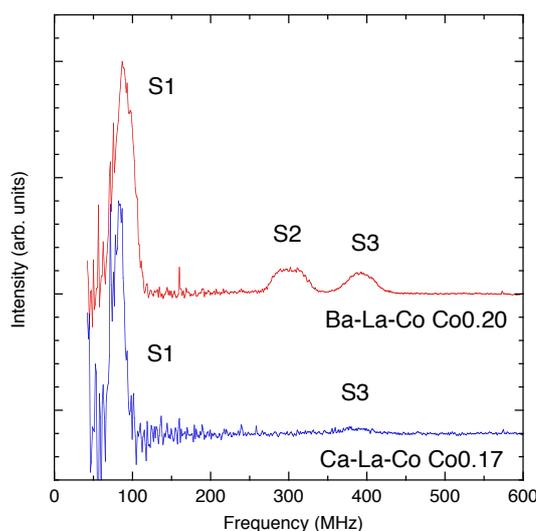
上記 2 試料の <sup>59</sup>Co-NMR スペクトルを図に示す。これらのスペクトルは強度が Co の個数の比に対応するように補正してある。Ba-La-Co 試料のスペクトルは Sr-La-Co 系の低 Co 組成のデータ<sup>2)</sup> とよく似ている。90 MHz 付近の信号 (S1) が四面体配位の 4f<sub>1</sub> サイトの Co の信号, 高周波の 300 MHz (S2) および 400 MHz (S3) 付近の信号は八面体配位の 2a または 12k サイトの Co にアサインされる<sup>2)</sup>。すなわち Ba-La-Co 系試料は相当量の Co が八面体配位の 2a または 12a サイトを占有する。一方, Ca-La-Co 試料の信号は高周波側の信号強度が著しく低下する。特に S2 の信号はほとんど観測されない。すなわち Co の 4f<sub>1</sub> サイト選択性が高まっていることがわかる。

Sr-La-Co 系より Ca-La-Co 系の方が性能が高いので, 以上の事実は一軸異方性に寄与するのが 4f<sub>1</sub> サイトの Co のみであるとする説を支持する。すなわち, Co のサイト選択性が試料によって異なり, それが磁気特性と深く関連している。表には各試料の Co の 4f<sub>1</sub> サイト選択率を, 同程度の Co を含む Sr-La-Co 系試料の値と併せて示す。アルカリ土類金属サイトが Ba → Sr → Ca と変化するのに伴い, Co の 4f<sub>1</sub> サイト選択率が向上する傾向を示す。

System	Co content	c/a	4f <sub>1</sub> occupation ratio
Ba-La-Co	0.20	3.9282	0.72
Sr-La-Co	0.15	3.9122	0.75 <sup>2)</sup>
Sr-La-Co	0.28	3.9098	0.83 <sup>2)</sup>
Ca-La-Co	0.17	3.8918	0.94

### References

- 1) T. Waki et al., *Mater. Res. Bull.* **104**, 87 (2018).
- 2) H. Nakamura et al., *J. Phys. Mater.* **2**, 015007 (2019).
- 3) T. Waki et al., *J. Solid State Chem.* **270**, 366 (2019).
- 4) H. Nakamura et al., *J. Phys.: Condens. Matter*, **28**, 346002 (2016).



マイクロ波アシスト磁気記録における FGL と SIL の膜厚と発振磁界強度の関係

栗田佳典, 赤城文字

(工学院大学大学院 工学科電気・電子専攻)

Examination of FGL film thickness and spin torque magnetic field condition in microwave assisted magnetic recording

Kurita Keisuke, and Fumiko Akagi

(Graduate School of Electrical Engineering and Electronics, Kogakuin University)

まえがき

近年、磁気ディスク装置 (Hard Disk Drive:HDD)は、テラビット級の高記録密度化が要求されている。しかし、そのためには媒体雑音、熱揺らぎ、記録ヘッドの磁界強度限界というトリレンマを解決する必要がある。これを解決する方法としてマイクロ波アシスト磁気記録(Microwave Assisted Magnetic Recording:MAMR)方式が提案されている[1]。MAMRは記録ヘッドに隣接してスピントルク発振素子(SpinTorque Oscillator:STO)を設け、記録時に STO から高周波磁界を発生させる。この高周波磁界が記録媒体に磁気共鳴を起こすため、低磁界でも記録ができ、トリレンマを解決することができる。STO から発生する高周波磁界は 100 kA/m 以上の磁界強度が必要とされている。先行研究では、約 130 kA/m の発振磁界強度で高い SNRを確認している [2]。また、STO の磁界発生層(Field Generation Layer : FGL)の膜厚を増加させると、磁界強度を増加できることも報告している[3]。しかし、STO は磁気ヘッドの主磁極とシールドの間に設けるために、STO を構成する FGLの膜厚を増大させるには限界がある。また、FGLにスピントルク磁界を与える STO の別の構成要素であるスピン注入層(Spin Injection Layer : SIL)の膜厚も関係してくる。従って、本研究では、ヘッド、媒体、及び STO を考慮したマイクロマグネティクスシミュレーションによって、FGL、及び SIL の膜厚と発振磁界強度との関係を検討した。

計算モデル及び計算方法

本研究で用いた磁化挙動計算用シミュレータは、(1)式に示す Landau-Lifshitz-Gilbert(LLG)である [2]。

$$(1 + \alpha^2) \frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times (\vec{H}_{eff} - \alpha \vec{H}_{st}) - \frac{\gamma}{M_s} \vec{M} \times \{ \vec{M} \times (\alpha \vec{H}_{eff} + \vec{H}_{st}) \} \quad (1)$$

$\vec{M}$ は磁化ベクトル、 $\gamma$ はジャイロ磁気定数、 $\alpha$ はダンピング定数、 $M_s$ は飽和磁化、 $\vec{H}_{eff}$ は実効磁界ベクトルである。 $\vec{H}_{st}$ は STO へ電流を流す事で FGL または SIL に印加される偏極スピンによるスピントルク磁界である。

$$\vec{H}_{st} = \frac{\hbar J}{2eM_s d} \vec{M}_p \quad (2)$$

$\hbar$  はディラック定数、 $J$ は注入電流密度、 $e$ は電気素量、 $\eta$  はスピン分極率、 $d$ は膜厚、 $\vec{M}_p$ は  $\vec{H}_{st}$ の方向ベクトルである。記録ヘッドは単磁極ヘッドとし、メインボールの膜厚は 98 nm、トラック幅は 56 nm とした。記録層は粒子サイズを 7 nm、膜厚 5 nm の軟磁性膜と硬磁性膜によって構成される ECC(exchange coupled composite)媒体とし、線記録密度は 1814 kfc i (1.65 Tbit/in<sup>2</sup>)とした。ヘッドと媒体のスペーシングは 5 nm、ヘッド・媒体間の相対速度は 20 m/s とした。STO はトラック幅 28 nm、高さ 28 nm、膜厚 21nm とし、非磁性の中間層を 3.5 nm とした。また、本研究ではヘッド、STO、及び媒体間の静磁氣的相互作用は考慮している。ただし、前回の結果から、発振磁界を不安定にさせる媒体から STO へ印加される静磁界は除いて計算を行った[2]。Table.1 に媒体および STO の磁気特性を示す。

計算結果

Fig.1 に FGL と SIL の膜厚を変化させた場合の発振磁界強度のスピントルク磁界依存性を示す。発振磁界強度はクロストラック成分で膜厚中央の磁界とした。図より、FGL の膜厚を厚くすると発振磁界は減少することがわかった。これは FGL の膜厚の増加にともない SIL の膜厚が減少し、SIL の磁化が一方向を向かず、乱れた回転をするからである。また、スピントルク磁界を増加させると、発振磁界強度が減少する結果となった。

まとめ

FGL の膜厚を増大させ SIL の膜厚を減少させると SIL が不安定な歳差運動を行うため、発振磁界強度が減少する。

謝辞 本研究の一部は、JSPS 科研費 16K06313、及び情報ストレージ研究推進機構(ASRC)の助成を受けて行った。

参考文献

[1] Y. Tang, and J. G. Zhu, *IEEE Trans. Magn.* 44, pp. 3376-3379, 2008.  
 [2] 栗田佳典, 赤城文字, 吉田和悦, 2019 信学総大, C-7-2, 2019.  
 [3] 古賀理樹, 赤城文字, 吉田和悦, 信学技報 114(327), pp. 1-5, 2014.

Table.1 Magnetic characteristics of head, medium and STO

	$K_u$ [J/m <sup>3</sup> ]	$M_s$ [T]	$\alpha$	交換定数 [J/m]
ヘッド	$3.0 \times 10^3$	2.5	0.05	$1.0 \times 10^{-11}$
軟磁性記録層	$5.0 \times 10^5$	0.8	0.05	$1.0 \times 10^{-11}$
硬磁性記録層	$1.2 \times 10^6$	0.8	0.05	$1.0 \times 10^{-11}$
SUL	$3.0 \times 10^3$	1.5	0.05	$1.0 \times 10^{-11}$
FGL	$5.0 \times 10^3$	2.0	0.03	$2.0 \times 10^{-11}$
SIL	$5.0 \times 10^5$	1.0	0.03	$2.0 \times 10^{-11}$

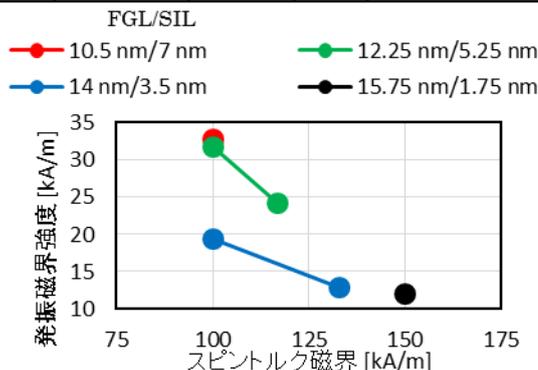


Fig. 1 Dependence of AC magnetic field on spin torque field with different thicknesses of FGL and SIL.

# STO が低い印加電流密度で安定に発振するための一考察

板垣諒、金井靖、Simon J. Greaves<sup>1</sup>  
(新潟工科大、<sup>1</sup>東北大)

Effect of magnetostatic interaction with MAMR head on STO oscillation

R. Itagaki, Y. Kanai, S. J. Greaves<sup>1</sup>  
(Niigata Inst. of Tech., <sup>1</sup>Tohoku Univ.)

## はじめに

高周波アシスト磁気記録(MAMR)方式は、高周波発振素子(STO)から発生する高周波磁界を主磁極(MP)からの記録磁界に重畳し、高異方性媒体への記録を可能にする<sup>1)</sup>。我々は透過のスピントルクを利用した STO と記録ヘッドを組み合わせたマイクロマグネティック解析によるモデル計算を行い、MP とトレーリングシールド(TS)が非平行のギャップ中に STO を挿入すると STO の発振が安定することを示した<sup>2)</sup>。ただし、MP と TS が非平行となる構造は、現行の製造プロセスの観点から望ましくない。そこで、MP、TS および STO が平行かつ媒体面に対して傾けたモデルの計算を行い、その傾きが 10°から 20°の範囲で STO の安定した発振が得られることを述べた<sup>3)</sup>。しかし、STO は傾きが大きいほど FGL の体積が減少し、発振磁界も減少する。これまで、我々は渦電流を扱わないためヘッドの  $\alpha$  をフィッティング因子として扱い、大きな値( $\alpha = 0.2$ )を与えてきた。一方、STO とヘッドの静磁気相互作用を正しく取り扱うには  $\alpha$  には現実の値( $\alpha = 0.005 - 0.02$ )を与える必要がある。本報告では、MP、TS および STO を媒体面に対して傾けないモデルを考慮し、STO 近傍の MP および TS の  $\alpha$  の値が STO の発振に与える影響を検討したので報告する。

## 解析モデルとソフトウェア

Fig. 1 に示すように、FGL とスピン注入層(SIL)からなる STO を考える。STO の諸元を Table. 1 に示す。ここでは、軟磁性の SIL と透過のスピントルクを仮定した。マイクロマグネティック解析には富士通製の EXAMAG V2.1 を用いた。

## 計算結果

Fig. 2 に、ヘッドの  $\alpha$  を 0.2、STO 近傍の  $\alpha$  を 0.02、0.005 とした際の FGL の発振 vs.時刻を示す。縦軸は FGL 磁化の面内成分を FGL 全体で平均し、飽和磁化で規格化して表示した。 $M/M_s = 1$  のとき、FGL の磁化が完全に面内で回転していることを示す。同図より、STO 近傍の  $\alpha$  が 0.02、0.005 のときは FGL の発振が安定している(磁化の振幅が大きく発振周波数が高い)。これは、STO 近傍の  $\alpha$  が 0.02、0.005 のときは  $\alpha$  が 0.02 の時と比べ、ヘッドと STO の静磁気相互作用が弱いためと考えられる。つまり、ヘッドの  $\alpha$  が小さいときは STO と対向する面のヘッドの磁化が回転し易く、STO がヘッドから受ける作用が小さい。このときの注入電流密度( $J = 3.0 \times 10^8$  A/cm<sup>2</sup>)はこれまでの値( $J = 6.0 \times 10^8$  A/cm<sup>2</sup>)と比べて十分に小さく、長期にわたる素子の信頼性の面からも有利である。

本研究の一部は情報ストレージ研究推進機構(ASRC)の補助金によった。ここに記して深謝する。

## 参考文献

- 1) J.-G. Zhu, X. Zhu, and Y. Tang: *IEEE Trans. on Magn.*, 44(1), 125, 2008.
- 2) 板垣, 金井, S. Greaves, 村岡: 信学会研資 MR2018-5, 2018.
- 3) 板垣, 金井, S. Greaves: 信学会研資 MR2019-4, 2019.

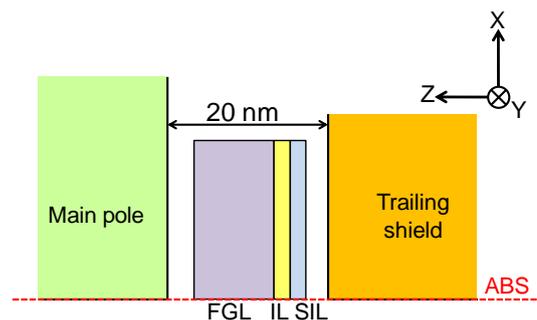


Fig. 1 Schematic of STO inserted into Head gap.

Table.1 Major parameters of STO.

	FGL	SIL
$4\pi M_s$	20 kG	10 kG
$H_k$ in perpendicular	31.4 Oe	31.4 Oe
$\alpha$	0.02	0.02
Exchange, A	$2.5 \times 10^{-6}$ erg/cm	$1.25 \times 10^{-6}$ erg/cm
Thickness	10 nm	2 nm
$P_0 = 0.5$ , Width $\times$ height = 20 nm $\times$ 20 nm (max), Inter layer = 2 nm		

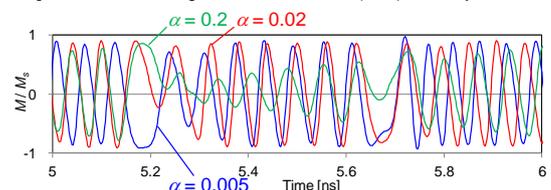


Fig. 2 In-plane component of volume-averaged FGL oscillation vs. time.  $\theta = 0^\circ$ , Head  $\alpha = 0.2$  (STO vicinity: 0.005, 0.02, 0.2),  $J = 3.0 \times 10^8$  A/cm<sup>2</sup>, MMF = 1 GHz, coil current = 0.2 AT<sub>pp</sub>.

# MAMR においてヘッド磁極から伝達するスピンの影響

田河育也

東北工業大学電気電子工学科 仙台市太白区八木山香澄町 35-1

## Impact of Transmitted Spin from Head Pole in MAMR

Ikuya Tagawa

Electrical and Electronic Engineering, Tohoku Institute of Technology, Sendai, Japan

### 1. はじめに

マイクロ波アシスト磁気記録 (MAMR) において、スピントルク発振器 (STO) から強い振動磁界を得ることは依然として課題である[1]。STO 構造および材料や、ヘッド磁極と STO の間の磁気的な相互作用に関する検討がなされている[2]。これに対して我々は、磁極と STO の間を往来するスピンの影響について検討を行った。市販のマイクロマグネティクスシミュレータ (富士通 Examag V2.1.1) を用い、主磁極端直下の媒体表面付近 (浮上面から 5 nm) において観測されるマイクロ波アシスト磁界 (*MA field*) を性能指数とした。

### 2. ヘッド磁極スピンの影響

図 1 に、発明当初の MAMR ヘッドモデルと現実的なヘッドにおける構造の違いを示す。当初のデザインでは分離した電極が STO に直接接続されるため、ヘッド主磁極 (MP) およびトレーリングシールド (TS) からスピンの流れが STO に流れることはない。一方、実用的デザインでは MP および TS が電極として使用されるため、ヘッド磁極で偏極したスピンの流れ、発振に悪影響を及ぼす。

図 2(a) は、MP/TS からスピンの流れない当初モデルにおける、ヘッド走行方向 ( $H_x$ )、トラック幅方向 ( $H_y$ )、および垂直方向 ( $H_z$ ) の記録磁界の時間応答波形である。 $H_x$  は強い振動を示し、通常のヘッド記録磁界にマイクロ波磁界が重畳している。一方、MP/TS からスピンの流れる現実的モデルの同図 (b) では振動が見られない。これより、MP から透過スピンを阻止する必要性は明らかである。スピン拡散長が短い材料 (重い原子量の非磁性金属) [3] を MP と SIL の間に置く必要がある。別のアイデアとして、MP スピンを阻止する代わりに、透過スピンの極性を反転させることも有効である。負のスピン偏極を持つ材料が必要となる[4]。

図 3 に、マイクロ波アシスト磁界 (*MA field*) の注入電流 ( $J$ ) 依存性を示す。*MA field* は時間応答波形のフーリエスペクトルから求めた。MP/TS からスピンの流れる場合 ( $\Delta$ )、*MA field* は生じていない。MP/TS からスピンの流れない場合 ( $\times$ )、注入電流の増加に応じて *MA field* が増加する。MP スピンを 50% に制限した場合にも ( $\circ$ )、かなり大きな *MA field* が得られた。TS が負の分極を有し、電子が反対方向 (TS から MP) に流れるとき ( $\square$ )、注入電流応答は最も良好であった。

### 3. まとめ

通常の材料のスピン拡散長はそれほど短くないため、ヘッド磁極からの透過スピンの影響を無視できず、STO の磁化振動を阻害する要因となる。ここでは、重い原子量の材料を用いたスピンバリア層、および、負の分極材料を用いたヘッド磁極の有効性を示した。

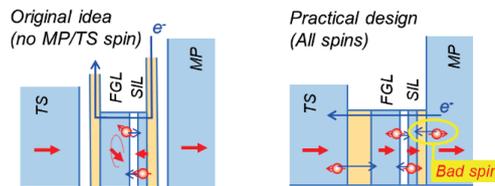


Figure 1. Structure design difference between (a) original idea and (b) practical design of MAMR head.

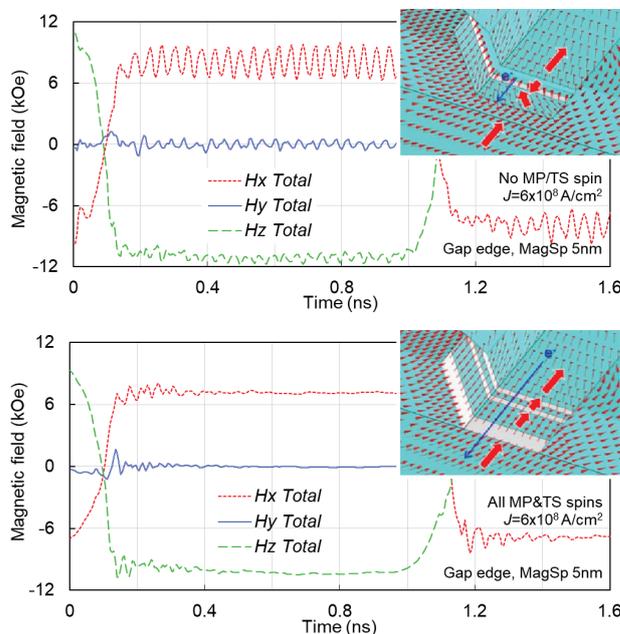


Figure 2. Time response waveforms of write field and magnetization distribution in pole tip area, when there are (a) no spin and (b) all spins from MP and TS.

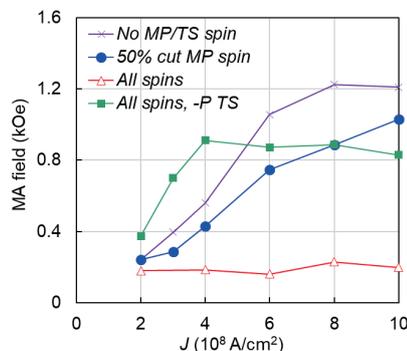


Figure 3. Injection current dependences of *MA field* amplitude.

### [文献]

[1] I. Tagawa, et al., IEEE Trans. Magn., Vol.52, No.9, (2016).  
 [2] Y. Kanai, et al., IEEE Trans. Magn., Vol.53, No.2 (2017)

[3] J. Bass and W. Pratt Jr., J. Phys. Cond-Mat. 19 (2007) 183201  
 [4] M. Tsunoda, et al., Appl. Phys. Express 2 (2009) 083001

# CoGa バッファ層を用いた Si 基板上 MnGa (001)配向膜の作製

三輪 佳嗣, 大島 大輝, 加藤 剛志, 岩田 聡  
(名古屋大学)

Fabrication of (001) oriented MnGa film on Si substrate using CoGa buffer layer

Y. Miwa, D. Oshima, T. Kato, S. Iwata  
(Nagoya Univ.)

## はじめに

局所的なイオン照射は、表面形状にほとんど影響を与えず微細な磁気パターン構造を作製できる手法であり、低コストで高密度なビットパターン媒体(BPM)の作製に応用できると考えられる。我々は、このイオン照射型ビットパターン媒体に適する材料として大きな垂直磁気異方性を有する  $L1_0$ -MnGa 規則合金膜に注目し、ビットパターン膜を作製してきた<sup>1)</sup>。初期の検討では、MnGa 膜は MgO(001)単結晶基板上に作製していたが、応用上は安価なガラス基板上等に作製する必要があるため、最近、熱酸化膜付き Si 基板上に(001)配向させた  $L1_0$ -MnGa 膜の検討を行っている<sup>2)</sup>。今回、MnGa(001)配向膜の形成に効果的である CoGa バッファ層<sup>3)</sup>の熱処理条件の検討を行うことで、熱酸化膜付き Si 基板上に高配向の  $L1_0$ -MnGa (001)膜を成膜したので報告する。

## 実験方法

膜構成は Cr (2 nm) / MnGa (5 nm) / CoGa (30 nm) / Cr (20 nm) / MgO (20 nm) / CrB (5 nm) / NiTa (25 nm) / Si sub. とした。MgO 層のみ超高真空蒸着により成膜し、その他の層は、マグネトロンスパッタリング法にて行った。MgO 層上の Cr バッファ層までの全ての層は室温で成膜し、その後 800 °C で 60 分間、真空中で熱処理を行った。また、CoGa 層の成膜温度を  $T_s$  とし、温度  $T_a$  で 30 分間、真空中で熱処理を行った。MnGa 膜は 200 °C で成膜し、成膜後  $L1_0$  規則化のため 400 °C で 60 分間、真空中で熱処理を行った。初めに  $T_s$  を 200 °C から 500 °C まで変化させて最適値を決定した後、 $T_a$  を 500 °C から 800 °C の間で変化させた。膜の磁気特性は交番磁界勾配型磁力計(AGM)で評価した。

## 実験結果

まず、 $T_a = 500$  °C として  $T_s$  依存性を調べたところ、 $T_s$  が 400 °C のときに MnGa 膜の飽和磁化が最大となったので、次に  $T_s$  を 400 °C として  $T_a$  依存性について調べた。Fig. 1 に(a)  $T_a = 600$  °C、(b)  $T_a = 700$  °C で Si 基板上に作製した MnGa 膜の  $M$ - $H$  ループを示す。また、Fig. 1 (c) に、MgO(001)基板上に作製した MnGa 膜の  $M$ - $H$  ループを示す。Si 基板上の MnGa 膜はいずれも大きな垂直磁気異方性を示し、 $T_a = 700$  °C において飽和磁化は 290 emu/cc となった。この値は MgO 基板上の MnGa 膜 (Fig. 1 (c)) とほとんど同じである。さらに、 $T_a = 700$  °C の MnGa 膜では、 $T_a = 600$  °C と比較して、膜面垂直方向のループの傾きが急になっている。これは、MnGa 膜の膜質が向上し、スムーズな磁壁移動が行われているためであると考えられる。以上より、CoGa バッファ層の熱処理条件を検討することにより、良好な磁気特性を有する MnGa(001)配向膜を Si 基板上に作製することに成功したと言える。

## 参考文献

- 1) D. Oshima et al., IEEE Trans. Magn., vol.49, p.3608 (2013)
- 2) T. Ishikawa et al., IEEE Trans. Magn., vol. 55, 3200104 (2019).
- 3) A. Ono et al., Appl. Phys. Exp., vol. 10, 023005 (2017).

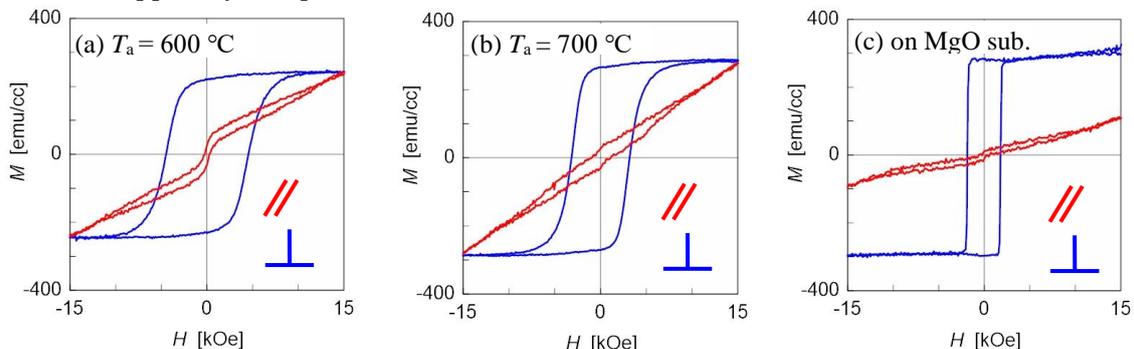


Fig. 1  $M$ - $H$  loops of MnGa films grown on  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  substrates using CoGa buffer layers annealed at  $T_a =$  (a) 600 and (b) 700 °C.  $M$ - $H$  curves of the film grown on MgO (001) substrate are also shown in Fig. (c) as a reference.

