

Nano-Scale Spin Conversion Science

YoshiChika Otani^{1, 2}

¹ Institute for Solid State Physics, University of Tokyo, Kashiwa 277-8581, Japan

² Center for Emergent Matter Science, RIKEN, Japan

Spin conversion science is a generic term for the research field treating a variety of angular momentum transfer phenomena mediated by electronic spins. This can be classified into 4 types such as magnetic, electronic, optical, and thermo kinetic conversions. The magnetic and electronic conversions were initiated by the theoretical and experimental demonstrations of spin transfer torque^{1, 2)} and its reverse effect, i.e. spin pumping^{3, 4)}. These two phenomena have separately evolved as means to manipulate magnetic switching and domain wall displacement, or to inject dynamic spin currents into adjacent materials. When the adjacent materials exhibit strong spin-orbit interaction, spin currents can be converted into charge currents and vice versa via the direct (DSHE) and inverse spin Hall effects (ISHE)⁵⁾. Important to note is that the ISHE enabled us to detect the spin currents and to discover a variety of spin conversion phenomena including the thermo kinetic spin conversion, Spin Seebeck effects in metals⁶⁾ and insulators⁷⁾. The same is true for the optical conversion where the optical angular momentum of circularly polarized light can be transferred to the magnetic moment and eventually switch its direction⁸⁾.

In this symposium we will show our recent experimental and theoretical efforts to understand the spin conversion phenomena in terms of the above mentioned 4 types of conversions. In this talk, the overview of the spin conversion science is given and then some of representative magnetic spin conversion phenomena such as SHEs in random spin systems⁹⁾ and spin torque ferromagnetic resonance studies are presented.

Reference

- 1) L. Berger, J. Appl. Phys. **3** (1978) 2156; L. Berger, J. Appl. Phys. **3** (1979) 2137; J.C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **159** (1996) L1.
- 2) T. Ono, Y. Ooka, S. Kasai, H. Miyajima, N. Nakatani, N. Hayashi, K. Shigeto, K. Mibu, T. Shinjo, Mater. Sci. Eng. B **84** (2001) 126; M. Tsoi, R.E. Fontana, S.S.P. Parkin, Appl. Phys. Lett. **83** (2003) 2617.
- 3) Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G.E.W. Bauer, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 117601.
- 4) S. Mizukami, Y. Ando, T. Miyazaki, Phys. Rev. B **66** (2002) 104413.
- 5) E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima and G. Tatara, Appl. Phys. Lett. **88** (2006) 182509; S. O. Valenzuela and M. Tinkham, Nature **442** (2006) 176; T. Kimura, Y. Otani, T. Sato, S. Takahashi, and S. Maekawa, Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 156601.
- 6) K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa and E. Saitoh, Nature **455** (2008) 778.
- 7) K. Uchida, J. Xiao, H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, J. Ieda, T. Ota, Y. Kajiwara, H. Umezawa, H. Kawai, G. E. W. Bauer, S. Maekawa and E. Saitoh, Nature Matter. **9** (2010) 894.
- 8) C. E. Graves, A. H. Reid, T. Wang, B. Wu, S. de Jong, K. Vahaplar, I. Radu, D. P. Bernstein, M. Messerschmidt, L. Müller, R. Coffee, M. Bionta, S. W. Epp, R. Hartmann, N. Kimmel, G. Hauser, A. Hartmann, P. Holl, H. Gorke, J. H. Mentink, A. Tsukamoto, A. Fognini, J. J. Turner, W. F. Schlotter, D. Rolles, H. Soltau, L. Strüder, Y. Acremann, A. V. Kimel, A. Kirilyuk, Th. Rasing, J. Stöhr, A. O. Scherz and H. A. Dürr, Nature Materials **12** (2013) 293.
- 9) D. H. Wei, Y. Niimi, B. Gu, T. Ziman, S. Maekawa and Y. Otani, Nature Comm. **3** (2012) 1058.
- 10) L. Berger, J. Appl. Phys. **3** (1978) 2156; L. Berger, J. Appl. Phys. **3** (1979) 2137; J.C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **159** (1996) L1.
- 11) T. Ono, Y. Ooka, S. Kasai, H. Miyajima, N. Nakatani, N. Hayashi, K. Shigeto, K. Mibu, T. Shinjo, Mater. Sci. Eng. B **84** (2001) 126; M. Tsoi, R.E. Fontana, S.S.P. Parkin, Appl. Phys. Lett. **83** (2003) 2617.
- 12) Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G.E.W. Bauer, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 117601.
- 13) S. Mizukami, Y. Ando, T. Miyazaki, Phys. Rev. B **66** (2002) 104413.
- 14) E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima and G. Tatara, Appl. Phys. Lett. **88** (2006) 182509; S. O. Valenzuela and M.

- Tinkham, *Nature* **442** (2006) 176; T. Kimura, Y. Otani, T. Sato, S. Takahashi, and S. Maekawa, *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 156601.
- 15) K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa and E. Saitoh, *Nature* **455** (2008) 778.
 - 16) K. Uchida, J. Xiao, H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, J. Ieda, T. Ota, Y. Kajiwara, H. Umezawa, H. Kawai, G. E. W. Bauer, S. Maekawa and E. Saitoh, *Nature Matter.* **9** (2010) 894.
 - 17) C. E. Graves, A. H. Reid, T. Wang, B. Wu, S. de Jong, K. Vahaplar, I. Radu, D. P. Bernstein, M. Messerschmidt, L. Müller, R. Coffee, M. Bionta, S. W. Epp, R. Hartmann, N. Kimmel, G. Hauser, A. Hartmann, P. Holl, H. Gorke, J. H. Mentink, A. Tsukamoto, A. Fognini, J. J. Turner, W. F. Schlotter, D. Rolles, H. Soltau, L. Strüder, Y. Acremann, A. V. Kimel, A. Kirilyuk, Th. Rasing, J. Stöhr, A. O. Scherz and H. A. Dürr, *Nature Materials* **12** (2013) 293.
 - 18) D. H. Wei, Y. Niimi, B. Gu, T. Ziman, S. Maekawa and Y. Otani, *Nature Comm.* **3** (2012) 1058.

Electric Spin Conversion Phenomena

Masashi Shiraishi

Department of Electronic Science and Engineering, Graduate School of Engineering,
Kyoto University, Kyoto 615-8530, Japan

Introduction

Spin conversion is a concept of transformation between quasi-particles in solids via a spin degree of freedom. It has been so far reported that there is a variety of spin conversion methods, such as magnetic, electric, optical, thermal and dynamical. The spin conversion is revealed in nano-sized materials and can be generated in a hetero-interface. Currently, there is a number of studies on the spin conversion by using various approaches. The purpose of this talk is to introduce electric spin conversion phenomena. An example of the electric spin conversion is spin Hall and inverse spin Hall effects, where conversion of pure spin current from/to charge current is realized, and spin conversion in a heterostructure between inorganic semiconductors and metals provides a new stage of spin-related physics. Here, I introduce the latest topics of the spin conversion in semiconductor and molecular spintronics in this talk.

Electric spin conversion

Spin Hall effect (SHE) is a phenomenon, where pure spin current can be generated by a flow of electric current. The direction of the pure spin current is perpendicular to the direction of the electric current, which is an origin of the name, “spin Hall effect” (it should be noted that the physical origin of the SHE is completely different from that of the Hall effect). The SHE has been theoretically [1] and experimentally [2] investigated. The inverse spin Hall effect (ISHE) is the reciprocal effect of the SHE, which was discovered by using a dynamical spin pumping [3]. The both effects allows electric spin conversion to charge, and now are widely utilized in spintronics. The origin of the effects is a spin-orbit interaction (SOI), and a material with a large SOI is a good material stage for the effects. Thus, the heavy metals, such as Ta, W, Pt and Pd, and semiconductors with a large SOI are good detectors for pure spin current, since electric spin conversion in them can be easily realized.

The electric spin conversion in Pt, GaAs, p-type Si has been reported based on this concept [3-5]. Recently, the electric spin conversion in conductive polymer, PEDOT:PSS was also achieved, although the SOI in organic polymer is quite small [6]. The spin Hall angle, an index of the electric spin conversion, in the polymer is ca. 10^{-7} , which is 5-6 orders of magnitude smaller than that of Pt, Ta and so on. This is quite surprising in molecular spintronics. Since sufficient amount of spin accumulation allows the spin conversion, the spin conversion can be also realized in the other molecular materials. One example is the spin conversion in single-layer graphene, where the spin Hall angle was estimated to be ca. 6×10^{-7} , which is comparable to that of PEDOT:PSS [7].

The other notable achievement is the detection of pure spin current propagation in inorganic semiconductors. In the previous studies, the injected pure spin current into nonmagnetic materials was rapidly converted to the electric current, since the spin diffusion length of the materials are quite short in many cases. When we replace the materials to materials with good spin coherence, the long-range propagation of pure spin current can be realized and the propagating spin current can be adsorbed in heavy metals equipped with the spin coherent materials, resulting in the electric conversion. The first success was the detection of transport of pure spin current in p-type Si, where pure spin current was generated by using a dynamical spin pumping method and the pure spin current was detected by a Pd electrode [8]. The similar experimental concept was also utilized in realizing dynamical spin transport in graphene [9], Al [10] and recently in PBTTT [11].

Summary

Electric spin conversion is now applied in various materials, and is recognized as a quite attractive phenomenon in order to investigate various spin-related physics.

References

- 1) S. Murakami et al, Science 301, 1348 (2003).
- 2) Y.K. Kato et al., Science 306, 1910 (2004).
- 3) E. Saitoh et al., Appl. Phys. Lett. 88m 182509 (2006).
- 4) K. Ando et al., Nature Mater. 10, 655 (2011).
- 5) K. Ando et al., Nature Communications 3, 629 (2012).
- 6) K. Ando et al., Nature Mater. 12, 622 (2013).
- 7) R. Ohshima, M. Shiraishi et al., submitted.
- 8) E. Shikoh, M. Shiraishi et al., Phys. Rev. Lett. 110, 127201 (2013).
- 9) Z. Tang, M. Shiraishi et al., Phys. Rev. B87, 140401(R) (2013).
- 10) Y. Kitamura, M. Shiraishi et al., Scientific Reports 3, 1739 (2013).
- 11) S. Watanabe et al., Nature Phys. 10, 308 (2014).

Coupling between single photons and single electron spins via angular momentum transfer in quantum dots

Akira Oiwa

The Institute of Scientific and Industrial Research, Osaka University

Spin-selective optical interband excitation, which creates the spin polarization and detects the spin dynamics, has contributed to the considerable progresses for studying spin physics and controlling spins in bulk and structured semiconductors. Though the angular momentum transfer from a single photon to a single electron spin is an elemental process of the spin-selective excitation it has not been fully studied because of the difficulties to detect single photons and single electron spins. Gate-defined lateral quantum dots (QDs) are, however, suitable to detect a single electron spin in a single-shot manner ²⁾ and the coherent manipulation of single electron spins has been extensively studied in such QDs. ^{3,4)} Indeed we have realized the detection of single photoelectrons in a single quantum dot with a charge sensing technique. ⁵⁾ Moreover, the coherent coupling between single electron spin states and photon polarization states would allow us to investigate a quantum correlation between light and spin in solids and would contribute to long distance quantum communications. Here we show that single photoelectron spins can be discriminated by Pauli effect and the angular momentum of circularly polarized single photons can be transferred to single electron spins in lateral GaAs double QDs. These results manifest that photons can be coupled to electron spins in the electrically tunable QDs.

Double QDs with a metal mask were fabricated in $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum wells (see Fig.1). The light source was a wavelength-tunable pulsed Ti:Sapphire laser. First we show that the interdot tunneling between the two QDs offers a robust detection scheme of the single photoelectrons trapped in the double QD. The interdot tunneling of a trapped single photoelectron can be clearly detected because the amplitude of the interdot tunneling signal obviously exceeds the noise level of the charge sensor current. ⁶⁾ In two-electron regime, the interdot tunneling timescale of the photoelectrons strongly depends on the relative spin orientation (either parallel or anti-parallel) between two QDs due to Pauli exclusion principle, enabling us to discriminate the single photoelectron spin with a high distinguishability more than 90% (see Fig. 2). Finally by changing the incident photon polarization, the probability of the anti-parallel spin configuration smoothly changes from left-handed to right-handed circularly polarization through linear polarization, indicating distinctly the angular momentum transfer from single photons to single electron spins in double QDs.

We also discuss the feasibility of the coherent transfer from single photons to single electron spins. This can be achieved by designing both electron and hole g-factors appropriate to the theoretical proposal ⁷⁾ and by a spin tomography measurement technique with a rotation of the transferred single electron spin. The coherent transfer provides a route to realize quantum repeaters. Furthermore, introducing an entangled photon pair source would realize the novel experiments of non-local entanglement between a local spin and one of the entangled photons.

Author acknowledge the collaborations with T. Fujita, K. Morimoto, H. Kiyama, G. Allison, M. Larsson, S. Teraoka and S. Tarucha in University of Tokyo and A. Ludwig, A. D. Wieck in Ruhr-Universität Bochum. This work was supported by Grants-in-Aid for Scientific Research A (No. 25246005), "Quantum Cybernetics" project, FIRST program, QuEST Grant No. (HR-001-09-1-0007), IARPA, MEXT Project for Developing Innovation Systems.

Reference

- 1) *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation*, D. D. Awschalom, D. Loss and N. Samarth, Springer, New York 2002.
- 2) J. M. Elzerman et al., *Nature* **430**, 431 (2004).
- 3) M. Pioro-Ladriere et al., *Nature Phys.* **4**, 776 (2008).
- 4) R. Brunner et al., *Phys. Rev. Lett.* **107**, 146801 (2010).
- 5) A. Pioda et al., *Phys. Rev. Lett.* **106**, 146804 (2011).
- 6) T. Fujita et al., *Phys. Rev. Lett.* **110**, 266803 (2013).
- 7) R. Vrijen and E. Yablonovich, *Physica E* **10**, 569 (2001).

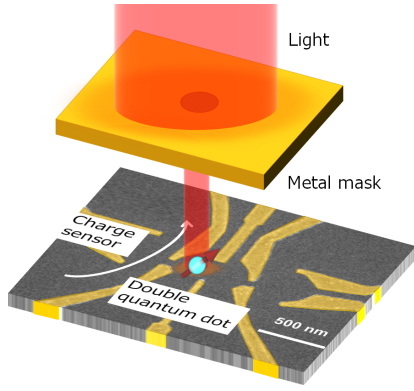


Fig. 1 Schematic of the photon irradiation on to the lateral double quantum dot which is covered with an optical mask with a center aperture.

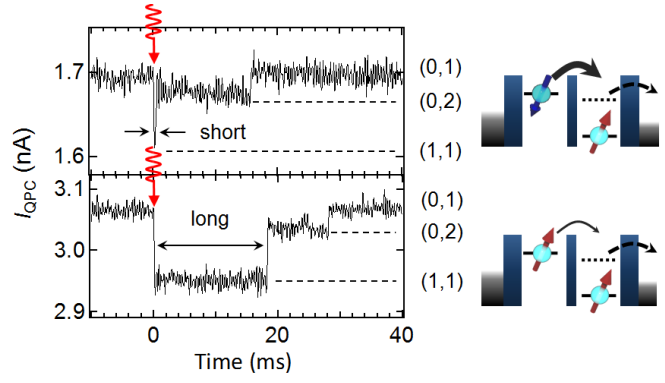


Fig. 2 Example traces of single-shot single photoelectron spin detection measured at 750 mT. Top (bottom) shows the detection of anti-parallel (parallel) photoelectron spin configuration, respectively.

Spin current generation from heat and mechanical motion

E. Saitoh

(Tohoku University, Japan Atomic Energy Agency)

Angular momentum conversion between spins and mechanical rotation is a promising candidate of a mechanism for micro driving devices. Fundamental phenomena of the angular momentum conversion are the Einstein-de Haas effect (body rotation due to its magnetizing) ¹, and the Barnett effect (magnetizing by body rotation) ². An essential Hamiltonian of both effects is spin-rotation coupling

$$H_{\Omega} = -\hbar \mathbf{S} \cdot \boldsymbol{\Omega},$$

where $\mathbf{S}$ and $\boldsymbol{\Omega}$ are a spin and angular velocity of mechanical rotation, respectively. The Hamiltonian is effective for all particles which have angular momentum $\hbar \mathbf{S}$ and expected to play a central role for generating spin current from the mechanical rotation. In order to explore the spin-rotation coupling Hamiltonian, we have observed the Barnett effect acting on the nuclei by using nuclear magnetic resonance (NMR) method ³.

The Barnett effect implies that an effective magnetic field arises in a rotating body. The emergent field B_{Ω} , called Barnett field, can be derived theoretically from quantum relativistic theory ⁴. B_{Ω} acting on a particle is linearly depends on the angular velocity of rotation Ω :

$$B_{\Omega} = \frac{2m}{gq} \Omega,$$

where m , q , and g are mass, charge and g -factor of the particle. The Barnett field is in proportion to the particle's rest mass. Since nuclei are much more massive than electrons, relatively large Barnett fields are expected to act on nuclei. In addition, the Barnett field acting on the nucleus depends on the nuclear g -factor.

To measure the Barnett field by nuclear magnetic resonance (NMR) method, the detection has to be done on the rotating frame same as the body. The reason for this is that, if there are relative velocity between the signal detector and the body (signal emitter), an extrinsic NMR frequency shift arises from the relative velocity (rotational Doppler effect). To overcome the difficulty, we developed a new detection method in NMR, and directly measured the Barnett field. The detection on the rotating frame was realized by the newly developed tuning circuit that consists of a sample and detection coil both installed in the same rotor.

both installed in the same rotor.

Figure 1 shows the schematic illustration of the experimental assembly. The assembly comprises two components: the stationary coil placed along external field B_0 and connected to an NMR spectrometer, and a high-speed rotor consisting of a cylindrical capsule in which a specially arranged tuning circuit is installed.

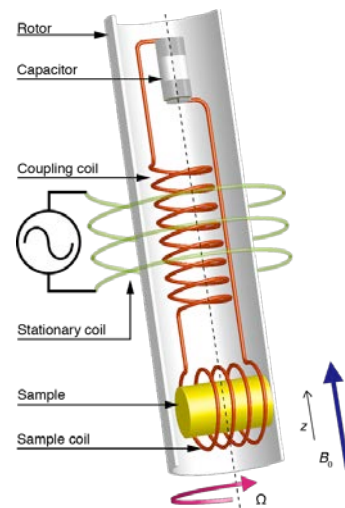


Fig. 1 Illustration of an experimental setup.

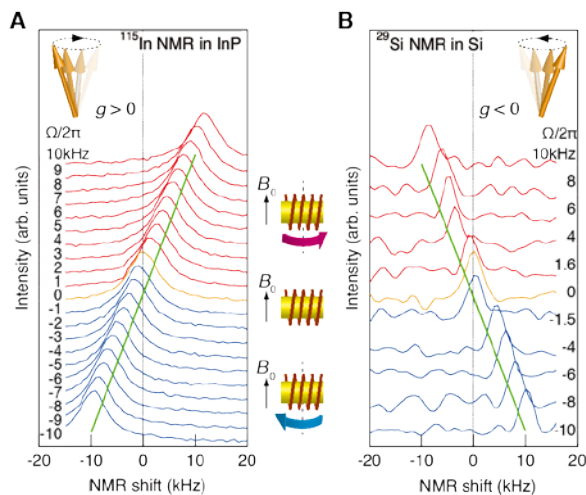


Fig. 2 NMR spectra for positive and negative g -factor. Spectra for (A) ^{115}In and (b) ^{29}Si NMR obtained at various angular velocities. The origin of the transverse axis is defined as the peak position of the NMR spectrum at $\Omega=0$.

This circuit is composed of two small coils placed perpendicularly and connected in series, and a small capacitor. One of the two coils is arranged parallel to the stationary coil to establish a coupling by a mutual inductance between the tuning circuit and the stationary coil (coupling coil). The other, the sample coil, holds a sample inside. The RF field in the coupling coil is transmitted to the sample coil and generates an oscillating RF field to induce an NMR signal. Under this configuration, the sample coil rotates at exactly the same angular velocity as the sample. The rotor is put inside the stationary coil and, during measurements, it is rotated up to $|\Omega/2\pi|=10$ kHz.

In Fig. 2A, we plot the ^{115}In NMR spectra at various values of the angular velocity Ω . Clearly, the NMR frequency increases linearly with Ω . Furthermore, by reversing the rotation direction, the direction of the NMR shift is also reversed; thus, the sign of B_Ω is reversed. The sign of the g-factor of ^{115}In is known to be positive; that is, the nuclear magnetic moment is parallel to its angular momentum. Next we measured the shifts for nuclei with negative g-factors. From the NMR spectra for ^{29}Si having negative g-factor, the direction of the NMR shift is clearly opposite to that for ^{115}In , indicating that the emergent Barnett field is opposite in direction to that for ^{115}In (Fig. 2B). We collected the NMR shifts for various nuclei as a function of rotation speed in Fig. 3. In each sample, the NMR shift exhibits linear dependence on Ω . The g-factor for ^7Li , ^{19}F , ^{23}Na , and ^{115}In are known to be positive, while those for ^{29}Si and ^{119}Sn are negative. All the nuclei with positive g-factor display positive slopes, while all the nuclei with negative g-factors display a negative slope. These results mean that the nuclei feel additional magnetic field to the external field. It is a direct evidence for the existence of Barnett field.

In conclusion, we develop a new coil spinning NMR method of detecting the Barnett field. The Barnett field is observed as an NMR shift proportional to the rotation speed. The sign of the Barnett field depends on the both the sign of the nuclear magnetic moment and the rotation direction against the external magnetic field. These features can be used to determine the unknown sign of the nuclear magnetic moment. Our findings provide direct evidence of the coupling between the nuclear magnetic moment and mechanical rotation, and will produce new technology in which mechanical motion manipulates the nuclear spin angular momentum as well as the electron spin angular momentum.

reference

- 1) A. Einstein and W. J. de Haas, Verh. Dtsch. Phys. Ges. **17**, 152 (1915).
- 2) S. J. Barnett, Phys. Rev. **6**, 239 (1915).
- 3) H. Chudo, et al., Appl. Phys. Express **7**, 063004 (2014).
- 4) M. Matsuo, et al., Phys. Rev. B **87**, 115301 (2013).

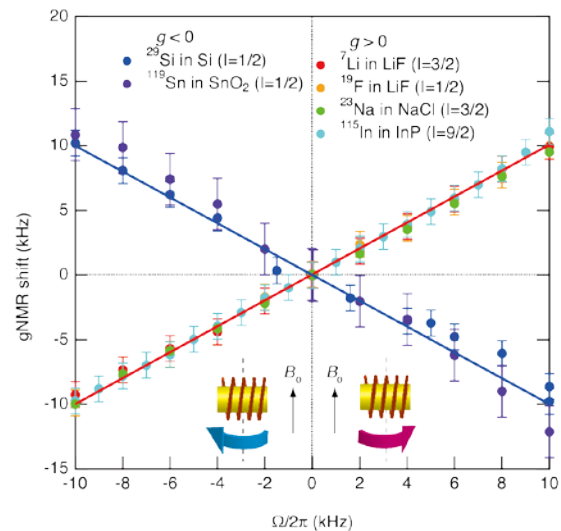


Fig. 3 Universal behavior of NMR shifts as a function of the angular velocity W . Vertical axis represents NMR shifts; its origin is determined by the center frequency at $\Omega=0$.

Theory on Spin Conversion Function:

Topological Engineering of Magnons

Shuichi Murakami

(Department of Physics, Tokyo Institute of Technology)

Recent advances in spintronics have revealed various kinds of conversion of electron spins into other degrees of freedom such as heat, electromagnetic wave, spin wave, and so forth. Theoretically there are several approaches for investigations of new kinds of spin conversion phenomena: (a) new theoretical framework, (b) new materials, (c) nanostructures such as interfaces and thin films.

As an example of exploration of new spin conversion phenomena, we studied magnons in ferromagnet from the viewpoint of Berry curvature in momentum space. The Berry curvature in momentum space is represented by the derivatives of the Bloch wavefunctions in terms of the wavevector. As has been studied in the context of spin Hall effect of electrons in semiconductors¹⁾, the Berry curvature is closely related to the band structure. We find that the Berry curvature of magnons causes various physical phenomena such as thermal Hall effect^{2,3)}. For example, for the magnetostatic forward volume-wave modes in a ferromagnetic slab, where the magnetic field is out-of-plane, we calculate the Berry curvature and resulting magnon thermal Hall conductivity. Furthermore, at the edge of a magnet this Berry curvature gives rise to the shift of the wavepacket, i.e. the Goos-Hänchen shift, known in optics (Fig.1). We discuss possible measurement of this shift in a magnet with a step, used for the observation of the Snell's law for spin waves in Ref.4).

