

界面スピン軌道相互作用誘起の Fe 超薄膜の垂直磁気異方性の変化

山本真吾^A、山本航平^A、田久保耕^A、福田憲吾^B、大島大輝^C、
加藤剛志^B、岩田聡^C、和達大樹^A、松田巖^A
(東大物性研^A、名古屋大工^B、名古屋大未来材料・システム研究所^C)

Study of perpendicular magnetic anisotropy change of Fe ultrathin
film induced by interfacial spin-orbit interaction

Sh. Yamamoto^A, K. Yamamoto^A, K. Takubo^A, K. Fukuta^B, D. Oshima^C,
T. Kato^B, S. Iwata^C, H. Wadati^A, I. Matsuda^A

(^AISSP Univ. of Tokyo, ^BNagoya Univ., ^CNagoya Univ. IMASS)

はじめに

スピントロニクス分野においてデバイスの高密度・集積化のために、面直磁化膜が注目を集めている。しかし垂直磁気異方性(Perpendicular Magnetic Anisotropy: PMA)の発現に関して、詳細な理論での解釈が完全にはなされていない。これまで PMA やその電場依存性は、界面へのドーピングの効果から説明がなされてきていた[1]。それに対して近年、理論的な先行研究によって強磁性体の交換相互作用と界面におけるラシュバスピ軌道相互作用の協奏によって強磁性体超薄膜に PMA が発現し、その電場依存性についても説明ができるとされた[2]。本研究ではスピン軌道相互作用の大きな 5d 金属 Au と絶縁体 MgO といった異種の層の間に 3d 遷移金属 Fe の超薄膜を挟み込んだ系(Au/Fe/MgO 系, Fig.1(a))について、Fe を同種の層(Au)で挟んだ場合と比較し、その垂直磁気異方性に関してスピン軌道相互作用との関連を議論する。

実験方法

Au/Fe/MgO 系は分子線エピタキシー法により成膜し、構造は反射高速電子線回折、薄膜 X 線回折により行った。またその磁気曲線の評価は AGM(Alternating Gradient Magnetometer)測定により行い、Fe の軌道・磁気モーメントは、放射光施設 UVSOR にて X 線磁気円二色性測定を行い、その結果を総和則と組み合わせて導出した。また界面由来の垂直磁気異方性エネルギーをトルク磁力計測定によって決定した。

実験結果

Fe 超薄膜の磁気モーメントの L/S の比、PMA エネルギーはいずれも異種で挟んだ方が同種の場合よりも大きかった。これは、異種で挟み込んだ場合の方が、界面スピン軌道相互作用の垂直磁気異方性への影響が強く現れることを主張する理論の先行研究と整合していた。また、異種で挟み込んだ Fe 超薄膜は、膜厚が薄くなるに従って PMA が大きくなり(Fig. 1(b))、同時に、軌道磁気モーメントも大きくなることが観測された。講演では、膜構造も含めてこの系の垂直磁気異方性と界面スピン軌道相互作用の関係について議論する。

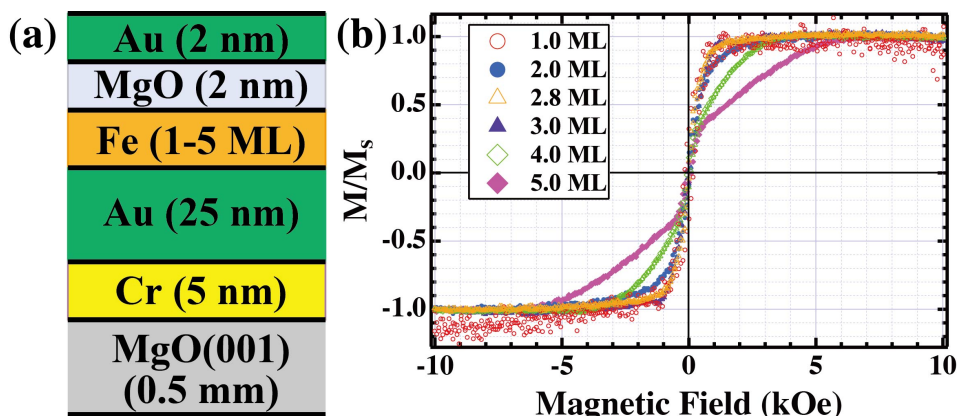


Fig. 1 (a) Film stack of Au/Fe/MgO system

(b) Thickness dependence of magnetization curves obtained by AGM in out-of plane configuration

参考文献

[1] T. Maruyama *et al.*, Nat. Nanotechnol., **4**, 158, 2009 [2] S. E. Barnes *et al.*, Sci. Rep., **4**, 4105, 2014

軌道磁気モーメントが支配する TbCo 系垂直磁化膜の磁化特性と磁化反転挙動

安達美咲¹、柴山茜¹、鈴木宏輔¹、櫻井浩¹、劉小晰²、安居院あかね³
(群馬大¹、信州大²、量研機構³)

Magnetization switching behavior of a TbCo amorphous perpendicular magnetic anisotropy film dominated by orbital magnetic moment

M.Adachi, A.Shibayama, K.Suzuki, H.Sakurai, X.Liu, A.Agui
(Gunma Univ¹, Shinshu Univ², QST³)

はじめに

近年、磁気トンネル接合に垂直磁気異方性をもつ希土類-遷移金属(RE-TM)層を加え、磁気スイッチングを制御する研究が進められている。角型比の高い垂直磁化膜は保磁力が高いため、高いスイッチング磁場が必要であり、その低減が課題である。そのため、RE-TM 合金の磁気スイッチング特性の解明が求められている。最近、磁気コンプトン散乱と SQUID 磁力計を組み合わせることでスピン選択磁化曲線(SSMH)と軌道選択磁化曲線(OSMH)を分離して測定する手法が報告されている。本研究では、Al 層と TbCo 層の厚さを制御した TbCo/Al 多層膜について、磁気コンプトン散乱実験によるスピン選択磁化曲線、軌道選択磁化曲線の測定を行い、磁化反転挙動を調べた。

実験方法

RF スパッタリング装置を用いて 2 種類の試料 [TbCo120nm/Al5nm]₁₀、[TbCo110nm/Al4nm]₁₀ を作製した。作製した 2 種類の試料について、X 線回折測定からアモルファス構造を確認し、EPMA 測定で Tb₂₀Co₈₀ の組成を確認した。SQUID 磁力計を用いて磁化測定を行った。その後大型放射光施設 SPring-8 の BL08W で磁気コンプトン散乱測定を行い、磁気コンプトン散乱から SSMH を求めた。さらに、SQUID 磁力計による磁化曲線と SSMH の差から OSMH を求めた。また、磁気コンプトン散乱から求めた磁気コンプトンプロファイルを解析し、Tb と Co の元素別磁化曲線を求めた。

実験結果

Fig.1(a)(b)に[TbCo120nm/Al5nm]₁₀ 及び[TbCo110nm/Al4nm]₁₀ の全磁化曲線(total)、SSMH 及び OSMH の図を示す。

[TbCo120nm/Al5nm]₁₀ の保磁力は約 0.3T、[TbCo110nm/Al4nm]₁₀ の保磁力は約 1.5T となり、Al 層と TbCo 層の厚さを制御して垂直磁化膜の保磁力が制御されることがわかる。

また、両試料共に、軌道選択磁化曲線は全磁化曲線と似た挙動を示し、スピン選択磁化曲線の寄与は小さい。したがって、2 つの試料の磁化反転はの振る舞いは、軌道磁気モーメントの磁場応答に大きく支配されていることがわかった。

参考文献

- 1) K. Yakushiji et. al. Appl. Phys. Express 3, 053003 (2010).
- 2) M. Itou et. al. Appl. Phys. Lett. 102, 082403 (2013).
- 3) A. Agui et. al. Appl. Phys. Express 4, 083002 (2011).

