

Development of microwave interferometer based ultra-high sensitivity ferromagnetic resonance measurement apparatus

S. Tamaru, H. Kubota, K. Yakushiji, A. Fukushima and S. Yuasa

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

Microwave assisted magnetic recording (MAMR) is one of the promising candidates for increasing the recording density in hard disk drives (HDD). In the MAMR technology, a spin torque oscillator (STO) embedded in the HDD slider generates a microwave field, which is applied to the storage layer of the HDD media to temporally decrease the coercivity during the magnetization switching process. Because this technology takes advantage of the cooperative phenomenon between high frequency magnetic fields and spin dynamics, it is crucial to thoroughly characterize dynamical properties of both the STO and magnetic storage layer. However, the high frequency characterization of the STO is particularly challenging due to its small dimension and multilayer structure that complicate the behavior at high frequencies, thus making it difficult to come up with a clear interpretation of the results obtained by the standard electrical characterization techniques such as oscillation spectrum or thermally excited mag-noise measurements. Therefore, it is desirable to have other means for measuring high frequency dynamics of a magnetic nanostructure as a complementary technique.

For this purpose, we have developed a technique to measure ferromagnetic resonance (FMR) with a high sensitivity based on microwave interferometer, which we named as Interferometric FMR (I-FMR), whose block diagram is shown in Fig. 1 [1]. The basic idea of this technique is as follows. The stimulus signal from P1 is split into two paths, and they destructively interfere with each other such that ideally no stimulus signal exits the power combiner when no magnetic activity is excited. When the FMR condition is met, the stimulus signal of the path going through the coplanar waveguide (CPW) excites FMR on the magnetic element, thus the balance between the two paths is broken. As a result, only the difference signal reflecting the FMR response of the magnetic element exits the power combiner, which is amplified and eventually detected at P2. The first I-FMR demonstration showed a large sensitivity enhancement of as large as about 40 dB (x 100) compared with the conventional vector network analyzer FMR (VNA-FMR) as presented in Fig. 2, which allowed a clear resolution of the Kittel mode FMR signal on a 100 nm diameter and 5 nm thick CoFeB single nanodot. Following this demonstration, we have developed the second version of the I-FMR apparatus. The main difference between the first and second versions is that the first version required manual adjustments of the interferometer every time when the frequency is changed, which is a very tedious and time consuming step, while this adjustment is fully automated in the second version without largely sacrificing the sensitivity, thus making this system a powerful tool for the high frequency characterization of nano-scale magnetic elements.

In the presentation, I will first give the system overview of the second version of the I-FMR apparatus, then will show some FMR spectra measured on nano-scale magnetic elements under various conditions to shed new lights on the magnetization dynamics.

This work is supported by the JST strategic innovation promotion program, “Development of new technologies for 3-D magnetic recording architecture.”

Reference

- 1) S. Tamaru et al., IEEE Magn. Lett., (5) 1-4, (2014)

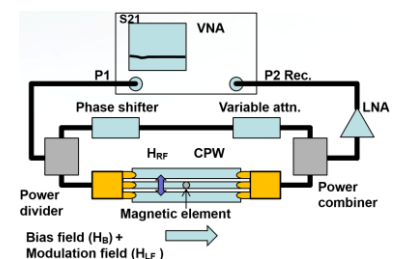


Fig. 1, Block diagram of the I-FMR apparatus

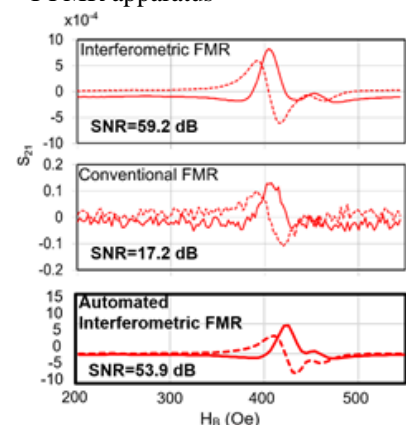


Fig. 2, Comparison of the FMR spectrum measured on a 800 nm diameter and 5 nm thick CoFeB single nanodot taken by the conventional VNA-FMR, first and second versions of I-FMR.

Magnetization Switching Assisted by Spin Wave Dynamics

Takeshi Seki^{*,**,**} and Koki Takanashi^{*,**}

(^{*}IMR, Tohoku Univ., ^{**}JST-PRESTO, ^{**}CSRN, Tohoku Univ.)

1. Background

Magnetic storage and spintronic devices face a serious challenge in trying to simultaneously achieve ultrahigh-density recording and ultralow power operation. In other words, a nanomagnet with high magnetic anisotropy energy needs to be switched by applying a small external magnetic field. We reported low-field magnetization switching assisted by spin wave dynamics, which is called “spin wave-assisted magnetization switching”.¹⁾ In previous experiments,¹⁻⁴⁾ we employed the in-plane magnetized exchange-coupled bilayers having hard magnetic $L1_0$ -FePt and soft magnetic $Ni_{81}Fe_{19}$ (Permalloy), and observed a large reduction in the switching field (H_{sw}) of $L1_0$ -FePt by exciting the perpendicular standing spin waves (PSSW) in the Permalloy. From a practical point of view, however, this concept is needed to apply the “perpendicularly magnetized system”. In addition, the detailed switching process of spin wave-assisted magnetization switching has not fully been understood yet.

In this talk, we show (i) spin wave-assisted magnetization switching for the exchange-coupled bilayers with perpendicular configuration. In addition to the study on the perpendicular configuration, (ii) the resonant switching behavior of spin wave-assisted magnetization switching is discussed using the in-plane magnetized exchange-coupled bilayers.

2. Spin Wave-Assisted Magnetization Switching in Perpendicularly Magnetized System

We investigated the magnetization dynamics of exchange-coupled bilayers with a perpendicularly magnetized $L1_0$ -FePt and a soft magnetic Permalloy. The $L1_0$ -FePt (001) layer was epitaxially grown on an MgO (100) single crystal substrate with an Au (001) buffer layer. In order to examine the effect of magnetization dynamics on H_{sw} of the perpendicularly magnetized $L1_0$ -FePt, we exploited a nanodot consisting of the $L1_0$ -FePt layer and the soft magnetic Permalloy layer having a magnetic vortex. The $L1_0$ -FePt layer exhibited $H_{sw} = 8.6$ kOe without the application of rf magnetic field (H_{rf}). When $H_{rf} = 200$ Oe with the frequency (f) of 11 GHz was applied, H_{sw} was reduced to 2.8 kOe. By comparing the experimental result with the micromagnetic simulation, we found that the vortex dynamics of azimuthal spin waves in Permalloy effectively triggered the reversed-domain nucleation in $L1_0$ -FePt at a low magnetic field (H). Our results demonstrate that the excitation of spin waves in the magnetic vortex leads to the efficient H_{sw} reduction even for the exchange-coupled system having the perpendicularly magnetized $L1_0$ -FePt.⁵⁾

3. Resonant Switching Condition of Spin Wave-Assisted Magnetization Switching

In order to understand the detailed switching condition of spin wave-assisted magnetization switching, we mapped the switching events in the $H - f$ planes for the exchange-coupled bilayers, where $L1_0$ -FePt and Permalloy layers showed in-plane magnetization. The magnetization switching was observed only in a limited region following the dispersion relationship of PSSW modes in the Permalloy layer. The experimental result and the numerical simulation indicate that spin wave-assisted magnetization switching is a resonant magnetization process. This is a characteristic behavior and different from the conventional

microwave assisted switching. Our results also suggest that spin wave-assisted magnetization switching has the potential to be applied to selective switching for multilevel magnetic recording media.⁶⁾

This work was done in collaboration with Dr. W. Zhou (Tohoku Univ.), Dr. H. Imamura, Dr. H. Arai and Dr. T. Yamaji (AIST). It was partially supported by Grant-in-Aid for Scientific Research B (16H04487), PRESTO “Innovative Nano-electronics through Interdisciplinary Collaboration among Material, Device and System Layers” (JPMJPR1422) and Research Grant from TEPCO Memorial Foundation. The device fabrication and the structural characterization were partly performed at Cooperative Research and Development Center for Advanced Materials, IMR, Tohoku University.

References

- 1) T. Seki, K. Utsumiya, Y. Nozaki, H. Imamura, and K. Takanashi: *Nature Comm.*, **4**, 1726 (2013).
- 2) T. Seki, K. Hotta, H. Imamura, Y. Nozaki, and K. Takanashi: *Appl. Phys. Lett.* **103**, 122403 (2013).
- 3) T. Seki, W. Zhou, and K. Takanashi: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **49**, 075002 (2016).
- 4) T. Seki, W. Zhou, T. Yamamoto, and K. Takanashi: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **41**, 46-51 (2017).
- 5) W. Zhou, T. Seki, H. Arai, H. Imamura, and K. Takanashi: *Phys. Rev. B* **94**, 220401(R) (2016).
- 6) W. Zhou, T. Yamaji, T. Seki, H. Imamura, and K. Takanashi: *Appl. Phys. Lett.* **110**, 082401 (2017).

Experimental Study on Microwave-Assisted Magnetization Switching: Circularly Polarized Microwave Field and Varying-Frequency Microwave Field

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

I. Background

Applying a microwave magnetic field to a magnet induces FMR excitation, and when this excitation is large enough, it can decrease the switching field. This switching scheme is called microwave-assisted magnetization switching (MAS) and attracts attention for its applications in next-generation magnetic recording such as microwave-assisted magnetic recording and three-dimensional magnetic recording. [1-4] The difficulty of generating a microwave field can be solved by employing a spin-torque oscillator (STO). The STO is a nanodevice, and the one with dimensions less than 30 nm has been reported. [5] By applying a dc current to the STO, the STO magnetization oscillates and generates a microwave field (stray field from the oscillating STO magnetization). This microwave field is confined near the STO, which is beneficial for manipulating magnetization in the nanoscale. In this presentation, for the implementation of the magnetic recording based on MAS, we investigate MAS focusing on two topics: circularly polarized microwave field and varying-frequency microwave field.

II Microwave-assisted magnetization switching in a circularly polarized microwave field

In order to understand MAS, the polarization of the microwave field, e.g. linear polarization (LP) where the field direction alternates in one direction and circular polarization (CP) where it rotates, must be considered. This is because FMR is a precessional motion of the magnetization and is most efficiently induced by a CP microwave field that rotates in the same rotation direction as the natural precession of the magnetization. The microwave field polarization is also important in applications using an STO because the polarization of the microwave field from the STO strongly depends on the oscillation trajectory of the STO magnetization. Here, we investigate MAS behavior of a Co/Pt multilayer perpendicular magnetic nanodot with a diameter of 50 nm in a microwave field with various polarizations. Figure 1 shows the measurement setup. We use a microwave field generated by introducing a microwave signal to the coplanar waveguide (CPW) because the frequency and the amplitude of the microwave field can be easily controlled. The sample has two CPWs crossing at a right angle above the nanomagnet. By introducing microwave signals with a tunable delay to the CPWs, microwave fields with a linear, elliptical, and circular polarization can be generated. Switching of the nanomagnet is detected by the anomalous Hall effect.

Figure 2 (a) shows the dependence of the switching field on the delay phase between the microwave signals introduced to the two CPWs. When the delay phase is around 90° , the CPWs generate a CP microwave field rotating clockwise in the x - y plane. This microwave field reduces the switching field only when the nanomagnet reverses from the $-z$ to $+z$ direction because the rotation directions of the microwave field and the magnetization precession coincide. At around 270° , the microwave field rotates in the opposite direction and MAS occurs only when the nanomagnet reverses from the $+z$ to $-z$ direction. Next, we fix the phase delay to 90° to examine MAS in a CP microwave field. Figure 2(b) shows the dependence of the switching field on the microwave field frequency. The switching field decreases almost linearly with increasing the frequency and suddenly increases to the value without MAS. This kind of switching behavior is typical of MAS. [3] A large switching field decrease from 7.1 kOe to 1.5 kOe is demonstrated. In comparison with MAS in an LP microwave field, a CP microwave field induces the same MAS effect with half the microwave field amplitude (data not shown), thereby showing that a CP microwave field is efficient in MAS.

Figure 2 (a) shows the dependence of the switching field on the delay phase between the microwave signals introduced to the two CPWs. When the delay phase is around 90° , the CPWs generate a CP microwave field rotating clockwise in the x - y plane. This microwave field reduces the switching field only when the nanomagnet reverses from the $-z$ to $+z$ direction because the rotation directions of the microwave field and the magnetization precession coincide. At around 270° , the microwave field rotates in the opposite direction and MAS occurs only when the nanomagnet reverses from the $+z$ to $-z$ direction. Next, we fix the phase delay to 90° to examine MAS in a CP microwave field. Figure 2(b) shows the dependence of the switching field on the microwave field frequency. The switching field decreases almost linearly with increasing the frequency and suddenly increases to the value without MAS. This kind of switching behavior is typical of MAS. [3] A large switching field decrease from 7.1 kOe to 1.5 kOe is demonstrated. In comparison with MAS in an LP microwave field, a CP microwave field induces the same MAS effect with half the microwave field amplitude (data not shown), thereby showing that a CP microwave field is efficient in MAS.

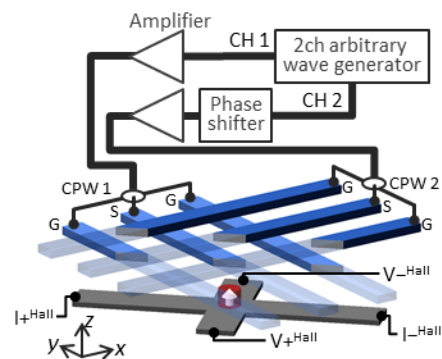


Fig. 1. Experimental setup.

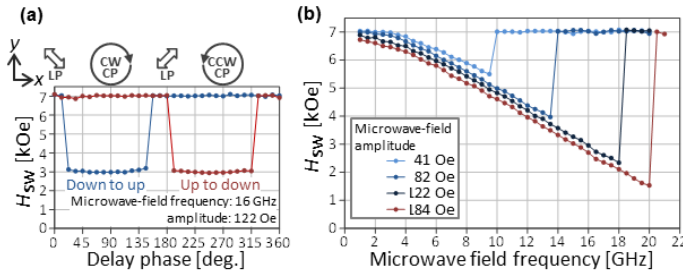


Fig. 2. (a) Switching field versus delay phase of the signal in CPW 1 with respect to that in CPW 2. (b) Switching field versus microwave field frequency in the CP microwave fields from CPWs 1 and 2.

