

Market Research on Electrical Motor and Power Electronics Technology and Magnetic Material Multi-Scale Analysis

Keisuke Fujisaki*, Tatsuya Hosotani**, Takahiro Urakabe**, Yota Takamura**, Yasushi Matsumoto****

(Toyota Technological Institute*, Murata Manufacturing Co., Ltd.**, Tokyo Institute of Technology**, Fuji Electric Co., Ltd.****)

電気モータで駆動する自動車や飛行機のEV社会，パワーエレクトロニクス技術を介してエネルギーが利用されるパワエレ社会が進展している。図1は，2030年のEVやその関連装置およびパワーエレクトロニクス装置の世界的市場規模を調査した結果を示したものである。エアコンおよびEVに大きな市場が見込めるが，特にワイヤレス充電システムの市場規模が著しい。

そこには多くの磁性材料が使用されており，これまでにない新たな動作領域での磁性材料が必要とされる。特にGaN, SiCデバイスによる高周波大電力動作に対する新たな磁性体へのニーズは高い。そこでは，MHz, 100 kWを超えるものも予想され，変位電流と磁気飽和による非線形現象との同時発生が起こりえる。そうした材料開発およびパワーエレクトロニクス回路での利用技術では，磁気の根源・物理現象に根差した解析技術つまり図2のごとき磁性体マルチスケール解析技術を踏まえての開発，研究が必要と思われる^{2,3)}。

これまでのエネルギー系の商用周波数での磁気論は，100年以上の時間をかけて磁気関係者が量子論や磁区構造論，多結晶論などを陽に表すことなく電気関係者に提示してきた。しかし高周波大電力動作が急速に実用化しようとしている現在，ある意味不完全な材料，開発途上の材料が，電気関係者が利用しなければいけない状況になっている。パワエレ磁気では使用する部位によって動作している磁気特性が異なるため，磁気関係者にはその状況であることを踏まえていただくと同時に，早急な材料開発及び利用技術の深展のための支援技術となる各磁気現象における解析技術について熟知すべきと思いで，本シンポジウムを開催する。

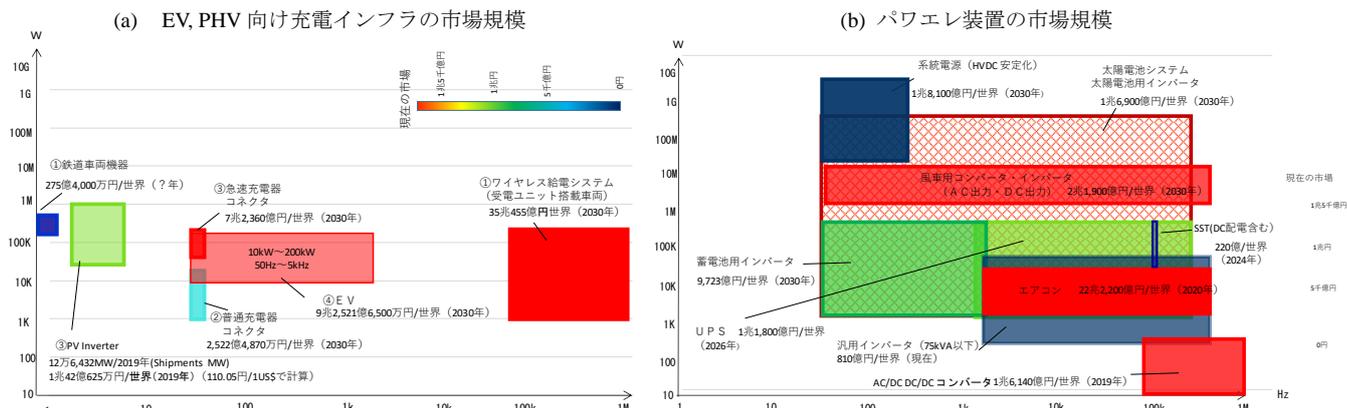


図1. 世界市場調査結果 (2030年の予測)¹⁾

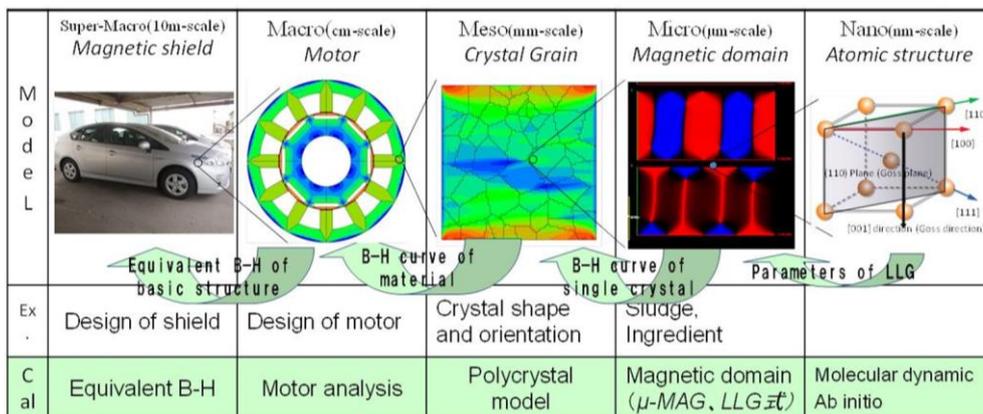


図2. 磁性体マルチスケール解析技術^{2,3)}

Reference

- 1) 藤崎敬介, 細谷達也, 浦壁隆浩, 高村陽太, 松本康, 令和4年電気学会全国大会, 2022.3.21-23, オンライン開催.
- 2) Editor: Keisuke Fujisaki, "Magnetic Material for Motor Drive System" (2019), Springer-Nature, 2019.12.
- 3) 藤崎敬介編著「モータ駆動システムのための磁性材料活用技術」コロナ社, 2018.9

講演取消

Investigation of iron-rich FeSi alloys by first-principles phase field and special quasirandom structure methods

Kaoru Ohno^{1,2}, Riichi Kuwahara³, Ryoji Sahara², Yoshiyuki Kawazoe⁴, and Keisuke Fujisaki⁵

¹Graduate School of Engineering, Yokohama National University, Yokohama 240-8501, Japan

²Research Center for Structural Materials, National Institute for Materials Science, Tsukuba 305-0047, Japan

³Dassault Systèmes K. K., ThinkPark Tower, Osaki, Shinagawa-ku, Tokyo 141-6020, Japan

⁴New Industry Creation Hatchery Center, Tohoku University, Sendai 980-8579, Japan

⁵Department of Advanced Science and Technology, Toyota Technological Institute, Nagoya 468-8511, Japan

Fe-6.5 wt% Si has special magnetic characteristics as zero magnetostriction, low magnetic anisotropy, low iron-loss, and high magnetic permeability.^{1,2)} It is possible to infer that the low iron-loss is due to the increase of electric resistance with silicon, and that the high magnetic permeability is due to the reduction of magnetic anisotropy. However, it has not been discussed enough in the literature why zero magnetostriction and low magnetic anisotropy appear at the special composition of the FeSi alloy. When magnetic materials are processed into devices such as motors, transformers, and inductors, mechanical stress applied results in residual stress, which deteriorates the magnetic properties. Therefore, the magnetic material which shows zero magnetostriction is very attractive. If a material with zero magnetostriction can be developed, devices with low iron-loss and high magnetic permeability can be realized, leading to miniaturization and high efficiency, which can contribute to realizing power electronics society.

In this study³⁾, coarse grained phase morphologies of iron-rich region of FeSi alloys at 1050 K are investigated by using first-principles phase field (FPPF) (Fig. 1) and special quasirandom structure (SQS) (Fig. 2) methods without relying on any experimental or empirical information. From the free energy comparison, we find that, for the Si concentration less than 25 at%, a solid-solution-like homogeneous phase is most stable, although a random pattern in nm scale consisting of B2 $\text{Fe}_{4-x}\text{Si}_x$ and D0_3 Fe_3Si phases may appear at 12.5 at% Si at somewhat lower temperatures. We make a conjecture that, around 12.5 at% Si, such a random pattern in nm scale is the origin of the zero magnetostriction and low magnetic anisotropy. This solves a long-standing problem of the experimentally observed zero magnetostriction at 6.5 wt% Si. On the other hand, for the Si concentration slightly larger than 25 at%, FeSi alloys prefer two-phase coexistence of the D0_3 Fe_3Si phase and the B2 FeSi phase. All these findings are in good accordance with the available experimental evidence.

References

- 1) M. Enokizono and K. Narita, *Jpn. J. Appl. Phys.* **23** (1984) 1020.
- 2) Y. Takada, M. Abe, S. Masuda, and J. Inagaki, *J. Appl. Phys.* **64** (1988) 5367.
- 3) K. Ohno, R. Kuwahara, R. Sahara, T. N. Pham, S. Bhattacharyya, Y. Kawazoe, and, K. Fujisaki, *ISIJ Int.* **63** (2023) 553.

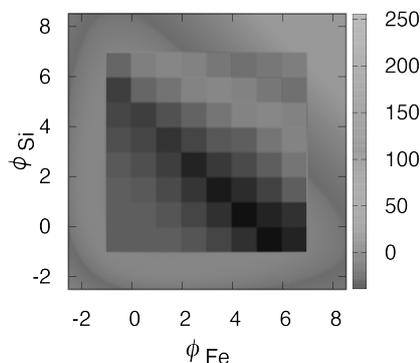


Fig. 1 2D Free Energy Map of the FPPF Method

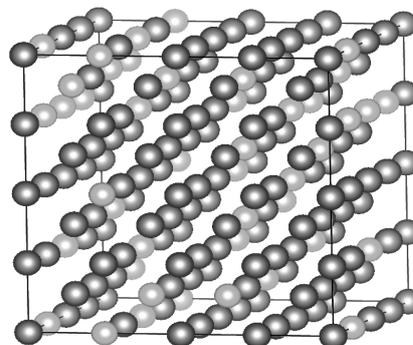


Fig. 2 Random Atomic Configuration in the SQS Method

A trial to evaluate the magnetic parameters in the LLG equation from the first principles

A. Sakuma
(Tohoku Univ.)

Ultimate purpose of the first principles calculations is to predict physical and/or chemical properties, in a quantitative level, of materials and then to design newly developed materials. To achieve this mission, the first stage we should attain is to reproduce the measured properties of solids and molecules. However, as is widely recognized in materials science, even this level is currently hard to be reached. One reason lies in a fact that the material characteristics are governed not only by their microscopic (physical) features but also by macroscopic properties which in many cases dominate the performance of industrial materials. In the current stage, the first principles approach can contribute only to the former (microscopic) properties which can be treated based on the quantum physics. Especially, in the fields of magnetism and superconductivity, the first principles studies are limited to the subjects related to the formation of the order parameters, magnetization and macroscopic wavefunction, respectively. Once an order parameters is built up through the phase transition, the macroscopic properties can be handled using the order parameter as a phenomenological parameter as in the Ginzburg-Landau theory for superconductivity and the Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) equation for micromagnetics. In a ferromagnetic system, for example, spin operators can be treated as classical vectors, \mathbf{M} in the magnetic Hamiltonian, $H(\mathbf{M})$, and the LLG equation is given by

$$\dot{\mathbf{M}} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} + \left(\frac{\alpha}{M}\right) \dot{\mathbf{M}} \times \mathbf{M}, \quad \mathbf{H}_{eff} = -\frac{\partial H(\mathbf{M})}{\partial \mathbf{M}}$$

In this stage, the first principles calculation can contribute to provide the magnetic parameters, such as magnetization \mathbf{M} , exchange constant J_{ij} , anisotropy constant K_i , and the Gilbert damping constant α . One should note here that first principles study can, in principle, determine these parameters only at $T = 0$, whereas the desired properties are mainly at finite temperatures.

To overcome this situation, we have recently made a trial to calculate the temperature dependence of the magnetic parameters, $M(T)$, $A(T)$, $K(T)$ and $\alpha(T)$, within the frame of the first principles technique.¹⁻⁴⁾ A method for $M(T)$ and the anisotropy constant $K(T)$ at finite temperature have been developed by Staunton *et al.*⁵⁾ based on the functional integral method combined with the disordered-local-moment approach. We extend this method to analyze exchange stiffness constant $A(T)$ and $\alpha(T)$, and further developed a perturbation theory and linear response theory at $T \neq 0$. Here, we evaluate $A(T)$ by estimating the excitation energy of the spirally twisted spin structures.

In this symposium, we will present the theoretical framework and show some calculated results of the magnetic parameters of transition metals and alloys

References

- 1) A. Sakuma and D. Miura, J. Phys. Soc. Jpn., **91** (2022) 084701.
- 2) S. Yamashita and A. Sakuma, J. Phys. Soc. Jpn., **91** (2022) 093703.
- 3) R. Hiramatsu, D. Miura and A. Sakuma, Appl. Phys. Express, **15** (2021) 013003.
- 4) R. Hiramatsu, D. Miura and A. Sakuma, J. Phys. Soc. Jpn., **92** (2023) 044704.
- 5) J. B. Staunton, L. Szunyogh, A. Buruz, B. L. Gyorffy, S. Ostanin, and L. Udvardi, Phys. Rev. B **74** (2006) 144411.

Magnetic moment and magnetocrystalline anisotropy energy of Fe, Ni, and Co using first-principles calculations

F. Akagi^{1,2}, R. Namki¹, and T. Yayama²

¹Graduate School of Electrical Engineering and Electronic, Kogakuin University, Tokyo, 163-8677, Japan

²Department of Applied Physics, School of Advanced Engineering, Kogakuin University, Tokyo, 163-8677, Japan

In recent years, with the development of computer technology, research and development of magnetic materials and devices has increasingly relied on various computer simulation methods. Representative methods include first-principles calculations at the atomic level, micromagnetic calculations using the Landau–Lifshitz–Gilbert (LLG) equation at the micro level, and electromagnetic field calculations using Maxwell equations that can handle sizes larger than the millimeter level. First-principles calculations analyze electronic states and energies. For example, in the field of magnetism, saturation magnetization (magnetic moment), magnetocrystalline anisotropy energy (MAE), and exchange stiffness can be obtained without using experimental values. Additionally, M-H loops and magnetization behavior can be obtained using the LLG equation. Electromagnetic field analysis using Maxwell equations can analyze the magnetic flux flow due to the interaction of electromagnetic fields. Thus, multiscale analysis, where atomic-level analysis information (magnetic characteristics) is input to LLG equation, and the analysis information (M-H loops) of LLG equation is input to Maxwell equations, will become increasingly important in the future.

Therefore, in this study, to obtain the input parameters of the LLG equation from first-principles calculations, the magnetic moments of Fe, Ni, and Co [μ_B/atom] ($\mu_B = 1.165 \times 10^{-29}$ [Wbm]) and the anisotropy (MAE [eV], easy axis, and hard axis) are presented.

Density functional theory–based first-principles calculations were performed using the Vienna Ab initio Simulation Package (VASP).¹⁾ The optimized structures of the bcc-Fe, fcc-Ni, and hcp-Co are shown in Figs. 1(a), 1(b), and 1(c), respectively. Here, a generalized gradient approximation with a PBE type exchange correlation functional was utilized. The wave function was represented by a plane wave basis set with a cutoff energy of 550 eV, and the k-points mesh was set to $16 \times 16 \times 16$ for Fe and Ni, and $16 \times 16 \times 10$ for Co. While calculating the MAE, the convergence conditions for the self-consistent field method were 10^{-9} eV for Fe and Co and 10^{-10} eV for Ni. The spin–orbit interaction was also considered.

The MAE [eV] is generally defined as the difference between the energy in the hard-axis direction and that in the easy-axis direction. In this study, the MAE was calculated as $E_{111} - E_{001}$ for Fe, $E_{001} - E_{111}$ for Ni, and $E_{0001} - E_{2\bar{1}\bar{1}0}$ for Co. Table 1 shows the calculation results of the magnetic moment and the MAE of Fe, Ni, and Co. From this, we find that the magnetic moments agree with the experimental results. The MAE of Fe is greater than the experimental result, and that of Co is less than the experimental result, which are the same in terms of the order of magnitude. Furthermore, the easy axes of Fe and Co agree with the experimental results. In contrast, the MAE of Ni differs from the experimental results in terms of the sign. In other words, the [100] direction is the easy axis and the [111] direction is the hard axis.

Reference

- 1) G. Kresse and J. Furthmüller, *Phys. Rev. B*, **48**, (1996) 11169.
- 2) https://www.toei-si.jp/yshimada/shimada_note_04.html.

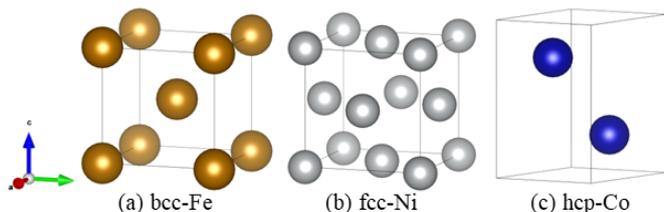


Fig. 1 The optimized structures of the bcc-Fe, fcc-Ni, and hcp-Co

Table 1 Magnetic moment and MAE of Fe, Ni, Co.

| | μ [μ_B/atom] | | MAE [eV] | |
|----|-------------------------------|------|-----------------------|------------------------|
| | Calc. | Exp. | Calc. | Exp. ²⁾ |
| Fe | 2.20 | 2.20 | 5.15×10^{-6} | 1.99×10^{-6} |
| Ni | 1.60 | 1.60 | 8.91×10^{-6} | -4.84×10^{-7} |
| Co | 0.63 | 0.60 | 1.41×10^{-5} | 8.21×10^{-5} |

$\mu_B = 1.165 \times 10^{-29}$ [Wbm]

Magnetoelastic Interaction Modeling of Polycrystalline Magnetic Materials

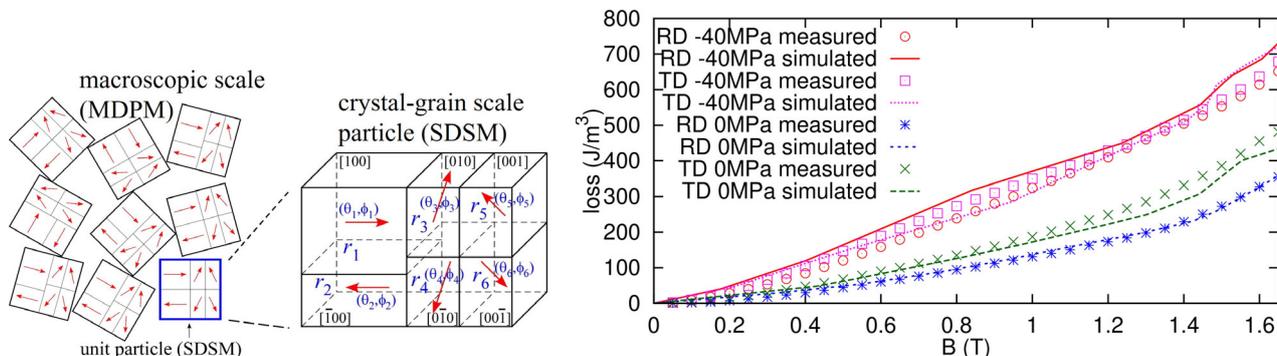
Tetsuji Matsuo
(Kyoto University)

The development of highly efficient electric machines e.g. motors has been required in these days. Because the energy loss of iron-core material can increase under the mechanical stress, several magnetization models have been proposed to represent the stress dependence of magnetization properties of iron-core materials. Most of those are phenomenological models, which require measured data to determine their model parameters. However, it is often difficult to measure magnetic properties under a wide range of operational conditions. A physical magnetization model is accordingly required to predict the stress-dependent properties only from basic material constants without using measured data.

One of the difficulties in constructing a physical model is the polycrystalline nature of iron core materials. Taking account of the polycrystalline nature, we have developed a multiscale physical model, called multi-domain particle model (MDPM) to represent the macroscopic magnetization property based on the energy minimization. The MDPM successfully predicted the stress-dependent magnetization properties from material constants without using measured data under the mechanical stress.

The MDPM consists of an assembly of multi-domain particles [Fig. 1(a)]. The magnetization state in a particle is represented by the volume ratios and the magnetization directions of magnetic domains, which are determined by locally minimizing the total magnetic energy consisting of the Zeeman, anisotropy, magnetostatic, and magnetoelastic energies. The variation in the volume ratio is resisted by a pinning field, which causes the hysteresis loss.

The hysteresis loss of non-oriented silicon steel sheet 50A470 was measured and simulated with and without compressive stress of 40 MPa [Fig. 1(b)]. The hysteresis loss increases with the compressive stress significantly. The difference in the loss property between the rolling direction (RD) and transverse direction (TD) decreases under compressive stress. Using an anisotropic pinning field, the MDPM accurately predicts the stress-dependence of hysteresis loss.



(a) multi-domain particle model (b) hysteresis loss per cycle with/without mechanical stress
Fig. 1. Stress-dependent magnetization property simulation using MDPM

Reference

- 1) T. Matsuo, Y. Takahashi, and K. Fujiwara, Pinning field representation using play hysterons for stress-dependent domain-structure model, *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 499, 166303, 2020.
- 2) T. Matsuo, Y. Takahashi, K. Fujiwara, Anisotropic vector play model and its application in magnetization analysis, *IEEE Trans. Magn.*, vol. 59, 7300204, 2023.

Analytical modeling of Litz wire copper loss for high-frequency high-efficiency power magnetic device design

K. Umetani¹, S. Kawahara¹, M. Ishihara¹, E. Hiraki¹

¹ Graduate school of Environmental, Life, Natural Science and Technology, Okayama University¹

Recently, the miniaturization of power supply circuits has been achieved by the high-frequency operation of switching power converters owing to the high-speed switching performance of recent switching devices. However, the high-frequency operation increases the power loss in the power magnetic devices, such as power transformers and inductors, which are emerging as obstacles to further miniaturization.

The power loss of the power magnetic devices can be classified into iron and copper losses. As both losses increase due to the high-frequency operation, intensive research is performed targeting these two losses. However, unlike the reduction of the iron loss, the reduction of the copper loss is difficult to be achieved through material development, because little possibility can be expected to find a material that replaces the copper. Therefore, a reduction of the copper loss should be done by optimizing the wire structure.

Particularly, the Litz wire has been widely utilized for high-frequency applications. The Litz wire is made of many thin copper strands twisted in multiple levels, as illustrated in Fig. 1. The strands are twisted so that each strand equally experiences every position in the Litz wire cross-section, which mitigates the eddy current generation inside the Litz wire and reduce the copper loss in the high-frequency operation. Because of this simple mechanism, only the strand diameter has been long regarded to mainly affect the copper loss characteristics. However, a recent study [1] revealed that the eddy current suppression characteristics can significantly deteriorate in large-diameter Litz wires when compared among the Litz wires with the same strand diameter, as shown in Fig. 2. This indicates that the detailed optimal design should be sought depending on the specifications of the Litz wire.

The copper loss prediction of the Litz wire has long been performed on the FEM analysis [2]. However, in recent high-frequency and high-power applications, the Litz wire needs to twist more than 1000 strands with a diameter of less than 40 μ m. Due to its complicated structure, the optimal design of Litz wire has been practically difficult to be analyzed and sought by FEM analysis.

To overcome this difficulty, the authors investigated the analytical copper loss modeling of the Litz wire and succeeded to propose a fully analytical copper loss model made only of physical constants and physically measurable parameters of the Litz wire [3]. With the help of this model, the deterioration mechanism of the eddy current suppression characteristics in large-diameter Litz wire was elucidated. This presentation aims to give a full perspective of our current state of study on the analytical copper loss modeling of the Litz wire as well as the usefulness of the Litz wire design through analyzing the deterioration mechanism of the copper loss suppression effect in large-diameter Litz wire.

Reference

- 1) S. Kawahara *et al.*, Proc. IEEE Energy Conversion Congr. Expo., (2020), 1-7.
- 2) E. Plumed *et al.*, Proc. Annu. Conf. IEEE Ind. Electron. Soc., (2018), 3479-3484.
- 3) K. Umetani *et al.*, IEEE Trans. Ind. Appl., 57, 3 (2021), 2407-2420.

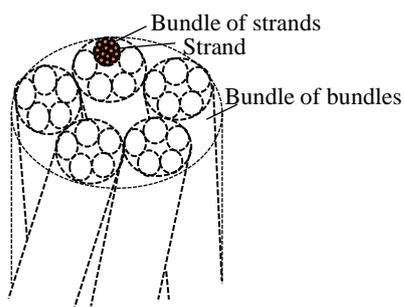


Fig. 1 Multi-level twisting structure of Litz wire.

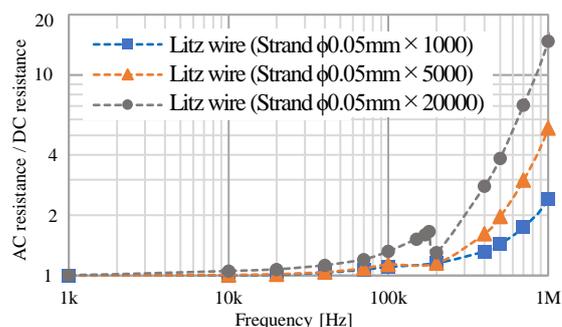


Fig. 2 Measured ratio of ac/dc resistance of Litz wires of same strand diameter.

Quasi-static electromagnetic eddy current analysis based on Darwin model considering both inductance and capacitance effects

H. Kaimori

Science Solutions International Laboratory, Inc.

In recent years, advances in SiC and GaN have led to an increasing trend toward higher frequencies in power electronics devices. High frequency inductors, transformers, and capacitors are becoming problematic due to the effects of parasitic capacitance and parasitic inductance as the inverter carrier frequency and drive frequency become higher. Specifically, the increase in equivalent resistance due to the skin effect inside conductors caused by high frequencies, coupling due to magnetic fields and stray capacitance between neighboring conductors, and so on. Although these effects can be determined by measurement, As a countermeasure, it is desirable to utilize electromagnetic field analysis that does not require prototyping. Conventional quasi-magnetostatic field analysis is capable of frequency-domain and time-domain electromagnetic field analysis that takes into account eddy currents and nonlinear magnetic properties of magnetic materials, but it cannot handle dielectrics because its formulation neglects displacement currents. On the other hand, the Darwin model, which has been attracting attention in recent years, can also take quasi-electrostatic fields into account, so it can be applied from low frequencies to the frequency range where electromagnetic waves do not occur.

We have been developed new types of the $A-\phi$ formulations of the finite element method in the frequency-domain and time-domain 1),2). The methods achieve the low-frequency stability at low frequencies by taking into account the Coulomb-type gauge condition. The two types of the methods have been developed: one without additional variables and one that defines redundant variables to improve convergence characteristics in high-frequency range. The matrix equations can be symmetric. In addition, the method can also handle nonlinear magnetic material properties and coupling electric circuit as well as conventional quasi-magnetostatic analysis.

Fig. 1 shows the analysis model of the gapped core inductor model in which a coil of solid strands doubly wound in a solenoidal shape is wound around a gapped core is used to analyze the effect of parasitic capacitance between the strands. A 1 mm diameter strand of wire elongated from the mesh boundary was helically wound 20 turns from the bottom right to the top on a 10 mm diameter core, and then 20.5 turns were wound from the outside to the bottom, shifting half a pitch of the radius, to the bottom left, extending to the mesh boundary. The conductivity of the conductor was set to 5.7×10^7 S/m. The relative permittivity of all components was set to 1. The core was given a relative permeability of 1500 as ferrite, and a 1 mm gap is provided in the center of the coil interior. Fig. 2 shows the electric density distribution at 85kHz solved by frequency-domain analysis. Apparently, it can be seen that a large electric field is generated between the inner and outer strands, especially at the bottom of the coil where the winding starts and ends.

Reference

- 1) H. Kaimori, *et al.*, Progress in Industrial Mathematics at ECMI 2021, 463-469, 2022.
- 2) H. Kaimori, *et al.*, COMPUMAG 2023, PC-A1:13, May 22-26, 2023, Kyoto.

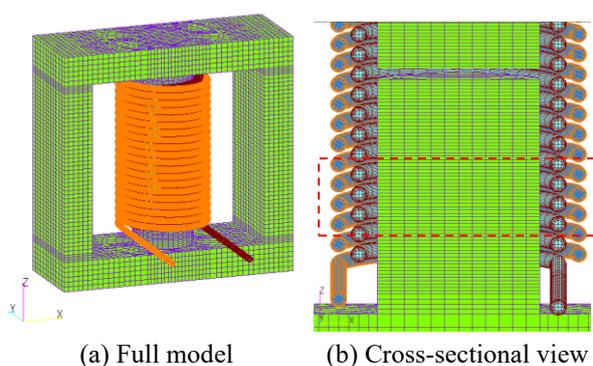


Fig. 1. Gapped core inductor model.

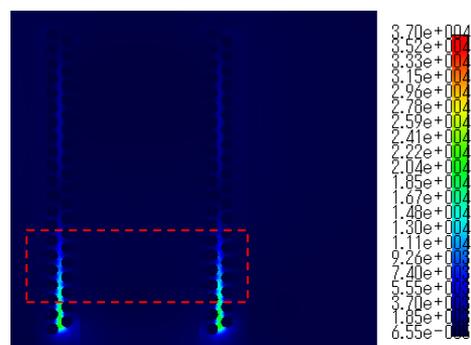


Fig. 2. Electric density distribution at 85kHz.

高速往復運動用リニアアクチュエータ (磁石比率が推力に及ぼす影響に関する基礎的検討)

黒田純平, 木村海斗, 田中雅人, 内野大悟, 小川和輝*¹,
加藤太朗*², 池田圭吾*³, 遠藤文人*⁴, 成田正敬, 加藤英晃
(東海大学, *¹愛知工科大学, *²東京工科大学, *³北海道科学大学, *⁴福岡工業大学)

Linear Actuator for High-Speed Reciprocating Motion

(Fundamental Consideration of Thrust on Ratio of Permanent Magnet Size)

J. Kuroda, K. Kimura, M. Tanaka, D. Uchino, K. Ogawa, T. Kato,
K. Ikeda, A. Endo*, T. Narita, H. Kato

(Tokai Univ., *¹AUT., *². Tokyo Univ. Tech, *³Hokkaido Univ. Sci., *⁴ FIT)

はじめに

機械における直線運動は機構などによって回転運動から変換されている。機構による直線運動は、運動性能が機構の形状に左右される。これらの機構をリニアアクチュエータに置き換えることでダイレクトドライブが可能となり、高効率な直線運動が実現できる。交流で動作するリニアアクチュエータは構造が複雑になりやすく、高速運転時に交流の周波数を上げると、コイルのインダクタンスにより推力特性が劣化するという問題がある⁽¹⁾。そこで当研究グループでは、高速往復運動に適した、ローレンツ力を利用したボイスコイルモータ型のリニアアクチュエータを提案します。本報告では電磁界解析を利用したアクチュエータ内の永久磁石比率が推力特性に与える影響について基礎的検討を行った。

アクチュエータ内の磁石比率の変更

Fig. 1 に新たに作成したリニアアクチュエータの概略を示す。同図のアクチュエータは永久磁石とソレノイドコイルで構成されている。ソレノイドコイルに電圧を印加することでローレンツ力が発生し軸方向にコイルが駆動する。コイルの変位量を 0 mm から 10 mm に設定し、コイルを 1 mm 毎に変位させた際の推力と磁束の様子を電磁界解析によって求めた。解析によって得られた変位 0 mm における磁束密度のベクトルプロットを Fig. 2 に示す。同図より磁束がコイルに直交しており、各永久磁石によって磁束のループが形成されていることが分かる。今回の解析によって、各変位点の推力を平均すると、約 68.6 N の推力を得ることができた。

参考文献

- 1) Shi Kejian et al. "Design and simulation analysis of permanent magnet linear motor actuator used in circuit breaker." 2020 5th Asia Conference on Power and Electrical Engineering (ACPEE) (2020).

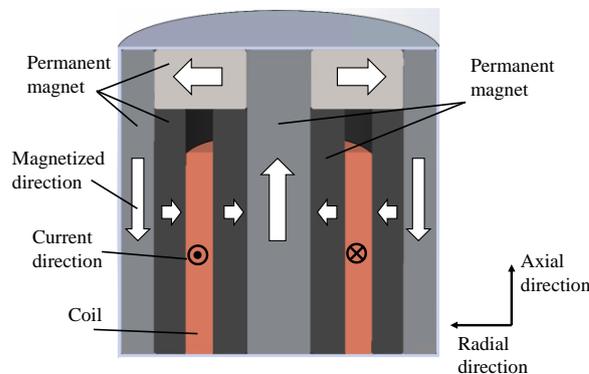


Fig. 1 Analysis model of linear actuator.

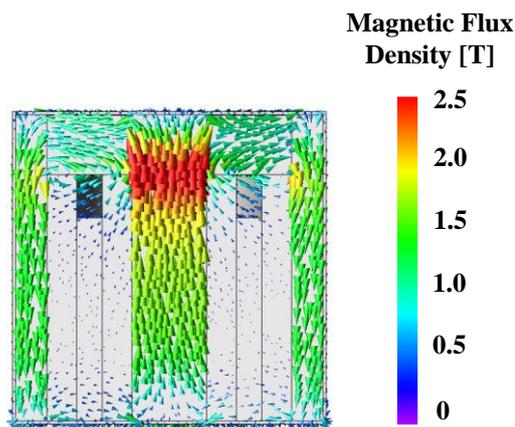


Fig. 2 Vector plot of magnetic flux density

デュアルハルバッハ配列を用いた高速往復運動用 リニアアクチュエータ (固定子の永久磁石形状に関する基礎的検討)

田中雅人、木村海斗、黒田純平、内野大悟、小川和輝、
加藤太朗、池田圭吾、遠藤文人、加藤英晃、成田正敬
(東海大学、*¹愛知工科大学、*²東京工科大学、*³北海道科学大学、*⁴福岡工業大学)

Linear Actuator for High-Speed Reciprocating Motion Using Dual-Halbach Array (Fundamental Consideration on Shape Permanent Magnet Array in Stator)

M. Tanaka, K. Kimura, J. Kuroda, D. Uchino, K. Ogawa, T. Kato, K. Ikeda, A. Endo, H. Kato, T. Narita
(Tokai Univ., *¹Aichi Univ. Tech., *²Tokyo Univ. Tech., *³Hokkaido Univ. Sci., *⁴FIT)

はじめに

現在、機械製品において直線運動を利用するシチュエーションは非常に多い。具体例としては工作機械やレシプロエンジンにおける吸排気バルブの開閉、コンプレッサなどが挙げられる。しかし、このような機械製品はカムシャフトやギア、チェーンなどの機械部品による回転運動から直線運動を生み出すが、製品の大型化や性能依存、機械損失を招いてしまう。そこで、著者らは直線往復運動を可能とした円筒型リニアアクチュエータ¹⁾の実現を目的として、固定子の永久磁石配列にデュアルハルバッハ配列を用いたリニアアクチュエータを提案し検討を行っている。²⁾本報告は、永久磁石形状を変化させた際に推力特性に与える影響について検討を行った。

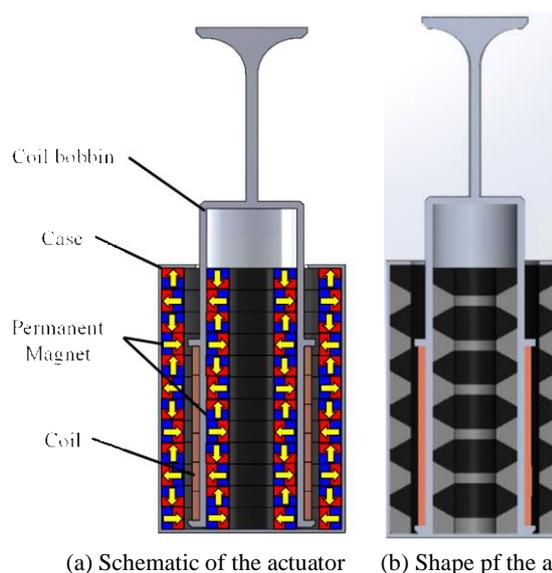


Fig. 1 Analysis model of linear actuators with dual Halbach arrays

電磁界解析を用いた永久磁石形状と推力に関する検討

Fig. 1(a)にハルバッハ配列を用いたリニアアクチュエータの概略図を示す。このリニアアクチュエータは永久磁石を配列した固定子と可動子となるコイルで構成され、ローレンツ力により可動子を駆動する。可動子の変位量は最大2.4mmとし、1ステップ0.1mmごとに上下方向へ変位させた際の推力を電磁界解析によって求めた。アクチュエータ内に配置する永久磁石の断面形状を台形としたモデルをFig. 1(b)に示す。解析によって得られた変位0mmにおける磁束密度のベクトルプロットをFig. 2に示す。永久磁石の断面形状を台形としたモデルでも推力を発生させることができた。

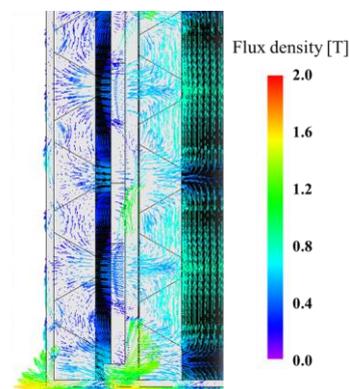


Fig. 3 Vector plot of magnetic flux density

参考文献

- 1) 李友行, 牧直樹. 円筒型リニア同期モータの特性解析と推力脈動改善. 電気学会論文誌, Vol. 126, No. 4, pp.519-524, No. 9, (2001).
- 2) Kuroda, Jumpei et al. 'Basic Study on High Precision Positioning in Electromagnetic Valve Drive System for Improving Internal Combustion Engine Using Linear Actuator'. 1 Jan. 2023 : S333 - S341.

吸排気バルブ駆動用リニアアクチュエータの研究 (アクチュエータ内の磁石配置に関する基礎的検討)

木村海斗、黒田純平、田中雅人、内野大悟、小川和輝^{*1}、
加藤太朗^{*2}、池田圭吾^{*3}、遠藤文人^{*4}、成田正敬、加藤英晃
(東海大学、^{*1}愛知工科大学、^{*2}東京工科大学、^{*3}北海道科学大学、^{*4}福岡工業大学)

A Study on Linear Actuator for Intake and Exhaust Valve Drive
(Fundamental Consideration of Permanent Magnet Arrangement in Actuator)

K. Kimura, J. Kuroda, M. Tanaka, D. Uchino, K. Ogawa^{*1}, T. Kato^{*2},
K. Ikeda^{*3}, A. Endo^{*4}, T. Narita, H. Kato

(Tokai Univ., ^{*1}Aichi Univ. of Tech., ^{*2}Tokyo Univ. of Tech., ^{*3}Hokkaido Univ. of Sci., ^{*4}FIT)

はじめに

近年、先進国において自動車の電動化が進む中、今後もハイブリッド車の普及が想定される。それに伴い、内燃機関の性能向上が求められていくと予想される。現在用いられているエンジンの吸排気バルブはカム機構によって駆動しているが、バルブの運動はカムの形状に依存するため動作タイミングに制限があり、全てのエンジン回転数に対して適切な空気流入が出来ない。これらの問題を解決する手法として、リニアアクチュエータを用いてエンジンバルブを駆動させる方法が検討されている^{1,2)}。このリニアアクチュエータは無段階でのバルブリフト及びバルブタイミングを実現させることが出来る。しかしながら、高回転域での駆動においては高い推力が求められる。そこで当研究グループでは、より高推力なリニアアクチュエータの開発を行い、より高性能な内燃機関の実現を目指す。本報告では電磁界解析ソフトを利用し、アクチュエータ内における磁石配置が推力に与える影響について基礎的検討を行った。

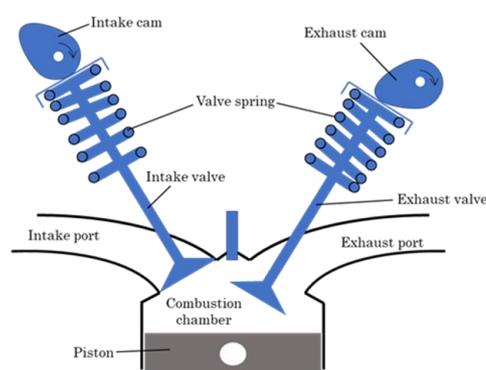


Fig. 1 Schematic of conventional cylinder head mechanism.

磁石配置の変更によるリニアアクチュエータの推力に関する検討

Fig. 1 に自動車用エンジンの吸排気バルブに用いられる、カム機構の概略を示す。吸排気バルブ駆動用リニアアクチュエータは Fig. 2 のように配置し、バルブを電磁駆動させる。リニアアクチュエータは永久磁石とコイルを用いて構成され、ローレンツ力を発生させて駆動する。今回検討するリニアアクチュエータのモデルは外形寸法を直径 100mm、高さ 100mm、電圧を 5V、コイルの巻き数を 461turn、永久磁石の材料をネオジム磁石の NMX-S52、バルブの変位量を最大 10mm で統一し、磁石配置のみを変更して電磁界解析を行い、推力を比較した。解析結果より、最も高推力となったモデルの平均推力は 57.2N であった。

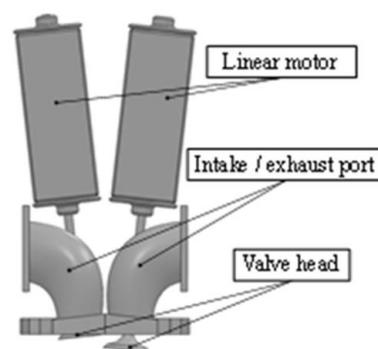


Fig. 2 Schematic of proposed electromagnetic valve drive system

参考文献

- 1) 宇野, 村口, 金野, 岡田, 「運動と振動の制御」 シンポジウム講演論文集, Vol. 10, (2007), 177-180.
- 2) 柴崎, 岡崎, 小倉, 日本機械学会関東学生支部総会講演会論文集, Vol. 19, (2013), 451-452

円筒型リニア誘導モータを用いた非接触アクチュエータの開発 (テザー直径が及ぼす影響に関する基礎的検討)

野阪肇、黒田純平、内野大悟、小川和輝^{*1}、池田圭吾^{*2}、
加藤太郎^{*3}、遠藤文人^{*4}、成田正敬、加藤英晃
(東海大学、^{*1}愛知工科大学、^{*2}北海道科学大学、^{*3}東京工科大学、^{*4}福岡工業大学)

Development of Non-Contact Actuator Using Cylindrical Linear Induction Motor
(Fundamental Consideration on Effect of Tether Diameter)

H. Nosaka, J. Kuroda, D. Uchino, K. Ogawa, K. Ikeda, T. Kato, A. Endo, T. Narita, H. Kato
(Tokai Univ., ^{*1}AUT, ^{*2}Hokkaido Univ. Sci., ^{*3}Tokyo Univ. Tech., ^{*4}FIT)

はじめに

超高層ビルなどの大型建造物において人や荷物などを運搬する際にエレベータなどの昇降用デバイスが利用される。従来のエレベータの概略図を Fig.1 に示す。この従来のエレベータでは一本のテザーに1つのカーゴを取り付けるため、高層建造物においてある階層においてエレベータの占有する面積が大きくなるため、カウンターウェイトを使用せず、両端を固定した1本のテザー上をアクチュエータによって昇降するエレベータを検討している。このようなデバイスを昇降させるには滑車やタイヤなどを用いてテザーと接触させることにより発生する摩擦力を利用して昇降する駆動方式が一般的である¹⁾。しかしながらこの手法は効率の低下や、異物の巻き込みによるケーブルの破損の原因となる。そこで著者らは導電体で様なテザー（リアクションプレート）を鉛直方向に昇降する円筒型リニア誘導モータを用いたアクチュエータについて検討を行っている²⁾。提案したリニア誘導モータが円筒型であることの利点は、アクチュエータからテザーに対して磁力を均一に印加できる点である。本報告は、有限要素法による電磁界解析を行い、テザー直径の変化が推力特性に与える影響について検討を行った。

解析モデル

作成した有限要素解析モデルを Fig. 2 に示す。可動子となる1次側には、6個のコイルとコア、ボビンが設置され、導体であるテザーが固定子となる。コイルは3相交流源に接続されており、上からU⁺、W⁻、V⁺、U⁻、W⁺、V⁻相となる。各コイルの巻数は182回、電流値は7.85 A、周波数は0-100 Hzとした。またテザー直径を100 mm、110 mm、120 mm、130 mm、140 mm、150 mmと変化させ、可動子とのエアギャップは1 mmとした。以上の解析条件をもとに過渡応答解析を行い、発生する鉛直方向の推力について検討を行った。解析の結果から、平均推力や標準偏差、推力重量比といった推力特性だけでなく磁束密度なども得ることが出来た。

参考文献

- 1) 松野, 最近のエレベータ制御技術, 計測と制御, Vol. 21, No. 7, pp. 686-689, 1982
- 2) 森尋, 古関, 正田, 円筒型リニア誘導モータの鉛直移動への応用可能性の検討, 電気学会論文誌 D, Vol. 122, No. 12, pp. 1149-1156, 1991.

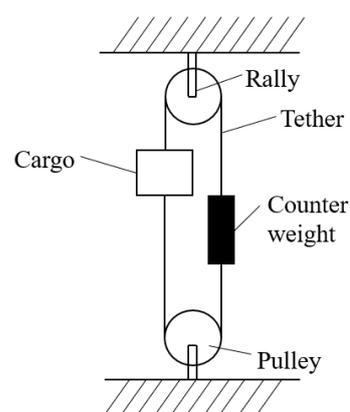


Fig.1 Conventional elevator

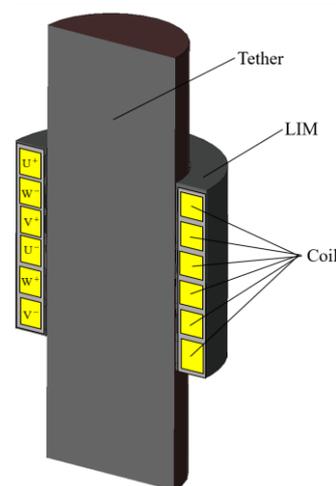


Fig.2 Finite element analysis model

湾曲させた極薄鋼板の磁気浮上搬送システム (張力の印加位置の変更による浮上鋼板形状に関する基礎的検討)

長吉竜也、市川優介、川村慎太郎、黒田純平、内野大悟

小川和輝*¹、遠藤文人*²、池田圭吾*³、加藤太郎*⁴、成田正敬、加藤英晃
(東海大学、*¹愛知工科大学、*²福岡工業大学、*³北海道科学大学、*⁴東京工科大学)

Electromagnetic Levitation and Transportation System for Bent Ultra-Thin Steel Plate
(Fundamental Consideration on Shape of Levitated Steel Plate with Change of Place Applying Tension)

T. Nagayoshi, Y. Ichikawa, S. Kawamura, J. Kuroda, D. Uchino,

K. Ogawa*¹, A. Endo*², K. Ikeda*³, T. Kato*⁴, T. Narita, H. Kato

(Tokai Univ., *¹AUT., *²FIT., *³Hokkaido Univ. Sci., *⁴Tokyo Univ. Tech)

はじめに

工業製品に広く使用される薄鋼板の製造において、ローラによる接触搬送が行われている。しかし、薄鋼板とローラとの接触により傷や凹凸が生じ表面品質の劣化が問題となっている。そこで、電磁石の吸引力を利用した薄鋼板の非接触磁気浮上搬送が提案されている¹⁾。当研究グループでは、これまでに水平方向位置決め制御システムと、湾曲磁気浮上システムを併用した薄鋼板の磁気浮上システムの浮上性能について検討してきた²⁾。しかし、水平方向位置決め制御システムと湾曲磁気浮上システムを併用した極薄鋼板の磁気浮上システムの浮上性能について、エッジ部に設置した電磁石と鋼板の把持位置を変更した際の浮上安定性の評価について十分な検討が行えていない。そこで本報告では、張力の印加位置が浮上鋼板形状に与える影響について基礎的検討を行った。

実験装置

実験装置の概略を Fig. 1 に示す。浮上対象は長さ 800 mm、幅 600 mm、厚さ 0.18 mm の長方形亜鉛めっき鋼板 (材質 SS400) とする。鋼板をアルミフレーム製装置内に設置した 5 か所のペアの電磁石を用いて非接触支持するために、鋼板の変位を 5 個の渦電流式非接触変位センサにより検出し、非接触位置決め制御を行う。鋼板水平方向 (x 方向) の位置決めは同図に示した通り、電磁石を鋼板端部の相対する 2 辺に対向するように 4 か所配置し、レーザ式センサを利用することによって水平方向の変位を非接触に測定する。

鋼板形状の算出

水平方向電磁石をエッジ部に設置して張力を加えた際に鋼板形状に与える影響を検討するため有限差分法を用いて浮上中の鋼板形状を算出した。このとき湾曲角度を 5 度、水平方向電磁石の定常電流を $I_x = 0.5$ A、水平方向電磁石の中心間距離を 400 mm、480 mm、560 mm、640 mm とした。Fig. 2 に水平方向電磁石の中心間距離を 400 mm とした際の解析により求めた浮上時の鋼板形状を示す。

参考文献

- 1) 松島他, 日本 AEM 学会誌, Vol. 20 (2012), No. 1, pp. 220-225.
- 2) 椎名他, 日本 AEM 学会誌, Vol. 29, No. 1, (2021), pp. 111-117.

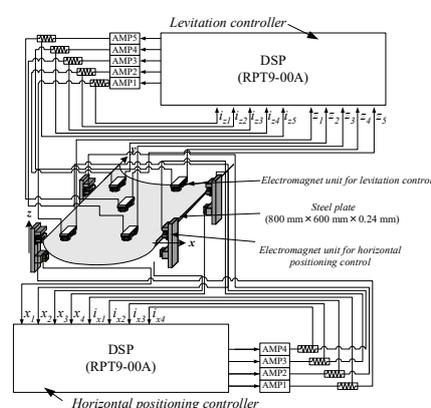


Fig. 1 Electromagnetic levitation control system.

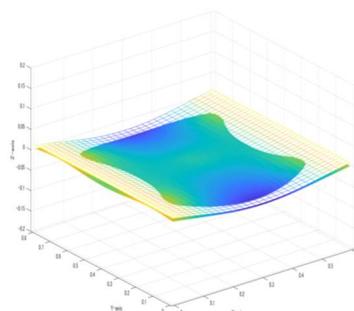


Fig. 2 Difference between obtained shape of levitated steel plate and reference shape.

振動が励起された湾曲柔軟鋼板の磁気浮上システム (浮上中鋼板の振動特性に関する基礎的検討)

内田大日、小川和輝^{*1}、小林一景、黒田純平、内野大悟、池田圭吾^{*2}、加藤太朗^{*3}、遠藤文人^{*4}、
成田正敬、加藤英晃

(東海大、^{*1}愛知工科大学、^{*2}北海道科学大、^{*3}東京工科大、^{*4}福工大)

Electromagnetic Levitation System for Excited Bending Flexible Steel Plate
(Fundamental Consideration on Vibration Characteristics of Levitated Steel Plate)

Y.Uchida, K.Ogawa, I.Kobayashi, J.Kuroda, D.Uchino, K.Ikeda, T.Kato, A.Endo, T.Narita, H.Kato
(Tokai Univ.,^{*1}Aichi Univ. Tech.,^{*2}Hokkaido Univ. Sci.,^{*3}Tokyo Univ. Tech.,^{*4}FIT)

はじめに

電磁石の吸引力を利用した非接触支持を行うため、磁気浮上技術の検討が盛んにおこなわれている¹⁾。当研究グループでは、過去に磁気浮上による非接触搬送の実現性を確認している²⁾。また薄鋼板を対象とする場合には、鋼板を塑性変形しない範囲で曲げた状態で浮上させる湾曲磁気浮上を考案した³⁾。しかし、磁気浮上中の鋼板振動については、詳しく検討されていない。そこで本報告では、浮上中の鋼板に外乱を入力し、変位センサーをx軸方向に複数設置することによって、鋼板の振動特性に関する検討を行った。

湾曲磁気浮上実験

Fig. 1に湾曲磁気浮上装置の概略図を示す。湾曲磁気浮上装置は、5か所の電磁石ユニットによって薄鋼板を磁気浮上させることができる。本報告ではFig. 2のように、変位センサーをA~Fに設置した。浮上対象は長方形鋼板(長さ $x = 800$ mm、幅 $y = 600$ mm)とし、厚さの違う二種類の鋼板(0.19 mm、0.3 mm)を用いた。本報告では磁気浮上中の鋼板にFig. 3のようなパルス波をFig. 1における実験装置のFrame 3に入力し、鋼板の振動特性について検討した。また、過去の検討よりそれぞれの鋼板は浮上を安定させる最適の角度に湾曲させた。Fig. 4にA点での実験結果を示す。この結果より0.19 mmの方が振幅が大きいことがわかる。

参考文献

- 1) 油野他, 日本磁気学会誌, Vol. 35, No. 2, (2011), pp. 123-127.
- 2) 丸森他, 日本機械学会論文集, Vol. 81, No. 823, (2015), 14-00471.
- 3) 小川他, 日本磁気学会論文特集号, Vol. 3, No. 1, (2019), pp. 101-106.

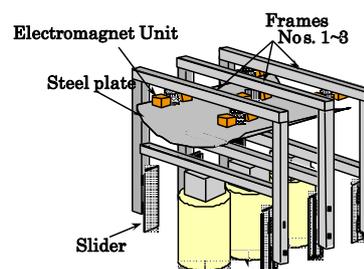


Fig. 1 Schematic illustration of experimental apparatus

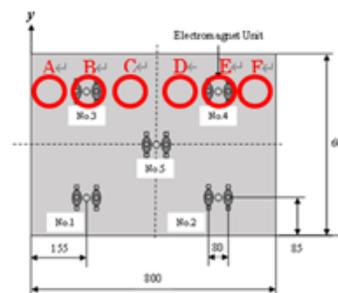


Fig. 2 Displacement sensors placement

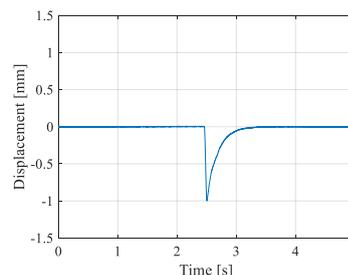
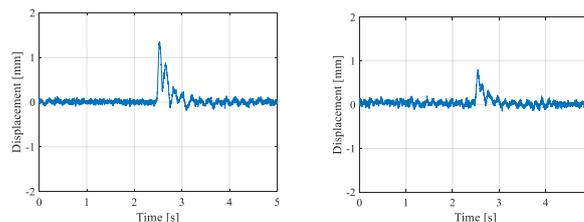


Fig. 3 Time history of input pulse wave



(a) 0.19 mm, 13°

(b) 0.3 mm, 5°

Fig. 4 Measured displacement of levitated steel plate

永久磁石と電磁石を併用した薄鋼板の磁気浮上システム (張力の印加位置が永久磁石の最適配置に与える影響に関する基礎的検討)

市川優介、長吉竜也、川村慎太郎、小川和輝^{*1}、黒田純平、内野大悟、
池田圭吾^{*2}、加藤太朗^{*3}、遠藤文人^{*4}、成田正敬、加藤英晃
(東海大学、^{*1}愛知工科大学、^{*2}北海道科学大学、^{*3}東京工科大学、^{*4}福岡工業大学)

Electromagnetic Levitation System for Thin Steel Plate Using Electromagnets and Permanent Magnets
(Fundamental Consideration of Optimized Arrangement of Permanent Magnets on Applying Position of Tension)

Y. Ichikawa, T. Nagayoshi, S. Kawamura, K. Ogawa^{*1}, J. KURODA, D. Uchino,
K. Ikeda^{*2}, T. Kato^{*3}, A. Endo^{*4}, T. Narita, H. Kato
(Tokai Univ., ^{*1}AUT, ^{*2}Hokkaido Univ. Sci., ^{*3}Tokyo Univ. Tech., ^{*4}FIT)

はじめに

薄鋼板の製造ラインでは、ローラによる接触搬送が行われており、薄鋼板のめっきの傷や剥がれなど表面品質の劣化が問題視されている。そこで長方形薄鋼板の磁気浮上装置を用いた非接触磁気浮上搬送制御の検討が行われている¹⁾。しかし、鋼板の板厚が非常に薄い場合、鋼板のたわみや弾性振動が大きくなるため、限られた数の電磁石では生じるたわみを抑制することができず、薄鋼板の落下の原因となる。そこで、浮上する鋼板の上方に永久磁石を多数設置し、永久磁石の静的吸引力を浮上補助利用する電磁石と永久磁石を併用した磁気浮上システムを提案している。これまでに、安定した浮上のために最適な永久磁石の配置の検討を、遺伝的アルゴリズム (GA) を用いて静的な鋼板のたわみを抑制する配置を探索し、浮上安定性を向上することを確認している²⁾。本報告では、浮上方向に加えて水平方向電磁石を設置した磁気浮上システムについて、永久磁石と鋼板の距離と得られる永久磁石の配置の関係について詳細な検討を行った。

磁気浮上装置

Fig.1に浮上装置の概略図を示す。浮上対象は長さ 800 mm、幅 600 mm の長方形亜鉛めっき鋼板 (SS400) を使用する。浮上した鋼板のエッジに対して水平方向電磁石ユニットによる吸引力を加え、鋼板の相対する 2 辺に沿って電磁石を 2 個ずつ設置している。水平方向位置決め制御は各電磁石表面から鋼板エッジまでの距離を 5 mm になるように制御を行う。Fig.2 に GA による探索を行った永久磁石の配置を示す。GA による探索を行った結果、GAP が大きいほど磁石の数が増えた傾向を示した。

参考文献

- 1) 石井他, 日本 AEM 学会誌, vol. 24, no. 3, pp.149-154, 2016.
- 2) 嘉山他, 日本磁気学会論文特集号, vol. 6, no. 1 pp.93-99, 2022.

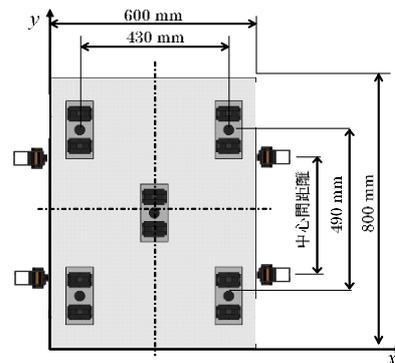


Fig.1 Electromagnetic levitation system

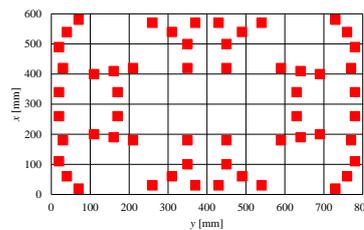


Fig.2 Optimized arrangement of permanent magnets at each distance between horizontal electromagnets.

Sputter growth and anisotropic magnetoresistance effect in epitaxial thin films of Mn-based Heusler alloys: Mn_2VGa and Mn_2VAl

H. Suto¹, V. Barwal¹, Z. Li¹, K. Masuda¹, T. Sasaki¹, S. Kokado², and Y. Sakuraba¹

¹Research Center for Magnetic and Spintronic Materials, NIMS, Tsukuba, 305-0047, Japan

²Graduate School of Integrated Science and Technology, Shizuoka University, Hamamatsu, 432-8561, Japan

Introduction

Mn-based ferrimagnetic Heusler alloys: Mn_2VGa (MVG) and Mn_2VAl (MVA) are expected to possess negative spin polarization, which means that the direction of spin-polarized conduction electrons is opposite to the magnetization direction [1,2]. Such negative spin-polarization materials are of growing technological importance because they can increase the freedom in the structure of spintronics devices and improve their performance [3,4]. In this study, we sputter-deposited epitaxial thin films of Mn_2VGa and Mn_2VAl and investigated anisotropic magnetoresistance (AMR) as AMR can provide insights into the scattering process of spin-polarized conduction electrons [5].

Results

Figure 1 shows the calculated DOS of L_{21} ordered MVG and MVA. In both materials, the majority spin band exhibits a gap-like feature near the Fermi energy, which can give rise to negative spin polarization. The spin polarization is higher for MVA as the Fermi energy exists closer to the center of the gap.

Thin films of MVG and MVA were sputter deposited on MgO (001) substrates. The MVG film was deposited at RT and post-annealed at 600°C, and the MVA film was deposited at the substrate temperature of 600°C. The formation of L_{21} order was confirmed by the 002 and 111 superlattice peaks in XRD profiles, as shown in Fig. 2.

AMR effect was measured at 10–300 K using the four-probe method. An in-plane magnetic field of 10 kOe was applied to the samples, and a current was introduced along $\langle 100 \rangle$ and $\langle 110 \rangle$ directions. Figure 3 shows AMR ratio defined as $(R(\varphi) - R_{\perp}) / R_{\perp}$. Both materials exhibited positive and negative AMR for the current along the $\langle 110 \rangle$ and $\langle 100 \rangle$ directions, respectively, and the AMR ratio slightly enhanced with lowering the temperature. Such a sign change of AMR by the current direction was reported for Co_2MnGa Heusler alloy [6]. In the presentation, we will report the analysis of the AMR results.

Reference

- [1] K. Özdoğan, et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **18**, 2905 (2006).
- [2] C. Klewe, et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **25**, 076001 (2013).
- [3] M. Takagishi, et al., *IEEE Trans. Magn.* **57**, 3300106 (2021).
- [4] H. Suto, et al., *Appl. Phys. Express* **16**, 013003 (2023).
- [5] S. Kokado, et al., *J. Phys. Soc. Jpn.* **81**, 024705 (2012).
- [6] T. Sato, et al., *Appl. Phys. Express* **12**, 103005 (2019).

This work was supported by Advanced Storage Research Consortium (ASRC) and JSPS KAKENHI Grant Number 21K20434, 23K03934.

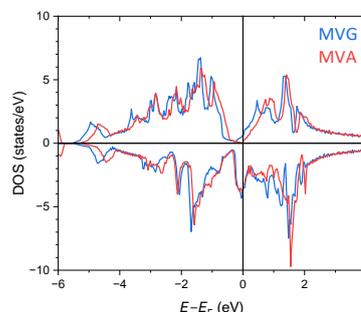


Fig. 1. Spin-resolved DOS for L_{21} ordered MVG and MVA.

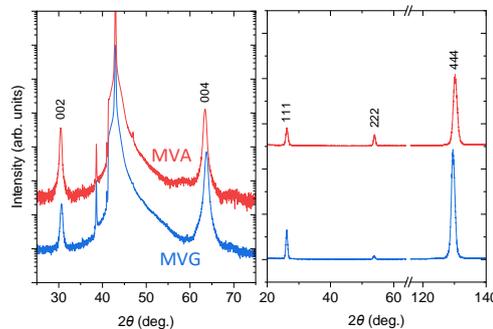


Fig. 2. XRD profile of [001]- and [111]-direction scan.

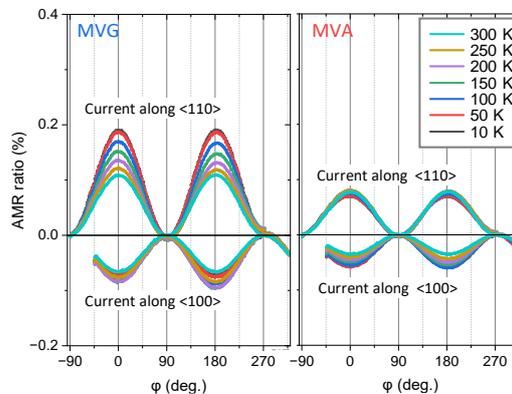


Fig. 3. AMR curves of MVG and MVA films for the two current directions along $\langle 110 \rangle$ and $\langle 100 \rangle$.

スピン角度分解光電子分光実験による Fe₄N 薄膜の電子状態の観測

中西楓恋, 大和田清貴, 黒田健太, 角田一樹*, 宮本幸治,
奥田太一, 佐藤仁, 磯上慎二**, 増田啓介**, 桜庭裕弥**, 木村昭夫
(広島大, *原子力機構, **物材機構)

Electronic Structures of Fe₄N Thin Films Revealed by Spin-ARPES

K. Nakanishi, K. Ohwada, K. Kuroda, K. Sumida*, K. Miyamoto, T. Okuda,
H. Sato, S. Isogami**, K. Masuda**, Y. Sakuraba**, A. Kimura
(Hiroshima Univ., *JAEA, **NIMS)

背景

逆ペロブスカイト型窒化鉄 (Fe₄N) は室温で大きな逆トンネル磁気抵抗 (TMR)効果[1], 負の異方性磁気抵抗 (AMR)効果[2]などの特徴的な輸送特性を示すことから, 物性的な興味のみならずスピントロニクス実用材料候補として注目を集めている[3]. 輸送特性の起源として, フェルミ準位近傍の状態密度が少数スピンバンドで構成されること, 加えて *d* 軌道の少数スピンの電気伝導を支配するという理論的な提案もなされている[4]. これらの理論的な提案を実証し, 輸送特性に関する従来の理解を深めるためには, フェルミ準位近傍の電子状態を直接的に観測する必要がある。

実験方法

そこで本研究では, スピン・角度分解光電子分光(Spin-ARPES)実験を用いた。本実験に相応しいバルク単結晶 Fe₄N 作製が困難なため薄膜形成が必要であるが, それには物質・材料研究機構の超高真空マグネトロンスパッタリング装置を用いた。薄膜試料の清浄表面が必要とされるため, 成膜後は可搬型超高真空スーツケースで大気暴露なく広島大学放射光科学研究センターHiSOR に輸送した。成膜構成は, MgO(100)基板/Fe₄N(膜厚 42 nm)である。ARPES と Spin-ARPES 実験をそれぞれ広島大学 HiSOR BL-7 と BL9B にて行った。また第一原理計算コード WIEN2k を用いて理論的にもバンド構造を求め実験結果と比較した。

実験結果

まず入射光エネルギー($h\nu$)を 50 - 120 eV の範囲で変化させて ARPES 実験を行うことにより, 面直波数との関係を見出した。その結果, Γ 点と M 点を囲む電子ポケットが観測された。次に, $h\nu = 85$ eV に設定し, Brillouin zone の Γ - M 高対称線に沿ったバンド構造[Fig.1(a)]といくつかの面内波数 (k_{\parallel})におけるスピン分解エネルギー分布曲線を測定した。 $k_{\parallel} = 0 \text{ \AA}^{-1}$ におけるスピン分解エネルギー分布曲線を Fig.1(b)に示す。その結果, 観測されたフェルミ準位を横切るすべてのバンドが少数スピン状態に帰属できることが判明した。これらは, 負の AMR 比や逆 TMR 効果の起源として理論提案された電子状態と矛盾しない結果と言える[4]。また, 第一原理計算との比較を行ったところ, Γ 点と M 点を囲む電子ポケットは, それぞれ FeII サイトの t_{2g} および e_g 軌道成分が優勢であることもわかった。さらに, 講演では Co を Fe サイトに置換した電子状態の変化についても議論したい。

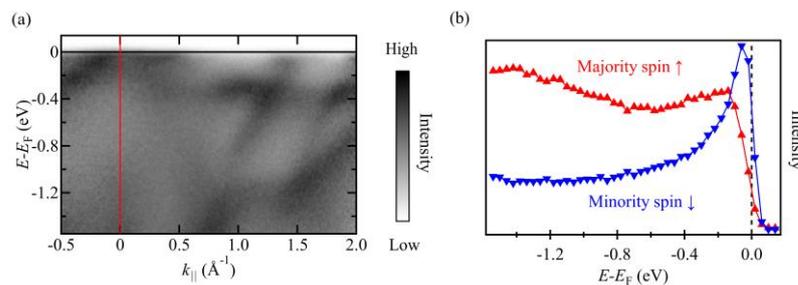


Fig.1 (a) ARPES energy dispersion curves along the ΓM line acquired at $h\nu = 85$ eV. (b) Spin-resolved energy distribution curves acquired at a wavenumber position denoted with red dashed line in panel (a).

参考文献

- [1] Y. Komazaki *et al.* J. Appl. Phys. **105**, 07C928 (2009).
 [2] M. Tsunoda *et al.*, Appl. Phys. Exp. **2**, 083001 (2009).
 [3] S. Isogami *et al.*, Adv. Elect. Mater. **9**, 2200515 (2023); 磯上慎二, 日本磁気学会会報「まぐね」 **17**, 89 (2022).
 [4] S. Kokado *et al.*, Phys. Rev. B. **73**, 172410 (2006).

Co₂MnSi のバルク敏感スピン分解電子状態

上田茂典, 三浦良雄, 藤田裕一, 桜庭裕弥
物質・材料研究機構

Bulk-sensitive spin-resolved electronic structures of Co₂MnSi

S. Ueda, Y. Miura, Y. Fujita, Y. Sakuraba

National Institute for Materials Science

フェルミ準位近傍でのスピン偏極度が 100% であるハーフメタルは、伝導に寄与する電子が完全にスピン偏極しているためスピントロニクス素子への応用が期待されている。ハーフメタル候補物質の 1 つである Co₂MnSi を強磁性体電極に用いた磁気抵抗素子において、低温での巨大な磁気抵抗比は室温では急激に減少することが知られており [1]、この強い温度依存性は、解決すべき課題として残されている。磁気抵抗比の温度依存性と Co₂MnSi のバルク領域のスピン偏極度との相関関係の有無を明らかにするために、我々は近年開発されたバルク敏感なスピン分解硬 X 線光電子分光 [2] にて、Co₂MnSi 薄膜のスピン分解電子状態の温度依存性測定を行った。測定は、SPring-8 BL15XU にて X 線エネルギーを 5.95 keV、総エネルギー分解能を 0.65 eV に設定し、低温 (21 K) と室温 (300 K) にて行った。試料は、MgO (2 nm) 層でキャップされた Co₂MnSi (30 nm) エピタキシャル薄膜を用いた。

図 1(a) に、低温で行った Co₂MnSi のスピン分解硬 X 線光電子スペクトルを示す [3]。多数スピンと少数スピン状態に明瞭な差が見られることが分かる。加えて多数スピン状態は金属的なフェルミ端を示すのに対し、少数スピン状態はフェルミ準位でギャップが開いているのが分かる。図 1(b) および (c) はそれぞれ低温および室温で測定したスピン偏極度スペクトルである。両者は互いによく似ており、温度依存性は殆ど見られない。また、ハーフメタル性から予測されるようにフェルミ準位で高いスピン偏極度 (~90%) を示した。これらの結果は、Co₂MnSi のバルク領域では少なくとも 300 K まではハーフメタル性が保持されていることを示している。

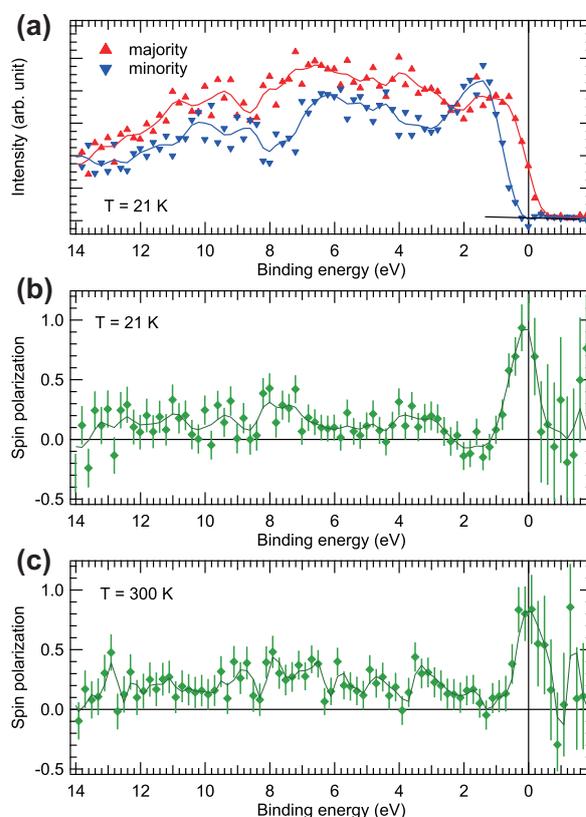


図 1: (a) $T = 21$ K での Co₂MnSi 薄膜のスピン分解光電子スペクトル。スピン偏極度スペクトル (b) 21 K, (c) 300 K [3]。

参考文献

- 1) K. Elphick *et al.*, *Sci. Tech. Adv. Mater.* **22**, 235 (2021).
- 2) S. Ueda, Y. Sakuraba, *Sci. Tech. Adv. Mater.* **22**, 317 (2021).
- 3) S. Ueda, Y. Miura, Y. Fujita, Y. Sakuraba, *Phys. Rev. B* **106**, 075101 (2022).

スピン輸送測定を用いた歪み $\text{Si}_{0.1}\text{Ge}_{0.9}$ 伝導帯バレー分裂の推定と低温における不純物散乱の影響

岡田拓也¹, 川島一彰¹, 山田道洋^{2,3,4}, 内藤貴大¹, 我妻勇哉⁵, 澤野憲太郎⁵, 浜屋宏平^{2,1,4}
 (¹阪大基礎工システム創成, ²阪大基礎工 CSRN, ³JST さきがけ, ⁴阪大 OTRI, ⁵東京都市大)

Estimation of valley splitting energy in strained $\text{Si}_{0.1}\text{Ge}_{0.9}$ by lateral spin transport measurements and effect of impurity scattering at low temperatures

T. Okada¹, K. Kawashima¹, M. Yamada^{2,3,4}, T. Naito¹, Y. Wagatsuma⁵, K. Sawano⁵, and K. Hamaya^{2,1,4}
 (¹Grad. Sch. Eng. Sci., Osaka Univ., ²CSRN, Osaka Univ., ³JST PRESTO, ⁴OTRI, Osaka Univ., ⁵Tokyo City Univ.)

