

鉄系超伝導体母相 CaFeAsF への La ドーピング

興水亮一, 金安航大, 山口道太郎, 神原陽一

慶應義塾大学,

Synthesis of La doped Iron-Based superconductor mother compound CaFeAsF

R. Koshimizu, K. Kaneyasu, M. Yamaguchi, Y. Kamihara

Keio Univ.

緒言

2008年にKamiharaらは, LaFeAsOのOサイトにFを置換することで超伝導転移温度(T_c)が26Kの高温超伝導体となることを報告した[1]. さらに2017年にKaneyasuらは $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{FeAsO}_{1-y}\text{F}_y$ について $x=0.25, y=0.50$ において $T_c=31.5$ Kを報告した[2].

本研究では, $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{FeAsO}_{1-y}\text{F}_y$ において $(x, y)=(1.0, 1.0)$ であるCaFeAsFを母相とし, Laをドーピングした $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{FeAsF}$ について, 合成試行を行うことを目的とする.

方法

・多結晶試料の合成

固相反応により, $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{FeAsF}$ の多結晶試料の合成を行った. La, Fe, Asを化学量論比でLa:Fe:As=2:3:3となるように秤量し, これらを石英管に真空封入し, 熱処理した. 以降これを2La-3Fe-3Asとする. 次にCa, Asを化学量論比でCa:As=1:1, Fe, Asを化学量論比でFe:As=2:1となるように秤量し, これらをそれぞれ石英管内に真空封入し, 熱処理してCaAs, Fe₂Asを得た. 2La-3Fe-3As, LaF₃, CaAs, Fe₂As, CaF₂を化学量論比に基づき秤量, 摩砕混合した後, 石英管に真空し, CaFeAsFとなる $x=0$ については1000℃, $\text{Ca}_{0.5}\text{La}_{0.5}\text{FeAsF}$ となる $x=0.5$ については1050℃で熱処理した.

・多結晶試料の評価

X線回折装置(Rigaku Co., Ltd., RINT2500Ultra18, Cu K α radiation)を用いて, 試料のXRDパターンを測定し, 結晶相および異相の同定を行った. また $x=0$ について, 最小二乗法を利用して格子定数を計算した.

結果

CaFeAsFのXRDパターンをFig. 1に示す. CaFeAsFの回折ピークがあり, 主相であった. 異相としてCaF₂とFeAsが確認された. 格子定数は $a=b=0.387903(2)$ nm, $c=0.858532(3)$ nmであった.

まとめと今後の展望

固相反応により $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{FeAsF}(x=0 \text{ and } x=0.5)$ を合成して, XRDパターンを測定し相同定を行った. $x=0$ ではCaFeAsFが得られたが, $x=0.5$ については目的物質である $\text{Ca}_{0.5}\text{La}_{0.5}\text{FeAsF}$ は得られなかった. 今後は, 得られた試料の低温での電気抵抗率, 磁化の測定と, 仕込み組成の条件を $x=0.25, 0.75$ と変化させて $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{FeAsF}$ を合成し, 相同定を行う.

参考文献

- [1] Y. Kamihara *et al.*, *J. Am. Chem. Soc.* **130**, 3296 (2008).
- [2] K. Kaneyasu, M. Matoba, Y. Kamihara, The 2017 MRS Fall Meeting & Exhibit, Boston, Massachusetts, USA, Nov 2017.
- [3] P. Cheng *et al.*, *Europhys. Lett.* **85**, 67003 (2009).

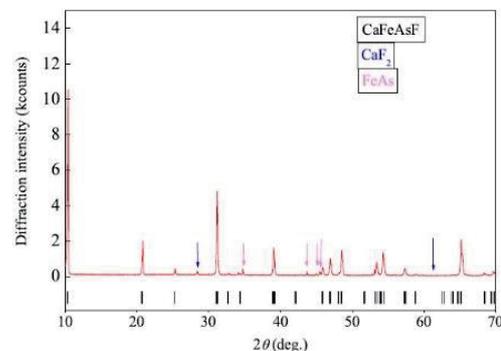


Fig. 1 XRD patterns for CaFeAsF. Vertical bars at the bottom denote the calculated positions of Bragg diffractions of CaFeAsF.

鉄系超伝導体 $\text{Sr}_2\text{VFeAsO}_{3-\delta}$ を用いた丸状およびテープ状 超伝導線材の評価

岩崎秀¹, 高野義彦², 的場正憲¹, 神原陽一¹

¹ 慶應義塾大学, ² 物質・材料研究機構

Evaluation of superconducting round wires and tapes using iron-based superconductor $\text{Sr}_2\text{VFeAsO}_{3-\delta}$

S. Iwasaki¹, Y. Takano², M. Matoba¹, Y. Kamihara¹

¹ Keio Univ., ² National Institute for Materials Science

緒言

鉄系超伝導体 [1] のひとつである $\text{Sr}_2\text{VFeAsO}_{3-\delta}$ の超伝導転移温度 (T_c) は 37.2 K であり, 絶対零度での上部臨界磁束密度 ($\mu_0 H_{c2}$) は 200 T 以上と高い値が見積もられている [2]. このため, 高磁場下での使用に向けた応用が期待されている. また, ペロブスカイトに関連する局所構造を有し, 酸素欠損量 (δ) によりその電氣的・磁気的特性が変化することが報告されている [3].

本研究では, $\text{Sr}_2\text{VFeAsO}_{3-\delta}$ に着目し, 線材作製において powder-in-tube (PIT) 法により作製された $\text{Sr}_2\text{VFeAsO}_{3-\delta}$ PIT 線材の性能を上昇させることを目的とする.

方法

仕込みで $\delta = 0.00$ とした $\text{Sr}_2\text{VFeAsO}_{3-\delta}$ の多結晶試料を固相反応により合成した. 得られた多結晶に対し, X 線回折により相同定を行い, 直流四端子法により電気抵抗率 (ρ) を測定した.

得られた多結晶試料を用いて PIT 法により丸状およびテープ状の PIT 線材を作製した. 得られた PIT 線材に対し, 長手方向断面を走査型電子顕微鏡 (SEM) により観察し, 直流四端子法により電気抵抗率を測定した. また, 4.2 K において, V - I 特性を測定した.

結果と考察

合成された多結晶試料について, $\rho < 10^{-7} \Omega \text{ cm}$ となる温度として定義された T_c^{zero} は, $T_c^{\text{zero}} \sim 24 \text{ K}$ であった. また, 異相として Sr_2VO_4 , SrVO_6 , FeAs , Fe_2As が存在した. 作製された PIT 線材の T_c^{zero} は 15.0 K であった. この値は多結晶試料の T_c^{zero} に比べ $\sim 9 \text{ K}$ 低い. これは, 線材に対する焼成の際に δ が増加したことに起因すると考えられる. また, SEM 像より丸状 PIT 線材では空隙率が 12.8% であったのに対し, テープ状では 2.6% であった. Figure 1 に, 4.2 K における丸状およびテープ状の V - I 特性を示す. V - I 特性における電界基準を $1 \mu\text{V}/\text{cm}$ としてこれよりも電圧値が大きくなった電流値の値を臨界電流 (I_c) とした. これより求まる超伝導臨界電流密度 (J_c) は $J_c = 285 \text{ A cm}^{-2}$ であった. 丸状では I_c が 0.25 A 未満であることから, 空隙が減少したことにより I_c が上昇したと考えられる.

PIT 線材のさらなる J_c の上昇のためには, PIT 線材中の超伝導体が詰まっている部分である超伝導コア部の $\text{Sr}_2\text{VFeAsO}_{3-\delta}$ の酸素欠損量を最適化することが課題である.

参考文献

- [1] Y. Kamihara, et al., J. Am. Chem. Soc. **130**, 3296 (2008).
- [2] X. Zhu et al., Phys. Rev. B **79**, 220512 (2009).
- [3] Y. Tojo et al., arXiv: 1802.03907.

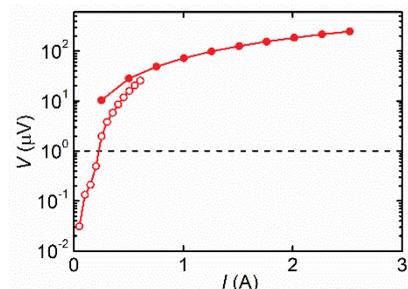


Fig. 1 Voltage (V)-current (I) curves at 4.2 K for superconducting $\text{Sr}_2\text{VFeAsO}_{3-\delta}$ round wire (●) and tape (○).

鉄系 21113 化合物 $\text{Sr}_2T_M\text{FeAsO}_{3-\delta}$ の合成および輸送特性

山口道太郎, 藤岡弘孝, 大塚貴史, 瀬戸誠*, 北尾真司*, 的場正憲, 神原陽一
(慶應大, *京都大)

Synthesis and transport properties of Iron-based 21113 compounds $\text{Sr}_2T_M\text{FeAsO}_{3-\delta}$
M. Yamaguchi, H. Fujioka, T. Otsuka, M. Seto*, S. Kitao*, M. Matoba, and Y. Kamihara
(Keio Univ., *Kyoto Univ.)

1 はじめに

鉄系超伝導体は FePn 面 ($\text{Pn} = \text{P, As}$) のキャリア伝導層とキャリアブロック層から構成される。中でも、化学組成比より 21113 系と呼ばれる結晶系に分類される物質は、ペロブスカイト類似のキャリアブロック層に由来する長い c 軸長 ($\sim 1.57 \text{ nm}$) を持ち、空間群 $P4/nmm$ の正方格子をとる。この結晶系に分類される $\text{Sr}_2\text{VFeAsO}_{3-\delta}$ は 37.2 K の超伝導転移温度を示す¹⁾。一方、 V を Cr に置換した $\text{Sr}_2\text{CrFeAsO}_{3-\delta}$ は母相では超伝導を示さず²⁾、 Cr サイトへの Ti ドーピングにより超伝導を示す³⁾。この系の超伝導発現機構について議論になっている。また、1111 系、122 系において、磁気秩序相と超伝導相は非共存という報告がある⁴⁾。本研究では、 $\text{Sr}_2\text{CrFeAsO}_{3-\delta}$ の合成および結晶相、輸送特性の評価を報告する。

2 実験方法

石英管を用いた固相反応により、仕込み酸素欠損量 $d = -0.10-0.40$ の $\text{Sr}_2\text{CrFeAsO}_{3-d}$ の多結晶試料を合成した。X 線回折 (XRD) 装置 (Rigaku Co., Ltd., RINT2500Ultra18, $\text{Cu K}\alpha$ radiation) により、結晶相同定を行った。さらに、最小二乗法を利用して格子定数 (a, c) と格子体積 (V) を求めた。

ヘリウム循環式 GM 冷凍機 (Sumitomo Heavy Industries Ltd., SRDK-101D) を用いた電気抵抗率測定装置により、四端子法で電気抵抗率の温度依存性を測定した。また、 ^{57}Fe メスバウア分光測定 (^{57}Co 線源) を行い、 Fe 副格子の磁気秩序を調べた。スペクトルの解析には、“Moss Winn”を用いた。

3 結果および考察

XRD パターンの測定結果より、 $\text{Sr}_2\text{CrFeAsO}_3$ が主相であり、異相として FeAs , FeAs_2 , Fe_2As , $\text{Sr}_4\text{Cr}_3\text{O}_9$, SrO が確認された。比較的異相の少ない $d = 0.15, 0.20, 0.40$ の試料より、 δ と V の線形関係を仮定して $\delta - V$ 較正直線を定め、各試料の δ を半定量的に決定した。得られた δ と a, c, V の関係を Fig. 1 に示す。

電気抵抗率の測定結果より、 $30-50 \text{ K}$ にキックが存在した。 $0.12 < \delta < 0.21$ の試料ではキック温度 (T_{anom}) 以下で電気抵抗率は減少し、 $0.25 < \delta < 0.26$ の試料ではキック温度 (T_{min}) 以下で電気抵抗率は増加した。 ^{57}Fe メスバウアスペクトルの測定結果より、 $\delta = 0.16$ の試料では、 $60-77 \text{ K}$ で線幅が増大し、 40 K 以下で磁気分裂による sextet を示した。 $\delta = 0.25$ の試料では、 30 K 以下で線幅が増大し、sextet を示さなかった。このことから、 $\delta = 0.16$ の試料の Fe 副格子は反強磁性 (AF) であり、 $\delta = 0.25$ の試料の Fe 副格子はスピ...

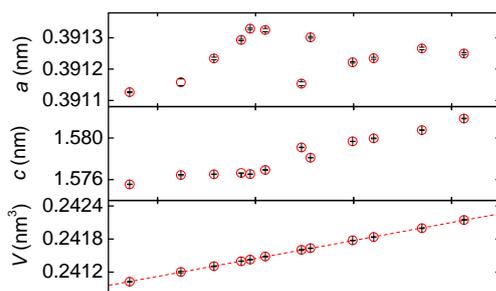


Fig. 1 Calibrated oxygen deficiency (δ) dependence of lattice constants (a, c) and lattice volumes (V) of $\text{Sr}_2\text{CrFeAsO}_{3-\delta}$. Black lines in red plots show standard deviation of the values.

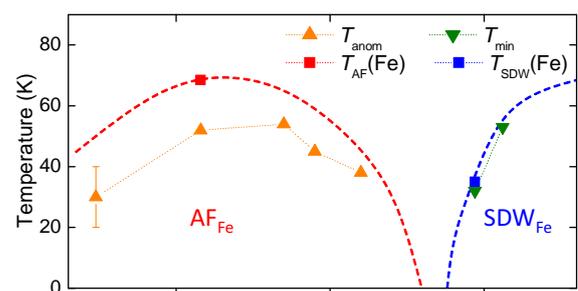


Fig. 2 Phase diagram of $\text{Sr}_2\text{CrFeAsO}_{3-\delta}$ in terms of δ and temperature. $T_{\text{AF}}(\text{Fe})$ (red square), $T_{\text{SDW}}(\text{Fe})$ (blue square), T_{anom} (upward orange triangles), T_{min} (downward green triangles) are plotted against δ .

参考文献

- 1) X. Zhu, *et al.*, Phys. Rev. **B 79**, 220512 (2009).
- 2) H. Ogino *et al.*, Supercond. Sci. Technol. **22**, 075008 (2009).
- 3) X. Zhu *et al.*, Sci. China Ser. G **52**, 1876 (2009).
- 4) S. Kitao *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **77**, 103706 (2008).

二次元近藤格子系 $\text{CeFe}_{1-x}\text{Cr}_x\text{PO}$ の磁気構造の解明

安藤弘喜, 谷中慎太郎, 井田和則, 金道浩一*, 小濱芳允*, 的場正憲, 神原陽一
慶應義塾大学, 東京大学物性研究所*

Analysis of magnetic properties for two dimensional Kondo lattice $\text{CeFe}_{1-x}\text{Cr}_x$
K. Ando, S. Taninaka, K. Ida, K. Kindo*, Y. Kohama*, M. Matoba, Y. Kamihara
Keio Univ., * Univ. of Tokyo

緒言

4f電子を有するCe化合物の中で, Ce_2O_2 層と Fe_2P_2 層からなる二次元近藤格子系 CeFePO を母相とした $\text{CeFe}_{1-x}\text{Cr}_x\text{PO}$ [1] (正方晶, P4/nmm)を研究対象とした. $x = 0.1, 0.2$ の試料は10 K未滿でCe由来の強磁性を発現し [1], $x = 0.5$ の試料は25 K以下で常磁性からFe由来のスピン密度 (SDW) に相転移することがわかっている [2].

本研究では, Néel 温度及び, 10 K 付近で比熱の温度微分が極大を持つ原因が Shottky 比熱による寄与であることを解明した.

方法

$\text{CeFe}_{0.5}\text{Cr}_{0.5}\text{PO}$ について, 比熱測定の解析では Ce 4f が結晶場分裂によって生じるエネルギー準位を 3 準位系と仮定した. Schottky 比熱の変数 Δ_1, Δ_2 の値を様々に変えることで基底状態と第一励起状態, 第二励起状態とのエネルギーギャップの選定を行った.

結果と考察

$\text{CeFe}_{0.5}\text{Cr}_{0.5}\text{PO}$ の $T = 0 - 30$ K における比熱と Schottky 比熱, 格子比熱, 電子比熱及び理論値の和を Fig. 1 に示す [3].

カーブフィッティングを行った結果, Schottky 比熱 $\Delta_1 = 30$ K, $\Delta_2 = 60$ K の理論値の0.35倍に対して電子比熱 $\gamma = 68.3 \text{ mJ mol}^{-1} \text{ K}^{-2}$, 格子比熱 $\beta = 0.2 \text{ mJ mol}^{-1} \text{ K}^{-4}$ のとき測定値と良い一致を示した. また10 K 付近における比熱の温度微分の極大は Schottky 比熱に起因していることが分かった.

$\text{CeFe}_{0.5}\text{Cr}_{0.5}\text{PO}$ の $T = 0 - 30$ K における, C_p/T versus T の関係を Fig. 2 に示す. また Néel 温度は $T_N = 5.95(3)$ K とわかった.

参考文献

- [1] T. Okano, *et al.*, J. Appl. Phys. **117**, 17E123 (2015).
- [2] K. Ida, master's thesis, Keio University, (2017).
- [3] K. Ida, *et al.*, (unpublished).
- [4] Y. Kohama, *et al.*, J. Phys. Soc. **77**, 094715 (2008).

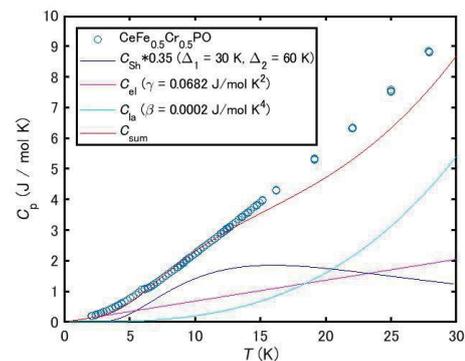


Fig. 1 Comparing experimental and Schottky specific heat. The blue plot is heat capacity for $\text{CeFe}_{0.5}\text{Cr}_{0.5}\text{PO}$, and other lines are C_{electron} , C_{lattice} , and $0.35 * C_{\text{Schottky}} (\Delta_1 = 30 \text{ K}, \Delta_2 = 60 \text{ K})$. C_{sum} represents sum of these.

