

FeSiBNb/Cu 薄膜の磁気特性と構造解析

上部智也, 寺本真也, 三村凌可, 藤原裕司, 神保睦子*, 小林正
(三重大工, *大同大)

Magnetic properties and structural analysis of FeSiBNb/Cu films

T. Uwabe, S. Teramoto, R. Mimura, Y. Fujiwara, M. Jimbo*, T. Kobayashi
(Mie Univ., Daido Univ.)

はじめに

近年、フレキシブル基板上への電子デバイス形成の要望が高まっている¹⁾。フレキシブル基板上に成膜された薄膜はリジッド基板上のものと比較して、機械的柔軟性、耐久性が良く軽量であるので、応用の大きな可能性がある。これらの要望にともない、各種軟磁性薄膜をフレキシブル基板上に作製する試みが行われてきている。Fe系の微結晶材料ファインメット®は低保磁力、高磁束密度を示す材料であるが²⁾、一般に500°C以上の熱処理が必要であるため、フレキシブル基板上での作製が困難である。そこで、本研究では、低い熱処理温度で微結晶化させるため、Fe、Cuの組成を変化させたFeSiBNb/Cu多層薄膜を作製し、その磁気特性、構造を評価したので報告する。

実験方法

成膜にはDC電源・RF電源を持つ4元マグネトロンスパッタリング装置を使用した。スパッタガス圧はFeSiBNbでは0.5Pa、Cuでは0.8Paで成膜した。基板は磁気特性用に熱酸化膜付きSi、組成分析用にカプトンテープを使用した。FeSiBNbはFe₇₇Si₁₄B₉合金上にNbチップを配置した複合ターゲットを使用した。また複合ターゲットにFeチップ配置することによって、組成を制御した。VSM、構造解析にはXRD、TEM、EPMAを使用した。

実験結果

右図のFe-6、Fe-10はFeチップを6枚、10枚のせたFeSiBNbを300nm単層で成膜、FeCu-x,y,zはFeチップx枚のせたFeSiBNbをynm、Cuをz/10nm交互に300/y層成膜したサンプルである。

Fig.1はFeSiBb/Cuの保磁力Hcの熱処理温度依存性である。XRDから単層膜およびFeCu-0,10,2、熱処理後もアモルファス構造である。一方、多層膜ではx=10ではas-dep.、x=6では250°C、x=3では300°C以上の熱処理でXRDにより結晶化がみられた。結晶化が確認された試料ではx=3,6で10Oeを下回る保磁力が得られた。Fig.2はFeCu-6,10,2を200°Cで熱処理した試料のTEM像である。XRDでは確認出来なかったが、わずかに結晶化が起こっていることがわかる。

上記の結果から、200°Cという低温熱処理でも微結晶材料が作製可能であることがわかった。

参考文献

- 1) J. Y. Chen Y. C. Lau, J. M. D. Coey, M. Li and J. P. Wang: Sci. Rep., **7**, 42001 (2017).
- 2) 吉沢克仁, 山内清隆: 日本金属学会誌, **53**, 241 (1989).

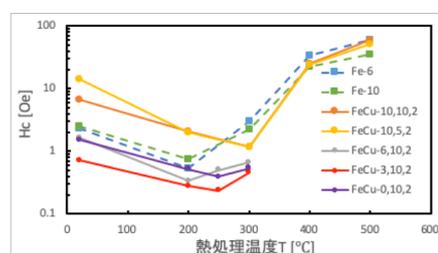


Fig. 1 Annealing temperature dependence of coercivity.

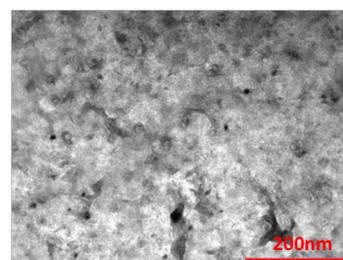


Fig. 2 TEM image of FeCu-6,10,2 annealed at 200°C for 1 hour.

数 nm 厚アモルファス薄膜の磁気特性

野末周平, 神保睦子*, 藤原裕司, 小林正
(三重大工, *大同大)

Magnetic properties of amorphous films with a few nm thickness

S. Nozue, M. Jimbo*, Y. Fujiwara, T. Kobayashi
(Mie Univ., * Daido Univ.)

はじめに

CoFeSiB や FeSiB アモルファス薄膜は良好な軟磁気特性を示し、近年では、TMR, GMR 素子に採用され、高感度磁気センサやひずみセンサとして研究されている¹⁾²⁾。これらの素子ではアモルファス薄膜は数 nm から数 10nm 程度の膜厚で使用されている。素子の加工時の発熱や磁気特性改善のための熱処理などが施された場合、アモルファス薄膜の磁気特性が変化することが予想されるため、数 nm 厚のアモルファス薄膜単体の磁気特性、構造の熱処理による影響を系統的に評価する必要があると考える。そこで、本研究では、零磁歪系の CoFeSiB 薄膜および磁歪系の FeSiB 薄膜の磁気特性、表面形状の熱処理依存性を調査した。またこれらの薄膜に Hf, Nb を添加し、耐熱性の向上を図った。

実験方法

成膜にはマグネトロンスパッタリング装置を使用した。基板は水冷した熱酸化膜付き Si 基板を用いた。到達真空度は 9×10^{-5} Pa 以下であり、成膜条件は Table 1 に示した。Co 系薄膜の熱処理は約 200Oe の直流磁界中で行った。Fe 系薄膜では磁界は印加していない。熱処理温度および時間は 150°C ~

Table 1 Sputtering condition

400°C, 1 時間である。試料の磁気特性は VSM で測定した。また、試料の構造解析は XRD, 表面形状の確認は AFM で行った。

	Ar gas(Pa)	Thickness(nm)	Applied Field
CoFeSiB(Hf)	0.8	3.0	~100Oe
FeSiB(Nb)	0.5	5.0	-----

実験結果

Fig. 1 は CoFeSiB, CoFeSiBHf, FeSiB, FeSiBNb 薄膜の保磁力の熱処理温度依存性である。as-dep. のデータは 0°C の位置に示している。また、保磁力は as-dep. での値で規格化している。CoFeSiB 薄膜は 250°C の熱処理までは若干保磁力が低下する傾向にあるが、300°C の熱処理で 3 倍程度まで増加することがわかる。Hf を数 at.% 添加した CoFeSiBHf 薄膜では、300°C の熱処理まで保磁力はほぼ一定の値を示した。一方、磁歪系の FeSiB 薄膜の保磁力は 350°C の熱処理まで低下し、400°C の熱処理で若干増加する傾向にあった。また、FeSiBNb 薄膜は 400°C の熱処理まで保磁力が低下した。この系での最小の保磁力は約 0.3Oe であった。

Co 系薄膜では Hf 添加で耐熱性が向上していることがわかる。Fe 系では熱処理により保磁力が大きく低下しており、これは熱処理により成膜時に導入された不均一な応力分布が改善された結果であると考えている。

参考文献

- 1) Y. Hashimo, N. Yamamoto, T. Kato, D. Oshima and S. Iwata: J. Appl. Phys., **123**, 113903 (2018).
- 2) Y. K. Kim: J. Magn. Mater., **304**, 79 (2006).

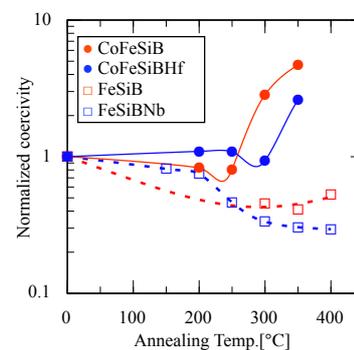


Fig. 1 Annealing temperature dependence of normalized coercivity.

有機金属分解法による亜鉛フェライトの合成と磁気特性 II

中田勇輔、太田敏孝、安達信泰
(名古屋工業大学)

Preparation and Magnetic Properties of ZnFe_2O_4 by MOD Technique II

Y. Nakata, T. Ota, N. Adachi (Nagoya Institute of Technology)

1.はじめに

ZnFe_2O_4 は、可視光領域に透過性のあるフェライトの一つであり、反強磁性を示すことで知られている。最近、急冷法や PLD 法により作製した ZnFe_2O_4 結晶では、強磁性を示す報告がなされている^{1,2)}。我々は、有機金属分解法により、強磁性を示す ZnFe_2O_4 薄膜ができることを見出した。 Zn^{2+} イオンがある四面体位置に一部の Fe^{3+} イオンが入ることでフェリ磁性を示すと考えられている。昨年の報告では、 600°C での熱処理結晶化過程において、冷却速度や保持時間をパラメータとして飽和磁化 M_s を増加させられ³⁾、計算上、4 面体位置に 10%程度 of Fe^{3+} イオンを置換することができた。本報告では、さらに熱処理温度をパラメータに M_s を増加できること、また、Fe を一部 Co に置き換えることで保持力が増大したことを報告する。

2. 実験方法

薄膜は、有機金属分解(MOD)法を用いて、シリカガラス基板上に作製した。溶液滴下後は、 100°C で乾燥し、 300°C で仮熱処理を行い、必要な膜厚まで、この工程を繰り返し、最後に結晶化の温度を 480°C から 600°C で変化させて飽和磁化の変化を調べた。また、 $\text{Zn}(\text{Fe}_{2-x}\text{Co}_x)_2\text{O}_4$ ($x=0 \sim 0.2$)を作製し磁気特性の評価を行った。

3. 結果と考察

結晶化した薄膜は、 ZnFe_2O_4 と $\text{Zn}(\text{Fe}_{2-x}\text{Co}_x)_2\text{O}_4$ とともに単相のスピネル型構造を示す多結晶回折ピークのみが観測され、二次相によるピークは観測されなかった。EDS による組成分析では Zn や Fe、Co の濃度偏析が見られなかったことから、組成比の均一な膜を得ることが確認できた。Fig.1 に作製した ZnFe_2O_4 膜の飽和磁化に関する熱処理温度依存性を示す。結晶化が起きる低温側で M_s が増大する傾向が観察された。4K での M-H 曲線では、Fig.2 に示すように Co 置換膜では、2 kOe を超える大きな保磁力を示す強磁性ヒステレシス曲線が観測された。Co Fe_2O_4 相あるいは $\text{Zn}_{1-x}\text{Co}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$ 相もハード磁性を示すので、それらの二次相による効果と区別する必要があるが、Co イオンが Fe サイトの置換されていれば、系の結晶磁気異方性を増大する効果が期待できる。

References

- 1) K. TANAKA et.al. , J. Phys. Chem Solids Vol 59, No. 9, pp. 1611–1618 (1998)
- 2) N. Wakiya et.al. J. Mag. Mat. 310 (2007) pp.2546-2548
- 3) N.Adachi et.al. 13aC-9 日本磁気学会台42回学術講演会予稿集

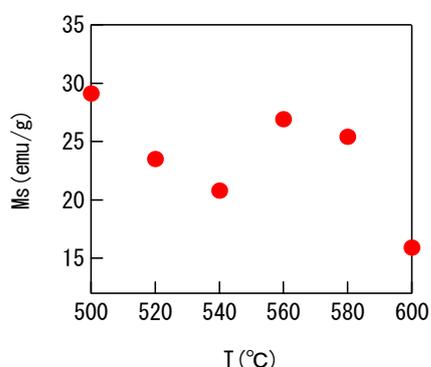


Fig.1 The saturation magnetization M_s depending on annealing temperature for ZnFe_2O_4 films.

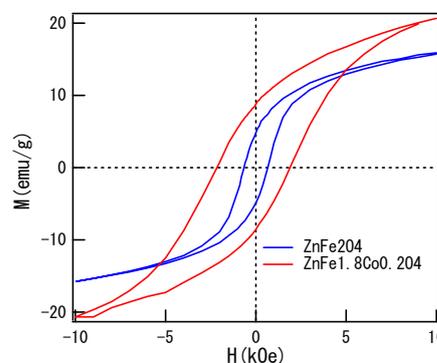


Fig.2. The H-H curves at 4 K of ZnFe_2O_4 and $\text{Zn}(\text{Fe}_{1.8}\text{Co}_{0.2})\text{O}_4$ films annealed at 600°C .

六方晶層状化合物 EuSn_2As_2 の自発分極

平田昂輝、坂上良介、的場正憲、神原陽一
(慶大)

Spontaneous polarization of layered hexagonal compound, EuSn_2As_2

K.Hirata, R.Sakagami, M.Matoba, Y.Kamihara

(Keio Univ.)

緒言

EuSn_2As_2 は2017年にArguillaらが初めて合成に成功し、密度汎関数理論(DFT)によるバンド分散の計算や、電気抵抗率と磁化率の温度依存性が報告された^[1]磁性材料である。 EuSn_2As_2 の結晶構造は広義で六方晶に分類される。 EuSn_2As_2 は、 Eu^{2+} の層とvan der Waals結合した2枚の $[\text{Sn}_2\text{As}_2]^{2-}$ 層が交互に積層した構造をとる。また、 EuSn_2As_2 のAsをPで置換した構造の EuSn_2P_2 は2019年にGuiらによって合成され^[2]、このような構造は、過去に熱電材料候補として盛んに研究された例があるが^{[3][4]}、現在は位相幾何学的な輸送現象が観測される可能性がある候補物質として、再び研究対象となっている。今回は2017年にSakagamiらによって高純度試料の合成方法が確立された^[5] EuSn_2As_2 に着目し、その自発分極の温度依存性を報告する。

実験方法

本実験では超電導量子干渉計(SQUID)を用いて EuSn_2As_2 の低温下での磁化を測定した。その際、異方性を考慮しないために粉末試料を用いた。粉末試料は磁化測定に影響が少ないと考えられる弱い反磁性体であるテフロンテープとストローを用いて固定した。

実験結果

Fig. 1に作成した M - H curveを示す。 M は磁化、 H は磁場をそれぞれ表す。この図から、温度の上昇に伴いグラフが直線から曲線へ変化した。これは、Curie温度を境に常磁性から強磁性に転移する様子を示す。また、高磁場下(>4 T)において勾配が徐々に消失し、飽和磁化に近づいた。このことから、飽和磁化は $5.0 \mu_B/\text{F.U.}$ 程度であると求まる。Fig. 2には得られたArrott plotを示す。これよりCurie温度は20.5 K程度と求まった。この温度以下の時は強磁性を示す。しかしながらArguillaのDFT計算結果は、反強磁性を仮定しており、この相違の理由はポスターにて説明する。

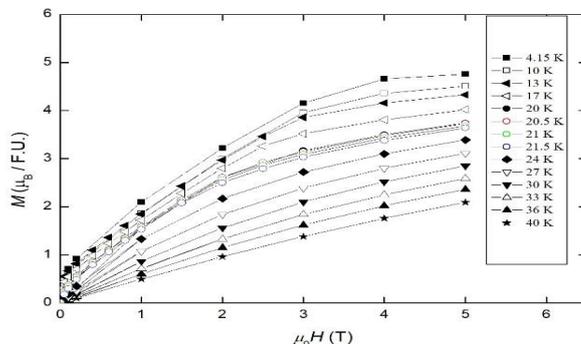


Fig. 1 M - H curve of EuSn_2As_2 at around the T_C .

