

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

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

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

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

研究背景

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

実験方法

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

実験結果

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

参考文献

[1] R. Shimabukuro, et al., Physica E42, 1014 (2010).

[2] Kato et al., Appl. Mech. and Mater., 423-426, 271 (2013).

[3] P. Bruno: Phys. Rev. B 39, 865(1989)

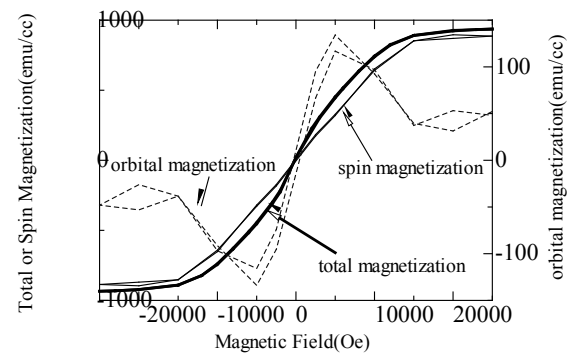


Fig.1 CoFeB/MgO 多層膜の全磁化曲線、スピン選択磁化曲線および軌道選択磁化曲線

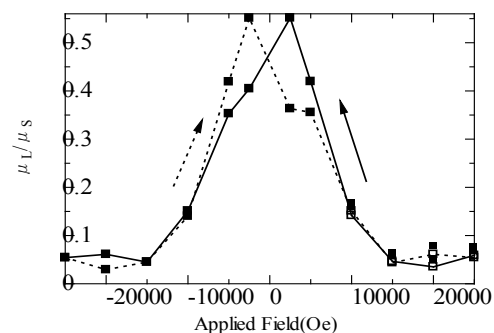


Fig.2 スピン磁気モーメントと軌道磁気モーメントの比の磁場依存性

[4] D. Weller et al., Phys. Rev. Lett. 75, 3752(1995)

[5] A.R. Mackintosh, O.K. Anderson: In: Electrons at the Fermi Surface, ed. by M. Springford (Cambridge Uni. Press, Cambridge, England 1980)

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

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

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

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

はじめに

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

実験方法

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

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

実験結果

図1に Fe/Au/Fe/MgO 多層膜の SSMH および OSMH 曲線を示す。どちらの曲線も ± 0.5 T以下の印加磁場で履歴を示し、残留磁化を有する。この履歴の詳細を明らかにするため、磁気量子数 $|m|=0, 1, 2$ ごとに分離した SSMH 曲線(黒実線)を図2に示す。図1で求めた SSMH 曲線を図2(a)、(b)(灰色線)、OSMH 曲線を図2(c)(灰色線)に示す。 $|m|=1$ では、ほぼヒステリシスが観測されなかったのに対し、 $|m|=0, 2$ では $|H| < 1.5$ Tでヒステリシスが観測された。SSMHは、 $|m|=0, 1$ の寄与からなり、OSMHは、 $|m|=2$ の寄与からなる。全磁化曲線は面内容易磁化を示すにもかかわらず、 $|m|=0, 2$ の SSMH 曲線および OSMH 曲線は垂直磁化成分を有することがわかる。