Furthermore, if one introduces an artificial periodicity into a ferromagnet and makes a magnonic crystal, the band structure is modified accordingly. As a result the Berry curvature changes and in some cases the Chern number, i.e. the integral of the Berry curvature over the Brillouin zone, becomes nonzero, implying that the some magnon band gaps have topological nature. It results in an existence of chiral magnonic edge states within the gap (Fig.2)^{5,6)}.

References

- 1) S. Murakami, N. Nagaosa and S-C. Zhang, Science 301 (2003) 1348.
- 2) R. Matsumoto and S. Murakami, Phys. Rev. Lett. 106 (2011) 197202; Phys. Rev. B 84 (2011) 184406.
- 3) R. Matsumoto, R. Shindou, S. Murakami, Phys. Rev. B 89 (2014) 054420.
- 4) K. Tanabe, R. Matsumoto, J. Ohe, S. Murakami, T. Moriyama, D. Chiba, K. Kobayashi, and T. Ono, Appl. Phys. Express 7 (2014) 053001.
- 5) R. Shindou, J. Ohe, R. Matsumoto, S. Murakami, and E. Saitoh, Phys. Rev. B 87 (2013) 174402.
- 6) R. Shindou, R. Matsumoto, S. Murakami, and J. Ohe, Phys. Rev. B 87 (2013) 174427.

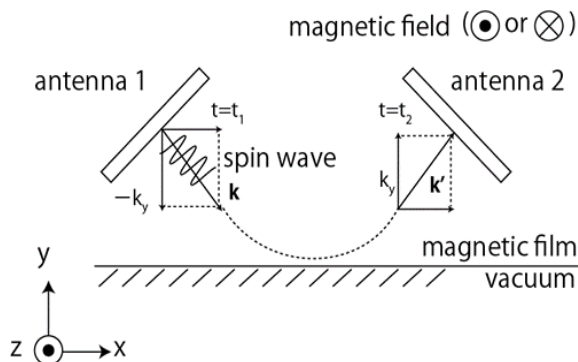


Fig. 1 Schematic illustration of Goos-Hänchen shift of magnons at the edge

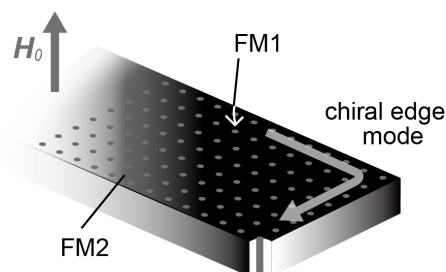


Fig. 2 Topological magnonic crystal and chiral edge mode

水素ガス雰囲気下における α'' -Fe₁₆N₂の安定性

山本真平¹、ガラゲ・ルワン^{1,2}、磯田正二¹、緒方安伸³、小林斉也²、小川智之⁴、高橋研³、高野幹夫^{1,5}

(¹京大物質-細胞統合システム拠点、²(株)T&T イノベーションズ、³東北大 NICHe、⁴東大院工、⁵岡山大学)

Stability of α'' -Fe₁₆N₂ in hydrogenous atmospheres

S. Yamamoto¹, R. Gallage^{1,2}, S. Isoda¹, Y. Ogata³, N. Kobayashi², T. Ogawa⁴, M. Takahashi³, M. Takano^{1,5}

(¹iCeMS, Kyoto Univ., ²T&T Innovations Inc., ³NICHe, Tohoku Univ., ⁴Eng., Tohoku Univ., ⁵Okayama Univ.)

はじめに

α'' -Fe₁₆N₂ は鉄結晶格子間へ窒素原子が侵入することにより、結晶格子が一軸に伸張した body-centered tetragonal(bct)構造をもつ化合物である。 α'' -Fe₁₆N₂ は巨大な飽和磁化(234 emu/g)と比較的大きな結晶磁気異方性(10^7 erg/cm³)を併せ持つ優れた磁性材料であり¹⁾、希土類フリー永久磁石としての応用も期待されている²⁾。応用に際しては、酸化を抑制するために不活性/還元性雰囲気下でハンドリングが望ましく、更に準安定相化合物であるため安定性の定量的な理解も不可欠である。不活性ガス雰囲気下での安定性に関してはすでに報告しているが³⁾、水素ガスは反応性を有するため、不活性ガス雰囲気下とは大きく異なる挙動を示すことが予想される。本発表では、水素ガス雰囲気下にて熱処理された α'' -Fe₁₆N₂ 試料の構造をその場粉末 X 線回折(*in-situ* XRD)測定で評価し、分解過程の定量的な理解を試みた結果を報告する⁴⁾。

実験方法

実験に使用した α'' -Fe₁₆N₂ 試料は、*in-situ* XRD 測定で使用する雰囲気制御アタッチメント内にて、酸化鉄粒子を水素ガス還元・アンモニアガス窒化することにより調製した。*in-situ* XRD 測定は、水素ガスフロー(50 cm³/min)下、 α'' -Fe₁₆N₂ 試料を所定温度(393, 398, 403, 413 および 423 K)に保持して行った。

結果及び考察

Fig.1 に、423 K にて熱処理した試料の XRD パターンを示す。熱処理時間の増加に伴って、 α'' -Fe₁₆N₂ 相が減少するとともに、 α -Fe 相が増加していくことがわかる。その他の結晶相は観察されておらず、 α -Fe 相と γ' -Fe₄N 相がモル比 4:1 で生成する不活性ガス雰囲気下での分解反応³⁾とは本質的に異なることがわかる。これらの XRD パターンをリートベルト解析することにより、 α'' -Fe₁₆N₂ 相の分解速度を定量的に見積もることが可能となる。当日はその詳細についても報告したい。

参考文献

- 1) T. Ogawa *et al.*, *Appl. Phys. Express*, **2013**, 6, 073007.
- 2) 例えば、<http://www.nedo.go.jp/news/press/ZZ0523A.html>
- 3) S. Yamamoto *et al.*, *Chem. Commun.*, **2013**, 49, 7708.
- 4) S. Yamamoto *et al.*, *Chem. Commun.*, **2014**, 50, 7040.

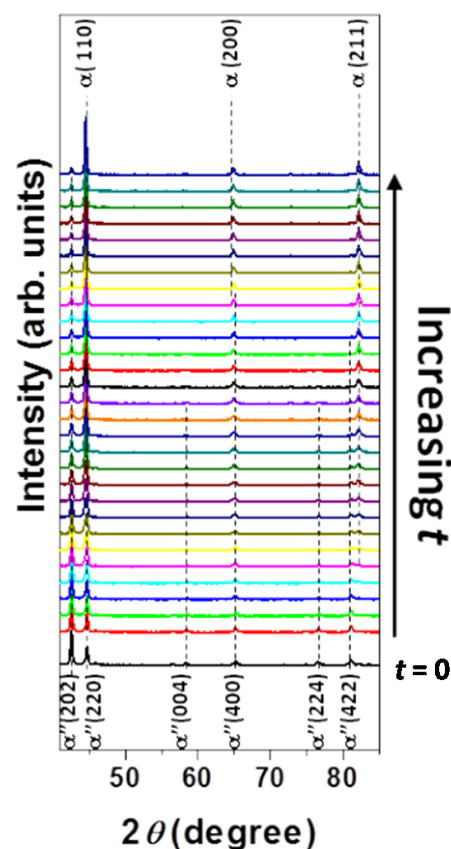


Fig.1 XRD patterns of the samples heat-treated for certain periods of time (*t*) at 423 K.

熔融塩電析法による FeNi 合金粉の合成（電極金属の影響）

林 靖、水口将輝*、佐藤和久*、長谷川順、今野豊彦*、高梨弘毅*
 ((株) デンソー、*東北大学)

Synthesis of FeNi Alloy Powder by Electrolysis in Molten-Salt (Effect of Electrode)

Y. Hayashi, M. Mizuguchi*, K. Sato*, J. Hasegawa, T. Konno*, K. Takanashi*
 (DENSO CORPORATION, *Tohoku Univ.)

はじめに

L1₀型 FeNi 合金は 1.5 T の飽和磁化と 1 MJ/m³ 程度の異方性エネルギーを有するため、高温用途のネオジム磁石代替レアアースフリー磁石として期待されている。これまでに我々は安定温度域といわれている 320 °C 以下で、複合塩化物前駆体を水素化カルシウムで固相化学還元することにより L1₀型 FeNi 合金の合成を試みてきた¹⁾。しかしながら、合金は Ni リッチなものしか得られず、保磁力向上の妨げになっていた。これはこのような温度域では Fe が容易には還元されないことが原因と考えられた。そこで、このような温度域でも確実に Fe を還元することを目的に電気化学的な還元を試みた。その結果、従来の固相化学還元法では得られなかった Fe リッチな合金も得られることが分かったので報告する。

実験方法

熔融塩としては 300 °C 以下で熔融し、300 °C 以上でも安定である KCl-ZnCl₂ 熔融塩を選定した。熔融塩に FeCl₂・4H₂O、NiCl₂・6H₂O を熔融塩に対して合計 12 mol% になるよう添加した。不活性ガス中で 200 °C で 1 時間、270 °C で 1 時間加熱した後、アノードにはパーマロイ (PB: 45%Ni)、カソードには Ni、PB、Cu を用いて 270 °C で電析を行った。電流密度は 10 mA/cm² で、Ni、PB、Cu カソードの電位はそれぞれ 1.48、1.48、1.69 V であった。

電極に付着した粒子を掻き落とし、5 % 塩酸で 15 分洗浄後、水洗、乾燥して試料を得た。SEM/EDS で組成分析を行った。

結果と考察

図 1 に電析した合金の SEM/EDS による粒子組成の頻度分布を示す。頻度は 20 μm × 20 μm の視野で任意の 20 点について調べたものである。図中の点線は 100 μm × 100 μm の視野の平均値である。

カソードが Ni < PB < Cu の順に鉄組成が高くなった。PB と Cu カソードの場合、幅広い分布は存在するものの、従来の固相化学還元では同温度帯で得られなかった Fe リッチ合金が生成していた。一方、Ni カソードの場合は Fe リッチ合金は少なく、大部分は Fe: 20~30% に存在していた。これは Fe-Ni 合金系で L1₂型 FeNi₃ (Fe: 25%) が安定であることに関係が有と考えている。

カソード電極の違いによる生成物の差は電極と電析した金属との反応により生じたと考えられ、カソード電極の選定は合金組成の制御に重要な要因であることが分かった。

参考文献

Y. Hayashi et al., J. Magn. Soc. Jpn., 37, 198-201(2013).

本研究は経産省、独立行政法人新エネルギー・産業技術総合開発機構 (NEDO) 未来開拓研究プロジェクト「次世代自動車向け高効率モーター用磁性材料技術開発」の委託業務で実施しました。

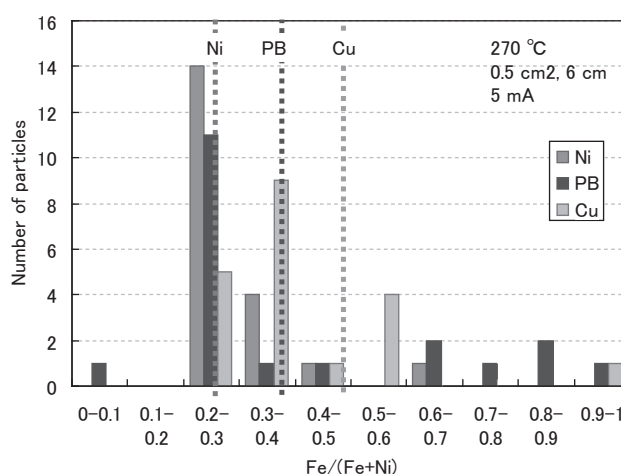


Fig.1 Distribution of composition of electrolyzed Fe-Ni alloy particles in the case of Ni, PB and Cu cathode

回転液中紡糸法による合金系永久磁石細線の試作

本田 貴大、 戸高 孝
(大分大学)

Trial manufacture of alloy based permanent magnet wires by means of in-rotating liquid spinning technique

T. Honda, T. Todaka
(Oita Univ.)

はじめに

永久磁石は現代社会に必須な電気電子デバイスの主要部に使用されるだけでなく、近年、磁気アクチュエータ、特にマイクロマシンへの応用も増大し先端産業を担う機能性材料としての価値を高めている。しかしマイクロマシン搭載用の永久磁石は加工精度を上げる必要があり大きなブロック状磁石から削り出しで製造されているため高価である。それを細線状永久磁石で作製し、二次加工するプロセスによれば、容易に円柱状微小永久磁石が得られて、コストダウンや応用範囲の拡大が可能となる。著者らはこれまで、液体急冷法の回転液中紡糸法を用いる事で所望の細線を得ようと試みてきた¹⁾。本報告では、希土類元素を用いない合金系の Mn-Bi 系と Al-Ni-Co 系の磁石を検討した結果を報告する。

実験方法

試料作製ではまず元素を所望する質量に秤量しアーク炉を用い Ar ガス雰囲気中で溶解し母合金を作製した。その母合金を回転液中紡糸法で磁石細線に加工する事が出来る。回転液中紡糸法とはドラムを回転させ遠心力によってドラム内部溝に冷却液層を形成し、石英ノズルに挿入した母合金を誘導加熱によって溶解して、回転する冷却液層中に溶解金属を Ar ガスで噴射し冷却液で急冷することで細線形状の試料を得る方法である。作製した試料の磁気特性向上の為に赤外線加熱炉を用いて熱処理を行った。

実験結果

Mn-Bi 系磁石の母合金は文献²⁾を参考に、細線試料の作製を試みたが、現在、特性評価を行える十分な量を作製する事が出来ていない。そこで回転液中紡糸法と同様の液体急冷法の単ロール法で薄帯状の試料を作製する事で知見を得る事にした。作製した薄帯試料を熱処理する事によって 7[kOe]以上の保磁力の値を得ることができている。一方 Al-Ni-Co 系磁石は保磁力 1[kOe]程度の市販の磁石を母合金に用いる事で Fig.1 に示すように 30cm 以上の細線状の試料が作製できるようになった。Fig.2 に細線状試料の熱処理と保磁力の関係を示している。細線化する事によって結晶粒径や酸化などの影響で保磁力が低下したと考えられる。保磁力の向上の為に母合金の組成比、作製条件、熱処理条件等の検討を行った結果を報告する。

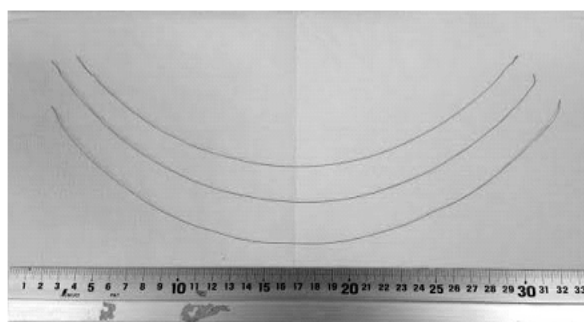


Fig.1 Al-Ni-Co wires

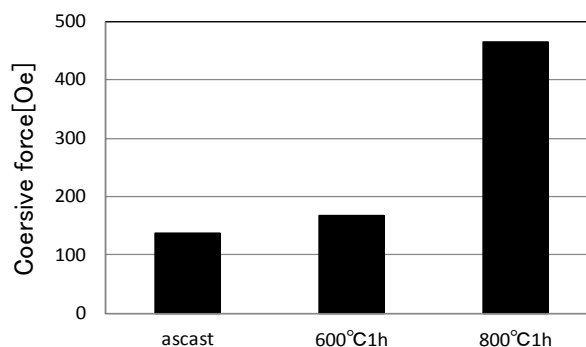


Fig.2 Coercive force after heat-treatment

参考文献

- 1) D. Yamamichi, T. Todaka, and M. Enokizono: Proc. SEAD 22, Moji, p.404-407 (2010).
- 2) Y. Mitsui, K. Koyama, Y. Nakamori, S. Orimo, and K. Watanabe: Metals, Vol.73, p.40-45(2009).

冷凍センサタグ用低キュリー温度磁石材料の作製

渡邊敬洋¹、森本祐治¹、竹澤昌晃¹、松下大雅²、野田龍三³

(¹九工大、²リンテック株式会社、³株式会社 CDN)

Low Curie temperature magnet for refrigeration sensor tag

T. Watanabe¹, Y. Morimoto¹, M. Takezawa¹, T. Matsushita², R. Noda³

(¹Kyushu Institute of Tech., ²Lintec Corp., ³CDN Corp.)

はじめに

磁気式無線タグは無線で磁気出力を発生する軟質磁性体と、オンとオフ状態を記憶するための硬質磁性体の組み合わせで構成されるが、この硬質磁性体として低キュリー温度磁石材料を用いれば温度管理可能な冷凍センサタグが実現できると考えられる。そこで、キュリー温度が低いことで知られている $\text{Pr}_2\text{Fe}_{17}$ 合金¹⁾について組成とロールの回転速度を変えて試料を作製し、磁気特性の評価を行った。その結果を室温で動作する磁気式無線タグ用の硬質磁性材料のものと比較し、作成した試料の温度管理タグとしての実現可能性について検討を行ったので報告する。

実験方法

作成する試料の組成は $\text{Pr}_2\text{Fe}_{17}$ と、Pr 量を 3 % 増加させた $\text{Pr}_{2.57}\text{Fe}_{16.43}$ の 2 種類を選定した。試料は単ロール急冷法により作製しており、ロールの回転速度は 10, 20, 30, 40 m/s の 4 種類とした。結晶配向・組織の評価は X 線回折装置を用いて行い、得られた回折パターンから $\text{Pr}_2\text{Fe}_{17}$ 相、Pr 相や $\alpha\text{-Fe}$ 相などの存在について評価を行った。また、VSM を用いて室温における磁化曲線の測定を行った。磁界印加方向は面内方向と板厚方向の 2 方向とした。VSM の試料への最大印加磁界は 18 kOe である。また、着磁した薄帯試料端部からの漏れ磁界強度をガウスメータで測定し、磁界の温度依存性を調べた。

実験結果

X 線回折による測定結果より、作成した試料全てから $\text{Pr}_2\text{Fe}_{17}$ と $\alpha\text{-Fe}$ のピークを確認することができた。高キュリー温度の $\alpha\text{-Fe}$ は冷凍センサタグとしての動作に悪影響を及ぼす。X 線回折の結果より最も $\alpha\text{-Fe}$ の割合が小さかった $\text{Pr}_{2.57}\text{Fe}_{16.43}$ 、ロールの回転速度 20 m/s における VSM の測定結果を Fig.1 に示す。この結果を実際に磁気式無線タグに用いられている Ni 箔のものと比較すると、残留磁束密度、保磁力ともにほぼ同等の値であることがわかった。 $\text{Pr}_{2.57}\text{Fe}_{16.43}$ の温度上昇における磁界強度の変化の測定結果を Fig.2 に示す。これらの試料に関しては、Ni よりも低い磁界消失温度を実現することができた。しかし、室温でも $\alpha\text{-Fe}$ の影響で磁界強度は大きく、冷凍センサ用磁石材料として適する特性は得られなかった。今後は $\alpha\text{-Fe}$ の析出を抑えた試料の作成方法を検討していく必要がある。

参考文献

- 1) K. J. Strnat, et al., *North-Holland Publishing* **4**, 131 (1988).

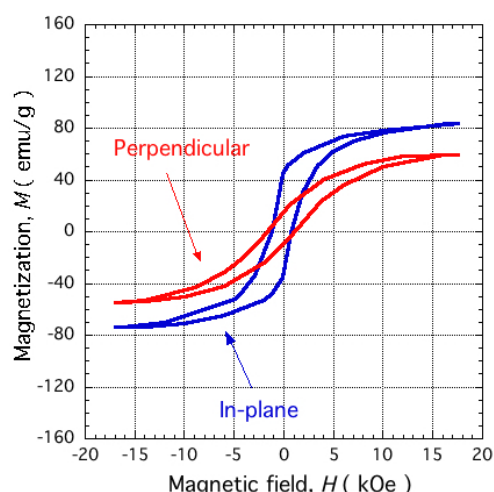


Fig.1 Magnetization curve of $\text{Pr}_{2.57}\text{Fe}_{16.43}$ ribbon at 20m/s at room temperature.

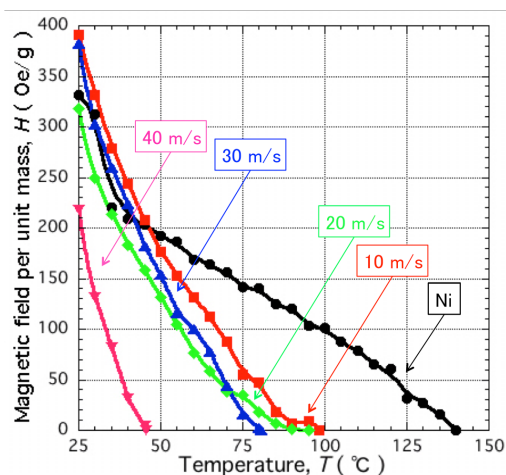


Fig.2 Temperature dependence of the magnetic field strength ($\text{Pr}_{2.57}\text{Fe}_{16.43}$).

永久磁石における交番磁気力顕微鏡を用いた 表面近傍・直流磁場イメージング

木下幸則、中山翔太、江川元太、吉村 哲、齊藤 準
秋田大

Near-contact imaging of DC magnetic field on hard magnet materials
by alternating magnetic force microscopy

Y. Kinoshita, S. Nakayama, G. Egawa, S. Yoshimura and H. Saito
(Akita Univ.)

はじめに 永久磁石の高性能化を図る上で、微細な磁区構造を高い空間分解能で観察することは有用である。磁気力顕微鏡 (MFM) は磁区観察の汎用機器であるが、強い磁場を発生する磁石を観察するには、探針試料間の磁気力が大きいために、1) 磁性探針が試料に磁気吸着する恐れがあり、2) 信号強度が大きいこと計測最小量が AD 変換器の量子化誤差により大きくなる、等の問題がある。このため、探針の機械的共振性能を落とし、探針試料間距離を離して磁気像を計測している。したがって原理的に高い空間分解能を得ることは困難である。一方、我々は試料表面近傍での磁場計測ならびに磁場方向の検出を可能にする交番磁気力顕微鏡 (A-MFM) を開発し、高密度磁気記録媒体に対して強磁性のソフト磁性探針を用いて、直流磁場の高空間分解能観察に成功している^{1,2)}。A-MFM は、励振しているソフト磁性探針に探針の共振周波数と異なる交流磁場を印加して探針磁化を周期的に反転させて探針試料間に非共振の交番磁気力を発生させ、この交番磁気力が誘起する探針振動の周波数変調現象を利用して、試料からの直流磁場を、探針振動信号を周波数復調後にロックイン検出することで計測する。本報告では、上記の永久磁石観察の問題点を鑑み、強磁性探針の代わりに、我々が最近開発した高い磁化率を示すグラニューラー構造を有する Ag-Co 超常磁性探針等³⁾を用いて、永久磁石材料の磁区観察を試みた結果を報告する。

方法 磁区観察は、市販のプロープ顕微鏡 (日立ハイテクサイエンス製、L-trace II) の試料ステージ直下に交流電磁石を配置して A-MFM を構成して行った。観察試料には、市販の NdFeB 系永久磁石 (サイズ $1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$) を熱消磁した後、機械研磨によって厚さ $300 \mu\text{m}$ 程度に薄くしたものや、自作した FePt 磁石厚膜 (膜厚 300 nm) 等を用いた。超常磁性探針は市販 Si 製探針表面にスパッタリング法で Ag-Co グラニューラー薄膜 (磁化率 $4.5 \times 10^{-7} \text{ H/m}$) を成膜して作製した。A-MFM 観察は、磁性探針を 1 次共振周波数近傍で励振し、 70 Hz , 400 Oe-p の交流磁場を印加して、タッピング/リフトモード (リフト高さ 20 nm) で行った。

結果 Fig. 1 に、熱消磁した NdFeB 系磁石について、表面凹凸像 (a)、試料面に垂直方向の直流磁場の勾配の強度像 (Lock-in 振幅信号) (b)、垂直方向の直流磁場勾配の極性像 (Lock-in θ 像) (c)、を示す。(a) の凹凸像では、明瞭な結晶粒構造を観察できており、強磁性体探針を用いた表面近傍での MFM 観察で顕著となる、強い試料磁場に起因する探針磁化の反転や凹凸像の鈍り等のアーティファクトは認められない。(b) の磁場勾配の強度像 (磁場勾配の絶対値に対応) では消磁後の多磁区構造を反映したメイズパターンを示しており、また、(c) の直流磁場勾配の極性

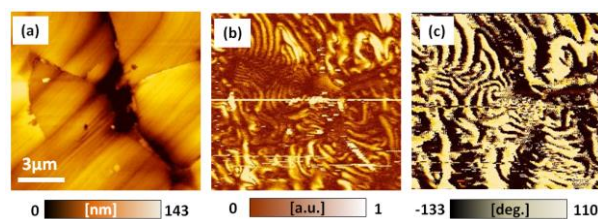


Fig. 1 (a) Topographic image, (b) Amplitude (Lock-in amplitude) and (c) Polarity (Lock-in phase) images of the gradient of DC magnetic field normal to sample surface on a thermally demagnetized NdFeB-permanent magnet obtained by A-MFM with an Ag-Co superparamagnetic tip.