最近我々は、Ge と同様の伝導帯バンド構造を有する歪み $n\text{-Si}_{0.1}\text{Ge}_{0.9}$ が、 $n\text{-Ge}$ を超えるスピン拡散長(λ)およびスピン緩和時間(τ)を示すことを明らかにした[1]. これは、歪み印加による伝導帯バレー分裂(ΔE)に起因する移動度の向上およびバレー間スピン反転散乱の減少によるものと考えられる[2]. 歪み $n\text{-Si}_{0.1}\text{Ge}_{0.9}(111)$ の ΔE は、理論的に 55-90 meV と予測されているが[2,3], 実験的な検証は行われていない. 本研究では、異なるキャリア濃度(n)を有する歪み $n\text{-Si}_{0.1}\text{Ge}_{0.9}$ において低温でのスピン輸送特性を調べ、 ΔE の値を実験的に考察した.

キャリア濃度の異なる歪み $n\text{-Si}_{0.1}\text{Ge}_{0.9}$ チャネルを用いた横型スピンバルブ素子を作製し、スピン輸送測定を行った. 非局所スピン信号の電極間距離依存性からそれぞれの濃度に対して λ を見積もり、ホール効果測定により得られた拡散係数(D)を用いて τ を計算した. Fig. 1 に、 $n \sim 1 \times 10^{18}$, 2×10^{18} , $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ の歪み $n\text{-Si}_{0.1}\text{Ge}_{0.9}$ と $n \sim 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ の $n\text{-Ge}$ における τ の温度(T)依存性を示す. $n \sim 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ の歪み $n\text{-Si}_{0.1}\text{Ge}_{0.9}$ (赤)と $n\text{-Ge}$ (黒)の結果を比較すると、200 K 以下の低温において歪み $n\text{-Si}_{0.1}\text{Ge}_{0.9}$ の τ は顕著に増大している. これは Fig. 2 に示すように、歪みによる伝導帯バレー分裂によってスピン反転散乱が抑制されているためである[1,4]. 200 K 以下で歪みの効果が見られていることから、歪み $n\text{-Si}_{0.1}\text{Ge}_{0.9}$ の ΔE は、 $n \sim 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ における 200 K でのフェルミ準位(E_F)と熱エネルギー($k_B T$)の和($\sim 82 \text{ meV}$)より大きいと推定される. さらに $n \sim 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ の歪み $n\text{-Si}_{0.1}\text{Ge}_{0.9}$ において、すでにバレー間スピン反転散乱が抑制されているにもかかわらず、より低濃度の $n \sim 1 \times 10^{18}$ (青), $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (緑)の歪み $n\text{-Si}_{0.1}\text{Ge}_{0.9}$ において 50 K 以下でさらに τ が顕著に増大している. これは、歪み印加によるバレー間スピン反転散乱抑制後も、バレー内での不純物誘起スピン反転散乱が存在することを示唆している.

本研究の一部は、日本学術振興会科研費(No. 19H05616, No. 19H02175, No. 21H05000), JST さきがけ(No. JPMJPR20BA), スピントロニクス学術研究基盤と連携ネットワーク(Spin-RNJ), 文部科学省 X-NICS(No. JPJ011438)の支援を受けて行われた.

参考文献

- [1] T. Naito *et al.*, Phys. Rev. Applied **18**, 024005 (2022).
- [2] J.-M. Tang *et al.*, Phys. Rev. B **85**, 045202 (2012); Y. Song *et al.*, Phys. Rev. Lett. **113**, 167201 (2014).
- [3] Q. M. Ma and K. L. Wang, Appl. Phys. Lett. **58**, 1184 (1991); R. Vrijen *et al.*, Phys. Rev. A **62**, 012306 (2000).
- [4] T. Naito *et al.*, Phys. Rev. Applied **13**, 054025 (2020).

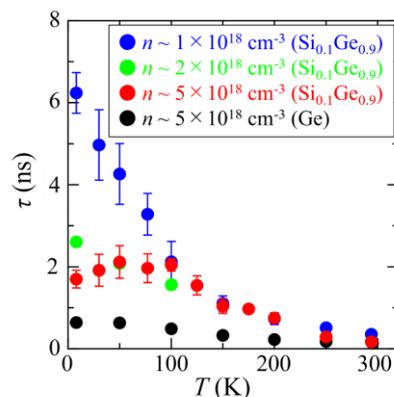


Fig. 1. T dependence of τ for the strained $n\text{-Si}_{0.1}\text{Ge}_{0.9}$ with $n \sim 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (blue), $n \sim 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (green), and $n \sim 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (red), together with that for $n\text{-Ge}$ with $n \sim 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (black).

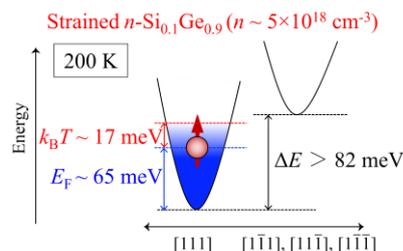


Fig. 2. Schematic of the conduction band valleys in the strained $n\text{-Si}_{0.1}\text{Ge}_{0.9}$ with $n \sim 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ at 200 K.

単結晶ダイヤモンドを応用した横型スピバルブ素子における導電性ナノカーボンオーミック電極の成膜とスピン注入の評価

綿谷 敦志¹, 牧 謙汰¹, Sreenath Mylo Valappil¹, 堺 研一郎², 大曲 新矢³, 吉武 剛¹
(九大¹, 久留米高専², 産総研³)

Conductive Nanocarbon Ohmic Electrode and Evaluation of Spin Injection
into Spin Valve Devices Utilizing Single Crystal Diamond
A.Watatani¹, K.Maki¹, S.M.Valappil¹, K.Sakai², S.Oomagari³, T.Yoshitake¹
(Kyushu Univ.¹, Nit, Kurume College.², AIST³)

研究背景

半導体パワーデバイスにおいて、単結晶ダイヤモンドは高い絶縁耐力と広いバンドギャップを持ち、SiCよりも優れた材料として注目されている。スピントランジスタは、来のトランジスタに比べて小型化の限界を克服するため、ソースやドレイン電極に強磁性体材料を使用するデバイスである。材料ではスピン拡散長が長くなる傾向があり、結晶ダイヤモンドは炭素原子で構成されており、最も原子番号が小さいため、長いスピン拡散長が期待される。しかし、単結晶ダイヤモンドは広いバンドギャップと負の電子親和力のため、オーミック接触の形成が難しいという課題がある。本研究では、超ナノ微結晶ダイヤモンド膜とフォトリソグラフィ法を用いて、単結晶ダイヤモンドを中間層として組み込んだ横型スピバルブ素子を作製、その評価を行った。

実験方法

まず単結晶ダイヤモンド基板を有機洗浄し、アークプラズマ蒸着法により導電性ナノカーボンオーミック電極（膜厚：10nm）を成膜した。その後、フォトリソグラフィ法を用いてレジストパターンを形成し、対向ターゲット式直流スパッタリング法を用いて強磁性電極Fe（膜厚：50nm）を成膜した。さらに、酸素プラズマの影響を抑えるためにPd膜（膜厚：5nm）を成膜し、リフトオフを行い、電極間に10 μ mのギャップを形成した。磁気抵抗曲線の測定は、局所スピバルブ効果測定回路を使用し、4端子プローブを用いて室温で行った。

結果と考察

Fig. 2に異なるBドーブ濃度 (10²² cm⁻³) を有する単結晶ダイヤモンド基板を用いたスピバルブ素子に導電性ナノカーボンオーミック電極を成膜した試料の磁気抵抗曲線を示す。明瞭なスピバルブ効果が観測されなかったが、接触抵抗の低減と磁化反転による抵抗値の変化が確認された。これは、プロセスの複雑化やPd膜、導電性ナノカーボンオーミック電極の成膜によるFe電極の保持力変化が磁化反転機能に影響を与えたと推測される。

参考文献

- 1) K. Takanashi et al., Jpn. J. Appl. Phys. 49, 110001 (2010).
- 2) M. Ohishi, et. al., Jpn. J. Appl. Phys. 46, L605 (2007).

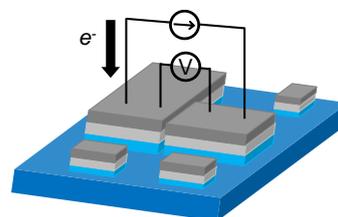


Fig. 1 electrical circuit for measuring local spin valve signal.

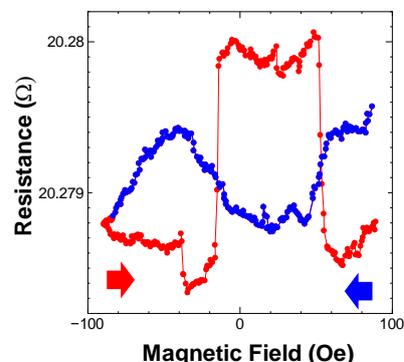


Fig. 2 magnetoresistance curves of spinvalve junctions
B Concentration: 10²² cm⁻³

静磁表面スピン波ソリトンの形成の外部磁場依存性

岩田時弥, 関口康爾
(横浜国立大学)

External magnetic field dependence of formation of magnetostatic surface spin-wave soliton

Tokiya Iwata and Koji Sekiguchi
(Yokohama National Univ.)

1. はじめに

スピン波は電子スピンの角運動量の伝播であり電荷の移動を伴わないため、ジュール熱の損失無しで導波路を伝搬する。この性質によりスピン波は超低消費電力での情報処理を実現させる可能性を有しており、次世代の情報キャリアとして注目されている。しかしスピン波伝搬に伴う信号の減衰・歪みが課題であり、スピン波ソリトンの利用はその解決策の1つとして考えられている。スピン波ソリトンが形成されると波形は安定化し、長距離伝搬が可能となる。これまでにスピン波ソリトンの実験的な観測¹⁾や理論的な形成条件²⁾が報告されている。本研究では安定的なソリトン形成を目指し、静磁表面スピン波ソリトンの外部磁場依存性を調べた。

2. 実験方法

実験基板を Fig. 1 に示す。導波路としてイットリウム鉄ガーネット(YIG)を使用した。厚さ、幅、長さはそれぞれ 10 μm、2 mm、20 mm、アンテナ間距離は 4 mm である。外部磁場 H_{ex} を導波路に対して面内垂直に印加し、入力アンテナに励起パルスを印加することで静磁表面スピン波(MSSW)を伝搬させ、出力信号の振幅が最大となる周波数でスピン波伝搬を観測した。測定電圧 V_{out} を特性インピーダンス $Z_0 = 50 \Omega$ を用いて $P_{out} = V_{out}^2 / Z_0$ により出力信号 P_{out} に変換した。

3. 結果および考察

$H_{ex} = 300, 1300 \text{ Oe}$ における出力波形の結果の代表例を Fig. 2 に示す。励起パルスの幅は 25 ns とした。どちらの外部磁場においても、入力電力が大きくなるにつれて出力電力のピーク値は大きくなり、出力波形の急峻化が観測された。また、 $H_{ex} = 300, 1300 \text{ Oe}$ における入力電力とスピン波信号のピーク電力、半値全幅の解析結果を Fig. 3 に示す。入力電力 P_{in} の増加に伴うスピン波電力の応答に関して、 $H_{ex} = 1300 \text{ Oe}$ においては $P_{in} \geq 54.5 \text{ mW}$ の領域(網掛け部分)で線形関係(破線)から上方への逸脱が見られ、非線形性が観察された。この非線形性は先行研究¹⁾でソリトンの特徴とされている。 $H_{ex} = 300 \text{ Oe}$ においてはそのような応答は見られず、線形に増加した。一方、半値全幅に関してはどちらの場合も減少し、 $H_{ex} = 300 \text{ Oe}$ では 3.4 ns、 $H_{ex} = 1300 \text{ Oe}$ では 8.5 ns へ飽和した。分散関係によると、波数 k と群速度 v_g はそれぞれ、 $H_{ex} = 300 \text{ Oe}$ で $k = 8.5 \times 10^3 \text{ rad/m}$ 、 $v_g = 1.3 \times 10^5 \text{ m/s}$ 、 $H_{ex} = 1300 \text{ Oe}$ で $k = 1.3 \times 10^4 \text{ rad/m}$ 、 $v_g = 5.1 \times 10^4 \text{ m/s}$ であった。ソリトンの形成には波形を急峻化させる非線形効果が必要である。 $H_{ex} = 300 \text{ Oe}$ で非線形性が観察されなかったのは、群速度が大きいため伝搬時間が短くなり、十分な非線形効果を受けなかったためであると考えられる。

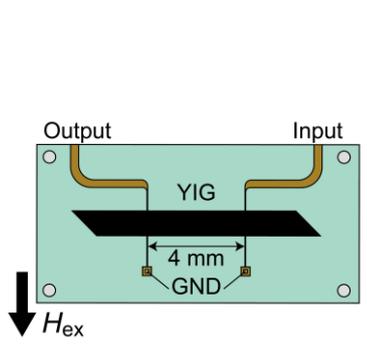


Fig. 1 : Schematic of the experimental device. A pair of microstrip lines were used as the input and output antennas.

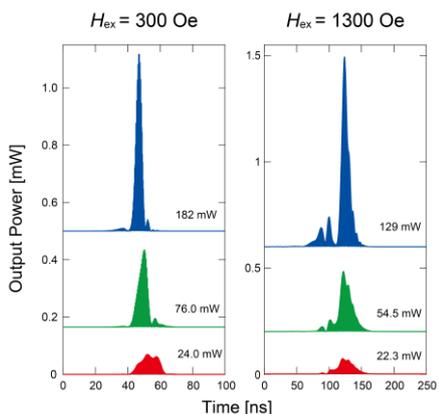


Fig. 2 : The output signal of propagating spin waves, as a function of input excitation power.

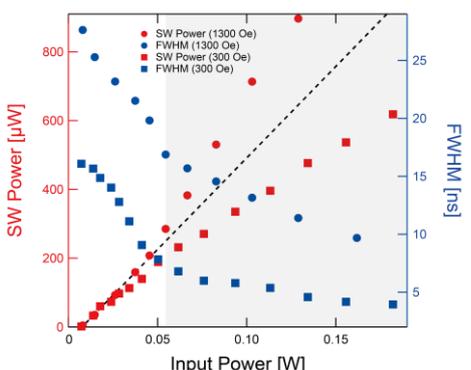


Fig. 3 : Powers and FWHMs of output signals for different input powers.

References

- 1) T. Eguchi, M. Kawase, and K. Sekiguchi, *Appl. Phys. Express* **15**, 083001 (2022).
- 2) M. J. Lighthill, *IMA J. Appl. Math.* **1**, 3 (1965).
- 3) J. S. Harms and R. A. Duine, *J. Magn. Magn. Mater.* **557**, 169426 (2022).

スピン波リザーバー高性能化に向けた短期記憶容量のスケーリング

○飯浜賢志^{1,2}, 小池雄也^{3,2,5}, 水上成美^{2,4}, 義永那津人^{2,5}

(¹東北大学学際科学フロンティア研究所, ²東北大学材料科学高等研究所,
³東北大学工学研究科応用物理学専攻, ⁴東北大学先端スピントロニクス研究開発センター,
⁵産総研・東北大数理先端材料モデリングオープンイノベーション)

Scaling of memory capacity for high-performance spin-wave reservoir computing

S. Iihama^{1,2}, Y. Koike^{3,2,5}, S. Mizukami^{2,4}, N. Yoshinaga^{2,5}

(¹FRIS, Tohoku Univ., ²WPI-AIMR, Tohoku Univ., ³Department of Applied Physics, Tohoku Univ.,
⁴CSIS, Tohoku Univ., ⁵MathAM-OIL AIST)

はじめに

近年、省電力人工知能の実現に向けてスピントロニクスを用いた脳型計算機の物理実装が注目を集めている。リザーバー計算はニューラルネットワーク内部の重みを調整しないため、物理実装の有望な手法となる。これまでにスピントルク発振器[1]やスピン波[2]を用いた物理リザーバー計算が実験的に報告されてきたが短期記憶容量といった性能は他の物理系である光リザーバーに比べて劣っているのが現状である。そのため、スピントロニクスを使ったリザーバー計算の高性能化、短期記憶容量を大きくする手法の検討が必要である。本研究では、スピン波リザーバー計算をマイクロマグネティックシミュレーションによって実行し、短期記憶容量に関するスケーリングを示すこと、および高性能な時系列予測タスクの実証を目的とする。

計算手法

図1にスピン波リザーバー計算の模式図を示す。直径500 nmの円周上にスピン注入かつ検出のための物理ノードを配置した。各物理ノードにおいてスピン移行トルクを用いることでスピン波を励起でき、磁化情報は各ノードにおける磁気抵抗効果によって検出できる。材料は低ダンピング定数を有するホイスラー合金 Co_2MnSi を想定した。外部磁場を印加し磁化を面直方向に飽和させ、磁化のx成分(m_x, m_x^2)を計算に用いた。また物理ノードに加え、複数の仮想ノードを使いリザーバー計算で重要となる自由度を大きくした。マイクロマグネティックシミュレーションはMumax³および線形化したLLG方程式による解析的な式を用いた。リザーバー計算性能評価には短期線形記憶容量(MC)、2次の非線形記憶容量(IPC)、NARMA10タスクを用いた。

リザーバーコンピューティング性能評価

8つの物理ノード、8つの仮想ノードを用いたスピン波リザーバー計算においてMC, IPC ~ 60を達成した。仮想ノード間隔を大きくするとMC, IPCが小さくなる傾向を示した。この傾向は解析的な応答関数によるシミュレーションで再現することがわかった。大きなMC, IPCを有する系でNARMA10タスクを実行すると規格化平均二乗偏差で約0.2と高性能な時系列予測を実現した。解析的な応答関数を用いることで物理ノードの間隔、スピン波の群速度を変えたシミュレーションを実行しスケーリングを示した。情報伝搬速度と入力データ時間間隔、物理ノードの距離に関する統一的なスケーリングを見出し、スピン波を用いることでナノスケールにおける高性能リザーバー計算を実現できる[3]。

【謝辞】

本研究の一部はJST PRESTO(No. JPMJPR22B2), JST FOREST (No. JPMJFR2140), 科研費(Nos. 21H04648, 21H05000), X-NICS of MEXT(No. JPJ011438)の援助のもと行われた。

参考文献

- 1) S. Tsunegi *et al.* Appl. Phys. Lett. **114**, 164101 (2019)
- 2) S. Watt *et al.* Phys. Rev. Appl. **15**, 064060 (2021)
- 3) S. Iihama *et al.* arXiv:2301.02193

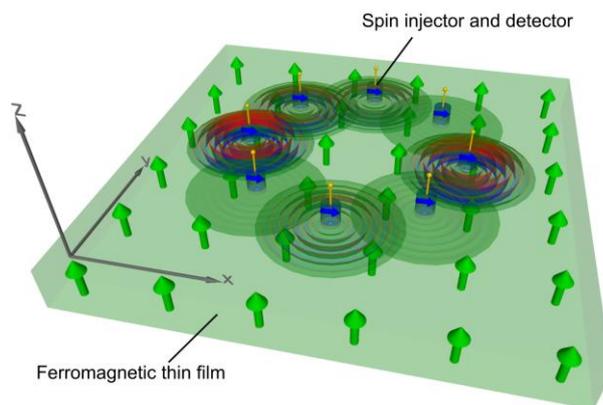


Fig. 1 (a) Schematic illustration of spin-wave reservoir computing.

立方異方性材料におけるパラメトリック励起スピン波の閾値電力の研究

根津昇輝¹, Thomas Scheike², 介川裕章², 関口康爾¹
(横浜国立大学¹, 物質・材料研究機構²)

Threshold power of parametrically excited spin waves in cubic anisotropic materials

Shoki Nezu¹, Thomas Scheike², Hiroaki Sukegawa² and Koji Sekiguchi¹
(Yokohama National Univ.¹, NIMS²)

1. はじめに

情報社会の発展に伴う計算需要の増加により、あらゆる分野において電子デバイスの超低消費電力化に向けた技術開発が行われており、スピントロニクス分野ではスピン波を用いた演算素子の開発が進行している。近年では、立方磁気異方性材料特有の静磁スピン波伝搬特性からエピタキシャル鉄薄膜はスピン波デバイスの開発において有望な材料であることが示された^{1,2)}。本研究では、エピタキシャル鉄薄膜を利用したスピン波増幅システムや量子デバイスの開発を目指し、エピタキシャル鉄薄膜上においてパラメトリックポンピングによって生成されたスピン波の伝搬特性を調査した。

2. 実験方法

実験模式図を Fig. 1 に示す。スピン波導波路は DC マグネトロンスパッタリングによって MgO(001) 基板上の Cr 薄膜を下地として作製された膜厚 25 nm のエピタキシャル Fe(001) 薄膜であり、リフトオフ法及び Ar イオンミリングによって $180 \mu\text{m} \times 110 \mu\text{m}$ の矩形に加工した。導波路上にはスピン波励起・検出のためのマイクロ波アンテナを作製した。アンテナ間距離は $5 \mu\text{m}$ である。エピタキシャル鉄薄膜の磁化困難軸方向に沿って印加した外部磁場 H_{ex} の存在下で、励起アンテナに $f_p = 8.9 \text{ GHz}$ の連続波を入力し、パラメトリックポンピングによりスピン波を生成した。励起されたスピン波を検出アンテナに接続されたスペクトラムアナライザによって観測した。

3. 結果および考察

パラメトリックポンピングによるスピン波生成の閾値電力 P_{th} と外部磁場 H_{ex} の関係を Fig. 2 に示す。Fig. 2 の挿入図は $\mu_0 H_{\text{ex}} = 80 \text{ mT}$ におけるパラメトリックポンピングで生成された $f_p/2$ の周波数を有するスピン波振幅の入力電力依存性である。閾値電力 P_{th} は観測されたスピン波振幅を関数 $a\sqrt{P - P_{\text{th}}}$ によるフィッティングにより解析した。ただし、 a と P_{th} はそれぞれフィッティング係数と閾値電力である。閾値電力は外部磁場の増加に伴い緩やかに減少し、 $\mu_0 H_{\text{ex}} = 80 \text{ mT}$ を境として急峻な増加が確認され、非対称なバタフライカーブが得られた。閾値電力の最小値は $\mu_0 H_{\text{ex}} = 80 \text{ mT}$ における 0.29 mW であり、先行研究の ZnO/YIG/GGG/YIG/Pt 構造バルク音響波共振器におけるパラメトリック励起スピン波生成の閾値電力と比較して約 28% 減少した³⁾。立方異方性による導波路の内部磁場の減少と素子の微細化による励起磁場の増大により低い入力電力でのスピン波生成が実現したと考えられる。

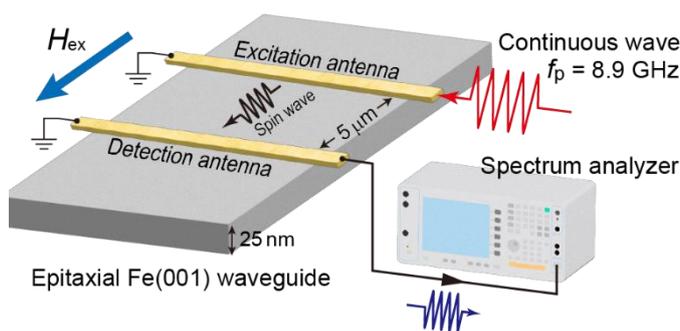


Fig. 1 : Schematic diagram of an experimental setup. Pumped spin waves were generated by a continuous wave at $f_p = 8.9 \text{ GHz}$ and detected by a spectrum analyzer.

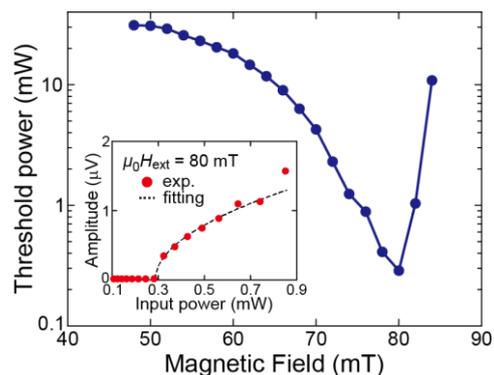


Fig. 2 : The magnetic field dependence of the threshold power at $f_p = 8.9 \text{ GHz}$. The inset represents the amplitudes of pumped spin waves as a function of the input power at $\mu_0 H_{\text{ex}} = 80 \text{ mT}$.

References

- 1) K. Sekiguchi, S-W. Lee, H. Sukegawa, *et al.*, *NPG Asia Mater.* **9**, e392 (2017).
- 2) S. Nezu, T. Scheike, H. Sukegawa, *et al.*, *AIP Adv.* **12**, 035320 (2022).
- 3) S. G. Alekseev, S. E. Dizhur, N. I. Polzikova, *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **17**, 072408 (2020).

ナノスピン波増幅器に向けた帰還構造の開発

岩場雅司¹, 関口康爾^{2,3}

(¹横浜国立大学 大学院理工学府, ²横浜国立大学 大学院工学研究院 ³横浜国立大学 先端科学高等
研究院)

Development of nano-scaled spin-wave amplifier using feedback structure

Masashi Iwaba¹ and, Koji Sekiguchi^{2,3}

(¹Graduate school of engineering Yokohama national university, ²Faculty of engineering Yokohama national
university, ³Institute of advanced sciences Yokohama national university)

概要

磁化の歳差運動を波として伝搬させるスピン波は、ジュール損失のない超低消費電力の情報伝達システムとして注目されている。現在は微細加工によるスピン波導波路を使用して、nm, μm スケールのスピン波素子が研究されている¹⁾。しかし、スピン波は磁気損失の極めて小さい材料を用いてもスピン波が減衰するという本質的な欠点がある。そのため、スピン波の多段化・集積化に向けては増幅器の開発が不可欠となる。増幅器の開発のため、平面的な制御ができる曲線伝搬に着目した²⁾。本研究では直線の導波路にリング型ループ回路を接続した帰還構造を考案し、平面的な制御を用いて増幅器の開発を目指す。帰還構造はスピン波の位相によって強度が大きく変化すると考えられるため、励起位相によるスピン波強度の変化を観測した。

実験方法・結果

スピン波導波路として強磁性金属であるパーマロイ薄膜を用いた。電子線描画およびリフトオフ法により帰還構造をパーマロイ薄膜で作製した。スピン波帰還構造は図 1(a)より全長 $4\ \mu\text{m}$, 線幅 $w_{\text{py}} = 300\ \text{nm}$, ループ径 $R = 600\ \text{nm}$ である。スピン波励起には周波数 $f = 6\ \text{GHz}$, 電力 $P = 9\ \text{mW}$ の高周波電力を用いた。帰還構造の端とループ回路の中央にそれぞれ線幅 $w_1 = w_2 = 300\ \text{nm}$ の金アンテナを配置し、ループ中央のアンテナに位相変換器を接続した。スピン波の検出にはマイクロブリルアン散乱分光法を使用した。

ループ回路を通過した後の直線部の点 $x = 3.7\ \mu\text{m}$ に対して測定した結果を図 1(b)に示す。位相変換器により励起電力の位相を $0 \sim 3\pi/2\ \text{rad}$ で変化させた結果、 $0 \sim \pi\ \text{rad}$ まではスピン波強度 $I_{\text{sw}} = 9 \sim 15$ とランダムに強度が変化しているが、 $\pi \sim 3\pi/2\ \text{rad}$ ではスピン波強度が最大 $I_{\text{sw}} = 22$ まで増大した。これはループ回路をスピン波が伝搬したことで、スピン波干渉による強め合い・打ち消し合いが生じたためと考えられる。

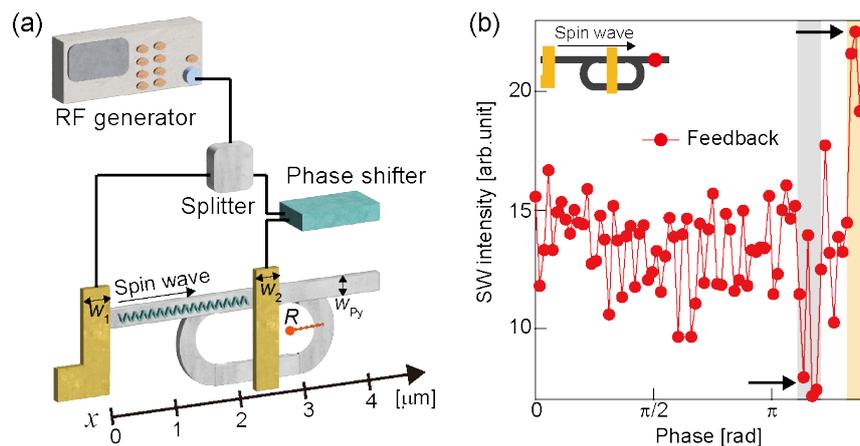


図 1 (a) 2 アンテナ励起によるスピン波帰還構造の実験概略図。(b) スピン波強度における励起電力の位相依存性。挿入図より、導波路の直線部の点 $x = 3.7\ \mu\text{m}$ で観測した。

参考文献

- 1) B. Heinz, Q. Wang, M. Schneider et al., *Appl. Phys. Lett.* **118**, 132406 (2021).
- 2) A. V. Sadovnikov, C. S. Davies, V. V. Kruglyak et al., *Phys. Rev. B* **96**, 060401(R) (2017).

微細 Y 字型構造におけるスピン波伝搬の時間分解電気計測

林龍之介, 根津昇輝, 関口康爾
(横浜国立大学大学院)

Time-domain electrical detection of spin waves in Y-shaped microstructures

Ryunosuke Hayashi, Shoki Nezu, and Koji Sekiguchi
(Yokohama National Univ.)

1. はじめに

電荷の移動を伴わないスピン波は低消費電力な情報キャリアとして有望視されており、スピン波を用いた情報処理デバイスについて様々な研究がなされている。近年では、バルクサイズのイットリウム鉄ガーネット(YIG)を用いた多数決論理ゲートが実現された¹⁾。スピン波演算デバイスの開発を促進するためには、微細構造を連結させた導波路におけるスピン波の伝搬特性の解明は不可欠である。本研究では、静磁表面スピン波(MSSW)を利用したスピン波演算デバイスの開発を目指し、Y字型のYIG微細構造における時間領域でのスピン波伝搬特性を調査した。

2. 実験方法

実験模式図を Fig. 1 に示す。スピン波導波路は RF マグネトロンスパッタリングによって作製された膜厚 115 nm の YIG 薄膜であり、結晶化のために 800°C で 6 時間アニール処理をした後にリフトオフ法及び Ar イオンミリングによって幅 50 μm の Y 字型に加工した。導波路上にはスピン波励起・検出のためのマイクロ波アンテナを作製した。アンテナ間距離は 100 μm である。導波路の幅方向に外部磁場 H_{ex} を印加し、励起アンテナ 1、2 にパルス幅 25 ns の正弦波パルス波を入力することで MSSW を励起し、アンプで信号を増幅した後にオシロスコープによりスピン波を検出した。励起アンテナ 1 の入力に位相変換器を接続することで、位相変化に伴う波の干渉による信号強度の変化について観測した。

3. 結果および考察

YIG 薄膜の減衰定数 α は FMR 測定の結果、 1.35×10^{-3} であった。Fig. 2 は Y 字型導波路において測定した時間領域信号である。外部磁場の増加によりスピン波パケットの到達時間が変化し、到達時間の差 Δt が MSSW の理論値である $H_{\text{ex}} = 50\text{--}100$ Oe 間で $\Delta t = 17.2$ ns、 $H_{\text{ex}} = 100\text{--}140$ Oe 間で $\Delta t = 11.8$ ns と概ね一致しており、アンテナ間距離 100 μm かつ斜め方向に渡って伝搬した MSSW の信号を時間領域で電氣的に検出できた。2 つの励起アンテナに入力する正弦波パルスの位相差 $\Delta\phi$ を 0 と π に変化させたときの検出したスピン波信号を Fig. 3 に示す。アンテナ 2 のみで励起したスピン波振幅 1.14 mV に対して、 $\Delta\phi = 0$ のときには 2.25 mV、 $\Delta\phi = \pi$ のときには 0.24 mV のスピン波振幅が得られた。 $\Delta\phi = 0$ のときにスピン波の強め合う干渉、 $\Delta\phi = \pi$ のときにスピン波の弱め合う干渉が観測されたと考えられる。この結果から、Y 字型導波路において MSSW の位相を制御することでスピン波干渉による論理演算が可能であることが示された。

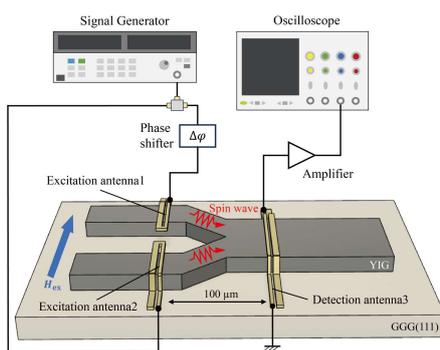


Fig. 1 : Schematic diagram of an experimental setup.

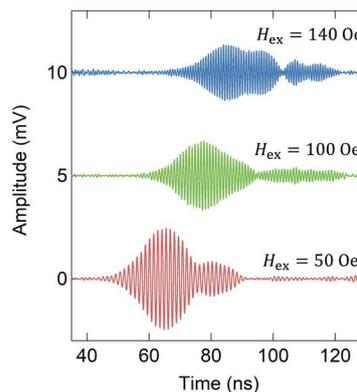


Fig. 2 : Output profiles of detected spin-wave waveforms for three different external magnetic fields.

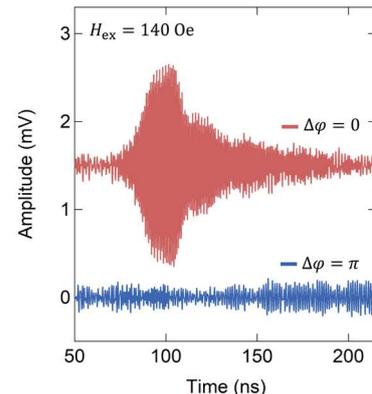


Fig. 3 : Real-time waveforms of output signals with input phase differences $\Delta\phi$. The phase differences of the sinusoidal waves are π and 0, respectively.

Reference

- 1) Naoki Kanazawa, Taichi Goto, Koji Sekiguchi, *et al.*, *Sci. Rep.* **7**, 7898(2017).

アンテナ法によるスピン波の励起・観測を用いた物理リザーブの実証

長瀬翔, 根津昇輝, 関口康爾
(横浜国立大学大学院)

Physical reservoir devices using excitation and observation of spin-wave via antenna method

Sho Nagase, Shoki Nezu, and Koji Sekiguchi
(Yokohama National Univ.)

1. はじめに

テクノロジーの劇的な進歩により IoT 社会の到来が一部実現している現代では、膨大な情報処理の効率化を図るエッジコンピューティングが重要視されており、ニューラルネットワークのような高度な演算を行なうためには低消費かつ高効率なデバイスが必要不可欠である。そのデバイスとして非線形性と履歴依存性を有する物理現象を用いて学習の負荷を抑える物理リザーブという手法があり、スピン波を用いた物理リザーブデバイスが研究されている。本研究ではパーマロイ薄膜(Py)を微細加工し、アンテナ法を用いた物理リザーブデバイスを作製した。アンテナ法を用いることで実測データとしてリザーブ動作の検証が可能であり、検出されたスピン波の電気信号を利用した学習タスクにて物理リザーブの動作を確認した。

2. 実験方法

実験模式図を Fig. 1 に示す。酸化膜付き Si 基板上に二層構造の試料を作製した。一層目は Py ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$)を用いたスピン波導波路であり、スパッタリング法を用いたミリングプロセスにて膜厚 300 nm、 $40\ \mu\text{m} \times 80\ \mu\text{m}$ の形状に加工した。二層目はスピン波の励起及び観測に用いるアンテナであり、真空蒸着法を用いたリフトオフプロセスにて Ti (5 nm)/ Au (100 nm) で作製した。入力アンテナに幅 10 ns、振幅 5 V の矩形波信号を印加し Surface Mode のスピン波を励起した。励起アンテナ直下の導波路には 2 つのスリットが配置されており、励起されたスピン波は 3 つの球面波として伝搬する。隣り合う球面波と干渉を起こしたスピン波を 4 つの検出アンテナに接続されたサンプリングオシロスコープより観測した。面内 x 軸方向に $B_{\text{ext},x} = 600$ Oe、面内 y 軸方向に $B_{\text{ext},y} = 20 \sim 90$ Oe の 8 パターンの外部磁場を印加した。各磁場におけるスピン波の電気信号から法則性を学び、 $B_{\text{ext},y}$ の大きさを予測する学習タスクを行った。

3. 結果および考察

面内 y 軸方向に印加した外部磁場 $B_{\text{ext},y}$ と観測されたスピン波の電気信号を用いた磁場予測 (機械学習) 結果の関係を Fig. 2 に示す。 $B_{\text{ext},y} = 30, 50, 70, 90$ Oe の 4 つはトレーニングデータとして重みづけを行った。 $B_{\text{ext},y} = 20, 40, 60, 80$ Oe の 4 つはテストデータであり、トレーニングデータより調整された重みベクトルを用いて磁場予測を行った。学習精度を確認する指標に平均平方二乗誤差 (RMSE) を利用している。予測する各値の差は 10 であるため、各値の ± 5 以内に予測値が収まるのが望ましく、RMSE が 5 より小さければ全ての入力パターンで学習が成功したと判断する。トレーニングデータの RMSE は 2.953、テストデータの RMSE は 4.670 となり、アンテナ法を用いた Py 薄膜デバイスはスピン波の電気信号より法則性を適切に学習し、物理リザーブとしての汎化性を有していることが示された。

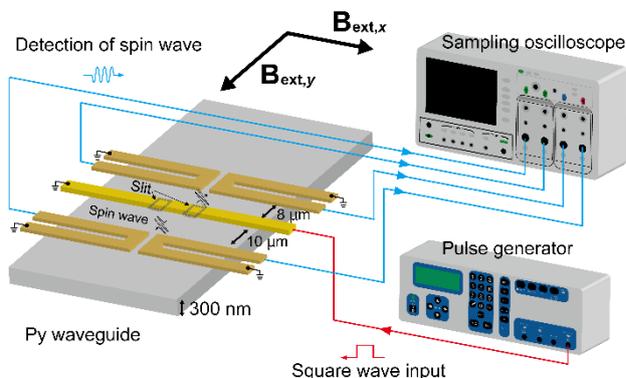


Fig. 1 : Schematic diagram of an experimental setup.

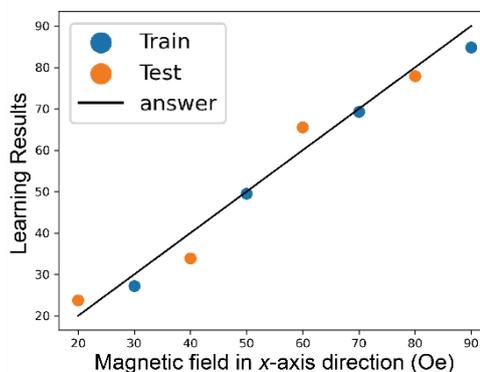


Fig. 2 : The magnetic field dependence of the learning result.

References

- 1) R. Nakane et al., IEEE Access 6, 4462 (2018)

Cu₂Sb 型(Mn-Cr)AlGe 超薄膜の sub-THz 磁化歳差ダイナミクス

佐々木 悠太¹, 平松 諒也², 小田 洋平³, 窪田 崇秀², 園部 義明¹,
佐久間 昭正², 高梨 弘毅^{2,4}, 葛西 伸哉¹, 高橋 有紀子¹
(¹ 物材機構, ² 東北大, ³ 福島高専, ⁴ 原研)

All-optical investigation of sub-THz magnetization dynamics in Cu₂Sb-type (Mn-Cr)AlGe ultrathin film
Y. Sasaki¹, R. Hiramatsu², Y. Kota³, T. Kubota², Y. Sonobe¹,
A. Sakuma², K. Takanashi^{2,4}, S. Kasai¹, and Y. K. Takahashi¹
(¹NIMS, ²Tohoku Univ., ³NIT Fukushima College, ⁴JAEA)

はじめに

0.1~10 THz 程度の周波数帯域における電磁波はテラヘルツ波と呼ばれている。テラヘルツ波は光の直進性と電磁波の透過性を両立することから、非接触の薬品・危険物検査や 6G および Beyond 5G と呼ばれる次世代通信規格への応用が期待されている。また、スピンやマグノンの超高速なダイナミクスがテラヘルツ波帯を含むことからテラヘルツスピントロニクスという分野が近年注目を集めている。特に高い磁気異方性と小さなダンピング定数を両立する MnGa 薄膜においてはテラヘルツ波帯の磁化ダイナミクス・テラヘルツ波放射が報告されている[1,2]。一方で、テラヘルツ波放射や磁化歳差励起の高効率化のためには、金属層の厚みを数 nm 程度まで薄膜化する必要がある。本研究では、Si 基板上に高品位な配向多結晶超薄膜の成長が最近報告された Cu₂Sb 型(Mn-Cr)AlGe[3]における磁化歳差ダイナミクスについて全光学的手法を用いて調べた。

実験方法

熱酸化 Si 基板上にマグネトロンスパッタ法を用いて MnAlGe および (Mn-Cr)AlGe 薄膜試料を作製した。薄膜構成は基板側から、Ta(3)/W(0.3)/CoFeBTa(1)/MgO(1.5)/Mg(1.4)/MnAlGe, (Mn_{0.77}Cr_{0.23})AlGe(*d*)/Mg(3)/MgO(1.5)/Ta(3) (膜厚単位 nm) である。磁性層膜厚 *d* は 3.0~30 nm まで変化させた。試料は室温製膜後に 400°C で熱処理した。試料の磁気特性は VSM, 試料の断面構造は TEM を用いて評価した。磁化ダイナミクスの測定には時間分解磁気光学カー効果 (TRMOKE) を用いた。光源には中心波長 1030 nm, 繰り返し周波数 10 kHz, パルス幅 230 fs の Yb:KGW レーザーを用いた。

実験結果および考察

図 1(a) に膜厚 *d*=5 nm とした際の MnAlGe および (Mn-Cr)AlGe 薄膜の歳差周波数 *f* の磁場角度依存性を示す。磁化歳差シグナルは実線で示す Kittel の式で説明できることが分かった。図 1(b) には実効的なダンピング定数の膜厚依存性を示す。(Mn-Cr)AlGe 薄膜では、MnAlGe よりも小さなダンピング定数 $\alpha_{\text{eff}}=0.012$ を極薄膜領域で示すことが分かった。発表ではダンピング定数の詳細を議論する。[4]

本研究は JSPS 科研費(21K14218, 20K05296, 20K15017, 18H03787)および特別研究員奨励費(19J20596)の助成を受けて行われた。

参考文献

- [1] S. Mizukami, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **106**, 117201 (2011).
- [2] N. Awari, *et al.*, Appl. Phys. Lett. **109**, 032403 (2016).
- [3] T. Kubota, *et al.*, Appl. Phys. Lett. **118**, 262404 (2021).
- [4] Y. Sasaki, *et al.*, Small **18**, 2200378 (2022).

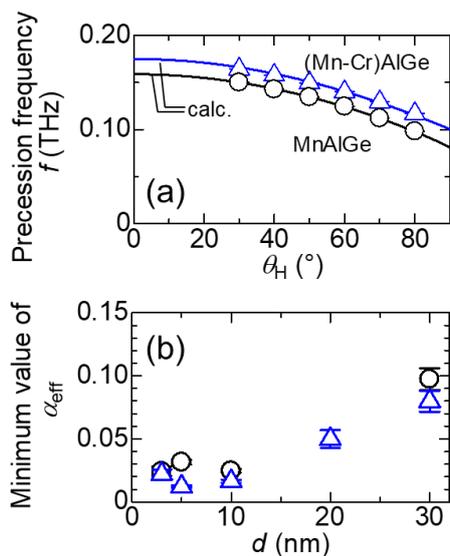


図 1. (a) MnAlGe および (Mn-Cr)AlGe 薄膜における磁化歳差周波数 f の磁場角度 θ_H 依存性。実線は Kittel の式による解析結果を示す。(b) 実効的なダンピング定数 α_{eff} の膜厚 d 依存性。

垂直磁化人工反強磁性体における広帯域円偏波分解磁気共鳴測定

塩田陽一^{1,2}、荒川智紀³、久富隆佑^{1,2}、森山貴広^{1,2}、小野輝男^{1,2}
(¹京大化研、²京大 CSRN、³産総研)

Broadband polarization-selective magnetic resonance spectroscopy using circularly-polarized microwave field in perpendicularly-magnetized synthetic antiferromagnets

Y. Shiota^{1,2}, T. Arakawa³, R. Hisatomi^{1,2}, T. Moriama^{1,2}, and T. Ono^{1,2}
(¹ICR, Kyoto Univ., ²CSRN, Kyoto Univ., ³AIST)

はじめに

磁気モーメントが反平行に結合した反強磁性体は、二つの異なる回転極性を有する磁気共鳴モードを有しており、その回転極性を利用することでマグノンに偏光自由度を追加することが可能である^{1,2)}。一般に、磁気共鳴測定には振動面が一方向に限られた直線偏波のマイクロ波が用いられるため、これまで磁気共鳴の回転極性の議論はほとんどされてこなかった。また、反強磁性体は強い交換結合によって共鳴周波数が THz 領域にあるため、観測手法が限られてしまう。そこで本研究では、非磁性層を介して二つの強磁性層の磁化が反平行に結合した人工反強磁性体の磁気共鳴に着目し、交差型のマイクロストリップ導波路とハイブリッドカップラを用いることで広帯域円偏波分解磁気共鳴測定を行ったので報告する³⁾。

実験方法

試料は垂直磁化容易軸を持つ Co/Ni 多層膜ベースの人工反強磁性体を用いた。広帯域に円偏波マイクロ波を発生させるためにオーバーカップリングさせた交差型マイクロストリップ導波路とハイブリッドカップラを用いた⁴⁾。Fig. 1(a)に示すように、磁性薄膜に対して垂直に磁場を印加しベクトルネットワークアナライザ (VNA) で S_{21} と S_{12} をそれぞれ測定することで、左右円偏波マイクロ波による対する共鳴吸収を測定した。また、 S_{21} スペクトルと S_{12} スペクトルの差分を取ることで、磁気共鳴の回転極性をピークの符号で可視化できるように信号処理を行った。

実験結果

Fig. 1(b)に垂直磁化人工反強磁性体 [Co(0.2)/Ni(0.6)]_{8.5}/Ru(0.5)/[Co(0.2)/Ni(0.6)]_{8.5} (単位: nm) の試料において測定した結果を示す。この結果から、磁化反平行の磁場領域 (-100 ~ 100 mT) において回転極性の異なる二つの磁気共鳴モードの直接観測に成功した。また図中の実線と破線は理論的な解析から求めた共鳴周波数の磁場依存性であり、共鳴周波数および回転極性も実験結果と一致する結果が得られた。

講演では数値シミュレーションによって行ったマイクロ波の極性に依存した磁化ダイナミクスの詳細についても議論する。

参考文献

- 1) R. Cheng *et al.*, *Sci. Rep.* **6**, 24223 (2016).
- 2) J. Lan *et al.*, *Nat. Commun.* **8**, 178 (2017).
- 3) Y. Shiota *et al.*, *Phys. Rev. Appl.* **18**, 014032 (2022).
- 4) T. Arakawa *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **93**, 013901 (2022)

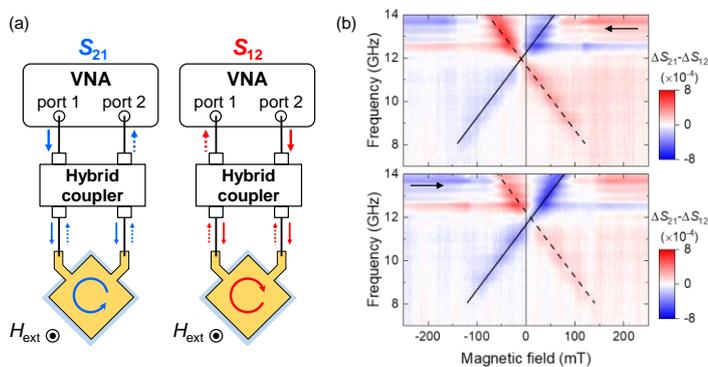


Fig. 1 (a) Schematic illustration of measurement setup for broadband polarization-selective magnetic resonance spectroscopy using circularly-polarized microwave field. (b) Color plots of $\Delta S_{21} - \Delta S_{12}$ on perpendicularly magnetized synthetic antiferromagnets.

Electrical detection of antiferromagnetic dynamics in thin films by using gyrotron

Shinsaku Funada¹, Yuya Ishikawa², Motoi Kimata³, Yuusuke Yamaguchi², Kanata Hayashi²,
Tomonori Sano², Koki Sugi¹, Yutaka Fuji², Seitaro Mitsudo², Yoichi Shiota^{1,4}, Teruo Ono^{1,4},
○Takahiro Moriyama^{5,6}

¹Institute for Chemical Research, Kyoto University, Uji 611-0011, Japan

²Center for Development of Far-Infrared Region, University of Fukui, Fukui 910-8507, Japan

³Institute for Materials Research, Tohoku University, Sendai 980-8577, Japan

⁴Center for Spintronics Research Network, Kyoto University, Uji 611-0011, Japan

⁵PRESTO, Japan Science and Technology Agency, Kawaguchi 322-0012, Japan

⁶Department of Materials Physics, Nagoya University, Nagoya 464-8603, Japan

THz magnetization dynamics is a key property of antiferromagnets that could harness the THz forefront and spintronics. Recently, advancements in THz techniques have realized some of the key experiments on antiferromagnetic resonance. However, the measurement principles used in those studies rely on the volume of the materials and thus the same principle can hardly be applied for characterizing thin films which is a central interest when considering any antiferromagnetic integration devices.

One of the solutions could be the DC voltage detection of the magnetic resonance resulting from a nonlinear coupling of the induction current and the magnetoresistance change associating with the magnetization dynamics, both of which are irrespective to the volume of the material. The only concern for this method is that it generally requires a sizable irradiation power of > mWatt, which is to be resolved by the gyrotron irradiation that is introduced in this study.

Test samples, ferrimagnetic Gd_{1-x}Co_x (20 nm)/ Ta (3 nm), were shaped into a 1.5 mm x 5 mm piece with electric leads connected on the longitudinal ends for measuring DC voltage. The sample is then placed at the end of a hollow waveguide carrying 154 GHz continuous electromagnetic wave fed from the gyrotron apparatus. DC voltage measurements were carried out with sweeping external magnetic field. Figure 1 shows DC voltage measurements for Gd_{0.17}Co_{0.83}/Ta film at various temperature. We observed a clear DC voltage peak (marked by the star) at a certain magnetic field and the peak shifts with varying the temperature, which are consistent with the resonant properties of GdCo.

As the gyrotron frequency is scalable up to THz, our demonstration can be an important milestone toward the THz measurements for antiferromagnetic thin films.

[1] S. Funada *et al.*, *Phys. Rev. Applied* **19**, L031003 (2023)

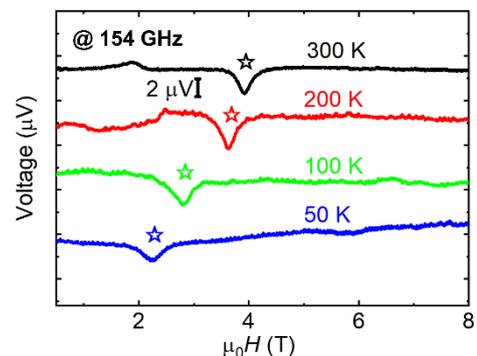


Fig. 1 DC voltage spectra at different temperatures [1].

人工反強磁性体における混成マグノン分散関係の観察

林大寿¹、塩田陽一^{1,2}、石橋未央¹、久富隆佑^{1,2}、森山貴広^{1,2}、小野輝男^{1,2}
(¹京大化研、²京大 CSRN)

Observation of dispersion relation for hybridized magnons in synthetic antiferromagnets

D. Hayashi¹, Y. Shiota^{1,2}, M. Ishibashi¹, R. Hisatomi^{1,2}, T. Moriyama^{1,2}, and T. Ono^{1,2}
(¹ICR, Kyoto Univ., ²CSRN, Kyoto Univ.)

はじめに

2つのマグノンモードのコヒーレント結合により新しいマグノン状態を作り出すことは、将来のマグノンデバイス開発に大きく貢献すると期待されている[1]。人工反強磁性体(SAF)上に励起されるマグノンには、二つの磁化の同位相歳差運動、逆位相歳差運動に対応する音響マグノンと光学マグノンの2種類が存在することが知られている。最近の研究で、動的な双極子相互作用によりマグノンマグノンカップリングと呼ばれるそれらの2つのマグノンモードの混成が実現できることが明らかになった[2]。この結果は、コプレーナ導波路を用いたマイクロ波反射測定による電氣的スピン波分光法によって得られた。しかしこの測定法では励起されたマグノンの伝搬特性については評価できなかった。本研究ではヘテロダイン磁気光学カー効果(MOKE)[3]を用いて SAF 中の混成マグノンの実空間での伝搬を測定し、マグノンの性質を理解する上で重要なマグノン分散関係を得た。

実験方法

SAF の構成は Ta(3)/Ru(3)/Fe₆₀Co₂₀B₂₀(15)/Ru(0.6)/Fe₆₀Co₂₀B₂₀(15)/Ru(3) (nm) であり、熱酸化 Si 基板上に DC マグネトロンスパッタリング法を用いて作製した。さらにそれを文献[2]にあるようにスピン波デバイスに微細加工した。ベクトルネットワークアナライザ (VNA) のポート 1 からアンテナにマイクロ波電流を流してマグノンを励起し、極カー配置で磁化の歳差運動を集光レーザービームで光ヘテロダイン信号に変換して VNA のポート 2 に送った。光学マグノンは磁化振動の面直成分を持たない為、このセットアップでは音響マグノンのみが検出される。集光レーザービームの照射位置を移動させながら測定することにより、実空間を伝搬する音響マグノンについて測定した。

結果と考察

Fig. 1 はマグノンマグノンカップリングが顕著に観察される 38.1 mT の面内磁場をマグノンの伝搬方向から 45° の方向に印加し、得られた伝搬マグノンの強度と位相の実空間信号を複素高速フーリエ変換して得られたマグノン分散関係である。この磁場角度では音響マグノンと光学マグノンが同時に励起され、さらに動的な双極子相互作用によって2つのマグノンの対称性が破れてそれぞれのマグノン同士の結合強度が最大となる。負の波数領域で顕著なモード分裂が観測されたが、これは音響マグノンが光学マグノンとカップリングしたことによるものと考えられる。

本発表では、磁場強度や角度に対する依存性など、さらなる検討について議論する。

参考文献

- 1) G. Kurizaki et al., Proceedings of the National Academy of Sciences **112**, 3866-3873(2015).
- 2) Y. Shiota et al., Phys. Rev. Lett. **125**, 017203(2020).
- 3) Y. Shiota et al., Appl. Phys. Lett. **116**, 192411(2020)

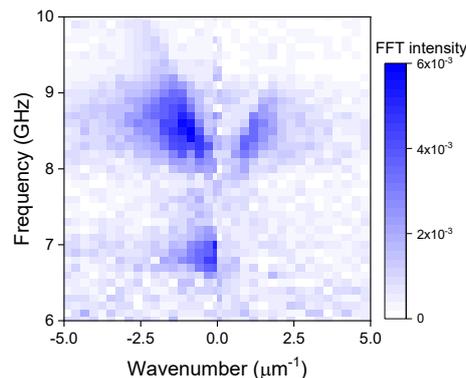


Fig. 1 Dispersion relation of acoustic magnons on SAF.

負のスピンの分極を有する Fe₄N/Pt のテラヘルツ波放射特性

○磯上慎二, 佐々木悠太, 高橋有紀子
(物質・材料研究機構)

Laser-induced terahertz emission in Fe₄N/Pt bilayers with negative spin polarization

○S. Isogami, Y. Sasaki, and Y. K. Takahashi
(NIMS)

1. はじめに 超短パルスレーザーで誘起されるスピンの流は、超高速磁化反転に貢献するなど実用的な観点から注目を集めている¹⁾。また、逆スピンホール効果によってスピンの流が電場に変換された結果、テラヘルツ波として放射される現象が重金属/強磁性ヘテロ接合膜で得られている。近年、例えば CoFeB に接合する種々の重元素についてテラヘルツ波強度の対比実験が行われ、スピンのホール伝導率の大小関係と定性的に一致すると報告されている²⁾。さらにホイスラー合金層を含む Co₂MnSi/Pt ヘテロ接合では、CoFe/Pt に対する放射強度として最大 2 倍程度の増大が観測され、L₂₁ よりも B₂ 規則相からの寄与が支配的と議論されている³⁾。以上に対し本研究では、磁性層側の電子状態からの寄与を実験的に理解するため、フェルミ準位におけるスピンの偏極率符号とテラヘルツ波極性ととの相関解明を目的とした。金属強磁性窒化鉄 (Fe₄N) は、フェルミ準位において負のスピンの偏極率をもつことが、理論計算⁴⁾、バンド構造の直接観察⁵⁾両面から示されている上に、負のスピンの偏極とスピンのポンピングで検出された逆スピンホール起電力との相関が解明されている⁶⁾。また近年、軽元素を含む遷移金属合金 (窒化物/炭化物/ホウ化物) 薄膜が次世代スピントロニクス材料として進展しつつあることも踏まえ⁸⁾、本研究では Fe₄N/Pt ヘテロ接合におけるテラヘルツ放射の検証実験を行った。

2. 実験方法 試料の膜構成は、MgO(100)単結晶基板/ Fe₄N ($d_{\text{Fe}_4\text{N}}$) / Pt (d_{Pt}) (膜厚単位: nm) とした。Fe₄N 膜の成長には窒素反応性 DC マグネトロンスパッタリング法を用いた。結晶構造解析、磁化過程評価にはそれぞれ、X 線回折装置と振動試料型磁力計を用いた。Fe₄N 薄膜は逆ペロブスカイト構造に規則化し、Pt 薄膜もその上にエピタキシャル成長することを確認した。異方性磁気抵抗効果の測定において、負のスピンの偏極を示唆する負の抵抗変化率を確認した。波長 1028 nm, 周波数 10 kHz, パルス幅 230 fs の Yb ドープ KGW レーザーを光源とし、電気光学サンプリングによってテラヘルツ波放射を測定した。Fe₄N 層の磁化を面内に飽和させるため約 0.5 kOe の磁場を印加した。ポンプ光を 570 Hz で強度変調させ、CdTe(110)結晶を透過したプローブ光の偏光変調をロックインアンプで検出した。以上の実験は室温、窒素置換雰囲気下で行った。

3. 実験結果 Figure 1(a)は膜厚を $d_{\text{Pt}} = 2$ nm に固定し、 $d_{\text{Fe}_4\text{N}} = 10$ nm (赤) と 5 nm (青) でテラヘルツ波を対比した結果を示す。まず極性 (波形の極大値が示す符号と定義) に関して、Co₂MnSi ホイスラー合金、CoFe 合金の場合と定性的に一致したことから、テラヘルツ波の極性は強磁性層のフェルミ準位におけるスピンの偏極率の符号には依存しないことが判った。次に $d_{\text{Fe}_4\text{N}} = 10$ nm より 5 nm の方で振幅の増大が見取れるが、この傾向は先行研究の結果と類似することが判った。現時点で観測された最大 0.25 程度の振幅強度は、Co₂MnSi, CoFe それぞれ 5 nm における値と同等であることが判った。しかしながら、 $d_{\text{Fe}_4\text{N}} < 5$ nm 領域で更なる増大の可能性があるため、膜厚依存性を系統的に調べる必要がある。講演会ではテラヘルツ放射効率の見積り、電子状態に照らした放射特性の解釈、種々の材料系における Fe₄N ヘテロ接合の位置づけを議論する予定である。

参考文献

1) Xu *et al.*, Adv. Mater. 29, 1703474 (2017). 2) Seifert *et al.*, Nature Photonics 10, 483 (2016). 3) Sasaki *et al.*, APEX. 13, 093003 (2020). 4) Kokado *et al.*, JPSJ. 81, 024705 (2012). 5) Nakanishi *et al.*, AP02, Intermag2023. 6) Isogami *et al.*, APEX. 6, 063004 (2013). 7) Isogami *et al.*, JJAP. 55, 043001 (2016). 8) Isogami *et al.*, Adv. Electron. Mater. 9, 2200515 (2023).

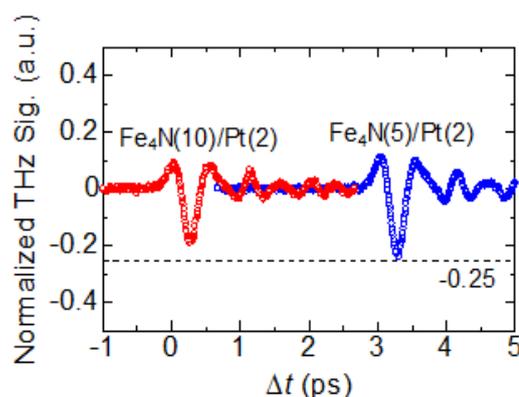


Fig.1 Normalized amplitude of THz wave forms for the samples, MgOsub/Fe₄N (10 and 5)/Pt(2) (in nm). The wave for 5 nm is shown with horizontal shift.

Amplified transport of low-energy magnons in Bi-doped YIG by local heating

R. Kohno^{1*}, K. An^{1,2}, V. V. Naletov¹, J. Ben Youssef³, D. Gouéré⁴, V. Cros⁴, A. Anane⁴,
G. de Leubens⁵, L. Vila¹ and O. Klein¹

¹Université Grenoble Alpes, CEA, CNRS, Grenoble INP, Spintec, 38054 Grenoble, France

²Quantum Technology Institute, KRISS, Daejeon, Republic of Korea

³Lab-STICC, CNRS, Université de Bretagne Occidentale, Brest, France

⁴Unité Mixte de Physique, CNRS, Thales, Université Paris Saclay, Palaiseau, France

⁵SPEC, CEA-Saclay, CNRS, Université Paris-Saclay, Gif-sur-Yvette, France

Magnonics aims at proposing novel circuits operated by spin waves, or their quanta magnons, especially on insulators with reduced energy losses. Using a prototypical device which consists of two Pt electrodes, such magnons can be incoherently generated through spin orbit torques at the emitter, and can be sensed electrically through the inverse spin Hall effect [1-3] at the collector. We use a 20 nm Bi-doped YIG thin film with perpendicular uniaxial anisotropy and fabricated a transport device with an additional electrode to control the transport (Fig.1). We observed reversibly the amplification of the conduction of low-energy magnons by a factor of 3 by heating locally the region beneath the collector electrode (Fig.2). For that purpose, we fabricated a modulator electrode deposited on top of the collector in thermal contact but electrically isolated by an intercalation layer of Si₃N₄ of 20 nm thickness. The motivation comes from the idea of amplifying the oscillation amplitude (cone angle of the precession) by locally reducing the magnetization. Previously reported methods for amplifying the transport were focusing on using a third Pt electrode in between the emitter and collector to provide an additional source of damping compensation, which already deteriorates the signal because Pt itself absorbs magnons[4,5]. Our method is free from such deterioration with a comparable amplification ratio and could be useful for future magnonic devices to control the transport.

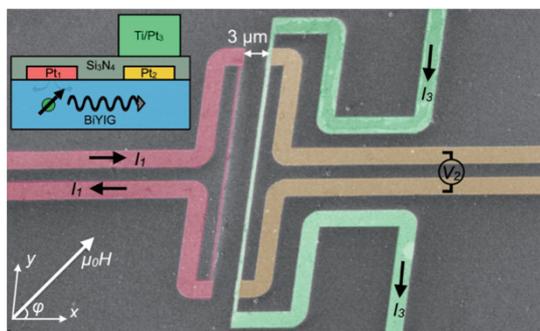


Fig. 1: SEM image of the device which consists of three Pt wires on a 20 nm Bi doped YIG film. Pt₁ for the emission Pt₂ for the collection of magnons, and Ti/Pt₃ for controlling the transport.

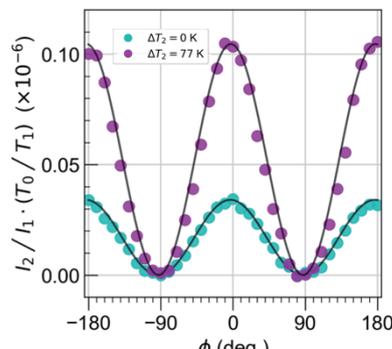


Fig. 2: Renormalized signal from electrically excited magnons probed at Pt₂ as a function of the angle of applied magnetic field with or without local heating.

Reference

- [1] L. J. Cornelissen, J. Liu, R. Duine, *et. al.*, *Nat. Phys.* (2015).
- [2] Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, *et. al.*, *Nature* (2010).
- [3] S. T. B Goennenwein, R. Schlitz, M. Pernpeintner, *et. al.*, *Appl. Phys. Lett.* (2015).
- [4] L. J. Cornelissen, J. Liu, B. L. Van Wees, *et. al.*, *Phys. Rev. Lett.* (2018).
- [5] T. Wimmer, M. Althammer, L. Liensberger, *et. al.*, *Phys. Rev. Lett.* (2019).

トポロジカル絶縁体/磁性絶縁体二層膜における強結合磁気共鳴

千葉貴裕^{1,2}, 小峰啓史³, 青野友祐³⁽¹⁾ 東北大学学際科学フロンティア研究所, ⁽²⁾ 東北大学大学院工学研究科, ⁽³⁾ 茨城大学大学院理工学研究科)

Strong-coupled magnetic resonance in topological-insulator/magnetic-insulator bilayers

Takahiro Chiba^{1,2}, Takashi Komine³, and Tomosuke Aono³⁽¹⁾FRIS, Tohoku Univ., ⁽²⁾Tohoku Univ., ⁽³⁾Ibaraki Univ.)

1. はじめに

近年、コヒーレントなマグノン光子結合の実現を契機として、量子情報とスピントロニクスが融合した共振器スピントロニクスが急速に発展している¹⁾。そのような中、最近新たに散逸過程を介したマグノン光子結合が報告された²⁾。この散逸的なマグノン光子結合は、強結合(ポラリトン)状態の安定性に大きな影響を与えるため、マグノンをベースとした量子情報技術を開発する上でその機構を系統的に理解する必要がある。一方、これまで我々はトポロジカル絶縁体(TI)を活用した磁性絶縁体(MI)のspin緩和制御を提唱してきた^{3,4)}。本研究では、これまでに得た知見からspin緩和が非常に強いTIの表面(界面)状態に着目して、TI/MI二層膜におけるspin緩和に起因した散逸的なマグノン光子結合を理論的に解明することを目指した。

2. 数理モデル

Fig.1(a)に示すようなRLC共振回路を想定して、spin緩和に起因した散逸的なマグノン光子結合をモデル化した。コイル内にはFig.1(b)に示した垂直磁化を有するTI/MI二層膜⁴⁾が挿入されている。このコイルに交流 $I(t)$ が流れるとアンペール則によりrf磁場 $H(t)$ が生じ、MIにおいて磁気共鳴 $m(t)$ が駆動される。このときTIの強いspin緩和に起因したspinポンピング効果によりTI/MI界面に環状電流が生じ³⁾、その結果、軌道磁気モーメントが誘起される。これが $m(t)$ と交換結合することにより、散逸的なマグノン光子結合を生み出す。本研究では、TI/MI二層膜の界面状態を記述する有効ハミルトニアンに基づいて、この散逸的なマグノン光子結合を定式化した。さらに、ランダウ-リフシッツ-ギルバート方程式とRLC回路方程式に基づいて、 $\text{Bi}_2\text{Se}_3(\text{TI})/\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}(\text{MI})$ 二層膜において定式化した散逸的な結合がポラリトン状態に及ぼす影響を解析した。

3. 計算結果

定式化した散逸的なマグノン光子結合は、ダンピング増強係数と帯磁率に比例することから、動的透磁率を通じてコイルのインダクタンスを変調する。そのため実験的にはRLC共振回路のアドミッタンス $Y(\omega)$ として観測可能である。定式化した散逸的な結合に対応するアドミッタンス成分 $Y_d(\omega)$ を解析したところ、Fig.1(c)に示すようにモード交差点近傍にて同期的な振舞いを確認した。一方で、定量的には同系でのポラリトン状態(反同期)への影響は十分小さいことがわかった。この結果は、垂直磁化を有するTI/MI二層膜においてポラリトンを安定化できることを意味しており、共振器スピントロニクス技術への今後の展開が期待される。

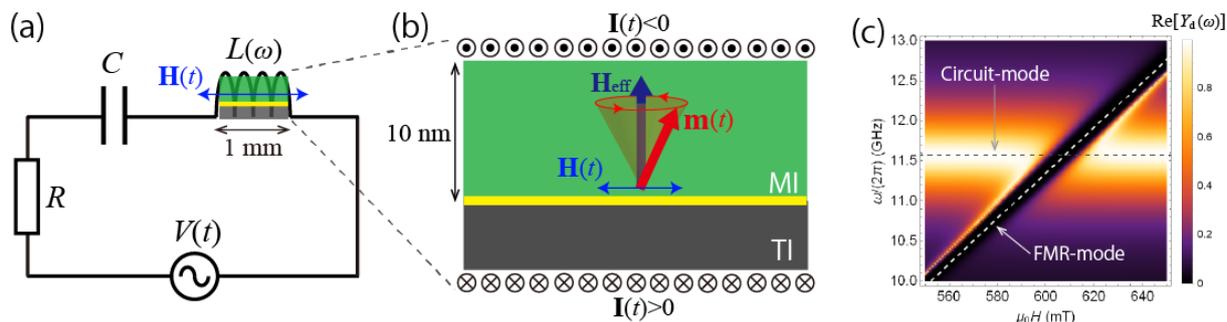


Fig.1. (a),(b) Schematic diagram of a RLC synchronized circuit with a dynamical inductor involving a TI/MI bilayer that is zoomed in the illustration (b). (c) Calculated admittance $Y_d(\omega)$ for a dissipative magnon-photon coupling at the TI/MI interface.

参考文献

- 1) B. Z. Rameshti *et al.*, Phys. Rep. **979**, 1 (2022).
- 2) Y. P. Wang and C.-M. Hu, J. Appl. Phys. **127**, 130901 (2020).
- 3) T. Chiba, A. O. Leon, and T. Komine, Appl. Phys. Lett. **118**, 252402 (2021).
- 4) T. Chiba and T. Komine, Phys. Rev. Appl. **14**, 034031 (2020).

Fe-Si 薄膜における構造と磁気特性の Si 組成依存性

蔣暉, 室賀翔, 宮崎孝道, 遠藤恭 (東北大学)

Dependence of structure and magnetic properties on the Si compositions for Fe-Si thin films

Ye Jiang, Sho Muroga, Takamichi Miyazaki, Yasushi Endo (Tohoku Univ.)

はじめに

磁性薄膜における磁化の動的挙動は、歳差運動項と制動項からなる Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程式によって現象論的に記述される⁽¹⁾。なかでも、ダンピング定数 (α) は磁化の歳差運動に対する減衰量の大きさを左右する重要なパラメータである。これに加えて、 α はスピントロニクスデバイス応用の性能にも大きく影響する。したがって、 α のメカニズムを理解することが必要不可欠である。

我々はこれまでに Fe-Ni 合金薄膜において α と磁歪が相関関係にあることを報告してきた⁽²⁾。しかしながら、この相関関係が他の Fe 系合金薄膜においても成立するか不明確である。本研究では、Fe 系二元合金とした Fe-Si 合金を選択し、 $\text{Fe}_{100-x}\text{Si}_x$ 薄膜における構造と磁気特性の Si 組成依存性について検討した。得られた結果をもとにして、 α と磁歪の関連性を議論する。

実験方法

試料作製には DC マグネトロンスパッタリングを用いた。作製した膜構成はガラス基板上に製膜した 10 nm 厚の Fe-Si 薄膜である。試料の Si 組成 (x) は 9.7 - 21.7 at.% であり、EDX を用いて評価した結果である。

Fe-Si 膜の構造に関しては、XRD および TEM を用いて、また、磁気特性に関しては、VSM、光てこによる磁歪測定法およびブロードバンド強磁性共鳴 (B-FMR) 法を用いて評価した。

研究結果

Fig.1 は、10 nm 厚の Fe-Si 膜における飽和磁歪 (λ_s) と有効ダンピング定数 ($\alpha_{//}$, α_{\perp}) の Si 組成依存性である。 λ_s は、Si 組成の増加とともに増加し、Si 組成 13.7 at.% で最大となり、さらに Si 組成を増加させると減少した (Fig.1 (a))。この挙動は 100 nm 厚の Fe-Si 多結晶薄膜と異なっており、また λ_s 値も他の場合と比べても高くなった⁽³⁾。この原因は、製膜時の基板と膜の間で生じる引張り応力に起因するものと考えられる。

有効ダンピング定数 ($\alpha_{//}$, α_{\perp}) に関しては (Fig.1 (b))、 $\alpha_{//}$ は Si 組成 15.7 at.% 以下ではほぼ一定となり、15.7 at.% 以上の Si 組成では Si 組成を増加させると増加し、19.6 at.% で極大値 0.0103 となり、その後減少した。一方、 α_{\perp} は Si 組成 15.7 at.% までにほぼ一定であり、さらに Si 組成の増加にもなって増加し、19.6 at.% で極大値 0.0060 となり、その後減少した。このように、 $\alpha_{//}$ と α_{\perp} の Si 組成に対する変化は類似した挙動となった。また、 $\alpha_{//}$ 値は Si 組成によらず、 α_{\perp} 値より高くなった。これらの違いは、 $\alpha_{//}$ は外的要因によるダンピングと材料固有ダンピングが重なっていることによるものと考えられる。なお、当日 α と λ_s の関連性についても報告する予定である。

謝辞 本研究の一部は、文部科学省次世代 X-nics 半導体創生拠点形成事業 JPJ011438 の助成を受けた。また、本研究の一部は、東北大学 CSIS、東北大学 CSRN、東北大学 CIES および ASRC の支援のもと行われた。

参考文献 (1) T. L. Gilbert, IEEE Trans. Magn, 40, 3443-3449 (2004). (2) Y. Endo, O. Mori, Y. Shimada, S. Yabukami, S. Sato, and R. Utsumi, Appl. Phys. Lett., 112, 252403 (2018). (3) A. Hosono and Y. Shimada, J. Appl. Phys., 67, 6981-6990, (1990).