参考文献

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

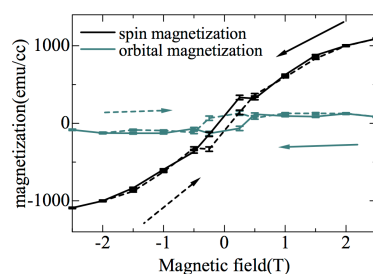


図1. Fe/Au/Fe/MgO 多層膜におけるスピン・軌道選択磁化曲線

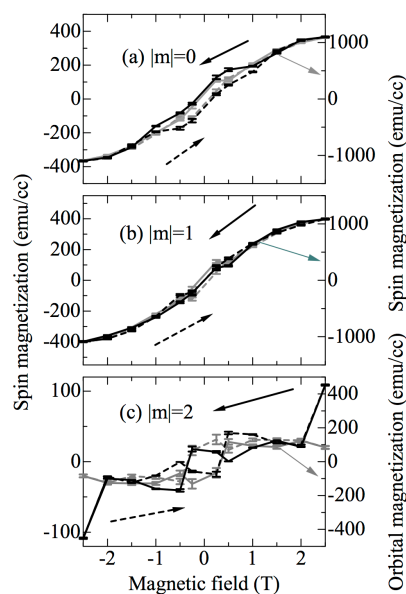


図2. 磁気量子数別スピン選択磁化曲線

角型比の高い $Tb_{28}Co_{72}$ 垂直磁化膜の

スピン・軌道・元素選択ヒステリシス測定

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

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

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

はじめに

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

実験方法

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

実験結果

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

参考文献

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

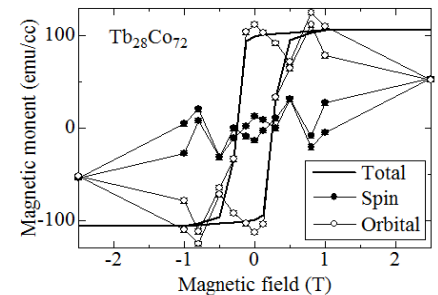


Fig.1 Total magnetization (solid line), spin specific magnetic hysteresis curve (close circles), orbital specific magnetic hysteresis curve (open circles) of $Tb_{28}Co_{72}$ amorphous film

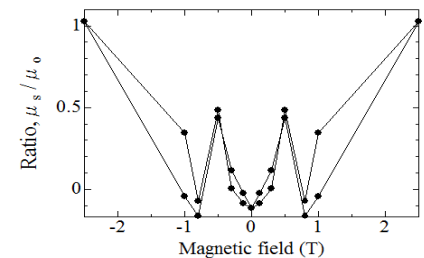


Fig. 2 Ratio of spin magnetization to orbital magnetization

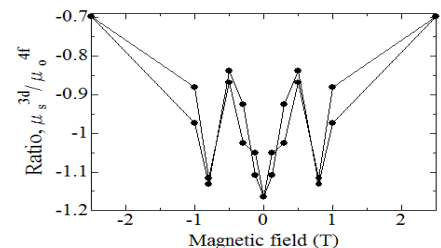


Fig. 3 Ratio of Co3d spin magnetization to Tb 4f spin magnetization

$L1_0$ -FeNi 規則合金への軽元素添加効果の第一原理計算

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

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

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

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

はじめに

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

方法

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

結果

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

謝辞

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

参考文献

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

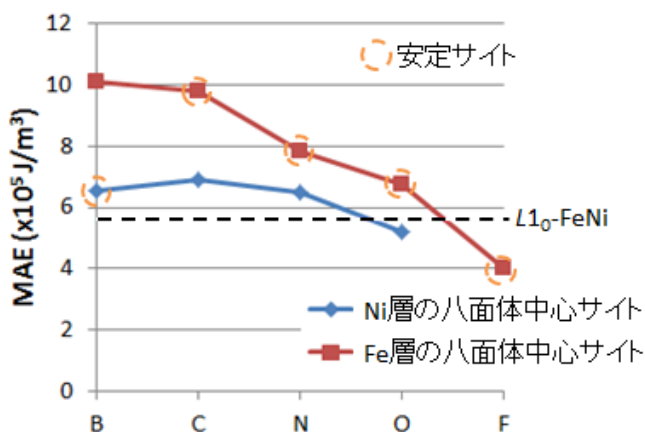


図 1 : 軽元素添加 $L1_0$ -FeNi の結晶磁気異方性エネルギー(MAE)

Fe-Si 合金単結晶膜の磁歪挙動に及ぼす結晶磁気異方性の影響

川井哲郎・相田拓也・大竹 充・二本正昭
(中央大理工)

Effect of Magnetocrystalline Anisotropy on Magneto-Strictive Behavior for Fe-Si Single-Crystal Films
Tetsuroh Kawai, Takuya Aida, Mitsuru Ohtake, and Masaaki Futamoto
(Faculty of Science and Engineering, Chuo University)