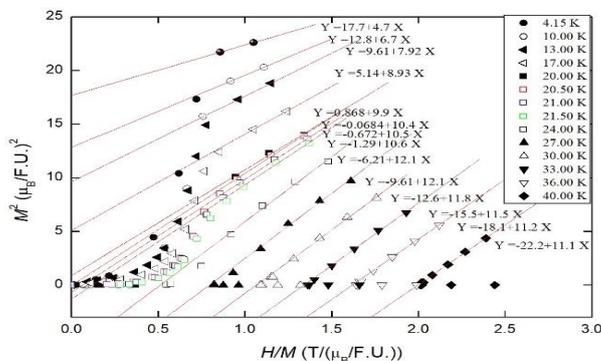


Fig. 2 Arrott plot of EuSn_2As_2 at around the T_C .

参考文献

- [1] M. Q. Arguilla *et al.*, Inorg. Chem. Front. **4**, 378 (2017).
- [2] X. Gui *et al.*, ACS. Cent. Sci. **10**, 1021 (2019).
- [3] H. J. Goldsmid and R. W. Douglas, Brit. J. Appl. Phys **5**, 386(1954)
- [4] H. J. Goldsmid, Proc. Phys. Soc. London **71**, 633 (1958)
- [5] R. Sakagami *et al.*, Mater. Sci. Tech. Jpn. **55**, 72 (2018).

レーザー照射条件が等方性 R(Nd or Pr)-Fe-B/ α -Fe ナノコンポジット磁石膜の作製に及ぼす影響

上之将輝, 高嶋恵佑, 山下昂洋, 柳井武志, 中野正基, 福永博俊 (長崎大学)

Effect of laser irradiation conditions on preparation of isotropic R(Pr or Nd)-Fe-B/ α -Fe nanocomposite film magnets

M. Ueno, K. Takashima, A. Yamashita, T. Yanai, M. Nakano, and H. Fukunaga (Nagasaki University)

1 はじめに

計算機解析により優れた磁気特性が示され注目を浴びたナノコンポジット磁石は、スパッタリング法による薄膜材料として、優れた磁気特性を示す Nd-Fe-B 系, Sm-Co 系ならびに Fe-Pt 系ナノコンポジット薄膜磁石が報告されてきた^{[1]-[3]}。一方、本研究室では、デバイス応用を鑑みた 10 μ m を超える膜厚の磁石膜開発の一つとして、エネルギー密度 10 J/cm² 以上の紫外線波長 YAG レーザを Nd-Fe-B ターゲットに照射する事により、as-depo 状態においてアモルファス Nd-Fe-B 相内に α -Fe 相をコラムナー状に配列した自己組織化と、極短時間の熱処理後に極微細結晶化が進み、 α -Fe 結晶粒と Nd₂Fe₁₄B 結晶粒がナノオーダーで分散的に配置する手法を見出し、厚み: 10 μ m 以上、最大の(BH)_{max}が 120 kJ/m³に達する等方性ナノコンポジット磁石膜を実現してきた^[4]。本研究では、その残留磁気分極値を大幅に減らすことなく、保磁力を向上させ、ひいては、(BH)_{max}を向上させることを念頭に、Nd₂Fe₁₄B 相の異方性定数 4.5 MJ/m³ に比べ大きな異方性定数 (6.79 MJ/m³) を有する Pr₂Fe₁₄B 相に着目し^[5]、Pr-Fe-B/ α -Fe ナノコンポジット磁石膜の作製を検討したので報告する。

2 実験方法

レーザーパワー (以降, LP) 範囲 1.5 ~ 4 W のレーザービームを Pr_xFe₁₄B (X=2.6~1.4)合金ターゲット表面にフォーカス (DF rate = 0 or 0.1) ^[6]するよう照射し、成膜時間 30 ~ 90 min として、Ta 基板上に成膜した。比較のため、既報の Nd_xFe₁₄B (X=2.8~2.0)合金ターゲットに、LP: 4 W, 成膜時間は 30 min とし、上記と同様なレーザー照射条件で作製した実験結果も示す。成膜後の磁石膜に対し PA(Pulse Annealing 法) を使い、2.0 sec 程度の極短時間で熱処理を施した。磁気特性、膜組成の評価は各々 VSM, SEM-EDX を使い、結晶構造は X 線回折法により観察した。

3 実験結果

図 1 に LP: 4 W, 成膜時間 30 min で成膜した Pr-Fe-B 系磁石膜の成膜後の結晶構造を示す。既報の Nd-Fe-B 系ターゲットを用いた実験結果と同様、成膜直後に α -Fe 相が観察される一方、Pr₂Fe₁₄B 相に該当するピークが多数発現する様子が観察された。熱処理後に優れた硬磁気特性を得るためには、2-14-1 相の形成を抑制する必要がある。この Pr₂Fe₁₄B 相の形成は、ターゲットにレーザーを照射した際の輻射熱による基板温度の上昇によるものと考察し、LP を 4 W から 1.5 W へ低下させ、なおかつ厚膜化のため成膜時間 90 min. で試料を作製したところ、同図に示す様に、 α -Fe 相のみが形成された as-depo 試料を実現した。上記の Pr-Fe-B 系ターゲットと Nd-Fe-B 系ターゲットにおける異なる現象の原因を検討するため、今後、成膜時の基板温度の測定等を検討する予定である。

図 2 に LP: 1.5 W で作製した Pr-Fe-B 系磁石膜の熱処理後の (BH)_{max} を示す。比較のために Nd-Fe-B 系ナノコンポジット磁石膜 (LP: 4 W, 成膜時間: 30 min.) のデータも併せて示す。Pr 含有量が 11~13 at.% の領域において 60~80 kJ/m³ の範囲の (BH)_{max} 値が得られた。加えて、シェラーの式を用い、それらの試料の α -Fe ならびに Pr₂Fe₁₄B 結晶粒の粒径を見積もったところ、10 ~ 13 nm の範囲のナノコンポジット磁石膜に適した粒径である事も確認した。しかし、上記の (BH)_{max} 値は既報の Nd-Fe-B 系磁石膜のものに比べ、最大で 40 kJ/m³ 程度低い値であった。同程度の組成における「残留磁気分極値」に著しい低減は見られない一方、本研究で期待した Pr₂Fe₁₄B 相の形成による保磁力向上が達成されない事を確認した。Pr-Fe-B 系ターゲットにおいて優れた磁気特性が得られなかった原因に関しては、各々のターゲットを用いた際の「成膜時の基板温度」や「Pr-Fe-B と Nd-Fe-B の結晶化温度の差異」等々を評価し、更に検討する予定である。

参考文献

- [1] M. Nakano et. al., *AIP Advances*, 8, #056223 (2018)
- [2] J. Zhang et. al., *Appl. Phys. Lett.*, 86, 122509 (2005)
- [3] J. P. Liu et. al., *Appl. Phys. Lett.*, 72, 483 (1998)
- [4] Wei-Bin Cui et. al., *Advanced Materials*, Volume 24, 1966 (2013)
- [5] K. H. J. Buschow, in *Ferromagnetic Materials*(North-Holland Publishing, 4 (1988)).
- [6] H. Fukunaga et. al., *Journal of Applied Physics*, 109, 07A758-1(2011).

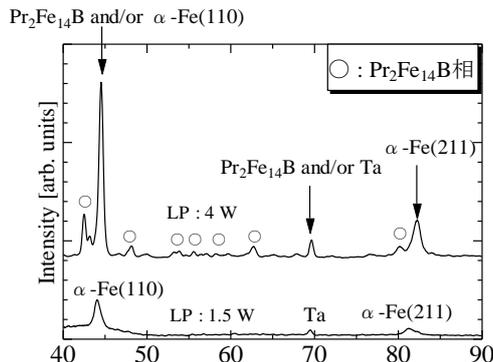


Fig.1 Crystalline structure of Pr-Fe-B film magnets deposited using the laser power of 4 and 1.5 W, respectively.

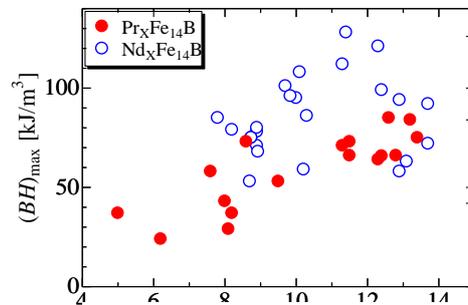


Fig2. (BH)_{max} values of R(Nd or Pr)-Fe-B film magnets with various rare earth contents

真空アーク蒸着法で成膜した Nd-Fe-B 系磁石膜及び Fe 薄膜の特性と挙動

桃崎瑞貴, 井上直哉, 高嶋恵佑, 山下昂洋, 柳井武志, 中野正基, 福永博俊 (長崎大学)

Properties and Characterization of Nd-Fe-B film magnets together with Fe thin films using vacuum arc deposition

M. Momosaki, N. Inoue, K. Takashima, A. Yamashita, T. Yanai, M. Nakano, and H. Fukunaga (Nagasaki University)

はじめに 希土類系磁石膜の電子デバイスや MEMS への応用を鑑み, 多くの研究者によりスパッタリング法を用いた各種基板への Nd-Fe-B 系磁石膜の成膜がなされている^{[1][2]}。本研究でも, 金属 (Fe, Ta 等) や Si 基板における PLD 法を用いた 10 μm 厚以上の Nd-Fe-B 系磁石膜の作製を報告してきた。その際, 「磁石膜と各種基板の界面における密着性」などの機械的性質の評価が, 磁気特性の評価と同等, 重要であることを確認している。例えば, PLD 法で 500 nm 厚の熱酸化膜付き Si 基板に Nd-Fe-B 系磁石膜を成膜した際, 熱処理時の試料の破壊現象が Nd 含有量に依存する結果を得ている^[3]。

本研究では, 上記の Si 基板上における Nd-Fe-B 系磁石膜の機械的性質が PLD 法で作製した試料の特有の現象かどうかに関し, PLD 法と同様, 比較的簡便に 10 μm 厚以上の Nd-Fe-B 系磁石膜を作製可能な真空アーク蒸着法を用い同様な実験を検討した。加えて, Nd-Fe-B 系磁石膜の主元素である Fe に着目し, 金属, Si, ガラス等の各種基板に Fe 薄膜を真空アーク蒸着法により成膜し, 磁気特性や試料の表面形態を評価・観察し, Nd-Fe-B 系磁石膜の実験結果との関係を検討・考察した。

実験方法 本実験において, Nd-Fe-B 系磁石膜と Fe 薄膜を真空アーク蒸着法により作製する際, 各々, 「ターゲットより数 μm 径以上の粒子を生成可能な厚膜化に適した条件 (磁石膜)」と「基板と磁性膜界面を薄膜状態で観察するのに適した Fe 薄膜の作製条件」の 2 種類を用いた。両方の成膜手法において, (1) 円筒状のアノードの内側に, 円筒状のカソード(ターゲット)を設置し, (2)コンデンサと電源の組み合わせによってアノード・カソード間に単発的(パルス)にアーク放電を 1 秒間に 1 回 (1 shot) 発生させる手順は共通している。放電条件の制御により, 原子・イオンを中心とした薄膜形成手法以外に, ドロップレット等の比較的大きな径の粒子を発生させる厚膜形成手法を使い分け, 金属基板, Si(自然酸化膜・熱酸化膜付き)基板, ガラス基板上に各々成膜した。磁気特性と組成の評価には VSM, SEM-EDX, 結晶構造観察には X 線回析を用いた。

実験結果 500 nm 厚熱酸化膜付き Si 基板上に PLD 法で成膜した Nd-Fe-B 系磁石膜の Nd 含有量 (Nd/(Nd+Fe) が 15 at. %以下になると, Si 基板からの磁石膜の剥離ではなく, Si 基板の内部からの破壊現象が生じ, 20 μm 以上の厚膜化が困難である事を我々は報告している^[3]。本研究で用いた真空アーク蒸着法においても, 同様な Nd 含有量に対する傾向や基板の破壊が観察され, この現象が PLD 法での特有のものではない事を確認した。加えて, 上記の PLD 法で得られた Nd-Fe-B 系磁石膜と Si 基板との界面を観察すると, 剥離せずに強い密着力が生じる要因として, 「Fe-Si-O 化合物の存在」が最近示唆された。そこで, 真空アーク蒸着法を用い, ①自然酸化膜付き Si 基板と②500 nm 厚熱酸化膜 Si 基板に Fe 薄膜を成膜した際の成膜挙動を観察した。各々の Si 基板に 1000~5000 shots の範囲で Fe 薄膜を成膜したところ, 自然酸化膜付き Si 基板上の試料の方が少ない shot 数, すなわち 5000 shot で剥離する現象が観察され, 熱酸化膜付き Si 基板上の Nd-Fe-B 系磁石膜のほうが密着性に優れていることが示唆された。そこで, X 線回析を用い, 熱処理前後の結晶構造を観察したものの, 現状では, Fe-Si-O 化合物のピークは確認できなかった。強い密着性の原因については今後も検討する予定である。更に, 学会発表では金属基板やガラス基板上での結果についても言及する。

参考文献

- [1] 小峠ら, 電気学会マグネティクス研究会資料, vol.169, pp.7-11, (2012).
- [2] R. Fujiwara et al., *Int. J. Automobile Tech.*, vol.7, pp. 148-155, (2013).
- [3] M. Nakano et al., *AIP Advances*, **7**, #056239(2017).

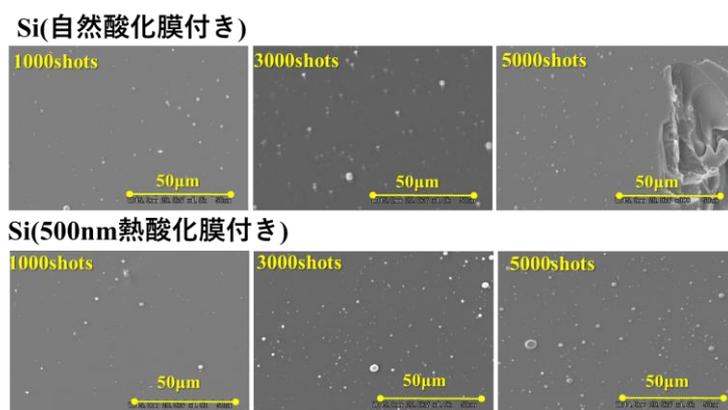


Fig.1 Each surface morphology of Fe films on Si substrates with a natural oxide and a 500 nm -thick thermal oxide layers, respectively, deposited using vacuum arc deposition.