## MgO/bcc-CrMn 積層下地層上に成膜した FePt グラニューラ媒体の磁気特性

○齊藤 節, 清水 章弘, 齊藤 伸 (東北大学)

Magnetic properties of FePt granular media on MgO/bcc-CrMn stacked underlayer

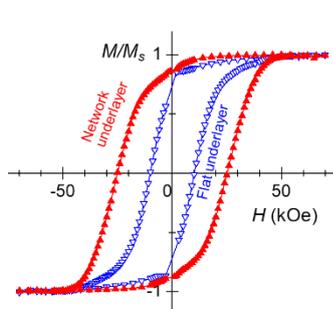
○Takashi Saito, Akihiro Shimizu, and Shin Saito (Tohoku Univ.)

**はじめに** 磁気記録媒体の記録密度は 2022 年までに 4 Tbit/in<sup>2</sup> もの高密度化が求められており、これを実現する次世代の記録方式として熱アシスト磁気記録 (Heat Assisted Magnetic Recording, HAMR) が注目されている。再生信号の出力を確保し、かつ信号/雑音比が高く熱擾乱耐性を有する高記録密度 HAMR 媒体の実現には、室温で  $2 \times 10^7$  erg/cm<sup>3</sup> 以上の高い一軸結晶磁気異方性エネルギーを有する磁性結晶粒を磁氣的に孤立化し、かつ微細でコラム状に成長させたグラニューラ組織を実現する必要がある<sup>1)</sup>。しかしながら現状最も実用化検討が進んでいる平坦表面を有する MgO 下地層を用いた L1<sub>0</sub> 型 FePt-C 媒体では FePt 磁性結晶粒が球状に成長してしまい、孤立したコラム状結晶粒からなるグラニューラ組織が実現できていない。本研究では、熱絶縁層 (MgO 層)/ 結晶軸配向制御層 (bcc-Cr 合金層)/ 配向誘導層 (アモルファス層) の表面に形成される網目状隆起構造<sup>2)</sup>上に成長した磁性層の磁気特性を詳細に解析し、その知見を元に磁氣的に孤立したコラム状磁性グラニューラ層を実現する媒体設計指針を提案する。

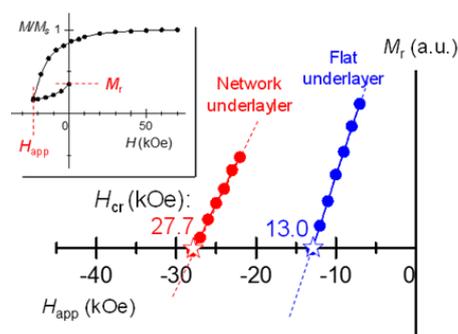
**実験結果** 試料の層構成は FePt(5 nm)/ MgO(5 nm)/ a-Co<sub>60</sub>W<sub>40</sub>(80 nm) (平坦下地) と FePt(5 nm)/MgO(5 nm)/CrMn(20 nm)/ a-Co<sub>60</sub>W<sub>40</sub>(60 nm) (網目状隆起下地) とした。配向制御のため、アモルファス層の成膜後 620 °C への加熱と 20 ラングミュア相当の酸素暴露を施した。また磁性層の規則化のため MgO 層の成膜後に、試料に 630 °C への加熱を行った。試料作製後に Out-of-plane XRD 測定により CrMn 層、MgO 層および FePt 層が面直に c 面配向していることを確認した。Fig. 1 に FePt 層を平坦下地上に成膜した試料と網目状隆起下地上に成膜した試料の磁化曲線を示す。保磁力  $H_c$  はそれぞれの試料で 10 kOe と 25 kOe であった。このことは下地層の網目状隆起構造が磁性結晶粒の粒間交換結合を低減させていることを示唆している。この推察をもとに磁氣的孤立化効果の定量評価を試みた。平坦下地上と網目状隆起下地上に成膜した FePt 薄膜に対して 9 T の印加磁界の下で測定したトルク曲線から算出した一軸結晶磁気異方性エネルギー  $K_u$ 、異方性磁界  $H_k$  はそれぞれ  $K_u = 1.23 \times 10^7$  (emu/cm<sup>3</sup>)、 $H_k = 39.3$  (kOe)、ならびに  $K_u = 1.42 \times 10^7$  (emu/cm<sup>3</sup>)、 $H_k = 42.2$  (kOe) であった。Fig. 2 にマイナーループから評価した残留磁化  $M_r$  と印加磁界  $H_{app}$  の関係を示す。 $M_r$  が 0 となる残留保磁力  $H_{cr}$  は平坦下地を用いた試料では 13.0 kOe、網目状隆起下地を用いた試料では 27.7 kOe であることがわかった。この結果をもとに  $H_{cr}/H_k$  を導出すると、平坦下地を用いた試料では 0.33、網目状隆起下地を用いた試料では 0.66 であり、網目状隆起下地の磁氣的孤立化への有効性を確認した。

**網目状隆起構造を活用した新規媒体の提案** 以上の結果を踏まえて、L1<sub>0</sub> FePt 結晶粒を柱状孤立化グラニューラ組織に成長させる HAMR 媒体形成法を考察する。Fig. 3 に考案した HAMR 媒体の積層構成の模式図を示す。積層構成は FePt-酸化物グラニューラ層/ FePt/ MgO/ bcc-Cr 合金層/ アモルファス層である。すなわち、MgO 層の網目状隆起構造上に純 FePt 層を成膜し、隆起構造が隣接結晶粒の初期核同士の接触を阻害した島状成長組織の形成を促す。このとき表面は結晶粒部分が盛り上がった構造 (オパール構造) となる。さらにその上に FePt-酸化物層を 2 相析出させることで、FePt 結晶粒をコラム状成長させたグラニューラ組織が実現されると期待される。

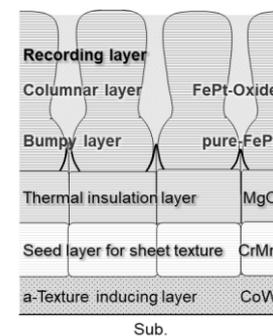
**参考文献** 1) Roadmap of Advanced storage technology consortium (2016). 2) A. Shimizu et al., *T. Magn. Soc. Jpn.*, 3, 7-11 (2019)



**Fig. 1**  $M$ - $H$  loops for a FePt film on network underlayer and flat underlayer.



**Fig. 2**  $M_r$  -  $H_{app}$  plots for a FePt film on network underlayer and flat underlayer.



**Fig. 3** Schematic of proposed structure for FePt granular media.

## 種々の組成のターゲットを用いて作製した Nd-Fe-B 薄膜の構造と磁気特性

○土田 隆之, 福島 潤, 林 大和, 斉藤 伸, 滝澤 博胤 (東北大学)

Nanostructure and magnetic properties of the Nd-Fe-B thin film fabricated by various targets with different compositions

○Takayuki Tsuchida, Jun Fukushima, Yamato Hayashi, Shin Saito and Hirotsugu Takizawa (Tohoku Univ.)

**はじめに** 情報化社会の進展に伴って磁気記録媒体の高密度化の需要が高まっており,  $5 \text{ Tbit/in}^2$  を超える高記録密度媒体の実現は国の重要政策に挙げられている<sup>1)</sup>. この目標を達成すべく, 熱アシスト磁気記録 (HAMR) が注目されている. HAMR 媒体を実現するためには, 室温で高い結晶磁気異方性定数 ( $K_u$ ) と  $300\text{--}500 \text{ }^\circ\text{C}$  程度のキュリー温度 ( $T_c$ ) を有する材料が必要であり, 現在  $L1_0$  型 FePt ( $K_u = 6.6 \text{ MJ/m}^3$ ,  $T_c = 477 \text{ }^\circ\text{C}$ ) や Nd-Fe-B ( $K_u = 4.6 \text{ MJ/m}^3$ ,  $T_c = 312 \text{ }^\circ\text{C}$ ) がその候補として検討されている. このうち Nd-Fe-B 薄膜に関しては, HAMR 媒体として必須の,  $c$  軸配向化, 粒径微細化, コラム状組織化を同時に実現している報告が見当たらない. これについて我々は高温成膜により薄膜中に形成される磁性結晶粒の相およびその組織が Nd-Fe-B 薄膜の Nd/Fe 原子比, ならびに B 濃度に依存して異なることに原因があるのではないかと考えた. そこで本研究では, 種々の三元組成のターゲットを用いて Nd-Fe-B 薄膜を作製し, その構造と磁気特性を評価した.

**実験方法** 薄膜作製には DC マグネトロンスパッタリング装置を用いた. 薄膜の積層構成は Mo (5 nm) / Nd-Fe-B (10 nm) / Mo (50 nm) / Ta (5 nm) / glass sub. とした. 磁性層用ターゲットとしては, 寸法を  $164\phi$  とし (A)  $\text{Nd}_{15}\text{Fe}_{71}\text{B}_{14}$ , (B)  $\text{Nd}_{21.4}\text{Fe}_{72.4}\text{B}_{5.4}$ , (C)  $\text{Nd}_{13.4}\text{Fe}_{79.9}\text{B}_{5.8}$  という 3 つの組成を準備した (Fig. 1). 磁性層の成膜条件は, 成膜温度  $600 \text{ }^\circ\text{C}$ , 投入電力  $500 \text{ W}$  である. 得られた薄膜については XRD による相同定, AFM による表面形態の観察, VSM による磁気特性の評価を行った.

**実験結果** Fig. 2 に種々のターゲットで作製した Nd-Fe-B 薄膜について面直方向に磁場を印加して得られる磁化曲線を示す. ターゲット (C) を用いて作製した薄膜については角型比が  $0.78$  を示しているのに対し, ターゲット (A) または (B) を用いて作製した薄膜については, 角型比が  $0.9$  以上と垂直磁気異方性が高く, 磁化容易軸が膜面垂直方向に高配向していることが示唆される. In-Plane XRD プロファイルには,  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  結晶相の (410) 面からの回折線が明瞭に観測されており, Fig. 2 の結果と考え併せると  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  相が  $c$  軸高配向していることが示唆される. AFM による表面形態の観察を行ったところ, (B) の薄膜については粒径が  $200 \text{ nm}$  以上と粗大であったのに対し, (A) と (C) の薄膜については粒径が  $50\text{--}100 \text{ nm}$  程度であった. 以上の結果から, 高配向かつ微細な Nd-Fe-B 薄膜を得るためには, 今回の検討の範囲からは, 富 B 組成のターゲットを用いることが有効であると考えられる.

**参考文献** 1) 「超高密度ナノビット磁気記録技術の開発」(事後評価) 第 1 回分科会資料 5-3

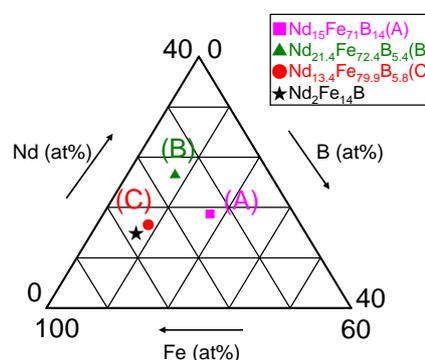
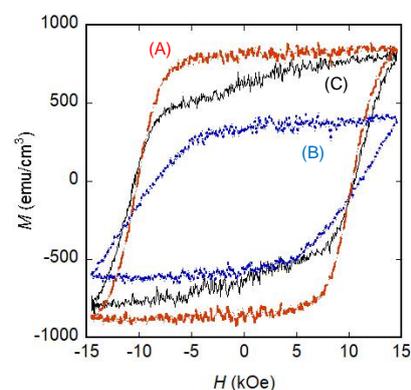


Fig.1 Target compositions of Nd-Fe-B

Fig.2  $M$ - $H$  loop of the Nd-Fe-B films

# FePt-Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub> グラニューラー薄膜の微細組織変化と磁気特性

鈴木一平、H. Sepehri-Amin、高橋有紀子、宝野和博  
(物質・材料研究機構)

Microstructure evolution and magnetic properties of FePt-Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub> granular thin films

I. Suzuki, H. Sepehri-Amin, YK. Takahashi, and K. Hono  
(NIMS)

## はじめに:

L1<sub>0</sub>-FePt グラニューラー膜を用いた熱アシスト磁気記録方式が有望視され、記録密度 4 Tbit/in<sup>2</sup> 実現に向けその開発が急がれている。そのような超高記録密度を達成するには、柱状構造を有する FePt 粒子において平均結晶粒径(D)と粒子間距離(PD)の低減が不可欠であり、粒子密度(GD)3.8×10<sup>12</sup>/cm<sup>2</sup> 以上に微細化されたグラニューラー膜が必要である<sup>(1)</sup>。FePt-Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub> は、D: 5 nm 以下の微細な粒子が実現できる一方、粒子サイズに比べ PD が大きく GD が小さい事や、保磁力が低下してしまうことが問題であった<sup>(2)</sup>。そこで本研究では、FePt-Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub> の粒子密度の改善を目的とし、条件を変えて作製した試料の粒子密度の変化を詳細に調べた。また、磁気特性劣化の要因を元素拡散の観点から調査したのでこれを報告する。

## 実験方法:

マグネトロンスパッタ法を用いて、異なる膜厚の FePt-Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub> を温度および Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 体積比を変えて作製した。基板には下地層の影響を除外するため MgO(001)単結晶を使用した。磁気特性は SQUID-VSM、微細組織及び元素分析は TEM および EDS を用いてそれぞれ評価した。

## 実験結果:

まず基板温度 400 °C で作製した FePt-Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub> における微細組織の膜厚依存性を調べた。Fig.1 (a)に膜厚 4.5 nm の試料の平面 TEM 像を示す。この像から D: 3.9 nm, PD: 5.1 nm, GD: 3.9×10<sup>12</sup>/cm<sup>2</sup> がそれぞれ得られた。これらの値は記録密度 4 Tbit/in<sup>2</sup> の実現に要求される GD を満たしている。また膜厚を 8.5 nm に増加させても D: 3.8 nm, PD: 5.1 nm, GD: 3.9×10<sup>12</sup>/cm<sup>2</sup> とそれらの値はほとんど変化が見られなかった (Fig.1: (b))。この結果は、FePt-C の場合と異なり、膜成長に伴う粒子の粗大化や GD の低下が起きていないことを示唆している。しかしながら、いずれの FePt-Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub> もその保磁力はほとんど消失していた。次に、異なる温度で作製した 8.5 nm の FePt-Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub> の微細組織を調べた。基板温度を 400 °C から上昇させると、450 °C 以下では GD の変化はわずかであるが、さらに上昇させると、D、PD の粗大化に伴い GD が大きく低下し 500 °C では PD: 6.6 nm, GD: 2.8×10<sup>12</sup>/cm<sup>2</sup> となった。加えて、粒径分布に二峰性が顕在化し D<sub>1</sub>: 2.1 nm、D<sub>2</sub>: 6.2 nm のピークが見られた。発表では、Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub> の体積比や温度、雰囲気ガスを変えて作製した試料について、微細構造及び磁気特性を調べた結果についても併せて報告し、磁気特性劣化の要因を EDS の結果を交えて議論する予定である。

## 参考文献

- 1) D. Weller *et. al.*, IEEE. Trans. Magn. **50**, 3100108 (2014).
- 2) T. Shiroyama *et. al.*, IEEE. Trans. Magn. **50**, 3202404 (2014).

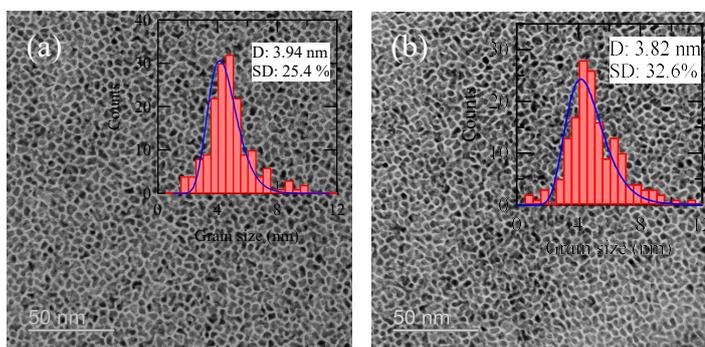


Fig.1 Plan-view TEM images of (a) 4.5-nm-thick and (b) 8.5-nm-thick FePt-Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub> grown at 400 °C

## CoCrPt グラニューラ薄膜における粒子間交換結合の マイクロ波アシスト磁化反転への影響

佐藤勝成<sup>1</sup>, 菊池伸明<sup>1,2</sup>, 岡本 聡<sup>1,2</sup>, 北上 修<sup>1,2</sup>, 島津武仁<sup>2,3,4</sup>

(<sup>1</sup>東北大学 IMRAM, <sup>2</sup>東北大学 CSRN, <sup>3</sup>東北大学 FRIS, <sup>4</sup>東北大学 RIEC)

Effects of intergrain exchange coupling on microwave assisted magnetization switching on CoCrPt granular thin film.

K. Sato<sup>1</sup>, N. Kikuchi<sup>1,2</sup>, S. Okamoto<sup>1,2</sup>, O. Kitakami<sup>1,2</sup>, and T. Shimatsu<sup>2,3,4</sup>

(<sup>1</sup>IMRAM, Tohoku Univ., <sup>2</sup>CSRN, Tohoku Univ., <sup>3</sup>FRIS, Tohoku Univ., <sup>4</sup>RIEC, Tohoku Univ.)

### はじめに

マイクロ波アシスト磁化反転(MAS: Microwave Assisted magnetization Switching) は次世代の高密度磁気記録技術として注目されている。グラニューラ薄膜においては、マクロスピモデルによる理論やナノドットでの実験と比較して、マイクロ波アシスト効果が小さいことや、その周波数依存性が緩やかであるという特徴が実験により報告されている<sup>1)</sup>。この原因としては、グラニューラ粒子の粒径や磁気異方性の角度・強度の分散、磁性粒子間の双極子・交換相互作用による影響が挙げられている<sup>2)</sup>。そこで、本研究では、CoCrPt-SiO<sub>2</sub> グラニューラ薄膜の上に交換結合制御層として CoCrPt 連続層を積層することで、グラニューラ粒子間の交換相互作用の大きさを積極的に制御し、マイクロ波アシスト磁化反転への影響を調べた。

### 実験方法及び結果

ノンドープの Si ウエハー上に幅 1  $\mu\text{m}$  の高周波磁場印加用 Au 線路と厚さ 100 nm 程度の絶縁層を形成後、下地層・保護層とともに CoCrPt-SiO<sub>2</sub>(15 -  $t$ )/CoCrPt( $t$ )磁性積層膜を成膜した。 $t$  は CoCrPt 連続層の膜厚で、 $t = 0, 1, 2$  nm と変化させた。Au 線路上の磁性膜を電子線リソグラフィ及び Ar イオンエッチングにより 0.6  $\times$  3.0  $\mu\text{m}^2$  の矩形状に加工した。その後、下地層を異常 Hall 効果 (AHE) 測定用の電極形状に加工した。高周波磁場は、異常 Hall 効果曲線の測定中、高周波電流を連続波として Au 線路に流すことで印加した。実験に使用した磁性積層膜の異方性磁界  $H_k$  は、 $t = 0, 1, 2$  nm でそれぞれ 18.9, 19.3, 19.0 kOe である。Fig.1 に、 $t = 0, 2$  nm の試料について、高周波磁場振幅  $h_{\text{rf}} \approx 470$  Oe の際の反転開始磁場  $H_n$ 、保磁力  $H_c$ 、飽和磁場  $H_s$  の周波数依存性を示す。 $H_n$  は磁化の 10% が反転する磁場、 $H_s$  は 90% が反転する磁場と定義した。 $H_s, H_c, H_n$  ともに低周波側では周波数の増加に伴って減少し、特定の周波数でアシスト効果が減少し上昇に転じる結果が得られた。保磁力のみに着目すると、その変化量及び周波数に対する挙動ともに連続膜の有無による違いは見られない。その一方で、連続膜の付与により反転開始磁場でのアシスト効果はより高周波まで有効になるのに対し、飽和磁場でのアシスト効果はより低周波側で消滅している。これらの結果は、粒子間の交換結合が MAS に与える効果が、その磁化状態により大きく変化することを示唆するものである。

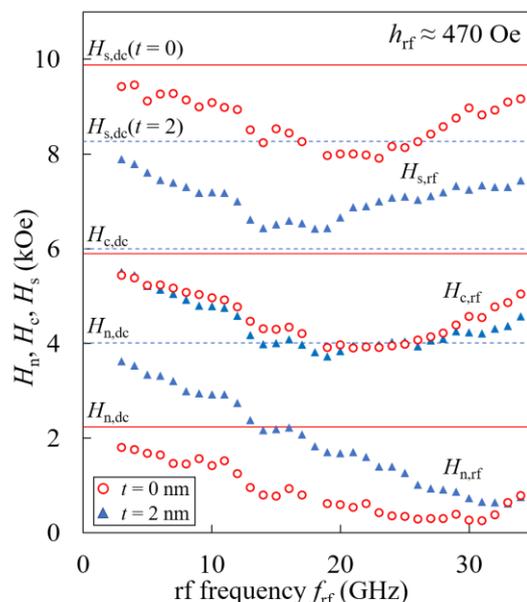


Fig.1 Microwave field frequency dependences of nucleation field  $H_n$ , coercive field  $H_c$ , and saturation field  $H_s$  ( $t = 0$  and  $2$ ,  $h_{\text{rf}} \approx 470$  Oe).

### 参考文献

- 1) N. Kikuchi *et al.*, J. J. Appl. Phys. **57**, 09TE02 (2018).
- 2) S. Okamoto *et al.*, Appl. Phys. Express **10**, 023004 (2017).

## アスペクト比の異なる磁性細線パターンにおけるスピン波の共鳴特性

牙暁瑞, 秋光果奈, 田中輝光, 松山公秀  
(九州大学 大学院システム情報科学府)

Spin wave resonance properties of magnetic dots with different aspect ratios

X. Ya, M. R. Akimitsu, T. Tanaka, and K. Matsuyama  
(ISEE, Kyushu University)

## はじめに

磁性体パターンの長軸方向に MSSW モードのスピン波を伝播するには磁化を短軸方向に安定化させる必要がある[1]. 一方で面内磁化細線は形状異方性によりゼロバイアス時には長軸方向に安定化する. 磁性パターンに4回対称異方性を付与できれば磁化は長軸および短軸の双方で安定するため, ゼロバイアスでも MSSW モードのスピン波伝搬が可能であり, さらに外部磁界により磁化を長軸方向に向けることで MSBVW モードに切り替えるという多機能化が期待できる. 本研究では, 4回対称磁気異方性を付与した低ダンピング磁性材料である  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$  薄膜をパターン化し[2], その共鳴特定を測定した結果, ゼロバイアス時にパターンの長軸方向に伝播する MSSW モードと類推されるスピン波共鳴が観測され, その周波数が十数 GHz という比較的高い値であることが確認された. さらに, 共鳴周波数の磁性パターンアスペクト比依存性について調査した.

## 実験方法

$\text{MgO}(001)$  基板に温度  $400^\circ\text{C}$  で  $40\text{ nm}$  厚の  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(200)$  を成膜した. VSM 測定により, 成膜した  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$  は  $\text{MgO}$  基板の  $\langle 110 \rangle$  方向および  $\langle \bar{1}10 \rangle$  に磁化容易軸を持つ四回対称異方性を有することを確認した. この薄膜を Fig. 1(a) のようにパターン化し ( $L = 18\ \mu\text{m}$ ,  $W = 10, 6, 3.6\ \mu\text{m}$ ), その上部に絶縁層および導波路を作製し, ベクトルネットワークアナライザを用いて伝送特性を測定した.

## 測定結果

Fig. 1(b) に  $W = 10\ \mu\text{m}$  の試料の容易軸方向 ( $W$  方向) に外部磁界を印加した際の伝送特性 ( $S_{21}$ ) を示す. 伝送特性に複数のディップが確認できることから次数の異なる複数のスピン波共鳴が生じていることがわかる. また, 同図から磁界強度の低下とともにこれらの共鳴周波数が低下すること, 低バイアスになると低次の共鳴吸収強度が増大することが確認できる.

Fig. 2 は外部磁界を容易軸方向 ( $W$  方向) に印加した際の各磁性体パターンにおける共鳴周波数と外部磁界の分散関係を示す. 各パターンにおける共鳴周波数の不連続な変化は次数の異なるスピン波共鳴が検出されたことによる.  $H_0 = 0\ \text{Oe}$  の場合, 3つの磁性体パターンの共鳴周波数は  $12 \sim 13\ \text{GHz}$  であり, ゼロバイアス時でもスピン波共鳴が検出されている. この時, 磁性体パターンの  $W$  が短いほど, 共鳴周波数は低くなる. これは磁性パターンの短軸方向 ( $W$  方向) の反磁界係数が大きいこと, 短軸方向の実効磁界が小さくなるためである.

Fig. 3 は外部磁界を困難軸方向に印加した際の各磁性体パターンにおける共鳴周波数と外部磁界の分散関係を示す. 困難軸方向に強い外部磁界を印加すると磁化は困難軸方向に向き, 外部磁界強度の低下とともに実効磁界が減少するため共鳴周波数は低下する. 外部磁界強度がさらに小さくなると, 磁化は困難軸から容易軸に徐々に遷移するため, 外部磁界の減少とともに異方性による等価磁界が増加し, 共鳴周波数が上昇する.