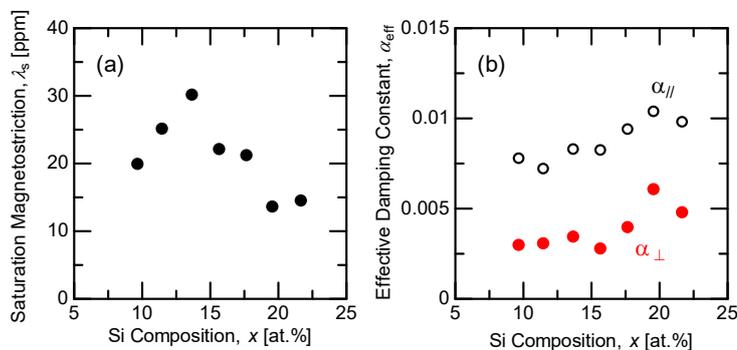


Fig.1 Dependence of saturation magnetostriction (a) and effective damping constant (b) on the Si compositions for 10 nm thick Fe-Si thin films

Inverse magneto-optical effect in Co-Pt disordered alloy films

Kouki Nukui^{1,2}, Satoshi Iihama^{3,2}, Shigemi Mizukami^{2,4}

¹Dept. of Appl. Phys., Tohoku Univ., ²WPI-AIMR, Tohoku Univ., ³FRIS, Tohoku Univ., ⁴CSIS, Tohoku Univ.

Introduction The inverse magneto-optical effect, such as the inverse Faraday effect (IFE), has attracted much attention toward the realization of ultrafast optical control of magnetization for next-generation information devices [1]. IFE-driven magnetization dynamics was first reported in magnetic insulators [2], and has been widely used to induce magnetization dynamics in various materials. However, microscopic physics of the IFE in metals is unclear. The origin of the IFE may be related to spin-orbit coupling (SOC) in metals [3]. Heavy metal elements have large SOC; thus, in this study, we investigate helicity-dependent laser-induced magnetization dynamics for Co-Pt alloy to gain insight into spin-orbit physics of the IFE.

Experimental methods The 5-nm-thick $\text{Co}_{1-x}\text{Pt}_x$ alloy thin films were deposited on thermally-oxidized Si substrates with ultra-high vacuum magnetron sputtering. The Pt composition x was systematically varied from 0.3 to 1.0 using co-sputtering technique. Time-resolved magneto-optical Kerr effect (TRMOKE) measurement was performed with a Ti: Sapphire femtosecond laser. A magnetic field of 20 kOe was applied in the film plane using an electromagnet (Fig. 1 (a)).

Experimental results Fig. 1 (b) shows the typical data of magnetization precession for $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$ films with different helicities of the circularly-polarized (CP) laser. The signals show the polarity changes against right (RCP) and left circular polarization (LCP), indicating almost purely optical induction of magnetization precession. Fig. 2 shows the composition dependence of the amplitude and phase of the laser-induced magnetization precession which were evaluated via sinusoidal function fits. Here, those amplitude and phase are governed, respectively, by the strength and direction of the laser-induced torque acting on magnetization (Fig. 1(a)). As observed in Fig. 2, the amplitude significantly increases with Pt concentration, demonstrating enormous enhancement of the laser-induced torque and/or the inverse magneto-optical effect. More surprisingly, we observe large change of the precession phase with different Pt concentration (Fig. 2). Traditionally, the IFE is considered to cause an effective magnetic field; thus it induces a *field-like torque* with the negligible phase, as observed in Co-rich CoPt films (Fig. 2). On the other hand, with increasing Pt concentration, the phase changes and reaches 45 deg., which cannot be explained by the *field-like torque* due to IFE and implies an additional *damping-like torque* emerged with Pt addition, unveiled in this study.

This work was supported by KAKENHI and X-NICS. S. I. thanks to JST PREST (No. JPMJPR22B2), the Asahi Glass Foundation, and the Murata Science Foundation.

References [1] G. Kichin, *et al.*, Phys. Rev. Appl. **12**, 024019 (2019). [2] A. V. Kimel *et al.*, Nature **435**, 655 (2005). [3] Popova, *et al.*, Phys. Rev. B **85**, 094419 (2012).

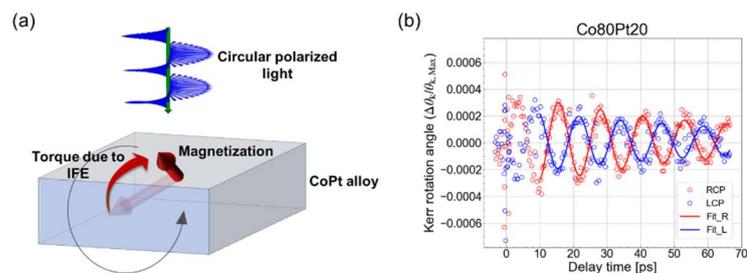


Fig. 1 (a) Schematic diagram of experiments in this study. (b) All-optical TRMOKE measurements with different circularly polarization of laser in $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$ films.

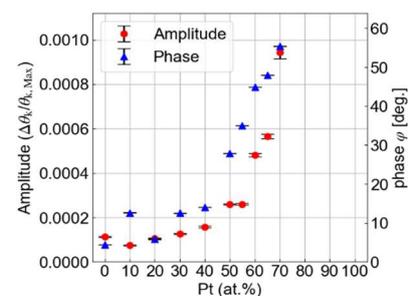


Fig. 2 Composition dependence of the amplitude and phase of laser-induced magnetization precession.

音響電流測定によるフォノン-マグノン変換の検出

松本啓岐¹、戸高安裕²、安田偉²、川田拓弥³、河口真志²、林将光²(¹京大化研、²東大理、³阪大理)

Phonon-magnon conversion probed by acoustoelectric current

Hiroki Matsumoto¹, Yasuhiro Todaka², Isamu Yasuda², Takuya Kawada³, Masashi Kawaguchi², and Masamitsu Hayashi³(¹Institute for Chemical Research, Kyoto Univ. ²Dept. of Phys, The Univ. of Tokyo, ³Dept. of Phys, Osaka Univ.)

はじめに

表面弾性波は固体表面に局在する振動モードであり、強誘電体基板にくし型電極を作製したデバイスに交流電圧を印加することで励起できる。表面弾性波の遅延線上へ強磁性体薄膜を作製し、表面弾性波を印加すると、磁気弾性結合により強磁性体中にスピン波が励起される（フォノン-マグノン変換）¹⁾。この過程では表面弾性波のエネルギーが強磁性体中のスピン波のエネルギーへと変換され、散乱行列測定によって透過率の減少として検出される。この手法では、検出可能な表面弾性波の帯域がくし型電極の設計に強く依存しており、非線形音響効果²⁾などに伴い周波数が非線形に変化した表面弾性波を検出することは難しい。本研究では、こうした従来手法とは異なる手法でのフォノン-マグノン変換の検出に取り組んだ。具体的には、表面弾性波デバイスの遅延線上へ強磁性体薄膜とは別に金属薄膜を作製し、薄膜中の直流電圧の測定を行った。表面弾性波が導体中へと伝搬する際、圧電基板と導体との界面に音響電流と呼ばれる直流電流が生じる³⁾。音響電流の大きさは表面弾性波のパワーに比例する⁴⁾ことが知られている。フォノン-マグノン変換に伴う表面弾性波のパワー減少によって音響電流も減少し、これが金属薄膜の直流電圧を介して検出される。

実験手法

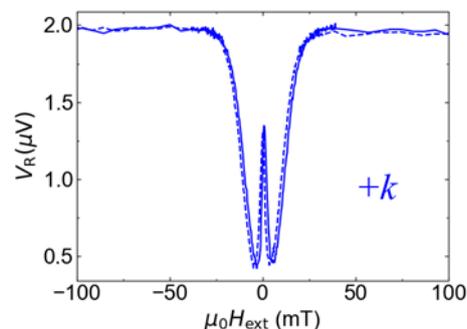
Y+128°カットニオブ酸リチウム基板上へ、Ta/Cu(50 nm)/Pt からなるくし型電極をリフトオフ法により作製した。くしの細線幅および細線の間隔はいずれも 2 μm である。その後、くし型電極間の中心に Ni(10 nm)/Cu/MgO/Ta から成る多層膜を作製した。さらに、Ni を含む構造体の両側に Ta(3 nm)/MgO/Ta からなる音響電流検出用金属薄膜を作製した。製膜には rf マグネトロンスパッタリングを、パターンニングにはフォトリソグラフィを用いた。ベクトルネットワークワークアナライザによる散乱行列測定から、5 次の高調波である 2.3 GHz の表面弾性波を励起できることが確認できた。シグナルジェネレータで 2.3 GHz の交流電圧をくし型電極へ印加し、外部磁場を掃引しながら Ta 膜に生じる直流電圧を測定した。

実験結果

表面弾性波を左から右へ伝搬させたとき、Ni 膜の右側にある Ta 膜の直流電圧の磁場依存性を図に示した。ある磁場から直流電圧が減少し、0 磁場の近くで極小値を取るような曲線となっている。これは、マグノン励起により表面弾性波のパワーが吸収されたことで音響電流が減少したことを示している。

参考文献

- 1) M. Weiler et al., Phys. Rev. Lett. **106**, 117601 (2011).
- 2) M. Kraimia et al., Phys. Rev. B **101**, 144425 (2020).
- 3) V. Miseikis et al., Appl. Phys. Lett. **100**, 133105 (2012).
- 4) T. Poole et al., Appl. Phys. Lett. **106**, 133107 (2014).



図：Ni 薄膜の右側に作製した Ta 膜に生じる直流電圧の磁場依存性。表面弾性波は左から右へ伝搬している。

スピントルク発振器を用いたスパイクングニューロンモデル

伊勢翔, Simon John Greaves, 田中陽一郎
(東北大学)

Spiking neuron model using coupled spin-torque-oscillators
Tsubasa Ise, Simon John Greaves, Yoichiro Tanaka
(Tohoku University)

はじめに スピントルク発振器(Spin-Torque-Oscillator : STO)の非線形な動作をニューラルネットワークに利用し、音声認識¹⁾に成功した例が報告されている。この応用例では STO の位相同期を用いて基準値との一致度を測っている。互いに近距離に配置された STO ではデバイス間の静磁気相互作用によって位相同期が生じそれは STO の直径や間隔に影響を受ける。本研究では直径の異なる STO 配列を用いることで多数決関数を実装し、その特性を調査した。

実験方法 LLG 方程式に基づくマイクロマグネティックシミュレーションを用いた。各 STO は円筒形で直径は 30nm と 60nm であり、5nm のスピン注入層、2.5nm の非磁性層、一様に磁化された 10nm の自由層で構成される。スピン注入層の飽和磁化 M_s は 637 emu/cm^3 で垂直軸方向に $8 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ の単軸異方性 K_u を持つ。自由層の M_s は 1591 emu/cm^3 , K_u は 0 で形状異方性により磁化は水平方向にある。減衰定数は全層で 0.02, 温度は 300K とした。シミュレーションの時間長は $1 \mu\text{s}$ である。Fig.1 に示すように直径の異なる STO を 2 次元配置し、直径 60nm の STO1 に $1.2 \times 10^8 \text{ A/cm}^2$, STO6 に $1.7 \times 10^8 \text{ A/cm}^2$ の電流を印加した。直径 30nm の STO2~5 に印加する電流を変化させた際の STO 同士の同期を測定した。

実験結果 Fig.2.1 に STO2~5 の 4 つの STO の電流を変化させたとき、STO1 に対するそれぞれの相関時間を示す。 $1.7 \sim 1.9 \times 10^8 \text{ A/cm}^2$ の範囲で STO1 と STO6 の位相が同期した。 Fig.2.2 に $1.7 \times 10^8 \text{ A/cm}^2$ の電流を印加した STO2~5 の数と STO1 と STO6 の相関時間を示す。その STO の数が 3 つ以上になると、STO1 と STO6 の相関時間が大きく増加することが確認された。

まとめ 静磁気相互作用の下、直径の異なる STO の配列を同期させることで多数決関数を実装できた。

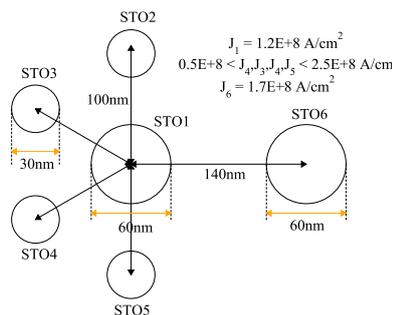


Fig.1 Schematic of STO arrangement

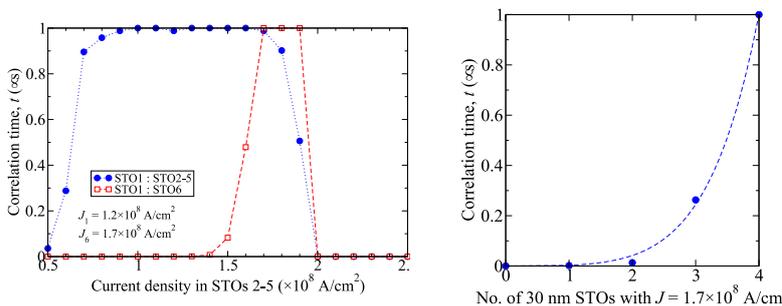


Fig.2.1 (left) Correlation time of STOs 1 and 6 vs current density in STOs 2-5. Fig.2.2 (right) Correlation time of STOs 1 and 6 vs number of 30nm STOs driven by a current density of $1.7 \times 10^8 \text{ A/cm}^2$

参考文献 1) M. Romera et al., “Vowel recognition with four coupled spin-torque nano-oscillators,” Nature, vol. 563, pp. 230–234, Nov. 2018

ナノワイヤに形成された連結したスキルミオン

西谷泰知¹, 本多周太^{1,2}, 伊藤博介^{1,2}

(¹関西大学, ²大阪大学)

The connected-skyrmions stabilized in a nanowire

Taichi Nishitani¹, Syuta Honda^{1,2}, and Hiroyoshi Itoh^{1,2}

(¹Kansai University, ²Osaka University)

はじめに

磁気スキルミオンは垂直磁化の磁性細線に形成される渦状の磁化状態である。スキルミオンは低電流で駆動できるためレーストラックメモリにおける情報担体などでの活用が期待されている。細線に2つのスキルミオンが形成されたとき、コア間の相互作用により反発し離れる¹⁾。ところが、時計回り渦と反時計回り渦などのように互いに逆向きのヘリシティを持つ2つのスキルミオンを接近させて設置した場合には、2つのスキルミオンが近づいた状態で渦を共有し安定する。最近、2つのスキルミオンが連結した磁化形状がナノドットやナノワイヤに安定することが示された^{2,3)}。また、2つ以上連結したスキルミオンも孤立したスキルミオンと同様に細線を流れるスピン偏極電流で駆動可能であった³⁾。連結したスキルミオンはスキルミオン間距離が小さいため、情報担体への活用でストレージ密度を増加できる。しかし、安定する距離などの特性は明らかになっていない。そこで、マイクロマグネティックシミュレーションを用いて、ナノワイヤに形成された連結したスキルミオンの磁化特性を調べる。

計算方法

垂直磁気異方性を有する細線に形成された連結した2つのスキルミオンの磁化状態をランダウ-リフシッツ-ギルバート方程式(LLG方程式)に基づいたマイクロマグネティックシミュレーションを用いた。細線のサイズを200 nm×50 nm×4.0 nmとした。細線に右回りに渦をもつスキルミオンと左回りの渦をもつスキルミオンを設置し、磁化状態を緩和させて安定な磁化状態を得た。2つのスキルミオンが逆向きのヘリシティを持つため、ジャロシンスキー-守谷相互作用は導入しなかった。飽和磁化などの磁気パラメータを変えながらバイスキルミオンが安定する距離や形状を調べた。磁気パラメータを固定したままスキルミオン間を制御し静磁エネルギー、交換エネルギー、垂直磁気異方性エネルギーとスキルミオン距離依存性を検討する。

シミュレーション結果

細線の飽和磁化が $M_s = 396$ kA/m と 413 kA/m において、形成された連結したスキルミオンの磁化状態を Fig. 1 に示す。各スキルミオンの渦が逆向きのため、渦の一部を共有して2つのスキルミオンが連結して安定した。飽和磁化が大きくなるにつれて各スキルミオンのサイズが大きくなった。これは、孤立したスキルミオンと同じ性質である。また、各スキルミオンのコア間の距離が飽和磁化の増加とともに長くなり、また、渦の共有された領域の割合が減少した。各状態におけるエネルギーを比較したところ、渦を共有することによって交換エネルギーと垂直磁気異方性エネルギーが減少した。接近による静磁エネルギーの増加量よりもこれらのエネルギーの減少量が大きかったために、スキルミオンが連結して安定することが明らかとなった。しかし、2つのスキルミオン間距離をある値以上離れた状態から磁化状態を緩和させると、スキルミオンは近づかずに離れた。同じ向きの渦をもつ2つのスキルミオンの場合には、接近すると交換エネルギーが増加し、2つのスキルミオンが接近して安定する位置は得られなかった。

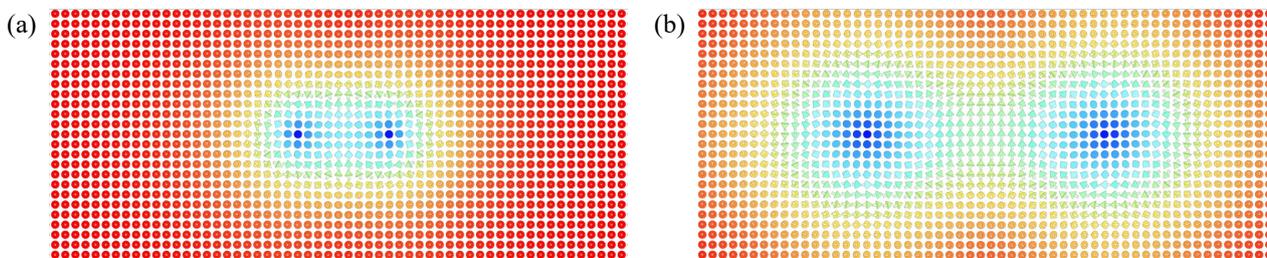


Fig. 1. Magnetic moments of the two-connected skyrmions stabilized in the nanowire with M_s of (a) 396 kA/m and (b) 413 kA/m.

参考文献

[1] M. Kato, et. al.: *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **55**, 475002 (2022).

[2] Y. Yuan, et. al.: *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **55**, 435010, (2022).

[3] T. Nishitani, S. Honda, and H. Itoh: *Intermag 2023*, CS-15 (2023).

磁性薄膜パターンにおける磁性粒間交換結合強度と skyrmion 磁化構造の熱安定性の関係

大中秀斗, Xiaorui Ya*, 田中輝光
(九州大学, *Chongqing College of Electronic Engineering)

Relationship between the strength of inter-grain exchange coupling and the thermal stability
of the skyrmion magnetization configuration in magnetic thin film patterns

Shuto Onaka, Xiaorui Ya*, Terumitsu Tanaka
(Kyushu Univ., *Chongqing College of Electronic Engineering)

はじめに

近年, 磁性体メモリとして利用可能なスキルミオンに関する研究が盛んに行われており[1,2], その磁化構造の熱安定性について報告例のあるものは, 完全な連続膜の場合[3]である. 一方で, 一般的には連続膜であっても薄膜は微細な磁性粒で構成されており, 粒間の交換結合強度は粒内よりも小さいことが知られている. 本研究では, 粒径 8 nm 程度の薄膜について, 磁性粒間交換結合強度を粒内交換結合強度より小さくした場合, また, 磁性粒の異方性磁界(H_k)・飽和磁化(M_s)に分散がある場合のスキルミオン磁化構造の熱安定性($\Delta E/k_B T$)について評価した.

シミュレーション手法

マイクロマグネティック計算には LLG 方程式を用いた. また, スキルミオンが崩壊する際のエネルギー障壁 ΔE の大きさはナジドエラスティックバンド法により求めた. シミュレートしたエネルギーの遷移過程は, 薄膜にスキルミオンが存在する状態から消失した状態までである. また, 磁化構造の初期状態は, 完全な連続膜において得られたサイズが 50 nm 程度のスキルミオンを粒径分散モデルに与え, 磁化を緩和させた状態である.

結果と考察

Fig.1 に, H_k , M_s の標準偏差 σ をともに 5% とし, 粒内交換結合強度に対する磁性粒間交換結合強度(A)を 10~100% とした際の $\Delta E/k_B T$ を示す. また, 磁化構造の初期状態を示す. Fig.1 より, A が小さいほどスキルミオン磁化構造の熱安定性が高くなることが分かる. これは, 粒間における交換定数の不均一さと H_k , M_s の分散により, 完全な連続膜の場合とは異なり磁壁部分の磁化の動きが制限されることが理由であると考えられる. また, 完全な連続膜におけるスキルミオンと Fig.1 の A=100% の場合のスキルミオンのサイズはほぼ等しかったが, 前者の $\Delta E/k_B T$ はおよそ 57, 後者はおよそ 68 であった. これより, 磁性粒の H_k , M_s に分散を与えると, 熱安定性が高くなると言える.

Fig.2 に磁性粒の H_k , M_s の各 σ を 5, 10, 20% とした場合の $\Delta E/k_B T$ を示す. Fig.2 より, H_k 及び M_s の σ が大きくなるほどスキルミオンの熱安定性が高くなることが分かる. これも Fig.1 と同様, 磁壁部分の磁化の動きが制限されることが理由であると考えられる. また, H_k の σ は 5~10%, M_s の σ は 10~20% の間で $\Delta E/k_B T$ に大きく影響を与えることが分かった.

参考文献

- [1] Gajanan Pradhan *et al.*, *JMMM*, **528**, 167805, (2021).
- [2] Raphael Gruber *et al.*, *nature communications*, **13**, 3144, (2022).
- [3] David Cortés-Ortuño *et al.*, *scientific reports*, **7**, 4060, (2017).

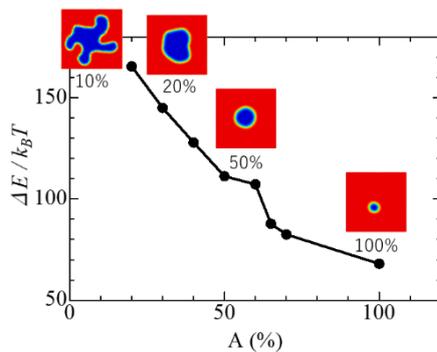


Fig. 1 Relationship between A and magnetization thermal stability.

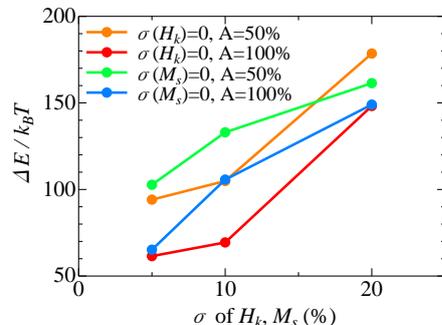


Fig. 2 Relationship between distribution of magnetic parameter and magnetization thermal stability.

磁気スキルミオンのブラウン運動における カイラルな回転のポラリティ依存性

三木颯馬¹⁻³、新村農文¹、後藤穰¹⁻³、田村英一¹⁻³、塩田陽一^{4,5}、
大兼幹彦⁶、Jaehun Cho⁷、Chun-Yeol You⁷、石川諒⁸、野村光¹⁻³、鈴木義茂¹⁻³
(¹阪大基礎工、²阪大 OTRI、³阪大 CSRN、⁴京大化研、
⁵京大 CSRN、⁶東北大工、⁷DGIST、⁸アルバック協働研)

Polarity dependence of the chiral rotation in the Brownian motion of a single magnetic skyrmion

S. Miki¹⁻³, A. Shimmura¹, M. Goto¹⁻³, E. Tamura¹⁻³, Y. Shiota^{4,5},
M. Oogane⁶, J. Cho⁷, C. Y. You⁷, R. Ishikawa⁸, H. Nomura¹⁻³, Y. Suzuki¹⁻³
(¹Osaka Univ., ²OTRI-Osaka, ³CSRN-Osaka, ⁴Kyoto Univ.,
⁵CSRN-Kyoto, ⁶Tohoku Univ., ⁷DGIST, ⁸ULVAC, Inc.)

はじめに

磁気スキルミオンはトポロジカルに安定なスピン構造で粒子としてふるまう。そのトポロジカルな性質に由来したスキルミオンのダイナミクスとしてはジャイロ運動が挙げられ、例えば電流駆動によるスキルミオンホール効果¹やブラウン運動における回転成分の存在^{2,3}などが報告されている。スキルミオンのジャイロ運動の回転方向はスキルミオン数、すなわちスキルミオンのポラリティと密接に関係している。しかし拡散中の回転の方向はいまだ決定されていない。この回転方向の決定は科学的関心および新奇デバイスへの応用の観点からも必要不可欠である。したがって本研究では拡散における回転方向のポラリティ依存性を決定することを目的とする。

実験方法

スパッタリング法により Si/SiO₂ sub. | Ta(5) | Pt(0.04) | Co-Fe-B(1.09) | Ta(0.18) | MgO(1.5) | SiO₂(3) (0内は nm) を成膜した。詳細な運動を観測するために 1000fps にて撮影可能な高速カメラを備えた磁気光学 Kerr 効果(MOKE)顕微鏡によってスキルミオンを観察した。トラッキングにより得られた軌跡から速度位置相関関数 $\langle \mathbf{v}(t) \cdot \mathbf{x}(t) \rangle$ および $\langle (\mathbf{v}(t) \times \mathbf{x}(t))_z \rangle$ を計算しブラウン運動における回転成分の観測を試みた。

実験結果

Fig. 1 はスキルミオンのポラリティ (a) $p = -1$ および (b) $p = +1$ の場合での速度位置相関関数の解析結果である。十分時間が経過した後、 $\langle \mathbf{v}(t) \cdot \mathbf{x}(t) \rangle$ および $\langle (\mathbf{v}(t) \times \mathbf{x}(t))_z \rangle$ はそれぞれ拡散係数テンソルの対角項および非対角項に対応する。 $\langle (\mathbf{v}(t) \times \mathbf{x}(t))_z \rangle$ の符号、すなわちスキルミオンの拡散中での回転の方向はポラリティ p の符号に依存する。この回転方向は以前我々が報告した結果[3]と一致する。また軌跡に対するフラクタル解析から、スキルミオンの拡散は低周波側では試料中の浅いポテンシャル揺らぎから、また高周波側にてピンングサイトから影響を受ける。本研究は本成果は JST CREST JPMJCR20C1、JSPS 若手研究 (23K13660)、科研費 基盤研究 S (JP20H05666)、特別研究員奨励費(23KJ1477)、文部科学省次世代 X-NICS 半導体創生拠点形成事業 (JPJ011438)、豊田理研スカラーの支援を受けたものである。

参考文献

- 1) S. Woo, *et al. Nat. Mater.* **15**, 501 (2016)
- 2) L. Zhao, *et al. Phys. Rev. Lett.* **125**, 027206 (2020)
- 3) **S. Miki**, *et al. J. Phys. Soc. Jpn.* **90**, 083601 (2021).

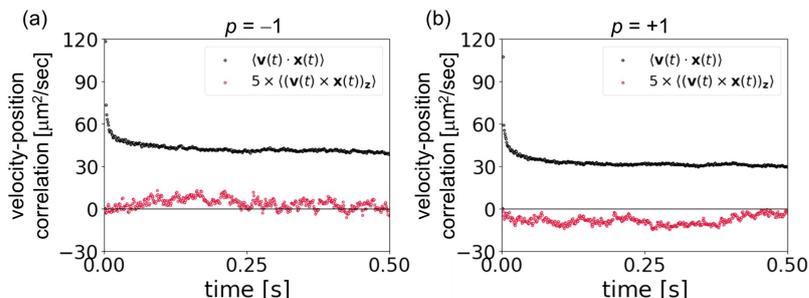


Fig. 1 Velocity-position correlation function with the polarity of (a) -1 and (b) +1

段差構造を導入した磁性細線における磁区駆動の磁気光学観察

加藤 大典、小倉 溪、高橋 真央、井口 義則、宮本 泰敬
(NHK 放送技術研究所)

Magneto-optical observation of recorded domain shift in magnetic nanowire memory with step trap-sites
Daisuke Kato, Kei Ogura, Mao Takahashi, Yoshinori Iguchi, Yasuyoshi Miyamoto
(NHK Science & Technology Research Labs.)

はじめに

将来の3次元映像用ストレージの実現を目指して、超高速転送が可能な磁性細線メモリの研究を進めている。確実なメモリ動作のためには記録ビットとなる磁区を一定長ずつシフトさせる必要があり、これまでラチェット構造等の狭窄部を周期的に導入した磁性細線において、磁気光学カー効果顕微鏡(MOKE)により磁壁電流駆動現象の評価を進めてきた^{1,2)}。一方でこの狭窄部は磁壁のトラップ力が強すぎ、多数の記録磁区をまとめてシフトさせる際に支障があった。今回、磁性細線に段差構造を周期的に導入することにより、その凹凸凹を単位として磁区のシフト長一定化を実現できる見込みを得たので報告する。

実験方法および結果

Fig.1 に示す段差構造付磁性細線メモリを作製するべく、イオンビームスパッタとレーザーリソグラフィーにより、段差高 4 nm、段差周期 6 μm の SiN からなる段差構造を表面熱酸化 Si 基板上に設置し、その後 Pt(3 nm)/[Co(0.35 nm)/Tb(0.85 nm)]₄ からなる垂直磁化膜を幅 3 μm 、長さ 60 μm の磁性細線としてパターン形成した。さらに SiO₂(25 nm)/SiN(3 nm) からなる層間絶縁層を介して、磁性細線の直交方向に幅 6 μm の Ta/Au/Ta 金属線(全厚 150 nm) からなる記録素子を形成した。試作デバイスの光学顕微鏡像を Fig.2 に示す。Fig.3 は磁区の記録とシフトの様子を順次観察した MOKE 像であり、暗状態が上向き、明状態が下向きの磁化方向に対応する。最初に 1 kOe の外部磁界により磁性細線を上向きに初期化し(a)、以下の手順で記録・シフトの様子を確認した。まず記録素子の下から上に波高値 50 mA、パルス幅 10 μs の記録電流を印加し、誘起された電流磁界によって記録素子の右側に下向き磁区を記録した(b)。次に 2.5 mA、10 μs の駆動電流を磁性細線に印加してこの磁区を右方向へシフトさせた後、-50 mA、10 μs の記録電流を印加して2つ目の上向き磁区を記録した(c)。同様な手順で先行2磁区をシフトさせ、3つ目の下向き磁区を記録した(d)。最後に、先行3磁区をシフトさせ、4つ目の上向き磁区を記録した(e)。以上、複数の記録磁区をまとめてシフトできる見通しを得た。現状はシフト後の磁区長に若干のバラつきが見られ駆動電流等の最適化は必要なものの、段差構造は磁性細線メモリの記録・シフト制御に有効と考えられる。当日はこれらの詳細を報告する。

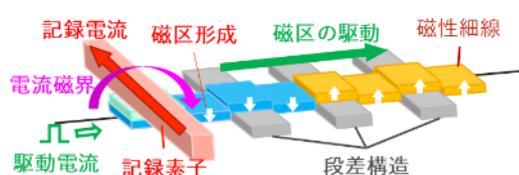


Fig.1 Magnetic nanowire memory with step trap-sites



Fig.2 Fabricated magnetic nanowire memory with step trap-sites

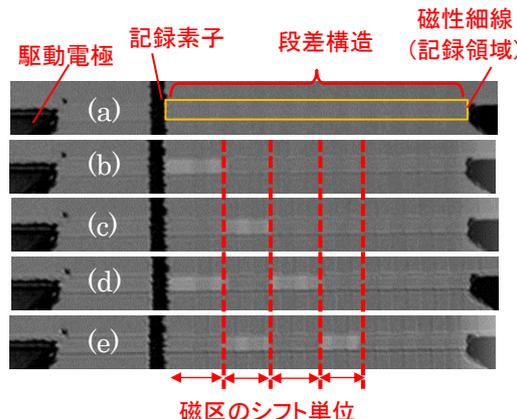


Fig.3 Differential images of magneto-optical microscope for memory operation

参考文献

- 1) M. Takahashi *et al.*: MMM2022, IPA-05 (2022) 2) 高橋ほか: 応物 2022 秋季学術講演会, 21a-P02-21 (2022)

Fe/Ir/Co/MgO/ZrO₂ 構造における電圧磁気異方性制御

小野田 浩成, 野崎 友大, 野崎 隆行, 湯浅 新治
(産総研)

Voltage-controlled magnetic anisotropy in Fe/Ir/Co/MgO/ZrO₂ structures

Hiroshige Onoda, Tomohiro Nozaki, Takayuki Nozaki, and Shinji Yuasa

(AIST)

はじめに

磁気抵抗効果型ランダムアクセスメモリ (MRAM) に適用可能な低消費電力な書き込み手法として, 電圧磁気異方性制御 (VCMA) が注目を集めている. 純電子論的な VCMA 効果の起源は, 絶縁体/強磁性金属接合への電圧印加により誘起される界面軌道磁気モーメント変化や界面電気四重極の変調により理解されている¹⁾. 従って VCMA 効果の増大には界面に蓄積される電荷量の増大が有効と考えられる. 本研究では, 代表的な high-k 誘電層である ZrO₂ 層を導入した構造における VCMA 特性を評価した.

方法

MBE 法およびスパッタリング法を用いて MgO(001) 基板上に Cr (50nm)/超薄膜 Fe (0.5-1.0 nm)/Ir (0.06 nm)/Co (0.1 nm)/MgO (0.7, 1.0 nm)/ZrO₂ (2 nm)/キャップ層 Pt (5nm) 構造を作製した. ZrO₂ 層は室温 (RT) もしくは 200°C の基板温度にて作製し, 特性比較を行った. VCMA 特性は微細加工素子を用いて, 電圧印加下における極カー効果測定から評価した.

実験結果

Fig. 1 に MgO/ZrO₂ 層の XRD 測定結果を示す. MgO/ZrO₂ (RT) の試料では, ZrO₂ の回折パターンが確認されていないのに対し, MgO/ZrO₂ (200°C) では $2\theta = 30^\circ$ 付近に回折パターンが確認された. つまり ZrO₂ 層は室温成膜では非晶質構造となり, 200°C 成膜では結晶化している. この結果は in-situ 反射電子線回折の結果とも一致した. Fig. 2 に MgO/ZrO₂ (200°C) 素子における極カー効果のバイアス電圧依存性の例を示す. Fe/Ir/Co 層の垂直磁気異方性を反映する面直方向の飽和磁界が電圧印加により明瞭に変化した. 規格化した磁化曲線から求めた VCMA 係数は, MgO/ZrO₂ (RT) 素子で -406 fJ/Vm, MgO/ZrO₂ (200°C) 素子では -488 fJ/Vm となり, MgO のみの素子 (-239 fJ/Vm) より大きな VCMA 効果が観測された. 講演当日は, 各試料の磁気特性や誘電率の詳細についても報告する.

本講演で発表した研究の一部は, 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 (JPNP16007) の結果得られたものである.

参考文献

- 1) T. Nozaki *et al.*, *Micromachines*, **10**, 327 (2019).

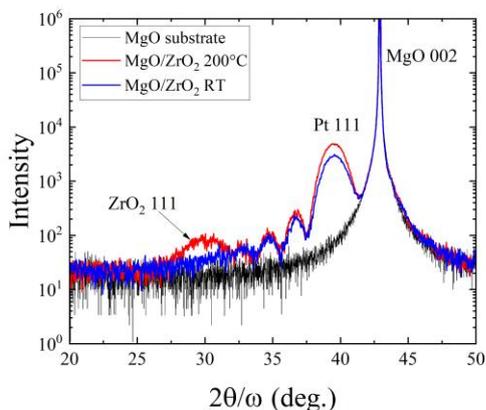


Fig. 1 XRD patterns of MgO/ZrO₂ structures and MgO substrate.

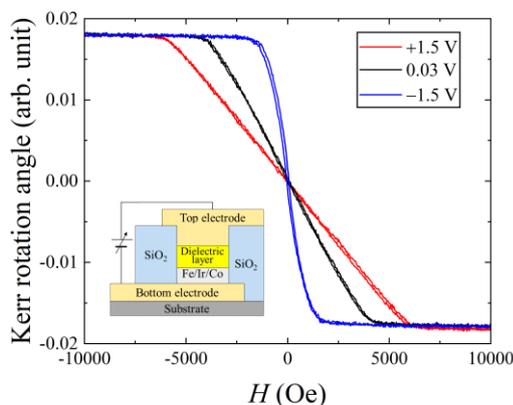


Fig. 2 MOKE hysteresis loops of Fe (0.85 nm)/Ir (0.06 nm)/Co (0.1 nm)/MgO (1.0 nm)/ZrO₂ (2 nm) deposited at 200°C with and without applied DC voltages.

界面制御 Co/MgO 接合における VCMA 効果に対する下地層の影響

中山裕康、野崎隆行、野崎友大、湯浅新治
(産総研)

Underlayer effect on the voltage-controlled magnetic anisotropy in interface engineered Co/MgO junctions
with heavy metals

H. Nakayama, T. Nozaki, T. Nozaki, S. Yuasa
(AIST)

はじめに

低消費電力・高速動作・高書き換え耐性を実現する電圧による磁化の制御手法は、次世代の不揮発性磁気メモリ(MRAM)の情報書き込み技術の候補として注目されている¹⁾。特に、電圧磁気異方性制御(Voltage-controlled magnetic anisotropy; VCMA)効果は電圧駆動型 MRAM における基盤技術として期待されており、垂直磁気異方性(PMA)のより大きな磁性材料の効率的な磁化制御を行うため、その高効率化が求められている。VCMA 効果の大きさは VCMA 効率 (印加電圧に対する磁気異方性エネルギーの変化) により特徴付けられ、強磁性金属/絶縁体界面への重金属挿入によって VCMA 効率を向上できることが理論的に指摘されている²⁾。その一方で、従来用いられてきた強磁性金属は bcc-Fe(Co)系の材料が中心であり、十分な PMA を得るためには薄膜試料のアニールが不可欠であった。しかし、この加熱プロセスにより、界面制御層及び下地層材料の拡散が避けられず、VCMA 効果に対する界面制御層の影響を実験的に評価することは困難であった。本研究では、アニールを行うことなく比較的容易に PMA の得られる Co を用いて、異なる界面制御層及び下地層材料を用いた積層構造を作製し、界面制御層における VCMA 効果と下地層の影響を調べた^{3),4)}。

実験方法

スパッタリングと電子ビーム蒸着を併用することで、熱酸化膜付きシリコン基板上に Ta(5 nm)/Ru(10 nm)/Ta(5 nm)/[Pt(0.8 nm) or Pt(2 nm)/Os(4 nm)]/Co(0.7-1.5 nm)/X (=Pt, Ir, Os)(0-0.28 nm)/MgO(3 nm)/ITO(20 nm)積層薄膜を全て室温下で作製した。ここで、Co層及び界面制御層Xはウェッジシャッターを用いて傾斜膜とし、Pt下地膜厚は面直磁界下における異方性磁界評価のため、面直容易磁化膜とならないように最適化を行った。作製した薄膜について μ MOKEと試料振動型磁力計を併用することで、磁気特性を調べた。フォトリソグラフィとイオンリングを用いて、薄膜を電圧印加素子に加工した。加工した試料について、DC電圧を印加しながら μ MOKEによる磁気特性の測定を行った。

実験結果

磁気特性について、Pt下地試料・Os下地試料ともに、界面制御層X(=Pt, Ir, Os)を導入することにより、実効的な垂直磁気異方性エネルギーの向上が見られた。電圧効果について、界面制御層無しのCo/MgOではPt下地試料・Os下地試料ともに、-40 fJ/Vm程度のVCMA効率が得られ、VCMA効果に対する下地層の影響は小さいことが確認された。これに対し、界面制御層を導入したPt下地試料では、Pt及びIr界面挿入により、VCMA効率の増大(最大-69及び-80 fJ/Vm)が見られ、Os挿入では、VCMA効率は-13 fJ/Vmまで減少した。さらに、界面制御層を導入したOs下地試料では、Pt界面挿入により最大-100 fJ/Vm程度まで及ぶVCMA効率が得られた一方、Ir挿入ではVCMA効率の変化はほとんどなく、Os挿入により正のVCMA効果が観測され、下地層材料に依存して、重金属挿入界面におけるVCMA効果は劇的に変化することが明らかとなった。これらの結果は、下地層のわずかな拡散及び界面制御層との間の電荷移動を示唆するものと考えられる^{3),4)}。

謝辞

本研究の一部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(JPNP16007)の結果得られたものである。

参考文献

1) Y. Shiota *et al.*, Nat. Mater. **11**, 39 (2012). 2) K. Nakamura *et al.*, J. Magn. Magn. Mater. **429**, 214 (2017). 3) H. Nakayama *et al.*, Appl. Phys. Lett. **122**, 032403 (2023). 4) H. Nakayama *et al.*, Adv. Mater. Interfaces **10**, 2300131 (2023).

低温成長 CoFeB を用いた電圧磁気異方性制御効率の最適化

野崎隆行¹, 一ノ瀬智浩¹, 山本竜也¹, 埋橋淳², 甲野藤真¹, 薬師寺啓¹, 大久保忠勝², 湯浅新治¹
(¹産総研, ²物質・材料研究機構)

Optimization of efficiency in voltage-controlled magnetic anisotropy effect using
an ultrathin CoFeB layer deposited at low temperature

T. Nozaki¹, T. Ichinose¹, T. Yamamoto¹, J. Uzuhashi², M. Konoto¹, K. Yakushiji¹, T. Ohkubo¹, and S. Yuasa²
(¹AIST, ²NIMS)

1 はじめに

電圧磁気異方性制御(VCMA: Voltage-controlled magnetic anisotropy)は超低駆動電力な電圧制御型(VC)-MRAM を実現する基盤技術として注目を集めている。VC-MRAM では電圧印加により記録層の垂直磁気異方性(PMA)を打ち消すことで磁化反転を誘起するため、素子サイズ縮小による高 PMA 化とともに大きな VCMA 効率が求められる。これまでエピタキシャル磁気トンネル接合素子(MTJ)では Ir などの重元素ドーピングを利用して-300 fJ/Vm 級の高 VCMA 効率が達成されているが、CoFeB/MgO ベースの標準的な多結晶 MTJ では-50~-70 fJ/Vm 程度に留まっており、特性改善が求められている。我々は最近、低温ステージを有する量産スパッタ成膜装置(EXIM: 東京エレクトロン株式会社製)を用いて MgO トンネル障壁層上のトップフリー超薄膜 CoFeB 膜の作製を試み、ステージ温度 100K での成膜により高品質な MgO/CoFeB 界面が形成されること、さらには室温成膜と比較して、飽和磁化、PMA、磁気ダンピング、VCMA 効率など種々の特性が改善されることを報告した^{1,2}。本発表では、Ta および TaB 上のボトムフリー-CoFeB 超薄膜に対して低温成長プロセスを導入し、VCMA 特性比較を行った。

2 実験方法と結果

熱酸化膜付き Φ300mmSi ウェハ上にて Ta(5 nm)/Ru(5 nm)/Ta(5 nm)/Ru(5 nm)/Ta or Ta₅₀B₅₀ (5 nm)/Co₄₀Fe₄₀B₂₀ (0.9 nm)/MgO(2 nm)/CoFeB(3 nm)/Ta(5 nm)/Ru(7 nm)構造を作製した。面内磁界印加下での TMR 測定から PMA および VCMA 特性評価を行うため、下部 CoFeB 層は垂直磁化、上部 CoFeB 層は面内磁化の 90 度磁化配置構造となっている。CoFeB の buffer 材料として Ta および TaB を用いた場合、また TaB 上 CoFeB に関しては、室温および 100K 成膜での特性比較を行った。Ta buffer の場合、ポストアニール温度 350°C で飽和磁化の低下が見られたのに対し、TaB buffer は温度依存性が小さく、Ta buffer と比較して高い耐熱性を示す傾向が確認された。

図 1 に 100K 成膜の Ta/CoFeB、TaB/CoFeB 構造、および室温成膜の TaB/CoFeB 構造をフリー層とする MTJ 素子における VCMA 効率のポストアニール温度依存性を示す。Ta/CoFeB および室温成膜 TaB/CoFeB 構造と比較して低温成膜 TaB/CoFeB は約 -100 fJ/V の高い VCMA 効率を有し、かつ 350°C アニール後においても特性が維持される傾向が見られた。発表では CoFeB/MgO 界面への重元素ドーピング効果も含めた最適化についても議論する。

本研究の一部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(JPNP16007)、および JSPS 科研費(JP20H05666)助成の結果得られたものである。

- 1) T. Ichinose *et al.* *ACS Appl. Electron. Mater.* **5**, 2178 (2023).
- 2) A. Sugihara *et al.* *Appl. Phys. Exp.* **16**, 023003 (2023).

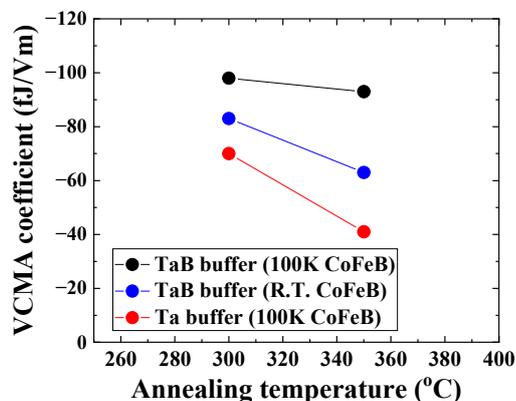


図 1 Ta/CoFeB(100K 成膜) および TaB/CoFeB(100K および室温成膜)における VCMA 効率のポストアニール温度依存性

Fe_{0.6}Al_{0.4} 単結晶薄膜の長・短範囲秩序と自発磁化

豊木研太郎^{1,2,3}、北口大悟¹、白土 優^{1,2,3}、中谷亮一^{1,2,3}

(1 大阪大学大学院工学研究科, 2 大阪大学先導的学際研究機構, 3 大阪大学 CSRN)

Spontaneous magnetization and short- and long-range order in single crystalline Fe_{0.6}Al_{0.4} film

Kentaro Toyoki^{1,2,3}, Daigo Kitaguchi¹, Yu Shiratsuchi^{1,2,3}, and Ryoichi Nakatani^{1,2,3}

(1 Grad. Sch. Eng., Osaka Univ. 2 OTRI, Osaka Univ., 3 CSRN, Osaka Univ.)

はじめに

化学規則と磁性の関係は切り離せない関係にあり、その相関に着目した研究が多くなされている。その中でも Fe-Al 系は、卑近な系であること、比較的高い磁歪を示すこともあり、古くから近年まで多くの報告がなされている。特に規則化の影響が大きくなるのは Fe-Al 系は Al 組成が 28at.% 程度以上の領域である。この領域では B2 規則相が安定となる。Fe-Al は B2 規則化に伴い、Curie 温度・自発磁化が急激に低下、さらに格子体積も収縮することが知られている。さらにボールミルや高エネルギーイオン照射と言った手段によって、逆に B2 規則度を低下させることで、自発磁化が増大することも多く報告例がある。この際の格子体積と自発磁化との相関は磁気体積効果として言及される。しかし、ここで一つの疑念点が挙げられる。すなわち、明らかに規則度と自発磁化・格子体積に相関があり、かつ自発磁化と格子体積との関係に関しては文献間に大きな差が無いにも関わらず、規則度と自発磁化との間の関係は文献によって一定しないことである^{1,2)}。したがって、その原因について結晶学的見地から考察することが求められている。そこで、本研究では Fe-Al 合金における化学秩序と磁性の相関を議論することを目的とした。このため、長範囲規則度の異なる単結晶薄膜を作製し、X 線回折を用いて短範囲規則(SRO)に関して評価した。その結果と自発磁化・格子体積との相関に関して評価を行った。

実験方法

薄膜の積層構造は Au (5 nm)/Fe_{0.6}Al_{0.4} (10 nm)/MgO (001)基板とした。規則度を変化させるため異なる製膜温度 T_d の試料作製した。格子定数および B2 長範囲規則度は X 線回折(XRD)法によって決定した。また、SRO の状態を考察するために回折ピークの半値幅、および 111 回折位置のずれを評価した。自発磁化の決定には振動試料型磁力計を用いた。測定はすべて室温で行った。

実験結果

Fig. 1 に SRO の指標の一つである、 hkl 回折ピークの逆格子空間での半値幅 w_{hkl} と T_d の関係を示す。同時に自発磁化より見積もった Fe 原子当たりの磁気モーメント μ_{Fe} を示す。基本反射に対応する w_{002} は製膜温度に対してほぼ一定であった。一方で、超格子反射に対応する w_{001} および μ_{Fe} は $T_d = 300$ から 200 °C に低下させると顕著に増大した。したがって、 μ_{Fe} は w_{001} と高い相関があると言える。 w_{001} , w_{002} の大小関係および、もう一つの SRO の指標である 111 回折位置のずれから、この高 μ_{Fe} となる $T_d \leq 200$ °C の領域は低規則度 B2 相と言うよりも B2 様 SRO を伴う A2 相と言える。したがって、B2 秩序が SRO 様となることが Fe-Al における自発磁化の増大に重要な役割を果たすことがわかった。

参考文献

- 1) A. Hernando *et al.*, Phys. Rev. B, **58**, R11864 (1998).
- 2) E. Menéndez *et al.*, New J. Phys., **10**, 103030 (2008).

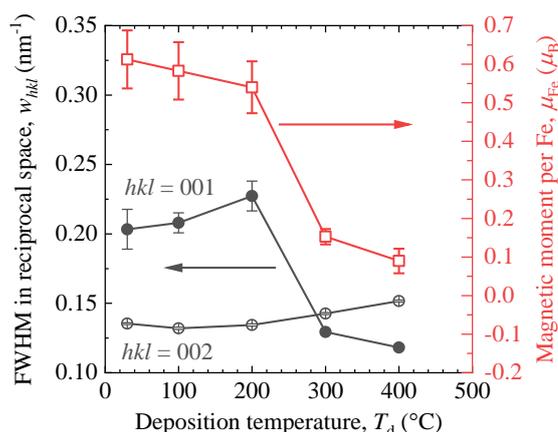


Fig. 1. Deposition temperature dependence of full width half maximum (FWHM) of 001 (closed circle) and 002 (open circle) diffraction peaks (left axis), and magnetic moment per Fe (red open square, right axis).

人工スピナイスにおける磁気結合

久保田均¹、常木澄人¹、薬師寺啓¹、谷口知大¹、田丸慎吾¹、山本竜也¹、杉原敦¹、
松浦稜²、野村光^{2,3,4}、鈴木義茂^{1,2,3}

(¹産総研、²阪大院基礎工、³阪大 CSRN、⁴東北大 SRIS)

Magnetic coupling in artificial spin ice

H. Kubota¹, S. Tsunegi¹, K. Yakushiji¹, T. Taniguchi¹, S. Tamaru¹, T. Yamamoto¹, A.
Sugihara¹, R. Matsuura², H. Nomura^{2,3,4}, Y. Suzuki^{1,2,3}

(AIST¹, Osaka Univ.², CSRN-Osaka³, Tohoku Univ. SRIS⁴)

はじめに

人工スピナイス(ASI)では、一軸磁気異方性を有する強磁性体セルが正方格子やハニカム格子などの2次元配列を作り、セル間隔が小さいため磁氣的相互作用が働く。そのためモノポール励起、相転移など集団的な磁氣的性質を示す^{1,2)}。近年このような性質がマグノニクスや物理レザバー計算の分野で注目され、デバイス応用が検討されている³⁻⁵⁾。デバイス応用のためには、セルの磁気特性、磁気結合について定量的に理解することが重要である。従来、ASIは主に軟磁性パーマロイ薄膜を微細加工によりサブミクロンサイズのパターンに形成して作製され、MFM¹⁾、PEEM⁶⁾などの顕微鏡的手法を用いてその磁化過程が調べられてきた。しかし、このような手法では、セル間の磁気結合の大きさを定量的に評価することは難しい。また、強磁性共鳴スペクトルは結合磁界を含む有効磁界の変化に敏感であるが、磁気結合の定量的評価は十分検討されていない⁷⁾。本研究では、強磁性トンネル接合を用いてASIを作製し、トンネル磁気抵抗効果を用いて各セルの磁化状態を検出しセル間に働く磁気結合を定量的に評価した。

実験方法

下地層/Pt-Mn/Co-Fe/Ru/Co-Fe-B 基合金/MgO/FeB(15 nm)/保護層からなる積層膜をスパッタ成膜し、真空中熱処理(350°C, 1 T)を行った。微細加工プロセスを用いてFeB層までエッチングし、Fig. 1(a-c)に示すようなハニカム格子状のAISを作製し、72セルのうち62セルに上部電極を個別に取り付けた。熱処理中磁界およびトンネル磁気抵抗効果曲線測定磁界は図中水色線で囲むセルの長軸方向に平行に印加した。

実験結果

Fig. 1(a, b)中の水色線で囲んだセルのトンネル磁気抵抗効果をFig. 1(d)に示す。青線(赤線)は周囲の4つのセルの磁化をFig. 1(b)の青矢印(赤矢印)の様に配列させた後に測定した結果である。それぞれ10回掃引した。青線と赤線のスイッチング磁界は平均で27 Oeシフトしている。これは周囲のセルが測定セルに及ぼす漏れ磁界に起因すると考えられる。この結果から隣接する2つのセル間の結合磁界の大きさは、約3.5 Oeと見積られ、セル間に働く磁気結合を定量的に評価することができた。

謝辞 本研究は科研費JP20H05655, 文部科学省「マテリアル先端リサーチインフラ」事業JPMXP1222AT0119, JPMXP1223AT0091の支援を受けた。

参考文献

1) R. F. Wang, et al., Nature 439, 303 (2006). 2) S. H. Skjærø, et al., Nat. Rev. Phys. 2, 13 (2020). 3) Y.-L. Wang, et al., Science 352, 962 (2016). 4) J. H. Jensen, et al., Proc. The 2018 Conf. Artificial Life, 15 (2018). 5) K. Hon, et al., APEX 14, 033001 (2021). 6) J. C. Gartside, et al., Nat Nanotechnol 17, 460 (2022). 7) A. Farhan, et al., Nat. Phys. 9, 375 (2013). 8) S. Gliga, et al., PRL 110, 11725 (2013).

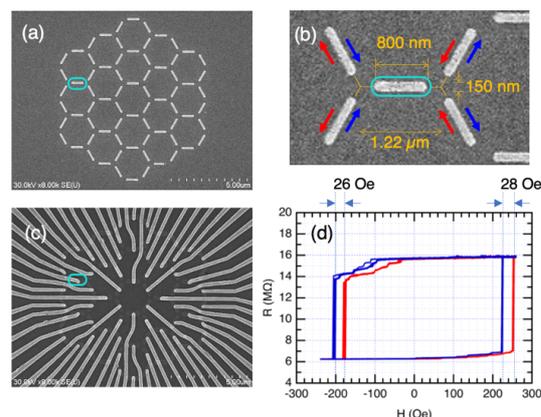


Fig. 1 試料構造およびトンネル磁気抵抗効果曲線. (a)セルのSEM像(ハニカム格子全体)、(b)SEM拡大図および磁化配置模式図、(c)上部電極形状SEM像、(d)水色セルの磁気抵抗効果曲線。

Investigation of structural and magnetic properties of electrodeposited CoPt alloy nanowires for 3D magnetic memory application

Md. Mahmudul Hasan,¹ Tongshuang Huang,² Mikiko Saito,¹ Yota Takamura,² Takayuki Homma^{1,3}

¹Research Organization for Nano and Life Innovation, Waseda University, Shinjuku, Tokyo 162-0041, Japan

²Dept. of Electrical and Electronic Eng., Tokyo Institute of Technology 2-12-1 Ookayama, Meguro-ku, Tokyo, 152-8552 Japan

³Dept. of Applied Chemistry, Waseda University 3-4-1 Okubo, Shinjuku-ku, Tokyo, 169-8555 Japan

Introduction

Three-dimensional (3D) high-density storage memory, like racetrack memory, stores digital bits in a domain wall (DW) series and transfers them through nanowires via current-induced DW motion [1]. High anisotropy material like CoPt alloy is suitable for application in recording media. In this study high aspect ratio, CoPt alloy nanowires were synthesized by the electrodeposition process. Single-layered Co-rich alloy (Co₈₀Pt₂₀) nanowires and multilayered CoPt alloy [(Co₈₀Pt₂₀/Co₃₀Pt₇₀)_n] nanowires had prepared to investigate for the 3D magnetic memory application.

Experimental Procedure

CoPt nanowires were synthesized by potential controlled electrodeposition process using the polycarbonate membrane template (PT). The PT had an average of 100 nm diameter pores with 1% porosity. Using spurring process, one side of the PT was covered with Cu thin layer (400 nm) for the electric connection. The electrodeposition solution contained 0.5 M H₃BO₃, 0.1 M CoSO₄·7H₂O, and 0.0001 M Pt (NH₃)₂(NO₂)₂. The solution pH was adjusted to 5.2 with a rotation of 200 rpm at 40 °C. Three electrode deposition technique was applied using Hokuto Denko electrochemical measurement equipment. Single-layered Co-rich alloy (Co₈₀Pt₂₀) nanowires were prepared by applying -1000 mV vs Ag/AgCl (sat. KCl) as reference electrode with Pt mesh counter electrode. Multilayered nanowires with alternative Co-rich (Co₈₀Pt₂₀) and Pt-rich (Co₃₀Pt₇₀) alloys were prepared by applying -1000 mV and -100 mV vs Ag/AgCl (sat. KCl), respectively.

Result and Discussion

The single-layered Co₈₀Pt₂₀ nanowires with approximately 27 μm in length and 100 nm in diameter are shown in the field emission scanning electron microscopy (FE-SEM) image (Fig. 1a). The multilayered nanowires with dark (Co₈₀Pt₂₀) and bright layers (Co₃₀Pt₇₀) proved the successful formation of the alternative composition of CoPt alloy (Fig. 2b). Each layer's thickness is approximately 100 nm. Both types of nanowires were formed without any void which is essential for the storage application. The magnetization (M) versus field (H) curves measured with a vibrating sample magnetometer (VSM) was used to check the magnetic anisotropy. The easy axis for both samples was perpendicular to the nanowires, which was opposite to the shape anisotropy, implying that large magnetocrystalline anisotropy exists. However, in CoPt multilayered nanowires (Fig. 2d), the easy axis nearly becomes parallel to the nanowires and coercivity is higher than the single-layered nanowires (Fig. 2c). CoPt multilayered nanowires had magnetic saturation of 1320 emu cm⁻³. Magnetic properties improvement in multilayered CoPt alloy nanowires creates new prospects for memory applications.

Acknowledgement: This work was supported by JST, CREST (Grant Number JPMJCR21C1), Japan.

Reference

(1) Y. M. Hung, T. Li, R. Hisatomi, Y. Shiota, T. Moriyama, and T. Ono, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **45**, 6-11 (2021).

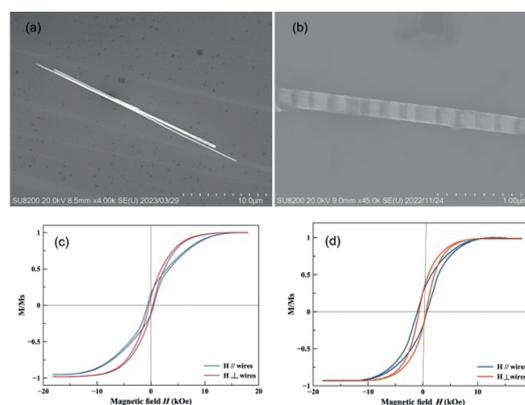


Fig. 1. FE-SEM of (a) Co-rich alloy and (b) CoPt multilayered alloy nanowires. M-H curves for (c) Co-rich alloy and (d) CoPt multilayered alloy nanowires.

電着によって細孔テンプレート中に作製された $\text{Co}_x\text{Pt}_{1-x}$ 合金 ナノ細線の構造と磁気特性の相関説明

大口奈都子¹, 斎藤美紀子², 本間敬之^{2,3}, 小野輝男⁴, 嶋睦宏¹, 山田啓介¹

(¹岐阜大院自,²早大 ナノ・ライフ,³早大 先進理工,⁴京大化研)

Elucidation of correlation between structure and magnetic properties in $\text{Co}_x\text{Pt}_{1-x}$ alloy nanowires
in nanoporous template fabricated by electrodeposition

Natsuko Oguchi¹, Mikiko Saito³, Takayuki Homma^{3,4},
Teruo Ono⁵, Mutsuhiro Shima¹, and Keisuke Yamada¹

(¹Gifu Univ., ²Res. Org. for Nano and Life Innovation, Waseda Univ., ³Dept. of Applied Chemistry,
Waseda Univ., ⁴ICR Kyoto Univ.)

【緒言】 現在、高速動作・高密度・低価格を実現する新しい三次元磁気メモリデバイスの開発が期待されている^[1]。提案されている素子構造は、磁性ナノ細線型で磁壁ピン層と磁区層から形成されており、細線中の磁壁を電流に駆動させることで記録を行う構想である。磁性ナノ細線の材料として適している物質に Co-Pt 合金が挙げられている。Co-Pt 合金は、組成に依存して結晶構造が異なり、それに伴い磁気特性が変化する物質である^[2]。組成を変えた Co-Pt 合金の磁気特性の一つとして、磁気異方性(K_u)が変化する^[3,4]。三次元磁気メモリの磁壁ピン層と磁区層には、Co-Pt 合金の組成に依存した層(小さいまたは大きい K_u 層)を組み合わせることでメモリデバイスが実現できることが計算よりわかっている^[1]。本研究では、三次元磁気メモリを構成する磁性ナノ細線の作製を目指して、初めに、単層構造の Co-Pt 合金ナノ細線を作製し、そのナノ細線の結晶構造、磁気特性、組成比、伝導特性の相関を説明することを目的とした。

【実験方法】 Co-Pt 合金ナノ細線試料は、ポリカーボネート製のテンプレートの細孔に電着法を用いて作製した。各試料の作製条件として電着溶液濃度比と電着電位を変化させた。ナノ細線の結晶構造及び磁気特性を XRD 及び VSM を用いて測定した。単線のナノ細線は、テンプレートをジクロロメタンによって溶解させ、Si 基板上に分散させることで取り出した。試料の微細構造及び組成比は SEM 及び EDX を用いて測定した。

【結果と考察】 Fig. 1(a)には、作製した $\text{Co}_{75}\text{Pt}_{25}$ ナノ細線の SEM 画像を示す。長さが $10.2 \mu\text{m}$ の細線が作製できた。Fig. 1(b)に示す各電着電位による結晶構造の解析結果から、電着電位が -1000 と -900 mV [vs. Ag/AgCl] で作製した細線において、fcc (111) CoPt が高配向した結晶構造が得られた。電着溶液濃度比(Co:Pt=25:2, 25:4 [mM])と電着電位(-1000 mV \sim -700 mV [vs. Ag/AgCl])を変化させることで、Fig. 1(c)に示すように組成比の異なる Co-Pt ナノ細線を作製することができた。VSM の結果から高配向結晶が形成されたナノ細線は細線長手方向に容易軸をもつ結果が得られ、結晶構造と磁気特性に相関があることが示された。

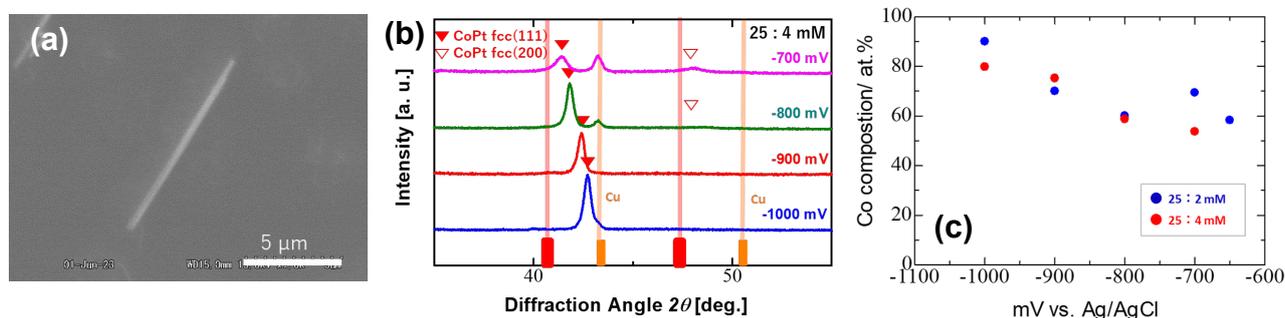


Fig.1 (a) SEM image of $\text{Co}_{75}\text{Pt}_{25}$ nanowire. (b) XRD patterns of Co-Pt alloy nanowires at various the deposition potential. (c) Variation of Co composition as a function of the deposition potential.

参考文献 [1] Y. M. Hung, et. al., *J. Magn. Soc. Jpn.*, **45**, 6–11 (2021). [2] C. Leroux, et. al., *J. Phys. F: Met. Phys.* **18**, 2033–2051 (1998). [3] J. Mallet, et. al., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38**, 909–914 (2005). [4] L. Liu, et. al., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 205002 (2009).

【謝辞】 本研究は、CREST「3次元磁気メモリの開発」の助成を受けて行われた。

Bi₃Fe₅O₁₂ 下地層の導入による Nd_{0.5}Bi_{2.5}Fe₅O₁₂ 薄膜の磁気光学特性の向上

張 健¹, Fatima Zahra Chafi¹, 西川 雅美¹, 河原 正美², 石橋 隆幸¹
(長岡技術科学大学¹, 高純度化学研究所²)

Improvement of magneto-optical properties of Nd_{0.5}Bi_{2.5}Fe₅O₁₂ thin films by adding Bi₃Fe₅O₁₂ underlayer

J. Zhang¹, F. Z. Chafi¹, M. Nishikawa¹, M. Kawahara², T. Ishibashi¹
(Nagaoka Univ. Tech.¹, Kojundo chem. lab.²)

はじめに

Bi 置換希土類鉄ガーネット (RE_{3-x}Bi_xFe₅O₁₂, RE:希土類元素) は、可視光領域で優れた磁気光学特性を示す材料であるため、光アイソレーターや磁気光学イメージングの磁気転写材料などに用いられている。Bi の組成比が高い試料では磁気光学効果が増大する一方で、Bi の置換量の増加と共に結晶性が低下することが問題となっている。本研究では、希土類サイトを Bi で全置換した Bi₃Fe₅O₁₂ (BIG) 薄膜を下地層として用いる方法を提案し、Nd_{0.5}Bi_{2.5}Fe₅O₁₂ (Bi2.5:NIG) 薄膜の高品質化を試みた。

実験方法

BIG/Bi2.5:NIG 薄膜は有機金属分解(MOD)法を用いて作製した。実験には高純度化学研究所製の MOD 溶液を使用した。MOD 法のプロセスと薄膜の構造を Fig.1 に示す。

高濃度 Bi 置換磁性ガーネット薄膜のエピタキシャル成長のため、MOD 法を用いてガラス基板に Nd₂Bi₁Fe₄Ga₁O₁₂ (buffer) 層を作製した。次に、塗布、乾燥、仮焼成までのプロセスを繰り返し、BIG 層と Bi2.5:NIG 層を続けて積層した。そして、最後に結晶化のための熱処理を行った。比較のために、同じ条件で Bi2.5:NIG のみの薄膜も作製した。溶液の塗布 1 回によって得られる薄膜の厚さは約 25 nm である。試料の評価には XRD 測定、Faraday スペクトル測定および分析透過電子顕微鏡(TEM-EDS)観察を行った。さらに、反射膜として約 120 nm 厚の銀膜を表面に蒸着した BIG/Bi2.5:NIG 薄膜の Kerr 回転角スペクトルについて、測定結果と仮想光学定数法による計算結果を比較した。

実験結果

Fig.2 に BIG/Bi2.5:NIG と Bi2.5:NIG の試料の XRD パターンを示す。いずれの場合も、多結晶のガーネット構造を有する事が確認された。これら二つの試料を比較すると、BIG/Bi2.5:NIG の方は半値幅が狭く、結晶性が良いことがわかる。Fig.3 に、これらの試料の Faraday 回転角スペクトルを示す。いずれも Bi 置換磁性ガーネット特有のスペクトル形状を示し、520 nm 付近において、それぞれ、-5.6 度と -3.6 度の Faraday 回転角が得られた。以上の結果から、下地層として BIG を挿入することにより、磁気光学効果が大幅に改善されることがわかった。仮想光学定数法による Kerr スペクトルの解析から、この磁気光学効果の増大現象は、Bi2.5:NIG 薄膜の複素屈折率の増大が原因であると考えられる。

謝辞

TEM-EDS の測定は、山口大学総合科学実験センター常盤分室の協力により行った。

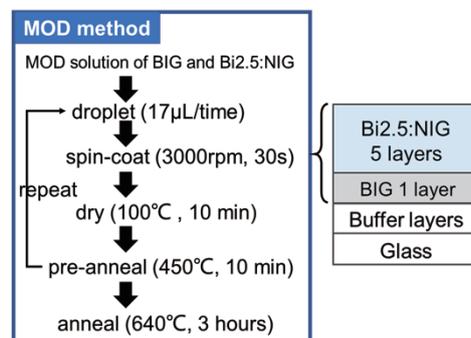


Fig.1 Schematic of MOD method and BIG/Bi2.5:NIG structure on a glass substrate.

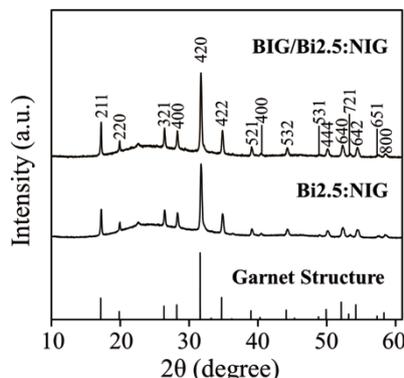


Fig.2 XRD patterns of BIG/Bi2.5:NIG and Bi2.5:NIG films.

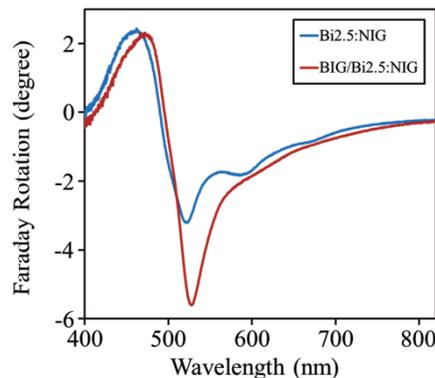


Fig.3 Faraday spectra of BIG/Bi2.5:NIG and Bi2.5:NIG films.

MgO 薄膜の RF 高速スパッタリングのための ヒータ援用加熱カソードの開発

°山田 航太^{a)}, 宮崎 大輝^{a)}, 加藤 絢^{b)}, 廣川 祐生^{a)}, Seong-Jae Jeon^{a)}, 清水 章弘^{a)},
鈴木 浩明^{c)}, 大泉 武司^{c)}, 田河 育也^{b)}, 日向 慎太郎^{a)}, 小川 智之^{a)}, 斉藤 伸^{a)}
(^{a)}東北大学, ^{b)}東北工業大学, ^{c)}アリオス)

Development of heater-assisted hot cathode for RF high-speed sputtering of MgO thin films
°Kota Yamada^{a)}, Daiki Miyazaki^{a)}, Aya Kato^{b)}, Yuki Hirokawa^{a)}, Seong-Jae Jeon^{a)},
Akihiro Shimizu^{a)}, Hiroaki Suzuki^{c)}, Takeshi Ohizumi^{c)}, Ikuya Tagawa^{b)}, Shintaro Hinata^{a)},
Tomoyuki Ogawa^{a)}, and Shin Saito^{a)}
(^{a)}Tohoku Univ. , ^{b)}Tohoku Institute of Technology Univ. , ^{c)}Arios Inc.)

はじめに 酸化物や窒化物絶縁体薄膜の形成は、半導体メモリ、磁気記録・スピントロニクスデバイス等の先端電子デバイスを実現する上で必須な基盤技術である。特に高い耐熱性、熱伝導特性、電気絶縁性、2次電子放出能を有する MgO はその特長を活かして様々なデバイスで重要な機能を担っている。MgO の成膜技術としては、高密度・高密着性の観点から RF マグネトロンスパッタリング法が好適であり、成膜速度を一般の金属材料程度まで高速化することが実用上期待されている。MgO 薄膜の高速成膜方法としては、カソード水冷による冷却を抑制してターゲット素材を高温化するホットカソード法¹⁾が知られている。この手法は RF 電源からの投入電力の増加による Ar⁺イオン衝撃の増加によりターゲット素材を昇温させるものであるが、投入電力の増加には機構上の限界がある。そこで今回我々は、従来冷却する仕様となっているターゲット素材を RF 放電に依らずに高温化できる新たなカソードを開発したので報告する。

実験結果 まず従来のホットカソードスパッタ法の概要を説明する。Fig. 1 に MgO ターゲットを RF 放電させた際の投入電力のタイムチャートを示す。タイムチャートの上側にはプラズマの発光状態、下側にはその投入電力でプラズマ放電を停止した直後のターゲット表面の赤熱状態を付した。ターゲットの赤熱強度は投入電力増大ともなって強くなっている。プラズマ発光は、投入電力増大にともない Ar に起因する薄い赤紫色から Mg に起因する緑色へと変化している。すなわち MgO ターゲット素材の高温化により成膜速度が著しく向上していることが伺える。高温化効果をさらに向上させるために、我々はカソード内にヒータを導入しターゲット素材を加熱することを考案した。技術的な課題はカソード部材の高温耐性向上ならびに RF 放電とヒータ加熱との両立である。Fig. 2 に実際に設計したヒータ援用加熱カソードの模式図を示す。耐熱性の向上には低熱膨張材を使用することが有効であり、導電性の要否を勘案してカーボンや石英、窒化ホウ素製の部材を採用した。RF 放電とヒータ加熱との両立のためにはヒータ回路への RF 重畳の抑制が肝要であり、ヒータ給電線に 13.56 MHz の電圧入力を 29 dB 減衰させる低域通過型フィルタを設置した。その他セルフバイアスによりもたらされる電極極性を安定化させるためカソード金属表面の絶縁被覆や dc 負バイアス印加等を実施し、最終的に開発したカソードにて 130 mm^φMgO ターゲットの平均表面温度 550 °C (ヒータ電流: 20 A)を実現した。さらにそのターゲットに RF 電力を 1000 W 投入し基板ターゲット間距離を 35 mm とした際に、中心部 80 mm^φの平均成膜速度 1.54 nm/s を達成した。

参考文献 1) M. Terauchi et al., *J. SID*, 16/12, 1995, (2008).