III Microwave-assisted magnetization switching in a varying-frequency microwave field

The FMR frequency of a magnet is not constant but varies with the magnetization trajectory because of nonlinearity. When the magnet has a perpendicular anisotropy, the FMR frequency decreases as the FMR excitation evolves. This suggests that applying a microwave field with time-varying (decreasing) frequency induces larger FMR excitation because the frequency follows the varying FMR frequency, which is expected to enhance MAS effect. Recently, the use of varying-frequency microwave field was suggested by a micromagnetic simulation study, which reported that, in a certain configuration, an STO spontaneously changes its frequency to match the FMR frequency of a magnet because of the mutual stray fields. [6] Here, we investigate MAS in a varying-frequency microwave field. The experimental setup is similar to that shown in Fig. 1 except that only one CPW is used to generate an LP microwave field and that the anisotropy of the nanomagnet is smaller.

Figures 3(a) shows the dependence of the switching field on the microwave field frequency for constant-frequency MAS (CF-MAS). Switching behavior typical to MAS is obtained. Figures 3(b) shows the result for varying-frequency MAS (VF-MAS). The horizontal axis is the start frequency of the microwave field, and the frequency gradually changes to 0.02 GHz over a 10 ns time period. VF-MAS differs from CF-MAS in the following two aspects. (1) VF-MAS can achieve smaller switching field with the same microwave field amplitude, thereby showing that a varying-frequency microwave field enhances MAS effect. (2) After the abrupt increase, switching field becomes almost same as the minimum switching field of CF-MAS, which differs from CF-MAS where switching field increases to the value without MAS. The latter can be explained as follows. As the start frequency increases, the frequency changes at a higher rate, and when the magnetization excitation cannot follow the frequency change, the enhancement of MAS by a varying-frequency microwave field no longer occurs. When the enhancement disappears, switching occurs in the same manner as CF-MAS when the frequency decreases and matches the frequency at which CF-MAS occurs. Therefore, switching field becomes almost same as the minimum switching field of CF-MAS.

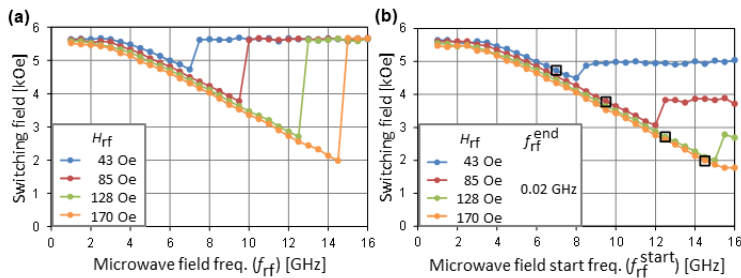


Fig. 3. (a) Switching field versus microwave field frequency for CF-MAS. (b) Switching field versus microwave field start frequency for VF-MAS. Open squares are the maximum microwave field frequency at which CF-MAS occurs and corresponding switching field.

This work is supported by Strategic Promotion of Innovative Research and Development from Japan Science and Technology Agency, JST.

Reference

- [1] C. Thirion, W. Wernsdorfer, and D. Maily, *Nature Mater.* **2**, 524 (2003).
- [2] J.-G. Zhu, X. Zhu, and Y. Tang, *IEEE Trans. Magn.* **44**, 125 (2008).
- [3] S. Okamoto, N. Kikuchi, M. Furuta, O. Kitakami, and T. Shimatsu, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48**, 353001 (2015).
- [4] H. Suto, T. Nagasawa, K. Kudo, T. Kanao, K. Mizushima, and R. Sato, *Phys. Rev. Appl.* **5**, 014003 (2016).
- [5] S. Bosu, H. Sepehri-Amin, Y. Sakuraba, S. Kasai, M. Hayashi, and K. Hono, *Appl. Phys. Lett.* **10**, 142403 (2017).
- [6] K. Kudo, H. Suto, T. Nagasawa, K. Mizushima, and R. Sato, *Appl. Phys. Express* **8**, 103001 (2015).

Microwave assisted magnetic recording on ECC and AFC media

S. J. Greaves¹, Y. Kanai² and H. Muraoka¹

¹ Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University, Sendai, Japan

² IEE, Niigata Institute of Technology, Kashiwazaki, Japan

Introduction

Microwave assisted magnetic recording (MAMR) is a possible technology for use in future hard disk drives [1]. The simultaneous application of a DC field from a write head and a high frequency (HF) field from a spin torque oscillator (STO) can locally reduce the switching field of media in the vicinity of the STO, leading to a higher effective head field gradient and improved SNR. In this work we present results of simulations of two types of media: exchange coupled composite (ECC) and antiferromagnetically coupled (AFC) and consider their behaviour in a MAMR system.

ECC media

The use of ECC media in a MAMR system offers advantages such as a reduced resonance frequency and enhanced MAMR effect. Fig. 1 shows the switching fields of the hard layers of 4 nm hard + x nm soft ECC grains subjected to a 500 Oe HF vector field rotating in the plane perpendicular to the easy axis. Without the HF field the switching field was about -16.5 kOe for all grains. With the HF field the switching field decreased rapidly once the soft layer thickness exceeded 4 nm. The switching field changed sign for soft layer thicknesses between 6 nm and 8 nm, i.e. the hard layer magnetisation switched before the applied field reached zero, as shown by the inset hysteresis loop for a grain with a 7 nm soft layer.

The same effect can be realised in a recording medium. A static planar write head with a STO was used to write single bit footprints on AC-erased ECC media. The average change of magnetisation is shown in fig. 2 as a function of down-track position, together with the vertical component of the head field at each point. It can be seen that the magnetisation switched in the opposite direction to the head field, with peaks under the edges of the STO (position indicated by the darker shaded region).

When the head field was zero no magnetisation switching was observed, but [2] describes conditions in which the HF field alone can switch the magnetisation direction. Tuning the STO and medium properties may enable this effect to be realised.

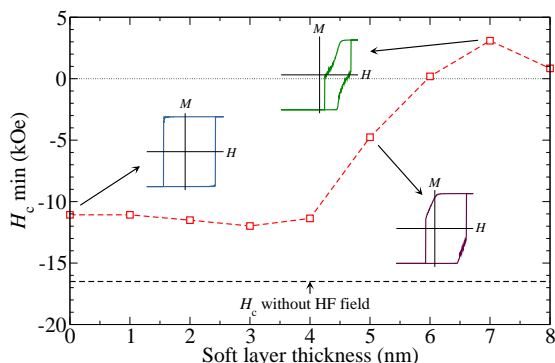


Fig. 1: Minimum switching field of hard layer on descending part of hysteresis loop vs. soft layer thickness. 500 Oe in-plane HF field.

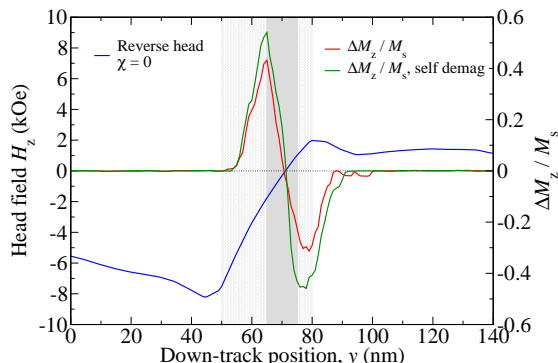


Fig. 2: Change of medium magnetisation, ΔM , as a function of down-track position for footprints written by a planar head and HF field from a STO.

AFC media

Another advantage of MAMR is the possibility to realise multiple layer recording [3]. Selective recording of each layer in a medium with two or more recording layers is possible if the layers have different resonance frequencies. However, the spacing between the recording layers cannot be large as the HF field and head field rapidly decrease in strength with distance from the ABS. As a result there can be strong magnetostatic interactions between the recording layers. To mitigate these interactions the use of AFC media has been proposed [4].

Fig. 3 shows hysteresis loops of single layer (SL) and AFC media. The thickness of both media was 11 nm and the AFC medium had the structure 4 nm hard / 1 nm Ru / 6 nm soft. The saturation magnetisation of the hard layer was 600 emu/cm^3 and that of the soft layer was 400 emu/cm^3 . In zero field antiferromagnetic coupling between the hard and soft layers of -1 erg/cm^2 led to an anti-parallel magnetisation state and almost zero remanence. The hard layer of the AFC medium had the same switching field, 20 kOe, as the SL medium. In contrast to ECC media, switching of the soft layer in AFC media did not initiate reversal of the hard layer due to the large difference in switching fields between the two layers.

Tracks were written on SL and AFC media at various linear densities. At low densities the SNR was similar or slightly higher for the SL media. However, as the linear density increased the SNR of the SL media decreased whilst the AFC media SNR was almost unchanged. Fig. 4 shows averaged readback signals of ten tracks written on SL and AFC media at 1693 kfc/i (15 nm bit length). Although the signal from the AFC media was lower due to the anti-parallel magnetisation, the noise was much reduced, as evidenced by the smaller fluctuations in peak height and much lower transition jitter. Other properties of AFC media will be discussed in the talk.

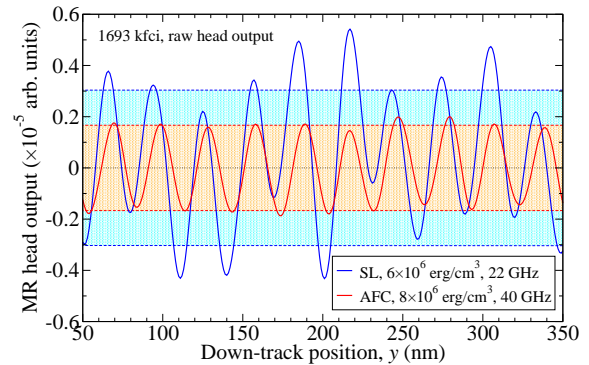
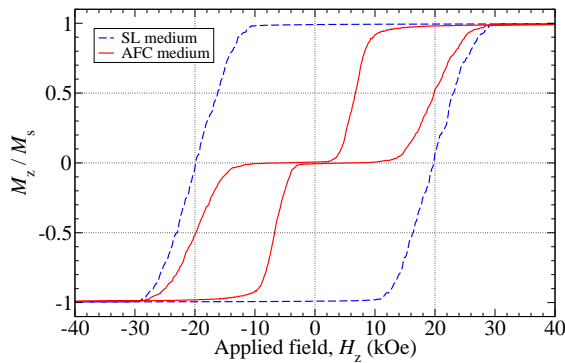


Fig. 3: Hysteresis loops of single layer (SL) and AFC media. $K_u \text{ hard / SL} = 8 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$.

Fig. 4: MR head output signal for 1693 kfc/i tracks written on SL and AFC media.

References

- [1] J. G. Zhu, X. Zhu, and Y. Tang *IEEE Trans. Magn.*, vol. 44, pp. 125–131, Jan. 2008.
- [2] T. Taniguchi *Appl. Phys. Expr.*, vol. 8, pp. 083004–1–4, 2015.
- [3] S. J. Greaves, Y. Kanai, and H. Muraoka *IEEE Trans. Magn.*, vol. 53, pp. 3000510–1–10, Feb. 2017.
- [4] H. Suto, T. Nagasawa, K. Kudo, K. Mizushima, and R. Sato *Nanotechnology*, vol. 25, pp. 245501–1–8, 2014.

Perpendicular magnetic tunnel junctions with the p-SAF structure having strong interlayer exchange coupling by the iridium spacer layer and their spin-transfer-torque switching properties

A. Sugihara, K. Yakushiji, A. Fukushima, H. Kubota, and S. Yuasa
(National Institute of Advanced Science and Technology)

A perpendicularly magnetized magnetic tunnel junction (p-MTJ) is promising for a memory cell of spin-transfer-torque switching magnetic random access memory (STT-MRAM). For steady read and write operation of the cell, perpendicularly magnetized synthetic antiferromagnetic (p-SAF) coupling in the reference layer is one of the key technologies. So far, p-SAF with a Ru spacer layer has been intensively developed because of the high AF exchange coupling field (H_{ex}). Although there have been other candidates such as Ir and Rh besides Ru, they have not been extensively investigated yet. In this study, we systematically investigated magnetic properties of the p-SAF films with an Ir and Rh spacer layer. We also evaluated STT-switching properties in the p-MTJs with an Ir spacer layer.

The p-SAF films whose structure is Si-O substrate / Ta(50) / Ru(60) / Pt(20) / [Pt(1.6)/Co(2.4)] $_{n=6}$ / Spacer(t) / [Pt(1.6)/Co(2.4)] $_{n=6}$ / Pt(20) / capping layer (thicknesses are in Å) were fabricated, where n is repetition number. Figure 1(a) shows the antiferromagnetic exchange coupling energy (J_{ex}) for Ir, Ru, and Rh spacer layers as the functions of t and the M - H curve for the Ir at $t = 4.5$ in the inset. The maximum H_{ex} and the maximum J_{ex} values achieved 12 kOe and 2.6 erg/cm², respectively, being over 20% higher than that for the Ru.¹⁾ Furthermore, the width of the first peak in fig.1 and annealing tolerance (not shown) for Ir spacer layer is greater than those for Ru, suggesting that Ir has very high potential for manufacturability of STT-MRAM because they give wider process window than that for Ru.

We also fabricated p-MTJ stacks with the Ir spacer layer and microfabricated them into nano-pillars (18 - 60 nm in diameter (ϕ)) to evaluate their STT-switching properties. The TMR ratio, RA-product, and H_{ex} were observed to be 133%, 5.2 $\Omega\mu\text{m}^2$, and over 8 kOe, respectively. Figure 1 (b) and (c) show STT switching properties of the nano-pillar whose size is 25 nm ϕ . Average switching current (I_{c0}) and thermal stability factor (Δ) were estimated to be 43 μA and 85 by fitting from theory.²⁾ The switching efficiency which is calculated from the I_{c0} and the Δ achieved high value of about 2.³⁾ These results indicate that the Ir has more suitable properties and no disadvantage compared with Ru for the spacer layer in p-SAF structure for STT-MRAM.