## 参考文献

[1] Kazuto Yamanoi, Satoshi Yakata, Takashi Kimura, and Takashi Manago, *JJAP*, **52**, 083001 (2013)

[2] Martin A. W. Schoen, Danny Thonig, Michael L. Schneider, T. J. Silva, Hans T. Nembach, Olle Eriksson, Olof Karis, and Justin M. Shaw, *Nat. Phys.* **12**, 9, (2015)

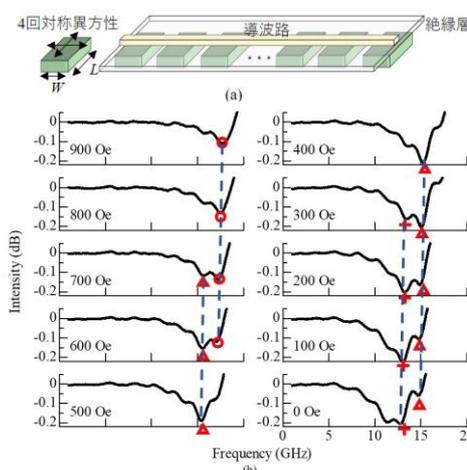


Fig. 1. (a) Schematic figure of magnetic dots and waveguide. (b) VNA  $S_{21}$  characteristics

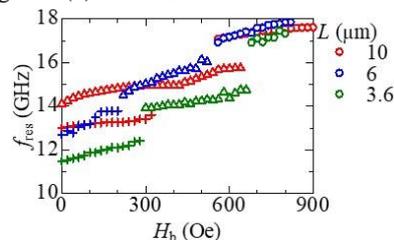


Fig. 2. The dependence of resonance frequency on the magnetic field applied in the easy axis.

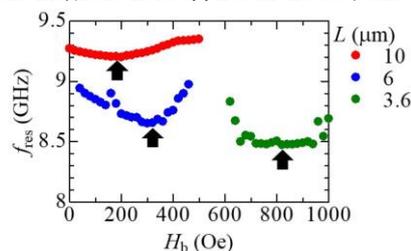


Fig. 3. The dependence of resonance frequency on the magnetic field applied in the hard axis.

# Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub> 薄膜における定在スピン波干渉特性とロジックデバイスへの応用

秋光果奈, 牙暁瑞, 田中輝光, 松山公秀  
(九州大学 大学院システム情報科学府)

Interferometric properties of standing spin waves for Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub> and the application to a logic device

R. Akimitsu, X. Ya, T. Tanaka, and K. Matsuyama  
(ISEE, Kyushu University)

## はじめに

スピン波をより効率的に伝搬するためには、ダンピング定数が小さい強磁性材料が必要となる。低ダンピング材料で面内に磁気異方性を有する場合にはゼロバイアスでの効率的なスピン波励起が可能となる。本研究では面内に磁気異方性を付与した強磁性材料である Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub> 薄膜を細線状に加工してスピン波導波路として用い、誘導検出によるスピン波の干渉特性を評価した。

## 実験方法

RF マグネトロンスパッタ法により MgO(001) 基板に Ar ガス圧 5 mTorr, 成膜温度 400°C で 40 nm 厚の Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub> (200) を成膜した。VSM 測定により、成膜した Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub> は MgO 基板の <110> および <1 $\bar{1}$ 0> に磁化容易軸を持つ四回対称異方性を有することを確認した。この薄膜を  $W = 50 \mu\text{m}$ ,  $L = 2 \text{ mm}$  の細線状に加工し、その上部に絶縁層および二つのスピン波励起導体とスピン波検出コイルを作製した。ベクトルネットワークアナライザから二つの励起源に信号を入力し、励起されたスピン波を検出コイルで検出し、スピン波の干渉特性を評価した。

## 実験結果

Fig.1 にスピン波の伝送特性とスピン波共鳴周波数の外部印加磁界依存性を示す。外部磁界を印加して磁化を飽和させ、印加磁界を減少させたところ、-100 Oe 付近で磁化反転による共鳴周波数のジャンプが確認された。ゼロバイアス状態でスピン波の伝搬を検出することができ、その周波数は 10 GHz 程度と Py より高い周波数であることを確認した。

次に励起信号をフェーズシフターを用いて位相変調し、位相差を与えた二つのスピン波の干渉結果を Fig.2 に示す。(a)では位相差 0 のときに検出コイル下部で定在スピン波の節、位相差  $\pi$  のときに定在スピン波の腹となる。一方(b)では位相差 0 のときに定在スピン波の腹、位相差  $\pi$  のときは定在スピン波の節を検出しており、入力信号の位相差と出力強度の関係から、2 入力 of ロジックデバイスが実現可能であることがわかる。(a)は XNOR, (b)は XOR の論理式にそれぞれ対応している。動作周波数により定在スピン波の腹と節が入れ替わる理由として、それぞれの周波数で異なるモードの定在スピン波が励起されているためである。

Fig.3 は各磁界バイアス状況下で、それぞれの入力信号で位相遅れを生じた場合の出力強度をマッピングしたものである。各磁界バイアス状況下において同様に論理演算の動作を確認することができ、スピン波の動作周波数を外部磁界によって制御可能であることが確認できた。

## 参考文献

[1] X. Ya, H. Chen, S. Oyabu, B. Peng, H. Otsuki, T. Tanaka, and K. Matsuyama, JAP, 117, 17A719 (2015)  
[2] Martin A. W. Schoen, Danny Thonig, Michael L. Schneider, T. J. Silva, Hans T. Nembach, Olle Eriksson, Olof Karis, and Justin M. Shaw, Nat. Phys. 12, 9, (2015)

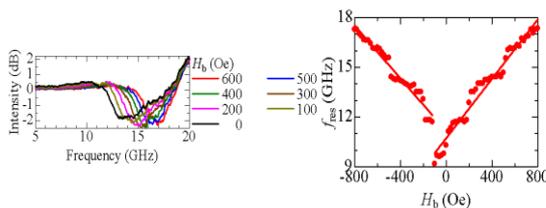


Fig. 1. Transmission characteristics and the bias field dependence of the spin wave resonance frequency.

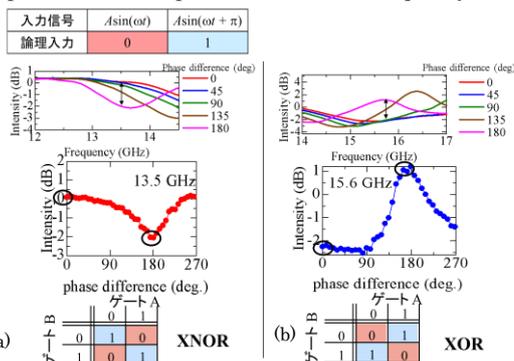


Fig. 2. The dependence of spin wave interference intensity on phase difference and corresponding truth tables..

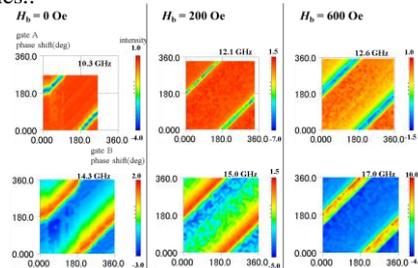


Fig. 3. The intensity color maps for inductive outputs.

## パルス磁界を用いたレーストラックメモリのシミュレーション解析

山口莉生、仲谷栄伸

(電気通信大学 情報理工学研究科)

Simulations of the racetrack memory using a field pulse

Riki Yamaguchi and Yoshinobu Nakatani

(Graduate School of Informatics and Engineering, University of Electro-Communications)

## はじめに

近年、磁壁駆動型レーストラックメモリが提案され、磁壁駆動に関する研究が盛んに行われている<sup>1)</sup>。磁壁駆動型レーストラックメモリでは、主に電流による磁壁駆動が注目されている<sup>1)</sup>。しかし、大電流密度が必要という問題があり、外部磁界による磁壁駆動が研究されている<sup>2)</sup>。本研究では、Fig. 1に示すように、外部磁界による磁壁駆動として、3種類の幅が異なるピンングサイトを用いた方法を提案する。ピンングサイトは垂直磁気異方性を下げた領域とし、幅が狭い順に $P_1, P_2, P_3$ とする。次に $P_1, P_2, P_3$ にピン留めされた磁壁の中で、特定の磁壁だけがデピンする正弦波パルス磁界をそれぞれ $H_{P_1}, H_{P_2}, H_{P_3}$ とする。提案した磁壁駆動では、 $H_{P_1}, H_{P_2}, H_{P_3}$ の符号と面直方向のDC磁界( $H_{DC}$ )の符号を変えて印加し、磁区の両端の磁壁を交互にシフトさせることで、磁壁を一方方向に動かす。磁壁駆動の手順は次の通りである。① $H_z = H_{P_2} + H_{DC}$ を印加する。 $P_2$ の磁壁がデピンし、 $P_3$ まで移動後、停止する。② $H_z = -H_{P_1} - H_{DC}$ を印加する。 $P_1$ の磁壁がデピンし、 $P_2$ まで移動後、停止する。③ $H_z = H_{P_3} + H_{DC}$ を印加する。 $P_3$ の磁壁がデピンし、 $P_1$ まで移動後、停止する。④ $H_z = -H_{P_2} - H_{DC}$ を印加する。 $P_2$ の磁壁がデピンし、 $P_3$ まで移動後、停止する。⑤ $H_z = H_{P_1} + H_{DC}$ を印加する。 $P_1$ の磁壁がデピンし、 $P_2$ まで移動後、停止する。⑥ $H_z = -H_{P_3} - H_{DC}$ を印加する。 $P_3$ の磁壁がデピンし、 $P_1$ まで移動後、停止する。①~⑥を順番に繰り返すことで、磁壁を一方方向に動かす。

本研究では、提案した磁壁駆動を実現するために、特定のピンングサイトにピン留めされた磁壁のみがデピンする磁界をシミュレーションにより調査した。

## 計算条件

シミュレーションは1次元のマイクロマグネティックモデルを用いた。材料定数はCo/Niの値を想定し、飽和磁化 $M_s = 660 \text{ emu/cm}^3$ 、磁気異方性定数 $K_u = 4.1 \text{ Merg/cm}^3$ 、交換スティフネス定数 $A = 1 \text{ } \mu\text{erg/cm}$ 、損失定数 $\alpha = 0.3$ とした<sup>3)</sup>。幅 $r_0 = 4, 8, 16 \text{ nm}$ の3通りで、 $K_u$ を100%低下させたピンングサイトを作成した。ピンングサイトに磁壁がピン留めされた状態から、正弦波パルス磁界とDC磁界を組み合わせた磁界を印加し、パルス幅( $t_p$ )を変えて、磁壁がデピンするパルス磁界の強さ( $H_{\text{depin}}$ )を調査した。

## 結果

Fig. 2にパルス幅による磁壁がデピンするパルス磁界の強さの変化を示す。Fig. 2より、ピンングサイトの幅によって、磁壁がデピンする $t_p$ と $H_{\text{depin}}$ が異なる範囲があることがわかった。 $t_p = 0.15 \text{ ns}$ の場合では、矢印の範囲のパルス磁界を印加すると、ピンングサイトから特定の磁壁のみをデピンさせることが可能であることがわかった。

講演では、提案した磁壁駆動を用いたレーストラックメモリについて報告する予定である。

## 参考文献

- 1) S. S. P. Parkin, *et. al.*, Science, **320**, 190 (2008).
- 2) F. Ummelen, *et. al.*, Sci. Rep., **7**, 833 (2017).
- 3) T. Koyama, *et. al.*, Appl. Phys. Exp., **1**, 101303 (2008).

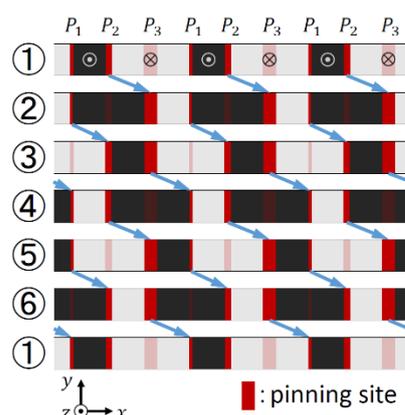


Fig. 1 Sequence of field-driven domain wall motion using 3 types of pinning sites.

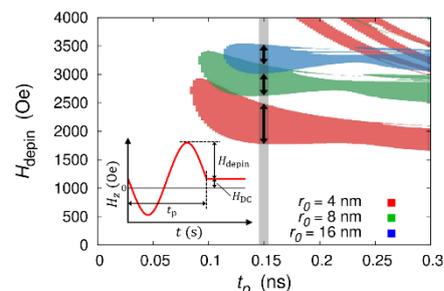


Fig. 2 Pulse width ( $t_p$ ) dependence of pulse amplitude ( $H_{\text{depin}}$ ) with various pinning site width ( $r_0$ ). The colored part is the region where the domain wall is depinned.

# スキルミオン構造を利用した STT-MRAM シミュレーション

浅川 宏輝、仲谷 栄伸

電気通信大学、情報理工学研究科

## Simulation of STT-MRAM with skyrmion structure

Hiroki Asakawa, Yoshinobu Nakatani

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

### はじめに

スピン注入磁化反転[1]により情報を書き換える STT-MRAM[2]は、高密度化のために反転電流の低減が必要とされている。その問題に対し、磁化反転中にスキルミオン[3][4]が出現した場合、反転メカニズムの変化による反転電流低減の可能性を考えた。本研究では、DMI[5]を有する STT-MRAM の磁化反転シミュレーションを行い、反転途中のスキルミオンの出現の有無や反転電流の変化を調べた。

### 計算条件

材料定数は CoFeB の値を用い、飽和磁化  $M_s = 600 \text{ emu/cm}^3$ 、磁気異方性定数  $K_u = 3.5 \text{ Merg/cm}^3$ 、交換スティーブネス定数  $A = 1.0 \text{ } \mu\text{erg/cm}$ 、損失定数  $\alpha = 0.01$ 、スピン分極率  $P = 1.0$ 、磁気回転比  $\gamma = -1.76 \times 10^7 \text{ rad/(s}\cdot\text{Oe)}$ 、gyromagnetic splitting factor  $g = 2.0 \times 1.001159657$ 、ボーア磁子  $\mu_B = 9.27408 \times 10^{-24} \text{ J/T}$ 、電気素量  $e = 1.602189 \times 10^{-19} \text{ C}$  とした。また、自由層の直径  $d = 30 \text{ nm}$ 、厚さ  $dz = 2 \text{ nm}$  とし、磁化反転シミュレーションを行った。

### 実験結果

まず、パルス幅  $t_p = 1.0 \text{ ns}$  における、DMI による最小反転電流密度の変化を図 1 に示す。緑線は各 DMI 値における反転途中の最大のスキルミオンナンバー、赤線は最小反転電流密度を表す。図 1 から、スキルミオンナンバーは 0.8 程度を示し、反転途中にスキルミオンが出現していることを確認した。その際、反転電流は最大で 56% 低減されることがわかった。次に、パルス幅  $t_p = 10.0 \text{ ns}$  における、DMI による最小反転電流密度の変化を図 2 に示す。図 2 から、スキルミオンナンバーは 0.2 程度を示し、反転途中にスキルミオンが出現していないことを確認した。このとき、反転電流は増大することがわかった。これらのことから、短パルスにおいて DMI が 0 より大きい場合、反転電流が低減され、その際は反転途中にスキルミオンが出現しているということがわかった。

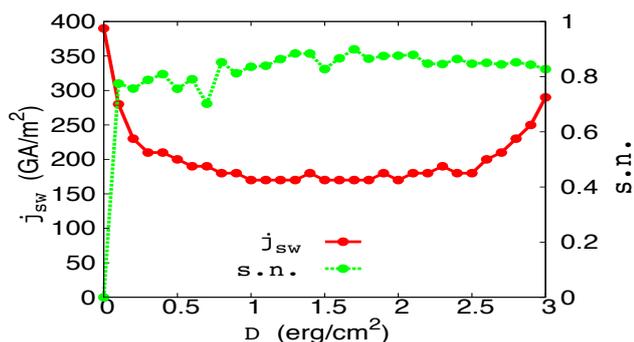


Fig. 1 switching current density and skyrmion number at  $t_p = 1.0 \text{ ns}$

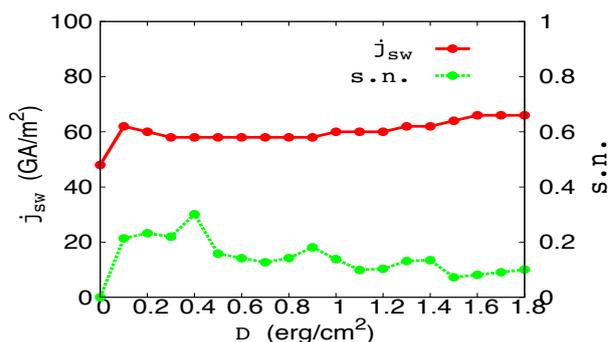


Fig. 2 switching current density and skyrmion number at  $t_p = 10.0 \text{ ns}$

### 参考文献

- [1] J. C. Slonczewski, *J. of Magn. Magn. Mater.*, **159**, 1 (1996).
- [2] L. Thomas, *et al.*, IEEE International Electron Device Meeting pp. 27.3.1-4 (2018).
- [3] I. Dzyaloshinsky, *J. Phys. Chem. Solids*, **4**, 241 (1958).
- [4] T. Moriya, *Phys. Rev.*, **120**, 91 (1960).
- [5] S. Rohart, A. Thiaville, *APS Physics* **88**, 184422 (2013).

## エンゼルフィッシュレーストラックによるスキルミオンの移動制御

右田 幸大<sup>1</sup>、山田 啓介<sup>2</sup>、仲谷 栄伸<sup>1</sup>

<sup>1</sup>電気通信大学 情報理工学研究科、<sup>2</sup>岐阜大学 工学部

Control of a Skyrmion motion by an angelfish racetrack

Koudai Migita<sup>1</sup>, Keisuke Yamada<sup>2</sup>, Yoshinobu Nakatani<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Graduate school of Informatics and Engineering, University of Electro-Communications

<sup>2</sup>Faculty of Engineering, Gifu University

### はじめに

スキルミオンはトポロジカルな安定性を持つナノスケールの磁化構造であり、微小電流での駆動が可能であることから、スキルミオンを用いたレーストラックメモリの研究が注目されている[1,2]。レーストラックメモリではスピン電流の注入などによりスキルミオンを駆動させながらデータの読み書きを行うため、スキルミオンが存在しやすいポジションを作り、位置制御を行うことが重要である。本研究では、イオン照射により三角形形状に垂直磁気異方性を変化[3]させたエンゼルフィッシュレーストラック[4]と、交流磁界による駆動方式を提案し、マイクロマグネティックシミュレーションを用い、本手法の有効性を調査した。

### 計算条件

材料定数はPtCoの値を用いた：飽和磁化  $M_s=580 \text{ emu/cm}^3$ 、磁気回転比  $\gamma=1.76 \times 10^7 \text{ rad/(s} \cdot \text{Oe)}$ 、交換スティフネス定数  $A=1.5 \text{ } \mu\text{erg/cm}$ 、損失定数  $\alpha=0.3$ 、非断熱項  $\beta=0.3$ 、DMI定数  $D=3.0 \text{ erg/cm}^2$ 、磁気異方性定数は三角形領域で  $K_u=7.0 \text{ Merg/cm}^3$ 、それ以外では  $8.0 \text{ Merg/cm}^3$  とした[2]。磁性細線の大きさは  $600 \text{ nm} \times 200 \text{ nm} \times 0.4 \text{ nm}$  とした。この磁性細線にスキルミオンを1つ配置し、交流磁界を面直方向に印可して駆動させるシミュレーションを行った。交流磁界は位相が逆の2種類の磁界を用いた。

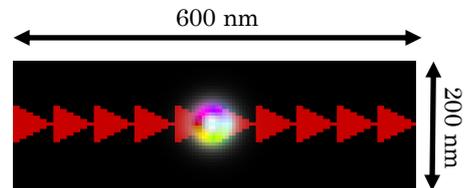


Fig.1 Schematic of the angelfish racetrack Applied by an AC magnetic field.

### 結果

図2に交流磁界の振幅  $H_{\max}=1 \text{ kOe}$  におけるスキルミオンの移動の様子を示す。図2より、交流磁界1周期で、スキルミオンが半径を変化させながら1つ隣の三角形領域に移動することがわかった。また交流磁界の位相によりスキルミオンの移動方向が変化することがわかった。これらの結果より、提案手法によりスキルミオンを正確に移動させることが可能であることがわかった。また双方向の移動が可能であることから、細線の両端を繋げた円形レーストラックメモリが実現可能となり、効率良くデータの読み書きを行うことができる。図3に交流磁界の1周期分の時間  $t_p$  と損失定数  $\alpha$  を変化させたときにスキルミオンが正確に移動できる  $H_{\max}$  の範囲を示す。左方向への移動の場合、 $\alpha$  または  $t_p$  を小さくすると  $H_{\max}$  の範囲が広くなることがわかった。右方向への移動の場合、 $\alpha$  または  $t_p$  が大きい方が  $H_{\max}$  の範囲が広くなることがわかった。

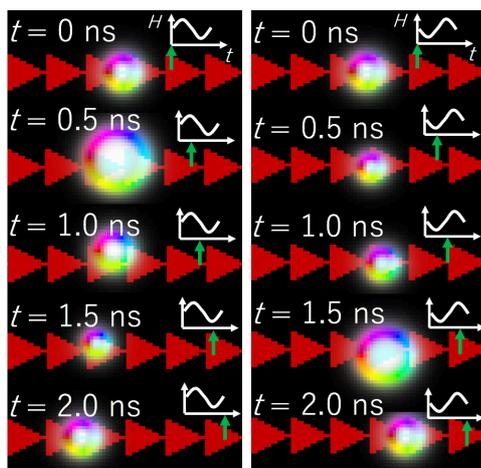


Fig.2 Time resolved Skyrmion motion by the opposite field.

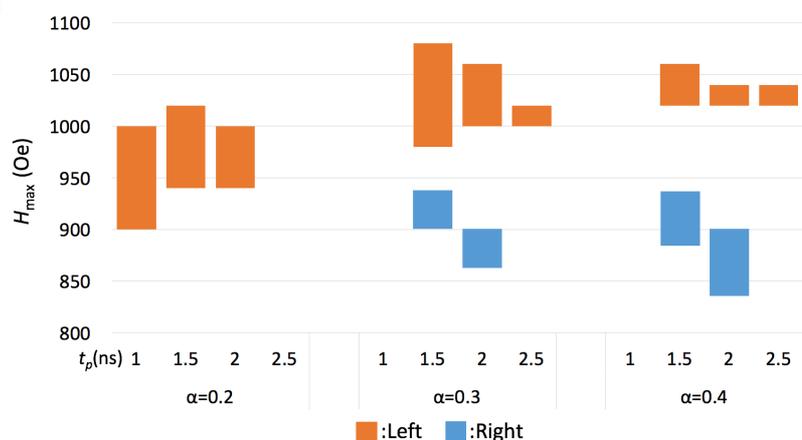


Fig.3 Conditions of a Skyrmion motion.

### 参考文献

- [1] T. H. R. Skyrme, Proc. Roy. Soc. Lond. A **31**, 556(1962). [2] J. Sampaio, et. al., Nat. Nano. **8**, 839 (2013). [3] C.T.Rettner, et.al., Appl.Phys. Lett., **80**, 279 (2002). [4] N.Hayashi, et al., IEEE Trans. Magn. **8**, 16 (1972).

## 蛋白質 PfV 結晶への超常磁性 Co-Pt ナノ粒子の合成

谷口 誠<sup>1</sup>、白土 優<sup>1</sup>、東浦彰史<sup>2,3</sup>、福西亮太<sup>1</sup>、岸田憲明<sup>1</sup>、  
田口英次<sup>4</sup>、保田英洋<sup>4</sup>、中谷亮一<sup>1</sup>、中川敦史<sup>2</sup>

(1 阪大工、2 阪大蛋白研、3 広島大医系科学、4 阪大超高压電子顕微鏡センター)

Synthesis of superparamagnetic Co-Pt nano-particles in protein cage structure, PfV crystal

M. Taniguchi,<sup>1</sup> Y. Shiratsuchi,<sup>1</sup> A. Higashiura,<sup>2,3</sup> R. Fukunishi,<sup>1</sup>

E. Taguchi,<sup>4</sup> H. Yasuda,<sup>4</sup> R. Nakatani<sup>1</sup> and A. Nalagawa<sup>2</sup>

(1 Grad. Sch. Eng., Osaka Univ., 2 Inst. Protein Research, Osaka Univ., 3 Hiroshima Univ., 4 Research Center for Ultra-High Voltage Electron Microscope, Osaka Univ.)

**【研究目的】** 磁性ナノ粒子の集合体は、粒子サイズや配列によって様々な磁気状態を示す。これらの磁気状態を制御するためには磁性ナノ粒子間の磁氣的相互作用（双極子相互作用など）を制御することが不可欠であり、これにはナノ粒子サイズと配列の両方を正確に制御する必要がある。蛋白質の中には自発的に球殻構造を生成する蛋白質があり、この球殻構造にはサイズ分散がなく、また、蛋白質の結晶化によって球殻構造を3次元に規則的に配列させることができる。すなわち、球殻構造を有する蛋白質を結晶化させた蛋白質結晶をテンプレートとして用い、蛋白質内部に磁性ナノ粒子を合成することによりサイズ分散の小さい規則配列した磁性ナノ粒子の合成が期待できる。我々は *Pyrococcus furiosus* virus-like Particle (PfV)<sup>1,2)</sup> をテンプレートとして、結晶化させた PfV（以下、PfV 結晶）中を利用した磁性ナノ粒子の3次元規則配列を目指している。本研究では、PfV 結晶中への Co-Pt ナノ粒子合成、およびその磁気特性について報告する。

**【実験方法】** PfV の作製は、PfV サブユニットの大腸菌内での培養、大腸菌破碎、精製、球殻構造の再構築により行った。作製した PfV をハンギングドロップ蒸気拡散法により結晶化した。作製した PfV 結晶を組成制御した Co, Pt イオン溶液に浸し、還元剤 (NaBH<sub>4</sub>) を加えることで Co-Pt ナノ粒子を合成した。PfV の分子量分析には SDS-PAGE、PfV 結晶の結晶構造・結晶性の評価には放射光 X 線回折法、PfV 結晶の形状観察には光学顕微鏡、合成した Co-Pt ナノ粒子の構造評価透過型電子顕微鏡 (TEM) を用いた。放射光 X 線回折は、SPring-8 BL44XU において行った。SPring-8 BL44XU における構造評価に際して、Co L<sub>III</sub> および Pt L<sub>III</sub> 吸収端における EELS 測定も同時に行った。磁気特性評価には振動試料型磁力計 (VSM) を用いた。

**【実験結果】** Co および Pt イオンをソーキングした PfV 結晶に対する EELS 測定により、PfV 結晶中に Co, Pt イオンが取り込まれていることを確認した。本結晶に対して還元処理を行うことにより、結晶色の変化が観察され、磁気特性においても非線形な磁化曲線が観察された。(Fig. 1) 観察された磁化曲線において保磁力と残留磁化は、室温において零である。一方、5 K にける磁化曲線においては約 1 kOe の保磁力が観察され、250 Oe 以下で測定した磁化の温度依存性においては、ゼロ磁場冷却 (ZFC) 後の磁化の温度依存性において明確なピークが観察される。さらに、Co-Pt ナノ粒子の TEM 像には、約 2-4 nm 径のナノ粒子が観察されることから、合成された Co-Pt ナノ粒子は室温において超常磁性状態にあることが示唆される。ZFC 後の磁化のピーク温度は、測定磁場に対して単調に減少することから、Neel 緩和が ZFC 後の磁化の支配的な要因であるものと考えられる。

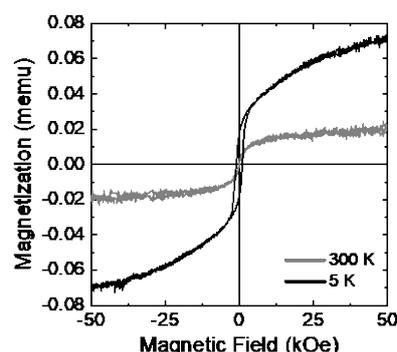


Fig. 1 Co-Pt ナノ粒子を合成した PfV 結晶の磁化曲線. 灰色は 300 K、黒は 5 K における測定結果を示す。

### 参考文献

1) K. Namba *et al.*, J. Biochem. 138,193 (2005). 2) F. Akita *et al.*, J. Mol. Biol. 368,1469 (2007).