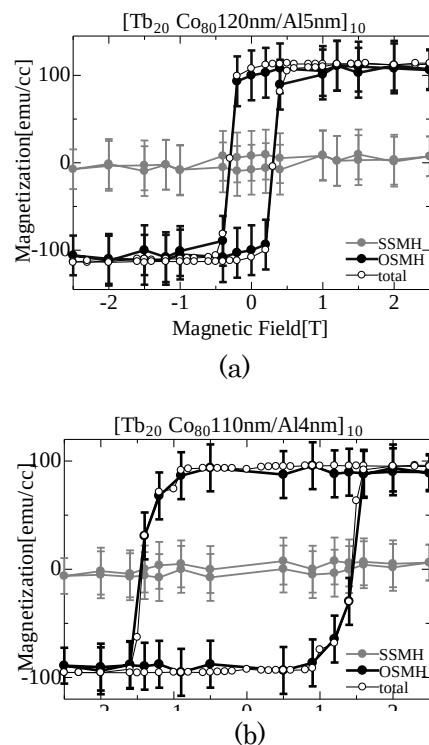


Fig.1 Spin selection, Orbit select and total magnetization curve
(a) [TbCo120nm/Al5nm]₁₀ and
(b) [TbCo110nm/Al4nm]₁₀.

CoFeB/MgO 多層膜におけるスピン・軌道選択磁化測定

柴山茜、山添誠敏、加藤忠、鈴木宏輔、安達美咲、星和志、伊藤真義、櫻井吉晴、櫻井浩
(群馬大、JASRI)

Spin/orbital specific magnetization measurement for CoFeB/MgO multilayers

A.Shibayama, M. Yamazoe, T. Kato, K. Suzuki, M. Adachi, K. Hoshi, M. Itou, Y. Sakurai and H. Sakurai
(Gunma Univ., JASRI)

はじめに

次世代高密度不揮発性メモリ(MRAM)において、磁気スイッチング磁場が低減できる垂直磁気異方性を有する強磁性電極の磁気トンネル接合(MTJ)が注目されている。磁気スイッチングにおける消費電力低減のためには、磁気スイッチングのプロセスを解明する必要がある。

本研究では固体エピタキシーを利用した CoFeB/MgO 磁気トンネル接合膜におけるスピン磁気モーメントの磁化曲線(SSMH)と軌道磁気モーメントの磁化曲線(OSMH)をもとめ、電子論的視点から磁気スイッチングプロセスを検討する。

実験方法

CoFeB(4nm)/MgO(1nm)多層膜を Al フォイル基板、Si(111)基板上に RF スパッタリング法で作製し、360°C、2 時間の条件で熱処理を行った。参照試料として CoFeB(4nm)/MgO(1nm)多層膜 (熱処理なし)、CoFeB 単層膜 (熱処理なし、熱処理あり) を作製した。X 線回折測定から、CoFeB(4nm)/MgO(1nm)多層膜 (熱処理あり) では CoFe(001)/MgO(001)配向を確認した。SPRING-8, BL08W にて磁気コンプトン散乱実験を行い、SSMH を求めた。SQUID 磁力計を用いて全磁化曲線を求めた。全磁化曲線と SSMH の差から OSMH を求めた。なお測定における印可磁場は膜面垂直であった。

実験結果

Fig.1は、CoFeB 単層膜(熱処理なし、熱処理あり)、CoFeB(4nm)/MgO(1nm)多層膜(熱処理なし、熱処理あり)の4つの試料についての磁化曲線を示している。SSMH は各試料において、形状磁気異方性を反映した挙動を示している。熱処理なしの CoFeB 単層膜では、OSMH は SSMH と同様の挙動を示している。一方、熱処理した CoFeB 単層膜、CoFeB/MgO 多層膜(熱処理なし、熱処理あり)では、OSMH は SSMH と異なる挙動を示している。これは結晶化または多層膜界面における軌道磁気モーメントの異方性が寄与している。

参考文献

- 1) B.Cui, J. Alloys. Compd. 559(2013)112-115.
- 2) M. Itou et. al., APL102, 082403(2013).
- 3) Agui et. al., H. Kawata, J. Synchrotron Radiat. 17, 321(2010).
- 4) A. Agui et. al., J. Appl. Phys. 114, 183904(2013).

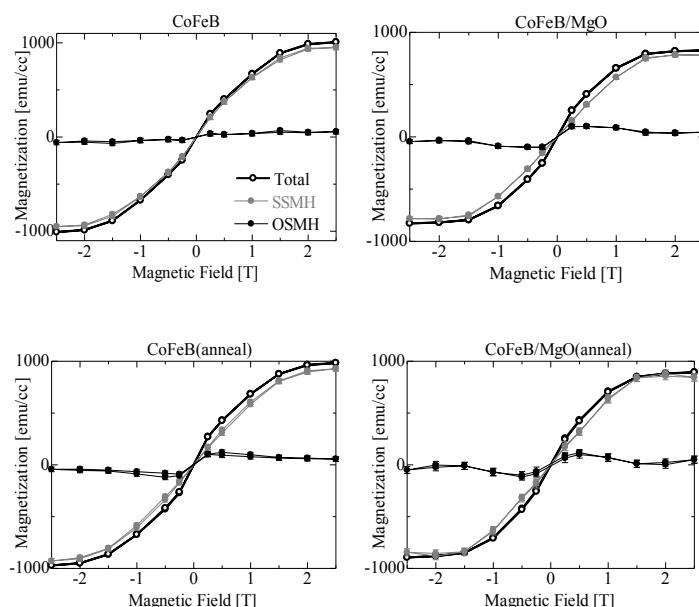


Fig.1 Magnetization curves

Co/Pd 多層構造の元素別軌道磁気モーメントの異方性

岡林 潤、宗片比呂夫*
(東大、*東工大)

Anisotropic Orbital magnetic moments in Co/Pd multilayers

Jun Okabayashi and Hiro Munekata*
(Univ. of Tokyo, *Tokyo Tech.)