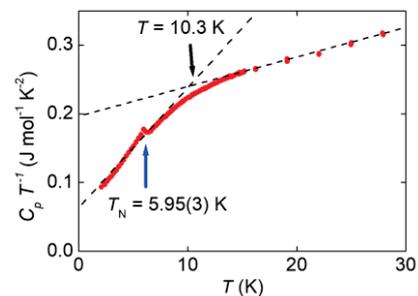


Fig. 2 C_p/T versus T for $\text{CeFe}_{0.5}\text{Cr}_{0.5}\text{PO}$.

バイオテンプレートによる $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ マイクロワイヤの作製及び機能性検証

岩竹翼, 村田陽, 松本裕介, 的場正憲, 神原陽一
(慶應大学)

Synthesizing and verifying the function of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ micro-wire with biotemplate.
(Keio Univ.)

緒言

生体鋳型合成によるバルク超伝導体の作製は、前駆体物質と生成物質の均質性が高く、マイクロスケールでの加工が可能である[1]. 2009年, D.Walshらはデキストランを生体鋳型とした合成により作製した $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO)マイクロワイヤの磁化測定により超伝導転移を報告した[2]. 一方, 磁気センサとして用いられる超伝導量子干渉素子(SQUID)のデバイス応用において, 超伝導マイクロワイヤは素子材料として有用である[3]. そこで, 生体鋳型合成法による YBCO マイクロワイヤの超伝導体としての応用可能性を広げるため, 生体鋳型により作製された YBCO マイクロワイヤの輸送特性と, 形状における昇温速度依存性を明らかにする.

方法

$\text{Y}(\text{NO}_3)_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ (Strem Chemicals), $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ (Sigma Aldrich), $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2 \cdot 2.5\text{H}_2\text{O}$ (Sigma Aldrich)を化学量論比で秤量し, 純水と混合攪拌した. その溶液に Dextran ($\text{H}(\text{C}_6\text{H}_{10}\text{O}_5)_x$)[1] (Sigma Aldrich) を加え再度攪拌した後, 試料をファイバ状に伸張した. 伸張後に大気中で乾燥させた. 乾燥後, 920°C で4時間熱処理をした. この時, 昇温速度を $0.1\sim 30^\circ\text{C}/\text{min}$ で変化させ, 9個の試料を合成した. $0.5^\circ\text{C}/\text{min}$ で焼成した試料について X線回折(XRD)にて結晶相の同定を行なった. また, 各試料について走査型電子顕微鏡(SEM)を用いて表面構造の観察を行なった. 撮影した SEM 像を ImageJ[4]を用いて各ワイヤの形状を測定し, 昇温速度と形状の関係を調べた.

結果と考察

XRD 測定の結果, いずれの試料も直方晶系 YBCO 結晶相を持つ. $0.1^\circ\text{C}/\text{min}$, $30^\circ\text{C}/\text{min}$ で焼成した試料の SEM 像を Fig. 1 に示す. また, 撮影した SEM 像から ImageJ を用いて測定した試料の長さの平均値および, 直径の平均値と昇温速度の関係を Fig. 2 に示す. Fig. 2 よりマイクロワイヤの形状には昇温速度依存性がある.

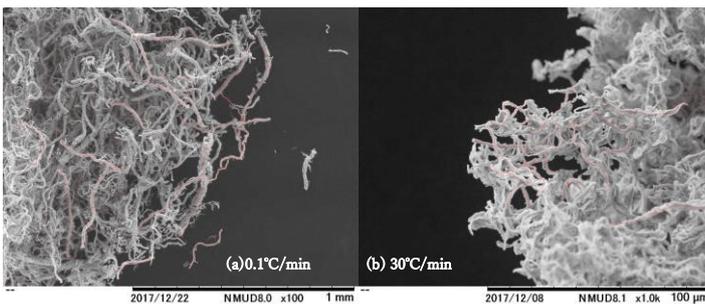


Fig. 1 SEM images of YBCO micro-wire calcined by (a) $0.1^\circ\text{C}/\text{min}$ and (b) $30^\circ\text{C}/\text{min}$. Red lines indicate the points that are measured with ImageJ.

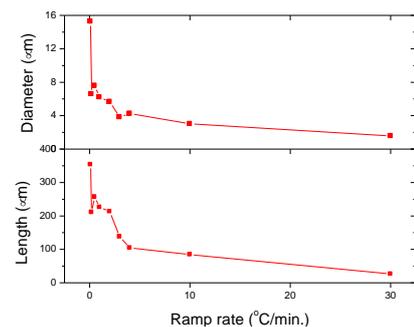


Fig. 2 Diameter and length of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ micro-wire versus ramp rate.

参考文献

- 1) S. R. Hall *et al.*, Supercond. Sci. Technol. **25**, 035009, (2012).
- 2) D. Walsh, *et al.*, Supercond. Sci. Technol. **22**, 015026, (2009).
- 3) C. Carr, *et al.*, Supercond.Sci.Technol.**11**, 1317-1322, (1998).
- 4) W. S. Rasband, ImageJ, U. S. National Institutes of Health, Bethesda, Maryland, USA, <http://rsb.info.nih.gov/ij/>, (1997-2012)

超伝導体上に形成された磁壁を有する強磁性ナノワイヤの トポロジカル超伝導体におけるマヨラナ束縛状態

市村雅彦、廣川真男
(日立研開、広島大工)

Majorana Bound States in Topological Superconductor
with Ferromagnetic Nanowire including Domain Wall
Masahiko Ichimura, Masao Hirokawa
(Hitachi R&D Gr., Inst. of Eng., Hiroshima Univ.)

近年、トポロジカル絶縁体/超伝導体に代表される一群のトポロジカル物質が注目を集めている。トポロジカル物質が(真空を含む)トポロジカルに自明な物質と接するとき、その界面においてトポロジカル不変量が不連続に変化し、ギャップが消失する。トポロジカル超伝導の場合、超伝導特有の電子・ホール対称性を反映し Majorana 束縛状態(MBS)が出現することが理論的に予測されている[1,2]。MBS は安定な量子ビットとして機能し、トポロジカル量子計算と呼ばれる独特の量子計算を可能とすることが期待されている。

トポロジカル超伝導のモデルとしてよく用いられるのが、s-波超伝導体上に形成されたスピン軌道相互作用の強い半導体ナノワイヤに外部磁場を印加した系である[3]。我々は、トポロジカル超伝導形成の容易さを勘案し、s-波超伝導体上に形成された磁壁を有する強磁性ナノワイヤを考察する。その際、磁壁幅が長さのパラメータとして導入されることにより、トポロジカル超伝導領域の長さとの競合、特にエッジ状態の担い手に興味を持たれる。

磁壁を有する強磁性体は、ゲージ変換により空間変化する有効スピン軌道相互作用を生じる[4]。この空間変化を一定値に置き換えれば Oreg らのモデル[3]と等価となる。本講演では、有限系におけるエッジの効果を数値的に調べ、今回のモデルにおけるトポロジカル超伝導の出現には磁壁幅が重要なパラメータであることを述べる。また、磁壁幅を含めたトポロジカル超伝導出現条件下で、MBS の局所状態密度、および局所スピン密度を調べた結果、ワイヤの両エッジからバルク中央に向かい指数関数的に減衰する MBS が対を成して形成されることがわかった。

参考文献

- 1) A. Yu Kitaev, Ann. Phys. (N.Y.) **303**, 2 (2003).
- 2) Lian Fu and C. L. Kane, Phys. Rev. Lett. **100**, 096407 (2008).
- 3) Yuval Oreg, Gil Refael, and Felix von Oppen, Phys. Rev. Lett. **105**, 177002 (2010).
- 4) T.-P. Choy, J. M. Edge, A. R. Akhmerov, and C. W. J. Beenakker, Phys. Rev. B **84**, 195442 (2011).

パーシステントホモロジーを活用した磁区構造解析

山田拓洋^{1,3}, 鈴木真悟¹, 鈴木雄太^{1,6}, 上野哲郎⁵, 三俣千春³,
小野寛太⁶, 大林一平², 赤木和人^{2,3}, 平岡裕章^{2,3,4}, 小嗣真人^{1,3}

(¹東理大, ²東北大 AIMR, ³NIMS MI²I, ⁴理研 AIP センター, ⁵量研, ⁶高エネ研)

Analyzing magnetic domain structure using persistent homology

T. Yamada^{1,3}, S. Suzuki¹, Y. Suzuki^{1,6}, T. Ueno⁵, C. Mitsumata³,
K. Ono⁶, I. Obayashi², K. Akagi^{2,3}, Y. Hiraoka^{2,3,4}, M. Kotsugi^{1,3}

(¹Tokyo Univ. of Sci., ²AIMR Tohoku Univ., ³NIMS MI²I, ⁴AIP center RIKEN, ⁵QST, ⁶KEK)

はじめに

近年、マテリアルズインフォマティクスの発展を背景に、情報科学を材料研究に取り入れる動きが活発化している。材料の保磁力および磁気異方性はダイナモの発電効率を特徴付ける重要な機能であるが、磁区の形状情報からこれらの物性を議論することはこれまで困難であった。そこで形状データの位相幾何学情報を記述可能な「パーシステントホモロジー(PH)^[1]」を磁区形状に適用し、磁区形状から磁性体の物理量の推定が出来ないかと考えた。本研究では磁性体の外部磁場変化と温度変化に伴う磁区像のパーシステンス図の振る舞いについて調査したためその結果について報告する。

実験方法

Kerr 顕微鏡を用いて YIG ガーネット単結晶薄膜を測定し磁区像(Fig. 1a)を得た。測定の際には試料直下にコイルを設置し外部磁場を変化させながら複数枚の磁区像を得た。また、磁場を固定した状態で試料温度を変化させながら複数枚の画像を取得した。取得した磁区画像から HomCloud^[2]を用いてパーシステンス図 (PD) (Fig. 1b) を作製し、磁場及び温度変化と PD との関係の比較を行った。また、PD の要素のうち対角線近傍以外のものの Birth と対応する点を磁区像に戻した(Fig. 1c)。

結果

Fig. 1(b)より対角線付近に大きなピークを持つことから磁区像にはストライプ構造が多く、Birth 軸方向に広がりを持つことから磁区幅にばらつきがあることが分かる。また、同一試料から得られる平均輝度が同一で磁区形状が異なる磁区像からはおおよそ同一の PD が得られ、印加磁場が異なると PD も異なることから磁区像における PD の磁化依存性が示唆された。Fig. 1(c)の結果より PD 上で対角線から離れた要素は、磁区において単位面積当たりの静磁エネルギーが変化すると考えられる分岐点や終端点を含むことが確認できた。

参考文献

- [1] Edelsbrunner, H., Letscher, D., and Zomorodian, A. (2002) Topological persistence and simplification. *Discrete and Computational Geometry*, 28(4):51-533, 2002.
[2] I. Obayashi, HomCloud, https://www.wpi-aimr.tohoku.ac.jp/hiraoka_lab/homcloud/index.en.html

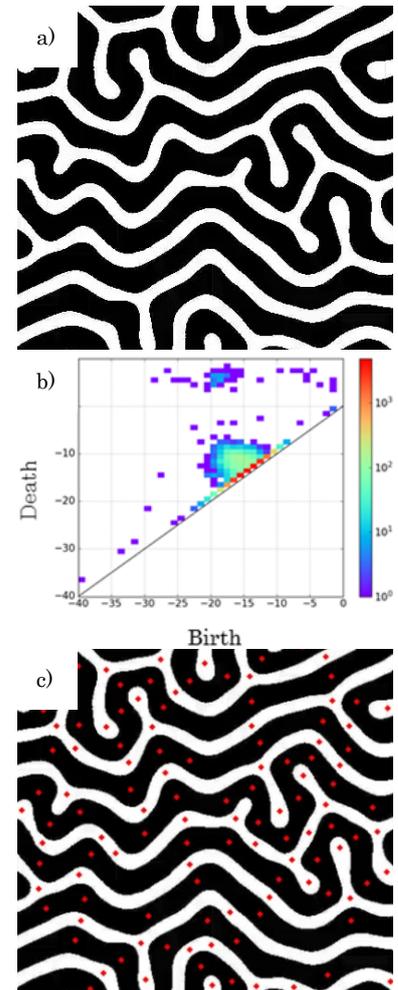


Fig. 1 取得後二値化した磁区画像(a), 磁区画像から作製したPD(b), 及びPDの要素を磁区像上に戻した結果(c)

FePt/ Fe ナノコンポジット試料のポストアニールによる 磁気特性と磁区構造観察

佐藤 匠、大和田 奏、土井正晶、嶋敏之
(東北学院大学)

Effect of post-annealing on the magnetic properties and magnetic domain structure of
FePt/ Fe nano-composite films
T. Sato, K. Ohwada, M. Doi and T. Shima
(Tohoku Gakuin University)

概要

希土類磁石、特に高い最大エネルギー積 $(BH)_{\max}$ を有している Nd-Fe-B 焼結磁石は、ハイブリッドカー (HV) ・電気自動車 (EV) 等のモータ、センサー、ハードディスクドライブ (HDD) 等の磁気記録媒体等の様々な分野で応用されている。しかしながら、それらの磁石のキュリー温度は低いことから熱減磁が生じ易く、また希土類元素を含んでいることから環境ならびに地理偏在性等の問題を有している。そのため、Nd-Fe-B 焼結磁石を超える新たな高性能磁石の開発が近年切望されている。ナノコンポジット磁石は高い保磁力を有する硬質磁性相と高い飽和磁化を有する軟質磁性相の二相間で交換結合を生じる磁石であり、今日まで数多くの研究が行われてきた。しかしながら磁気特性の向上のためにさらなるブレークスルーが必要とされている。本研究では、微細加工によりリング形状の FePt 及び FePt/ Fe のナノコンポジット試料を作製し、熱処理温度を変化させ試料の磁気特性を詳細に調べた。

実験方法

試料は超高真空多元スパッタリング装置を用いて作製した。はじめに MgO (100) 単結晶基板の上にシード層として Fe を 1 nm、バッファ層として Au を 40 nm を室温において成膜し、その後 300 °C で 1 時間熱処理を行った。次に FePt 薄膜を 500 °C において 10 nm 成膜を行った後、500 °C で熱処理を行った。FePt リングパターン及び FePt/ Fe ナノコンポジット試料は電子線リソグラフィ装置 (EBL) と Ar イオンエッチング装置を用いて FePt 薄膜表面上に作製した。リング形状試料の外径は 2.0 μm に固定し、内径を 0.8~1.8 μm まで変化させたパターンを作製した。その際のエッチング時のイオンビーム入射角度は 0°, 20°, 85° と変化させた。このように FePt 10nm 単層膜を用いて FePt リング形状試料及び FePt リング/ Fe コアナノコンポジット試料を作製した。試料の結晶構造は X 線回折装置 (XRD) 、パターンの形状は原子間力顕微鏡 (AFM)、磁区構造は磁気力顕微鏡 (MFM)、磁気特性は超伝導量子干渉磁束計 (SQUID) および磁気光学カー効果測定装置 (μ -MOKE) を用いて評価・観察を行った。

実験結果

試料は $L1_0$ 型 FePt の基本反射ピークである (002) 及び超格子反射ピークである (001) および (003) が明瞭に確認され、加工前の試料において保磁力は 2.4 kOe、飽和磁化は 1000 emu/ cm^3 が得られた。AFM による試料形状評価より FePt/ Fe ナノコンポジット試料は全てのパターンにおいて目立ったバリは確認されないことから、良好にエッチングされたことが確認された。また MOKE での磁気特性の測定結果より、全てのパターンにおいて加工前の 2.5 kOe から加工後の 4.5 ~ 6 kOe と保磁力の増加が確認された。FePt リング形状試料と同様に内径の増大に伴いカー回転角の減少が確認された。また、内径が 1.2, 1.4 μm のナノコンポジット試料において残留磁化状態において "Bull's eye" 的な磁区構造が明瞭に確認され、磁場印加方向を変化させて磁区構造を評価した際に、明瞭な磁化反転が確認された。

参考文献

- 1) Skomski, R, Coey, J.M.D. (1993), Phys. Rev. B, vol. 48, pp. 15812-15816, (1993)
- 2) R. Kurosu, A. Sugawara, H. Iwama, M. Doi, and T. Shima, IEEE Magn. Lett, vol 8 no. pp.1701-7471, (2017)

有機金属分解法による $\text{Sm}_{0.5}\text{Bi}_{2.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 薄膜の作製と評価

浦川諒大¹、山本匠¹、婁庚健¹、西川雅美¹、河原正美²、石橋隆幸¹

(¹長岡技術科学大学、²(株)高純度化学研究所)

Characterization and preparation of $\text{Sm}_{0.5}\text{Bi}_{2.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ thin films

by metal organic decomposition (MOD) method

R. Urakawa¹, T. Yamamoto¹, G. Lou¹, M. Nishikawa¹, M. Kawahara², T. Ishibashi¹

(¹Nagaoka Univ. of Tech., ²Kojundo Chem. Lab.)