像は明暗 (白黒) の 2 値画像となっており、その位相差が 180° であることから、各磁区の垂直磁場の方向 (上向き下向き) が明瞭に判別できる。これらの結果から、A-MFM による常磁性探針を用いた永久磁石観察では、通常の MFM では困難である表面近傍での磁区構造の極性情報を伴った可視化が高分解能で可能であることがわかる。講演では、自作した FePt 磁石厚膜に係わる観察結果も報告し、永久磁石観察における汎用の磁気力顕微鏡と比較した交番磁気力顕微鏡の特徴を紹介する予定である。

参考文献 1) H. Saito et al., *J. Appl. Phys.*, **109**, 07E330 (2011). 2) 伊藤 他, 第 35 回日本磁気学会学術講演概要集, 27pD-2. 3) 吉村 他, 第 38 回日本磁気学会学術講演会 発表予定

スピン・軌道選択磁化曲線で見える CoFeB/MgO 多層膜の垂直磁気異方性

山添誠敏、加藤忠、田久保翔太、鈴木宏輔、星和志、*伊藤真義、*櫻井吉晴、櫻井浩
(群馬大学、*JASRI)

Perpendicular magnetic anisotropy behavior of CoFeB/MgO multilayers by spin/orbital specific magnetization measurement

M.Yamazoe, T.Kato, S.Takubo, K.Suzuki, K. Hoshi, *M.Itou, *Y.Sakurai and H.Sakurai
(Gunma Univ., *JASRI)

研究背景

Fe/MgO などの磁気トンネル接合は垂直磁気異方性を示すと報告されている[1]。Kato らは、磁気量子数別スピン選択磁化曲線・軌道選択磁化曲線測定法を開発し、Fe/MgO 多層膜の垂直磁気異方性と軌道選択磁化曲線・磁気量子数別スピン選択磁化曲線の関係を報告している[2]。本研究では、CoFeB/MgO 多層膜の垂直磁気特性とスピン選択磁化曲線・軌道選択磁化曲線について報告する。

実験方法

RF スパッタ装置を用いて Si 基板および Al フォイル (12 μ m) 基板上に (CoFeB (4nm) /MgO(1nm))₁₅₀ 多層膜を作製した。CoFeB を結晶化するために 360 $^{\circ}$ C で 2 時間熱処理を行った。X 線回折測定により Fe(001)/MgO(001)配向を確認した。SQUID 磁力計を用いて全磁化曲線を測定した。SPRING-8-BL08W にて、磁気コンプトン散乱を測定しスピン選択磁化曲線を求めた。軌道選択磁化曲線は全磁化曲線とスピン選択磁化曲線の差から求めた。いずれの測定も印加磁場は膜面に垂直で、室温で行った。

実験結果

Figure 1 は CoFeB/MgO 多層膜における全磁化曲線 (黒太線)、スピン選択磁化曲線 (黒線)、軌道選択磁化曲線 (点線) である。磁場を H とすると、 $|H| < 10000$ Oe では軌道磁気モーメントの寄与が増大していることが分かる。これは、 $|H| < 10000$ Oe では、磁化容易軸である(001)方向の寄与が大きくなるためと考えられる。Figure.2 に、スピン磁気モーメントと軌道磁気モーメントの比の磁場依存性を示す。 $\mu_S = 2.18\mu_B$ と考え Fig.2 より $\Delta\mu_L$ を求め、Bruno の式 [3] $K = -\frac{\xi}{4} \frac{G}{H} \frac{\Delta\mu_L}{\mu_B}$ を用いて、 $\xi = 50$ meV[4]、 $G/H = 0.2$ [5]の条件で計算すると、垂直磁気異方性エネルギー $K = 2.7$ meV が得られる。これは Fe/MgO/Fe の計算結果 1.6 meV[1]と同程度である。この結果から本系は、垂直磁気異方性を持つと考えられる。

参考文献

- [1] R. Shimabukuro, et al., Physica E42, 1014 (2010).
- [2] Kato et al., Appl. Mech. and Mater., 423-426, 271 (2013).
- [3] P. Bruno: Phys. Rev. B 39, 865 (1989)

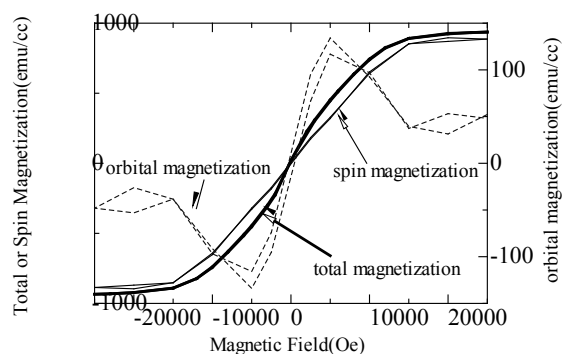


Fig.1 CoFeB/MgO 多層膜の全磁化曲線、スピン選択磁化曲線および軌道選択磁化曲線

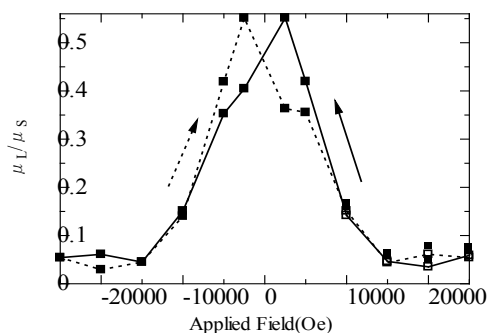


Fig.2 スピン磁気モーメントと軌道磁気モーメントの比の磁場依存性

- [4] D. Weller et al., Phys. Rev. Lett. 75, 3752 (1995)
- [5] A.R. Mackintosh, O.K. Anderson: In: Electrons at the Fermi Surface, ed. by M. Springford (Cambridge Uni. Press, Cambridge, England 1980)

スピン・軌道選択磁化測定による Au/Fe/MgO 多層膜の 磁気量子数別磁化反転挙動

鈴木 宏輔, 田久保 翔太, 加藤 忠, 山添 誠敏, 星 和志, 本間 佳哉*,
伊藤 真義**, 櫻井 吉晴**, 櫻井 浩
(群馬大院理工, *東北大金研, **JASRI/SPRING-8)

Magnetic switching behavior by different magnetic quantum number in Au/Fe/MgO multilayer using
spin/orbital specific magnetization measurement.

K. Suzuki, S. Takubo, T. Kato, M. Yamazoe, K. Hoshi, Y. Honma*, M. Itou**, Y. Sakurai** and H. Sakurai
(Gunma Univ., *Tohoku Univ., **JASRI/SPRING-8)

はじめに

磁気コンプトン散乱法は、磁性体のスピン磁気モーメントを定量できる実験手法である¹⁾。近年、この特徴を利用し、磁気コンプトン散乱の磁場依存性からスピン選択磁化曲線(SSMH)を得る手法が確立した²⁻⁴⁾。SQUID 磁力計などで測定される全磁化曲線と組み合わせることで軌道選択磁化曲線(OSMH)を得ることも可能となる。今回、我々は Au/Fe/MgO 多層膜の SSMH と OSMH 測定を行った。さらに磁気コンプトンプロファイルの磁場依存性を解析することで磁気量子数別 SSMH 曲線を得ることに成功した。

実験方法

Fe(8nm)/Au(2nm)/Fe(2nm)/MgO(4nm)の試料は、RF スパッタリング法により作製した。膜厚は、1 μ m である。XRD から、作製した試料は(002)配向を有するが、Fe(110)、Au(111)に由来するピークも観測され、わずかに不均一な構造であることがわかった。SQUID による磁化測定から、面内磁気異方性であり、飽和磁化は 1175 emu/cc、飽和磁場は 2.1 T であった。

磁気コンプトン散乱実験は、SPRING-8-BL08Wにて行った。円偏向した 182.6 keV の入射 X 線を試料に照射し、178 度方向にコンプトン散乱された X 線強度を 10 素子の Ge 半導体検出器で計測した。試料には膜面垂直方向に、-2.5 T から 2.5 T までの磁場を引加した。測定は、室温真空中で行われ、運動量分解能は、0.43 a. u. であった。

実験結果

図 1 に Fe/Au/Fe/MgO 多層膜の SSMH および OSMH 曲線を示す。どちらの曲線も ± 0.5 T 以下の印加磁場で履歴を示し、残留磁化を有する。この履歴の詳細を明らかにするため、磁気量子数 $|m|=0, 1, 2$ ごとに分離した SSMH 曲線(黒実線)を図 2 に示す。図 1 で求めた SSMH 曲線を図 2(a)、(b)(灰色線)、OSMH 曲線を図 2(c) (灰色線)に示す。 $|m|=1$ では、ほぼヒステリシスが観測されなかったのに対し、 $|m|=0, 2$ では

$|H| < 1.5$ T でヒステリシスが観測された。SSMH は、 $|m|=0, 1$ の寄与からなり、OSMH は、 $|m|=2$ の寄与からなる。全磁化曲線は面内容易磁化を示すにもかかわらず、 $|m|=0, 2$ の SSMH 曲線および OSMH 曲線は垂直磁化成分を有することがわかる。

参考文献

- 1) M. Cooper et al.(Eds.), *X-ray Compton Scattering* (Oxford Univ. Press, Oxford, 2004), pp289
- 2) A. Agui et al., *J. Synchrotron Radiat.*, 17 (2010) 321.
- 3) M. Itou et al., *Appl. Phys. Lett.*, 102 (2013) 082403.
- 4) T. Kato et al., *Appl. Mech. Mater.*, 423-426 (2013) 271.

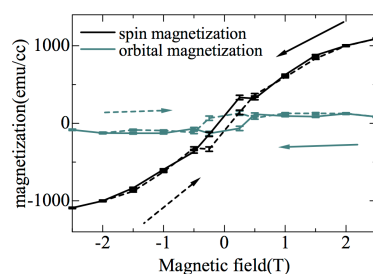


図 1. Fe/Au/Fe/MgO 多層膜における
スピン・軌道選択磁化曲線

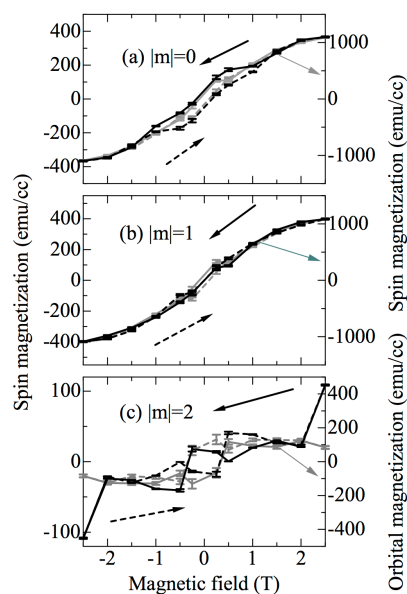


図 2. 磁気量子数別スピン選択磁化曲線

角型比の高い $\text{Tb}_{28}\text{Co}_{72}$ 垂直磁化膜の

スピン・軌道・元素選択ヒステリシス測定

田久保翔太、安居院あかね¹、劉小晰²、鈴木宏輔、櫻井浩
(群馬大院理工、原子力機構¹、信州大院工²)

Spin/Orbital/Element specific hysteresis curve of TbCo perpendicular magnetic anisotropy film
with a high squareness ratio

S.Takubo, *A.Agui, [†]X.Liu, K.Suzuki and H. Sakurai
(Gunma Univ, *JAEA, [†]Shinshu Univ.)

はじめに

磁気コンプトンプロ散乱と SQUID 磁力計を組み合わせたスピン選択磁気ヒステリシス(SSMH)・軌道選択磁気ヒステリシス(OSMH)と元素選択磁気ヒステリシス(ESMH)を測定する手法を新たに提案されている^{1,2)}。これまでに我々は TbCo、TbFeBo などの測定から、スピン・軌道および元素別の磁気モーメントの挙動は大変複雑であり、磁化反転の核発生に先立ちミクロな前駆現象が発生している可能性を見出した。本研究では、磁化反転において明確な前駆現象と核発生が観測されると期待される核型比の高い垂直磁化膜 ($\text{Tb}_{28}\text{Co}_{72}$ アモルファス薄膜) について、SSMH、OSMH、ESMH の測定を行ったので報告する。

実験方法

磁気コンプトン散乱測定は大型放射光施設 SPring-8・BL08W で行った。試料は Tb,Co をターゲットとし RF スパッタリング法で Al フォイル箔(12 μm)上に成膜した。薄膜はアモルファス合金であり、膜厚は 1 μm であった。磁気コンプトン散乱および SQUID 磁力計の測定では、磁場を膜面に垂直に印加した。

実験結果

Figure 1 に $\text{Tb}_{28}\text{Co}_{72}$ の SQUID 磁力計から求めた全磁化曲線 (Total) MCP から求めた SSMH(Spin)、全磁化曲線と SSMH の差から求めた OSMH(Orbital)を示す。全磁化曲線は角型比がほぼ 1 の垂直磁気異方性を示し、 $|H| < 1\text{T}$ (H は印可磁場) で磁気ヒステリシスを示す。一方、SSMH と OSMH は複雑な磁化過程を示す。Figure 2 に Spin と Orbital の比を示す。磁場に依存して増減する挙動を示すが、 $|H| < 1\text{T}$ で磁気ヒステリシスが観測されない。Figure 3 に SSMH の Co3d 電子と Tb4f 電子の比で示す。Fig. 2 と同様の挙動を示す。以上より角型比がほぼ 1 である $\text{Tb}_{28}\text{Co}_{72}$ アモルファス垂直磁化膜は、スピン・軌道・元素別の磁場依存性を反映した前駆現象を経て、磁化反転することがわかった。

参考文献

- 1) A.Agui et al., Appl.Phys.Express, 4(2011)083002.
- 2) A.Agui et al., J.Appl.Phys., 114(2013)183904.

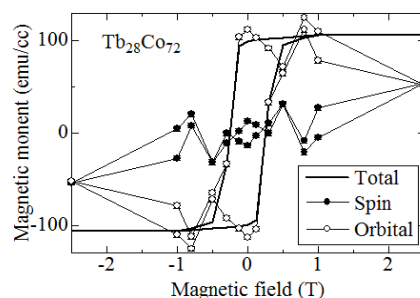


Fig.1 Total magnetization (solid line), spin specific magnetic hysteresis curve (close circles), orbital specific magnetic hysteresis curve (open circles) of $\text{Tb}_{28}\text{Co}_{72}$ amorphous film

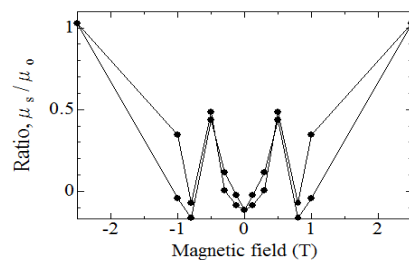


Fig. 2 Ratio of spin magnetization to orbital magnetization

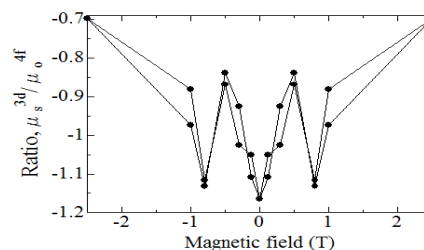


Fig. 3 Ratio of Co3d spin magnetization to Tb 4f spin magnetization

$L1_0$ -FeNi 規則合金への軽元素添加効果の第一原理計算

辻川 雅人^{1,2}, 三浦良雄³, 白井 正文^{1,2}
(東北大通研¹, 東北大 CSIS², 京都工繊大³)

First principles study of light-element doping effects on $L1_0$ -ordered FeNi

Masahito Tsujikawa^{1,2}, Yoshio Miura³, Masafumi Shirai^{1,2}

(¹ RIEC, Tohoku Univ., ² CSIS, Tohoku Univ., ³ Kyoto Inst. of Technol.)

はじめに

$L1_0$ 型 FeNi 規則合金は高い保磁力を有することから貴金属フリーな磁石材料として注目されている。永久磁石の材料には大きな飽和磁化と保磁力が必要とされる。 $L1_0$ -FeNi は十分な飽和磁化を持つ反面、保磁力の向上が重要な課題であり、規則度の向上や c 軸歪み、第三元素の添加等により十分な保磁力を得るための研究が進められている[1,2]。本研究では軽元素添加が $L1_0$ -FeNi の磁性へ与える影響に着目し、第一原理計算により第三元素添加の効果を調べた。

方 法

電子状態計算には、平面波基底と Projector Augmented Wave 法を用いた第一原理計算コード vasp を用いた[3]。結晶磁気異方性の起源であるスピン軌道相互作用は摂動形式で取り入れられており、結晶磁気異方性エネルギー(MAE)の見積りは force-theorem を用いて行った。MAE は値が正のときに垂直磁気異方性を意味するように定義した。

結 果

初めに添加軽元素 B, C, N, O, F の最安定位置の決定を行った。B は Ni 層の八面体の中心位置、C, N, F, O は Fe 層の八面体中心位置が最安定サイトであった。形成エネルギーおよび結合エネルギーの計算から、C, N 添加が B, O, F 添加に比べ安定であることが示された。図 1 に示すように MAE の増大は B, C, N, F 添加にて確認された。特に効果の大きな C, N 添加では、2.8%の軽元素添加により完全規則 $L1_0$ -FeNi に比べ MAE がそれぞれ 75%, 40%増大する結果が得られ、軽元素添加が垂直磁気異方性の向上へ有効であることが明らかとなった。MAE 増大の起源としては、格子変形の効果や化学結合による FeNi の電子状態変化等が考えられる。構造および電子状態の解析から、格子変形と MAE の間に相関は無く、隣接 Fe と Ni サイトの価電子数増大と MAE の間に相関がみられた。リジッドバンドモデルからも FeNi の価電子数増大に伴う MAE 増大が予想され、C, N 添加による Fe および Ni の価電子数増大が MAE 増大の一因であると考察される。

謝 辞

本研究の一部は、文部科学省元素戦略プロジェクト<拠点形成型>元素戦略磁性材料研究拠点(ESICMM)、ならびに科学研究費補助金基盤研究(S)(No.2522091)により助成を受けて実施した。

参考文献

- 1) T. Kojima et al., J. J. Appl. Phys. 51, 010204 (2012).
- 2) T. Kojima et al., J. Phys.: Condens. Matter 26, 064207 (2014).
- 3) G. Kresse and J. Furthmuller, Vienna Ab-initio Simulation Package University of Wien, 2001.

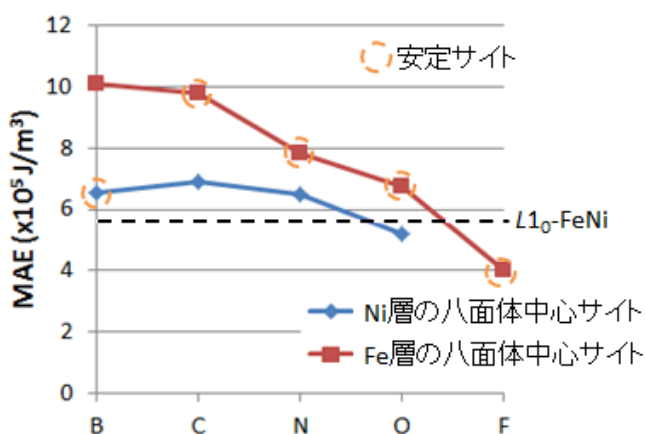


図 1 : 軽元素添加 $L1_0$ -FeNi の結晶磁気異方性エネルギー(MAE)

Fe-Si 合金単結晶膜の磁歪挙動に及ぼす結晶磁気異方性の影響

川井哲郎・相田拓也・大竹 充・二本正昭
(中央大理工)

Effect of Magnetocrystalline Anisotropy on Magneto-Strictive Behavior for Fe-Si Single-Crystal Films

Tetsuroh Kawai, Takuya Aida, Mitsuru Ohtake, and Masaaki Futamoto

(Faculty of Science and Engineering, Chuo University)

はじめに

珪素鋼板はトランスやモータのコア材料として幅広く実用化されている。しかし、その磁歪が原因で生じるコア振動による騒音の低減が課題とされている¹⁾。珪素鋼板の磁歪挙動については多くの研究があり、特異な磁歪挙動を示すことが報告されている^{2),3)}。しかし、結晶磁気異方性が磁歪挙動に及ぼす影響については必ずしも明らかにはなっていない。本研究では Fe-Si 合金単結晶膜を作製して回転磁場中で磁歪を測定し、結晶磁気異方性が磁歪挙動に及ぼす影響を解析した。

実験方法

Fe-6 at. % Si 合金ターゲットを使用して超高真空 RF マグネトロンスパッタ装置により GaAs(001)単結晶基板上に厚さ 500 nm の膜を作製した。RHEED と XRD により作製した膜がエピタキシャル成長した単結晶膜であることを確認した。磁化曲線は VSM で測定し、MOKE 法で磁区の観察を行った。磁歪の測定は最大 1.2 kOe の回転磁場中で行った。

実験結果と考察

磁化曲線を Fig. 1 に示す。4 回対称の異方性を持ち、異方性磁場(H_a)は 450 Oe であることがわかる。保磁力は小さく 5 Oe 程度の磁場で磁化反転を生じている。回転磁場中での磁歪測定結果(観察方向//[110])を Fig. 2(a)に示す。出力波形は三角波状であり、その振幅は印加磁場が増すにつれ大きくなる。異方性磁場に相当する 0.5 kOe 以上では出力の振幅は飽和し、磁場が大きくなるにつれて出力波形は正弦波に近づく。この特異な磁歪挙動を小さな磁場で磁化反転することを考慮に入れた修正一斉回転モデルで解析した。規格化磁場($h=H_{ex}/H_a$)をパラメータとした計算結果(Fig. 2(b))は実験結果と良く一致し、Fe-Si 合金単結晶膜の複雑な磁歪挙動に及ぼす結晶磁気異方性の影響が明らかになった。

参考文献

- 1) B. Weiser, A. Hasenzagl, T. Booth, H. Pfutzner, *J. Magn. Magn. Matter.*, 160, pp. 207-209, 1996.
- 2) A. J. Moses, A. Ntatsis, T. Kochmann, J. Schneider, *J. Magn. Magn. Matter.*, 215-216, pp.669-672, 2000.
- 3) H. Yamaguchi, H. Pfutzner, A. Hasenzagl, *J. Magn. Magn. Matter.*, 320, e618-e622, 2008.

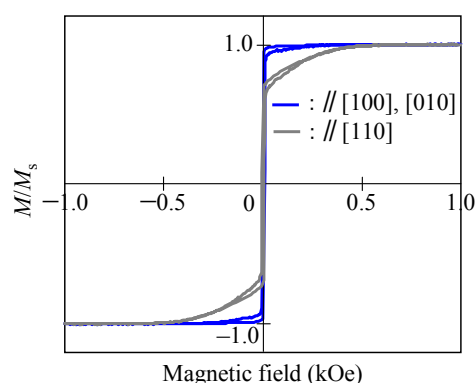


Fig. 1 Magnetization curves for an Fe-6 at. % Si(001) single-crystal film.

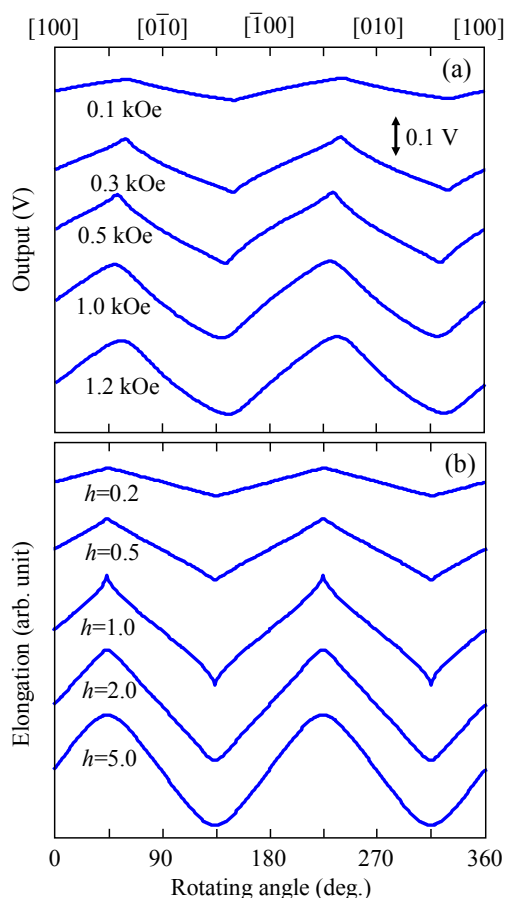


Fig. 2 (a) Magnetostrictive behavior measured for an Fe-6 at. % Si(001) single-crystal film. (b) Calculations by using a modified coherent rotation model. $h=H_{ex}/H_a$.