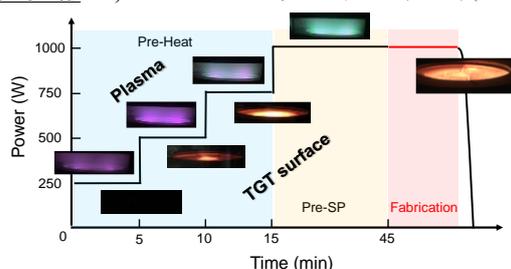


Fig. 1 Process flow of hot cathode RF sputtering. Photos are plasma discharge and red heat on the target surface.

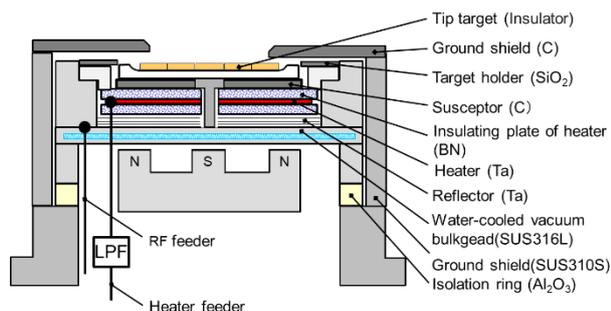


Fig. 2 Schematic of heater-assisted hot cathode.

高飽和磁化・垂直磁化 BiFeO_3 系強磁性・強誘電薄膜材料の探索 — 磁気特性に及ぼす Fe サイトの Co, Ni 置換効果 —

鈴木悠太, 尾関拓海, 江川元太, 吉村哲

(秋田大)

Development of BiFeO_3 based multiferroic thin film materials with large saturation magnetization and perpendicular magnetic anisotropy – Effect of Co and/or Ni substitution against Fe on magnetic properties –

Y. Suzuki, T. Ozeki, G. Egawa, S. Yoshimura

(Akita Univ.)

はじめに 室温で反強磁性・強誘電性を有する BiFeO_3 の Bi^{3+} や Fe^{3+} 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 $(\text{Bi,L a})(\text{Fe}_{1-y}\text{Co}_y)\text{O}_3$ 薄膜において $y=0.28$ で最大 78 emu/cm^3 の比較的高い飽和磁化、垂直磁気異方性の大きさを示す指標の 1 つである、薄膜面垂直方向の保磁力 ($H_c(\perp)$) の値を薄膜面内方向の保磁力 ($H_c(\parallel)$) の値で割った ($H_c(\perp)/H_c(\parallel)$) 値が 1.6 を報告した¹⁾。更なる磁気特性の改善を求めて本研究では、 $(\text{Bi,L a})(\text{Fe,M})\text{O}_3$ ($M=\text{Co}$ and/or Ni) 薄膜における、Fe に対する置換元素および置換量が磁気・誘電特性に及ぼす影響を検討した。

方法 $(\text{Bi,L a})(\text{Fe,M})\text{O}_3$ ($M=\text{Co}, \text{Ni}, (\text{Co}, \text{Ni})$) (BLFCO) (BLFNO) (BLFCNO) 薄膜(膜厚 200 nm)を反応性パルス DC スパッタリング法によって成膜した。熱酸化膜付き Si 基板上に Ta(5 nm)/Pt(100 nm)を下地層として成膜した。このとき Ta 層は DC 電源を用いて室温で、Pt 層は RF 電源を用いて 400°C で、BLFCO, BLFNO もしくは BLFCNO 層はパルス DC 電源を用いて 695°C で、それぞれ成膜を行った。Pt および BLFCO, BLFNO もしくは BLFCNO 薄膜を成膜する際、結晶性の向上を図るため、VHF プラズマを照射した。スパッタリングターゲットには、La-Fe-(Co and/or Ni)-O 粉末, Fe 粉末, (Co and/or Ni)粉末を焼結させて作製した導電性ターゲットに Bi シートと (Co and/or Ni)シートを配置したものを用いた。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 100 kHz, 電力 150 W, ON : OFF 比を 3 : 2 の一定値とした。組成評価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、結晶構造については X 線回折装置(XRD)により、誘電特性は強誘電テスターにより、それぞれ評価を行った。

結果 Fig.1 に、BLFCO, BLFNO 薄膜の ($H_c(\perp)/H_c(\parallel)$) における Fe に対する Co もしくは Ni 置換量依存性を示す。ここでは、いずれの薄膜においても Bi に対する La 置換量を 40~60 at% 程度のものを掲載した。BLFCO 薄膜では、前述の通り ($H_c(\perp)/H_c(\parallel)$) は Co 置換量の増加に伴い増大し、Co 置換量 28 at% において最大値 1.6 が得られている。BLFNO 薄膜では、($H_c(\perp)/H_c(\parallel)$) も Ni 置換量の増加に伴い増大するが、その変化は大きく Ni 置換量 30 at% において最大値 4.1 が得られた。いずれの薄膜においても、Co, Ni 置換量を増大させることで垂直磁気異方性が発現することが示唆され、特に BLFNO 薄膜についてはその傾向が顕著であった。また、XRD の結果から BLFCO(111), BLFNO(111) のピークしか観測されないため、配向や結晶構造が変化した事による磁気特性の変化ではなく、それぞれの元素(La, Co, Ni)を置換した事により磁気特性に変化が起きていると言える。Fig.2 に BLFC28O, BLFN30O 薄膜の磁化温度曲線 (M - T 曲線)を示す。10 kOe の磁界を薄膜面垂直方向に印加し、温度は室温(20°C)から 500°C まで変化させた。BLFNO, BLFCO それぞれの薄膜の M - T 曲線から dM/dT の温度依存性のグラフを作成し、そのマイナスの値が最も大きい時の温度をキュリー温度(T_c)とした。 T_c は、BLFCO 薄膜は 420°C であるのに対し、BLFNO 薄膜は 470°C 以上であった。これより、Ni 置換の方が T_c の増大に効果が大きいことが判った。当日の学術講演会では、BLFCO, BLFNO 薄膜の他の磁気・誘電特性、Co と Ni を共置換した BLFCNO 薄膜の磁気特性についても述べる予定である。

参考文献 1) T. Ozeki, D. Yamamoto, G. Egawa, and S. Yoshimura, *Journal of the Magnetism Society of Japan*, **46**, 64-69 (2022)

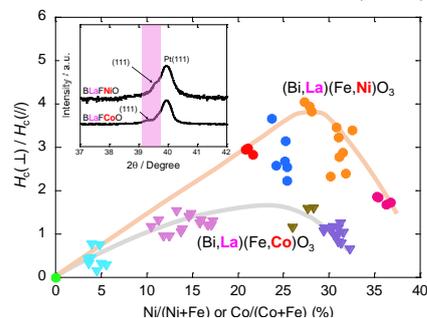


Fig.1 Dependence of $H_c(\perp)/H_c(\parallel)$ on Co or Ni concentration of BLFCO or BLFNO films and XRD patterns of BLFCO and BLFNO thin films.

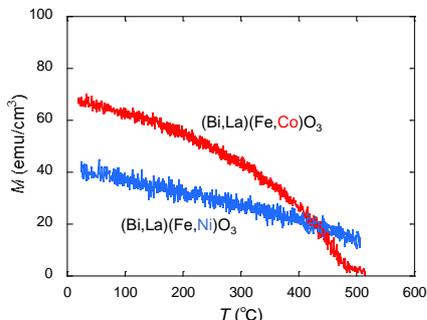


Fig.2 Temperature dependence of saturation magnetization of BLFCO and BLFNO thin films.

BiFeO₃系強磁性・強誘電薄膜の磁気デバイス応用に向けた低ダメージなリアクティブイオンエッチング条件の検討

Soumyaranjan Ratha, 江川元太, [○]吉村 哲

(秋田大)

Optimizing the Reactive Ion Etching Conditions with Minimal Damage for High Functional Magnetic Nano Device Application in BiFeO₃-based Multiferroic Thin Films

Soumyaranjan Ratha, Genta Egawa, [○]Satoru Yoshimura

(Akita Univ.)

はじめに 強磁性・強誘電材料は、電場(E)もしくは磁場(H)による磁化(M)および電気分極(P)の方向制御が可能とされていることから、電界駆動型の低消費電力な次世代電子デバイス用材料の1つとして期待されている。強磁性・強誘電薄膜を高性能磁気デバイスに応用するためには、大きな飽和磁化(M_s)、大きな垂直磁気異方性(K_u) (もしくは1より十分に大きな、垂直保磁力($H_{c\perp}$)/面内保磁力($H_{c\parallel}$)), 大きな磁気 Kerr 回転角(θ_k), 小さな反転磁界もしくは保磁力, などの高い機能性が求められる。著者らは近年, (Bi,Nd)(Fe,Co)O₃ 薄膜や (Bi,Eu)(Fe,Co)O₃ 薄膜において 140 emu/cm³ の高い M_s , (Bi,La)(Fe,Ni)O₃ 薄膜において 4.1 の高い $H_{c\perp} / H_{c\parallel}$, (Bi,La)(Fe,Co)O₃ 薄膜において 0.67° の高い θ_k , (Bi,Eu)(Fe,Co)O₃ 薄膜において 0.8 kOe の低い $H_{c\perp}$ および $H_{c\parallel}$, などを報告している¹。また (Bi,La)(Fe,Co)O₃ 薄膜を用いて, 局所電界印加によりその部分の磁化反転にも成功し, デバイス駆動の検証も行っている²。しかしながら, これらの薄膜のデバイス実装を実現するためには, 薄膜を微細素子加工する必要があるものの, BiFeO₃系薄膜のエッチングによるダメージの有無およびそれによる特性変化の有無, などの検討が全く行われていない。BiFeO₃系材料は, 結晶構造や組成や薄膜内酸素含有量の変化により特性が簡単に劣化するため, エッチングにより薄膜にダメージが入らないようにする検討が必要不可欠である。本研究では, Ar イオンミリングなどの物理的な手法よりもイオン衝撃が一般に小さいリアクティブイオンエッチング (RIE) に着目し, それに用いるガス種, ガス圧, 電力などを変化させ, それらがエッチングレートや薄膜の特性の変化に及ぼす影響について検討した。

方法 (Bi_{0.5}Eu_{0.5})(Fe_{0.75}Co_{0.25})O₃ (BEFCO) 薄膜 (膜厚 200 nm) を, 反応性パルス DC スパッタリング法 (周波数: 100 kHz, 電力: 150 W, デューティー比: 3:2) を用いて, 熱酸化膜付き Si 基板/Ta(5 nm)/Pt(100 nm)下地層上に成膜した。積層膜は Table.1 に示す条件で RIE を施した。磁気測定はマイクロ磁気 Kerr 効果測定装置により, 表面微細構造評価は原子間力顕微鏡(AFM)および磁気力顕微鏡(MFM)を用いた。

結果 Table 1 に, RIE の各条件およびその時のエッチングレートを示す。SF₆ ガスを使用した場合のエッチングレートは極めて低く, CHF₃ ガスを使用した場合はガス圧を低く電力を高くした場合に比較的高いエッチングレートが得られた。そこで, 1.0 nm/min 以上の値が得られた条件 2 と 5 において, 薄膜の磁気特性に及ぼす影響を調べた。Figure 1 に, 磁気 Kerr 効果測定装置により測定した, エッチングされていないドットを中心からエッチングされた領域に偏光レーザー位置を移動した時の局所保磁力の変化を示す。酸素を混合しない条件 5 でエッチングされた領域の保磁力が大きくなっており, 別途評価した表面凹凸・磁区サイズは平坦化・粗大化していることも確認された。薄膜から酸素が抜けたことによるピン止めサイトの形成や結晶構造の変化が起こったと思われる。

参考文献 1) S. Ratha et al., J. Soc. Mat. Eng. Res., 57, 0902B7 (2018) 2) M. Kuppen et al., Scientific Reports, 11, 11118 (2021)

Table 1 Etching conditions and etching rates in (Bi,Eu)(Fe,Co)O₃ thin films with various etching gases and process parameters.

| Cond. No. | Etching gas | Flow rate (SCCM) | Pressure (Pa) | Power (W) | Etching rate (nm/min) |
|-----------|----------------------------------|------------------|---------------|-----------|-----------------------|
| 1 | SF ₆ /O ₂ | 50 / 5 | 4 | 100 | ~ 0.0003 |
| 2 | CHF ₃ /O ₂ | 50 / 5 | 4 | 100 | ~ 1.0 |
| 3 | CHF ₃ /O ₂ | 50 / 5 | 10 | 100 | ~ 0.30 |
| 4 | CHF ₃ | 20 | 1 | 50 | ~ 0.62 |
| 5 | CHF ₃ | 20 | 1 | 100 | ~ 1.5 |

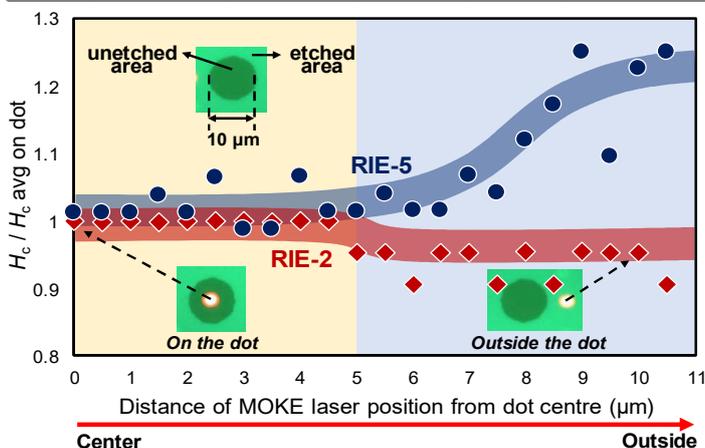


Figure 1 Comparison of coercivity change between etched area and unetched area of (Bi,Eu)(Fe,Co)O₃ thin films in RIE cond 2 and 5.

反応性 MBE と固相エピタキシーによる $\text{Pr}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ 薄膜の作製および物性評価

大石舜士¹、横倉聖也¹、島田敏宏¹、長浜太郎²
(¹北海道大学、²山口大学)

Fabrication and characterization of $\text{Pr}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ thin film by reactive MBE and solid phase epitaxy

S.Oishi¹, S.Yokokura¹, T.Shimada¹, T.Nagahama²
(¹Hokkaido Univ., ²Yamaguchi Univ.)

緒言

パイロクロア構造をとるイリジウム酸化物 $R_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ (R は希土類イオンまたは Y イオン) は、スピン軌道相互作用とクーロン相互作用が同程度の大きさであることから、ワイル半金属状態や強相関トポロジカル絶縁体状態などの出現が予測されている。 $R = \text{Pr}$ では、比較的低温まで金属的な挙動を示し、ワイル半金属状態の出現が報告^{1,2}され、デバイス応用が期待される。これまで、 $\text{Pr}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ (PIO) の高品質な薄膜の作製は難しく bulk 試料の報告例が多かった。薄膜の作製には高温でのアニールが必要であるが、Ir は高温で揮発しやすいため in-situ での成長が難しい。そこで、Ir の揮発を防ぐためにアモルファスの PIO 薄膜を作製し、その後大気圧アニールをすることで、エピタキシャル成長した PIO 薄膜を得る先行研究^{1,2}がいくつか報告されている。本研究では、反応性分子線エピタキシー(MBE)を用いることで高品質な PIO 薄膜を作製し、その物性を評価することを目的としている。

実験方法

本実験では反応性 MBE により PIO 薄膜の作製を行った。まず、PIO をアモルファスで蒸着し、いくつかの方法で大気圧アニールを行った。膜構成は YSZ (111)/PIO である。構造解析には X 線回折法 (XRD)、原子間力顕微鏡 (AFM)、X 線光電子分光法 (XPS)、透過型電子顕微鏡 (TEM) を用いた。物性評価には磁気伝導特性の測定を行った。

結果・考察

構造解析結果から PIO がエピタキシャル成長していることを確認した。作製した薄膜は、抵抗の温度依存性が金属的なふるまいから半導体的なものに変化した。これは PIO でよくみられるものである。

Fig.1 には PIO の異常ホール効果 (AHE) の測定結果を示す。Fig.1 からわかるように非線形のホール効果を示した。PIO は低温まで磁化曲線にヒステリシスループの兆候が見られないことが知られている¹。本実験で作製した薄膜はゼロ磁場で有限の値を持ち、自発的ホール効果と呼ばれる特性を示した可能性がある。これは PIO がワイル半金属であることを示唆している。

Fig.2 には磁場と電流が平行の時の磁気抵抗効果 (MR) の測定結果を示す。作製した薄膜は低温でヒステリシスのない負の MR を観測した。この負の MR はワイル半金属由来のカイラル異常によるものだと考えられ、磁気伝導特性の測定結果から MBE での PIO 薄膜の作製に成功したといえる。

参考文献

¹T. Ohtsuki, *et al.*, *Appl. Phys.* 127, (2020)., ²Y. Li, *et al.*, *Adv. Mater.* 33, (2021).

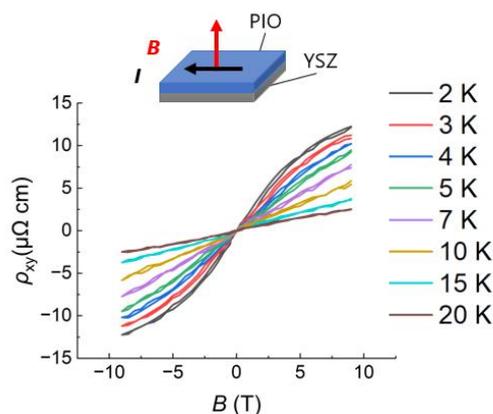


Fig.1 Temperature dependent AHE measured from PIO thin film

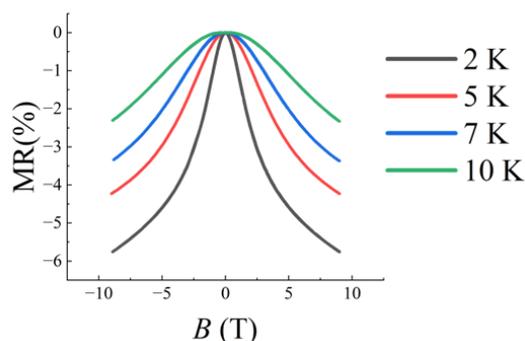


Fig. 2 Temperature dependence of the MR at $B // I$

反強磁性 Cr₂O₃ 薄膜の有限サイズ効果と次元クロスオーバー

鮫島 寛生¹, 氏本 翔¹, 堤 朗¹, 豊木 研太郎^{1,2,3}, 中谷 亮一^{1,2,3}, 白土 優^{1,2,3}
(1 大阪大学大学院工学研究科, 2 大阪大学先導的学際研究機構, 3 大阪大学 CSRN)

Finite size effect and dimensional crossover in antiferromagnetic epitaxial Cr₂O₃ thin films

Hiroki Sameshima¹, Kakeru Ujimoto¹, Rou Tsutsumi¹, Kentaro Toyoki^{1,2,3},
Ryoichi Nakatani^{1,2,3}, and Yu Shiratsuchi^{1,2,3}

(1 Grad. Sch. Eng., Osaka Univ. 2 OTRI, Osaka Univ., 3 CSRN, Osaka Univ.)

はじめに 磁性薄膜においては、有限サイズ効果による磁気相転移温度の変化[1]や次元クロスオーバー[2]が報告されている。従来、これらの現象は強磁性超薄膜で多く報告されており、反強磁性薄膜においてはほとんど報告されていない。これは、反強磁性薄膜が正味の磁化を持たないため、磁気相転移温度の検出が困難であることが一因である。我々は、異常ホール効果を用いて反強磁性材料 Cr₂O₃ のネール温度を検出できることを示し、膜厚 10 nm でのネール温度と臨界指数などを報告してきた[3]。本研究では、Cr₂O₃ 超薄膜におけるネール温度と臨界指数の Cr₂O₃ 膜厚依存性について報告する。

実験方法 DC マグネトロンスパッタリング法を用いて、Pt(2 nm)/Cr₂O₃//α-Al₂O₃(0001)薄膜、及び、Pt(2 nm)/Cr₂O₃/Pt(20 nm)//α-Al₂O₃(0001)薄膜を製膜した。Cr₂O₃ 膜厚は、4.0~190 nm とした。構造評価には、反射高速電子回折法と X 線回折法を用いた。作製した薄膜をフォトリソグラフィ法及び Ar イオンミリング法を用いて、幅 5 μm 長さ 25 μm のホール素子に微細加工した。ネール温度と臨界指数を決定するために、残留ホール伝導度の温度依存性を測定した。測定方法の詳細は我々の既報[3]を参照されたい。

実験結果 図 1(a)に臨界指数の Cr₂O₃ 膜厚依存性を示す。40 nm 以上で臨界指数は約 0.325 となり、これは 3 次元 Ising モデルに対する値とほぼ一致する。一方、15 nm 以下では、臨界指数は 0.25~0.125 に減少しており、これは 2 次元 Ising モデル、あるいは 2 次元 XY モデルに相当する値である。すなわち、約 15 nm で次元クロスオーバーが生じる。この膜厚は、強磁性薄膜[2]と比較すると約 10 倍厚い。図 1(b)に、ネール温度の Cr₂O₃ 膜厚依存性を示す。膜厚の低下に伴い、ネール温度が低下しており、有限サイズ効果が生じていることが分かる。図中の実線は、以下に示す有限サイズ効果のスケールリング式である。

$$[T_N(\infty) - T_N(t_{\text{Cr}_2\text{O}_3})]/T_N(t_{\text{Cr}_2\text{O}_3}) = (t_{\text{Cr}_2\text{O}_3}/t_0)^{-\lambda}$$

λ 及び t_0 はシフト指数及びスピン相関長を表す。上式で実験値をフィッティングすることで、 $\lambda = 1.5$ 及び $t_0 = 3.0$ nm と見積もられた。これらの値を強磁性薄膜 [1]と比較すると、 λ の値はほぼ同等であるが、 t_0 の値は数倍大きいことが分かった。これは、Cr³⁺ スピン同士の長距離相互作用に起因すると考えられる。当日はネール温度と臨界指数の詳細な決定方法や歪みとネール温度の関係についても議論する。

参考文献

- [1]. F. Huang *et al.*, “Finite-size scaling behavior of ferromagnetic thin films”, *J. Appl. Phys.* 73, 6760 (1993). [2]. Y. Li and K. Baberschke, “Dimensional crossover in ultrathin Ni(111) films on W(110)”, *Phys. Rev. Lett.* 68, 1208 (1992). [3]. X. Wang, Y. Shiratsuchi *et al.*, “Increase of Néel temperature of magnetoelectric Cr₂O₃ thin film by epitaxial lattice matching”, *Appl. Phys. Lett.* 121, 182404 (2022).

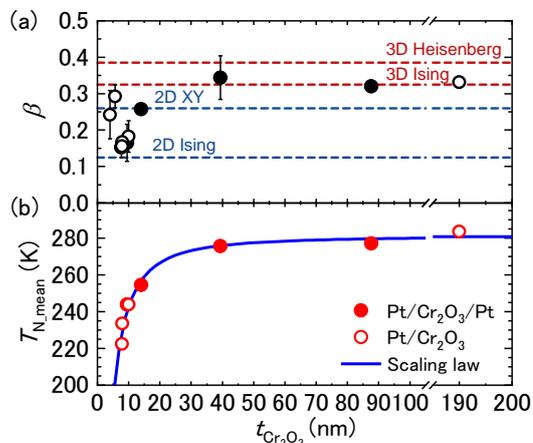


図 1 (a) 臨界指数の膜厚依存性, (b) ネール温度の膜厚依存性

Pt/Cr₂O₃/Ir 3層膜における反強磁性スピン反転の電界変調

氏本 翔¹, 鮫島寛生¹, 豊木研太郎^{1,2,3}, 中谷亮一^{1,2,3}, 白土 優^{1,2,3}

(1 大阪大学大学院工学研究科, 2 大阪大学先導的学際研究機構, 3 大阪大学 CSRN)

Electric-field modulation of antiferromagnetic spin reversal field in Pt/Cr₂O₃/Ir trilayer

Kakeru Ujimoto¹, H. Sameshima¹, K. Toyoki^{1,2,3}, R. Nakatani^{1,2,3}, and Y. Shiratsuchi^{1,2,3}

(1 Grad. Sch. Eng., Osaka Univ. 2 OTRI, Osaka Univ., 3 CSRN, Osaka Univ.)

はじめに 反強磁性材料は、超高密度磁気記録やテラヘルツ素子等の新規スピントロニクスデバイスの基盤材料として期待されている。一方、反強磁性体は自発磁化を示さないことから、磁気モーメントの検出・制御方法が課題である。我々は、反強磁性材料として、電気磁気効果を示す Cr₂O₃ を用いて、界面反強磁性スピンの検出・制御を進めており、これまでに、Pt/Cr₂O₃/Pt 積層膜においてゲート電圧を印加することで界面スピンの反転磁場の変調することを示してきた [1]。この効果は、Cr₂O₃ 層と非磁性重金属層の界面格子整合・界面電場の影響を強く受けるため、層構造の対称性、非磁性材料の選択が重要となることが予測される。本研究では、バッファ層として Ir を用いた Pt/Cr₂O₃/Ir 積層膜に対して、ゲート電圧による界面スピン反転磁場の変調について検討し、Pt/Cr₂O₃/Pt 積層膜と比較することで、非磁性重金属材料の影響について検討した。

実験方法 試料として、Pt(2 nm)/Cr₂O₃(10, 15 nm)/Ir(20 nm)/α-Al₂O₃(0001)subs.を用いた。試料作製には、DC マグネトロンスパッタリング法を用いた。X線回折法、反射高速電子線回折法を用いて、作製した薄膜の結晶構造・界面平坦性を評価した。ゲート電圧を印加可能なホール素子を作製し、異常ホール効果測定を行った。ホール効果測定時の印加磁場は、面直方向、最高印加磁場を±9 Tとした。

実験結果 Fig. 1 に、Pt/Cr₂O₃(10 nm)/Ir 薄膜のホール効果曲線を示す。磁場に対して明確なヒステリシスを示す。また、残留磁化比が1であることから、試料が垂直磁気異方性を持つことが分かる。この結果は、Pt/Cr₂O₃/Pt 積層膜と同様に、Pt/Cr₂O₃/Ir 積層膜においても、等温での界面スピン反転が可能であることを示す。また、挿入図に示すように、Cr₂O₃ 層に対する I - V 曲線は非線形となり、電気伝導率が $\sigma < 10^{-5} (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$ となることから、Ir 上の Cr₂O₃ 薄膜も 10 nm まで薄くしても高い絶縁性を保つことが分かった。

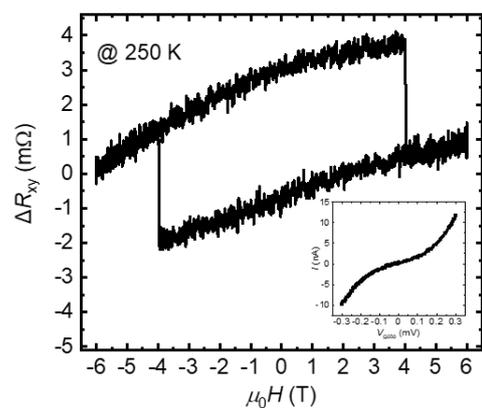


Fig.1 Pt/Cr₂O₃(10 nm)/Ir 3層膜に対するホール効果曲線, および, I - V 曲線

参考文献 [1] K. Ujimoto, Y. Shiratsuchi *et al.*, INTERMAG2023, BOB-08.

単結晶 Co/Ru/Co 人工反強磁性体/PMN-PT の電界効果

久田優一*, 小森祥央*, 井村敬一郎**, 谷山智康*

(* 名大理, ** 名大教養)

Electric field effects on single crystal Co/Ru/Co synthetic antiferromagnets/PMN-PT

*Y. Hisada, *S. Komori, **K. Imura, *T. Taniyama

(* Dept. Phys., Nagoya Univ., ** ILAS, Nagoya Univ.)

はじめに

Co と Ru からなる人工反強磁性体 (SAF) は、Co 層間に働く反強磁性的層間磁気結合に起因する興味深い磁気特性のために広く研究されている構造系の一つである。最近、我々は、この Co/Ru/Co SAF と強誘電体 $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3\text{-PbTiO}_3$ (PMN-PT) とのヘテロ構造系において、電界印加による SAF の磁気異方性の変化の振る舞いが Co 層間に働く層間磁気結合の強さに大きく依存することを見出した¹⁾。その物理的起源の解明には、Co/Ru 多層膜の結晶性を向上させることがカギとなるが、Co と Ru の格子ミスマッチ度は 8% 程度と大きく、単結晶で成長させた報告例は少ない²⁾。今回、我々は、SAF への電界効果のより詳細な起源を明らかにするため、強誘電体 PMN-PT 上に成長させた単結晶 Co/Ru/Co SAF の磁性的電界効果について報告する。

実験結果

強誘電体 PMN-PT と同じペロブスカイト構造を有し、同程度の格子定数を持つ SrTiO_3 (011) (STO) 基板上に、Ru (3 nm)/Co (4 nm)/Ru (0.8 nm)/Co (3 nm)/Ru (5 nm) を、分子線エピタキシー法を用いて作製した。成膜温度は、第 1 層 Ru では 600 °C、残りの Ru/Co/Ru/Co 層では T_s °C (RT, 120 °C, 300 °C) とした。また、作製した試料の磁気特性を振動試料型磁力計により評価した。図 1(a)に、作製した SAF の膜構成の模式図を、(b)-(d)に、温度 T_s で成膜した第 4 層目の Co (4 nm) を成長した直後の RHEED 像を、(e)-(f)に対応する磁化の面内磁場依存性 (M - H 曲線) をそれぞれ示す。RHEED 像から、Co と Ru の格子ミスマッチ度が 8% にも関わらず、各 T_s に対して Co/Ru がエピタキシャル成長していることが確認できる。一方、 M - H 曲線から、 T_s の上昇に伴い、残留磁化及び保磁力が増大することがわかる。これは、 T_s の上昇に伴う Co/Ru 界面での原子拡散等により、Co 層間に働く反強磁性的層間磁気結合が弱くなることを示唆している。以上の結果から、 $T_s = \text{RT}$ の条件下で、STO(011) 上に良質な単結晶 Co/Ru/Co SAF の作製が可能であることが確認できた。講演では、上記の最適化条件を基に、PMN-PT 上にエピタキシャル成長させた Co/Ru/Co SAF における電界効果についての結果について詳細に議論する。本研究の一部は、JST CREST JPMJCR18J1, JST FOREST JPMJFR212V, JSPS 科研費 JP21H04614 の支援を受けたものです。

参考文献

1) Y. Hisada, *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **122**, 222402 (2023). 2) K. Ounadjela, *et al.*, *Phys. Rev. B* **45**, 7768 (1992).

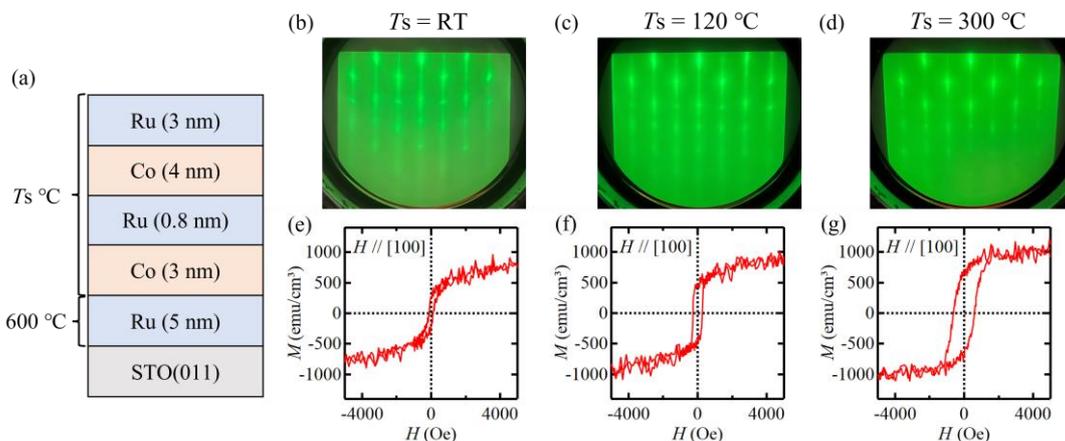


Fig. 1 (a) Schematic illustration of a Ru (3 nm)/Co (4 nm)/Ru (0.8 nm)/Co (3 nm)/Ru (5 nm)/STO(011). RHEED patterns [(b)-(d)] and M - H curves [(e)-(g)] at $T_s = \text{RT}$, 120 °C, and 300 °C, respectively. A magnetic field is applied along the STO[100] direction.

SrTiO₃(100)単結晶基板上における Mn-N および Cr-N 薄膜のエピタキシャル成長桑山亮太¹・今村光佑¹・大竹充¹・二本正昭¹・磯上慎二²(¹横浜国大, ²物材機構)Epitaxial Growth of Mn-N and Cr-N Thin Films on SrTiO₃(100) Single-Crystal SubstratesRyota Kuwayama¹, Kosuke Imamura¹, Mitsuru Ohtake¹, Masaaki Futamoto¹, and Shinji Isogami²(¹Yokohama Nat. Univ., ²NIMS)

はじめに Mn および Cr の窒化物には反強磁性を示す塩化ナトリウム型構造 (ピアソン記号: *cF8*, 空間群: *Fm $\bar{3}m$*) の CrN および MnN 相が存在し, ネール温度が CrN 相では -13 °C¹⁾ であるが MnN 相では 387 °C²⁾ と室温より高く, 貴金属を含む MnIr や MnPt などの代替材料として期待されている³⁾. また, Mn-N 系にはフェリ磁性を示す逆ペロブスカイト型構造 (ピアソン記号: *cP5*, 空間群: *Pm $\bar{3}m$*) の Mn₄N 相があり, エピタキシャル Mn₄N 薄膜は格子歪により比較的強い垂直磁気異方性を示すことから, MRAM などへの応用に向けて研究されている⁴⁻⁷⁾. 一方, Cr₄N 相は理論計算⁸⁾により存在が示唆されているものの, 実験的に形成した報告はない. これまで, Mn₄N 薄膜を得ることを目的とした多くの研究が存在するが, MnN や CrN 相を含む領域まで系統的に N 組成を変化させた報告は殆どない. また, 多くの研究では, MgO(001)基板が用いられているが, MgO 基板は MnN や CrN 相と同じ結晶構造で同程度の格子定数を持つため, 構造評価の観点からは結晶構造や格子定数が若干異なる基板を用いた方が MnN や CrN 相の形成を明確化できる. そこで, 本研究では, SrTiO₃(100)基板上に反応性スパッタリング法により Mn-N および Cr-N 薄膜を形成し, N₂分圧比が相形成に及ぼす影響を系統的に調べた.

実験方法 膜形成には, N を効率的に膜中に固溶させられる RF のマグネトロンスパッタリング装置を用いた. 全圧が 0.67 Pa となるように調整した Ar と N₂ の混合ガス雰囲気下で Mn もしくは Cr をスパッタすることにより SrTiO₃(100)基板上に Mn-N または Cr-N 薄膜を形成した. このとき, 基板温度は 400 °C で一定とし, N₂分圧比は 0~100% の間で変化させた. 構造評価には RHEED および XRD, N 組成評価には XPS, 磁気特性評価には AHE 測定装置等を用いた.

実験結果 Mn-N 薄膜では, N₂ 分圧比の増加に伴い, Mn \Rightarrow Mn₄N \Rightarrow Mn₃N₂ \Rightarrow MnN 相が形成された. N₂ 分圧比が 0% では α -Mn(100)単相となった. 0~2% の間では α -Mn 相に Mn₄N 相が混在し, 2% で Mn₄N 単相となった. 3~6% の間では Mn₄N 相に Mn₃N₂相が混在し, 6% で Mn₃N₂単相となった. そして, 6~20% の間では Mn₃N₂相に MnN 相が混在し, 20~100% で MnN 単相となった. 単相膜に対して得られた RHEED および XRD パターンの例を Fig. 1 に示す. Mn₄N および Mn₃N₂ 相は共に *c* 軸が膜面内において直交した(110)双結晶膜として形成されている (Fig. 1(a), (b)). 一方, MnN 相は, (100)面を基板表面と平行とする単結晶膜としてエピタキシャル成長している (Fig. 1(c)). Cr-N 薄膜では, N₂分圧比 1% の段階で CrN 相が単相で形成され, Cr₄N 相の存在は認められなかった. Fig. 2 に CrN 単相膜に対して観察された RHEED および XRD パターンを示す. MnN 相の場合と同様な回折パターンを確認することができ, Cr-N 系ではこの相が安定であることが分かった. 当日は, 磁気特性についても報告する.

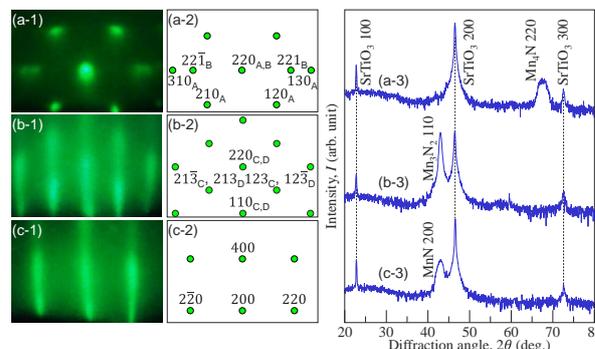


Fig. 1 (a-1)–(c-1) RHEED and (a-3)–(c-3) out-of-plane XRD patterns of Mn-N films formed on SrTiO₃(100) substrates at 400 °C in the N₂ partial pressure ratios of (a-1, a-3) 3%, (b-1, b-3) 6%, and (c-1, c-3) 40%. (a-2) Schematic diagrams of RHEED patterns simulated for (a-2) Mn₄N(110) bi-crystal and (b-2) Mn₃N₂(110) bi-crystal and (c-2) MnN(100) single-crystal.

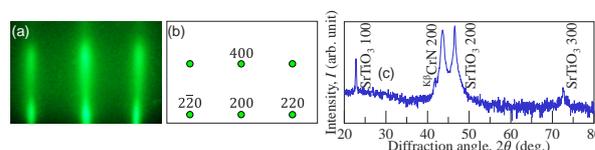


Fig. 2 (a) RHEED and (c) out-of-plane XRD patterns of Cr-N film formed on SrTiO₃(100) substrate at 400 °C in the N₂ partial pressure ratio of 5%. (b) Schematic diagram of RHEED pattern simulated for CrN(100) single-crystal.

- 1) K. Inumaru, K. Koyama, N. Imo-oka, and S. Yamanaka: *Phys. Rev. B.*, **75**, 054416 (2007).
- 2) A. Leineweber, R. Niewa, H. Jacobs, and W. Kockelmann: *J. Mater. Chem.*, **10**, 2827 (2000).
- 3) M. Meinert, B. Büker, D. Graulich, and M. Dunz: *Phys. Rev. B.*, **92**, 144408 (2015).
- 4) K. Kabara and M. Tsunoda: *J. Appl. Phys.*, **117**, 17B512 (2015).
- 5) S. Isogami, K. Masuda, and Y. Miura: *Phys. Rev. Mater.*, **4**, 014406 (2020).
- 6) Y. Yasutomi, K. Ito, T. Sanai, K. Toko, and T. Suemasu: *J. Appl. Phys.*, **115**, 17A935 (2014).
- 7) W. Li, R. Tanaka, T. Usami, T. Gao, T. Harumoto, Y. Nakamura, and J. Shi: *Mater. Lett.*, **311**, 131615 (2022).
- 8) A. Azouaoui, N. Benzakour, A. Hourmatallah, and K. Bouslykhane: *Solid State Sci.*, **105**, 106260 (2020).

MgO(001)基板上に形成したエピタキシャル Fe-N 薄膜における相形成と変態

今村光佑¹・前田悠良¹・大竹充¹・二本正昭¹・磯上慎二²
(¹横浜国大, ²物材機構)

Phase Formation and Transformation in Fe-N Epitaxial Thin Films Formed on MgO(001) Substrates

Kosuke Imamura¹, Yura Maeda¹, Mitsuru Ohtake¹, Masaaki Futamoto¹, Shinji Isogami²

(¹Yokohama Nat. Univ., ²NIMS)

はじめに 窒素 (N) は、3d 遷移金属の結晶格子中に侵入し、格子歪を誘起させ、または、化学結合状態を変化させるため、磁性材料の特性を制御する上で重要な役割を果たしている¹⁾。また、近年、N の吸脱反応を利用することで、準安定な $L1_0$ 構造の Fe-Ni 相²⁾や bct 構造の FeCo 相³⁾の薄膜形成が試みられている。一方、著者らは、これまで、Fe-N 薄膜における N の振舞いを理解することを目的に、結晶成長温度や N_2 分圧比といった反応性スパッタリングの基本条件を系統的に変化させ、N の脱離温度や γ' -Fe₄N 相のエピタキシャル成長条件を報告してきた⁴⁾。しかしながら、N が高濃度に固溶した膜における相形成については明らかになっていない。そこで本研究では、N を効率的に固溶させることが可能な RF のマグネトロンスパッタリング法により、広範な N_2 分圧比の条件のもとで Fe-N 膜を作製し、構造を詳細に調べた。

実験方法 製膜には超高真空 RF マグネトロン・スパッタリング装置を用いた。全圧を 0.67 Pa に調整した Ar と N_2 の混合ガスの下で N_2 分圧比を 0~100%の間で変化させ、Fe ターゲットをスパッタすることにより、400 °C に加熱した MgO(001)基板上に、Fe-N 膜を形成した。このとき、投入電力を 62 W、スパッタ時間を 2000 s で一定とした。構造解析には RHEED, XRD, XPS, AFM, 磁気特性測定には VSM を用いた。

実験結果 XRD 解析の結果、 N_2 分圧比 0~10%までの条件で作製した膜では α -Fe 単相から γ' -Fe₄N 単相までが混相領域を経て現れ、20%以上では α' 相が形成されていることが分かった。一方、20%以上で形成した膜の RHEED パターンを成長過程ごとに観察すると、1 nm の厚さまで成長した段階では Fig. 1(b)に示すように、Fig. 1(f)の γ'' -FeN 相からの反射が現れていた。そして、5 nm から 26 nm の厚さまで成長すると、Fig. 1(c)および(d)に示すように複雑な回折パターンが現れている。これは Fig. 1(h)のように膜の成長過程で相変態が起きていることを示唆しており、ここでは Fig. 1(i)に示すように NaCl 型構造 (fcc) をもつ γ'' -FeN 相の 4 種類の $\{111\}$ 面が、bct 構造をもつ α' -(Fe,N)相の(011)面と平行な方位関係となっていることが考えられる。簡単のため Nishiyama-Wassermann の関係のみを考えると 24 の組合せが存在し、そのうち、① $\gamma''(111)[\bar{1}10] \parallel \alpha'(011)[100]$, ② $\gamma''(1\bar{1}1)[\bar{1}10] \parallel \alpha'(011)[100]$, ③ $\gamma''(\bar{1}\bar{1}1)[\bar{1}10] \parallel \alpha'(011)[100]$, ④ $\gamma''(\bar{1}11)[110] \parallel \alpha'(011)[100]$ の 4 つの方位関係を持つ α' 相からの回折パターンが強く観察されていることが分かる。 N_2 分圧比 20%以上で形成した膜の α' -(Fe,N) 002 反射に対して極点図形を測定した結果を Fig. 2(a)に示す。強度の大きい①~④の結晶からの反射に加えて、複数のスポットが現れている。これは、Fig. 2(b)に示す 24 組の結晶面に対して予測されるパターンに一致する。

- 1) J. M. D. Coey and P. A. I. Smith: *J. Magn. Magn. Mater.*, **200**, 405 (1999).
- 2) K. Ito, T. Ichimura, M. Hayashida, T. Nishio, S. Goto, H. Kura, R. Sasaki, M. Tsujikawa, M. Shirai, T. Koganezawa, M. Mizuguchi, Y. Shimada, T. J. Konno, H. Yanagihara, and K. Takanashi: *J. Alloys Compd.*, **946**, 169450 (2023).
- 3) C. Murakami and T. Hasegawa: *T. Magn. Soc. Jpn.*, **7**, 16 (2023).
- 4) K. Imamura, Y. Maeda, M. Ohtake, S. Isogami, M. Futamoto, T. Kawai, F. Kirino, and N. Inaba: *T. Magn. Soc. Jpn.*, **6**, 105 (2022).

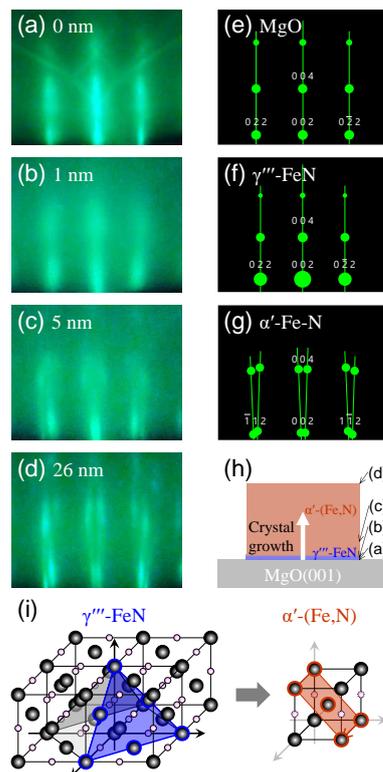


Fig. 1 (a)-(d) RHEED patterns observed for (a) MgO(001) substrate and Fe-N films with thicknesses of (b) 1, (c) 5, and (d) 26 nm formed in the N_2 partial pressure ratio of 20 %. (e)-(g) Diffraction patterns simulated for (e) MgO(001) substrate, (f) γ'' -FeN(001) crystal, and (g) α' -(Fe,N) crystals transformed from γ'' -FeN crystal in the Nishiyama-Wassermann relationship. (h,i) Schematic diagrams of (h) crystal growth and (i) transformation from γ'' -FeN to α' -(Fe,N) phase.

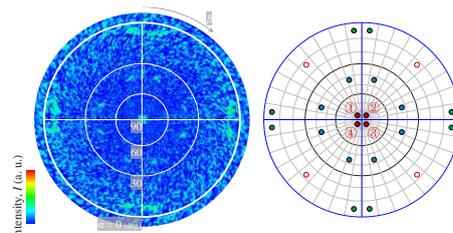


Fig.2 (a) Pole figure XRD pattern measured for a 26-nm-thick Fe-N film.(b) Simulated pole figure XRD pattern of the α' -(Fe,N) crystals.

MgO(001)単結晶基板上における Co-N 薄膜のエピタキシャル成長

阿部航大¹・今村光佑¹・大竹充¹・二本正昭¹・磯上慎二²

(1横浜国大, 2物材機構)

Epitaxial Growth of Co-N Thin Films on MgO(001) Single-Crystal Substrates

Kota Abe¹, Kosuke Imamura¹, Mitsuru Ohtake¹, Masaaki Futamoto¹, and Shinji Isogami²

(1Yokohama Nat. Univ., 2NIMS)

はじめに 近年, FeやMnといった3d遷移金属の窒化物はスピントロニクス応用に向けて注目されている¹⁾. これらの二元系材料では, N組成に応じて, いくつかの特徴的な金属間化合物が形成されることが知られており, エピタキシャル薄膜を形成するための基板温度や反応させるN₂量などの製膜条件に関する多くの報告が存在する²⁻⁵⁾. 一方で, 同じ3d遷移金属であるCoの窒化物に関しては, 理論計算によりCoのfcc格子の体心位置にNが侵入したCo₄N(ピアソン記号: *cP5*, 空間群: *Pm3m*)が大きなスピン偏極率($P_D = -0.875$ ⁶⁾)を持つことが示唆されているものの, Co₄Nを含む他の相の窒化コバルトに対してもエピタキシャル薄膜の形成報告例は殆どない⁷⁾. 本研究では反応性スパッタリングにより, MgO(001)単結晶基板上にCo-N膜を形成し, 基板温度やN₂分圧比, 膜厚が相形成に及ぼす影響を調べた.

実験方法 製膜には超高真空RFマグネトロン・スパッタリング装置を用いた. ArとN₂の混合ガス雰囲気(全圧: 0.67 Pa, N₂分圧比: 0~40%)の下, Coターゲットをスパッタすることにより, Co-N膜を形成した. 膜成長観察にはRHEED, 構造評価にはXRD(面外, 面内, 極点図形測定), N組成評価にはXPSを用いた.

実験結果 基板温度300℃以上で, 純Ar雰囲気下でスパッタした膜ではhcp相が形成されたのに対して, N₂分圧比が5%の条件の下で形成した膜はfcc相から構成され, N添加によりfcc相が安定化させられることが分かった. 一方, 基板温度200℃以下で, 5%のN₂分圧比で膜形成を行うと, Fig. 1に示すように膜厚によってRHEEDパターンが異なり, 膜成長とともに相変態が生じていることが示唆される. この回折パターンの変化は, MgO(001)基板上に形成されたγ'-FeN相がNishiyama-Wassermannの結晶方位関係でα'(Fe,N)相に変態する場合⁸⁾と酷似しており, fcc系の窒化コバルトがbct系の窒化コバルトに変態していることが考えられる. また, Fig. 2に示すXRDにより測定した極点図形においてもNishiyama-Wassermannの方位関係での相変態の痕跡を見てとることができる. 当日は基板温度とN₂分圧比が相形成に及ぼす影響について系統的に纏める.

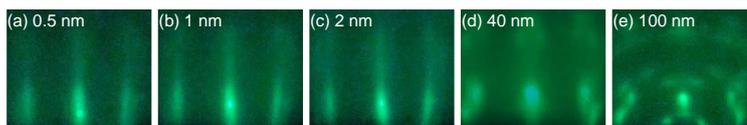


Fig. 1 RHEED patterns observed for Co-N films with thicknesses of (a) 0.5 nm, (b) 1 nm, (c) 2 nm, (d) 40 nm, and (e) 100 nm formed on MgO(001) substrates at 200 °C in the N₂ partial pressure of 5%. The incident electron beam is parallel to MgO[100].

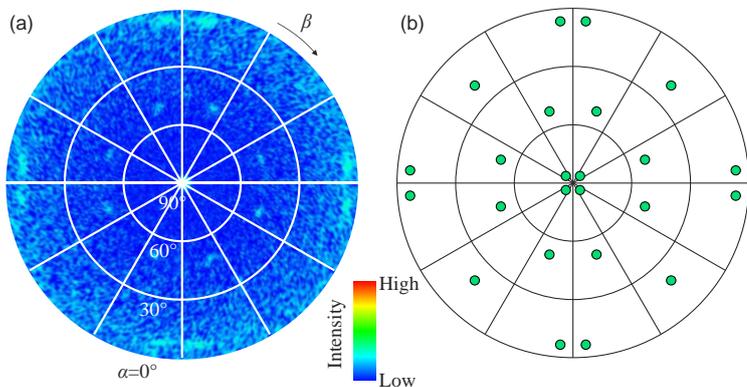


Fig. 2 (a) Pole-figure XRD pattern measured for a 100-nm-thick Co-N film formed on MgO(001) single-crystal substrate and (b) schematic diagram of diffraction pattern simulated for bct crystals transformed from a fcc(001) single-crystal.

- 1) S. Isogami and Y. K. Takahashi: *Adv. Electron. Mater.*, **9**, 2200515 (2022).
- 2) K. Imamura, Y. Maeda, M. Ohtake, S. Isogami, M. Futamoto, T. Kawai, F. Kirino, and N. Inaba: *T. Magn. Soc. Jpn.*, **6**, 105 (2022).
- 3) K. Ito, G. H. Lee, H. Akinaga, and T. Suemasu: *J. Cryst. Growth.*, **322**, 63 (2011).
- 4) K. Kabara and M. Tsunoda: *J. Appl. Phys.*, **117**, 17B512 (2015).
- 5) H. Yang, H. A. Brithen, E. Trifan, D. C. Ingram, and A. R. Smith: *J. Appl. Phys.*, **91**, 1053 (2002).
- 6) Y. Imai, Y. Takahashi, and T. Kumagai: *J. Magn. Magn. Mater.*, **322**, 2665 (2010).
- 7) K. Ito, K. Harada, K. Toko, H. Akinaga, and T. Suemasu: *J. Cryst. Growth.*, **336**, 40 (2011).
- 8) 今村光佑, 前田悠良, 大竹充, 二本正昭, 磯上慎二「MgO(001)基板上に形成したエピタキシャルFe-N薄膜における相形成と変態」第47回日本磁気学会学術講演会(2023).

N 添加による Fe-Al(001)単結晶薄膜の低磁歪化

佐藤公泰¹・今村光佑¹・大竹充¹・川井哲郎¹・二本正昭¹・稲葉信幸²
(¹横浜国大, ²山形大)

Reduction in Magnetostriction of Fe-Al(001) Single-Crystal Thin Film by N Atom Addition

Takayasu Sato¹, Kosuke Imamura¹, Mitsuru Ohtake¹, Tetsuroh Kawai¹, Masaaki Futamoto¹, Nobuyuki Inaba²
(¹Yokohama Nat. Univ., ²Yamagata Univ.)

はじめに Fe-Al 合金は、Feリッチ組成において bcc 格子を基本とする結晶構造を持ち、高い透磁率を示す軟磁性材料であることが知られている。しかしながら、磁歪が大きいことがコア材料へ適用する際の障害となっている。Fe-Al を含む Fe と 13 族元素の合金では、13 族元素の価電子が Fe の電子状態に影響を及ぼし、磁歪を増大させていることが考えられる。そこで、Fe よりも Al と親和性が高い N¹⁾ を添加すれば、磁歪を低減できる可能性が考えられる。しかしながら、Fe-Al 合金を窒化させる試みは行われている²⁻⁴⁾ものの、N を均質固溶させ、磁歪特性を調べた報告はない。本研究では、N を固溶させやすい薄膜材料として、Fe-Al-N 合金試料を作製し、N 組成 (x) および Al 組成 (y) が構造、磁気、磁歪特性に及ぼす影響を系統的に調べた。

実験方法 製膜には超高真空 RF マグネトロン・スパッタリング装置を用いた。Ar と N₂ の混合ガス雰囲気下で Fe_{100-y}Al_y 合金ターゲット ($y=10, 20, 30$ at. %) をスパッタすることにより、40 nm 厚の Fe-Al-N 膜を 400 °C の MgO(001)単結晶基板上に形成した。構造解析には RHEED, XRD, XPS, 磁気特性評価には VSM, 磁歪測定には片持ち梁法を用いた。

実験結果 (Fe_{0.9}Al_{0.1})_{100-x}N_x 膜 ($x = 0 \sim 6.0$ at. %) および (Fe_{0.8}Al_{0.2})_{100-x}N_x 膜 ($x = 0 \sim 8.2$ at. %) は Fe-Al-N(001)[110]_{bcc} || MgO(001)[100]の結晶方位関係でエピタキシャル成長し、N が均質固溶した bcc(001)単結晶膜として得られた。これらの膜に対して、bcc[100]および bcc[110]方向に磁界を印加することにより得られた最大微分透磁率の N 組成依存性を Fig. 1 に示す。N を添加した場合においても、最大微分透磁率の大きな変化は認められず、良好な軟磁気特性が維持されていることが分かる。Fig. 2 に磁歪定数 λ_{100} および λ_{111} を示す。N 組成の増加に伴い、 λ_{100} が減少しており、一方、 λ_{111} はほぼ一定値となっている。 λ_{100} と λ_{111} は正負で符号が逆であり、材料全体としては磁歪が小さくなっていることが分かる。当日は、(Fe_{0.7}Al_{0.3})_{100-x}N_x 膜の結果についても報告する。

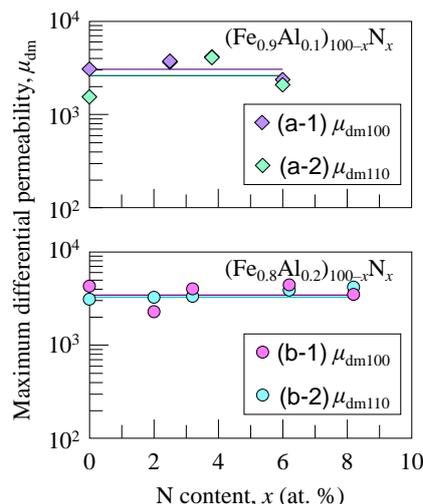


Fig. 1 N content dependences of (a-1,b-1) μ_{dm100} and (a-2,b-2) μ_{dm110} measured for (a) (Fe_{0.9}Al_{0.1})_{100-x}N_x and (b) (Fe_{0.8}Al_{0.2})_{100-x}N_x films.

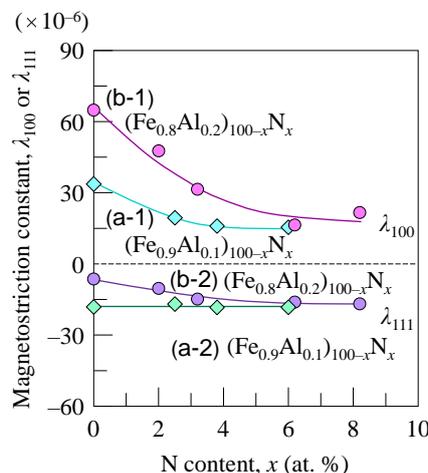


Fig. 2 N content dependences of (a-1,b-1) λ_{100} and (a-2,b-2) λ_{111} measured for (a) (Fe_{0.9}Al_{0.1})_{100-x}N_x and (b) (Fe_{0.8}Al_{0.2})_{100-x}N_x films.

- 1) J. F. Elliott and M. Gleiser: Thermochemistry for Steelmaking, vol. 1, p. 160 (Addison-Wesley, 1960).
- 2) W. D. Li, O. Kitakami, Y. Shimada, and Y. Takeno: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **19**, 429 (1995).
- 3) S. Kikkawa, M. Fujiki, M. Takahashi, and F. Kanamaru: *J. Jpn. Soc. Powder Powder Metall.*, **44**, 674 (1997).
- 4) A. S. Kamzin, S. A. Kamzin, F. Wei, and Z. Yang: *Tech. Phys.*, **50**, 129 (2005).

B および N 組成が Fe-B-N 合金膜の構造と磁気特性に及ぼす影響

磯貝直希¹・佐藤公泰¹・今村光佑¹・大竹充¹・川井哲郎¹・二本正昭¹・稲葉信幸²
(¹横浜国大, ²山形大)

Influences of B and N Compositions on the Structure and Magnetic Properties of Fe-B-N Alloy Film

Naoki Isogai¹, Takayasu Sato¹, Kosuke Imamura¹, Mitsuru Ohtake¹,
Tetsuroh Kawai¹, Masaaki Futamoto¹, and Nobuyuki Inaba²
(¹Yokohama Nat. Univ., ²Yamagata Univ.)

はじめに アモルファス Fe-B 合金は高い透磁率を示す代表的な軟磁性材料であるが、コア材料として活用する場合、磁歪が大きいことが問題となっている。そのため、微結晶化させることにより、磁歪を低減させた材料^{1,2)}も開発されたが、Nb などの高価な元素の添加を要したり、作製可能な薄帯幅が減少したりといった実用上の別の課題も生じさせている。最近、筆者らは、Fe-Al 合金薄膜に N を添加し、Fe を Al とではなく N と優先的に化学結合させることにより、磁歪を低減出来る可能性があることを見出した³⁾。同様な手法を Fe-B 合金に対しても適用できれば、微結晶化とは異なる手法で磁歪を低減させることが出来る。そこで、本研究では、まず、物性評価に適する N が均質に固溶した Fe-B-N 合金薄膜を作製することを目的に、N および B 組成を系統的に変化させて膜形成を行い、組成が構造と磁気特性に及ぼす影響を調べた。

実験方法 膜形成には、超高真空 RF マグネトロン・スパッタリング装置を用いた。Ar と N₂ ガスの全圧を 0.67 Pa として、N₂ 分圧比を 0~1% の間で変化させた混合ガスの雰囲気中で、Fe_{100-x}B_x (x = 8~25 at. %) ターゲットをスパッタすることにより、40 nm 厚の Fe-B-N 膜を 400 °C の MgO(001) 単結晶基板上に形成した。構造評価には RHEED, XRD, XPS, AFM, 磁化曲線測定には VSM, 磁歪測定には片持ち梁法を用いた。

実験結果 Fig. 1(a) に N₂ 分圧比を変化させることにより形成した (Fe_{0.92}B_{0.08})-N 膜の RHEED パターンを示す。0.25% の分圧比までは bcc(001) 表面に対応する RHEED パターンが現れており、単結晶膜が得られている。一方、0.5% 以上の分圧比では、リング状の回折パターンとなってしまっており、N 添加により配向性が損なわれていく様子を見てとれる。これらの膜の XRD パターンを Fig. 1(b) に示す。0.5% 以上の分圧比で形成した膜においても、鮮明な bcc 002 反射が現れており、完全なランダム配向ではなく、ある程度の優先配向が存在していることが分かる。Fig. 2 に磁化曲線を示す。いずれの試料に対しても、配向性を反映して面内磁気異相性が観察されている。当日は B 組成を系統的に変化させた場合に結果についても報告する。

- 1) A. Makino, H. Men, T. Kubota, K. Yubuta, and A. Inoue: *IEEE Trans. Magn.*, **45**, 4302 (2009).
- 2) Y. Yoshizawa, S. Oguma, and K. Yamauchi: *J. Appl. Phys.*, **64**, 6044 (1988).
- 3) 今村光佑, 大竹充, 佐藤公泰, 前田悠良, 川井哲郎, 二本正昭, 稲葉信幸: 電子情報通信学会 技術研究報告, **122**, 1 (2023).

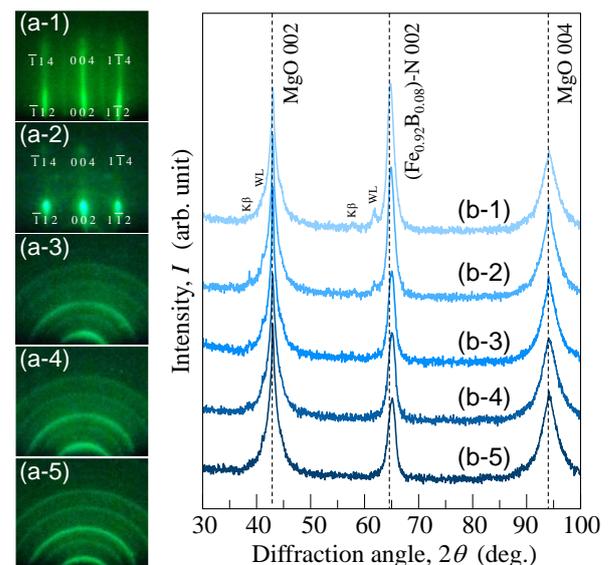


Fig. 1 (a) RHEED and (b) out-of-plane XRD patterns observed of (Fe_{0.92}B_{0.08})-N films formed on MgO(001) substrates at 400 °C in the N₂ pressure ratios of (a-1,b-1) 0%, (a-2,b-2) 0.25%, (a-3,b-3) 0.5%, (a-4,b-4) 0.75%, and (a-5,b-5) 1%.

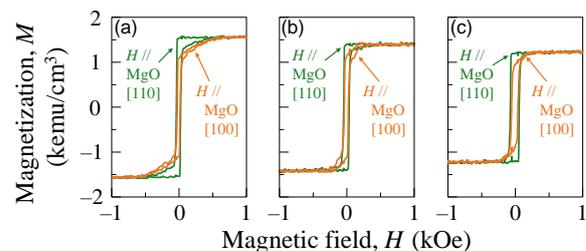


Fig. 2 Magnetization curves measured for (Fe_{0.92}B_{0.08})-N films formed on MgO(001) substrates at 400 °C in the N₂ pressure ratios of (a) 0%, (b) 0.5%, and (c) 1%.

La 添加した Fe-Ga 薄膜における構造と磁気特性

西名竜哉, 室賀翔, 宮崎孝道, 遠藤恭 (東北大)

Study on structure and magnetic properties of Fe-Ga-La thin films with various La contents

Ryuya Nishina, Sho Muroga, Takamichi Miyazaki, Yasushi Endo (Tohoku Univ.)

はじめに

Fe-Ga 合金は比較的高い飽和磁歪を有しながら加工性に優れ、低コストであることが知られている。したがって、この合金薄膜は新たな磁歪材料の一つとして基礎物性からデバイス応用まで幅広く研究が行われている。なかでも、デバイス応用に関しては Fe-Ga 薄膜における磁歪や軟磁気特性の更なる向上が求められている。その要求を満足するための方法の一つとして Fe-Ga 薄膜への軽元素や希土類元素といった第三元素添加があげられる。

軽元素添加に関しては、これまでにいくつかの研究グループにより研究が進められ、我々のグループでは B や C といった軽元素添加によって Fe-Ga 薄膜の軟磁気特性を大幅に改善できることを報告した⁽¹⁾。その一方で、希土類元素添加に関しては、微量の添加による Fe-Ga 合金の磁歪特性向上が報告されているものの⁽²⁾⁽³⁾、薄膜では磁歪や軟磁気特性に関する知見は報告された例がない。本研究では、第三元素として La を選択し、La 添加した Fe-Ga 多結晶薄膜における構造と磁気特性の検討を行い、それらの La 添加効果について議論する。

実験方法

薄膜試料作製には DC マグネトロンスパッタを用いた。薄膜試料の構成はガラス基板上に製膜した 50 nm 厚の $(\text{Fe}_{0.75}\text{Ga}_{0.25})_{100-x}\text{La}_x$ (Fe-Ga-La) 薄膜である。なお、La 組成(x)に関しては 0 から 10.3 at.% とした。

Fe-Ga-La 薄膜の結晶構造に関しては XRD および TEM を用いて評価した。また、磁気特性に関しては VSM, 光てこ法による高感度薄膜磁歪測定装置およびブロードバンド FMR(B-FMR) 測定法を用いて評価した。

実験結果

Fig. 1(a)からわかるように、有効飽和磁化($4\pi M_{s,\text{eff}}$)は La 組成の増加とともに減少した。この挙動は VSM から得られた飽和磁化($4\pi M_s$)の挙動と類似している。また、 $4\pi M_{s,\text{eff}}$ 値はいずれの La 組成においても $4\pi M_s$ 値より低くなった。この原因は反磁界もしくは表面異方性の影響によるものと考えられる。一方、Fig. 1(b)より、面内有効ダンピング定数($\alpha_{//,\text{eff}}$)は La 組成の増加とともに減少し、La 組成が 6.1 at.% において 0.0047 と最小となり、さらに La 組成を増加させると増加傾向となった。また、磁気不均一線幅($\Delta H(0)$)は La 組成の増加とともに減少し、4.6 at.% 以上の La 組成において 50 Oe 程度で一定となった。これらの結果は Fe-Ga 薄膜への La 添加により高周波磁気特性を改善できることを示唆している。

謝辞 本研究の一部は、文部科学省次世代 X-nics 半導体創成拠点形成事業 JPJ011438 の助成を受けた。また、本研究の一部は、東北大学 CSIS, 東北大学 CSRN, 東北大学 CIES および ASRC の支援のもと行われた。

参考文献 (1)Y. Endo et al., JMMM 487, 165323 (2019), (2)Tingdong Zhou et al., Journal of Rare Earths 36, 721-724 (2018), (3)Y. He et al., Acta Materialia 109, 177-186 (2016)

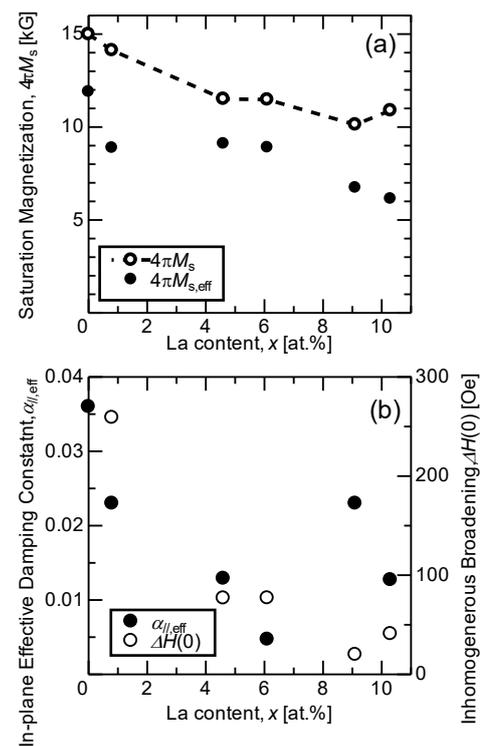


Fig. 1 Dependence of (a) saturation magnetization and (b) in-plane effective damping constant and inhomogeneous broadening on the La content for Fe-Ga-La thin films

MOD法により作製したIn置換Niフェライト薄膜の軟磁気特性

鹿島 光平、神島 謙二、柿崎 浩一
(埼玉大学)

Soft magnetic properties of In-substituted Ni ferrite thin films prepared by metal organic decomposition

K. Kashima, K. Kamishima, K. Kakizaki
(Saitama Univ.)

はじめに

近年、各種電気機器の小型化や高効率化、動作速度の高速化が進み、より高い周波数で使用できる磁性材料が求められている。Ni系フェライトは抵抗率が高く、高周波領域での使用に適している。本研究では、Niフェライト中のFeをInで置換することにより磁気モーメントを増大させ、透磁率を増大させることを目的とした。

実験方法

試料はMOD法により作製した。出発溶液にはNi、Fe、Inの有機金属塗布材料(SYMETRIX)を用い、Ni:Fe:In = 1:(2-x):xとなるように調製した。これを室温で24時間攪拌し、スピコート法を用いて石英ガラス基板上に塗布した。その後大気中400°Cで30分乾燥させた。塗布および乾燥の工程を3回繰り返した後、1000°Cで30時間熱処理を行い、NiFe_{2-x}In_xO₄薄膜を作製した。得られた膜の結晶構造はCu-K α 線を用いたX線回折(XRD)装置により測定し、磁気特性は振動試料型磁力計(VSM)により測定した。透磁率は発振回路とヘテロダイン方式を組み合わせ、コイルの中に磁心がある場合と無い場合のインダクタンスの変化から算出した¹⁾。

結果および考察

Fig. 1はIn置換量の異なるNiFe_{2-x}In_xO₄薄膜のX線回折図を示す。すべての試料でスピネル相が生成し、 $x \leq 0.52$ の試料では単一相であった。 $x \geq 0.69$ の試料ではスピネル相に加えて固溶しきれなかったIn³⁺によってIn₂O₃相が生成した。

Fig. 2はNiFe_{2-x}In_xO₄薄膜の磁化値および保磁力のIn置換量 x 依存性を示す。磁化値は $x = 0.37$ までは増加する傾向を示した。これはIn³⁺がスピネル構造のAサイトに優先的に固溶したことによる²⁾。一方、 $x \geq 0.52$ ではIn置換量の増加に伴い減少する傾向を示した。これはAサイトに磁気モーメントを持たないIn³⁺が多く固溶したことでA-B間の超交換相互作用が弱まったこと、 $x \geq 0.69$ では非磁性のIn₂O₃相が生成したことも原因と考えられる。また、保磁力は100~200 Oeの範囲であった。これは結晶粒子が十分に成長しなかったことが原因として考えられる。 $x = 0$ (NiFe₂O₄)と最大の磁化値を示した $x = 0.37$ (NiFe_{1.63}In_{0.37}O₄)の試料を用いて1.08 MHzにおける透磁率をそれぞれ測定した結果、 $x = 0$ で $\mu_r = 8.0$ 、 $x = 0.37$ で $\mu_r = 10.0$ となり、In置換による透磁率の向上が確認できた。

参考文献

- 1) T. Kobayashi, H. Nakajima : Rev. Sci. Instrum., 79 (2008) 024702.
- 2) E. W. Gorter : Philips Res. Rep. 9, (1954) 18-20.

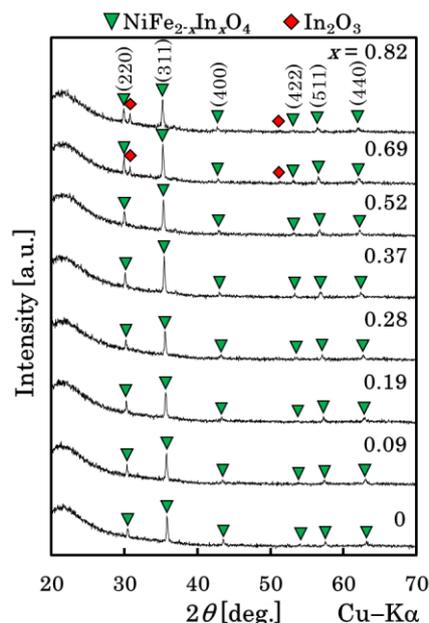


Fig. 1 X-ray diffraction patterns of the NiFe₂O₄ films with different amounts of In substitution.