## 液相合成した鉄-酸化鉄ナノ粒子共凝集体における動的磁気特性の評価

小川智之,<sup>○</sup>五月女容之, 斉藤伸

(東北大院工)

Synthesis of Fe-Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> nanoparticle assembly and its dynamic magnetic propertiesT. Ogawa, <sup>○</sup>Y. Sotome, S. Saito

(Eng. Tohoku Univ.)

## はじめに

単磁区強磁性ナノ粒子の集合体では、粒子間に働く磁気双極子相互作用が顕著になり、スーパースピングラスや超強磁性などのバルク体とは大きく異なる磁気秩序が発現することが知られている。これまで、Fe ナノ粒子と非磁性である金ナノ粒子との共凝集体において、Fe ナノ粒子の濃度を制御した場合における静的・動的磁気特性を詳細に調べ、磁気相図を得てきた[1,2]。本研究では、Fe ナノ粒子間に働く相互作用の変調を促進することを念頭に、Fe ナノ粒子と飽和磁化の異なる Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> ナノ粒子との異種粒子の共凝集体における動的磁気特性の評価を行った。

## 実験方法

作製時の酸化を可能な限り抑えるため、酸素濃度が 1ppm 未満に制御されたグローブボックス内で液相合成によって Fe ナノ粒子を作製した。ドデカン溶媒中に Fe(CO)<sub>5</sub> とオレイルアミンを前駆体として投入し加熱攪拌、その後アセトンで洗浄し真空乾燥によって粉末を得た。また、オレイルアミン溶媒中で Fe(CO)<sub>5</sub> とオレイン酸を前駆体として Fe ナノ粒子と同様の実験を行い、Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> ナノ粒子を得た。得られたナノ粒子を任意の重量割合でそれぞれトルエンに再分散させ、混合した後にエタノールを用いて凝集させることで重量混合比が異なる Fe-Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> ナノ粒子の共凝集体を作製した。構造評価として、透過型電子顕微鏡(TEM)観察を行った。物理特性測定装置 PPMS-ACMS(日本カンタム・デザイン社製)を用いて複素磁化率の評価を行った。

## 実験結果

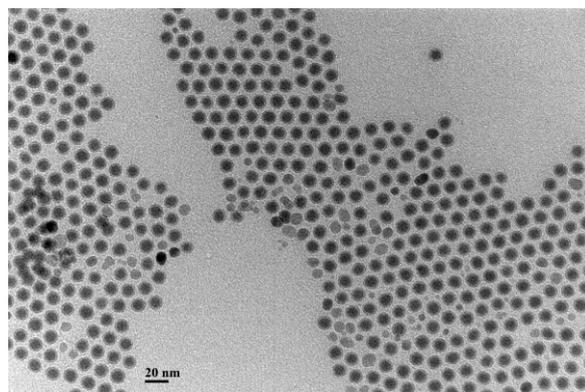
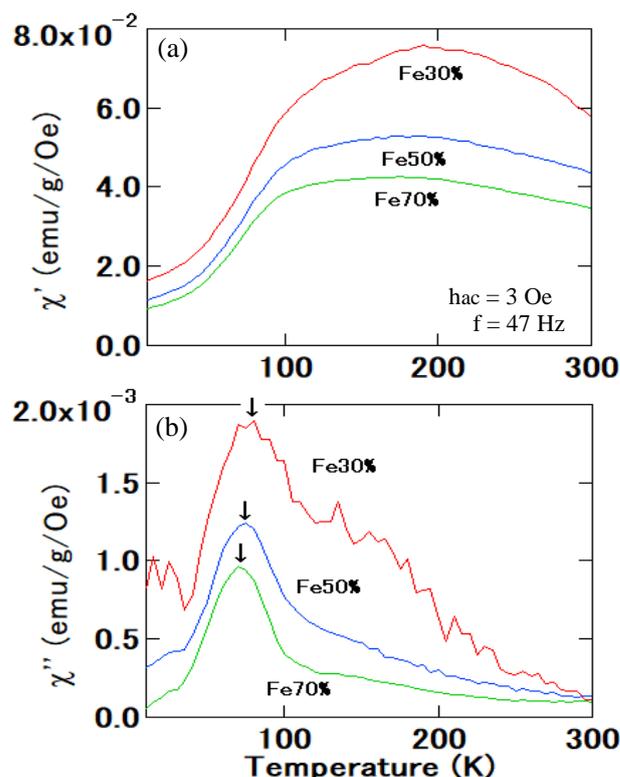
重量混合比 Fe:Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>=1:1 の共凝集体の TEM 像を Fig.1 に示す。Fe ナノ粒子(高コントラスト粒子)及び Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> ナノ粒子(低コントラスト粒子)が分散している様子が観測された。共凝集体に用いた Fe 及び Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> の平均粒径はそれぞれ 9.3nm, 8.0nm であった。また、複素磁化率の実部( $\chi'$ )と虚部( $\chi''$ )の結果を、それぞれ、Fig.2(a)及び(b)に示す。Fe の重量混合比が低くなるに従って  $\chi'$  は大きくなり、また、 $\chi''$  はわずかではあるが極大温度が高温側にシフトした(図中矢印)。この極大温度は超常磁性から強磁性、あるいは、スーパースピングラスへの磁気秩序の変化を示唆していると考えられる。当日は、極大温度の測定周波数依存性や、エイジング現象など、より詳細な温度特性の評価、ならびに、磁気秩序に関する議論を行う。

## 参考文献

- [1] K.Hiroi, H.Kura, T.Ogawa, M.Takahashi and T.Sato, *J. Phys.: Cond. Mat.* **26**, 176001 (2014).  
 [2] 蔵裕彰, 館龍, 高橋研, 小川智之, 日本磁気学会誌 **35**, 203 (2011).

## 謝辞

本研究の一部は、科学研究費補助金 基盤研究(B)(一般)(18H01466)の支援を受けて行われたものである。

Fig.1 TEM image of Fe-Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> nanoparticles.Fig.2 Temperature dependence of (a)  $\chi'$  and (b)  $\chi''$ .

# M 元素置換型ゲーサイトを出発原料とした還元窒化プロセスによる $\alpha''$ -(Fe, M)<sub>16</sub>N<sub>2</sub> ナノ粒子(M= Al, V, Cr, Mn, Ni)の作製

○ 飛世 正博, 齊藤 伸 (東北大学)

Synthesis of  $\alpha''$ -(Fe, M)<sub>16</sub>N<sub>2</sub> nanoparticles obtained by hydrogen reduction and subsequent nitrogenation starting from  $\alpha$ -(Fe, M)OOH (M= Al, V, Cr, Mn, Ni)

Masahiro Tobise, Shin Saito (Tohoku University)

**はじめに** 窒素侵入型化合物  $\alpha''$ -Fe<sub>16</sub>N<sub>2</sub> は高い飽和磁化 1680 emu/cm<sup>3</sup> を有し、一軸結晶磁気異方性エネルギー 9.6 × 10<sup>6</sup> erg/cm<sup>3</sup> を示すことからセミハード磁性材料として分類され、ギャップ磁石材料としての可能性を有している<sup>1)</sup>。講演者らは水酸化鉄や酸化鉄を還元して得た Fe 粒子を窒化し  $\alpha''$ -Fe<sub>16</sub>N<sub>2</sub> 粒子を合成するプロセスにおいて、 $\alpha''$ -Fe<sub>16</sub>N<sub>2</sub> 相の生成率を高めるために出発原料やプロセス条件を検討するとともに、 $\alpha''$ -Fe<sub>16</sub>N<sub>2</sub> 粒子およびその集合体の形態と磁気特性との関係について一連の研究を行っている<sup>2)3)</sup>。今回はより高い結晶磁気異方性の発現を目指して Fe の一部を M 元素 (M= Al, V, Cr, Mn, Ni) で置換した  $\alpha''$ -(Fe, M)<sub>16</sub>N<sub>2</sub> ナノ粒子の合成を検討した。

**実験方法** 出発原料には  $\alpha$ -(Fe<sub>0.95</sub>M<sub>0.05</sub>)OOH ナノ粒子を用いた。出発原料を 300~500 °C で 4 h 水素中還元し引き続き 150~180 °C で 5 h アンモニア中窒化を行った。生成相は X 線回折、磁気特性は VSM で評価した。

**実験結果** これまで  $\alpha$ -(Fe<sub>0.95</sub>M<sub>0.05</sub>)OOH ナノ粒子を還元・窒化処理し  $\alpha''$ -(Fe, M)<sub>16</sub>N<sub>2</sub> 相の合成を試みた結果、M=Mn, Al の場合に比較的高い保磁力が得られた。Fig. 1 に出発原料の TEM 像を示した。 $\alpha$ -FeOOH の形状はスピンドル状であるのに対して Mn 置換系は棒状、Al 置換系は球状であり、M 元素置換により形状が変化した。Fig. 2 にこれらを還元・窒化処理した後のナノ粒子集合体の保磁力  $H_c$  を還元温度および窒化温度に対してプロットした。また  $\alpha''$ -(Fe, M)<sub>16</sub>N<sub>2</sub> 相が生成した領域を影で示した。Mn 置換系は 400 °C 以上の温度で Fe(Mn) に還元され、窒化温度が 160 °C のときのみ  $\alpha''$ -(Fe, Mn)<sub>16</sub>N<sub>2</sub> 相が生成した。窒化時間を 16 h まで延ばしたところ  $H_c$  は 480 Oe から 970 Oe まで高くなった。一方 Al 置換系は 340 °C 以上で Fe(Al) に還元され窒化温度 155~170 °C の広い範囲で  $\alpha''$ -(Fe, Al)<sub>16</sub>N<sub>2</sub> が生成した。さらに窒化温度 160 °C において窒化時間を 16 h まで延ばしたところ  $H_c$  は 1390 Oe から 2180 Oe まで高くなった。窒化温度を変えるよりも窒化時間を長くすることの方が  $H_c$  向上に有効

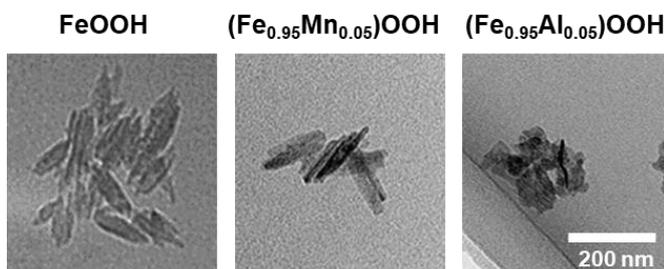


Fig. 1 TEM images of nanoparticles as starting materials.

であった。このように M 元素によって  $\alpha''$ 相が生成する還元・窒化温度が大きく変化した。今後回転ヒステリシス損失法を用いて結晶磁気異方性を評価し  $\alpha''$ -(Fe, M)<sub>16</sub>N<sub>2</sub> ナノ粒子集合体の磁気特性との関係について検討した結果を報告する。

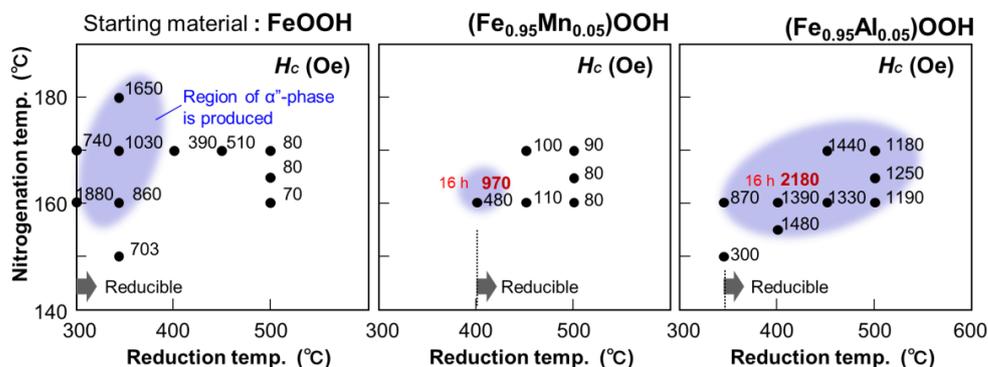


Fig. 2 Plots of  $H_c$  of nanoparticles as a function of reduction temp. and nitrogenation temp. for several starting materials.

**参考文献** 1) R. Skomski et al., *Scripta Mater.*, **112**, 3 (2016). 2) M. Tobise et al., *J. Magn. Soc. Jpn.*, **41**, 58 (2017). 3) M. Tobise et al., *AIP Adv.*, **JMI2019**, 035233 (2019).

# 中性子小角散乱による中空 Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> サブミクロン粒子の磁化過程解析

千葉桃子, 小林悟, 亘理沢海, 村上武, Jerzy A. Szpunar<sup>1</sup>, Jayappa Manjanna<sup>2</sup>,  
河村幸彦<sup>3</sup>, 鈴木淳市<sup>3</sup>

(岩手大理工, <sup>1</sup>サスカチュワン大学, <sup>2</sup>ラニ・チャンナマ大学, <sup>3</sup>CROSS)

Magnetization process analysis of hollow Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> submicron particles by small angle neutron scattering  
(M. Chiba, S. Kobayashi, T. Watari, T. Murakami, J. A. Szpunar, J. Manjanna, Y. Kawamura, J. Suzuki)

(Iwate Univ., <sup>1</sup>Saskatchewan Univ., <sup>2</sup>Rani Channamma Univ., <sup>3</sup>CROSS)

## はじめに

ナノ・マイクロスケール磁気ディスクや強磁性ドットの磁化反転過程において、スピンの渦構造をとるスピンのボルテックス (以下 SV) が形成されることが広く知られている。最近我々は、中空 Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> サブミクロン粒子の 1 次反転曲線 (FORC) 測定から、中空粒子でも SV 状態が  $T=10\text{K}\sim 300\text{K}$  の広温度範囲で実現する一方、Verwey 転移温度 ( $T_v\sim 120\text{K}$ ) 以上で、SV 状態が不安定化することを見出した<sup>1)</sup>。本研究では、中空粒子における SV 状態とその形成過程を明らかにすることを目的に偏極中性子小角散乱実験を行ったので報告する。

## 実験方法

中空 Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> サブミクロン粒子 (平均粒径:  $417.4\pm 0.8\text{ nm}$ , 平均孔径:  $211\pm 1\text{ nm}$ ) において、大強度陽子加速器施設 (J-PARC) の大観を用いて偏極中性子小角・広角散乱実験 (磁場範囲  $H=1\sim -1\text{ T}$ , 温度範囲  $T=10\sim 300\text{ K}$ ) を行った。中性子の入射方向に垂直な水平方向に磁場を印加し、磁場垂直方向の磁気散乱強度  $I(Q)_{v, \text{mag}}$  及び磁場平行方向の磁気散乱強度  $I(Q)_{h, \text{mag}}$  を測定した。

## 実験結果

Fig. 1(a), (b) に  $T=10\text{K}$  における  $I(Q)_{v, \text{mag}}$ ,  $I(Q)_{h, \text{mag}}$  の磁場依存性をそれぞれ示す。飽和状態である  $1\text{ T}$  では、 $I(Q)_{v, \text{mag}}$  において  $Q=0.01\text{ \AA}^{-1}$  でブロードなピークが観測された。磁場の減少とともに、 $I(Q)_{v, \text{mag}}$  の全体的な強度は減少し、SV 形成が示唆される  $H=-0.03\text{ T}$  で強度が最小値を示すことが分かった。また、正磁場 (or  $1\text{ T}$ ) で観測された  $Q=0.01\text{ \AA}^{-1}$  のピークは  $H=-0.03\text{ T}$  では消滅し、代わりに  $Q=0.015\text{ \AA}^{-1}$  で新たなピークが観測された。一方、 $I(Q)_{h, \text{mag}}$  では、 $I(Q)_{v, \text{mag}}$  とは逆に、磁場の減少とともに強度は増加し、 $H=-0.03\text{ T}$  で最大を示した。 $H=1\text{ T}$  では、飽和状態を反映して磁場垂直方向の磁気散乱強度が最大となる一方、低磁場 ( $H=-0.03\text{ T}$ ) では磁場垂直方向及び平行方向の磁気散乱強度が同程度になることが分かった。

また、広角散乱から、Bragg ピーク強度が面指数に依存して  $H=-0.03\text{ T}$  近傍で最大あるいは最小を示すことを見出した。以上の結果は、低磁場 ( $H=0\sim -0.03\text{ T}$ ) で SV が形成されているという FORC の実験結果と一致する。

謝辞

本中性子散乱実験はユーザープログラム (課題番号 2018B260) のもと、J-PARC 物質・生命科学実験施設で実施した。

## 参考文献

- 1) M. Chiba et al., AIP. Adv. 9, 035235 (2019)

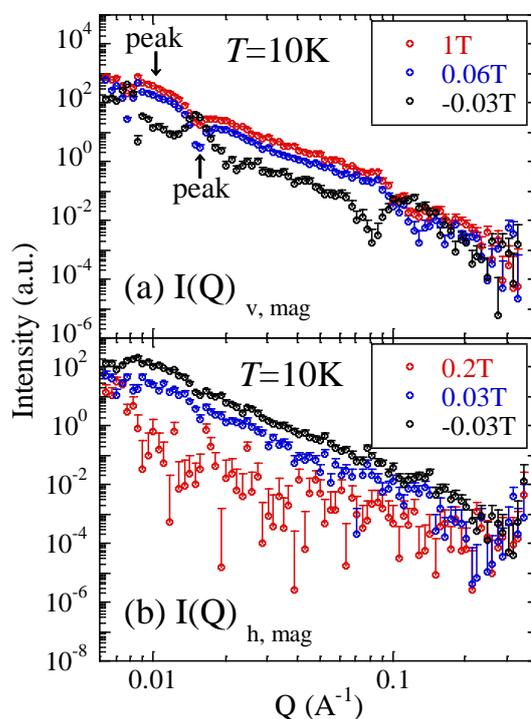


Fig. 1 Magnetic field dependence of magnetic scattering intensity in the (a) vertical and (b) horizontal directions at  $T=10\text{K}$ . For clarity, only upper limit of error bars is shown.

## $L1_0$ -FePd/ $\alpha$ -Fe ナノ粒子に生ずる二種類の交換結合の可視化

松本憲志<sup>1</sup>、佐藤良太<sup>2</sup>、チュイン・タン・トゥイ<sup>2</sup>、佐久間紀次<sup>3</sup>、寺西利治<sup>2</sup>

(<sup>1</sup>京大院理、<sup>2</sup>京大化研、<sup>3</sup>トヨタ自動車)

Visualized Two Types of Exchange Coupling in  $L1_0$ -FePd/ $\alpha$ -Fe Nanocomposite Magnets

Kenshi Matsumoto, Ryota Sato, Thang Thuy Trinh, Noritsugu Sakuma<sup>†</sup>, Toshiharu Teranishi

(Kyoto Univ., <sup>†</sup>Toyota Motor Corp.)

**【研究背景】** 軟/硬磁性相間に働く交換結合は、ナノレベルで構造設計することにより軟磁性相の磁化反転を抑制することが可能であり、あたかも高磁化・高保磁力を有する単相磁石として振る舞うナノコンポジット磁石 (Nanocomposite magnet: NCM) が形成できると期待されてきた<sup>[1]</sup>。ところが、様々な組み合わせの NCM がこれまで報告されてきたものの、単相磁石に比べて異方性磁場から保磁力を引き出すことが困難であった<sup>[2]</sup>。さらに、NCM の保磁力は磁区間の相互作用、結晶子径、形状だけでなく軟/硬磁性相間の界面応力、体積比、相分離形態などが支配因子になりうるため<sup>[2,3]</sup>、NCM の保磁力が引き出せない要因が不明瞭のままであった。そこで我々は、相図上共存が可能な  $L1_0$ -FePd と  $\alpha$ -Fe からなる NCM の単磁区ナノ粒子をターゲットにして、粒径、体積比、相分離形態を制御することにより NCM の保磁力支配因子の解明を試みた。

**【実験方法】** 単分散なナノ粒子を形成するために、(1) 立方体 Pd ナノ粒子 (平均稜長 14, 19, 23, 26 nm) の合成 (図 1a)、(2) Pd ナノ粒子への  $\text{FeO}_x$  相の均一被覆 ( $\text{Fe}/\text{Pd} = 53/47, 62/38, 66/34, 73/27, 75/25$  at%) (図 1b)、(3) 還元雰囲気下、530 ~ 590 °C、1 ~ 25 h での熱処理 (図 1c) の逐次合成で  $L1_0$ -FePd/ $\alpha$ -Fe NCM を合成した。得られた試料は TEM 観察、粉末 XRD 測定、EDX 元素マッピング、XRF 測定により同定した。また、軟/硬磁性相間の交換結合の有無は 300 K における SQUID による FORC 測定から判断した。

**【実験結果】** Pd/ $\text{FeO}_x$  コア/シェルナノ粒子 (19 nm Pd、 $\text{Fe}/\text{Pd} = 66/34$  at%) を水素雰囲気下で 540 °C、5、10、15、20、25 h で熱処理を施したところ、熱処理時間の増加に伴い保磁力の単調減少が見られた。ところが、粉末 XRD パターンから算出された  $L1_0$ -FePd 相の規則化度は単調に増加し、Fe の結晶子径は変化しなかった。さらに、1 h と 25 h の熱処理で得られた NCM の相分離形態はコアシェル構造からヤヌス構造へ変態することが元素マッピングにより確認されたが、5 ~ 25 h の熱処理で得られた試料の構造変態を視覚的に区別することは困難であった (図 1d,e)。つまり、電子顕微鏡観察で統計的に議論できない極わずかな相分離形態変化が NCM の保磁力減少に強く寄与していることが示された。ここで興味深いことに、FORC 解析を行ったところ 5 ~ 25 h の熱処理で得られた試料はすべて高保磁力の NCM と低保磁力の NCM で構成され、熱処理時間の増加に伴い低保磁力 NCM の割合が増加することが分かった (図 1f)。これは、合成過程から考えられるわずかな相分離形態変化に伴う微少 Fe 厚増加が、ある臨界厚を境に  $L1_0$ -FePd/ $\alpha$ -Fe 間の交換結合を劇的に弱くすることを示唆している。さらに、異なる Pd 粒径、異なる  $\text{Fe}/\text{Pd}$  組成比から形成された NCM に対しても同様に二種類の交換結合の割合が保磁力を支配することが分かり、NCM の保磁力は極めて敏感に Fe 相の厚みに依存することが明らかになった<sup>[4]</sup>。

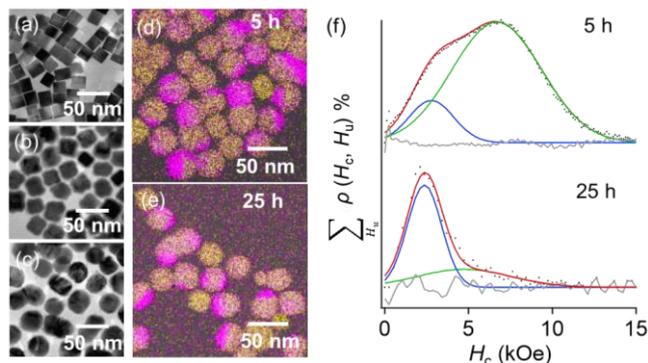


図1. (a) 19 nmのPdナノ粒子、(b)  $\text{Fe}/\text{Pd} = 66/34$  at%のPd/ $\text{FeO}_x$  コア/シェルナノ粒子、(c) b)に対する5 h、540 °Cの熱処理後のTEM像。また、(d) 5 hまたは(e) 25 h、540 °Cで熱処理した場合でのEDX元素マッピング像(黄: Pd、紫: Fe)と(f) それぞれのFORC解析から得られた保磁力分布(黒点: 実測値、赤・青・緑: フィッティング曲線、灰: 実測とフィッティングの残差)。

### 参考文献

[1] R. Skomski *et al.*, *Phys. Rev. B* **1993**, *48*, 15812. [2] N. Sakuma *et al.*, *ACS Nano* **2011**, *5*, 2806. [3] Q. Song *et al.*, *J. Am. Chem. Soc.* **2004**, *126*, 6164. [4] K. Matsumoto *et al.*, *Nanoscale Adv.*, in press.

