

CoPt 基グラニューラ媒体の磁気特性と微細組織におよぼす粒界酸化物種の効果

◦タム キム コング^{a)}, 櫛引 了輔^{a)}, 日向 慎太郎^{b)}, 斉藤 伸^{b)}

(a)田中貴金属工業株式会社, (b)東北大学)

Effect of oxide boundary materials on magnetic properties and microstructure of CoPt-based granular media

◦Kim Kong Tham^{a)}, Ryosuke Kushibiki^{a)}, Shintaro Hinata^{b)}, and Shin Saito^{b)}

(a)TANAKA KIKINZOKU KOGYO K.K., (b)Tohoku University)

はじめに 近年、磁性層として CoPt 基強磁性金属合金-酸化物の薄膜 (グラニューラ媒体) を用いた現行の垂直磁気記録媒体の記録密度は、trilemma 問題のため伸び悩みを迎えており、これを打破するためにマイクロ波アシスト磁気記録 (MAMR) 等が提案されている¹⁾。この方式では、磁性結晶粒の微細化による熱擾乱に抗するため、 10^7 erg/cm³ 台以上の一軸結晶磁気異方性エネルギー (K_u) を有するコラム状の結晶粒が適用される。しかしながら、これまでの磁性結晶粒の K_u は添加する粒界酸化物材料 (例: SiO₂, TiO₂, Ta₂O₅) によって 1.2×10^7 から 5.5×10^6 erg/cm³ 以下まで大きく減少することが報告されているが²⁾、この減少を抑制する粒界材料の選定指針がない状況である。本講演では、室温で作成した種々の粒界酸化物材料を有する CoPt 基のグラニューラ媒体を作製し、その磁気特性と組織について調べ、粒界酸化物の選定指針についてまとめたので報告する。

実験結果 検討に用いた CoPt 基グラニューラ媒体の下地層は Co₆₀Cr₄₀-26 vol% SiO₂ (2 nm) / Ru (20 nm) / Pt (6 nm) / Ta (5 nm) / glass sub. とした。CoPt 基グラニューラ媒体は、Co₈₀Pt₂₀-30 vol% 酸化物 (酸化物: ZrO₂, Cr₂O₃, Y₂O₃, Al₂O₃, MnO, TiO₂, WO₂, SiO₂, Mn₃O₄, WO₃, Co₃O₄, MoO₃, B₂O₃) を室温で作製した。一例として、これらのグラニューラ媒体の中で最も高い保磁力 (H_c) を示す CoPt-B₂O₃ グラニューラ媒体の磁化曲線を Fig. 1 に示す。挿入図は、同媒体の平面 TEM 像である。グラニューラ媒体の膜厚 (d_{mag}) が 16 nm の場合、 H_c と核生成磁界 (H_n) はそれぞれ 8.0 と 1.6 kOe であり、これまで報告されたグラニューラ媒体の磁気特性より高くなっている²⁾。この際に、粒間交換結合の強度に関する保磁力近傍の磁化勾配 $4\pi[dM/dH]$ は 1.5 程度であり、粒間交換結合が低いことを示唆している。TEM 像から、各結晶粒が円形と仮定し、その直径を結晶粒径とする場合、その平均値は 6.5 nm であり、従来のグラニューラ媒体の平均粒径の 8~9 nm³⁾ よりも小さくなっている。Fig. 2 には、CoPt-B₂O₃ グラニューラ媒体のコラム状成長の様式を調べるため、全体の (a)飽和磁化 ($M_s \times d_{\text{mag}}$) と (b)一軸結晶磁気異方性 ($K_u \times d_{\text{mag}}$) を d_{mag} に対してプロットした結果を示す。 d_{mag} を 4~16 nm に変化させたとき、 $M_s \times d_{\text{mag}}$ が原点を通過しており、膜厚方向に非磁性の部分が存在しないことを示している。また、このプロットの傾きから求めた M_s は 780 emu/cm³ である。 $K_u \times d_{\text{mag}}$ のプロットにおいては、 d_{mag} を 4~16 nm に変化させたとき、直線に変化し、膜厚方向に均一な組織を持っていることを示唆している。また、このプロットの傾きから求めた K_u は 7.6×10^6 erg/cm³ である。30 vol%の酸化物を除き、各結晶粒の飽和磁化と一軸結晶磁気異方性がそれぞれ約 1115 emu/cm³ と 1.1×10^7 erg/cm³ であり、Co₈₀Pt₂₀ 合金の M_s と K_u ⁴⁾ にほぼ一致しており、CoPt の結晶粒と B₂O₃ 酸化物がほぼ完全に相分離していることを示唆している。以上の結果を総括すると、CoPt 基合金グラニューラ媒体の結晶粒と粒界との相分離を促進し、 10^7 erg/cm³ を超える高い K_u を得るためには B₂O₃ が有望な粒界酸化物材料であるといえる。講演では他の酸化物材料を添加した際の磁気特性を併せて紹介し、磁性結晶粒の K_u に及ぼす酸化物材料種中の主要素について系統的に議論する。

参考文献 1) J. G. Zhu et al., *IEEE Tran. Magn.*, **44**, 125 (2008). 2) J. Ariake et al., *IEEE Trans. Magn.*, **41**, 3142 (2005). 3) V. Mehta et al., *Appl. Phys. Lett.*, **106**, 202403 (2015). 4) N. Nozawa et al., *IEEE Tran. Magn.*, **49**, 3596 (2013).

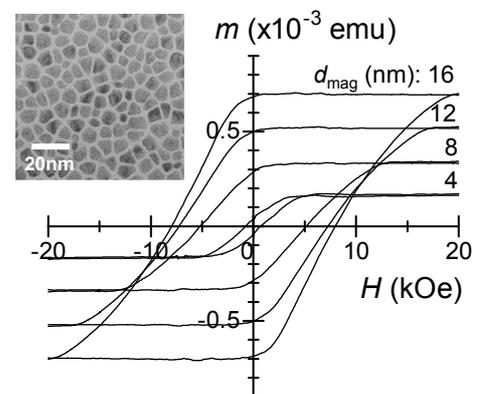


Fig. 1 m - H loops of CoPt-B₂O₃ granular media with layer thickness (d_{mag}): 4-16 nm. Inset shows in-plane-view TEM image the granular media.

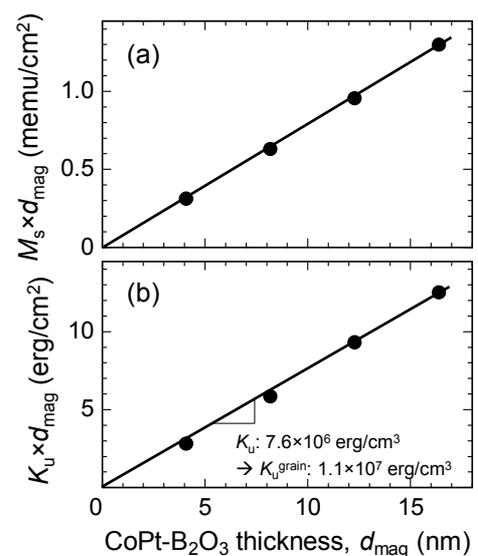


Fig. 2 Dependences of (a) $M_s \times d_{\text{mag}}$ and (b) $K_u \times d_{\text{mag}}$ on d_{mag} of a CoPt-B₂O₃ granular medium.