Perpendicular magnetic anisotropy of $\text{Co}_2\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{Si}$ Heusler alloy ultrathin-films

J. H. Kim, T. Kubota, A. Tsukamoto*, S. Takahashi**, Y. Sonobe**, and K. Takanashi
(IMR, Tohoku Univ., *CST, Nihon Univ., **Samsung Research Inst. Jpn.)

Introduction

For the development of MRAM devices with a giga-bit class memory capacity, it is required to reduce critical current density J_{c0} and to get high thermal stability factor over 60. To fulfill these requirements, magnetic thin films with high perpendicular magnetic anisotropy (PMA) are essentially required for the magnetic electrodes of the MTJs.

There are many researches about perpendicular magnetized thin films for magnetic tunnel junctions (MTJs). Among the PMA materials, Heusler alloys with an interfacial PMA are attractive because they are half-metallic and can exhibit high output power when being used in MTJs. There have been reported several previous works on PMA-Heusler alloys^{1, 2)}. However, systematic investigations such as on material compositions are still needed. In this research, we investigated the Fe composition and the layer thickness dependence of the PMA in $\text{Co}_2\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{Si}$ (CFMS) Heusler alloy ultrathin films.

Experimental Procedures

Stacking structure of the samples were MgO (100) substrate/Cr (40 nm)/Pd (10 nm)/ $\text{Co}_2\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{Si}$ (t_{CFMS})/MgO (2 nm)/Ta (5 nm). The $\text{Co}_2\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{Si}$ (CFMS) layer was deposited at room temperature and *in situ* annealing was performed at 400°C. Fe compositions of the CFMS layer, x were 0, 0.5, and 1. And the thicknesses of the CFMS layer, t_{CFMS} were 0.6, 0.8, 1.0, 1.2, and 1.4 nm. Fabricated films including the ultrathin CFMS layer were measured by a polar magneto optical Kerr effect (p-MOKE) and a superconducting quantum interface device (SQUID).

Results and Discussion

Perpendicularly magnetized film was achieved when the thickness was 0.6 and 0.8 nm for the Co_2MnSi and the $\text{Co}_2\text{Fe}_{0.5}\text{Mn}_{0.5}\text{Si}$ samples; and for a case of the Co_2FeSi , the film exhibited perpendicular magnetization only when the thickness was 0.6 nm. Figure 1 shows the product of uniaxial anisotropy energy (K_u) and thickness of the CFMS film (t) for the $\text{Co}_2\text{Fe}_{0.5}\text{Mn}_{0.5}\text{Si}$ samples. The results can be fit by a linear function as shown in the figure. From the interception of the linear dependence, the value of interface anisotropy (K_s) is deduced. It is about $1.3 \pm 0.8 \text{ erg/cm}^2$ which is comparable to the reported value of the Co_2FeAl films¹⁾. The value of K_s for other compositions will be shown and will be discussed at the presentation.

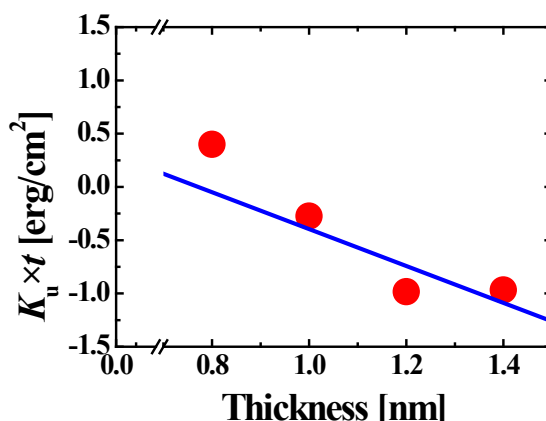


Figure 1. Thickness (t) dependence of the product of $K_u \times t$.

Reference

- 1) Z. Wen *et al.*, Appl. Phys. Lett. **98**, 242507 (2011).
- 2) Y. Cui *et al.*, Appl. Phys. Lett. **102**, 162403 (2013).

一軸異方性膜の異方性磁場と強磁性共鳴式

河本 修, 松島 康*
(レゾナ技研, *岡山大学)

Anisotropy field and ferromagnetic resonance equation of in-plane uniaxial anisotropy film

O. Kohmoto, Y. Matsushima*
(Resona Lab. *Okayama Univ.)

はじめに

磁化容易方向の異方性磁場を導出する方法の詳細な報告は少ない¹⁻³⁾。本研究では、一軸異方性定数 K_{u1} と K_{u2} による異方性磁場 H_a の磁化 M_s の傾く角度による変化を求め、それらを用いて面内一軸異方性膜の強磁性共鳴式を導出する。

異方性磁場の導出

一軸異方性の K_{u1} と K_{u2} による異方性エネルギーは $G = K_{u1}\sin^2\theta + K_{u2}\sin^4\theta$ となる。 $\partial G/\partial\theta = 0$ を満たすのは、3つの角度の $\theta = 0, \pi/2, \arcsin[(-K_{u1}/2K_{u2})^{1/2}]$ である。3つめの角度を θ_0 とする。この3軸から磁化がわずかに傾く時のエネルギー勾配から異方性磁場 H_a を求める。それには、異方性磁場、すなわち磁化容易軸を z 軸に揃えると良い¹⁾。(1) $\theta = 0$ では、 $\partial G/\partial\theta = 2\sin\theta\cos\theta(K_{u1} + 2K_{u2}\sin^2\theta)$ となるので、 $-M_s H_a \sin\theta = -\partial G/\partial\theta$ に代入することで、 $H_a = 2K_{u1}/M_s$ が求まる。(2) $\theta = \pi/2$ では、Fig.1 のように異方性の対称軸を x 軸とし、 θ は z 軸と M_s の角度とする。そこで、 $G = K_{u1}(-\sin^2\theta\cos^2\phi) + K_{u2}(-2\sin^2\theta\cos^2\phi + \sin^4\theta\cos^4\phi)$ となる。これから、 $\partial G/\partial\theta = -2(K_{u1} + 2K_{u2})\cos^2\phi \cdot \theta$ となり、 $H_a = [-2(K_{u1} + 2K_{u2})/M_s]\cos^2\phi$ が求まる。これにより、磁化 M_s の傾く方位 ϕ によって H_a が変わることが分かる。 $\phi = 0$ の時、 $H_a = -2(K_{u1} + 2K_{u2})/M_s$ であり、 $\phi = \pi/2$ の時、 $H_a = 0$ である。文献[2, 3]では、 $\phi = \pi/2$ の時に $H_a = 0$ ではなく、誤りである。(3) $\theta = \theta_0$ では Fig.2 のように対称軸を z 軸から角度 θ_0 だけ傾ける。また、 θ は z 軸と M_s の角度とする。異方性エネルギーは、

$$G = -K_{u1}(\sin^2\theta_0 \cdot \sin^2\theta \cos^2\phi + 2\sin\theta_0 \cos\theta_0 \cdot \sin\theta \cos\theta \cos\phi + \cos^2\theta_0 \cdot \cos^2\theta) \\ + K_{u2}(-2\sin^2\theta_0 \cdot \sin^2\theta \cos^2\phi - 4\sin\theta_0 \cos\theta_0 \cdot \sin\theta \cos\theta \cos\phi - 2\cos^2\theta_0 \cdot \cos^2\theta \\ + \sin^4\theta_0 \cdot \sin^4\theta \cos^4\phi + 4\sin^3\theta_0 \cos\theta_0 \cdot \sin^3\theta \cos\theta \cos^3\phi + 6\sin^2\theta_0 \cos^2\theta_0 \\ \times \sin^2\theta \cos^2\theta \cos^2\phi + 4\sin\theta_0 \cos^3\theta_0 \cdot \sin\theta \cos^3\theta \cos\phi + \cos^4\theta_0 \cdot \cos^4\theta) \text{ となる。}$$

$\partial G/\partial\theta$ を求め、 $-M_s H_a \sin\theta = -\partial G/\partial\theta$ に代入することで、 $H_a = -[2K_{u1}(K_{u1} + 2K_{u2})/K_{u2}M_s]\cos^2\phi$ と求まる。 $\phi = 0$ の時、 $H_a = -[2K_{u1}(K_{u1} + 2K_{u2})/K_{u2}M_s]$ であり、 $\phi = \pi/2$ の時、 $H_a = 0$ である。文献[1-3]では、 $\phi = 0$ の式に負号がぬけている。

一軸異方性膜の強磁性共鳴式

異方性磁場による共鳴式は、磁場 H の方向を z 軸とすると、 $(\omega/\gamma)^2 = [H + H_{azx} + (N_x - N_z)][H + H_{azy} + (N_y - N_z)]$ であり¹⁾、ここで x 軸は膜面、 y 軸は膜垂直方向とする。 H_{azy} と H_{azx} は導出された異方性磁場 H_a の $\phi = 0$ と $\pi/2$ の値を用いることで、面内一軸異方性膜の次の共鳴式が得られる。(1) $\theta = 0$ の時 $(\omega/\gamma)^2 = [H + (2K_{u1}/M_s)][H + (2K_{u1}/M_s) + 4\pi M_s]$ 、(2) $\theta = \pi/2$ の時、 $(\omega/\gamma)^2 = [H - (2K_{u1}/M_s) - (4K_{u2}/M_s)][H + 4\pi M_s]$ 、(3) $\theta = \theta_0$ の時、 $(\omega/\gamma)^2 = [H - 2K_{u1}(K_{u1} + 2K_{u2})/K_{u2}M_s][H + 4\pi M_s]$ である。

参考文献

- 1) 河本 修：強磁性共鳴の理論と実験（ふくろう出版，2013）。
- 2) 太田恵造：磁気工学の基礎Ⅱ（共立出版，1973）。
- 3) J. Smit, H. P. J. Wijn: Ferrites (Philips, 1959)。

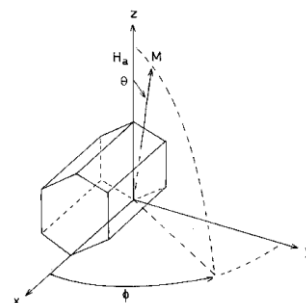


Fig.1 $\theta = \pi/2$ arrangement.

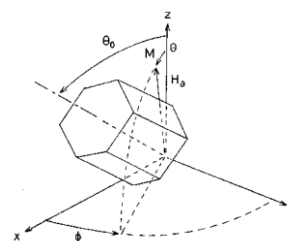


Fig.2 $\theta = \theta_0$ arrangement.

コバルトフェライトの磁気異方性と磁気弾性効果

井上順一郎, 柳原英人, 喜多英治
(筑波大学, 物理工学)

Magnetic anisotropy and magnetoelasticity of Cobalt-ferrites

Jun-ichiro Inoue, Hideto Yanagihara, and Eiji Kita

(Faculty of Pure and Applied Physics, University of Tsukuba)

はじめに

スピネルコバルトフェライト $\text{Fe}(\text{Co-Fe})_2\text{O}_4$ (以下 CFO と略記) はマグネタイトや他のフェライトと比較して際立って大きな結晶磁気異方性と磁気弾性効果を示すことが古くから知られている[1]。ごく最近, スパッタリング法により作製された MgO 基板上的 CFO 薄膜において, 大きな垂直磁気異方性が見出された[2]。従来 Co フェライトの結晶磁気異方性は, 単一 Co イオンに対するスピン模型により説明されていた[3]。CFO 薄膜の垂直磁気異方性のミクロな機構を明らかにするため, 我々は Co イオンの電子模型に基づき, CFO 結晶が元来持っている trigonal 対称性の結晶場, CFO 薄膜と MgO 基板との格子不整合による tetragonal 対称性の結晶場およびスピン軌道相互作用を取り入れ, CFO 薄膜の磁気異方性の発現機構を明らかにした[4]。

他方, 磁気弾性効果の理解は現象論の範囲にとどまっている。それによれば, 磁気弾性効果によって生じる磁気異方性は, 結晶歪みに比例して増大する[5]。一方, 上述した電子模型による垂直磁気異方性の計算結果では, 磁気異方性は格子不整合に対して非線型に増大する。現象論とミクロ理論との差異をさらに明らかにするため, 本研究では, Co イオンの電子模型に基づき, 任意の大きさの tetragonal 結晶歪みと trigonal 結晶歪みと, それらにより誘起される磁気異方性との関係を調べる (なお一部の結果は文献[6]においてすでに公表されている)。さらに, 結晶歪みが小さい極限の計算値から, 磁気弾性定数 B1 および B2 を見積もる。

モデルと計算方法

CFO の Co (+2 価, $3d^7$) イオンに対し, t_{2g} 軌道のみを取り扱う電子模型を採用する。電子状態を表わすハミルトニアンは, スピン軌道相互作用, trigonal および tetragonal 結晶場からなる。結晶歪みによって生じる結晶場は, 電子に対する自己エネルギーとして tight-binding 模型から見積もる。結晶歪みが小さい極限に対して得られた計算結果と, 現象論によって得られる結果を比較することにより, 磁気弾性定数を見積もる。

計算結果

- ① 磁気異方性は, 結晶の一樣歪みに対し, 非線形・非対称依存性を示す。
- ② 一樣な trigonal 歪みに対しては, 有効的に tetragonal 結晶場が生じ, 磁気弾性定数に対し無視できない効果を及ぼす。
- ③ 見積もられた磁気弾性定数 B1 および B2 の値は, 実験値の 5 倍程度であり, 半定量的に実験結果を説明する。特に, B2 に対しては有効的 tetragonal 結晶場の効果が重要であることが明らかになった。

謝辞: 本研究は, 文部科学省元素戦略プロジェクトの助成を受けて行われた。

参考文献

- 1) R. M. Bozorth, E. F. Tilden, and A. J. Williams, Phys. Rev. 99, 1788 (1955).
- 2) T. Niizeki, Y. Utsumi, R. Aoyama, H. Yanagihara, J. Inoue, Y. Yamasaki, H. Nakao, K. Koike, and E. Kita, Appl. Phys. Lett. 103, 162407 (2013).
- 3) J. C. Slonczewski, Phys. Rev. 110, 1341 (1959), M. Tachiki, Prog. Theor. Phys. 23, 1055 (1960).
- 4) J. Inoue, T. Niizeki, H. Yanagihara, H. Itoh, and E. Kita, AIP Advances 4, 027111 (2014).
- 5) J. Inoue, et al., IEEE Trans. Mag. 49, 3269 (2013).
- 6) M. A. Tanaka, K. Harada, M. Takemura, K. Mibu, and J. Inoue, J. Appl. Phys. 115, 17C101 (2014).

正方歪み導入による Co フェライト薄膜の磁気異方性の制御

岡美嶺人, 内海優史, 柳原英人, 喜多英治
(筑波大)

Control of uniaxial anisotropy in Co ferrite by the misfit-induced distortion

M.Oka, Y.Utsumi, H.Yanagihara, and E.Kita
(Univ. of Tsukuba)

はじめに

スピネルフェライトの一つである Co フェライト($\text{Co}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$)は, $\text{MgO}(100)$ 基板を用いて薄膜化するとエピタキシャル格子歪みが導入され, 強い垂直磁気異方性を示す事が知られている[1] [2]. この一軸性の磁気異方性の起原に関しては, $c/a < 1$ となるような正方歪による磁気弾性効果であるとして理解されているが, 電子論的な議論はさほど進んでいない[3]. $\text{Co}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$ 薄膜における一軸磁気異方性の発現には, 正方歪の導入が不可欠であり, したがって $\text{MgAl}_2\text{O}_4(110)$ 基板上に Co フェライトを成膜することで $c/a < 1$ となるようなエピタキシャル歪を面内に導入可能であると予想される. そこで, $\text{Co}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$ 薄膜における歪みの導入と磁気異方性発現との関係を総合的に評価するため, $\text{MgO}(100)$ と $\text{MgAl}_2\text{O}_4(110)$ を基板として $\text{Co}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4$ 薄膜に膜面垂直方向あるいは膜面内方向に正方歪を導入し, それらの構造, 磁性を評価することとした.

実験方法

$\text{MgAl}_2\text{O}_4(110)$ 研磨基板上に $\text{CoFe}(1:3\text{atm 比})$ 合金を用いて O_2 反応性マグネトロンスパッタリング法により $\text{Co}_{0.75}\text{Fe}_{2.25}\text{O}_4(110)$ 薄膜試料を作成した. $\text{Ar}+\text{O}_2$ 雰囲気中で成膜を行い, 成膜条件は $\text{MgO}(001)$ 基板上に成膜した際最も高い飽和磁化が得られた O_2 流量 6.0 sccm, 基板温度 600 °C とした[2]. 試料評価は, RHEED 観察, X 線小角反射法による膜厚測定, 4 軸 X 線回折装置による格子定数測定, 室温下での ± 40 kOe の範囲での磁化測定, Quantum design 社 PPMS を用いて最大印加磁場 90 kOe での磁気トルク測定を行った.

実験結果

$\text{MgAl}_2\text{O}_4(110)$ 基板上に $\text{Co}_{0.75}\text{Fe}_{2.25}\text{O}_4$ 薄膜を成膜する前後の RHEED 像(Fig.1)より, $\text{MgAl}_2\text{O}_4(110)$ 研磨基板上に $\text{Co}_{0.75}\text{Fe}_{2.25}\text{O}_4$ エピタキシャル薄膜が得られたことが示唆された. この $\text{Co}_{0.75}\text{Fe}_{2.25}\text{O}_4/\text{MgAl}_2\text{O}_4(110)$ 薄膜は 4 軸 X 線回折装置の測定結果より面内[001]軸のみ $\text{MgAl}_2\text{O}_4(110)$ 基板の格子定数に拘束される形で正方歪が導入されていることがわかった. 磁化測定の結果(Fig.2)より面内[001]軸が磁化容易軸, 面内[1-10]軸および面直[110]軸が磁化困難軸であり, 目的の一軸磁気異方性薄膜が得られたことがわかった. 磁気トルク測定は, 印加磁場 90 kOe では飽和しなかったが, ピーク値から見積もられた磁気異方性定数(K_u)は 8.52 Merg/cm^3 であった. 講演ではより詳細な実験結果を $\text{Co}_{0.75}\text{Fe}_{2.25}\text{O}_4/\text{MgO}(001)$ 薄膜の結果と比較し報告する.

参考文献

- [1] Y. Suzuki *et al.*, J. Magn. Magn. Mater. 191 (1999) 1-8
- [2] T. Niizeki, *et al.*, Appl. Phys. Lett. 103, 162407 (2013).
- [3] J. Inoue *et al.*, AIP Adv. 4, 027111 (2014)

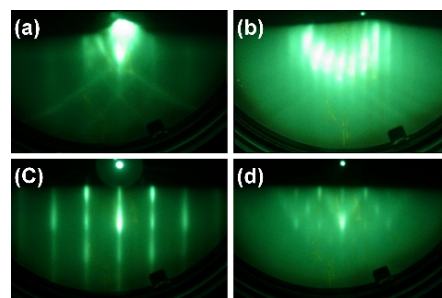


Fig. 1. (a, b) RHEED patterns of $\text{MgAl}_2\text{O}_4(110)$ substrate and (c, d) CFO film, taken with the incident electron beam parallel to (a, c) $[1-10]$ and (b, d) $[001]$.

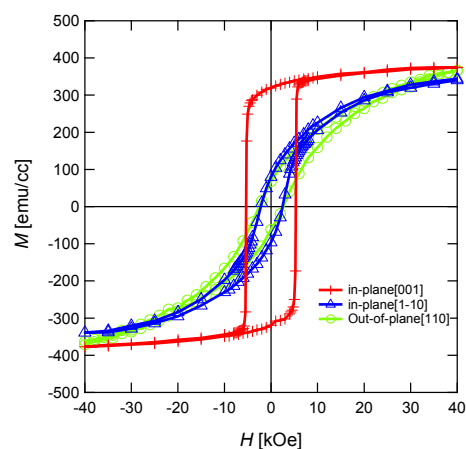


Fig. 2. MH loops for $H//[001]$, $[1-10]$, and $[110]$.

積層欠陥を含む hcp Co の磁気異方性に関する第一原理計算

小峰啓史, 斉藤伸*

(茨城大, * 東北大)

First principle study of magnetocrystalline anisotropy in hcp Co with stacking faults

T. Komine, and S. Saito*

(Ibaraki Univ., *Tohoku Univ.)

1 はじめに

六方晶 Co 基合金は、本来高い磁気異方性を有することが知られているが、薄膜作製時に含まれる積層欠陥が磁気異方性を劣化させることが報告されている¹⁾。また、極薄 Co 基薄膜において、軸比 c/a の増加により磁気異方性が劣化すると報告もある²⁾。我々は、第一原理計算を用いて、hcp-Co に fcc-like な積層欠陥を導入した構造モデルの磁気異方性を計算したところ、fcc 積層の混入割合よりも著しく hcp Co の磁気異方性が劣化する可能性を示した³⁾。本研究では、積層欠陥を含む hcp Co の軸比が磁気異方性に及ぼす影響を第一原理計算を用いて調べた。

2 計算方法

初めに、12 原子層の hcp Co の一部に fcc-like な積層欠陥を含んだ計算モデルを 6 種類仮定した。hcp, fcc いずれの積層でも軸比 c/a を 1.623 に固定し、第一原理計算を用いて全エネルギー及び磁気異方性定数 K_u を計算した。次に、軸比が pure hcp 及び pure fcc の磁気異方性に及ぼす影響を調べた。pure fcc は fcc[111] 方向に c 面配向した六方晶のユニットセルで計算した。一原子当りの体積を一定にして、hcp Co 及び fcc Co の磁気異方性の軸比 c/a 依存性を調べた。本研究では、第一原理計算 FP-LAPW(Full Potential Linearized Augmented Plane Wave) のソフトウェアである WIEN2k⁴⁾ を用いた。交換相関ポテンシャルには、LSDA(Local Spin Density Approximation)⁵⁾ を用いた。

3 結果および考察

積層欠陥を含む各計算モデルの pure hcp を基準にしたエネルギー差 ΔE 及び磁気異方性定数 K_u を Fig.1 に示す。これを見ると、fcc-like な積層欠陥の割合 P_{fcc} が増加するにつれて、hcp Co の磁気異方性の単純希釈よりも、著しく磁気異方性が劣化することがわかる。pure hcp 及び pure fcc の全エネルギー及び磁気異方性の軸比依存性を Fig.2 に示す。Fig.2 を見ると、hcp, fcc ともに磁気異方性の軸比依存性は比較的小さいことがわかる。一方、c 面配向した fcc Co は負の磁気異方性を有しており、(i) 実験で得られる hcp Co 薄膜中の fcc-like な積層欠陥が hcp Co の磁気異方性を著しく低下させている可能性や、(ii) 完全 fcc 積層を室温で凍結した Co 薄膜を形成できれば、新たな負の一軸結晶磁気異方性材料が見出される可能性を示しており極めて興味深い。

References

- 1) S. Hinata, R. Yanagisawa, S. Saito, and M. Takahashi: *J. Appl. Phys.*, **105**, 07B718 (2009).
- 2) T. Shimatsu, *et al.*: *J. Appl. Phys.*, **103**, 07F524 (2008).
- 3) K. Iwai, T. Komine, S. Saito, and R. Sugita: *ICAUMS 2012 abstract*, 4pPS-13 (2012).
- 4) P. Blaha, K. Schwarz, P. Sorantin, S. B. Trickey: *Comput. Phys. Commun.*, **59**, 399 (1990).
- 5) J. P. Perdew and Y. Wang: *Phys. Rev. B*, **45**, 13244 (1992).

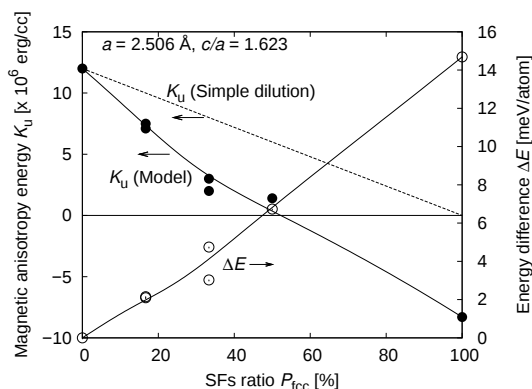


Fig.1 Dependence of energy difference ΔE and magnetic anisotropy K_u on fcc-like stacking faults (SFs) ratio P_{fcc} .