はじめに

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

実験方法

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

実験結果と考察

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

参考文献

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

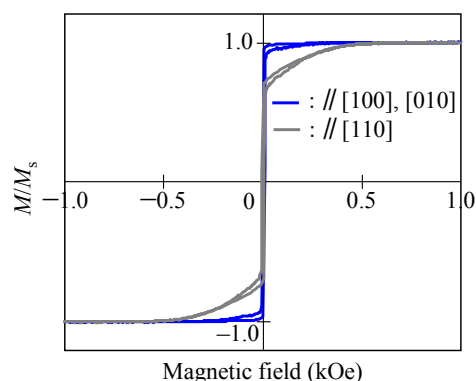


Fig. 1 Magnetization curves for an Fe-6 at. % Si(001) single-crystal film.

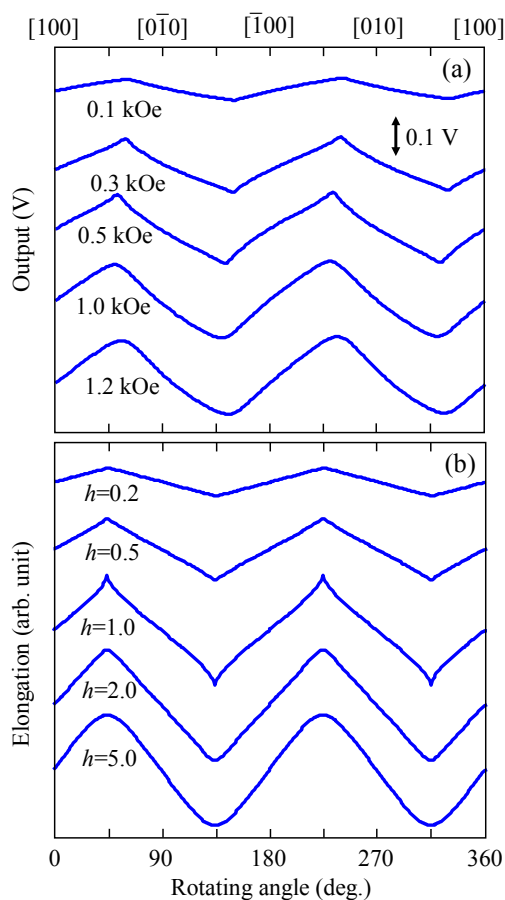


Fig. 2 (a) Magneto-strictive behavior measured for an Fe-6 at. % Si(001) single-crystal film. (b) Calculations by using a modified coherent rotation model. $h=H_{ex}/H_a$.

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

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

Introduction

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

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

Experimental Procedures

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

Results and Discussion

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

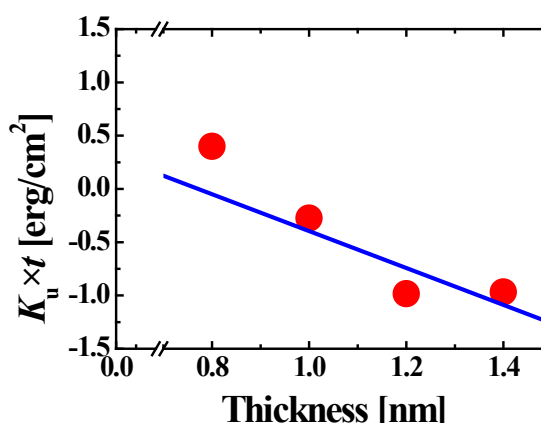


Figure 1. Thickness (t) dependence of the product of $K_u \times t$.

Reference

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

一軸異方性膜の異方性磁場と強磁性共鳴式

河本 修, 松島 康*
(レゾナ技研, *岡山大学)

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

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

はじめに

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

異方性磁場の導出

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

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

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

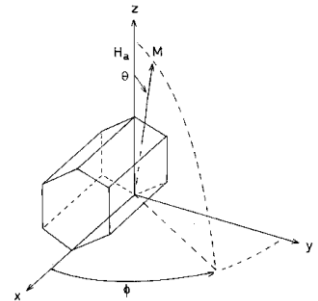


Fig.1 $\theta=\pi/2$ arrangement.