はじめに

これまでに我々は、優れた磁気光学特性を示す $\text{Nd}_{0.5}\text{Bi}_{2.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 薄膜を作製することに成功し、磁気異方性などの磁気特性を評価してきた。一方、Nd、Y、Gd 以外の希土類を用いた高濃度 Bi 置換ガーネットは研究例がない。そこで今回は、希土類元素に Sm を用いた $\text{Sm}_{0.5}\text{Bi}_{2.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (SBIG) 薄膜を $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (GGG) 単結晶基板上に作製し、その磁気光学特性を評価した結果について報告する。

実験方法

GGG (111) 基板上に MOD コート剤 ($\text{BiFeSm-04}(2.5/5/0.5)$), 高純度化学研究所) を滴下し、スピコータで 3000 rpm、30 sec の条件で塗布した。その後 100 °C のホットプレートで乾燥させ、450 °C のホットプレートで仮焼成を行った。この操作を 5 回繰り返した後に本焼成を行った。今回の実験ではこの本焼成の温度を 510 – 690 °C まで 20 °C ずつ変化させた。作製したサンプルについて、Faraday 回転角を測定した。

実験結果

Fig. 1 に、SBIG 薄膜の Faraday スペクトル、Fig. 2 に波長 520 nm で測定した Faraday ヒステリシスを示す。本焼成温度が上がるにつれて Faraday 回転角は増加し、690 °C の時に約 3° となり、Sm を用いたガーネットでもこれまでに報告された Nd、Y などと同様の Faraday 回転角が得られることがわかった。また、Faraday ヒステリシスでは、本焼成温度が上がるにつれて飽和磁場が低下し、垂直磁気異方性が強くなったことから、111 方向が磁化容易軸であると考えられる。以上の結果から、Sm を希土類に用いた高濃度 Bi 置換ガーネットが作製可能であることがわかった。

謝辞：本研究の一部は、科研費基盤研究 (A) (18H03776) の助成により行われた。

参考文献

- 1) M. Sasaki, et al., Jpn. J. Appl. Phys., 55 (2016) 055501

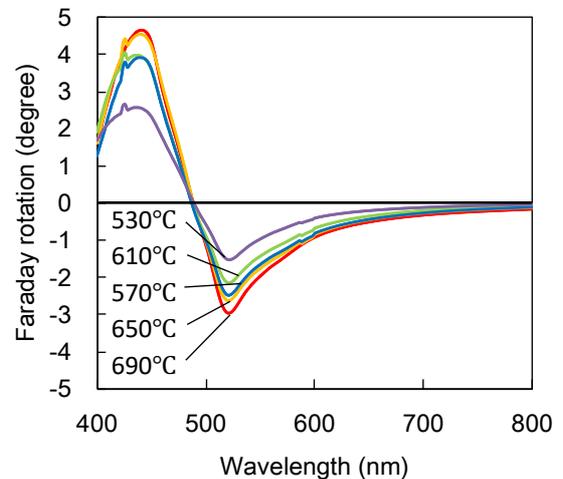


Fig. 1 Faraday spectra of SBIG thin films crystallized at 530 – 690 °C.

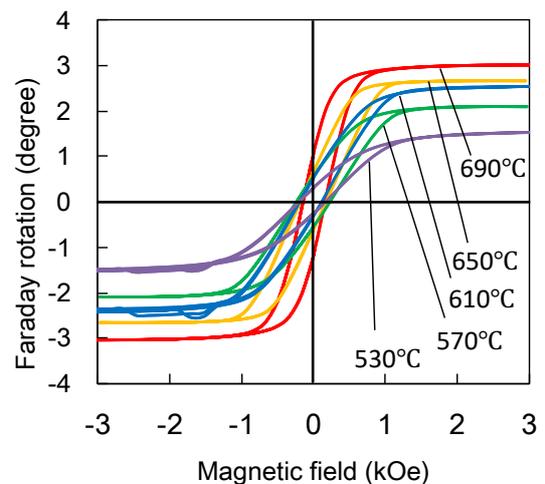


Fig. 2 Faraday hysteresis of SBIG thin films measured at a wavelength of 520 nm.

有機金属分解法による $\text{Pr}_{0.5}\text{Bi}_{2.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 薄膜の作製と評価

藤枝崇周¹、木村優太¹、婁庚健¹、西川雅美¹、河原正美²、石橋隆幸¹

(¹長岡技術科学大学、²(株)高純度化学研究所)

Characterization of $\text{Pr}_{0.5}\text{Bi}_{2.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ thin films prepared by metal organic decomposition method

T. Fujieda¹, Y. Kimura¹, G. Lou¹, M. Nishikawa¹, M. Kawahara², T. Ishibashi¹

(¹Nagaoka Univ. of Tech., ²Kojundo Chem. Lab.)

はじめに

我々は、これまでに $\text{Nd}_{0.5}\text{Bi}_{2.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (NBIG) 薄膜を作製することに成功し、優れた磁気光学特性および高周波特性を示すことを報告してきた。ガーネット中の Nd^{3+} の磁気モーメントは Fe^{3+} と平行であるが、 Pr^{3+} の場合にも同様の磁気モーメントの向きを持つと期待される。しかしながら、Pr ガーネットの報告はほとんどなされていない。特に、Bi を多く含む Pr ガーネットの報告はなされていない。そこで今回は、 $\text{Pr}_{0.5}\text{Bi}_{2.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (PBIG) 薄膜を $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (GGG) 単結晶基板上に作製し、評価した結果について報告する。

実験方法

GGG (111) および GGG (100) 基板上に、MOD コート材 (BiFePr-04 (2.5/5/0.5), (株) 高純度化学研究所) を滴下し、スピンドーターで 3000 rpm, 30 秒の条件で塗布した。その後 100°C のホットプレートで 10 分間乾燥させ、450°C のホットプレートで 10 分間仮焼成を行なった。この操作を 5 回繰り返した後に、本焼成を 3 時間行なった。今回の実験では、この本焼成の温度を GGG (111) 基板では 510–810°C、GGG (100) 基板では 670–730°C の範囲で、それぞれ 20°C ずつ変化させた。作製したサンプルについてファラデー回転角を測定した。

結果と考察

Fig. 1 と Fig. 2 に、それぞれ GGG (111)、GGG (100) 基板上に作製した PBIG 薄膜のファラデーヒステリシスを示す。いずれの場合にも、本焼成温度の上昇ともなってファラデー回転角は増加し、700°C 付近で最大となった。また、GGG (111) の場合では、角形に近いヒステリシスを示し、GGG (100) の場合では、保磁力がほとんど見られなかった。以上の結果から、作製した PBIG 薄膜は 111 方向に磁化容易軸を持つと考えられる。詳細は当日報告する。

謝辞 本研究の一部は、科研費基盤研究 (A) (18H03776) の助成により行われた。

参考文献

1) M. Sasaki et al., Jpn. J. Appl. Phys., 55 (2016) 055501.

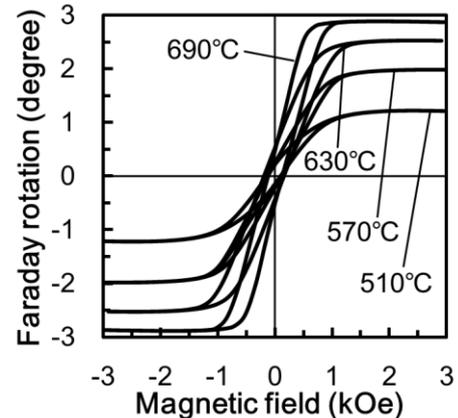


Fig. 1 Faraday spectrum of PBIG thin films on GGG (111) substrates

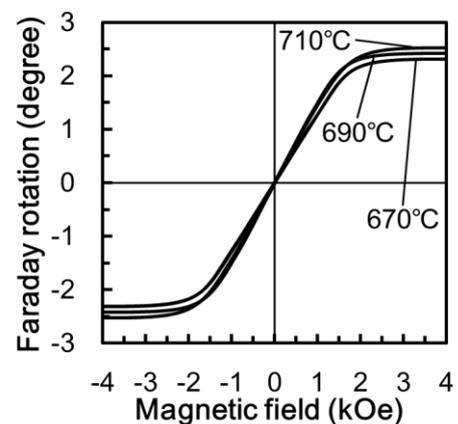


Fig. 2 Faraday hysteresis of PBIG thin films on GGG (100) substrates

長方配列 Au 粒子/Bi:YIG 構造体の光学および磁気光学応答の FDTD シミュレーション

板橋悠人¹, J. Schlipf^{1,2}, 大木敬介³, 斉藤伸³, 後藤太一^{1,4}, 中村雄一¹, P. B. Lim¹,
I. Fischer², J. Schulze², 内田裕久¹, 井上光輝¹

(¹豊橋技科大, ²University of Stuttgart, ³東北大, ⁴JST さきがけ)

FDTD simulation of optical and magneto-optical response for composite structure with rectangularly arranged Au particles/Bi:YIG

Y. Itabashi¹, J. Schlipf^{1,2}, K. Ooki³, S. Saito³, T. Goto^{1,4}, Y. Nakamura¹, P. B. Lim¹, I. Fischer²,
J. Schulze², H. Uchida¹, M. Inoue¹

(¹Toyohashi Univ. of Tech., ²University of Stuttgart, ³Tohoku Univ., ⁴JST PRESTO)

はじめに

透明な磁性体である磁性ガーネットはファラデー効果を利用した光アイソレータなどに用いられており、デバイスの高度化や応用のために、より大きな回転角を持つ材料の開発が望まれている。周期配列 Au 粒子を磁性ガーネット (Bi:YIG) 薄膜内に作製し、局在型表面プラズモン共鳴を利用することでファラデー効果が増大できる¹⁾。また長方配列した Au 粒子と Bi:YIG との複合膜では、プラズモン共鳴が起こっている波長以外で大きなファラデー回転角が得られている²⁾。本研究では、この長方配列構造の光学および磁気光学応答について、FDTD シミュレーションを用いて考察をする。

光学および磁気光学応答

Fig. 1(a)に、電子線描画装置を用いて作製した x 方向 200 nm, y 方向 250 nm 周期の長方配列 Au 粒子を示す。この上に Bi:YIG を成膜した複合構造体を解析に用いた。入射した光の偏光面の角度を周期構造に対して 0, 30, 45, 60, 90 deg. と変化させて測定した透過率とファラデー回転スペクトルを Fig. 1b と 1c に示す。透過率ではプラズモン共鳴による光吸収の波長が変化し、入射光の偏光面の角度が 45 度のときに透過率は増加し、さらにファラデー回転角が最も大きくなった。

FDTD 法を用いた計算結果を Fig. 2 に示す。ここで用いたモデルでは、Au 粒子の直径が 120 nm, Bi:YIG の厚さが 91 nm, 境界条件を x 方向と y 方向で周期的境界、膜厚方向を完全吸収境界とした。偏光面の周期構造に対する角度が 45 deg. の時に最もファラデー回転角が大きくなった。これは実験結果と一致する。また実験と計算どちらも角度を 0 から 45 deg. に変えると、直線偏光から円偏光に近づくことが分かった。これは Au 粒子が長方配列をしていることによる形状の効果である。この試料の磁気光学効果の増大は、形状効果により結果として生じたものであると考えられる。

参考文献

- 1) H. Uchida et al., J. Phys. D: Appl. Phys., **44**, 064014 (2011).
- 2) 川口佑磨他, 第 41 回日本磁気学会学術講演会概要集 19pA-4 (2017).

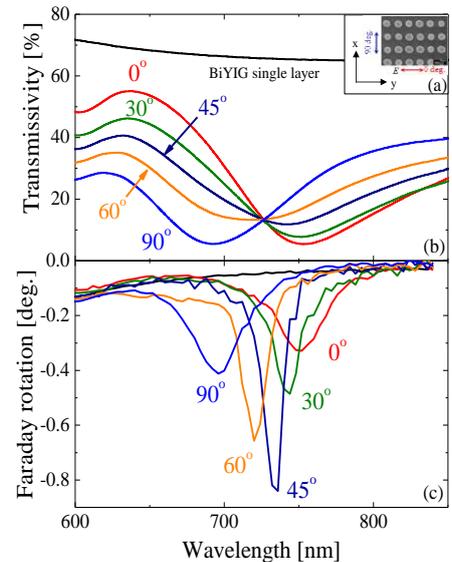


Fig.1 (a) A top view of fabricated Au particles, (b) transmissivity and (c) Faraday rotation spectra of composite structure.

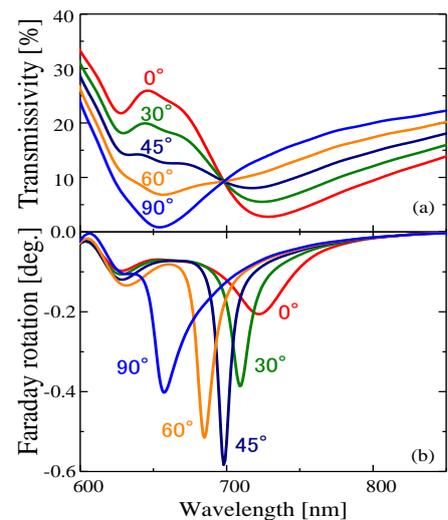


Fig.2 Calculated (a) transmissivity and (b) Faraday rotation spectra using FDTD.

CoPt-Ag ナノ構造体における局在プラズモン共鳴と磁気光学特性

山根治起、安川雪子*、武田啓輔*、伊佐地育圭*、小林政信*
(秋田産技センター、*千葉工大)

Magneto-optical properties and plasmonics on CoPt-Ag perpendicular magnetic nanostructures

H. Yamane, Y. Yasukawa*, K. Takeda*, Y. Isaji*, M. Kobayashi*
(Akita Ind. Tech. Center, *Chiba Inst. Tech.)

はじめに

プラズモン共鳴あるいはフォノン結晶による磁気光学効果の増大が注目されている。我々は、光検知方式を用いた新たな化学センサの開発を目的として、磁性ナノ構造体の磁気光学特性について検討を進めている。垂直磁気異方性を有する CoPt 層と Ag 微粒子で構成された CoPt-Ag ナノ構造体では、飽和磁場に比べて小さな印加磁場で、極 Kerr 回転角が増加する特異な現象が観測される^{1,2)}。これは、Ag 微粒子に近接する CoPt 層の磁気光学極性の反転に起因するものであり、局在プラズモン共鳴の影響と考えている。本研究では、CoPt-Ag ナノ構造体における特異な磁気光学物性の起源を解明することを目的とした検討を行った。

実験方法

試料は、マグネトロンスパッタ法および熱処理による凝集現象を用いてガラス基板上に作製した。最初に、Ru 下地層 (100 nm) に、厚さが 3 nm の Al 添加 ZnO 界面層 (AZO) を介して、Ag (5 nm) 薄膜を室温にて成膜する。その後、真空中で熱処理 (500°C, 60 分) を行うことで Ag の微粒子構造を形成する。さらに、その上に hcp(001)-Co₃₀Pt₇₀ 膜 (5 nm) を、AZO 界面層 (2 nm) を介して成膜する。膜表面形状は、走査型電子顕微鏡 (SEM) により、また、磁気光学特性は、極 Kerr 効果により波長 250~900 nm の範囲で測定した。

実験結果

図 1 は、波長: 400 nm で測定した CoPt-Ag ナノ構造体の極 Kerr ループである。飽和磁場に比べて小さな印加磁場 (約 2 kOe) において、Kerr 回転角が最大となる特異な磁気光学特性が観測される。SEM 像から、試料表面には、大きさが 50~200 nm の微粒子が形成されていることが分かっている。このことから、CoPt 層は、Ag 微粒子 (Particle) あるいは Ru 連続膜 (Matrix) を下地とする 2 種類に分類することができ、この場合、各 CoPt 層の Kerr 回転角 (θ_{particle} , θ_{matrix}) は、以下の式から求められる。

$$\theta_{\text{particle}} = (\theta_{\text{MAX}} - \theta_{\text{S}}) / 2, \quad \theta_{\text{matrix}} = (\theta_{\text{MAX}} + \theta_{\text{S}}) / 2$$

図 2 は、上式より求めた、Ag 微粒子上の CoPt 層の磁気光学スペクトルであり、図 2 (b) には、同様の手法により求めた楕円率の結果を示している。また、比較として、厚さが 100 nm の Ag 連続膜上に形成した CoPt 層 (5 nm) についても示している。下地の Ag の形状が変わることで、回転角、楕円率ともに、磁気分光スペクトルが大きく変化していることが分かる。Ag 連続膜上では、Ag の吸収 (プラズマ) 端での Kerr 回転角の増幅が見られ、このとき楕円率の極性が反転する。一方、Ag 微粒子上では、波長: 345 nm 付近で Kerr 回転角の極性が反転し、その前後で極大を示している。ここで、分光光度計による測定から、CoPt-Ag ナノ構造体は、波長: 370 nm 付近に、微粒子化にともなう新たな吸収ピークを有することが分かっている。以上のことから、CoPt-Ag ナノ構造体における、Kerr 回転角の短波長側での正の極大は、Ag 連続膜の場合と同様に Ag 吸収端での増幅効果、一方、長波長側での負の極大は、Ag 微粒子での局在プラズモン共鳴に起因する増幅と考えられる。本研究は、科研費の助成を受けて実施した。

参考文献

- 1) H. Yamane *et al.*, J.J.A.P. **54**, 06FJ09 (2015)
- 2) H. Yamane *et al.*, A.P.L. **106**, 052409 (2015)

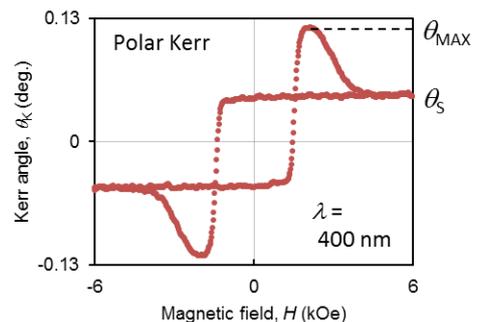


Fig.1 Polar Kerr loop for CoPt-Ag nanostructures.

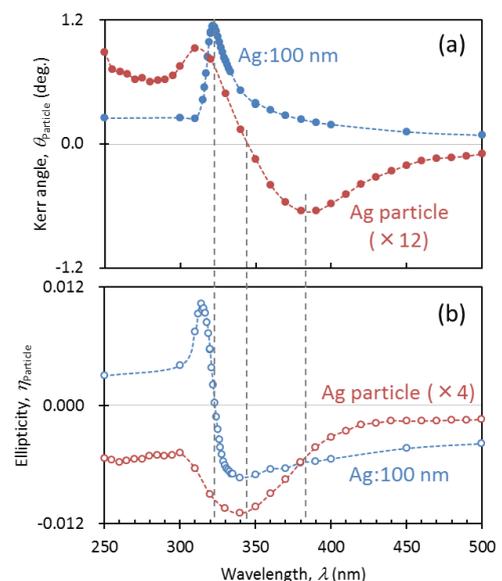


Fig.2 Kerr rotation and ellipticity spectra for CoPt-Ag nanostructures.

