

# 種々の融点を有する粒界材により 2 相析出させた FePt グラニューラ薄膜の構造と磁気特性 (1)

○齊藤 節<sup>1</sup>, タム キム コング<sup>2</sup>, 櫛引 了輔<sup>2</sup>, 小川 智之<sup>1</sup>, 齊藤 伸<sup>1</sup>

(1. 東北大学, 2. 田中貴金属)

Structure and magnetic properties of FePt granular film precipitated in two phases by grain boundary materials with various melting points (1)

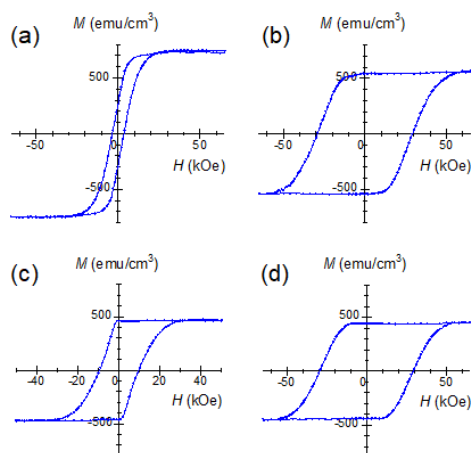
○Takashi Saito<sup>1</sup>, Kim Kong Tham<sup>2</sup>, Ryosuke Kushibiki<sup>2</sup>, Tomoyuki Ogawa<sup>1</sup>, and Shin Saito<sup>1</sup>

(1. Tohoku Univ., 2. TANAKA KIKINZOKU KOGYO K. K.)

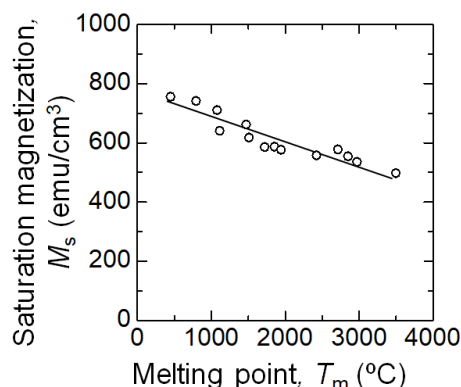
**はじめに** 垂直磁気記録媒体のグラニューラ記録層では、室温で高い結晶磁気異方性エネルギーを有する磁性結晶粒の  $c$  軸配向化、柱状組織化、ならびに磁氣的孤立化が求められている。これらの要求を満たすため従来の媒体では、磁性層中の粒界材 (Grain boundary material: GBM) は重要な役割を担ってきた。現状実用されている CoPt-酸化物グラニューラ薄膜においては、CoPt 磁性結晶粒の粒界に非磁性酸化物が析出する。このグラニューラ層では、磁性結晶粒内に導入される積層欠陥、さらには磁性結晶粒の飽和磁化や結晶磁気異方性エネルギーが粒界材融点に強く依存することが明らかとなっている<sup>1)</sup>。一方、次世代の熱アシスト磁気記録用の媒体では、 $L_{10}$  型 FePt グラニューラ薄膜が有力な候補材料である。この FePt グラニューラ薄膜に関する先行研究では、粒界材の電気陰性度<sup>2)</sup>、表面エネルギー<sup>3)</sup>、凝集エネルギー<sup>4)</sup>と、グラニューラ組織ならびに磁気特性との相関が報じられているが、粒界材の融点に着目して特性を整理している報告は見当たらない。そこで、今回我々は融点異なる様々な GBM を有する FePt-GBM グラニューラ薄膜の構造および磁気特性を評価し、粒界材融点との相関を議論したので報告する。

**実験結果** 試料の層構成は FePt-30vol.%GBM (5 nm)/MgO(5 nm)/a-Co<sub>60</sub>W<sub>40</sub>(80 nm)/Sub.とした。GBM は B<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ( $T_m$ : 450 °C)、MoO<sub>3</sub> (795 °C)、SnO (1080 °C)、GeO<sub>2</sub> (1115 °C)、WO<sub>3</sub> (1473 °C)、Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub> (1512 °C)、SiO<sub>2</sub> (1723 °C)、TiO<sub>2</sub> (1857 °C)、MnO (1945 °C)、Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (2425 °C)、ZrO<sub>2</sub> (2715 °C)、BN (2973 °C)、C (3500 °C)である。磁性層は FePt 相の規則化のため、基板温度を 550 °C として成膜した。XRD 測定により試料中には  $c$  軸配向した FePt 結晶粒が存在していることがわかった。Fig. 1 に (a) FePt-B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>、(b) SnO、(c) TiO<sub>2</sub>、(d) C (カーボン) グラニューラ薄膜の磁化曲線を示す。なお、FePt グラニューラ薄膜の磁化は FePt 結晶粒と粒界材との体積平均値である。非磁性の粒界材と FePt の体積割合は一定にもかかわらず、飽和磁化 ( $M_s$ ) や保磁力 ( $H_c$ ) は試料間で大きく異なる。Fig. 2 には  $M_s$  の粒界材融点依存性を示した。粒界材融点が 450 から 3500 °C に増加すると、 $M_s$  は 795 から 497 emu/cm<sup>3</sup> へと単調に減少した。FePt グラニューラ薄膜においても  $M_s$  は粒界材の融点に強く依存することがわかった。これは粒界材の融点が高いほど、FePt 結晶粒と粒界材との 2 相析出が良好となるためと考えられる。講演では、保磁力、FePt 結晶粒の粒径および規則度と、粒界材融点との相関についても議論する。

**参考文献** 1) R. Kushibiki et al., *IEEE Trans. Magn.*, **53**, 3200604 (2017). 2) T. Ono et al., *The 13th Joint MMM-Intermag Conference*, CV-08, San Diego (2016). 3) S. D. Granz et al., *Eur. Phys. J. B*, **86**, 81 (2013). 4) T. Shiroyama et al., *IEEE Trans. Magn.*, **49**, 3616 (2013).



**Fig. 1** Typical M-H loops for  $L_{10}$  type FePt granular films with GBMs of (a) B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, (b) SnO, (c) TiO<sub>2</sub>, and (d) C.



**Fig. 2**  $M_s$  for FePt granular films as a function of the  $T_m$  of the GBMs.

## 種々の融点を有する粒界材により 2 相析出させた FePt グラニューラ薄膜の構造と磁気特性 (2)

○齊藤 節<sup>1</sup>, タム キム コング<sup>2</sup>, 櫛引 了輔<sup>2</sup>, 小川 智之<sup>1</sup>, 齊藤 伸<sup>1</sup>

(1. 東北大学, 2. 田中貴金属)

Structure and magnetic properties of FePt granular film precipitated in two phases by grain boundary materials with various melting points (2)

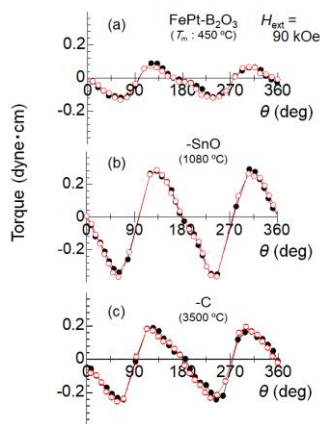
○Takashi Saito<sup>1</sup>, Kim Kong Tham<sup>2</sup>, Ryosuke Kushibiki<sup>2</sup>, Tomoyuki Ogawa<sup>1</sup>, and Shin Saito<sup>1</sup>

(1. Tohoku Univ., 2. TANAKA KIKINZOKU KOGYO K. K.)