## 層間結合した強磁性多層膜における 非線形スピンドダイナミクスの観測

屋富祖 稔<sup>A</sup>, 宮崎 圭司<sup>A</sup>, 木村 崇<sup>A,B</sup>  
九大理<sup>A</sup>, 九大スピNSE<sup>B</sup>

Observation of nonlinear spin dynamics  
in an interlayer-coupled ferromagnetic multilayer film

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

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

M. Yafuso<sup>A</sup>, K. Miyazaki<sup>A</sup>, and T. Kimura<sup>A,B</sup>

### はじめに

複数の磁性層を持つ磁性多層膜において、マイクロ波を照射すると、各磁性層の共鳴状態に対応した磁化の歳差運動が励起される。この場合、磁性層間の層間相互作用や歳差運動により生じるスピン流注入などにより、各磁性層の共鳴モードは変調される。一方で、強磁性/非磁性重金属の界面において、新奇な相互作用が近年多々報告されており、多層膜の共鳴特性において、より興味深い物性が期待される。特に、2つの磁性層の共鳴条件が近い場合、歳差運動は結合し、同期共鳴による位相ロックモード、あるいは反交差モードなどの特殊状態の観測が期待できる。そのような多層膜の多重共鳴を観測するために、今回、CoFeB/Pt/NiFe 多層膜を作成し、各磁性層の共鳴特性に関して、詳細に評価したので報告する

### 実験方法

CoFeB/Pt/NiFe は超高真空スパッタ装置を用いて連続成膜した。結晶性や静磁場特性は X線回折や試料振動型磁力計などを用いて評価した。

共鳴特性は磁場掃引の強磁性共鳴法によって評価した。さらに本実験においては、スペクトルの半値幅を正確に測定しダンピング定数を見積もるために、小さな交流電流による変調磁場をかけることでマイクロ波吸収曲線の微分のスペクトルを得ている。

### 実験

図1に微分強磁性共鳴法によって実際に得られた各種単層膜と多層膜の共鳴スペクトルの比較図を示している。多層膜化によってCoFeBの共鳴磁場が高磁場側に、NiFeでは低磁場側に移動していることが明確に確認されている。さらに、スペクトルのパワー依存性を評価したところ、図2に示すようにCoFeB層のダンピング定数が、マイクロ波強度に従って大きくなる傾向がみられた。これらは強磁性共鳴によって発生した熱により熱スピン注入が起源であると我々は考えている。これらの詳細について講演では言及する。

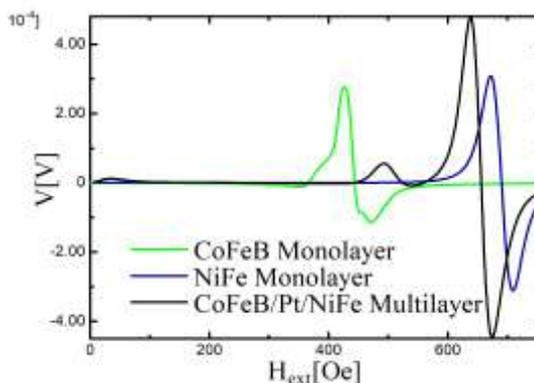


図1 微分 FMR によって得られたスペクトル(9.2GHz 20dBm)

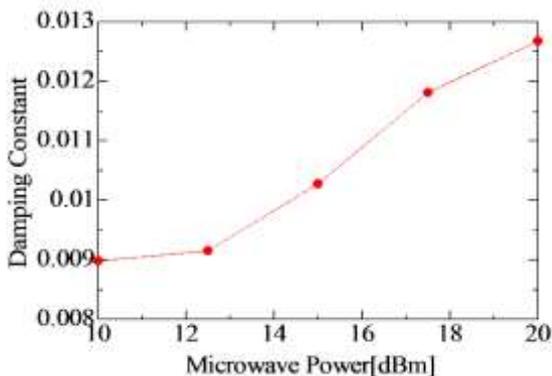


図2 CoFeB/Pt/NiFeにおけるCoFeBのダンピング定数のマイクロ波強度依存性

## Co-Fe-B 薄膜における磁化ダイナミクスの温度依存性

遠藤 恭, 田中 治憲, Nguyen Thi Van Anh, 佐藤 英夫, 池田 正二, 遠藤 哲郎 (東北大学)

Change in the magnetization dynamics of Co-Fe-B thin films with temperature

Y. Endo, H. Tanaka, T. V. A. Nguyen, H. Sato, S. Ikeda, T. Endoh (Tohoku Univ.)

### はじめに

MRAM, スピントルク発振素子, スピンロジック等のスピントロニクスデバイスを開発していく上で, デバイスを構成する Co-Fe-B 薄膜の磁化ダイナミクスに関する研究が盛んに行なわれている. この磁化ダイナミクスを制御するためには, 磁化ダイナミクスの主要なパラメータの一つである, 磁化の制動トルクを決めるダンピング定数 ( $\alpha$ ) を理解することが必須である. しかしながら,  $\alpha$  の温度に対する挙動に関しては十分に理解されていない. 本研究では, 低温から室温での膜厚の異なる Co-Fe-B 薄膜の  $\alpha$  を, ブロードバンド強磁性共鳴(FMR)測定法を用いて検討し, 得られた結果を Co-Fe-B 薄膜における  $\alpha$  の温度依存性を議論する.

### 実験方法

5-15 nm 厚の Co-Fe-B 薄膜は, ガラス基板上に RF マグネトロンスパッタを用いて製膜した. 作製した Co-Fe-B 薄膜の組成は  $\text{Co}_{37}\text{Fe}_{43}\text{B}_{20}$  である. 結晶構造解析および表面形状評価には XRD, TEM, AFM を用いた. なお, 結晶構造および表面形状に関しては, 膜厚に関係なくアモルファスおよび RMS の低い平坦な薄膜である. また, 高周波磁気特性に関しては, 物理特性評価装置に組み込まれた温度可変型ブロードバンド強磁性共鳴測定法 (PPMS-FMR) を用いた. 測定温度範囲は 50 K~室温である.

### 結果および考察

図 1 に, 15 nm 厚の Co-Fe-B 薄膜における 100 K および室温での FMR スペクトルの外部磁界依存性を示す. 50 K 以上の測定温度領域では, FMR スペクトルの微分波形が観測でき, 測定温度に関係なく周波数の増加にともない微分波形が高磁界側へ移動した. また, それらの微分波形強度 (極大と極小との差分) は測定温度の低下とともに減少した. 一方, 膜厚が 10 nm 以下の場合には, 100 K 以上の測定温度領域において膜厚 15 nm の場合と類似した結果が得られた. これらの観測されたすべての微分波形に対してローレンツ関数 (微分形) でフィッティングを行い, 共鳴磁界 ( $H_r$ ) とその波形の半値幅 ( $\Delta H_r$ ) を決定した. 各測定温度での  $\Delta H_r$  の FMR 周波数 ( $f_r$ ) に対する線形増加量 (傾き) からダンピング定数 ( $\alpha$ ) を評価した. 図 2 に示すように, いずれの膜厚においても,  $\alpha$  は温度の低下とともに増加した. これらの挙動は電気伝導度の挙動に比例しているものと考えられる<sup>1)</sup>. また, 膜厚 5 nm の場合,  $\alpha$  は 200 K 以下になると著しく増加した. この原因は温度の低下にともなう表面磁気異方性の増大もしくは異方性分散等の磁氣的不均一性の増大によるものと考えられる.

### 謝辞

本研究の一部は, 東北大学先端スピントロニクス研究開発センター, 東北大学スピントロニクス学術連携研究教育センター, 東北大学国際集積エレクトロニクス開発センターおよび情報ストレージ研究推進機構 (ASRC) の支援のものと行われた. また, 本研究の一部は, 科研費基盤研究 (B) (No. 17H03226), 科研費特別研究員奨励費 (No. 17F17070) の補助のもとで行われた.

**参考文献** 1) B. Heinrich et al., J. Appl. Phys. 50, 7726 (1979).

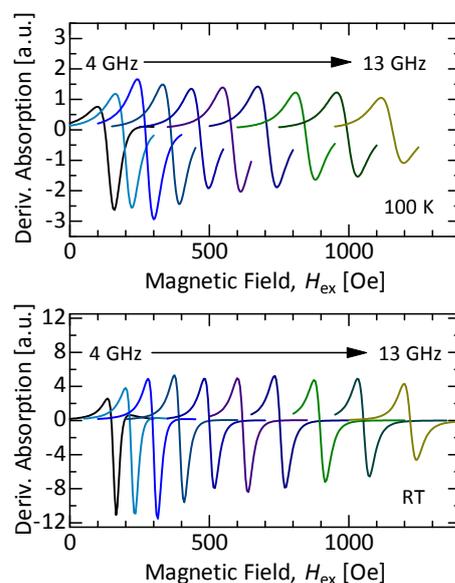


Fig. 1. FMR spectra at 100 K and RT of the 15-nm thick Co-Fe-B thin film.

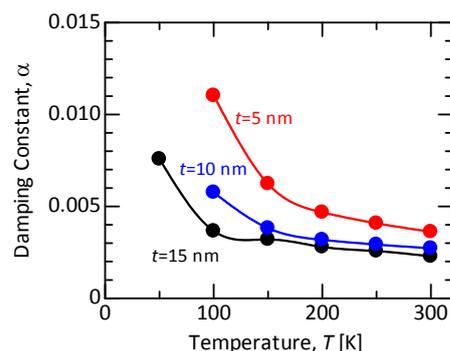


Fig. 2. Change in the damping constant ( $\alpha$ ) of various thick Co-Fe-B thin films with temperature.

# SiN マトリックスナノグラニューラー薄膜の磁気光学効果

池田賢司、小林伸聖、荒井賢一  
(公益財団法人 電磁材料研究所)

Magneto-optical effect in nanogranular films with SiN matrix

K. Ikeda, N. Kobayashi, K. I. Arai

(Research Institute for Electromagnetic Materials, DENJIKEN)

## はじめに

ナノグラニューラー薄膜は、絶縁体のマトリックス中に磁性金属ナノ粒子を分散させた構造を有しており、高周波軟磁気特性、トンネル型磁気抵抗 (TMR) 効果などの物性を示すことで知られている。我々はフッ化物系ナノグラニューラー膜において、磁性金属組成がおよそ 30 at. %以下の領域において光透過性を示すことを確認し<sup>1)</sup>、Bi-YIG に対して 40 倍のファラデー効果を示すことを見出した<sup>2)</sup>。ナノグラニューラー薄膜における大きな磁気光学効果は、マトリックス界面近傍の磁性原子の磁気モーメントがエンハンスされることに起因すると考えられる<sup>2)</sup>。大きい磁気光学効果を示すナノグラニューラー薄膜は磁気光学デバイスへの応用が期待されるが、フッ化物のマトリックスは高い光透過性を示す反面、屈折率が低いため、光導波路のコア材などの高屈折率材料が求められるデバイスへの適用は困難である。本研究では、高屈折率を有するナノグラニューラー薄膜の作製を目的として、半導体プロセスとの親和性が高く、高屈折率材料である SiN をマトリックスとしたナノグラニューラー薄膜の作製を検討した。本報告では、反応性スパッタによって作製した FeCo-SiN ナノグラニューラー膜の、薄膜作製条件とファラデー効果の関係などについて報告する。

## 実験方法

ナノグラニューラー薄膜は、Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> ターゲットに Fe<sub>60</sub>Co<sub>40</sub> チップを配置した複合ターゲットを用い、Ar と N<sub>2</sub> の複合ガス雰囲気において RF スパッタ装置による反応性スパッタにより作製した。成膜は加熱雰囲気で行い、膜厚が約 700 nm の薄膜を作製した。結晶構造は XRD、微細構造は TEM によって解析した。磁化曲線は VSM で測定し、ファラデー効果は、6 波長光源ファラデー効果測定装置 (NEOARK, BH-600LD2M) を用いて評価した。薄膜の光透過率は、分光光度計 (Shimadzu, UV-3150) を用いて測定した。

## 実験結果

Ar/N<sub>2</sub> ガスの反応性スパッタで作製した FeCo-SiN ナノグラニューラー薄膜の断面 TEM 像を Fig.1 に示す。アモルファスの SiN マトリックスに FeCo ナノ微結晶が分散したナノグラニューラー構造を形成していることが分かる。

Fig.2 に Ar/N<sub>2</sub> ガスの流量比率を変化させて作製した FeCo-SiN ナノグラニューラー薄膜のファラデー回転角の波長依存性を示す。全ての試料が波長の増加に応じてファラデー効果の符号が正から

負へ反転する波長依存性を示し、符号が反転する波長帯域は、窒素ガス比率の増加に応じて高波長側にシフトすることが確認される。フッ化物マトリックスの実験結果において確認されたように、FeCo-SiN 膜においてもマトリックス界面近傍の磁気モーメントのエンハンス<sup>2)</sup>などによって大きなファラデー効果が発現したと推測できる。

## 参考文献

- 1) N. Kobayashi, H. Masumoto, S. Takahashi and S. Maekawa, Sci. Rep., 6, 34227 (2016).
- 2) N. Kobayashi, K. Ikeda, B. Gu, S. Takahashi, H. Masumoto and S. Maekawa, Sci. Rep., 8, 4978 (2018).

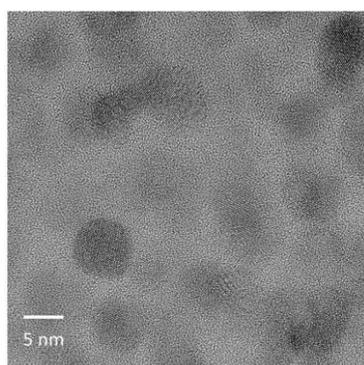


Fig.1 Cross-sectional TEM image of FeCo-SiN nanogranular film.

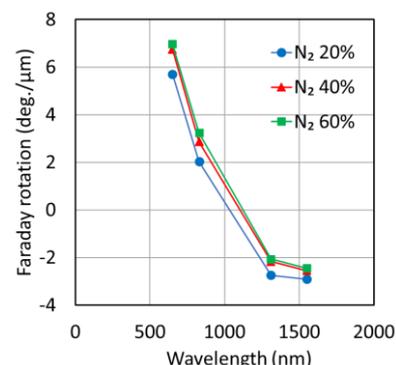


Fig.2 Wavelength dependence of Faraday rotation of FeCo-SiN nanogranular films.

# FeCo-BaF ナノグラニューラー膜の構造と巨大ファラデー効果

小林伸聖, 池田賢司, 岩佐忠義, 荒井賢一  
(公益財団法人 電磁材料研究所)

Structure and giant Faraday effect in FeCo-BaF nanogranular films

N. Kobayashi, K. Ikeda, T. Iwasa, and K. I. Arai

(Research Institute for Electromagnetic Materials, DENJIKEN)

## はじめに

ファラデー効果を有する材料は、光アイソレーター等の光通信用デバイスに用いられており、高度情報化社会に欠かせないものである。我々は、強磁性金属とフッ化物から成るナノグラニューラー膜に関し、そのファラデー効果を検討した結果、光通信の波長帯(1550 nm)においてビスマスガーネット(Bi-YIG)の約 40 倍もの大きなファラデー効果を示すことを明らかにした<sup>1)</sup>。このナノグラニューラー膜を光アイソレーター等の光磁気デバイスに用いることを考えた場合、大きなファラデー効果と同時に高い光透過率を示すこと、すなわち性能指数が高いことが必要である。ナノグラニューラー膜では、光透過特性はマトリックスを形成するフッ化物の光学特性に依存すると考えられる。本報告では、BaF<sub>2</sub>をマトリックス材料としてナノグラニューラー膜を作製し、基板温度や熱処理による BaF<sub>2</sub>の結晶性の向上と、性能指数の関係について検討した結果を報告する。

## 実験方法

薄膜試料は、RF スパッタ装置を用いタンデム法<sup>2)</sup>によって作製した。2つのターゲットホルダーの一方に、Fe<sub>60</sub>Co<sub>40</sub>合金ターゲット(76 mm φ)を、他方に BaF<sub>2</sub>(76 mm φ)粉末焼結ターゲットを配置し、Ar ガス雰囲気中にて同時にスパッタした。基板には、50×50×0.5 mm のコーニング社製イーグル XG ガラスおよび石英ガラスを用いた。成膜中の基板温度は 400~700 °C に設定した。膜組成は、波長分散型分光分析法(WDS)を用いて分析し、磁化曲線は、振動試料磁力計(VSM)を用いて測定した。光透過率の測定は分光光度計を用いた。ファラデー回転角は、6つの波長のレーザー光源(405, 515, 650, 830, 1310 および 1550nm)を供えたネオアーク社製 BH-600LD2M を用いて測定した。尚、これらの測定は全て室温にて行った。膜の構造解析には、X線回折法および高分解能透過電子顕微鏡(HRTEM)を用いた。

## 結果

Fig.1 には、Fe+Co 量と光路長 1 μm での波長 1550 nm における光透過率を示した。それぞれ、FeCo-BaF 膜は 600 °C、FeCo-AIF は 660 °C、そして FeCo-YF 膜は 500 °C に加熱した基板上に成膜した結果である。光透過率は Fe+Co 量の増加によって減少する。FeCo-BaF 膜は FeCo-AIF および FeCo-YF 膜に比較してより高い Fe+Co 量においても光透過性を維持し、FeCo-BaF 膜において磁気光学材料としての性能指数が向上することが明らかとなった。この結果は、マトリックスを形成する BaF<sub>2</sub>の結晶性に由来すると考えられる。

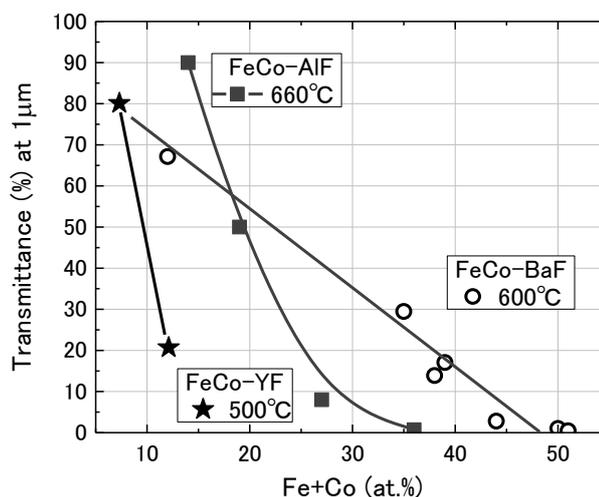


Fig.1 Relationship between Fe + Co content and transmittance of FeCo-BaF, FeCo-AIF and FeCo-YF films at 1550nm.

## 参考文献

- 1) N. Kobayashi, K. Ikeda, Bo Gu, S. Takahashi, H. Masumoto, and S. Maekawa, Scientific Reports, 8, 4978 (2018)
- 2) N. Kobayashi, S. Ohnuma, T. Masumoto, and H. Fujimori, J. Magn. Soc. Jpn. 23, 76-78 (1999).

# 磁気カイラルメタ表面による近赤外光の非相反マジックミラー

富田知志、大西庸嵩\*、柳久雄\*、黒澤裕之\*\*  
(東北大、\*奈良先端大、\*\*情報通信機構)

Non-reciprocal one-way mirrors with magneto-chiral metasurfaces in near-infrared region  
Satoshi Tomita, Nobutaka Onishi\*, Hisao Yanagi\*, Hiroyuki Kurosawa\*\*  
(Tohoku Univ., \*NAIST, \*\*NICT)

## はじめに

磁性体とカイラル構造を組み合わせた人工構造においては、磁気光学効果と光学活性の協奏によって、偏光無依存・方向依存複屈折（磁気カイラル効果）が発現することが知られている。我々はこれまで各種共鳴を組み合わせることで、磁気カイラル効果が増強できることをマイクロ波領域の実験と理論で報告してきた[1]。今回は数値計算を用いて、近赤外光領域で強い光学活性を示す金・シリカ・金三層膜の卍型構造[2]の下に、ビスマス置換イットリウム鉄ガーネット（Bi:YIG）を挿入したメタ表面で、磁気カイラル効果が発現することを明らかにする。これはランダム偏光の太陽光などに対する、非相反マジックミラーへの道を拓く。

## 計算方法

計算には有限要素法（COMSOL Multiphysics）を用いる。計算する磁気カイラルメタ表面を Fig.1 に示す。ガラス基板の上に Bi:YIG 膜を置き、その上に金・シリカ・金三層膜を卍型に加工したナノ構造を置く。金とシリカの膜厚はそれぞれ 25nm とする。x および y 方向には周期的境界条件を適用する。z 軸方向の直流磁場によって生じる Bi:YIG の磁気光学（ファラデー）効果は、誘電率の対角項（5.58）と非対角項（0.002）で表現する。ポートから  $yz$  方向に入射した直線偏光の透過係数に対応する S パラメータ（ $S_{21}$  と  $S_{12}$ ）を、波長 1000~1500nm の範囲で掃引しながら計算する。そしてその差分である  $S_{21} - S_{12}$  を求める。また Bi:YIG の膜厚を変化させ、 $S_{21} - S_{12}$  差分スペクトルを調べる。

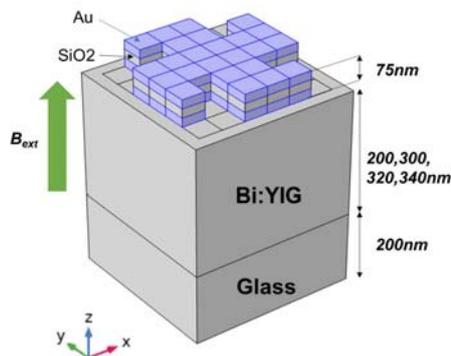


Fig. 1 Numerical calculation setup

## 結果と考察

Fig.2 に Bi:YIG の膜厚を 200、300、320、340nm とした場合の  $S_{21} - S_{12}$  差分強度スペクトルを示す。全てのスペクトルで、波長 1030nm 付近にディップが見える。また波長 1300nm 付近には、YIG200nm ではピークが、それ以外のスペクトルではディップが見える。これらの信号は磁気カイラル効果に起因すると思われる。1030nm 付近の差分ディップ強度は、磁性体の膜厚と共に増加している。これは Bi:YIG 膜中での光の多重反射に起因していると考えられる。よって構造の最適化を行うことで、更なる非相反性の増大が期待される。近赤外光の偏光無依存・非相反マジックミラーとしての可能性も議論する。

## 参考文献

- 1) S. Tomita et al., Phys. Rev. Lett. 113, 235501 (2014); S. Tomita et al., Phys. Rev. B 95, 085402 (2017); S. Tomita et al., J. Phys. D: Appl. Phys. 51, 083001 (2018).
- 2) M. Decker et al., Opt. Lett. 32, 856–858 (2007).

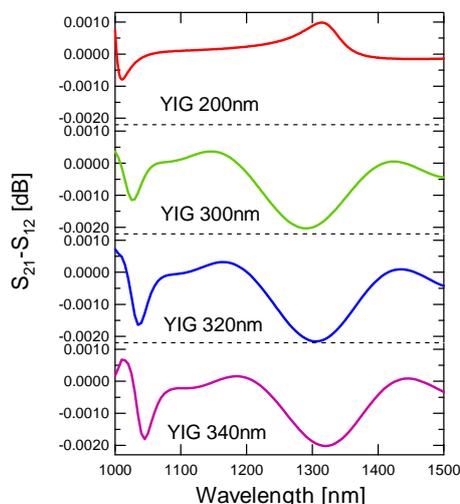


Fig. 2 Calculated spectra for metasurfaces with various Bi:YIG thickness

# PdSb 添加 FeNi 合金薄膜の結晶構造と磁気特性

西野 昂史・神島 謙二・柿崎 浩一  
(埼玉大学 大学院 理工学研究科)

Crystal structure and magnetic properties of FeNi alloy thin films doped with PdSb

T. Nishino, K. Kamishima, and K. Kakizaki

(Graduate School of Science and Engineering, Saitama University)

## 緒言

当研究グループではこれまでに Pd および Sb を複合添加した CoPt および FePt 合金薄膜において、磁化容易軸である  $\langle 001 \rangle$  方向が膜面垂直方向に配向した  $L1_0$  規則相が得られることを報告した<sup>1),2)</sup>。そこで本研究では、CoPt および FePt 合金と同様に、 $L1_0$  規則構造を形成するとされる FeNi 合金<sup>3)</sup>に添加物として Pd-Sb を加えることで、CoPt および FePt 合金薄膜と同様のメカニズムにより  $L1_0$  規則相を生成できないか検討したので報告する。

## 実験方法

成膜には rf マグネトロンスパッタ装置を用いた。ターゲットには 76 mm $\phi$  の Fe<sub>55</sub>Ni<sub>45</sub> 円板上に Pd チップおよび粒状の Sb を貼り付けたものを用いた。チャンバー内を  $7.0 \times 10^{-7}$  Torr 以下に排気後、スパッタガスとして Ar を導入し、Ar ガス圧は 10 mTorr とした。スパッタ時の投入電力は 2.2 W/cm<sup>2</sup> とし、合成石英ガラス基板上に膜厚が約 80 nm となるよう室温で成膜した。成膜後、減圧下水素気流中 700°C で 1 時間の急加熱急冷処理を行い、試料を得た。

## 結果および考察

Fig. 1 は成膜後 700°C で 1 時間熱処理した Sb/Pd 比の異なる (PdSb)<sub>9</sub>(Fe<sub>0.5</sub>Ni<sub>0.5</sub>)<sub>91</sub> 薄膜の X 線回折図を示す。すべての膜において、(Fe<sub>0.5</sub>Ni<sub>0.5</sub>)Sb<sub>2</sub> が生成しており、CoPt および FePt 合金薄膜では優先的に生じた Sb と Pd の反応が起きていない。これに伴い、すべての膜において fcc-FeNi 相が生成し、わずかに生成する  $L1_0$  規則相は fct-FePd 相由来であると考えられる。すなわち、Sb が FeNi 格子中から Pd を引き抜けないことが原因で、FePd 規則相が生成したと推察できる。このように、熱処理時の各相の生成過程が CoPt および FePt 薄膜と異なる可能性が示唆されたが、生成エンタルピーを計算したところ、Sb との反応は FeNi-Sb > Ni-Sb > Pd-Sb > Fe-Sb の順で反応しやすい。そのため FeNi 薄膜で Sb は Pd と反応するのではなく、FeNi と反応して (Fe<sub>0.5</sub>Ni<sub>0.5</sub>)Sb<sub>2</sub> を形成すると考える。

Fig. 2 は成膜後 700°C で 1 時間熱処理した Sb/Pd = 1.46 の (PdSb)<sub>9</sub>(Fe<sub>0.5</sub>Ni<sub>0.5</sub>)<sub>91</sub> 薄膜の磁化曲線を示す。膜面垂直方向に測定した保磁力は、約 1.5 kOe であり、膜面内方向と比較して大きい値を示すことから、垂直磁化膜となっている。これは、 $L1_0$ -FePd の (001) 面が膜面直方向に配向したことに加えて、基板と膜との熱膨張係数の差が原因で生じた膜面内方向への引っ張り応力が原因であると考えられる。

## 参考文献

- 1) 狩野智弘, 柿崎浩一, 神島謙二; 第 39 回日本磁気学会学術講演概要集(2015) 34.
- 2) K. Kakizaki, S. Takakuwa, K. Kamishima; J. Jpn. Soc. Powder Metallurgy, 64 (2017) 355.
- 3) L. Néel, J. Paulevé, R. Pauthenet, J. Laugier, and D. Dautreppe; J. Appl. Phys. 35 (1964) 873.