La-Co置換SrM型フェライトのAl, Cr, Mn添加による磁気異方性に対する影響

西田浩紀、和氣剛、田畑吉計、中村裕之
(京都大)

The influence of Al, Cr and Mn additions on magnetic anisotropy of La-Co substituted SrM type ferrite

H. Nishida, T. Waki, Y. Tabata, H. Nakamura
(Kyoto Univ.)

1. 緒言

M型フェライト($A\text{Fe}_{12}\text{O}_{19}$, $A = \text{Sr}, \text{Ba}, \text{Pb}$)は価格優位性や化学的な安定性から、広く普及している永久磁石材料である。現在、高性能フェライト磁石の典型となっているものがLa-Co共置換SrM¹⁾($\text{Sr}_{1-x}\text{La}_x\text{Fe}_{12-y}\text{Co}_y\text{O}_{19}$)で、 Co^{2+} が磁気異方性向上に寄与している。しかしCoの価格は非常に不安定で、Co使用量の低減が一つの課題である。近年の研究で5種類の Fe^{3+} サイト(2a, 12k, 2b, 4f₁, 4f₂)のうち、四面体(4f₁)サイトに入った Co^{2+} だけが磁気異方性の向上に寄与している²⁾ことが明らかになった。Co量の増加以外で磁気異方性を向上させる可能性として、La-Co共置換SrMに対する第三の置換元素の添加が考えられる。本研究では、La-Co共置換SrMに八面体サイトを占有しやすい3価の金属イオン($\text{Al}^{3+}, \text{Cr}^{3+}, \text{Mn}^{3+}$)を置換することによって、磁気異方性向上の可能性を検討した。

2. 実験方法

$\text{Sr}_{1-x}\text{La}_x\text{Fe}_{12-yz}\text{Co}_y\text{M}_z\text{O}_{19}$ ($M = \text{Al}, \text{Cr}, \text{Mn}$)の単結晶をセルフフラックス法により合成した。 $(\text{Sr} + \text{La}) : (\text{Fe} + \text{Co} + M) = 1 : 4$ となるように SrCO_3 , La_2O_3 , Fe_2O_3 , Co_3O_4 , MnO , Al_2O_3 , Cr_2O_3 を所定の量秤量、混合の後、蓋つき白金るつぼに封じ、 1450°C で12時間保持、 1200°C まで毎時 2.5°C で降温させた。得られた単結晶の一部を粉砕し、粉末X線回折(XRD)によって相同定を行った。また、波長分散型X線分析装置(WDX)を用いて金属イオン濃度を定量した。これらの単結晶について、SQUID磁束計を用いて磁化測定を行い、磁気異方性を評価した。

3. 結果

単結晶育成において、 $\text{Sr}/\text{La} \geq 1$ の組成で幅が数ミリ程度の平板状のM型フェライトの単結晶が得られた。WDXによる元素分析の結果、 x は最大で0.35程度、 y は最大で0.28程度、 z は最大で1.0程度であった。 $y = 0.23$ に近いM置換系の磁化困難軸方向の磁化曲線(Fig.1)を比較したところ、La-Co共置換SrMに比べMn置換系では磁気異方性が向上し、Cr, Al置換系では低減した。

参考文献

- 1) K. Iida et al., J. Magn. Soc, Jan. **23**, 1093 (1999)
- 2) H. Nakamura et al., J. Phys.: Mater. **2**, 015007 (2019)

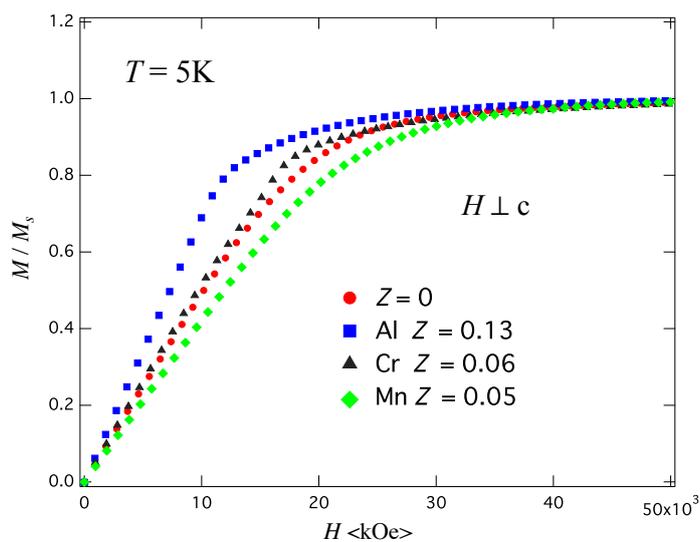


Fig.1. Magnetization curve for $H // a$

六方晶ラーベス相 $Zr(Fe,Sb)_2$ の永久磁石としての可能性

三浦瑞生、和氣剛、田畑吉計、中村裕之
(京都大)

Possibility as a permanent magnet of hexagonal Laves phase $Zr(Fe,Sb)_2$

T. Miura, T. Waki, Y. Tabata, H. Nakamura
(Kyoto Univ.)

1. 緒言

現代の永久磁石市場は磁気特性が良く高価な希土類磁石と、磁気特性は劣るが安価なフェライト磁石という両極端な磁石で二分されており、これらの間を埋める磁石が存在すれば新たな市場となり得る。そのためには希土類元素などの高価な元素を用いず、飽和磁化や磁気異方性が高い物質である必要がある。安価であり飽和磁化の大きな磁性体としてFeを基とした金属間化合物が考えられる。そのなかで六方晶や正方晶の化合物が磁石材料の候補となりうる。本研究ではFeを基として、六方晶構造をとるラーベス相化合物 $ZrFe_2$ に着目した。 $ZrFe_2$ は室温安定構造として立方晶C15型をとるが、Feの比率が高い $Zr_{29}Fe_{71}$ の組成では高温で六方晶C36型が存在しているという報告や[1]、 $ZrFe_2$ にCrなどを添加すると六方晶C14型になるという報告がある[2]。他元素添加や適切な熱処理で一軸異方性のある六方晶相を得ることができれば、永久磁石となる可能性がある。本研究では $ZrFe_2$ にSbを添加し適切な熱処理を行うことで六方晶ラーベス相を合成し、その磁気特性を評価することを目的とした。

2. 実験方法

$Zr(Fe_{1-\delta}Sb_{\delta})_x$ ($\delta = 0.15, 0.2, x = 2, 2.5, 3$) 及び $Zr_{29}Fe_{62}Sb_9$ をアーク溶解によりインゴットを合成した。得られたインゴットを石英管にアルゴンガスと共に封入し1290°Cで24時間熱処理し、氷水で急冷をした。得られた試料はXRDで相同定を行った。六方晶相の割合が大きい試料については磁気特性を評価した。飽和磁化はSQUID磁束計で5K、室温で測定した。キュリー温度は粉末にした同試料を振動試料型磁力計で見積もった。磁気異方性は粉末にした試料をネオジム磁石で磁場配向させ、室温で容易軸方向と困難軸方向における磁化を振動試料型磁力計で測定し評価した。

3. 結果と考察

XRDによる相同定の結果、すべての試料でC14型が確認された。その中でも $Zr_{29}Fe_{62}Sb_9$ の試料は六方晶相C14型の割合が最も大きかったため磁気特性を評価した。飽和磁化は試料全体で74emu/g (室温), 87emu/g (5K) と見積もられ、C15型 $ZrFe_2$ の飽和磁化(85emu/g, 室温, 92emu/g, 5K)と比較してやや低下していた。また、キュリー温度は210°Cと見積もられ、これもC15型 $ZrFe_2$ のキュリー温度 (310°C) と比較して低下した。これらは、非磁性元素の添加によるためである。配向試料を用いた磁化測定の結果C14型 $Zr(Fe,Sb)_2$ はc軸が容易軸となる一軸異方性をしており、室温での異方性磁場は10kOe程度であった。

参考文献

- [1] F. Stein et al., J. Phase Equilib. 23 (2002) 480.
- [2] X. Meng Burang and D. O. Northwood, J. Less-Common Met. 170 (1991) 27

Co/Gd/Pt フェリ磁性多層膜における ジャロシンスキー守谷相互作用とスピン軌道トルク

西村幸恵¹, Dae-Yun Kim^{2,3}, Duck-Ho Kim¹, Yune-Seok Nam², Yong-Keun Park^{2,3}, 塩田陽一¹,
森山貴広¹, Byoung-Chul Min³, Sug-Bong Choe², and 小野輝男^{1,4}
(¹京大化研, ²ソウル大学校, ³韓国科学技術研究所, ⁴スピントロニクス学術連携研究教育センター)

Dzyaloshinskii-Moriya interaction and damping-like spin-orbit torque
in Co/Gd/Pt ferrimagnetic multilayers

T. Nishimura¹, D.-Y. Kim^{2,3}, D.-H. Kim¹, Y.-S. Nam², Y.-K. Park^{2,3}, Y. Shiota¹, T. Moriyama¹,
B.-C. Min³, S.-B. Choe², and T. Ono^{1,4}

(¹ICR, Kyoto University, ²Seoul National University, ³KIST, ⁴CSRN)

はじめに

ジャロシンスキー守谷相互作用 (DMI) やスピン軌道トルク (SOT) はスピントロニクス領域で非常に重要視されている。これらの効果は空間反転対称性の破れに起因することが知られており、それらを研究するために主に空間反転対称性が局所的に破られている重金属/強磁性二層膜の界面が利用されてきた。本研究では、反転対称性が構造全体を通じて破れている Co/Gd/Pt フェリ磁性体多層膜における DMI と SOT を調べた。

実験方法

本研究では、DC マグネトロンスパッタ装置を使用して、室温において熱酸化 Si 基板上に Ta(5)/Pt(3)/[Co(0.5)/Gd(1)/Pt(1)]_N/Ta(3) [単位: nm] フェリ磁性膜を作製した。ここで、 N は、Co/Gd/Pt の 3 層の繰り返し数を表し、1-5 まで変化させた。これらの薄膜をフォトリソグラフィとアルゴンイオンミリングを用いて細線に加工し、DMI と SOT は磁気光学 Kerr 顕微鏡を用いて電流印加磁場駆動磁壁移動から評価した[1]。

実験結果

図 1(a) および 1(b) に示すように、DMI 定数 D およびスピンホール角 θ_{SH} は、 N に対してほぼ一定であることが分かった。これらの結果は、 N に比例して界面の数だけでなく強磁性層の数も増加するため一定の D を示し、また、超格子内のすべての重金属層は各重金属層が符号の異なる隣接する上部および下部強磁性層へのスピン流を生成により正味スピンホール角に寄与できないため一定の θ_{SH} を示すと考えられる。

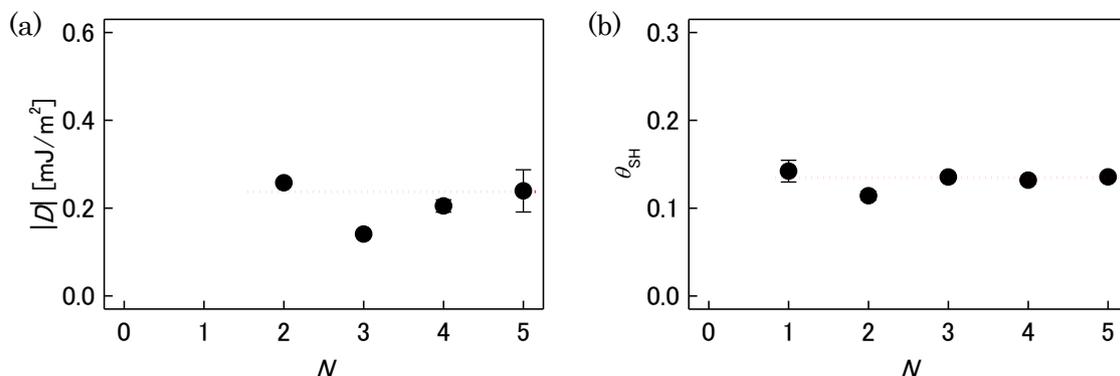


図 1(a) DMI 定数 D と (b) スピンホール角 θ_{SH} の積層回数 N 依存性。

参考文献

[1] D.-Y. Kim *et al.* NPG Asia Mater. **10**, e464 (2018).

サブミクロンFeB粒子からなるSMCの動的磁気特性

方 冰川¹, 宮崎 孝道¹, 青木 英恵², 増本 博², 遠藤 恭¹

(¹東北大学大学院工学研究科, ²東北大学学際フロンティア研究所)

Dynamic Magnetic Properties of SMC made of Submicron FeB Particles

¹B. Fang, ¹T. Miyazaki, ²H. Aoki, ²H. Masumoto, ¹Y. Endo

(¹Grad. School of Eng., Tohoku Univ. ²FRIS, Tohoku Univ.)

はじめに

アモルファス FeB 材料はほかの鉄系アモルファス材料と比べて、飽和磁化および熱安定性が高いと考えられる。それに加え、優れた低磁場磁気特性と機械特性を有するため、アモルファス FeB バルク材料の磁気特性に関する研究がたくさん行われていた¹⁻⁴。一方、電子機器動作周波数のさらなる高周波化⁵にとともに、渦電流損失が低く FMR 周波数が高い微粒子材料が望まれている。我々は、サブミクロンサイズのアモルファス FeB 粒子を合成し、それとエポキシ樹脂と固めた軟磁性コンポジット(SMC)を作製し、その動的磁気特性を検討した。

実験方法

NaOH の水溶液を用いて pH を調整した Fe³⁺, B²⁺水溶液に NaBH₄ の水溶液を滴下し、サブミクロンサイズの FeB 粒子を還元・合成した。合成した試料の粒子形状観察は SEM, 結晶構造は XRD, 磁化測定は VSM を用いて行った。また、FeB 粒子の SMC における複素透磁率の周波数特性は、短絡型ストリップラインによる複素透磁率測定装置を用いて測定した。

実験結果

合成した FeB 粒子はアモルファス相を持つ独立した球状微粒子である。Fig. 1(a)に代表例として粒子サイズが 570 nm であるアモルファス FeB 粒子の磁化曲線を示した。合成した FeB 粒子の保磁力(H_c)が 8.3 Oe となっており、良い軟磁性を持つことがわかった。また、その飽和磁化(σ_s)の値が 103 emu/g であり、バルクの報告値(170 ± 5 emu/g)¹より低くなったのは粒子の表面酸化層に由来するものと考えられる。

Fig. 1(b)は同じ粒子サイズを持つ FeB 粒子の SMC における複素透磁率の周波数特性である。 μ'' は 3 GHz において FMR ピークが現れた。また、 μ''' は 13 GHz においてサブピークが現れ、全体的におよそ 16 GHz の半値幅を持つことから、サブミクロンサイズのアモルファス FeB 粒子は高周波電磁ノイズ吸収体として応用が期待できると言える。

参考文献

- ¹ R. Hasegawa *et al.*, Appl. Phys. Lett. **29**, 219-221 (1976).
- ² R. Hasegawa and R. Ray, J. Appl. Phys. **49**, 4174-4179 (1978).
- ³ F.J. A den Broeder *et al.*, J. Appl. Phys. **50**, 4279-4282 (1979).
- ⁴ A.B. Beznosov *et al.*, Low Temp. Phys. **25**, 641-644 (1999).
- ⁵ N. Hiratsuka, J. Magn. Soc. Japan **37**, 141-146 (2013).