Co₂FeSi/MgO 積層膜における垂直磁気異方性の基板温度依存性

スタットラー 嘉也, 松下 瑛介, 高村 陽太, 中川 茂樹
(東京工業大学 工学院 電気電子系)

Substrate temperature dependence of perpendicular magnetic anisotropy of Co₂FeSi/MgO multilayers

Y. Stutler, E. Matsushita, Y. Takamura, S. Nakagawa

(Dept. of Electrical and Electronic Eng., Sch. of Eng., Tokyo Inst. of Tech.)

はじめに

垂直磁気異方性(PMA)を有する磁気トンネル接合(p-MTJ)において極めて高いトンネル磁気抵抗比を実現するために、スピン分極率が100%のハーフメタル強磁性体(HMF)薄膜にPMAを発現させる研究が盛んに行われている。これまで我々は、HMFと期待されるフルホイスラー合金Co₂FeSi(CFS)をMgOと接合させた二層構造に注目し、MgOとの界面磁気異方性^{1,2)}によりCFSにPMAを付与できることを示してきた^{3,4)}。このPMAはCFSの成膜温度 T_S に依存し、例えば、350°Cで成膜するとPMAは消失した⁴⁾。本研究では、CFSの T_S を系統的に変化させてCFS/MgO二層構造を作製し、磁化特性と結晶構造を詳細に評価することで、磁気異方性の変化の起源を調べた。

実験方法

すべての試料は、対向ターゲット式スパッタ法を用いてMgO(100)単結晶基板上に作製した。試料の積層構造は、基板/Cr(40nm)/Pd(50nm)/CFS(0.6nm)/MgO(2.7nm)/キャップとした。Cr層とPd層の成膜は室温で行い、CFS層の成膜温度 T_S は、25°C, 200°C, 300°C, 350°Cと変化した。CFS表面は、室温において酸素分圧2.0Paの雰囲気中に10分間曝露し、その後MgO層とキャップ層をそのままの温度で成膜した。また、界面以外の磁気異方性を議論するための試料として、比較的厚いCFS層を持つ基板/Cr(40nm)/Pd(50nm)/CFS(30nm)/キャップの積層構造も作製した。MgO層はRFスパッタ、それ以外の層は全てDCスパッタで成膜した。試料の磁化特性は振動試料型磁力計(VSM)で評価し、面内方向の $M-H$ 曲線からPMA定数を算出した。

実験結果

Fig. 1に、CFS(0.6nm)/MgO構造の試料のPMA定数 K_{\perp} の T_S 依存性を示す。 K_{\perp} は、 $T_S = 200^{\circ}\text{C}$ で一旦増加したが、その後減少し、350°Cで0となった。界面の作製条件はすべて同一であるため、この T_S 依存性はCFS層に内在するPMA定数 K_{\perp}^b の変化によるものと我々は考えた。そこで、30nm厚のCFS膜を用いて K_{\perp}^b の評価を行った。 K_{\perp}^b は、 T_S に依存はしたが、CFS(0.6nm)/MgO構造の K_{\perp} に比べて3桁ほど小さい値であった(Fig. 2)。

これらの結果から、CFS(0.6nm)/MgO構造の K_{\perp} の T_S 依存性はCFS層の薄膜内部のPMAによる寄与では説明できないことが分かった。界面構造の変化が異方性に大きく影響したと考えられる。発表当日は、界面磁気異方性について詳細な解析を行った結果も含め報告する。

参考文献

- 1) S. Ikeda *et al.*: *Nat. Mater.*, **9**, 721 (2010).
- 2) Z. Wen *et al.*: *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 242507 (2011).
- 3) Y. Takamura *et al.*: *J. Appl. Phys.*, **115**, 17C732 (2014).
- 4) K. Shinohara *et al.*: *AIP Advances*, **8**, 055923 (2018).

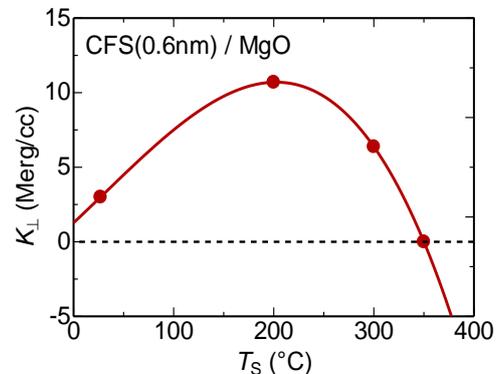


Fig. 1. T_S dependence of K_{\perp} of CFS/MgO bilayers.

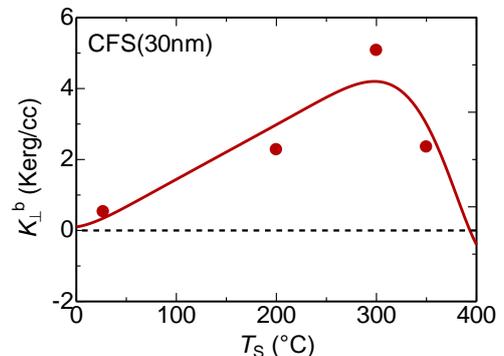


Fig. 2. T_S dependence of K_{\perp}^b of 30-nm-thick CFS layers.

Perpendicular magnetic anisotropy and the crystal structure of C38-type MnGaGe films

Mingling Sun^{1,2}, Takahide Kubota^{1,3}, Yoshiaki Kawato⁴, Yoshiaki Sonobe⁴, Koki Takanashi^{1,3}
 (Institute for Materials Research, Tohoku University¹, School of Engineering, Tohoku University²,
 Center for Spintronics Research Network, Tohoku University³, Samsung R&D Institute Japan⁴)

Introduction

It has been a consensus in industry and academia that magnetoresistive random access memory (MRAM) is one of promising memories in the near future. From the viewpoint of materials development, the exploration of materials possessing small saturation magnetization (M_s) and perpendicular magnetization with high uniaxial magnetocrystalline anisotropy energy (K_u) are necessary for increasing the capacity of the core of MRAM called magnetic tunnel junction (MTJ) [1]. So far, the most successful case is CoFeB/MgO/CoFeB perpendicularly magnetized MTJs, which has achieved tunnel magnetoresistance (TMR) ratio of over 120% at room temperature [2]. Meanwhile, some other hopeful materials were also attempted, such as $L1_0$ -FePt alloys with extremely large K_u [3] and Co-based Heusler alloy utilizing interface magnetic anisotropy [4]. However, M_s values of all those materials are relatively high. Here, we focus on C38-type perpendicularly magnetized MnGaGe films. MnAlGe which has a similar crystal structure with MnGaGe was deposited on a single-crystal (001) MgO substrate successfully [5]. Relatively small M_s of about 250 emu/cm³ and moderate K_u of about 5×10^6 erg/cm³ are of the interest for the application to MTJs. For giga-bit-class MRAMs, the reported K_u for the MnAlGe film is still small, and the study of C38-type perpendicularly magnetized film is still limited. Therefore, in this work, we have determined to study perpendicular magnetization of epitaxially grown MnGaGe films.

Experimental

All the metallic layers were deposited by using an ultrahigh-vacuum magnetron sputtering system. The MgO layer was deposited by using an electron beam evaporation system. MnGaGe layer with a thickness of 100 nm was deposited on MgO (001) substrate directly by co-sputtering technique using a MnGa target and a Ge target. The surfaces of the samples were capped by MgO (2 nm)/Ta (5 nm) layers. By adjusting output power of MnGa and Ge targets or changing Ar gas pressure, 5 series of samples were fabricated, which were: Mn₂₆Ga₂₃Ge₅₁, Mn₂₈Ga₃₈Ge₃₄, Mn₃₀Ga₃₇Ge₃₃, Mn₃₃Ga₃₆Ge₃₁ and Mn₃₅Ga₃₂Ge₃₃. Subsequent annealing processes were carried out using a vacuum furnace at 300 °C, 400 °C and 500 °C. After the preparation, vibrating sample magnetometer (VSM) and x-ray diffraction (XRD) measurements were carried out to characterize the magnetic properties and crystal structures, respectively.

Results and discussions

Composition dependence of MnGaGe thin film was investigated systematically. Except the Mn₂₆Ga₂₃Ge₅₁ films, the M_s values were close to that of the bulk sample [6] after annealing at the temperature higher than 300 °C. In addition, the Mn₃₃Ga₃₆Ge₃₁ thin films exhibited perpendicular magnetization for the post-annealing temperature ranging from 300 °C to 500 °C. Furthermore, from the results of XRD measurements, epitaxial growth with (001)-orientation was observed in the Mn₃₃Ga₃₆Ge₃₁ films with annealing. On the other hand, (110)-orientation also appeared in other samples most of which exhibited in-plane magnetization. It is proposed that the stoichiometry is crucial for the epitaxy of MnGaGe film onto MgO substrate and the perpendicular magnetization.

Reference

- [1] H. Yoda, *Toshiba Review*, **66**, 20 (2011).
- [2] S. Ikeda, *et al.*, *Nat. Mater.*, **9**, 721 (2010).
- [3] M. Yoshikawa *et al.*, *IEEE Trans. Magn.*, **44**, 2573 (2008).
- [4] M.-l. Sun *et al.*, *IEEE Trans. Magn.*, **43**, 2600404 (2017).
- [5] S. Mizukami, *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 142405 (2013).
- [6] R. Y. Umetsu, *et al.*, *IEEE Trans. Magn.* **50**, 1001904 (2014).

Cu 及び Pt を用いたスピン渦度結合によるスピン流生成

栗宗 勇貴^A, 能崎 幸雄^{A,B}
(慶大理工^A, 慶大スピン研^B)

Spin current generation via spin vorticity coupling using Cu and Pt

Yuki Kurimune^A, Yukio Nozaki^{A,B}

(^ADept. of Phys. Keio Univ., ^BKeio Spintronics Center)

はじめに

スピン渦度結合(spin vorticity coupling, SVC)とは、スピンと力学的回転による渦度が結合し、スピンと渦度の向きによってポテンシャルエネルギーに差が生じる現象である。この SVC を用いて、松尾らは表面弾性波の力学的回転からスピン流を生成する手法を提案した[1]。松尾らの計算によれば、SVC によるスピン流の大きさは、伝導体の伝導率やスピン緩和時間に比例し、スピン軌道相互作用(spin-orbit interaction, SOI)の弱い Cu や Al がスピン流生成源に適している。一方で松尾らは最近、流体を用いた SVC によるスピン流生成において、[1]とは別の SOI が寄与しない機構が存在することを理論的に示した[2]。そこで本研究では、SVC 効果における SOI の寄与に注目し、スピン流生成源として SOI の弱い Cu と SOI の強い Pt を用いて、表面弾性波によって生成されたスピン流の定量的な比較を行った。

実験方法

測定を行った素子の模式図を Fig.1 に示す。LiNbO₃ 圧電基板の上に 1 対のすだれ状電極(IDT)を形成し、IDT 間に NiFe(20 nm)/Cu(200 nm)または NiFe(20 nm)/Pt(200 nm)を成膜した。IDT に交流電圧を印加し、表面弾性波を二層膜に注入すると、非磁性層に SVC 由来の交流スピン流が生成される。これが検出層である NiFe 層に注入されることで、スピントランスファートルクによりスピン波が励起される。スピン波が励起されると透過マイクロ波が減衰するので、これをベクトルネットワークアナライザを用いて S₂₁信号として測定した。

実験結果

Fig.2 は表面弾性波が励起される周波数に固定したときの、透過マイクロ波の吸収強度 ΔP^{norm} の磁場依存性を表す。実線と破線は、それぞれ NiFe(20 nm)/Cu(200 nm)と NiFe(20 nm)/Pt(200 nm)の結果である。Fig.2 より、スピン波の励起周波数が表面弾性波の周波数と一致する磁場においてマイクロ波の吸収が見られた。吸収強度の大きさは、NiFe/Cu が NiFe/Pt よりも約 8.4 倍大きくなったが、スピン流の寄与を評価するには、Barnett 磁場が直接 NiFe 層の磁化を揺さぶる寄与を考慮する必要がある。当日は、松尾らの微視的理論により導出されたスピン流の式に基づき、マイクロ波吸収量のスピン流による寄与を定量的に考察する。

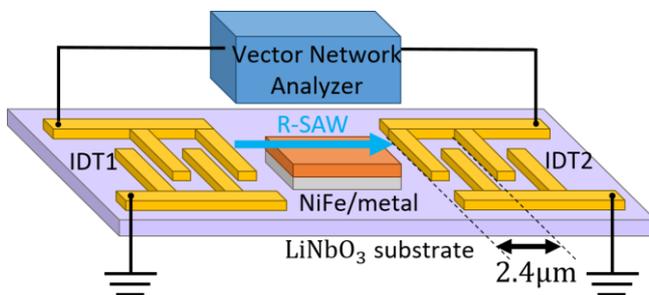


Fig.1 Experimental setup for observing spin wave excited by spin current injection.

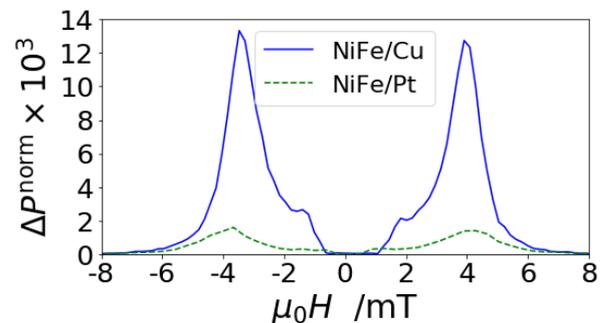


Fig.2 Magnetic field dependence of microwave absorption in NiFe/Cu (solid line) and NiFe/Pt (dashed line).

参考文献

[1] M. Matsuo *et al.*, Phys. Rev. B87, 180402(R) (2013). [2] M. Matsuo *et al.*, Phys. Rev. B96, 020401(R) (2017).

弱スピノ軌道相互作用材料の接合界面を用いたスピノ流生成実験

洞口 泰輔^A、能崎 幸雄^{A,B}(^A慶應大、^B慶應スピノ研)

Spin Current Generation Using an Interface between Weak SOI materials

T. Horaguchi^A, Y. Nozaki^B(^AKeio Univ., ^BKeio Spintronics Center)**研究背景**

スピノ流は、電荷の移動なしに磁化にトルクを与える角運動量輸送現象として省電力磁気デバイスへの応用が期待されている。従来、スピノ流生成には Pt などスピノ起動相互作用 (SOI) の大きな重金属でのスピノ依存散乱 (スピノホール効果) や磁性体中での磁化ダイナミクスの励起・緩和 (スピノポンピング) が用いられてきた。しかし近年、非磁性体表面を伝播する音波 (表面弾性波;SAW) を用いたスピノ流生成[1]や自然酸化銅中での巨大な電流→スピノ流変換[2]が報告されており、スピノ軌道相互作用の小さな材料を用いたスピノ流生成に期待が高まっている。前者については SAW による格子回転とともに運動する電子の巨視的回転とスピノのスピノ渦度結合 (SVC) によるスピノ流生成理論が松尾らによって提唱されている[3]。一方、後者に関しては、銅が酸化により SOI を発現するとの報告もあるが、Pt に匹敵する巨大なスピノ流生成効率の説明には至っていない。本研究では、Pt に比べてスピノホール角が小さく、スピノホール効果によるスピノ流生成に不向きな Cu と Si を接合させた 2 層構造膜に対し、スピノトルク強磁性共鳴法 (ST-FMR) [4]によりスピノ流評価を行った。

実験方法

ST-FMR はスピノ流に起因するスピノトランスファートルクの寄与と電流により発生するエルステッド磁場の寄与が強磁性共鳴スペクトル上でそれぞれ対称型関数 (Lorentzian) と反対称型関数 (Dispersion) として分離することを利用し、入力電流に対するスピノ流生成効率を見積もるホモダイナ検波法の一つである。我々は ST-FMR 法を用いたスピノ流由来トルクの測定により、スピノ軌道相互作用の小さな材料界面でのドリフト速度の渦度由来スピノ流観測を行った。

実験結果

Figure 1 に sub./NiFe(8 nm)/Cu(10 nm)/Si(10 nm) の細線(幅 10 μm) の ST-FMR 測定結果を示す。青線は対称型関数と反対称関数の線形和で表される関数でのフィッティング結果である。スピノ流の寄与が現れる対称型関数の振幅が有限な値となっており、Cu/Si2 層膜でのスピノ流生成が示唆された。詳細な測定結果及び定量評価については当日報告する。

参考文献

- 1) D. Kobayashi et.al, Phys. Rev. Lett. 119, 077202 (2017)
- 2) H. An et.al, Nat. Commun. 7, 13069 (2016)
- 3) M. Matsuo et.al, Phys. Rev. B 96, 020401(R) (2017)
- 4) L. Liu et.al., Phys. Rev. Lett. 106, 036601 (2011)

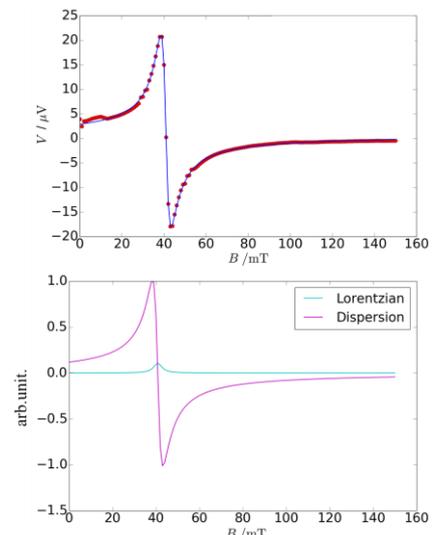


Fig.1 ST-FMR spectrum measured for sub./NiFe(8)/Cu(10)/Si(10) strip.