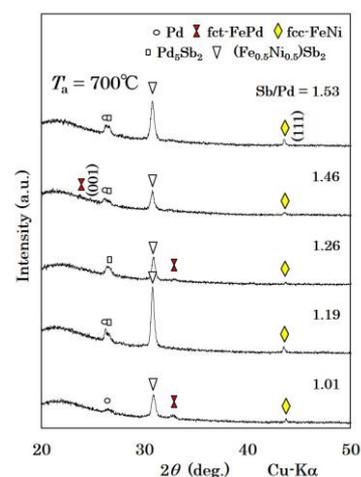


Fig. 1 XRD patterns of PdSb-FeNi thin films with different Sb/Pd ratios.

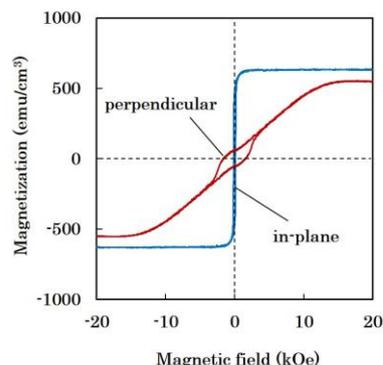


Fig. 2 In-plane and out-of-plane hysteresis loops of a PdSb-FeNi thin film with an Sb/Pd ratio of 1.46.

## H<sub>2</sub> プラズマを用いた *in-situ* 脱窒素法による L1<sub>0</sub>-FeNi 薄膜の作製

林田誠弘<sup>1</sup>、伊藤啓太<sup>1,2</sup>、水口将輝<sup>1,2</sup>、柳原英人<sup>3</sup>、高梨弘毅<sup>1,2</sup>  
 ( <sup>1</sup> 東北大金研、<sup>2</sup> 東北大 CSRN、<sup>3</sup> 筑波大物工 )

Fabrication of L1<sub>0</sub>-FeNi films by *in-situ* denitridding method using radio frequency H<sub>2</sub> plasma

M. Hayashida<sup>1</sup>, K. Ito<sup>1,2</sup>, M. Mizuguchi<sup>1,2</sup>, H. Yanagihara<sup>3</sup>, K. Takanashi<sup>1,2</sup>

(<sup>1</sup>IMR, Tohoku Univ., <sup>2</sup>CSRN, Tohoku Univ., <sup>3</sup>Inst. of Appl. Phys., Univ. of Tsukuba)

### はじめに

一軸磁気異方性エネルギー( $K_u$ )が大きな強磁性体材料には希土類または貴金属元素が含まれているものが多く、元素戦略上これらの元素を含まない新しい材料が必要とされている。我々は L1<sub>0</sub>-FeNi 規則合金に注目して単結晶薄膜の作製と、規則度および  $K_u$  の向上に取り組んできた<sup>1)</sup>。本研究では、FeNiN 薄膜に対する脱窒素法<sup>2)</sup>による高規則度単結晶 L1<sub>0</sub>-FeNi 薄膜の作製と高  $K_u$  の実現を目的とし、分子線エピタキシー(MBE)法により作製した FeNiN 薄膜に高周波(RF)H<sub>2</sub>を用いた *in-situ* 脱窒素処理を行い L1<sub>0</sub>-FeNi 薄膜を作製した。

### 実験方法

Fe、Ni および RF-N<sub>2</sub> の同時供給による MBE 法により<sup>3)</sup>、SrTiO<sub>3</sub>(STO)(001)基板上に FeNiN 薄膜(20 nm)のエピタキシャル成長を行った。N<sub>2</sub> 流量を 1.0 sccm、RF 入力を 250 W、蒸着レートは 0.042 Å/s (Fe)と 0.039 Å/s (Ni)、成膜温度を 350 °C とした。成長後、MBE 装置内で RF-H<sub>2</sub>を用いた *in-situ* 脱窒素処理を行った。H<sub>2</sub> 流量を 1.0 sccm、RF 入力を 300 W とし、RF-H<sub>2</sub> を供給しながら 350 °C の熱処理を最長で 16 時間行った。脱窒素処理後、面外( $\omega$ -2 $\theta$ )および面内( $\phi$ -2 $\theta$ )X 線回折(XRD)で試料の構造評価を、振動試料型磁力計(VSM)で磁化曲線を測定し  $K_u$  の評価を行った。

### 実験結果

XRD パターンから、処理時間が長くなると FeNiN→Fe<sub>2</sub>Ni<sub>2</sub>N→FeNi の過程で脱窒素が進み、16 時間の脱窒素処理では窒素がほとんど抜け、大部分が FeNi となっていた。 $\omega$ -2 $\theta$  XRD では FeNi 200、 $\phi$ -2 $\theta$  XRD では FeNi 200 および 002 が重なったピークが見られ、 $a$  軸配向した L1<sub>0</sub>-FeNi の形成と、膜面内に倒れた  $c$  軸の方向が互いに 90°異なるバリエーションの形成が示唆された

{L1<sub>0</sub>-FeNi[001](100) || STO[100](001)および L1<sub>0</sub>-FeNi[010](100) || STO[100](001)}。図 1 に VSM で評価した飽和磁化( $M_s$ )および  $K_u$  を示す。 $M_s$  および  $K_u$  はそれぞれ脱窒素処理時間が長くなるにつれて大きくなり、16 時間では  $1141 \pm 9$  emu/cm<sup>3</sup> および  $(2.3 \pm 0.1) \times 10^6$  erg/cm<sup>3</sup> の値が得られた。Fe<sub>2</sub>Ni<sub>2</sub>N および FeNi の  $M_s$  はそれぞれ 730 emu/cm<sup>3</sup> 程度<sup>4)</sup> および 1280 emu/cm<sup>3</sup> 程度<sup>5)</sup> であり、脱窒素は Fe<sub>2</sub>Ni<sub>2</sub>N で止まることなく FeNi まで進んでいることが XRD の結果と同様に示唆された。

### 参考文献

- 1) K. Takanashi *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **50**, 483002 (2017).
- 2) S. Goto *et al.*, Scientific Reports **7**, 13216 (2017).
- 3) F. Takata *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **57**, 058004 (2018).
- 4) X. G. Diao *et al.*, J. Appl. Phys. **85**, 4485 (1999).
- 5) J. Pauleve *et al.*, J. Appl. Phys. **39**, 989 (1968).

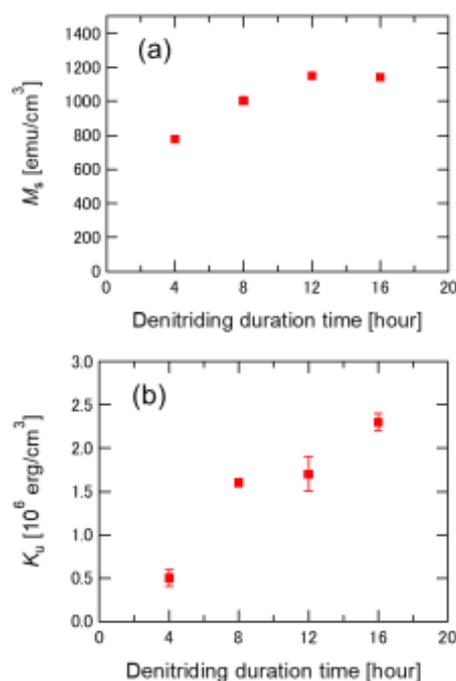


図 1 各試料の(a) $M_s$ および(b) $K_u$

## 窒素サーファクタント効果を用いた高品質 FeCo 合金超薄膜の作製

高橋 優樹<sup>1,2</sup>、宮町 俊生<sup>2</sup>、飯盛 拓嗣<sup>2</sup>、服部 卓磨<sup>2</sup>、山本 航平<sup>3</sup>、小板谷 貴典<sup>3</sup>、横山 利彦<sup>3</sup>、  
小森 文夫<sup>2</sup>、小嗣 真人<sup>1</sup>  
(東京理科大<sup>1</sup>、東大物性研<sup>2</sup>、分子研<sup>3</sup>)

Fabrication of high quality FeCo alloy thin films using the nitrogen surfactant effect  
Yuki Takahashi<sup>1</sup>, Toshio Miyamachi<sup>2</sup>, Takushi Iimori<sup>2</sup>, Takuma Hattori<sup>2</sup>, Kohei Yamamoto<sup>3</sup>, Takanori  
Koitaya<sup>3</sup>, Toshihiko Yokoyama<sup>3</sup>, Fumio Komori<sup>2</sup>, Masato Kotsugi<sup>1</sup>  
(Tokyo Univ. of Sci.<sup>1</sup>, ISSP, The University of Tokyo<sup>2</sup>, IMS<sup>3</sup>)

はじめに

$L1_0$  型 FeCo 規則合金( $L1_0$ -FeCo)は遷移金属合金の中で極めて高い垂直磁気異方性を有することが理論的に予測されており[1]、レアアースフリーの高機能新規磁性材料として注目を集めている。 $L1_0$ -FeCo 薄膜の作製のために、パルスレーザー蒸着 (PLD) 法を用いた単原子交互積層がこれまでに用いられてきた。しかし、 $L1_0$ -FeCo は非平衡構造なため[2]、接合界面における原子スケールでの構造と磁気特性の乱れに起因して規則度が低く、面直磁化はこれまでに実現されていない。そこで我々は  $Fe_2N$  単原子層の窒素サーファクタント効果を利用し、Cu (001)基板上に高品質な FeCo 合金薄膜の作製を試みている。 $Fe_2N$  単原子層の高い表面格子安定性[3]および Fe/Co 界面における相互拡散を効果的に抑制する窒素サーファクタントにより原子レベルで平坦で均一な界面をもつ FeCo 合金薄膜の作製が期待できる。これまでに  $L1_0$ -FeNi の作製を目的に窒素サーファクタント効果を用いた FeNi 原子層の形成が行われ、本手法の有効を確認している[4]。本研究では窒素サーファクタント効果を用いた高品質 FeCo 合金薄膜作製の初期段階として、Co 1 原子層 (ML) を積層した  $Fe_2N/Cu$  (001)の原子スケールでの構造と磁気特性を走査トンネル顕微鏡 (STM)、低速エネルギー電子線回折 (LEED) および X 線吸収分光法/X 線磁気円二色性 (XAS/XMCD) を用いて調べた。

実験方法

$Fe_2N$  単原子層は窒素イオンボンバードメント処理をした Cu (001)基板上に Fe 2 ML を室温蒸着後、約 300 °C でアニール処理することにより作製した。その後、Co 1 ML を約 -100 °C での低温蒸着により積層した。Cu (001)上の  $Fe_2N$  単原子層の成長様式や表面構造の詳細は STM および LEED によって XAS/XMCD 測定前に確認している。[3,5]

実験結果

まず、 $Fe_2N$  単原子層の XAS/XMCD 測定を行い、先行研究同様、強い面内磁気異方性が観測された[5]。しかし、Co 1 ML 積層後、Fe 面直磁化の相対的な増大が確認された。事前に行った STM 観察により、Co 1 ML を積層した  $Fe_2N$  単原子層は、窒素サーファクタント効果により構造が変化し、 $Co_2N/Fe/Cu$  (001) が形成されることがわかっている。Fe の面直磁化は Fe と Co の交互積層 ( $Co_2N/Fe/Co/Fe$ ) によってさらに増大することが明らかになった。得られた結果より、窒素サーファクタント効果が Fe/Co 界面における相互拡散を効率的に抑制して FeCo 合金超薄膜の表面/界面が原子レベルで平坦に維持され、 $L1_0$ -FeCo の特有の面直磁化が反映されていると考えられる。

参考文献

- [1] T. Burkert et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 027203, (2004).
- [2] H. Ito et al., AIP Advances **9**, 045307 (2019)
- [3] Y. Takahashi et al., Phys. Rev. Lett. **116**, 056802 (2016).
- [4] K. Kawaguchi et al., *submitted*.
- [5] Y. Takahashi et al., Phys. Rev. B **95**, 224417(2017).

## 熱アニールによる Si/SiO<sub>2</sub> 基板上高保磁力 CoPt 薄膜

遠山諒<sup>1</sup>、河智史朗<sup>1,2</sup>、飯村壮史<sup>1</sup>、山浦淳一<sup>1,2</sup>、村上洋一<sup>1,2</sup>、細野秀雄<sup>1</sup>、真島豊<sup>1</sup>  
(<sup>1</sup>東工大、<sup>2</sup>KEK)

High coercivity in CoPt thin films on Si/SiO<sub>2</sub> substrates by thermal annealing

R. Toyama<sup>1</sup>, S. Kawachi<sup>1,2</sup>, S. Iimura<sup>1</sup>, J. Yamaura<sup>1,2</sup>, Y. Murakami<sup>1,2</sup>, H. Hosono<sup>1</sup>, Y. Majima<sup>1</sup>  
(<sup>1</sup>Tokyo Institute of Technology, <sup>2</sup>KEK)

### はじめに

CoPt 合金は、熱処理によって  $A1$  不規則相から  $L1_0$  規則相に構造変態すると、高い一軸結晶磁気異方性や高い保磁力を持つことが知られており、次世代強磁性材料として注目を集めている [1]。室温においてもナノ構造における磁化の熱擾乱を避けることが可能であるため、ナノスケールの磁気トンネル接合素子などへの応用が期待されている。CoPt 規則合金の発現のためには、MgO や Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> といった単結晶基板が用いられることが多い。しかしながら、将来的なデバイス応用を見据えた際、現在主流であるシリコンテクノロジーとの親和性から、CoPt 規則合金を Si 基板上に作製することが望ましい。そこで本研究では、Si 基板上に CoPt 薄膜を作製し、アニール処理を行い、その磁気特性の評価を行ったので報告する。

### 実験方法

電子線蒸着により、熱酸化膜付き Si 基板上に、Co と Pt を交互積層させた Co/Pt 多層膜を作製した。その後、強磁性 CoPt 合金化を促進するためにプレアニールを行った。最後に、急速加熱装置 (RTA) を用いて、高い昇温レートで、900 °C で試料の熱処理を行い、 $L1_0$ -CoPt 規則合金への構造変態を試みた。作製した試料の磁気特性は、SQUID VSM を用いて、室温にて、-70 kOe から 70 kOe の範囲で測定した。

### 実験結果

アニール処理前後の試料の面内磁化特性を Fig. 1 に示す。as depo. の試料においては、成膜した Co に由来する磁化特性が得られた。一方、熱処理を行った試料では、飽和磁化は 600 emu/cm<sup>3</sup> 程度まで増加し、およそ 2.6 kOe という高い保磁力を示した。これらの結果から、RTA を用いた熱処理によって、高い保磁力を持った CoPt 薄膜の Si 基板上への作製が確認された。

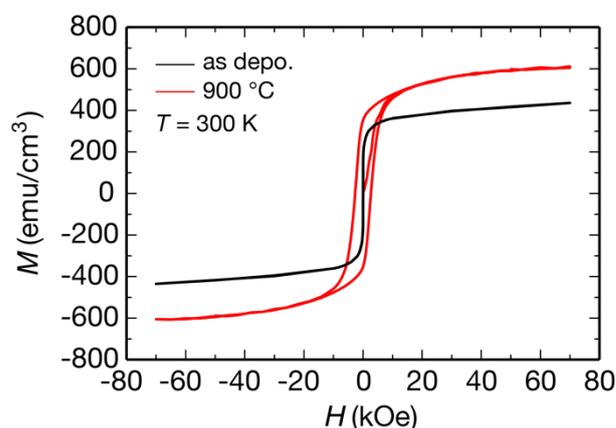


Fig. 1. In-plane  $M$ - $H$  curves for the CoPt thin films on Si/SiO<sub>2</sub> substrates.

### 謝辞

本研究の一部は、文部科学省「元素戦略プロジェクト<研究拠点形成型>」、東京大学物性研究所共同利用の支援により行われた。

### 参考文献

[1] D. Weller and A. Moser, *IEEE Trans. Magn.*, **35**, 4423, 1999.

# TbFe フェリ磁性合金薄膜静磁気特性の膜厚依存性とその抑制

長谷川任<sup>1</sup>, 吉川大貴<sup>2</sup>, 塚本新<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> 日本大学大学院理工学部研究科, <sup>2</sup> 日本大学理工学部)

Film thickness dependence of static magnetic properties on TbFe ferrimagnetic alloy thin film and its suppression

Tsutomu Hasegawa<sup>1</sup>, Hiroki Yoshikawa<sup>2</sup>, Arata Tsukamoto<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> Graduate School of Science and Technology, Nihon Univ., <sup>2</sup> College of Science and Technology, Nihon Univ.)

**はじめに** 今後期待される極微細スピントロニクスデバイスでは、従来にも増し、界面の寄与が大きな課題となることが考えられる。よって、用いられる薄膜磁性材料の膜厚依存性やその抑制が重要となる。我々は、各元素由来の副格子磁化が反平行に結合した重希土類-3d 遷移金属からなる、GdFeCo フェリ磁性合金薄膜における静磁気特性の新たな膜厚依存性モデルの提案と、Gd 超薄膜の隣接による膜厚依存性の抑制を報告している<sup>1)</sup>。本報告では、GdFeCo 合金薄膜と同様な重希土類-3d 遷移金属フェリ磁性体であり、高磁気異方性を示す実用記録媒体として知られる TbFe 合金薄膜における、静磁気特性の膜厚依存性や界面の Tb 超薄膜隣接効果につき、実験、検討を行うことで、報告されている GdFeCo の膜厚依存性と同様にその抑制効果の評価、特に祖施肥変化に敏感な磁化補償温度への寄与につき検討する。

**実験方法** 測定試料には、マグネトロンスパッタリング法により作製した試料群 A : SiN (60 nm) / Tb<sub>22</sub>Fe<sub>78</sub> (t nm) / SiN (5 nm) / Si sub. 及び、Tb 超薄膜を隣接させた試料群 B : SiN (60 nm) / Tb (1 nm) / Tb<sub>22</sub>Fe<sub>78</sub> (t nm) / Tb (1 nm) / SiN (5 nm) / Si sub. を用いた(膜厚 t = 5, 10, 20, 30 nm)。各試料群 A, B に対する背景温度(50 ~ 300 K)における膜面垂直方向への外部磁場 (-70 ~ 70 kOe) 依存性を評価した。これには、超伝導量子干渉素子式試料振動型磁力計を用い、飽和磁化 M<sub>s</sub>, 保磁力 H<sub>c</sub> を評価した。また、背景温度 50 K において 70 kOe で着磁後、300 K まで昇温しつつ、残留磁化 M<sub>r</sub> の温度依存性を測定し、組成変化に敏感な磁化補償温度(ぶく光子の磁化が打ち消し合う温度) T<sub>comp</sub> を見積もった。

**実験結果** Fig. 1 に各温度の両試料群における飽和磁化 M<sub>s</sub> の膜厚依存性を示す。全膜厚範囲において膜厚 t の減少ともなう、M<sub>s</sub> の正側への増大傾向が確認できる。さらに試料群 B では t = 10 ~ 30 nm の範囲で膜厚依存性が抑制されていることがよくわかる。試料群 A で生じた M<sub>s</sub> の変化量 ΔM<sub>s</sub> = M<sub>s</sub>(30 nm) - M<sub>s</sub>(10 nm) は、試料群 B の構造とすることで 300 K において {ΔM<sub>s</sub>(B) - ΔM<sub>s</sub>(A)} / ΔM<sub>s</sub>(A) = -67.9 %, 50 K において -108.1 % もの減少が確認された。次に、Fig. 2 に両試料群における磁化補償温度 T<sub>comp</sub> の膜厚依存性を示す。T<sub>comp</sub> が膜厚の減少とともに低下しており、実効的組成比が遷移金属優勢側に移行していることが示され、前述の M<sub>s</sub> 変化とも対応する。試料群 B において膜厚依存性が抑制され、両試料群の t = 10 ~ 30 nm の範囲における T<sub>comp</sub> の変化量 ΔT<sub>comp</sub> = T<sub>comp</sub>(30 nm) - T<sub>comp</sub>(10 nm) を比較すると、試料群 B の構造とすることで {ΔT<sub>comp</sub>(B) - ΔT<sub>comp</sub>(A)} / ΔT<sub>comp</sub>(A) = -82.7 % もの減少が確認された。一方、t = 5 nm においても抑制効果が表れていることは確認されたが、いずれの試料群でも著しい M<sub>s</sub> 変化を生じ、かつ、T<sub>comp</sub> が確認されなかったことから、10 nm 未満の薄膜領域では別の起源の効果が寄与しているものと考えられる。

**謝辞** 本研究の一部は平成 26~30 年度文部科学省科学研究費補助金 新学術領域研究(研究領域提案型)ナノスピントロニクス(Grant No. 26103004)の助成により行った。

**参考文献** 1) Yasuhiro. Futakawa et al., Technical Meeting on "Magnetics", IEE Japan, MAG-17-150 (2017).

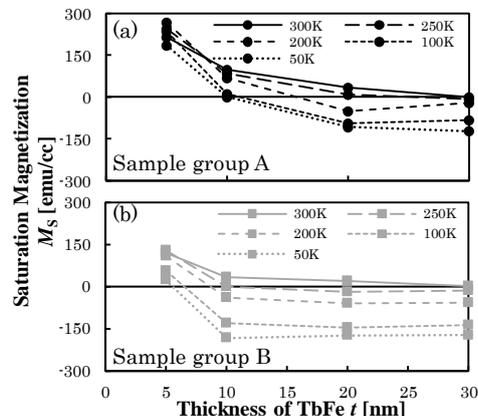


Fig.1 Thickness dependency of M<sub>s</sub> in sample group A, B

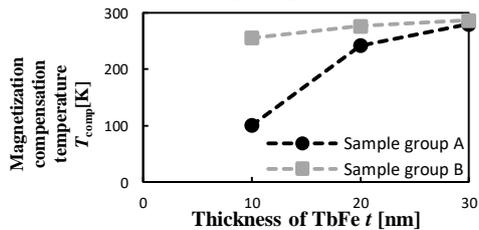


Fig.2 Thickness dependency of T<sub>comp</sub> in sample group A, B

# Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>(111)/SrTiO<sub>3</sub>(111)スパッタエピタキシャル膜の垂直磁気異方性

渡邊 雅人

((公財)電磁材料研究所)

Perpendicular magnetic anisotropy in Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>(111)/SrTiO<sub>3</sub>(111) sputtered epitaxial thin films

Masato Watanabe

(Research Institute for Electromagnetic Materials)

## はじめに

マグネタイトは高キュリー点(850K)を有し、高温相がハーフメタル特性あるいは大きな異常ホール効果( $\rho_H \sim 10 \mu\Omega\text{cm}$ )など興味深い電子物性を示すが、立方晶のため反磁界エネルギー以上の強い一軸磁気異方性は得られない。もし整合歪みなどで異方性を制御し垂直磁化膜が得られれば、垂直磁化型 MRAM など各種デバイス応用への展開も期待できる。本講演では、強い垂直異方性を示す(111)配向 Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> エピタキシャル膜が得られたのでこの結果について報告する。

## 実験方法

FeO 焼結ターゲットを用い、Ar+O<sub>2</sub> 混合ガスを導入した反応性 RF マグネトロンスパッタ法により、600°Cまで加熱した SrTiO<sub>3</sub>(111)単結晶基板上に成膜を行った。Ge(220)モノクロメータを用いた高分解能 XRD で構造評価を行い、VSM および CEMS(内部転換電子メスbauer分光)により磁性評価を行った。比較のために MgO(100)および SrTiO<sub>3</sub>(100)基板上への成膜も行った。

## 実験結果

流量比で酸素量 1~2% の Ar+O<sub>2</sub> 混合ガスを導入した場合に、面直に(111)配向した Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>膜が生成し、Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>(311)の極点図に相当する XRD  $\phi$  スキャンから面内構造も制御されたエピタキシャル膜であることを確認した。

膜厚依存性を検討した結果、膜厚減少とともに XRD ピークシフトの増大が観測され、整合歪みが印加されていると考えられる。磁化および保磁力が最も大きくなった 87 nm 厚試料の磁化カーブを Fig. 1 に示す。垂直成分の磁化が面内成分よりも大きく強い垂直異方性が誘起されていることが確認できる。一方、比較のため作製した(100)配向試料の磁化カーブからは、大きな垂直異方性の誘起は確認されなかった。

この試料の CEMS スペクトルを A, B サイトの分解成分とともに Fig. 2 に示す。3 : x : 1 : 1 : x : 3 のピーク強度比から得られた磁気モーメントの方向は、面直から 30° 以内で(100)配向の場合と比較し垂直に近く、磁化カーブに対応した結果となった。反磁界エネルギー  $2\pi M^2 = 1.5 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$  以上の垂直異方性の誘起が予想される。無反跳分率の影響を考慮し、A, B サイト成分の積分強度比から求まる Fe<sub>3.5</sub>O<sub>4</sub> の空孔パラメータ  $\delta$  は  $10^{-3}$  オーダで十分小さく、ストイキオメトリーに近い Fe/O 組成であることが確認された。

本研究は、科研費 17K06806 の交付を受け実施している。

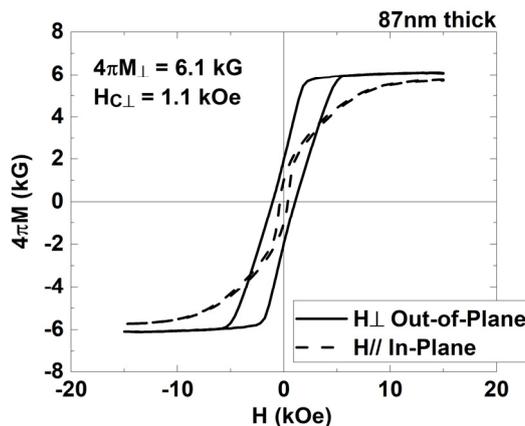


Fig. 1 Magnetic hysteresis curves for 87nm thick Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>(111) / SrTiO<sub>3</sub>(111) thin film.