磁気カー効果を用いた保磁力及び残留保磁力の測定

宮嶋利之、*遠藤拓、*鈴木良夫
(日本大学大学院、*日本大学)

Measurement of Coercive Force and Residual Coercive Force Using Magneto-optical Kerr Effect

T. Miyajima, H. Endo, Y. Suzuki
(Nihon Univ. Graduate school, *Nihon Univ.)

はじめに

磁気記録では、記録密度の増大に伴い、磁気記録媒体粒子の微細化が進み、それに伴って、熱ゆらぎによる記録情報の消失が問題となる。熱ゆらぎを正しく評価するためには、様々な時間スケールでの磁化反転の測定が必要である。本研究では、ミリ秒程度の磁界掃引中での磁化反転の様子を磁気カー効果を用いて測定する装置(磁気カー効果装置)を開発し、熱ゆらぎの評価を行った。

実験方法

試料としては、2種類のCoCrPt垂直膜を使用した。試料1は、組成 $\text{Co}_{64.9}\text{Cr}_{15.4}\text{Pt}_{19.7}$ [at.%]、飽和磁化 $M_s = 164.2$ [emu/cm³]、保磁力 $H_c = 2300$ [Oe]、 $H_K = 9$ [kOe]であり、試料2は、組成 $\text{Co}_{66.1}\text{Cr}_{14.8}\text{Pt}_{19.7}$ [at.%]、 $M_s = 181.9$ [emu/cm³]、 $H_c = 2450$ [Oe]、 $H_K = 7$ [kOe]である。いずれも磁性層の層厚15 [nm]、結晶粒子の平均半径4.5 [nm]である。ここで H_K は、VSMでの面内方向磁化曲線から求め、形状異方性の補正はしていない。磁気カー効果装置を用いて、磁化反転の様子を測定した。測定に用いたパルス磁界の最大は20 [kOe]であり、最大磁界が大きくなるにつれ、磁界印加速度も0.1 [MOe/s]~4.5 [MOe/s]の範囲で速くなる。

実験結果及び考察

図1に磁気カー効果装置で測定した試料1($H_K = 9$ [kOe])の磁化曲線を示す。保磁力付近を見ると、多少のばらつきはあるが、どの磁化曲線もほぼ同じところを通っていることがわかる。すなわち、磁界印加速度にかかわらず保磁力は一定となった。図2に試料2($H_K = 7$ [kOe])の磁化曲線を示す。この磁化曲線は、試料1の場合(図1)と違い、最大磁界が大きくなる、つまり磁界印加速度が速くなるに伴い、保磁力が大きくなっている。試料1と試料2では、 H_K に2 [kOe]の差があり、試料1の方が熱による影響を受けにくいことがわかる。図1と図2の磁化曲線に示された保磁力付近のばらつきの原因は、 H_K の差が磁化曲線に表れたと考えられる。

磁気カー効果装置の磁化曲線(図1)より、試料1($H_K = 7$ [kOe])での残留保磁力を求めたところ4200 [Oe]となった。この値は、同じ試料でのVSM測定から求めた残留保磁力3400 [Oe]よりも大きい値となった。これは、VSMでの磁界印加速度が46 [Oe/s]であるのに対し、磁気カー効果装置での磁界印加速度は、 9.3×10^5 [Oe/s]と4桁以上速いことから、熱の影響を受け難くなったためである。試料2も試料1と同様に残留保磁力を求めVSMの残留保磁力と比較した。磁気カー効果装置での残留保磁力は3600 [Oe]、VSMの残留保磁力は2900 [Oe]となり、試料1の場合と同じく磁気カー効果装置の方が大きくなった。

残留保磁力に着目してみると、試料1と試料2での値はほぼ同じであり、保磁力測定で見られた両者の安定性の違いは、残留保磁力には反映されなかった。

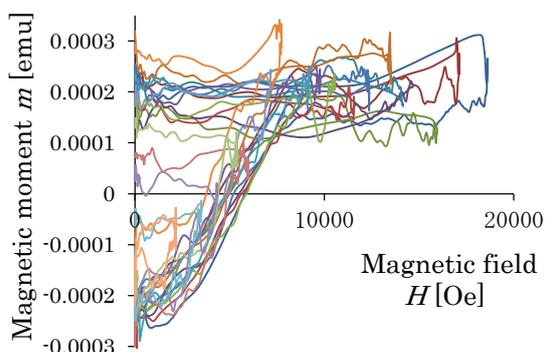


Fig. 1 $M-H$ curves of sample 1 measured using magneto-optical Kerr effect

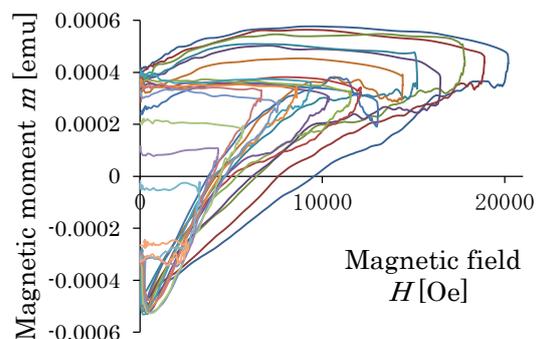


Fig. 2 $M-H$ curves of sample 2 measured using magneto-optical Kerr effect

希土類-遷移金属合金フェリ磁性体の電流磁気効果

笠谷雄一, 吉川大貴*, 塚本新

(日大理工, * 日本大院理工)

Galvanomagnetic effect of rare earth-transition metal ferrimagnets

Y. Kasatani, H. Yoshikawa*, and A. Tsukamoto

(College of Science and Technology, Nihon Univ., *Graduate School of Science and Technology, Nihon Univ.)