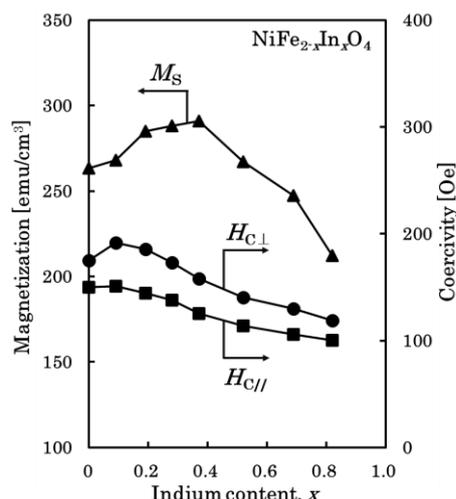


Fig. 2 Magnetic properties of the NiFe₂O₄ films with different amounts of In substitution.

Gd₃Ga₅O₁₂(111)単結晶基板上に形成した Y₃Fe₅O₁₂ 薄膜の結晶化および表面起伏に及ぼす熱処理の影響

横山琳咲・今村光佑・林龍之介・松井拓磨・関口康爾・大竹充
(横浜国大)

Influences of Annealing on the Crystallization and the Surface Morphology
of Y₃Fe₅O₁₂ Thin Film Formed on Gd₃Ga₅O₁₂(111) Single-Crystal Substrate

Risa Yokoyama, Kosuke Imamura, Ryunosuke Hayashi, Takuma Matsui, Koji Sekiguchi, and Mitsuru Ohtake
(Yokohama Nat. Univ.)

はじめに イットリウム・鉄・ガーネット (Y₃Fe₅O₁₂, YIG) は、大きなファラデー回転角¹⁾や小さなダンピング定数²⁾を示すことから、磁気光学やスピントロニクス分野において重要な磁性材料となっている。薄膜として形成する場合、しばしば、室温の基板上に非晶質 Y-Fe-O 膜を形成し、その後、酸素雰囲気中で熱処理を施すことにより結晶化させる手法が用いられている。しかし、熱処理条件により、結晶化や表面起伏の様子は変化しており³⁾、これらを制御しなければ良好な磁気特性は得られない。本研究では、系統的に熱処理温度およびその過程を変化させることにより、平坦な表面を持ち、かつ、結晶化した YIG 膜を得るための熱処理条件を明らかにすることを目的とした。

実験方法 膜形成には超高真空スパッタリング装置を用いた。0.67 Pa の Ar 雰囲気中で、Y₃Fe₅O₁₂ の焼結ターゲットをスパッタすることにより、室温の Gd₃Ga₅O₁₂(111)単結晶基板上に膜形成を行った。その後、試料を大気中に取り出し、500~900 °C の温度で熱処理を施した。構造評価には Cu-Kα₁ のみに単色化した X 線による XRD、表面形態観察には AFM、磁化特性評価には VSM を用いた。

実験結果 Fig. 1(a)の低速熱処理を施した膜の XRD パターンを Fig. 2(a), AFM 像を Fig. 2(b)に示す。600 °C の熱処理温度までは、基板のみからの反射しか観察されておらず、結晶化していないことが分かる。一方、熱処理温度を 700 °C 以上に上昇させると、GGG(444)反射より僅かに高角側に YIG(444)反射が得られており、結晶化が起きていることが分かる。また、600 °C 以下では平坦な膜表面であるが、700 °C 以上では、(11 $\bar{1}$)等のファセットが発達した特異な島状起伏が発達してしまっている。そこで、起伏を制御するために、熱処理温度はそのままとし、昇温・保持・降温時間を短くした。Fig. 1(b)の急速熱処理で形成した膜の XRD パターンを Fig. 2(c), AFM 像を Fig. 2(d)に示す。熱処理時間を短くしても結晶化が起きており、更には、起伏も抑制できていることが分かる。当日は、格子歪や磁化特性についても報告する。

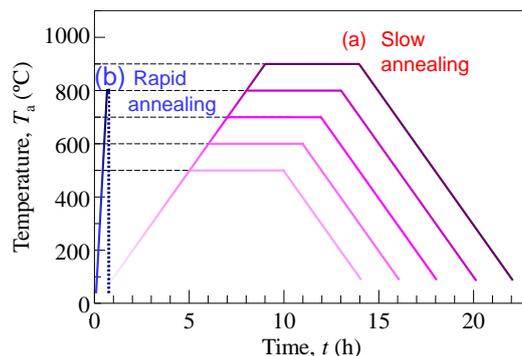


Fig. 1 Time-temperature relationships of (a) slow and (b) rapid annealings.

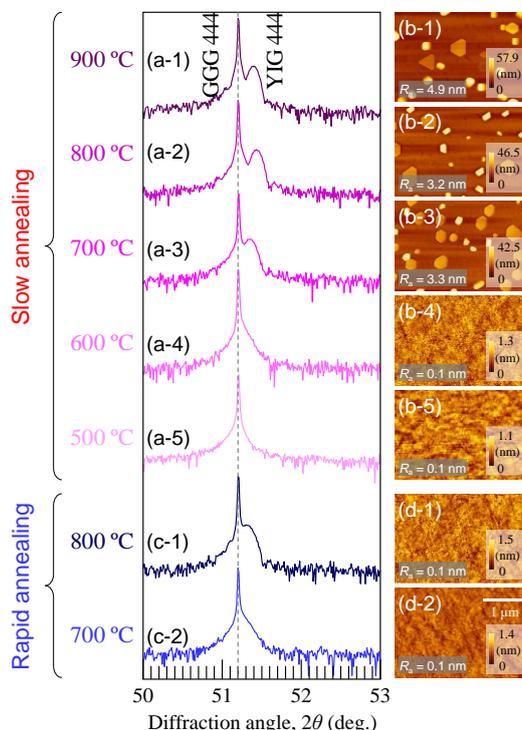


Fig. 2 (a, c) Out-of plane XRD patterns and (b, d) AFM images observed for Y-Fe-O films (a, b) slowly annealed at (a-1, b-1) 900, (a-2, b-2) 800, (a-3, b-3) 700, (a-4, b-4) 600, and (a-5, b-5) 500 °C and (c, d) rapidly annealed at (c-1, d-1) 800 and (c-2, d-2) 700 °C.

- 1) R. W. Cooper, W. A. Crossley, J. L. Page, and R. F. Pearson: *J. Appl. Phys.*, **39**, 566 (1968).
- 2) J. Ding, T. Liu, H. Chang, and M. Wu: *IEEE Magn. Lett.*, **11**, 5502305 (2020).
- 3) P. C. Van, S. Surabhi, V. Dongquoc, R. Kuchi, S. G. Yoon, and J. R. Jeong: *Appl. Surf. Sci.*, **435**, 377 (2018).

Y₃Fe₅O₁₂(111)単結晶薄膜の形成に及ぼす基板材料の効果

今村光佑・林龍之介・横山琳咲・松井拓磨・関口康爾・大竹充
(横浜国大)

Effect of Substrate Material on the Formation of Y₃Fe₅O₁₂(111) Single-Crystal Thin Film

Kosuke Imamura, Ryunosuke Hayashi, Risa Yokoyama, Takuma Matsui, Koji Sekiguchi, and Mitsuru Ohtake
(Yokohama Nat. Univ.)

はじめに イットリウム・鉄・ガーネット (Y₃Fe₅O₁₂, YIG) は、近赤外領域で透明で大きなファラデー回転角を有し、また、ダンピング定数が小さいことなどから、長年、磁気光学、近年ではスピントロニクス分野で注目されている。これまで、単結晶の YIG 薄膜を形成するために、同一の結晶構造を持ち、格子ミスマッチがほぼ 0%となるガドリニウム・ガリウム・ガーネット (Gd₃Ga₅O₁₂, GGG) の(111)単結晶基板 (Fig. 1(a)) が用いられている¹⁻⁴⁾。一方で、多少のミスマッチはあるものの Al₂O₃(0001)や MgO(111)などの酸化物単結晶基板 (Fig. 1(b),(c)) も候補となり得るが、これらの基板を用いた形成報告は殆どない。一連の酸化物基板上に同様な条件で膜形成を行い、膜成長や構造を比較することで、YIG 結晶の形成メカニズムに関する知見が得られることが期待できる。本研究では、GGG(111)に加え、Al₂O₃(0001)および MgO(111)基板上に膜形成を行い、構造を詳細に調べた。

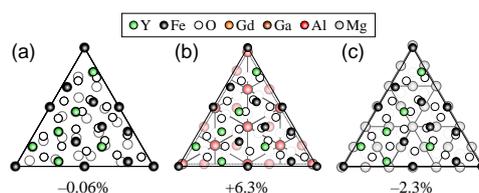


Fig. 1 Lattice mismatches of YIG(111) film with respect to (a) GGG(111), (b) Al₂O₃(0001), and (c) MgO(111) substrates.

実験方法 膜形成には超高真空 RF マグネトロン・スパッタリング装置を使用し、YIG ターゲットを純 Ar 雰囲気下でスパッタすることにより、70 nm 厚の非晶質 Y-Fe-O 膜を形成した。その後、電気炉を用いて、大気中で 900 °C の熱処理を施すことにより結晶化させた。構造評価には Cu-Kα₁ の単色 X 線を用いた XRD、組成分析には EDS および XPS、表面形態観察には AFM、磁化特性測定には VSM を用いた。

実験結果 試料を撮影した写真を Fig. 2(a)に示す。形成する基板材料により、膜の色に違いが生じていることが分かる。この理由として形成された結晶相の違いを反映して吸収波長が異なっていることが考えられる。Fig. 2(b)に面外 XRD パターンを示す。GGG 基板上に形成した膜に対しては、GGG 基板からの反射に加え、YIG 結晶からの反射が得られている。一方、Al₂O₃ 基板上に形成した膜に対しては、Al₂O₃ と同じコランダム型構造を持つ α-Fe₂O₃ 結晶 (ヘマタイト) からの反射が、MgO 基板上に形成した膜に対しては、スピネル型構造を持つ Fe₃O₄ 結晶 (マグネタイト) または γ-Fe₂O₃ 結晶 (マグヘマイト) からの反射が現れている。これらの結果から、基板の結晶構造との類似性が膜の結晶構造に影響を及ぼしていることが分かる。当日は、基板と膜の結晶方位関係や界面近傍における組成分布などの詳細構造についても議論する。

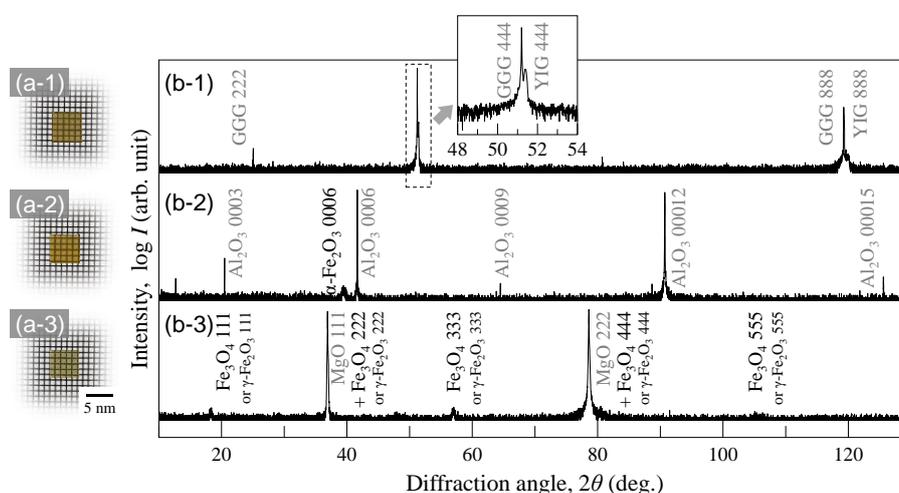


Fig. 2 (a) Photographs and (b) out-of-plane XRD patterns of Y-Fe-O thin films formed on (a-1,b-1) GGG(111), (a-2,b-2) Al₂O₃(0001), and (a-3,b-3) MgO(111) substrates.

- 1) S. Yamamoto, H. Kuniki, H. Kurisu, M. Matsuura, P. Jang: *Phys. Stat. Sol.*, **201**, 1810 (2004).
- 2) Y. Krockenberger, K. S. Yun, T. Hatano, S. Arisawa, M. Kawasaki, and Y. Tokura: *J. Appl. Phys.*, **106**, 123911 (2009).
- 3) T. Yoshimoto, T. Goto, K. Shimada, B. Iwamoto, Y. Nakamura, H. Uchida, C. A. Ross, and M. Inou: *Adv. Electron. Mater.*, **4**, 1800106 (2018).
- 4) B. B. Krichevstov, S. V. Gastev, S. M. Sutorin, V. I. Fedorov, A. M. Korovin, V. E. Bursian, A. G. Banskchikov, M. P. Volkov, M. Tabuchi, and N. S. Sokolov: *Sci. Technol. Adv. Mater.*, **18**, 351 (2017).

分子線エピタキシー法による $\text{Sm}(\text{Fe},\text{Co})_{12}$ 合金薄膜の形成¹吉田朋史・¹中村優太・¹今村光佑・¹大竹充・¹二本正昭・²稲葉信幸⁽¹⁾横浜国大・⁽²⁾山形大)Formation of $\text{Sm}(\text{Fe},\text{Co})_{12}$ Alloy Thin Film by Molecular Beam Epitaxy¹Tomofumi Yoshida, ¹Yuta Nakamura, ¹Kosuke Imamura, ¹Mitsuru Ohtake, ¹Masaaki Futamoto, and ²Nobuyuki Inaba⁽¹⁾Yokohama Nat. Univ., ⁽²⁾Yamagata Univ.)

はじめに SmFe_{12} 合金の Fe サイトの一部を Co で置換することにより ThMn_{12} 型構造を安定化させた $\text{Sm}(\text{Fe},\text{Co})_{12}$ 合金は大きな磁気エネルギー積を示すことから、永久磁石材料の候補の一つとして注目されている¹⁾。この材料の物性の基礎検討ではしばしばスパッタリング法で形成した薄膜試料¹⁻⁴⁾が用いられ、V(001)下地層上に形成すると下地層との界面近傍に bcc 相が混在してしまうことが報告されている。このような現象の評価法のひとつとして、MBE 法で膜形成を行い、RHEED による膜成長過程のその場観察を行うことが有効であると考えられる。本研究では、MBE 法で V(001)下地層上に Sm-Fe-Co 合金膜を形成し、Sm 組成が構造特性に及ぼす影響を調べた。

実験方法 試料の作製には MBE 法を用いた。MgO(001)基板の上に V(001)単結晶下地層をヘテロエピタキシャル成長させ、その上に Sm と $\text{Fe}_{0.8}\text{Co}_{0.2}$ の原料を同時蒸着させることにより、20nm 厚の $\text{Sm}_x(\text{Fe},\text{Co})_{100-x}$ (at. %) を形成した。膜成長観察には RHEED、構造解析には XRD、磁化曲線測定には VSM 等を用いた。

実験結果 Fig. 1(a)および(b)に膜形成中に観察した RHEED パターンを示す。 $\text{Sm}(\text{Fe},\text{Co})_{12}$ の化学量論組成に近い $x = 8$ の膜においても (Fig. 1(a))、成長初期段階の 2 nm の時点では不鮮明な回折パターンになっており、界面に $\text{Sm}(\text{Fe},\text{Co})_{12}$ 相以外の相が形成されている可能性が示唆される。膜厚を 5 nm まで増加させると、Fig. 1(c)に示す $\text{Sm}(\text{Fe},\text{Co})_{12}$ 相の(001)単結晶表面からの回折パターンが現れており、目的の $\text{Sm}(\text{Fe},\text{Co})_{12}$ 相が得られていることが分かる。その後、20 nm の膜厚まで、回折パターンの大きな変化は見られなかった。一方、Sm 組成が不足する $x = 6$ の膜で (Fig. 1(b))、20 nm の膜厚まで回折パターンが不鮮明となっており、結晶化が起こりづらくなっていることが分かる。Fig. 2 および 3 に面外および面内 XRD パターンをそれぞれ示す。RHEED 結果と同様に、化学量論組成に違い膜で鮮明な回折パターンが観察されているが、いずれの膜に対しても bcc 002 反射が認められ、界面に bcc 相が混在していることが考えられる。当日は、系統的に組成を変化させたときの結果について報告する。

- 1) Y. Hirayama, Y. K. Takahashi, S. Hirose, and K. Hono: *Scr. Mater.*, **138**, 62 (2017).
- 2) H. Sepelri-Amin, Y. Tamazawa, M. Kambayashi, G. Saito, and Y. K. Takahashi, *Acta Mater.* **194**, 337 (2022).
- 3) Y. K. Takahashi, H. Sepelri-Amin and T. Ohkubo *Jpn. Soc. Powder Powder Metallurgy*, **69**, S74 (2022).
- 4) A. Makurenkova, D. Ogawa, P. Tozman, S. Okamoto, S. Nikitin, S. Hirose, K. Hono, and Y. K. Takahashi: *J. Alloys Compd.*, **861**, 158477 (2021).

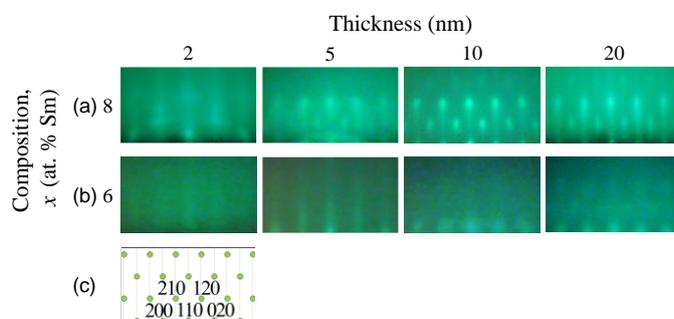


Fig. 1 RHEED patterns observed during formation of $\text{Sm}_x(\text{Fe},\text{Co})_{100-x}$ films with $x =$ (a) 8 and (b) 6 on V(001) underlayers. (c) Schematic diagram of diffraction pattern simulated for $\text{Sm}(\text{Fe},\text{Co})_{12}$ (001) single-crystal.

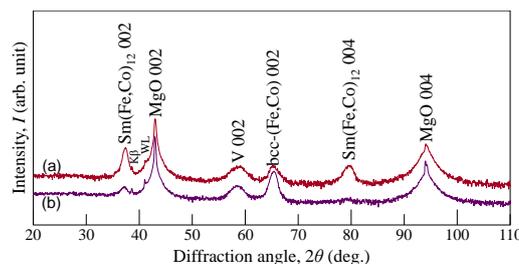


Fig. 2 Out-of-plane XRD patterns measured for $\text{Sm}_x(\text{Fe},\text{Co})_{100-x}$ films with $x =$ (a) 8 and (b) 6.

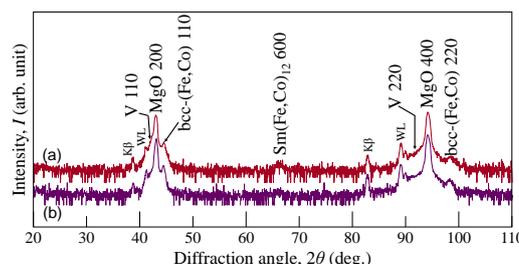


Fig. 3 In-plane XRD patterns measured for $\text{Sm}_x(\text{Fe},\text{Co})_{100-x}$ films with $x =$ (a) 8 and (b) 6.

分子線エピタキシー法による 磁性ワイル半金属 Co_2MnGa 薄膜の極低温成長

長田聖海¹, 山田晋也^{2,1,3}, 宇佐見喬政², 山内邦彦², 小口多美夫^{2,3}, 浜屋宏平^{2,1,3}

(¹阪大基礎工システム創成, ²阪大基礎工 CSRN, ³阪大 OTRI)

Low-temperature growth ($\sim 100^\circ\text{C}$) of magnetic Weyl semimetal Co_2MnGa thin films
by molecular beam epitaxy

Sekai Nagata¹, Shinya Yamada^{2,1,3}, Takamasa Usami², Kunihiko Yamauchi²,
Tamio Oguchi^{2,3}, Kohei Hamaya^{2,1,3}

(¹Grad. Sch. Eng. Sci., Osaka Univ., ²CSRN, Osaka Univ., ³OTRI, Osaka Univ.)

ホイスラー合金 Co_2MnGa は磁性ワイル半金属として近年注目されており, 巨大な異常ホール効果, 異常ネルンスト効果, スピン流-電流変換効率などが報告されている[1,2]. しかし, これまでの薄膜の物性研究は 400°C 以上の高温で作製されたものに限られており[2,3], 低温作製が要求される半導体スピントロニクスや異種積層構造への応用は未開拓である. 本研究では, $\sim 100^\circ\text{C}$ という極低温で分子線エピタキシー(MBE)法を用いた Co_2MnGa 薄膜の実証に挑戦した.

MBE 法を用いて, $\text{MgO}(001)$ 基板上に基板温度 $\sim 100^\circ\text{C}$ で Fe 層を 0.7 nm 成長した後[4,5], Co_2MnGa 薄膜(膜厚: $\sim 30\text{ nm}$)を成長した. RHEED 図形においてストリークパターンが観測され, 二次元エピタキシャル成長が示唆された. XRD の面内 φ スキャン測定(Fig. 1)から, 回折強度は弱いものの 4 回対称の 111 回折ピークが観測され, Co_2MnGa 薄膜中に $L2_1$ 規則構造が形成されていることがわかった($L2_1$ 規則度 ~ 0.26). 一方, Fe 層を挿入しなかった場合, Co_2MnGa 薄膜中に $L2_1$ 規則構造は形成されなかった(Fig. 1 黒). 以上より, MgO 基板上に極薄 Fe 層を挿入することが $L2_1$ - Co_2MnGa 薄膜の極低温成長に有効であることがわかった. Fig. 2 には, $L2_1$ - Co_2MnGa 薄膜のホール抵抗率(ρ_{yx})の磁場依存性(300 K)を示す. 得られた異常ホール抵抗率($\sim 13.8\ \mu\Omega\text{cm}$)は, バルクの報告値($\sim 15.0\ \mu\Omega\text{cm}$)[1]に近く, これは磁性ワイル半金属 Co_2MnGa 薄膜が極低温($\sim 100^\circ\text{C}$)で得られつつあることを示唆している.

本研究の一部は, JSPS 科研費(19H05616)および「スピントロニクス学術研究基盤と連携ネットワーク拠点 (Spin-RNJ)」の支援を受けて行われた.

参考文献

- 1) A. Sakai *et al.*, Nat. Phys. **14**, 1119-1124 (2018)
- 2) L. Leiva *et al.*, Phys. Rev. B **103**, L041114 (2021)
- 3) Z. Zhu *et al.*, AIP Adv. **10**, 085020 (2020)
- 4) M. Yamada *et al.*, NPG Asia Mater. **12**, 47 (2020)
- 5) K. Kudo *et al.*, Appl. Phys. Lett. **118**, 162404 (2021)

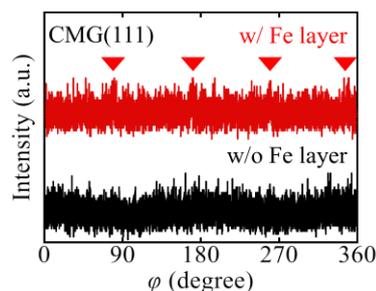


Fig. 1: φ -scan measurements of (111) planes for MBE-grown Co_2MnGa thin films.

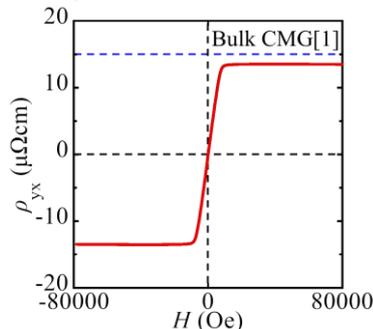


Fig. 2: Hall resistivity (ρ_{yx}) as a function of the magnetic field at 300 K.

NiCo₂O₄ 薄膜における磁気トロイダル四極子と異常ホール効果

小泉 洸生^{1,2}、山崎 裕一³、柳原 英人²

(1 東北大学, 2 筑波大学, 3 NIMS)

Magnetic toroidal quadrupole and anomalous Hall effect in NiCo₂O₄ thin film

Hiroki Koizumi, Yuichi Yamasaki, and Hideto Yanagihara

(1 Tohoku Univ., 2 Univ. of Tsukuba, 3 NIMS)

【背景】

NiCo₂O₄(NCO)は、逆スピネル構造を有したフェリ磁性体であり、MgAl₂O₄(001) (MAO)基板上に作製することで正方歪が導入され、室温において垂直磁気異方性を示すことが報告されている[1]。一方で低温においては、高次の磁気異方性の寄与が活性になり円錐型磁気異方性へ転移することが最近報告されている[2]。この場合、斜め方向が磁化容易軸となるため、非共線的なスピン構造となっている可能性がある。そこで本研究では、低温においてNCOの磁気輸送特性を調べ、非自明なスピン構造が実現しているかを調べた。

【実験】

NCO 薄膜は、MAO(001) 基板上にNiCo(1:2)合金をターゲットとした反応性RFマグネトロンスパッタリング法により作製した。作製した試料は、微細加工を施しホールバー形状に加工した後に伝導特性の評価を行った。この時、電流方向の依存性について調べるため、 $J//NCO<100>$ と $J//NCO<110>$ の2種類のホールバーを作製した。

【結果】

最初に、作製した試料について、円錐型磁気異方性を示す温度領域において磁化測定(VSM)並びにホール効果測定を行った。これらの結果を図1に示す。測定結果より、低磁場において磁化過程に比例しない応答が異常ホール効果(AHE)に現れていることが確認された。この結果はNCOにおいて円錐型磁気異方性により、非共線的なスピン構造が実現しており、何らかの反強磁性的な秩序が現れていることを示唆している。

次に、磁場の印加方向は変えずに、電流方向のみを変えることで、この磁化過程に比例しない異常ホール効果の電流方向依存性について詳細に調べた。その結果、電流方向を膜面内に45度回転させ $J//NCO[110]$ とした場合には、この磁化過程に比例しない応答は消失した。一方で電流方向を90度回転させ

$J//NCO[010]$ とした場合には、この応答の符号が反転していることが確認された。一般的に、磁気双極子や磁気八極子、スキルミオンなどに由来するホール効果は電流方向に依存せず等方的である。したがってNCOで観測されたホール効果は、これらとは異なる磁気秩序に基づいていると考えられる。そこでクラスタ多極子理論に基づいて現象論的な考察を行うと、この異方的なホール効果は図2に示す磁気トロイダル四極子に基づいた現象であることが明らかになった[3]。講演では、より詳細な実験結果について議論する。

参考文献

- [1] X. Chen, *et al.*, *Adv. Mater.* **31**, 1805260 (2019).
- [2] H. Koizumi, *et al.*, *Phys. Rev. B* **104**, 014422 (2021).
- [3] M.-T. Suzuki, *et al.*, *Phys. Rev. B* **99**, 174407 (2019).

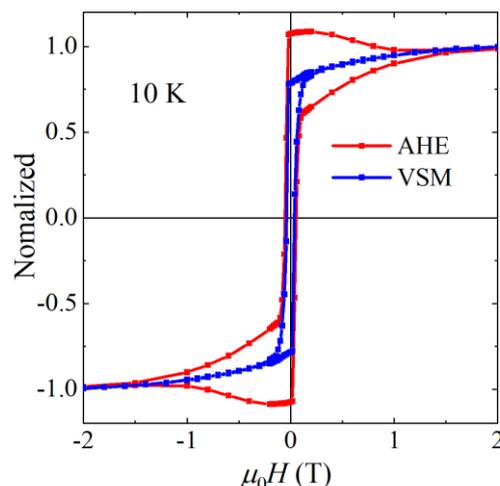


図1: 異常ホール効果(AHE)と磁化測定(VSM)の比較

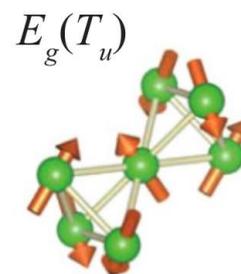


図2: NCOに含まれている磁気トロイダル四極子[3]

MgO(001)基板上の W-Cr/Fe/MgO 積層膜の垂直磁気異方性

吉田優成¹, 大島大輝¹, 吉川大貴², 塚本新², 加藤剛志¹

(¹名古屋大学, ²日本大学)

Perpendicular magnetic anisotropy of W-Cr/Fe/MgO trilayer films grown on MgO(001)

Y. Yoshida¹, D. Oshima¹, H. Yoshikawa², A. Tsukamoto², T. Kato²

(¹Nagoya Univ., ²Nihon Univ.)

はじめに

スピン軌道トルク(SOT)磁化反転は、磁気ランダムアクセスメモリ(MRAM)において、高速かつ高効率な磁化反転技術として注目されている¹⁾。SOT 磁化反転応用に向けた課題は反転電流密度の低減であるが、その手法の一つとして、重金属層にスピンホール角の大きい材料を用いることが挙げられる。近年、Ta や Pt などの重金属に 3d 遷移金属を混ぜることでスピンホール角が増大するという報告がなされている²⁾。そこで我々はスピンホール角の大きい W に Cr を混ぜた W-Cr に注目し、W-Cr/Fe/MgO 積層膜を作製している。これまで、Cr/Fe/MgO 積層膜において大きな垂直磁気異方性³⁾、大きな異方性の電界効果⁴⁾が報告されている。しかし、W-Cr/Fe/MgO 積層膜の磁気異方性に関する報告はない。そこで、本研究では MgO(001)基板上に(001)配向の W-Cr/Fe/MgO 積層膜を作製し、真空中で熱処理を行い、その磁気特性を調べた。

実験方法

RF マグネトロンスパッタリング装置を用いて、MgO(001) sub/W_xCr_{100-x}(10 nm)/Fe(t_{Fe} nm)/MgO(10 nm)を成膜した。W-Cr 薄膜は Cr チップをのせた W 複合ターゲットを用いて成膜し、 $x = 18, 44, 100$ の 3 種類のサンプルを作製した。 t_{Fe} は 0.4 ~ 1.2 nm の範囲で変化させた。成膜後、真空中で 300°C ~ 500°C で 1 時間熱処理を行った。W-Cr の組成推定及び結晶構造の解析には X 線回折法(XRD)を用いた。磁化曲線の測定には、交番磁界勾配型磁力計(AGM)を用い、一部試料は超伝導量子干渉振動試料型磁力計(SQUID-VSM)を用いて測定した。また、積層膜の実効垂直磁気異方性定数 K_{eff} は、磁化曲線より算出した実効異方性磁界 H_{keff} と飽和磁化 M_s を用いて算出した。

実験結果

図 1 は $t_{Fe} = 0.6$ nm の W-Cr/Fe/MgO 積層膜における K_{eff} の熱処理温度依存性を示したものである。W/Fe/MgO 積層膜では $K_{eff} \sim -1$ MJ/m³ 程度の負の値を示しているが、W-Cr/Fe/MgO 積層膜では 300 ~ 450°C の熱処理によって垂直磁化膜が得られた。 K_{eff} の最大値は 1.53 MJ/m³ であり、Cr/Fe/MgO 積層膜と同程度となった³⁾。図 2 は W₄₄Cr₅₆/Fe/MgO 積層膜の K_{eff} t_{Fe} の Fe 層厚依存性を示したものである。図 2 から求めた界面垂直磁気異方性定数 K_i は 2.35 mJ/m² であり、こちらも Cr/Fe/MgO 積層膜と同程度となった³⁾。講演では、W-Cr のスピンホール角についても報告する。

参考文献

- 1) Liu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 096602 (2012).
- 2) B. Coester *et al.*, J. Magn. Magn. Mat. **523**, 167545 (2021).
- 3) J. W. Koo *et al.*, Phys. Lett. **103**, 192401 (2013).
- 4) T. Nozaki *et al.*, Phys. Rev. Appl. **5**, 044006 (2016).

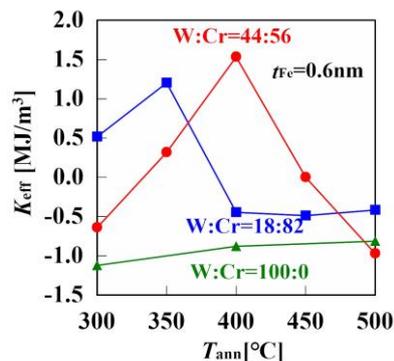


Fig. 1 Annealing temperature dependence of effective perpendicular anisotropy constant of W_xCr_{100-x}/Fe(0.6nm)/MgO trilayer films with $x = 18, 44, 100$.

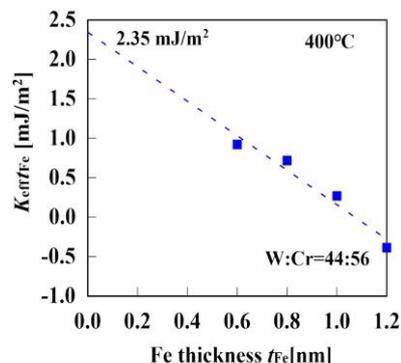


Fig. 2 Fe thickness dependence of $K_{eff} t_{Fe}$ of W₄₄Cr₅₆/Fe/MgO trilayer films annealed at 400°C.

Fe-Al/Cr-Al/Fe-Al 多層膜における垂直磁気異方性の発現

南 雄大¹, 豊木研太郎^{1,2,3}, 白土 優^{1,2,3}, 中谷亮一^{1,2,3}

(1 大阪大学大学院工学研究科, 2 大阪大学先導的学際研究機構, 3 大阪大学 CSRN)

Appearance of perpendicular magnetic anisotropy in Fe-Al/Cr-Al/Fe-Al multilayer

T.Minami, K.Toyoki, Y. Shiratsuchi, R.Nakatani

(1 Grad. Sch. Eng., Osaka Univ. 2OTRI, Osaka Univ., 3CSRN Osaka Univ.)

緒言

磁気ランダムアクセスメモリ(MRAM)の記録層・参照層には、垂直磁気異方性材料が主に用いられている。今後、省電力性や動作速度に優れる MRAM は、その需要が拡大することが予想され、希少金属を撤廃した垂直磁気異方性材料の開発が求められる。そこで、我々は研究例の少ない、合金系を用いた金属人工格子多層膜に関して研究することとした。その中で着目したのは、Cr は薄膜化した際に磁気モーメントの向きが垂直方向となるという報告である[1]。ただし Fe などの強磁性体との積層では、反磁場が高く磁化容易方向は面内方向となる。そこで、Fe と Cr に Al を添加して Fe-Al, Cr-Al とした時、磁気モーメントがそれぞれ減少および増加するという報告から[2][3]、Fe-Al/Cr-Al 積層膜を作製することで垂直磁気異方性が実現できるのではないかと考えた。本研究では Fe-Al/Cr-Al/Fe-Al 多層膜を作製し、特に Cr-Al 膜厚の垂直磁気異方性への影響について検討した。

実験方法

分子線エピタキシー法(MBE)を用いて、Al(2 nm)/Fe-Al(5 nm)/Cr-Al(0.6, 1.2, 2.0, 2.5, 3.0 nm)/Fe-Al(3 nm)/MgO(001)薄膜を作製した。Fe-Al 層の組成は B2 規則度低下によってのみ強磁性が発現する $\text{Fe}_{0.6}\text{Al}_{0.4}$ とし、Cr-Al 層の組成は Al 添加によって上昇する磁気モーメントがおおよそ飽和する $\text{Cr}_{0.8}\text{Al}_{0.2}$ とした[2]。MgO 基板は水和物除去のため、製膜前に大気中にて 1273 K で 3 時間アニールした後に真空槽へ導入した。更に真空槽内で加速電圧 0.5 kV の Ar イオンミリングを 10 分間、1273 K のアニールを 1 時間行い、基板表面を平滑化した。製膜温度は 573 K とし、Al キャップ層のみ 373 K 以下とした。構造評価と組成評価にはそれぞれ X 線回折法と波長分散型蛍光 X 線分析法を用いた。飽和磁化および磁気異方性エネルギーの評価には振動試料型磁力計を用いた。これらの測定はすべて室温で行った。

実験結果

すべての $\text{Cr}_{0.8}\text{Al}_{0.2}$ 膜厚において、面直方向が磁化容易方向であり、垂直磁気異方性を有していることが確認できた。面直方向磁場の磁化曲線と面内方向磁場の磁化曲線から磁気異方性エネルギーを算出した。Fig.1 に Cr-Al 膜厚ごとに磁気異方性エネルギーをプロットした図と、Cr-Al 膜厚 3 nm における磁化曲線を示す。磁気異方性エネルギーには、Cr-Al 膜厚に対する依存性は存在しないことが確認できる。このことからこの試料の垂直磁気異方性は Cr-Al の体積分率に影響されておらず、界面効果に由来している可能性があると言える。

参考文献

- 1) P. Bödeker, *et al.*, Phys. Rev. B, 59, 9408(1999).
- 2) A. Kallel, and F.D. Bergevin, Solid State Commun., 5, 955(1967)
- 3) E.P. Yelsukov, *et al.*, J. Magn. Magn. Mater., 115, 271(1992)

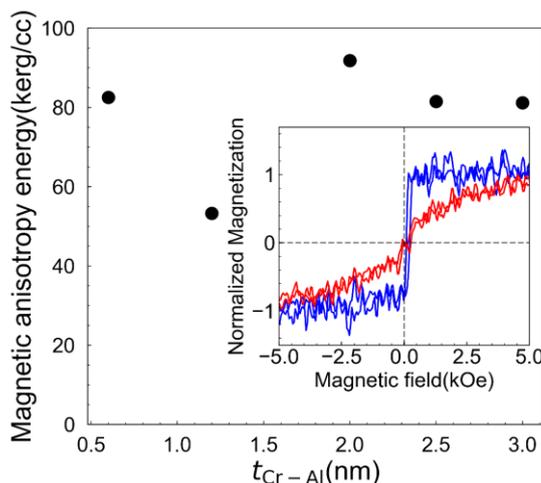


Fig.1 Magnetic anisotropy energy of $\text{Fe}_{0.6}\text{Al}_{0.4}/\text{Cr}_{0.8}\text{Al}_{0.2}/\text{Fe}_{0.6}\text{Al}_{0.4}$ stacking film as function of the thickness of $\text{Cr}_{0.8}\text{Al}_{0.2}$ layer. Inset shows magnetization curve for out-of-plane and in-plane directional magnetic field of stacking film whose thickness of $\text{Cr}_{0.8}\text{Al}_{0.2}$ layer is 3 nm.

高角形比を有する CoPt/Pt 多層垂直磁化膜の電析法による作製

荒木大輝¹、岡林潤²、高橋有紀子^{3,1}、本間敬之^{1,4}、園部義明⁴
(¹早大先進理工、²東大理、³物質・材料研究機構、⁴早大ナノライフ)

Fabrication of CoPt/Pt multilayered films with perpendicular magnetic anisotropy and high squareness ratio by electrodeposition

Daiki Araki¹, Jun Okabayashi², Yukiko Takahashi^{3,1}, Takayuki Homma^{1,4}, and Yoshiaki Sonobe⁴
(¹Waseda Univ., ²Univ. of Tokyo, ³NIMS, ⁴Res. Org. for Nano & Life Innovation of Waseda Univ.)

はじめに

MRAM に応用される高角形比を有する垂直磁化膜は、主にスパッタ法を用いて 1 nm 以下の Co 層と Pt 層を積層して作製されている。電析法による多層垂直磁化膜の作製も報告されているが¹⁾、磁化曲線における磁化容易軸方向の角形比は最大でも 0.7 程度であった¹⁾。本研究では、浴中の金属種濃度を低下させ拡散を制御し、析出サイトにおける沿面成長を促進させることにより、高角形比を有する CoPt/Pt 多層膜の電析法による作製を試みた。

実験方法

Table.1 に本検討で用いた電析条件を示す。基板にはスパッタ法で作製した Pt(111)配向基板を使用した。今回は浴中の金属種濃度を低下させ拡散を制御し沿面成長させる検討を行った。参照電極には Ag/AgCl 電極を用い、室温にて電流制御によるパルス電析を行った。作製した多層膜の磁気特性は振動試料型磁力計を用いて評価した。

実験結果

Fig.1 に [CoPt/Pt]₁₀ 多層膜作製時の電流および電位の経時変化を示す。-0.10 mA で 10 sec 電析した際の電位は、初回を除き -800 mV にまで卑な方向にシフトした。-0.02 mA で 100 sec 電析した際の電位は開始時より貴な方向にシフトし、4 回目以降は -550 mV 程度となった。今回用いた電析浴系では Pt は -500 mV より卑な電位から、Co は -700 mV より卑な電位から析出することがサイクリックボルタメトリーから確認された。よって -0.10 mA 電析時は Co と Pt が共に析出し、-0.02 mA 電析時には Pt が析出したと考えられる。

Fig. 2 に作製した電析積層膜の磁化曲線を示す。同図より膜面に対して垂直方向が容易軸であり、垂直方向の保磁力 H_c は 1.1 kOe、異方性磁界 H_k は約 8 kOe、角形比は 1 であることが示された。また飽和磁化 M_s は膜厚を 20 nm とすると $230 \text{ emu} \cdot \text{cm}^{-3}$ と計算された。浴中の金属種濃度を低下させ拡散を制御し、析出サイトにおける沿面成長を促進させることにより、角形比が 1 である垂直磁気異方性を有する多層膜を電析法で作製可能であることを明らかにした。

謝辞

本研究の一部は CREST(No.JR-MJCR21C1)の支援により実施された。

参考文献

- 1) K. Kudo, K. Kobayashi, and Y. Sato, *Electrochim. Acta*, **47**, 335-357 (2001)

Table.1 Electrodeposition conditions

| | | |
|---------------------|---|----------|
| Working electrode | Pt(15 nm)/Ta(5 nm)/SiO ₂ /Si | |
| Counter electrode | Pt mesh | |
| Reference electrode | Ag/AgCl | |
| Temperature | 25°C | |
| Bath composition | CoSO ₄ | 1 mM |
| | H ₂ PtCl ₆ | 0.1 mM |
| Current | CoPt layer | -0.10 mA |
| | Pt layer | -0.02 mA |

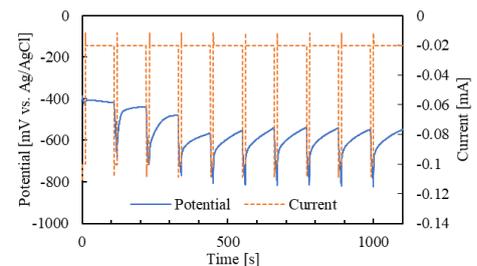


Fig.1 Profiles of potential and applied current during electrodeposition.

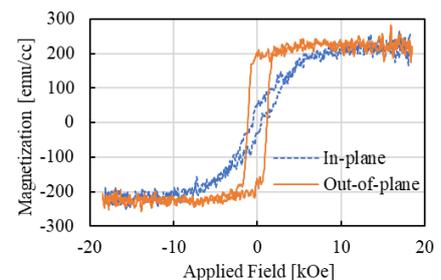


Fig.2 Magnetization curves for the electrodeposited CoPt/Pt film.

128° Y-cut LiNbO₃ 基板にスパッタ成膜した Co 薄膜の面内一軸磁気異方性の基板加熱温度依存性

鹿野早希¹, 小野頌太², 山口明啓³, 嶋睦宏¹, 山田啓介¹
(岐阜大院自¹, 東北大², 兵庫県大³)

Substrate heating temperature dependence of in-plane uniaxial magnetic anisotropy of Co thin films deposited on 128° Y-cut LiNbO₃ substrates

S. Shikano¹, S. Ono², A. Yamaguchi³, M. Shima¹, and K. Yamada¹
(Gifu Univ.¹, Tohoku Univ.², Univ. of Hyogo³)

【緒言】近年、機械的ひずみを加えることで二次元材料の特性を変化させることを誘発し、電氣的または光學的な特性の変化をもたらす

「Straintronics (歪み電子工学)」の研究が盛んに行われている^[1]。磁性材料において、このような機械的ひずみによる磁気特性の変化に関する研究の歴史は古く、「磁歪」としてよく知られている。以前の本研究室の報告において 128° Y-cut LiNbO₃ (LNO) 基板に Ni, Fe 薄膜をスパッタ成膜すると、強磁性薄膜の面内方向に大きな面内一軸磁気異方性(K_u)が誘起されることが確認された^[2,3]。本研究では、結晶構造の異なるコバルトに注目し、LNO 基板にスパッタ成膜した Co 薄膜の K_u を調べることを目的とした。初めに K_u の Co 膜厚依存性を調べ、次に基板加熱温度依存性を調べた。

【実験方法】マグネトロンスパッタリングを使用して、1 cm×1 cm の LNO 基板、Si 基板に、ベース真空度 4.5×10^{-4} Pa、成膜速度 2.0×10^{-1} nm/s の条件下で Co 薄膜を成膜した。Co の膜厚(t)は、2.1 nm~23.1 nm の膜厚の試料を作製した。基板加熱温度依存性の研究では、スパッタ時間を 37 秒で固定し、基板加熱温度(T_h)は 100~300 °C の範囲とし、成膜を行った。VSM により磁気特性を調べ、XRD により結晶構造を評価した。

【結果と考察】図 1 に $t=5.9$ nm, As depo.(~30 °C) の試料における磁化曲線の面内磁場の印加方向(χ)依存性を示した。LNO 基板の(01.2)方向が容易軸となり、Co 薄膜の面内方向に異方性が誘起されていることが確認できた。図 2 は図 1 の磁化曲線の解析結果から求めた K_u の膜厚依存性について示した結果である。膜厚 $t=5.9$ nm のとき K_u が最大になった。その理由は、XRD 解析結果から、hcp-Co (112)面に高配向した Co 薄膜が成膜されたことが原因であることがわかった。第一原理計算結果より、hcp (112)面における Co 原子の並びが K_u の方向と関係していることがわかった。図 3 は、 $t=5.9$ nm における K_u の基板加熱温度依存性について示した結果である。 T_h の増加に伴い K_u は減少した。XRD 解析結果から、 T_h の増加によって LNO 基板の(2-1.0)方向に配向した hcp (112) が形成されたことにより、 K_u の効果が減少したことが明らかになった。

参考文献

- [1] W. Hou, et al., *Nat. Nano-technol.* **14**, 668-673 (2019).
- [2] M. Ito, et al., *Apply. Phys. Lett.* **119**, 152407 (2021).
- [3] M. Ito, et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **564**, 170177 (2022).

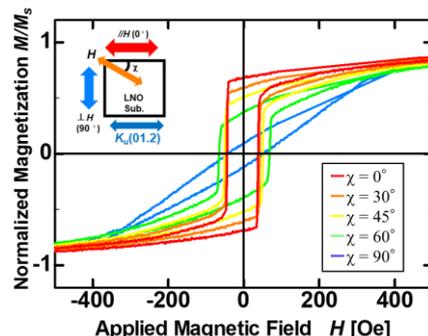


Fig. 1 Magnetic hysteresis loops of Co film on LNO at $t = 5.9$ nm.

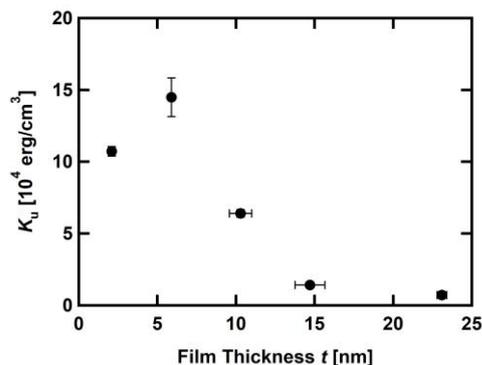


Fig. 2 K_u as a function of t .

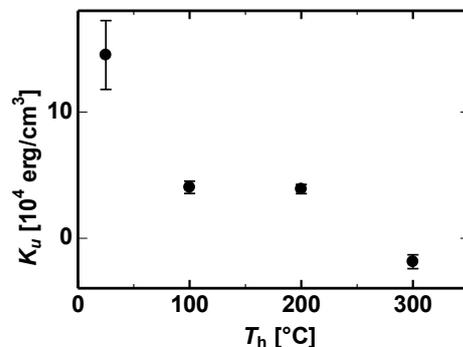


Fig. 3 K_u as a function of T_h .

α'' -Fe₁₆N₂ の結晶磁気異方性における局所歪みの効果に関する検討

小田 洋平¹・佐久間 昭正²
(¹ 福島高専・² 東北大)

Investigation of local distortion effect on magnetocrystalline anisotropy in α'' -Fe₁₆N₂

Y. Kota¹ and A. Sakuma²

(¹NIT Fukushima Col., ²Tohoku Univ.)

1 はじめに

窒化鉄 Fe₁₆N₂ は N 添加による Fe の巨大磁気モーメントが実験的に観測されて以降、盛んに研究が行われてきた物質である。Fe₁₆N₂ の結晶構造については、立方晶の Fe [Fig. 1(a)] 内の Fe-Fe 間に N 原子が侵入すると立方晶が大域的には一軸方向に伸びて軸比 c/a が約 1.1 の正方晶となり [Fig. 1(b)], さらに N の周囲の Fe が Fe-N の距離を保つために局所的に歪んだ構造 [Fig. 1(c)] になるが、これは α'' 構造と呼ばれている。もともと α'' -Fe₁₆N₂ はソフト材料として着目されてきた物質であったが、 α'' 構造自体は正方晶であることに起因して一軸磁気異方性の発現が期待されることから、近年はハード材料としても注目を集めている。実際に第一原理計算によって $K_u = 0.6 \text{ MJ/m}^3$ 程度の結晶磁気異方性が得られることが報告されており¹⁾、加えて希土類や貴金属元素を含んでいないことから、希少元素フリー磁石の候補の一つとして期待されている面もある。実験においては c/a が 1.1 となる正方晶試料を製作できても、期待される K_u が得られない場合もあり、結晶磁気異方性に対して他にも重要な因子があるものと考えられる。そこで本研究では、 α'' -Fe₁₆N₂ に内在する局所的な歪み (Fig. 1(b)→Fig. 1(c) における Fe の位置の変化) の効果に着目して理論的な検証を行った。

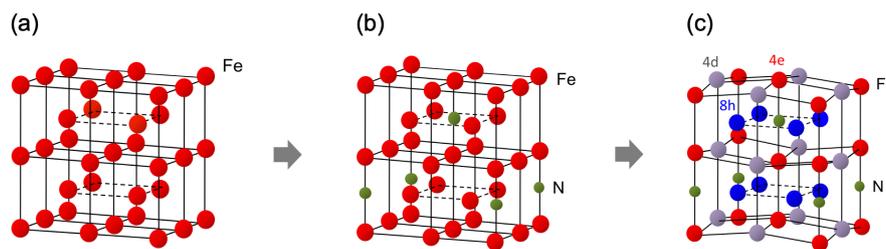


Fig. 1 Crystal structure of (a) cubic Fe, (b) tetragonal Fe + N, and (c) α'' -Fe₁₆N₂.

2 結果および考察

Figure 2 は VASP を用いた第一原理計算によって求めた α'' -Fe₁₆N₂ の K_u と 4e サイトの Fe のワイクフ位置 z 依存性である。 c/a の値を 1.1 に固定して z を変化させており、 Fig. 1(b) の局所的な歪みのない構造は $z = 0.25$, Fig. 1(c) の局所的に歪んだ平衡状態はおおよそ $z = 0.29$ に対応する。得られた計算結果は、大域的には c/a が 1.1 であっても局所的な歪みの有無により K_u の大きさが著しく異なることを示唆している。したがって、規則的な α'' 構造から N の位置に乱れを含む α' 構造やマルテンサイトになると、局所的な歪みの効果が限定的となり K_u が小さくなってしまふことが一つの可能性として考えられる²⁾。この可能性を確かめるために、N が入る位置を変化させた Fe₁₆N₂ の K_u についても検討したので、その結果についても報告する予定である。

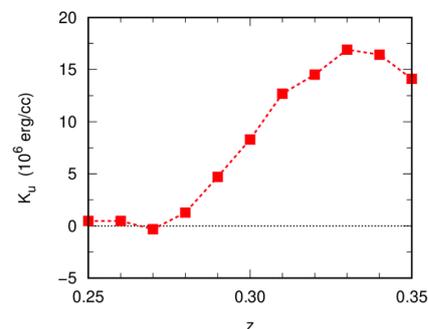


Fig. 2 Calculated K_u as a function of z .

References

- 1) L. Ke *et al.*, Phys. Rev. B **88**, 024404 (2013).
- 2) A. Sakuma, J. Appl. Phys. **133**, 205102 (2023).

DPC STEM 法を用いた永久磁石中の磁壁幅直接計測

村上善樹¹、関岳人^{1,2}、幾原雄一^{1,3}、柴田直哉^{1,3}

(¹ 東京大学大学院工学系研究科総合研究機構, ² JST さきがけ, ³ ファインセラミックスセンター ナノ構造研究所)

Direct measurement of magnetic domain wall width in permanent magnets by DPC STEM

Y. O. Murakami, T. Seki, Y. Ikuhara, N. Shibata

¹Institute of Engineering Innovation, The University of Tokyo, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan, ²JST presto, ³Nanostructures Research Laboratory, Japan Fine Ceramics Center, Atsuta-ku, Nagoya, Japan

はじめに：走査透過型電子顕微鏡法 (Scanning Transmission

Electron Microscopy: STEM) は材料中の構造・組成を高い空間分解能で観察できる手法である。Fig. 1 に示す分割型検出器を用いて透過電子線のローレンツ偏向を検出し、試料中の磁場分布を実空間で可視化する微分位相コントラスト (differential phase contrast:

DPC) 法[1]は、STEM による磁場観察手法であり、近年開発された無磁場環境原子分解能 STEM[2]と組み合わせることで原子磁場の直接観察に成功[3]するなど、高い空間分解能を持つ。また、従来 DPC 像には電子線回折に起因する電磁場以外のコントラストが重畳する問題があったが、電子線をわずかに傾斜させ、さまざまな回折条件の DPC 像を平均化することで精度の高い電磁場計測が可能となった[4,5]。ナノスケールの磁壁幅は局所領域の交換剛性と結晶磁気異方性に依存することで知られる。本研究[6]では、Nd-Fe-B 系およびフェライト系の永久磁石の各種試料において DPC 法を用いた磁壁幅の直接計測を行った。

実験方法：Nd-Fe-B 系異方性磁石に La を浸透させ主相結晶粒内に Nd の濃度勾配を施した La 置換型 Nd-Fe-B 系試料と、La 置換のない従来型 Nd-Fe-B 系試料、また Sr 系および Ca-La-Co 系フェライト磁石試料を用意し、収束イオンビーム装置等を用いて TEM 試料を作製した。La 置換型 Nd-Fe-B 系試料では、低倍率の DPC 観察と EELS 観察により同一結晶粒内の Nd-rich 領域と Nd-poor 領域に位置する 1 本の磁壁を特定し、それぞれの領域で高倍率 DPC 像を取得した。従来型 Nd-Fe-B 系試料およびフェライト系試料でも同様に高倍率 DPC 像を取得した。

実験結果：Fig.2 に従来型 Nd-Fe-B 系試料で取得した高倍率 DPC 像を示す。4 種類の試料の組成の異なる計 5 つの領域で同様の像を取得した。それぞれ磁壁に沿った平均化により得たプロファイルに対して磁壁の解析解 $y = \tanh(x/d)$ でフィッティングを行い、磁壁幅 $w = \pi d$ を計測した。回折コントラストの影響やフィッティング領域の影響も調査し誤差を算出した。従来型 Nd-Fe-B 系試料での測定値は 6.7 ± 0.8 nm であり、原子論的スピンモデルのシミュレーションによる報告値[7]と良い一致を示した。Nd-Fe-B 系と Ferrite 系の差に加え、Nd 濃度や Co 濃度による磁壁幅の変化をも直接測定することに成功した。詳細は講演にて述べる。

参考文献：1) N. Shibata *et al.*, Acc. Chem. Res., (2017) 5) S. Toyama *et al.*, Ultramicroscopy, (2022)
2) N. Shibata *et al.*, Nat. Commun. (2019) 6) Y. O. Murakami *et al.*, Ultramicroscopy, submitted.
3) Y. Kohno *et al.*, Nature, (2022). 7) M. Nishino *et al.*, Physical Review B, (2017)
4) Y. O. Murakami *et al.*, Microscopy, (2020)

謝辞：本研究に用いた Nd-Fe-B 系磁石は(株)トヨタ自動車の木下昭人様および庄司哲也様から、フェライト系磁石は(株)プロテリアルの穴井克樹様、小林義徳様および川田常宏様からご提供いただきました。

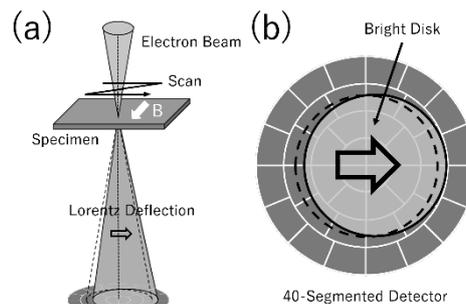


Fig. 1 (a) DPC STEM の概略図. (b) 40 分割の分割型検出器と ADF 検出器の概略図. 中心の白いディスクは透過電子ディスクを表す.

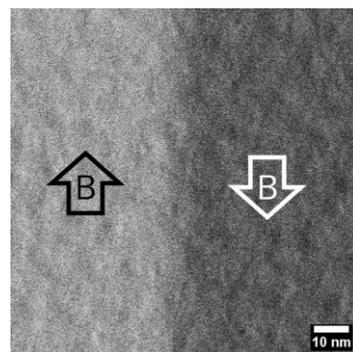


Fig. 2 Sr フェライト試料で取得した DPC 像. 矢印は磁場の方向を示す.

直流磁場計測・交番磁気力顕微鏡の開発： 2 重型空芯コイルを用いた磁場勾配と磁場の単独検出

江原 廉、園部 博、松村 透、齊藤 準
(秋田大理工)

Development of alternating magnetic force microscopy for DC magnetic field imaging:
Independent detection of magnetic field gradient and magnetic field by using double air core coils

R. Ehara, H. Sonobe, T. Matsumura, H. Saito
(Akita Univ.)

はじめに 磁気力顕微鏡は磁場勾配を検出しているため、空間分解能は優れるものの測定量の定量性に劣ることが課題であった。我々は試料表面の磁気力を高空間分解能で単独検出できる交番磁気力顕微鏡 (Alternating Magnetic Force Microscopy; A-MFM) において、超常磁性探針 (探針磁化が磁場印加により印加磁場強度に比例して磁場方向に発生) を観察試料面に垂直な交流磁場で励磁することで、試料面に垂直な磁場成分のみの検出を実現しており、さらに探針の励磁に磁場の空間分布が既知の空芯コイルを用いることで、磁石試料の直流磁場勾配 $\partial H_z^{dc} / \partial z$ と直流磁場 H_z^{dc} の分離抽出法を提案している。本報告では、2つの空芯コイルから構成される複合コイルを用いて、コイルの交流電流を同相および逆相に流すことで、 $\partial H_z^{dc} / \partial z$ と H_z^{dc} の単独検出を試みた。

実験方法 Fig.1 (a)~(f)に複合コイル中心部の交流磁場の模式図および交流磁場 H_z^{ac} と交流磁場勾配 $\partial H_z^{ac} / \partial z$ の空間分布を示す。図(a),(b),(c)は、順方向接続時、図(d),(e),(f)は逆方向接続時の場合である。探針に試料面に垂直方向の交流磁場 $H_z^{ac} \cos(\omega t)$ を印加すると、探針にかかる磁場 \mathbf{H} は、試料から発生する直流磁場を \mathbf{H}^{dc} とすると、 $\mathbf{H} = \mathbf{H}^{dc} + H_z^{ac} \cos(\omega t) \mathbf{e}_z$ となり、探針磁化 \mathbf{m}^{tip} が磁場に比例する ($\mathbf{m}^{tip} = \chi \mathbf{H}$) ので、A-MFM が検出する磁気力勾配は超常磁性探針を超常磁性粒子の集合とすると磁気力勾配

$$F_z' = \frac{\partial F_z}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(-\frac{\partial U}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left(-\frac{\partial}{\partial z} \left(\sum_i (-\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{H}_{z_i}) \right) \right) \equiv \frac{\partial}{\partial z} \left(-\frac{\partial}{\partial z} \left(\int -\mathbf{m} \cdot \mathbf{H} dz \right) \right) = \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{m} \cdot \mathbf{H})$$

の ω 成分は、

$$F_z'(\omega_m t) = 2\chi^{tip} \cos(\omega_m t) \frac{\partial}{\partial z} \int_{V_{tip}} \left(H_z^{ac} \frac{\partial H_z^{dc}}{\partial z} + \frac{\partial H_z^{ac}}{\partial z} H_z^{dc} \right) dV = 2\chi^{tip} \cos(\omega_m t) \left(H_z^{ac} \frac{\partial H_z^{dc}}{\partial z} + \frac{\partial H_z^{ac}}{\partial z} H_z^{dc} \right)$$

となる。

探針を複合コイル中心に設置した場合、順方向接続時には、探針にかかる H_z^{ac} は最大となり $\partial H_z^{dc} / \partial z$ はゼロになるので、 $F_z' = 2\chi(H_z^{ac} (\partial H_z^{dc} / \partial z)) \cos(\omega t)$ が測定され、 $\partial H_z^{dc} / \partial z$ の単独検出が可能になる。一方、逆方向接続の場合、 H_z^{ac} はゼロになり、 $\partial H_z^{dc} / \partial z$ が最大となり、

$F_z'(\omega t) = 2\chi((\partial H_z^{ac} / \partial z) H_z^{dc}) \cos(\omega t)$ が測定され、 H_z^{dc} の単独検出が可能になる。観察試料には、NdFeB 磁石を用い、超常磁性探針は Si 探針母材に Co-GdO_x 超常磁性薄膜を 100 nm 成膜したものを用いた。

実験結果 Fig.1(g)は順方向接続時の A-MFM 像 ($\partial H_z^{dc} / \partial z$ 像) であり、Fig.1(h)は Fig.1(g)を積分変換処理¹⁾した像 ($\int (\partial H_z^{dc} / \partial z) dz = H_z^{dc}$ 像) である。Fig.1(i)は逆方向接続時の A-MFM 像 (H_z^{dc} 像) である。図(i)は信号強度が弱いものの、図(g)と磁場分布の特徴が一致していることがわかる。以上より、直流磁場勾配像 $\partial H_z^{dc} / \partial z$ と直流磁場像 H_z^{dc} の単独検出をほぼ実現できたと考えている。今後は、 H_z^{dc} の測定精度の向上や、外部からの直流磁場印加による A-MFM 信号の変化を用いた H_z^{dc} 値の校正を検討する予定である。

1) 日本磁気学会 磁気イメージングハンドブック 共立出版 2010年 p 95-p128

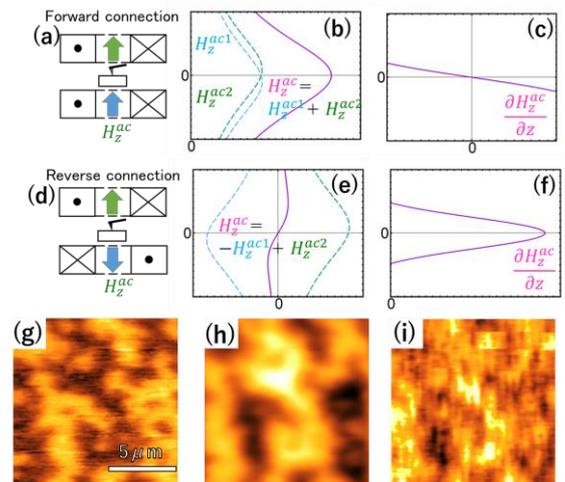


Fig 1 Magnetic field and magnetic field gradient distributions of a two-layer air-core coil [(a)~(f)] and A-MFM images of (g) $\partial H_z^{dc} / \partial z$, (h) $\int (\partial H_z^{dc} / \partial z) dz$, (i) H_z^{dc} .

交番磁気力顕微鏡によるソフト磁性薄膜の磁壁移動イメージング： 磁場方向を制御可能な複合型空芯コイルの試作

鈴木 魁智、M. Makarova、園部 博、松村 透、齊藤 準
(秋田大理工)

Domain wall displacement imaging of soft magnetic film by alternating magnetic force microscopy:
Fabrication of composited air core coils for controlling magnetic field direction

K. Suzuki, M. Makarova, H. Sonobe, T. Matsumura, H. Saito
(Akita Univ.)

はじめに

モータやトランスなどの鉄心に使用するソフト磁性材料の性能向上には、磁区構造を交流磁場下で観察し磁気特性との相関を知ることが重要である。しかしながら磁気力顕微鏡(MFM)観察では、強磁性探針を用いた場合、静磁場観察においても探針からの漏洩磁場により容易に試料の磁区構造が変化する問題があった。一方、我々はこれまで、試料表面近傍で交流磁場を検出可能な交番磁気力顕微鏡(Alternating Magnetic Force Microscopy; A-MFM)において、残留磁場がゼロの超常磁性探針を用い、交流磁場を印加することでパーマロイ・パターンド薄膜の磁壁構造や磁壁移動のイメージングに成功している¹⁾。Fig.1(a)、(b)に交流磁場を試料面に垂直および垂直方向から 5° 程度傾けて印加した場合のA-MFM像を一例として示す。図(a)では静止したネール磁壁が観察でき、図(b)では、左右に移動する磁壁の移動範囲が観察できる。交流磁場方向の調整はこれまで、交流磁場源としてフェライトコアを用い、3点支持台によりフェライトコアの傾きを変化させて行っていた。このため磁場方向の調整が容易でなく、磁場方向を適宜変化させて観察することは困難であった。

本研究では、交流磁場源として空芯コイルを用い、空芯コイルを組み合わせることで、交流磁場方向を制御することを試みた。

磁壁移動イメージング用交流磁場コイルの試作

Fig.2(a),(b)に2つのコイルから構成される複合型空芯コイルとその発生磁場の模式図を示す。磁場方向は2つのコイルの磁場の重ね合わせで決定される。図(b)よりコイルに流す電流の大きさと位相差を制御することで、磁場方向が変化することがわかる。ここで観察試料面に垂直方向の磁場成分は超常磁性探針の磁化を周期的に変化させることに用いられ、観察試料面に平行方向の磁場成分は磁壁を周期的に移動させることに用いられる。周期的に変化する探針磁化に、移動する磁壁から周期的に磁場が印加されることにより、A-MFM信号が発生し磁壁移動が画像化される¹⁾。この複合コイルを2組用い、個々の面内磁場成分が直交するように配置し、各組のコイルの電流の大きさと位相差を調整することで、観察試料面に印加する面内磁場方向を任意に変化させることが可能になる。学会では、試作した複合型空芯コイルを用いた磁壁移動イメージングの観察結果について報告する。

参考文献

1) 成田, 齊藤 他, 第44回日本磁気学会学術講演概要集, 15pD-1, 124 (2020)

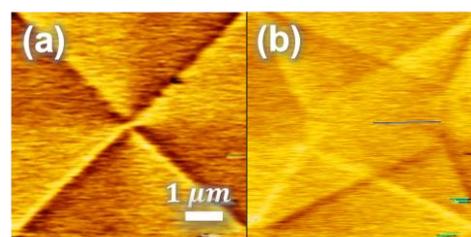


Fig.1 A-MFM images with perpendicular AC magnetic field [(a)] and inclined AC magnetic field [(b)] of permalloy patterned film.

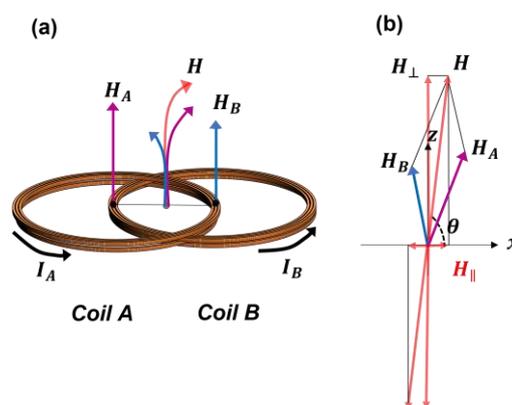


Fig.2 Schematic diagrams of composited air core coil [(a)] and generating resultant AC magnetic field [(b)]

交番磁気力顕微鏡を用いた高周波磁場イメージングに向けた 導波管・進行波アンテナを用いた強磁性共鳴検出方法の検討

梅田 尚優希、林 慧太、M. Makarova、園部 博、松村 透、齊藤 準
(秋田大理工)

Detection method of ferromagnetic resonance by using traveling-wave waveguide antenna
for alternating magnetic force microscopy for high-frequency magnetic field imaging

N. Umeda, K. Hayashi, M. Makarova, H. Sonobe, T. Matsumura, H. Saito
(Akita Univ.)

はじめに 近年、磁気記録におけるマイクロ波アシスト方式や高周波無線通信技術の進展等により、マイクロ波領域における磁性材料の微視的な強磁性共鳴現象や電磁波吸収特性等の理解が重要になっている。このため我々は、これまでに開発した交番磁気力顕微鏡（磁気力を試料表面で単独検出可能であり、高空間分解能を有する）に、新たに開発した高周波磁場照射源（導波管・進行波アンテナ）を付加することで高周波磁場イメージングへの応用を進めている。本研究では強磁性共鳴イメージングに先立ち、観察試料の強磁性共鳴条件を探るために、開発した導波管・進行波アンテナを用いて、強磁性共鳴検出方法を検討した結果を報告する。

実験方法および結果 強磁性体試料の強磁性共鳴は試料のマイクロ波吸収量の変化から調べた。Fig. 1 に強磁性共鳴検出に使用した実験系の模式図を示す。マイクロ波は方向性結合器を介して同軸・導波管変換器により導波管に導入した。試料は導波管の開放端に導波管と電氣的に接触しない状態で設置した。試料には導波管からのマイクロ波磁場と直交方向から直流磁場を電磁石を用いて印加した。導波管は TE₁₀ モードで使用した。

最初に、試料がない状態で大気中にマイクロ波が全て放射するように、導波管内でインピーダンス整合を行った。その際には、方向性結合器の反射電力をモニターし、反射電力がほぼゼロになるように、導体針を導波管広管壁の中央に設けたスリットに接触させながら挿入位置と挿入深さを調整した。

次に試料を導波管開放端に設置して、反射電力をモニターし、マイクロ波がほとんど試料を透過する場合には、試料背面に銅板を設置し、試料を透過してきたマイクロ波を反射させ、方向性結合器の反射電力を測定し、銅板のみの反射電力と比較することにより試料のマイクロ波吸収量を評価した。その際には、試料に印加する直流磁場値を変化させた。

Fig. 2(a), (b) に測定試料を市販のソフトフェライト板 (2cm 角×1mm 厚) とした場合に、マイクロ波磁場周波数を 24 GHz に固定して、(a) では直流磁場をかけず、(b) では直流磁場を 5.80 kOe 印加した場合の反射電力の周波数スペクトルを示す。図中央に 24 GHz の反射電力信号が見られ、図 (b) では反射電力信号が最も減少しており、強磁性共鳴が推察される。

Fig. 3 に、反射電力が極小となった条件でのマイクロ波磁場周波数と直流磁場の関係図を示す。Kittel の扁平な回転楕円体の長手方向に直流磁場を印加した際の強磁性共鳴式 $\omega_0 = \gamma \sqrt{H(H + 4\pi(N_z - N_x)M_s)}$ を用いて、計算した近似曲線も合わせて示す。図より反射電力が極小となる点は強磁性共鳴で説明できることがわかる。学会では、これらの詳細およびハードフェライト試料等の種々の試料についての測定結果について報告する予定である。

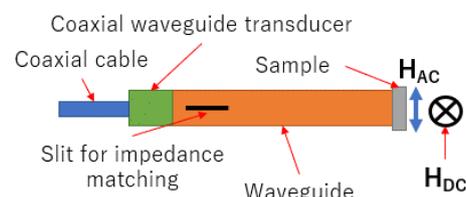


Fig. 1 Schematic diagram of experimental setup for detecting ferromagnetic resonance.

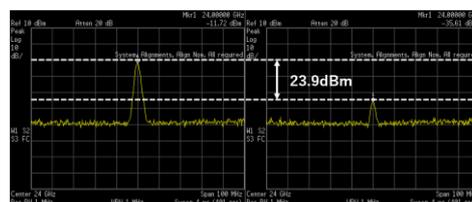


Fig. 2 Frequency spectra of (a) off and (b) on ferromagnetic resonance.

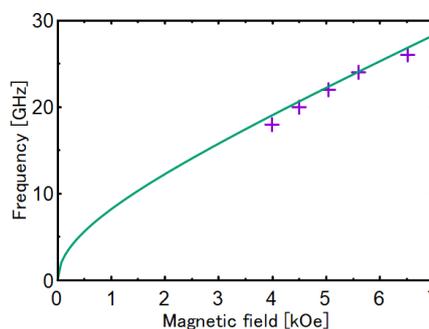


Fig. 3 Maximum microwave absorption conditions.