Introduction

CoPd is a candidate for the spintronics materials possessing perpendicular magnetic anisotropy (PMA) which can be utilized for the high-density recording technology [1]. The 4d transition metal (TM) system of Pd is well recognized as the sustainable elements of 5d TM system in Pt toward the PMA materials combined with the magnetic 3d TMs. In order to understand the mechanism of PMA in CoPd, the contributions of orbital magnetic moments of each element have to be clarified explicitly. Bruno theoretically proposed the orbital moment anisotropy in TM multilayers as a second perturbation of spin-orbit interaction [2]. However, even in the strong spin-orbit coupled cases using 4d or 5d TMs, the applicability of this formula has been still debated [3]. Our aim in this study is to discuss both orbital and spin moments of Co and Pd for PMA and in-plane anisotropy samples by using angular-dependent X-ray magnetic circular dichroism (XMCD) in Co *L*-edge and Pd *M*-edges.

Experimental

We prepared two kinds of samples of Co/Pd multilayered structures: Co (0.69 nm)/Pd (1.62 nm) for PMA and Co (1.03 nm)/Pd (1.62 nm) for in-plane anisotropy with stacking five periods on the Si substrates [4]. Sample surfaces were sputtered by Ar ions before the XMCD measurements in order to remove the oxygen contamination. We performed XMCD experiments at BL4B, UVSOR, Institute of Molecular Science. Total electron yield mode was adopted. A magnetic field of ± 5 T was applied along the direction of the incident polarized soft x-ray.

Results

We observed XMCD signals in Pd *M*-edges after the removal of surface contamination as shown in Fig. 1. Although the X-ray absorption spectroscopy (XAS) line shapes overlap with those of O *K*-edge absorption, clear XMCD signals induced by the proximity with Co layers are observed. The Pd *M*-edge XMCD line shapes in both PMA and in-plane samples almost remain unchanged. Magneto-optical sum rule analysis, which is defined in the TM *L*-edge absorption, cannot be applicable for *M*-edge XMCD. Precise XAS line shapes in Pd *M*-edges are necessary for the determination of absolute values of spin and orbital moments. On the other hand, clear Co *L*-edge XAS and XMCD with angular dependence reveal the enhancement of orbital moments in the surface normal direction because of PMA.

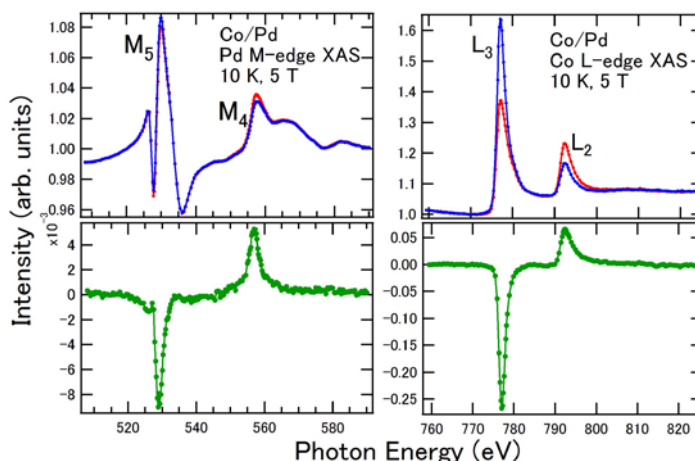


Fig. 1, XAS and XMCD of Pd *M*-edge and Co *L*-edge in perpendicularly magnetized Co (0.69 nm)/Pd (1.62 nm) multilayer.

References

- [1] M.T. Johnson *et al.*, Rep. Prog. Phys. **59**, 1409 (1996). [2] P. Bruno, Phys. Rev. B **39**, 865 (1989).
- [3] C. Andersson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 177207 (2007).
- [4] K. Yamamoto *et al.*, IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS **49**, 3155 (2013).

Co/Ni 垂直磁化人工格子膜の核形成磁界および磁壁抗磁力に対する下地層効果

吉岡涼, 田浦皓士, 田中輝光, 松山公秀

(九州大学)

Effect of seed layer in nucleation field and domain wall coercive force in Co/Ni multilayer
with perpendicular magnetic anisotropy

R. Yoshioka, T. Taura, T. Tanaka and K. Matsuyama

(Kyushu University)

はじめに

Co/Ni, Co/Pd 等の垂直磁化人工格子膜は, レーストラックメモリ等の磁壁移動型デバイスの材料としての応用が期待されている. 磁壁抗磁力は, 磁壁移動型デバイスにおける磁壁移動の容易さ, 即ち動作電力に影響する重要な磁気特性である. 保磁力に関しては Ta, Pt 等における顕著な下地層効果^{1),2)}が報告されている. 本研究では, 磁壁抗磁力と核形成磁界との関係性に注目して, これらの Au 下地層厚依存性について系統的な実験を行った.

実験方法

電子ビーム蒸着法によりガラス基板上に Ti(0.5 nm)/Au (t nm) を成膜後, その上に DC マグネトロンスパッタリング法で $[\text{Co}(0.2 \text{ nm})/\text{Ni}(0.8 \text{ nm})]_N$ の成膜を行った. 磁気特性の評価は極 Kerr 効果測定により行った. 磁気ヒステリシス曲線から核形成磁界 H_N を評価し, 交流消磁状態からの初磁化曲線より磁壁抗磁力 H_w を求めた.

実験結果

Fig.1 に示す $[\text{Co}(0.2 \text{ nm})/\text{Ni}(0.8 \text{ nm})]_5$ のヒステリシス曲線と初磁化曲線の Au 下地層厚依存性に示されるように, H_N , H_w は t の増大に伴い顕著に増大している³⁾. 同様の Au 下地層厚依存性は Co/Pd 人工格子膜においても確認された. Fig.2 は $[\text{Co}(0.2 \text{ nm})/\text{Ni}(0.8 \text{ nm})]_N$ ($N=3,5$) における H_w/H_N の t 依存性を示している. H_w/H_N は t の増大に伴い増加していることが分る. 多層膜の積層数 N 及び Au 層厚の異なる種々の試料について, H_w/H_N と H_N の関係をプロットした結果を Fig.3 に示す. 同図に示されるように, H_w/H_N と H_N とは積層数に係わらずほぼ同じ相関傾向を呈していることが分る. H_N は垂直磁気異方性を反映することから, H_N の小さい膜では磁壁幅 ($\sim \pi (A/K_u)^{1/2}$) が大きくなることが推測され, これにより異方性分散等に起因する磁壁ピン止め効果が低減される結果 H_w/H_N が減少するものと考えられる.

参考文献

- 1) R. Law et al., *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 242504 (2007).
- 2) J. Fukami et al, *Appl. Phys. Express.*, **3**, 113002 (2010).
- 3) Y. B. Zhang et al, *IEEE Trans. Magn.*, Vol.30, No.6, Nov. 1994

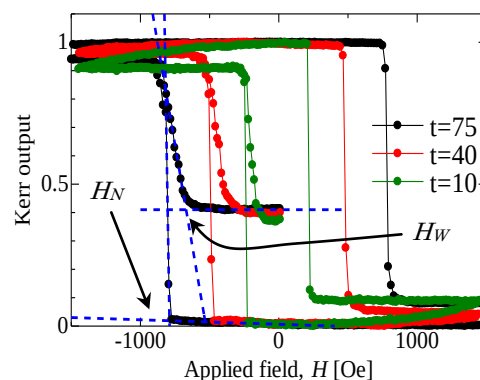


Fig.1. Hysteresis and initial magnetization curves $[\text{Co}(0.2 \text{ nm})/\text{Ni}(0.8 \text{ nm})]_5$ on $\text{Au}(t \text{ nm})$.