1 はじめに

近年、希土類-遷移金属合金フェリ磁性体において、全光型磁化反転¹⁾や非対称電流磁壁駆動²⁾などの興味深い磁化ダイナミクスが報告され、将来の高効率スピントロニクスデバイスへの応用の可能性が示唆されている。一方で、角運動量補償現象や磁化補償現象を発現するフェリ磁性体において、補償組成近傍でのスピンの振舞いは基礎物性の観点で重要であり、盛んに研究されている。

本研究では、希土類金属の磁性発現に寄与する $4f$ および $5d$ スピンと遷移金属磁性の発現に寄与する $3d$ スピンによる複雑なスピン系を有する希土類-遷移金属合金フェリ磁性体 $GdFeCo$ において、磁化特性、電気的測定および磁気光学測定による多面的な計測から各スピンの役割およびその振舞いを理解する。

2 実験方法

ガラス基板の上に、マグネトロンスパッタリングにより、 $SiN(60\text{ nm})/Gd_x(Fe_{0.875}Co_{0.125})_{100-x}(20\text{ nm})/SiN(5\text{ nm})$ ($x = 22, 23, 24, 25, 26$) 多層膜を成膜した。 $GdFeCo$ の磁化状態の振る舞いを理解するために、超伝導量子干渉素子-試料振動型磁磁力計 (SQUID-VSM) を用いて試料薄膜の磁化特性を評価した。また、試料の電気磁気効果について検討を行うために、試料薄膜に4端子電極を接続し、面直および面内方向の外部磁場中で磁気抵抗測定およびホール測定を行った。さらに、試料薄膜を光学系に設置し、波長 634.8 nm の He-Ne レーザーを用いて磁気光学効果 (Faraday 効果、磁気光学 Kerr 効果) の測定を行った。各測定はすべて室温 (295 K) にて行った。

3 実験結果および考察

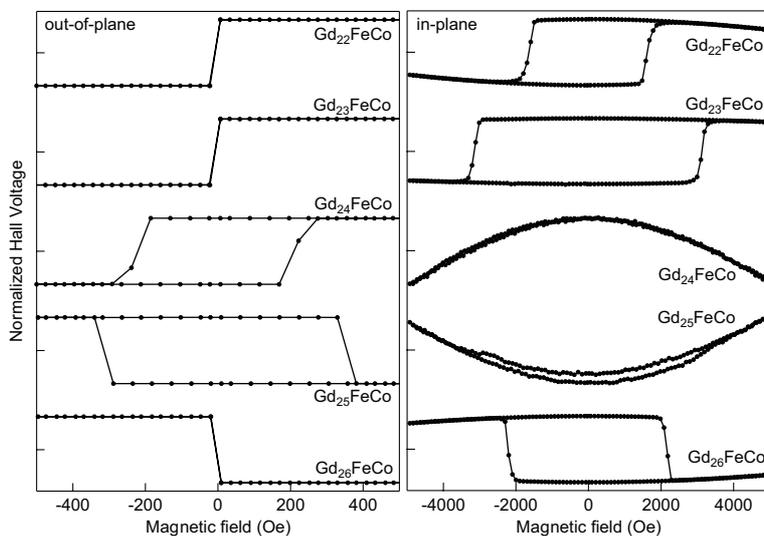


Fig. 1 Out-of-plane and in-plane magnetic field dependence of normalized Hall voltage.

Fig. 1 に各組成における規格化ホール電圧の面直および面内外部磁場依存性を示す。 $x \leq 24$ と $x \geq 25$ を比べると、ホール電圧の正負が反転していることがわかる。また、面直測定において、 $x = 24, 25$ において保磁力の急激な増加を観測した。一方で、磁気光学測定の結果、ほぼ同様の面直・面内磁場依存性を観測した。これより、 $GdFeCo$ 系における電流磁気効果は伝導電子 (s 電子) と強くカップリングする $3d$ スピンが主要因であると考えられる。特に、面内磁場中でのホール測定の結果より、 $x = 22, 23, 24, 26$ では異常ホール効果が支配的であるのに対し、 $x = 25$ ではプレーナーホール効果が支配的であると考えられる。以上より、磁化補償組成近傍の各スピンの方向を検出することは磁気光学効果では極めて測定が困難であるが、電流磁気効果を用いることにより明確に特定することが可能となる。

謝辞

本研究は、平成 25-29 年度文部科学省私立大学戦略的基盤形成支援事業 (S1311020) および平成 26-30 年度文部科学省科学研究費補助金 新学術領域研究 (研究領域提案型) ナノスピントロニクス (Grant No. 26103004) の助成により行われた。

References

- 1) C. D. Stanciu, F. Hamsteen, A. V. Kimmel, A. Kirilyuk, A. Tsukamoto, A. Itoh, and Th. Rasing: *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 047601 (2007).
- 2) T. Tono, T. Taniguchi, K.-J. Kim, T. Moriyama, A. Tsukamoto, and T. Ono: *Appl. Phys. Exp.*, **8**, 073001 (2015).

イオン照射による Si 基板上 MnGa (001)配向膜の磁気パターンニング

石川 徹, 根来 翼, 大島 大輝, 加藤 剛志, 岩田 聡
(名古屋大学)

Ion-irradiation patterning of (001) oriented MnGa film grown on Si substrate

T. Ishikawa, T. Negoro, D. Oshima, T. Kato, S. Iwata
(Nagoya Univ.)

はじめに

イオン照射により材料の表面形状を変化させずに磁気的パターン構造を作製する手法は、低コストのビットパターン媒体 (BPM) 作製手法として有効である。我々は、大きな垂直磁気異方性を有する $L1_0$ -MnGa 規則合金膜に注目し、MnGa 膜への局所的なイオン照射によるビットパターンの作製を行ってきた。これまで、MgO(001)単結晶基板上的(001)配向 MnGa 膜のビットパターンについて報告してきたが、応用上安価なガラス基板等を用いる必要がある。そこで、我々は熱酸化膜付き Si 基板上に(001)配向 $L1_0$ -MnGa の成膜を試み²⁾、今回、この Si 基板上的(001)配向 $L1_0$ -MnGa 膜への局所的イオン照射による磁気パターン構造の作製を試みたので報告する。

実験方法

$L1_0$ -MnGa 規則合金膜の作製は、マグネトロンスパッタリング法にて行い、膜構成は Cr (2 nm) / MnGa (15 nm) / Cr (20 nm) / MgO (20 nm) / NiTa (25 nm) / Si sub. とした。なお、MgO 層のみ超高真空蒸着により室温で成膜した。MgO 層上の Cr バッファ層は室温でスパッタ成膜後、600°Cで 60 分間、真空中で熱処理を行った。その後 100°C付近まで徐冷した後 MnGa 膜を成膜し、成膜後 $L1_0$ 規則化のため 400°Cで 30 分間、真空中で熱処理を行った。なお、マグネトロンスパッタ室と真空蒸着室は高真空で繋がれており、試料を大気暴露することなく成膜した。その後、電子ビーム露光装置および、イオン注入装置を利用して磁気パターン構造を形成した。