This work was supported by the IMPACT Program of the Council for Science, Technology, and Innovation.

References

- 1) K. Yakushiji, H. Kubota, A. Fukushima, and S. Yuasa, Appl. Phys. Express **8**, 083003 (2015).
- 2) T. Taniguchi, M. Shibata, M. Marthaler, Y. Utsumi, and H. Imamura, Appl. Phys. Express **5**, 063009 (2012).
- 3) K. Yakushiji, A. Sugihara, A. Fukushima, H. Kubota, and S. Yuasa, Appl. Phys. Lett **110**, 092406 (2017).

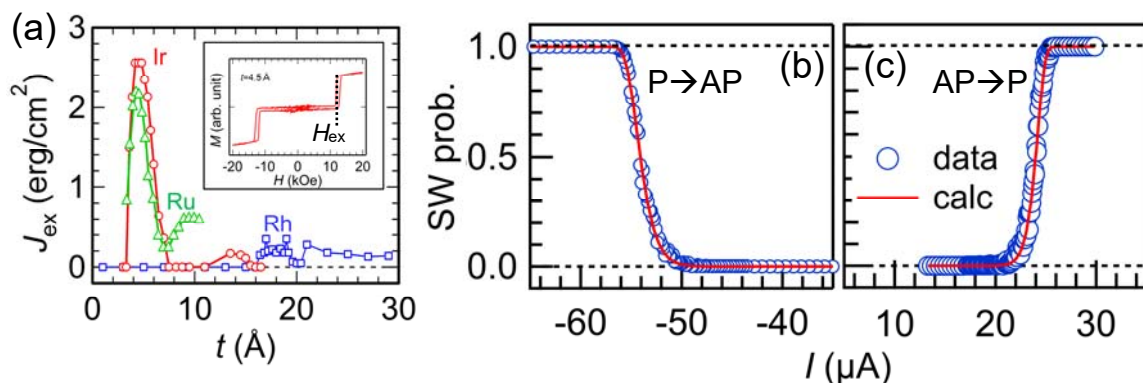


Fig.1 (a) Antiferromagnetic exchange coupling energy (J_{ex}) for functions of spacer layer thickness (t) and magnetization (M - H) curve for the p-SAF film with a 4.5 Å-thick Ir spacer layer (inset). The STT switching properties of the nano-pillar with an Ir spacer layer for (b) the parallel to antiparallel (P \rightarrow AP) and (c) the antiparallel to parallel (AP \rightarrow P) configuration.

半導体バリア CuInSe_2 , CuGaSe_2 を持つ磁気トンネル接合の理論解析

増田啓介¹, 三浦良雄^{1,2}
(物材機構¹, 京都工繊大²)

Theoretical analyses of magnetic tunneling junctions with semiconductor barriers CuInSe_2 and CuGaSe_2
Keisuke Masuda¹ and Yoshio Miura^{1,2}
(NIMS¹, KIT²)

超高記録密度ハードディスクドライブの読み取りヘッドや大容量磁気ランダムアクセスメモリ (MRAM) といった磁気トンネル接合を利用した革新的デバイスの実現のためには、従来重要視されてきた高い磁気抵抗比 (MR 比) に加え、 $0.1\sim 1\ \Omega\mu\text{m}^2$ 程度の低い面積抵抗 (RA) が不可欠である。葛西らは近年、化合物半導体 $\text{CuIn}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{Se}_2$ (CIGS) をバリア層に持つ MTJ の作製に成功し、この系で高い MR 比 (低温で $\sim 100\%$ 、室温で $\sim 40\%$) と低い RA ($0.3\sim 3\ \Omega\mu\text{m}^2$) が同時に得られることを示した [1]。本系に関する理論解析はこの時点では行われておらず、高い MR 比の起源をはじめ、理論的に明らかにされるべき課題が数多く残されていた。

このような経緯を受け、本研究で我々は CIGS と同じカルコパイライト構造を有する半導体 CuInSe_2 (CIS) と CuGaSe_2 (CGS) を取り上げ、これらをバリア層に持つ磁気トンネル接合 (Fe/CIS/Fe および Fe/CGS/Fe) のスピン依存伝導特性について第一原理計算に基づいた解析を行った [2]。本研究では MR 比が半導体ギャップの大きさとのような相関を持つかという点も重要なテーマである。そこでバンドギャップを系統的に変化させることが可能な Cu の 3d 状態におけるオンサイト Coulomb 相互作用 U を考慮に入れ計算を行った。図 1(a) は Fe/CIS/Fe MTJ ($U=5\text{eV}$) の平行磁化状態における Majority-spin 電子透過率の k_{\parallel} 依存性である。良く知られた Fe/MgO/Fe の結果と同様に鋭いピーク構造が $k_{\parallel}=(0,0)$ に見られ、この系でコヒーレントトンネル伝導現象が発現していることがわかる。同様の振る舞いを Fe/CGS/Fe おいても確認することができた。図 1(b) は CIS, CGS, MgO それぞれをバリア層に持つ MTJ の RA と MR 比の計算結果をまとめたものである。Fe/CIS(CG)/Fe は 100% 前後の高い MR 比と $1\ \Omega\mu\text{m}^2$ 以下の低い RA を有することがわかった。このような RA の値はバリア厚が半分未満の Fe/MgO/Fe よりも十分に低いものである。また我々は、 U を大きくする (=半導体ギャップを大きくする) とともに Fe/CIS(CG)/Fe の MR 比が大きくなることも確認することができた。

なお、本研究の一部は革新的研究開発推進プログラム (ImPACT) の援助を受け行われたものである。

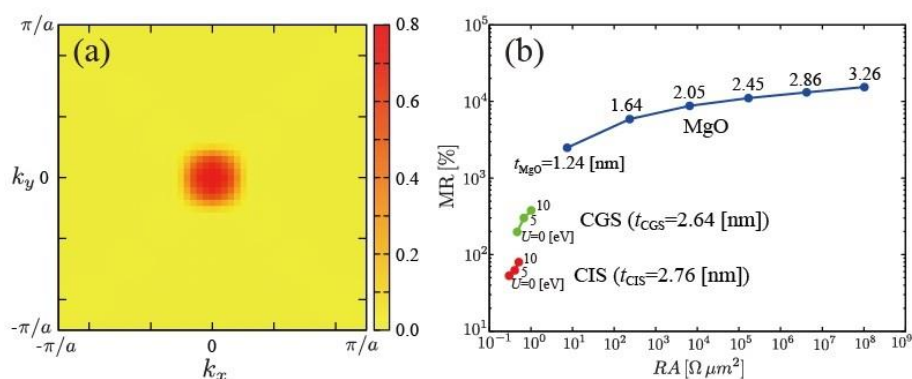


図 1. (a) Fe/CIS/Fe MTJ ($U=5\text{eV}$) の平行磁化状態における Majority-spin 電子透過率の k_{\parallel} 依存性. (b) Fe/CIS/Fe, Fe/CGS/Fe, Fe/MgO/Fe MTJ における RA と MR 比. バリア厚 (t_{CIS} , t_{CGS} , t_{MgO}) はバリアに最も近い左右の Fe 原子層の距離で測ったものである。

- 1) S. Kasai *et al.*, Appl. Phys. Lett. **109**, 032409 (2016).
- 2) K. Masuda and Y. Miura, Jpn. J. Appl. Phys. **56**, 020306 (2017).

固相エピタキシー法により低温形成された全単結晶 Fe/GaO_x/Fe 磁気トンネル接合における磁気輸送特性

土公尚樹^{*,**}, N. Sai Krishna^{*}, 松尾紀宏^{*,**}, 齋藤秀和^{*}, 湯浅新治^{*}
(*産業技術総合研究所 スピントロニクス研究センター, **千葉工業大学)

Magneto-transport properties of fully epitaxial Fe/GaO_x/Fe magnetic tunnel junctions fabricated by
solid-phase epitaxy at low temperatures

N. Doko^{*,**}, N. Matsuo^{*,**}, N. Kurishna^{*}, H. Saito^{*}, and S. Yuasa^{*}
(*AIST Spintronics Research Center, **Chiba Institute of Technology)

はじめに

最近、半導体系材料を絶縁障壁層とした全単結晶磁気トンネル接合 (MTJ) において、電圧印加によるトンネル電流変調[1]や $1\Omega\mu\text{m}^2$ 以下の低抵抗接合[2]等の新機能・特性が報告され注目されている。我々はワイドギャップ半導体酸化ガリウム(GaO_x)を障壁層とした全単結晶 Fe/GaO_x/Fe MTJ を作製し、室温で 92% に達する磁気抵抗変化率 (MR 比) を報告した[3]。単結晶 GaO_x 障壁層は、成膜後のアモルファス GaO_x 膜をその場アニールすることにより得られるが、その際に約 500°C の高温が必要であることから実用素子への応用は困難な状況にある。本研究では、アニール条件等を系統的に変化させた上記 MTJ を作製し、結晶構造および磁気輸送特性を調べた。

実験方法

膜試料は分子線エピタキシー法により作製された。MTJ 構造は Au(20 nm) / Co(10 nm) / Fe(5 nm) / GaO_x(2 nm) / MgO(1 nm) / Fe(30 nm) / MgO(001) 基板である。上部 Fe 電極成膜後に真空中にてその場アニールを 250°C で行った。比較のため、上部 Fe 成膜前に GaO_x 層を酸素雰囲気中でその場アニール (250°C ~ 500°C) した試料も作製した。

実験結果

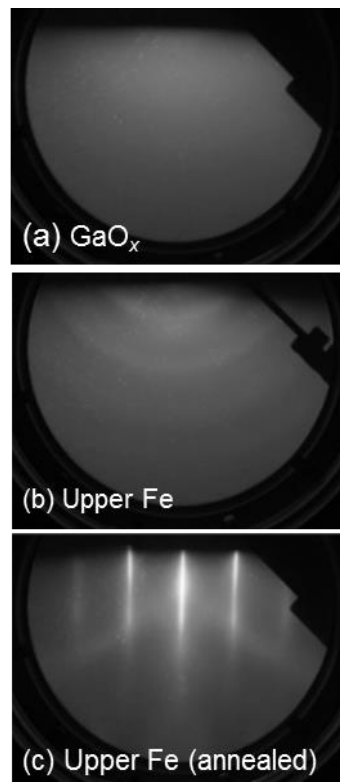
Figure 1 に各層の反射高速電子線回折 (RHEED) 像を示す。成膜後の GaO_x 膜の RHEED 像はハロー状であり (Fig. 1a)、同膜がアモルファス状態であることを示した。同アモルファス GaO_x 層上に成長した上部 Fe 電極膜はブロードなリング状パターンを示し (Fig. 1b)、多結晶であることが暗示された。注目すべきことに、多結晶 Fe の RHEED 像は 250°C でのアニールにより単結晶を示すストリーク状 (fig. 1c) となった。断面電子顕微鏡観察により、同膜の GaO_x 層は単結晶であることが確認された。同膜を用いた MTJ の MR 比は室温で 102% であり、GaO_x 層のその場アニールを含むプロセスにより作製した MTJ と同程度の値が得られた。

謝辞

本研究は革新的研究開発プログラム (ImPACT) および科研費 (No. 26103003) の支援を受けた。

参考文献

- 1) T. Kanaki, H. Asahara, S. Ohya, and M. Tanaka, Appl. Phys. Lett. **107**, 242401 (2015).
- 2) S. Kasai, Y. K. Takahashi, P. -H. Cheng, Ikhtiar, T. Ohkubo, K. Kondou, Y. Otani, S. Mitani, and K. Hono, Appl. Phys. Lett. **109**, 032409 (2016).
- 3) N. Matsuo, N. Doko, T. Takada, H. Saito, and S. Yuasa, Phys. Rev. Applied **6**, 034011 (2016).



Figs. 1 RHEED images of the (a) GaO_x barrier layer, (b) Fe upper electrode, and (c) same layer after an *in situ* annealing at 250°C, respectively.

MgGa₂O₄ スピネル系バリアを用いた 低抵抗エピタキシャル強磁性トンネル接合

○介川裕章¹, 加藤侑志², M. Belmoubarik¹, P.-H. Cheng^{1,3}, 大坊忠臣², 下村尚治², 上口裕三²,
伊藤順一², 與田博明², 大久保 忠勝¹, 三谷誠司^{1,3}, 宝野和博^{1,3}

(¹ 物材機構, ² 東芝, ³ 筑波大)

Low resistance epitaxial magnetic tunnel junctions with an MgGa₂O₄ spinel based barrier

○H. Sukegawa,¹ Y. Kato,² M. Belmoubarik,¹ P.-H. Cheng,^{1,3} T. Daibou,² N. Shimomura,² Y. Kamiguchi,²
J. Ito,² H. Yoda,² T. Ohkubo,¹ S. Mitani,^{1,3} K. Hono^{1,3}

(¹NIMS, ²Toshiba, ³Univ. Tsukuba)

はじめに

スピネル系酸化物 (MgAl₂O₄) をバリア層として用いた強磁性トンネル接合 (MTJ) では 300% を超える高い室温トンネル磁気抵抗 (TMR) 比が実現されている¹⁾。また、MgAl₂O₄ は CoFe や Co 基ホイスラー合金などとの格子整合性が良く、良好な強磁性/バリア界面が得られることから TMR 比のバイアス電圧依存性の改善効果も期待できる。一方、MgAl₂O₄ の持つバンドギャップ (E_g) は MgO とほぼ同等の 7~8 eV 程度の値を持つことから、MgO バリア MTJ を超える低抵抗化の実現は困難であった。本研究では、 E_g がより小さいスピネル系酸化物をバリア層として導入し、バリア高さの低減による低抵抗化を目指した。特に、逆スピネル構造を安定構造として有するガリウム系スピネル MgGa₂O₄ ($E_g \sim 4.9$ eV) に着目し、コヒーレントトンネル効果による高い TMR 比の実現に加え、バリア高さ低減の可能性を探った²⁾。

実験方法

MgO(001)単結晶上に Cr を下地として、Fe/MgGa₂O₄/Fe/IrMn/Ru 構造の面内磁化型 MTJ 膜を作製した。MgGa₂O₄ バリアは、MgAl₂O₄ バリア作製³⁾と同様に、焼結 MgGa₂O₄ ターゲットを高周波スパッタすることにより形成した。結晶性と平坦性向上のために各層を室温成膜した後ポスト加熱処理を行った。直流 4 端子法による伝導特性評価と断面 STEM 観察による微細構造解析を行った。

実験結果²⁾

Fig. 1 には作製した Fe/MgGa₂O₄/Fe 構造の断面 STEM 像を示しており、エピタキシャル(001)成長が確認できる。また Fe 層と面内格子整合した極めて平坦な界面が実現されていることもわかる。

TMR 比は室温 121% (4 K : 196%) と比較的高い値が得られ、これは MgGa₂O₄ バリアを介したコヒーレントトンネル効果による寄与と考えられる。同一バリア厚試料の電流密度-バイアス電圧の両対数プロットの比較 (Fig. 2) からわかるように、MgGa₂O₄ バリアは MgAl₂O₄ バリア³⁾に比べ非常に抵抗が低く (約 1/50)、また電流密度が急上昇するバイアス電圧 (矢印) は MgGa₂O₄ においてより小さい。これらのことは MgGa₂O₄ が低バリア高さを持つことを示しており、高 TMR 比と低抵抗を備えた MTJ バリアとして有望である。本研究の一部は、革新的研究開発推進プログラム

(ImPACT) により、科学技術振興機構を通して委託されて行った。

参考文献

- 1) T. Scheike *et al.*, Appl. Phys. Express **9**, 053004 (2016).
- 2) H. Sukegawa *et al.*, Appl. Phys. Lett. **110**, 122404 (2017).
- 3) M. Belmoubarik *et al.*, Appl. Phys. Lett. **108**, 132404 (2016).