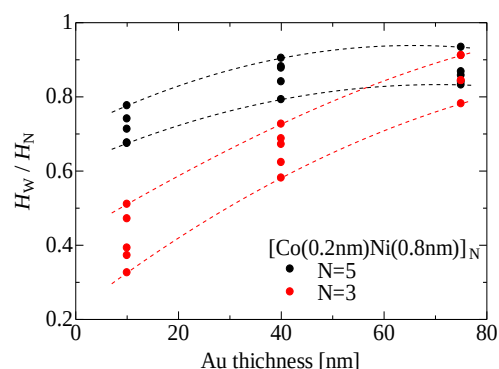


Fig.2. Dependence of H_w/H_N on Au thickness.

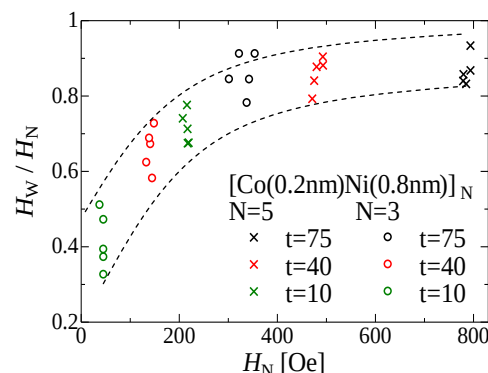


Fig.3. Dependence of H_w/H_N on H_N measured for various Au thicknesses.

保磁力の配向度依存性と保磁力メカニズム (I)

松浦 裕

公益財団法人 応用科学研究所

Coercivity Mechanism Derived from Alignment Dependence of Coercivity

Yutaka Matsuura

(Research Institute for Applied Sciences)

はじめに

NdFeB 焼結磁石の磁化反転メカニズムは NdFeB 磁石の主相結晶粒である $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ の異方性の低いところから、磁化反転の芽が発生(Nucleation)し、結晶全体に広がるという一斉回転メカニズムと熱揺らぎによる活性化体積から、同じく異方性の低い場所で磁化反転核に成長した反転磁区から磁壁移動により、 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 結晶粒内に磁壁が侵入することにより直反転が進むという True Nucleation モデルが提唱されている。

しかし、この両者を検証する方法として保磁力の角度依存性が用いられており、磁化の一斉回転で直反転が進むのか、磁壁移動で直反転が進むのかについては多くの議論がなされてきた。

報告では、直反転メカニズムを検討する方法として保磁力の $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 結晶粒の配向度性について報告する。

実験方法

実験に用いた磁石組成は Dy 量を変えることにより保磁力レベルの異なる組成合金(1) $\text{Nd}_{14.1}\text{B}_{6.1}\text{Fe}_{\text{bal.}}$,

(2) $\text{Nd}_{12.1}\text{Dy}_{2.1}\text{B}_{6.1}\text{Fe}_{\text{bal.}}$, (3) $\text{Nd}_{10.2}\text{Dy}_{4.1}\text{B}_{6.1}\text{Fe}_{\text{bal.}}$ と高い配向度($\alpha=0.991$)を有する(4) $\text{Nd}_{12.37}\text{B}_{5.76}\text{Fe}_{\text{bal.}}$ (Ref.)およびフェライト磁石(5) $\text{Sr}_{0.76}\text{La}_{0.24}\text{Fe}_{11.5}\text{O}_{19}$ を用いた。

磁石作成は通常の粉末冶金的手法を用いた。成型時の配向磁界(H)を(H=0~2.6T)まで変え異なる配向度を持つ磁石を作成した。配向度の測定には直測定と EBSD(Electron Back Scattered Diffraction)により評価を行った。

実験方法

図1に保磁力レベルの異なる(1)から(3)の磁石の保磁力の配向度依存性から得られた保磁力を用い

保磁力減少率(β)= $(H_{\text{cJ}}-H_{\text{cJisotropy}})/H_{\text{cJisotropy}}$ (H_{cJ} :配向磁石の保磁力、 $H_{\text{cJisotropy}}$:等方性磁石の保磁力) から得られた結果を、図2に等方性磁石の磁化分布を Br 点および保磁力点で磁化一斉回転の場合および磁壁移動の場合について示している。配向磁石での保磁力点での磁化分布の考察から、一斉回転モデルでは配向度の向上と共に保磁力は増加することになり、実験結果を説明することができない。一方、磁壁移動モデルでは $\alpha=1$ における保磁力は等方性磁石の保磁力の $1/\sqrt{2}$ となり実験結果を定性的に説明できる。

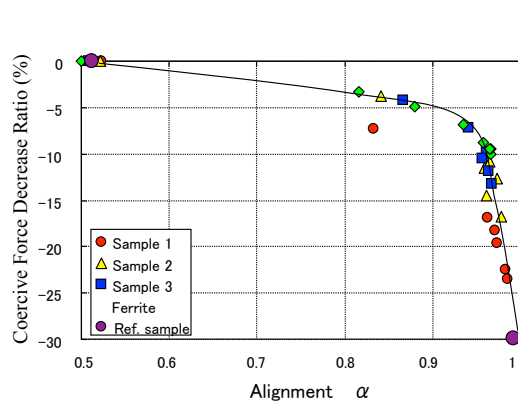


図1 保磁力減少率(β)の配向度依存性

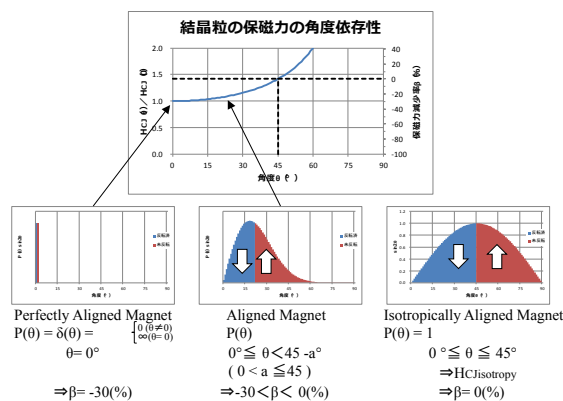


図2 磁壁移動モデルの保磁力角度依存性と保磁力減少率

参考文献

- 1) Y. Matsuura; The 22 International Workshop Proceeding of REPM2012, 147-150
- 2) Y. Matsuura, J. Hoshijima, R. Ishii; J. Magn. Mater. 336 (2013) 88-92

大規模シミュレーションによる熱間加工磁石モデルの初磁化過程

塚原宙、岩野薫、三保千春¹、小野寛太
(高エネ研,¹ 物材機構)