実験結果

Fig. 1(a)は、Si 基板上に作製した MnGa 膜の M - H ループを示している。なお、参考のため過去に報告した MgO(001)基板上的 MnGa 膜の M - H ループも(b)図に示す。MgO(001)上の MnGa 膜に比べ、飽和磁化が 100 emu/cc と小さく、保磁力が 10 kOe と大きいことから、Si 基板上的 MnGa 膜は MgO(001)基板のものに比べ膜の均一性などが劣っていると考えられる。しかしながら、膜法線方向を容易軸とする大きな垂直磁気異方性を示しており、(001)配向の $L1_0$ -MnGa 膜が得られている。Fig. 2 は、この膜に局所的なイオン照射をすることにより作製した(a) 1500 nm ピッチ、(b) 150 nm ピッチパターンの MFM 像である。ここには示していないが、膜の表面荒さは 1.2nm 程度であり、イオン照射による形状の変化は観測されなかった。(a)、(b)ともにイオン照射されたビット間の領域において磁気コントラストが消失しているが、イオン照射されていないビット内には磁気的な構造が観察される。しかしながら、100 nm 以下のピッチでは磁気的なパターン構造を確認することができなかった。この原因として膜の表面平坦性や膜の均一性が考えられる。今後は、バッファ層の検討などにより、Si またはガラス基板上的 $L1_0$ -MnGa 膜の配向性、均一性を向上させることで、より微細な磁気パターン構造の形成を目指す。

参考文献

- 1) D. Oshima et.al., IEEE Trans. Magn., vol.49, p.3608 (2013).
- 2) 根来翼 他, 第 38 回 日本磁気学会学術講演会, 3pA-2 (2014).

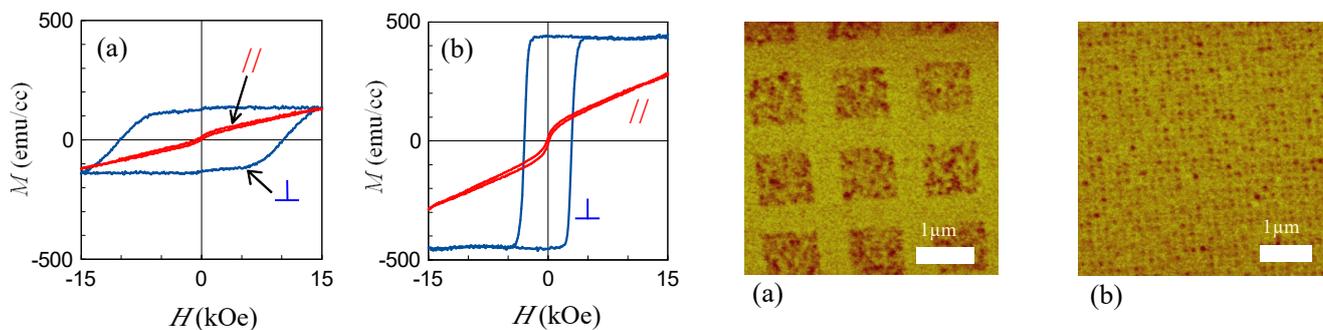


Fig. 1 (a) M - H loops of as-prepared MnGa film grown on Si substrate. M - H loops of MnGa grown on MgO (001) substrate are shown in (b) as a comparison. Fig. 2 MFM images of ion-beam patterned MnGa films with the pitch sizes of (a) 1500 and (b) 150 nm.

低エネルギー Kr⁺イオン照射による MnGa ビットパターン構造の作製

福田憲吾, 松永隆雅, 大島大輝, 加藤剛志, 岩田聡
(名古屋大学)

Fabrication of MnGa bit patterned structure by low energy Kr⁺ ion irradiation

K. Fukuta, T. Matsunaga, D. Oshima, T. Kato, S. Iwata
(Nagoya Univ.)

はじめに

これまで我々は大きな垂直磁気異方性を持つ L1₀-MnGa 膜に 30keV の Kr⁺イオンを照射することで MnGa 膜を非磁性化できることを示すとともに, これを利用した高密度ビットパターン膜の作製を報告してきた。しかし, 更なる高密度化のためには, レジスト薄膜化による微細レジストパターン形成が必須であり, そのため照射イオンの低エネルギー化および MnGa 膜の薄膜化が必要となる。本研究では, 照射イオンのエネルギーを 10 keV とし, MnGa 膜厚を 15 nm から 10 nm および 5nm に薄膜化し, 微細ビットパターン構造を作製したので報告する。

実験方法

RF マグネトロンスパッタリング装置により Cr (2 nm) / MnGa (5 ~ 10 nm) / Cr (20 nm) / MgO(001) を成膜した。まず, MgO 基板の上に 400 °C で Cr(20 nm) をスパッタ成膜し, 成膜後 600 °C で 60 分加熱処理した。次に, MnGa を 300 °C でスパッタ成膜し, L1₀ 規則化のため 400 °C で 30 分熱処理を行った。最後に保護膜として Cr (2 nm) をスパッタ成膜した。ビットパターン構造はサンプル上に ZEP520A レジストを塗布し, 電子ビーム露光によりレジストマスクを作製した後, 10 keV の一様な Kr⁺イオンを 3×10^{14} ions/cm² 照射した。その後, 酸素プラズマでレジストを除去した。なお, 微細パターン作成のため ZEP520A の膜厚を 40 nm まで薄くした。

実験結果

10 nm の MnGa は角型比 1 の垂直磁化膜となり, 大きな垂直磁気異方性を示すことを確認した。Fig. 1 に, 50 nm ピッチに加工したレジストパターンの走査型電子顕微鏡 (SEM) 像を示す。レジスト厚はそれぞれ(a)100 nm および(b)40 nm である。レジスト厚 100 nm ではレジストパターンが倒れてしまっているのに対し, レジスト厚 40 nm ではそのような様子は見られない。このようにレジスト厚を薄膜化することで, より微細なレジストパターンの形成が可能となることが分かる。Fig. 2 に 150nm ピッチで加工した MnGa ビットパターン膜の磁気力顕微鏡像を示す。イオン非照射領域 (ビット) は垂直磁化を保持しており, 明暗のコントラストが得られているのに対し, イオン照射領域 (スペース) は非磁性化され磁気コントラストが消失しており, イオン照射により磁気パターンが形成できていることがわかる。レジスト厚を薄くした場合, 照射イオンのエネルギーを低くする必要があるが, 今回 40 nm のレジスト厚では 10 keV, 3×10^{14} ions/cm² のイオン照射で MnGa のパターン化が可能であることが分かった。

参考文献

- 1) D. Oshima et al., IEEE Trans., Magn., vol. 49, 3608 (2013)

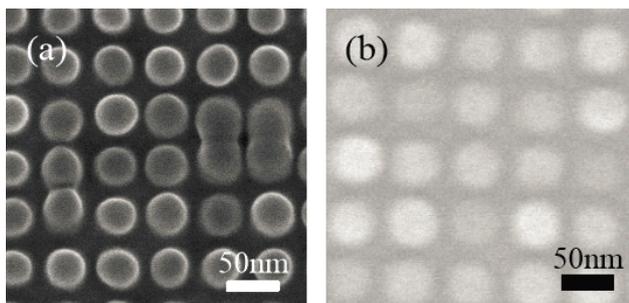


Fig. 1 SEM images of patterned ZEP520A resist with pitch size of 50 nm. Resist thicknesses are (a) 100nm and (b) 40nm.