交番磁気力顕微鏡を用いた高周波磁場イメージングに向けた 12-40 GHz 帯導波管・進行波アンテナの開発

林 慧太、梅田 尚優希、M. Makarova、園部 博、松村 透、齊藤 準
(秋田大理工)

Development of 12-40 GHz traveling-wave waveguide antennas for alternating magnetic force microscopy
for high-frequency magnetic field imaging

K. Hayashi, N. Umeda, M. Makarova, H. Sonobe, T. Matsumura, H. Saito
(Akita Univ.)

はじめに 近年、磁気記録におけるマイクロ波アシスト方式や高周波無線通信技術の進展等により、マイクロ波領域における磁性材料の微視的な強磁性共鳴現象や電磁波吸収特性等の理解が重要になっている。このため我々は、これまでに開発した交番磁気力顕微鏡(Alternating magnetic force microscopy; A-MFM)用に高周波数帯まで使用できるマイクロ波磁場照射源の開発を進めている。ここで A-MFM は、磁気力を試料表面で単独検出可能であり、高空間分解能を有する特徴がある。本報告では最大周波数が 40 GHz の WR-28 規格 (26.4 ~ 40 GHz) の方形導波管を含む導波管・進行波アンテナのマイクロ波放射性能と、導波管アンテナの高周波磁場検出用探針材料 (Co-GdO_x 超常磁性薄膜) の磁場応答性評価への適用結果について述べる。

結果 試作した導波管アンテナを交番磁気力顕微鏡に組み込む際には、導波管アンテナへのマイクロ波電力の供給は、マイクロ波電源から方向性結合器を介して行う。導波管アンテナでは導波管の開放端からマイクロ波を試料に照射するが、導波管にはマイクロ波を効率よく放射できるようにインピーダンス整合機構が設けられている。インピーダンス整合の際には、方向性結合器の反射電力をモニターし、反射電力がほぼゼロになるように、導体針を導波管広管壁の中央に設けたスリットに接触させながら挿入位置と挿入深さを調整した。

Fig.1 に WR-62 規格 (11.9~18 GHz) および WR-42 規格 (17.6~26.7 GHz) の方形導波管で構成した導波管アンテナの大気開放およびガラス基板に対するインピーダンス整合後の反射電力の周波数依存性を示す。同図には方向性結合器で測定した導波管アンテナへの投入電力も合わせて示した。図に見るように大気開放時以外に、インピーダンス整合を行わないとマイクロ波が反射するガラス基板においても、インピーダンス整合によりマイクロ波を無反射で放射できることがわかった。

Fig.2 に WR-42 規格 (17.6~26.7 GHz) および WR-28 規格 (26.4~40 GHz) の方形導波管で構成した導波管アンテナで測定した Co-GdO_x 超常磁性薄膜 (超常磁性薄膜の背面にマイクロ波反射用の銅板を配置している) の反射電力の周波数依存性を示す。超常磁性薄膜の膜厚は 100nm で基板はガラスである。反射電力は銅板のみの反射電力を 100%として規格化した。図に見るように、超常磁性薄膜においては、30 GHz を超えても、銅板のみの場合と比較して反射電力が 6 割程度であり、4 割程度のマイクロ波が吸収されていることがわかり磁場応答性が確認できた。

現在、導波管アンテナの A-MFM への組み込みを進めており、その詳細は学会で報告する。

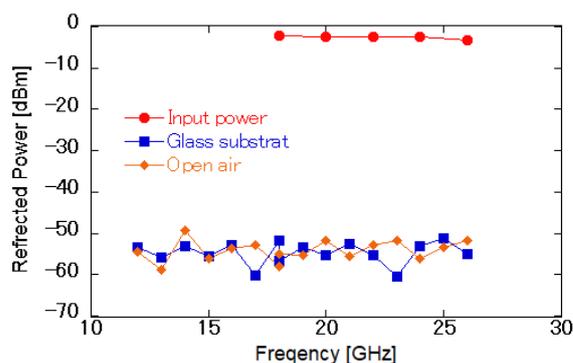


Fig. 1 Frequency dependence of reflection power of glass substrate and open air on fabricated waveguide antenna after impedance

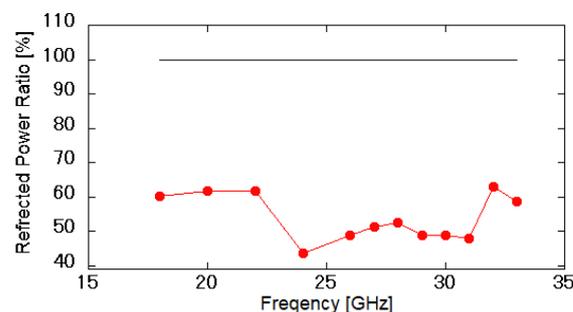


Fig. 2 Frequency dependence of reflection power of Co-GdO_x superparamagnetic film with backside Cu plate.

FM-OFGによる周波数選択性を備えた高周波磁界の高感度検出法

笹田一郎
(笹田磁気計測研究所)

Selective detection of high frequency magnetic field by using a fundamental mode orthogonal fluxgate
Ichiro Sasada (Sasada Magnetics and Sensors Lab)

はじめに

10 kHz~1 MHz帯の高周波磁界の検出にはpickup coilを用いるのが簡単であるが、磁界の振幅がpT程度になると細長いコアに数千~数万ターンの巻線を施したインダクションマグネトメータ[1]が用いられる。本稿では直径が4 cm、巻き数80ターンのpickup coilと基本波型直交フラックスゲート(以下FM-OFG)を用いて、周波数選択性を備え、1 pT程度の高周波磁界を平均化なしで検出する方法を報告する。

センサの構成

Fig. 11にFM-OFGによる高周波磁界検出法を示す。通常と異なる点は、観測したい高周波磁界の周波数 f_s 近傍にFM-OFGの駆動周波数 f_c を設定する。そして結果は $|f_c - f_s|$ の周波数にダウンコンバートされて出力される。FM-OFGは通常の低周波磁界にも応答するので、pickup coil、増幅器、電圧から電流へ変換する抵抗、センサヘッドに磁界を入力するコイルとセンサヘッドをシールドする磁気シールドを用いる。

実験結果

直径59 cmの磁界発生コイルに0.5 μ A, $f_s=54.101$ kHzの電流を流し、その中心に直径4 cm 80ターンのpickup coilを置き、FM-OFGの励磁周波数 $f_c=54.1$ kHzとした。通常の室内環境であるのでFig. 2に示す様に種々の環境磁界が存在する。検出試験のための磁界はFig.2中に矢印で示しているが、他のスペクトル中に埋没しているように見える。検出結果は $|f_c - f_s|=1$ Hzに現れ、Fig. 3に示す。-10秒のところでコイルに0.5 μ Aを通电しているが、対応して1 Hzの波形が現れている。

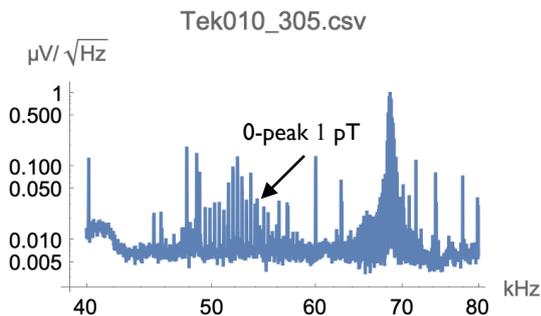


Fig. 2 Environmental magnetic fields and test input field at 54.101 kHz, pointed by an arrow. Observed by a D=4 cm, 80 turn pickup coil with 100 times amplifier.

参考文献

- 例えば, R. J. Prance et. al. Rev. Sci. Instrum., Vol. 74, No. 8, August 2003

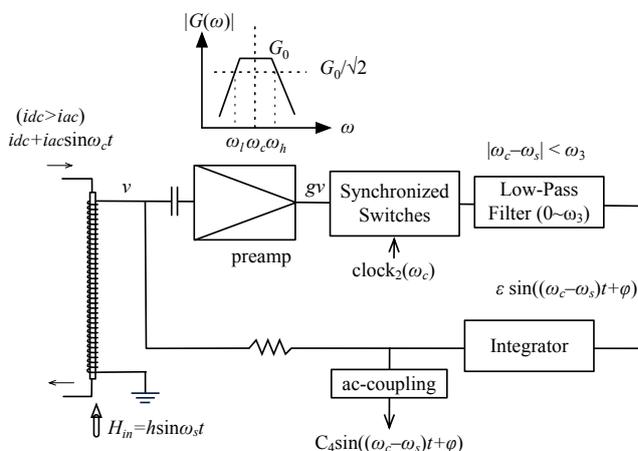


Fig. 1 FM-OFG for a high frequency detection, where ω_c is close to ω_s .

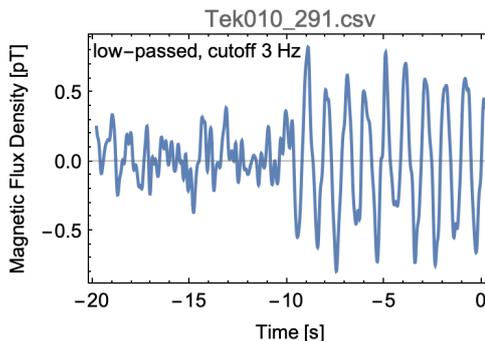


Fig. 3 1 pT magnetic field of $f_s=54.101$ kHz is detected as 1 Hz. The 1 pT magnetic field is turned on in the middle of the time window.

磁性ガーネット薄膜の高周波応答の評価

栢 修一郎, 吉原幹太, 齊藤悠一*, 石山和志**

(東北学院大, *ランカスター大, **東北大)

Evaluation of high frequency response for magnetic garnet film

S. Hashi, K. Yoshihara, Y. Saito*, K. Ishiyama**

(Tohoku-Gakuin Univ., *Lancaster Univ., **Tohoku Univ.)

はじめに

パルスレーザーと磁性ガーネットの磁気光学効果を組み合わせた高周波近傍磁界の測定法について検討を行っている^{(1),(2)}。時間分解磁気光学効果測定法の適用により測定磁界の位相情報の測定も可能であり、より高い周波数帯域の磁界測定のため、フェムト秒レーザーを導入した測定システムを構築した。しかしながら、磁界センサとして用いている磁性ガーネット薄膜の磁気光学効果の高周波応答に依存することから、今回その評価を行ったので報告する。

実験方法及び結果

構築した測定システムの構成図を Fig. 1 に示す。光源にはフェムト秒レーザー (波長: 1030nm, パルス半値幅: 約 200 fs., 繰り返し周波数: 約 40MHz) を用いた。今回は SHG (Second Harmonic Generation: 光第二高調波発生) 結晶により 515nm へ波長変換した光を測定に用いた。磁界検出に用いる磁性ガーネット膜は単結晶の面内等方磁化膜で、表面には誘電体多層膜から成る反射膜が形成されており、反射膜側を底面として MSL (Microstrip line) 上に配置する。直線偏光されたレーザー光を 50 倍の対物レンズを通してその焦点が MSL の片側の端部付近直上に合うように垂直入射する。高周波磁界印加時の MSL 端部付近に生じる磁界により、ガーネット膜面直方向への磁化の立ち上りに応じたファラデー効果により、偏光状態が変化した反射光をプリズムで分離した後、フォトディテクタで差動検出 (バランス検出) する。またレーザーの発光の繰り返し周波数と MSL に印加する高周波信号を同期することで、繰り返し周波数の整数倍の周波数の特定位相でのみレーザーが発光する。さらに高周波信号を低周波のパルスで変調し、その変調周波数をロックインアンプの参照信号としてディテクタの出力電圧を計測する。

アルミナ基板上に形成した長さ 10mm, 線幅 95 μ m の MSL に、レーザーの繰り返し周波数の整数倍の周波数の信号を印加し 40GHz まで変化させたときのファラデー回転角の測定結果を Fig. 2 に示す。周波数の上昇に伴いファラデー回転角は減少していくことがわかる。但し、用いた MSL の反射特性の測定結果より、周波数の上昇に伴って反射の値が大きくなることから、MSL 端部に生じる磁界強度も低下しているものと思われる。ガーネット膜の高周波応答特性の評価には、さらなる検討が必要であると思われる。

参考文献

- 1) H. Nasuno, S. Hashi, K. Ishiyama: IEEE Trans. Magn., 47, 4011~4013 (2011)
- 2) 栢修一郎・齊藤悠一・石山和志: 令4電気学会A部門大、15-A-p1-5

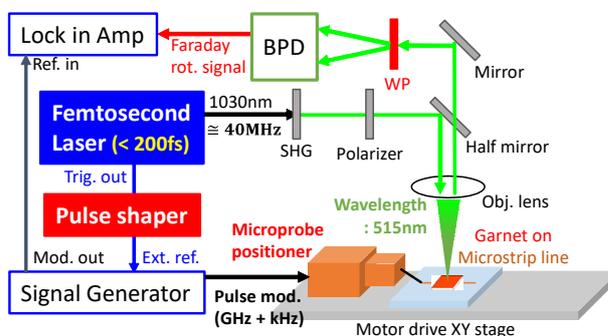


Fig. 1. Schematic diagram of measurement system

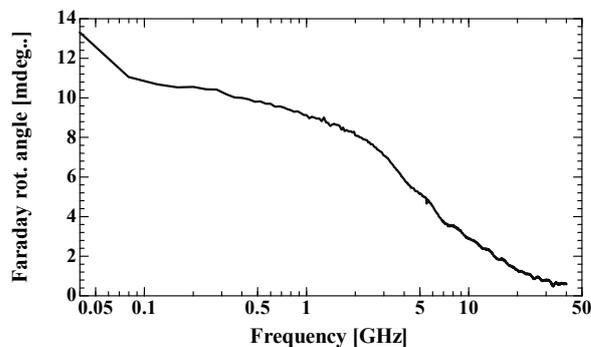


Fig. 2. Frequency dependence of Faraday rotation angle for magnetic garnet film up to 40 GHz

シールドイドループコイル法による高周波透磁率測定の高帯域化

中村貴志 佐藤裕磨 板垣篤 宮澤安範* 山口正洋*
(凌和電子 *東北大)

Higher-frequency permeability measurement using shielded loop coil method

T. Nakamura, Y. Sato, A. Itagaki, Y. Miyazawa*, M. Yamaguchi*

(Ryowa Electronics Inc. Tohoku Univ.)

まえがき 高周波磁性材料は、マイクロ波～ミリ波帯で動作する 5G 以降の無線通信機器の誘導部品および電磁ノイズ抑制体の新しい候補材料である。それらの比透磁率は 10 未満と想定されるため、従来、高透磁率材料を前提として開発された透磁率測定装置に対して、低透磁率対応と高周波対応が同時に必要である。本論文では、シールドイドループコイル(以下、SLC と略す)型透磁率測定法¹⁾による測定可能帯域を 13.5 GHz²⁾ から 20 GHz 以上に拡張するとともに、低透磁率試料の測定にも対応可能としたので報告する。

装置構成と実験結果 SLC 型高周波透磁率測定装置は、側面解放型 TEM セル内部に生じる磁界を励磁源として、短冊状試料を面内方向に励磁し、試料の磁束変化を試料周囲に配置された多層平面 SLC で検出する。VNA から TEM セルへ励磁し、SLC からの検出信号を受信信号とし、 s_{21} から複素比透磁率を算出する。TEM セルは整合終端させるため試料には進行波電磁界が印加される。SLC は電界除去機能を持ち磁界成分のみを検出可能である。

高帯域化と低透磁率対応の基本指針は、治具の小型化である。各 부품の寸法を製品¹⁻²⁾の 4 分の 1 とし、Fig. 1 のとおり試作した。ただし多層プリント配線板上のビアホール寸法には制約があり、指針通りには小型化していない。また K コネクタ (40 GHz) は従来の SMA コネクタ (18 GHz) と同寸のため、TEM セルのコネクタ接続部の基本寸法は不変とした。

一方、校正測定における直流磁界により試料を十分磁気飽和させることが測定精度を高めるために有用である。従来、ヘルムホルツコイルでは 0.1 T、電磁石では 0.5 T を印加可能であったが、本研究では 5 T まで印加可能な超伝導磁石を導入し、直径 50 mm、長さ 500 mm の鏡筒に、試料と測定治具を収めた。

カルボニル鉄コンポジットシート of the complex permeability of a Carbonyl Iron Powder composite sheet

超伝導磁石による実験にご協力頂いた東北大学・薮上・桑波田研究室の皆様へ感謝します。本研究は、総務省電波資源拡大のための研究開発「不要電波の高分解能計測・解析技術を活用したノイズ抑制技術の研究開発」(JPJ000254)の補助を受けた。

参考文献

- 1) M. Yamaguchi, Y. Miyazawa, K. Kaminishi, Ken-Ichi Arai, Trans. Magn. Soc. Japan, 3, 137-140 (2003).
- 2) M. Naoe, N. Kobayashi, S. Ohnuma, T. Iwasa, K-I Arai, H. Masumoto, JMMM, 391, 213-223 (2015).

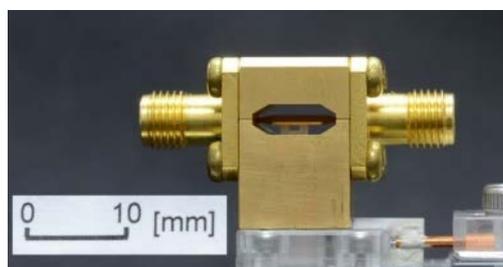


Fig.1 New jig for ≥ 20 GHz measurements

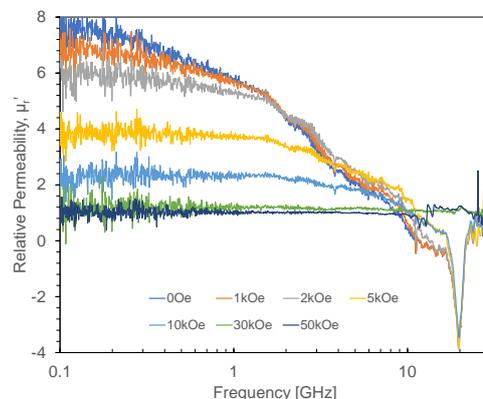


Fig. 2 Measured real part relative permeability of a Carbonyl Iron Powder composite sheet

Bi,Ga 置換 Eu ガーネットの磁化および角運動量補償組成

朝野 航¹、M. A. A. Masud¹、西 敬生²、大島大輝³、加藤剛志³、李 基鎮⁴、河原正美⁵、
Fatima Zahra Chafi¹、西川雅美¹、石橋隆幸¹

(¹長岡技科大、²神戸高専、³名古屋大学、⁴西江大学、⁵高純度化学)

Compensation compositions for magnetization and angular momentum in Bi, Ga-substituted Eu garnets

W. Asano¹, M. A. A. Masud¹, T. Nishi², D. Oshima³, T. Kato³, K. Lee⁴, M. Kawahara⁵,
F. Z. Chafi¹, M. Nishikawa¹, T. Ishibashi¹

(¹Nagaoka Univ. Tech., ²Kobe City College Tech., ³Nagoya Univ., ⁴Sogang Univ., ⁵Kojundo Chem.)

1. はじめに

我々はこれまでに、Nd_{0.5}Bi_{2.5}Fe₅O₁₂ 薄膜を開発し、磁気光学イメージングにおいて 6 GHz の周波数まで可視化することに成功している⁽¹⁾。しかし、さらに高い周波数の測定を高感度に行うためには、高周波特性の改善が必要である。高周波特性を向上させるには、強磁性共鳴の周波数を向上させる必要があるが、フェリ磁性体においては、角運動が消失する角運動量補償組成付近で、強磁性共鳴が大きく増大することが知られている。先行研究で EuBi₂Fe_{5-x}Ga_xO₁₂ (x=0, 0.5, 1, 1.5, 2) 薄膜を作製・評価を行い、Ga 置換量 1 付近に角運動量補償組成があると考察した。そこで今回は、EuBi₂Fe_{5-x}Ga_xO₁₂ (x=0.9, 1, 1.1, 1.2, 1.3, 1.4) 薄膜を作製し、強磁性共鳴(FMR)測定による評価を行った結果について報告する。

2. 実験方法

EuBi₂Fe_{5-x}Ga_xO₁₂ (x=0.9, 1, 1.1, 1.2, 1.3, 1.4) 薄膜は、MOD 溶液(BiFeEu(2/5/1)、BiFeEuGa(2/3/1/2)、高純度化学研究所)を各 Ga 置換量に調製した溶液を、Gd₃Ga₅O₁₂ (GGG) (100) 基板上に滴下、スピンドーターで 3000 rpm、30 秒間の条件で塗布した。その後、ホットプレートを用いて 100 °C で 10 分間乾燥、450 °C で 10 分間仮焼成を行った。一連の操作を 5 回繰り返した後、マッフル炉を用いて 770 °C で 3 時間本焼成を行った。FMR 測定は、マイクロ波周波数 9.09 GHz、掃引磁場範囲 0-10 kOe、マイクロ波出力 5 mW、磁場印加角度 $\beta = 0-180^\circ$ (面直方向を 0°) として行った。 β を変数として共鳴磁場 H_{res} を数値的に解き、実験で求めた H_{res} の β 依存性に対して最もいいフィッティング曲線を与える数値として結晶磁気異方性定数 K_1 、一軸誘導磁気異方性定数 K_u 、および磁気回転比 γ を求めた⁽²⁾。

3. 結果および考察

Fig.1 に FMR 測定より求めた有効磁気異方性定数 K_{eff} 、および γ を示す。Ga 置換量 1.2, 2 では、FMR スペクトルのピークが他のものと比べ非常に小さく共鳴磁場を確認することができなかった。Ga 置換量 0~1.5 では、 K_u は負の値を示し、結果として K_{eff} が負の値を示した。このことは磁気光学イメージングに用いる際に必要な面内磁気異方性を有していることを意味する。また、Ga 置換量 0.9 の γ が 2.56 MHz/Oe だったのに対し、Ga 置換量 1 の γ は 4.69 MHz/Oe と約 1.84 倍に増加した。この理由は、Ga 置換量 0.9 から 1 の間に角運動量補償組成が存在しているためであると考えられる。詳細は、当日報告する。

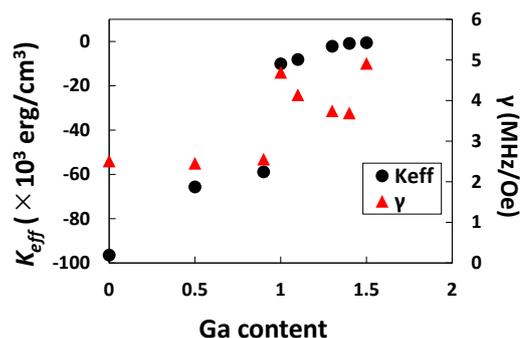


Fig.1 K_{eff} and γ of EuBi₂Fe_{5-x}Ga_xO₁₂ thin films with Ga content of 0 - 2 measured at $\beta = 0^\circ$.

謝辞：本研究の一部は、JSPS 二国間交流事業(JPJSBP120208805)、名古屋大学未来材料・システム研究所共同研究の支援を受けて実施された。

参考文献

(1) T. Ishibashi, J. Magn. Soc. Jpn., **44** (2020) page.108 - 116 (2) R. Urakawa *et al.*, AIP. Adv., **12** (2022) 095322-1 - 8

数 MHz 域における磁化過程の測定

田中大暁, 萬年智介, 磯部高範, 喜多英治, 柳原英人
(筑波大)

Measurement of magnetization process in several MHz range

H. Tanaka, T. Mannen, T. Isobe, E. Kita, and H. Yanagihara
(Univ. of Tsukuba)

1 はじめに

現在, パワーエレクトロニクス分野では, 高速スイッチングが可能な次世代パワー半導体デバイスの活用が進んでいる。これに伴い, 受動素子にも高周波動作への対応が求められている。低損失なインダクタ, トランスなどを実現するためには, 高性能なコア材料の開発が必要である。したがって, 高周波かつ大振幅磁界下における磁化過程を測定し, 特性を評価する技術が不可欠である。

これまでに我々は, LC 共振を利用した励磁コイルと 1 次微分型ピックアップコイルを用いて, 周波数 3.7 MHz, 振幅 0.15 T の交流磁界に対する YIG の磁化過程を測定し, これをもとに装置の較正が可能であることを確認している¹⁾²⁾。しかし, 測定信号に重畳する寄生信号により, より高い精度で損失評価を行うことは困難であった。そこで本研究では寄生信号を抑制した測定系を構築することで改善を試みた。さらにフェライト試料に対して数 MHz 域における磁化過程を測定したので報告する。

2 実験方法

Fig.1 に本研究で構築した $M-H$ 測定装置の概要を示す。励磁コイルは空芯ソレノイドとセラミックコンデンサの直列回路から成る。励磁コイルの電源には, GaN-HEMT を用いたフルブリッジインバータを利用しており, 励磁コイルの共振周波数に近い矩形波電圧を印加することで, 大振幅の正弦波電流を流す。

試料の磁化の検出には, 1 次微分型ピックアップコイル (PUC) を用いた。本研究では直径 2 mm の 1 回巻コイルを 2.5 mm 離して逆方向に巻いたものを作製し, これを励磁コイルが作る磁界の誘導起電力がキャンセルする位置に固定した。測定試料を片方のコイルの中心にセットすることで, 試料の磁気モーメントのみの時間変化による誘導起電力が検出されることになる。

装置の較正試料として直径 0.5 mm の球状単結晶 YIG を用いた。YIG は良好な絶縁物であるため, 高周波域においても渦電流の影響は十分に無視できる。また, 試料形状が球状であることから反磁界補正も容易である。飽和磁化を M_S とすると真球状試料の飽和磁界は, $\mu_0 H_S = M_S/3$ となる。YIG の M_S として文献値を用いて, 磁化飽和領域まで測定した $M-H$ 曲線から, 磁気モーメントおよび試料位置における磁界の値の較正が可能となる³⁾⁴⁾。

3 結果および考察

Fig.2 に 3.7 MHz の交流磁界と, VSM を用いて測定した直流磁界に対する YIG 較正試料の磁化曲線を示す。両者の磁化曲線を比較すると, 飽和に至るまでの全般的な特性はよく一致している。本試料の M_S は既知であるので, 装置で測定した M および H の較正が可能であることを確かめた。また, 較正試料の測定結果をもとに, 本装置を用いてインダクタコアに用いられるフェライト粉末について数 MHz 帯における磁化曲線を測定した。講演ではこれについても紹介する。

参考文献

- 1) 森賢太郎, 萬年智介, 磯部高範, 喜多英治, 柳原英人: 電磁環境/半導体電力変換合同研究会 EMC-21-043, SPC-21-163 (2021).
- 2) 金井雄平, 森賢太郎, 萬年智介, 磯部高範, 喜多英治, 柳原英人: 電気学会全国大会講演論文集, 2-074 (2022).
- 3) P. Lenox, L. K. Plummer, P. Paul, J. E. Hutchison, A. Jander, and P. Dhagat: *IEEE Magnetics Letters*, **9**, 6500405 (2017).
- 4) R. Onodera, E. Kita, T. Kuroiwa, and H. Yanagihara: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **61**, 065003 (2022).

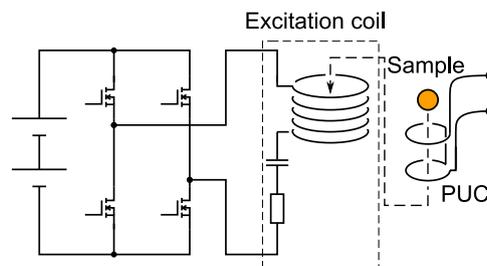


Fig. 1 Diagram of developed measurement system.

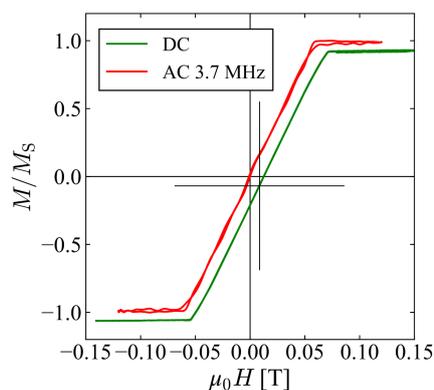


Fig. 2 AC and DC hysteresis curves for YIG sphere sample.

位相情報を含んだ近傍磁界測定によるクロストーク観察

菅原 祐介^{1,2*}, 後藤 太一², 石山 和志²

(¹東北大学大学院 工学研究科, ²東北大学 電気通信研究所)

Observation of Crosstalk by Near Magnetic Field Measurement Including Phase Information

Yusuke Sugawara^{1,2*}, Taichi Goto², Kazushi Ishiyama²

(¹Graduate School of Engineering, Tohoku Univ., ²RIEC, Tohoku Univ.)

1. はじめに

電子基板中の素子の高密度化や電流の高周波化が進むに伴い、ノイズ対策として高周波近傍磁界測定技術が重要になっている¹⁾。そこで我々の研究室では、磁気光学結晶とレーザを用いた低侵襲な磁界測定を検討している。提案手法はプローブが非磁性であるため磁界に対する侵襲性が低く、パルスレーザを使用することでストロボ法により位相情報を含んだ磁界測定が可能なが特徴である²⁾。これらの長所を活かした磁界測定により、ノイズ電流の周波数や強度に加えてその波形や特徴を取得することで、ノイズ源や伝搬経路の特定が容易になると期待される。本報告では、ノイズの一種であるクロストークについて本手法により位相情報を含んだ磁界測定を行った結果を述べる。

2. 実験方法

Fig. 1 に測定対象のマイクロストリップライン(MSL)を示す。2本のMSLの線幅は2.3 mm、特性インピーダンスは50 Ω、線間は0.5 mmである。それぞれのMSLを加害者線・被害者線とし、加害者線にはシグナルジェネレータから信号を入力し片側を50 Ω終端、被害者線は両端を50 Ω終端した。Fig. 1 に点線で示した範囲に磁性ガーネットを近接させレーザを照射すると、磁気光学効果により磁性ガーネットが受ける垂直磁界強度に応じてレーザの偏光面が変化する。よって偏光面の変化した光を検出することで垂直磁界強度が測定可能となる。今回は Fig. 1 に点線で示した範囲について、加害者線へ24 dBm、1 GHzの正弦波を入力した際の基板垂直方向の磁界分布を入力信号の位相ごとに測定した。

3. 結果・考察

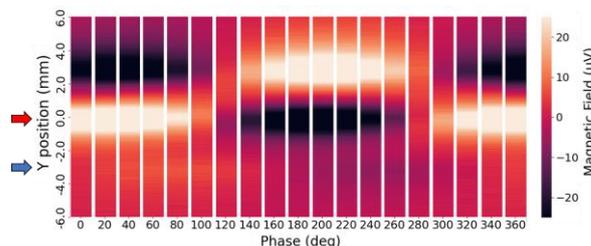
Fig. 2(a)に位相ごとの磁界分布測定結果を示す。縦軸は Fig. 1 に示した Y 軸、横軸は入力信号の位相である。加害者線の両端部である Y = 3.0, 0 mm 付近で互いに逆位相の磁界が確認でき、また被害者線の下端部である Y = -3.0 mm 付近でも強度が低いものの磁界が確認できる。Fig. 2(b)は Fig. 2(a)に矢印で示した加害者線と被害者線の磁界強度を取り出し、縦軸に磁界強度、横軸に位相をとってプロットしたグラフである。グラフから被害者磁界の位相は加害者のものから 50 deg 程度遅れていることが伺える。測定結果はシミュレーション結果と整合性があり、提案手法によって電子基板中のノイズの波形や特徴を検出可能であると示すことができた。

4. 参考文献

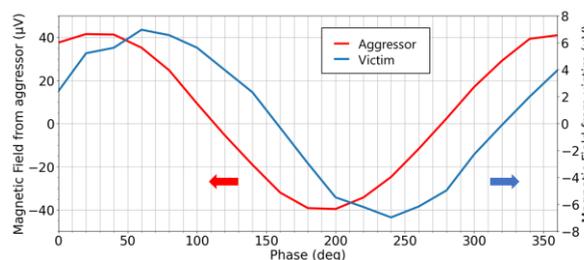
- 1) 浅井秀樹, 「新回路レベルの EMC 設計」, 2017.
- 2) 荻田健徳, 石田竜太, 後藤太一, 石山和志, 日本磁気学会論文特集号, Vol. 7, No. 1, pp. 40-44, (2023).



Fig.1. Microstrip lines used for measurements.



(a) Colormap of measured magnetic field.



(b) Magnetic field waveforms of aggressor and victim.

Fig.2. Measured magnetic field distribution.

Ultrafast optical control of magnetization dynamics in ferrimagnet with antiferromagnet-like spin order

Arata Tsukamoto

College of Science and Technology, Nihon University, Funabashi, Chiba, 274-8501, Japan

Ultrafast manipulation and detection of spin dependent phenomena are crucial for future applications on magnetic and spintronic devices. Controlling magnetism by light is one of the promising approaches. For optical manipulation of magnetic systems, femtosecond laser pulses that are among the shortest stimuli with energy and angular momentum in contemporary technologies could serve as an alternative stimulus to trigger magnetization reversal and spin current etc. An ultrashort laser pulse allows excitation of magnetic systems at time scales much shorter than fundamental quantities such as spin precession or typical spin-lattice relaxation times. As an exciting and encouraging example, we reported that a direct demonstration of deterministic All-Optical magnetic Switching (AOS) was observed¹⁻³ in ferrimagnetic GdFeCo alloys in the absence of an external magnetic field at room temperature, which became subject of intense discussion in modern magnetism. In addition, in the similar material system, we have also reported an acceleration of magnetization dynamics originated from the angular momentum compensation phenomenon⁴⁻⁵.

In this talk, I will introduce that excitation and time-resolved observation using ultrashort pulses of various wavelengths play an important role in elucidating the mechanisms of AOS and novel spin dynamics, and in pursuing their potential as magnetization control technology.

In pursuit of the mechanism of dynamic behavior in ferrimagnet, it was desired to clarify the dynamics of each sublattice magnetization in a ferrimagnet having a sublattice magnetization structure with different main magnetic origins and having an antiparallel coupled spin order like an antiferromagnet. Time-resolved element specific measurements (X-ray magnetic circular dichroism) of the sublattice magnetization dynamics when AOS is excited by short pulse laser (visible light) reveal that the time-response characteristics of the magnetization differ between Gd and Fe, resulting in the emergence of a transient ferromagnetic state⁶. It was later found that having such a difference in antiparallel coupled magnetization response plays an important role in the mechanism of the deterministic AOS phenomenon. In addition, it was found that AOS can be excited even by pulsed THz light with low photon energy, and that the pulse length is one of the important driving conditions⁷⁻⁸.

From a technological point of view, it is desired to minimize the light controllable spatial size. After exciting AOS in a small area of TbFeCo by a gold two-wire antennas with short pulse laser (visible light), the magnetic behavior under the antenna structure was observed with time resolved resonant X-ray holography and magnetic circular dichroism⁹. It was shown that ultra-high-speed magnetization reversal can be achieved in a down scaling to about 50 nm by the AOS phenomenon. Furthermore, by actively utilizing the properties of light, layer-selective magnetization reversal control of multilayer magnetic films is also possible by controlling incident light polarization¹⁰. In this talk, the possibility of magnetic control and magnetic measurement using light will be introduced.

Acknowledgement This work was partially supported by JST-Mirai Program (Grant No. JPMJMI20A1) and JSPS KAKENHI (Grant No. JP21K04184).

Reference

- 1) C. D. Stanciu, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **99** (2007) 047601.
- 2) T. A. Ostler, *et al.*, Nature Comm., **3** (2012) 666.
- 3) C. E. Graves *et al.*, Nature Materials, **12** (2013) 293.
- 4) C. D. Stanciu *et al.*, Phys. Rev. B, **73** (2006) 220402(R).
- 5) A. Tsukamoto *et al.*, J. Appl. Phys., **109** (2011) 07D302.
- 6) I Radu *et al.*, Nature, **472** (2011) 205.
- 7) CS Davies *et al.*, Phys. Rev. Appl., **13** (2020) 024064.
- 8) CS Davies *et al.*, Appl. Phys. Lett., **120** (2022) 042406.
- 9) T. Liu *et al.*, Nano Letters, **15** (2015) 6862.
- 10) DO Ignatyeva *et al.*, Nature Comm., **10** (2012) 4786.

Magnetization switching in Pt/Co/Pt multilayers by circularly polarized ultrashort optical pulses

Kihiro T. Yamada¹

¹Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, Tokyo 152-8551, Japan.

For thin magnetic metals, the magnetization is switchable by circularly polarized ultrashort laser pulses, referred to as all-optical helicity-dependent switching (AO-HDS). AO-HDS was first demonstrated in ferrimagnetic GdFeCo [1] and later in ferromagnetic metals, including multilayered Co/Pt and Co/Ni stacks and granular FePt medium [2]. Because state-of-art magnetic hard-disc drives use local heating by laser illuminations [3], the additional use of the optical helicity should be beneficial for further decreasing the energy consumption of writing a magnetic bit. However, the path toward the application is steep for difficulties, such as the slow dynamics, the necessity of multiple optical pulses, etc. Furthermore, it remains an outstanding issue that the dominant mechanism is unclear, i.e., which thermal or nonthermal effects dominate the AO-HDS.

In this symposium, I would like to present our recent progress in studies of the AO-HDS in ferromagnetic Pt/Co/Pt multilayers that are most typical for AO-HDS. The main driving force of the AO-HDS by multiple fs pulses was explored in the near-infrared to the visible spectral range. The helicity-dependent laser absorption by the magnetic circular dichroism predominantly accounts for the monotonic increase of the switching efficiency with increasing the wavelength from 0.5 μm to 1.2 μm [4]. We also found that a single pair of a fs linearly polarized pulse and a ps circularly polarized pulse with a time separation of a few picoseconds enables us to deterministically switch the spins in a helicity-dependent way on a picosecond time scale [5]. In the middle of these experiments, we were inspired to switch the magnetization by “x-ray” magnetic circular dichroism resulting from the core-to-valence electric-dipole transitions. Using the cutting-edge Japanese x-ray free electron laser SACLA, we discovered fs circularly polarized x-ray pulses control the magnetization when the photon energy is set at the absorption edge of Pt.

These projects were conducted in collaborations with Th. Rasing group (Radboud University), A. V. Kimel group (Radboud University), A. Kirilyuk group (Radboud University), T. Ono group (Kyoto University), M. Suzuki (Kwansei Gakuin University), Y. Tanaka group (University of Hyogo), I. Matsuda group (University of Tokyo), R. W. Chantrell group (University of York), and Advanced Light Source and Optics Research Group, XFEL Utilization Division (SACLA).

Reference

- 1) C. D. Stanciu et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 047601 (2007).
- 2) C. H. Lambert et al., Science **345**, 1337 (2014).
- 3) M. H. Kryder et al., Proc. IEEE **96**, 1810 (2008).
- 4) K. T. Yamada et al., arXiv:2201.01141.
- 5) K. T. Yamada et al., Front. Nanotechnol. **4**, 765848 (2022).

Spin dynamics in ferromagnetic and antiferromagnetic thin films studied by ultrafast lasers

Hiroki Wadati

(Department of Material Science, Graduate School of Science, University of Hyogo)

Laser-induced reaction of magnetic materials is important in the development of magnetic data storage devices. A time-resolved microscope is a powerful experimental tool to study the dynamics of magnetic domains. We studied laser irradiated magnetic domains in NiCo_2O_4 thin films by using time-resolved magneto-optical Kerr effect (TR-MOKE) microscope [1]. Figure 1 shows the experimental setup of TR-MOKE microscopy with the pump-probe method. Femtosecond Yb:KGW laser Pharos (1030 nm, 1 kHz, FWHM ~ 0.2 ps) was used as a light source. The NiCo_2O_4 thin films were excited by horizontally polarized pump pulses (1030 nm) and observed by probe pulses, which had half wavelength (515 nm) based on the second harmonic generation. By using this microscope, we revealed that the value of the demagnetization time constant is about 0.4 ps, indicating ultrafast demagnetization. This time constant was significantly smaller than the large time constants reported for other half-metallic oxides, and agrees with the spin polarization of ~ 0.7 determined by tunnel magnetoresistance.

Ultrafast magnetization switching by pulsed lasers has been actively studied due to its potential for next-generation magnetic recording devices. A phenomenon where magnetization is switched by laser irradiation without applying a magnetic field is called all-optical switching (AOS). We are searching for AOS in oxide thin films to realize future device applications. By performing magneto-optical Kerr effect (MOKE) microscopy measurements of laser-irradiated magnetic domains, we revealed the accumulative-type AOS in NiCo_2O_4 thin films with a property of perpendicular magnetic anisotropy [2]. Here the sample was irradiated with linearly horizontal ultrafast laser pulses generated by Yb:KGW laser Pharos (1030 nm, 1 kHz, pulse width ~ 200 fs).

Figure 1 presents the schematics of the laser-pulse-accumulation effect of laser-induced magnetization switching in the NiCo_2O_4 thin film. AOS emerged at the perimeter of the laser spot after irradiating $10^3 - 10^5$ pulses. Furthermore, the AOS area increased by accumulating laser pulses.

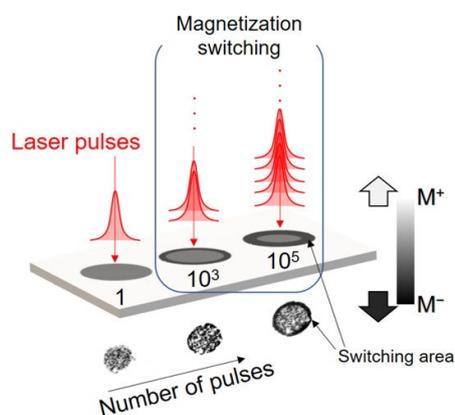


Fig. 1: Schematics of the laser-induced magnetization switching in the NiCo_2O_4 thin film [2].

Recently, we succeeded in building a low-cost and portable MOKE microscope device by using a 3D printer. This costs approximately 20,000 yen, much cheaper than standard commercial ones.

Reference

- 1) R. Takahashi, H. Wadati *et al.*, Appl. Phys. Lett. **119**, 102404 (2021).
- 2) R. Takahashi, H. Wadati *et al.*, ACS Appl. Electron. Mater. **5** (2), 748 (2023).

Nonlinear and linear X-ray magnetic spectroscopy by ultrashort pulse X-ray lasers

Iwao Matsuda

(Institute for Solid State Physics, the University of Tokyo)

X-ray lasers, such X-ray free electron laser (XFEL) or high harmonic generations, have been developed and they generate ultrashort pulse, *i.e.* femtoseconds, with the wavelength of 100 nm ~ sub-nm [1]. The short pulse duration has allowed us to trace ultrafast spin dynamics by the magneto-optical experiment. Since the photon energy ($h\nu$) range covers the inner-shell absorption edges of materials, the signal carries the element or chemical information of a sample [2]. Thus, when we made a time-resolved measurement of such a resonance magneto-optical Kerr effect on the Co/Pt multilayer, we were able to layer-dependently trace magnetization dynamics of Co and Pt at $h\nu = 60$ eV (Co M-edge) and $h\nu = 72$ eV (Pt N-edge), respectively. The element selectivity can also be applied to the time-resolved experiment on the magnetic dopants in a sample [3]. We discovered transient enhancement of the magnetization of the Fe dopant in the semiconductor heterostructure induced by the optical pump [4].

Featuring XFEL, it is of note that this laser provides not only ultra-short pulses but also the ultrahigh intensity (peak brilliance). With the light source, materials science research using nonlinear spectroscopy such as Second Harmonic Generation (SHG) has become possible in the X-ray region [5-10]. An experiment of SHG itself has been studied for many years with infrared-visible lasers in the laboratory. X-ray experiments can again take advantage of optical transitions from atomic core levels to add elemental selectivity to the nonlinear signal. Therefore, it is possible to pinpoint the element or chemical species that constitutes the place where the inversion symmetry. In other words, it can become the "interface/surface selective" X-ray probe not the "interface/surface sensitive", as done with synchrotron radiation spectroscopy. This methodological feature is very powerful and we have succeeded in selectively capturing the microscopic behavior of lithium ions in lithium compound crystals and at the electrode interface of lithium battery [7-9]. Recently, we have also succeeded in observing magnetization-induced SHG (MSHG) in magnetic multilayer materials, $[\text{Au/Fe/MgO}]_n$, in X-ray region [10]. We found that the SHG signal at the resonance energy of the Fe M-shell absorption edge changes sensitively according to the direction of the magnetic field [10]. In the future, this nonlinear X-ray spectroscopy is expected to be of great use in academic and industrial fields as a new research approach in material science.

In the presentation, I introduce linear / nonlinear X-ray magneto-optical spectroscopy with our recent achievements and discuss the feature prospects of these methods [11].

[Reference]

- 1) **I. Matsuda** and Y. Kubota, Chemistry Letters **50**, 1336 (2021). (open access) <https://doi.org/10.1246/cl.200881>
- 2) **松田巖**「磁性材料と電磁波：真空紫外線（軟X線）が解き明かす磁性材料物性」まぐね Vol. **17**, No.4 (2022).
- 3) K. Yamamoto, **IM** *et al.*, Appl. Phys. Lett. **116**, 172406 (2020).
- 4) Le Duc Anh, **IM** *et al.*, Advanced Materials, accepted (2023). (open access) <https://doi.org/10.1002/adma.202301347>
- 5) 山本真吾、**松田巖**「SACLAによる軟X線非線形光学現象の開拓」放射光、**32**, 307 (2019).
- 6) Sh. Yamamoto, **IM** *et al.*, Phys. Rev. Lett. **120**, 223902 (2018).
- 7) E. Berger, **IM** *et al.*, Nano Letters **21**, 6095 (2021).
- 8) C. B. Uzundal, **IM** *et al.*, Phys. Rev. Lett. **127**, 237402 (2021).
- 9) C. Woodahl, **IM** *et al.*, Nat. Mater. (2023). <https://doi.org/10.1038/s41563-023-01535-y>
- 10) T. Sumi, **IM** *et al.*, Appl. Phys. Lett. **122**, 171601 (2023).
- 11) A. Kimel, **IM** *et al.*, The 2022 Magneto-Optics Roadmap, J. Phys. D: Appl. Phys. **55**, 463003 (2022).

High throughput magneto-optical imaging and unconventional spin-wave dynamics

Tomosato Hioki

Department of Applied Physics, the University of Tokyo

Spin waves, which are fluctuations of ferromagnetic order, manifest diverse dynamics due to their intense nonlinearity and coupling with other excitations in solids. For the observation of the spin-wave dynamics, magneto-optical imaging has been a promising tool because it can obtain the spatial distribution of magnetization orientation, which has been already widely used to see magnetic texture such as magnetic domains and skyrmions.

In this presentation, we report the direct observation of various spin wave dynamics by using our newly developed time-resolved magneto-optical imaging method. One characteristic property of spin waves is their intrinsic strong nonlinearity, which leads to multi-magnon scattering processes of magnons, the quanta of spin waves. However, these magnon scattering processes, which occur during the manifestation of spin wave dynamics, have yet to be directly observed and have remained theoretical tools. In our newly developed time-resolved magneto-optical imaging method, we have succeeded for the first time in directly observing spin wave dynamics induced non-linearly by microwaves by synchronizing a microwave source and a pulsed laser for observation.

The presentation reports results on successful real-space imaging focusing on spin wave dynamics resulting from the parametric process, a process where one photon generates two magnons, and the four-magnon scattering, where two magnons scatter into two other magnons. We successfully clarify the localization of spin waves due to nonlinearity and the separation of contributions from multiple scattering processes.

In addition, magnons are considered to exhibit novel functionalities in the presence of the coupling between other elementary excitations. In general, when two oscillators are coupled, once oscillation is excited on the oscillator, the amplitude is transferred to the other oscillator in time, which comes back again after the same time it took to be transferred, a phenomenon called coherent oscillation. In a magnetic material, various elementary excitations are responsible for physical properties of the material, including the excitation of lattice and magnetic order, phonons and magnons. Owing to spin-orbit and dipole-dipole interactions, phonons and magnons are coupled to each other, which could lead to the coherent oscillation between magnons and phonons if the coupling is strong enough. In this talk, the experimental direct observation of the coherent oscillation between magnons and phonons are presented [1,2]. In a Bi-doped magnetic garnet, $\text{Lu}_2\text{Bi}_1\text{Fe}_{3.4}\text{Ga}_{1.6}\text{O}_{12}$, we observed coherent temporal oscillation between magnons and phonons as a result of hybridization, where magnons and phonons are coherently interconverted to each other during propagation.

This work was financially supported by JST ERATO Grant Number JPMJER1402, Japan, and JSPS KAKENHI (Grant Numbers JP19H05600, 21H04643, 18J21004, 22K14584), Japan, and JST CREST (Nos. JPMJCR20C1, JPMJCR20T2), Japan, and was partially supported by Institute for AI and Beyond of the University of Tokyo. T.H. acknowledges the support from GP-Spin at Tohoku University.

Reference

- 1) T. Hioki, Y. Hashimoto, E. Saitoh, *Commun. Phys.* 5, 115 (2022)
- 2) T. Hioki, Y. Hashimoto, E. Saitoh, *Commun. Phys.* 3, 188 (2020)

Observation of exchange bias switching using time-resolved-magneto-optical Kerr microscopy

T. Taniguchi¹, Y. Wang^{2,3}, P.-H. Lin⁴, D. Zicchino⁵, A. Nickl⁵, J. Sahliger⁵, C.-H. Lai⁴, C. Song⁶, H. Wu^{2,3}, Q. Dai², and C. H. Back⁵

¹Institute of Multidisciplinary Research for Advanced Materials, Tohoku University, Sendai, Japan

²Beijing National Research Center for Information Science and Technology, Tsinghua University, Beijing, China

³School of Integrated Circuits, Tsinghua University, Beijing, China

⁴Department of Materials Science and Engineering, National Tsing Hua University, Hsinchu, Taiwan

⁵Department of Physics, Technical University of Munich, Garching, Germany

⁶School of Materials Science and Engineering, Tsinghua University, Beijing, China

When a ferromagnetic layer is adjacent to an antiferromagnetic layer in a heterostructure, the hysteresis curve shifts as if the magnet feels an unidirectional effective magnetic field and the effective field is so-called the exchange bias. As one of its uses, field-free spin-orbit torque switching has been realized. In the ferromagnet/heavy metal heterostructures, the magnetization can be switched via spin-orbit torques (SOTs) when the in-plane external magnetic field is additionally applied [1]. However, when the antiferromagnetic layer is attached to the ferromagnetic layer, the external magnetic field can be replaced by the exchange bias and then field-free switching is realizable, which is useful from an application viewpoint [2].

Although exchange bias has been employed simply as the replacement of the in-plane external magnetic field, it has also been reported that SOTs switch the ferromagnetic spins as well as the out-of-plane component of the exchange bias [3]. Since the exchange bias arises from the interfacial antiferromagnetic spins, it is important to understand the temporal trajectory of the exchange bias switching regarding the high-frequency response of antiferromagnets [4]. We here investigated SOT-induced switching of both the magnetization and the exchange bias in Pt/Co/IrMn heterostructures using time-resolved magneto-optical Kerr effect microscopy (TR-MOKE) and micromagnetic simulation [5].

We deposited Si sub./Ti(5)/Pt(5)/Co(1.2)/IrMn(8)/Ti(2) (in nm) multilayers using magnetron sputtering at room temperature. The film was annealed at 200°C in a magnetic field of 0.9 T, so the film has an exchange bias of 35 mT and 55 mT in the out-of-plane and in-plane axes, respectively. The film was subsequently patterned to $2 \times 2 \mu\text{m}^2$ square devices and Au microstrips were attached to the device as shown in Fig. 1a. Using a TR-MOKE setup and nanosecond-pulse currents (Fig. 1b), we experimentally realized time-resolved switching. As displayed in Fig. 2a and b, we observed that the magnetization is stabilized at multiple levels and the levels depend on the in-plane external magnetic field and the current density. Comparing the obtained results to hysteresis loop experiments, it is found that the multilevel switching is linked to the exchange bias switching. Although the switching of the exchange bias has been reported using quasi-static measurements [3], our results indicate that the exchange bias is switched by SOTs at a rate equal to or faster than the magnetization.

To further understand the temporal trajectory of the exchange bias switching, we utilized MuMax3 for performing micromagnetic simulation [6]. The multilevel switching in the simulation behaves similarly to the experimental results and switching of the interfacial antiferromagnetic spins was observed (Fig. 2c-e). It implies that the SOTs indeed switch the exchange bias, and the multilevel switching occurs because magnetic domains in the Co layer are pinned by the interfacial IrMn spins. We will discuss the contribution of the Joule heating and the difference between each graph in detail in the presentation.

Reference

[1] I. Miron *et al.*, Nature **476**, 189 (2011). [2] S. Fukami *et al.*, Nat. Mater. **15**, 535 (2016). [3] P.-H. Lin *et al.*, Nat.

Mater. **18**, 335 (2019). [4] V. Baltz *et al.*, Rev. Mod. Phys. **90**, 015005 (2018). [5] Y. Wang, T. T. *et al.*, Nat. Electron. **5**, 840 (2022). [6] A. Vansteenkiste *et al.*, AIP Adv. **4**, 107133 (2014).

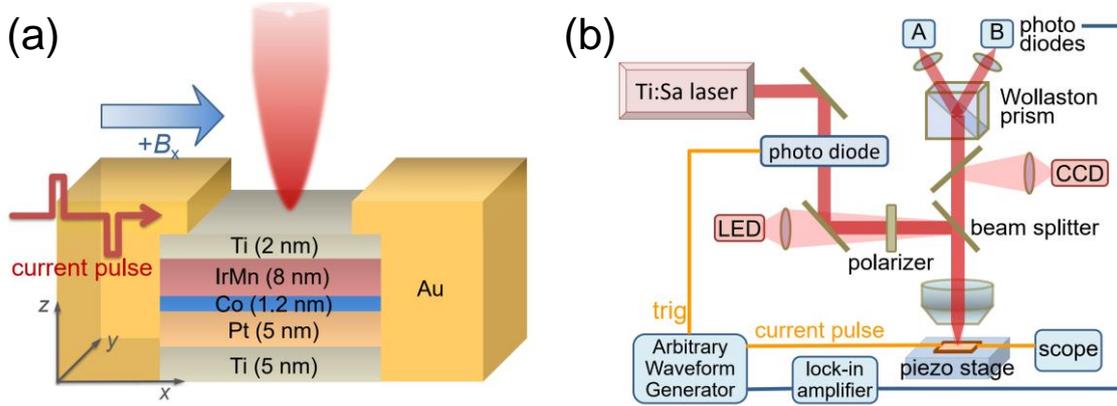


Fig. 1 (a) Schematic of the sample and measurement configuration. (b) Overview of the time-resolved magneto-optical Kerr effect microscopy.

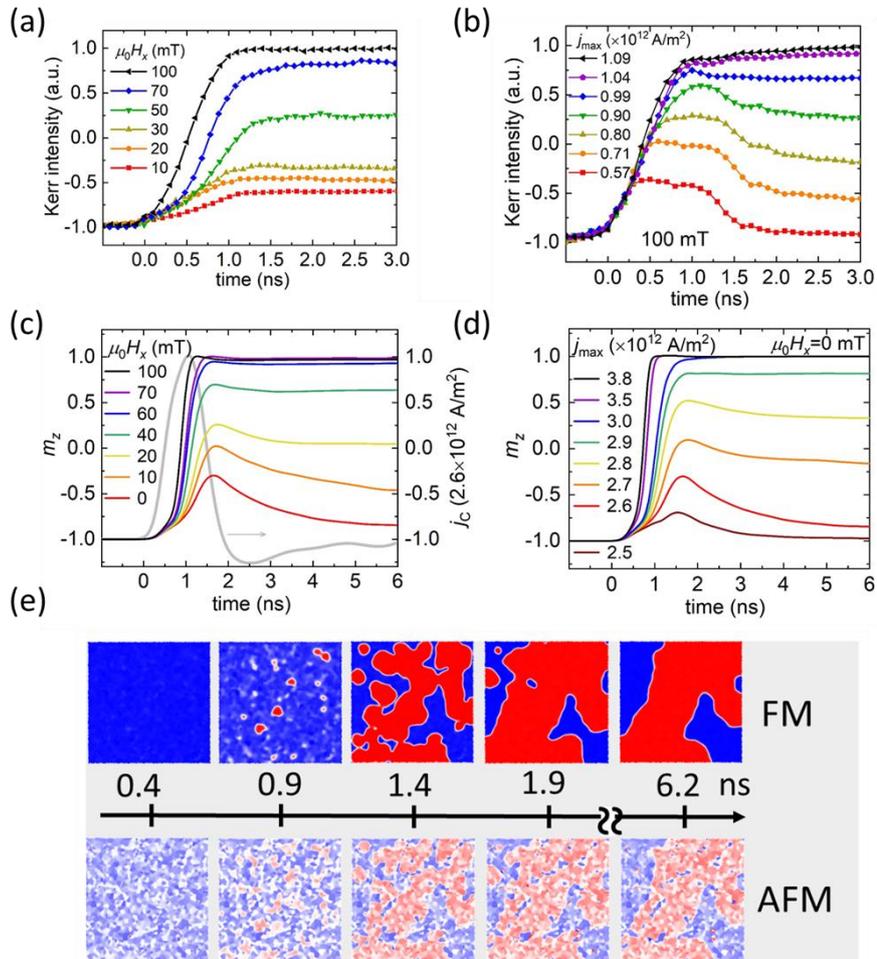


Fig. 2 (a,b) Experimental results of time-resolved SOT switching using (a) different magnetic field and (b) different pulse current density. (c,d) Simulation results of SOT switching as a function of time using (c) different magnetic field and (d) different pulse current density. (e) Time dependence of domain structures in Co layer (FM) and interfacial IrMn layer (AFM) obtained using micromagnetic simulation.

磁性ナノ粒子を用いた迅速免疫測定法のための磁気捕集シミュレーション評価

田中俊行
(愛知工科大学)

Simulation Study of Magnetic Promotion for Rapid Immunoassay Utilizing Magnetic Nanoparticles

Toshiyuki Tanaka
(Aichi University of Technology)

はじめに

臨床現場における迅速な疾患診断のために、磁性ナノ粒子を利用した迅速免疫測定法が開発されている^{1,2)}。本測定法は、磁石により粒子を容器底面に捕集して抗体抗原反応を促進させることにより、10分以内での測定を実現している。しかし、測定シグナルとなる蛍光色素が粒子に含まれていることから、粒径分布が測定感度に影響することが確認されている。また一方で、粒径が大きいと磁気泳動速度が速くなることは理解できるものの、磁気捕集による粒径分布の変化は明らかになっていない。そこで本研究では、磁気泳動シミュレーションによる磁気捕集の評価を行った。

方法・結果

磁性ナノ粒子の磁気泳動を一次元移流拡散方程式によりモデル化し、粒子濃度の変化を有限体積法シミュレーションにより求めた。この際に、容器底面を越えて移動した粒子量を積算することにより、底面での粒子の捕集率を算出した。シミュレーション条件は次のように設定した。磁性ナノ粒子は粒径25~500 nm、飽和磁化24.1 emu/g、比重1.43とした。磁石は直径6 mm、長さ10 mm、磁束密度1 Tとした。容器(水面)の高さは3 mmとした。磁石と容器の間隔は1 mmとした。

磁気泳動による粒子濃度の時間変化の例をFig.1に示した。粒径200 nmよりも大きい粒子では磁気捕集1分ではほぼ全ての粒子が捕集されていることが判明した。また、粒径毎の容器底面での粒子の捕集率の時間変化の結果(Fig.2)を元に、実際に迅速免疫測定で行っている磁気捕集1分での各粒径の捕集率を算出した(Fig.3)。各粒径での捕集率が明らかになったことから、捕集後の粒径分布の算出ができるようになった。DLSなどによる粒径分布を用いて捕集後の粒径分布を算出した結果については当日発表予定である。

参考文献

- 1) S. Sakamoto *et al.*, *Clin. Chem.*, 60, 610-620 (2014).
- 2) 田中ほか, *Medical Science Digest*, 44, 449-452 (2018).

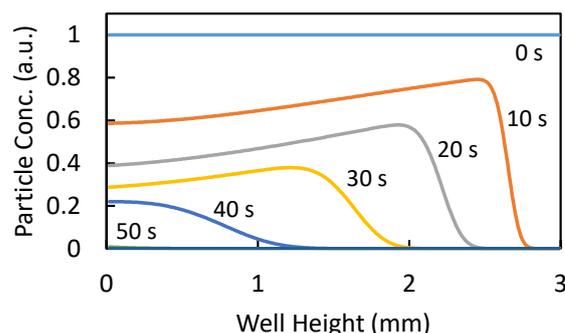


Fig.1 Variation of particle concentration of 200-nm magnetic nanoparticles.

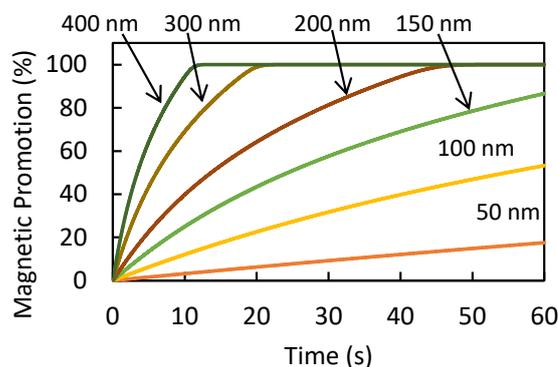


Fig.2 Variation of magnetic promotion ratio of magnetic nanoparticles on a plate well.

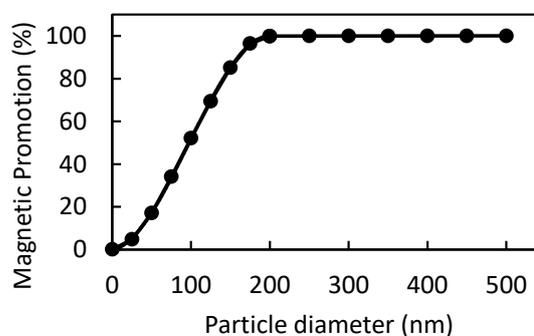


Fig.3 Magnetic promotion ratio on a plate well by 1-min magnetophoresis.

生体内腫瘍における磁性ナノ粒子の磁気緩和機構の評価

小坂宏輝¹, 本多勁汰¹, 二川雅登¹, 清水広介², 竹村泰司³, 大多哲史¹
(¹静岡大学, ²浜松医科大学, ³横浜国立大学)

Evaluation of magnetic relaxation of magnetic nanoparticles in living tumor

H. Kosaka¹, K. Honda¹, M. Futagawa¹, K. Shimizu², Y. Takemura³, and S. Ota¹

(¹Shizuoka University, ²Hamamatsu University School of Medicine ³Yokohama National University)

はじめに

磁性ナノ粒子を用いたハイパーサーミアや磁気粒子イメージングは、その優れた利点から新たながん診断治療技術として、実用化に向けた研究が盛んに行われている。これらの技術を実用化する上で、磁性ナノ粒子の腫瘍内における磁気緩和機構の解明が必要不可欠である。先行研究では、マウスから切除した腫瘍内での粒子において直流磁化測定を行った研究が報告されている¹⁾。本研究では、マウスに移植された腫瘍に投与した磁性ナノ粒子を、腫瘍を切除することなく測定することで、腫瘍内における磁気緩和機構を解明することを目的とし、パルス磁場を用いた磁気緩和特性の測定を実施した。

実験方法・結果

本研究では、 γ -Fe₂O₃ ナノ粒子 (Resovist®, FUJIFILM Toyama Chemical Co., Ltd.) を測定試料として用いた。比較試料としては、液体 (純水溶媒)、固体 (エポキシ樹脂により固定) 試料、リン酸緩衝液や血清を溶媒とした場合の条件で計測した。さらに、純水とグリセリンの混合により溶媒の粘度を調整した試料についても計測を実施した。直径 8.5 nm、高さ 9.5 nm の円柱状容器に粒子濃度が腫瘍内に近い 2.64 mg-Fe/mL になるように調整した。印加するパルス磁場に関するパラメータは、磁場強度を 0.79 kA/m、立ち上がり時間を 22.5 μ s とした。

Fig. 1 にパルス磁場を印加した際の、液体試料 (Liquid)、固体試料 (Fixed)、血清試料 (Serum) の計 3 サンプルから得られた粒子の磁気緩和特性を示した。ここで、液体および血清試料について、パルス磁場を印加することで固体試料には観られない 2 段階に変化する波形が得られた。特に 2 段階目の変化は、ブラウン緩和に由来する磁性ナノ粒子の磁気緩和特性と考えられる²⁾。本研究の実験条件では、磁場の立ち上がり時間がネール緩和時間よりも遅いため、1 段階目の変化は、磁場の遷移に追従する磁気モーメントの回転と考えられる。また、液体試料に比べて血清試料では、2 段階目の磁化の変化に要する時間が増加した。これは、粘度の増加とタンパク質による凝集体形成³⁾の影響により、ブラウン緩和時間が長くなったためと考えられる。

講演では、液体、固体、リン酸緩衝液、血清、粘度調整試料の磁気緩和特性の結果及び、腫瘍内における粒子の磁気緩和特性の考察について詳細に述べる。

謝辞

本研究の一部は、科研費 20H05652、23H01419 の助成を受けて実施した。

参考文献

- 1) S. Dutz, M. Kettering, I. Hilger, R. Müller, and M. Zeisberger: *Nanotechnology*, **22**, 265102 (2011).
- 2) S. Ota and Y. Takemura: *J. Phys. Chem. C*, **123**, 28859–28866 (2019).
- 3) Moritz von der Lühe, A. Weidner, S. Dutz and F.H. Schacher: *ACS Appl. Nano. Mater.*, **1**, 232 (2018).

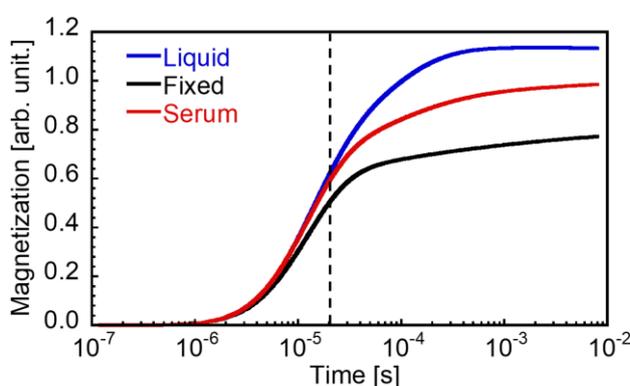


Fig. 1 Magnetic relaxation properties of the liquid, fixed, and serum samples.

パルス磁場を用いた磁性ナノ粒子の磁気緩和特性の観測

後藤春樹¹, 二川雅登¹, 竹村泰司², 大多哲史¹
(¹静岡大学, ²横浜国立大学)

Measurements of magnetic relaxation of magnetic nanoparticles by applying the pulsed magnetic field

H. Goto¹, M. Futagawa¹, Y. Takemura², S. Ota¹
(¹Shizuoka University, ²Yokohama National University)

はじめに

磁性ナノ粒子のバイオ医療応用において、磁性ナノ粒子設計や最適な磁場条件の決定には磁性ナノ粒子の磁気特性である磁気緩和現象の評価が必要である¹⁾。磁気緩和現象は粒子自身の回転によるブラウン緩和と磁化のみの回転であるネール緩和の2種類に大別される。本研究ではパルス磁場を用いる手法²⁾で磁気緩和過程を直接的に観測し、溶媒の違いによる磁気緩和過程の差異を捉えることに成功した。

実験方法・結果

実験に用いた粒子は市販の粒子でマルチコア構造である Resovist[®] (FUJIFILM RI Pharma, Japan)、synomag[®]-D (Micromod Partikeltechnologie GmbH, Germany)、市販の粒子でシングルコア構造である SHA-20 (Ocean NanoTech, USA)を用いた。測定試料として粒子を純水中に分散した液体試料とエポキシ樹脂を用いて粒子を固定した固体試料を用意した。測定時間領域に対応する3種類のインダクタンスの異なるコイルで測定を行った。それぞれの測定結果を結合することで14 ns~数 msの広範囲での磁気緩和過程を評価した。印加したパルス磁場強度は、79.6 A/mであった。

Fig.1はSHA-20の磁気緩和過程を示している。100 ns付近までは固体試料と液体試料の磁気緩和過程が重なっていることが分かる。これは液体固体状態どちらもネール緩和により緩和しているためであると考えられる。100 ns以降では液体ではブラウン緩和により緩和しているが粒子が固定されている固体試料ではブラウン緩和が発生せず、ネール緩和のみが起きていることが確認できる。

Fig.2に振動試料型磁力計で計測した、SHA-20の直流磁化曲線を示す。直流磁化曲線からも、液体試料と固体試料の間に顕著な磁気特性の差異を確認した。講演では磁化率計測の結果も交えて磁気緩和過程の測定結果について詳細に述べる。

謝辞

本研究の一部は、JST ACT-X JPMJAX21A5 及び、科研費 20H02163, 20H05652, 23H01419 の助成を受けて実施した。

参考文献

- 1) J. Carrey, B. Mehdaoui, and M. Respaud, *J. Appl. Phys.*, **109**, 083921 (2011)
- 2) S. Ota and Y. Takemura, *J. Phys. Chem. C*, **123**, 28859-28866 (2019).

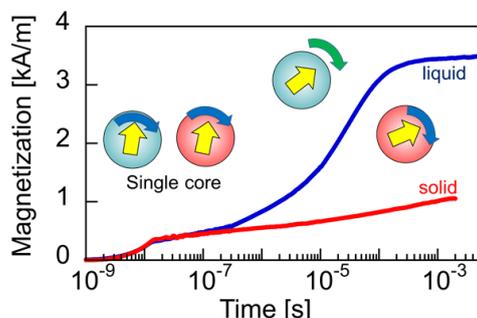


Fig.1 Time evolution of magnetization response by applying the pulsed magnetic field.

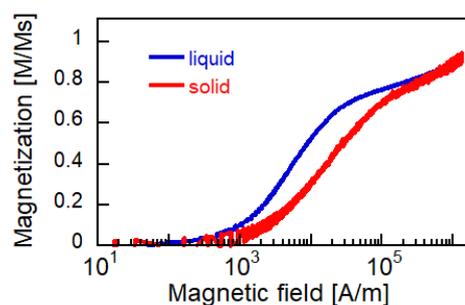


Fig.2 Measured magnetization curve under DC magnetic fields.

接着細胞内における磁性ナノ粒子の磁気特性評価

西田穰¹, 倉科佑太², 二川雅登¹, 竹村泰司³, 大多哲史¹

(¹静岡大学, ²東京農工大学, ³横浜国立大学)

Evaluation of magnetic properties of magnetic nanoparticles in living adherent cells

M. Nishida¹, Y. Kurashina², M. Futagawa¹, Y. Takemura³, and S. Ota¹

(¹Shizuoka University, ²Tokyo University of Agriculture and Technology, ³Yokohama National University)

はじめに

磁性ナノ粒子は、磁場による移動・輸送や発熱が可能であるなどの機能を有している。これらの特徴を活用し、バイオ・医療分野への応用に向けた研究が行われている⁽¹⁾。磁性ナノ粒子の医療応用のためには、生細胞に取り込まれた粒子の特性を解析することが重要である。しかし従来では、磁性ナノ粒子を取り込ませた接着細胞を剥離して計測しており⁽²⁾、接着状態とは細胞の状態が異なる可能性が考えられる。本研究では、接着細胞を剥離することなく培養状態で細胞内磁性ナノ粒子の磁気緩和機構の解明に取り組んだ。

実験方法・結果

本研究では、磁性ナノ粒子として Micromod 社から購入した NH₂ 修飾 synomag[®]-D を、細胞はヒト間葉系幹細胞を用いた。磁性ナノ粒子を混合した培養液を用いて、24 時間培養することで細胞に磁性ナノ粒子を取り込ませた。その後、Miltenyi Biotec 社の磁気分離カラムと永久磁石を用いて、磁性ナノ粒子を取り込んだ細胞のみを分離・回収して、磁性ナノ粒子を取り込んだ細胞の試料を作製した。

Fig. 1 に、周波数 200 Hz–2 kHz の交流磁場により励起した磁性ナノ粒子の磁化由来の信号について、液体試料(Liquid)および固体試料(Solid)の基本波および 3 倍、5 倍、7 倍の高調波信号を示す。それぞれ 200Hz の基本波の信号で正規化をした。各周波数において、固体試料より液体試料の方が高調波成分が大きくなった。磁性ナノ粒子の高調波信号は、粒子が磁場に対し磁化する際の非線形な応答により発生する⁽³⁾。粒子自体の物理的回転が生じる液体試料では、固体試料に比べて磁化しやすいため非線形性が促進する。粒子が磁化しにくい状態にある場合、粒子から得られる高調波信号は小さくなると考えられる。

磁性ナノ粒子の高調波信号を計測することで、粒子の状態を推定できる。講演では、接着細胞内の磁性ナノ粒子に関する計測結果も示し、接着細胞内の磁性ナノ粒子の磁気特性評価について詳細に述べる。

謝辞

本研究の一部は、科研費 20H02163、20H05652、23H01419 の助成を受けて実施した。

参考文献

- 1) Q.A. Pankhurst, N.K.T. Thanh, S.K. Jones, and J. Dobson, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **42**, 224001 (2009).
- 2) S. Ota, T. Yamada, and Y. Takemura, *J. Nanomater.*, **2015**, 836761 (2015).
- 3) D. Eberbeck, F. Wiekhorst, S. Wagner, and L. Trahms, *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 182502 (2011).

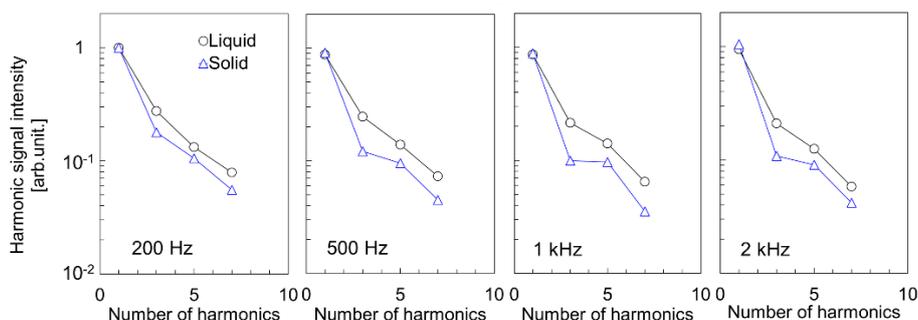


Fig. 1 Harmonic intensity normalized by fundamental intensity in 200Hz of applied magnetic field frequency frequency derived from magnetization of magnetic nanoparticles in liquid and solid samples.