Large-scale micromagnetics simulation for initial magnetization process of hot-deformed permanent magnet

H. Tsukahara, K. Iwano, C. Mitsumata¹, K. Ono
(KEK, ¹NIMS)

はじめに

高い保磁力と大きな磁化を持つ高性能永久磁石の開発には磁石内で起こる磁化ダイナミクスの解明が不可欠である。マイクロマグネティクスシミュレーションは磁性体の磁化ダイナミクスを明らかに出来るため永久磁石研究でも利用されてきた。しかしながら永久磁石は数 100 nm 以上の粒径を持つ多数の粒子から構成され、磁壁の厚みは数 nm であるので、正確な磁化ダイナミクスの計算には必然的に大規模なシミュレーションが不可欠となる。先行研究において我々はマイクロマグネティクスシミュレーターを改良し、1 億セルを超えるシミュレーションを可能とした [1]。本発表では改良したシミュレーターを用い熱消磁状態からの初磁化における磁化ダイナミクスについて報告する。

計算手法

平均の厚みおよび結晶粒径が 32nm および 200nm の扁平粒子を z 軸方向 (Fig. 1 (a) 参照) に積み重ね、ナノサイズの粒子からなる熱間加工磁石モデルを作成した。この磁石モデルの大きさは $2048 \times 2048 \times 512 \text{ nm}^3$ であり、1 辺の長さが 2nm の立方体セルで分割した。シミュレーションでは 3384 個の粒子からなる系を約 3 億個の計算セルを用いて計算している。初期状態ではランダムに磁化を配置した。磁化ダイナミクスは Landau-Lifshitz-Gilbert 方程式を周期境界条件下で解く事により求めた。磁石を構成する物質は $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ を想定し、飽和磁化 1281 emu/cm^3 、磁気異方性定数 $4.0 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$ およびギルバートダンピング定数 1.0 を用いた。また交換ステイフネス定数は粒子内および粒子間交換相互作用に対して $7.7 \times 10^{-7} \text{ erg/cm}$ および $7.7 \times 10^{-9} \text{ erg/cm}$ を用いた。シミュレーションは KEK のスーパーコンピューティングシステム Blue Gene/Q で実行した。

結果

完全にランダムな磁化配置から計算された熱消磁状態を Fig. 1(b) に示す。熱消磁状態では多磁区構造が現れる。磁化は容易軸 (z 軸) 方向では、反磁場の影響により、向きを揃える傾向を示す。これに対し容易軸垂直方向 (xy 面内) ではランダムに配置される。磁区は粒子内を区切り、磁壁を内部に持つ粒子が存在している。熱消磁状態から外部磁場を変化させて計算した磁化曲線を Fig. 1(c) に示す。磁化は初め急激に増加するが、その後ほとんど変化しなくなり、更に外部磁場を大きくすると再度増加する傾向を示した。

謝辞

本研究は、(独) 科学技術振興機構 (JST) による産学共創基礎基盤研究「革新的次世代高性能磁石」の支援を受けて行われたものである。スーパーコンピュータシミュレーションは、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の大型シミュレーション研究 (課題番号 15/16-01) により行われた。

[1] H. Tsukahara, S.-J. Lee, K. Iwano, N. Inami, T. Ishikawa, C. Mitsumata, H. Yanagihara, E. Kita, and K. Ono, AIP Advances 6, 056405 (2016).

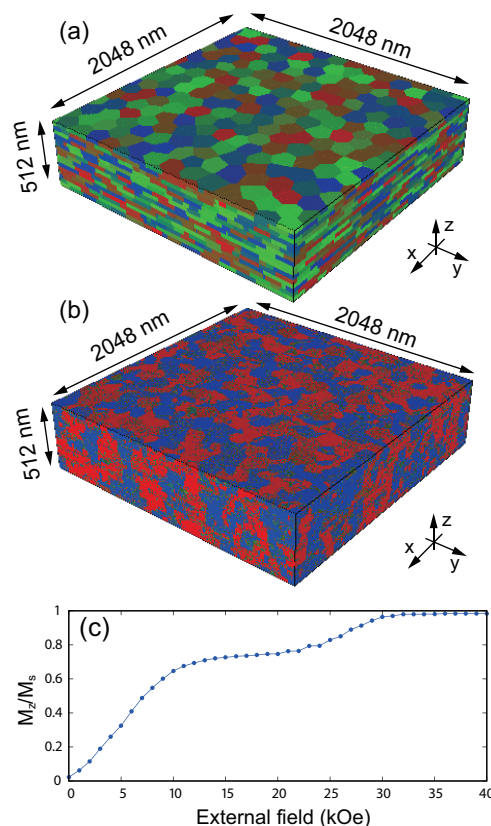


Fig 1: (a) The schematic of the simulation model, (b) the thermal demagnetization state and (c) the initial magnetization curve.

リバースモンテカルロ法による磁区構造の再構築の最尤決定

時井真紀、喜多英治*、三俣千春**、小野寛太***、柳原英人、松本紳
(筑波大、茨城高専**、物質・材料研究機構、***高エネルギー加速器研究機構)

**Maximum Likelihood Decision of reconstruction of magnetic domain structure
in Reverse Monte Carlo Method**

M.Tokii, E.Kita, C.Mitsumata*, K.Ono**, H.Yanagihara, M.Matsumoto

(Univ. of Tsukuba, *Ibaraki National College of Technology,

National Institute for Materials Science, *High Energy Accelerator Research Organization)

実空間での磁区構造は磁化過程の解釈に多くの情報を与えるため、磁区構造の可視化が求められている。しかし、中性子散乱実験から得られた逆空間像から実空間像への直接的な変換は不可能なため、リバースモンテカルロ法¹⁾による像の再構成を試みた。仮定した磁区構造から求めたフーリエ像の比較を繰り返す過程で、収束を早め、より正解像に近づけるために、シュミレーティッドアニールとフーリエ像の拡張、ならびに初期状態の像を磁化から決定する手法を用いている。この手法により Fig.1 の上部に示す正解像①と計算結果②が得られた。未知の値を周囲点の平均から求めるという手法でフーリエ像の拡張を行っていることから、完全に一致する像は得られないが、再構成した像と正解像では、磁区幅²⁾は比較的近いことがわかる。

複数の計算結果と正解像の磁区幅を比較した結果、Fig.1 下部に示すように、どの像も磁区幅が小さくなるという傾向が確認できた。また Fig.2 からストライプ像に位相ずれが生じた場合においても、磁区幅が減少することがわかる。よって、リバースモンテカルロ法により、得られた複数の候補データから磁区構造を決定する判定基準として、平均磁区幅が最も大きいものを採用するという最尤決定が有効であると考えられる。