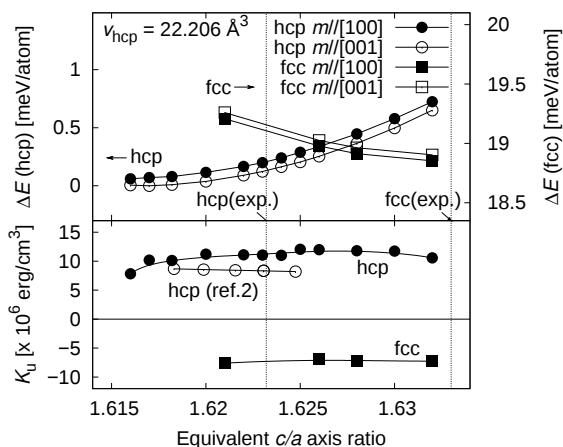


Fig.2 Dependence of energy difference ΔE and magnetic anisotropy K_u on equivalent axis ratio c/a in hcp- and fcc- Co.

ナノ磁性体における微小磁気応答特性の検出

山本敏寛¹、松井優耶¹、田中浩介¹、才木常正²、内海裕一¹、能崎幸雄³、山口明啓¹
 (¹兵庫県立大、²兵庫県立工技センター、³慶應義塾大学)

Broadband spectroscopy of magnetic response excited by microwave or mechanical stress
 in micron- or nano-scale magnet

T. Yamamoto¹, Y. Matsui¹, K. Tanaka¹, T. Saiki², Y. Utsumi¹, Y. Nozaki³, A. Yamaguchi¹,
 (¹Univ. of Hyogo, ²Hyogo Pref. Inst. of Tech., ³Keio Univ.)

はじめに

磁性体の磁化反転機構は、古くから研究されており、基礎学理だけではなく応用技術にも極めて重要である。ナノ磁性体では、材料組成や構造によって、磁気状態を制御し、その応答特性やダイナミクスを精密に測定できる。この理由により、ナノ磁性体中の磁気応答は、理論モデルとの比較検討ができるので、磁気ダイナミクスを研究する理想的な実験系となっている。これまで、外部磁場やスピン流による磁気状態制御やダイナミクス励起について、報告がなされてきた。固体中では、結晶構造において、磁性を担う磁気モーメントと結晶格子が直接結合していることから、格子振動や機械的ストレスによって磁気状態制御や磁気ダイナミクスが誘起されることが期待できる。本研究では、構造と組成を制御したナノ磁性体に対して、外部ストレスとして、マイクロ波電磁場ならびに機械振動としての表面弾性波を入力した場合のナノ磁性体の応答特性を評価する。

実験方法

マイクロ波電磁場ならびに格子振動を制御して入力したときのナノ磁性体の応答特性を測定するために、圧電体単結晶基板にマイクロ波伝送路と楕型電極構造とを作製する。電極構造ならびに試料構造の作製には、半導体微細加工技術ならびにリフトオフプロセス等を用いた。格子振動を誘起するための表面弾性波特性およびマイクロ波伝送特性は、ベクトルネットワークアナライザを用いて評価を行った。ナノ磁性体の磁気応答を高感度に検出するため、磁気抵抗だけではなくマイクロ波整流効果等を用いた。

実験結果

圧電体単結晶基板に作製した楕型電極構造によって、励起される表面弾性波の伝播特性をネットワークアナライザで測定した結果の一例を図1に示す。反射特性に対応するS11と透過特性に対応するS21が100MHz付近で大きく変化していることから、基本波であるレイリー波によるモードが励起され、伝播していることが分かった。また、複数の高次モードも励起・伝播していることも分かる。講演では、ナノ磁性体を配置した際の応答特性についても報告する。

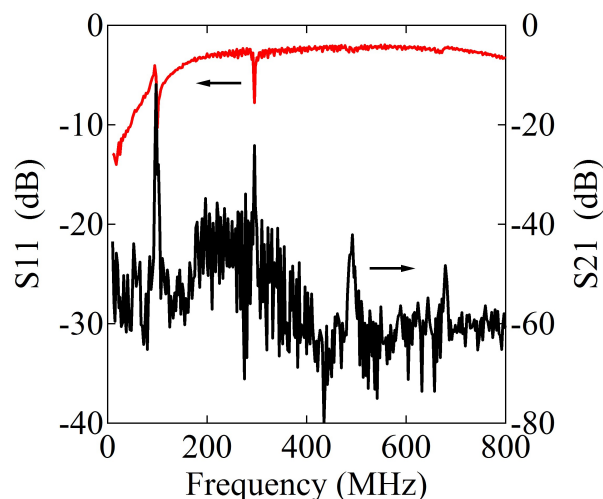


図1 圧電体単結晶基板上に作製した楕型電極によるS11ならびにS21の周波数依存性。

謝辞

名古屋工業大学 壬生 攻 教授、田中 雅章 助教には、活発な議論および試料作製等でお世話になりました。ここに感謝いたします。

垂直磁気記録媒体への応用のためのコバルトフェライト薄膜の作製と特性評価

新藤健介、劉小晰
(信州大学)

Preparation and properties of Co-ferrite films with perpendicular magnetic anisotropy

Kensuke Shindoh, XiaoXi Liu
(Shinshu University)

はじめに

現在情報ストレージの主役であるハード・ディスク・ドライブ (HDD) 等の垂直磁気記録媒体には白金等の貴金属が含まれており、より安価な素材の開発が急がれている。我々は古くから永久磁石の材料として知られるコバルトフェライトに着目した。コバルトフェライトは安価かつ保磁力が大きく、大きな磁気異方性を有するとされる素材である¹⁾。本研究では成膜条件の異なるコバルトフェライトを積層させることにより、非結晶基板上に、垂直磁気異方性を有する試料の作製を目指した。

実験方法

対向ターゲット式スパッタ法を用い、熱酸化シリコン基板上にコバルトフェライト薄膜を成膜した。真空到達圧力を 4.0×10^{-4} Pa 以下、スパッタガスは Ar、スパッタガス圧は $1.0 \sim 5.0 \times 10^{-1}$ Pa 間で変化させた。成膜後、電気炉内で熱処理を施すことにより、結晶成長をさせた。磁気特性評価には振動試料型磁力計 (VSM) を用い、X線回折装置 (XRD) により結晶構造解析を行った。

実験結果

Fig1、Fig2 ではスパッタガス圧を 0.4 Pa とし、下地層に室温でコバルトフェライトを成膜後、基板温度 250 °C でコバルトフェライトを成膜した。電気炉内で 800 °C で熱処理した試料の磁気特性と X 線回折結果を示す。Fig2 に示すように大気中で 800 °C で熱処理した結果、膜面垂直方向で 12 kOe を超える大きい保磁力を有する試料の作成に成功した。しかし面内方向にも 3 kOe 程度の保磁力が見られる。また Fig3 に示す X 線回折結果より、大気中の熱処理により (400) 面の結晶成長が顕著に見られた。現時点では (400) 面の結晶成長により、大きい保磁力を有するコバルトフェライト薄膜の作製が行えると推測する。今後配向の制御を行うことができれば、垂直方向に更に大きな保磁力を持つ素材の開発が行えると考える。

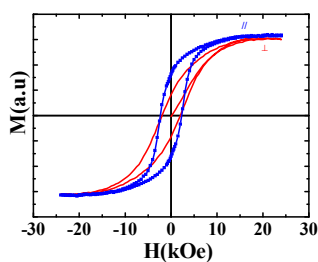


Fig1. M-H loops of the thin film
 $T_s = \text{r.t.}$

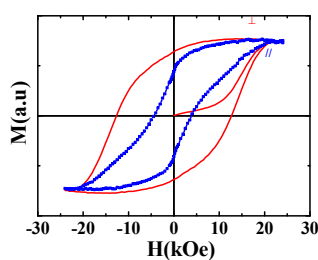


Fig2. M-H loops of the thin film
 $T_s = 800^\circ\text{C}$

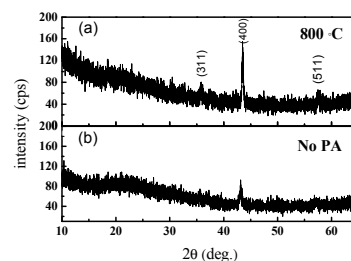


Fig3. XRD diagrams for the thin films
(a) $T_s = 800^\circ\text{C}$ (b) $T_s = \text{r.t.}$

参考文献

- 1) Extraordinarily large perpendicular magnetic anisotropy in epitaxially-strained cobalt-ferrite $\text{Co}_x\text{Fe}_{3-x}\text{O}_4(001)$ ($x = 0.75, 1.0$) thin films
Tomohiko Niizeki, Yuji Utsumi, Ryohei Aoyama, Hideto Yanagihara, Jun-ichiro Inoue, Yuichi Yamasaki, Hironori Nakao, Kazuyuki Koike, and Eiji Kita

MEMS マルチコアヘッドによる高感度 磁気インピーダンスセンサ

内山 剛、濱田典彦*、蔡 長梅*
(名古屋大学、*愛知製鋼 (株))

Highly Sensitive Magneto-Impedance Sensor Using MEMS Multi-core Head

T. Uchiyama N. Hamada*, C. M. Cai*
(Nagoya Univ. , *Aichi steel Corp.)

はじめに これまでに、CMOSIC を利用した、パルス通電による磁化回転を利用した磁気インピーダンス (MI) センサにより、ピコテスラオーダーの磁界検出分解能が実現されている^[1]。また、我々は、磁気インピーダンスセンサのヘッドをマルチコア化することにより、ノイズフロアが低減することを報告している^[2]。本研究では、集積型高感度 MI センサへの利用を目的として、フォトリソグラフィとメッキプロセスにより作製した MEMS マルチコアヘッドによる高感度磁気インピーダンスセンサを試作し、その特性を評価した。

実験結果

図 1 は、本研究で使用した、MEMS ヘッドを示す。4 本のアモルファスワイヤ (直径 13 μm 、長さ 1 mm) に、合計 250 ターンのコイルで構成されている。長手方向の BH 曲線から推定される、ワイヤ表層部分の異方性磁界 (H_k) は、フォトリソグラフィとメッキプロセスによりヘッドを作製する前は、約 100 μT であった。しかし、プロセス時の熱応力の影響により、ヘッド作製後の H_k は、約 1000 μT まで増加した。

MEMS ヘッドを CMOSIC による磁気インピーダンスセンサ回路に組み込むことにより、磁界センサを試作した。試作した回路の信号処理部分は、パルス発生回路および CMOS インバーターによるパルス通電回路、コイル起電力を検波するスイッチ回路から構成されている^[1]。磁界センサのノイズスペクトルの測定結果を図 2 に示す。

[1] T. Uchiyama, K. Mohri, Y. Honkura, L.V. Panina, *IEEE Trans. Magn.* vol. 48, no.10, pp. 3833-3889, 2012.

[2] T. Uchiyama, N. Hamada, and C.M. Cai, ICST'13, 2013 Seventh International Conference on, 3-5, December, Wellington, pp. 573 - 577. 2013.

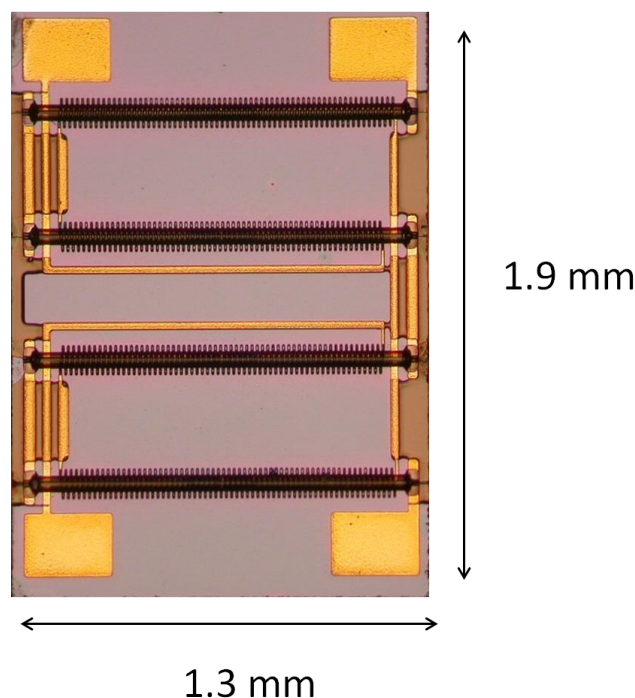


Fig.1 Prototype MEMS multi-core head, which is used in this experiment. The miniature head includes four amorphous wires with 1mm length each and pick-up coils.

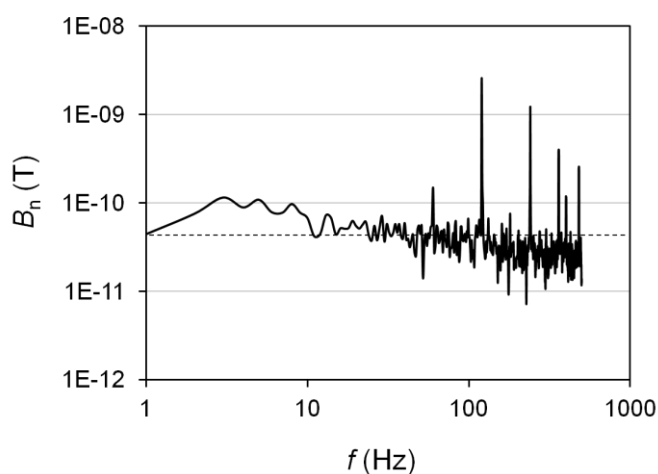


Fig.2 Noise spectral density for the miniature multi-core head MI sensor in a shield box. The noise floor for the relatively high frequency range denoted by the dashed line, is around 70 pT/Hz^{1/2}.

高周波キャリア型薄膜磁界センサ素子の 低周波領域における感度増加に関する検討

鎌田 信吾, 菊池 弘昭, 中居 倫夫, 栢 修一郎, 石山 和志
(岩手大学, 宮城県産業技術総合センター, 東北大学)

Enhancement of sensitivity in low frequency region on High-Frequency Carrier-Type Thin-film Magnetic Field Sensor

S. Kamata, H. Kikuchi, T. Nakai, S. Hashi and K. Ishiyama
(Iwate Univ, ITIM, Tohoku Univ.)

1. はじめに

高周波キャリア型磁界センサはMI素子とも呼ばれ、高感度磁気センサに用いられている。この素子を膜厚数 μm 程度までの薄膜により実現する場合、一般に動作周波数は100 MHz以上の高周波となる。駆動・検出回路との整合性を考慮した場合、数10 MHzで動作することが望ましい。そこで、ここでは高周波キャリア型薄膜素子の周波数特性において数10 MHz付近で見られるインピーダンスの特異な変化について調査し、比較的低い周波数で動作する高感度な高周波キャリア型薄膜素子の可能性について検討した。

2. 実験方法

素子には $\text{Co}_{85}\text{Nb}_{12}\text{Zr}_3$ アモルファス薄膜を用い、フォトリソグラフィとスパッタリングにより成膜・加工した。作製素子の形状は幅20, 40, 80 μm , 長さ3 mm, 厚さ約2 μm とした。素子の幅方向が磁化容易軸となるように磁界中熱処理により一軸異方性を付与した。インピーダンスの測定部位は反磁界の影響の少ない素子中央部の1 mmを用いた。インピーダンスの測定にはネットワークアナライザを用い、入力電力は-10 dBmとした。測定時にはヘルムホルツコイルにより素子長手方向に磁界を印加しながら行った。

3. 実験結果

Fig. 1には幅20 μm の素子におけるインピーダンスの周波数特性を示した。ヘルムホルツに印加する電流は0~1000 mAと変化した。磁界印加時には高周波側でインピーダンスが増加しており、これらの変化はよく知られたものである。一方、ヘルムホルツコイルに300 mAの電流を印加した場合、20~30 MHz付近においてインピーダンスのピークが見られた。このピークは幅20, 40 μm の素子で観測されたが80 μm の素子では見られなかった。Fig. 2に幅20 μm の素子におけるインピーダンスの外部磁界依存性を示した。周波数は20, 100 MHzとした。一般に低周波領域においてはインダクタンスの変化は大きい、インピーダンスの変化には抵抗分の寄与が大きいためインピーダンスとしては20 MHz程度の低周波では変化がみられない。また、表皮効果が顕著になって変化した場合でも、その後周波数の増加とともに変化量は増大するのが一般的である。しかし、ここでは300 mAをコイルに印加した時にインピーダンスが100 MHz程度で低下した。Fig. 2より100 MHzと比較して20 MHzではインピーダンスの変化量としては小さいが、感度 dZ/dH はそれぞれ14.1, 16.1 Ω/Oe と大きな変化はなかった。このことから、この周波数領域を利用した高感度センサ素子の開発が期待される。

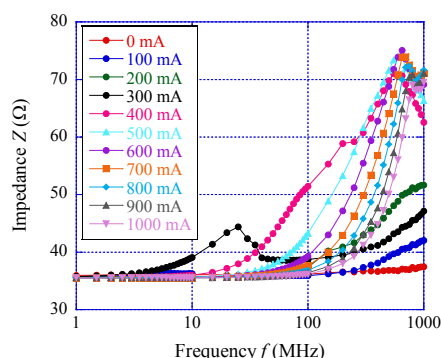


Fig. 1 Frequency characteristics for middle position of 20 μm wide elements.

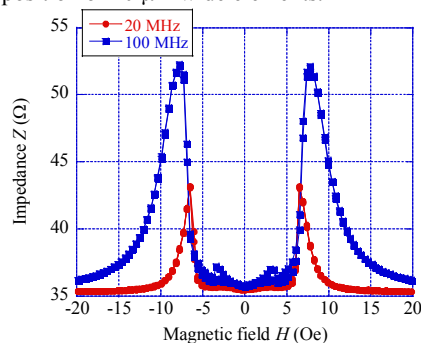


Fig. 2 Field dependence of impedance Z for 20 μm wide elements at 20 MHz and 100 MHz.

張力印加したアモルファス磁性コアを用いた フラックスゲート磁気センサ

宮田大史、山本竜馬*、森本祐治*、竹澤昌晃*

(株エムティアイ、*九州工業大学)

Flux gate sensor using amorphous magnetic core induced tensile stress

H. Miyata, R. Yamamoto*, Y. Morimoto*, M. Takezawa*

(MTI, *Kyushu Institute of Tech.)

はじめに

我々は、フラックスゲート磁気センサの感度が、そのコア材料の磁区構造に大きく影響を受けることを報告している¹⁾。磁性体の磁区構造は、張力を印加することで変化することが知られており、本研究では、磁性コア材料のアモルファス薄帯に引っ張り応力を印加した場合の磁区構造と、センサ感度の変化を調べたので報告する。

実験方法

フラックスゲートセンサのコア材料として日立金属社製のアモルファス薄帯 2605SC を用いた。Fe 基の材料であり、組成は $\text{Fe}_{81}\text{B}_{13.5}\text{Si}_{13.5}\text{C}_2$ で、飽和磁歪 $\lambda_s = 35 \times 10^{-6}$ 、飽和磁束密度 $B_s = 1.6 \text{ T}$ である。磁区観察には、縦 Kerr 効果顕微鏡を使用し、試料の一端を固定し、もう一端に重りを吊るして引っ張ることで 15 MPa の引っ張り応力を印加できるようにした。フラックスゲート磁気センサを構成する場合は、重りで薄帯に 15 MPa の張力を印加した状態で試料を樹脂で固定することで、張力印加磁性コアを得た。

実験結果と考察

Fig. 1 にセンサ感度の周波数依存性を示す。図中で丸は張力印加磁性コアを用いた場合、三角は張力を印加しない磁性コアを用いた場合の結果である。図より、張力印加によってセンサ感度が約 3 倍向上していることが分かる。Fig. 2 は残留磁化状態の磁区観察の結果であり、Fig. 2(a)に張力を印加する前、Fig. 2(b)に張力を印加した状態の磁区観察結果を示す。図中で上下方向が薄帯の長手方向であり、白色の磁区は磁化が上向き、黒色の磁区は磁化が下向きを示している。Fig. 2(a)の黒丸で囲んだ部分の磁区コントラストは薄く灰色であり、これは磁化が上下方向ではなく、斜め方向に傾いていることを意味している。一方、Fig. 2(b)の張力を印加した場合は、磁区コントラストが濃くなり、磁化が上下方向に揃ったストライプ状の磁区構造が観察された。このことより、張力印加方向に磁気異方性が誘導されていることが分かる。これは、逆磁歪効果によるものであり、張力印加によるセンサの感度向上は、励磁方向を磁化容易軸とできたことが原因だと考えられる。以上より、正の磁歪を有するアモルファス磁性コアに張力を印加することによる磁区構造制御は、フラックスゲート磁気センサの感度向上に有用であることが分かった。高い飽和磁束密度を有しながら、磁歪が大きいことで低感度、高ノイズである Fe 基アモルファス材料の磁区構造制御を行うことで、センサの小型化が期待される。

参考文献

- 1) H. Miyata, et al., J. Mag. Soc. Jpn., (2014), in press.

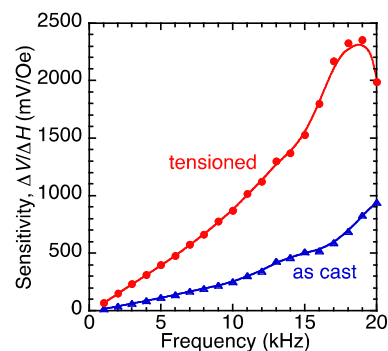


Fig.1 Magnetic field sensitivity of fluxgate sensor

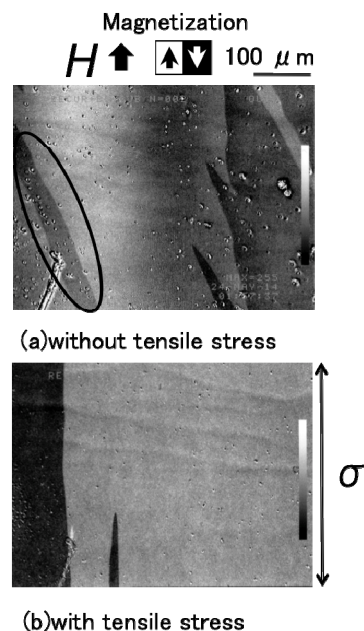


Fig.2 Magnetic domain structure

SrTiO 薄膜を用いた伝送線路型薄膜磁界センサ素子の試作

川上敏弥, 植竹宏明, 藪上信, 小澤哲也
(東北学院大学)

Development of thin film magnetic field sensor using SrTiO film

T. Kawakami H. Uetake S. Yabukami, T. Ozawa

(Tohoku Gakuin University)

1. はじめに 高い比誘電率を有する SrTiO 薄膜を用いたコプレーナ線路と CoNbZr 薄膜を組み合わせた薄膜磁界センサ¹⁾を試作し, 常温で使用可能な薄膜磁界センサ素子の作成を行った。

2. 実験方法 Fig.1 は試作したセンサ素子の構造を示したものである。本センサは誘電体薄膜の波長短縮効果を利用して磁界に対する大きな位相変化を得ることを意図したものである。センサ素子は, Cu 薄膜による直線コプレーナ線路, SrTiO 薄膜, アモルファス CoNbZr 薄膜から構成され, センサ素子はガラス基板上にリフトオフプロセスにより積層した。CoNbZr 膜成膜は $5\ \mu\text{m}$ で, RF スパッタ装置を用いて圧力 20 mTorr、電力 RF200 W、成膜時間 8 時間で行う。熱処理は回転磁場中熱処理を用いて高真空中で、回転磁界 400 °C2 時間、静磁界 300 °C1 時間で行う。SrTiO 膜成膜はスパッタ装置を用いて膜厚は $3\ \mu\text{m}$ で圧力は 20 mTorr、電力 RF200 W、ヒータ部は 160 °C で成膜する。伝送線路用レジスト形成は膜厚 $8\ \mu\text{m}$ 、ベーキング 100 °C20 分、現像 2 分 30 秒行う。伝送線膜形成はスパッタ装置を用いて、Cr $0.2\ \mu\text{m}$ 、Cu $4\ \mu\text{m}$ で、圧力 20 mTorr、電力 RF200 W で成膜する。異方性付加を回転磁場中熱処理炉を用いて、高真空中で回転磁界 320 °C で 2 時間、静磁界 300 °C で 1 時間で行う。センサ素子をヘルムホルツコイルの中央に配置し、センサの電極にはウエハプローブを電氣的に接触させ、同軸ケーブルを介してネットワークアナライザと接続した。直流電源を用いてセンサ素子磁性薄膜の磁化困難軸方向へ直流磁界を加えて、静的に変化させた。ネットワークアナライザの透過係数 (S_{21}) の振幅および位相差を磁界変化に応じて測定した。

3. 実験結果 Fig.2 は位相変化感度のグラフである。1.5 GHz から 3.5 GHz までの周波数範囲で測定した。その中で Gain が -40 dB 以上で一番傾きの大きい周波数の感度をグラフより読み取った。心磁界の測定の際に必要な SN 比を得るため²⁾ Gain を -40 dB 以上とした。2.0 GHz の時、128.6 deg/0e を記録し Gain は -40.0 dB となった。Fig.2 より 2.0 GHz 付近で表皮効果と強磁性共鳴が顕著になったと考えられる。

参考文献 1) H. Uetake, S. Yabukami, T. Ozawa, N. Kobayashi, and K. I. Arai, “Highly sensitive thin film sensor using coplanar line”, *Journal of the Magnetics Society of Japan*, vol. 38, no. 2-2, pp. 83-86 (2014). 2) S. Yabukami, K. Kato, T. Ozawa, N. Kobayashi, K. I. Arai, “A coplanar line thin film sensor and measurement of MCG without magnetic shielding”, *Journal of the Magnetics Society of Japan*, vol. 38, no. 2-1, pp. 25-28 (2014).