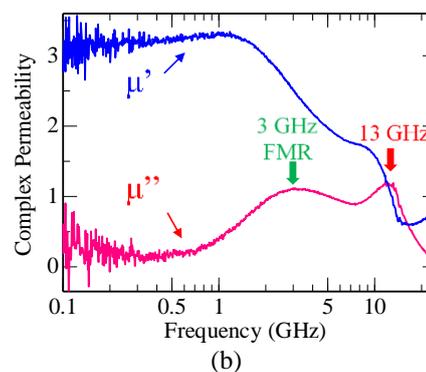
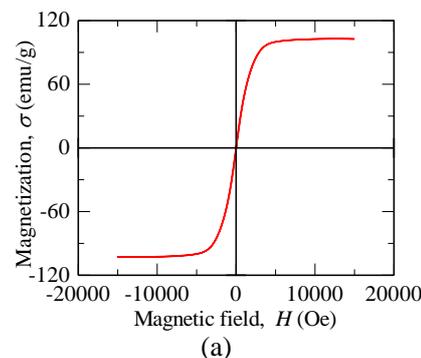


Fig. 1 (a) The magnetization curve of submicron amorphous FeB particles. (b) Complex permeability vs. frequency for the FeB SMC. Particle sizes in both (a) and (b) are 570 nm.

中空 Fe₃O₄ サブミクロン粒子における スピボルテックス形成の粒子サイズ効果

野口和樹、千葉桃子、小林悟、村上武、亘理沢海、J.Manjanna¹、Jerzy A.Szpunar²
(岩手大理工、¹ラニ・チャンナマ大学、²サスカチュワン大学)

Effect of particle size on spin vortex formation for Fe₃O₄ sub-micron particles

K. Noguchi, M. Chiba, S. Kobayashi, T. Murakami, T. Watari, J. Manjanna¹, Jerzy A.Szpunar²
(Iwate Univ, ¹Rani Channamma Univ, ²Saskatchewan Univ)

はじめに

Fe₃O₄ の高い軟磁性と生体適合性、並びに中空構造が融合した中空 Fe₃O₄ 粒子は磁気 DDS などへの応用が期待されている。最近の中空 Fe₃O₄ サブミクロン粒子における 1 次反転曲線(FORC)測定から、磁化反転過程においてスピボルテックス(SV)が形成することが見出されたが、中空構造における SV 構造の詳細と粒子形態(粒子サイズ、表面状態など)との相関は明らかになっていない[1]。本研究では粒子サイズなどの形態を系統的に制御した中空 Fe₃O₄ サブミクロン粒子について FORC 測定し、SV の形成機構を調査したので報告する。

実験方法

FeCl₃・6H₂O、CH₃COONH₄、EG を用い、粒子サイズ 300~700nm の中空 Fe₃O₄ サブミクロン粒子を溶媒熱合成法で作成した[2]。X 線回折による結晶構造解析、FE-SEM 及び TEM による形態評価、SQUID 磁束計による FORC 測定(T=10~300K)を実施した。

実験結果

Fig.1 に例として粒子サイズ 318nm, 690nm 試料の T=10K 及び 300K における FORC 図を示す(縦軸は反転磁場 Hr、横軸は印加磁場 H)。両試料とも 10K では FORC 分布は 2 ピークを示し、温度上昇とともに 2 つのピークが原点側にシフトし、1 ピークとなるような振る舞いを見せた。Fig.1(a)中の①、②の FORC 分布ピークが現れる反転磁場 Hr をそれぞれ SV の発生磁場 Hn、消滅磁場 Ha と定義する。

Fig.2 に SV の Hn 及び Ha の温度依存性を示す。318nm 試料では 690nm 試料と比較し Hn, Ha とともに常に高い値を示した。温度の上昇とともに、318nm 試料では Hn, Ha とともに急激に増加し、30K 以降ではほぼ一定となる一方、690nm 試料では 300K まで緩やかに増加することが分かった。この結果は粒子サイズが小さい中空粒子ほど SV が発生しやすく消滅しやすいこと、Verwey 転移温度(~120K)以下で特に SV の安定性が変化していることを示している。

参考文献

- [1] M. Chiba, S. Kobayashi, T. Murakami, J. Manjanna, J. Szpunar, AIP Advances, Vol.9. (2019) 035235.
[2] Peng Hu, Lingjie Yu, Ahui Zuo, Chenyi Guo, Fangli Yuan, J. Phys. Chem. C, vol. 7 (2008) 900.

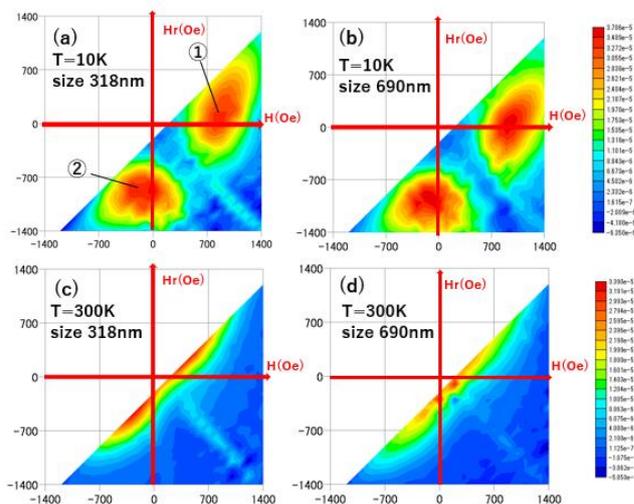


Fig.1 FORC diagrams at T=10K and 300K for 318nm [(a), (c)] and 690nm [(b),(d)] samples

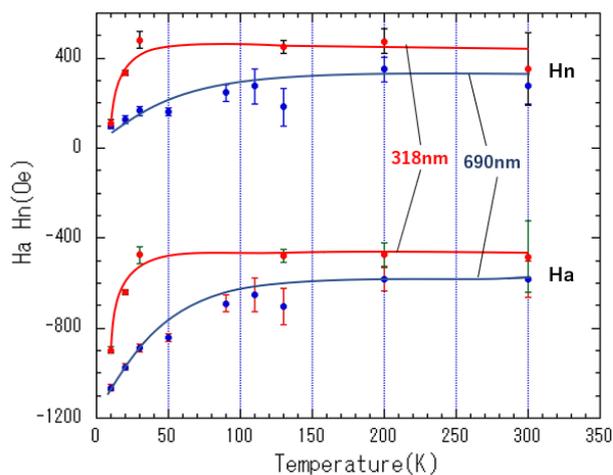


Fig.2 SV nucleation field (Hn) and annihilation field (Ha) as a function of temperature for 318nm and 690nm samples

光 MOD 法による Bi 置換磁性ガーネットの作製と評価

Preparation and evaluation of Bi-substituted Magnetic Garnet Films by mean of an Excimer-Laser assisted Metal Organic Deposition Process

長岡技大¹, 高純度化学², 産総研³○(M1)相場 遥佳¹, 袖山 和斗¹, 西川 雅美¹, 河原 正美², 中島 智彦³, 土屋 哲男³, 石橋 隆幸¹Nagaoka Univ. of Tech.¹, Kojundo Chem. Lab.², AIST³,○Haruka Aiba¹, Kazuto Sodeyama¹, Masami Nishikawa¹, Masami Kawahara², Tomohiko Nakajima³,
Tetsuo Tsuchiya³, Takayuki Ishibashi¹

E-mail: s173191@stn.nagaokaut.ac.jp

【緒言】Bi 置換希土類鉄ガーネットは優れた磁気工学効果を示すため、磁場分布を可視化するイメージングプレートに利用されている¹⁾。我々はこれまで、有機金属分解法(MOD 法)を用いて熱処理プロセスにより高濃度 Bi 置換希土類鉄ガーネットを作製してきた²⁾。本研究では、湾曲面の磁場分布の可視化を想定し高分子フレキシブル基板上に磁性ガーネット膜($\text{Nd}_{0.5}\text{Bi}_{2.5}\text{Fe}_{4.5}\text{Ga}_{0.5}\text{O}_{12}$)を成膜することを目的とした新しいプロセスの開発として、パルスレーザを用いて金属有機酸塩を分解した前駆体膜を低温で結晶化させる光 MOD 法について検討した。

【実験】組成比 Nd:Bi:Fe:Ga=0.5:2.5:4.5:0.5 の MOD 溶液(高純度化学社製)を単結晶 $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (GGG)基板上に 1 層スピコートし 100°C で 10 分間乾燥させた後、450°C で 10 分間仮焼成を行った。その後、波長 248nm の KrF レーザ(コヒレント社製)をホットプレート上(450°C)で仮焼成後の膜の上から照射した。

【結果と考察】図 1(a)に得られた薄膜と、比較として熱処理プロセスによって作製した薄膜の XRD パターンを示す。作製した膜はガーネットの 444 回折ピークが観測された。60 mJ/cm² のレーザ条件で作製した膜のピークは熱処理プロセスで作製した試料と同程度の強度が得られた。図 1(b)に 40 mJ/cm² と 60 mJ/cm² のレーザ照射条件で作製した試料と、比較として熱処理プロセスによって作製した試料についてファラデースペクトルを示す。レーザを照射した試料は、熱処理プロセスで作製した試料と同様に波長 520 nm で最大回転角が得られた。照射時間を長くすることにより、回転角は大きくなった。また、40 mJ/cm² と 60 mJ/cm² を比較すると、XRD の結果より 60 mJ/cm² の方が結晶性は優れているが、回転角は 40 mJ/cm² の方が大きく、相関は得られなかった。ファラデー回転角が熱処理プロセスで作製した試料より小さい理由として、結晶性が不十分であることや、Bi の置換量が影響している可能性が考えられる。

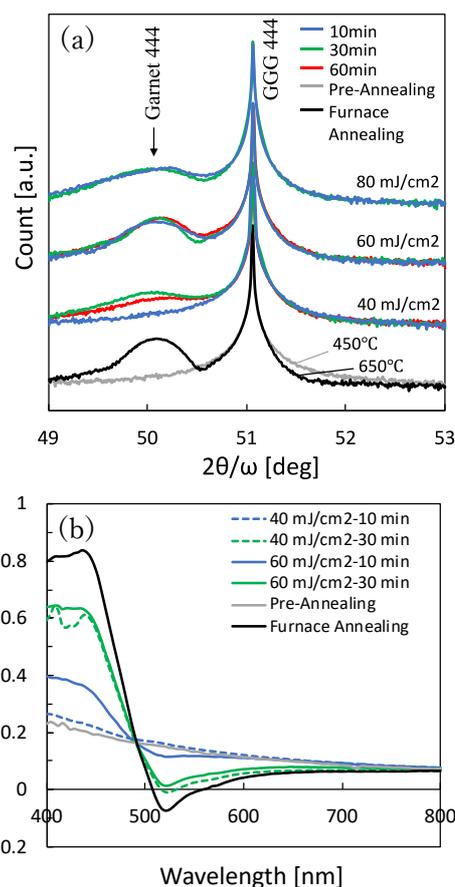


図 1(a)基板温度 450°C でレーザを照射した薄膜と熱処理した薄膜の XRD パターン (b)40 mJ/cm² と 60 mJ/cm² のレーザ照射条件で作製した試料のファラデースペクトル

謝辞 本研究は、科研費基盤研究(A)(18H03776)の助成により行った。

参考文献

- 1) Y. Nagakubo, T. Ishibashi et al., Jpn. J. Appl. Phys., 57 (2018) 09TC02/1-5.
- 2) G. Lou et al., Optical Mat. Exp., 7 (2017) pp.2248-2259.

$L1_0$ 型 FePtX (X=Mn, Cu, Ru, Rh) のキュリー温度変化に関する第一原理計算

小田 洋平

(福島工業高等専門学校)

First-principles calculations of Curie temperature change in $L1_0$ -type FePtX (X = Mn, Cu, Ru, Rh)

Y. Kota

(National Institute of Technology (KOSEN), Fukushima College)

1 はじめに

大きな垂直磁気異方性を示す $L1_0$ 型 FePt は高密度磁気記録媒体においてキーとなる材料である。記録密度のさらなる向上のための方針の一つとして熱アシスト方式が検討されているが、 $L1_0$ 型 FePt はその高いキュリー温度 (~750 K) が故に書き込み時の加熱によるエネルギー損失や媒体の損傷が懸念されている。この問題に対して FePt に Ru をドーピングすることで大きな垂直磁気異方性を維持しつつもキュリー温度を低減できることが報告されており¹⁾、我々も先の講演会において Ru 添加の効果について理論的に検証した結果を報告した²⁾。今回の講演では添加元素を X = Mn, Cu, Ru, Rh とした場合について、元素の置換量とキュリー温度の関係を第一原理計算によって系統的に整理したのでその結果について報告する。計算手法は局所スピン密度近似に基づくタイトバインディング線形マフィンティン軌道法を採用した。 $L1_0$ 規則化した FePt に対して (a) Fe の一部を X に置換、(b) Pt の一部を X に置換した2つの場合を考慮し、元素置換による不規則性はコヒーレントポテンシャル近似の枠内で扱った。

2 結果および考察

Figure 1 に $(\text{Fe}_{1-\sigma}\text{X}_\sigma)\text{Pt}$, $\text{Fe}(\text{Pt}_{1-\sigma}\text{X}_\sigma)$ のキュリー温度 T_C と置換量 σ 依存性の計算結果を示す。 $\sigma = 0$ のとき T_C の計算結果は 975 K となり、実験値 (750 K) を約 30% 過大評価している。この原因として平均場近似に基づく方法で T_C を評価していることが考えられるが、Staunton らが同様の手法で計算した FePt の T_C も 950 K となることを確認した³⁾。次に置換による T_C の変化の振る舞いに着目すれば、Fe を X に置換する場合 [Fig.1(a)] では添加元素の種類によらず T_C は同じ割合で一様に低くなる傾向が見られることから、磁性元素である Fe の濃度が減少することが T_C の低下につながっているものと考えられる。一方、Pt を X に置換する場合 [Fig.1(b)] では T_C の振る舞いが置換元素の種類に依存する傾向が見られ、特に Ru 置換によって T_C が最も顕著に低下している。これは Ru 置換によって隣接する Fe の強磁性が抑えられる方向に電子状態が変化するためと考えられる。講演では他にも磁化 M_S や磁気異方性定数 K_u の計算結果を示して議論する予定である。

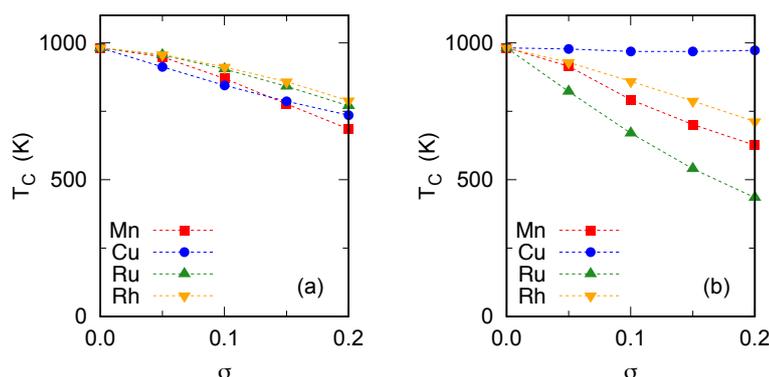


Fig. 1 Calculated T_C in (a) $(\text{Fe}_{1-\sigma}\text{X}_\sigma)\text{Pt}$ and (b) $\text{Fe}(\text{Pt}_{1-\sigma}\text{X}_\sigma)$.