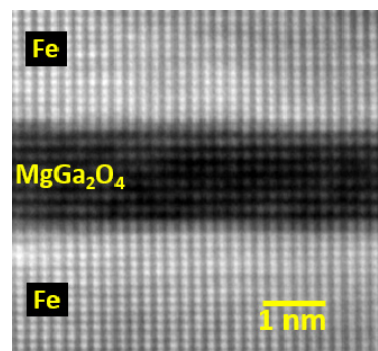


Fig. 1. High resolution STEM image of an Fe/MgGa₂O₄/Fe MTJ.

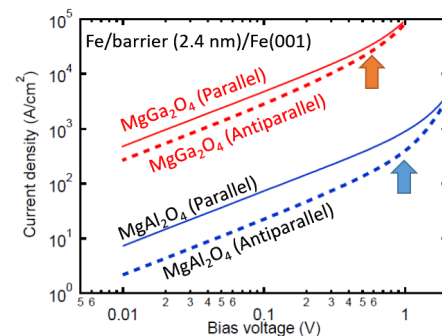


Fig. 2. Current-voltage characteristics for MTJs with MgGa₂O₄ and MgAl₂O₄.

Fe/AlO_x/Fe₃O₄における逆トンネル磁気キャパシタンス効果

海住英生、長浜太郎*、佐々木 駿*、島田敏宏*、北上 修**、
三澤貴浩、藤岡正弥、西井準治、Gang Xiao***
(北大電子研、*北大工、**東北大多元研、***ブラウン大学)

Inverse Tunnel Magnetocapacitance Effect in Fe/AlO_x/Fe₃O₄

H. Kaiju, T. Nagahama*, S. Sasaki*, T. Shimada*, O. Kitakami**,
T. Misawa, M. Fujioka, J. Nishii and G. Xiao***

(Hokkaido Univ. RIES, *Hokkaido Univ. Eng., **Tohoku Univ. IMRAM, ***Brown Univ. Rlys.)

はじめに

近年、強磁性トンネル接合 (MTJ) におけるトンネル磁気キャパシタンス (TMC) 効果は、交流スピンドYNAMICSに関する新たな学術的知見を与えられる一方、高感度磁気センサー、高周波磁気インピーダンス素子への応用も期待されていることから国内外で大きな注目を集めている[1-4]。通常の TMC 効果では、両強磁性層の磁化が平行であるときキャパシタンス C_p が大きく、反平行であるとき C_{AP} が小さくなる。本研究では Fe/AlO_x/Fe₃O₄ MTJ においてその逆の現象 ($C_p < C_{AP}$) である逆トンネル磁気キャパシタンス (iTMC) 効果を発見したので報告する[5]。

実験方法

分子線エピタキシー法(最高到達真空度: 10^{-8} Pa) [6]により MgO(110) 基板に MgO(20 nm)/NiO(5 nm)/Fe₃O₄(60 nm)/AlO_x(2-4 nm)/Fe(10 nm)/Au(30 nm)から構成される MTJ を作製した。微細加工にはフォトリソグラフィと Ar イオンミリング法を用いた。接合面積は $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ とした。TMC 効果の測定には室温磁場中交流 4 端子法を用いた。測定周波数帯域は 20-1MHz、交流振幅電圧は 35 mV_{rms}、最大印加磁場は 1.4 kOe とした。

実験結果

図 1 に示すように Fe/AlO_x/Fe₃O₄ MTJ において明瞭な iTMC 効果が観測された。すなわち、磁化平行状態のとき C_p が小さく、反平行状態のとき C_{AP} が大きくなる。このときの変化率を iTMC 比 ($= (C_{AP} - C_p) / C_p$) と定義する。図 2 に iTMC 比の周波数特性を示す。iTMC 比は最大で 11.4% を示した。また、この周波数特性は Zhang モデルと放物線バリア近似 (PBA) を取り入れた Debye-Fröhlich モデル、及びスピン依存ドリフト拡散 (SDD) モデル[4]を用いた理論計算により定量的に説明できることがわかった。さらに、本計算結果によると 65%と-42%のスピン分極率を有する MTJ では 150%を超える iTMC 比が得られることが明らかになった。講演では iTMC 比の電圧依存性を含めた詳細な実験・計算結果を報告する。

参考文献

- [1] H. Kaiju *et al.*: *J. Appl. Phys.* **91**, 7430 (2002). [2] P. Padhan *et al.*: *Appl. Phys. Lett.* **90**, 142105 (2007).
[3] H. Kaiju *et al.*: *Appl. Phys. Lett.* **107**, 132405 (2015). [4] T.-H. Lee *et al.*: *Sci. Rep.* **5**, 13704 (2015).
[5] H. Kaiju *et al.*: *Sci. Rep.* **7**, 2682 (2017). [6] T. Nagahama *et al.*: *Appl. Phys. Lett.* **105**, 102410 (2014).

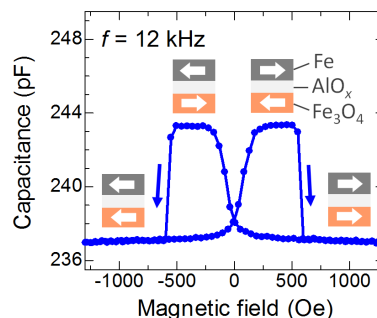


図 1: Fe/AlO_x/Fe₃O₄ における iTMC 効果

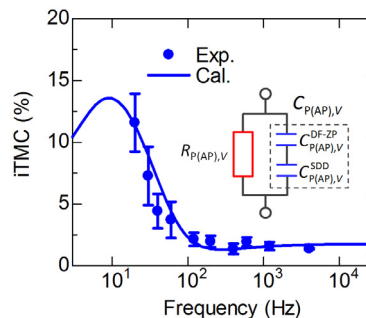


図 2: iTMC 比の周波数特性

Co₂Fe_{0.4}Mn_{0.6}Si/MgO/Co₅₀Fe₅₀ トンネル接合における磁気抵抗効果の下地層材料依存性

○孫 銘嶺^{1,2}、窪田 崇秀^{2,3}、高橋 茂樹⁴、川戸 良昭⁴、園部 義明⁴、高梨 弘毅^{2,3}

(1 東北大学大学院工学研究科 2 東北大学金属材料研究所

3 東北大学スピントロニクス学術連携教育センター 4 サムスン日本研究所)

Buffer layer dependent magnetoresistance effect in Co₂Fe_{0.4}Mn_{0.6}Si/MgO/Co₅₀Fe₅₀ magnetic tunnel junctions

○Mingling Sun^{1,2}, Takahide Kubota^{2,3}, Shigeki Takahashi⁴, Yoshiaki Kawato⁴,

Yoshiaki Sonobe⁴ and Koki Takanashi^{2,3}

(1 Grad. School of Eng., Tohoku Univ., 2 IMR, Tohoku Univ.,

3 CSRN, Tohoku Univ. 4 Samsung R&D Institute Japan)

緒言

次世代不揮発性メモリの有力な候補として、スピン注入書込型の磁気ランダムアクセスメモリ (STT-MRAM) が注目を浴びている。特にギガビットクラスの記憶容量を実現するため、高いトンネル磁気抵抗 (TMR) 比を備えた垂直磁化型トンネル接合 (MTJs) が必須となる¹⁾。Co 基のフルホイスラー合金はスピン偏極率が 1 であるハーフメタル材料とされており、高 TMR 比実現に向けて有望な材料である。一方、その結晶構造は高対称な立方晶系であり結晶磁気異方性が小さいことから、垂直磁化ホイスラー合金実現のためには極薄膜の作製と界面磁気異方性の付与が不可欠である。我々のグループでは、Co₂Fe_{0.4}Mn_{0.6}Si (CFMS) フルホイスラー合金に着目し、垂直磁気異方性の下地層材料 (Pd, Ru 又は Cr) 系統的に調べてきた²⁾。垂直磁化膜作製のために極薄膜化した CFMS 膜に於いては、下地材料等の拡散の影響でスピン分極率が低下することが懸念される。そこで本研究では、CFMS/MgO/Co₅₀Fe₅₀ (CoFe) MTJs における TMR 比の熱処理温度及び CFMS 層膜厚依存性を異なる下地層を用いた試料について調査することを目的とした。

実験方法

超高真空多元マグネトロンスパッタ装置を用いて、MgO(100)単結晶基板上に“下地層”/CFMS (t_{CFMS})/MgO (2 nm)/CoFe (5 nm)/Ir₂₂Mn₇₈ (10 nm)/保護層、 $t_{\text{CFMS}} = 30 \text{ nm}, 10 \text{ nm}, 5 \text{ nm}, 3 \text{ nm}, 0.8 \text{ nm}$ とする積層試料を作製した。“下地層”は Pd, Ru 又は Cr とし、そのうち Pd 及び Ru 層は平坦性確保のために予め Cr 層を積層し、その上に成膜した。試料はフォトリソグラフィ、アルゴンイオンミリングとリフトオフ法で素子に微細加工した。素子加工後に真空中熱処理炉で 200°C から 500°C まで 50°C 刻みで熱処理を行った。TMR 効果の測定は室温で 4 端子プローバーを用いて行った。なお、測定時の印加磁場は全て面内方向である。

実験結果

$t_{\text{CFMS}} = 30 \text{ nm}$ 、熱処理温度 400°C の条件では、下地層材料に依らず全ての試料で約 120% の TMR 比が得られた。 $t_{\text{CFMS}} = 30 \text{ nm}$ における TMR 比が減少し始める熱処理温度について、Ru 及び Cr 下地層は 500°C であったのに対し、Pd 下地層では 450°C で TMR 比が減少し始めた。一方、 $t_{\text{CFMS}} = 5 \text{ nm}$ における熱処理温度依存性は、Ru 及び Cr 下地層を用いた試料は $t_{\text{CFMS}} = 30 \text{ nm}$ の場合と同様であったが、Pd 下地層の場合には熱処理温度に依らず TMR 比は 1% 以下となった。さらに、 $t_{\text{CFMS}} = 0.8 \text{ nm}$ の試料では、Cr 下地層を用いる試料のみ 250°C での熱処理で最大 22% の TMR 比を示す一方で、Pd 及び Ru 下地層を用いた試料は 5% 未満の TMR 比を示した。以上のような、TMR 比の熱処理並びに t_{CFMS} 依存性は下地材料により異なる相互拡散の度合いによるものと考えられる。

参考文献

- 1) H. Yoda *et al.*, *Curr. Appl. Phys.* **e10**, 387 (2010).
- 2) M. Sun *et al.*, *IEEE Trans. Magn.*, submitted.

ゲルマニウム中の電子スピン伝導とスピン緩和

藤田裕一¹, 山田道洋¹, 塚原誠人¹, 山田晋也^{1,2}, 澤野憲太郎³, 浜屋宏平^{1,2}
 (¹阪大基礎工,²阪大基礎工スピントロニクスセンター,³東京都市大総研)

Spin transport and relaxation in *n*-Ge

Y. Fujita¹, M. Yamada¹, M. Tsukahara¹, S. Yamada^{1,2}, K. Sawano³, K. Hamaya^{1,2}

(¹Graduate School of Engineering Science, Osaka Univ., ²Center for Spintronics Research Network, Osaka Univ., ³Advanced Research Laboratories, Tokyo City Univ.)

【はじめに】

シリコン(Si) CMOS 技術における微細化の限界が訪れようとする中、トランジスタのチャンネル材料をゲルマニウム(Ge)へ置き換えようとする潮流がある[1]. これまで我々は Ge-CMOS の到来に整合するスピントロニクス技術の開発を行ってきた[2]. 本研究では、Ge へのスピン注入技術とスピン伝導の観測から、Ge 中で生じる電子スピンの緩和現象までを議論する[3-5].

【実験手法】

MBE 法を用いて Si 基板上に作製した Ge 層($n \sim 10^{18} \text{cm}^{-3}$)上にリン(P)のデルタドーピング層を介して $\text{Co}_2\text{FeAl}_{0.5}\text{Si}_{0.5}$ (CFAS) 薄膜を作製し、Fig.1(a)にあるような横型スピンバルブ素子へと微細加工した. スピン伝導測定には非局所 4 端子測定[直流電流(-1 mA)]を用いた.

【実験結果】

Fig.1(b)には代表的な非局所 Hanle 効果の測定結果を示す. CFAS の磁化配置(平行・反平行)に対応した明瞭な信号が観測されている. この測定を様々な温度で行い、次元拡散モデルで解析した結果得られたスピン寿命(τ)の温度依存性を Fig.1(c)に示す. 100 K 付近から温度依存性を示す特徴的な挙動を示したが、この挙動は最近提案された不純物誘起の谷間散乱[3,4,6]とフォノン誘起の谷間散乱[7]をベースとしたシンプルな理論で説明できることが明らかとなった[5]. 残念ながら Hanle 効果は 250 K までしか観測されなかったが、今回の結果で Ge 中の電子スピンの緩和機構が解明されたため、今後、室温付近でスピン信号を得るための鍵となる技術開発への指針がたったと言える.