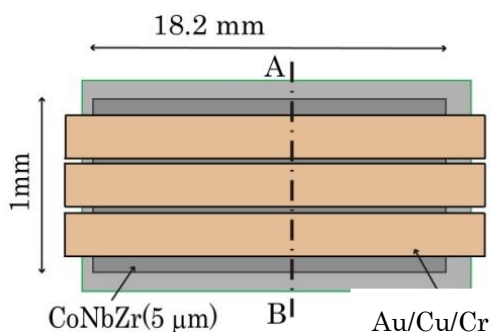


Fig. 1 Fabricated thin film sensor.

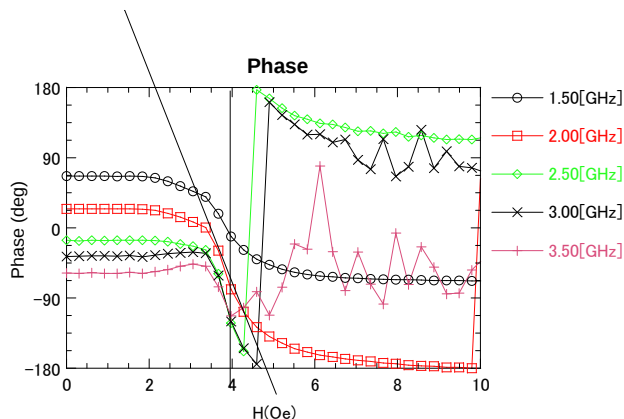


Fig.2 Phase sensitivity.

ワイドレンジ型 MI 素子の開発

下出晃広、濱田典彦、山本道治
(愛知製鋼)

Development of wide range typed MI element

A. Shimode, N. Hamada, M. Yamamoto
(Aichi Steel Corporation)

はじめに

MI センサは、MI (Magneto-Impedance, 磁気インピーダンス) 効果を利用した小型で高感度な磁気センサであり、携帯電話等に搭載される電子コンパスとして実用化されている¹⁾。電子コンパスは、地磁気(約 0.5G)を測定する磁気センサであり、主として、 $\pm 3 \sim \pm 12\text{G}$ 程度の測定レンジのセンサが使用されている。最近では、スマートフォンやタブレット等の急速な普及や高機能化により、さらに小型、低消費電力で高感度・低ノイズ、且つ測定レンジが広い磁気センサが求められている。特に、外乱磁場環境が悪い環境での使用や、最終製品内でのアセンブリの自由度増加、低コスト化といった観点から、測定磁場レンジの拡大が強く要求されている。そこで、本研究では、測定磁場レンジに及ぼす素子長(ワイヤ長)の影響を調べた。

実験方法

回転液中紡糸法で作られた直径 $15\mu\text{m}$ のアモルファス磁性ワイヤをユニチカから購入した。MI 素子は、フォトリソ法とめっき法で作製した。ピックアップコイルのコイルピッチは、 $17\mu\text{m}$ で、素子長は $0.3 \sim 0.6\text{mm}$ の 4 水準とした。試作した MI 素子は nT センサ用電子回路 (MI-CB-1DK)²⁾ に接続し、その出力特性を測定した。出力特性において、出力の最大/最小を示す磁場を飽和磁場とした。尚、磁気センサとしての測定磁場レンジの目安は、おおよそ飽和磁場の 40% 程度である。

結果

試作した MI 素子の出力特性を従来品 (AMI306) と比較して図 1 に、MI 素子の飽和磁場に及ぼす素子長の影響を図 2 に示す。図 1、2 に示されるように、素子長が短くなるにつれて、飽和磁場が増加する傾向にあった。これは、アモルファス磁性ワイヤの反磁界が増加したためであると思われる。また、 0.3mm 長の MI 素子の飽和磁場は約 60G であり、従来 (AMI306, 飽和磁場約 30G) の約 2 倍となったことから、測定レンジも約 2 倍程度確保できると考えられる。

参考文献

- 1) A. Shimode et al: Abstract of International Workshop on Magnetic Wires, IWMW2010
- 2) N. Hamada et al: Abstract of International Magnetics Conference, Intermag 2011

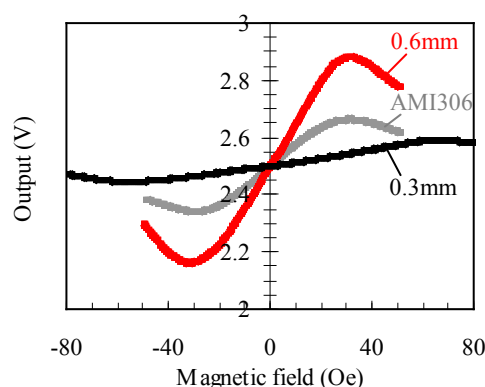


Fig.1 The output property of MI elements

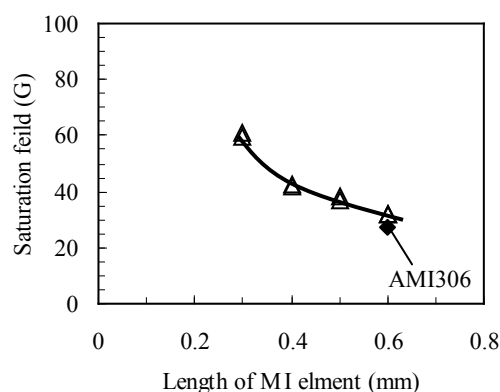


Fig.2 The effect of Length of MI element on saturation field

エネルギーハーベスティング素子を構成する磁気ワイヤにおける磁壁移動速度の測定

溝口健人, 芹沢諒平, 山田 努, 増田純夫, 小川雄一朗*, 河野志郎*, 金子文夫*, 竹村泰司
(横浜国立大学、*ニッコーシ株式会社)

Measurement of domain wall motion in FeCoV compound wires for energy harvesting device

K. Mizogushi, R. Serizawa, T. Yamada, S. Masuda, Y. Ogawa*, S. Kohno*, F. Kaneko*, Y. Takemura
(Yokohama National University, *Nikkoshi Co., Ltd)

1. はじめに

ひねり処理加工した FeCoV ワイヤ (以下、複合磁気ワイヤと記述する) では大バルクハウゼンジャンプを伴う急峻な磁化反転が生じる。この磁化反転を誘導起電力として検出する磁気センサは、外部電源が不要であること、動作温度範囲が広いこと、出力波形が外部磁界の時間変化に依存しないことなどの特徴を有する⁽¹⁾⁽²⁾。我々は、これらの特徴を生かして、振動エネルギーを電気エネルギーに変換するエネルギーハーベスティング素子への応用に着目している。

磁化反転が発生する外部磁界強度 (以下、反転磁界強度と記述) を低下させることを目的にワイヤ中央部にエッチング加工を施した (Fig. 1)。この時、反磁界により発生する逆磁区を利用することで、磁壁の核生成エネルギーが不要になり反転磁界強度が低下した。本稿ではエッチング加工を施したワイヤと未加工ワイヤの磁壁移動速度を測定したので報告する。

2. 実験方法・結果

本実験では、線長 27 mm、線径 0.25 mm の FeCoV 複合磁気ワイヤ、ワイヤに直接巻きつけた幅 1 mm、巻き数 50 turn の検出コイル、励磁用磁石は 3 mm×3 mm×5 mm の NeFeB 磁石を用いた。回転軸に磁石を取り付け、その外部にワイヤと検出コイルを設置した (Fig. 2)。回転軸が回転し、磁石とワイヤが接近すると検出コイルに出力パルスが誘起される。コイル 1 とコイル 2 の出力が得られた時間差を測定し、エッチング加工を施したワイヤと未加工のワイヤの磁壁移動速度を比較した。また、ワイヤにかかる磁界強度は磁石とワイヤ間の距離 d によって変化させた。

測定の結果、エッチング加工を施したワイヤにおける磁壁移動速度は 588 m/s、未加工のワイヤでは 499 m/s となり、エッチング加工を施したワイヤの方が磁壁移動速度が大きいことを確認した (Fig. 3)。また、磁壁移動速度はワイヤに印加される磁界強度に依存しないことを確認している。

謝辞：本研究の一部は、公益財団法人 JKA「平成 24 年度自転車等機械工業振興事業」補助金 (24-71) により実施した。

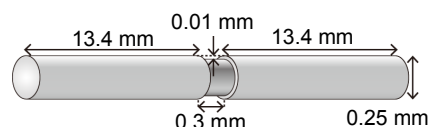


Fig. 1 Schematic of the etched compound magnetic wire.

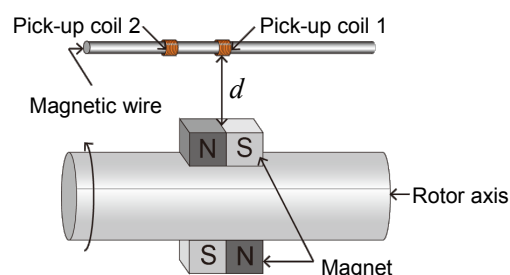


Fig. 2 Experimental set-up.

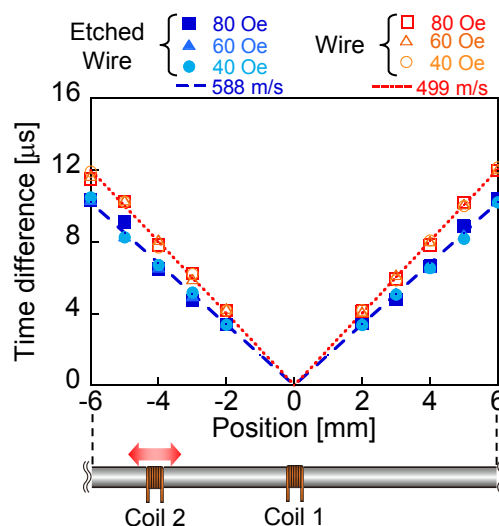


Fig. 3 Velocity of domain wall motion in FeCoV compound magnetic wires.

参考文献

- [1] M. Vázquez et al., IEEE Trans. Magn. 30, 907, 1994
- [2] S. Abe et al., IEEE Trans. Magn. 33, 3916, 1997

リング磁性体とシールドリングを用いた差動トランス方式角度センサ

浦井 治雄
(広島国際大学工学部)

An Angular Sensor with Differential Transformer Structure using a Ferrite Ring Partially Shielded by a Conductor Ring

Haruo Urai
(Faculty of Engineering, Hiroshima International University)

はじめに

差動トランス型変位センサは線分状軟磁磁性体の局所的透磁率とその長さ方向で2次関数的に分布していることにより実現される^[1]。一方、軟磁性体に設けた導体シールドリングは、その部分の磁性体の磁束を交流的に零にする現象が古くから知られている^[2]。これをリング磁性体に適用すると、両端が開いた直線状磁性体と等価になり、その局所透磁率の分布が2次関数的であれば、差動トランス構成を適用することが可能となる。本研究では、リング磁性体に導体シールドリングを設けたときの局所インダクタンスの分布を、磁性体分割の1次元モデルで見積もり、実測と比較し、さらに差動トランス出力のシールドリング位置依存性から、角度センサへの適用を議論する。

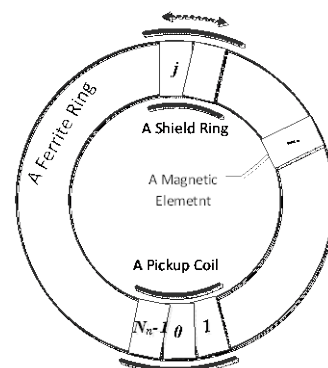


Fig.1 A calculation model for a shielded ring.

リング磁性体の局所透磁率の1次元モデル計算

Fig.1 に示すように、矩形断面のリング磁性体の断面を円形に等化し、周方向に円盤要素で分割する。各磁気要素から発生する磁界はその中心軸上の成分のみとする。リングを N_n 個の要素で均等に分割する。各要素の磁気エネルギーの総和は、各要素の未飽和条件では、各要素の内部磁界が0の場合に実現する。即ち、電流で規格化したピックアップコイル磁界 $h_0(i)$ 、各要素の電流規格化磁化 $m(i)$ 、磁化と電流で規格化した各要素間の磁界強度係数 $h_m(i,j)$ を用いると、

$$h_0(i) + \frac{1}{2\mu_0} \sum_{j=0}^{N_n-1} m(j) h_m(i,j) = 0 \text{ で表される。ここで、} h_m(j,j) \text{ は、要素 } i \text{ に}$$

対する要素 j からの右まわりと左回りの磁界強度の和を表す係数である。シールドリングの内部の要素では、磁界要素の磁化と磁界強度係数を強制的に0とする。

計算結果と実測の比較と角度センサへの適用

内外径 $19\phi - 30\phi$ 、厚さ 7.5mm の軟磁性フェライトに 20T の 5mm 長さピックアップコイル(PC)と同長のCuシールドを設けた試料に対して、PCのインダクタンスのシールドリング位置依存の計算結果と実測の比較を Fig.2 に示す。絶対値的には30%程度計算値は小さいが、いずれもきれいな2次関数分布を示している。さらにPCの両側に各 20T 差動コイルを設けて、 30kHz 、 $100\text{mA}_{\text{app}}$ 駆動条件で励磁し、PC出力のシールドリング位置(角度表示)依存を求めると、Fig.3 に示すように、 $\pm 100^\circ$ の範囲では非常にきれいな直線的な結果を得た。即ち、角度センサとしてのポテンシャルが実証されたといえよう。

参考文献

- 1) 山田 一, “差動変圧器の変換理論,” 電気学会雑誌, 1968 年 vol.88-6.
 - 2) 浦井 治雄, “変位演算素子”. 特許番号: 特許登録第 1862721 号 (平成 6 年 8 月)。
- H25 年度学生竹川徹、佐々木優両君の本実験のデータ採取協力に感謝します。

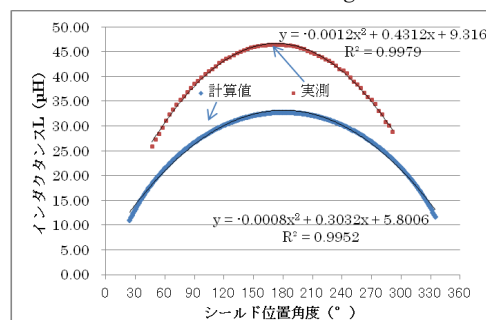


Fig.2 Coil inductance comparison between calculation and experiment.

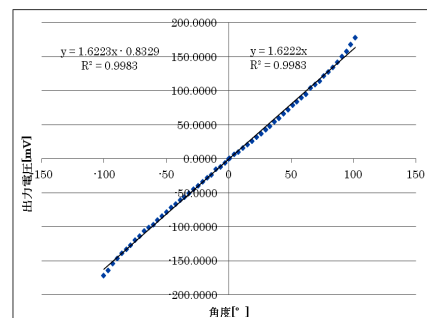


Fig.3 Differential transformer output for a ring ferrite with a shield ring as a function of shield ring position angles.

ポリスチレン被覆磁性リボンを用いたワイヤレス有機溶剤センサ

鈴木崇土、沓澤伸明、石井修
(山形大学)

Application of Magnetic Ribbon Coated with Polystyrene to a Wireless Organic Solvent Sensor

T. Suzuki, N. Kutsuzawa, and O. Ishii
(Yamagata Univ.)

はじめに

有機溶剤は塗料の希釈剤や機器の洗浄等に使用される。しかし、毒性及び引火性が高いため安全に利用するには有機溶剤センサは欠かせない。従来の半導体式センサは極低濃度ガスを検出可能である¹⁾。しかし、引火の危険性がある高濃度ガスのセンサも重要である。特に、広く使用されているトルエンの引火点は4℃であり、その時の濃度は1.17%である。我々は、磁性リボンの湾曲に伴い機械的な共振周波数が上昇する現象²⁾を利用したワイヤレスセンサを実証している^{2),3)}。本報告では、ポリスチレン被覆磁性リボンを用いて、広濃度範囲の有機溶剤を検出した結果を述べる。

実験方法

幅6mm、長さ25mm、厚さ25μmの磁性リボン(Metglas2605SC)の片面に厚さ20μmのポリスチレン膜を被覆した。磁性リボンには幅方向に100Oeの磁場中で、410℃、10分間熱処理し、異方性を付与した。本磁性リボンをトルエン雰囲気中に保持した場合の共振周波数と曲率を文献2), 3)に記した方法で測定した。単位時間当たりの共振周波数の最大変化量を $|f_{cr}|$ とした。なお、トルエン濃度はトルエンガスと窒素ガスを混合し調節した。実験温度は 20 ± 6 ℃である。

実験結果

Fig.1はポリスチレン被覆磁性リボンの共振周波数及び曲率のトルエン濃度特性を示す。濃度が0%から2.26%まで増加するのに伴い曲率は 34.4 m^{-1} から 0 m^{-1} まで、共振周波数は89 kHzから68.4 kHzまで減少した。濃度が2.26%から4.27%の範囲では曲率は 0 m^{-1} 、共振周波数は60 kHzと一定であった。この濃度範囲では、磁性リボンが平坦化したため共振周波数は一定になったと考えられる。

Fig.2はポリスチレン被覆磁性リボンの $|f_{cr}|$ のトルエン濃度特性を示す。濃度が0.3%から4.27%まで増加するのに伴い $|f_{cr}|$ は0.018 kHz/minから13.4 kHz/minまで上昇した。

以上の結果より、 $|f_{cr}|$ を測定する事で、磁性リボンの共振周波数が一定となる2.26%から4.27%のトルエン濃度が検出可能であることを見出した。

参考文献

- 1) <http://www.webshiro.com/syohinsetumei/mc1xg100v.htm>
- 2) O. Ishii *et al.*: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **37**, 250~254 (2013)
- 3) 鈴木, 他:第37回日本磁気学会学術講演会, 319, (2013)

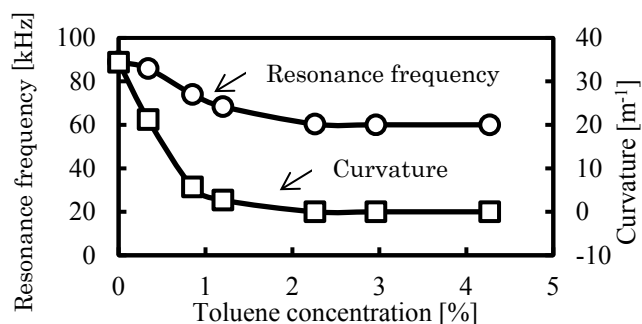


Fig.1 Toluene concentration dependence of resonance frequency(open circles) and curvature(open squares).

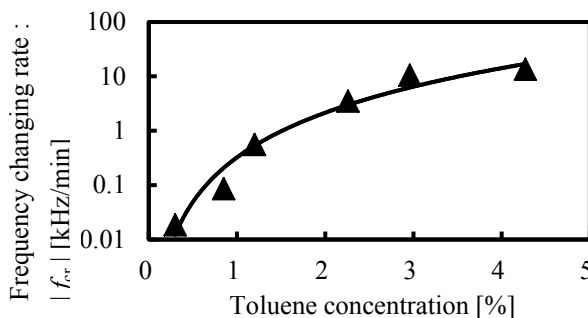


Fig.2 Toluene concentration dependence of frequency changing rate, $|f_{cr}|$.

Mo 薄膜近傍に配置した LC 回路を用いた非接触アンモニアセンサ

荒井拓真, 沓澤伸明, 小池邦博, 石井修
(山形大学)

Application of LC Circuit Adjacent to Mo Thin Film to a Wireless Ammonia Sensor

T. Arai, N. Kutsuzawa, K. Koike and O. Ishii
(Yamagata Univ.)

はじめに

LC 回路は温度、湿度等の環境パラメーターを非接触検出する環境センサとして利用されている^{1)~4)}。とりわけ、食品腐敗時に発生するアンモニアをパッケージ未開封状態で非接触検出する事で食品衛生の向上が期待できる。本研究では、アンモニアと選択的に反応し絶縁物へ変化する Mo を LC 回路直上に配置したセンサ構造を検討した。以下に本センサをアンモニア雰囲気中に保持した場合の共振周波数及びインダクタンス変化について述べる。

実験方法

Fig.1 に非接触アンモニアセンサの構造を示す。口型導体に Mo 被覆ポリイミドを接続し、LC 回路の 3 mm 直上に配置した。両者を 2 ml のアンモニア水を封入したシャーレ内に保持し、ネットワークアナライザーに接続したピックアップコイル(半径 30 mm, 巻き数 2 回)を隣接させ共振周波数の時間変化を測定した。コイルのインダクタンスは共振周波数から算出した。シャーレ内の最大アンモニア濃度は 82 %である。

実験結果

Fig.2 に口型導体と LC 回路をアンモニア雰囲気中に保持した時の LC 回路の共振周波数及びコイルのインダクタンスの時間変化を示す。時間経過に伴い共振周波数は 10.1 MHz から 9.1 MHz まで減少し、コイルのインダクタンスは 8.1 μ H から 10.2 μ H まで増加した。反応時間は約 3 時間 20 分であった。

上記のメカニズムを以下に考察する。アンモニア雰囲気中で Mo が絶縁化し、口型導体の渦電流が減少する。従ってコイルから発生する磁束が遮蔽されず、口型導体を透過する磁束、即ちコイルのインダクタンスは増加し、共振周波数は減少したものと考えられる。

以上より、口型導体を隣接した LC 回路を用いた非接触アンモニアセンサの可能性を明らかにした。

謝辞

株式会社サンモニターに LC 回路を提供頂いた。

参考文献

- (1) I. Kiyoshi *et al*: *IEICE. Trans. Fund.*, **E78-A**, 1412-1414, (1995)
- (2) C. A. Grimes *et al*: *Sens. Actuators.*, **A 93**, 33-39, (2001)
- (3) S. Yabukami *et al*: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **30**, 218-224, (2006)
- (4) 荒井拓真 他: 第 37 回日本磁気学会学術講演概要集 2013, 320,(2013)

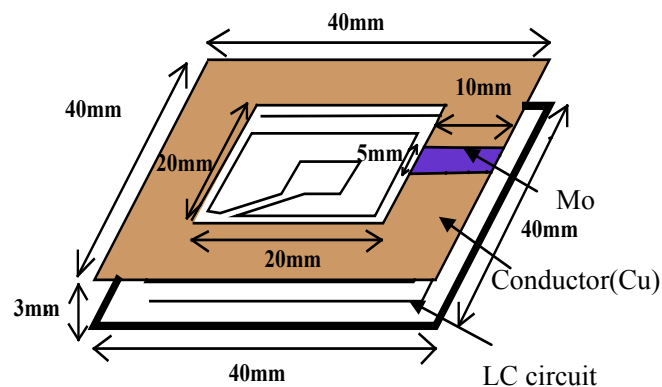


Fig.1 Structure of wireless ammonia sensor

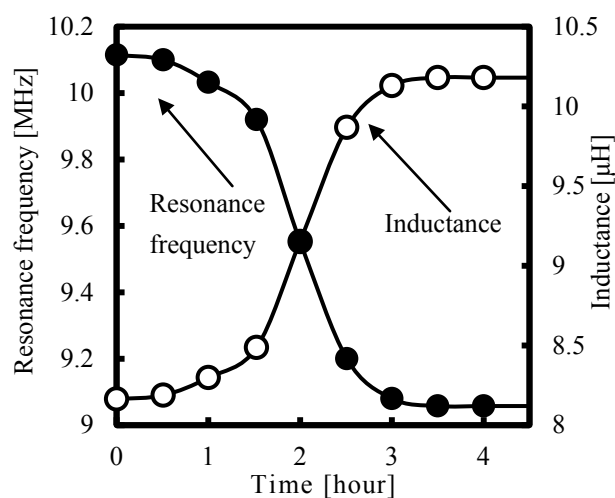


Fig.2 Time vs resonance frequency(solid circles) and inductance(open circles)

シアノアクリル酸エチル被覆磁性リボンを用いた ワイヤレスアセトンセンサ

近藤慎二, 堀内洋文, 金田拓也, 沓澤伸明, 石井修

(山形大学)

Application of Magnetic Ribbon Coated with Ethyl 2-cyanoacrylate to a Wireless Acetone Sensor

S. Kondo, H. Horiuchi, T. Kaneta, N. Kutsuzawa and O. Ishii

(Yamagata Univ.)