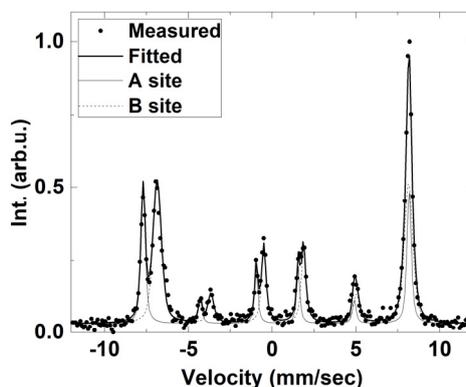


Fig. 2 CEMS spectra for 87nm thick Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>(111) / SrTiO<sub>3</sub>(111) thin film.

## MgO/Fe/Au 系における磁化ダイナミクスの検討

神谷 尚輝, 大島 大輝, 加藤 剛志, 岩田 聡  
(名古屋大学)

Investigation of magnetization dynamics in MgO / Fe / Au system

N.Kamiya, D.Oshima, T.Kato, S.Iwata

(Nagoya University)

### はじめに

磁気ランダムアクセスメモリ(MRAM)は不揮発性、高速動作、無限の書き換え耐性、低消費電力といった特徴を持つ次世代のメモリとして注目されているが、高密度化のためには、メモリ層の磁化ダイナミクスの理解が求められる。スピン軌道相互作用の大きな金属と絶縁体の間に 3d 遷移金属の超薄膜を挟んだ系では、ラッシュバスピ軌道相互作用の有効場により、垂直磁気異方性(PMA)が大きくなることが報告されている<sup>[1]</sup>。本研究では、MgO / Fe / Au 系を分子線エピタキシー法によって成膜し、その PMA および磁化ダイナミクスを調べたので報告する。

### 実験方法

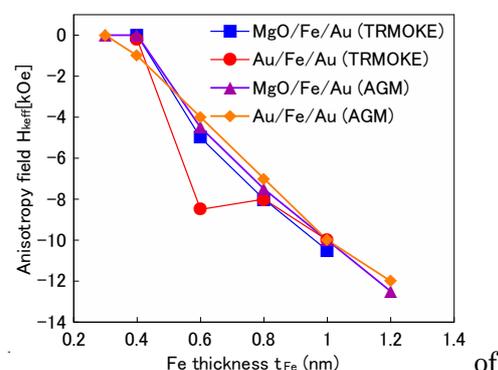
測定試料は分子線エピタキシー (MBE) 法により作製し、膜構成は、MgO (5 nm) / Fe ( $t_{Fe}$ ) / Au (20 nm) / Cr (5 nm) / MgO (001)基板、Au (2 nm) / Fe ( $t_{Fe}$ ) / Au (20 nm) / Cr (5 nm) / MgO (001)基板とした。Fe 層厚は  $t_{Fe}=0.3 \sim 1.2\text{nm}$  で変化させた。MBE による成膜後、光学測定用の干渉膜として SiN をスパッタ成膜した。試料の磁気特性は交番磁界勾配型磁力計 (AGM) により測定した。また磁化ダイナミクスは、中心波長が 1040 nm、パルス幅 500 fsec、繰り返し周波数 100 kHz のファイバレーザーを用いた時間分解磁気光学 Kerr 効果 (TRMOKE) 計測により調べた。なお、TRMOKE 測定では Pump 光として 1040 nm、Probe 光として第二高調波の 520 nm の光を用いた。測定時には膜面法線方向から 40~60 度傾けた方向に外部磁界  $H_{ext}$  を 4~14 kOe の範囲で印加した。

### 実験結果

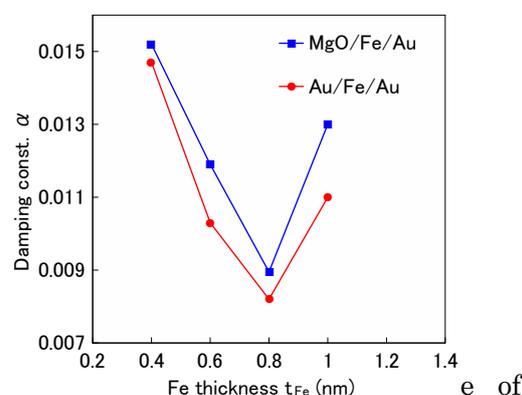
TRMOKE 法により測定した磁化の歳差運動を減衰振動関数  $e^{-\alpha t} \sin \omega t$  によりフィッティングし、 $\omega$  と  $t$  の外部磁界依存性から異方性磁界  $H_{keff}$ 、 $g$  係数、ダンピング定数  $\alpha$ 、異方性分散  $\Delta H_{keff}$  を求めた。Fig. 1 は  $H_{keff}$  の  $t_{Fe}$  依存性を示している。なお、Fig. 1 には、AGM により見積もった  $H_{keff}$  も示した。TRMOKE および AGM による  $H_{keff}$  は Au / Fe (0.6 nm) / Au を除きおおよそ一致している。 $H_{keff}$  は  $t_{Fe}$  の減少により増加し、MgO / Fe (0.4 nm) / Au では垂直磁化膜となり、一方、Au / Fe (0.4 nm) / Au では面内磁化膜であった。Fig. 2 はダンピング定数  $\alpha$  の  $t_{Fe}$  依存性を示している。 $t_{Fe}$  層厚が 0.8 nm 以下では Fe 層厚の減少により  $\alpha$  が増加しており、Au 層内でのスピン緩和の影響を反映していると考えられる。一方、 $\alpha$  は MgO / Fe / Au 系の方が Au / Fe / Au 系よりも大きいことが確認された。スピンポンピングによるスピン流は MgO 層には流れないことから、MgO / Fe / Au 系ではスピン緩和に別の機構を考える必要があることを示唆している。

### 参考文献

[1] S. E. Barnes et al., Sci. Rep. 4, 4105 (2014).



of effective anisotropy field  $H_{keff}$  of MgO / Fe / Au and Au / Fe / Au trilayers.



e of damping constant  $\alpha$  of MgO / Fe / Au and Au / Fe / Au trilayers.

高スピン分極率  $\text{Co}_2\text{TiGe}/\text{Mn}_3\text{Ge}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}$  反強磁性二層膜の作製と評価

飯沼 真優, 高村 陽太, 中川 茂樹  
(東京工業大学)

Preparation and characterization of high spin polarizability  $\text{Co}_2\text{TiGe}/\text{Mn}_3\text{Ge}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}$  antiferromagnetic bilayer  
M. Iinuma, Y. Takamura, S. Nakagawa  
(Tokyo Institute of Technology)

## はじめに

超高集積かつps単位で超高速動作する反強磁性スピントロニクスデバイスを実現するには伝導電子が高偏極した反強磁性材料の開発が重要である。そこで我々は高スピン分極率材料である  $\text{Co}_2\text{TiGe}$ (CTG)および  $\text{Mn}_3\text{Ga}_{0.6}\text{Ge}_{0.4}$ (MGG)を反強磁性結合させた超格子膜による反強磁性電極構造を提案している<sup>1)</sup>。今回はCTGとMGGそれぞれの単層膜を成膜温度( $T_s$ )条件を変化させて作製し、良質なCTG単層膜が得られたので報告する。今後はCTGとMGGの二層膜の作製を行い、当日は二層膜における反強磁性結合の有無を報告する。

## 実験方法

すべての試料は対向ターゲット式スパッタ法で作製した。単結晶  $\text{MgO}(001)$ 基板上にCTG膜50nm, MGG膜36nmをそれぞれ成膜し, Taでキャップした。CTGは400-600°C, MGGは300-600°Cでそれぞれ $T_s$ を変化させ, 同じ温度でそのまま上部にTaを成膜した。

作製した試料の磁化特性は超伝導量子干渉計(SQUID), 結晶構造はX線回折法(XRD)で評価を行った。

## 実験結果

CTG単層膜のXRDピークをFig.1に示す。 $T_s=500-600^\circ\text{C}$ においてCTG(200)およびCTG(400)ピークが見られ $B2$ 構造での結晶化が確認できた。測定温度10Kでの $M-H$ 測定結果をFig.2に示す。 $T_s=600^\circ\text{C}$ 試料において最も良好な角型比のヒステリシスループが得られた。 $T_s=600^\circ\text{C}$ 試料における $M-T$ 測定結果をFig.3に示す。 $T_s=600^\circ\text{C}$ 試料においてキュリー温度 $T_c$ は360Kであり, 先行研究のバルク値 $T_c=380\text{K}$ <sup>2)</sup>と比較して妥当な値が得られた。

MGG単層膜はXRDピークにおいて $T_s=400-600^\circ\text{C}$ で $D0_{22}$ 構造の(002)および(004)ピークが出現し, 結晶化が確認できた。しかし, $T_s=500-600^\circ\text{C}$ では他の析出物のピークも見られた。今後磁化特性等の更なる調査が必要である。

以上の結果よりCTG/MGG二層膜作製にあたって, CTG単層膜が結晶化し良好な磁化特性が得られる成膜温度条件を得ることができた。

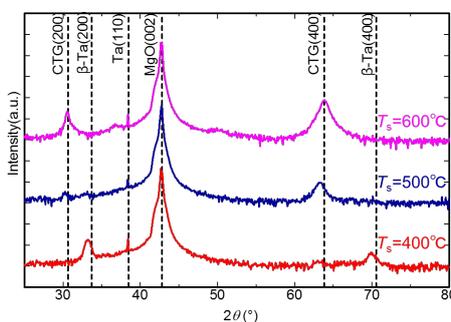


Fig.1 XRD peak of CTG single layer

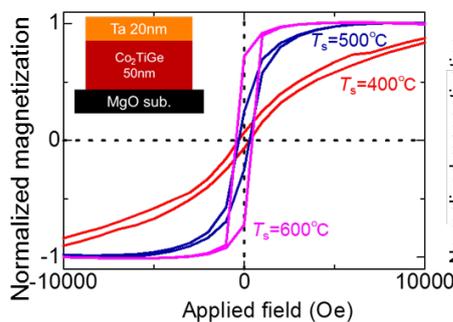


Fig.2  $M-H$  of CTG at measurement temperature 10K

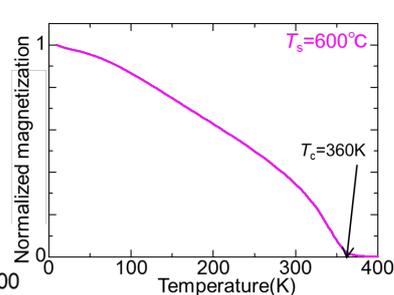


Fig.3  $M-T$  of CTG( $T_s=600^\circ\text{C}$ )

## 参考文献

- 1) S.Tirpanci. et al., J. Appl. Phys. **113** 043912 (2013). 2) J.Barth et al., Phil. Trans. R. Soc **369** 3588-3601(2011).

## Cu<sub>2</sub>Sb 型 MnGaGe 規則合金薄膜の磁気特性の下地層依存性

孫銘嶺<sup>1,2</sup>, 窪田崇秀<sup>1,3</sup>, 伊藤啓太<sup>1,3</sup>, 高橋茂樹<sup>4</sup>, 園部義明<sup>4</sup>, 高梨弘毅<sup>1,3</sup>  
(東北大学金属材料研究所<sup>1</sup>, 東北大学大学院工学研究科<sup>2</sup>,  
東北大学スピントロニクス学術連携研究教育センター<sup>3</sup>, サムスン日本研究所<sup>4</sup>)

### Buffer layers dependence of magnetic properties for Cu<sub>2</sub>Sb-type MnGaGe films

Mingling Sun<sup>1,2</sup>, Takahide Kubota<sup>1,3</sup>, Keita Ito<sup>1,3</sup>, Shigeki Takahashi<sup>4</sup>, Yoshiaki Sonobe<sup>4</sup> and Koki Takanashi<sup>1,3</sup>  
(Institute for Materials Research, Tohoku University<sup>1</sup>, Graduate School of Engineering, Tohoku University<sup>2</sup>,  
Center for Spintronics Research Network, Tohoku University<sup>3</sup>, Samsung R&D Institute Japan<sup>4</sup>)

#### Introduction

Memory industry is an indispensable part of the information society. In order to meet the upcoming 5G era, next generation memories must possess higher speed to be used as cache memory and greater capacity to be used as main memory. Magnetoresistive random access memory (MRAM), a candidate of next generation memories, has attracted significant attention for its non-volatile attribute and high working speed. Nowadays, the latest semiconductor technology node is approaching to 7 nm. From the viewpoint of thermal stability, the magnetic anisotropy energy ( $K_u$ ) of the materials which are used to deposit the electrodes of magnetic tunnel junctions must be high enough to make appropriate use of the latest nano-fabrication process. Therefore, the research and development of magnetic materials with high  $K_u$  are very crucial. Our group has been working on Cu<sub>2</sub>Sb-type MnGaGe films. In our previous study, the saturation magnetization of 260 emu/cm<sup>3</sup> and  $K_u$  of  $8.1 \times 10^6$  erg/cm<sup>3</sup> were found in our MnGaGe films deposited on MgO (100) substrates [1]. However, the poor squareness of magnetization curves and the relatively large orientation dispersions of MnGaGe layers were observed, showing that the orientation dispersion of MnGaGe layers are relatively large. In this presentation, we will report the optimizing experiments of MnGaGe films by using several buffer layers.

#### Experimental

All metallic layers were deposited by using an ultrahigh-vacuum magnetron sputtering system with a base pressure less than  $4 \times 10^{-7}$  Pa, and a MgO layer was deposited by using an electron beam evaporation system. The stacking structure of this work was MgO (100) substrate/buffer layer(s)/ MnGaGe ( $t$ )/MgO (2 nm)/Ta (5 nm). The layer thickness,  $t$ , was varied from 5 nm to 100 nm. MnGaGe layers were deposited by co-sputtering technique using a MnGa target and a Ge target. Different types of buffer layers such as Cr (60 nm), Cr (60 nm)/Pt (5 nm), Cr (20 nm)/Ru (40 nm) and Cr (60 nm)/MgO (2 nm) were used. After the deposition process, the samples were annealed in a stand-alone vacuum furnace. X-ray diffraction (XRD) measurements were carried out using the Bruker D8 Discover system, and magnetization curves were measured by a vibrating sample magnetometer at room temperature.

#### Results and discussions

From the XRD measurement results, we know that undesired 110 and 220 peaks appeared for all the annealed samples using single metal buffer layers. In contrast, samples using Cr/MgO hybrid buffer layer exhibited (001) orientation clearly. Neither 110 nor 220 peak appeared in the Cr/MgO samples after the annealing process. In addition, the squareness of magnetization curves and FWHM of the 001 diffraction were improved for the Cr/MgO samples.

This work was partially supported by the Murata Science Foundation and Cooperative Research Project of CRDAM-IMR, Tohoku Univ. MS and TK thank Issei Narita for technical supports.

#### Reference

[1] M.-l. Sun, *et al.*, *The 2019 Joint MMM-Intermag Conference*, **DH-09** (2019).

## CoGa 下地層を用いた MnAl(001)配向膜の形成

大島大輝, 加藤剛志, 岩田聡

(名古屋大学)

Fabrication of (001)-textured MnAl film on CoGa buffer layer

D. Oshima, T. Kato, S. Iwata

(Nagoya Univ.)

### はじめに

(001)配向下  $L1_0$ -MnAl は高い垂直磁気異方性を有し、ダンピングも小さいことから、磁気ランダムアクセスメモリや磁気記録媒体の材料として有望視されている。(001)配向の MnAl の下地層としては Cr や Cr 系合金が用いられているが<sup>1)</sup>, 一般的に MnAl 膜の膜厚が薄くなると磁気特性が劣化する傾向がある。一方で、同様の結晶構造を持つ  $L1_0$ -MnGa では、CoGa 下地層を用いるのが効果的という報告がある<sup>2)</sup>。本研究では、CoGa 下地層を用いて MnAl 膜を形成し、その特性を評価したので報告する。

### 実験方法

各層はマグネトロンスパッタ法により堆積し、その膜構成は、Cr (2 nm) / MnAl (5 or 15 nm) / CoGa (0 or 30 nm) / Cr (20 nm) / MgO(001) sub.とした。Cr および CoGa 下地層はそれぞれ基板温度 400 °C で堆積し、ポストアニールを 600 °C で 30 min 行った。MnAl は成膜時の基板温度を  $T_s$ , ポストアニール温度を  $T_a$  として形成した。

### 実験結果

Fig. 1 に CoGa が 0 もしくは 30 nm のときの 5 nm 厚の MnAl 膜の磁化曲線, 原子間力顕微鏡像, X 線回折プロファイルを示す。なお, MnAl 成膜時の基板温度は  $T_s = 200$  °C として, ポストアニールは行っていない。CoGa 膜を挿入しない Cr バッファ直上のものに比べ, CoGa 膜を挿入したものでは MnAl 膜の飽和磁化が大きく, 角型比も良好な結果が得られた。また, Cr 上では表面形状に不均一性が見られるが, CoGa 上ではそれが改善され, 均一な表面形状が観察されている。X 線回折プロファイルでは, どちらの膜においても MnAl の 001, 002 ピークが観測されていることから, (001)配向した MnAl 膜が形成されていることがわかるが, 回折ピーク強度は CoGa 上のもののほうが大きい。これは CoGa 上では MnAl 膜の結晶性が向上することを示している。さらに,  $T_s = 200$  °C,  $T_a = 500$  °C とすると, 磁気特性の向上が見られることを確認している。CoGa 層挿入による各種特性の向上は 15 nm 厚の MnAl 膜でも確認され, CoGa 層挿入は MnAl 層の成長に効果的であることがわかった。

### 参考文献

- 1) M. Hosoda *et al.*, J. Appl. Phys., vol. 111, 07A324 (2012).
- 2) K. Z. Suzuki *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys., vol. 55, 010305 (2016).

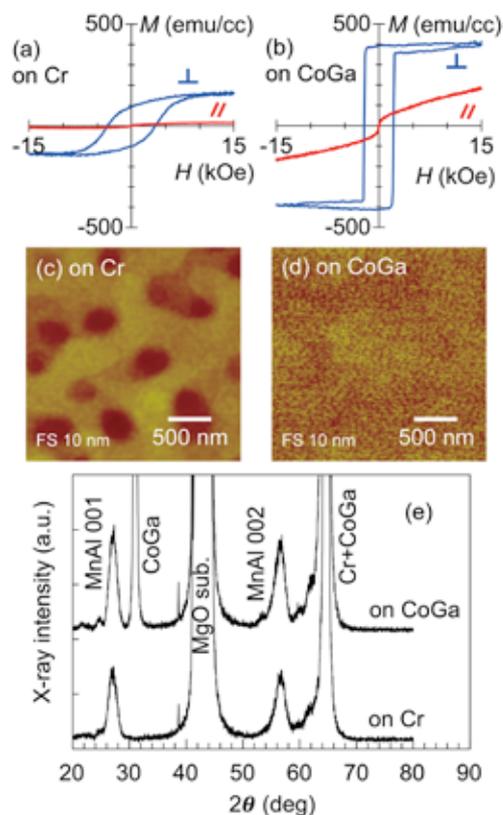


Fig. 1 (a), (b)  $M$ - $H$  curves, (c), (d) AFM images, (e) x-ray diffraction profiles of MnAl films grown on (a), (c) (e) Cr or (b), (d) (e) CoGa buffer layer.

Ga 組成の異なる  $\text{Fe}_{100-x}\text{Ga}_x$  膜における磁気特性の膜厚依存性

川辺 泰之、宮崎 孝道、遠藤 恭 (東北大学)

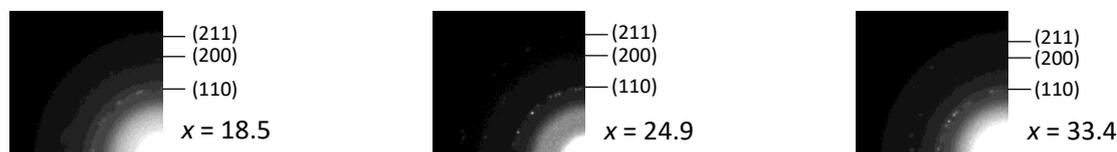
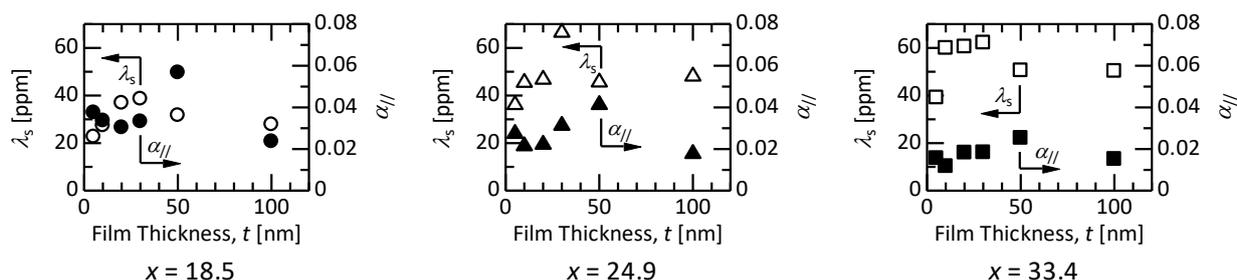
Thickness Dependence of Magnetic Properties for  $\text{Fe}_{100-x}\text{Ga}_x$  Films with Various Ga Compositions ( $x$ )

Yasuyuki Kawabe, Takamichi Miyazaki, Yasushi Endo (Tohoku Univ.)

**はじめに** 巨大磁気ひずみを有する Fe-Ga 膜は、高速・小型・エネルギー高効率な高周波デバイスへの応用に向けて<sup>1)</sup>、構造や磁気および電気特性に関する検討が行われている。我々のグループも含めて、これまでの研究では、Ga 組成 20 at.% 近傍の Fe-Ga 膜における磁気特性の膜厚による変化<sup>2,3)</sup>や、特定の膜厚での高周波磁気特性の Ga 組成による変化<sup>4)</sup>について検討されてきた。本研究では、Ga 組成の異なる Fe-Ga 膜における静的および高周波磁気特性の膜厚による変化について検討した。

**実験方法** 5 ~ 100 nm 厚の  $\text{Fe}_{100-x}\text{Ga}_x$  (Fe-Ga) 膜はガラス基板上に DC マグネトロンスパッタリングを用いて製膜した。なお、膜の酸化を防ぐために 5 nm 厚の Cr 層を試料表面に積層した。作製した膜の組成 ( $x = 18.5, 24.9, 33.4$ ) に関しては、EDX を用いて評価した。作製した膜の構造に関しては、TEM、XRD を用いた一方、磁気特性に関しては、VSM、光てこ法を用いた高感度薄膜磁歪装置 ((株) 東栄科学産業製)、ブロードバンド FMR (B-FMR) 測定法を用いて評価した。

**結果および考察**  $\text{Fe}_{100-x}\text{Ga}_x$  膜における結晶構造は、Ga 組成および膜厚によらず bcc 多結晶であった (図 1)。このような構造を有する  $\text{Fe}_{100-x}\text{Ga}_x$  膜の飽和磁気ひずみ ( $\lambda_s$ ) と面内有効ダンピング定数 ( $\alpha_{//}$ ) を評価した。それらの結果を図 2 に示す。 $\lambda_s$  に関しては、いずれの Ga 組成においても膜厚の増加とともに増加し、 $t = 30$  nm にて極大をとり、さらに膜厚が増加すると緩やかに減少した。 $\lambda_s$  の値は、Fe-Ga バルク合金<sup>5)</sup>や Fe-Ga 多結晶膜<sup>6)</sup>と比較して低くなった。この原因は、膜の結晶方位が主に [111] 方向を向いていることと、膜の結晶粒径が小さく微結晶状態となっていることによるものと考えられる。一方、 $\alpha_{//}$  に関しては、いずれの Ga 組成においても膜厚の増加とともにほぼ一定となり、 $t = 50$  nm にて極大をとり、さらに膜厚が増加すると減少した。また、いずれの  $\alpha_{//}$  の値も、低磁気ひずみを有する  $\text{Ni}_{78}\text{Fe}_{22}$  膜の結果と比べるとおよそ 4-7 倍ほど高くなった。この原因は、2-マグノン散乱や異方性分散といった磁氣的不均一性によるものと考えられる。

Fig. 1. Selected-area diffraction (SAD) patterns of 10-nm-thick  $\text{Fe}_{100-x}\text{Ga}_x$  films ( $x = 18.5, 24.9, \text{ and } 33.4$ ).Fig. 2. Thickness dependence of the saturation magnetostriction ( $\lambda_s$ ) and the in-plane effective damping constant ( $\alpha_{//}$ ) for  $\text{Fe}_{100-x}\text{Ga}_x$  films ( $x = 18.5, 24.9, \text{ and } 33.4$ ).

**謝辞** 本研究の一部は、東北大学先端スピントロニクス研究開発センター、東北大学スピントロニクス学術連携研究教育センター、東北大学国際集積エレクトロニクス研究開発センター、および情報ストレージ研究推進機構 (ASRC) の支援のもとで行われた。また、本研究の一部は、科研費基盤研究 (B) (No. 17H03226) の支援のもとで行われた。

**参考文献** 1) B. K. Kuanr *et al.*, *J. Appl. Phys.*, 115, 17C112 (2014)., 2) A. Javed *et al.*, *J. Appl. Phys.*, 107, 09A944 (2010)., 3) Y. Endo *et al.*, *IEEE Trans. Magn.*, 53, 11, 2502305 (2017)., 4) Y. Kawabe *et al.*, *T. Magn. Soc. Jpn.*, 3, 34 (2019)., 5) A. E. Clark *et al.*, *IEEE Trans. Magn.*, 36, 3238 (2000)., 6) N. A. Morley *et al.*, *J. Appl. Phys.*, 105, 07A912 (2009).