交流磁場下における磁性リポソーム懸濁液の磁気直線複屈折測定

諏訪 雅頼¹, 樋口 舞花¹, 岡本 行広², 塚原 聡¹

(¹ 阪大院理, ² 阪大院基礎工)

Magnetic linear birefringence of magneto-liposome suspension under ac field

M. Suwa, M. Higuchi, Yukihiro Okamoto, Satoshi Tsukahara

(¹ Graduate School of Science, Osaka university, ² Graduate School of engineering science, Osaka University)

はじめに

細胞膜の流動性や弾性といった力学特性は様々な生命現象に関与することが予想されるが、その評価法は限られる。磁性ナノ粒子 (MNP) は磁場を用いて非接触で操作でき、nm サイズの単分散粒子を合成可能であるため、微小空間の力学プローブとして期待できる。本研究では、生体膜モデルであるリポソームと MNP の複合体である磁性リポソーム (ML) 溶液に交流磁場を印加し、光学異方性変化より MNP 回転運動の観測を行った。光散乱の影響を低減するため、近赤外光を用いた磁気直線複屈折 (MLB) 測定装置を構築した。MNP 配向運動の磁場周波数、粘性率、温度への依存性を調査し、脂質膜相転移の検出を試みた。

実験

Fig. 1 に示すように、既存の磁気直線二色性測定装置[1]をもとに、MLB 測定装置を構築した。Voigt 配置 (光⊥磁場) で測定できるように光入射窓を備えたスプリット型コイルにより、振幅 < 15 mT、周波数 0.3 Hz ~ 40 kHz の交流磁場を発生させた。光源として近赤外レーザー (波長 785 nm) を用い、偏光子で磁場に対して 45°傾いた直線偏光をコイル内の試料に入射した。MLB により楕円偏光となった透過光を、1/4 波長板で楕円率 ($\delta/2$) だけ傾いた直線偏光に変換した。ここで δ は光学遅延量で、 $\delta = 2\pi l(n_{\parallel} - n_{\perp})/\lambda$ (n_{\parallel} , n_{\perp} : 平行及び垂直な直線偏光に対する屈折率, l : 光路長, λ : 波長) と表される。ウォラストンプリズムと差分増幅器により旋光角を精密に測定し、 δ を見積もった。コイル内の温度は 25.5 °C ~ 60 °C で調節した。ML はバンガム法により調製した。エバポレーターを用いてナスフラスコの壁に形成したジパルミトイルホスファチジルコリン (DPPC) の薄膜に、共沈法で合成した MNP の分散液を添加し水和することで ML 溶液を調製した。さらにエクストルーダーにより、ML の平均直径を 150 nm, 250 nm および 400 nm とした。グリセロール添加により外水相の粘性率 η を調節した。

結果と考察

周波数 f の交流磁場下で ML 懸濁液の MLB は $2f$ で振動した。この $2f$ 成分 (δ_{2f}) の振幅と位相をロックインアンプで測定し、実部 (δ'_{2f}) と虚部 (δ''_{2f}) に分解した。これらを周波数に対してプロットすると緩和型スペクトルが得られ、虚部のピーク位置から緩和時間 τ_0 を算出できた。 τ_0 はフリーな MNP のブラウン緩和時間に比べ非常に大きく、 η に比例したため、MNP はリポソーム膜に吸着し、一体となり回転していると考えられる。さらに τ_0 の温度依存性を調査すると、40 °C ~ 45 °C の間で急激に減少することが分かった。この温度は DPPC 二分子膜のゲル—液晶相転移温度 (41 °C) [2] と一致するため、膜の流動性の変化が MNP の配向運動に影響を及ぼすことが示唆された。

参考文献

- [1] M. Suwa, A. Uotani, Y. Tojo, R. Onodera, S. Tsukahara, *Langmuir* **38**, 9708-9719 (2022)
 [2] R. Biltonen, D. Lichtenberg, *Chem. Phys. Lipids.*, **64**, 129-142 (1993)

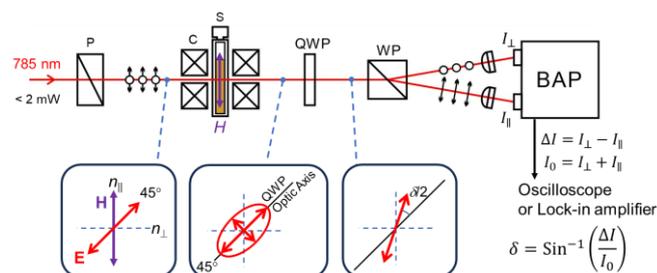


Fig. 1 The experimental setup for MLB measurement under ac field: P is polarizer, C split-coil, S sample, QWP quarter wave plate, WP Wollaston prism, and BAP balanced amplified photodetector. The insets show the polarization states of the light.

磁性ナノ粒子の応答性を利用したタンパク質検出

金子晃基, 村山 徹, 本多順一, トンタットロイ, 沖田和彦, 藪上 信
(東北大学)

Measurement of bacteria using magnetic beads by switching magnetic field

K. Kaneko, T. Murayama, J. Honda, L. Tonthat, K. Okita, S. Yabukami
(Tohoku University)

1 はじめに スイッチ磁界に対する磁性ナノ粒子の応答性から抗原抗体反応によりタンパク質 (GDF-15) を検出した. 磁性ナノ粒子表面にタンパク質が結合するほど, 凝集体を形成しやすい性質を利用して, 抗原濃度に対する凝集体の磁氣的応答性を評価した.

2 計測方法 Fig. 1 は試作システムの写真を示したものである¹⁾. 本システムは磁性ナノ粒子へのスイッチ磁界の応答性を検出可能であり, 容器, 回転機構, 磁石および励磁コイル, 磁気ビーズからの漏れ磁界を検出する磁界センサ (ジーエヌエス製 MI センサ) から構成される. 試料は永久磁石 (NdFeB 磁石, 4mm×4mm×1mm) で約 300 秒間着磁され, 永久磁石を取り除いて 50 回転する. 励磁コイルにより周回毎にスイッチ磁界により磁性ナノ粒子を反転させつつ, 段階的に磁界を増加させる. コイルによる毎回の着磁時間は 10 秒~30 秒程度, 磁界強度は最大 10 mT 程度とした. 容器は周回して磁界センサで磁性ナノ粒子の漏れ磁界を検出して, 細菌との結合の違いによりスイッチ磁界に対する磁性ナノ粒子の応答性が異なることから抗原量を検出する. このシステムでは 6 サンプルを同時に検出可能である. ここでは Protein A が添加された磁性ナノ粒子 (Nanomag-D, 平均粒径 0.5 μmφ) と抗体 (GDF-15 antibody) を結合させた後, 抗原となるタンパク質 (GDF-15) と約 30 分間抗原抗体反応をさせた. GDF-15 の濃度は 0 ng/ml, 1 ng/ml, 10 ng/ml, 100 ng/ml と変化させた.

3 計測結果 Fig. 2 はタンパク質 (GDF-15) の濃度を段階的に変化させて, 磁性ナノ粒子/抗原凝集体の光学顕微鏡写真を示したものである. 抗原濃度が増えるに従って, 磁性ナノ粒子/抗原の凝集が進み凝集体が濃い茶色になっている様子が確認出来る. Fig. 1 のシステムの 4 カ所のホルダでほぼ同様の傾向が得られており, 再現性がある. Fig. 3 は Fig. 1 の検出システムを用いて, スイッチ磁界により磁化を反転させた場合の応答性を評価したものである. タンパク質の濃度を増大させるとスイッチ磁界に対する磁化の反転量は有意に大きくなり, タンパク質濃度の検出が可能であることがわかった. これはタ

ンパク質により凝集体密度が高くなることで, 磁化量が增大したためと考えられる.

謝辞 本研究は AMED Moonshot プロジェクト (JP23zf0127001), JST ASTEP (JPMJTM22AB), 御器谷科学技術財団, テルモ生命科学振興財団, 科研費基盤 C (JP21K04090) の成果である.

参考文献 1) Loi Tonthat et al., AIP Advances, Vol.9, No. 12, 125325 (2019).

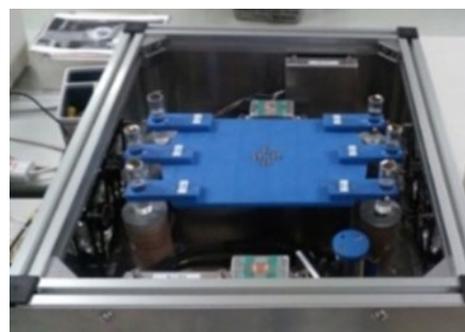


Fig. 1 Schematic view of the sensor.

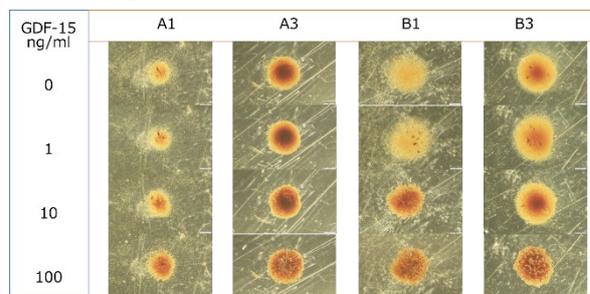


Fig. 2 Photographs of the aggregates of magnetic nanoparticles and protein (GDF-15).

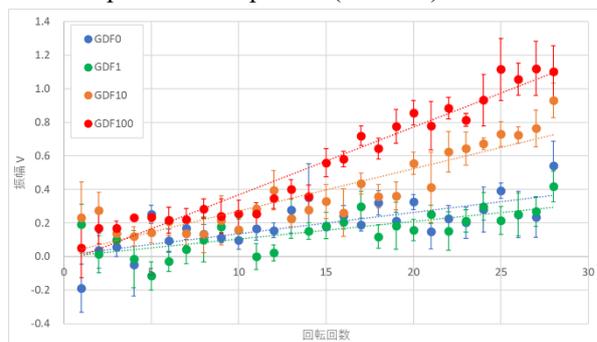


Fig. 3 Magnetic response by switching field as a function of protein concentration (GDF-15).

フェムト秒レーザーを用いた磁気ナノ粒子分散法の開発

朝山 柊, 加古 朔也, 山本 泰起, 山下 慶, 王 璿, 紀和 利彦
(岡山大学 大学院 ヘルスシステム統合科学研究科)

Development of magnetic nanoparticle dispersion method using femtosecond laser
Shu Asayama, Sakuya Kako, Taiki Yamamoto, Kei Yamashita, Jin Wang, Toshihiko Kiwa
(Graduate School of Integrated Health Systems Science, Okayama University)

研究背景

現在、磁気ナノ粒子の医療応用が注目されており、その一つに磁気ナノ粒子を磁気マーカーとして用いる磁気免疫検査がある。この検査では、抗体を修飾した磁気ナノ粒子をサンプル内に注入し、抗原抗体反応により抗原と結合すると粒子体積が増加し磁気信号が低下することから、磁気信号の違いをもとに抗原量の推定を行う。しかし、この検査法の課題として、磁気ナノ粒子同士の凝集による体積増加に伴う磁気信号の低下が挙げられる。先行研究では、この問題についてサンプルにレーザーを照射することで磁気ナノ粒子の再分散が可能であることを示した¹⁾。一方で、血清溶媒中などイオンが分布する環境ではさらに凝集が進行し沈殿が生じることから、レーザー照射による再分散が困難であった。そこで本研究では、サンプルに粒子分散を促進する界面活性剤を混合することで、レーザー照射による再分散性を高めることを試みた。

実験方法

本研究では、HTS-SQUID 磁気免疫検査装置を用いた¹⁾。測定では励磁コイルから 1.06 kHz, 8 mTp-p の磁場を印加し、サンプルを X 軸ステージにより 4 cm/s で上下に 10 往復させる。このときのサンプルからの磁気信号を検出コイルで検出し、共振回路で増幅後、HTS-SQUID で検出する。また、印加コイルの同軸上に光ファイバーケーブルを配置し、磁気信号測定中にサンプル管へのレーザー照射を行った。光ファイバーはコア径 $105 \pm 3 \mu\text{m}$ のマルチモードファイバーを用いた。また、レーザーはパルス幅 150 fs, 中心波長 780 nm, 光源出力 38 mW, 繰り返し周波数 70 MHz のパルスレーザー (Avesta 製) を使用し、サンプル調整完了から 21 分後に照射を開始した。測定サンプルは、血清濃度 1%, 磁気ナノ粒子濃度 2 mg/mL として、界面活性剤 (Tween20) を純水で希釈し、サンプル量が 50 μL となるよう調整した。磁気ナノ粒子は粒子径 $180 \pm 30 \text{ nm}$ のマグネタイトを使用し、サンプル調整前に超音波により分散させた。

実験結果

Fig.1 は界面活性剤濃度を変化させたときの、レーザーによる信号回復率である。サンプル調整完了時を 0 min とし、凝集が進んだ 20 min 時点の信号で規格化した。サンプル内に界面活性剤を注入すると、レーザー照射による信号の回復効果が高まっていることがわかる。また、規格化信号値の最終値について、界面活性剤未注入のサンプルと比較して界面活性剤 1% で 9.4%, 5% で 9.8%, 10% で 20% の信号回復上昇がみられた。したがって、サンプルに粒子分散を促進する界面活性剤を混合することで、レーザー照射による磁気ナノ粒子の分散性を高められることが示唆された。

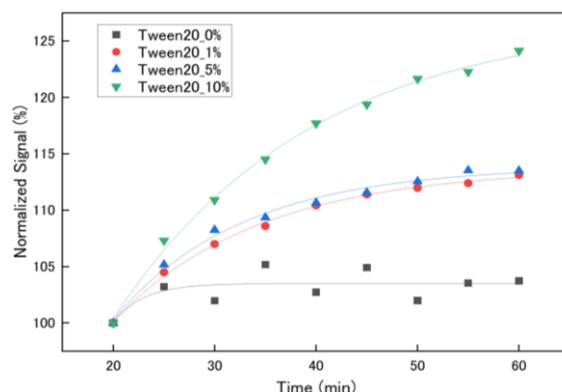


Fig.1 レーザー照射による信号回復率

参考文献

- 1) Kohei Kishimoto, Hiroto Kuroda, Misaki Tsubota, Kei Yamashita, Jin Wang, Kenji Sakai, Mohd Mawardi Saari, and Toshihiko Kiwa, "Dispersion of Fe₃O₄ Nanoparticle Beads Driven by Femtosecond Laser Pulses for Quantitative Magnetic Immunoassay Measurements," ACS Applied Nano Materials, vol.5, No.11, pp.17258-17263, Nov. 2022

狭帯域周波数変調の磁化信号と低磁界での MR センサを用いた長距離磁性ナノ粒子検出

Suko Bagus Trisnanto¹、笠島多聞²、澁谷朝彦²、竹村泰司¹

(¹横浜国立大学、²TDK 株式会社)

Narrowband frequency-modulated magnetization signal measurement using magnetoresistive sensor for long-range magnetic nanoparticle detection under low excitation field

Suko Bagus Trisnanto^{*1}, Tamon Kasajima², Tomohiko Shibuya², Yasushi Takemura¹

(¹Yokohama National University, ²TDK Corporation)

はじめに

磁気粒子イメージング(magnetic particle imaging, MPI)は、磁化させた磁性ナノ粒子の位置や濃度を特定することを原理とする画像診断方法である^{1,2}。人体への適応に向けて、低磁界下で操作可能な MPI システムを提案している³。このシナリオでは、粒子の磁化信号が線形領域であるため、励磁磁界の影響やバックグラウンドノイズなどが問題点となる。本講演では、高感度な磁気抵抗効果 (MR) センサを用いた磁化信号の長距離測定を報告する。MR センサの出力が測定磁界で飽和しやすいため、本研究では磁気補償回路を導入し、周波数変調した励磁磁界と磁化信号の周波数特性の分析により、磁性ナノ粒子の検出感度向上が期待される。

実験方法と結果

心磁界などの生体磁気計測に用いられている TDK Nivio xMR センサ⁴)を、頭部 MPI システム用の励磁コイルから 100 mm の位置に設置した⁵)。Fig.1 に示すように、励磁周波数 ($f=10$ kHz) を $f \pm f/2$ の帯域幅で変調させたため、磁界強度 H_e が各周波数に対して異なる。試料は直径 200 mm の励磁コイルから 50 mm の位置に設置した場合、最大 $H_e=0.06$ mT/ μ_0 が印加される。MR センサにかかる磁界が磁気補償回路により 10 kHz では 57.8 dB まで減少できた (Fig.2)。MR センサと試料の距離 d を変えながら、フーリエ変換した磁化信号の振幅や位相を評価したところ⁶)、濃度 5.6 mg_{Fe} のフェルカルボトランは $d=75$ mm でも検出可能で、共振周波数 $f=10$ kHz において SNR が最も高かった。検出信号の鉄濃度依存性などの詳細を当日報告する。

参考文献

- 1) B. Gleich, J. Weizenecker, *Nature*, **435**, 1214, 2005.
- 2) 吉田、日本磁気学会 まぐね, **13**(4), 161, 2018.
- 3) S. B. Trisnanto, Y. Takemura, *Phys. Rev. Applied* **14**, 064065, 2020.
- 4) 寺園、澁谷、大川、日本磁気学会 まぐね, **14**(4), 211, 2019.
- 5) S. B. Trisnanto, T. Kasajima, T. Shibuya, Y. Takemura, *IEEE Trans. Magn.*, early access, 2023.
- 6) S. B. Trisnanto, T. Kasajima, T. Shibuya, Y. Takemura, to be submitted.

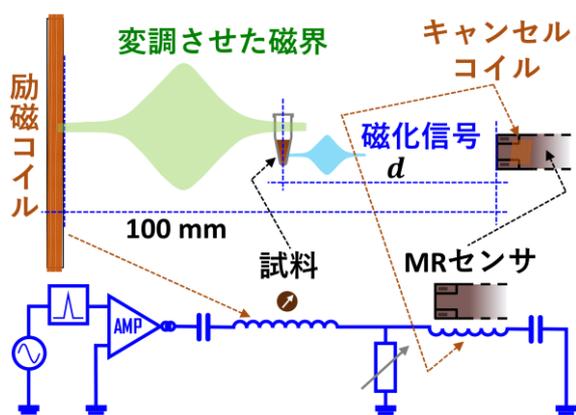


Fig. 1 Long-range nanoparticle detection setup using MR sensor. The excitation coil produces a modulated field to magnetize the sample, while cancel coil provides large feed-through attenuation for the sensor.

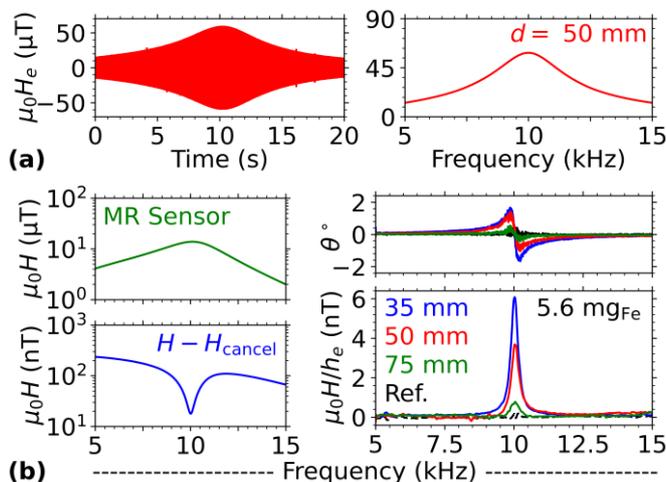


Fig. 2 (a) Frequency and amplitude modulation of the excitation field H_e . (b) Field attenuation and signal magnitude H and phase ϑ of the sample detected at d equal 35, 50 and 75 mm. h_e is the normalized H_e .

トランス接続した検出コイルと磁気センサを用いる 磁性ナノ粒子のリモート検出

鍋田智志¹、野口翔矢¹、Suko Bagus Trisnanto¹、笠島多聞²、澁谷朝彦²、竹村泰司¹
(¹横浜国立大学、²TDK 株式会社)

Remote detection of magnetic nanoparticles by using flux transformer and magnetoresistive sensor
Satoshi Nabeta¹, Shoya Noguchi¹, Suko Bagus Trisnanto¹, Tamon Kasajima², Tomohiko Shibuya²,
Yasushi Takemura¹
(¹Yokohama National University, ²TDK Corporation)

はじめに

磁気粒子イメージング (magnetic particle imaging, MPI) は、外部から印加する交流磁界により磁性ナノ粒子を磁化させ、その磁化信号を検出し、画像再構成する方法である¹⁻²⁾。従来では検出コイルの誘導起電力を測定する検出方法が一般的である。本研究では、高感度な磁気抵抗効果 (MR) センサおよび磁界トランス方式を用いた磁気粒子の検出^{3,4)}を行った。

実験方法と結果

磁界トランス方式と呼ばれる、一次コイルにより磁化信号を拾い、それによる誘導電流によって二次コイルが作る磁界を、心磁界などの生体磁気計測に用いられている TDK Nivio xMR センサを使用し測定した⁵⁾。測定システムを Fig. 1 に示す。磁気粒子試料に印加する交流磁界が、磁化信号を検出する一次コイルを鎖交するため、一次コイルにはキャンセルコイルを逆相で接続している。それらと直列に、二次コイルおよび共振コンデンサを閉接続した。

Fig. 2 に磁気粒子の測定結果を示す。縦軸は二次コイルに発生する磁界強度、横軸は試料である酸化鉄微粒子に含まれる鉄量である。鉄量に対し、二次コイルで MR センサが測定する磁界強度が比例していることがわかる。ミニコイルを用いた測定では、ミニコイルの励磁磁場と磁気粒子の磁化変化を対応させることで、ミニコイルの電流値を磁気粒子の鉄量に換算し、Fig. 2 に重畳させることができる。ミニコイルでの実験から得られた結果は粒子検出の妥当性を示している。磁界強度から見積もると、原理的には $0.4 \mu\text{g-Fe}$ 程度の磁気粒子が検出可能である。

実験条件並びに得られた結果の詳細は当日発表する。

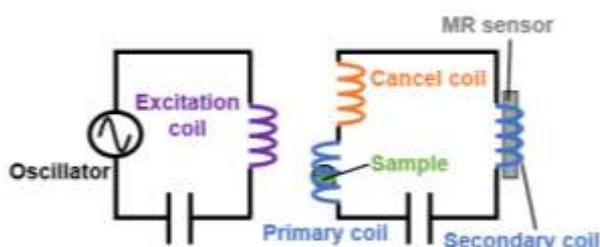


Fig. 1 Measurement setup using flux transformer and magnetoresistive sensor.

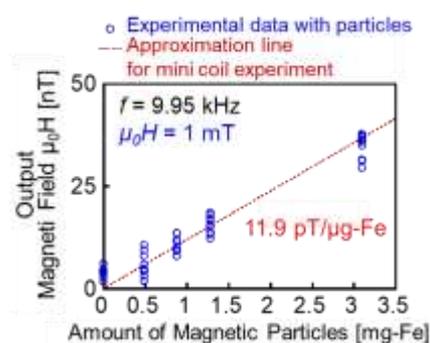


Fig. 2 Detected magnetic fields from magnetic nanoparticles and mini-excitation coil.

参考文献

- 1) B. Gleich, J. Weizenecker, *Nature*, **435**, 1214, 2005.
- 2) 吉田、日本磁気学会 まぐね, **13**(4), 161, 2018.
- 3) Oida *et al.*, *Int. J. Magn. Part. Imag.*, **5**, 190906001, 2019.
- 4) S. B. Trisnanto, Y. Takemura, *Phys. Rev. Applied* **14**, 064065, 2020.
- 5) 寺園、澁谷、大川、日本磁気学会 まぐね, **14**(4), 211, 2019.

平面型アクティブ磁気シールドの可能性について

小田原峻也, 榊原満
(オータマ)

Feasibility of active magnetic shield with flat panel shape

S. Odawara, M. Sakakibara
(OHTAMA)

はじめに

アクティブ磁気シールド¹⁾は、外部からの磁気ノイズを磁気センサで検知し、これを打ち消す磁界を発生させるように空間に設置された励磁コイルの電流を制御する設備である。通常、3軸方向の磁気ノイズに対応させるように、励磁コイルを立方体形状や直方体形状など3次的に設置する必要があるため、広い空間が必要であることや移設が困難であるという課題がある。そこで、これら課題を解決する磁気シールドの一つとして、軟磁性体板を用いた平面型すなわち2次的な形状で、3軸方向の磁気ノイズに対応できるアクティブ磁気シールドを提案する。

本シールドの構造と原理および効果

提案シールドは、Fig. 1の如く電磁鋼板やパーマロイなどの軟磁性体板にコイルを巻きつけた構造としている。x方向およびy方向の磁気ノイズは、「井」の字に巻いたコイルに電流を流すことで、Fig. 2(a)の如くシールドを電磁石として働かせて、軟磁性体板を出て再び帰ってくる磁束により打ち消される。z方向の磁気ノイズは、Fig. 2(b)の如く通常のアクティブ磁気シールドの原理で打ち消される。

本シールドの利点は、励磁コイルの設置に3次元空間を必要としないことだけでなく、評価対象の邪魔にならないようにノイズ検出センサを設置できることにある。理想的に、コイル電流が作る磁界の大きさは、軟磁性体板を対称にその上下で等しくなるため(z方向では磁界の向きは逆になる)、Fig. 2の如く上部で評価する場合、下部に磁気センサを配置すれば評価対象に干渉しない。

実測によるシールド性能の検証

Fig. 1の一边500mm・厚さ1mmの軟磁性体板中心点からz方向150mmの位置に点Pを設定する。この点Pでのx,y,z方向の磁束密度が、それぞれ6 μ T, 2 μ T, 4 μ T(絶対値7.48 μ T)となるように、外部コイルで一般的な磁気ノイズを印加する。ここで、点Pでの磁束密度をゼロにするように励磁コイルに電流を流したとき、Fig. 3に示す点Pの周辺16点(各方向 ± 25 mm及び ± 50 mmの立方体頂点、軸方向はFig.1と共通)の磁束密度の絶対値を計測した。Fig. 3に評価点での磁束密度の絶対値を示すが、磁束密度をゼロとした点Pを中心に ± 25 mmの領域までは、磁気ノイズを約1/4に落とせる性能を有していた。但し、この領域は軟磁性体板の大きさやコイルの巻き位置で変化するため、実際の評価対象に合わせて設計する必要がある。本実験により、2次的な本提案シールドで3次元の領域に3軸方向それぞれに遮蔽効果を発揮させられることを示した。

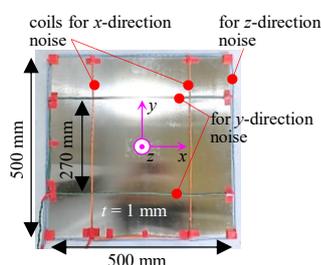


Fig. 1. Proposed active shield.

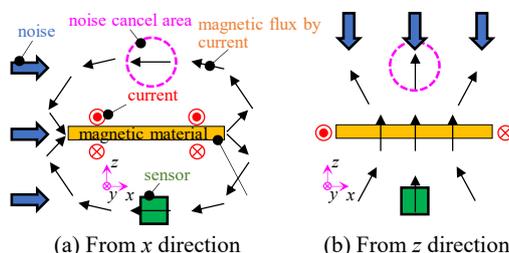


Fig. 2. Principle of noise cancel.

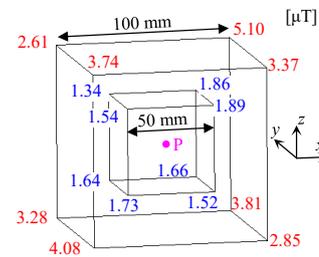


Fig. 3. Absolute magnetic flux density around point P (applied flux density: 7.48 μ T).

参考文献

- 1) 山崎, 他:「EB装置用アクティブ磁気シールドの遮蔽効果の評価」, *Journal of the Magnetics Society of Japan*, vol. 32, no. 3, pp. 386-391, 2008.

磁気ナノ粒子トモグラフィにおける水冷システムの構築

藤本美咲、二川直矢、笹山瑛由、吉田敬
(九州大学)

Construction of a water-cooling system in magnetic nanoparticle tomography
M.Fujimoto,N.Futagawa,T.Sasayama,T.Yoshida
(Kyushu Univ.)

はじめに

近年、磁気ナノ粒子を用いたイメージング手法ががんの位置推定などの医療応用として注目されており、我々は複数の検出コイルを用いる磁気ナノ粒子トモグラフィを提案した。信号取得の際、励起磁場により検出コイルに生じる基本波信号の影響を抑えるため、先行研究¹⁾では信号処理回路で基本波信号を除去した。しかし長時間の測定で基本波信号の振幅が変動し測定結果に影響を与えていた。本稿では時間経過で変動する要素の温度に着目し、水冷システムの有無による基本波電圧振幅と温度の変化について比較を行った。

実験方法

実験システムを図1に示す。励起コイルの周囲を純水で満たし、冷却水循環装置 CA-1115F/F2 型(EYELA)およびポンプにより冷却水を循環させた。励起コイルに 20 A の交流電流を流し、検出コイルで約 1 日間信号を取得した。検出した信号を A/D コンバータで取得し、高速フーリエ変換により基本波電圧振幅を取得した。また、測定後の励起コイル周辺の温度を KG-500 サーモグラフィカメラ(カイセ)を用いて測定した。

実験結果

実験後の励起コイル温度および基本波電圧振幅測定の結果を図2、図3に示す。図2(a)は水冷システムなし、図2(b)は水冷システムありにおける結果である。図2から水冷により励起コイル温度の上昇を抑制していることが分かる。また、図3から水冷した場合、検出される基本波電圧振幅の変動が小さいことが分かる。今後、基本波信号の影響抑制に関して継続的に温度を測定しながら検討を行う予定である。

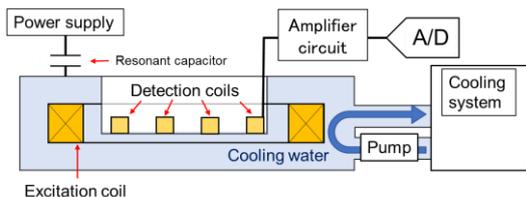
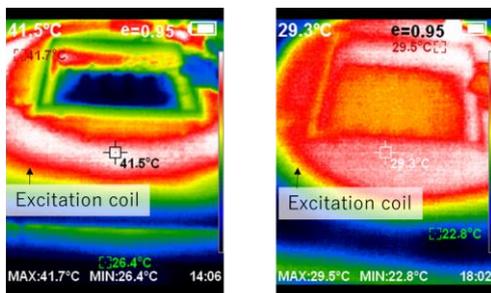


Fig.1. Experimental setup.



(a) (b)

Fig.2. Temperature of excitation coil after experiment

(a) without and (b) with water cooling system.

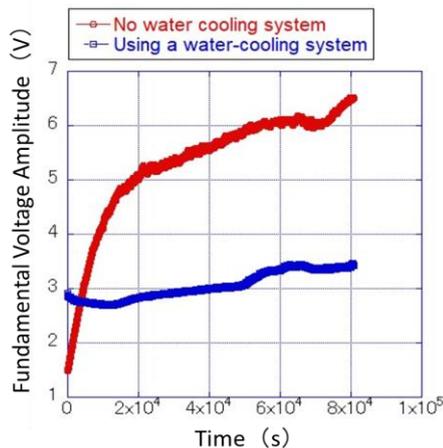


Fig. 3. Fundamental wave voltage amplitude measured for approximately one day without water cooling system and using the system.

謝辞：本研究は JSPS 科研費 JP21H01342、JP20H05652 の助成を受けたものである。

参考文献

1) T. Sasayama, N. Okamura, K. Higashino, and T. Yoshida, J. Magn. Magn. Mater, vol. 563, 2022, Art. no. 169953.

磁気ナノ粒子トモグラフィのシステム行列計測時間短縮の検討

二川直矢、藤本美咲、笹山瑛由、吉田敬
(九州大学)

Investigation of reducing the acquisition time of the system matrix in magnetic nanoparticle tomography
N.Futagawa, M.Fujimoto, T.Sasayama, T. Yoshida
(Kyushu Univ.)

はじめに

近年、磁気ナノ粒子の医療応用の研究が進んでおり、我々は、事前取得したシステム行列を用い逆問題解析により磁気ナノ粒子の位置や量の推定を行う磁気ナノ粒子トモグラフィを提案した¹⁾。逆問題解析の一種の非負最小二乗法(NNLS法)はアーチファクトが発生しやすいが感度と空間分解能が高い特徴をもち、正確な推定に効果的である。一方、システム行列の計測時間が長いとノイズが混入しやすい問題がある。本稿ではシステム行列の間引きと補間を行うことで計測時間の削減を図りつつ、NNLS法に与える影響を調査した。

実験方法

実験装置は先行研究と同様であり、5400 Hzの励磁電流により磁界を発生させ磁気ナノ粒子の磁化応答を16個の検出コイルで検出し、その第3高調波成分でシステム行列を作成した。5 mm × 5 mmの空間分解能、39 × 25箇所格子点で構成されたシステム行列の空間分解能が1/n倍($n = 2, 3, \dots$)となるよう間引き、その後、補間を行った。間引き・補間前後のシステム行列を用いて逆問題解析を行い比較検討した。

実験結果

図1(a)、(b)はそれぞれ、励磁電流の値が10 Aの際の、特定の検出コイルにおけるシステム行列と、それを空間分解能が1/2倍になるよう間引き補間したものである。また、図2(a)、(b)はそれぞれ、元のシステム行列、間引き・補間後のシステム行列を用いた逆問題解析結果である。図2より、結果は異なるが位置推定は正しく行えており、システム行列の計測時間を短縮しつつ位置推定を行えることが分かる。

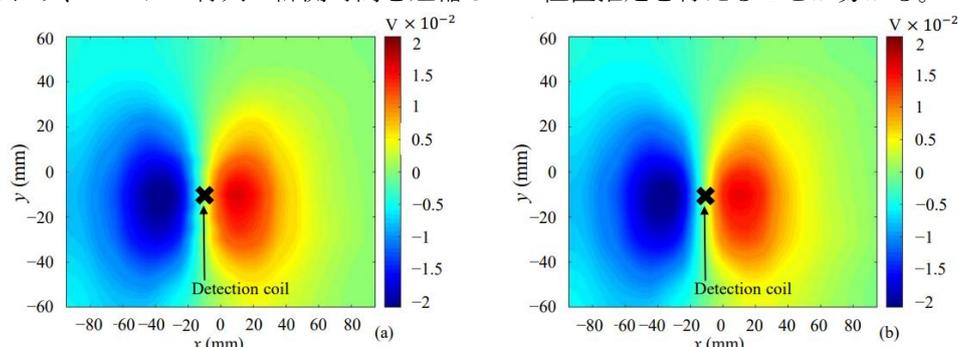


Fig.1. Parts of (a) system matrix and (b) decimated and interpolated system matrix.

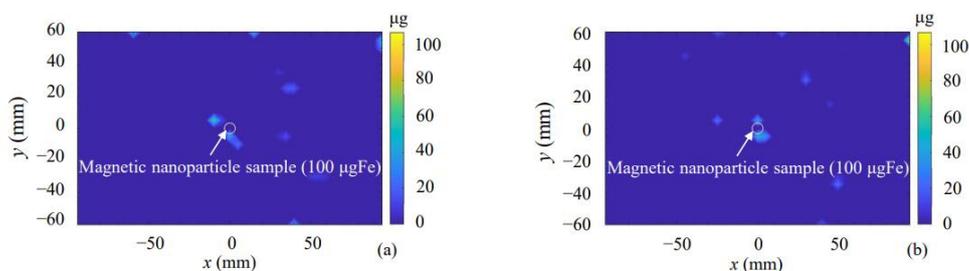


Fig.2. Results of NNLS using (a) system matrix and (b) decimated and interpolated system matrix.

謝辞：本研究はJSPS 科研費 JP21H01342、JP20H05652 の助成を受けたものである。

参考文献

- 1) T. Sasayama, T. Yoshida, and K. Enpuku, J. Magn. Magn. Mater., vol. 505, 2020, Art. No. 166765

超伝導傾斜磁界コイルを用いた磁気粒子イメージング装置の開発

亀井裕太、長野竜也、佐々滉太、笹山瑛由、竹村泰司*、吉田 敬
(九州大学,*横浜国立大学)

Development of magnetic particle imaging scanner using superconducting gradient magnetic field coils

Y.Kamei, T.Nagano, H.Sasa, T.Sasayama, Y.Takemura*, T.Yoshida
(Kyushu Univ., *Yokohama National Univ.)

1. はじめに

磁性ナノ粒子からの磁化信号を検出し、疾病領域を高感度・高分解能にイメージングする磁気粒子イメージング (MPI) が注目されている⁽¹⁾。人体サイズ MPI の実現に向けた課題の1つとして、傾斜磁界コイルの開発が挙げられる。本研究では、超伝導傾斜磁界コイルを用いたボア径 12 cm の 1/5 スケール MPI スキャナーの設計・開発を行った。

2. MPI スキャナー

MPI スキャナーの設計を Fig. 1 に示す。

<2・1> 直流傾斜磁界コイル ビオ・サバルの法則を基に、振幅 11.3 mT (周波数 15 kHz) を得ることが可能な 7 Turn × 25 Layer の交流励起磁界コイルを設計・開発した。コイルはリッツ線を用いて作製した。交流励起磁界コイルは、磁界の方向がボアの軸方向と平行になるように取り付けられている。

<2・2> 直流傾斜磁界コイル YBCO 高温超伝導線材 (SCS4050-APi, SuperPower) を用いて、コイル内径 180 mm、外径 207 mm の超伝導傾斜磁界コイルを試作した。77 K で端子法による I - V 特性を測定し臨界電流を求めた。

<2・3> 検出コイル 検出コイルの感度軸は、交流励起磁界の方向と平行であり、キャンセルコイルにより、励起磁界の影響をキャンセルしている。また、環境磁場の影響もキャンセルできるように、 $N_p S_p = N_c S_c$ となるよう設計を行っている。ここで、 N_p , N_c は検出コイルおよびキャンセルコイルの巻数、 S_p , S_c は検出コイルおよびキャンセルコイルの面積である。

3. まとめ

1/5 スケール MPI スキャナーに用いる交流励起磁界、直流傾斜磁界、検出コイルの設計・開発を行った (Fig. 2)。実験結果の詳細については当日報告する。

謝辞 本研究は JSPS 科研費 JP20H05652 の助成を受けたものである。

参考文献

- 1) B. Gleich, J. Weizenecker, Nature, 435, 1214 (2005).

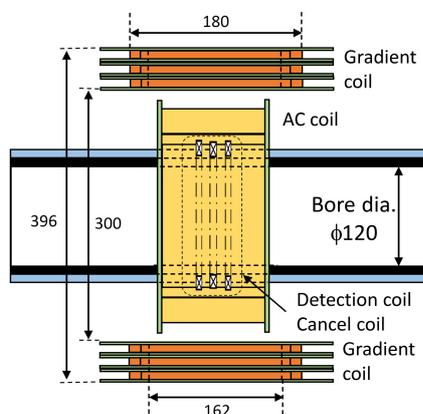


Fig.1. Cross section of AC excitation, DC gradient, and detection coils

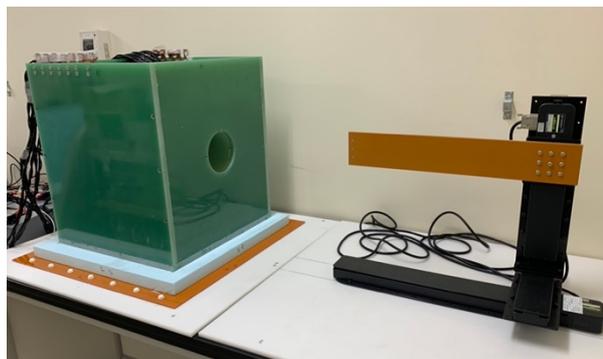


Fig.2. MPI scanner

磁性ナノ粒子の緩和時間に対する粘性効果の定量評価

鷲野将臣¹、野村航大¹、松田哲也¹、清野智史²、中川貴²、紀和利彦³、田中晶子⁴、坂根稔康⁴
 (1三菱電機株式会社、2大阪大学、3岡山大学、4神戸薬科大学)

Quantitative evaluation of viscous effects on the relaxation time of magnetic nanoparticles

M. Washino¹, K. Nomura¹, T. Matsuda¹, S. Seino², T. Nakagawa², T. Kiwa³, A. Tanaka⁴, T. Sakane⁴

(¹Mitsubishi Electric Corp., ²Osaka University, ³Okayama University, ⁴Kobe Pharmaceutical University)

研究背景

生体内の体液粘度レベルの上昇は、高血圧、動脈硬化、癌などの疾患と関連しており、粘度分布を取得することができれば病態診断が可能となる。磁性ナノ粒子 (Magnetic Nanoparticles: MNP) からの高周波磁場応答を検出し、高感度に画像化する磁気粒子イメージング (Magnetic Particle Imaging: MPI) は、MNP の緩和時間から溶媒粘度分布を取得する粘度マッピングへの応用が期待されている¹⁾。本研究では、粘度の異なる溶媒中における MNP の緩和時間を直接評価する方法を検討した結果と数値計算との比較について報告する。

実験

Fig.1 に示すように、MPI 信号取得時にロックインアンプを用いた同期検波により信号強度と位相情報を取得し、緩和時間差を位相差として直接測定する手法を開発した²⁾。本装置を用いて粘度の異なる溶媒中における MNP の緩和時間の違いを評価する。一方、MNP の緩和時間はブラウン緩和とニール緩和の2つの現象によって説明され、ブラウン緩和時間とニール緩和時間の調和平均として表される³⁾。測定に使用した MNP のコア粒径、流体力学的粒径、異方性エネルギー等の磁気物性から数値計算により粘度を関数として緩和時間を算出し、MPI 装置による測定結果と比較する。

結果と考察

粘度を関数として緩和時間を数値計算した結果を Fig.2 に示す。ブラウン緩和時間は MNP の粘性に対して線形比例し、ニール緩和時間は粘性に対して一定値をとる。MNP の緩和時間はブラウン緩和時間とニール緩和時間の調和平均として表され、粘度の低い領域ではブラウン緩和が支配的であるため粘度とともに緩和時間が増加し、ニール緩和時間に収束することが確認できる。発表では、粘度の異なる溶媒中における MNP の緩和時間を MPI 装置で測定した結果と数値計算との比較について詳細に議論する。

本研究は、AMED の課題番号 JP22hm0102073 の支援を受けた。

参考文献

- 1) M. Utkur et al: Phys. Med. Biol. 62 (2017).
- 2) K. Nomura et al: IEEE Magnetics Letters, vol. 14, 8100105 (2023).
- 3) T. Yoshida et al: Japanese Journal of Applied Physics 57, 080302 (2018).

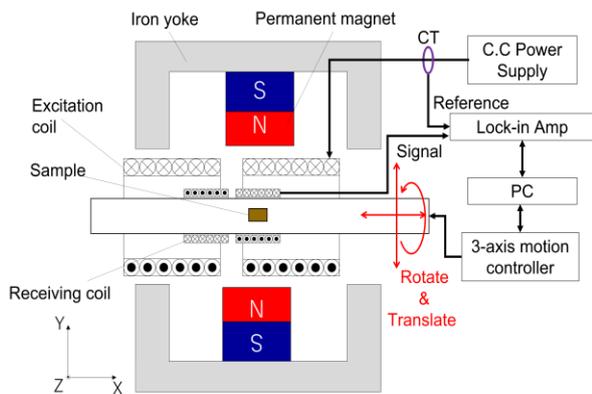


Fig. 1 MPI system diagram

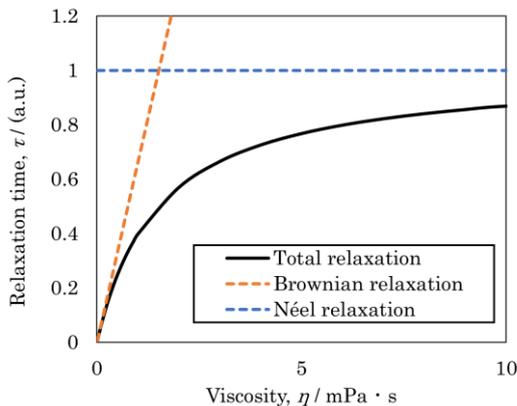


Fig. 2 Numerically calculated relaxation times as a function of viscosity

磁性粒子の緩和時間差を用いた生体磁気粒子イメージング法の開発

野村航大¹, 鷲野将臣¹, 松田哲也¹, 清野智史², 中川貴², 紀和利彦³

(¹三菱電機株式会社, ²大阪大学, ³岡山大学)

Development of in vitro magnetic particle imaging method using relaxation time difference

K. Nomura¹, M. Washino¹, T. Matsuda¹, S. Seino², T. Nakagawa², T. Kiwa³

(¹Mitsubishi Electric Corp., ²Osaka University, ³Okayama University)

1. 研究背景

酸化鉄を主成分とする磁性ナノ粒子 (MNP) からの高周波磁場応答を検出し, 高感度にイメージングする磁気粒子イメージング (Magnetic Particle Imaging: MPI) は新しい医療画像診断技術として注目されている¹⁾. 本研究では, 対象をアルツハイマー型認知症の早期診断を目標とし, 脳内の Amyloid β (以下, A β) に選択的に結合凝集する MNP トレーサーの MPI 信号を評価した. MNP トレーサーの状態変化によって生じる緩和時間差を用いて結合有無を弁別イメージングする手法について検討した結果を報告する.

2. 実験

酸化鉄ナノ粒子表面にプローブ分子を固定化することで, 標的認識性能を付与した粒子を MNP トレーサーとして使用した²⁾. MNP は, 生体内 (例えばマウス脳内) では凝集状態が変化し緩和時間に変化が生じることが知られている³⁾. MPI の高調波信号取得時にロックインアンプを用いることで強度と位相情報を取得し, MNP を弁別する手法を開発した⁴⁾. Amyloid β -Protein (Human, 1-42) (PEPTIDE INSTITUTE, INC.) を用いて A β 凝集体を調製し, MNP トレーサーを混合することでの結合状態を模擬するサンプルを作製した. 開発した MPI 装置を用いて高調波信号の特性を取得し, 弁別イメージングに用いる位相角を算出する.

3. 結果と考察

本研究で使用したサンプルおよび A β 凝集体を Fig.1 に示す. 混合した MNP トレーサーが A β 凝集体に結合凝集していることが確認できる. MPI 装置の測定結果を Fig.2 に示す. MNP の状態変化によって2つのサンプルの位相差が 6.6° であること確認した. 位相差から算出される緩和時間差は $10.8\mu\text{sec}$, これは A β 凝集体に結合したことによって見かけの流体的力学径が増加し結合した MNP トレーサーの実行緩和時間が短くなったことにより生じると考えられる. 発表では, 本サンプルをイメージングした結果を用いて緩和時間差を用いた磁気ナノ粒子状態弁別手法の有効性について詳細に議論する. 本研究は, AMED の課題番号 JP21hm0102073, JP22hm0102073 の支援を受けた.

参考文献

- 1) B. Gleich, J and Weizenecker: Nature, 435, 1214-1217(2005).
- 2) 清野他, 第45回日本応用磁気学会学術講演会概要集 (2021) 01aA-5
- 3) M. Washino and K. Nomura: International Journal on Magnetic Particle Imaging, 8(1), (2022)
- 4) K. Nomura and M. Washino: IEEE Magnetics Letters, vol. 14, 8100105(2023).

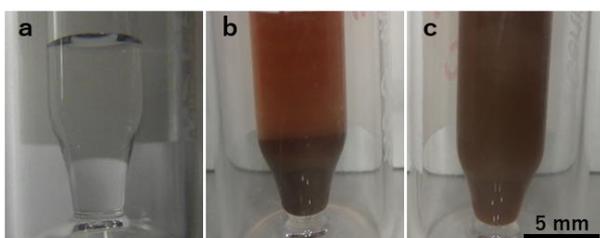


Fig. 1 Appearance of magnetic particle sample: (a) amyloid- β aggregation, (b) amyloid- β aggregation was mixed magnetic tracer, and (c) PBS Buffer solution was mixed magnetic tracer

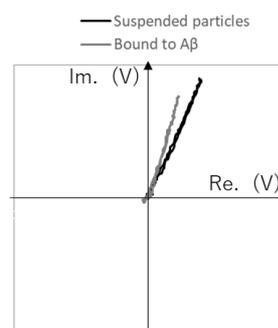


Fig. 2 Lissajous curves of 3rd harmonic signals

Cu_xCo_{1-x}Fe₂O₄ の磁歪特性の温度依存性

小杉静花、久松美佑、藤枝 俊、大石佑治、牟田浩明、清野智史、中川 貴
(大阪大学 大学院工学研究科)

Temperature dependence of magnetostrictive properties of Cu_xCo_{1-x}Fe₂O₄

S. Kosugi, M. Hisamatsu, S. Fujieda, Y. Ohishi, H. Muta, S. Seino, T. Nakagawa
(Graduate School of Engineering, Osaka Univ.)

はじめに

立方晶スピネル構造の CoFe₂O₄ 系フェライトは、室温において大きな磁歪を示す。我々は、Co を Cu で部分置換した Cu_xCo_{1-x}Fe₂O₄ が CoFe₂O₄ ($x = 0.0$) よりも優れた磁歪特性を示すことを明らかにした¹⁾。しかし、CoFe₂O₄ および CuFe₂O₄ のキュリー温度は、それぞれ 793 K および 728 K である²⁾。そのため、Cu_xCo_{1-x}Fe₂O₄ のキュリー温度は Cu 部分置換量の増加に伴い低下すると予想される。そこで、本研究では Cu_xCo_{1-x}Fe₂O₄ の磁歪特性の温度依存性を明らかにすることを目的とする。

実験方法

CoO、Cu₂O および α -Fe₂O₃ を出発原料として用いた。それらの混合粉を円板状に成型し、大気中において 950 °C で 20 時間の熱処理を施して Cu_xCo_{1-x}Fe₂O₄ 試料 ($x = 0.0$ および 0.6) を作製した。磁歪特性の評価には歪みゲージを用いた。歪みゲージは円板型試料の上面に貼り、歪みの測定方向に対して平行および垂直に外部磁場を印加した。

実験結果

300 および 330 K における $x = 0.0$ と 0.6 の歪み $\Delta L/L$ の磁場依存性を Fig.1 に示す。平行磁場印加による $\Delta L/L$ ($\Delta L/L_{\parallel}$) は減少し、垂直磁場印加による $\Delta L/L$ ($\Delta L/L_{\perp}$) は増加する。つまり、 $x = 0.0$ および 0.6 は負の磁歪を示す。300 K において、 $x = 0.6$ は $x = 0.0$ より大きい $|\Delta L/L_{\parallel}|$ および $|\Delta L/L_{\perp}|$ を示す。さらに、低印加磁場における $\Delta L/L_{\parallel}$ および $\Delta L/L_{\perp}$ 曲線の磁場応答性を比較すると、 $x = 0.6$ は $x = 0.0$ より優れている。同様の傾向は 330 K においても観察される。したがって、300-330 K において $x = 0.6$ は $x = 0.0$ より優れた磁歪特性を示す。

最大印加磁場での $|\Delta L/L_{\parallel} - \Delta L/L_{\perp}|$ と、その 300 および 330 K における差分を Table 1 に示す。 $x = 0.0$ の 300 K における $|\Delta L/L_{\parallel} - \Delta L/L_{\perp}|$ は、330 K における値よりも大きい。 $x = 0.6$ も同様の傾向を示すが、その差は $x = 0.0$ の値よりも大きい。つまり、Co の Cu 部分置換により、磁歪特性の温度依存性は顕著になる。

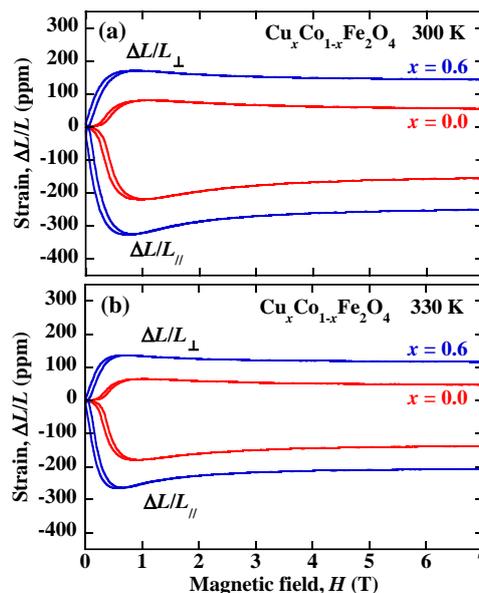


Fig.1 Magnetic field dependence of the strain $\Delta L/L$ of Cu_xCo_{1-x}Fe₂O₄ ($x = 0.0$ and 0.6) at (a) 300 and (b) 330 K.

Table 1 $|\Delta L/L_{\parallel} - \Delta L/L_{\perp}|$ of Cu_xCo_{1-x}Fe₂O₄ ($x = 0.0$ and 0.6) at 7 T and the difference of $|\Delta L/L_{\parallel} - \Delta L/L_{\perp}|$ between 300 and 330 K.

| | $ \Delta L/L_{\parallel} - \Delta L/L_{\perp} _{300\text{ K}}$ | $ \Delta L/L_{\parallel} - \Delta L/L_{\perp} _{330\text{ K}}$ | Difference |
|-----------|--|--|------------|
| $x = 0.0$ | 209 ppm | 185 ppm | 24 ppm |
| $x = 0.6$ | 354 ppm | 308 ppm | 46 ppm |

参考文献

- 1) S. Kosugi *et al.*, *Mater. Trans.* **64** (2023) in press.
- 2) V. G. Harris, Microwave Magnetic Materials, *Handbook of Magnetic Materials*, vol. 20, (North-Holland, Amsterdam, 2012) pp.1-63.

鉄損解析のための リアルタイム高速磁区構造計測システムの開発と機械学習応用

長岡 竜之輔¹, 増澤 賢¹, Foggiatto Lira Alexandre¹, 三俣 千春¹, 山崎 貴大¹,
大林 一平², 平岡 裕章³, 小嗣 真人¹
(東理大¹, 岡山大学² 京都大学³)

Development of real-time and high-speed magnetic domain measurement system
for iron loss analysis and Application of machine learning

Ryunosuke Nagaoka¹, Ken Masuzawa¹, Alexandre Lira Foggiatto¹,
Chiharu Mitsumata¹, Takahiro Yamazaki¹, Ippei Obayashi², Yasuaki Hiraoka³, Masato Kotsugi¹
(¹Tokyo Univ. of Science, ²Okayama Univ., ³Kyoto Univ.)

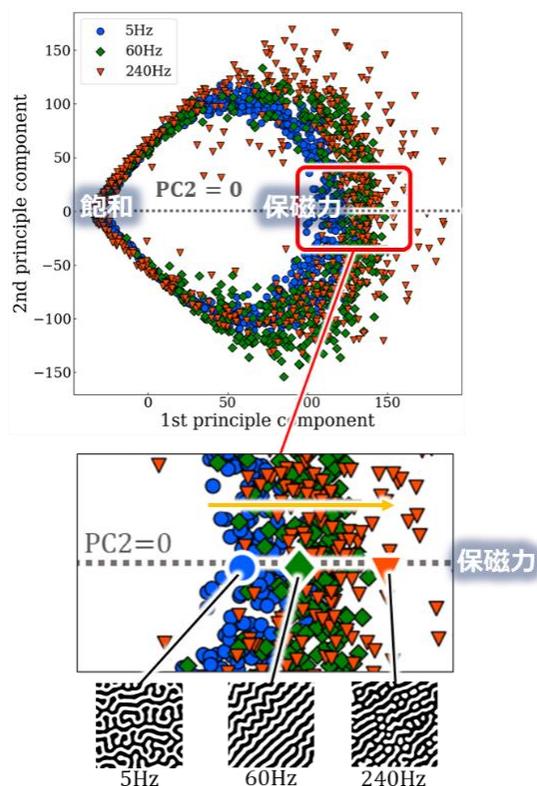
はじめに 電気自動車の世界的な普及を背景に、低鉄損なモーター用磁性材料の開発が急務となっている。これまで我々のグループは、機械学習を活用した「拡張型ランダウ理論」をミクロな磁区構造に適用することで、準静的過程の保磁力のメカニズムを解析してきた [1]-[4]。本研究では、交流磁界下での動的磁化反転機構の解析を目標とした。具体的には、計測システムの開発と、大規模磁区データの計測と、拡張型ランダウ理論に基づく特徴量抽出までを一貫して行った。

実験方法 まずハイスピードカメラ, Kerr 光学顕微鏡および電磁石を組み合わせた装置系を構築し、磁区構造の動的挙動データを取得可能な計測プログラムの開発を行った。次に、それを用いて 5, 60, 240Hz の外部磁場下における磁区構造の大規模データを取得した。さらに、取得した磁区構造データに対してパーシステントホモロジー(PH)や主成分分析(PCA)といった特徴量抽出手法を検討し、周波数に依存した磁区構造変化を記述可能な解析法を設計した。

結果および考察 特徴量抽出の結果を Fig. 1 に示す。新たに機械学習により生成した秩序変数 PC1 および PC2 からなる情報空間上で磁区構造変化を描くことに成功した。外部磁場が高周波になるにつれて保磁力点を示す PC1 が増大し、PC1 が保磁力と周波数を表現する特徴量であると示唆された。さらに、逆解析により PC1 増大に寄与する磁区構造中の因子の可視化に成功した。このことにより、鉄損の起源をミクロな磁区構造まで遡って明らかにできる可能性が期待される。

参考文献

- [1] K. Masuzawa et al. *T. Magn. Soc. Jpn.* **6**, 1, (2022)
- [2] S. Kunii, et al. *Sci. Tech. Adv. Mater.: Methods*, **2**(1), 445 (2022)
- [3] S. Kunii, et al. *Sci. Rep.* **12**, 19892 (2022)
- [4] A. Foggiatto et al. *Comm. Phys.* **5**, 277 (2022)



PC1は保磁力と周波数を表現する有用な特徴量

Fig.1 Feature extraction result by PH & PCA

ナノインプリント GdFeCo 磁性細線のマグネトリフラクティブ効果

鷲見 聡、田辺賢士、栗野博之 (豊田工業大学)

Magneto refractive effect in nano-imprinted GeFeCo nano-wires
S. Sumi, K. Tanabe and H. Awano (Toyota Technological Institute)

はじめに

磁性細線を用いたメモリは可動部がなく低消費電力化が期待できるため高信頼・省電力デバイスとして注目されている。我々はこれまでに、ナノインプリント法で作製した磁性細線について良好な特性が得られることを示してきた[1]。一方、交換結合多層膜や微細構造を有する磁性多層膜でマグネトリフラクティブ効果が報告されている[2][3]。

今回、同様な微細構造を有すると考えられるナノインプリント法で作製した GdFeCo 磁性細線のマグネトリフラクティブ効果について検討を行ったので報告する。

実験方法

磁性細線は深さ 100 nm のストライプ溝を形成したナノインプリント基板上に Pt 10 nm / GdFeCo 20 nm / SiN 10 nm をスパッタ法にて積層し作製した[1]。Figure 1 に作製した試料とカーブを示す。GdFeCo は面内膜で異方性磁界は 3.5 KOe であった。測定は光源に Xe ランプを使い偏光子で直線偏光とし行い、反射光をマルチチャンネル型分光器 (波長 500-800 nm) で測定し行った。

結果

反射率は磁性細線に対して直線偏光が垂直/平行で変化した。Figure 2 に偏光方向を垂直とした場合の反射率を示す。外部磁界 0 と 5 KOe で 1% 程度の変化が見られた。ナノインプリント GdFeCo 磁性細線でマグネトリフラクティブ効果が見られることが分かった。

本研究は科研費 20H02185, 21K18735, 21K14202 の支援を受けて行われた。

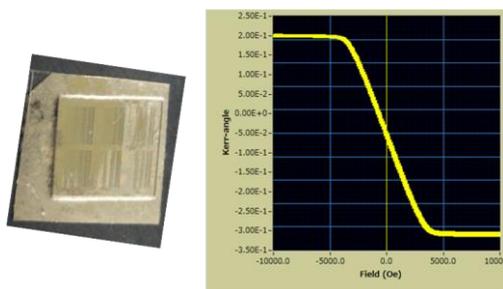


Figure 1. A nano-imprinted GeFeCo nano-wires and its Kerr hysteresis loop

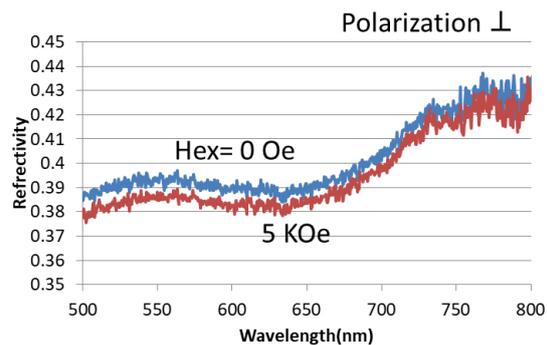


Figure 2. Reflectivity of the nano-imprinted GeFeCo nano-wires with a magnetic field of 0 and 5 KOe

参考文献

- [1] T. Asari et al., AIP Advances 7, 055930 (2017).
- [2] S. Saito et al., J. Mag. Jpn., 43, 25-28(2019).
- [3] Y. Takashima et al., Jpn. J. Appl. Phys. 57, 08PE01(2018).

FePt ドットパターン膜の円偏光誘起磁化反転

本間拓真¹、坂口穂貴¹、中澤俊¹、佐々木悠太²、磯上慎二²、高橋有紀子²、石橋隆幸¹
(¹長岡技術科学大学、²物質・材料研究機構)

Magnetization reversal with circularly polarized light in dot patterned FePt thin films

T. Homma¹, H. Sakaguchi¹, S. Nakazawa¹, Y. Sasaki², S. Isogami², Y.K. Takahashi², and T. Ishibashi¹
(¹Nagaoka Univ. of Tech., ²NIMS)

はじめに 外部磁場や電流誘起スピントルクを主導記録原理として、種々の磁気ストレージデバイスの実用化が進んでいる。一方で超高速、省エネ、非接触、非破壊などの優れた磁気記録特性が期待されることから、近年、円偏光で磁化反転を制御する全光学的磁化反転 (AOS) が注目を集めている。多くの AOS 検証実験では希土類 (RE) - 遷移金属 (TM) 合金のフェリ磁性 Gd-Fe-Co 薄膜¹や Tb-Co 薄膜²、RE-TM 積層フェリ構造の Tb/Co³などが用いられているが、超高密度磁気記録媒体として開発が進む強磁性 FePt-C グラニューラー媒体でも実現されたことから⁴、実用化への期待が高まりつつある。今後、AOS の実用可能性をさらに拡張するためには、あらゆる強磁性薄膜を用いた検討が重要であると考えられる。そこで本研究ではまず、FePt 連続膜の AOS に対するパターンニング効果の調査を目的として実験を行った。

実験方法 DC マグネトロンスパッタリング法により膜厚 10 nm の FePt 薄膜を Ar 雰囲気下で STO(001)基板上に作製した。ターゲットの組成は Fe₅₀Pt₅₀、成膜基板温度は 500 °C とした。フォトリソグラフィと Ar イオンミリングを用いて FePt 薄膜を直径 5, 10, 20, 40 μm の円盤型に微細加工した。MOKE 顕微鏡で磁区観察を行い、磁化過程は光強度の変化から評価した。AOS では、永久磁石により外部磁場を印加し、上向きと下向きの磁区状態のドットが混在している状態を初期状態とし、ドット 1 個ずつ円偏光レーザーを照射した。使用したレーザーは波長 514 nm、周波数 10 kHz、パルス幅 230 fs である。レーザー照射前後の磁化状態は MOKE 像のコントラストの変化から算出した。

実験結果と考察 Fig. 1 に異なるドットサイズにおける FePt 微細加工膜の磁気ヒステリシス曲線を示す。20 μm 以上では、連続膜の状態と磁化過程に変化はなかったが、10 μm 以下では、磁化反転挙動が急峻に変化した。Fig. 2 (a) と 2 (b) はそれぞれ、円偏光照射前後の MOKE 像と画像ラインプロファイルを示す (縦横の番号でドットと紐づけ)。MOKE 像ドットの白色と黒色はそれぞれ正と負に飽和した磁化状態に対応する。円偏光照射前後のラインプロファイルを比較しても判るように、コントラストの変化は AOS によるものと推察される。一方で熱減磁成分や円偏光のヘシリティ依存性の観点から今回の結果を考察する必要があるため、講演会では他の実験データを示しながら議論を深める。

参考文献

- 1) Stanciu et al., PRL. 99, 047601 (2007).
- 2) Alebrand et al., APL. 101, 162408 (2012); Hassdenteufel et al., Adv. Mater. 25, 3122 (2013).
- 3) Mangin et al., Nature Mater. 13, 286 (2014).
- 4) Lambert et al., Science 345, 1337 (2014); Takahashi et al., Phys. Rev. Appl. 6, 054004 (2016).

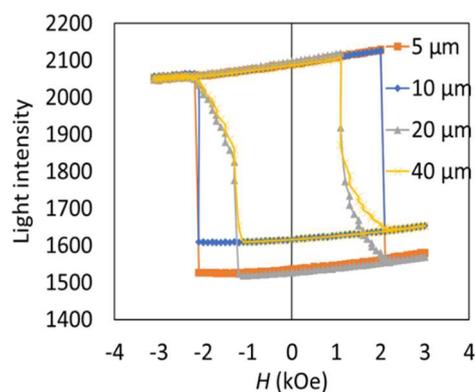


Fig. 1 Hysteresis loops obtained by MOKE microscope for patterned FePt thin films.

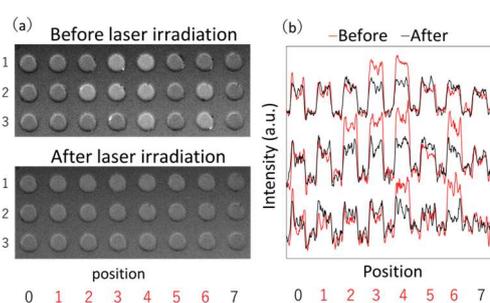


Fig. 2 (a) MOKE images of patterned FePt thin film before and after laser irradiation and (b) line profile obtained before and after laser irradiation.

Sm シード層導入による粒界拡散 Sm(Fe-Co)₁₂-B 薄膜の保磁力向上

森 裕一、中塚 奏賀、畑中 辰汰朗、土井 正晶、嶋 敏之
(東北学院大工)

Enhancement of coercivity for grain boundary diffused Sm(Fe-Co)₁₂-B thin films
by the introduction of Sm seed layer

Y. Mori, S. Nakatsuka, S. Hatanaka, M. Doi and T. Shima
(Tohoku Gakuin University)

はじめに

ThMn₁₂ 型構造を有する RFe₁₂ 化合物は高い飽和磁化を示すことから新規高性能永久磁石の候補に挙げられ、特に Sm(Fe_{0.8}Co_{0.2})₁₂ 薄膜では室温において優れた飽和磁化 $\mu_0 M_s = 1.77$ T、異方性磁場 $\mu_0 H_A = 12$ T、キュリー温度 $T_c = 586$ °C が得られると報告されている¹⁾。我々は Sm(Fe_{0.8}Co_{0.2})₁₂ 薄膜へ B 添加により $\mu_0 H_c = 1.2$ T へ保磁力が増加し、B を含有するアモルファス粒界相が SmFe₁₂ 柱状粒子を明瞭に分断した構造が形成されると報告した²⁾。また、粒界相の組成は Sm_{5.8}Fe_{73.3}Co_{10.6}B_{10.3} であることから粒界相は強磁性を示すと予測される為、粒界相の組成の制御により保磁力の更なる向上が期待されている。実際に Sm(Fe-Co)₁₂-B 薄膜の結晶粒界へ Si を選択的に拡散することにより、1.11 T から 1.32 T へ保磁力が増加したことが報告され、更にマイクロマグネティックシミュレーションを用いた磁化反転プロセスの評価では、Si がキャップ層から磁性層下部まで拡散し、下地層及び磁性層の界面に存在する軟磁性相が抑制されれば、約 3 T の大きな保磁力が得られると予測された³⁾。このように、非磁性元素の粒界拡散は Sm(Fe_{0.8}Co_{0.2})₁₂ 薄膜の保磁力向上に有効な手法であり、軟磁性相の生成抑制により更なる保磁力の向上が期待される。本研究では Al 及び Si 元素を用いた粒界拡散と Sm シード層の組み合わせにより、Sm(Fe-Co)₁₂-B 薄膜の保磁力向上を試みるため、シード層、磁性層及びキャップ層の膜厚を変化させた試料の結晶構造及び磁気特性を詳細に調査した。

実験方法

試料作製は超高真空多元スパッタ装置を用いて作製した。4.0 × 10⁻⁷ Pa 以下の真空雰囲気中において、700 °C で基板クリーニングした MgO(100)単結晶基板の基板温度を 400 °C に設定し、ガス圧 1.30 mTorr の Ar 雰囲気中において V 下地層を 20 nm、Sm シード層を $t_{Sm} = 0 \sim 3$ nm 成膜し、更に磁性層として Sm(Fe-Co)₁₂-B 層を $t_{1:12} = 30 \sim 100$ nm 成膜した。続いて、拡散元素として Al、Si をキャップ層として成膜した後、400 °C において 0~4 時間の熱処理を行い、最後に酸化防止層として V 層を 10 nm 成膜した。作製した試料の結晶構造は X 線回折 (XRD)、磁気特性は超伝導量子干渉磁束計 (SQUID) を用いて評価した。

実験結果

キャップ層を付与しない Sm(Fe-Co)₁₂-B (100 nm) 薄膜において膜面垂直方向に測定した磁化曲線より 1.2 T と高い保磁力が得られ、Sm シード層の導入により ThMn₁₂ 型構造に起因する (002) 及び (004) ピークの強度が増加し、 α -(Fe,Co) 相に起因するピークの強度が減少することが確認された。また、Al キャップ層を熱処理により拡散した Sm(Fe-Co)₁₂-B 薄膜において Sm シード層を導入した場合、最大 1.87 T の保磁力が得られた。講演では、Sm(Fe-Co)₁₂-B 薄膜及び Al、Si 元素を拡散させた試料において、Sm シード層導入による構造と磁気特性の変化について詳細に報告する。

参考文献

- 1) Y. Hirayama, Y. K. Takahashi, S. Hirosawa, K. Hono, *Scr. Mater.*, **138** (2017) 62-65.
- 2) H. Sepehri-Amin, Y. Tamazawa, M. Kambayashi, G. Saito, Y. K. Takahashi, D. Ogawa, T. Ohkubo, S. Hirosawa, M. Doi, T. Shima, K. Hono, *Scr. Mater.*, **194** (2020) 337-342.
- 3) A. Boyachkin, H. Sepehri-Amin, M. Kambayashi, Y. Mori, T. Ohkubo, Y. K. Takahashi, T. Shima, K. Hono, *Acta. Mater.*, **227** (2022) 117716.

SrNi_xZn_{2-x}-W 型六方晶フェライトの生成条件及び磁気特性

石野晃成, 藤枝 俊, 清野智史, 中川 貴
(大阪大)

Synthesis conditions and magnetic properties of SrNi_xZn_{2-x}-W-type hexaferrites

K. Ishino, S. Fujieda, S. Seino, T. Nakagawa
(Osaka Univ.)

はじめに

六方晶系 SrMe₂-W 型フェライト (SrMe₂Fe₁₆O₂₇) は Me²⁺ = Zn²⁺ のとき, 一般的に用いられる Sr-M 型フェライト (SrFe₁₂O₁₉) よりも高い飽和磁化を示すことが報告されており, 次世代磁石として期待される¹⁾. しかし, SrZn₂-W 型フェライトは保磁力, キュリー温度などが著しく低いという課題がある. そこで本研究では, キュリー温度を向上させる可能性のある Ni に着目し, SrNi_xZn_{2-x}-W 型フェライト (SrNi_xZn_{2-x}Fe₁₆O₂₇) の磁気特性を評価する. また, W 型フェライトの単相の焼成には雰囲気操作が必要であるが²⁾, Ni を置換した際の生成条件を報告した例は少ない. よって, 本研究では, SrNi_xZn_{2-x}-W 型フェライト (x = 0.0, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0) の生成条件と磁気特性の Ni 置換依存性を明らかにすることを目的とする.

実験方法

SrCO₃, NiO, ZnO, α-Fe₂O₃ を出発原料として用いて, ペレットを形成し, 焼成雰囲気酸素分圧 $p_{O_2} = 5 \times 10^{-4} \sim 2 \times 10^{-1}$ atm と変えて, 200°C/h で昇温, 1250°C で 10 時間の熱処理を施した. 生成相の同定には実験室 XRD, ペレット表面の生成相の観察には SEM-EDS, 磁場磁化曲線の測定には PPMS を用いた.

実験結果

XRD パターンの各相のメインピークの大きさの比を構成相の割合として, x = 0.0 及び 0.5 における焼成雰囲気と生成相の関係を Fig.1 に示す. 全ての組成について, 酸素分圧が大きくなるほど W 型相の割合は大きくなった. また, XRD パターンから格子定数を算出したところ, 置換量が多くなるほど, 格子定数は小さくなった. このことから, 狙い通りに Zn が Ni に置換されていると言える.

SEM-EDS による表面観察の結果, XRD による同定の通り, ほぼ W 型相で構成されていることが分かった. しかし, スピネル相が一部観察された. したがって, 完璧な単相を得るには, 酸素分圧を更に上げるか, 焼成温度や時間の調整が必要と考えられる.

大気雰囲気で焼成した試料について, 5 K と 300 K における磁場磁化曲線を Fig.2 に示す. 5 K の飽和磁化に対する 300 K の飽和磁化の比の値を比較すると, x = 0.5 のほうが x = 0.0 より大きくなるため, Ni を添加することでキュリー温度が向上したと考えられる. また, Ni を少量添加した x = 0.5 で 300 K における飽和磁化の増加が見られたため, Ni の添加は磁化の向上にも有用であると考えられる.