一軸異方性膜の強磁性共鳴式

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

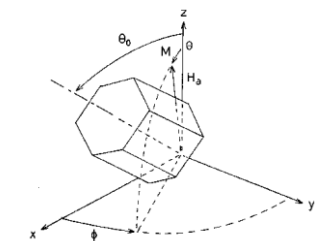


Fig.2 $\theta=\theta_0$ arrangement.

参考文献

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

コバルトフェライトの磁気異方性と磁気弾性効果

井上順一郎, 柳原英人, 喜多英治
(筑波大学, 物理工学)

Magnetic anisotropy and magnetoelasticity of Cobalt-ferrites
Jun-ichiro Inoue, Hideto Yanagihara, and Eiji Kita
(Faculty of Pure and Applied Physics, University of Tsukuba)

はじめに

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

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

モデルと計算方法

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

計算結果

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

謝辞: 本研究は, 文部科学省元素戦略プロジェクトの助成を受けて行われた。

参考文献

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

正方歪み導入による Co フェライト薄膜の磁気異方性の制御

岡美嶺人, 内海優史, 柳原英人, 喜多英治
(筑波大)

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

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

はじめに

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

実験方法

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

実験結果

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

参考文献

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

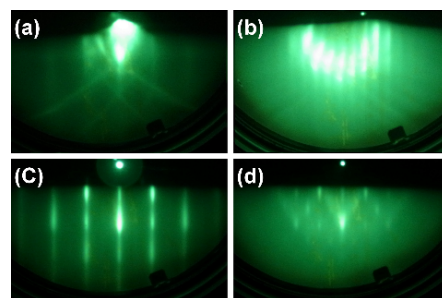


Fig. 1. (a, b) RHEED patterns of $\text{MgAl}_2\text{O}_4(110)$ substrate and (c, d) CFO film, taken with the incident electron beam parallel to (a, c) [1-10] and (b, d) [001].

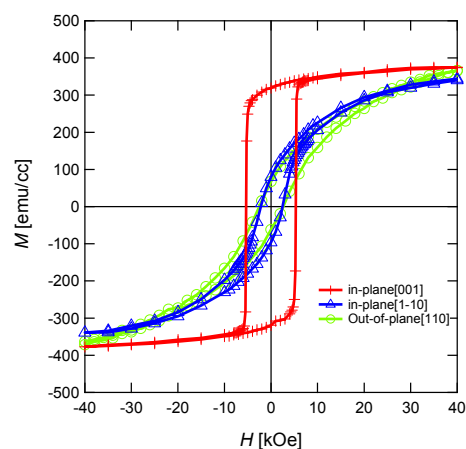


Fig. 2. MH loops for $H//[001]$, [1-10], and [110].

積層欠陥を含む hcp Co の磁気異方性に関する第一原理計算

小峰啓史, 斉藤伸*

(茨城大, * 東北大)

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

T. Komine, and S. Saito*

(Ibaraki Univ., *Tohoku Univ.)

1 はじめに

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

2 計算方法

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

3 結果および考察

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

References

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

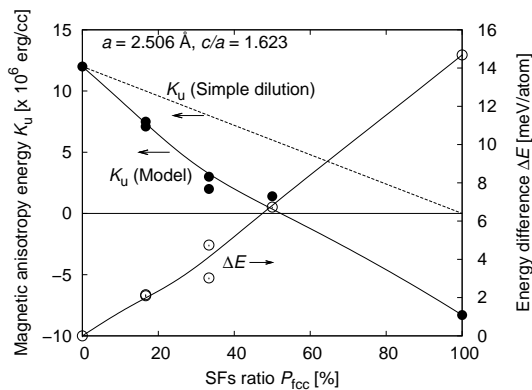


Fig.1 Dependence of energy difference ΔE and magnetic anisotropy K_U on fcc-like stacking faults (SFs) ratio P_{fcc} .