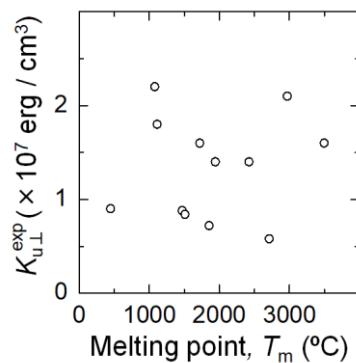
**はじめに** 次世代の熱アシスト磁気記録用の媒体では、室温で高い一軸結晶磁気異方性を有する  $L_{10}$  型 FePt 結晶粒を非磁性粒界材 (Grain boundary material: GBM) で孤立化させたグラニューラ薄膜が有力な候補材料である<sup>1)</sup>。この FePt グラニューラ薄膜の GBM の材料開発に関する先行研究では、GBM として C,  $\text{GeO}_2$ ,  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{TiO}_2$ , C-Ag のうち何種かを用いた試料の特性評価の報告はあるが<sup>2,3)</sup>、材料種が少なく GBM がもたらすグラニューラ薄膜の構造と磁気特性について系統的にはまとめられていない。そこで、今回我々は FePt 相と粒界相との 2 相析出の指標である粒界材の融点<sup>4,5)</sup>に着目し、 $450^\circ\text{C}$  の  $\text{B}_2\text{O}_3$  から  $3500^\circ\text{C}$  の C (カーボン) まで 12 種の融点の異なる GBM を用いて FePt-GBM グラニューラ薄膜を作製し、垂直磁気異方性 ( $K_{u\perp}^{\text{exp}}$ ) と粒界材融点との相関を議論したので報告する。

**実験結果** 試料の層構成は FePt-30vol.%GBM (5 nm)/  $\text{MgO}$  (5 nm)/ a- $\text{Co}_{60}\text{W}_{40}$  (80 nm)/ Sub. とした。GBM は  $\text{B}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SnO}$ ,  $\text{GeO}_2$ ,  $\text{WO}_3$ ,  $\text{Nb}_2\text{O}_5$ ,  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{MnO}$ ,  $\text{Y}_2\text{O}_3$ ,  $\text{ZrO}_2$ , BN, C である。磁性層は FePt 相の規則化のため、基板温度を  $550^\circ\text{C}$  として成膜した。XRD 測定により GBM によっては面直、面内に  $c$  軸配向した結晶粒が混在していることがわかった。Fig. 1 に一例として、(a) FePt- $\text{B}_2\text{O}_3$ , (b) - $\text{SnO}$ , (c) -C グラニューラ薄膜の垂直磁気トルク曲線を示す。なお、 $\theta$  は基板法線方向からの磁化のなす角度である。Fe-Pt の組成や、FePt 相と非磁性粒界材との体積割合が一定であるにもかかわらず、トルク曲線の振幅は GBM に依存して変化することがわかった。また、FePt- $\text{B}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SnO}$  グラニューラ薄膜では、トルク曲線中の  $\theta = 0, 180, 360$  (deg) でうねりが観測された。これは  $c$  軸面内配向結晶粒に起因する  $90$  (deg) 位相がずれたトルク曲線が重畳したためと考えられる。Fig. 2 には  $K_{u\perp}^{\text{exp}}$  を粒界材融点に対してプロットした。 $K_{u\perp}^{\text{exp}}$  は  $5.8 \times 10^6$  から  $2.2 \times 10^7$   $\text{erg}/\text{cm}^3$  まで様々な値をとるが、その分布には傾向が認められず、 $K_{u\perp}^{\text{exp}}$  は粒界材融点に依存しないことがわかった。Fig. 3 には  $K_{u\perp}^{\text{exp}}$  と FePt 結晶粒の規則度 ( $S_{\text{in}}$ ) との相関を示した。ここで、 $S_{\text{in}}$  は in-plane XRD の FePt 相 (110), (220) 面からの回折線の積分強度を用いて算出した<sup>5)</sup>。 $K_{u\perp}^{\text{exp}}$  は GBM に依存せず、 $S_{\text{in}}$  と正の相関があることがわかった。このことから、 $K_{u\perp}^{\text{exp}}$  は FePt 相と粒界相との 2 相析出ではなく、FePt 結晶粒の規則化と強い相関があることがわかった。

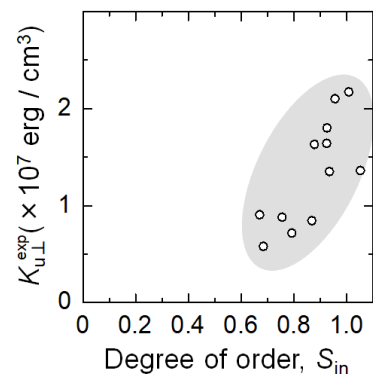
**参考文献** 1) D. Weller et al., *Phys. Status Solidi A*, **210**, 1245 (2013). 2) T. Ono et al., *Appl. Phys. Lett.*, **110**, 022402 (2017). 3) L. Zhang et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, **322**, 2658 (2010). 4) R. Kushibiki et al., *IEEE Trans. Magn.*, **53**, 3200404 (2017). 5) T. Saito et al., *Jpn. J. Appl. Phys.*, **59**, 045501 (2020).



**Fig. 1** Typical torque curves for FePt granular films with (a)  $\text{B}_2\text{O}_3$ , (b)  $\text{SnO}$ , and (c) C GBMs.



**Fig. 2**  $K_{u\perp}^{\text{exp}}$  for FePt granular films as a function of  $T_m$  for the various GBMs.



**Fig. 3**  $K_{u\perp}^{\text{exp}}$  as a function of  $S_{\text{in}}$  for  $L_{10}$  typed FePt granular films.

# L1<sub>0</sub>-FePt 作製プロセスにおける実効的組成比変動現象の起源および抑制検討

小松田恭祐<sup>1</sup>, 塚本新<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> 日本大学大学院理工学研究科, <sup>2</sup> 日本大学理工学部)

Investigation of origin and suppression to variation of composition ratio in L1<sub>0</sub>-FePt fabrication process

K. Komatsuda<sup>1</sup>, A. Tsukamoto<sup>2</sup>

(<sup>1</sup>Graduate School of Nihon Univ, <sup>2</sup>College of Science and Technology, Nihon Univ.)