表面弾性波の不均一スピン依存散乱効果を用いた スピン流生成実験

山本 晃弘^A, 能崎 幸雄^{A,B}
(慶大理工^A, 慶大スピン研^B)

Spin current generation using non-uniform spin dependent scattering in surface acoustic waves

Akihiro Yamamoto^A, Yukio Nozaki^{A,B}

(^ADept. of Phys. Keio Univ., ^BKeio Spintronics Center)

はじめに

最近、表面弾性波を用いたスピン流が生成されることが小林らによって確認された[1]。これはスピン渦度結合というスピンと力学的回転の相互作用を利用して、強磁性体/非磁性体の二層膜上にレイリー型表面弾性波(Rayleigh Surface Acoustic Wave, RSAW)を注入し、交流スピン流を観測したものである。RSAWとは物体表面を伝播する波で、振幅が物体表面に対して垂直な方向に変化する。その他にも表面弾性波にはラブ型表面弾性波(Love Surface Acoustic Wave, LSAW)が存在し、これは振幅が物体表面に対して平行に変化する。本研究では、このLSAWでもスピン渦度結合によるスピン流生成が可能かどうかを調べるため、強磁性体/非磁性体の二層膜上にRSAWとLSAWの二種類の表面弾性波を注入し、交流スピン流の生成を試みた。

実験方法

測定した素子の構造を Fig. 1 に示す。圧電基板として広く用いられるタンタル酸リチウム(LiTaO₃)基板上に、超高真空蒸着器を用いて厚さ 30 nm、くし幅 600 nm の Au すだれ状電極 IDT を作製した。その後、強磁性層(20 nm)/Cu(200 nm)をスパッタ成膜した。一方の IDT に交流電流を印加し表面弾性波を励起させ、表面弾性波の伝播方向に外部磁場を印加した状態で二層膜表面を通過した表面弾性波を他方の IDT で観測した。スピントランスファートルクによるスピン波吸収によって表面弾性波が励起される周波数において表面弾性波の減衰が起こるかどうかを観測した。表面弾性波の伝播強度測定は、ベクトルネットワークアナライザ(VNA)を用いて行った。

実験結果

IDT に周波数の異なる交流電流を印加しながら S_{21} 信号を測定した後、逆フーリエ変換により frequency domain データを time domain データに変換した結果を図 2 に示す。表面弾性波の伝播速度の違いから、RSAW と LSAW の両方が LiTaO₃ 基板上に励起されていることが確認できた。図 3 に示すように、RSAW が励起される周波数において、LiNbO₃ 基板を用いた先行研究[1]と同様に RSAW 由来のスピン流が励起した FMR が観察された。当日は、LSAW のスピン流生成特性についても発表する。

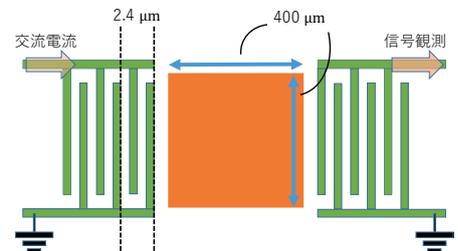


図 1 素子構成の簡易図

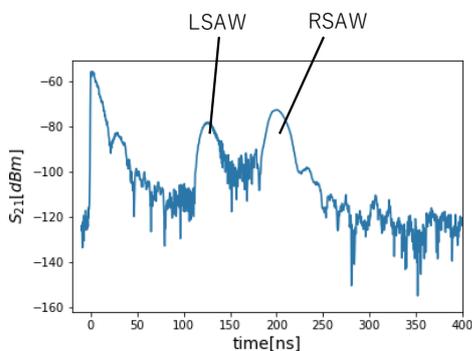


図 2 表面弾性波の観測信号強度

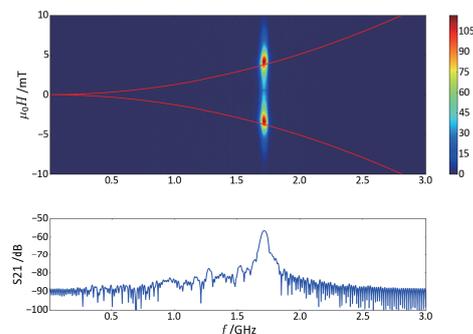


図 3 RSAW の吸収強度

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

素子サイズと参照層の膜厚が垂直磁気異方性 MTJ 素子の熱安定性に与える影響

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

Effect of size and reference layer's thickness on thermal stability of p-MTJ

T. Tanaka, C. Yoshida, A. Furuya, Y. Uehara, K. Shimizu, J. Fujisaki, T. Ataka, H. Shitara, T. Hirahara H. Oshima*
(Fujitsu Limited, *Fujitsu Laboratories Limited)

垂直磁気異方性を持つ磁気トンネル接合素子(p-MTJ)は磁気ランダムアクセスメモリ(MRAM)の候補としてこれまでに精力的に研究されている。MRAMの実用化における重要な指標の一つとしてMTJ素子に記録されるデータの熱安定性指数 Δ がある[1]。この Δ を計算する方法として、String法やNudged elastic band法を用いたマイクロマグネティックシミュレーションがあり、例えばChaves-O'Flynnらによる報告がある[2]。MTJ素子では参照層からの漏れ磁界がフリー層に与える影響は無視できないが、MTJ素子の多層構造をモデル化することで漏れ磁界の効果を考慮し Δ を評価する計算はほとんどなされていない。本発表では10層からなる二重MgOバリアMTJをモデルに用いたマイクロマグネティックシミュレーションを行い、参照層の厚さと素子サイズがフリー層の熱安定性に与える影響について調べた。

計算に用いたMTJ素子の構造をFig. 1に示す。CoPtの積層数 n を変えることで参照層の膜厚を変化させた。エネルギー障壁はString法を用いて評価した[3]。String法とは2つの安定状態を結ぶ経路の内、最大エネルギーが最も小さくなる経路を探索する手法である。求められた経路を用いてP(AP)状態からAP(P)状態へのエネルギー障壁を計算し Δ を求めた。

Fig. 2(a)はMTJ素子の直径と参照層の膜厚を変えた場合のオフセット磁界 $H_{\text{offset}} = (H_{c,P \rightarrow AP} + H_{c,AP \rightarrow P})/2$ を表している。ここで $H_{c,P \rightarrow AP}$ ($H_{c,AP \rightarrow P}$)はP(AP)状態からAP(P)状態への反転時の保磁力である。参照層の膜厚と直径によってオフセット磁界が変化することがわかる。これはフリー層に加わる漏れ磁界が変化するためと考えられる。Fig. 2(b)、(c)にP(AP)状態からAP(P)状態への指数 $\Delta_{P \rightarrow AP}$ ($\Delta_{AP \rightarrow P}$)のサイズ依存性を示す。参照層の膜厚が厚い(薄い)ときは、 $\Delta_{AP \rightarrow P} > \Delta_{P \rightarrow AP}$ ($\Delta_{AP \rightarrow P} < \Delta_{P \rightarrow AP}$)となる。これはフリー層に加わる漏れ磁界により対称性が破れてP状態とAP状態の安定性が変化するためと考えられる。特に $n=10$ (2)の時に $\Delta_{P \rightarrow AP}$ はサイズ増加に従って飽和する傾向を示した。Fig. 2(d)は $\Delta = (\Delta_{P \rightarrow AP} + \Delta_{AP \rightarrow P})/2$ のサイズ依存性を表している。Fig. 2(b)、(c)では $\Delta_{P \rightarrow AP}$ は膜厚の影響によりサイズ依存性が大きく変化した、それらとは異なり Δ のサイズ依存性は膜厚にほとんどよらないことがわかる。

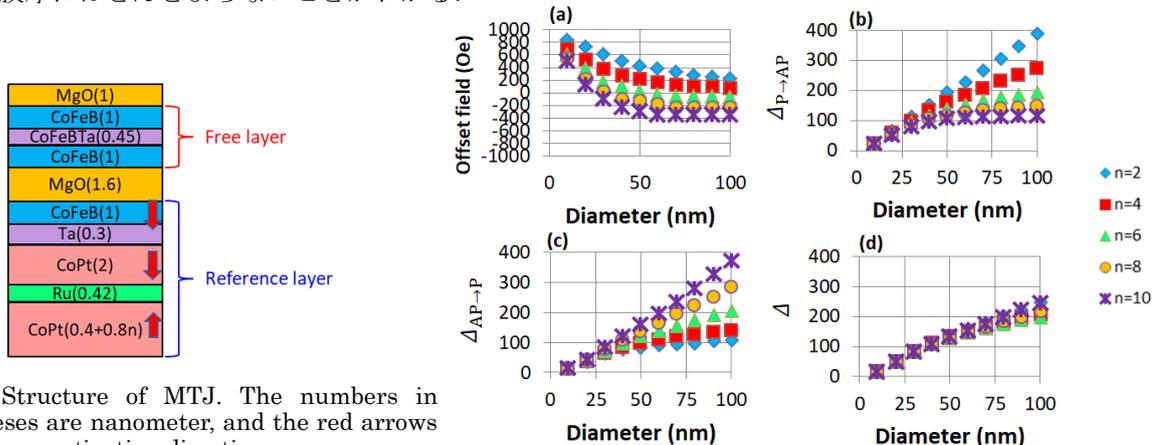


Fig. 1. Structure of MTJ. The numbers in parentheses are nanometer, and the red arrows indicate magnetization direction.

Fig. 2. (a) Offset field. (b)-(d) Index of the energy barrier.

- 1) H. Sato, S. Ikeda, and H. Ohno, Jpn. J. Appl. Phys. 56, 0802A6 (2017)
- 2) G. D. Chaves-O'Flynn, G. Wolf, J.Z. Sun, and A. D. Kent, Phys. Rev. Appl. 4, 024010 (2015)
- 3) W. E. W. Ren, and E. Vanden-Eijnden, J. Chem. Phys. 126, 164103 (2007)

希土類-遷移金属フェリ磁性体/4f 金属ヘテロ接合におけるスピン軌道トルク

笠谷雄一^{1,3}, 吉川大貴¹, 二川康宏², 塚本新¹
(¹日大理工, ²日大院理工, ³学振 PD)

Spin-Orbit Torque in rare earth-transition metal Ferrimagnet/4f-metal Heterostructures

Y. Kasatani^{1,3}, H. Yoshikawa¹, Y. Futakawa² and A. Tsukamoto¹(¹College of Science and Technology, Nihon Univ., ²Graduate School of Science and Technology, Nihon Univ., ³JSPS Research Fellow)

1 はじめに

近年、強磁性体/重金属界面で生じるスピン軌道トルク (SOT) について、様々なスピントロニクス分野で盛んに研究が行われている。SOT はフェロ磁性体/5d 重金属界面だけではなく、GdFeCo/Pt のような希土類-遷移金属 (RE-TM) フェリ磁性体/5d 重金属接合¹⁾ や、Gd/Co/Pt のような 4f 金属を用いた系²⁾ においても測定されている。本研究では、我々は 4f 金属のスピン軌道相互作用に着目し、RE-TM フェリ磁性体/4f 金属ヘテロ接合における SOT について明らかにする。

2 実験方法

Si 基板上に、Au(20 nm)/X(5 nm)/GdFeCo(10 nm)/SiN(100 nm) (X = Gd, Tb) からなる RE-TM フェリ磁性体/4f 金属ヘテロ接合膜を RF スパッタリングにより作成した。電子線リソグラフィ装置を用いて、幅 5 μm 、長さ 100 μm のホールバー形状に加工した。外部磁場を掃引しながら、信号発生器を用いて $V = V_{\text{in}} \sin 2\pi ft$ (大きさ V_{in} 、周波数 f) で振動する電圧を印加し、ロックインアンプを用いて電流と垂直に生じるホール電圧を測定した。ホール電圧の基本波成分および二次高調波成分の外部磁場依存性より、damping-like SOT の大きさと有効スピンホール角を求めた。(ハーモニクホール電圧測定)

3 結果および考察

Fig. 1 にホール電圧の基本波成分 V_{1f} および二次高調波成分 V_{2f} の、膜面内で電流と平行に印加した外部磁場 H_{ext} 依存性を示す。Gd/GdFeCo、Tb/GdFeCo のそれぞれにおいて V_{1f} の符号は同じ、 V_{2f} の符号は互いに逆向きであることがわかった。この結果より、Gd/GdFeCo と Tb/GdFeCo で生じる damping-like SOT の向きは互いに逆向きであることが示唆される。

V_{1f} および V_{2f} の外部磁場依存性より求めた、Gd/GdFeCo、Tb/GdFeCo および参照試料として作成した Pt/GdFeCo における有効スピンホール角 θ_{SH} を Fig. 2 に示す。Gd、Tb を接合した場合、スピン軌道相互作用が大きいとされる Pt に比べて、有効スピンホール角が約 10 倍程度大きくなった。また、Gd と Tb で有効スピンホール角の符号が反転しているが、これは Gd ($4f^7 5d^1$) では 4f 軌道がちょうど半閉殻であるのに対し、Tb ($4f^9$) では 4f 軌道にさらに 2 つ電子が加わるためであると考えられる。

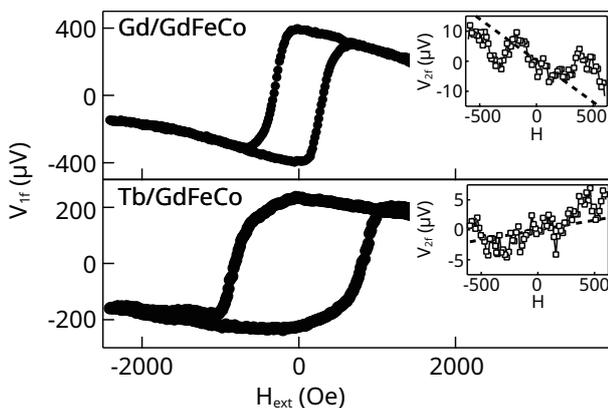


Fig. 1 In-plane magnetic field dependence of 1st and 2nd harmonic Hall voltage.

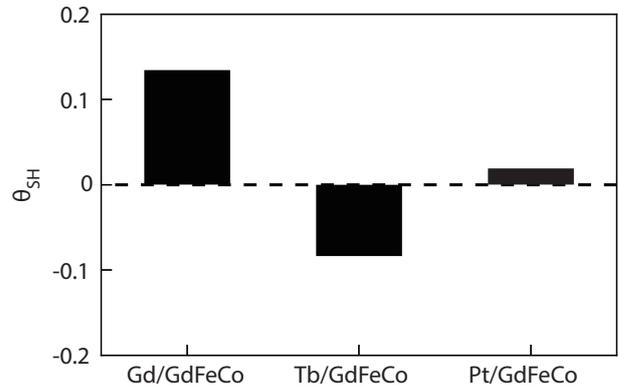


Fig. 2 Effective spin hall angle of Gd/GdFeCo, Tb/GdFeCo and Pt/GdFeCo (reference).

謝辞

本研究は、平成 25–29 年度文部科学省私立大学戦略的基盤形成支援事業 (S1311020) および平成 30–32 年度 JSPS 特別研究員奨励費の助成により行われた。

References

- 1) W. S. Ham, S. Kim, D.-H. Kim, K.-J. Kim, T. Okuno, H. Yoshikawa, A. Tsukamoto, T. Moriyama and T. Ono, *Appl. Phys. Lett.* **110**, 242405 (2017).
- 2) K. Ueda, C.-F. Pai, A.-J. Tan, M. Mann, and G. S. D. Beach, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 232405 (2016).

界面ジャロシンスキー守谷相互作用による 細線中に閉じ込めた磁気渦ダイナミクスの変調

後藤 勇喜^A, 能崎 幸雄^{A,B}
(慶大理工^A, 慶大スピ研^B)

Dynamical Modulation of Magnetic Vortex in Nanostrips
Using Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya Interaction

Y. Goto^A and Y. Nozaki^{A,B}

(^ADept. of Phys. Keio Univ., ^BKeio Spintronics Center)

はじめに

界面ジャロシンスキー守谷相互作用 (IDMI) は強磁性薄膜と重金属薄膜の界面に現れる。IDMI ではスピンの直交する時エネルギーが低くなるため、ハイゼンベルグ相互作用と IDMI が競合することによってねじれた磁化構造が安定化することが知られている。一方で、強磁性薄膜円盤において交換エネルギーと静磁エネルギーの競合により磁化がねじれた磁気渦構造が安定化する。磁気渦は渦構造を保ったまま磁気渦中心が旋回運動する TM モードの存在が知られており、その固有周波数は円盤の膜厚と直径に依存する。TM モードは交流電流や磁場により励起することができるが、最近 Liu らによって DMI が TM モードの周波数を変調するというシミュレーション結果が示された。[1]そこで我々は、DMI による TM モードの変調を実験により観察し、マイクロマグネティクス計算の計算結果と比較することにより、DMI の定量的評価を試みた。

実験方法

図 1 のように直径 1 μm の円盤をシリコン基板上に NiFe(25 nm)/Pt(9 nm) で製膜した。次に Cu(70nm) の電極を円盤端に接続し、交流電流を 50 MHz から 400 MHz の周波数範囲で印加した。TM モードの励起は円盤に現れる整流電圧を測定することにより観測した。また、図 3 のように磁化を飽和させることで V 字型細線上に渦磁壁を生成し同様に渦の TM モードを励起する実験を行った。円盤状の試料サイズに合わせた条件下でシミュレーションによる計算を行い、DMI の大きさに対してどのような変調が起こるのかを調べた。

実験結果

図 2 は NiFe/Pt および NiFe からなる円盤の TM モードの整流スペクトルを表したものである。大きな IDMI が存在すると考えられる NiFe/Pt において TM モードの固有周波数が 10 MHz 低下していることがわかる。シミュレーションによる結果より、渦の直径が小さいほど DMI による変調量が大きく観測されることが予測されるため、当日は V 字型細線中の渦磁壁に関して行った TM モードの変調についても共に発表を行う。

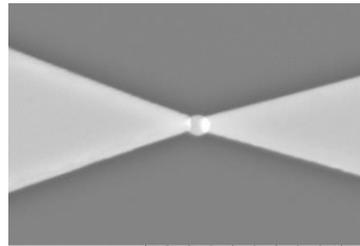


図 1 : 円盤と電極接続の SEM 画像

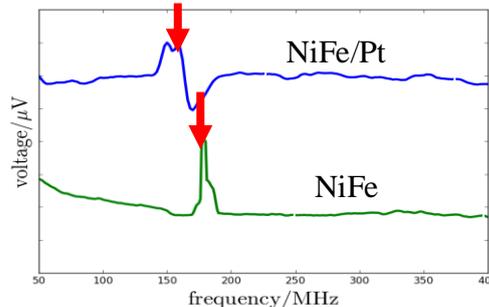


図 2 : NiFe/Pt と NiFe 円盤における整流スペクトル

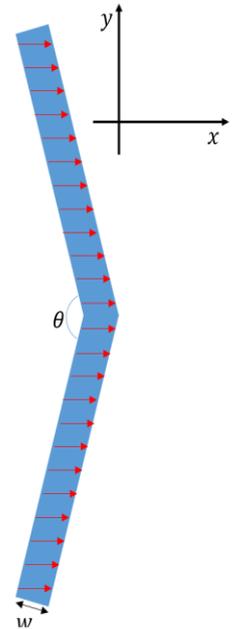


図 3 : V 字型細線

参考文献

[1]Y. Liu, M. Jia, H. Li, and A. Du, J. Magn. Magn. Mater., **401**, pp. 806-811 (2016).