はじめに

磁性リボンの機械的共振を用いたワイヤレスセンサは広く研究されており、ガスや温度^{1), 2)}などの検出を可能としている。本報告では、アセトンに溶解されるシアノアクリル酸エチルを被覆した磁性リボンに注目した。このリボンは大気中で湾曲し、アセトン雰囲気中で平坦化する。この形状変化に伴い共振周波数が変化することをを用いたワイヤレスアセトンセンサを報告する。

実験方法

100 Oeの幅方向の磁界中において410 °C、10分間の熱処理を施した磁性リボン(Metaglas2605SC、幅6 mm、長さ25 mm、厚さ25 µm)上にシアノアクリル酸エチルを115 °C、30分間加熱して蒸着した。蒸着中の磁性リボン温度は冷却水を用いて3~75 °Cの範囲に制御し、各温度の蒸着量を測定した。

アセトン雰囲気中に保持したシアノアクリル酸エチル被覆磁性リボンの共振周波数及び曲率を文献2), 3)に記載された方法で測定した。アセトン濃度はアセトンをバブリングした窒素と純窒素を混合することで0~20 %の範囲に制御した。

実験結果

Fig.1 はシアノアクリル酸エチルの蒸着量(白丸)及び分散(実線)の蒸着温度依存性を示す。蒸着量は磁性リボン温度の上昇に伴い減少する。これはシアノアクリル酸エチルの沸点が60~62 °Cなので、磁性リボン温度の上昇に伴いシアノアクリル酸エチルが再蒸発するためと推定される。一方、3±1 °Cの場合は磁性リボンが露結し蒸着量の分散が最大となる。この結果、蒸着量が大きく、かつ分散が小さい16±1 °Cが成膜に適していることを明らかにした。

Fig.2は蒸着量が2.68 mgのシアノアクリル酸エチル被覆磁性リボンの共振周波数(黒丸)および曲率(白丸)のアセトン濃度依存性を示す。共振周波数および曲率はアセトン濃度の上昇に伴い低下し、10 %以上において一定となる。共振周波数と曲率が比例する傾向は文献3)に報告されている。10 %以上のアセトン濃度では磁性リボンが平坦(曲率0 m⁻¹)となり共振周波数の一定となる。以上の結果、本センサは0~10 %のアセトン濃度において動作可能であり、共振周波数検出型ワイヤレスアセトンセンサとして期待できることを明らかにした。

参考文献

- 1) S. Yoshizawa *et al.*: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **30**, 170~173 (2006)
- 2) T. Shibata *et al.*: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **33**, 50~53 (2009)
- 3) O. Ishii *et al.*: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **37**, 250~254 (2013)

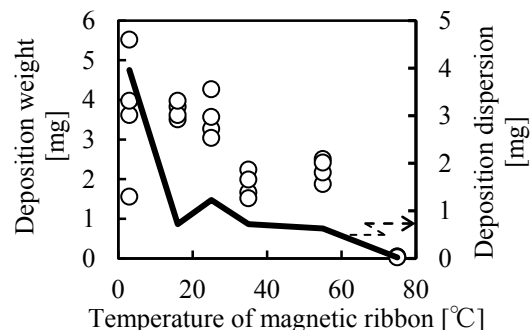


Fig.1 Temperature dependence of weight (open circles) and dispersion (solid line) of deposition

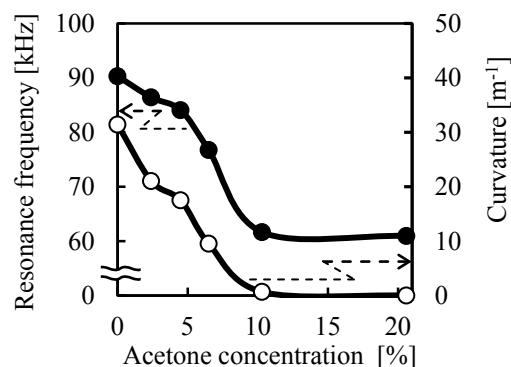


Fig.2 Acetone concentration dependence of resonance frequency (closed circles) and curvature (open circles)

Fe(110) ウィスカ単結晶上 Ni 超薄膜の bcc-fcc 構造

川崎 巧、山田 豊和
(千葉大院融合)

Bcc-fcc structures in ultrathin Ni films on Fe(110)

Takumi Kawasaki, Toyo Kazu Yamada
(Chiba Univ.)

磁性金属の bcc-fcc 相転移では、結晶構造の変化が磁気構造に直接影響する。特に電界によりこのような相転移（磁気電気結合）が制御できれば、新たな電界制御型磁気デバイスの創成につながる。

本研究で我々は bcc-Fe(110)/fcc-Ni(111) 界面での結晶・電子構造、および電界による相転移制御を調べた。自作した極低温・超高真空・走査トンネル顕微鏡 (STM) 装置を使用した。試料および探針の作成および清浄化・平坦化は準備槽で行い、超高真空を破ることなく解析槽に移動し STM 測定を行った。低速電子線回折 (LEED) は準備槽にある。また、STM 本体はクライオスタットに接続されている。STM 測定は 7K および 300K で行った。

平坦かつ不純物の少ない bcc-Fe(110) 基板を得るためにウィスカ単結晶を化学気相成長させた。長軸方向が $\langle 111 \rangle$ であり側面に 6 つの (110) 面を持つ。超高真空内に導入しアルゴンスパッタを 870K に加熱しながら行うことで平坦・清浄な Fe(110) 表面を得た。準備槽で Fe(110) 上に Ni を 0.5~3.0 MLs 室温で蒸着した。LEED および STM 観察結果から、Ni 薄膜は Stranski-Krastanov 成長することが分かった。1 層目の膜成長過程ではランダムな形状の島が観察されたが、2 層目以降は鉄基板の $\langle 111 \rangle$ 方向に沿って島が成長した。1 層目の表面で、長さ・間隔が不規則な縞模様が観察された。縞模様は特定の 2 方向に沿っていた ($\langle 111 \rangle$ より 10 度ずれ)。1 層目の原子像から縞模様上の Ni 原子の 2 次元構造は fcc (111) 面と同じ六回対称性であった。同じ層内で六回対称性でない領域では格子に歪みが存在した。このように 1 層目は縞模様の領域と格子歪み領域に分けられ、それらの高低差は 15pm 程であった。縞模様領域 (fcc) と歪領域 (bcc-like) で STM 分光測定を行い、電子状態密度に明らかな違いが見られた。同じ Ni 原子層内であっても原子構造の違いが局所電子状態に大きく影響していた。

さらに、この Ni 単原子膜に探針から強い電界を印加した。高電界を印加しながらスキャンした領域では縞模様が消え、構造的な相転移が観察された。スキャン前後で歪領域の高さが変わり、縞模様領域の高さと一致した。つまり、歪領域の原子配列が fcc (111) 構造へと相転移して、スキャンが行われた全ての領域が一様な高さとなり縞模様が消えた。この結果から、鉄基板上の Ni 薄膜の 1 層目に強い電界を印加することで、構造的な bcc-fcc 相転移が起きることが判明した。

室温・単一有機分子磁気接合の創成

山田 豊和¹, 山岸 祐平¹, 北岡幸恵², 中村浩次²
(千葉大院融合¹, 三重大工²)

Engineering of 300 K single organic molecular magnetic junction
Toyo Kazu Yamada¹, Yuhei Yamagishi¹, Yukie Kitaoka², Kohji Nakamura²
(Chiba Univ.¹, Mie Univ.²)

単一分子の π 電子と磁性金属の3d電子スピン状態の混成の理解と制御は新たなナノ分子磁気デバイスの発展に必要不可欠である^{1), 2), 3), 4)}。単一分子に関する研究は主として極低温環境下で行われてきた。温度を上げると単一分子が熱拡散するためである。しかし、これでは実用的なデバイスとならない。

我々は、室温でも壊れることない単一分子磁気接合を実現するため、理論計算による推測と走査トンネル顕微鏡 (STM) 実験による実証を組み合わせ研究を行ってきた。種々の素材の中で本研究では Fe(001) 基板に注目した。計算より、室温で有機分子の熱拡散が確認されている Ag(001) 基板に比べ、分子の吸着エネルギー及び拡散障壁が4倍以上の高いと分かったからである。

単一有機分子が室温でも熱拡散せずに安定な接合を作成するかを実証するために、本研究では走査トンネル顕微鏡 (STM) を使用した。試料作製および全ての測定は超高真空中、300Kで行った。単一有機分子として π 電子系・メタルフリーのフタロシアニン分子 (H2Pc) を使用した。昇華精製した分子を坩堝にいれ超高真空中で基板に吸着した。原子レベルで平坦かつ不純物が1%以下の Fe(001) 基板を作成するためにウィスカ単結晶を化学気相成長させた。超高真空中、870Kでアルゴンスパッタを行うことで清浄かつ平坦な基板表面を得た。原子像から結晶方向を確認した。0.2分子膜分を Fe(001) に室温で吸着し STM 観察した。室温であっても単一分子として確認できた。STM 連続観察を行い分子は熱拡散しないことを確認した。さらに STM 探針によるマニピュレーションを試みたが成功しなかった。非常に強く基板に結合していることを確認した。⁵⁾

Fe(001)-H2Pc 間の強結合は、基板の3d軌道と分子の π 軌道の重なりに起因する。STM 分光法による dI/dV 曲線測定およびトンネル確率関数規格化法を用いて、Fe(001) 基板上の単一有機分子の電子状態密度の再現に成功した。メタルフリーにもかかわらず分子の中心近傍が強く基板と相互作用する。フェルミ準位近傍に4つの電子状態ピークを確認した。理論計算はこの4つのピークを再現し、磁性金属分子界面での電子結合のメカニズムを解明した。少数スピン状態側では鉄3d軌道とLUMOが相互作用しフリー状態よりエネルギー位置はシフトするが、多数スピン状態側では相互作用しないためピーク位置はフリー状態と同じになる。高スピン偏極した3dとLUMO(またはHOMO)がうまく重なるような分子と基板を選択すれば、人工的にスピン分極させハーフメタルのような界面形成も可能となる。

参考文献

- 1) Y. Yamagishi, S. Nakashima, K. Oiso and T. K. Yamada, Nanotechnology, 24 巻, pp.395704, 2013 年.
- 2) A. Bagrets, S. Schmaus, T.K. Yamada, W. Wulfhekel, et al., Nano Letters, 12 巻, pp.5131, 2012 年.
- 3) T. Miyamachi, T.K. Yamada, W. Wulfhekel, et al. Nature Communications, 3 巻, pp.938, 2012 年.
- 4) S. Schmaus, T.K. Yamada, W. Wulfhekel, et al., Nature Nanotechnology, 6 巻, pp.185, 2011 年.
- 5) T.K. Yamada, Y. Yamagishi, Y. Kitaoka, and K. Nakamura, submitted.

原子層スケールでみたグラフェン/ニッケル界面の電子スピン状態

境 誠司*, 松本吉弘***, 圓谷志郎*, 檜本 洋*, 小出明広***, 藤川高志***, 山内 泰****, 雨宮健太*****
 (*原子力機構先端セ, **総合科学機構, ***千葉大院融合科学, ****物材機構, *****高エネ研物構研)

Electronic spin states of graphene/nickel interface investigated at atomic-layer scale

S. Sakai, Y. Matsumoto, S. Entani, H. Naramoto, A. Koide, T. Fujikawa, Y. Yamauchi, K. Amemiya
 (JAEA, CROSS, Chiba Univ., NIMS, KEK)

はじめに

グラフェンは、スピンデバイスの高度化を拓く長距離スピン輸送材料や分子性材料をスピントロニクスに用いるためのベース材料として注目されている。グラフェン基デバイスの研究では、グラフェンへのスピン流の導入やグラフェン内のスピン流の操作を効率的に行うスピン流制御技術の実現が課題である。グラフェンのスピン輸送材料としての利点であるスピン軌道相互作用の小ささや強い磁性を示さないことは、同時にスピン流の制御には工夫が必要であることを意味する。グラフェンでは全原子が表面(界面)に曝されることから、効率的スピン流制御の実現にはグラフェンと磁性材料等との界面スピン物性の活用が鍵になるであろう。

本研究では、界面スピン物性の活用に向けた基盤的知見を得るため、グラフェン基デバイスの基本構造であるグラフェン/磁性金属界面の電子スピン状態を、原子層スケールの深さ分解能を有する深さ分解 X 線磁気円二色性(XMCD)分光[1]と三重項励起状態のスピン偏極 He 原子が物質最表面と相互作用して生じるスピン選択的脱励起過程を利用した表面スピン検出法(スピン偏極準安定脱励起分光法, SPMDS)[2]を用いて調べた。

実験方法

超高真空中で 600°C に保持した単結晶状の Ni(111) 薄膜(厚さ: 30 nm) にベンゼンガス(前駆体)を曝露して、厚さが一原子層のグラフェン(単層グラフェン, SLG)が Ni(111) 表面を完全に被覆するようにエピタキシャル成長した SLG/Ni(111) 薄膜の試料を作製した。深さ分解 XMCD 分光及び SPMDS の測定は、作製した試料を超高真空中に保持したまま行った。

実験結果

深さ分解 XMCD 分光[3]の結果、SLG/Ni(111) 界面から数原子層の領域で、Ni 薄膜の容易磁化方向が面内から面直方向に変化することが明らかになった(Fig.1)。また、界面の Ni 原子の磁気モーメントは結晶内部より 20% ほど減少した。一方、SLG は、界面の Ni 原子層との相互作用により伝導に関与する π バンドの電子状態が変化し交換結合が生じること、スピン軌道相互作用の増大が生じることが分かった。さらに SPMDS の結果[4]、SLG はフェルミレベルにおいて Ni と逆符号のスピン偏極を持つことも明らかになった。本研究で明らかになった磁性金属との界面に特有な電子スピン状態は、磁性電極からのスピン注入効率やナノ構造磁性体の磁気異方性に影響を及ぼすことが考えられ、グラフェン基デバイスの特性制御や機能設計への活用が期待される。

参考文献

- 1) K. Amemiya, Phys. Chem. Chem. Phys. **14**, 10477 (2012).
- 2) Y. Yamauchi *et al.*, Appl. Surf. Sci. **169-170**, 236 (2001).
- 3) Y. Matsumoto *et al.*, J. Mater. Chem. C **1**, 5533 (2013).
- 4) S. Entani *et al.*, Carbon **61**, 134 (2013).

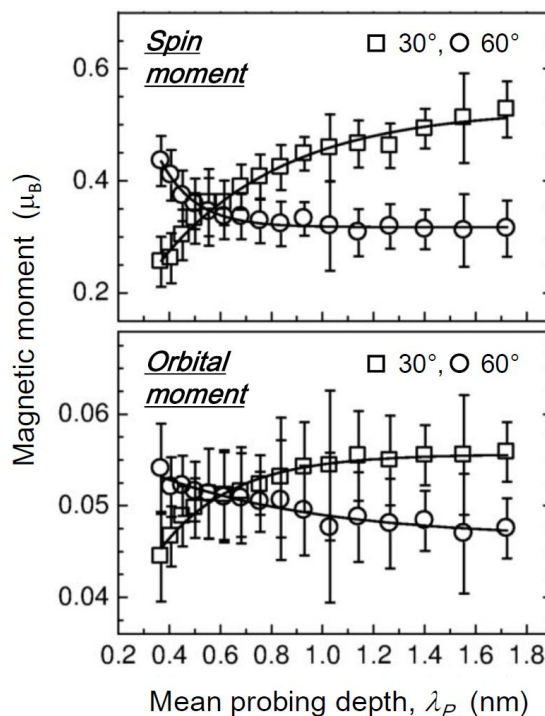


Fig.1 Mean probing depth, λ_p , dependences of the effective spin and orbital magnetic moments in the directions of 30° and 60° to the sample surface Preferable orientations of the moments change from in-plane to out-of-plane as can be deduced from the relative magnitude change in the region of a few Ni atomic layers from the interface ($\lambda_p < 1$ nm).

FeAl 合金における磁気特性の照射レーザー波長依存性

吉田裕***、渡辺精一**、海住英生***、西井準治***、吉見享祐****

(*北大創成、**北大工エネマテ、***北大電子研、****東北大工)

Irradiated laser wavelength dependence on magnetic properties of an FeAl alloy

Y. Yoshida***, S. Watanabe**, H. Kaiju***, J. Nishii*** and K. Yoshimi****

(*Hokkaido Univ. CRIS, **Hokkaido Univ. CAREM, ***Hokkaido Univ. RIES, ****Tohoku Univ.)

はじめに

最近、我々は $\text{Fe}_{52}\text{Al}_{48}$ 合金表面にナノ秒パルスレーザーを照射すると、その表面形態がストライプ構造に変化すると同時に、磁気相が常磁性から強磁性に転移することを明らかにした[1]。さらに、このストライプ構造 FeAl 合金の磁気特性をより詳細に調べた結果、磁化反転機構が磁壁移動モデルで説明できることを明らかにした[2]。本研究では、ナノ秒パルスレーザー照射したストライプ構造 FeAl 合金において、その磁気特性の照射レーザー波長依存性を調べることを目的とした。

実験方法

$\text{Fe}_{52}\text{Al}_{48}$ 合金表面へのナノ秒パルスレーザー照射には Nd:YAG パルスレーザーを用いた。パルス幅は 6 ns、繰り返しパルス周波数は 2 Hz、パルス数は 200-300 パルス、平均レーザーエネルギー密度は 1.24 kJ/m^2 、波長は 355, 532 nm とした。表面ナノ構造解析には走査型電子顕微鏡(SEM)、電子後方散乱回折(EBSD)、原子間力顕微鏡(AFM)を用いた。磁気特性評価には集光型面内磁気光学カー効果(MOKE)法を用いた。最大印加磁場は 2 kOe、面内印加磁場回転角は $0-90^\circ$ 、観測スポットサイズ径は $3 \mu\text{m}$ 、測定温度は室温とした。

実験結果

図 1 にストライプ構造 FeAl 合金の表面磁化曲線を示す。図 1(a) 及び(b)はそれぞれレーザー波長 532, 355 nm で照射したときの結果である。ここで、磁場回転角 θ はストライプの長手方向と磁場のなす角度と定義した。図 1(a)より $\theta=2.3^\circ$ では保磁力が 57 Oe であることにに対し、 $\theta=73^\circ$ では保磁力が 190 Oe となりやや増大する。図 1(b)より $\theta=8.4^\circ$ では保磁力 93 Oe であることにに対し、 $\theta=67^\circ$ では保磁力が 572 Oe となり大きく増大する。図 2 に保磁力の面内磁場回転角依存性を示す。実線と点線は磁壁移動モデルによる計算結果である。図 2 より、保磁力の磁場回転角依存性は磁壁移動モデルによる計算結果と良い一致を示すことがわかる。講演では、構造解析結果に加え、より詳細な磁気特性結果を報告する。

参考文献

- [1] Y. Yoshida, K. Oosawa, S. Watanabe, H. Kaiju, K. Kondo, A. Ishibashi, and K. Yoshimi: Appl. Phys. Lett. **102** 183109 (2013).
- [2] H. Kaiju, Y. Yoshida, S. Watanabe, K. Kondo, A. Ishibashi and K. Yoshimi: J. Appl. Phys. **115** 17B901 (2014).

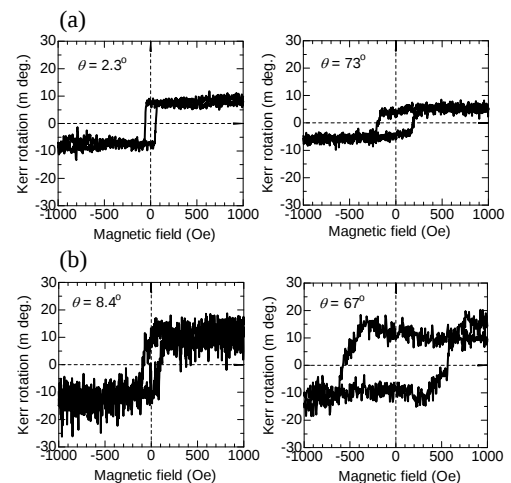


図 1: ストライプ構造 FeAl 合金の表面磁化曲線(照射レーザー波長 λ : (a) 532 nm、(b) 355 nm。

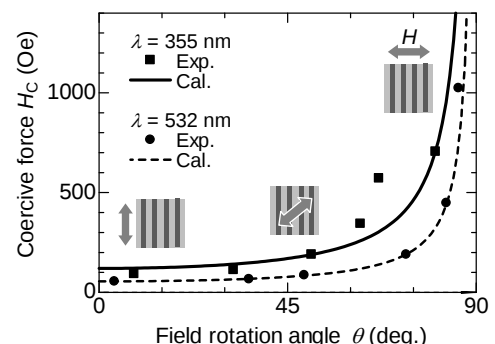


図 2: 保磁力の磁場回転角依存性。

電気磁気効果と界面磁化を示す α -Cr₂O₃(0001)薄膜による 垂直交換バイアスの特性

豊木研太郎¹, 白土 優¹, 中村哲也², 播本祥太郎¹, 尾上 聡¹, 野村 光¹, 三俣千春³, 中谷亮一¹

1 大阪大学大学院工学研究科

2 高輝度光科学研究センター (JASRI) / SPring-8

3 物質・材料研究機構 (NIMS)

Perpendicular exchange bias using magneto-electric α -Cr₂O₃(0001) thin film with boundary magnetization
Kentaro Toyoki¹, Yu Shiratsuchi¹, Tetsuya Nakamura², Shotaro Harimoto¹, Satoshi Onoue¹, Hikaru Nomura¹,
Chiharu Mitsumata³ and Ryoichi Nakatani¹

1 Graduate School of Engineering, Osaka University

2 Japan Synchrotron Radiation Research Institute (JASRI)/SPring-8

3 National Institute of Materials Research (NIMS)

背景

α -Cr₂O₃ は電気磁気効果を示す材料として知られており、また、Cr スピンが c 面内で強磁性的に配列することから、 α -Cr₂O₃(0001)は界面磁化 (boundary magnetization) を示す。こうした特徴を有する反強磁性体を用いた交換バイアスは、(1)電気磁気効果による交換バイアスのスイッチングが可能であること、(2)界面磁化が界面ラフネスによって大きく変化しないこと、(3)トレーニング効果を示さないことが予測されている¹⁾が、これらの3つの特性を同時に検討した例はない。特に、(1)については、我々は全薄膜系においてパルス強磁場を用いた交換バイアスの等温反転が可能であることを示しているが²⁾、電気磁気効果による界面反強磁性スピンのスイッチングについては、他グループも含めて成果が出つつある段階にある^{3,4)}。本研究では、電気磁気効果による交換バイアススイッチングを含めて、上記3つの特性について検討した結果について述べる。

実験方法

試料作製には、DC マグネトロンスパッタリング法を用いた。作製した薄膜の構成は、Pt (1.5 or 5.0 nm)/Co(0.5 or 0.8 nm)/Pt (0 or 0.5 nm)/ α -Cr₂O₃(120 or 150 nm)/Pt (20 nm)/ α -Al₂O₃-subs.ある。構造評価には、反射高速電子線回折、X 線反射率測定を用い、磁気特性評価には磁気光学 Kerr 効果測定、振動試料型磁力計、軟 X 線磁気円二色性 (XMCD) 測定、異常ホール効果測定を用いた。XMCD 測定は、SPring-8 BL25SU において行われた。

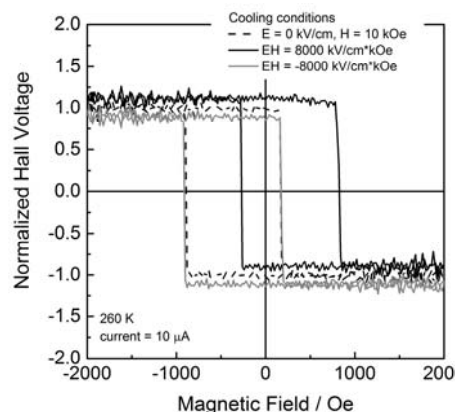
実験結果

Pt 界面層を 0.5 nm 挿入した試料において、電界 E と磁場 H の同時印加による電気磁気冷却 (ME-field cooling) を行うことで、 $EH = 8000$ kV/cm·kOe において交換バイアスが正方向に発現し、 $EH = -8000$ kV/cm·kOe では交換バイアスが負方向に発現する。

(右図) すなわち、冷却時の電気磁気効果によって交換バイアスの電界反転が可能であることが分かった。また、Pt 界面層を挿入しない試料では、界面ラフネスと交換結合強度によって XMCD 強度が変化せず、界面非補償反強磁性スピンの界面交換結合強度と界面ラフネスによって変化しない。さらに、同一試料を用いて、交換バイアスのトレーニング効果測定と行った結果、トレーニング効果が表れないことも分かった。当日は、Pt 界面層の挿入による Cr の電子状態の変化、ME-field cooling 条件の最適化についても述べる予定である。

参考文献

1) K.D. Belashchenko, Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 147204., 2) Y. Shiratsuchi et al., Appl. Phys. Lett. **100** (2012) 262413., 3) X. He et al., Nature Mater. **9** (2010) 579., 4) T. Ashida et al, Appl. Phys. Lett. **104** (2014) 152409.