本研究は、科研費基盤研究(A)(16H02333)・新学術領域研究ナノスピン変換(No. 26103003)の補助を受けた.

参考文献

- 1) H. Wu et al., 2014 International Electron Devices Meeting (IEDM).
- 2) K. Hamaya et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 137204 (2009); K. Kasahara et al., Appl. Phys. Express **7**, 033002 (2014).
- 3) Y. Fujita et al., Phys. Rev. B **94**, 245302 (2016).
- 4) M. Yamada et al., Phys. Rev. B **95**, 161304(R) (2017).
- 5) Y. Fujita et al., Phys. Rev. Applied (in press).
- 6) Y. Song et al., Phys. Rev. Lett. **113**, 167201 (2014).
- 7) P. Li et al., Phys. Rev. B **86**, 085202 (2012).

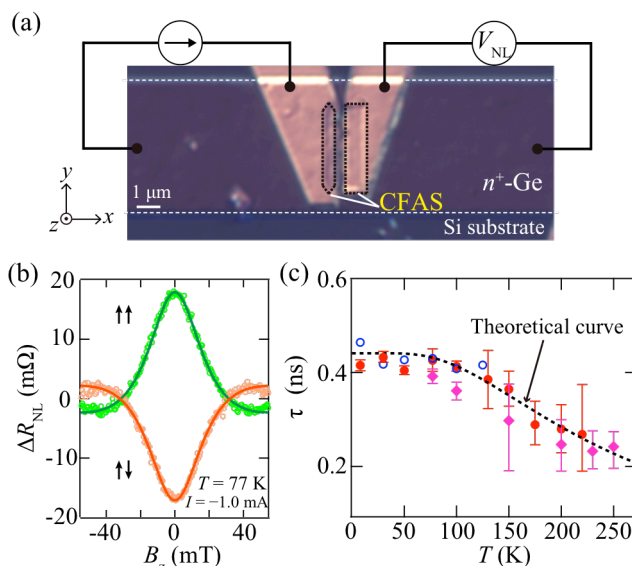


Fig.1. (a) Optical micrograph of a fabricated lateral spin valve. (b) Nonlocal (NL) Hanle effect curves at 77 K. (c) Temperature dependence of the spin lifetime in Ge.

Ag/InZnO/Zn スペーサー層をもつ CPP-GMR スピンバルブの微細構造と磁気抵抗特性

中谷友也、佐々木泰祐、李松田、桜庭裕弥、古林孝夫、宝野和博
(物質・材料研究機構)

Microstructure and magneto-resistive properties of CPP-GMR spin-valves with Ag/InZnO/Zn spacer
Tomoya Nakatani, Taisuke Sasaki, Songtian Li, Yuya Sakuraba, Takao Furubayashi, and Kazuhiro Hono
(National Institute for Materials Science)

はじめに

電流面直巨大磁気抵抗 (CPP-GMR) はトンネル磁気抵抗に比べ、面積抵抗 (RA) が 1 桁以上小さく、ハードディスクドライブの再生ヘッドセンサーへの応用が期待される。CPP-GMR 出力の増大のために、高スピン分極なホイスラー合金を強磁性層に用いるほか、スペーサー層に Ag/InZnO (IZO)/Zn の積層構造を用いることが有効であることが報告されている。[1] しかしながら、スペーサー層を構成する各層の役割はよくわかっていない。本研究では、Ag/IZO/Zn スペーサー層を用いた CPP-GMR 積層膜および素子について、微細構造と磁気抵抗特性の関係について調査した。

実験方法

スパッタリングにより、Cu 電極上に Ta/Ru(2)/IrMn(6)/CoFe(2.8)/Ru(0.8)/CoFe(0.6)/CoFeBTa(0.8)/CMFG(2.5)/CoFe(0.4)/Ag(0.2 or 0.4)/IZO(1.6)/Zn(0.8)/CoFe(0.4)/CMFG(4)/CoFe(1)/Ru(8) (膜厚は nm) の多結晶スピンバルブ構造を作製し、磁場中で 280 °C、3 時間のアニールを行った。CMFG は $\text{Co}_2(\text{Mn}_{0.6}\text{Fe}_{0.4})\text{Ge}$ ホイスラー合金である。直径 100 nm および 200 nm の円形素子に微細加工し、室温での磁気抵抗特性を 4 端子法により測定した。スピンバルブ薄膜の微細構造を走査透過電子顕微鏡 (STEM) およびエネルギー分散型 X 線分光 (EDS) によって解析した。

結果

図 1 に CPP-GMR 素子の面積抵抗 (RA) と磁気抵抗比 ($\Delta R/R$) を示す。比較として、 $\text{Ag}_{90}\text{Sn}_{10}$ (4 nm) スペーサー層の CPP-GMR 素子では $RA \sim 65 \text{ m}\Omega \mu\text{m}^2$, $\Delta R/R = 9\%$ であった。一方、Ag/IZO/Zn スペーサー層を用いることで、 RA を 70–120 $\text{m}\Omega \mu\text{m}^2$, $\Delta R/R$ を 15% 以上に増大することができる。Ag 挿入層が厚いほど RA が小さくなる傾向がある。積層膜構造と成膜プロセスを改善することで、 $\Delta R/R$ を 30% まで増大させることができた (図 1(b), (c))。これは、 RA と $\Delta R/R$ の点では 2 Tbit/in² の磁気記録密度に対応する再生ヘッドセンサーの要求性能を満足している。[2]

図 2(a)-(c)に、EDS による In, Zn, Ag の分布を示す。In と Zn は同一の位置に存在していることから IZO 上に別に成膜された Zn は IZO 中に拡散し、一体の IZO を形成すると考えられる。一方、Ag は IZO スペーサー中に不均一に分布している (図 2(c))。今回の STEM による解析では、Ag は fcc-Ag として IZO マトリックス中に析出しているのか、それとも IZO 中に固溶しているのかは結論できないものの、面直電流は Ag 濃度の高い部分を選択的に流れることが予想される。すなわち、Current-confined-path 的な不均一な電流分布が、 RA と $\Delta R/R$ の増大の起源であると考えられる。

参考文献 [1] Nakatani et al. APEX 8, 093003 (2015). [2] Takagishi et al. IEEE Trans. Magn. 46, 2086 (2010).

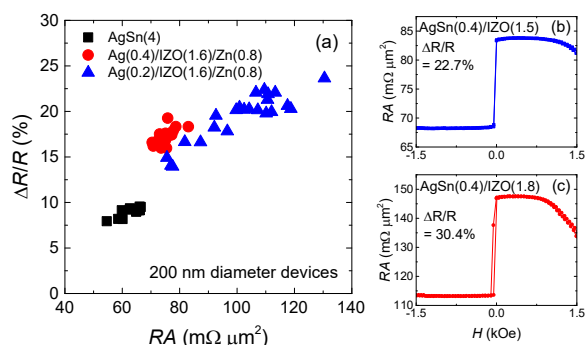


図 1 (a) Ag/IZO/Zn スペーサー素子の RA と $\Delta R/R$ の分布。(b), (c) 膜構造と成膜プロセスの改善後の MR 曲線。スペーサー層は $\text{Ag}_{90}\text{Sn}_{10}/\text{IZO}$ 。

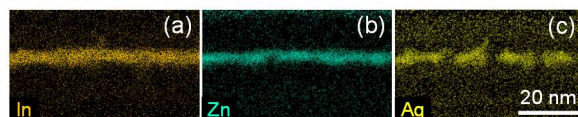


図 2 Ag(0.4)/IZO(1.6)/Zn(0.8) スペーサー層の CPP-GMR 素子 ($RA = 70 \text{ m}\Omega \mu\text{m}^2$, $\Delta R/R = 17\%$) における In, Zn, Ag の分布。

Co₂MnSi を用いた電流面直型スピバルブ素子の磁気抵抗特性に及ぼす Co₂MnSi 薄膜の Mn 組成の影響

犬伏和海¹, 井上将希², Hu Bing², Moges Kidist², 中田勝之¹, 山本眞史², 植村哲也²
(¹TDK 株式会社, ²北海道大学)

Influence of Mn composition in Co₂MnSi films on magnetoresistance characteristics of Co₂MnSi-based current-perpendicular-to-plane spin valves

K. Inubushi¹, M. Inoue², Bing Hu², Kidist Moges², K. Nakada¹, M. Yamamoto², and T. Uemura²
(¹TDK Corporation, ²Hokkaido University)

1. はじめに

スピントロニクスデバイスに必須のスピ源として、ハーフメタル系の Co 基ホイスラー合金薄膜が注目されており、磁気トンネル接合 (MTJ)¹⁻⁴, 電流面直型スピバルブ (CPP-GMR) 素子^{5,6}, スピン注入素子^{7,8} などに応用され、広く研究されている。最近、著者の何人かは Co₂MnSi (CMS), Co₂(Mn, Fe)Si (CMFS) 及び Co₂MnGe ホイスラー合金薄膜において、ハーフメタル特性を低下させる Co_{Mn} アンチサイトが、Mn を化学量論組成よりも過剰に添加することで抑制されることを実証した¹⁻⁴。本研究の目的は、CMS を用いた CPP-GMR 素子の磁気抵抗 (MR) 特性に対する非化学量論組成の影響を明らかにすることである。

2. 実験方法

CMS 電極と Ag スペーサを用いた交換バイアス型の CPP-GMR 素子において、CMS 電極における Mn 組成を系統的に変化させ、その MR 特性を調べた。CPP-GMR 層構造は、各層を超高真空チャンバー中で連続的に成膜することにより作製した。作製した層構造は MgO(001) 単結晶基板側から、MgO buffer (10 nm)/Co₅₀Fe₅₀ (CoFe) seed (10)/Ag buffer (100)/CoFe buffer (10)/CMS lower electrode (3)/CoFe (1.1)/Ag spacer (5)/CoFe (1.1)/CMS upper electrode (3)/CoFe (1.1)/IrMn (10)/Ru cap (5) である。なお、MR 比の向上を図るため、Ag spacer と上下 CMS 電極との間の両界面に厚さ 1.1 nm の極薄 CoFe 層を挿入した。CMS 電極は CMS ターゲット及び Mn ターゲットを用いた同時スパッタ法により堆積し、その薄膜組成を Co₂Mn_αSi_{0.82} と表記した時に α = 0.62 から α = 1.45 まで変化させた。また、CMS 薄膜の結晶性向上のため、上部 CMS 電極を室温にて堆積後、in-situ で 550°C のアニールを行った。上記の層構造に対して、EB リソグラフィ、Ar イオンミリングにより微細加工を行い、CPP-GMR 素子を作製した。素子の MR 特性を室温において直流 4 端子法により測定した。MR 比は (R_{AP} - R_P) / (R_P - R_C) により定義した。ここに R_{AP(P)} は磁化反平行 (平行) 時の抵抗、R_C は接合面積に依存しない寄生抵抗成分である。

3. 結果および考察

図 1 に作製した CMS/CoFe/Ag/CoFe/CMS CPP-GMR 素子の室温での MR 比の Co₂Mn_αSi_{0.82} 電極における Mn 組成 α に対する依存性を示す。α の増加に伴い、MR 特性が Mn-deficient な α = 0.62 に対する 11.1% から Mn-rich の α = 1.45 に対する 20.4% まで系統的に増加する事がわかった。この結果は、CMS あるいは CMFS を用いた MTJ に対する結果¹⁻⁴ と同様であり、Mn-deficient な組成から Mn-rich の組成に変化させると共に、系統的に、Co_{Mn} アンチサイトが低減することによって説明できる。以上、本研究の結果は、CMS の組成を Mn リッチにするアプローチが、CPP-GMR 素子における CMS スピ源のハーフメタル性の向上に、MTJ の場合と同様に非常に有効であることを示している。

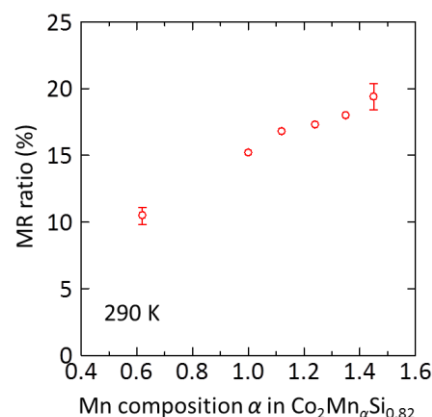


Fig. 1. MR ratios at 290 K for CMS/CoFe/Ag/CoFe/CMS CPP-GMR devices as a function of Mn composition α in Co₂Mn_αSi_{0.82} electrodes.

- 1) H.-x. Liu et al., Appl. Phys. Lett. **101**, 132418 (2012).
- 2) H.-x. Liu et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **48**, 164001 (2015).
- 3) G.-f. Li et al., Phys. Rev. B **81**, 134432 (2014).
- 4) K. Moges et al., Phys. Rev. B **93**, 134403 (2016).
- 5) J. W. Jung et al., Appl. Phys. Lett. **108**, 102408 (2016).
- 6) S. Li et al., Appl. Phys. Lett. **108**, 122404 (2016).
- 7) Y. Ebina et al., Appl. Phys. Lett. **104**, 172405 (2014).
- 8) T. Uemura et al., Phys. Rev. B **91**, 140410 (R) (2015).

Co₂Fe_{0.4}Mn_{0.6}Si/L₁₂型 Ag₃Mg/Co₂Fe_{0.4}Mn_{0.6}Si 素子における 膜面垂直通電型巨大磁気抵抗効果の強磁性層膜厚依存性

窪田 崇秀^{1,2}、伊奈 幸佑¹、温 振超^{1,2}、高梨 弘毅^{1,2}

(¹ 東北大 金研, ² 東北大 スピントロニクス学術連携研究教育センター)

Ferromagnetic layer thickness dependence of current perpendicular-to-plane giant magnetoresistance effect
in Co₂Fe_{0.4}Mn_{0.6}Si/L₁₂-type Ag₃Mg/Co₂Fe_{0.4}Mn_{0.6}Si devices

Takahide Kubota^{1,2}, Yusuke Ina¹, Zhenchao Wen^{1,2}, Koki Takanashi^{1,2}

(¹ IMR, Tohoku Univ., ² CSRN, Tohoku Univ.)