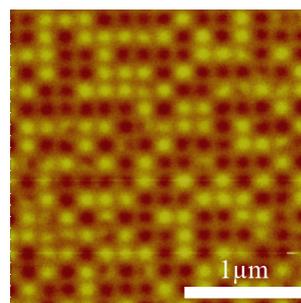


Fig. 2 MFM image of ion-beam patterned MnGa film with the pitch size of 150 nm.

イオン照射した MnGa 膜の磁気特性の温度依存性

大島大輝, 加藤剛志, 岩田聡
(名大)

Temperature dependence of magnetic properties of ion-irradiated MnGa films

D. Oshima, T. Kato, S. Iwata
(Nagoya Univ.)

はじめに

我々はこれまでに MnGa 膜を用いたイオン照射型のビットパターン媒体の作製に取り組んできた¹⁾. これは、少量の Kr イオンを L1₀-MnGa 膜へ照射することで、不規則相である A1-MnGa 膜へと遷移させ、非磁性化することを利用して作製したものである. しかしながら、イオン照射による MnGa の磁性遷移過程については十分理解されていない. そこで本研究では、イオン照射された MnGa 膜の磁気特性の温度依存性を測定することにより、強磁性 MnGa 相の活性化体積などを推定したので報告する.

実験方法

RF マグネトロンスパッタ法により単結晶 MgO (001) 基板上に Cr (2 nm) / MnGa (15 nm) / Cr (20 nm) / MgO(001) の膜構成で成膜した. Cr 層は基板温度 400 °C で成膜し、600 °C で 60 min のポストアニールを行った. MnGa 層は基板温度 300 °C で成膜し、400 °C で 60 min のポストアニールを行った. イオン注入装置を用い、作製した MnGa 膜に 30 keV の Kr イオンを $5 \times 10^{12} \sim 2 \times 10^{14}$ ions/cm² の範囲で照射した. 磁気特性の温度依存性は物理特性測定装置 (PPMS) を用いて調べた.

実験結果

イオン照射前の MnGa 膜の飽和磁化 M_s は室温で 650 emu/cc であった. Fig. 1 にイオン照射前および照射後の MnGa 膜の保磁力 H_c の温度依存性を示す. イオン照射前の MnGa の H_c は 300 K で 1.5 kOe であったが、50 K では 1.9 kOe と若干大きくなった. 一方、照射量が 2×10^{13} ions/cm² の MnGa 膜では、300 K の H_c が 2.7 kOe であるのに対し、50 K では 12 kOe と 4.4 倍に増加した. 2×10^{13} ions/cm² 照射後の MnGa 膜の 300 K と 50 K における M_s はそれぞれ、170 emu/cc、210 emu/cc であった. また、トルク曲線から見積もった 300 K と 50 K における垂直磁気異方性定数 K_u はそれぞれ、3.2、6.5 Merg/cc となった. 300 K と 50 K の M_s および K_u を比較すると、一軸異方性の材料における $K_u \propto M_s^3$ の関係²⁾を示している. 一方、 $2 K_u / M_s$ から算出した異方性磁界 H_k は 300 K、50 K でそれぞれ 38 kOe、62 kOe となる. つまり、Fig. 1 で示した 2×10^{13} ions/cm² 照射後の MnGa 膜の低温での保磁力増加は H_k の増加だけでは説明できないことが分かった. 次に、イオン照射された MnGa 膜中では、非磁性化された A1-MnGa マトリクス中に強磁性の L1₀-MnGa が分散したような構造をとっていると考え、Sharrock の式³⁾を用いて H_c の温度依存性のフィッティングを行い、活性化体積を見積もった. Fig. 1 の実線は、Sharrock の式において試行周波数 $f_0 = 10^9$ Hz、観測時間 $t = 100$ sec、指数 $n = 0.5$ 、 $K_u \sim 10^7$ erg/cc、活性化体積 $V = 200$ nm³ とした結果である. イオン照射された MnGa 膜は膜厚方向に均一な構造を有すると仮定すると、活性化体積 $V = 200$ nm³ は、 $(3.7 \text{ nm})^2 \times 15 \text{ nm}$ に相当する. 照射量 2×10^{13} ions/cm² は $(2.2 \text{ nm})^2$ の面積にイオンが 1 つ照射されると計算されるが、これと活性化体積から見積もられる面積が同程度となることが分かった.

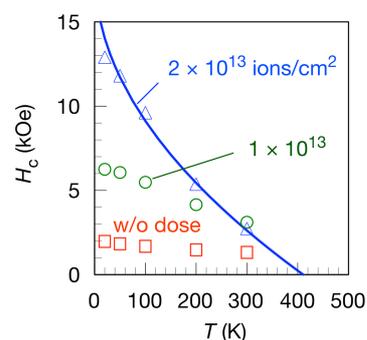


Fig. 1 Temperature dependence of coercivity H_c of MnGa films before and after the ion doses of 1×10^{13} and 2×10^{13} ions/cm². The solid line represents the fitted curve by Sharrock's equation³⁾.

参考文献

- 1) D. Oshima et al., *IEEE Trans. Magn.*, **49**, 3608 (2013).
- 2) H. B. Callen et al., *J. Phys. Chem. Solids*, **27**, 1271 (1966).
- 3) M. P. Sharrock, *J. Appl. Phys.*, **76**, 6413 (1994).

Atomistic simulation of heat assisted linear reversal mode in nano-dots with perpendicular anisotropy

Y. Wang, T. Tanaka and K. Matsuyama

(Graduate School of Information Science and electrical Engineering, Kyushu Univ.)

1. Introduction

As a way to achieve ultra-high recording density in a hard disk or MRAM, so-called HAMR (Heat assisted magnetic recording), is promising to reduce or eliminate the energy barrier for magnetization reversal by laser irradiation heating or Joule heating. In particular, the magnetization process in the vicinity of the Curie temperature exhibits a linear reversal mode, in which the averaged magnetization is changing. In the present study, nano-dots with practical perpendicular anisotropy are focused, and atomic level spin dynamics in the linear reversal mode was numerically investigated with atomistic simulations. Dependence of switching properties on thermal pulse intensity and duration were also systematically studied.