冷却条件を変化させた際の AHE 曲線。EH によって交換バイアスが反転している。(電界印加を行った2つの曲線は、上下にオフセットさせている。)

引張変形した Pt_3Fe 反強磁性体における強磁性ドメインと交換結合

森田遼、小林悟 (岩手大)

Ferromagnetic domains and exchange bias in tensile-deformed Pt_3Fe antiferromagnet

Ryo Morita and Satoru Kobayashi (Iwate Univ)

【はじめに】

L_{12} 型規則合金 Pt_3Fe は $T_{N1} \sim 170\text{K}$ 、 $T_{N2} \sim 100\text{K}$ においてそれぞれ $(1/2, 1/2, 0)$ 型、 $(1/2, 0, 0)$ 型の反強磁性秩序相に磁気相転移する。 Pt_3Fe 規則合金に塑性変形を加えると室温で強磁性を示し[1]、これは L_{12} 構造(111)面でのすべり変形に伴う最近接 Fe-Fe 原子対の生成によると解釈されている[2]。更に、最近の引張方向の磁化過程より、 T_{N1} 以下で磁場中冷却後の磁化曲線が磁場方向にシフトする交換結合効果が見出され、強磁性ドメインと反強磁性マトリクス間の相互作用の存在が示唆されている[3]。従って、強磁性ドメインは主に(111)すべり面近傍に分布すると推測されるが、強磁性ドメインのサイズおよび形状は明らかになっていない。本研究では、 Pt_3Fe 規則合金における磁化過程の方向依存性とその温度依存性を調べることで、強磁性ドメインの磁気特性、形態、及び、反強磁性マトリクスとの相互作用に対し更なる知見を与えることを目的とした。

【実験方法】

引張試験により塑性歪 11.6%を加えた Pt_3Fe 単結晶試料を用いた。単結晶は (100)、(053)、(035)面を持つ直方体($2 \times 2 \times 4\text{mm}^3$)であり、長軸方向の[100]が引張方向に対応する。最低温 5K、最大磁場 5T の条件で SQUID 磁化測定装置による磁化測定を行った。磁化方向は[100],[035]を含む面内((053)面内)、[100],[053]を含む面内((035)面内)、[035],[053]を含む面内 ((100)面内)で行い、それぞれについて[035]、[053]、[035]からの角度を θ_1 、 θ_2 、 ϕ と定義した。

【実験結果および考察】

図 1 に(035)面内で磁化方向(θ_1)を変化させた場合の ZFC 後の $T=10\text{K}$ における磁化曲線を示す。 θ_1 の増加と共にループ幅 (保磁力) は顕著に増大し、[100]方向に磁化した場合に最大値を示した。同様の結果は θ_2 を増大した場合にも観測された。更に、 $H=1\text{T}$ で FC 後に得た磁化測定結果から、交換磁場 H_{eb} (交換結合効果によって発生したヒステリシスループのずれ)は、 θ_1 、 θ_2 の増加とともに減少するが、 θ_1 、 $\theta_2 > 45^\circ$ で増加に転じ、その後 θ_1 、 $\theta_2 > 70^\circ$ で再び急激に減少する奇妙な振る舞いを示した。これは(111)すべり面近傍の強磁性ドメインの形状を反映したものと考えられる。

一方、角度 ϕ の変化に対しては、保磁力及び交換磁場に顕著な方向依存性は見出されなかった。この結果は、4つの等価なすべり面 (111), $(\bar{1}11)$, $(1\bar{1}1)$, $(\bar{1}\bar{1}1)$ 近傍に、ほぼ同じ体積分率で強磁性ドメインが分布していることを示唆している。

3つの主要な結晶軸方向 [100], [035], [053]に磁化した場合について H_{eb} の温度依存性を調べたところ、 H_{eb} は温度の上昇とともに単調に減少し T_{N1} 以上でほぼゼロとなった。この結果は、反強磁性マトリクスが T_{N1} 以上で常磁性状態になることによって交換結合が消失するためと解釈できる。

【参考文献】

- [1] J. Crangle, J. Phys. Radium 20 (1959) 435.
- [2] S. Takahashi, Y. Umakoshi, J. Phys. F: Met. Phys. 18 (1988) L257
- [3] S. Kobayashi, S. Takahashi, Y. Kamada, H. Kikuchi, IEEE Trans. Mag., 44 (2008) p.4225.

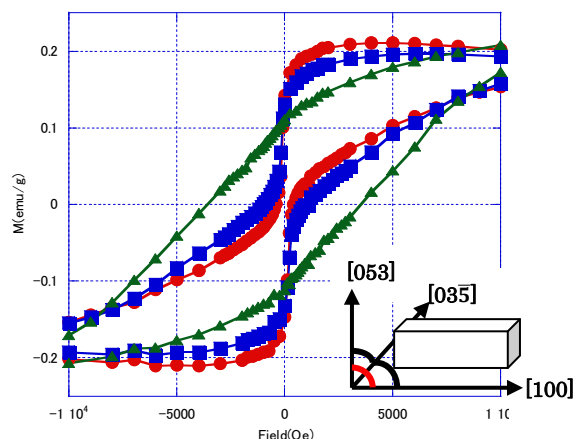


図 1. (035)面内(θ_1)で磁化方向を変化させた場合の磁化曲線。◆ : 0° , ■ : 45° , ▲ : 90°

Cr₂O₃ 薄膜の交換結合磁界の電界制御

芦田拓也¹, 笈田陸弘¹, 下村直樹¹, 野崎友大¹, 柴田竜雄², 佐橋政司¹

¹ 東北大学 大学院 工学研究科, ² TDK株式会社 先端技術開発センター

Voltage control of exchange bias of Cr₂O₃ thin film

T. Ashida¹, M. Oida¹, N. Shimomura¹, T. Nozaki¹, T. Shibata² and M. Sahashi¹

¹ Department of Electronic Engineering, Tohoku Univ.

² TDK corporation, Advanced Technology Development Center

はじめに

Cr₂O₃ において、電気磁気効果を用いた電界による磁化反転は 2005 年に電界磁界中冷却を施したバルクにおいて報告が行われた¹⁾。その後、等温状態を保ったまま印可する電界と磁界の方向を変化させることにより交換結合磁界(H_{ex})の方向を制御する報告もなされている²⁾。どちらの報告もバルクを用いての報告となっており消費電力を低減する観点からも Cr₂O₃ 薄膜において電気磁気効果の発現を確認することが喫緊の課題となっていた。筆者らは、Cr₂O₃ 250 nm 薄膜において電界・磁界中冷却後に電気磁気効果による H_{ex} の符号変化を確認し報告を行った³⁾。この報告では、H_{ex} よりも保磁力(H_c)の方が大きくゼロ磁場で磁化の反転を確認することはできなかった。今回は、挿入層の検討を行い H_c の低減を図ることで電界による H_{ex} の制御と磁化反転を確認したので報告を行う。

実験方法

試料作製は、到達真空度が 10⁻⁶ Pa 以下の RF マグネトロンスパッタ装置を用いて行った。膜構成は、Al₂O₃ (0001) / Pt (25) / Cr₂O₃ (250) / spacer (x) / Co (1) / Pt (5) (nm) である。磁気特性として、帯磁率の温度依存性の測定および異常ホール効果による R-H 曲線の測定を行った。異常ホール効果の測定を行う際は、試料を 320K まで加熱し、電界と磁界をそれぞれ E_{MEFC} = -40 or 200 [kV/cm], H_{MEFC} = +10 [kOe] 印可して電界・磁界中冷却を行った後に、250K で測定を行った。

実験結果

Fig.1 に電界・磁界中冷却後の膜面垂直方向の R-H 曲線を示す。電界磁界中冷却時の電界の印可方向を 180°変化させることにより H_{ex} の大きさが、H_{ex} = -450 [Oe] から H_{ex} = 450 [Oe] と変化した。これは、電気磁気効果により Cr₂O₃ の反強磁性モーメントの方向が変化し H_{ex} の方向が、正・負方向に変化したことを示すものである。今回、挿入層を変えることにより H_c を制御 (H_c = 50 [Oe]) し、電気磁気効果による磁化反転を確認することに成功した。ただし、反転に必要な電界と磁界の積(EH 積)は、バルクにおいて報告された EH 積の約 50 倍の大きさとなっている。また、帯磁率の温度依存性の測定結果から帯磁率 χ の大きさもバルクの測定値の半分程度の大きさとなっている。消費電力を低減させる観点からも EH 積を低減させる必要があり、反強磁性特性をよりバルクに近づけていく必要があると考えている。

参考文献

- 1) P. Borisov, et al., Phys. Rev. Lett. **9**, 117203 (2005).
- 2) X. He, et al., Nat. Mater. **9**, 579 (2010).
- 3) T. Ashida et al., Appl. Phys. Lett., **104**, 152409 (2014).

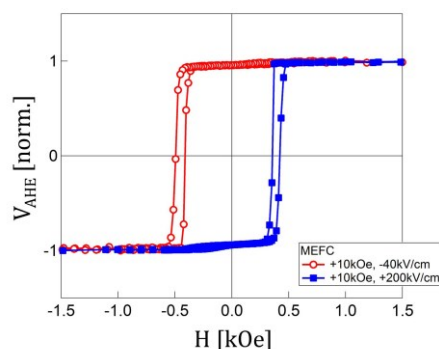


Fig.1 Perpendicular exchange biased hysteresis loop of Al₂O₃ substrate/Pt 25/Cr₂O₃ 250/spacer/Co 1/Pt 5 nm at 250 K after magnetoelectric field cooling process in H_{MEFC} = 10 kOe and E_{MEFC} = -40 and 200 kV/cm, respectively.

Cr₂O₃/Pt/Co 薄膜における Positive exchange bias の発現

笈田陸弘¹, 芦田拓也¹, 下村直樹¹, 野崎友大¹, 柴田竜雄², 佐橋政司¹
(東北大学¹, TDK 株式会社²)

Positive exchange bias in Cr₂O₃/Pt/Co thin film

M. Oida¹, T. Ashida¹, N. Shimomura¹, T. Nozaki¹, T. Shibata² and M. Sahashi¹
(Tohoku University¹, TDK Corporation²)

はじめに

電気磁気効果を有する材料は、低消費電力な電界操作型の磁気デバイスへの応用が期待でき、近年注目を集めている。中でも我々は Cr₂O₃ について研究を行っている。Cr₂O₃ は高いネール点 T_N (〜307 K) を有する反強磁性体であり、Cr₂O₃ と強磁性層を交換結合させることで、大きな交換バイアスを得ることができると報告されている¹⁾。しかし、Cr₂O₃ の磁気異方性が小さいため、交換バイアスが観測できなくなる温度であるブロッキング温度 T_B は T_N よりかなり小さくなる場合が多い。よって、室温付近で電気磁気効果の観測を行うには、T_B を T_N 近くまで向上させることが不可欠となる。過去の報告から、Cr₂O₃ と強磁性層の間に Pt 層を挿入すると交換結合エネルギー J_K が減少し、T_B が向上することがわかっている²⁾。同様の方法を用いて、我々の系で T_B 改善を試みたところ、交換バイアスが通常とは反対に表れる Positive exchange bias³⁾ という現象が観測された。そこで、今回我々は Pt 挿入層の効果をより詳しく調べ、この Positive exchange bias の起源について考察を加えた。

実験方法

RF マグネトロンスパッタ装置を用いて、Al₂O₃(0001)基板上に Pt (25 nm) / Cr₂O₃ (250) / Pt (t_{Pt}) / Co (1) / Pt (5) を成膜した。Pt 挿入層の膜厚 t_{Pt} は 0〜1.36 nm である。下部電極用の Pt は 873 K, Cr₂O₃ は 773 K, その上の Pt/Co/Pt は 423 K にて、成膜を行った。磁気特性の評価は SQUID を用いた。Cr₂O₃ の T_N〜307 K より高い 340 K から 50 K まで磁場中冷却を施した後、±10 kOe の範囲で M-H 曲線の測定を行った。磁場中冷却に用いた磁場 H_{fc} は、0.1〜30 kOe である。

結果と考察

Fig.1 に 100 K における交換バイアスの Pt 挿入層膜厚依存性を示す。H_{fc} は 10 kOe である。この図から、Pt 挿入層を厚くしていくと交換バイアスの絶対値が小さくなっていることがわかった。また、Pt 挿入層が 1 nm 付近で交換バイアスの方向が負方向から正方向へ変わる様子が観測された。この交換バイアスの方向が変わる Pt 挿入層膜厚 t_{Pt} = 1 nm 付近のサンプルについて、交換バイアスの H_{fc} 依存性を調べた結果を Fig.2 に示す。すべてのサンプルについて H_{fc} が小さい時は、通常の負方向の交換バイアスを示し、H_{fc} が大きくなると正方向へ変化すること、交換バイアスの絶対値が大きいサンプルほど、交換バイアスを正方向に変えるのに必要な H_{fc} が大きくなることがわかった。これらの結果は、磁場中冷却過程において Cr₂O₃ の界面スピンの方向が決まる際に強磁性層の磁化方向だけでなく、Cr₂O₃ 自体が外部磁界から影響を受けていることを示唆している。

参考文献

- 1) Y. Shiratsuchi et al., Appl. Phys. Exp., 3, 113001 (2010).
- 2) Y. Shiratsuchi et al., IEEE Trans. Magn., 47, 3909 (2011).
- 3) J. Nogues et al., Phys. Rev. Lett., 76, 4624 (1996).

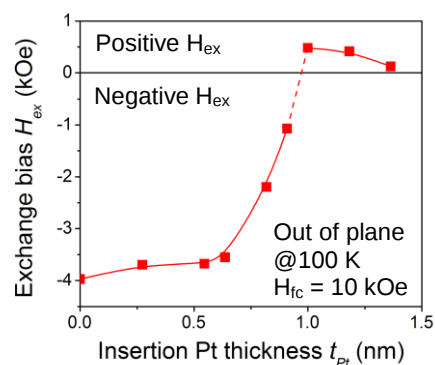


Fig. 1 The inserted Pt thickness dependence on H_{ex} at 100 K after field cooling with H_{fc} = 10 kOe. Lines are guides to the eye.

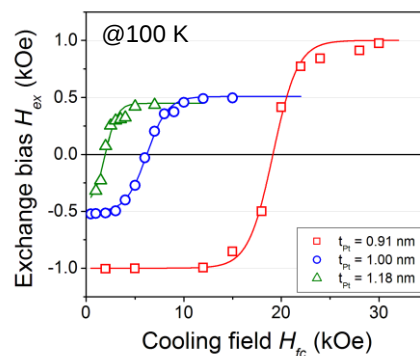


Fig. 2 Cooling field strength H_{fc} dependence on H_{ex} of the sample with Pt insertion layer thickness t_{Pt} = 0.91, 1.00, and 1.18 nm at 100 K.

Observation of Neel temperature of Cr_2O_3 in $\text{Cr}_2\text{O}_3/\text{Co}$ exchange coupled system

S. P. Pati¹, N. Shimomura¹, T. Ashida¹, M. Oida¹, T. Nozaki¹, T. Shibata² and M. Sahashi¹
(Tohoku University¹, TDK Corporation²)

Magnetoelectric chromia (Cr_2O_3) has a potential for application in development of low power consumption high density storage devices due to its electrically switchable magnetic states¹⁾. However, the antiferromagnetic ordering temperature of bulk chromia is just above the room temperature ($T_N=307$ K), which restricts its practical application and hence it is required to enhance the T_N . Previous reports suggest that the T_N can be enhanced by inducing strain and doping in Cr_2O_3 ^{2,3)}. The detection of T_N and its distinction from blocking temperature T_B is sometimes difficult in an exchange coupled multilayer system. Since the exchange coupling adds unidirectional anisotropy (H_{EX}) or uniaxial anisotropy (H_C), in $\text{Cr}_2\text{O}_3/\text{Co}$ exchange coupling system, T_N can be estimated by investigating temperature dependence of total anisotropy ($H_{EX}+H_C$). However to check H_{EX} and H_C , we have to measure a number of M-H curve, and it is time-consuming. In this work, we propose on the direct detection of T_N by M-T measurement. We also detect change in T_N due to lattice distortions from the M-T measurements.

Our specimen is a layered heterostructure of $\text{Al}_2\text{O}_3\langle 0001 \rangle$ substrate/Buffer layer/ Cr_2O_3 (20)/Metal spacer/Co (1)/Pt (5) in nm. We have fabricated two samples having Fe_2O_3 (20), Pt (25) as buffer layer and one sample without buffer layer. Different buffer layers are used to control T_N by inducing lattice strain. Cr_2O_3 is deposited by using reactive RF magnetron sputtering from a metallic Cr target in Ar: O_2 atmosphere. Out of plane magnetization measurements are carried out by using a SQUID (MPMS XL7) magnetometer.

Figure 1 compares (a) the temperature dependent total anisotropy ($H_{EX}+H_C$) and (b) the temperature dependent FC magnetization of Fe_2O_3 buffered sample. FC magnetization measurement is carried out with an application of external magnetic field of 200 Oe. In Fig. 1 (a), the enhancement of $H_{EX}+H_C$ is observed below 270K, which is assigned to the T_N of Cr_2O_3 . In Fig. 1 (b), a sudden drop in FC magnetization is observed at temperature around 269 K, which is identical to the T_N . Above T_N of Cr_2O_3 , the AFM order destroys, which results in the change of perpendicular magnetization in exchange coupled system. Same behaviors are noticed in the samples with Pt buffered and without buffered samples. In the former case, the observed T_N is 294 K, while the latter has 284 K. These results indicate that we succeed to observe T_N of Cr_2O_3 from M-T measurements. In all cases obtained T_N is lower than the bulk value which is mainly due to the reduction of Cr_2O_3 thickness. The difference in T_N for each sample may reflect the lattice mismatch induced strain. With increasing in-plane lattice parameter of buffer layer, observed T_N of Cr_2O_3 become smaller. This behavior is in agreement with the theoretical calculation results²⁾.

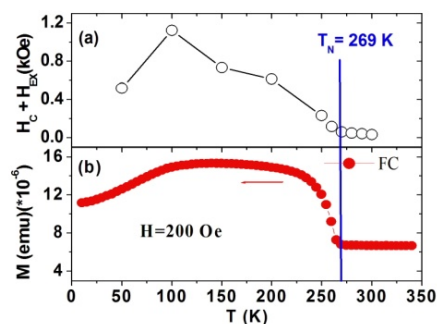


Fig 1. Temperature dependent H_C+H_{EX} (a) and FC magnetization(b) of $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Fe}_2\text{O}_3(20)/\text{Cr}_2\text{O}_3(20)/\text{metal spacer}/\text{Co}(1)/\text{Pt}(5)$

Reference

- 1) X. He *et al.* Nat. Mater., 9 (2010) 579.
- 2) Kota *et al.* Applied Physics Express 6 (2013) 113007.
- 3) Sai Mu *et al.* Phys. Rev. B, 87 (2013) 054435.

20 nm Cr₂O₃ における垂直交換バイアスの格子歪による制御

下村直樹¹, S.P.Pati¹, 野崎友大¹, 柴田竜雄², 佐橋政司¹
(東北大学¹, TDK 株式会社²)

Controlling Perpendicular Exchange Bias in 20nm-Thickness Cr₂O₃ Thin-Film by Lattice Strain Control

N. Shimomura¹, S. P. Pati¹, T. Nozaki¹, T. Shibata² and M. Sahashi¹
(Tohoku University¹, TDK Corporation²)

はじめに

Cr₂O₃ は電気磁気効果を示す反強磁性体であることが知られており、Cr₂O₃/強磁性層界面における垂直交換バイアス磁界(H_{ex})を外部電界により反転可能であることが実験的に示されている。この Cr₂O₃ の交換バイアスの発現温度(ブロッキング温度:T_B)は Meiklejohn-Bean の交換磁気異方性モデルによく従い、界面交換結合エネルギーJ と反強磁性磁気異方性エネルギー(K_{AF}T_{AF})の競合によって決まる。つまり、Cr₂O₃ の膜厚が薄くなると T_B は減少してしまい、実際の応用において現実的な膜厚、例えば 50nm 以下では T_B は Cr₂O₃ のネール点(307K)付近から著しく低下してしまう。薄い膜厚で高い T_B を達成するためには、Cr₂O₃ の結晶磁気異方性エネルギーK_{AF}を増加させる必要がある。Cr₂O₃ 薄膜の K_{AF} は格子歪によって変化するという報告¹⁾があることから、今回は、格子定数の異なる種々のバッファ上に膜厚を 20nm まで低減させた Cr₂O₃ を製膜し、格子歪の影響による対する交換バイアスの T_B の変化を調べた。

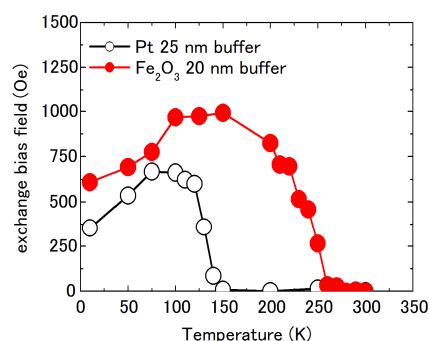
実験方法

全ての試料は c-Al₂O₃ 基板上に RF-DC マグネトロンスパッタ装置によって作製した。膜構成は c-Al₂O₃ sub./Pt 25 or Fe₂O₃/Cr₂O₃ 20/metal spacer/Co 1/Pt 5 (nm) である。Cr₂O₃、Fe₂O₃ は基板温度 500℃で製膜した。構造評価には、X 線回折(XRD)と断面 TEM 測定を行い、磁気特性評価には、超電導量子干渉計(SQUID)を用いた。SQUID 測定は全て膜面垂直方向で、バルク Cr₂O₃ のネール温度(307K)より充分高温である 340K まで昇温した後、+1T での磁場中冷却を施し、10-340K の温度範囲で測定した。

実験結果

Cr₂O₃ の膜厚が 20nm の場合、Cr₂O₃/Co 界面の交換バイアスは全測定温度(10~340K)にわたって発現せず、Co の保磁力の増加のみ確認される(T_B < 10 K)。Pt といった金属スペーサー層を Cr₂O₃ 50/Co1 (nm) 界面に挿入し、界面交換結合エネルギーの強さを調整することで T_B を向上させる方法が報告されており²⁾、本研究においても同様の方法で、より膜厚の薄い Cr₂O₃ でも T_B を観測できるようにした。

Fig.1 に c-Al₂O₃ sub./Pt 25 or Fe₂O₃/Cr₂O₃ 20/metal spacer/Co 1/Pt 5 (nm) における交換バイアス磁界の温度依存性を示す。Pt バッファと Fe₂O₃ バッファの交換バイアス磁界は同程度であるが、Pt バッファを使用した場合 T_B は高々 150K までであるのに対し、Fe₂O₃ バッファを使用した場合は Cr₂O₃ の T_B は室温付近の 260K まで交換バイアスが存在していた。この T_B の違いは、格子歪の導入による Cr₂O₃ の結晶磁気異方性の変化が原因であると考えられる。XRD および断面 TEM 像の FFT 解析像から算出した Cr₂O₃ の c/a 値は Fe₂O₃ バッファの方が小さくなっており、Cr₂O₃ の a 軸長が伸長される方向に格子歪が誘起されている。



[Fig.1] Temperature dependence of exchange bias field in c-Al₂O₃ sub./Pt 25 or Fe₂O₃ 20/Cr₂O₃ 20/metal spacer /Co 1/Pt 5 [nm] thin film system.

参考文献

- 1) J. O. Artman et al., Phys. Rev. 138, A912 (1965)
- 2) Y. Shiratsuchi et al., IEEE Trans. Mag., 47, 3909 (2011)