反強磁性磁気構造に作用するスピントロニクスへの評価

増田啓人¹、関剛斎^{1,2}、窪田崇秀^{1,2}、高梨弘毅^{1,2}
 (¹東北大金研、²東北大 CSRN)

Characterization of Spin Hall Torque Acting on Antiferromagnetic Structures

H. Masuda¹, T. Seki^{1,2}, T. Kubota^{1,2}, and K. Takanashi^{1,2}
 (¹IMR, Tohoku Univ., ²CSRN, Tohoku Univ.)

はじめに

反強磁性体の持つ低い磁場感受率や高い磁気共鳴周波数を積極的に活用する反強磁性スピントロニクスが近年注目を集めている¹⁾。反強磁性スピントロニクスにおける課題の一つが、反強磁性磁気構造の磁化方向を効率的に操作する手法を確立することである。磁場感受率の低い反強磁性体に対して有効になると考えられるのが、電流通電によって発生するスピントロニクス効果の利用である。これまでの研究では、バルク反強磁性体とスピントロニクス相互作用の大きい非磁性物質 (Pt, Ta, W など) を組み合わせた系を用いて、電流と反強磁性磁気構造の相互作用が調べられてきた。しかしながら、バルク反強磁性体は磁区構造の制御性に乏しく、磁場による磁気構造の初期化が不可能などの技術的な問題点があり、磁気構造を制御しやすい系での系統的な研究が必要となっている。

反強磁性と電流の相互作用を系統的に調べるための一つの系として、Co-Gd アモルファス合金が考えられる。Co-Gd アモルファス合金では、Co と Gd の磁気モーメントが反平行に結合するため、合金組成を調整することで、マクロな磁気特性に対し支配的となる元素を制御できる。また、磁化が補償する組成が存在するため、補償フェリ磁性体となる組成では擬似的な反強磁性構造と電流の相互作用を調べることが可能となる。

そこで本研究では、組成を様々に変化させた Co-Gd アモルファス合金層と非磁性 Pt 層を積層化させた Co-Gd / Pt 薄膜試料を作製し、磁気特性および磁気伝導特性を評価した。特に、Pt 層のスピントロニクス効果を起源とするスピントロニクス磁気抵抗 (SMR) について組成依存性を調べ、異方性磁気抵抗効果 (AMR) の組成依存性と比較することで、反強磁性磁気構造に作用するスピントロニクス効果の理解を目指した。

また、Co-Gd / Pt 薄膜試料に加え、人工反強磁性体である反強磁性結合人工格子の作製を試み、人工格子におけるスピントロニクス効果の影響についても検討を行った。

実験結果

超高真空対応スパッタリング装置を用いて、熱酸化 Si 基板上に Cr (4 nm) / Co_{100-x}Gd_x (30 nm) / Pt (4 nm) の積層構造を有する薄膜試料を作製した。成膜温度は室温とした。Gd 濃度 x を増やすに連れ磁化の値は単調に減少し、 $x = 24$ at.% 近傍で磁化補償点となることが明らかとなった。これは $x = 24$ at.% を境に、Co-dominant な Co-Gd 合金から、Gd-dominant な Co-Gd 合金へと変化していることを意味している。AMR の組成依存性を調べた結果、 x の増加に対してその符号が反転することが明らかとなった。一方で、SMR は組成によらず同じ符号を示した。この結果は、AMR と SMR が全く異なる散乱メカニズムで生じていることを示唆しており、補償フェリ磁性体においてもスピントロニクス効果が磁化に作用することが示された²⁾。

講演時には、反強磁性結合人工格子におけるスピントロニクス効果の評価についても議論する予定である。

参考文献

- 1) T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley, and J. Wunderlich, *Nature Nano.* **11**, 231 (2016).
- 2) W. Zhou, T. Seki, T. Kubota, G. E. W. Bauer, and K. Takanashi, arXiv:1805.02827.

表面弾性波を用いたスピン起電力の生成実験

根上 脩^A、能崎 幸雄^{A,B}
(慶大理工^A、慶大スピン研^B)

Experiment on Generation of Spin-Motive Force Using Surface Acoustic Waves

Shu Negami^A, Yukio Nozaki^{A,B}
(Keio Univ.^A, Keio Spintronics Center^B)

はじめに

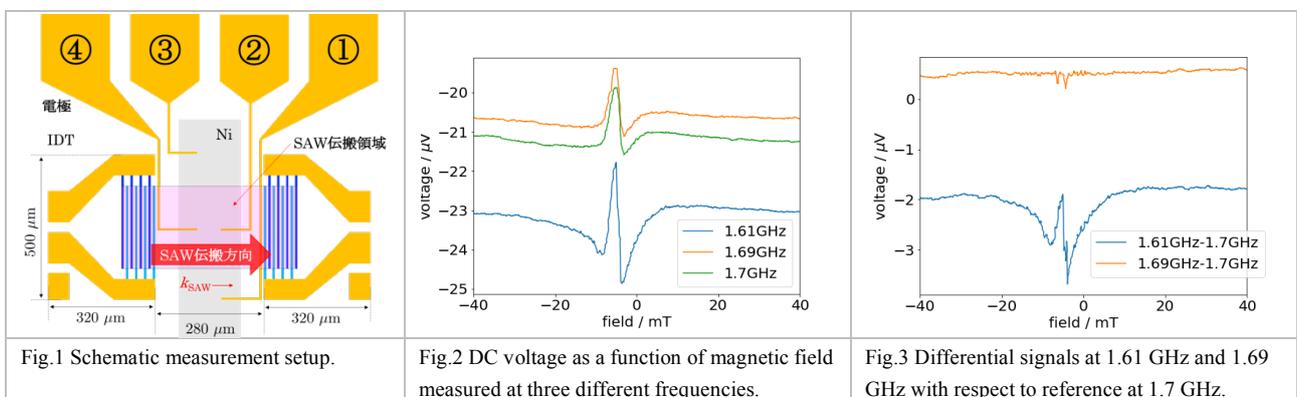
スピン起電力(Spin Motive Force, SMF)は、電荷に起因する従来の起電力とは異なり、電子の持つもう一つの自由度であるスピンに起因する起電力である。スピン起電力は、空間勾配を有する non-collinear 磁気構造の時間変化により発現する。先行研究では、磁気渦構造[1]や、形状磁気異方性を変調した楕円磁性体[2]を利用したスピン起電力生成が報告されている。本実験では、表面弾性波(SAW)を用いることにより、磁性材料の設計上の制約なしに磁気構造を空間・時間変化させ、スピン起電力の生成を行うことを目指した。

実験方法

スピン起電力実験に用いた素子の構造を Fig.1 に示す。LiNbO₃基板上に超高真空蒸着器を用いて Au(30 nm)の Interdigital Transducer (IDT)を一对作製した。次に、IDT 間に磁性薄膜として 180×700 μm²の Ni(50 nm)をスパッタ成膜した。最後に IDT の電極部と起電力測定用の電極として Au(70 nm)を成膜した。測定手順は次の通りである。(1) IDT に周波数 f のマイクロ波を印加して表面弾性波を励起し、Ni 薄膜に注入した。(2) SAW の波数ベクトル k_{SAW} と静磁場 H_{dc} の角度を θ とし、磁場強度を ±50 mT 間で 0.8 mT 刻みで掃引した。(3) 各磁場において Ni 薄膜に設けた任意の端子間の電位差をナノボルメーターで測定した。(1)~(3)を $f=1.61, 1.69, 1.7$ GHz の 3 種類の周波数で、磁場印加角度 θ を 0°~90°まで 10°刻みに変化させた。

実験結果

Fig. 2 は、 $\theta=30^\circ$ での端子①と②の電位差($V_{①}-V_{②}$)である。本実験で用いた IDT は約 1.61 GHz のマイクロ波が印加されたときのみ、表面弾性波を励起できる設計である。そのため 1.61 GHz のマイクロ波印加時の信号は表面弾性波励起時の電位差であり、他の周波数は表面弾性波以外の寄与を反映した電位差と考えられる。したがって、1.7 GHz の測定結果を参照信号とし、差分をとった信号は電磁波等の影響を取り除いた電位差とみなすことができる。Fig. 3 に示すように、SAW に由来する磁気共鳴(SAW-FMR)[3]が誘引される磁場付近で電位差が検出された。これは Ni 薄膜内で非一様な磁化歳差運動が誘引され、歳差運動角が変化する領域、すなわち磁化が空間・時間変化する部分での信号であり、SMF の寄与を含むと考えられる。SMF の定量的考察については当日報告する。



参考文献

- [1]. K. Tanabe *et al.* Nature Communications 3, 845 (2012)
- [2]. Y. Yamame *et al.* Phys. Rev. Lett. 107, 236602 (2011)
- [3]. L. Dreher *et al.* Phys. Rev. B 86, 134415 (2012)

極薄超磁歪 SmFe₂ 膜の磁気異方性

小野澤 隼, 北川 涼太, 高村 陽太, 中川 茂樹
(東京工業大学 工学院 電気電子系)

Magnetic anisotropy of negative giant magnetostrictive SmFe₂ ultrathin films

H. Onozawa, R. Kitagawa, Y. Takamura, S. Nakagawa

(Dept. of Electrical and Electronic Eng., Sch. of Eng., Tokyo Inst. of Tech.)

はじめに

超磁歪材料で垂直磁化フリー層を構成した磁気トンネル接合(MTJ)と圧電体を組み合わせたピエゾエレクトロニック MTJ(PE-MTJ)¹⁾は、不揮発性を保ったまま非常に低い磁化反転電流密度を達成できる。この素子のフリー層材料として、我々は負の巨大な磁歪効果を示す SmFe₂²⁾に注目した。これまでのところ、100 nm 厚の試料を用いて、異方的な近距離秩序に有すると考えられるアモルファス SmFe₂相が垂直磁気異方性(PMA)を持つことを明らかにしてきた³⁾。これをフリー層に応用するためには、nm オーダーまで薄層化しても PMA や大きな磁歪を保っていることを示す必要がある。今回は、SmFe₂膜の膜厚を減少させ、PMA と磁歪特性の膜厚依存性等について詳細な調査を行ったため報告する。

実験方法

すべての試料は、対向ターゲット式スパッタ法を用いて作製した。SmFe₂薄膜は、W バッファ層を堆積したガラス基板上に成膜し、さらに W でキャップした。SmFe₂の膜厚 t は、10 から 100nm まで変化させた。SmFe₂成膜時の Ar 分圧は 0.1Pa、基板温度は 200°C とした。また、積層構造を作製した後に、アニール処理を 500°C で 1 時間施した。試料の磁化特性は、振動試料型磁力計(VSM)で評価を行った。

実験結果と考察

Figs. 1(a)と 1(b)に 30nm 厚と 10nm 厚の SmFe₂膜の磁化特性を示す。面直方向に対して、 $t = 30\text{nm}$ の試料は残留磁化を持つループが確認できたが、 $t = 10\text{nm}$ の試料では困難軸のような曲線を示した。Fig. 1(c)に飽和磁化 M_s の t 依存性を示す。 M_s は、 $t \geq 30\text{nm}$ では約 520emu/cc の一定値を取ったが、 $t = 10\text{nm}$ では、約 450 emu/cc まで減少した。

磁化容易軸を定量的に評価するため、 $M-H$ 曲線から垂直と面内それぞれの磁気異方性エネルギー密度 K_{\perp} , K_{\parallel} を求め、さらに反磁界を考慮したエネルギー密度の差分 $\Delta K = K_{\perp} - (K_{\parallel} + 2\pi M_s^2)$ を定義した。Fig. 1(d) に ΔK と K_{\perp} の t 依存性を示す。 $t \geq 30\text{nm}$ までは ΔK は正だったが、それ以下では負となり、 t が 10-30nm の間で磁化容易軸が面直から面内方向に変化することがわかった。これは、薄膜化に伴う M_s の減少による反磁界の減少分以上に K_{\perp} が低下したためである。これらの結果は、膜厚の減少に伴い近距離秩序の異方性アモルファス構造が変化したことを示唆する。

以上より、SmFe₂薄膜は PMA を保ったまま 30nm まで薄層化できることがわかった。さらなる薄層化には、近距離秩序等の異方的な構造を詳細に調べながら成膜条件を調整する必要があると考えられる。

参考文献

- 1) Y. Takamura, et al.: *Solid State Electron.*, **128**, 194 (2017).
- 2) H. Samata, N. Fujiwara, Y. Nagata, T. Uchida, M. D. Lan: *J. Magn. Magn. Matter.*, **195**, 376 (1999).
- 3) 富田誠人, 石谷優剛, 高村陽太, 中川茂樹: 第 41 回日本磁気学会学術講演会, 19pA-7, 福岡, 2017 年 9 月。

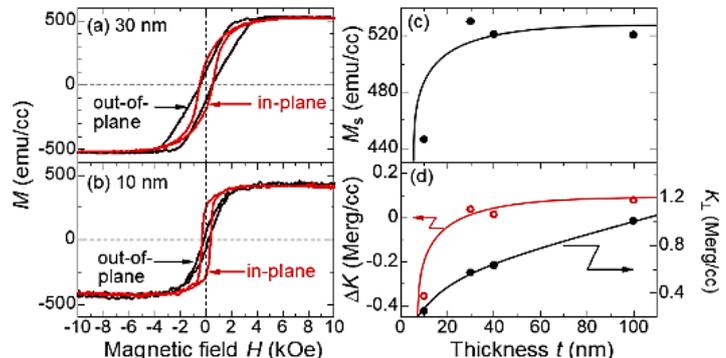


Fig. 1 Comparison of the $M-H$ loops for SmFe₂ films with $t =$ (a) 10 nm and (b) 30 nm. t dependence of (c) M_s and (d) ΔK and K_{\perp} .

RuCoCr-oxide バッファ層による CoPt-B₂O₃ グラニューラ媒体の粒間交換結合の低減

◦タム キム コング^{a)}, 櫛引 了輔^{a)}, 鎌田 知成^{a)}, 斉藤 伸^{b)}
^(a)田中貴金属工業株式会社, ^(b)東北大学

Intergranular exchange decoupling of CoPt-B₂O₃ granular media by introducing RuCoCr-oxide buffer layer

◦Kim Kong Tham^{a)}, Ryosuke Kushibiki^{a)}, Tomonari Kamada^{a)}, and Shin Saito^{b)}
^(a)TANAKA KIKINZOKU KOGYO K.K., ^(b)Tohoku University)

はじめに 現行の垂直磁気記録媒体では磁性層として CoPt 合金-酸化物薄膜 (グラニューラ媒体) が広く用いられている。グラニューラ媒体の記録密度をさらに伸ばすためには、コラム状結晶粒の一軸結晶磁気異方性エネルギー (K_u^{grain}) を $1.0 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$ 以上に増大させると共に、結晶粒間の交換結合を低減させることが必須である¹⁾。高 K_u^{grain} を有するコラム状結晶粒を実現するためには CoPt 合金結晶相と酸化物アモルファス相との相分離を促進することが肝要であり、筆者らは低融点酸化物、例えば B₂O₃ を用いることが分離析出に有効であることを報告してきた²⁾。残された課題は、Ru 中間層の直上における磁性層初期成長部での隣接結晶粒の接触に伴う粒間交換結合の抑制である³⁾。今回我々は、Ru 中間層と CoPt-B₂O₃ グラニューラ磁性層との間に非磁性合金-oxide グラニューラバッファ層を挿入する層構成を採用し、粒間交換結合を抑制する媒体の作製指針を得たので報告する。

実験結果 媒体は室温で作製し、層構成を C (7 nm)/ Co₈₀Pt₂₀-30 vol% B₂O₃ (16 nm)/ BL (0-4 nm)/ Ru (20 nm)/ Ni₉₀W₁₀ (6 nm)/ Ta (5 nm)/ glass sub. とした。ここで BL とは非磁性グラニューラ層からなるバッファ層であり、Ru₅₀Co₂₅Cr₂₅-30 vol% TiO₂ とした。金属相には磁性結晶粒のヘテロエピタキシャル成長を促進させるために、下地膜の材料 (Ru) と磁性層材料の一部 (Co) を含む非磁性六方晶 Ru 合金を選定している。Fig. 1 には作製した媒体の保磁力 (H_c) の BL 膜厚 (d_{BL}) 依存性を示す。 d_{BL} を 0 から 2 nm に厚くすると、 H_c が 7.5 から 9.3 kOe へと 24% も増大する。さらに、 d_{BL} を 4 nm まで厚くすると、 H_c は 9.3 から 8.7 kOe に低下してしまう。 H_c の d_{BL} 依存性の要因を調べるために、異方性磁界 (H_k), 熱安定性、粒間交換結合の度合いを評価した。ここで、熱安定性および粒間交換結合の度合いとしては $v_{\text{act}}K_u^{\text{grain}}/kT$, GD_{act} および α ($4\pi|dM/dH|_{H_c}$) を測定した。 K_u^{grain} は、グラニューラ磁性層の平均的な垂直磁気異方性エネルギー (K_u) が磁性層体積の 70% を占める磁性結晶粒から発現していることを考慮して求めた ($K_u = 0.7K_u^{\text{grain}}$)。Fig. 2 には、(a) H_k と K_u , (b) GD_{act} と $v_{\text{act}}K_u^{\text{grain}}/kT$ および (c) α の d_{BL} 依存性を示す。 d_{BL} を 0 から 4 nm に厚くしても、 H_k および K_u はほぼ一定の値 18.5 kOe および $8.0 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ を示した。また $v_{\text{act}}K_u^{\text{grain}}/kT$ は 130 以上の値を示しており、検討した d_{BL} の範囲では熱擾乱の影響は無視できる。一方 GD_{act} および α は d_{BL} が 2 nm で極小の 6.2 nm および 1.2 の緩慢な極小を示した。このことは 2 nm の BL 挿入により粒間交換結合が低減されることを示している。

講演では種々の融点を有する酸化物非磁性グラニューラ層を BL として挿入したグラニューラ媒体の磁気特性を併せて紹介し、酸化物種が粒間交換結合へ及ぼす効果についても議論する。

参考文献 1) G. Choe, M. Zheng, E.N. Abarra, B.G. Demczyk, J.N. Zhou, B.R. Acharya, and K.E. Johnson, *J. Magn. Magn. Mater.*, **287**, 159 (2005). 2) K. K. Tham, R. Kushibiki, S. Hinata, and S. Saito, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **55**, 07MC06 (2016). 3) R. Kushibiki, K. K. Tham, S. Hinata, and S. Saito, *AIP Advances*, **7**, 056512 (2017).