**はじめに** 超高密度磁気記録媒体の作製を目的として, Fe/Pt 二層膜に対して急速昇温熱処理(RTA: Rapid Thermal Annealing)および急速降温熱処理(RCP: Rapid Cooling Process)を施すことで, L1<sub>0</sub>規則合金化した FePt 孤立微粒子群が生成可能であることを報告している<sup>1)</sup>. そのプロセス途中で L1<sub>0</sub>-FePt 以外の, Fe を含む相が出現することが確認されているが, これらの詳細な生成段階は不明確であった. 本研究では, 主に磁気特性の観点から L1<sub>0</sub>-FePt 以外の異種 Fe 系相の存在を明らかにする.

## 実験方法

①[ナノ微粒子形成の基板依存性] (i) 熱酸化 Si 基板および (ii) 熱酸化 Si 基板上に SiN(20nm)を積層した基板の各々に対して, 初期積層厚 1.88 nm 一定, 種々の組成比 Fe<sub>x</sub>Pt<sub>100-x</sub> (x = 50~63.7 at.%)で Fe/Pt 二層膜を成膜した. これらの試料に対して到達真空度 < 1.0×10<sup>-3</sup> Pa の雰囲気下で赤外線ランプ照射による昇温速度約 180 °C/sec., 目標最高到達温度 700 °Cの急速昇温を行い, その後, 窒素導入により降温速度約-120 °C/sec.で急速降温処理を行った.

②[3条件での Fe 薄膜形成] (a) 熱酸化 Si 基板上に sub./ Fe(*t*<sub>Fe</sub> nm)/ SiN(3 nm) (*t*<sub>Fe</sub> = 1.88, 3.26, 5.26)の膜構成で成膜した. (b) 熱酸化 Si 基板上に sub./ SiN(20 nm)/ Fe(1.88 nm)/ SiN(3 nm)の膜構成で成膜した. (c) 熱酸化 Si 基板上に真空中にてプラズマアッシングを施し, 真空中で連続して (a) と同条件で成膜した.

Fe, Pt の成膜は DC マグネトロンスパッタ法, SiN の成膜は RF マグネトロンスパッタ法にて行った. 作製した試料の磁気特性評価には超伝導量子干渉素子式振動試料型磁力計(SQUID-VSM)を用い, 磁化曲線測定を行った.

**実験結果** Fig.1 に, 基板(i) (ii)上で作製した FePt ナノ微粒子試料(粒子形~16 nm)の磁気特性から算出した, 飽和磁化 *M*<sub>s</sub>, 保持力 *H*<sub>c</sub> の Fe 組成比依存性を示す. 最表面が SiO<sub>x</sub>である基板(i)に対し SiN である基板(ii)を用いた場合, 組成比 x = 50 at.%における *M*<sub>s</sub>, *H*<sub>c</sub> が共に増大, *M*<sub>s</sub>, *H*<sub>c</sub> が最大となる Fe 組成比が 50:50 側にシフトする, 等の効果が確認できる. この結果は, 高い保磁力を示す成膜組成比がストイキオメトリより Fe 過多側となる原因が, 成膜段階での SiO<sub>x</sub>/Fe 界面における Fe 化合物生成にあるとの仮定を支持するものである.

また, 詳細検討を行った Fig.2 の結果より, (a) SiO<sub>x</sub> 上の Fe 薄膜では一定量の Fe 磁気モーメント量の消失が見られるが, (b) SiN 上の Fe 薄膜では, その現象が大幅に改善した. さらに (c) の結果から, 消失の要因が界面原子種のみならず, 大気暴露による効果が主要な要因であることが明らかとなった.

以上より基板最表面の窒化 Si 化による有効性, プラズマアッシングによる低減効果の可能性が示された.

**謝辞** 本研究の一部は, 情報ストレージ研究推進機構の助成により行った.

## 参考文献

- 1) Y. Itoh, T. Aoyagi, A. Tsukamoto, K. Nakagawa, A. Itoh and T. Katayama: Jpn. J. Appl. Phys., 43, 12, 8040(2004)
- 2) Y. Utsushikawa, K. Niizuma: Journal of Alloys and Compounds 222 (1995) 188-192

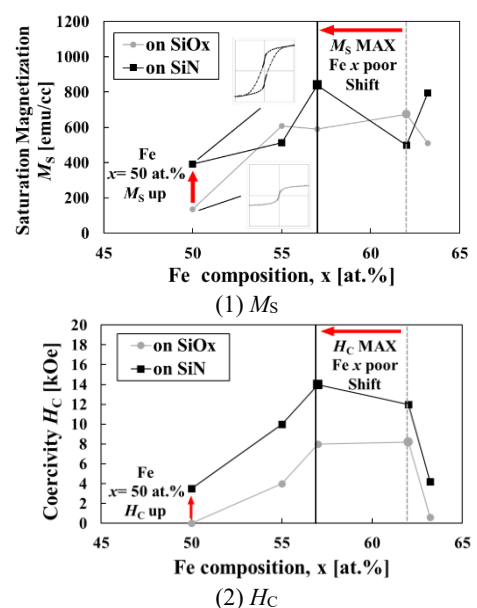


Fig.1 (1) Saturation magnetization *M*<sub>s</sub> and (2) Coercivity *H*<sub>c</sub> of FePt sample (i) (ii)

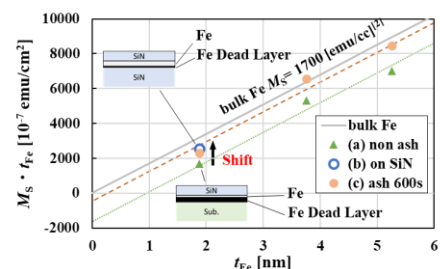


Fig.2 Magnetic moment of interface modified Fe thin film samples (a) - (c)



# FePt グラニューラー薄膜の微細組織に及ぼす格子不整合の影響

鈴木一平、高橋有紀子、宝野和博 (物質・材料研究機構)

Lattice mismatch effect on the microstructure of FePt based granular films

I. Suzuki, YK. Takahashi, and K. Hono (NIMS)

## はじめに

熱アシスト磁気記録(HAMR)は、記録密度 4 Tbit/in<sup>2</sup> を超える超高密度磁気記録が可能であるとされ、その開発が急がれている。そのような超高密度記録を実現する HAMR 媒体には、柱状構造を有する FePt 粒子の平均粒子サイズ(D)が 4.3 nm、粒子密度(GD)が  $3.8 \times 10^{12}/\text{cm}^2$  以上にまで微細化された FePt グラニューラー膜の開発が必要不可欠である<sup>(1)</sup>。そのために、非磁性マトリックスの材料探索や成膜プロセスの最適化<sup>(2)</sup>を中心とした手法によって、媒体開発が進められてきた。一方で、薄膜の微細組織制御には下地層も重要な役割を果たす。エピタキシャル薄膜においては、とりわけ成長初期では格子ミスマッチと薄膜の粒子サイズに相関があることが知られている<sup>(3)</sup>。そこで本研究では、FePt-C グラニューラー膜の粒子密度改善を目的とし、格子ミスマッチ変調に伴う FePt グラニューラー薄膜の微細組織変化を詳細に調べた。