参考文献

- 1) S. Dey, R. Valenzuela, "Advances in Ceramics", Vol.16, 155-158. (1985)
- 2) H. Neumann, et al., J. Am. Ceramic Soc, Vol. 51, pp.536, (1968)

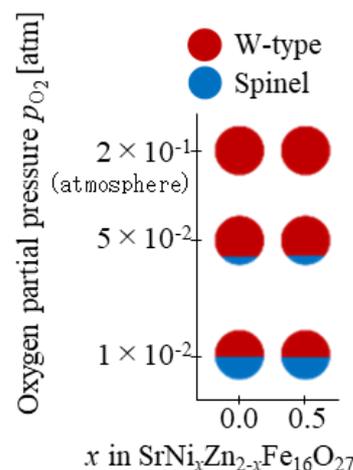


Fig.1 Sintering atmosphere dependence of formative phase

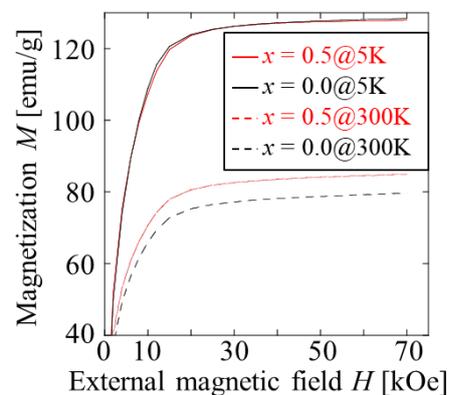


Fig.2 Dependence of magnetization on magnetic field (x=0.0, 0.5 @5 K&300 K)

窒素添加 Fe-Ga 薄膜の磁気特性における N₂ 分圧依存性

鈴木和歩, 日野達樹, 藤原裕司, 神保睦子, 大島大輝*, 加藤剛志*
(三重大学, *名古屋大学)

N₂ partial pressure dependence of magnetic properties of Fe-Ga-N film
K.Suzuki, T.Hino, Y.Fujiwara, M.Jimbo, D.Oshima*, T.Kato*
(Mie Univ., *Nagoya Univ.)

はじめに

FeGa 合金は大きな磁歪定数、飽和磁化を持ち、良好な機械特性からセンサや発電素子への応用が期待されている。近年では高周波デバイスへの応用のため薄膜での軟磁気特性、高周波特性の改善が求められている¹⁾²⁾。そのため B³⁾や C⁴⁾などの軽元素の添加により保磁力の低下や磁歪の増加が報告されている。本研究では軽元素である N を添加した Fe-Ga-N 薄膜を作製し結晶構造、磁気特性を評価した。

実験方法

試料はマグネトロンスパッタリング法によりマイクロカバーガラス上に作製した。成膜条件を Table.1 に示す。成膜時、基板に約 200Oe の直流磁界を印加した。また、全圧 (P_{Total}) に対する N₂ ガス分圧 (P_{N2}) を変化させることで添加量を制御し、表面には酸化防止のため SiN 膜を 30nm 成膜した。試料の磁気特性は VSM とトルク磁力計で評価し、結晶構造は XRD で確認した。

Table.1 Sputtering Condition

| | |
|---------------------|---|
| Target | Fe with Fe ₈₀ Ga ₂₀ chips |
| Sputtering Gas | Ar+N ₂ |
| Sputtering Pressure | 0.8Pa |
| Time | 1h |
| DC Power | 27 W |

実験結果

Fig.1 に各 N₂ 分圧比 (P_{N2}/P_{Total}) に対する XRD パターンの変化を示す。N₂ 分圧比が 0%~10% では 45° 付近にピークがみられたが 12% 以上で回折ピークがなくなり、アモルファス化することがわかった。

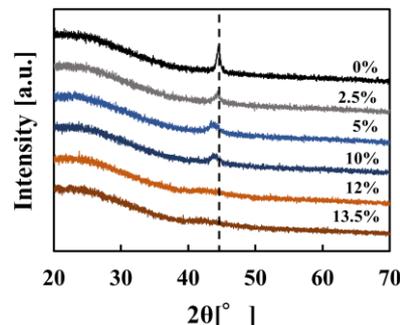


Fig.1 XRD patterns of Fe-Ga-N films

Fig.2 には N₂ ガス分圧比に対する保磁力 (H_c) と飽和磁歪 (λ_s) を示す。N₂ 分圧比が 12% で保磁力が大きく低下し、13.5% で最小の 1.3Oe を示した、そのとき飽和磁歪は最大値 29ppm を示した。アモルファス化による結晶磁気異方性の低下の影響と考えられる。また、20% では保磁力が増加した。このとき、磁化曲線に垂直磁気異方性に起因すると思われる回転磁化過程が確認できたことから、これが保磁力増加の原因と考えられる。この垂直磁気異方性は成膜時に膜に不均一に導入された圧縮応力、または柱状構造の形成が原因であると推測されるが現時点では詳細は理解できていない。

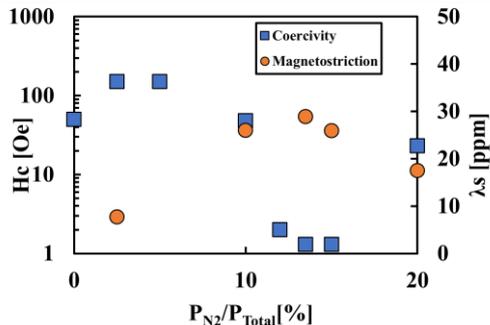


Fig.2 P_{N2}/P_{Total} dependence of coercivity and saturation magnetostriction

以上から Fe-Ga 薄膜への窒素添加により結晶構造はアモルファスになり、保磁力は最小で 1.3Oe、磁歪 29ppm となった。

参考文献

- 1) D.Cao et al : AIP Advances **7**, 115009(2017).
- 2) S.Muramatsu et al : The Papers of Technical Meeting on Magnetism, IEE Jpn, MAG-21-085 (2021).
- 3) J.Lou et al : Appl. Phys. Lett. **91**, 182504 (2007).
- 4) S.Muramatsu et al : The Papers of Technical Meeting on Magnetism, IEE Jpn, MAG-22-085 (2022).

大バルクハウゼン効果を示す FeSiBNb 薄膜の ひずみセンサへの応用

前納洸矢、沓名勇輝、柳田真佑汰、藤原裕司、神保睦子、大島大輝*、加藤剛志*
(三重大学、名古屋大学*)

Strain sensor application of FeSiBNb film showing large Barkhausen jump
K.Maeno, Y.Kutsuna, M.Yanagida, Y.Fujiwara, M.Jimbo, *D.Oshima, *T.Kato
(Mie Univ., *Nagoya Univ.)

はじめに

新たなセンサ技術として磁性薄膜の大バルクハウゼンジャンプを用いたセンサの開発が行われている。⁽¹⁾⁽²⁾我々は FeSiBNb 薄膜を利用し、ひずみセンサの開発を試みた。本研究では、ピックアップコイルを巻いた FeSiBNb 薄膜に交流磁界を印加した際に得られるパルス電圧を測定した。また、いくつかの周波数においてひずみ印加によるパルス電圧の制御を行いセンサへの応用を検討した。

実験方法

試料は DC、RF 電源を持つマグネトロンスパッタリング装置を用いて、水冷したガラス基板(10×20×0.16mm)上に成膜した。成膜時の Ar ガス圧は 0.42Pa であり、約 2000e の直流磁界を基板に印加した。膜構成は sub./FeSiBNb(300nm)/SiN(30nm) である。Fig1 に示すように 1000turn のピックアップコイル中に設置した試料に交流磁界を印加し、オシロスコープで電圧を観測した。印加した交流磁界は最大値 200e であり、周波数は 0.1Hz から 60Hz である。また、試料にはマイクロメータでひずみが印加可能である。

実験結果

Fig. 2 に 0.1Hz から 60Hz の 200e 外部磁界を印加したときのパルス電圧の周波数依存性を示す。このとき、試料にひずみは印加していない。5Hz 以下の周波数ではパルス電圧は約 10mV で一定であったことから、このパルス電圧は大バルクハウゼンジャンプに起因していると考えられる。Fig. 3 は外部磁界 200e、0.1Hz でのパルス電圧の印加ひずみ依存性である。各点は 5 回測定の実験結果から、5×10⁻⁵ の圧縮ひずみを検出可能であることがわかった。

参考文献

- 1) Y.Baba et al. :J. Magn. Soc. Jpn., **27**, 406-409 (2003).
- 2) Y.Takemura et al. :IEEE Trans. Magn., **40**, 2667-2669 (2004).

謝辞

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

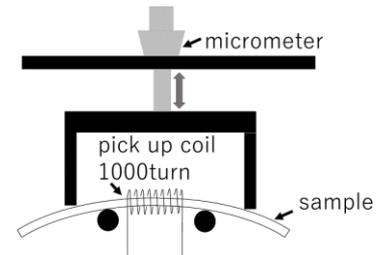


Fig.1 Schematic of experimental.

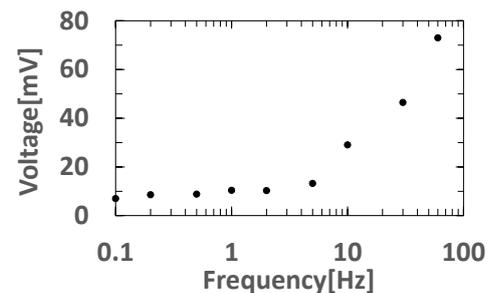


Fig.2 Pulse voltage depending on frequency.

(External magnetic field, 200e)

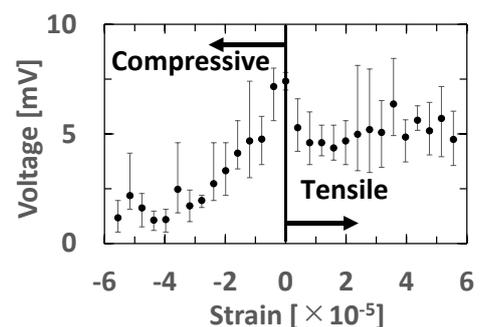


Fig.3 Pulse voltage depending on strain.

(External magnetic field, 200e,
0.1Hz)

剥離現象を用いた作製した Fe-Pt 系薄帯の磁気特性と機械的性質

宮原悠*, 山下昂洋, 柳井武志, 福永博俊, 中野正基 (長崎大学)

Chao Qi, 進士忠彦 (東京工業大学)

Magnetic properties and mechanical characteristic of Fe-Pt thin-sheets prepared by exfoliation behavior

Yu Miyahara*, Akihiro Yamashita, Takeshi Yanai, Hirotohi Fukunaga, Masaki Nakano (Nagasaki Univ.)

Chao Qi, Tadahiko Shinshi (Tokyo Institute of Technology)

はじめに

小型の希土類系バルク磁石をベースとした磁気 MEMS の研究開発⁽¹⁾が進められているものの、希土類系磁石は錆びやすく、耐食性を考慮したデバイス設計が必要である。例えば、「体内埋め込みデバイス」や「流体と接しやすいマイクロポンプ」の利用等を想定した際に、コーティングの検討やその信頼性確保が課題となる。我々は、PLD(Pulsed laser Deposition)法で成膜した Fe-Pt 系磁石膜と Si 基板との密着性が低く、磁石膜が基板より剥離しやすい現象を用いて、Fe-Pt 系(磁石)薄帯を作製してきた⁽²⁾。しかし、既報⁽²⁾においては、(1)薄帯が剥離するパラメータとして膜厚のみが議論、(2)磁気特性の組成依存性を検討していない等、更なる議論の余地がある。

本稿では、剥離時もしくは剥離後の Fe-Pt 系薄帯の機械的性質や磁気特性に及ぼす組成の影響を議論すると共に、高価な Pt 元素の使用量を低減するための薄帯構造を提案する。

実験方法

約 1.0×10^{-4} Pa の真空雰囲気下で、Nd-YAG レーザ(波長:355 nm, 周波数:30 Hz) をターゲット(3水準:Fe₇₀Pt₃₀, Fe₆₀Pt₄₀, Fe₅₀Pt₅₀)に照射し、500 nm 厚熱酸化膜付き Si 基板上に Fe-Pt 系磁石膜を成膜した。成膜直後に Si 基板から Fe-Pt 系磁石膜を剥離し、Fe-Pt 系磁石薄帯とした。得られた薄帯を規則化するために、抵抗加熱炉を用い、昇温速度:100 °C/min. 保持時間:30 min, 熱処理温度:700 °Cとして熱処理を施した。膜厚はマイクロメータ、組成は SEM-EDX、磁気特性は VSM で測定し、結晶構造は X線回折で観察した。

実験結果と考察

Fe-Pt 系薄帯の剥離時の様子を詳細に観察した結果、一部の試料に基板または試料の破壊が見られた。具体的には、Fe-Pt 系薄帯を問題なく剥離するためには、膜厚と共に組成に着目する必要があるが、55 at.%未満の Fe 含有量と 7 μm 以上の膜厚が最適条件あることが明らかとなった。(Fig.1)特に、基板破壊(図中:○)した試料は、化学量論組成に比べ Fe-rich 組成で確認された。これは、磁石膜と Si 基板の密着性の高い合金(例えば、鉄シリサイド)の存在を示唆しており、今後、観察する必要がある。問題なく剥離できた試料に対し、保磁力の組成依存性を検討した結果、Fe 含有量が 50 at.%程度で 380 kA/m の最大の保磁力が得られた。(Fig. 2)

Pt 元素の使用量を低減するため、Pr-Fe-B 系磁石膜を Fe-Pt 系膜でサンドイッチした 3 層構造の磁石薄帯の作製も検討した。現状、最大の保磁力は 210 kA/m 程度であり、Fig. 3 に示す様にループにニックも観察された。この 3 層構造薄帯に関しては、今後、熱処理条件を吟味し、磁気特性の向上を図る予定である。

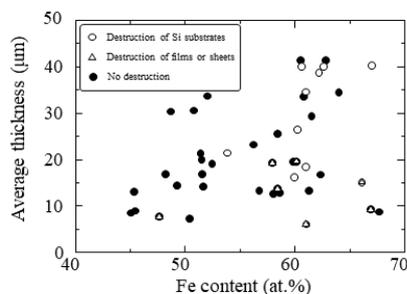


Fig.1 Mechanical characteristic of samples with various thicknesses and Fe contents

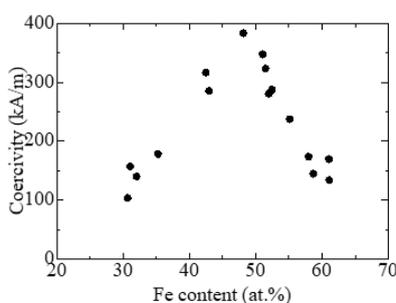


Fig. 2 Coercivity as a function of Fe content

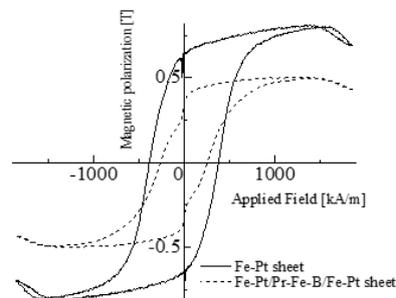


Fig.3 In-plane J-H loops of Fe-Pt sheet and Fe-Pt/Pr-Fe-B/Fe-Pt sheet

参考文献

- (1) 山本陽輔, 本田崇 : 日本 AEM 学会誌, vol. 21, No. 2, pp. 190–195(2013).
- (2) M. Nakano *et al.*, *AIP Advances*, vol. 12, No.3, #035232(2022).

水平方向からの磁場を用いた柔軟鋼板の磁気浮上 (2自由度モデルを考慮した制御システムの実験的検討)

鬼塚晴大、遠藤文人、黒田純平*、内野大悟*、小川和輝**、池田圭吾***、
加藤太朗****、成田正敬*、加藤英晃*

(福工大、*東海大、**愛知工科大、***北科大、****工科大)

Electromagnetic levitation for flexible steel plate using magnetic field from horizontal direction
(Experimental investigation on control system considering two-degree-of freedom model)

S. Onitsuka, A. Endo, J. Kuroda*, D. Uchino*, K. Ogawa**, K. Ikeda***,
T. Kato****, T. Narita*, H. Kato*

(FIT, *Tokai Univ., **AUT, ***Hokkaido Univ. Sci., ****TUT)

緒言

柔軟鋼板の製造工程では、ローラを使用した接触搬送が行われており、鋼板とローラの接触によって鋼板の表面品質が劣化することが懸念されている。そこで、磁気浮上技術を使って鋼板を非接触に把持・搬送する方法が提案されている。しかしながら、厚さが 0.3 mm 以下の剛性が低い柔軟鋼板は、鋼板のたわみにより浮上安定性を保つことが困難となる場合がある。そこで、柔軟鋼板を挟むように電磁石を設置し、両端から引っ張るように吸引力を発生させ、柔軟鋼板のたわみを抑制しながら非接触把持を実現する磁気浮上方式を提案したり、柔軟鋼板を非接触に支持する際には電磁石によって重力とつり合う吸引力(支持力)を発生させる必要がある。また吸引力を発生させた際には鋼板のたわみを抑制する吸引力(張力)も発生する。従来の制御システムでは、水平方向にのみ振動すると仮定した 1 自由度モデルを対象としていた。この制御システムを用いて実験を行った場合、浮上することは確認できている。しかしながら、鉛直方向の振動により浮上状態を保つことが困難になる場合がある。そこで、水平方向と鉛直方向に振動が生じると仮定した 2 自由度モデルを用いて制御システムを構築し、実験を行った。

柔軟鋼板の磁気浮上実験

本検討で使用した磁気浮上装置を Fig. 1 に示す。本装置は 4 つの電磁石から構成されており、柔軟鋼板の両端に 2 つずつ設置している。電磁石に電流が流れることで、柔軟鋼板が電磁石中心へ向かうように吸引力が発生する。吸引力は Fig. 2 に示すように、鉛直方向の吸引力を支持力、水平方向の吸引力を張力のように分けて考えることができる。そのため本報告では 2 自由度モデルを考慮した制御システムを構築した。定常電流を 1.2 A として実験した際の鉛直方向変位時刻歴を Fig. 3 に示す。Fig. 3 では平衡点からの変位を示しており、平衡点近傍にて周期的に振動しながら浮上していることが明らかになった。今後は定常電流といった条件を変化させ、安定性に及ぼす影響について検討を行う。

参考文献

- 1) 椎名ら、日本磁気学会論文特集号、Vol. 5, No. 2, pp. 60-66 (2021).
- 2) 遠藤ら、日本磁気学会論文特集号、Vol. 6, No. 1, pp. 87-92 (2022).

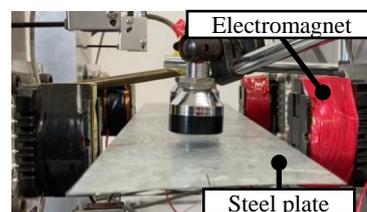


Fig. 1 Magnetic levitation system

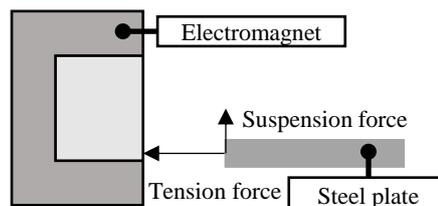


Fig. 2 Attractive force applied to flexible steel plate

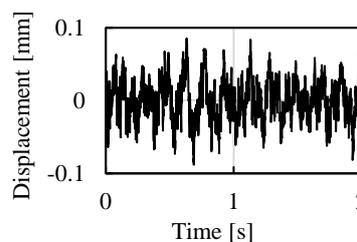


Fig. 3 Time history of vertical displacement

シームレスな極薄鋼板の磁気ガイドウェイシステムの開発 (エッジ方向と面外方向の制御モデルに関する基礎的検討)

大久保貴之、加納蓮、黒田純平、内野大悟、小川和輝^{*1}、
池田圭吾^{*2}、加藤太朗^{*3}、遠藤文人^{*4}、成田正敬、加藤英晃

(東海大学、^{*1}愛知工科大学、^{*2}北海道科学大学、^{*3}東京工科大学、^{*4}福岡工業大学)

Development of Electromagnetic Guideway System for Seamless Ultra-Thin Steel Plate
(Fundamental Consideration on Control Model in Edge and Out-of-Plane Direction)

T. Okubo, R. Kano, J. Kuroda, D. Uchino, K. Ogawa^{*1}, K. Ikeda^{*2}, T. Kato^{*3}, A. Endo^{*4}, T. Narita, H. Kato
(Tokai Univ., ^{*1}AUT, ^{*2}Hokkaido Univ. Sci., ^{*3}Tokyo Univ. Tech., ^{*4}FIT)

はじめに

鋼板を製造するラインでは、鋼板とローラによる接触支持搬送が行われている。この間、鋼板はローラとの接触支持搬送により生じる摩擦が原因で鋼板表面品質の劣化が問題視されており、高品質な製品の実現には鋼板とローラの接触を避ける必要がある。この問題点を解決するために当研究グループでは走行する連続鋼板のエッジ近傍に電磁力を印加することで鋼板の振動を抑制する非接触案内を検討してきた¹⁾。このシステムでは2方向に自由度を持った鋼板を1対の電磁石でエッジ方向に制御している。鋼板の面外方向は電磁石の吸引力によりパッシブに保持されている。しかし、この方式では面外方向に減衰要素がないために、振動が発生すると収束しない問題が存在する。そこで、今回の報告では、従来の電磁石に面外方向の制御を加えることで2方向をアクティブに制御し、振動現象を解決することを検討した。

実験装置

電磁石を用いた連続鋼板の非接触案内システムは走行中の鋼板の進行方向変更部分に電磁石を設置し、吸引力により鋼板を支持している。Fig. 1 に示すように電磁石は対向して鋼板のエッジを挟むように設置されている。また、電磁石の向かい合う方向を y 方向とし、 y 方向から直角に鋼板の面に垂直な方向を z 方向、そして鋼板の面に平行な方向を x 方向としている。従来の検討では鋼板を電磁石の中心で支持することで y 方向の制御を行ってきたが、本検討では、外力を与えることで Fig. 2 に示すように鋼板を中心からオフセットさせた。

未制御時の応答特性

システムの持つ特性を調べるために未制御時の応答をシミュレーションにて検討した。Fig. 3 は制御システムに初期変位を z 方向に 1 mm 入力した場合の応答である。同図より振動的傾向は z 方向の変位、速度、電流のみに確認でき、 y 方向には応答が確認できないことから、 z 方向の運動は独立しており、 y 方向に影響を及ぼさないことが確認できた。

参考文献

- 1) 柏原, 押野谷, 石橋, 日本 AEM 学会誌, Vol. 11, No. 4, (2003), 235-241.

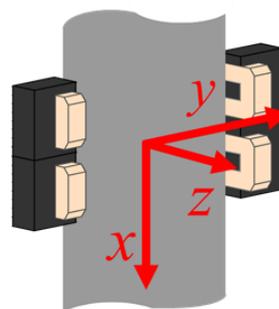


Fig. 1 Coordinate and direction in the non-contact guide control system

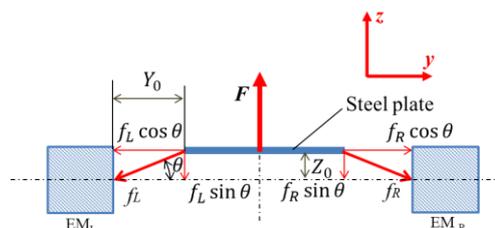


Fig. 2 Attractive forces generated by electromagnet

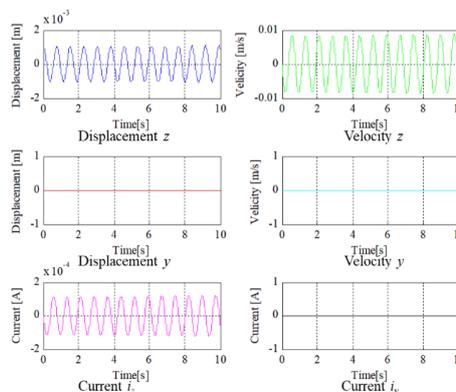


Fig. 3 Analyzed response of proposed control model with initial displacement in z -direction

電磁石を用いた連続鋼板の非接触案内 (電磁石位置による振動抑制効果に関する実験的検討)

加納蓮、大久保貴之、黒田純平、内野大悟、小川和輝*¹、池田圭吾*²、
加藤太朗*³、遠藤文人*⁴、加藤英晃、成田正敬
(東海大学、*¹愛知工科大学、*²北海道科学大学、*³東京工科大学、*⁴福岡工業大学)

Non-contact Guidance of Continuous Steel Plates Using Electromagnets

(Experimental Consideration on Effect of Vibration Suppression with Electromagnet Position)

R. Kano, T. Okubo, J. Kuroda, D. Uchino, K. Ogawa*¹, K. Ikeda*², T. Kato*³, A. Endo*⁴, H. Kato, T. Narita
(Tokai Univ., *¹Aichi Univ. Tech., *²Hokkaido Univ. Sci., *³Tokyo Univ. Tech., *⁴FIT)

はじめに

溶融亜鉛めっき鋼板は塗装性、溶接性、耐久性に優れることから自動車や建材などに幅広く使用されている。鋼板を製造するラインでは、接触支持搬送がされており、ロールとの接触による表面品質の劣化などの問題点が多数存在する。この問題を解決するために著者らは、直線を走行する連続鋼板のエッジ近傍に電磁力を印加することで鋼板を非接触に案内する検討をしている¹⁾。これまでにマルチボディダイナミクスを用いて鋼板が静止した際のループ形状部の鋼板形状を求め、実験結果と解析結果が一致したことを確認している²⁾。しかし、電磁石の最適な設置位置に関する実験的検討は行われていない。そこで本報告は磁気ガイドウェイシステムに用いる制御用電磁石の設置位置を変更した際の鋼板の振動の変化について検討を行った。

非接触案内形成装置

本研究では、Fig. 1 に示すように連続鋼板が進行方向を変更する部分を模擬した装置により検討を行った。長さ 6894 mm、幅 150 mm、厚さ 0.3 mm のステンレス鋼材製ベルトを溶接した連続鋼板を直径 700 mm、幅 154 mm のプーリから吊り下げた。また、Fig. 1 に示すようにプーリから下に 500 mm、鋼板の面外方向に 50 mm 離れた箇所に外乱用電磁石、鋼板下部のループ部分に制御用電磁石を設置した。Fig. 2 には実験に用いた制御用電磁石ユニットの写真を示す。

外乱入力時における制振性能の実験

制御用電磁石に与える定常電流は 0.5 A とし、測定箇所は鋼板下部ループ部分の 0°、45°、90°、135°、180° とした。実験により得られた実験装置最下点である 90° 位置での鋼板面外方向変位の時刻歴波形を Fig. 3 に示す。同図より 90° 地点においては鋼板進行方向変更部の 0° に制御用電磁石を配置することで高い制御抑制効果を得ることが確認できた。

参考文献

- 1) 柏原, 押野谷, 石橋, 日本 AEM 学会誌, Vol. 11, No. 4, (2003), 235-241.
- 2) 中須賀, 奈良輪, 石原, 山口, 小川, 成田, 加藤, 日本磁気学会論文特集号, Vol. 5, No. 1, (2021), 37-43.

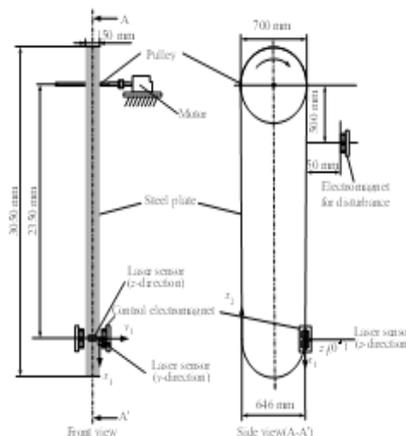


Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus and measurement position.

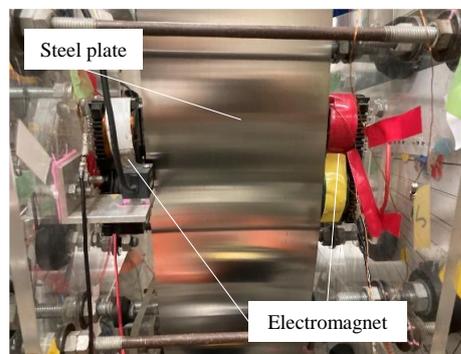


Fig. 2 Control system of the noncontact guide.

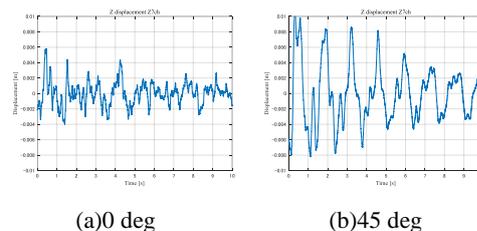


Fig. 3 Time history of z-displacement of steel plate at the lowest point of the experimental apparatus, when changing the electromagnet position.

ドライバーの快適性を考慮した超小型モビリティの アクティブシートサスペンション (振動が入力された際の乗員の生体情報に関する実験的検討)

笠松忍、落合真輝、小林一景、内野大悟、黒田純平、遠藤文人^{*1}、池田圭吾^{*2}、
加藤太郎^{*3}、小川和輝^{*4}、成田正敬、加藤英晃
(東海大学、^{*1}福岡工業大学、^{*2}北海道科学大学、^{*3}東京工科大学、^{*4}愛知工科大学)

Active Seat Suspension for Ultra-Compact Mobility Considering Driver's Comfortability (Experimental Consideration on Biological Information of Oscillated Occupants)

S. Kasamatsu, M. Ochiai, I. Kobayashi, D. Uchino, J. Kuroda, A. Endo^{*1}, K. Ikeda^{*2},
T. Kato^{*3}, K. Ogawa^{*4}, T. Narita, H. Kato
(Tokai Univ., ^{*1}FIT, ^{*2}Hokkaido Univ. Sci., ^{*3}Tokyo Univ. Tech., ^{*4}AUT)

はじめに

近年環境問題や高齢化社会問題の影響があり、超小型車両の需要が高まりを見せている。しかしながら超小型車両は非常にコンパクトであるためにあまり大掛かりな装置の改良は行えないという制限がある。例えば、細い道や舗装されていない道には細かな段差や凹凸や小さな障害物が多数路面上にあり、このような道での走行を考慮すると車両の乗り心地劣化が予想される。そこで著者らは、の問題を解決するために超小型車両を用いたアクティブシートサスペンションを提案し、乗員の乗り心地感覚やその時の心理状態を反映させることを目的としている^{2,3}。本報告では悪路走行時の外乱を模擬した振動にアクティブシートサスペンションにより発生させた振動を重畳し、その際の乗員の乗り心地について生体情報を測定して評価を行った。

アクティブシートサスペンションの制御モデルと制御システム

本報告で使用したアクティブシートサスペンションのモデルを Fig. 1 に示す。制御用アクチュエータにはボイスコイルモータ (VCM) を使用した。実験は Fig. 2 に示すようにアクティブシートサスペンションが設置された超小型車両に着座して乗員を加振し、生体情報の測定を行った。アクティブシートサスペンションは車両の座席部に設置し、車体の固有振動数による共振を防ぐためにジャックアップした状態でアクティブシートサスペンションを動作させ、実験協力者を3分間加振した。加振周波数は悪路走行時の外乱を模擬した4 Hzの正弦波に2~10 Hzの正弦波でマスキングを行った。その結果3 Hzでマスキングを行った際に、ストレス指標となる生体情報が低下する傾向が得られた。

参考文献

- 1) 阿部, 新井, 押野谷, 石橋, 日本機械学会 2002 年度年次大会講演会論文集, 2002, Vol. 7, No. 02-1, pp. 175-176.
- 2) 押野谷, 石橋, 新井, 日本 AEM 学会誌, 2003, Vol. 11-No. 4, pp. 209-215.
- 3) 新井, 阿部, 押野谷, 石橋, 第 45 回自動制御連合講演会, 2002, pp. 471-472.

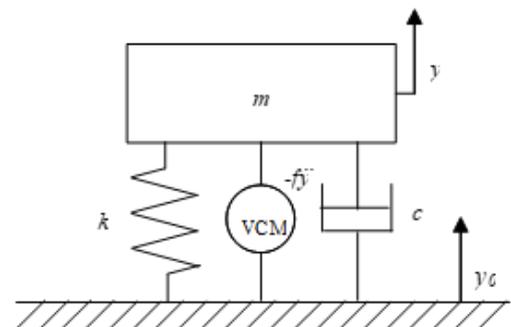


Fig. 1 Model of active seat suspension

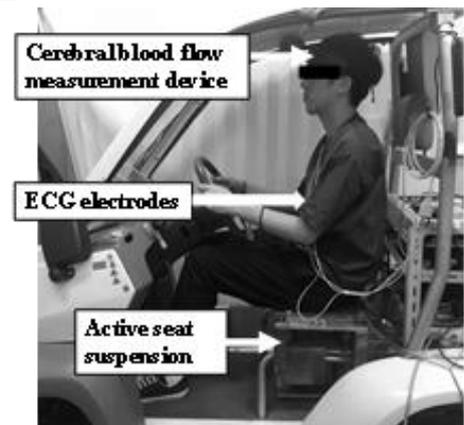


Fig. 2 Experimental Scene

熱流センサー開発のための GdCo(TbCo)合金における異常ネルンスト効果

小田切美穂、今枝寛人、鷲見聡、栗野博之、田辺賢士 (豊田工業大学)

Anomalous Nernst effects in TbCo and GdCo alloys for heat flux sensing

M. Odagiri, H. Imaeda, S. Sumi, H. Awano and K. Tanabe (Toyota Technological Institute)

はじめに

近年、熱流センサーの需要が高まっている。これは、熱流を検知することで、温度センサーよりも速く発熱を検知できる特徴がある。現在、実用化されている熱流センサーは、ゼーベック効果を用いたセンサーであるが、非常に高価という課題がある。そこで Zhou らは、安価に作製可能な、異常ネルンスト効果 (ANE) を利用した熱流センサーを提案した[1]。一般的に ANE 型センサーは、発生電界 E と熱流束密度 j の比 $|E/j|$ で評価される。 $|E/j|$ は、横ゼーベック係数 S_{ANE} に比例し、熱伝導率 K に反比例するため、大きな S_{ANE} と低い K を持つ材料が求められる。さらにデバイス化する際には、正負の S_{ANE} を持つ 2 種の材料が必要になることから、 $|E+/j+| + |E-/j-|$ で評価することが重要になる ($E+$ (E) と $j+$ (j) は、 $S_{ANE} > 0 (< 0)$ の材料の E と j)。ここで我々は、希土類遷移金属合金 (TbCo, GdCo) に着目した。この合金は、希土類元素の濃度変調により、 S_{ANE} の符号を反転させることができ、またアモルファス合金であるため、低い熱伝導率が期待される。

実験方法および結果

作製した試料構造は、 $\text{Si}_3\text{N}_4(10 \text{ nm})/\text{Gd}_x\text{Co}_{1-x}(\text{Tb}_x\text{Co}_{1-x})(20 \text{ nm})/\text{Si}_3\text{N}_4(3 \text{ nm})/\text{SiO}_2$ glass sub. である。この試料における S_{ANE} を測定し、熱流センサーとして利用した際の感度 ($|E+/j+| + |E-/j-|$) を評価した。 S_{ANE} 測定の結果 (Fig. 1)、GdCo と TbCo 合金はともに類似の傾向を示し、おおよそ 20at% で符号反転することが明らかになった。次に S_{ANE} の最大値 ($\text{Gd}_{8.9}\text{Co}_{91.1}$) と最小値 ($\text{Gd}_{23.7}\text{Co}_{76.3}$) となった組成において、 $|E/j|$ を測定した。その結果、それぞれ 0.17, 0.29 ($\mu\text{V}/\text{m})/(\text{W}/\text{m}^2)$ となり、合計すると $|E+/j+| + |E-/j-| = 0.46$ ($\mu\text{V}/\text{m})/(\text{W}/\text{m}^2)$ となることが分かった (Fig. 2)。この値は、過去の先行研究[1-2] と比較して約 2 倍大きい結果である。

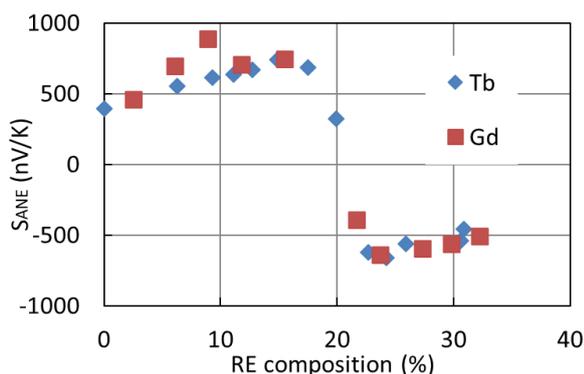


Fig. 1 横ゼーベック係数の組成依存性

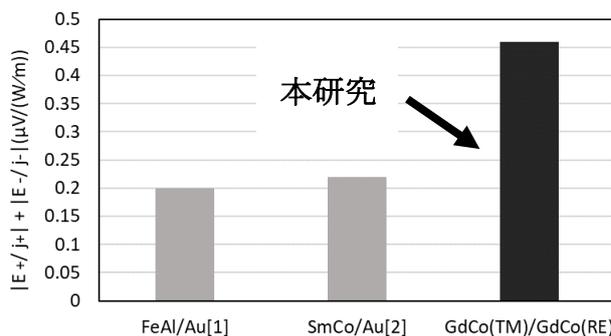


Fig. 2 先行研究との感度に関する比較

参考文献

[1] W. Zhou and Y. Sakuraba, Appl. Phys. Express 13 (2020) 043001.

[2] R. Modak et al., Sci. Technol. Adv. Mater., 23 (2022) 768.

謝辞 この研究はパロマ環境技術開発財団の助成を受けて行われたものです。

薄膜磁気インピーダンス素子の GHz 帯でのインピーダンス変化率

田中 雄太, 谷井 雅, 菊池 弘昭
(岩手大学)

Impedance change ratio of thin-film MI element at GHz range

Y. Tanaka, M. Tanii, H. Kikuchi
(Iwate University)

1. はじめに

センサへの要件として、電子デバイスの携帯性や利便性の向上のために素子の小型化や、非破壊検査応用においてより小さな欠陥を検出するために空間分解能の向上、高感度化が挙げられる。本研究では、小型化が可能で、室温動作するセンサの中では高い感度を有している薄膜 MI センサに焦点を当て、素子の構造が単層で、素子長 1.0 mm の薄膜において 1 GHz で数 100% の変化率を実現してきた。回路の高周波化やそれと対応する電流分布計測、非破壊検査の渦電流探傷における高周波磁界計測の需要が進展するものと思われる。よって、本研究では、薄膜 MI 素子の GHz 帯での高周波特性を実験的に調べるとともに GHz 帯で大きなインピーダンス変化率実現の可能性について磁界シミュレーションに基づいて検討した。

2. 実験方法

素子はアモルファス CoZrNb 膜、電極には Cu を用いた。素子の寸法は、長さ 1.0 mm、幅 10~80 μm 、厚さは 1~5 μm とした。薄膜はマグネトロンスパッタを用いて形成し、磁界中熱処理（真空中、400 $^{\circ}\text{C}$ 、3 kOe）により素子の幅方向に一軸磁気異方性を付与した。素子のインピーダンスはネットワークアナライザを用いて、入力電圧 -20 dBm、励磁周波数 1 MHz~3 GHz の範囲で計測した。その際、直流磁場を素子長手方向に印加した。磁界シミュレーションには FEMtet (ムラタソフトウェア) を使用し 2 次元解析とした。

3. 実験結果

図 1 には膜厚 5 μm 素子におけるインピーダンスの周波数特性を示した。外部磁界をパラメータとしている。印加磁界を増加すると周波数 1 GHz 付近でインピーダンスの最大値が得られている。2, 3 GHz においてインピーダンスが減少しているのは、強磁性共鳴による。図 2 は膜厚 5 μm の素子において、最大インピーダンス変化率の周波数依存性を示した図である。幅が 40 μm で 1 GHz のときにインピーダンス変化率が最大となった。インピーダンス変化が最大となる周波数は強磁性共鳴に依存すると考えられる。図 3 は 1 GHz での最大変化率の素子幅依存性を示した。実験値とともに計算値も併せて示す。定性的には変化は一致している。計算に強磁性共鳴の効果は取り込めていないが、実験的に強磁性共鳴周波数がわかると最大インピーダンスの見積もりが可能になる。

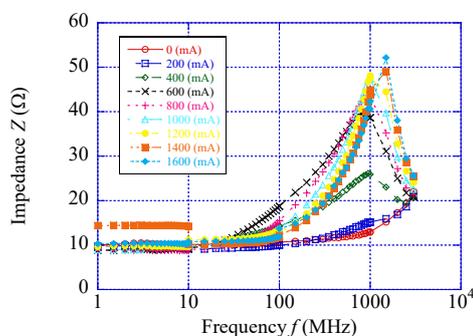


Fig. 1 Frequency dependence of impedance.

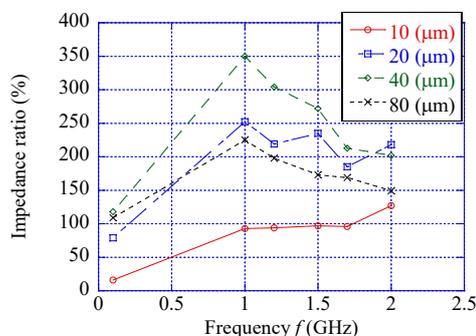


Fig. 2 Dependence of maximum impedance change ratio on frequency.

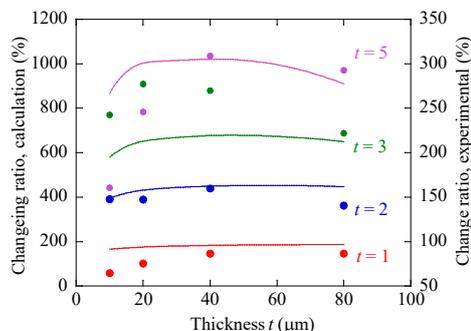


Fig. 3 Dependence of maximum impedance change ratio on element width (calculation and experimental).

磁気円二色性(MCD)を用いた高飽和磁化($\text{Fe}_{75}\text{Co}_{25}$) $_x$ - Ir_{1-x} 組成傾斜膜における磁気モーメントの起源の解析

Analysis of the origin of magnetic moments in ($\text{Fe}_{75}\text{Co}_{25}$) $_x$ - Ir_{1-x} composition gradient alloy with high saturation magnetization using magnetic circular dichroism (MCD)

東理大先進工¹, NIMS², JASRI³

○河崎 崇広¹, 山崎 貴大¹, Foggiatto Lira Alexandre¹, 福 健太郎¹, 遠山 諒², Varun K. Kushwaha², 桜庭 裕弥², 岩崎 悠真², 小谷 佳範³, 大河内 拓雄³, 東 晃太郎³, 河村 直己³, 小嗣 真人¹

Tokyo Univ. of Sci.¹, NIMS², JASRI³, °Takahiro Kawasaki¹, Yamazaki Takahiro¹, Foggiatto Lira Alexandre¹, Kentaro Fuku,

Ryo Toyama², Varun K. Kushwaha², Yuya Sakuraba², Yuma Iwasaki², Yoshinori Kotani³, Takuo Ohkochi³, Kotaro Higashi,

Naomi Kawamura³, Masato Kotsugi¹

多元系磁性合金の磁気モーメントは構成元素の組み合わせに大きく依存し、複雑な相互作用によって発現することが知られている。近年我々は、第一原理計算と機械学習とコンビナトリアル材料合成を組み合わせ、スレーターポーリング曲線を超える高磁気モーメント材料“ $\text{Fe}_3\text{Co-Ir}$ ”を提案することができた^[1]。その一方で磁気モーメントの起源である電子スピン状態は明らかになっておらず発現メカニズムは未解明である。そこで本研究では磁気円二色性(MCD)測定を用いて、軌道とスピン磁気モーメントを元素選択的に解析し、磁気モーメントの起源を議論した。解析ではコンビナトリアル手法によるハイスループット計測を実施した。

コンビナトリアルスパッタリング装置を用いて $\text{MgO}(100)$ 基板上に $(\text{Fe}_{75}\text{Co}_{25})_{1-x}\text{Ir}_x$ ($0 \leq x \leq 0.11$)の組成傾斜膜を 30 nm 成膜し、酸化防止層として Ru を 2 nm 蒸着した。組成は蛍光 X 線分析(XRF)を用いて確認を行った。次に SPring-8 の MCD を用いて BL25SU では Fe, Co の, BL39XU では Ir の L 吸収端における X 線吸収分光(XAS)スペクトルを取得した。このスペクトルから磁気光学総和則を用いて軌道磁気モーメント, スピン磁気モーメントを算出した^[2]。

Fig1(a)に Fe のスピン磁気モーメント, (b)に軌道磁気モーメントの Ir 濃度に対する結果を示す。Ir の濃度が増加するにつれて各モーメントの値が増加することが明らかとなった。MCD の実験結果は第一原理計算の結果と自己矛盾の無い結果であった。

本研究では FeCoIr の磁気円 MCD を用いた解析を行った。Ir 濃度が増えることによるスピン及び軌道磁気モーメントの変化を実験的に明らかにした。当日は Ir の磁気モーメントについても議論を行う。

[1] Y. Iwasaki *et al.*, *Commun Mater* **2**, 31 (2021).

[2] C.T.Chen *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **75**, 152 (1995).

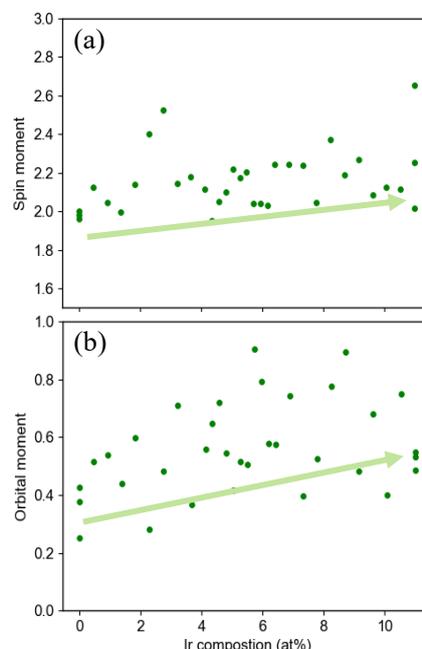


Fig1. Ir composition dependence of spin and orbital magnetic moments of Fe evaluated by Sum-rule analysis

マイクロパウダードライ法を用いた PEG 化酸化鉄ナノ粒子の乾燥技術の検討

西垣紘汰¹、清野智史¹、田邊瑞姫¹、此尾友花¹、上松天^{1,2}、中川貴¹
(¹大阪大学、²株式会社アルバック)

Investigation of drying technique for PEGylated iron oxide nanoparticles using the Micro Powder Dry method.

K. Nishigaki¹, S. Seino¹, M. Tanabe¹, T. Konoo¹, S. Uematsu^{1,2}, T. Nakagawa¹
(¹Osaka University, ²ULVAC, Inc.)

1. 緒言

脳内標的部位への磁性ナノ粒子の送達手段として、粒子が分散した水溶形態での経鼻投与法が検討されている¹⁾。磁性ナノ粒子の投与形態を粉末とすることで、経鼻投与量を増加させることができれば、脳内への移行量の向上が期待される。粉末試料を得るための乾燥技術に求められる条件としては、良好な再分散性を示すこと、また磁気物性に影響を及ぼさないことが挙げられる。その乾燥技術として、マイクロパウダードライ法（以下、 μ PD法と表記）に着目した。 μ PD法とは、真空中に直接液体を噴射し、水分の蒸発による自己凍結で凍結粒子を生成させ凍結乾燥する技術である。これまでの研究で、カルボキシデキストランで保護された酸化鉄ナノ粒子分散液（Ferucarbotoran）に μ PD法を適用することで、乾燥前後で磁気物性に変化がなく、非常に良好な再分散性を示す乾燥粉末が得られることを報告した²⁾。本研究では、PEG修飾された酸化鉄ナノ粒子の水分散液を検討対象とした成果について報告する。

2. 実験方法

Ferucarbotoran を永久磁石により磁気分離して得た磁性画分（以下 FcM と表記）を磁性ナノ粒子として使用した。FcM の表面に放射線還元法を用いて Au ナノ粒子を固定化した後（Au/FcM）、PEG-SH 水溶液と混合することで、Au-S 結合を介して粒子表面を PEG 化した（PEG-Au/FcM）³⁾。乾燥手法として、 μ PD法、減圧濃縮法、凍結乾燥法を適用した。得られた粉末試料の形態を TEM および SEM 観察により評価した。また粉末試料を純水、または PBS で再分散させた液体試料について、DLS 測定による二次粒子径評価を行った。磁気特性は VSM で評価した。

3. 結果と考察

TEM 観察により、粒径約 5nm の酸化鉄粒子と金粒子が複合化していること、また μ PD法による乾燥前後で複合粒子の形態に変化がないことが分かった。SEM 観察により、 μ PD法で作製した PEG-Au/FcM 試料は約 1 μ m 前後の粉体になっていることが分かった (Fig.1)。DLS 測定による二次粒子径評価の結果、 μ PD法で得られた粉末試料が最も良好な水再分散性を示した。 μ PD法による乾燥技術は、PEG 化磁性ナノ粒子の乾燥処理法としても有望であると言える。

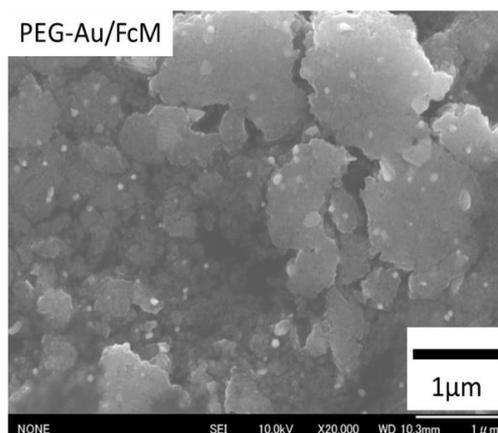


Fig.1 SEM observation results of PEG-Au/FcM powder samples prepared by the μ PD method.

参考文献

1) 清野他, 第45回日本応用磁気学会学術講演会概要集 (2021) 01aA-5, 2) 西垣他, 第46回日本応用磁気学会学術講演会概要集 (2022) 07aPS-13, 3) S.Seino et al., J Nanopart Res., 15 (2013) art. no. 1305

熱分解法によるオレイン酸被覆酸化鉄ナノ粒子の合成

山下詩織、三浦麗央、瀧源裕仁、清野智史、中川貴
(大阪大学)

Synthesis of oleic acid-stabilized iron oxide nanoparticles by thermal decomposition

S. Yamashita, R. Miura, H. Takimoto, S. Seino, T. Nakagawa
(Osaka Univ. of Engineering)

はじめに

磁気粒子イメージング (MPI) 用トレーサーとして用いる磁性ナノ粒子 (MNP) に酸化鉄ナノ粒子が検討されている¹⁾。生体内での MPI イメージングは、トレーサーとして体内に注入した MNP からの交流磁化信号を検出し、生体内を高感度・高解像度にイメージングする技術であり、高い MPI シグナルを示す粒子設計が重要である。高 MPI シグナルを示す MNP の磁気特性には、磁気緩和が早いこと、飽和磁化が大きいこと、磁化率が高いことが挙げられる。一般に、これらを満たす MNP は単磁区構造で粒径が大きく、狭い粒径分布を持つと知られている²⁾。熱分解法により作製した粒子は、粒径や形状の分散性が低く、高い磁化を示すことから、MPI 用トレーサーに用いる MNP として有望である³⁾。本研究では、MPI 用トレーサー粒子の開発に向けた MNP の合成を熱分解法により行った。出発原料溶液の組成と加熱処理時間に着目し、合成した粒子の形態や粒径分布、磁気特性の相関に基づいて考察した粒子生成過程について報告する。

実験方法

既往研究を参考に、オレイン酸被覆酸化鉄ナノ粒子の合成を行った⁴⁾。鉄原料としてオレイン酸鉄を使用し、粒子の表面保護材であるオレイン酸と共に、オクタデセンを溶媒として出発原料溶液を調製した。出発原料溶液を反応容器内に密封、脱気した後、アルゴン雰囲気下で 300°C の高温加熱処理を行った。加熱処理温度を 300°C で固定し、出発原料溶液中のオレイン酸鉄に対するオレイン酸の割合と加熱処理時間を任意で設定した。熱処理後の溶液を回収し、メタノール/アセトン混合溶液による洗浄操作を複数回行った後、沈殿物をトルエンで再分散させた。得られたナノ粒子分散液の評価は、磁気特性は VSM 測定で、粒子の形状や粒径分布は TEM 観察で行った。

実験結果及び考察

合成したナノ粒子の TEM 観察の結果を Fig.1 に示す。Fig.1 より、粒径と形状が揃った粒子が観察された。オレイン酸鉄に対するオレイン酸の割合が 1:3 の時、MPI に適した磁場磁化曲線となった。オレイン酸鉄に対するオレイン酸の割合を 1:3 で固定した場合、加熱処理時間の長い 24 時間の時に、粒子の飽和磁化がバルク体と同等の大きさを示した。加熱処理により、粒子内の原子配列の向上と粒子の単結晶化が進み、結晶性が高くなったためだと考えられる。また、加熱処理時間が 8 時間未満では、大きな粒子と小さな粒子との間に 15 nm 以上の粒径のばらつきがあったが、加熱処理時間を長くするにつれて、平均一次粒径は増大し、粒径分布は単峰性分布に近づいた。発表では、酸化鉄ナノ粒子の生成過程及びそれぞれの磁気特性について議論する。

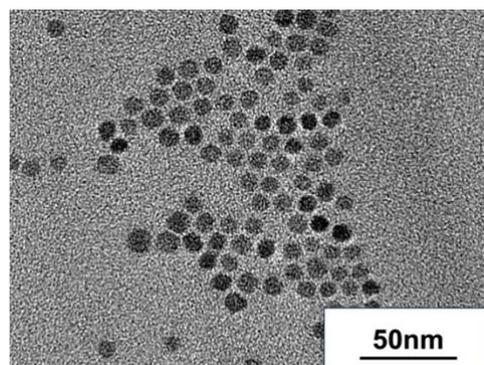


Fig.1 TEM image of oleic acid-stabilized iron oxide nanoparticles.

参考文献

- (1) 吉田敬 et al., まぐね, **13** (2018), (2) R.M. Ferguson et al., *Med. Phys.*, **38** (2011), p.1619-1626
(3) R.M. Ferguson et al., *J. Appl. Phys.*, **111** (2012), (4) R. Nikhil et al., *Chem. Mater.*, **16** (2004), p.3931-3935

オレイン酸被覆酸化鉄ナノ粒子への シランカップリング処理条件の探索

瀧源裕仁、三浦麗央、山下詩織、清野智史、中川貴
(大阪大学)

Exploration of silane coupling treatment conditions for oleic acid-stabilized iron oxide nanoparticles

H. Takimoto, R. Miura, S. Yamashita, S. Seino, T. Nakagawa
(Osaka Univ. of Engineering)

はじめに

磁性ナノ粒子 (MNP) の存在部位を高感度・高分解能に画像診断することが期待される磁気粒子イメージング (MPI) は医療応用に向け注目されている¹⁾。熱分解法から得られるオレイン酸被覆酸化鉄ナノ粒子は高い MPI シグナルを示す MNP として有望である²⁾。しかし、粒子表面を保護しているオレイン酸は疎水性であることから水分散が困難である。本研究ではオレイン酸被覆酸化鉄ナノ粒子へのシランカップリング処理による疎水性高分子保護材の除去とアミノ基の付与、および PEG 修飾による水分散性の向上を図った。

実験方法

熱分解法で合成したオレイン酸被覆酸化鉄ナノ粒子を出発原料として使用した。溶媒としてトルエンを使用し、シランカップリング剤として 3-アミノプロピルトリメトキシシランを、添加剤として超純水およびトリエチルアミンを添加した後、反応容器に封入した。混合液を一定温度で超音波処理することでシランカップリング処理を行った。得られた粒子を磁気分離とアセトン洗浄により精製し、超純水中に分散させた。シランカップリング処理後の粒子にアミン反応性の NHS 基を有する PEG を添加して反応させた。

結果・考察

シランカップリング処理前後の各溶媒中での分散状態を比較した結果を図 1 に示す。オレイン酸被覆酸化鉄ナノ粒子はトルエンに分散したのに対し、シランカップリング処理後に得られた粒子は水に分散した。この結果から、シランカップリング処理によってオレイン酸が脱離したことが示唆される。図 2 にシランカップリング処理後の粒子の TEM 像を示す。表面修飾工程において、酸化鉄ナノ粒子の一次粒子径は変化しないことが確認された。また、PEG 修飾前後の二次粒子径を測定したところ、PEG 修飾後に二次粒子径が大きく減少した。シランカップリング処理により粒子表面に導入されたアミノ基を介して PEG 修飾が行われたものと考えられる。発表では処理条件と得られた粒子の物性との相関を議論する。

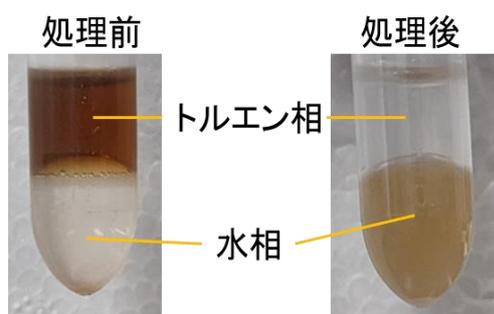


図 1 処理前後の粒子の水分散性の変化

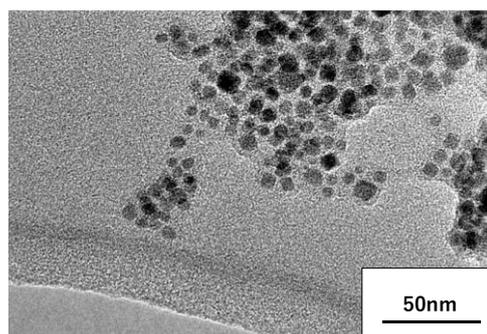


図 2 シランカップリング処理後の粒子 TEM 像

参考文献

- 1) 吉田敬 et al., まぐね, **13** (2018), 2) R.M. Ferguson et al., *J. Appl. Phys.* **111** (2012)

平行直流交流磁場を用いた磁気粒子イメージングシステムの 信号処理に関する研究

飯塚 森人, 古川 忠弥, 清野 智史, 中川 貴
(大阪大)

Study on Signal Processing of Magnetic Particle Imaging System with Parallel DC AC Magnetic Field
M. Iizuka, A. Furukawa, S. Seino, T. Nakagawa
(Osaka Univ.)

はじめに

近年、磁気ナノ粒子を画像化する磁気粒子イメージング(MPI)法が医療用画像診断技術として注目されている¹⁾²⁾。MPIには様々な課題がある中で、本研究では空間分解能の向上に着目する。MPIでは、磁気粒子を励起するための交流磁場と、空間分解能を得るための直流磁場(傾斜磁場)による無磁場領域(FFR)を用いる。この交流磁場と直流磁場を一对のコイルによって発生し、平行に磁場を印加する装置を製作した。本装置では無磁場線(FFL)を用いる。一般にMPIでは奇数倍高調波の絶対値が用いられる。しかし、このような印加磁場下では粒子が存在する場所以外にもピークが表れる。これにより偽像が発生し、分解能の低下につながる。

本研究では高分解能化を目指した信号処理について述べる。本手法では信号を位相情報から正負符号化し、積分を行う。奇数倍高調波に加えて、積分した偶数倍高調波を用いることにより偽像の抑制を行う。

手法

交流磁場と直流磁場を平行に印加した場合でのMPIで得られる高調波信号のシミュレーションを行った。磁気粒子の磁場磁化曲線はランジュバン関数で再現した。交流磁場の振幅は8 kA/mとして行った。取得した磁化信号からフーリエ変換を行った際の位相情報から正負符号化を行った。印加している交流磁場周波数の信号を基準とし、そこからの高調波の位相差を求める。この高調波の実成分の符号を用いて正負の符号化を行った。符号化した偶数倍高調波を積分することで粒子のある位置にピークを持つ信号に変換し、高調波信号の和をとった。

結果

シミュレーション結果をFig.1に示す。それぞれの信号の最大値で規格化している。(a)は2倍高調波と3倍高調波のシグナルの正負の符号化を行ったものである。従来手法ではこのシグナルの絶対値を用いており、2倍高調波はFFRで値が0になりこのままでは粒子の検出に用いることは難しい。また、3倍高調波ではFFRでピークを持つが、両脇にピークが表れており偽像が発生する。(b)は2倍高調波を積分したものと3倍高調波の和である。ピークが正の値を持つようにそろえている。(c)は3倍高調波の絶対値と、符号化し積分した2倍高調波と3倍高調波の和の比較である。この手法により、従来の3倍高調波の絶対値のみを用いた方法と比較し、偽像を大幅に抑制できることが明らかになった。当日にはこの手法を用いてサイングラムを取得し、画像化した結果を掲載する。

参考文献

- 1) S. Choi *et al.* *Sci. rep.* **10**, 11833 (2020).
- 2) Zheng, B. *et al.* *Theranostics* **6**(3), 291 (2016).

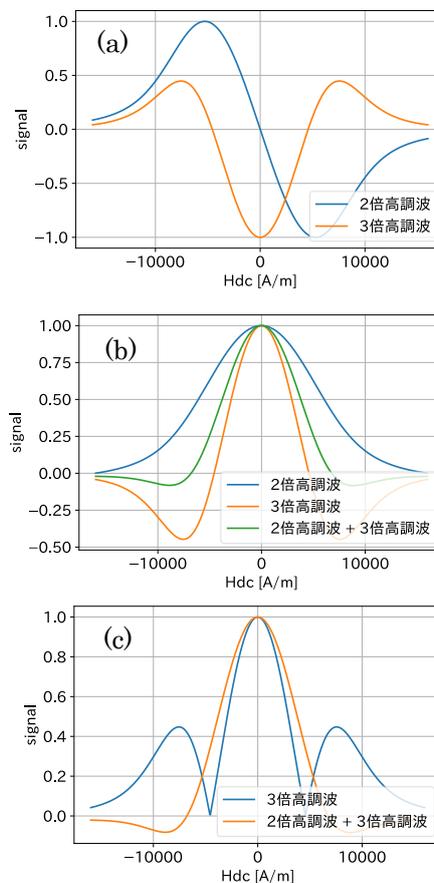


Fig. 1 MPI Signal Simulation Results

FePt グラニューラ薄膜の磁気特性と組織に及ぼす粒界酸化物のカーボン置換効果

◦タム キム コング^{a)}, 櫛引 了輔^{a)}, 斉藤 伸^{b)}
 (^{a)}田中貴金属工業株式会社, ^{b)}東北大学)

Effect of Carbon Substitution into Oxide Grain Boundaries on Magnetic Properties and Microstructure of FePt Granular Thin Films

◦Kim Kong Tham^{a)}, Ryosuke Kushibiki^{a)}, and Shin Saito^{b)}
 (^{a)}TANAKA KIKINZOKU KOGYO K.K., ^{b)}Tohoku University)

はじめに $L1_0$ FePt 薄膜は室温で 5×10^7 erg/cm³ の高い磁気異方性エネルギー (K_u) および適度なキュリー温度を備えているため、次世代熱アシスト磁気記録媒体材料として注目を集めている。実用化のためには、結晶粒が孤立しているグラニューラ構造、 c 軸の膜面垂直高配向、高規則度を有する微細なコラム状磁性粒子の実現が必須である。これらの要件を達成するために、粒界材 (GBM) として B_2O_3 ¹⁾, SiO_2 ²⁾, TiO_2 ³⁾, BN ⁴⁾, C ^{5,6)} などの様々な材料を FePt 薄膜へ添加した研究が盛んに行われてきた。以前、我々は薄膜の飽和磁化 (M_s) が GBM の融点に依存していることを報告した¹⁾。粒界材が C と氧化物とのグラニューラ薄膜を比較すると、C の場合では、 M_s は FePt と C との体積平均値よりも大きく低下している反面、 c 軸が膜面平行に配向している結晶粒の割合は少ない。氧化物の場合では、 c 軸膜面内配向結晶粒の割合は多いものの、 M_s は C 添加薄膜ほど低下しない。そこで、FePt グラニューラ薄膜において、高 M_s と c 軸膜面内配向結晶の形成を抑制することを両立するために、FePt グラニューラ薄膜の粒界酸化物の一部に C で置換する検討を行い、磁気特性および組織を調べたので報告する。

実験結果 試料の層構成は Sub./ $Co_{60}W_{40}$ (80 nm)/ MgO (5 nm)/ FePt-15vol%oxide-15vol%C (5 nm)/ C(7 nm) とした。FePt-oxide-C グラニューラ薄膜は Ar ガスを流しながら、550°C の温度で成膜した。

Fig. 1 に、様々な酸化物材料種に対して作製した FePt-oxide-C、並びに FePt-oxide グラニューラ薄膜における M_s および $K_{u\perp}$ を粒界材の平均融点 (T_m^{ave}) に対して示す。いずれの材料系についても M_s が T_m^{ave} に対してほぼ直線的に変化しており、 T_m^{ave} を約 2000 から 3500°C まで変化させると、 M_s は約 600 から 530 emu/cm³ に変化する。一方、 $K_{u\perp}$ については FePt-oxide-C 薄膜では、 9×10^6 erg/cm³ 以上の値を示しているものの T_m^{ave} と強い相関は見られない。

Fig. 2 に、(a) FePt-oxide-C および (b) FePt-oxide グラニューラ薄膜の面内 XRD プロファイルを示している。いずれのグラニューラ薄膜においても、ブラッグ角 33°, 47°, 69° 付近で、それぞれ $L1_0$ -FePt 相の (110), (200), (220) 回折線が観測され、FePt 磁性粒が c 軸の膜面垂直に優先配向していることが明らかになった。FePt-oxide-C グラニューラ薄膜では、ブラッグ角 24° 付近の $L1_0$ -FePt 相の (001) 回折線の積分強度が FePt-oxide グラニューラ薄膜に比べて小さいことから、FePt-oxide-C は FePt-oxide グラニューラ薄膜に比べて c 軸を膜面平行に配向させている結晶粒が少ないことがわかる。講演では、FePt-oxide-C グラニューラ薄膜の規則度および組織を報告する予定である。

参考文献 1) T. Saito et al., *Jpn. J. Appl. Phys.*, **59**, 045501 (2020). 2) E. Yang et al., *J. Appl. Phys.*, **104**, 023904 (2008). 3) Y. F. Ding et al., *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 032506 (2008). 4) B. Zhou et al., *Appl. Phys. Lett.*, **118**, 162403 (2021). 5) J. S. Chen et al., *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 132506 (2007). 6) A. Perumal et al., *J. Appl. Phys.*, **105**, 07B732 (2009).

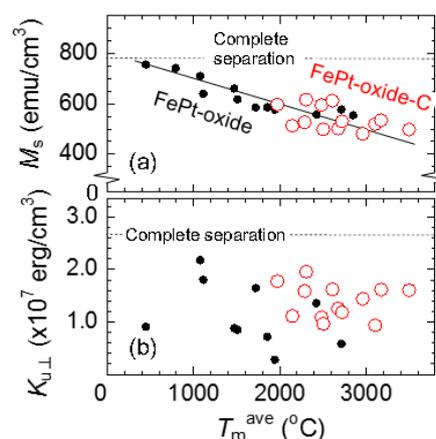


Fig. 1 M_s and $K_{u\perp}$ for FePt-oxide-C and FePt-oxide granular films prepared with various oxides against the average melting point of the GBM (T_m^{ave}).

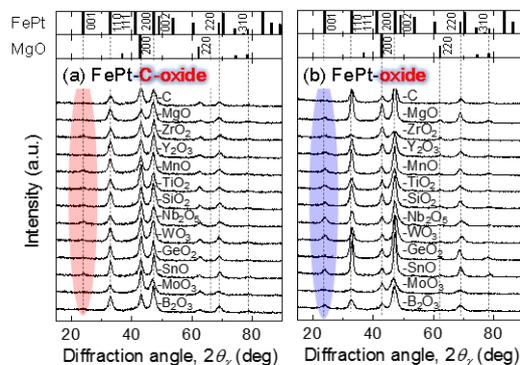


Fig. 2 In-plane XRD profiles for (a) FePt-oxide-C and (b) FePt-oxide granular films.

温度履歴を用いた L₁₀ 型 FePt グラニューラ薄膜の ブロッキング現象の評価

○岩動 大樹¹, 齊藤 節¹, 兼子 隼¹, タム キム コング², 小川 智之¹, 齊藤 伸¹

(1. 東北大学, 2. 田中貴金属工業)

Evaluation of blocking phenomenon for L₁₀ typed FePt granular films by using temperature hysteresis

○Daiki Isurugi¹, Takashi Saito¹, Shun Kaneko¹, Kim Kong Tham², Tomoyuki Ogawa¹, and Shin Saito¹

(1. Tohoku Univ., 2. TANAKA KIKINZOKU KOGYO K. K.)

はじめに 熱アシスト磁気記録 (HAMR) はハードディスクドライブ (HDD) における次世代の磁気記録技術であり、記録時にレーザーによる加熱で反転磁界を低下させる方式である。その磁性層としては室温で異方性エネルギーが高く適度なキュリー温度 (T_C) をもつ磁性材料に粒界材 (GBM) を添加した L₁₀ 型 FePt グラニューラ薄膜が有望視されている¹⁾。一般に、グラニューラ薄膜中の結晶粒の熱磁化反転は、温度を上げると熱エネルギーに対する活性化ポテンシャルが低くなるため、最終的には磁化の時間平均がゼロになるブロッキング現象として顕在化する。したがって、HAMR 用グラニューラ材料においてはブロッキング温度 (T_B) やその分散 (ΔT_B) が重要であるが、HAMR の書き込み時間スケールでの T_B 分散を議論した報告は少ない。そこで本発表では、様々な GBM を有する FePt グラニューラ薄膜のブロッキング現象を VSM 変調検出の時間スケールで評価し、書き込み時間スケールでのブロッキング現象を定量的に見積もったので報告する。

評価の方法と評価結果 ブロッキング現象の評価には、試料の残留磁化 (M_r) の温度履歴を利用した。Fig. 1 に計測の手順を示す。① 磁界を印加し、グラニューラ薄膜中の全ての FePt 結晶粒の磁化を上方向に揃える、② 試料の温度を上昇させ、ある温度までの M_r を測定する、③ 試料の温度を低下させ、室温までの M_r を測定する。試料の温度が上昇するとブロッキング現象を起こす結晶粒が出現する。その後温度が低下して T_B 以下になると、ブロッキング現象を起こしていた結晶粒の磁化の向きは周囲の結晶粒からの双極子磁界により下向きに凍結される。したがってこのときの温度上昇、低下時の残留磁化の値を $M_r^{\text{for}}(T)$, $M_r^{\text{back}}(T)$ とすると $M_r^{\text{for}}(T) > M_r^{\text{back}}(T)$ となる。ブロッキングされた FePt 結晶粒の割合は $(M_r^{\text{for}}(T) - M_r^{\text{back}}(T))/2M_s(T)$ で表され、これは Fig. 1 (b) に示すようにブロッキングされた結晶粒の累積分布に相当する。この累積分布を微分することで、ブロッキングされた結晶粒の頻度の温度分布すなわち T_B 分散が得られる (Fig. 1 (c))。

Fig. 2 は、様々な GBM を有する FePt グラニューラ薄膜の T_B (T_B^{ave}) と T_C との比 (T_B^{ave}/T_C) に対する ΔT_B を示したものである。ここで T_B 分散の最小値と最大値をそれぞれ T_B^{min} と T_B^{max} とし、 $T_B^{\text{ave}} = (T_B^{\text{min}} + T_B^{\text{max}})/2$ 、 $\Delta T_B = T_B^{\text{max}} - T_B^{\text{min}}$ と定義し、 T_C は様々な規則度を有する FePt 合金薄膜から算出した。本実験の測定時間 60 秒において、 ΔT_B は GBM によって 200–260 K の値を示し、 T_B^{ave}/T_C とは負の相関を示した (図中水色)。この結果を用いて、HAMR-HDD の記録時間に相当する $\tau = 2 \times 10^{-7}$ 秒における ΔT_B を Arrhenius-Neel の式から推定したところ、24.1–72.0 K と見積もられた (図中赤色)。

参考文献 1) T. Saito et al., *Jpn. J. Appl. Phys.*, **59**, 045501 (2020).

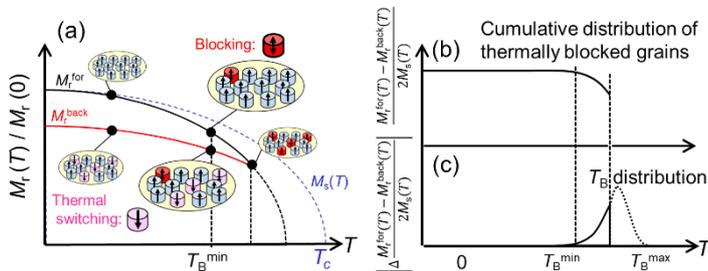


Fig. 1 (a) A schematic diagram of the evaluation method for blocking temperature. (b) Temperature dependence of $(M_r^{\text{for}}(T) - M_r^{\text{back}}(T))/2M_s(T)$, which corresponds to the cumulative distribution of thermally blocked grains. (c) The absolute value of derivative of $(M_r^{\text{for}}(T) - M_r^{\text{back}}(T))/2M_s(T)$, which corresponds to the T_B distribution.

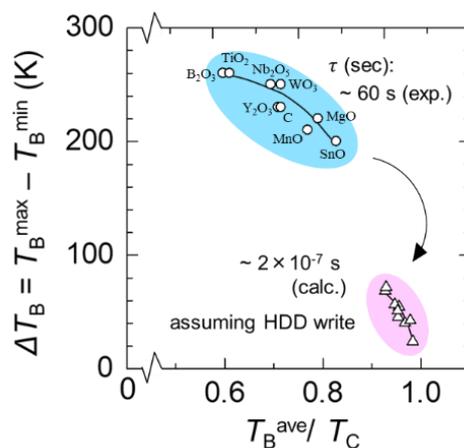


Fig. 2 The variation of T_B distribution (ΔT_B) with respect to the ratio of mean of T_B^{max} and T_B^{min} (T_B^{ave}) to T_C , for FePt granular films with various GBMs. The circle and triangle symbols represent the results at measurement time, τ , of 60 s, and those estimated with $\tau = 2 \times 10^{-7}$ s considering the relaxation equation.