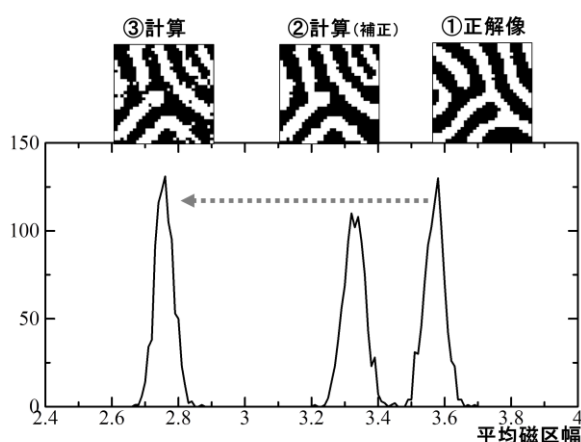


Fig.1 RMC から得た磁区像と正解像の平均磁区幅
(①は正解像、②は計算から得た像を示す)

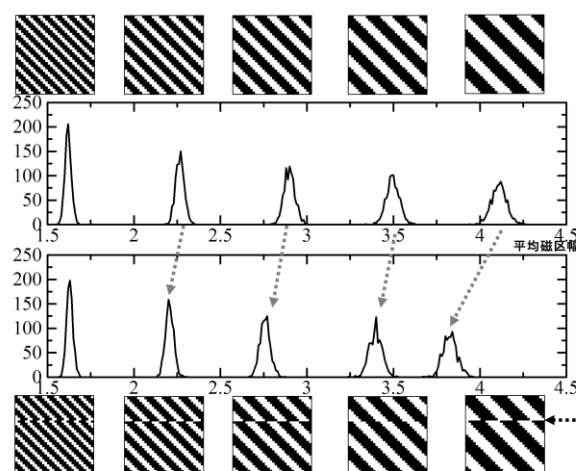


Fig.2 ストライプ像と平均磁区幅
(下図は、位相ずれを与えたストライプ像の場合)

謝辞

本研究は、(独) 科学技術振興機構(JST)による産学共創基礎基盤研究「革新的次世代高性能磁石」の支援を受けて行われたものである。

参考文献

- 1) O.Gereben, L.Pusztai and R.L.McGreevy, J. Phys.: Condens.Matter, 22, 404216(2010).
- 2) W. Szmaja, J. Grobelny, M. Cichomski, S. Hirose, Y. Shigemoto, Acta Materialia 59, 531-536 (2011).

強誘電体 LiNbO_3 基板上に作製した微小磁性体の磁区構造

山口明啓¹, 大河内拓雄², 保井晃², 木下豊彦², 中島武憲¹, 山田啓介³
(¹兵庫県大高度研, ²高輝度光科研, ³岐阜大工)

Magnetic Domain structure induced on nanomicromagnets on a LiNbO_3 substrate

A. Yamaguchi¹, T. Ohkouchi², A. Yasui², T. Kinoshi², T. Nakajima¹, K. Yamada³
(¹ Univ. Hyogo, ²JASRI, ³Gifu Univ.)

はじめに

磁性体の磁化反転機構は、基礎学理だけではなく応用技術にも極めて重要である。最近では、外部磁場ではなく、強磁性体に直接電流[1-3]あるいは電圧[4]を印加することによって、磁化反転や磁壁移動が起きることが報告されている。電流による磁化反転および磁壁駆動では、不揮発性磁気メモリ等に 응용が期待されているが、電流を伴うため発熱や書き込み電流密度が高いことが問題となっている。本研究では、新奇な磁化反転機構として、固体の結晶構造において、磁気モーメントと格子が直接結合していることに着目し、固体中を伝播する格子振動によって磁壁駆動を誘発する実証実験とその物理機構の究明を目標とした。図1のように、磁壁は外部磁場印加によって磁区構造の境界に存在しており、磁区変形とともに移動することで磁化反転が起きる。表面弾性波による格子振動が伝搬することで、磁壁移動が生じる可能性について研究を行う。

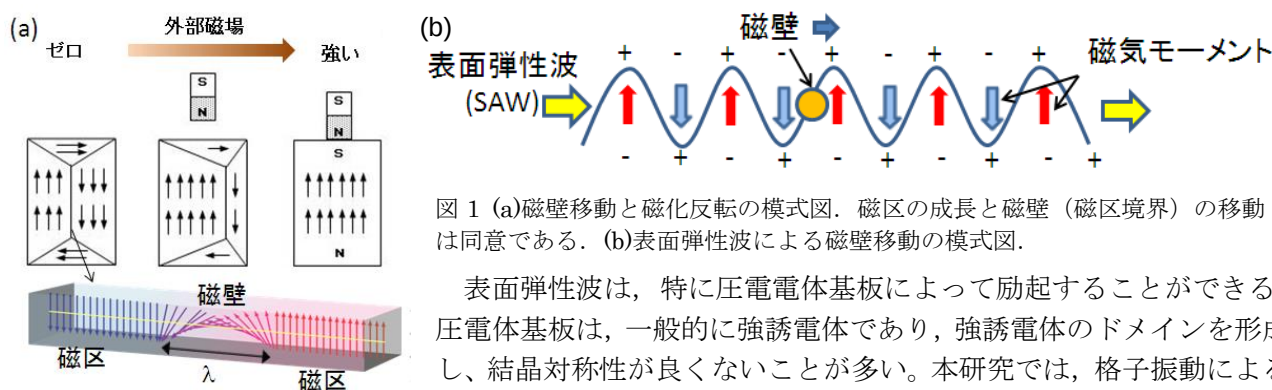


図1 (a)磁壁移動と磁化反転の模式図。磁区の成長と磁壁(磁区境界)の移動は同意である。(b)表面弾性波による磁壁移動の模式図。

表面弾性波は、特に圧電電体基板によって励起することができる。圧電体基板は、一般的に強誘電体であり、強誘電体のドメインを形成し、結晶対称性が良くないことが多い。本研究では、格子振動による磁化反転あるいは磁壁駆動現象を研究する前に、まず格子歪みが大きな結晶系に静磁エネルギーで磁区構造を制御する微小磁性体を配置した場合に、どのような磁区構造を形成するのかを究明することにした。

実験結果と考察

圧電体基板として、ニオブ酸リチウム基板を用いた。半導体微細加工を用いて、Ni および $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ (パーマロイ) から構成される微小磁性体を基板上に系統的に配置した。磁区構造観察は、SPring-8 BL25SU および BL17SU の X 線磁気円二色性光電子顕微鏡(XMCD-PEEM)を用いて行った。[5] XMCD-PEEM 観察の結果、Ni では基板の結晶歪を反映したような特異な磁区構造が形成される一方、格子との相互作用が小さいとされるパーマロイでは環流磁区構造が形成されることが分かった。講演では、マイクロマグネティクス計算との比較検討を行い、磁区構造形成に関連する物理機構について議論を行う。

参考文献

- [1] L. Berger, J. Appl. Phys. 55 (1984) 1954; *ibid.* 71 (1992) 2721. [2] G. Tatara, K. Kohno and J. Shibata, Phys. Rep. 468 (2008) 213. [3] A. Yamaguchi *et al.*, Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 077205. [4] J. C. Slonczewski and J. Z. Sun, J. Magn. Magn. Mater. 310 (2007) 169. [5] T. Ohkouchi *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. 51 (2012) 128001.