はじめに

膜面垂直通電型の巨大磁気抵抗素子 (CPP-GMR 素子) は、面積抵抗積 (RA 値) 0.01 – 0.1 Ωμm² 程度の低抵抗領域において比較的大きな磁気抵抗変化率 (MR 比) が得られることから、次世代のハードディスクドライブ用の読み取りヘッドへの応用が期待されている¹⁾。我々のグループは、これまでに高スピン分極材料である Co₂Fe_{0.4}Mn_{0.6}Si (CFMS) ホイスラー合金を磁性層とし、非磁性中間層に L₁₂ 型の Ag₃Mg 合金を用いることで高出力化が可能であることを示してきた^{2,3)}。Ag₃Mg 中間層を用いた素子は、それまで典型的に用いられていた Ag 中間層と比較して特に面積抵抗変化 (ΔRA) が大きいことが確認されているが³⁾、その起源についての議論はこれまで十分には行われていない。そこで本研究では CFMS/Ag₃Mg/CFMS CPP-GMR 素子における ΔRA の CFMS 層膜厚依存性に Valet-Fert のモデル⁴⁾ を適用することで、バルク並びに界面のスピン非対称係数 (β, γ) を算出することを目的とした。

実験方法

超高真空マグネトロンスパッタ装置を用い、MgO (100) 単結晶基板/Cr (20 nm)/Ag (40 nm)/CFMS (*t*_{CFMS} nm)/Ag 又は Ag₃Mg (5 nm)/CFMS (*t*_{CFMS} nm)/Ag (2 nm)/Au (5 nm) の積層膜を作製した。CFMS 層膜厚 (*t*_{CFMS}) は 3, 4, 5, 7, 9, 12 nm とした。各層は室温で成膜し、Cr と上部の CFMS 層成膜後に超高真空中で、それぞれ 650°C、500°C で熱処理を行った。試料は電子線リソグラフィ法等を用いてサブミクロンオーダーの素子に加工した。GMR 効果の測定は室温において直流 4 端子法で行った。

実験結果

*t*_{CFMS} = 12 nm における MR 比 (寄生抵抗の寄与を差し引く前の値) は Ag 中間層の素子で 24%、Ag₃Mg 中間層の素子で 23% であった。いずれの中間層の場合においても *t*_{CFMS} の減少に伴い MR 比は増大し、MR 比は Ag、Ag₃Mg それぞれの場合で 43%、49% まで増大した。ΔRA の *t*_{CFMS} 依存性から β, γ を算出した結果、β は Ag 中間層素子で 0.63 程度、Ag₃Mg 中間層の素子で 0.78 程度の値が得られた。γ の値については、CFMS 層と中間層との界面における、界面抵抗値の不確定性のために値の確定には至っていないものの、いずれの素子においても 0.7 以上となると考えられる。Ag 中間層の素子と比較して Ag₃Mg 中間層の素子で高い β が得られた要因は、中間層/CFMS 層界面が改善されたことによって CFMS 層の規則性が向上したためと考えられる。

謝辞

本研究の一部は日本学術振興会科学研究費補助金 (基盤研究 S、25220910)、情報ストレージ研究推進機構 (ASRC) の支援を受けた。

参考文献

- 1) M. Takagishi *et al.*, IEEE Trans. Magn. **38**, 2277 (2010).
- 2) H. Narisawa *et al.*, Appl. Phys. Express **8**, 063008 (2015).
- 3) T. Kubota *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **50**, 014004 (2017).
- 4) T. Valet and A. Fert, Phys. Rev. B **48**, 7099 (1993).

エピタキシャル CoFe/Ge/Fe₃Si 縦型構造の低温成長とその磁気特性

酒井宗一郎¹, 河野慎¹, 井川昌彦¹, 沖宗一郎^{1,2}, 佐藤浩³, 山田晋也^{1,2}, 浜屋宏平^{1,2}
 (¹阪大基礎工,²阪大基礎工スピントロニクスセンター,³東京エレクトロン(株))

Low-temperature growth and magnetic properties of all-epitaxial CoFe/Ge/Fe₃Si vertical structures

S. Sakai¹, M. Kawano¹, M. Ikawa¹, S. Oki^{1,2}, H. Sato³, S. Yamada^{1,2}, and K. Hamaya^{1,2}

(¹Graduate School of Engineering Science, Osaka Univ., ²Center for Spintronics Research Network, Osaka Univ., ³Tokyo Electron Ltd.)

【はじめに】

我々は、分子線エピタキシー(MBE)法を用いて、エピタキシャル Fe₃Si/Ge/Fe₃Si 縦型構造を形成することに成功している[1]. しかし、Ge 層成長時の基板温度制御の難しさから[2], Ge 層から上部 Fe₃Si 層への Ge 原子の拡散を防げず、Fe₃Si 層の磁気特性が劣化してしまうことがわかっている. 本研究では、Ge 層成長初期に固相エピタキシー(SPE)層を挿入することで、Ge 中間層の平坦性の向上と成長温度の低減を実現し、良好な磁気特性を有する縦型構造の低温エピタキシャル成長を検討する[3,4].

【実験方法】

MBE 法を用いて Si(111)基板上に Fe₃Si 層(25 nm)を成長した後、最表面を Si 面終端し[2], その直上に非晶質 Ge 層(3 nm)を室温堆積して、1 時間のアニール処理($T_a = 150, 175, 200$ °C)を施した(SPE-Ge). その後、温度 T_a のままで SPE-Ge 層上に Ge 層(17 nm)を MBE 成長した(MBE-Ge). 最後に、温度 T_a を室温まで下げた後、CoFe 層(10 nm)を MBE 成長し、CoFe/Ge/Fe₃Si 縦型構造とした[3,4].

【実験結果】

Fig.1 に $T_a = 175$ °C で作製した縦型構造の断面 TEM 像を示す. 中間 Ge 層中には積層欠陥が存在しているが、Fe₃Si 層上で一様に成長しており、SPE-Ge/MBE-Ge 層の作製に成功している. つまり、200 °C 以下という低温でエピタキシャル強磁性/Ge/強磁性縦型構造を作製することに成功した.

Fig. 2 に 300 K で測定した磁化曲線(赤実線)を示す. 二段のヒステリシス曲線が観測され、CoFe, Fe₃Si が Ge を介して磁氣的に分断していることが示唆される. また、二つの反転磁場はそれぞれ基板上に作製した CoFe, Fe₃Si 薄膜の保磁力とよく一致していることから、磁氣的にも良好な三層構造であることが示唆された. 講演では、Ge 中間層の膜厚や成長条件が磁性に与える影響についても述べる.

本研究は、科研費基盤研究(A)(16H02333)・新学術領域研究ナノスピン変換科学(26103003)の補助を受けた.

参考文献

- 1) K. Hamaya *et al.*, Mater. Trans., **57**, 760, (2016)
- 2) S. Yamada *et al.*, Cryst. Growth Des., **12**, 4703 (2012).
- 3) M. Ikawa *et al.*, J. Cryst. Growth, **468**, 676-679 (2017).
- 4) S. Sakai *et al.*, Semicond. Sci. Technol. (accepted).

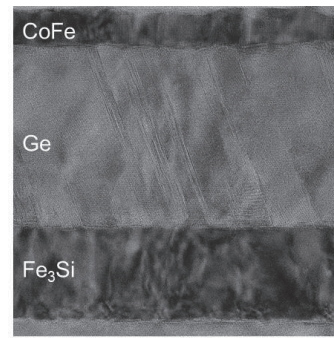


Fig.1 TEM image of all-epitaxial CoFe/Ge/Fe₃Si on Si(111).

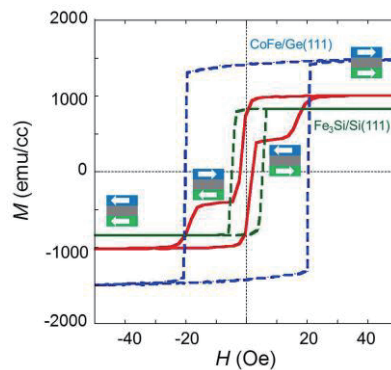


Fig. 2 M - H curves at 300 K for a CoFe/Ge/Fe₃Si trilayer (red line), a CoFe layer on Ge(111) (blue line), and an Fe₃Si layer on Si(111) (green line).

エピタキシャル CoFe/Ge/Fe₃Si 縦型構造におけるスピン伝導の観測

井川昌彦¹, 河野慎¹, 酒井宗一郎¹, 沖宗一郎^{1,2}, 佐藤浩³, 山田晋也^{1,2}, 浜屋宏平^{1,2}
 (¹阪大基礎工,²阪大基礎工スピントロニクスセンター,³東京エレクトロン(株))

Spin transport in all-epitaxial CoFe/Ge/Fe₃Si vertical structures

M. Ikawa¹, M. Kawano¹, S. Sakai¹, S. Oki^{1,2}, H. Sato³, S. Yamada^{1,2}, and K. Hamaya^{1,2}

(¹Graduate School of Engineering Science, Osaka Univ., ²Center for Spintronics Research Network, Osaka Univ., ³Tokyo Electron Ltd.)

【はじめに】

半導体スピン素子は不揮発メモリ機能を有する次世代半導体デバイスとして期待されている。我々はこれまで、縦型 Ge チャネルスピン MOSFET の可能性を追求し、強磁性体/Ge/強磁性体縦型構造の結晶成長技術を開発してきた¹⁻³。本研究では、最近開発した Ge の低温結晶成長技術³)を用いて作製したエピタキシャル CoFe/Ge/Fe₃Si 縦型構造において、明瞭なスピン伝導の観測に成功したので報告する。

【実験方法】

MBE 装置を用いて、高抵抗 Si(111) 基板の上に CoFe/Ge/Fe₃Si 縦型構造をエピタキシャル成長した³。電子線リソグラフィや Ar イオンミリング等を用いて Fig. 1 に示すようなピラー型の縦型スピンバルブ素子とした⁴。

【実験結果】

縦型伝導素子の電気抵抗を測定したところ、低温側で増加する傾向を示し、中間層に非縮退系半導体品質の Ge 層が形成されていることが確認された。20 K における電流電圧特性は、トンネル伝導を示唆する非線形曲線を示した。Fig. 2 に 10 K で測定した電圧変化(ΔV_S)の磁場依存性を示す。上下の強磁性電極の磁化配置(平行・反平行)に対応した明瞭な矩形のヒステリシス信号が観測されている。マイナーループ測定(紫線)も観測され、反平行配置が安定に形成されていることが確認されている。この結果は、CoFe/Ge/Fe₃Si 縦型構造におけるスピン伝導の観測に成功したことを意味している。講演では、 ΔV_S の温度依存性、バイアス依存性などについても議論する。

本研究は、科研費基盤研究(A)(16H02333)・新学術領域研究ナノスピン変換科学(26103003)の補助を受けた。

参考文献

- 1) M. Kawano *et al.*, J. Appl. Phys. **119**, 045302 (2016).
- 2) K. Hamaya *et al.*, Mater. Trans. **57**, 760 (2016).
- 3) S. Sakai *et al.*, Semicond. Sci. Technol. (accepted).
- 4) M. Kawano *et al.*, (submitted).

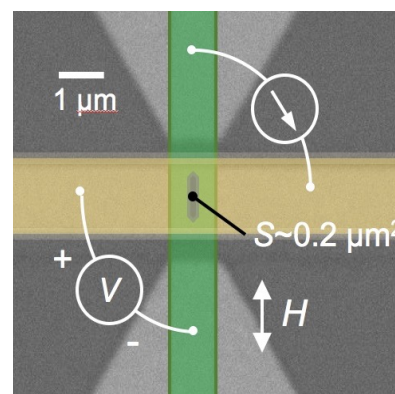


Fig. 1 Scanning electron micrograph of CoFe/Ge/Fe₃Si spin valves.

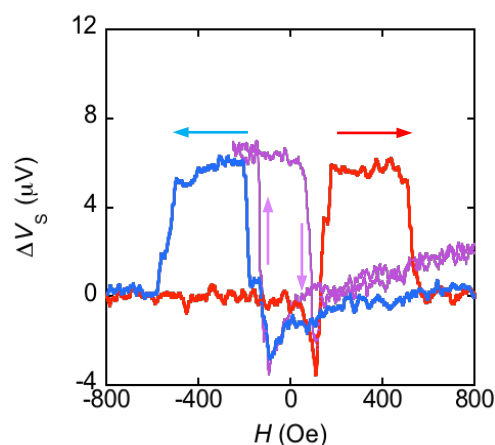


Fig. 2 Spin accumulation output voltage (ΔV_S) as a function of external magnetic field (H) at 20 K with an I_{DC} of 0.5 mA.