References

- 1) T. Ono *et al.*, Appl. Phys. Express **9**, 123002 (2016).
- 2) 小田洋平, 第 42 回日本磁気学会学術講演会 12aPS-45 (2018).
- 3) J. B. Staunton *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 257204 (2004).

フェリ磁性体 GdCo におけるスピン波伝搬

船田晋作、西村幸恵、塩田陽一、粕川周平、石橋未央、森山貴広、小野輝男
(京大化研)

Spin wave propagation of ferrimagnetic GdCo

S.Funada, T.Nishimura, Y.Shiota, S.Kasukawa, M.Ishibashi, T.Moriyama, T.Ono
(Institute for Chemical Research, Kyoto University,)

はじめに

反強磁性体のスピントロニクスはその応答の速さなどから注目を集めている。その中でフェリ磁性体 GdFeCo の角運動量補償温度における反強磁性ダイナミクスに起因した磁壁移動速度の増大が報告され、その磁化ダイナミクスが注目されている[1]。今回、我々は角運動量補償点近傍におけるスピン波の測定を目指してフェリ磁性体であるアモルファス GdCo のスピン波の群速度・減衰長といった性質を、Gd と Co の組成を変えることで角運動量を変化させたいくつかの試料で測定した。

実験結果

スパッタリング法を用いて熱酸化シリコン基板上に $Gd_xCo_{1-x}(20 \text{ nm})/Pt(2 \text{ nm})/Ta(5 \text{ nm})$ を成膜した。まず組成が異なる試料 ($x = 0.22, 0.30, 0.40, 0.59$) において、磁化の温度依存性を測定した (Figure 1)。室温において $x = 0.22, 0.30, 0.40$ の試料は Co、 $x = 0.59$ の試料は Gd の磁気モーメントが支配的であることが分かった。磁化補償点と角運動量補償点の間には相関があり[2]、本研究で用いた試料において室温における正味の角運動量の大きさは $Gd_{0.40}Co_{0.60} < Gd_{0.30}Co_{0.70} < Gd_{0.59}Co_{0.41} < Gd_{0.22}Co_{0.78}$ であると推定される。次に各試料を細線状に加工し、励起用と検出用のアンテナを作成することでスピン波測定素子とした。スピン波伝搬方向に垂直な面内磁場下でアンテナに高周波電流を印加してスピン波を励起し、ベクトルネットワークアナライザで伝送波 (S_{21}, S_{12}) を検出した (Figure 2)。ここから群速度を求め、また、伝送波強度のアンテナ距離依存性からスピン波の減衰長を評価した (Table 1)。測定は全て室温で行った。本測定で得られたスピン波の群速度と減衰長は強磁性体のスピン波理論による計算値と定性的に整合していた。その一方で $x = 0.30$ の試料においては群速度が計算値より 2 倍程度大きくなることが分かった。詳細は当日発表する。

Table 1. The values of group velocity and attenuation length for the sample with $x = 0.22, 0.30, 0.59$. The values in parentheses are theoretically calculated values.

x	v_g [km/s]	L_{att} [μm]
0.22	10.4 (7.5)	2.13(2.60)
0.30	7.5 (3.2)	(0.98)
0.59	3.2 (2.8)	1.65(1.85)

参考文献

- 1) K.-J. Kim *et al.*, *Nat. Mat.* **16**, 1187 (2017)
- 2) Y.Hirata *et al.*, *Phys. Rev. B* **97**, 220403(R) (2018)

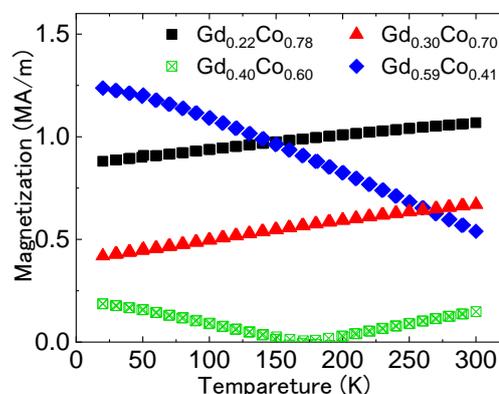


Figure 1. Temperature dependence of magnetization.

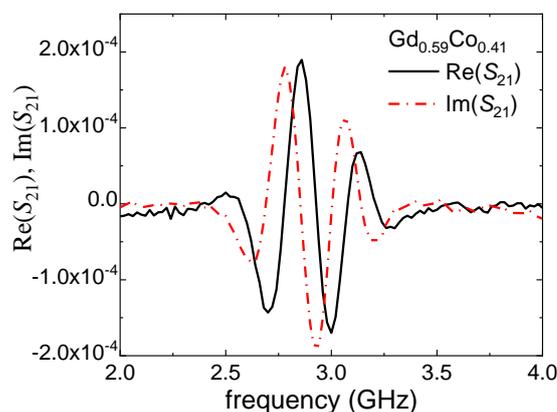


Figure 2. Transmission signal for $Gd_{0.59}Co_{0.41}$.

Large nonreciprocal frequency shift of propagating spin waves in synthetic antiferromagnets

M. Ishibashi, Y. Shiota, T. Li, S. Funada, T. Moriyama and T. Ono
(Institute for Chemical Research, Kyoto University)

Introduction

Nonreciprocal spin wave propagation is of great interest for the realization of spin-wave-based logic circuits. It is known that spin wave packets excited by antennas exhibit different amplitudes depending on the relative direction between magnetization and microwave field [1]. In addition, asymmetric spin wave dispersion due to Dzyaloshinsky-Moriya interaction leads to nonreciprocal frequency shifts of propagating spin waves [2]. In this study, we observed large nonreciprocal frequency shifts of propagating spin waves in interlayer exchange-coupled synthetic antiferromagnets.

Experimental method

Ta (3 nm)/Ru (3 nm)/FeCoB (15 nm)/Ru (0.6 nm)/FeCoB (15 nm)/Ru (3 nm) were deposited on a thermally oxidized Si substrate by dc magnetron sputtering. From a magnetic hysteresis loop at 300 K, the canted magnetization configuration of two layers was confirmed in the low magnetic field region below the saturation field of approximately 1 kOe. The films were patterned into $50\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ wires by EB lithography and Ar ion milling. Subsequently, 80-nm-thick SiO₂ insulating layer was deposited by rf magnetron sputtering. Then, two coplanar waveguides consisting of Cr (5 nm)/Au (100 nm) were fabricated at the distance of $10\ \mu\text{m}$ by EB lithography and evaporator. The propagating spin waves were measured using vector network analyzer at room temperature.

Experimental results

Figure 1(a) shows the propagating spin wave spectroscopy (PSWS) under the bias magnetic field $H = 200$ Oe, when the bias magnetic field is applied to the perpendicular direction of the microwave field, namely transverse pumping configuration as shown in the inset of Fig. 1(a). The different amplitudes depending on the propagation direction were observed due to nonreciprocal coupling between microwave fields and spin waves [1]. Figure 1(b) shows PSWS under $H = 200$ Oe, when the bias magnetic field is applied along the microwave field, namely longitudinal pumping configuration as shown in the inset of Fig. 1(b). Unlike the results in the case of transverse pumping configuration, a large nonreciprocal frequency shift depending on the propagating direction was observed in the case of longitudinal pumping configuration. This nonreciprocal frequency shift is attributed to the asymmetric spin wave dispersion due to dipolar contribution [3]. In the presentation, we will discuss the microscopic origin of the asymmetric spin wave dispersion in synthetic antiferromagnets.

Reference

- 1) V. E. Demidov *et al.*, Appl. Phys. Lett. 95, 112509 (2009).
- 2) J.-H. Moon *et al.*, Phys. Rev. B 88, 184404 (2013).
- 3) F.C. Nortemann *et al.*, Phys. Rev. B 47, 11910 (1993).

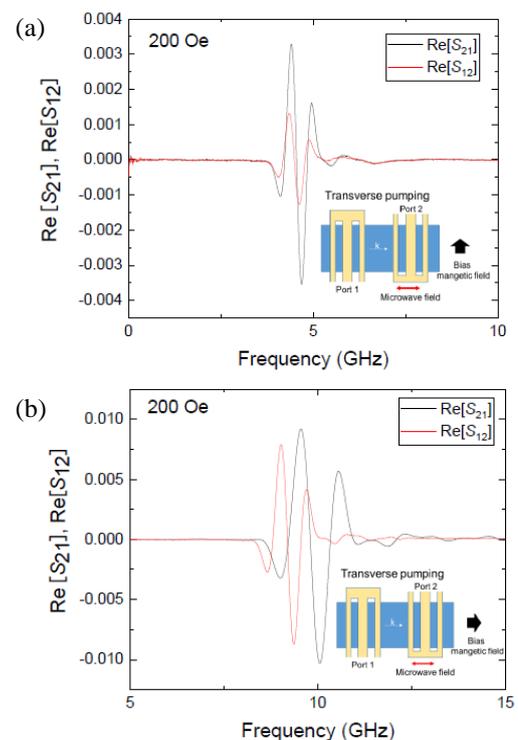


Figure 1: (a) $\text{Re}[S_{21}]$ and $\text{Re}[S_{12}]$ spectrum measured with transverse pumping configuration under 200 Oe. (b) $\text{Re}[S_{21}]$ and $\text{Re}[S_{12}]$ spectrum measured with longitudinal pumping configuration under 200 Oe.

多重マグノニック結晶を用いたスピン波スイッチング

岩場雅司, 藤原早希, 関口康爾
(横浜国立大学理工学部)

Spin-wave switching by a double dynamic magnonic crystal

M. Iwaba, S. Fujiwara, and K. Sekiguchi
(Yokohama National Univ.)

はじめに

磁性材料に存在するスピン波は、新しい低消費電力の情報処理システムの技術基盤として有望視され、近年集中的に研究されている。たとえば、スピン波干渉を用いたデジタル論理回路研究¹⁾や、導波路中で伝搬制御するマグノニック結晶研究があげられる²⁾。マグノニック結晶として、変調磁場を用いた動的マグノニック結晶はスピン波の減衰バンドを作ることができ、CMOS回路のようなトランジスタ機構を作製することが可能である³⁾。本研究では、動的マグノニック結晶を用いたスピン波スイッチングについて研究した。

実験方法

スピン波媒体としてイットリウム鉄ガーネット (Yttrium Iron Garnet: YIG) を使用しており、厚さ 5.1 μm、幅 1.3 mm である。図 1 に動的マグノニック結晶を用いた実験の試料・基板構成を示す。スピン波はマイクロ波パルスを入力アンテナに投入することで励起し、パルス長は 10 ns とした。出力アンテナによって、スピン波による誘導起電力を検出し、広帯域オシロスコープで測定した。スピン波の励起、検出用のアンテナは、75 μm の幅のアンテナを用いた。アンテナ間距離は 15.5 mm である。変調磁場を発生させるため、メアンダに電流 $I=0.12$ A を流した。外部磁場 $H_{ex}=378$ Oe を試料長手方向に印加し、スピン波のバックワードモード (Magnetostatic backward volume mode) を発生させた。動的マグノニック結晶であるメアンダ構造は 75 μm と 90 μm の線幅からなり、周期はそれぞれ $n=15$ である。

結果および考察

図 2 に広帯域オシロスコープで観測したスピン波の実時間波形を示す。動的マグノニック結晶であるメアンダに電流を流していないときは、スピン波の最大振幅が 70 μV であった。一方、メアンダに電流 $I=0.12$ A を流して変調磁場を発生させると、スピン波の最大振幅が 55 μV まで減衰した。スピン波波束の振幅が動的マグノニック結晶によって 21% 減衰していることがわかった。周波数スペクトルに対しても、減衰効果を確認することができ、スイッチングの基礎原理が確認できた。

結論

多重動的マグノニック結晶を用いることで、スピン波の減衰が起こることを確認することができた。動的マグノニック結晶による減衰強度を改善することができれば、スピン波伝搬の完全スイッチングを実現することができるため、マグノトランジスタ回路への応用が期待できる。

参考文献

- 1) N. Kanazawa *et al.*: Sci. Rep., **7**, 7898(2017).
- 2) K. Sekiguchi: AAPPS Bulletin, **28**, 2 (2018).
- 3) A.V. Chumak *et al.*: J. Phys D, **42**, 205005 (2009).

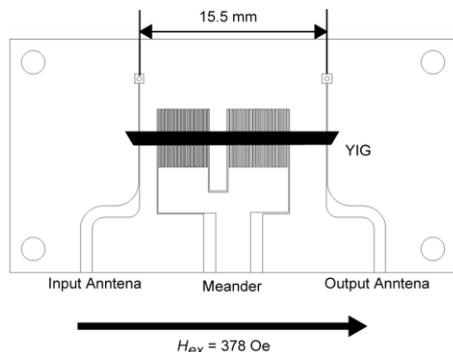


図 1 マグノニック結晶基板構成

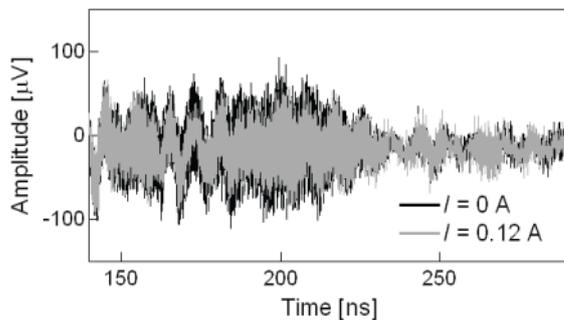


図 2 スピン波の実時間波形

単結晶 NiO 薄膜におけるスピン流伝送の結晶配向依存性

池淵徹也, 森山貴広, 小田研人, 岩城宏侑, 小野輝男
(京大化研)

Crystal orientation dependence of the spin current transmission
in single crystalline NiO thin films

T. Ikebuchi, T. Moriyama, K. Oda, H. Iwaki, and T. Ono
(ICR, Kyoto Univ.)

はじめに

反強磁性体をスピントロニクス分野に用いる試みが近年注目を集めている[1]。先行研究では、強磁性共鳴測定により強磁性体 FeNi から多結晶の反強磁性体 NiO にスピン流を注入し、NiO 中を流れるスピンの伝搬長を見積もった[2]。しかし、NiO 中のスピン流伝送についての詳細なメカニズムは未だ明らかになっていない。そこで本研究では(111)面と(001)面にそれぞれ単結晶成長させた NiO 薄膜を作製し、同様の測定をすることでスピン伝搬長の結晶配向依存性を求めた。

実験方法

Al₂O₃(0001)基板および MgO(001)基板上に NiO (t_{NiO}) / Py(5) / SiO₂(5) (単位: nm) 多層膜をスパッタ法で作製した。XRD 測定および RHEED 像により NiO 薄膜は Al₂O₃(0001)基板では NiO(111)に MgO(001)基板では NiO(001)にそれぞれ単結晶成長していることを確認した。それらの試料をフォトリソグラフィ法によって細線状に加工し、Ti/Au で作製されたコプレーナ導波路を取り付けた。測定は全て室温で行い、素子に周波数を固定した不均一高周波電流を流しながら外部磁場を掃引することで強磁性共鳴を誘起した[3]。

実験結果

まず、ギルバートダンピング定数 α を共鳴スペクトルから見積もり、NiO 膜厚に対してプロットした(Fig.1)。スピンポンピングの理論式を適用すると α の NiO 膜厚依存性から NiO 中のスピン伝搬長 λ_{NiO} を求めることができる[4]。その結果、NiO(111)配向の単結晶試料では λ_{NiO} は 68 ± 10 nm となり、NiO(001)配向の単結晶試料では α は NiO 膜厚に対して変化しないことが明らかになった。この結果は NiO(001)配向の場合では NiO(111)配向の場合と比較してかなり長い距離をスピンの伝搬することを示唆している。さらに、スピン流が NiO 層を通過していることを確かめるために Pt/NiO/Py 三層膜においても同様の実験をし、 α の NiO 膜厚に対する依存性を調査した。その詳細は当日発表する。

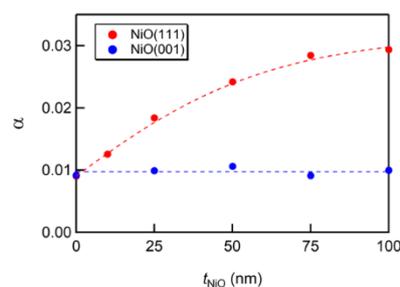


Fig. 1. α as a function of t_{NiO} in single crystalline

参考文献

- 1) T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley and J. Wunderlich, *Nat. Nanotechnol.* **11**, 231-241 (2016). ; V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama T. Ono and Y. Tserkovnyak *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015005 (2018).
- 2) T. Ikebuchi, T. Moriyama, H. Mizuno, K. Oda and T. Ono *Appl. Phys. Express* **11**, 073003 (2018).
- 3) T. Ikebuchi, T. Moriyama, Y. Shiota and T. Ono *Appl. Phys. Express* **11**, 053008 (2018).
- 4) Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. Bauer, and B. I. Halperin, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1375 (2005).