## Co-Fe-B 薄膜における構造と磁気特性の膜厚による変化

田中 治憲, 宮崎 孝道, 遠藤 恭 (東北大学)

Change in Structural Characteristics and Magnetic Properties for Co-Fe-B Thin Films with Thickness

H. Tanaka, T. Miyazaki, Y. Endo (Tohoku University)

### はじめに

Co-Fe-B 薄膜は, MRAM やスピントルクダイオードなどのスピントロニクスデバイスにおける磁気トンネル接合素子の強磁性電極層に用いられる有力な材料の 1 つであり, その動的磁気特性に関して盛んに研究が行われている<sup>1)</sup>。しかしながら, Co-Fe-B バルク合金の飽和磁気ひずみ ( $\lambda_s$ ) が 20 ppm と高いにもかかわらず<sup>2)</sup>, これまでの研究では  $\lambda_s$  および  $\alpha$  と動的磁気特性との関係について検討されていない。本研究では,  $\lambda_s$  と動的磁気特性の重要なパラメータの 1 つであるダンピング定数 ( $\alpha$ ) との関係把握するために, 膜厚の異なる Co-Fe-B 薄膜の構造と磁気特性について詳細に検討した。

### 実験方法

試料作製は RF スパッタリング装置を用いた。作製した試料の膜構成に関しては, ガラス基板上に膜厚を 3 ~ 100 nm と可変させた Co-Fe-B ( $\text{Co}_{37}\text{Fe}_{43}\text{B}_{20}$ ) 薄膜である。なお, 組成については, EDX および飽和磁化値をもとにして決定した。

作製した薄膜の結晶構造および表面形状評価には, XRD, TEM および AFM を用いた。また, 磁気特性評価には, VSM, 光てこ法を用いた高感度薄膜磁歪測定装置およびブロードバンド強磁性共鳴 (B-FMR) 測定装置を用いた。

### 実験結果および考察

XRD パターンからわかるように (図 1), 膜厚によらず回折ピークは観測されなかった。これらの結果から, Co-Fe-B 薄膜の結晶構造は, 膜厚に依存せず, いずれもアモルファスであることがわかった。一方, 表面粗さ (RMS) は, 膜厚によらずほぼ一定となり, それらの値はおおよそ 1 nm であった。この結果は, 膜表面が比較的平坦であることを示唆している。

このような結晶構造および表面形状を有する Co-Fe-B 薄膜の磁気特性を評価した。その結果を図 2 に示す。 $\lambda_s$  は, 膜厚 10 nm 付近まで増加し, さらに膜厚を増加させるとほぼ一定となった。また, いずれの膜厚においても  $\lambda_s$  の値は 40 ~ 70 ppm であり, バルク値 (20 ppm) に比べて高くなった。この原因は製膜時の応力誘起によるものと考えられる。一方,  $\alpha$  は膜厚の増加とともに 0.011 から 0.005 へと急激に減少し, 膜厚 10 nm 以上ではほぼ一定となった。とりわけ, 10 nm 以下の膜厚における  $\alpha$  の増大は, 材料固有の  $\alpha$  に加えて, 異方性分散などの磁気的不均一性によるものと考えられる。

### 謝辞

本研究を行うにあたり, 試料作製および測定の一部に関して, 東北大学電気通信研究所 石山 和志 教授, 榎 修一郎 准教授, 東北大学多元物質研究所 北上 修 教授, 岡本 聡 准教授, 菊池 伸明 助教のご協力を得ました。ここに深謝します。本研究の一部は, 東北大学スピントロニクス学術連携研究教育センター, 東北大学先端スピントロニクス研究開発センター, 東北大学国際集積エレクトロニクス研究開発センターの支援により行われた。また, 本研究の一部は, 科研費(No. 17H03226)の補助のもとで行われた。

### 参考文献

- 1) D. D. Djayaprawira *et al*, Appl. Phys. Lett., **86**, 092502 (2005).
- 2) R. C. O'Handley, *Modern Magnetic Materials Principles and Applications*, John Wiley & Sons, Inc., NY, USA, (1999).

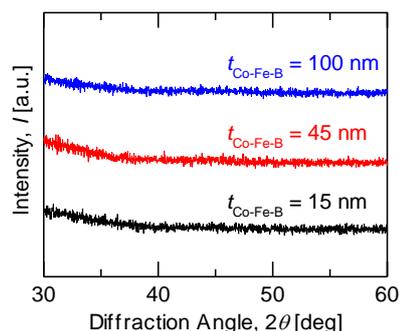


Fig. 1. X-ray diffraction patterns for  $\text{Co}_{37}\text{Fe}_{43}\text{B}_{20}$  thin films with various thicknesses.

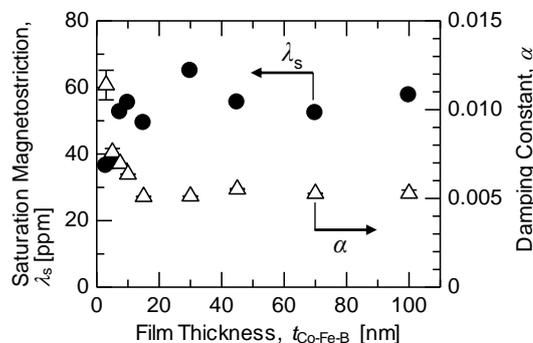


Fig. 2. Change in the saturation magnetostriction ( $\lambda_s$ ) and damping constant ( $\alpha$ ) of  $\text{Co}_{37}\text{Fe}_{43}\text{B}_{20}$  thin films with thickness.

# RF マグネトロンスパッタ法による $\epsilon$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3(001)$ 層のエピタキシャル成長

渡邊 雅人  
(公財)電磁材料研究所

Epitaxial growth of  $\epsilon$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3(001)$  layer by RF magnetron sputtering  
Masato Watanabe  
(Research Institute for Electromagnetic Materials)

## はじめに

$\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\epsilon$ ,  $\zeta$ と5つある  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  の多形体の一つである $\epsilon$ 相は、斜方晶であり a 軸および b 軸方向にフェライトとしては強い結晶磁気異方性 ( $K_a = 7.7 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ ,  $K_b = 1.2 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ ) を持つ一方、フェリ磁性体のため飽和磁化は 1.26 kG と小さく、このため異方性定数と飽和磁化の比である異方性磁界は非常に大きくなる(154 kOe). その結果、高保磁力(20 kOe)と高共鳴周波数(182 GHz)が得られている。また、室温でマルチフェロ特性を有することも知られているため、ミリ波電磁波吸収材料、磁気記録媒体およびマルチフェロを利用したデバイスなどへの応用展開が期待されている。しかし、 $\epsilon$ 相は準安定相のため合成が困難であり、現状その合成方法のほとんどがナノ粒子の化学合成あるいはPLDによるエピタキシャル成長の二つに限られている。今回、薄膜合成として工業的応用上重要となる RF マグネトロンスパッタ法によりエピタキシャル $\epsilon$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3$  層の成長を試みたので、その結果について報告する。

## 実験方法

800°Cに加熱した  $\text{SrTiO}_3(111)$ および YSZ(100)基板上に、 $\alpha$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3$  焼結ターゲットを用い、 $\text{Ar}+\text{O}_2$  混合ガスを導入した反応性 RF マグネトロンスパッタ法により成膜を行った。構造は高分解能 XRD, HAADF-STEM および極微電子線回折で、磁気特性は VSM で評価を行った。

## 実験結果

スパッタガス圧および  $\text{Ar}+\text{O}_2$  スパッタガスの酸素流量比を変化させた成膜を検討した結果、スパッタ放電限界に近い 1 mTorr の低ガス圧および 25 %以上の高酸素ガス流量で c 軸配向した $\epsilon$ 相が生成することが XRD から確認された。低ガス圧ではスパッタ粒子の平均運動エネルギーが高くなるため、高いスパッタ粒子エネルギー、高酸素濃度雰囲気、高基板温度が $\epsilon$ 相生成に必要と考えられる。Fig. 1 の断面 TEM 観察および極微電子線回折から、 $\text{SrTiO}_3(111)$ 基板上に膜厚 5 nm 程度の $\epsilon$ 相エピタキシャル層が生成し、5 nm 以上の膜厚では $\alpha$ 相となることが確認された。一方 PLD による $\epsilon$ 相エピタキシャル成長では、100 nm 程度の膜厚試料が得られ、面内に3回対称の方位を持つ数 nm サイズの c 軸配向ナノドメインからなる微細構造を持つことが報告されており<sup>1)</sup>、今回のスパッタ法による試料とは異なる組織が得られている。ヒステリシスカーブは、磁氣的にソフトな相とハードな相が混在した特徴を示した。

## 参考文献

- 1) M. Gich et al., Appl. Phys. Lett., 96 (2010) 112508.
- 2) M. Watanabe, Determinations Nanomed Nanotechnol. 1 (2019) DNN.000502, arXiv:1903.01022.

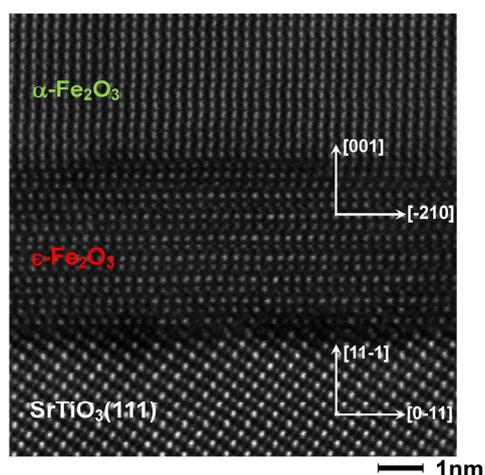


Fig.1 Cross sectional HAADF-STEM image for  $\alpha/\epsilon$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3 / \text{SrTiO}_3(111)$  film. <sup>2)</sup>

## 反応性パルス DC スパッタリング成膜におけるターゲット中酸素濃度が BiFeO<sub>3</sub> 系薄膜の磁気・誘電特性へ及ぼす影響

°山本 大地, 吉村 哲  
(秋田大学)

Influence of oxygen concentration of sputtering target on the magnetic and dielectric properties of BiFeO<sub>3</sub> based thin films in reactive pulsed DC sputtering method

°D. Yamamoto, and S. Yoshimura  
(Akita Univ.)

**1. はじめに** 室温で反強磁性・強誘電性を有する BiFeO<sub>3</sub> の Bi<sup>3+</sup> や Fe<sup>3+</sup> を, 適切な価数を有する元素で置換することで, 強磁性が発現することが既に報告されている. 我々は, 反応性パルス DC スパッタリング法を用いて作製した (Bi,La)(Fe,Co)O<sub>3</sub> 薄膜において, 電圧駆動型磁気デバイス応用に有用な, 比較的高い飽和磁化  $M_s$  (70 emu/cm<sup>3</sup>) かつ垂直磁気異方性を得ている<sup>1)</sup>. 一方で, BiFeO<sub>3</sub> の誘電特性は試料中の酸素空孔の存在量に大きく関わることを示唆されており<sup>2)</sup>, この低減もデバイス応用上重要なことである. 本研究では, Bi の置換元素にランタノイド系元素である Gd を選択し, 酸素含有量の異なるターゲットを用いて作製した (Bi,Gd)(Fe,Co)O<sub>3</sub> (BGFCO) 薄膜の磁気および誘電特性を評価・比較することで, ターゲット素材を含めた成膜条件が, その磁気および誘電特性に及ぼす影響を検討した.

**2. 実験方法** (Bi<sub>0.45</sub>Gd<sub>0.55</sub>)(Fe,Co)O<sub>3</sub> 薄膜 (200 nm) を, 反応性パルス DC スパッタリング法を用いて, 熱酸化膜付き Si 基板上に Ta (5 nm)/Pt (100 nm) の下地層を成膜した後, 積層膜として作製した. 積層膜は, Ta を室温, Pt を 300°C, BGFCO を 695°C の基板温度で成膜した. スパッタリングターゲットには, Gd-Fe-O 粉末, Fe 粉末, Co 粉末を焼結させて作製した導電性ターゲットに Bi シートを配置したものを用いた. 使用したターゲットの組成は Fe<sub>9</sub>Co<sub>3</sub>Gd<sub>2</sub>O<sub>6</sub> (GdFeO<sub>3</sub> 粉末使用: G1O3) と Fe<sub>13</sub>Co<sub>4</sub>Gd<sub>3</sub>O<sub>12</sub> (Gd<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> 粉末使用: G1O4) の 2 種を用いた. 反応性パルス DC スパッタリング法におけるパルス条件として, 周波数を 100 kHz, 電力は 150 W, ON:OFF 比は 3:2 の一定値とした. 磁気測定は, 振動試料型磁力計 (VSM) により, 誘電測定は, BGFCO 積層膜の最表面に Pt ドット状電極 (φ100 μm) を成膜した後に, 強誘電体特性評価システムにより, それぞれ行った.

**3. 結果** Fig.1 に, 酸素含有量の異なる二つのターゲットを用いて作製した BGFCO 薄膜の膜面内および垂直方向の  $M-H$  曲線を示す.  $M_s$  はどちらの薄膜試料でも 80 emu/cm<sup>3</sup> 程度の比較的高い値が得られた. 保磁力  $H_c$  に関しては G1O4 ターゲットを用いた方が小さい値を示した. Fig.2 に, 同薄膜試料の誘電特性を示す. G1O3 ターゲットを用いて作製した薄膜試料では明瞭なヒステリシスが確認できなかったことから, 常誘電性を有していると思われるが, G1O4 を用いた場合の薄膜試料では原点对称性が良く明瞭なヒステリシスを有する  $P-E$  曲線が得られていることから, 良好な強誘電特性が得られたと言える. 使用ターゲットにより強誘電特性の違いが生じた要因として, G1O4 ターゲットを用いた, 積極的に酸素を供給しながら成膜された試料では, 強誘電特性を劣化させる酸素空孔の発生が抑えられたためであると考えられる. そして, その酸素空孔の低減が, 外部磁場に対する磁壁移動を抑制するピンニングサイトの低減をもたらし, 保磁力が小さくなったと考えられる.

**参考文献** 1) 吉村 第42回日本磁気学会学術講演概要集, 13aA-5. 2) X. Qi et al., *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 062903 (2005)

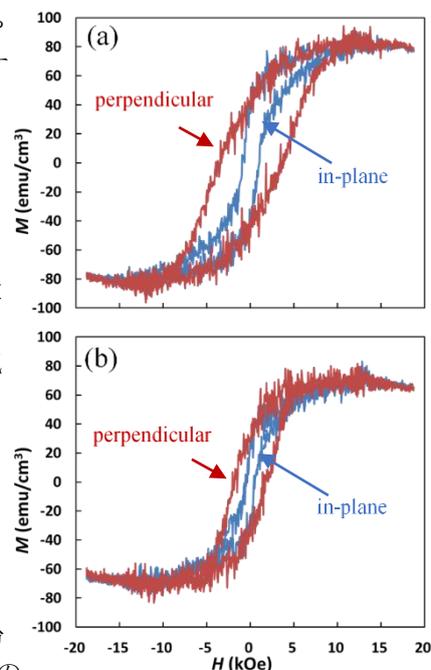


Fig.1  $M-H$  curves of BGFCO films fabricated by the target of (a)G1O3 and (b)G1O4.

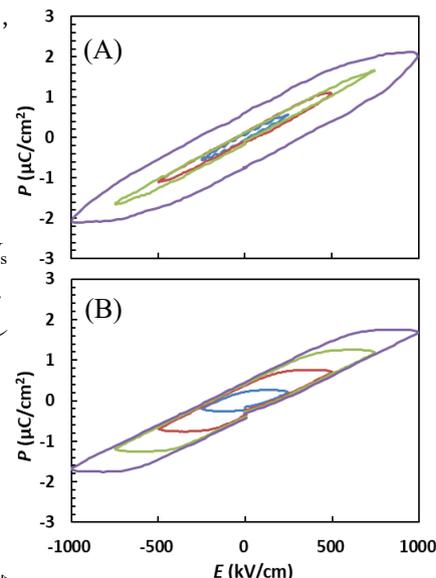


Fig.2  $P-E$  curves of BGFCO films fabricated by the target of (A)G1O3 and (B)G1O4.

# 反応性パルス DC スパッタリング成膜における BiFeO<sub>3</sub>系強磁性・強誘電薄膜の高品位作製の指針

武田 航太朗, 吉村 哲  
(秋田大)

Guidelines for fabrication of high quality multiferroic BiFeO<sub>3</sub> based thin films  
in pulsed DC reactive sputtering method

K. Takeda, and S. Yoshimura  
(Akita Univ.)

**はじめに** 強磁性・強誘電材料は、印加電界  $E$  による磁化  $M$  の方向制御、印加磁場  $H$  による電気分極  $P$  の方向制御が可能とされているため、革新的な次世代電子材料として注目されている。本材料を電圧駆動型の磁気デバイスに使用する場合、高信号出力化などの観点から高い飽和磁化  $M_s$  が求められる。以前、本研究グループではRFスパッタリング法を使用してBi<sub>1-x</sub>Ba<sub>x</sub>FeO<sub>3</sub>薄膜を作製していたが、その  $M_s$  の最大値はBi<sub>1-x</sub>Ba<sub>x</sub>FeO<sub>3</sub> 粉末の  $M_s$  の半分程度の 60 emu/cm<sup>3</sup> しか示さなかった。そこで、薄膜を高品位に作製するため、RFスパッタリング法に代えて、反応性パルス DC(R-PDC)スパッタリング法を用いてBi<sub>1-x</sub>Ba<sub>x</sub>FeO<sub>3</sub>系薄膜の作製を試みた。R-PDCスパッタリング法では最大 92 emu/cm<sup>3</sup> となり、 $M_s$  の大幅な向上が見られた。また、R-PDCスパッタリング法で作製した薄膜は、RFスパッタリング法で作製した薄膜に比べ、成膜速度は5倍程度、抵抗値は20倍程度となり、他の特性についても大幅な向上が見られた<sup>2)</sup>。しかし、R-PDCスパッタリング法における成膜条件として、一般的な成膜電力に加え、パルス周波数やターゲット素材なども存在し、これらと薄膜の品質における相関は詳しくわかっていない。本研究では、R-PDCスパッタリング法で作製した薄膜の磁気特性における、成膜電力依存、パルス周波数依存、ターゲット素材依存を明らかにすることを目的とした。

**方法** R-PDCスパッタリング法を用いて、(Bi<sub>0.5</sub>Ba<sub>0.5</sub>)FeO<sub>3</sub>(BBFO)薄膜(膜厚 300 nm)を、熱酸化膜付き Si 基板上に Ta(5 nm)/Pt(100 nm)の下地層を成膜した後、積層膜として作製した。積層膜は基板温度として、Taを室温、Ptを300°C、BBFOを695°Cで成膜した。さらに、BBFO薄膜のペロブスカイト構造の形成を促進させるために、成膜時の薄膜にVHFプラズマ照射を施した。BBFO薄膜の成膜には、Fe粉末とBa-Fe-O粉末とを焼結させて作製した、酸化物の含有量が異なる(導電特性が異なる)3種類のターゲットに、Biシートを配置したものを用いた。R-PDCスパッタリング法におけるパルス条件として、周波数を50~250 kHz、電力を80~200 Wの範囲で変化させた。作製したBBFO薄膜の組成分析は、エネルギー分散型X線分光器(EDS)により、磁気測定は、振動試料型磁力計(VSM)により行った。

**結果**  $M_s$  の成膜電力に対する変化は、Fig.1に示すように、電力増大に伴い単調に増加し、200 Wにおいて最大値 92 emu/cm<sup>3</sup> の高い値を示した。 $M_s$  のパルス周波数に対する変化は、Fig.2に示すように、周波数減少に伴い単調に増加した。Fig.3には、ターゲットに含まれる酸化物含有量の割合が14, 17, 20 mol%で、導電特性が異なるターゲット(Ox-14, Ox-17, Ox-20)を用いて作製した薄膜の、 $M_s$  のターゲット中酸化物含有量依存性を示す。酸化物含有量が少ないほど、 $M_s$  は高い値を示した。以上の結果より、成膜電力が高く、パルス周波数が低く、ターゲットの導電性が良いほど、より大きな  $M_s$  を持つ強磁性・強誘電 BiFeO<sub>3</sub>系薄膜が作製できることがわかった。これは、アーク放電が抑制されたR-PDCスパッタリング法では、高いエネルギーを有するスパッタ粒子を離散的に基板に到達させることで、原子の基板表面拡散を促進させるためと考えられる。

**参考文献** 1) D. Pellemounter et al., 2014 Soc. Vac. Coat., 57th Annual Technical Conference Proceedings, Chicago, USA.  
2) 吉村哲, 第42回日本磁気学会学術講演概要集, 13aA-5.

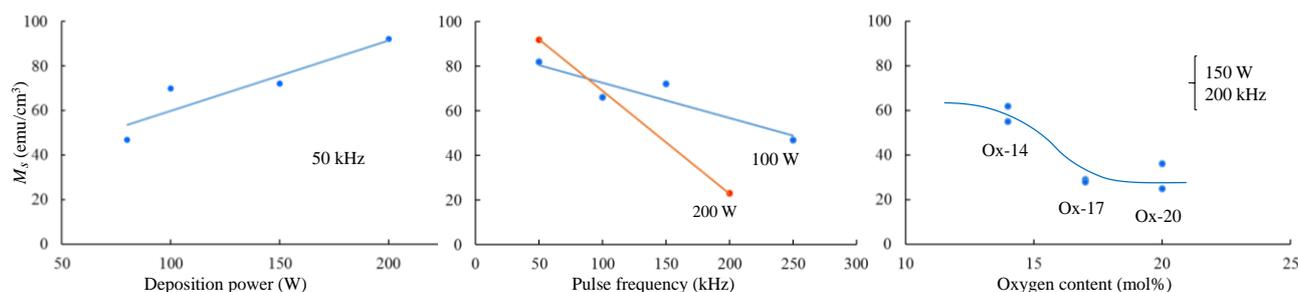


Fig.1 Dependence of saturation magnetization of BBFO films on deposition power.

Fig.2 Dependence of saturation magnetization of BBFO films on pulse frequency.

Fig.3 Dependence of saturation magnetization of BBFO films on oxygen content in target.

## ダイナミックオーロラ PLD 法を用いた $Mn_3CuN$ 薄膜の作製と評価

川口昂彦, 鈴木淳平, 坂元尚紀, 鈴木久男, 脇谷尚樹  
(静岡大)

Preparation and characterization of  $Mn_3CuN$  thin films by Dynamic Aurora PLD

T. Kawaguchi, J. Suzuki, N. Sakamoto, H. Suzuki, N. Wakiya  
(Shizuoka Univ.)

### はじめに

逆ペロブスカイト構造( $B_3AN$ )を持つ遷移金属窒化物は、負熱膨張や異常ホール効果の発現、超伝導体やハーフメタルといった興味深い特性を発現する物質群である。その中でも  $Mn_3CuN$  は、約 150 K で強磁性転移を示し、最大 2000 ppm に及ぶ巨大磁歪を示す。この系の薄膜作製には、従来研究ではマグネトロンスパッタ法やプラズマ支援 MBE 法などが用いられている。すなわち窒化物相の形成のために、反応性の高い窒素プラズマを供給することが重要である。これらに対し、我々は成膜中に磁場印加が可能な、ダイナミックオーロラ PLD 法を独自に開発してきた。本手法ではプルームの再結合が磁場印加により抑制され、原料元素をイオンの状態で基板に供給することが出来る。すなわち、プラズマ化電源無しに窒化物ターゲットのアブレーションのみで窒素プラズマを供給できると考えられる。そこでダイナミックオーロラ PLD 法を用いて  $Mn_3CuN$  薄膜を作製したので報告する。

### 実験方法

$Mn_3CuN$  薄膜は、ダイナミックオーロラ PLD 法を用いて  $MgO$  (001) 基板上に成長した。Nd:YAG レーザー4倍波(266 nm)を用い、 $Mn_2N$ -Cu 混合粉末を放電プラズマ焼結(SPS)した焼結体をターゲットに用いた。到達真空度は  $10^{-6}$  Torr で成膜温度と印加磁場を成長条件として、膜厚が 100 nm 程度となるよう成膜時間を調整した。得られた薄膜は、X 線回折(XRD)、電子線マイクロアナライザ(EPMA)、透過型電子顕微鏡(TEM)、四短針法による抵抗率測定および SQUID を用いた磁化率測定などによって評価した。

### 実験結果

Fig. 1 に 500°C, 2000 G の条件で作製した  $Mn_3CuN$  薄膜の TEM による電子線回折像を示す。制限視野は薄膜だけでなく基板も含んでいる。この結果から、得られた薄膜には  $Mn_3CuN$  相だけでなく、 $MnO$  相および  $Cu$  相が形成していることが分かる。これは、到達真空度が  $10^{-6}$  Torr 程度であるため成長チャンバ中の残留酸素が原因であると考えられる。興味深いことにいずれの回折点も方位が揃っており、すべての相が  $MgO$  上にエピタキシャル関係を保って形成していることがわかる。このことから、残留酸素により  $Mn_3CuN$  が酸化・分解することで、 $MnO$  相と  $Cu$  相が形成したのではないかと推察される。

Fig. 2 にこの薄膜の磁化率測定の結果を示す。 $MnO$  相や  $Cu$  相は反強磁性や常磁性であるため、150 K 付近で観測されている強磁性転移は  $Mn_3CuN$  相のものであると考えられる。 $Mn_3CuN$  相に窒素欠損が存在するとキュリー一点が 150 K よりも上昇することが報告されているため、この薄膜中の  $Mn_3CuN$  相には窒素欠損がほぼ無いことが期待される。すなわち、ダイナミックオーロラ PLD 法での成膜により窒化物相の十分な窒化が実現したと考えられる。

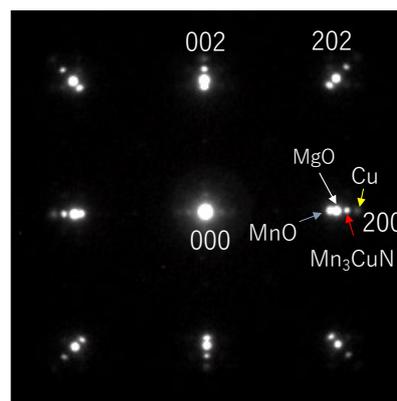


Fig. 1 TEM electron diffraction of  $Mn_3CuN$  thin film grown on  $MgO$  substrate by Dynamic Aurora PLD.

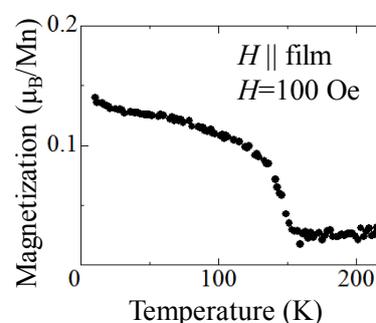


Fig. 2 Temperature dependence of magnetization of the  $Mn_3CuN$  thin film shown in Fig. 1.