アモルファス GdFeCo 膜におけるスピン軌道トルク

川上圭祐, 大島大輝, 加藤剛志, 岩田聡
(名古屋大学)

Spin orbit torques in amorphous GdFeCo films

K. Kawakami, D. Oshima, T. Kato, S. Iwata
(Nagoya Univ)

はじめに

Gbit を超える MRAM 開発およびその低消費電力化において、磁性薄膜の高効率な磁化反転手法の開発が求められている。スピンホール効果による純スピン流を利用した磁化反転は、スピントランスファートルク磁化反転に比べて低消費電力化の可能性があり、また書き込みマージンの確保が容易であるなどの利点があると指摘されている¹⁾。GdFeCo は、Gd と遷移金属の磁気モーメントが反平行に結合したフェリ磁性体であり、組成により磁気特性を制御することが可能な材料であるが、本研究では、組成の異なる GdFeCo 膜に隣接 Ta 層で生じたスピン流によるスピン軌道トルクについて調べたので報告する。

実験方法

超高真空マグネトロンスパッタ装置により、熱酸化膜付き Si 基板上に Ta (20 nm) / Gd_x(Fe₉₀Co₁₀)_{100-x} (5 nm) / SiN (3 nm) を成膜した。素子の加工には、電子ビームリソグラフィと Ar⁺イオンエッチングを用い、幅 1~8 μm のホールクロス構造を作製した。スピンホール磁化反転はパルス幅 10 μsec のパルス電流 I_{pulse} を通電後、読み出し電流 I_{read} で異常ホール (AHE) 電圧を測定することにより確認した。また、パルス電流と平行に磁界 H_{ext} を加えた。スピン軌道トルクは周波数 80 Hz の交流電流 J_c を流すことによる磁化の傾きの変化を、AHE の高調波電圧を検出することで見積もった。交流電流と平行および垂直方向に磁界 H_{ext} を加えることによって、ダンピングライクトルクおよびフィールドライクトルクによる磁界 H_{DL} , H_{FL} を得た。

実験結果

Fig. 1 は、Gd 組成 21, 23, 26 at.% の GdFeCo 膜におけるスピンホール磁化反転の臨界電流密度 J_{sw} の外部磁界 H_{ext} 依存性を示している。AHE の符号から、Gd26 at.% 以下は TM-rich, Gd28 at.% は RE-rich であることを確認した。 J_{sw} の H_{ext} 依存性は Gd₂₁(FeCo)₇₉ が最も大きく、正味磁化が大きいほど H_{ext} 依存性が大きくなる傾向が見られた。なお、 J_{sw} を $H_{\text{ext}} = 0$ Oe へ外挿した値は Gd 組成に大きく依存せず、10 MA/cm² 程度となった。Fig. 2 は Gd_x(FeCo)_{100-x} 膜の飽和磁化 M_s と $J_c = 2$ MA/cm² における H_{DL} , およびこれらから求められるスピンホール角 J_s / J_c の Gd 組成依存性を示している。 H_{DL} は GdFeCo の補償組成付近で大きくなるが、AHE と異なり、 H_{DL} の符号は TM-rich, RE-rich で変化がない。また、 J_s / J_c は全ての組成でおおよそ 0.1 程度となることが分かった。

参考文献

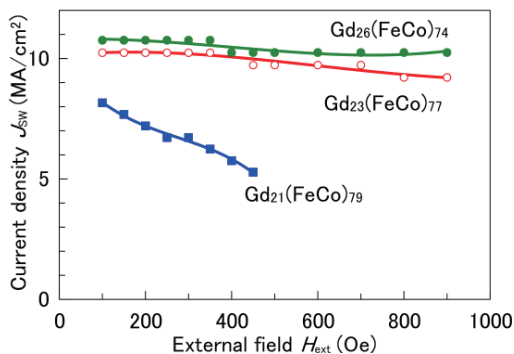
1) L. Liu *et al.*, Science, **336**, 555 (2012).

Fig. 1 External field H_{ext} dependence of switching current density J_{sw} of Gd_x(Fe₉₀Co₁₀)_{100-x}.

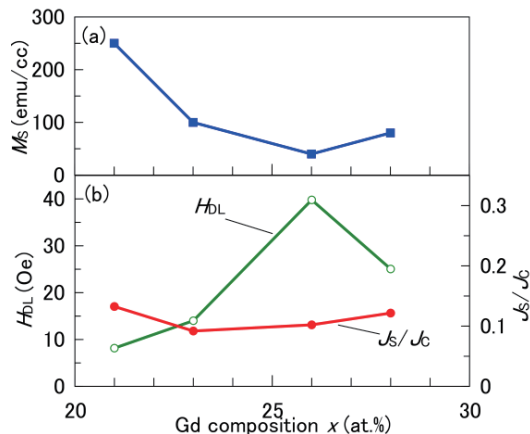


Fig. 2 Gd composition dependence of (a) net magnetization M_s , (b) damping-like field H_{DL} , and spin Hall angle J_s / J_c in Gd_x(Fe₉₀Co₁₀)_{100-x}.

Gd_x-Fe_{1-x} 合金磁性細線における電流誘起磁壁移動特性の組成依存性

海老澤 遼¹, 青島 賢一², 加藤 大典², 船橋 信彦², 久我 淳², 秋山 泰伸¹, 町田 賢司²
(東海大工¹, NHK 技研²)

Current induced domain wall movement of magnetic wires with various composition of Gd_x-Fe_{1-x} alloy

Ryo Ebisawa¹, Kenichi Aoshima², Daisuke Kato², Nobuhiko Funabashi²,

Kiyoshi Kuga², Yasunobu Akiyama¹, Kenji Machida²

(Tokai University,¹ NHK STRL.²)

はじめに

広視域ホログラフィ表示用ディスプレイとして、高精細化を目指した磁気光学(MO)空間光変調器(SLM)の研究を行っている¹⁾。画素の高精細化に伴う画素選択トランジスタサイズ縮小による駆動電流低下のため、磁化反転に要する電流の低減が必須となっている²⁾。近年、アモルファス希土類遷移金属(RE-TM)合金を用いた磁性細線において、低電流での磁壁移動が報告されている³⁾。我々は電流誘起磁壁移動を用いた MOSLM 実現を目指し、RE-TM 合金である Gd_x-Fe_{1-x} に着目し、様々な組成の Gd-Fe 磁性細線素子を作製してきた。これまでに外部磁界での磁化反転特性、初期磁区形成方法および基本的な電流誘起磁壁移動特性について報告をした。今回、パルス幅や組成を変えたときの電流誘起磁壁移動特性について調べたので報告する。

実験方法

作製した磁性細線は Gd_x-Fe_{1-x} 磁性細線(幅:500nm、厚:15nm、x=0.204, 0.230, 0.244)、電極、初期磁区形成用ハード膜(0.5μm×3.0μm)からなる構成とし、ハード膜は細線下に埋め込む構造とした。これら素子はスパッタによる製膜、電子線描画、イオンミリング、リフトオフを用いて作製した。マイクロ Kerr 測定装置(λ:408nm)を用いて磁性細線の磁化反転特性を評価した。電流誘起磁壁移動実験では、外部磁界 8kOe を印加しハード膜と磁性細線の磁化方向を上向きに揃え初期化、磁界をゼロとして、(Gd_{0.244}-Fe_{0.756} では初期磁区をつくるための逆向きに電流注入)、パルス幅 50ns, 1μs の電流を注入した。その後、MO 顕微鏡で磁壁の移動を観察し電流注入前後の MO 差分像から移動速度を算出(5回の平均)した。各々の測定を5回繰り返し移動速度の平均および標準偏差(エラーバー)を求めた。

実験結果

Fig. 1 に磁性細線部の磁化反転特性をマイクロ Kerr にて測定した結果を示す。これまでの研究で報告したように、どのヒステリシスループもプラス磁界の反転磁界は大きく、マイナス磁界の反転磁界は小さいという非対称なループであった。プラス磁界側の反転は、一斉磁化反転、マイナス磁界での反転は磁壁移動による反転と、反転モードが異なるため非対称なループが得られたのだと考えられる。Gd が多い組成ほど、プラス側の反転磁界が大きかったが、マイナス磁界の反転磁界は組成依存性が見られなかった。また、Fig. 2 に電流誘起磁壁移動特性を示す。どちらのパルス幅でも Gd が多い組成ほど、閾電流密度が低く、電流密度を大きくすると磁壁移動速度は大きくなった。1μs では 21.3MA/cm²、50ns では 28.0MA/cm² 以上の電流密度では、マルチドメインになった。また、1μs のパルス幅では、50ns のパルス幅よりも低電流密度で磁壁が動くことを確認できた。Gd_{0.244}-Fe_{0.756} の閾電流密度(J_c)は、1μs では 13.3MA/cm²、50ns では 16.0 MA/cm² であった。これはパルス幅が大きい程発熱が大きく、低電流で動いたためと考えている。反転磁界が大きい Gd が多い組成では J_c は小さく、移動速度は速かった。Gd_{0.25}Fe_{0.75} が本材料の補償組成であり、この補償組成に近い Gd_{0.244}-Fe_{0.756} においては、飽和磁化(M_s)が下がったため、閾電流密度が下がった⁴⁾のだと考えられる。

参考文献

- 1) K. Aoshima, et. al, *J. Display Technol.*, vol. 11, no. 2, pp. 129-135, (2015)
- 2) K. Aoshima, et. al, *J. Display Technol.*, vol. 12, no. 2, pp.1212-1217, (2016)
- 3) H. Awano, *J. Magn. Mater.*, vol. 383, pp.50-55 (2015)
- 4) S-W. Jung, et. al, *Appl. Phys. Lett.*, 92, 202508 (2008)

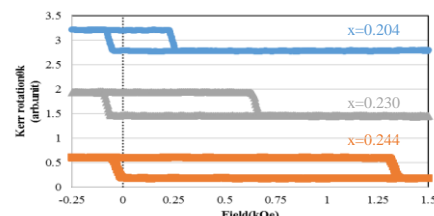


Fig.1 Kerr loop of Gd_x-Fe_{1-x} magnetic wire

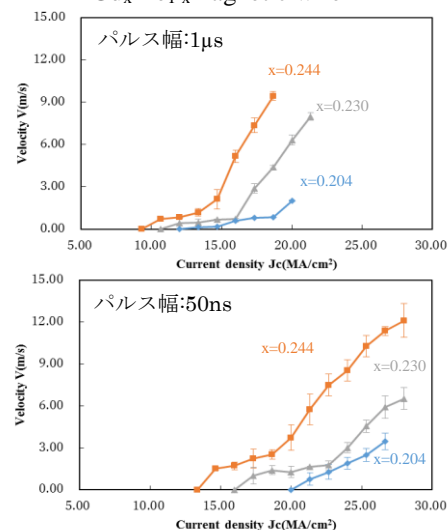


Fig. 2 Domain wall velocity

低キュリー温度 Co/Pd 系多層膜を用いたスピン注入磁化反転

木村匠, 董夏茵, 大島大輝, 加藤剛志, 園部義明*, 川戸良昭*, 岩田聡
(名大, *サムスン日本研究所)

Spin transfer torque magnetization switching of Co/Pd based multilayers with low Curie temperature

T. Kimura, X. Dong, D. Oshima, T. Kato, Y. Sonobe*, Y. Kawato*, S. Iwata
(Nagoya Univ., *Samsung R&D Institute Japan)

1. はじめに

スピン注入磁化反転は、大容量 MRAM を実現する技術として開発が進められているが、10 Gbit を超える容量の実現には、高い熱安定性と低い臨界電流を両立させる高効率な磁化反転手法の開発が求められる。我々は高効率な磁化反転を実現するメモリ層として、低いキュリー温度 (低 T_C) と高い垂直磁気異方性 (高 K_u) を有する層と高 T_C , 低 K_u の層を交換結合させた積層型メモリ層に注目した¹⁾。低 T_C 層として CoPd/Pd 多層膜, 高 T_C 層として Co/Pd 多層膜を用いた積層膜の磁化反転を検討し, 低 T_C 層の磁化反転が, 高 T_C 層の磁化方向との交換結合により制御できることを示してきた^{2),3)}。今回は T_C を制御可能な Co/Pd 系多層膜へのスピン注入磁化反転を検討した。

2. 実験方法

熱酸化膜付 Si 基板上にマグネトロンスパッタ法により, Si sub./Ta (10)/Cu₇₀Ta₃₀ (150)/Pt (5)/[Pt (1.0)/Co (0.6)]₆/Cu (2.5)/[Co (0.3)/Pd (1.2)]₃/Cu (5)/Ta (2) (膜厚の単位は nm) を作製した。素子の微細加工には, フォトリソグラフィ, ECR プラズマ Ar イオンエッチング, および電子ビームリソグラフィを用い, 直径 200 nm ϕ の接合を有する CPP-GMR 素子を作製した。磁気抵抗特性は直流 4 端子法により評価し, スピン注入磁化反転はパルス幅 10 μ sec~10 msec のパルス電流を印加後, 1 mA の読み出し電流で接合抵抗を測定することで評価した。未加工膜の磁気特性は, 交番磁界勾配型磁力計 (AGM) により測定した。

3. 実験結果

Fig.1 (a) は Co/Pd をメモリ層とする CPP-GMR 素子の MR 曲線を, Fig.1 (b) は外部磁界 $H_{\text{ext}} = -3$ kOe を印加してスピン注入磁化反転を確認した I - R 曲線を示している。図(a)から, Co/Pt リファレンス層の保磁力が 3.5 kOe, Co/Pd メモリ層の保磁力が 5 kOe であることが分かった。接合の MR 比は約 0.2% であった。Fig. 1 (b)は, 外部磁界-7 kOe を印加して平行状態にし, 次に 3.5 kOe を印加して反平行状態にした後, 外部磁界を-3 kOe 印加してスピン注入磁化反転を観察した結果である。パルス電流のパルス幅は 10 μ sec である。 I - R 曲線より, $I = 18$ mA で反平行 (AP) から平行 (P) へ, また, $I = -20$ mA で P から AP へ磁化反転が起きていることがわかる。これから見積もられる反転電流密度はそれぞれ 6.0×10^7 A/cm², 6.7×10^7 A/cm² であった。反転電流密度の平均値のパルス幅依存性から Co/Pd 多層膜の熱安定性指数 Δ を見積もったところ, $\Delta = 70$ という値が得られた。これはスピン注入によりメモリ層が一斉反転する場合に期待される Δ に比べ非常に小さく, Co/Pd 内に反転核が生成し, 磁化反転が進行しているものと考えられる。

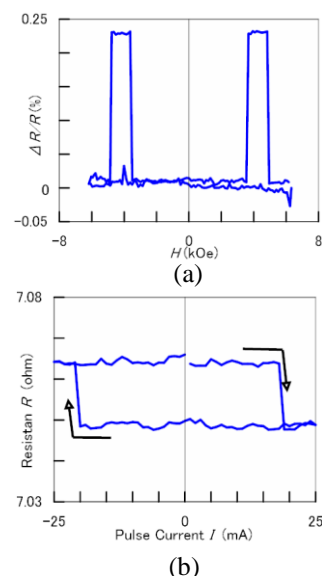


Fig. 1 (a) MR curve, and (b) I - R curve for the CPP-GMR junction with [Co/Pd]₃ memory layer. The I - R curve was taken at an external field of $H_{\text{ext}} = -3$ kOe.

- 1) Machida et al., DOI 10.1109/TMAG.2017.2711247, IEEE Trans. Magn. (2017).
- 2) 董ら, 第 40 回日本磁気学会学術講演会, 8pC-9 (2016).
- 3) X. Dong et al., 61st MMM conference, FT-03 (2016).