Snell's law for isotropically propagating spin wave

Tian Li¹, Takuya Taniguchi^{1,2}, Yoichi Shiota¹, Takahiro Moriyama¹, and Teruo Ono^{1,3†}

¹Institute for Chemical Research, Kyoto University, Uji, Kyoto 611-0011, Japan

²Department of Physics, Technical University of Munich, Munich 85748, Germany

³Center for Spintronics Research Network (CSRN), Graduate School of Engineering Science, Osaka Univ., Osaka 560-8531, Japan

Introduction

Control of spin wave (SW) propagation is one of crucial tasks in magnonics [1]. As one of the important properties of the propagation, refraction of magnetostatic surface spin wave (MSSW) has been investigated [2]. However, anisotropic Snell's law of MSSW requires complex calculation and it is not easy to apply techniques grown in optics. Regarding the dispersion relation of SW considering exchange interaction and dipole-dipole interaction [3],

$$\omega^2 = (\omega_H + \alpha\omega_M k^2) \left[\omega_H + \alpha\omega_M k^2 + \omega_M \left(1 - \frac{1-e^{-kd}}{kd} \right) \right] \quad (1)$$

SWs propagating in-plane with out-of-plane magnetization propagate isotropically. Furthermore, Eq.1 describes the dispersion relation of magnetostatic forward volume wave (MSFVW) when $\alpha\omega_M k^2 = 0$ is assumed. In this study, we investigated Snell's law for both MSFVW and isotropically propagating dipole-exchange SW.

Simulation condition

The micromagnetic simulation is performed utilizing mumax3[4]. We use material parameters of yttrium iron garnet (YIG). In the simulation, samples are shaped as Fig.1. The black and white areas are respectively the thicker and thinner regions. And the thickness step, the boundary between two regions, is tilted with the angle θ_1 . The rf magnetic field is applied at the antenna. MSFVW is excited in the thicker(800 nm) region, passes through the thickness step and propagates in the thinner(400 nm) region.

Results

The incident wave is refracted by following Snell's law $\frac{\sin\theta_1}{\sin\theta_2} = \frac{k_2}{k_1}$. The wave number is independent of the direction of propagation due to the isotropic dispersion property. For MSFVW, a wavenumber is varied in order to keep kd constant when it passes through a thickness step. Hence, the Snell's law for MSFVW is independent of frequency (Fig.2).

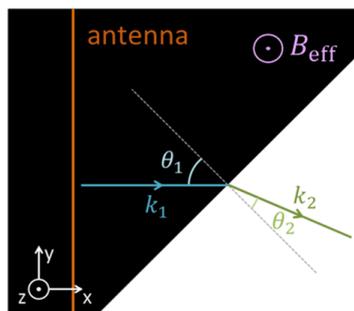


Figure1

Figure 1: Simulation setup

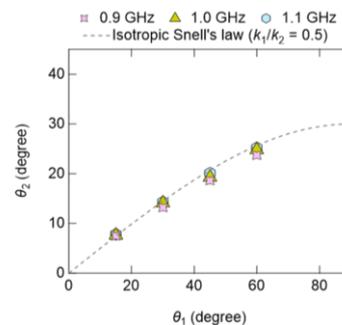


Figure2

Figure 2: Refraction angle versus incident angle of MSFVW

References

- [1] A. V. Chumak *et al.*, Nat. Phys. **11**, 453 (2015).
- [2] J. Stigloher *et al.*, Phys. Rev. Lett. **117**, 037204 (2016).
- [3] B. A. Kalinikos and A. N. Slavin, J. Phys. C: Solid State Phys. **19**, 7013 (1986).
- [4] A. Vansteenkiste *et al.*, AIP Adv. **4**, 107133 (2014).

外乱状況下における湾曲磁気浮上制御 (スライディングモード制御を用いた実験的考察)

小川和輝、多田誠、成田正敬、加藤英晃
(東海大学)

Bending Magnetic Levitation Control under Disturbance Conditions
(Experimental Consideration Using Sliding Mode Control)

K. Ogawa, M. Tada, T. Narita, H. Kato
(Tokai Univ.)

はじめに

電磁石の吸引力を利用した非接触支持を行うため、磁気浮上技術の検討が盛んにおこなわれている¹⁾。当研究グループでは、過去に磁気浮上による非接触搬送の実現性を確認している。また薄鋼板を対象とする場合には、鋼板を塑性変形しない範囲で曲げた状態で浮上させる湾曲磁気浮上を考案した^{2,3)}。本研究では実際の使用環境を想定し、電磁石ユニットに外乱が入力された状態における浮上性能について検討した。

湾曲浮上実験

Fig. 1 に湾曲磁気浮上装置の概略図を示す。浮上対象は長方形亜鉛めっき鋼板 (長さ $a = 800$ mm、幅 $b = 600$ mm、厚さ $h = 0.19$ mm) を使用している。長方形鋼板を5箇所の電磁石により非接触支持するために、鋼板の変位を5個の渦電流式非接触変位センサにより検出する。5個の電磁石のうち周囲の4個は傾けることができる機構になっている。また、中央の電磁石は垂直方向に可動できる。このように5個の電磁石を移動、傾斜させることによって様々な湾曲角度で鋼板を磁気浮上させることができる。

なお、電磁石ユニットを設置している3本のフレームの下に設置した加振器 (Fig. 2) によって、外乱を電磁石本体に入力できる構成になっている。Fig. 3 に外乱入力時のフレーム変位時刻歴を示す。このように電磁石ユニットをランダムノイズによって物理的に振動させた状態で浮上実験を行い浮上性能について検討を行った。

参考文献

- 1) 水野, 精密工学会誌, Vol. 68, No. 9, (2002), pp. 1180-1183.
- 2) 丸森他, 日本機械学会論文集, Vol. 81, No. 823, (2015), 14-00471.
- 3) 米澤他, 日本 AEM 学会誌, Vol.24, No. 3, (2016), pp.137-142.

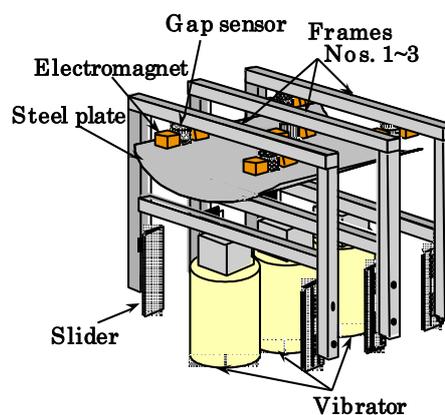


Fig. 1 Schematic illustration of experimental apparatus



Fig. 2 Photograph of vibrator

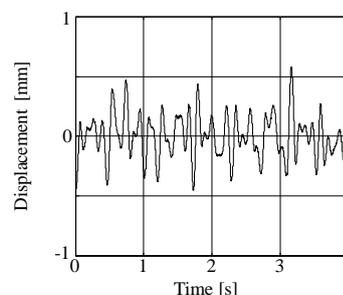


Fig. 3 Time history of displacement of vibrating frames by the random disturbance

電磁石・永久磁石併用型薄鋼板磁気浮上システム (鋼板形状が浮上安定性に与える影響)

伊藤 誉淳, 小田 吉帆, 椎名 敦紀, 成田 正敬, 加藤 英晃
(東海大学)

Thin plate steel magnetic levitation system combining electromagnet and permanent magnet
(Effect of steel plate shape on levitation stability)

Y. Ito, Y. Oda, A. Shiina, T. Narita, H. kato
(Tokai Univ.)

はじめに

薄鋼板は搬送工程において通常ローラによる接触搬送が行われ、ローラとの接触による傷やめっき不良など表面品質の劣化が問題となっている。当研究グループでは、電磁石を設置していない部分に永久磁石を設置し、これらの磁力を浮上安定化のために有効利用した電磁石・永久磁石併用型薄鋼板磁気浮上搬送システムを提案している。一方、鋼板の浮上安定性が最良となる永久磁石の配置を実験的に求めることは、設置パターンが膨大にあるため不可能である。そこで、遺伝的アルゴリズムを適用し、鋼板の浮上安定性が向上する永久磁石配置の探索を行った。さらに、永久磁石の極を考慮することで、永久磁石が薄鋼板に及ぼす吸引力が変化することを磁場解析によって確認している。この解析結果を遺伝的アルゴリズムに適用することで以前よりも浮上安定性が向上する永久磁石配置を得ることが出来た²⁾。しかし、これまでの検討で薄鋼板のたわみが浮上中の振動の原因になることを確認してきたが、振動の原因となる鋼板形状についての検討が十分に行えていない。そこで、本報告では遺伝的アルゴリズムで用いる評価関数の重み係数を変更することによって、振動の原因となるたわみの特定と浮上安定性が最も向上する評価値の検討を行った。

電磁石・永久磁石併用型薄鋼板磁気浮上システム

浮上対象は長さ 800 mm、幅 600 mm、板厚 0.24 mm の長方形亜鉛めっき鋼板 (材質 SS400) を使用する。浮上対象の上方に 5 つの浮上用電磁石ユニットを設置し、電磁石ユニットの周囲に複数のフェライト磁石を設置する。浮上用電磁石ユニットは 2 つの電磁石と渦電流式変位センサ 1 つで構成される。5 mm の距離を保つように制御を行う。

遺伝的アルゴリズムによる最適化

遺伝的アルゴリズムを用いた永久磁石の最適配置探索を行った。探索によって得られた永久磁石の配置図とこのときの配置を用いた際の浮上中の鋼板形状を Fig. 1 と Fig. 2 に示す。今後、評価値で用いている重み係数の値を変更し、永久磁石の最適配置探索を行い、探索結果をもとに浮上実験を行うこと浮上安定性が最も高い永久磁石配置の比較検討を行う。

参考文献

- 1) 石井, 成田, 加藤, 電磁石と永久磁石による薄鋼板のハイブリッド磁気浮上システム:—磁場の相互作用を考慮した最適配置探索に関する基礎的検討—日本 AEM 学会誌, Vol. 24 (2016), No. 3, pp. 149-154
- 2) 成田, 長谷川, 押野谷, 永久磁石を用いた薄鋼板のハイブリッド磁気浮上システム, J. Magn. Soc. Jpa, Vol. 37 (2013), No. 2, pp. 29-34

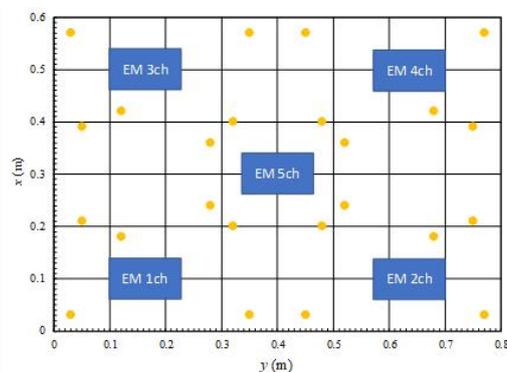


Fig. 1 Arrangement of permanent magnets

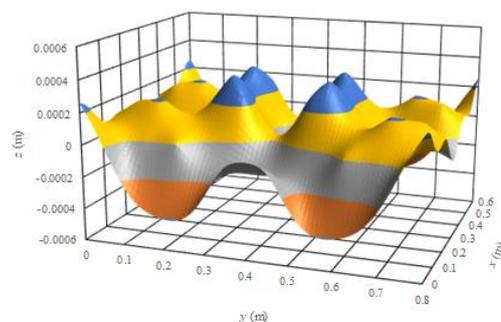


Fig. 2 The shape of steel plate

双方向 LLC 共振形 DC-DC コンバータの特性比較

五来 一樹, 北野 宏希, 清水 優太, 鈴木 黎矢, 早乙女 英夫
(千葉大学)

Characteristic Comparison of Bidirectional LLC Resonant DC-DC Converters

K.Gorai, K.Kitano, Y.Shimizu, R.Suzuki, H.Saotome
(Chiba University)

はじめに

太陽光発電や風力発電は天候等により出力電力が不安定となるため、蓄電池等による電力の平準化が求められる⁽¹⁾。蓄電池を充放電する電力変換器として、双方向 DC-DC コンバータが用いられる。本報告では、回路構成の異なる 3 方式の双方向共振型 DC-DC コンバータおよび非共振型である双方向チョップ方式の特性比較を、シミュレーションを用いて行った結果を示す。また、双方向共振型 DC-DC コンバータの回路設計の考え方について述べる。

比較方法

シミュレータ⁽²⁾を用いて、複数の双方向コンバータの出力特性、損失の調査およびその他の特性比較を行った。ここで、シミュレーション回路は実機実験による電圧電流波形と事前に比較し、概ね実験結果を模擬できていることを確認した。本比較調査に当たりトランスのコアは統一とし、各コンバータに対してそれぞれ双方向に同程度の電力伝送ができることを条件として設計した結果で比較した。また、共振型コンバータではスイッチング損失の低減を目的に ZVS(Zero Voltage Switching)の実現を条件とした。

設計

双方向共振型 DC-DC コンバータでは、回路の共振周波数とトランスの巻数比により電力特性が変化する。Fig.1 に示すハーフブリッジ型の回路を例にすると V_H から V_L への電力伝送を実現する、図に破線で示した電流経路の共振周波数 f_r は次式のように表される。