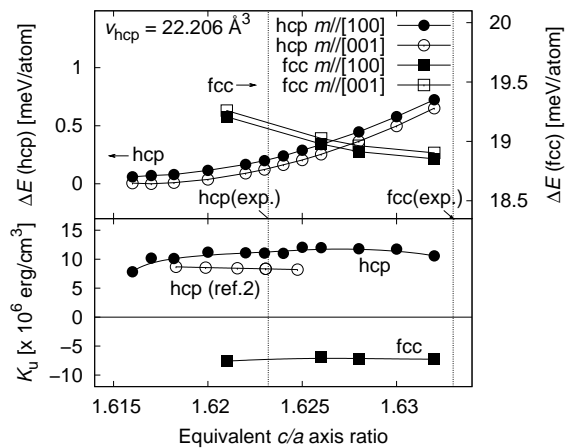


Fig.2 Dependence of energy difference ΔE and magnetic anisotropy K_U on equivalent axis ratio c/a in hcp- and fcc-Co.

ナノ磁性体における微小磁気応答特性の検出

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

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

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

はじめに

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

実験方法

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

実験結果

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

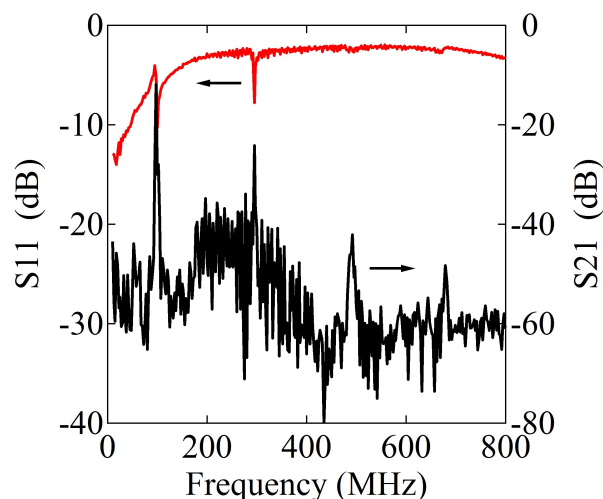


図1 圧電体単結晶基板上に作製した楕型電極によるS11ならびにS21の周波数依存性。

謝辞

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

垂直磁気記録媒体への応用のためのコバルトフェライト薄膜の作製と特性評価

新藤健介、劉小晰
(信州大学)

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

Kensuke Shindoh, XiaoXi Liu
(Shinshu University)

はじめに

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

実験方法

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

実験結果

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

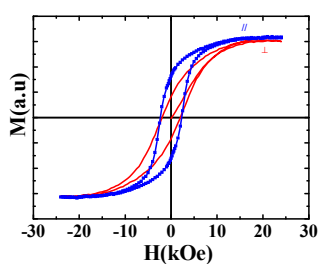


Fig1. M-H loops of the thin film
 $T_s = \text{r.t.}$

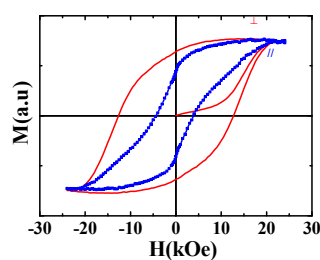


Fig2. M-H loops of the thin film
 $T_s = 800^\circ\text{C}$

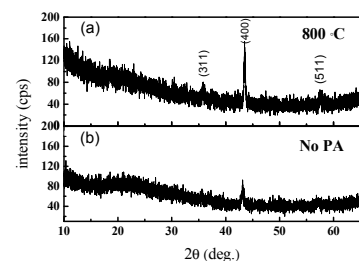


Fig3. XRD diagrams for the thin films
(a) $T_s = 800^\circ\text{C}$ (b) $T_s = \text{r.t.}$

参考文献

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