謝辞 本研究は、科研費 B, 萌芽研究および川西新明和教育財団による支援によって行われた。電気通信大学 仲谷教授には有意義な議論を頂いたことに感謝申し上げます。

磁歪と磁気異方性：現象論と電子論

井上順一郎^{1,2}、吉岡匠哉¹、土浦宏紀¹

(東北大学応用物理学専攻¹、筑波大学物理工学域²)

Magnetostriction and magnetic anisotropy: phenomenology and electron theory

J. Inoue^{1,2}, T. Yoshioka¹, H. Tsuchiura¹

(Dept. Appl. Phys. Tohoku University², Inst. Appl. Phys., Univ. of Tsukuba¹)

はじめに

磁気異方性と磁歪は密接に関連した現象である。磁歪は磁気体積ないしは磁気弾性効果でもある。近年永久磁石として注目されている希土類金属間 (R-TM) 化合物においても後者の効果は大きいものとなっている。しかしながら、R-TM 化合物における磁気異方性と磁歪の関係は十分には調べられてはいない。また磁歪・磁気弾性効果に対する電子論も確立されているとはいえない。R-TM 化合物の結晶構造は、cubic, tetragonal, hexagonal と多様である。本研究では、まずこれらの結晶構造における磁気異方性と磁歪との関係を現象論により統一的に取り扱う。続いて、電子論による磁気弾性係数の見積もり法を述べ、具体的計算例を示す。

現象論

磁歪によって生じる有効的磁気異方性は、磁性体の弾性エネルギーと磁気弾性エネルギーの和 (自由エネルギー F) を最小にする条件から求まる。形式的に $F = e^t \cdot C \cdot e / 2 + e^t \cdot B$ と表される。ここで e, C, B はそれぞれ弾性テンソル成分の 1 次元ベクトル表示、弾性テンソル、磁気弾性係数を含む 1 次元ベクトルである。 F は磁化方向に依存するため、最小条件から自発磁歪と有効的磁気異方性が求まる。

磁気弾性係数に対する電子論

現象論で用いた自由エネルギーの式を用いると、体積一定のもとで適当な格子変形 (例えば tetragonal 変形) を与えた場合のエネルギー変化を磁化方向の関数として得ることができる。他方、そのような変形を与えた時の電子系エネルギーを電子論により見積もることが可能である。両者の比較から磁気弾性定数を見積もることができる。例えば、tetragonal 格子をさらに tetragonal 変形させた場合の一軸異方性エネルギーが次のように求まる。

$$K_u = F(100) - F(001) = K_{u0} - (B_1 - 2B_2 + 2B_3)\chi / 3$$

ここで、 B_i は磁気弾性係数である。Cubic 格子では、 $B_2 = 0, B_3 = B_1$ である。また χ は歪の程度である。

計算例として L1₀-FePt と Y₂Fe₁₄B に対する結果を表 1 に示す。第一原理計算は文献値[1,2]である。数値の比較・検討については講演で述べる。

		L1 ₀ -FePt			Y ₂ Fe ₁₄ B		
		exp.	1st.Principles	RSTB	exp.	1st.Principles	RSTB
K_u	3.2	7.0 - 8.1	58	1.1	0.06	0.16	
$\delta K_u / \delta(c/a)$	—	61	52	—	—	0.07	

表 1 L1₀-FePt と Y₂Fe₁₄B に対する一軸異方性とその c/a 依存性の計算例、単位は 10⁶J/m³

参考文献 [1] A. Sakuma, J. Phys. Soc. Jpn. 63, 3053 (1994)

[2] Y. Miura et al., J. Appl. Phys. 115, 17A765 (2014)

Ru/FeCoB 膜における異方的応力形成過程の評価

中込将成、高村陽太、中川茂樹
(東京工業大学 工学院 電気電子系)

Investigation of development of anisotropic stress in Ru/FeCoB film during film growth

Masanari Nakagome, Yota Takamura, and Shigeki Nakagawa

(School of Engineering, Tokyo Institute of Technology)

はじめに

対向ターゲット式スパッタリング法(FTS)法では、ターゲットと基板の位置関係からターゲット対向方向 (Facing direction) とそれに膜面内で直交する直交方向 (Orthogonal direction) で、基板に到達するスパッタ粒子は異方的な運動量と入射角度を有する。Ru 薄膜上に作製した FeCoB 膜内には上記の効果とみられる異方的な残留応力が形成され、これによる逆磁歪効果に起因した高い異方性磁界 H_k を持つ Ru/FeCoB 膜が形成できる¹⁾。この異方的な応力の発現機構や形成過程を明らかにするために、膜形成中の薄膜内の応力を膜面内の異なる2方向で in-situ 観測できるシステムを構築した²⁾。今回、下地層の Ru の形成条件や膜厚が上部層の FeCoB 膜中の異方的応力形成過程に大きく影響を与えることが観測できたので報告する。

実験方法

Ru/FeCoB 薄膜は FTS 法を用いて成膜した。厚さ 60 μm のガラス基板の一端を固定し、成膜中の内部応力によるガラス基板のたわみ量をレーザー変位計により測定する片持ち梁法で in-situ 観測した。この際ターゲットの対向方向と直交方向の2方向で基板の変位を測定し、2方向同時に内部応力を評価した²⁾。

実験結果

Fig.1 に Ru 下地層の膜厚を 5 nm とし、スパッタリングガス圧を変えた際の Ru/FeCoB 層の応力変化と磁化特性の結果を示す。Fig.1(a)は Ru を 3 mTorr で形成した試料の応力と膜厚の積 (測定基板のたわみ量に比例) の膜厚依存性を示す。40nm 付近でたわみ量の測定上限に達しているが、強い圧縮応力が膜堆積初期段階から形成され、面内方向での応力差もほとんど見られていない。このため磁気特性では逆磁歪効果による垂直磁気異方性が高くなった磁化特性が現れている。これに対して(b) は Ru を 6 mTorr で形成した試料の結果であるが、膜堆積初期段階で引張性の応力が観測され、その後膜堆積に従って2方向で応力差が形成されていく様子がわかる。この異方的な残留応力により磁化特性は 280 Oe 程度の高い H_k を示すことがわかる。