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_H C_H}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_L C_L}} \dots\dots\dots (1)$$

$f_r = 5, 10, 15, 20, 30$ および 50 (kHz) のときの Fig.1 のコンバータの駆動周波数 f_s に対する V_H から V_L への出力電力特性を Fig.2 に示す。ここで、 $V_H = 100$ (V), $V_L = 10$ (V) とした。 f_r が低いほど最大出力電力は大きくなる。一方、 f_r を低くすると f_s は低くなり、トランスの両端の電圧時間積が増加しコアの磁気飽和が問題となる。また、トランスの巻数比によってコンバータの最大出力電力が増減する。例えば巻数比 10:1 から 6:1 へ変更すると、 V_H から V_L の電力伝送時のトランスの電圧ゲインが大きくなるため、 V_H から V_L へ伝送する電力は大きくなる。一方で逆方向の V_L から V_H への電圧ゲインは小さくなり、伝送できる電力も小さくなる。シミュレーションによって双方向で同程度の最大出力電力が得られる巻数比を調査し、回路設計を行った。

参考文献

- (1) Shigenori Inoue, Hirofumi Akagi: "A Bidirectional DC-DC Converter for an Energy Storage System With Galvanic Isolation", IEEE Transactions on Power Electronics, Vol. 22, No. 6, pp.2299-2306(2007)
- (2) <http://www.intsoft.co.jp/products/product04.html>

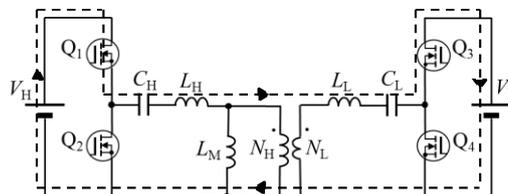


Fig.1 Bidirectional DC-DC resonant Converter. (--- Power transmission current path)

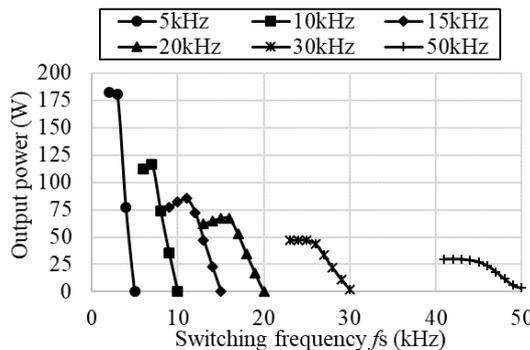


Fig.2 Simulated characteristics of the converter. Output power ($V_H \rightarrow V_L$) v.s. switching frequency f_s .

マイクロ波アシスト磁気記録方式を用いた二層選択記録の検討

斎藤 若, サイモン グリーブス
(東北大学)

Investigation of dual-layer selective recording using microwave assisted magnetic recording

W. Saito, S. J. Greaves
(Tohoku University)

はじめに

独立な複数の記録層を実現できれば、単層メディアと比べより大きな記録密度を達成することができる。しかしこれには、データの書き込みや読み出しなどに問題が存在している。書き込みにおいては、二層間の静磁気相互作用が記録層の選択可能性に悪影響を及ぼす。層間に反強磁性交換結合 (Antiferromagnetic Exchange Coupling, AFC) を導入することで二層間の静磁気相互作用を打ち消し、記録性能の向上を目指す [1]。本報告では、記録層への書き込みにマイクロ波アシスト磁気記録 (Microwave Assisted Magnetic Recording, MAMR) を用いることを想定し、マイクロ磁気シミュレーションを行い検討している。書き込みヘッドは用いず、スピントルク発振素子 (Spin-Torque Oscillator, STO) からの高周波 (High Frequency, HF) 磁界のみを用いて磁化反転を促すことが目的である。

モデルとシミュレーション、および結果

二層の記録層を想定したシミュレーションで用いたモデルを Fig. 1 に示す。なお比較のため、各記録層それぞれについて、もう一方の記録層を想定しないモデル、すなわち単層媒体としての計算も行っている (この時その他のパラメータは Fig. 1 と同様)。このモデルにおいて、 $T = 300$ K, STO の $M_s = 1591$ emu/cm³, HF 磁界の印加時間は 2 ns, 各記録層で $M_s = 750$ emu/cm³, $\alpha = 0.02$, RL1 の軟磁性層で $K_u = 1$ Merg/cm³ である。本報告では、RL1 の硬磁性層で $K_u = 8.1$ Merg/cm³, RL2 で $K_u = 6.1$ Merg/cm³ としている。シミュレーションは Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程式を用いている。

Fig. 2 に結果を示す。凡例の上二つの結果 (以下単層の結果) は、各記録層単体での計算結果である。それに対し、中二つは Fig. 1 のモデルで計算した結果 (以下 AFC 無しの結果), 下二つは Fig. 2 のモデルの二層間に -4.74×10^{-8} erg/cm の AFC を導入した結果である (以下 AFC 有りの結果)。結果から、AFC 無しの記録は単層の記録と比べ反転確率が落ちることがわかる。これに対し、AFC 有りの結果では、RL1 で最大反転確率 0.99, RL2 で 0.90 であった。AFC 有りの結果における最大反転確率と、AFC 無しの結果との差は、RL1 で $\Delta_1 = 0.06$, RL2 で $\Delta_2 = 0.07$ であった。以上から、AFC を導入することにより、単層の結果には及ばないが、二層化の結果と比べ最大反転確率に有意な増大が見られることが分かった。AFC を導入することにより二層間の静磁気相互作用を打ち消すことができていると考えられる。

参考文献

[1] S. J. Greaves, Optimizing Dual-Layer Recording Using Antiferromagnetic Exchange Coupling, IEEE, Trans. Magn. 54, 3001585 (2018).

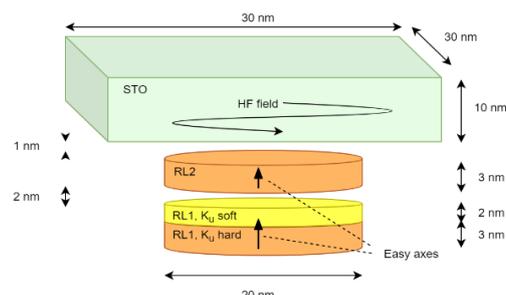


Fig. 1. Simulation model of dual-layer.

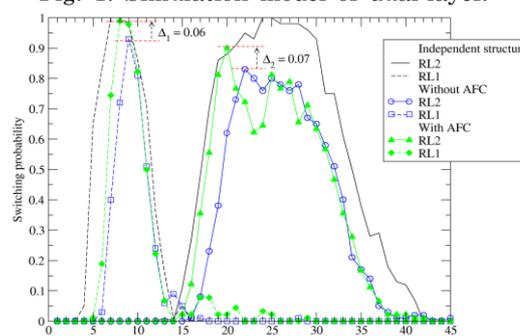


Fig. 2. Switching probability vs. STO frequency for various models.

反強磁性スキルミオンの安定性の検討

濱田 海、仲谷 栄伸
電気通信大学、情報理工学研究科

Stability of the Antiferromagnetic Skyrmion

Kai Hamada, and Yoshinobu Nakatani

Graduate School of Informatics and Engineering, The University of Electro-Communications

はじめに

近年、レーストラックメモリにおいて、スキルミオンの利用が検討されている[1,2]。しかしながら、強磁性体中に現れるスキルミオンを用いた場合、電流駆動の際にトラック上を直進せず、試料端に衝突し、消滅する問題が指摘されている[3]。この問題に対し、トラック上を直進するため、試料端に衝突せず、消滅しにくいとされる反強磁性スキルミオンの利用が提案されている[4]。本研究では、マイクロマグネティックシミュレーションを用いて、強磁性および反強磁性体の領域端における消滅条件について検討した。

計算条件

材料定数はPtCoの値を用い、飽和磁化 580 emu/cm^3 、異方性定数 0.8 M erg/cm^3 、交換スティフネス定数 1.5×10^{-6} 、DMI定数 3.4 erg/cm^2 、損失定数 0.3 、非断熱項 0.3 、分極率 0.4 とした[2]。細線トラックのサイズは $128(x) \times 64(y) \times 0.4(z) \text{ nm}^3$ とした。細線トラック上の中心に強磁性及び反強磁性スキルミオンを1つ配置し、スピンの電流を $-x$ 方向に流してスキルミオンを移動させ、領域端に衝突させた。電流密度を変化させて領域端における消滅条件を調査した。

結果

図1,2に強磁性スキルミオンの領域端における消滅の様子及び強磁性スキルミオンの中心の軌跡を示す。図1,2より、強磁性スキルミオンは電流印加後、 $+x$ 方向に移動し、領域端に衝突後、上方に移動し、領域端側から構造が崩れ、消滅することがわかった。消滅電流密度は $J=205.8 \text{ MA/cm}^2$ であった。続いて、図3,4に反強磁性スキルミオンの領域端における消滅の様子及び反強磁性スキルミオンの中心の軌跡を示す。図3,4より反強磁性スキルミオンは電流印加後、 $-x$ 方向に移動し、領域端に衝突後静止し、その後に領域端側から構造が崩れ、消滅することがわかった。消滅電流密度は $J=517.3 \text{ MA/cm}^2$ であった。これより、反強磁性スキルミオンは強磁性スキルミオンと異なり、領域端に衝突後も細線トラックの中心部に留まった後に破壊されることがわかった。また、強磁性スキルミオンに比べて消滅電流密度が約2.5倍高く、破壊されにくいことがわかった。

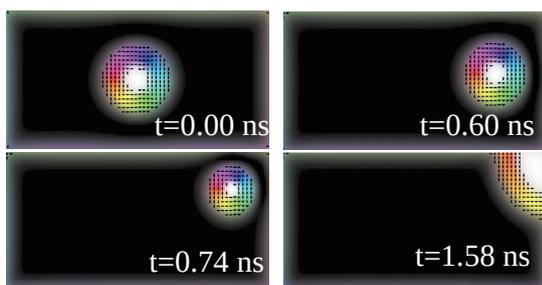


Fig. 1 Annihilation at the edge of racetrack of ferromagnetic skyrmion

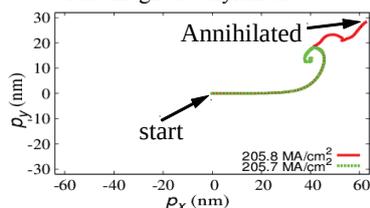


Fig. 2 Path of the center of ferromagnetic skyrmion

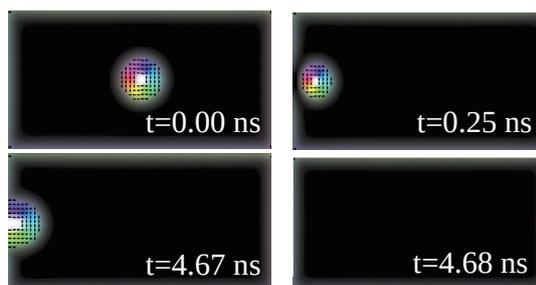


Fig. 3 Annihilation at the edge of racetrack of antiferromagnetic skyrmion

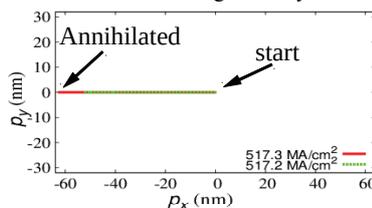


Fig. 4 Path of the center of antiferromagnetic skyrmion

参考文献

- [1] T. H. R. Skyrme, *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **31**, 556(1962) [2] J. Sampaio, *et. al.*, *Nat. Nano.* **8**, 839(2013)
[3] M. Mochizuki, *Magnetics Jpn.*, **10**, 192 (2015) [4] X. Zhang, *et. al.*, *Sci. Rep.*, **6**, 24795 (2016)

GdFeCo フェリ磁性体合金における 全光型磁化反転交番誘起の異常ホール効果による電気的検出

笠谷雄一^{1,2}, 吉川大貴¹, 塚本新¹

(¹日大理工, ²学振 PD)

Electrical Detection of Alternating Excitation of All-Optical Magnetization Switching
in GdFeCo ferrimagnetic alloy by Anomalous Hall Effect

Y. Kasatani^{1,2}, H. Yoshikawa¹ and A. Tsukamoto¹

(¹College of Science and Technology, Nihon Univ., ²JSPS Research fellow)

1 はじめに

近年、超短パルスレーザーを用いた全光型磁化反転 (AOS) が、磁化反転がピコ秒以内で完了する点、低消費エネルギーである点などから、現象発見以来注目されてきた¹⁾。AOS により生じる磁区サイズと試料膜厚や照射レーザー強度との関係については、磁気光学イメージングを用いた研究が進められている²⁾一方で、AOS のデバイス応用に向けた光磁気スイッチングの電気的定量的検出が望まれている。本研究では、微細素子構造を有する GdFeCo フェリ磁性体において、レーザーパルス列により誘起された交番的 AOS を異常ホール効果を利用して電気的に検出した。

2 実験方法

Si 基板の上に SiN(10 nm)/Gd₂₃FeCo(20 nm)/SiN(100 nm) からなる RE-TM フェリ磁性体薄膜をスパッタリング法により作成した。電子線リソグラフィ装置を用いて、幅 50 μm、長さ 800 μm のホールバー形状に加工した。試料に定電流源および電圧計を接続し、波長 800 nm、パルス幅 35 fs、繰り返し周波数 0.25 Hz のレーザーパルス列を試料に照射することで生じた磁化状態の交番的变化を、異常ホール効果を利用して電圧として測定した。

3 結果および考察

Fig. 1 に無磁場下でのレーザーパルス列照射中の異常ホール電圧 V_H の時間変化および磁気光学像の一部を示す。膜面垂直方向に飽和した試料に時間 $t = 0$ で最初の単一レーザーパルスが照射され、 V_H が H 状態から L 状態へと急峻に変化した。これと同時に磁気光学像のホールバー中心部が淡灰色から濃灰色に変化した。そして、次の単一レーザーパルス照射により V_H が L 状態から H 状態に急峻に変化すると同時に、ホールバー中心部において磁化が再度反転した。以後、レーザーパルスが照射される毎にこれら一連の変化が H 状態と L 状態の二状態間で繰り返し生じた。以上の結果から、 V_H の急峻な変化は、GdFeCo においてレーザーパルス列の照射によって生じた交番的 AOS を電気的に検出したものであると考えられる。

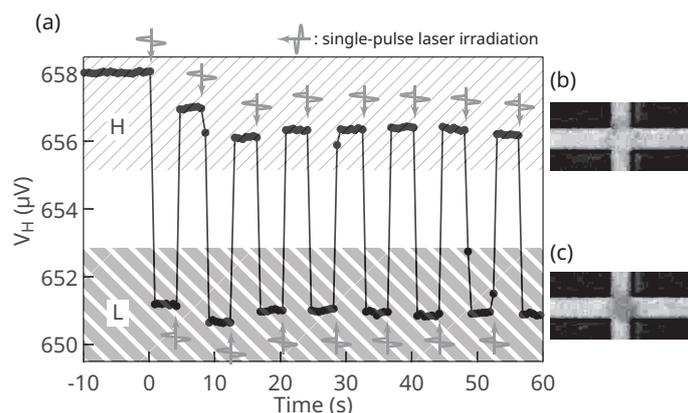


Fig. 1 (a) Time variation of anomalous Hall voltage and typical MOKE image of samples (b) before and (c) after irradiation.