シミュレーションによるジャロシンスキー・守谷相互作用の測定法の検討

平野 安彦¹、山田 啓介²、仲谷 栄伸¹

¹電気通信大学 情報理工学研究所、²岐阜大学 工学部

Study on measurement method of Dzyaloshinskii-Moriya interaction by simulations

Yasuhiko Hirano¹, Keisuke Yamada², Yoshinobu Nakatani¹

¹Graduate school of Informatics and Engineering, University of Electro-Communications

²Faculty of Engineering, Gifu University

はじめに

近年、ジャロシンスキー・守谷相互作用(DMI)が働く強磁性体薄膜において、スカーミオンの生成[1]や特異な磁壁移動[2]などが観測されており、DMI が有効に作用する系での研究が注目されている。しかしながら、DMI の大きさを直接測る手法は、実験的に高度な測定方法を要する問題がある[3]。また他の DMI 値を測定する方法として、磁壁移動を用いる間接的な方法などがあるが、より簡易に DMI 値が測定できる方法が求められている。本研究では DMI 値を測定する方法として、垂直磁気異方性と DMI を持つ円盤状ディスクの反転磁界を用いる方法をマイクロマグネティックシミュレーションで検討した。

計算条件・手法

シミュレーションでは、CoFeB の材料定数を用いた：飽和磁化 1500 emu/cm^3 、交換スティフネス定数 $3.1 \mu \text{ erg/cm}$ 、磁気異方性定数 14 Merg/cm^3 、磁気回転比 $1.76 \times 10^7 \text{ rad/(s} \cdot \text{Oe)}$ 、損失定数 0.1 [4]。DMI 値は $0 \sim 3 \text{ erg/cm}^2$ の値とした。円盤状ディスク径は 50 nm 、膜厚 1 nm とした。磁界パルス幅 t_p は $0.1 \sim 3 \text{ ns}$ とした。シミュレーションでは、円盤状ディスクの初期磁化状態を面直上向きとし、面直下向きの外部磁界 (H^{EXT}) を t_p (s)間加え、磁化反転の有無を調べた。各条件に対し 1000 回の磁化反転シミュレーションを行い、反転確率を求めた。

結果

図 1 に $D = 0, 1, 2, 3 \text{ erg/cm}^2$, $t_p = 1 \text{ ns}$ の場合の、外部磁界による反転磁界の変化を示す。図より、DMI 値の増加と共に反転磁界が減少することがわかる。図 2(a)(b)に、 $D = 0, 1 \text{ erg/cm}^2$, $t_p = 0.1 \sim 3 \text{ ns}$ の場合の、規格化した磁界による反転確率の変化を示す。図より、パルス幅により反転磁界が変化することがわかる。また図 2(a),(b)の比較より、 $D = 0 \text{ erg/cm}^2$ では $t_p = 0.1 \sim 1.0 \text{ ns}$ での反転確率がほぼ一致するのに対し、 $D = 1 \text{ erg/cm}^2$ では $t_p = 0.1$ と 0.3 ns の反転確率が 0.1 以上の場合に限り一致するが、それ以上のパルス幅の結果は一致しないことがわかった。以上の結果より、パルス幅を変えて反転確率を求め、反転磁界を規格化した上で各パルス幅での重なりを調べることで DMI 値を測定できる可能性があることがわかった。

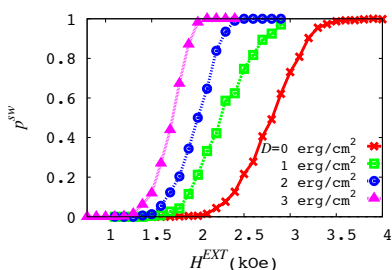


Fig 1. Effect of DMI and the magnetic field on the switching probability

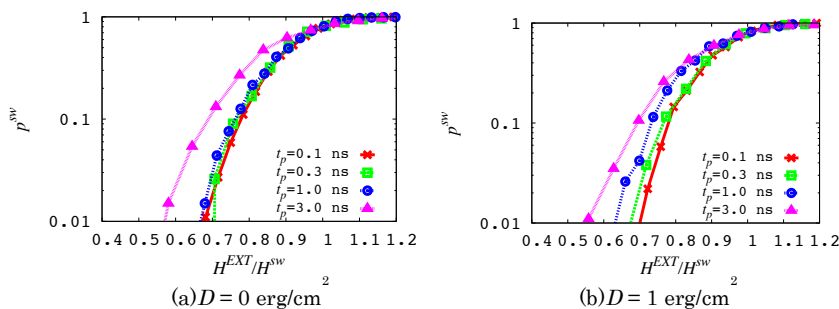


Fig 2. Effect of the pulse length and the normalized magnetic field on the switching probability

参考文献

- [1] X. Z. Yu, *et al.*, Nature. **465**, 901-904 (2010). [2] S. Emori, *et al.*, Nat. Mater. **12**, 611 (2013).
 [3] V. E. Dmitrienko, *et al.*, Nat. Phys. **2859**, 202-206 (2014). [4] S. Kanai, *et al.*, Appl. Phys. Lett. **101**, 122403 (2012).

DMI を有する SpinRAM のシミュレーション解析

高松 駿¹、山田 啓介²、仲谷 栄伸¹

¹電気通信大学 情報理工学研究所、²岐阜大学 工学部

Simulation Analysis of SpinRAM with Dzyaloshinskii-Moriya interaction

Shun-ichi Takamatsu¹, Keisuke Yamada², Yoshinobu Nakatani¹

¹Graduate school of Informatics and Engineering, University of Electro-Communications

²Faculty of Engineering, Gifu University

はじめに

磁気抵抗メモリ的一种である SpinRAM は、メモリセルサイズを小さくすると書き込み電流を小さくできるため、大容量メモリや省電力化の実現が期待されている。しかし、メモリセルサイズが小さくなると、熱安定性が保たれない問題がある。この問題を解決する方法として、近年注目されている Dzyaloshinskii-Moriya 効果(DMI)の適応が考えられる^{[1][2]}。DMI 効果により磁性体の磁化構造が変化するために、SpinRAM の記録層に DMI を考慮した場合、磁化反転機構が変化し、反転電流や熱安定性が変化することが考えられる。しかしながら、DMI によって熱安定性を保ったまま反転電流が減少するかは不明である。本研究では DMI 効果による反転電流の変化を、マイクロマグネティックシミュレーションを用いて検討した。

計算条件

シミュレーションでは、SpinRAM の記録層として円盤ディスクを用いた。シミュレーションで用いた材料定数は、飽和磁化 600 emu/cm^3 、磁気回転比 $17.6 \text{ Mrad/(s} \cdot \text{Oe)}$ 、交換スティッフネス定数 $1.0 \text{ } \mu\text{erg/cm}$ 、損失定数 0.01 とした。円盤ディスク径(D)は直径 $15 \sim 60 \text{ nm}$ 、膜厚 2 nm とした。スピン電流のパルス幅(t_p)は $0.1 \sim 10 \text{ ns}$ とした。シミュレーションでは、まず円盤ディスク状の磁性体に対し、熱安定性指数(Δ)が 60 ^[4]となる磁気異方性定数と DMI 定数による値の組み合わせ (DMI 定数は 0.0 erg/cm^2 から 1.0 erg/cm^2 の間で 0.2 erg/cm^2 刻み)を求めた。次に、得られた組み合わせを使って、円盤ディスク面に面直方向(z 方向)へスピン電流を加え、各条件に対するディスクの反転電流(J_{sw})を求め、DMI 定数と円盤ディスク径の依存性を調べた。

結果

図 1 の(a)-(c)に、DMI 定数、パルス幅、ディスクサイズによる反転電流の変化を示す。 $D=15, 30 \text{ nm}$ では短パルスの場合に、DMI 効果により反転電流が減少した(図 1 (a), (b))。反転電流は $D=15 \text{ nm}$ よりも $D=30 \text{ nm}$ の方が減少し、最も効果が見られたのは $t_p = 0.1 \text{ ns}$ のときで、 $33 \sim 48\%$ 減少した。 $D=60 \text{ nm}$ の場合は、DMI 効果によって反転電流が増加した(図 1. (c))。また、いずれのディスクサイズでも、長パルスの場合、DMI 定数の増加とともに反転電流は増加した。

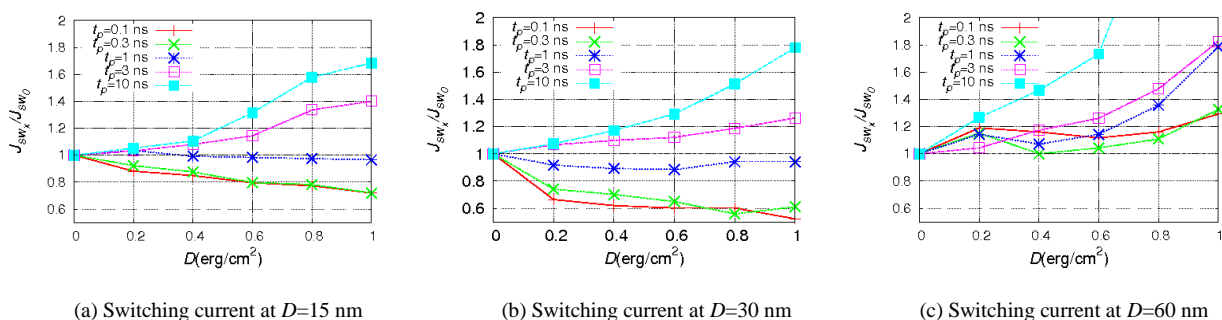


Figure1. Effect of DMI, pulse length, and the diameter of the disc on the switching current

参考文献

[1] T. Moriya, Phys. Rev. **120**, 91 (1960)

[2] I. E. Dzialoshinskii, Sov. Phys. **5**, 1259 (1957)

[3] S. Rohart and A. Thiaville, Phys. Rev. **88**, 184422(2013)

[4] K. Yamada *et al.*, Appl. Phys. Lett. **106**, 042402(2015)

マイクロマグネティックシミュレーションによる スピントルク発振素子の発振パワー解析

田中智大、古屋篤史、上原裕二、清水香壺、藤崎淳、安宅正、吉田親子、大島弘敬*、
(富士通株式会社、*株式会社富士通研究所)

Emission Power Analysis of Spin-Torque Oscillator: Micromagnetic Simulation Study

T. Tanaka, A. Furuya, Y. Uehara, K. Shimizu, J. Fujisaki, T. Ataka, C. Yoshida, H. Oshima*

(Fujitsu Limited, *Fujitsu Laboratories Limited)

はじめに

スピントルク発振素子 (STO) はスピントランスファートルクを利用したデバイスであり、ナノスケールにおけるマイクロ波発振器等への応用が期待されている。発振パワーは STO の性能指標の一つであり、フリー層の発振モードや歳差のコーンアングル等に影響されて増減する⁽¹⁾。マイクロマグネティクスは nm オーダーで磁化の運動を記述することができるため、STO の発振パワーや発振モードの解析に有効な手法である。今回、有限要素法とマイクロマグネティクスを用いて様々な素子サイズの STO について磁界と電流を変化させた場合の計算を行い、発振パワーの変化とその原因を解析する。

計算方法

計算に用いた STO はフリー層、リファレンス層、ピン層からなる素子であり、その構造を図 1 に示す。STO のフリー層とリファレンス層はスピントルクを考慮した以下の Landau-Lifshitz-Gilbert 方程式に従って計算する⁽²⁾

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} \mathbf{M} \times (\mathbf{H}_{eff} + H_s \alpha \mathbf{p}) - \frac{\gamma}{1+\alpha^2} \frac{1}{M_s} \mathbf{M} \times \{ \mathbf{M} \times (\alpha \mathbf{H}_{eff} - H_s \mathbf{p}) \},$$

$$H_s = \frac{p_0 \hbar J}{2e\delta(M_s - p_0^2 \mathbf{M} \cdot \mathbf{p})}.$$

ここで \mathbf{M} は磁化ベクトル、 \mathbf{p} は MgO 層を挟んで向かい合う層の規格化された磁化ベクトル、 \mathbf{H}_{eff} は有効磁界ベクトル、 γ はジャイロ磁気定数、 α はダンピング定数、 p_0 はスピン偏極因子、 J は電流密度、 δ は膜厚、 M_s は飽和磁化である。

結果

STO に対して様々な磁界と電流を印加し、発振パワーを計算した。図 2 に STO の直径が 200nm の場合における発振パワーのマップを示す。外部磁界が 2kOe から 3kOe にかけて、発振パワーは磁界の増大につれて減少するが、磁界が 4kOe に近づいたあたりから再度増大することが確認できる。当日は素子サイズによる影響も含めて、発振挙動の詳細な解析について報告する。

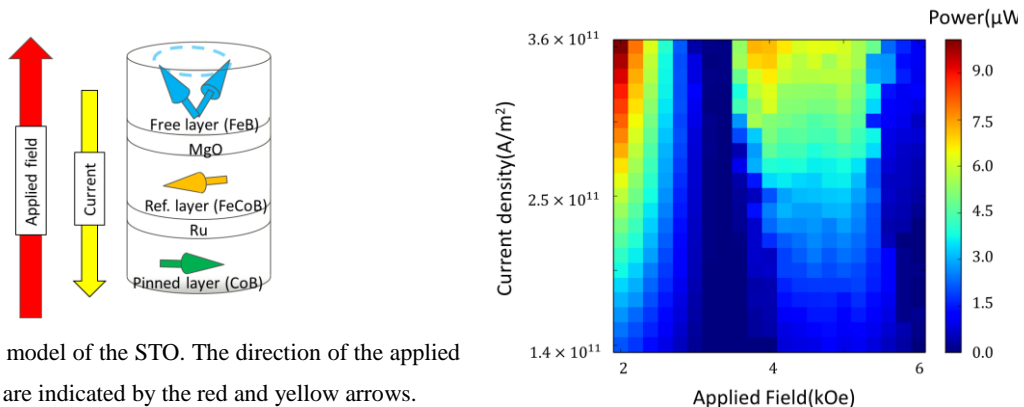


Fig.1 Simulation model of the STO. The direction of the applied field and current are indicated by the red and yellow arrows.

Fig.2 The map of the emission power of the STO, the diameter of which is 200nm.

参考文献

1) B. Wang. et al., Appl. Phys. Lett. (2016)

2) T. Taniguchi, et al., Appl. Phys. Express(2013)