## 実験方法

マグネトロンスパッタ法を用いて、異なる格子ミスマッチを有する基板上に FeP 及び FePt-C グラニューラー薄膜を作製した。基板は SrTiO<sub>3</sub>(STO), MgAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub>(MAO), MgO, TiO<sub>2</sub> 基板を用いることで、格子ミスマッチを約 1%~16%の間で変調した。微細組織は TEM を、磁気特性は SQUID-VSM を用いてそれぞれ評価した。

## 結果

膜成長初期の粒子サイズや密度を調べるため、膜厚 1.0 nm の FePt 薄膜を基板温度 600 °C で堆積した。Fig.1 (a)及び(b)に、格子ミスマッチが 1.3%と 8.3%である STO 及び MgO 基板上的 FePt 膜の平面 TEM 像を示す。これらの像から STO/FePt では D が 6.3 nm であるのに対し MgO では D 4.7 nm と、格子ミスマッチの増大に伴い D が縮小することが分かった。Fig.1 (c)にミスマッチに対する D 及び GD をプロットしている。D はミスマッチの増大に伴い減少し、16%ではその変化が飽和しつつある。それに伴い GD もミスマッチの増大とともに増大し、徐々に飽和していくことが分かった。これらの結果より、格子ミスマッチ制御が粒子サイズや粒子密度の改善に大きく寄与することが分かった。当日は FePt-C についての結果と合わせて議論する。

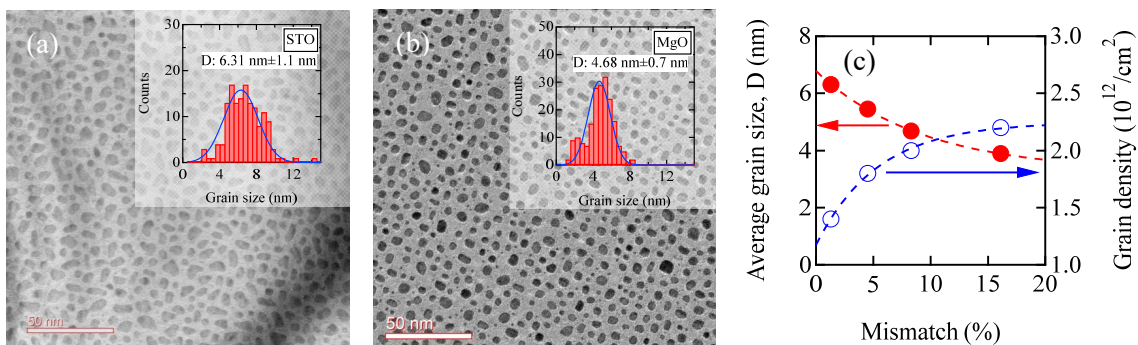


Fig.1 Plan-view TEM images of 1.0-nm-thick FePt grown on (a) STO and (b) MgO.

(c) Average grain size and grain density as a function of lattice mismatch.

## 参考文献

- 1) D. Weller *et al.*, IEEE. Trans. Magn. **50**, 3100108 (2014).
- 2) I. Suzuki *et al.*, J. Magn. Magn. Mater. **500**, 166418 (2020).
- 3) Y. Chen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 4046 (1996).

# 強磁性粒界材を含有するキャップ層によるフルグラニューラ積層型垂直磁気記録媒体の反転磁界分布および表面粗さの低減

°タム キム コング<sup>a)</sup>, 櫛引 了輔<sup>a)</sup>, 鎌田 知成<sup>a)</sup>, 斉藤 伸<sup>b)</sup>

(<sup>a)</sup>田中貴金属工業株式会社, (<sup>b)</sup>東北大学)

## Reduction of switching field distribution and surface roughness for full granular stacked perpendicular recording media by utilizing cap layer consisting of ferromagnetic grain boundary

°Kim Kong Tham<sup>a)</sup>, Ryosuke Kushibiki<sup>a)</sup>, Tomonari Kamada<sup>a)</sup>, and Shin Saito<sup>b)</sup>

(<sup>a)</sup>TANAKA KIKINZOKU KOGYO K.K., (<sup>b)</sup>Tohoku University)

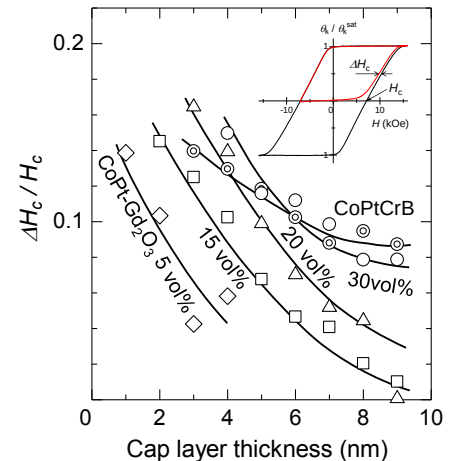
**はじめに** 現在市販されている垂直磁気記録媒体はグラニューラ層 (GRL) とキャップ層 (CL) の積層構造からなっている。GRL は CoPt 合金結晶粒と非磁性粒界酸化物で構成されている。GRL の粒界材としては、 $B_2O_3$  が高結晶磁気異方性エネルギー ( $K_u$ ) を持つコラム状成長磁性結晶粒との二相析出を促進する効果的な材料であることが報告された<sup>1)</sup>。CL は積層媒体の粒間交換結合<sup>2)</sup>と反転磁界分布<sup>3)</sup>を制御するために用いられている。CL 材料の一つとして、強い粒界交換結合を有する CoPtCrB の連続膜が提案されている<sup>4)</sup>。この材料の課題は GRL の金属-酸化物の相分離構造上に積層した場合に金属結晶粒上に CL 金属が核発しやすいため CL の厚み方向に構造が不均一になることである。このことにより精密な粒間交換結合の制御が困難となり、媒体の反転磁界分布が増大してしまう<sup>5)</sup>。この問題を解決するために、我々は高  $K_u$  CoPt 結晶粒と強磁性粒界酸化物からなるグラニューラ型 CL を用いた積層型媒体を提案した<sup>6)</sup>。本講演では CL の粒間交換結合を変化させるため、CL の強磁性酸化物の含有量を変化させた検討を行い、その反転磁界分布と微細構造を調べたので報告する。