2. Numerical model

The ferromagnetic nano-dot was numerically modeled by a cubic magnetic moment lattice ($9 \times 9 \times 9$, $\mu = 3.2\mu_B$) with nearest neighbor exchange coupling ($J_{ij} = 3.5 \times 10^{-15}$ erg/link) and single ion anisotropy ($K = 3.5 \times 10^{-15}$ erg), where the $L1_0$ FePt was assumed as a material system. The dot size is expected to be 3.4 nm assuming the lattice constant of 0.38 nm for FePt. The anisotropy energy of the dot is evaluated as 2.6×10^{-12} erg ($= 62$ k_BT, @T=300 K). Atomistic simulations were performed by discretizing the Langevin-LLG equation, based on 3-dimensional Heisenberg Hamiltonian, in time increments of 10^{-16} s. Thermal disturbance effect was introduced as a heat equivalent random Langevin fields model. Currie temperature evaluated from simulated Arrott plot was 750 K.

3. Results of discussion

As for a preliminary simulation, time transient of the averaged magnetization change caused by a rectangular heat pulse (magnitude $\Delta T = 500$ K) application is simulated as shown in Fig. 1, which exhibits exponential demagnetization process with relaxation time of 2 ps and tail-less fast ordering time of 2 ps. Heat assisted magnetization reversal process with Gauss thermal pulse with various pulse width T_w are compared in Fig. 2. The fast magnetization reversal time of several 10ths ps can be associated with the linear reversal mode accompanied with significant averaged magnetization reduction. Heat assisted reversal probability were studied for various heat pulses amplitude ΔT and width T_w , as shown in Fig. 3(a) and 3(b). It shows the thermal pulse width dependence of the magnetization reversal probability when performing the magnetization reversal in Fig. 3.(b). The results reveal that superior heat assisted effect is performed at T_w longer than the relaxation time of 40 ps, and the elevated temperature should be higher than the Currie temperature T_c . Fig. 4 compares the magnetization reversal field for with and without the heat assist.

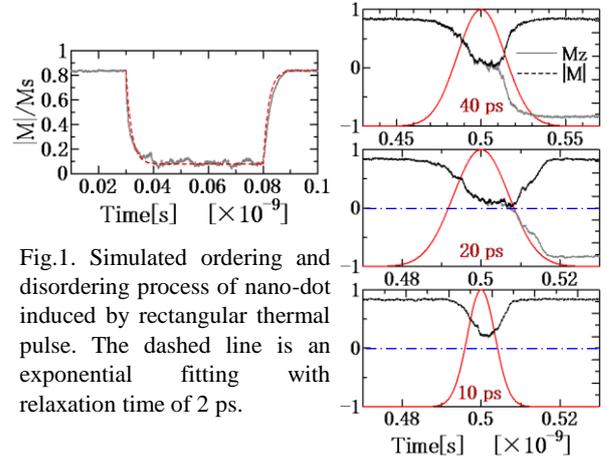


Fig.1. Simulated ordering and disordering process of nano-dot induced by rectangular thermal pulse. The dashed line is an exponential fitting with relaxation time of 2 ps.

Fig.2. Magnetization dynamics for a 10 kOe downward external field and Gauss thermal pulse with $\Delta T = 500$ K at an ambient temperature of 300K.

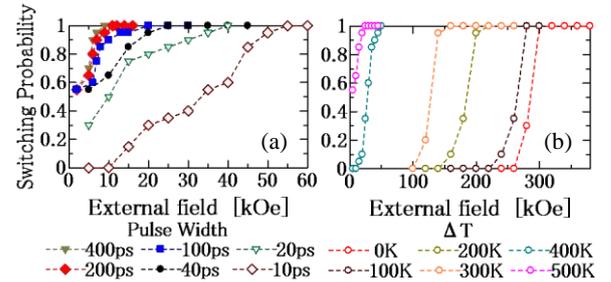


Fig.3. Magnetization reversal probability for various thermal pulse width T_w (a), and magnitude ΔT (b).

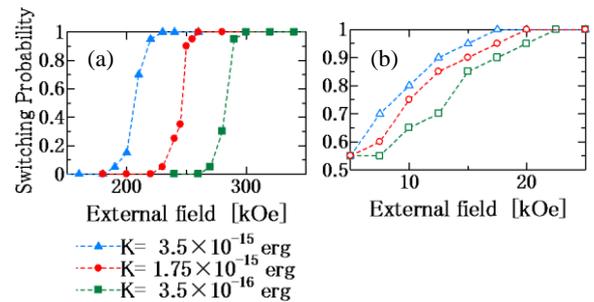


Fig.4. Dependence of magnetization reversal field on single ion anisotropy for with and without the heat assist: (a) $T_w = 40$ ps, $\Delta T = 0$ K, (b) $T_w = 40$ ps, $\Delta T = 500$ K.

Though the drastic reduction of the reversal field can be achieved with the optimized thermal pulse, the reversal field still depends on the single ion anisotropy even if the averaged magnetization and the resultant energy barrier is disappeared.

Reference

- 1) R. F. L. Evans, *et al. Appl. Phys. Lett.* **105**, 192405(2014)
- 2) M. O. A. Ellis, *et al. Appl. Phys. Lett.* **106**, 162407(2015)

孤立磁化転移の高速応答のための記録条件

廣川祐生、村岡裕明
(東北大学 電気通信研究所)

Recording conditions for high-speed response of isolated magnetization transition

Y. Hirokawa and H. Muraoka
(RIEC, Tohoku University)

はじめに

ハードディスク装置 (HDD) の高密度化のため瓦書き記録等の多くの記録方式が検討されている。同時に、ストレージ装置として大容量の情報を転送するには高速のデータレートが求められており、そのためには高線密度で磁化転移幅を狭くする必要がある。ここでは孤立磁化転移波形から高線速度においても狭い磁化転移幅で実現するための条件を計算により求めた

計算方法

本計算では、ヘッド-ディスク相対速度、記録電流立ち上がり時間、ヘッド記録磁界勾配、媒体粒子の反転磁界分布 (SFD) に対して孤立磁化転移と磁化転移幅を計算した。ヘッド磁界はヘッド電流に遅れなく理想的に追従できるとし、SFD をガウス分布と仮定して各記録点での印加磁界の逐次変化に応じた記録残留磁化を計算した。Fig.1 は時刻 $t=t_0$ で記録電流が反転する際のある記録点を受ける印加磁界の経時変化を表しており、それぞれの実線は時刻 t でのヘッド磁界分布を表している。また、メディアは左から右に移動し、図の黒点が時刻 t でのメディアの位置 x を表している。この時受ける印加磁界を上界として反転磁界分布を積分することで記録磁化を計算した。また、初期条件をヘッド-ディスク相対速度; 5400 rpm, 記録電流立ち上がり時間: 1.0 ns, ヘッド記録磁界勾配: 300 Oe/nm, SFD: 10% と設定している。

計算結果

種々のパラメータを変化させた時の孤立転移波形を Fig.2 に示す。(a), (c), (e) がそれぞれの孤立転移を表し、(b), (d), (f) に孤立磁化分布から求めた時間で表した磁化転移幅 (ns) を表している。ヘッド記録磁界勾配や SFD を改善することにより記録磁化の転移間隔が減少し、高速に磁化を反転させられることが示された。一方で記録電流立ち上がり時間が転移間隔に与える影響は小さい結果が得られた。記録電流の立ち上がり時間が 5 ns 程度以上と極めて大きくなければ SFD や記録磁界勾配などの分解能要因の方が影響が大きい。