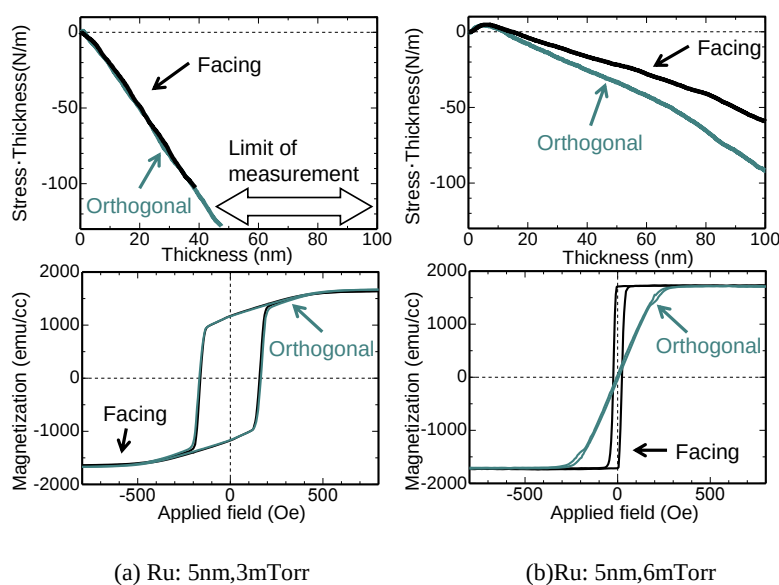


Fig.1 Stress curve and Magnetic property of Ru/FeCoB film

参考文献

- 1) A. Hashimoto, K. Hirata, T. Matsuu, S. Saito, and S. Nakagawa, IEEE Trans. Magn. 44, 3899 (2008).
- 2) 中込将成, 林原久憲, 高村陽太, 中川茂樹, 第 39 回 日本磁気学会学術講演会, 10aC-6, 2015

負の超磁歪を有する SmFe_2 薄膜の作製と逆磁歪効果の評価

富田誠人, 石谷優剛, 高村陽太, 中川茂樹
(東京工業大学)

Fabrication of SmFe_2 thin films with negative giant magnetostriction and evaluation of inverse magnetostrictive effect

M. Tomita, Y. Ishitani, Y. Takamura, and S. Nakagawa
(Tokyo Institute of Technology, Japan)

1 はじめに

トンネル磁気抵抗素子 (MTJ) を応用した、磁気抵抗メモリ (MRAM) は、不揮発性、高速読み書き、高書き込み耐性といった利点から次世代の RAM として期待されている。しかしながら、スピン注入磁化反転による MTJ の磁化反転時に大きな電力消費を伴うことが欠点とされる。この問題の解決策として、負の超磁歪材料を磁気トンネル接合 (MTJ) 素子のフリー層に使用し、逆磁歪効果を利用して磁化反転時の磁気異方性エネルギーを低下させ、消費電力を削減する構造の逆磁歪 MTJ (IMS-MTJ) が提案されている¹⁾。そこで、負の超磁歪材料である SmFe_2 に注目した。 SmFe_2 は、バルクで -2060 ppm という巨大な負の磁歪定数を持ち²⁾、大きな逆磁歪効果を期待できる。しかし、 SmFe_2 の薄膜状態での磁歪特性の詳細な調査は行われていない。今回は、負の超磁歪フリー層用の SmFe_2 薄膜の作製と、その逆磁歪効果について調査した結果を報告する。

2 実験方法

SmFe_2 薄膜は、対向ターゲット式スパッタ法により、厚さ $30\text{ }\mu\text{m}$ のガラス基板上に室温で Ar ガス圧 0.1 Pa で成膜した。試料構造は Glass sub. ($30\text{ }\mu\text{m}$)/Ta (20 nm)/ SmFe_2 (100 nm)/Ta (10 nm) とし、XRD により SmFe_2 薄膜の結晶性を評価した。逆磁歪効果は、3D プリンタで専用に設計した治具を用いて、試料を曲げる前後の磁化特性を VSM によって測定することで評価した。

3 実験結果

Glass sub./Ta/ SmFe_2 構造と Glass sub./Ta 構造の XRD の結果比較を Fig.1 に示す。Fig.1 からは、 SmFe_2 (220) ピークと $\beta\text{-Ta}$ (002) ピークの位置が近く、はっきりとした SmFe_2 薄膜の結晶化は示せなかった。しかし、Ta 単層の構造に比べて Ta/ SmFe_2 構造のときは高角側にピークがシフトしており、 SmFe_2 が結晶化していることを示唆している。この Glass sub./Ta/ SmFe_2 構造の試料に応力を加え、逆磁歪効果を測定した。試料は、磁化容易軸方向に引張応力、困難軸方向に圧縮応力が加わるように曲げ、VSM による磁化特性測定時の印加磁界方向は困難軸方向とした。Fig. 2 は、 SmFe_2 を室温成膜した試料について、曲げることによる応力を加える前と後の磁化曲線の第一象限を拡大した図である。点線は応力の印加前、実線は応力の印加後の磁化曲線のうち、それぞれの減磁曲線を示す。応力印加前よりも印加後のほうが磁化しやすくなっていることがわかる。測定方向には圧縮応力が印加されているため、 SmFe_2 は薄膜状態でも負の磁歪定数を示すことがわかる。また、応力印加前後の磁化曲線に囲まれた領域の面積は、磁化エネルギーの変化量に相当し、その大きさは 4.9 kJ/m^3 と算出できた。応力印加時の曲率半径と、 SmFe_2 の物性値から、 SmFe_2 薄膜に印加される応力の大きさは 22.4 MPa と計算でき、この応力と磁化エネルギーの変化量から作製した SmFe_2 薄膜の磁歪定数は -150 ppm と評価できる。この値は、バルクでの値に及ばないものの、他の材料よりも比較的大きな値である。 SmFe_2 は薄膜でも比較的大きな磁歪定数を持つことから、薄膜のさらなる結晶化に取り組み、より大きな磁歪定数をもつ薄膜を作製することが課題となる。

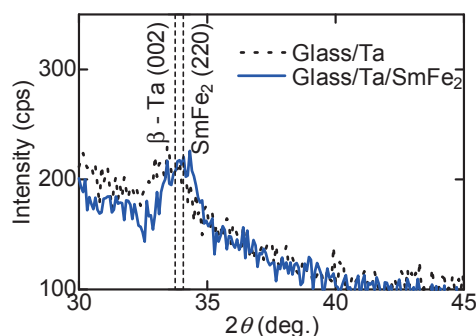


Fig. 1 XRD pattern of glass/Ta/ SmFe_2 and glass/Ta structure

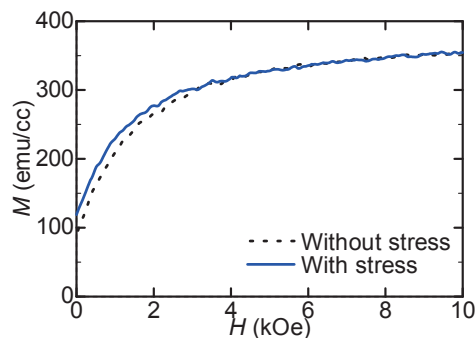


Fig. 2 Transition of magnetization from without stress to with applied stress of SmFe_2 film deposited at R.T.

References

- 1) Y. Takamura, Y. Shuto, S. Yamamoto, H. Funakubo, M. K. Kurosawa, S. Nakagawa, and S. Sugahara: *In 2016 Joint International EUROSOI-ULIS, IEEE*, 72 (2016).
- 2) W. J. Ren, J. L. Yang, B. Li, D. Li, X. G. Zhao, and Z. D. Zhang: *Physica B: Condensed Matter*, **404**, 20 (2009).