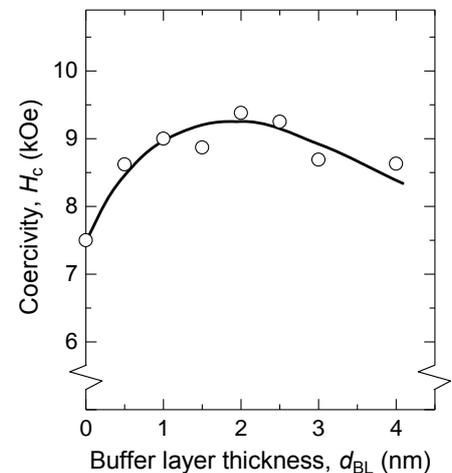


Fig. 1 Dependence of coercivity (H_c) on the buffer layer thickness (d_{BL}).

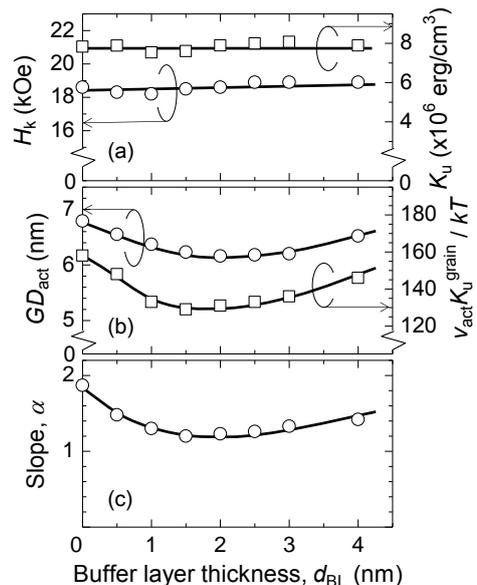


Fig. 2 Dependence of (a) H_k and K_u , (b) GD_{act} and $v_{\text{act}}K_u^{\text{grain}}/kT$ and (c) Slope (α) on buffer layer thickness (d_{BL}).

L1₀型 FePt 薄膜の添加元素による形態制御および磁気特性

石田響、土井正晶、嶋敏之

(東北学院大学)

Morphological control and magnetic properties of L1₀ FePt thin films by added elements

K. Ishida, M. Doi and T. Shima

(Tohoku Gakuin University)

はじめに

現在、永久磁石はハードディスクドライブ(HDD)やセンサー、アクチュエータ、スピーカー、さらに風力発電のタービンやハイブリットカーのモーターに使用されるなど幅広い応用がなされている。また、磁気記録媒体は垂直磁気記録方式が採用されて以降、大容量の情報が記録できるようになり、現在その記録密度は 1 Tbit/ in² に到達しようとしている。今後も 4K 放送やクラウド技術の発達などによりデータの大容量化が進行することが予測されることから、更なる記録密度の増加が求められている。しかしながらこの高密度化に伴い、記録磁性粒子の微小化による熱揺らぎの問題が深刻化することから、高い結晶磁気異方性を有する材料が求められている。そこで注目を集めているのが L1₀型 FePt 規則合金である。L1₀型 FePt 規則合金は適度な飽和磁化(1150 emu/ cm³)、高い結晶磁気異方性(7.0×10⁻⁷ erg/ cm³)に加え、耐腐食性および耐酸化性を有していることから、次世代の磁気記録媒体材料として期待されておりこれまでに数多くの研究が行われている^{1,2)}。さらに、FePt 薄膜に Cu を添加元素として用いることで規則化温度が減少し、記録媒体への応用が期待されている。しかしながら、FePt 薄膜に Fe と非固溶である元素を添加することによる形態および磁化過程の変化については十分な解明がされていない。そこで本研究では Fe と非固溶である Cu および Ag を添加した FePt 薄膜の含有量による結晶構造、表面形態及び磁気特性にどのような影響を及ぼすか詳しく調査することを目的とした。

実験方法

全ての試料は超高真空多元スパッタリング装置を用いて FePt(Cu,Ag)薄膜を作製した。基板には MgO(100)単結晶基板を用いて基板加熱を 700 °C において 1 時間行い、FePt(Cu,Ag)薄膜を成膜した。それぞれの試料の膜厚は全て 10 nm とした。(FePt)_{100-x}Cu_x 薄膜について添加元素量 X は、X = 1, 5, 10, 20 および 30 (at.%)と、(FePt)_{100-x}Ag_x 薄膜の場合には X = 1, 5, 10, 22.1 および 29.3 (at.%)と変化させ実験を行なった。試料の評価には、結晶構造を X 線回折装置(XRD)、表面形態は原子間力顕微鏡(AFM)、磁気特性は超伝導量子干渉磁束計(SQUID)を用いて評価を行った。

実験結果

FePt(Cu,Ag)薄膜を作製し、それらの試料について評価を行った。その結果、Cu 添加の場合、結晶構造は添加量の増加に伴い FePt 規則相の回折ピーク強度が減少するとともにピーク位置が高角側にシフトしていくことが確認された。このことから Fe と非固溶である Cu は FePt 規則相中に侵入し、結晶構造に影響を及ぼしたと考えられる。しかしながら、Ag の場合では含有量による回折パターンのピークシフトは確認されず、ピーク強度の減少が確認された。表面形態観察の結果、Cu 添加の場合においては添加量を 0 ~ 30 (at.%)まで変化させると膜面内の粒径が 72 ~ 46 nm まで減少することが確認された。また、Ag 添加の場合では含有量を 0 ~ 29.3 (at.%)まで増加させると粒径分布は 72 ~ 33 nm まで減少することが確認された。これより、Cu よりも Ag の場合が粒子サイズに与える影響が大きいことが確認された。磁気特性は Ag 添加においては全ての試料で約 55 kOe と高い保磁力が確認されたが、Cu 添加では添加量の増加により保磁力が減少することが確認された。講演時には、Cu および Ag を添加した際の FePt 薄膜に与える影響について詳細に報告する。

参考文献

- 1) A. Perumal, Y. K. Takahashi, and K. Hono, *Appl. Phys. Express.* **1**, 101301 (2008).
- 2) S. Sun, C. B. Murray, D. Weller, L. Folks and A. Moser, *Science.* **287**, 1989 (2000).

ECC 媒体のマイクロ波アシスト磁化反転特性

龍野 裕史^A、鈴木 翔子^A、葛西 伸哉^B、能崎 幸雄^{A,C}

(^A慶大理工、^B物質・材料研究機構、^C慶大スピノン研)

Property of microwave-assisted magnetization switching in exchange-coupled composite films

Hirofumi Tatsuno^A, Shoko Suzuki^A, Shinya Kasai^B, Yukio Nozaki^{A,C}

(^AKeio Univ., ^BNational Institute of Material Science, ^CKeio Spintronics Center)

はじめに

マイクロ波アシスト磁化反転(MAS)は、交流磁場を印加することによって磁化反転磁場が減少する現象であり、磁気記録密度を向上させる方法として最も有望視されている手法の一つである。また磁気異方性エネルギーの異なる材料を交換結合させた交換結合構造は、2 マクロスピンモデル(TMS)を用いた数値計算により、交換結合強度に依存して Hard 層の磁化反転磁場が減少することが報告されている[1]。以前我々は、交換結合構造の MAS 特性を調べるため、磁気異方性の異なる Co-Cr-Pt 基グラニューラー膜の間に非磁性 ECL(Exchanged Control Layer)を挟んだ ECC(Exchanged Coupled Composite)媒体を作製し、ECL 膜厚によって交換結合強度を制御しつつ幅 20 ns のマイクロ波インパルスを印加して MAS 実験を行った。その結果、最大のマイクロ波アシスト効果が出る周波数の ECL 厚依存性が TMS モデル[2]では説明できないことがわかった。TMS モデルでは、ECC 媒体における結晶粒間の磁氣的結合や、膜厚方向における磁化ねじれ構造が考慮されていない。そこで今回は膜厚方向に多数のマクロスピンを 1 次元的に交換結合させた、実際の媒体により近いモデルを用いて数値計算を行い、実験結果との比較・評価を行った。

計算手法

Fig. 1 に計算モデルの一例を示す。Soft 層 4 nm、Hard 層 12 nm の交換結合膜を $x = y = 10 \mu\text{m}$ 、 $z = 1 \text{ nm}$ の計算要素で膜厚方向に 16 分割したモデルを考え、隣接する計算要素内のマクロスピンが互いに交換結合するようにしてマイクロマグネティクス計算を行った。このとき Soft 層と Hard 層内の交換スティフネス定数はそれぞれ $1 \times 10^{-6} \text{ erg/cm}$ で固定し、層間交換スティフネス定数の値を $1 \times 10^{-8} \sim 10^{-6} \text{ erg/cm}$ の範囲で変化させることで MAS 特性の交換結合強度依存性を調べた。

実験結果

Fig.2 に磁化反転磁場の交換結合強度依存性の計算結果を示す。Fig.2 中の赤点と青点はそれぞれ交流磁場 (575 Oe) を印加した場合としない場合の計算結果である。交流磁場を印加しなかった場合の計算結果は H.J.Richter の報告[1]と一致する結果であり、交換結合強度の小さい領域で Soft 層と Hard 層の結合が切れる Decoupling 領域が現れた。

このとき MAS においても Decoupling 領域の直前で磁化反転磁場が最小となる結果が得られた。その他 MAS 周波数の交換結合強度依存性や Soft 層と Hard 層の割合を変えた場合の計算結果などについて発表し、実験結果との比較・議論を行う。

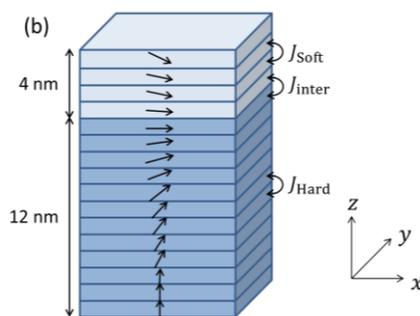


Fig.1 Numerical model for simulating MAS in ECC medium

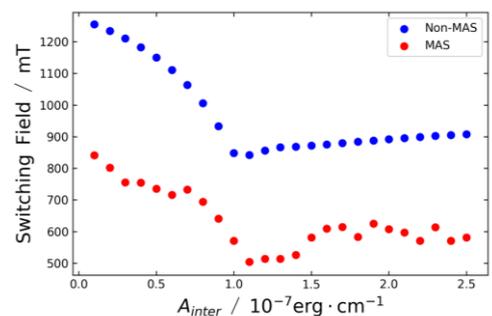


Fig.2 Numerical results of switching field as a function of interlayer exchange coupling

参考文献

- [1] H.J.Richter, A.Y.Dobin. J.Appl.Phys.99,08Q905 (2006)
 [2] T.Yamaji, H.Imamura. Appl.Phys.Lett. 109,192403(2016)

サブナノ秒パルス磁場を用いた非線形磁化ダイナミクスの時間分解測定

北島直人^A, 岡野元基^A, 能崎幸雄^{A,B}
(慶應理工^A, 慶大スピン研^B)

Time-resolved measurement on nonlinear magnetization dynamics
using sub-nanosecond wide impulse field

N. Kitajima^A, G. Okano^A and Y. Nozaki^{A,B}

(^ADept. of Phys. Keio Univ., ^BKeio Spintronics Center)

はじめに

近年、磁気記録媒体の急速な発展に伴いデジタルデータを記録する技術は精力的に研究され、そのひとつとしてマイクロ波アシスト磁化反転(MAMR)が挙げられる。従来の研究ではマイクロ波磁場強度を大きくし、磁化のポテンシャルエネルギーが十分励起された状態で行われてきたが、強度が小さく反転に至らない領域(不安定領域[1])を調べた報告は少ない。不安定領域を調べる手段として Cooperative Switching 法(CS 法[2])が挙げられる。CS 法の原理図を Fig.1 に示す。マイクロ波磁場強度が不十分な場合、反転を妨げるポテンシャル障壁 ΔE が存在する。そこにパルス磁場を重畳印加するとポテンシャルエネルギーの概形が変化し、磁化反転する。反転に至ったときのパルス磁場強度はポテンシャル障壁に対応していることからパルス磁場印加タイミングを変えることでポテンシャル障壁の時間発展を測定することができる。Okano ら[2]はこの手法を用いることで不安定領域において磁化の歳差運動角が不連続に増加する境界があることを示した。そこで我々はパルス磁場印加タイミングを変えて測定を行い、不安定領域における歳差運動角の時間発展を測定した。

実験方法

表面酸化 Si 基板に超高真空蒸着器及び EB 描画装置を用いて Ti(5 nm)/Au(60 nm) からなるコプレーナ線路(信号線幅 1 μm) を成膜した。その後同様の手法でコプレーナ線路上に細線状の $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (Py) を 60 nm 成膜した。細線の長手方向に直流磁場を印加し磁化を飽和させた後、磁化と反平行に印加した状態で FMR 測定を行い、共鳴周波数を調べた。磁化反転が起きると共鳴周波数が不連続に変化することから直流磁場を変えて共鳴周波数を測定し、磁化反転磁場を測定した。磁化反転磁場がマイクロ波やマイクロ波とパルスを重畳した波形を印加した場合にどのように変化するか調べた。

実験結果

MAMR の周波数依存性及び強度依存性から不安定領域を特定した。さらにパルス磁場を重畳した波形を用いて測定を行った。Fig.2 は重畳波形の一例でオシロスコープの表示である。当日は重畳波形のパルス磁場印加タイミングを変えた測定結果を用いて不安定領域における歳差運動角の時間発展を論じる。

参考文献

- 1) G. Bertotti *et al.*, *J.Appl.Phys.* **105**,07B712(2009).
- 2) G. Okano *et al.*, *Phys. Rev. B* **97**,014435(2018)

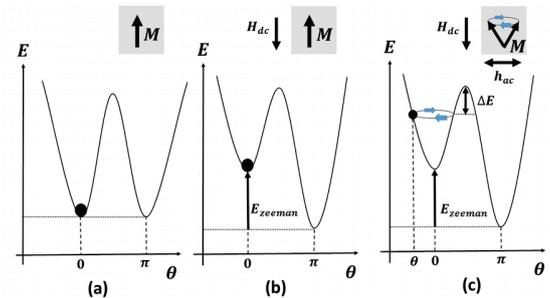


Fig. 1: Schematic view of the CS method. Theta denote the magnetization angle mesured from initial state and E denote the potential energy. When we applied no external field, 2satate is degenerate. When applied dc-field, degeneracy is resolved and microwave is applied, magnetization begin precession. But, magnetization switching is disturbed by the potential barrier(ΔE), so applying pulse field, we can realize magnetization switching. Pulse amplitude correspond to ΔE , so we can estimate precessional angle through pulse field.

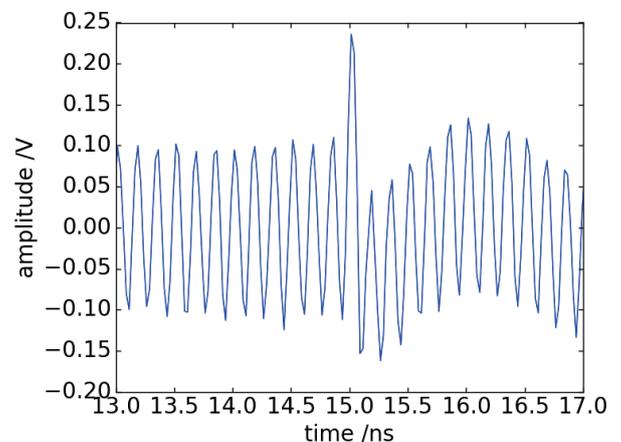


Fig. 2: Wave form of microwave combined with subnanosecond impulse field. Microwave frequency is 5 GHz and duration time is 15 ns. Pulse field is 100ps and the intensity ratio is 1:3.

積層反強磁性体におけるレーザー誘起スピン波伝播

上牧 瑛^{1,2}, 飯浜 賢志¹, 鈴木 和也^{1,3}, 水上 成美^{1,3}
 (1 東北大学 WPI-AIMR, 2 東北大学院工, 3 東北大学 CSRN)

Laser-induced propagating spin wave in synthetic antiferromagnets

A. Kamimaki^{1,2}, S. Iihama¹, K. Z. Suzuki^{1,3}, S. Mizukami^{1,3}

(¹WPI-AIMR, Tohoku Univ, ²Dept. of Appl. Phys., Tohoku Univ, ³CSRN, Tohoku Univ.)