参考文献

- 1) R. Wood, M. Williams, A. Kavcic, J. Miles, IEEE Trans. Magn., 45,917~923 (2009)

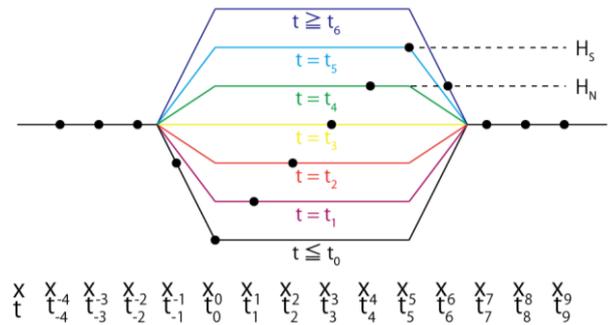


Fig.1 記録点を受ける印加磁界の経時変化

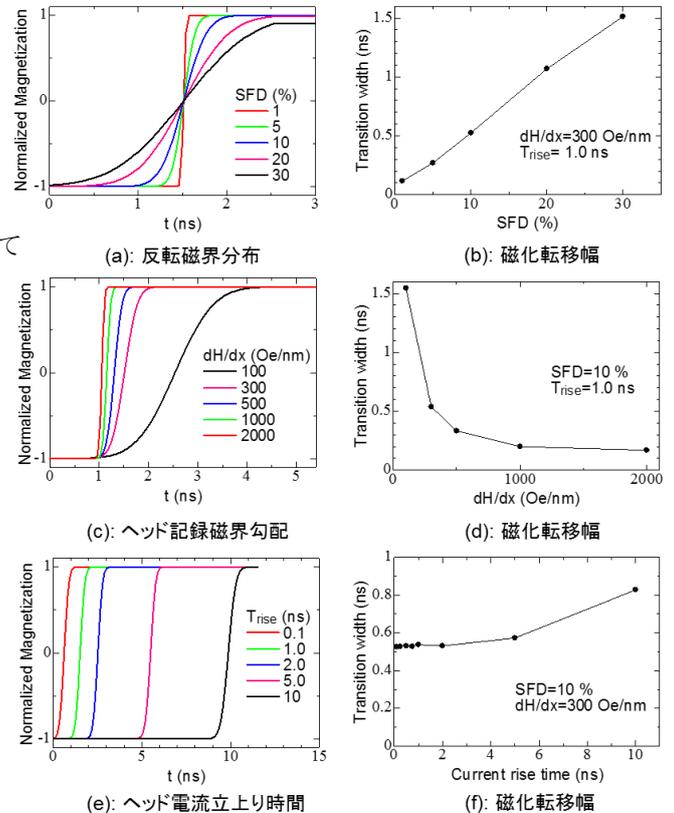


Fig.2 孤立磁化転移のパラメータ依存性
a,b: SFD, c,d: ヘッド記録磁界勾配
e,f: 記録電流立ち上がり時間

傾斜異方性記録媒体における磁化反転時間の検討
Magnetization switching time of graded anisotropy recording media

秋田谷尚紀 Simon Greaves 村岡裕明

東北大学電気通信研究所

Naoki Akitaya Simon Greaves Hiroaki Muraoka

RIEC, Tohoku University

まえがき

ハードディスクドライブ(HDD)は大容量化とともに転送レートの向上も求められている。記録時の転送レートを向上するには記録媒体の磁化反転時間を短くする必要がある。磁気異方性を徐々に変化させる傾斜磁気異方性を持つ積層記録媒体は熱安定性を維持しながら反転磁界を下げることで知られているが、その磁化反転時間についての検討はまだ少ない。本報告では、マイクロマグネティックシミュレーションにより傾斜磁気異方性の反転時間について検討を行った。

計算方法

本検討では LLG 方程式によるシミュレーション[1]により計算を行った。媒体中の自制粒子を直方体の単粒子としてモデリングし、ダンピング定数と異方性磁界定数 K_u を傾斜して変化させて全体としての磁化反転時間を計算した。主な計算条件を表 1 に示す。ヘッドにはシングルポールタイプ(SPT)ヘッドを用い、記録ヘッドをスタート位置を変化させながら 10 m/s の線速度で動かし、磁化反転時間が最短となった位置での値を反転時間とした。ダンピング定数は 0.01 から 0.1 まで変化した。傾斜磁気異方性モデルでは Fig.1 のように上層から下層にかけて徐々に K_u を大きくし、モデル 1 では $3.6 \sim 6.4 \text{ erg/cm}^3$ 、モデル 2 では $2.2 \sim 7.8 \text{ erg/cm}^3$ 、モデル 3 では $0.8 \sim 9.2 \text{ erg/cm}^3$ まで線形的に変化させた。単層モデルでは K_u を一定とした。反転時間は磁界が印加されてから磁化が収束したときの 90% の大きさになるまでの時間とした。

結果と考察

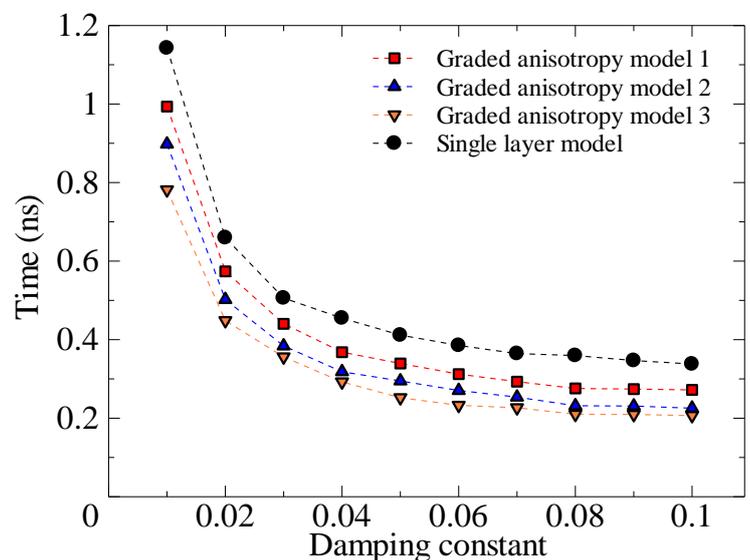
Fig.2 に傾斜磁気異方性モデルと単層モデルの反転時間のダンピング定数依存性を示す。すべての場合において、ダンピング定数が小さくなるほど反転時間が長くなった。特に、単層モデルに比べて傾斜磁気異方性モデルの方が磁化反転時間が短くなり、また異方性傾斜が大きいほど反転時間が短くなった。本検討で傾斜が最も大きいときの反転時間は、単層モデルの約 0.6 倍に高速化された。今回、ダンピング定数を粒子全体で一定としているが、さらにダンピング定数を層ごとに変化させることで磁化反転時間をより短くできる可能性がある。