**実験結果** 媒体は室温で作製し、層構成を Sub/ Ta (5 nm)/  $Ni_{90}W_{10}$  (6 nm)/ Ru (0.6 Pa, 10 nm)/ Ru (8 Pa, 10 nm)/  $Ru_{50}Co_{25}Cr_{25}$ -30vol% $TiO_2$  (1 nm)/  $Co_{80}Pt_{20}$ -30vol% $B_2O_3$  (16 nm)/  $Co_{80}Pt_{20}$ -(5~30) vol% $Gd_2O_3$  (0~9 nm)/ C (7 nm) とした。

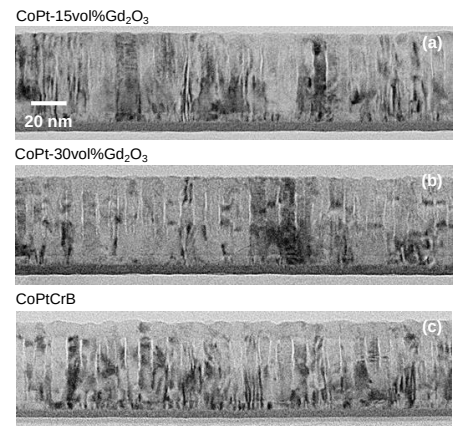
Fig. 1 には、様々な  $Gd_2O_3$  含有量の CoPt- $Gd_2O_3$  グラニューラ CL を用いた積層媒体の反転磁界分布の CL 厚さへの依存性を示している。比較のため、CoPtCrB 連続 CL を用いた媒体の反転磁界分布もプロットされている。ここで、反転磁界分布は  $\Delta H_c$  と  $H_c$  の比率から評価される<sup>7)</sup>。 $\Delta H_c$  は挿入図に示すように、規格化された  $M_s$  の半分でのマイナーとメジャーヒステリシスループとの差として定義される。CoPt- $Gd_2O_3$  CL を用いた積層媒体の場合、CL の厚さが増加すると、 $\Delta H_c/H_c$  は減少する傾向を示す。CL の厚さ 4 nm に注目すると、 $Gd_2O_3$  の含有量が 30 から 5vol% に減少すると、 $\Delta H_c/H_c$  は 0.15 から 0.06 に大幅に減少する。これは、CL の  $Gd_2O_3$  の含有量を減らすことで反転磁界分布が減少することを示している。さらに、積層媒体の  $\Delta H_c/H_c$  を CoPt- $Gd_2O_3$  グラニューラ CL と CoPtCrB 連続 CL で比較すると、 $Gd_2O_3$  が 30vol% 未満に減少すると、より小さな  $\Delta H_c/H_c$  が得られ、CoPt- $Gd_2O_3$  グラニューラ CL は CoPtCrB 連続 CL を用いた媒体よりも反転磁界分布が小さくなっていることを示している。

Fig. 2 には、(a) CoPt-15vol% $Gd_2O_3$ 、(b) CoPt-30vol% $Gd_2O_3$  および (c) CoPtCrB CL を用いた媒体の断面 TEM 写真を示している。CoPt- $Gd_2O_3$  CL を用いた媒体に注目すると、 $Gd_2O_3$  の含有量を 30 から 15vol% に低減しても、媒体の表面は CoPtCrB CL を用いた媒体に比べて平坦である。EDX 元素分析によると、磁性結晶粒の均一な構造と GRL から CL までの粒界を観察することができる。これらの結果は、CoPt- $Gd_2O_3$  CL を用いることで、現在の CL に比べて表面が平坦で反転磁界分布が狭い媒体を実現できることを示している。

**参考文献** 1) K. K. Tham et al., *Jpn. J. Appl. Phys.*, **55**, 07MC06 (2016). 2) Y. Sonobe et al., *J. Appl. Phys.*, **91**, 8055 (2002). 3) Y. Sonobe et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, **303**, 292 (2006). 4) G. A. Bertero et al., *IEEE Trans. Magn.*, **38**, 1627 (2002). 5) K. K. Tham et al., *J. Appl. Phys.*, **112**, 093917 (2012). 6) K. K. Tham et al., *IEEE Trans. Magn.*, **55**, 3200305 (2019). 7) I. Tagawa et al., *IEEE Trans. Magn.*, **27**, 4975 (1991).



**Fig. 1** Dependence of switching field distribution for stacked media with CoPt- $Gd_2O_3$  granular CL of various content of  $Gd_2O_3$  on CL thickness (solid lines). For a comparison, switching field distribution of the medium with CoPtCrB continuous CL is also plotted (dotted line).



**Fig. 2** Cross section TEM images of media with (a) CoPt-15vol% $Gd_2O_3$ , (b) CoPt-30vol% $Gd_2O_3$ , and (c) CoPtCrB CLs.

# HDMR において高記録密度達成のためのドットのばらつきの条件

## Dot dispersion Conditions for Achieving High Recording Density in HDMR

松島 直史 赤城 文子

Naofumi Matsushima, Fumiko Akagi

工学院大学大学院工学研究科電気・電子工学専攻

Graduate School of Electrical Engineering and Electronics, Kogakuin University

### 1. はじめに

磁気ディスク装置 (hard disk drive : HDD)において、テラビット級の高記録密度化を阻む問題が媒体雑音、熱安定性、ヘッド磁界強度不足のトリレンマ問題である。これを解決する方法として、熱アシスト磁気記録(heat assisted magnetic recording : HAMR)とビットパターン媒体(bit patterned media : BPM)を組み合わせた記録方式(heated dot magnetic recording : HDMR)が提案されている[1]。BPM は、ドット径及びドット間空隙を狭小化することで記録密度を向上することができる。しかし、実際の BPM は磁性ドットの大きさ、位置、キュリー温度  $T_c$  がばらついており、これらのばらつきをすべて考慮して計算する必要がある[2]。先行研究では熱揺らぎによるエラーをなくすため、媒体の異方性磁界(異方性定数) $H_k$ を増加させてドットのばらつきの許容条件を検討した。その結果、径と位置のばらつきはそれぞれ 6%と 5%まで広げられることを確認した[2]。本検討では、ドットの大きさ、位置、キュリー温度  $T_c$  がすべてばらついているときのビットエラーレート(BER)を検討した。

### 2. 計算方法

HDMR 方式の記録過程の計算には、(1)式に示す Landau-Lifshitz-Bloch (LLB)方程式を用いた。

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = -\gamma [\vec{m} \times \vec{H}_{eff}] + \gamma \alpha_{\parallel} \frac{(\vec{m} \cdot \vec{H}_{eff}) \vec{m}}{|\vec{m}|^2} - \gamma \alpha_{\perp} \frac{\{\vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{H}_{eff})\}}{|\vec{m}|^2} \quad (1)$$