背景

反強磁性体は隣接する磁気モーメントが互いに反平行に結合しており、強磁性体とは異なる磁化ダイナミクスを示すことから、新規デバイス応用が期待されている¹⁾。一方、反強磁性体のダイナミクスはその高い共鳴周波数から測定が容易でなく、特に反強磁性金属薄膜におけるスピン波伝播の報告はない。そこで本研究では、パルスレーザーを用いた反強磁性積層膜 (SAF 構造) におけるスピン波の観測を試みた。

実験方法

SAF 構造として、Si/SiO₂(sub.)/Ta(3)/CoFeB(3)/Ru(0.4)/CoFeB(3)/Ta(3) 薄膜 (膜厚: nm 単位) をスパッタ法により製膜した。磁気特性の評価には、極カー効果ならびに振動試料型磁力計を用いた。磁化ダイナミクス・スピン波伝播の評価には、光ポンプ・プローブ時間分解磁気光学カー効果、及び顕微光ポンプ・プローブ時間分解磁気光学カー効果 (STR-MOKE) をそれぞれ用いた²⁾。

実験結果

磁化測定の結果、試料は約 1.2 T の交換結合磁場を有することが分かった。図 1(a) に一斉歳差モードから評価した有効ダンピング定数 α_{eff} の外部磁場角度 θ_H 依存性を示す。印加磁場の強さは 1.3 T とした。 $\theta_H \geq 40^\circ$ (ただし θ_H は膜面直からの角度) において $\alpha_{\text{eff}} = 0.012$ と比較的小さい値を示した。図 1(b) に STR-MOKE の測定結果を示す。 Δt , x , $\Delta\theta_k^{\text{sw}}$ はそれぞれ、ポンプ・プローブ遅延時間、スポット中心間距離、及び極カー回転角の変化である²⁾。 $\pm 5 \mu\text{m}$ 程度の領域で明瞭なスピン波の伝播が観測された。測定の結果は強磁性薄膜におけるスピン波²⁾の波形とは大きく異なっており、SAF 構造における反強磁性磁化配列を反映しているものと考えられる。

謝辞 本研究は科研費(26103004), Core-to-Core プログラム, 東北大学 GP-Spin の支援を受けた。

参考文献

- 1) J. Lan *et al.*, Nat. Commun. **8**, 178 (2018). 2) A. Kamimaki *et al.*, Phys. Rev. B. **96**, 014438 (2017).

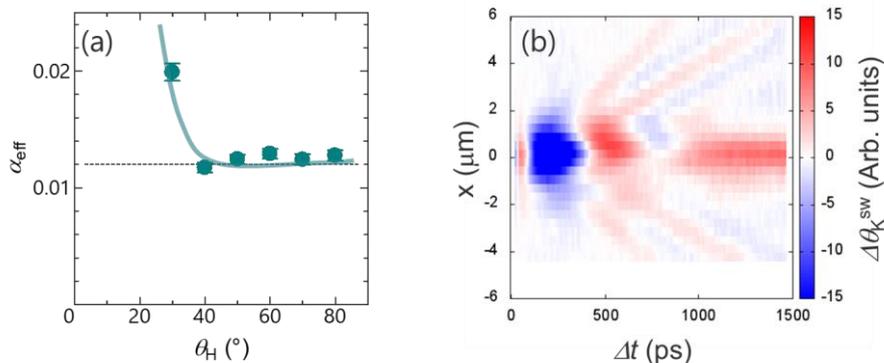


図 1 (a) SAF 構造における有効ダンピング定数 α_{eff} の磁場角度 θ_H 依存性. (b) SAF 構造におけるレーザー励起スピン波伝播の時空間マップ. Δt , x , $\Delta\theta_k^{\text{sw}}$ はそれぞれ、ポンプ・プローブ遅延時間、スポット中心間距離、及び極カー回転角の変化である。ただし、バックグラウンドは取り除いている²⁾。

[Co/Tb]磁性細線の電流磁区駆動における熱酸化 Si 層厚の影響

奥田 光伸、川那 真弓、石井 紀彦、宮本 泰敬
(NHK 放送技術研究所)

Influence of Surface Oxidized Si Layer Thickness on Substrate
for Current-driven Domain Wall Motion in [Co/Tb] Nanowire
M. Okuda, M. Kawana, N. Ishii, Y. Miyamoto
(NHK Science & Technology Research Labs.)

はじめに

磁性細線における磁壁の電流駆動に関する研究¹⁾に注目が集まり、レーストラックメモリ²⁾に代表される新原理のメモリが提案されている。我々は磁性細線を並列に複数配置し、それらの磁区をパルス電流印加によって同期駆動する高速磁気記録デバイスの実現を目指して、磁性細線中の磁区を電流駆動する基礎研究を進めている³⁾。電流駆動時の磁区形状の変化を検証するため、磁気光学顕微鏡により[Co/Tb]磁性細線の磁区駆動を観察した。駆動電流量の増大に伴い磁区駆動速度は上昇するが、ある臨界を超えると発生したジュール熱により磁区の磁化状態が不安定になり、磁区が多数に分裂することで多磁区化することを確認した。そこで基板表面の熱酸化 Si 層に蓄積され磁区駆動を阻害するジュール熱の影響を検証するため、各熱酸化 Si 層厚条件におけるパルス電流を印加した際の磁性細線への影響を、磁気光学顕微鏡により観察したので報告する。

実験方法

イオンビームスパッタ法および電子線リソグラフィにより、Pt(3 nm)/[Co(0.3nm)/Tb(0.6nm)]₅ 垂直磁化多層膜を表面熱酸化 Si 基板上に堆積して磁性細線を作製した。磁性細線の大きさは、幅 5 μm、長さ 20 μm とした。パルス電流を印加するため、細線の両端に一对の電極を形成している。電流駆動実験には基板表面の絶縁性が求められるため、表面熱酸化 Si 層厚を 20 ~ 400 nm の範囲で変化させたものを用意し、それぞれの基板上に磁性細線を形成した。次に、パルス電流を印加して駆動実験に必要な初期磁区を導入した。細線長さ方向に 500 ns のパルス電流を印加して磁区が移動の様子を磁気光学顕微鏡により観察し、熱酸化 Si 層厚の違いによって磁区駆動速度や多磁区化する印加電流密度の変化について調査した。

実験結果

Fig.1 は Si 基板の表面熱酸化 Si 層厚を 200 ~ 400 nm の範囲で変化させた場合の、磁区駆動速度の印加電流密度依存性を示したものである。各熱酸化 Si 層厚条件において、磁区駆動可能な速度以上の駆動電流を印加した場合、初期磁区として導入した磁区は形状を保持できず多磁区化の様子が観察された。熱酸化 Si 層厚の減少に伴い、細線に印加できる電流密度の上限値が 3.0×10^7 A/cm² から 5.8×10^7 A/cm² へ上昇した結果、磁区駆動速度も 8.5 m/s から 14.6 m/s まで 6.1 m/s 上昇した。このとき、印加パルスの電流密度上限が 2.8×10^7 A/cm² 大きくなっているが、これは層厚の減少に対応して熱酸化 Si 層に蓄積可能な熱の総量が減少し、磁区駆動の阻害要因が減少したためと考えられる。熱酸化 Si 層厚 200 nm と 400 nm の場合で多磁区化する際の電流密度を比較すると、500 ns のパルスを印加している間に発生するジュール熱の差分は 1.6×10^{-7} J と見積もられ、この熱の一部が熱酸化 Si 層に蓄積されているものと推測される。さらに薄い熱酸化 Si 層厚における磁区駆動の詳細についても当日報告する。

参考文献

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

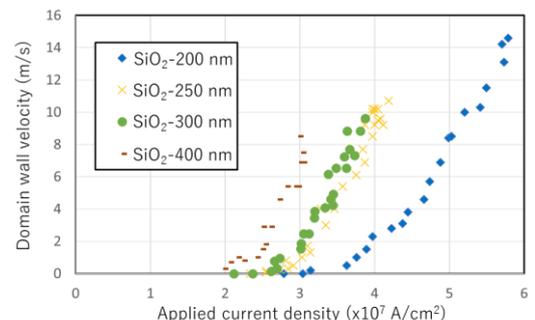


Fig.1 Applied current density dependences of domain wall velocity for [Co/Tb] nanowires deposited on various SiO₂ surface oxidized layer thickness.

Large perpendicular magnetic anisotropy in sputter-deposited $\text{Fe}_{100-x}\text{Al}_x/\text{MgAl}_2\text{O}_4$ heterostructures

T. Scheike, °H. Sukegawa, X.D. Xu, T. Ohkubo, K. Hono and S. Mitani
(NIMS)

Large perpendicular magnetic anisotropy (PMA) at ferromagnet (FM)/oxide interfaces is of utmost importance for magnetic tunnel junctions (MTJ) based memory devices such as spin-transfer torque magnetoresistive random access memory (STT-MRAM) and magneto-electric RAM. In recent publications, Al diffusion from a Co_2FeAl FM layer into an MgAl_2O_4 layer was reported to induce large PMA energy $K_{\text{eff}} = 0.4 \text{ MJ/m}^3$ in lattice-matched $\text{Co}_2\text{FeAl}/\text{MgAl}_2\text{O}_4(001)$ epitaxial heterostructures.^{1,2)} It was suggested that the element diffusion resulted in strong hybridization of Fe- with O-orbitals at their interface, assisting the PMA contribution.²⁾ In order to improve K_{eff} further, we examined the bcc Fe-Al with Fe rich compositions as an FM layer. Here, we report larger PMA energy K_{eff} over 1 MJ/m^3 using ultrathin $\text{Fe}_{100-x}\text{Al}_x/\text{MgAl}_2\text{O}_4$ heterostructures for various x .

The following stack structures were deposited on $\text{MgO}(001)$ single crystal substrates using an ultrahigh vacuum magnetron sputtering system: MgO substrate/ $\text{Cr}(40)/\text{Fe}_{100-x}\text{Al}_x$ (t_{FeAl})/ $\text{Mg}(0.2)/\text{Mg}_{40}\text{Al}_{60}(0.7)$ /plasma oxidation/ $\text{Ru}(2)$ (thickness in nm). The MgO substrate/ Cr layer was annealed at 750°C for 1 h. $\text{Fe}_{100-x}\text{Al}_x$ was deposited by co-sputtering of Fe and Al. An MgAl_2O_4 layer was formed by the plasma oxidation of the $\text{Mg}/\text{Mg}_{40}\text{Al}_{60}$ bilayer. The stacks were post-annealed *ex-situ* at temperatures of T_{ann} . Magnetic properties including K_{eff} were evaluated using a vibrating sample magnetometer at room temperature.

As shown in Fig. 1, large K_{eff} above 1 MJ/m^3 was obtained for $x = 11, 20,$ and 28 , which was nearly the same value observed in $\text{Fe}/\text{MgAl}_2\text{O}_4$ fabricated by electron-beam deposition.³⁾ For $T_{\text{ann}} < 300^\circ\text{C}$, K_{eff} increases with x . K_{eff} values show a strong T_{ann} dependence above 300°C ($x \leq 20$), showing possible tunability of PMA properties with Al concentration and T_{ann} . Scanning transmission electron microscope analysis showed a lattice-matched interface with Al diffusion from the Fe-Al layer into the barrier. Above 300°C , diffusion of Cr was also confirmed; however, we observed no significant change in the saturation magnetization and negligible magnetic dead-layer. The results show very large interfacial PMA can be achieved by atomically-controlling element diffusion in sputter-deposited heterostructures. Therefore, the $\text{Fe}_{100-x}\text{Al}_x/\text{MgAl}_2\text{O}_4$ is a good candidate for future spintronic applications. This study was supported by the ImPACT Program, and JSPS KAKENHI Grant Nos. 16H06332 and 16H03852.

Reference

- 1) H. Sukegawa *et al.*, Appl. Phys. Lett. **110**, 112403 (2017).
- 2) J.P. Hadorn *et al.*, Acta Mater. **145**, 306 (2018).
- 3) Q. Xiang *et al.*, Appl. Phys. Express **11**, 063008 (2018).

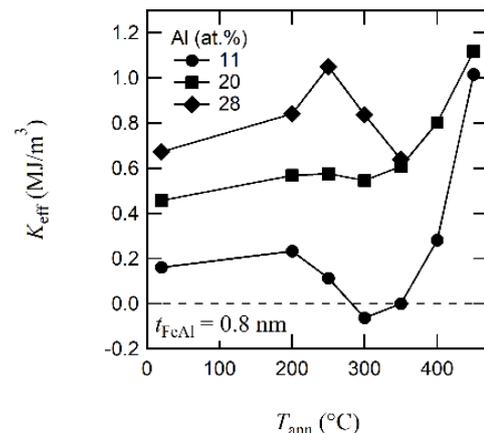


Fig. 1. T_{ann} dependence of K_{eff} of various Al concentration (x) in $\text{Fe}_{100-x}\text{Al}_x$ ($t_{\text{FeAl}} = 0.8 \text{ nm}$)/ MgAl_2O_4 heterostructures.

酸化物／強磁性金属へテロ接合膜における磁気抵抗効果と強磁性金属結晶配向性との相関

○磯上慎二¹, 埋橋 淳¹, 大久保忠勝¹, 林 将光^{1,2}
(¹ 物材機構, ² 東京大)

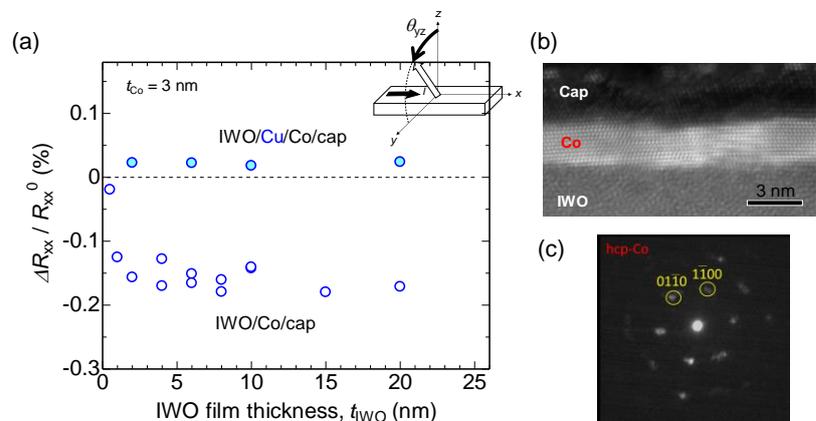
Relationship between magnetoresistance effect and crystal orientation of ferromagnetic-metal in oxide/ferromagnet heterostructure

Shinji Isogami¹, Jun Uzuhashi¹, Tadakatsu Ohkubo¹, and Masamitsu Hayashi^{1,2}
(¹ NIMS, ² Univ. of Tokyo)

1. はじめに ヘテロ接合膜面内 (x 方向) へ電流を流しながら, 直交する面内 (yz 面) で磁場を回転すると, 電気抵抗変化が生じるスピンホール磁気抵抗 (SMR) 効果が報告されている¹⁾. この測定配置は通常の面内異方性磁気抵抗 (in-plane-AMR) 効果と異なるが, 例えば MgO/Fe/MgO 接合中の Fe の結晶性や配向性によっては, 上述の SMR 測定配置において Transverse-AMR 効果が観測されている²⁾. 我々は, アモルファス相の In-W 酸化物 (IWO) / 強磁性金属へテロ接合に対し SMR 測定配置にて磁気抵抗 (MR) 測定したところ, IWO の膜厚によらず一定の MR 変化率が観測された. この起源としては界面における本質的な SMR 効果, 強磁性金属層内部の Tr-AMR 効果などの可能性が予測されるが未解明である. そこで本研究では, 観測された MR 変化率の起源の理解を深めるため, 界面微細構造の解析を目的とした. その結果, MR 効果を示すものと示さないものでは, 強磁性層の結晶配向性に違いが明らかとなったため, 詳細を報告する.

2. 実験方法 試料の膜構成は, 熱酸化膜付き Si 基板 / IWO / Cu / FM 層 / Cap 層とした. 成膜には RF マグネトロンスパッタリング装置を用いた. IWO 膜は酸素を 0.5 % 含んだアルゴン混合ガスによる反応性スパッタリング法にて室温で成膜した. FM 層には Co, Co₂₀Fe₆₀B₂₀, Fe₆₇Co₃₃ などを用いた. ホールバーはメタルマスクを用いて作製し, サイズは $L = 1.2$ mm, $W = 0.8$ mm とした. 抵抗 (R_{xx}) の測定には直流四端子法を用い, 十分飽和する 4 T の磁場を yz 面内で回転させながら行った (上述の SMR 測定配置). ここで電流方向を x 方向と定義している. IWO / Co 界面の微細構造は, HAADF-STEM 像とナノビーム電子線回折パターンを用いて解析した.

3. 実験結果 Fig. 1(a) は IWO 膜厚 (t_{IWO}) に対する MR 変化率 ($\Delta R_{xx}/R_{xx}^0$) を示す. Cu 膜厚がゼロ (IWO/Co/cap) の時, IWO 膜厚が数 nm を越える領域で -0.2% 一定値となったことが見て取れる. しかし Cu 挿入膜 (IWO/Cu/Co/cap) では MR 変化率がほぼゼロとなった. Fig. 1(b) は Cu を挿入していない IWO/Co/cap の STEM 像を示す. アモルファス IWO 上に高配向 Co の形成が見て取れる. Fig. 1(c) は Co 層におけるナノビーム電子線回折パターンを示す. 解析の結果, Co は c 面が面内方向を向いた六方最密充填構造をとっていることが判った. 講演会では Cu を挿入した時の Co の結晶性を示し, 結晶構造と磁気抵抗の関連について議論する.



参考文献

- 1) H. Nakayama, et al., PRL. **110**, 206601 (2013).
- 2) L.K. Zou, et al., PRB **93**, 075309 (2016).

Fig.1(a) IWO thickness dependence of MR ratio with and without 1-nm-thick Cu layer insertion between IWO and Co layers. (b) Cross sectional HAADF-STEM image for IWO/Co/cap structure. (c) Nano-beam electron diffraction pattern of specific point in Co layer.