謝辞

本研究は JSPS 特別研究員奨励費 (18J00338) の助成を受けたものである。

References

- 1) C. D. Stanciu, F. Hansteen, A. V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsukamoto, A. Itoh, and Th. Rasing, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 047601 (2007).
- 2) H. Yoshikawa, S. E. Moussaoui, S. Terashita, R. Ueda, and A. Tsukamoto, *Jpn. J. Appl. Phys.* **55**, 07MD01 (2016).

フルグラニューラ積層型垂直磁気記録媒体の提案:
強磁性酸化物粒界を有する高 K_u CoPt グラニューラ型キャップ層の開発

°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)

Proposal of full granular stacked perpendicular magnetic recording media:
Cap layer with high K_u CoPt grains and ferromagnetic oxide grain boundaries materials

°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 垂直磁気記録における高い信号対雑音比, 高いオーバーライト性能および熱安定性を満足させるために、グラニューラ記録層 (GRL) およびキャップ層 (CL) の積層媒体が実用されている。GRL は、CoPt 合金磁性結晶粒と非磁性酸化物粒界から構成されている。CL は GRL の粒間交換結合の度合い¹⁾ および反転磁界の分散²⁾ を制御するために用いられ、その材料としては Co/Pd 多層膜³⁾, 希土類 (RE) 合金薄膜⁴⁾, CoPtCrB 合金薄膜⁵⁾ に代表されるように、低い磁気異方性エネルギー (K_u) と強い粒間交換結合を持つ金属連続層が提案されてきている。しかしながら CL は金属と酸化物との二相分離組織を有する GRL 上に堆積されるため膜厚方向に組織不均一となり、その結果前述の磁気特性が局所的に大きなばらつきを有する状況にあることは容易に推察される⁶⁾。この問題を解決するために我々は、強磁性酸化物粒界と高 K_u CoPt 磁性結晶粒からなる新規グラニューラ型 CL を積層したフルグラニューラ垂直磁気記録媒体を提案する。本研究では強磁性酸化物粒界材として RE 酸化物を用いた CL を CoPt-B₂O₃ GRL 上に積層したフルグラニューラ媒体の磁気特性と微細構造を検討したので報告する。

実験結果 媒体は室温で作製し、層構成を C (7 nm)/ Co₈₀Pt₂₀-30vol% RE oxide (0-9 nm)/ Co₈₀Pt₂₀-30vol% B₂O₃ (16 nm)/ Ru₅₀Co₂₅Cr₂₅-30vol% TiO₂ (1 nm)/ Ru (20 nm)/ Ni₉₀W₁₀ (6 nm)/ Ta (5 nm)/ glass sub.とした。RE oxide としては Gd₂O₃, Nd₂O₃, Sm₂O₃ を用いた。

Fig. 1 には、CoPt-RE 酸化物 CL (9 nm) を CoPt-B₂O₃ GRL (16 nm) 上に堆積させた媒体の磁化曲線を示す。参考のために、CL を積層していない CoPt-B₂O₃ GRL (16 nm) の磁化曲線も破線で示した。RE 酸化物を有する CL が CoPt-B₂O₃ GRL 上に堆積されると、生成磁界 (H_n) の増加および飽和磁界 (H_s) の減少が観察される。一例として CoPt-Gd₂O₃ CL の媒体に注目すると、 H_n は 0.7 から 1.1 kOe に増加し、 H_s は 21.5 から 16 kOe まで減少している。これらのことは、CoPt-RE 酸化物 CL が粒間交換結合を制御し、反転磁界の分散を低減させるのに極めて有効であることを示している。Fig. 2 には、CoPt-B₂O₃ GRL 上に CoPt-Gd₂O₃ CL を積層した媒体の環状暗視野走査型透過電子顕微鏡 (ADF-STEM) 画像を示す。組図には、ADF-STEM 画像と同一視野の Gd, O, Co, Pt の EDX 元素分布も示している。CL の粒界に着目すると、主として Gd および O 元素が存在することが観察できる。これは、CL 粒界に強磁性 Gd₂O₃ 相が析出していることを示している。一方、CoPt 結晶粒については、Co および Pt の元素分布により、GRL から CL まで連続して連なっていることが確認できる。このことは今回作製したフルグラニューラ型キャップ媒体では、GRL から CL へ磁性結晶粒がコラム状に成長することを示している。

参考文献 1) Y. Sonobe et al., **91**, 8055 (2002). 2) Y. Sonobe et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, **303**, 292 (2006). 3) K. K. Tham et al., *IEEE Trans. Magn.*, **43**, 671 (2007). 4) T. Shimatsu et al., *J. Appl. Phys.*, **91**, 8061 (2002). 5) G. A. Bertero et al., *IEEE Trans. Magn.*, **38**, 1627 (2002). 6) K. K. Tham et al., *J. Appl. Phys.*, **112**, 093917 (2012).

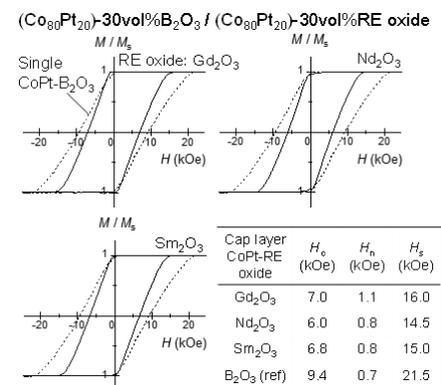


Fig. 1 M/M_s - H loops of media with CoPt-RE oxide (RE oxide: Gd₂O₃, Nd₂O₃, and Sm₂O₃) CLs (9 nm) deposited on CoPt-B₂O₃ GRL (16 nm). For a reference, M/M_s - H loop of CoPt-B₂O₃ GRL (16 nm) without CL is also shown in broken line.

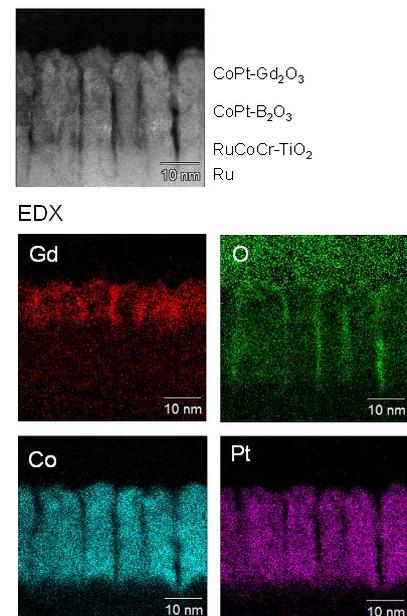


Fig. 2 ADF-STEM image for a medium with CoPt-B₂O₃ GRL and CoPt-Gd₂O₃ CL. EDX element analysis of Gd, O, Co, Pt are included in the figure.

磁気複屈折測定と定量 NMR 測定を利用した モンモリロナイトへの NIPAm の吸着評価

山登正文、小峰一将、宮崎貴大、川上浩良
(首都大院都市環境)

Study in adsorption of NIPAm on Montmollironite using magneto birefringence measurements and
quantitative NMR measurement

M. Yamato, K. Komine, T. Miyazaki, H. Kawakami
(Tokyo Metro. Univ.)

はじめに

クレイと polyNIPAm から形成されるナノコンポジットゲルは優れた機械特性を示すことが知られている¹⁾。ナノコンポジットゲルではクレイに NIPAm 分子が物理吸着した結果、クレイが架橋点として働いていると考えられているが²⁾、その吸着の詳細は不明である。そこで定量 NMR 測定を用いて NIPAm のクレイへの吸着等温線を作成し、磁気複屈折測定からクレイに対する NIPAm 分子の吸着様式について検討したので報告する。

実験

試料：モンモリロナイト (MMT) にはクニピア G (クニミネ工業社製) を用いた。遠心分離により MMT を分級しサブミクロンオーダーの MMT を用いた。MMT 分散液に NIPAm を所定量溶解させて磁気複屈折測定と定量 NMR に用いた。

磁気複屈折測定：分光型磁気複屈折装置を試作し、磁場内でのリタデーシオンの定量化を可能にした。

定量 NMR：標準試料には純度 99.8% の DSS-d6 を用い、25°C で定量 NMR 用シーケンスを用いて測定を行った。得られた NIPAm 濃度は平衡濃度であるので、仕込み濃度との差から吸着量を算出した。

結果および考察

Fig.1 に得られた吸着等温線を示した。平衡濃度の増加に伴い、吸着量は増大し、平衡濃度が 1 M 程度では 12~13 mmol g⁻¹ の吸着量となった。この吸着量が MMT の表面に単層で吸着していると仮定すると吸着断面積は 0.1 nm² と求められた。この値は NIPAm 分子の大きさに比べると小さく、NIPAm は MMT に多層吸着していることが示唆された。

Fig.2 に磁気複屈折測定で得られたリタデーションと吸着量の関係を示す。吸着量の増加に伴い Re は単調に減少した。Re の減少は MMT に対して複屈折を減少させる配向様式で NIPAm が異方的に吸着していることを意味している。また、ほぼ直線的に変化していることから吸着量によって配向様式が変化していないことを示唆している。ゲル化させる濃度では多層吸着しており、このような吸着状態から重合反応が進行することで MMT は NIPAm に高密度で取り囲まれた構造となり、ナノコンポジットゲルの優れた力学特性につながっていると予想される。

参考文献

- 1) K. Haraguchi, T. Takeshita, *Adv Mater*, **14**, 1120-1124 (2002).
- 2) K. Haraguchi, T. Takeshita, S. Fan, *Macromolecules*, **35**, 10162-10171 (2002).

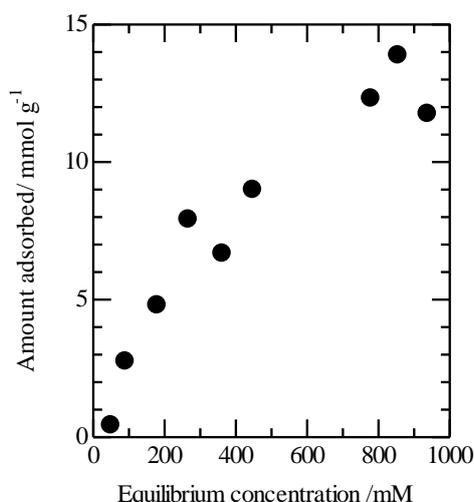


Fig.1 Adsorption isotherm of NIPAm on MMT at 25°C.

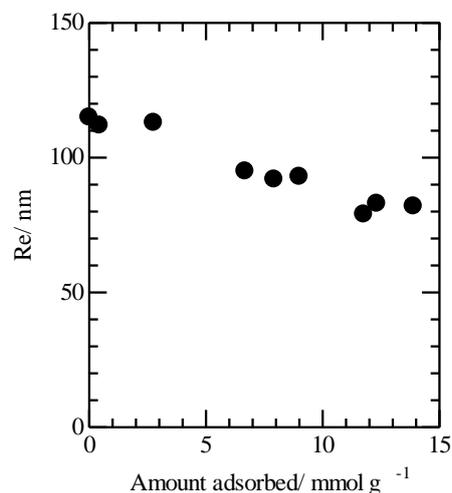


Fig.2 Relationship between Re in a magnetic field of 10 T and amount adsorbed of NIPAm at 25°C.

放射光光電子顕微鏡を用いた

磁気ドットのハイスループット解析

木村 恵太¹, 西尾 直¹, 沖 直人¹, 山本 雅大¹, 角野 知之¹, 大河内 拓雄², 小飼 真人¹
(1. 東京理科大学, 2. JASRI)

High throughput analysis of magnetic dot array by PEEM

Keita Kimura¹, Tadashi Nishio¹, Naoto Oki¹,
Masahiro Yamamoto¹, Tomoyuki Kadono¹, Takuo Ohkochi², Masato Kotsugi¹
(1. Tokyo Univ. of Sci, 2. JASRI)

背景

近年、省エネルギーデバイス開発を背景として、磁気渦構造の磁気ドットを用いたデバイスが提案されている[1]。磁気ドットは形状磁気異方性が強く影響するため、形状磁気異方性の効果を最適化する必要がある。しかし、磁気ドットの作製及び解析には多大な労力と時間が必要になる。特に、磁気ドットの磁区構造を解析するためには、高い分解能が要求される。そこで我々は、物理パラメータの異なる試料を一括作製するコンビナトリアル合成と放射光光電子顕微鏡を活用した磁気ドットの効率的な作製及び解析手法の検討を行った。実験的には、コンビナトリアル合成を用いて様々な形状の磁気ドットを一括で作製した。解析には放射光光電子顕微鏡を用いることで、高分解能かつ網羅的に磁区構造解析を行った。加えて、マイクロマグネティクスによる理論計算を行い、実験データとの比較を行った。当日は、この結果について報告する。

実験方法

SiO₂/Si 基板上に DC マグネトロンスパッタを用いて膜厚 45 nm のパーマロイ薄膜を作製した。ドットはマスクレスフォトリソグラフィを活用し、直径 8.07 μm から 2.37 μm の円盤型ドットを網羅的かつ自動的に作製した。なお露光時間は 300 s とした。磁区像構造解析は SPring-8 の BL17-SU に設置されている光電子顕微鏡を用いた X 線磁気円二色性測定 (XMCD-PEEM) により磁気構造を取得した。なお XMCD-PEEM には Fe の L 吸収端を用いた。理論計算には Mumax³ を用いて行った。

結果及び考察

Figure 1 に直径 5.36 μm のドットの XMCD-PEEM による磁区像を示す。この磁気ドットは、典型的な磁気渦構造となることが確認された。Figure 2 に直径 4.51 μm から 4.21 μm のドットの XMCD-PEEM による磁区像を示す。これらのドットでは多磁区構造が確認された。また、更に小さい直径 3.88 μm のドットでは磁気渦構造であることが確認された。多磁区構造となった要因として、エッジ部分による形状磁気異方性の寄与が考えられる。また、理論計算の結果が実験データで観察された振る舞いと定性的に一致することを確認した。当日は、理論計算と実験データの比較についてより詳細に報告する予定である。

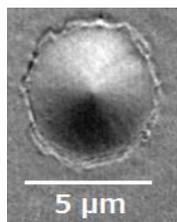


Fig.1 Magnetic domain for Py dot with a diameter of 5.36 μm by XMCD-PEEM measurement

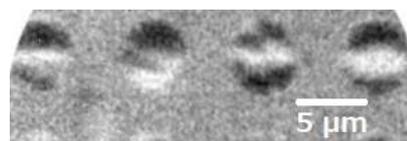


Fig.2 Magnetic domain for Py dots with diameters of 4.51 μm to 4.21 μm by XMCD-PEEM

参考文献

[1] W. Zhou et. al., Phys. Rev. B, 220401(R), (2016)