ここで、 $\vec{m}$ は磁化、 $t$ は時間、 $\gamma$ はジャイロ磁気定数、 $\alpha$ はダンピング定数、 $M_s$ は飽和磁化、 $\vec{H}_{eff}$ は実効磁界である。媒体は、材料に FePt を用いたビットパターン媒体を仮定した。キュリー温度  $T_c$  は 600 K、室温 (298 K) で  $M_s$  は 1.16 T、異方性磁界  $H_k$  は 4000 kA/m、熱揺らぎ安定性の指標  $K_u V / k_B T$  は 226 とした。磁性粒子(ドット)は円柱としダウントラック方向に 1536 個、クロストラック方向に 8 個を仮定した。ドットの膜厚は 8 nm、ドット径は 8 nm とした。ドットピッチはダウントラック方向、クロストラック方向ともに 12 nm とした。このとき面記録密度は 4.48 T bit/inch<sup>2</sup> となる。ドット径、位置の分布は正規分布に従うものとし、標準偏差/平均(変動係数)を変化させた。熱分布は 3 次元ガウス分布を仮定し、最大上昇温度は 250 K、半値幅は 20 nm とした。ドットに印加される膜厚中心のヘッド磁界強度は 1228 kA/m とした。ドットの初期磁化は+DC 方向、ヘッド・媒体間の相対速度は 10 m/sec とした。BER は記録トラックのエラーレートを評価した。定義は、(エラードット数 / 記録トラックドット数) × 100 % とし、BER の許容範囲を 0.1%以下と定義した。

### 3. 計算結果と考察

図 1 に BER が許容範囲を満たす各ドットのばらつきを示す。図は  $T_c$  のばらつきの関数としてドット径のばらつきとドット位置のばらつきを変えた結果である。塗りつぶしの記号は BER が許容範囲内であり、白抜きの記号は許容範囲を超える条件である。図より、 $\sigma T_c$  が 2% であると BER は 0.1%を超えるという厳しい結果となった。位置のばらつ

きと径のばらつきを比較すると位置のばらつきの方が強い律速条件となることがわかった。しかし、 $T_c$  がばらつくことによって位置のばらつきよりも径のばらつきの許容条件の減少率が大きいといえる。これは、表 1 に示すように両要因に共通する熱揺らぎが原因と考えられる。

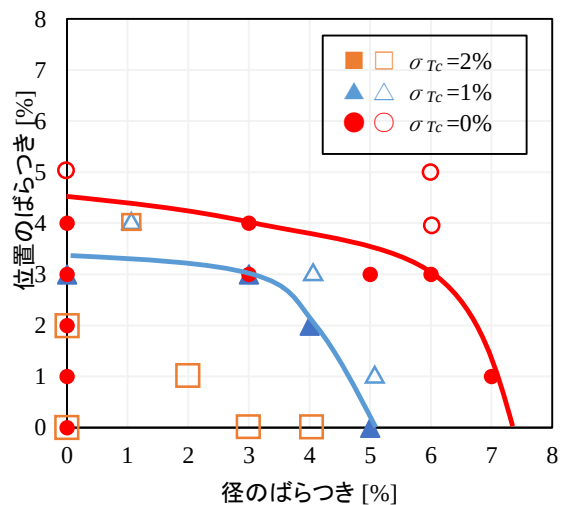


図 1 BER が許容範囲を満たす各ドットのばらつき

表 1 各ドットのばらつきにおける BER 増加の原因

| 要因     | 径    | 位置      | $T_c$                  |
|--------|------|---------|------------------------|
| エラーの原因 | 熱揺らぎ | 記録時間の不足 | 熱揺らぎ (低 $T_c$ )        |
|        |      |         | $H_k$ の減少不足 (高 $T_c$ ) |

### 4. まとめ

ドットの大きさ、位置、キュリー温度  $T_c$  がすべてばらついているときの BER が許容範囲となる条件を検討した結果、 $T_c$  のばらつきが最も厳しい律速条件となることがわかった。発表では、COMSOL Multiphysics[3]を用いて HDMR の記録計算を行った結果についても報告する。

### 謝辞

本研究で用いたプログラムは(株)日立製作所から貸与されているものです。

### 参考文献

- [1] F. Akagi, M. Mukoh, M. Mochizuki, J. Ushiyama, *J. Magn. Magn. Mater.* **324**, pp. 309-313, 2012.
- [2] 松島直史, 赤城文子, 信学会, C-7-2, 2020.
- [3] COMSOL Multiphysics, <https://www.comsol.jp>



# HAMR を用いた2つの記録層をもつビットパターンドメディアの検討 Heat-Assisted Magnetic Recording on Dual Structure Bit Patterned Media

山根輝、Simon John Greaves、田中陽一郎  
東北大学電気通信研究所

Hikaru Yamane, Simon John Greaves and Yoichiro Tanaka  
RIEC, Tohoku University

## はじめに

磁気記録の更なる記録密度の向上のため、熱アシスト磁気記録 (HAMR) 技術が期待されている。本研究では、高い記録密度の実現のため、キュリー温度 ( $T_C$ ) の異なる2つの記録層をもったビットパターンドメディア (BPM) を想定して、2つの記録層に選択的に記録を行うシミュレーションを行い、最適な  $T_C$  の組み合わせを調査した。また、その組み合わせで得られる記録密度を計算した。

## シミュレーションモデル

直径 6nm のシリンダー型ドットが Down-track 上に 10nm 間隔で並べられた BPM を想定し、メディアの磁化をマイクロ磁気モデルを用いて Landau-Lifshitz-Bloch (LLB) 方程式に基づいて計算した。モデルの構成は、下層から軟磁性層/非磁性層 (5nm)/記録層 1(5nm)/非磁性層 (2nm)/記録層 2(5nm)/空気 (3nm)/書き込みヘッドで、各記録層は異なる  $T_C$  ( $T_{C1}, T_{C2}$ ) を持っている。 $T_C$  以外の磁性パラメータは等しい。ここで、 $T_{C1}=460\text{K}$ ,  $T_{C2}=550\text{K}$  の場合について、保磁力の温度変化を調べた結果を図1に示した。低い  $T_C$  (この場合  $T_{C1}$ ) 付近における二層の保磁力の差を利用して、片方一層へ選択的に記録する。

メディア表面上のヒートスポットの強度はガウス分布をもち、その半値全幅は 20nm とした。記録する際は、最大温度 ( $T_{max}$ ) がターゲット層の  $T_C$  より 10K 高くなるように設定し、両層間の垂直方向の温度勾配はないものとした。 $T_{max}$  が high- $T_C$  より高くなるようにして両層反転させる high モードと、 $T_{max}$  が low- $T_C$  より高く high- $T_C$  より低くなるようにして  $T_C$  が低い層のみ反転させる low モードの、2つのモードによって選択的記録を実現させる。

ヘッドは 10m/s でメディア表面上を動き、3 ビット分磁界を印加した。ターゲット層の磁化について、100 回のシミュレーションでの反転回数から反転した確率を算出した。この操作を、Down-track 方向にドットを 0.1nm ずつ動かしながら行った (図2参照)。ここで Down-track 上で 8nm 幅の記録窓を定義し、記録窓の平均確率が最大となると、その平均値を反転確率とした。この際、high モードではターゲット層 (高い  $T_C$  層) のみを計算したが、low モードではターゲット層 (低い  $T_C$  層) から非ターゲット層 (高い  $T_C$  層) の値を、各点において差し引いて計算した。さらに両モードで得られた確率を乗算して、その結果をその  $T_C$  の組み合わせにおける最終的な反転確率として評価した。

## 結果

$T_{C1}, T_{C2}$  をそれぞれ 450K~600K, 450K~750K の範囲で 10K ずつ変化させた結果、 $(T_{C1}, T_{C2})=(460\text{K}, 550\text{K})$ ,  $(530\text{K}, 460\text{K})$  周辺で反転確率が高くなった。記録窓の後方 (Down-track 負方向) で磁化が上書きされてしまう現象 (erase-after-write) が見られたので、その分を差し引いた反転確率はそれぞれ 0.9883, 0.9816 となった。

ドットの数を増やして周囲のドットから受ける静磁界の影響を考慮した結果、それぞれ 0.9867, 0.9800 となった。

Cross-track 方向にドットを動かしてヘッド磁界の影響を受ける距離を調べた結果、最小のトラックピッチ (TP) は 11.2nm, 10.9nm であった。ドットが標準偏差 1.2nm の位置分散を持つことを仮定すると最小の TP は 14.8nm, 14.5nm となった。ドットピッチ 10nm で面記録密度を計算し、シャノンの式 [1] からユーザー面記録密度を求めた結果、 $(460\text{K}, 550\text{K})$ ,  $(530\text{K}, 460\text{K})$  の条件でそれぞれ 7.82Tbit/in<sup>2</sup>, 7.64Tbit/in<sup>2</sup> の高い記録密度が得られた。

メディアの製造や読み取り技術など取り組むべき課題はまだ多く残っているが、本研究は未来の高密度記録システムの実現に有益な示唆を与えるものである。

## 参考文献

- [1] C. E. Shannon, The bell System Technical Journal, vol.27, pp. 623-656, Oct. 1948

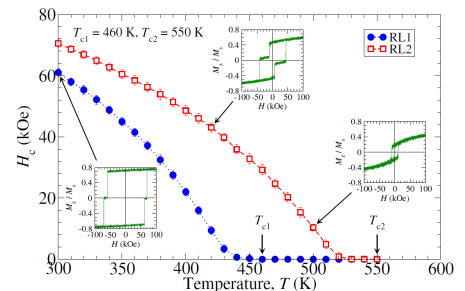


図1 (460K, 550K) の場合における保磁力の温度依存性

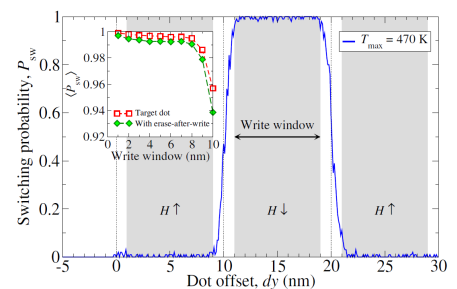


図2  $T_{C1}=460\text{K}$ ,  $T_{max}=470\text{K}$  のときの、Down-track 上での記録層1の反転確率

# 磁場印加角度のマイクロ波アシスト磁化反転への影響

菊池伸明, 岡本聡  
(東北大)

Field angle effect on microwave assisted magnetization switching

N. Kikuchi, S. Okamoto  
(Tohoku Univ.)

## はじめに

マイクロ波アシスト磁気記録 (Microwave Assisted Magnetic Recording: MAMR) の発展のためには、マイクロ波磁場下での反転挙動の理解が重要である。我々のグループではこれまでに、Co/Pt 多層膜ドット[1]やCoCrPt グラニューラ薄膜[2]を用いてマイクロ波アシスト磁化反転実験を行い、その挙動を明らかにしてきた。実験では、マイクロ波磁場の印加に基板上に作製したコプレーナ線路を用いているため、試料位置でのマイクロ波磁場の印加方向は膜面内に限られる。その一方、MAMRにおいては記録ヘッドにスピントルク発振器を組み込んでマイクロ波磁場を発生させるため、書き込み磁場とマイクロ波磁場の印加方向は時間と場所様々に変化する。本研究では、Landau-Lifshitz-Gilbert(LLG)方程式に基づいた数値計算を行い、反転磁場にマイクロ波磁場の印加方向が及ぼす影響について調べた。

## 計算方法および結果

計算は一軸性の磁気異方性を持つマクロスピンを仮定して行った。磁化容易軸方向は  $z$  軸に平行とし、異方性磁界  $H_k$  の大きさは  $20\text{kOe}$ 、温度  $T = 0\text{ K}$  とした。直流およびマイクロ波磁場の印加方向は図1に示す配置とした。 $-z$  方向に飽和させた磁化  $\mathbf{M}$  に対し、 $x$ - $z$  平面内で  $x$  軸と角度  $\theta_{dc}$  をなす直流磁場  $\mathbf{H}_{dc}$ 、 $z$  軸と角度  $\theta_{rf}$ 、方位角  $\varphi_{rf}$  であるベクトル  $\mathbf{n}_{rf}$  の周りを周波数  $f_{rf}$  で回転する大きさ  $1\text{kOe}$  のマイクロ波磁場  $\mathbf{H}_{rf}$  を印加した。印加する直流磁場の大きさを  $2\text{kOe/ns}$  で変化させ、反転に必要な直流磁場の大きさ  $H_{sw}$  を求めた。なお、計算はフリーの GPGPU ソフトウェアである Mumax3[3]を用いた。

図2に、反転磁場  $H_{sw}$  の直流磁場の  $\theta_{dc}$  依存性を、周波数  $f_{rf} = 16\text{--}40\text{ GHz}$  について示す。破線はマイクロ波磁場がない場合の反転磁場である。マイクロ波磁場の印加角度は  $\theta_{rf} = \varphi_{rf} = 0$  とした。 $\theta_{dc} = 0$  では、 $f_{rf} = 16\text{ GHz}$  以上の周波数ではアシスト効果が消失しており、解析計算から得られる臨界周波数( $16.6\text{ GHz}$ )の結果ともよく一致する。一方で、 $\theta_{dc} = 10^\circ$  程度のわずかな直流磁場の傾きにより臨界周波数以上でもアシスト効果が発現し、また、得られるアシスト効果は周波数に伴って大きくなるのが分かった。この結果は、マイクロ波アシスト効果の最適化には磁場の印加角度の制御が重要であることを示唆するものである。

## 参考文献

- 1) S. Okamoto *et al*, Phys. Rev. Lett. **109**, 237209 (2012).
- 2) N. Kikuchi *et al*, J. Appl. Phys. **126**, 83908 (2019).
- 3) A. Vansteenkiste *et al*, AIP advances **4**, 107133 (2014).

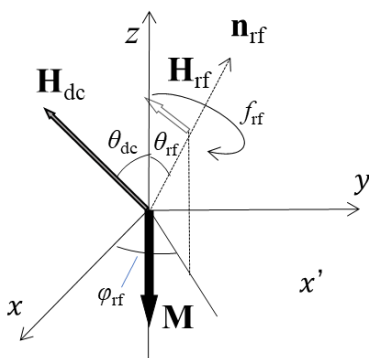


図1 計算に用いた座標系

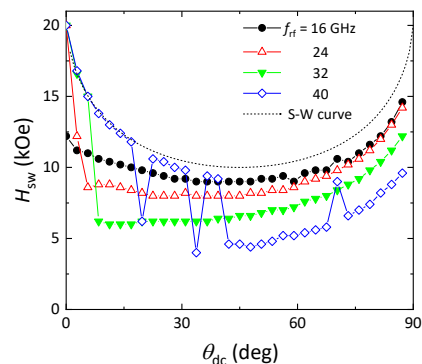


図2 反転磁場の  $\theta_{dc}$  依存性



# 講演取消

# ナノビーム XMCD を用いた HDD 書き込みヘッドの磁化ダイナミクス観察

首藤 浩文<sup>1</sup>、喜々津 哲<sup>1</sup>、小谷 佳範<sup>2</sup>、前田 知幸<sup>1</sup>、豊木 研太郎<sup>2</sup>、  
大沢 仁志<sup>2</sup>、菊池 伸明<sup>3,4</sup>、岡本 聡<sup>3,4</sup>、中村 哲也<sup>2</sup>  
(<sup>1</sup>東芝研究開発センター、<sup>2</sup>JASRI、<sup>3</sup>東北大多元研、<sup>4</sup>東北大 CSRN)

Nano-beam XMCD study on magnetization dynamics of an HDD write head

H. Suto<sup>1</sup>, A. Kikitsu<sup>1</sup>, Y. Kotani<sup>2</sup>, T. Maeda<sup>1</sup>, K. Toyoki<sup>2</sup>,  
H. Osawa<sup>2</sup>, N. Kikuchi<sup>3,4</sup>, S. Okamoto<sup>3,4</sup>, and T. Nakamura<sup>2</sup>

(<sup>1</sup>Corporate R&D Center, Toshiba Corp., <sup>2</sup>JASRI, <sup>3</sup>IMRAM, Tohoku Univ., <sup>4</sup>CSRN, Tohoku Univ.)

## はじめに

HDD の年間総出荷記録容量は、現在およそ 1 ゼタ( $10^{21}$ ) バイトに達しており、HDD は主要なストレージデバイスとしてデジタル技術を支えている。年々増大する情報量に対応するため、さらなる HDD の高記録容量が求められている。HDD の開発においては、書き込みヘッドの磁化ダイナミクスの解明が重要であるが、書き込みヘッドの微細な構造・高速な動作のため、磁化ダイナミクスの直接的な観察はこれまで困難であった。本研究では、ナノメートルオーダーの空間分解能、サブナノ秒オーダーの時間分解能で磁化を観察可能という特徴を持つナノビーム XMCD を用いて、HDD 書き込みヘッドの磁化ダイナミクスの観察を行った。<sup>1)</sup>

## 実験方法

記録密度 200 Gbit/inch<sup>2</sup>、書き込み速度 700 Mbit/s に対応した垂直記録用書き込みヘッドを用い、SPRing-8 BL25SU ビームラインにおいて XMCD 測定を行った。X 線のパルスの 5 倍の周波数に同期した 211.9 MHz の記録電流を記録ヘッドに印可することで、記録ヘッドの磁化を 2.36 ns ごとに反転させ、記録電流と X 線パルスのディレイ時間を変化させることで、記録ヘッドの空気支持 (ABS) 面の磁化のスナップショット観察を行った。

## 実験結果

Fig. 1(a)に書き込みヘッドの ABS 面の SEM 像を示す。書き込みヘッドは、先端のサイズが 250 nm (down-track) × 120 (cross-track) nm 程度である主磁極と、数  $\mu\text{m}$  (down-track) × 数 10  $\mu\text{m}$  (cross-track) のシールドから構成されている。Fig. 1(b)に示す記録電流を記録ヘッドに印可し、ディレイを磁化反転の 1 周期分 (2.36 ns) 変化させて測定した XMCD 像を Fig. 1(c)に示す。カースケールは磁化の面直方向成分に対応している。0 ns においては主磁極の磁化は -z 方向を向いているが、0.78 ~ 1.58 ns にかけて磁化が +z 方向へと変化し、1 ns 以下の時間で主磁極が反転する様子が観察された。また、シールド部分には磁化の空間パターンが変化する様子が観察された。

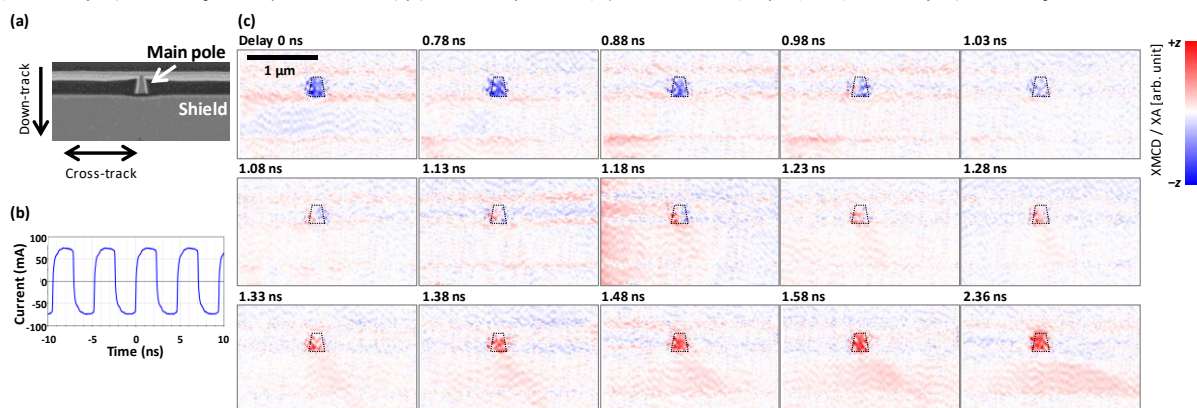


FIG. 1. (a)記録ヘッド ABS 面の SEM 像。(b)記録電流波形。(c)ディレイを変化させながら測定した XMCD 像。破線の台形は主磁極の位置。  
※ディレイ時間は相対値であり、(b)に示す記録電流の横軸の時間とは対応していない。

XMCD 測定は SPRing-8 BL25SU (課題番号 2018A1109, 2019B1683, 2019B2093) において行われた。

<sup>1)</sup> H. Suto et al., Time-resolved imaging of an operating hard-disk-drive write head using nano-beam X-ray magnetic circular dichroism, (accepted to JAP).