参考文献

- 1) S.Greaves, "Micromagnetic Simulations of Magnetic Recording Media", High Performance Computing on Vector Systems 2007, pp.229-244(2008)

Table.1 Calculation Conditions

モデル	7 nm × 7 nm × 15 nm
平均異方性磁界定数	$5.0 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$
飽和磁化	800 emu/cm^3
SPT ヘッドのサイズ	50 × 60 × 500 nm
SPT ヘッドの飽和磁化	1910 emu/cm^3
SUL の飽和磁化	1600 emu/cm^3
ヘッドの速度	10 m/s
温度	4.2 K



熱アシスト磁気記録の新しいモデル計算 (1)

犬飼 文也, 榎本 好平, 小林 正, 藤原 裕司
(三重大)

A new model calculation for HAMR (1)

F. Inukai, K. Enomoto, T. Kobayashi, Y. Fujiwara
(Mie Univ.)

はじめに

試行周期 τ_{AP} ごとのグレイン磁化反転確率 P を用いた熱アシスト磁気記録のための新しいモデル計算を提案する。

計算方法

キュリー温度 T_C を 700 K, 異方性定数比 K_u/K_{bulk} を 0.4, 温度勾配を 15.1 K/nm, 媒体の温度が T_C になった時の時間 τ を 0, 最小磁化遷移間隔 τ_{min} を 0.68 ns とした. 書き込み時において, $\tau_{AP} = 0.01$ ns ほどの P_{\pm} の時間変化を Fig. 1 に示す. ここで, 書き込み磁界 H_W に対して, 磁化 M_S が反平行から平行に変わる P を P_- , 平行から反平行に変わる P を P_+ とした.

Fig. 1 の P_{\pm} から M_S の方向が決まり, M_S が記録方向を向いているグレイン面積の和からビットエラーレート bER を求めた. bER の時間変化を Fig. 2 に示す. ここで, 面記録密度を 4 Tbps, ビットあたりのグレイン数を 4 個, グレインサイズの標準偏差を 10% とした. また, H_W は $0 \leq \tau < \tau_{min}$ で上向き(記録方向), それ以外は下向きとした.

計算結果

Fig. 2 において, H_W が 2.0 kOe と低い時, $0 \leq \tau < \tau_{min}$ で bER が下がりきっていない. すなわち, write-error (WE) となっている. これは Fig. 1 を用いて説明できる. $H_W = 2.0$ kOe の時, $\tau = 0$ から P_+ と P_- はどちらも同じように低下し, M_S が記録方向に向く確率 P_- は大きくなく, 記録方向から反転する確率 P_+ も小さくない. 一方, Fig. 2 において H_W が 15.9 kOe と高い時には, $0 \leq \tau < \tau_{min}$ で bER は十分低くなっているが, $\tau_{min} \leq \tau$ で bER が上昇している. すなわち, erasure-after-write (EAW) となっている. Fig. 1 において, $H_W = 15.9$ kOe のとき, $0 \leq \tau < \tau_{min}$ では P_- は十分大きく, P_+ は十分小さいので bER は低い. しかし, $\tau_{min} \leq \tau$ では H_W が反転するが, その時 P_- は十分小さくないので, M_S が H_W の方向(記録方向と反対方向)に再反転している.

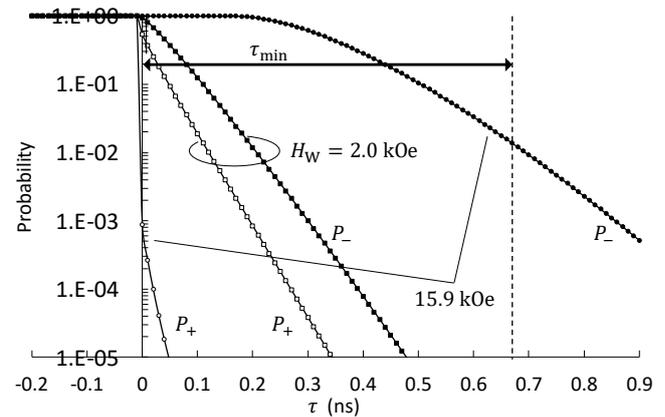


Fig. 1 Dependence of reversal probability of grain magnetization on time for writing fields $H_W = 2.0$ and 15.9 kOe

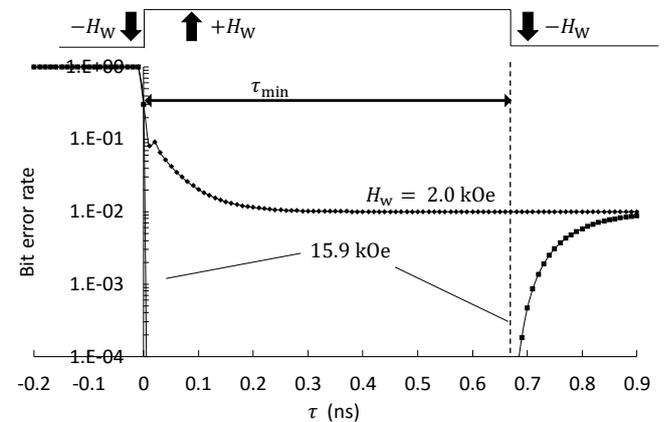


Fig. 2 Dependence of bit error rate on time for writing fields $H_W = 2.0$ and 15.9 kOe

ここで提案した新しいモデル計算では, Fig. 2 のように WE と EAW を簡単に求めることができる.

本研究の一部は情報ストレージ研究推進機構 (ASRC) の助成のもとに行われました. ここに謝意を表します.

参考文献

- 1) T. Kobayashi et. al.: submitted to J. Magn. Soc. Jpn.

熱アシスト磁気記録の新しいモデル計算 - recording time window - (2)

榎本 好平, 犬飼 文也, 小林 正, 藤原 裕司
(三重大)

A new model calculation for HAMR - recording time window - (2)

K. Enomoto, F. Inukai, T. Kobayashi, Y. Fujiwara
(Mie Univ.)

はじめに

熱アシスト磁気記録の記録特性の指針として, recording time window τ_{RW} が提案されているが¹⁾, ここでは新しいモデル計算を用いて τ_{RW} の意味を考える.

計算結果

計算方法は以前と同じである.²⁾ 書き込み時において, 書き込み磁界 H_w に対して, 磁化が反平行から平行に変わるグレイン磁化反転確率 P_{\downarrow} の時間 τ に対する変化を Fig. 1 に示す. 媒体の温度が $T_c = 700$ K になった時の τ を 0 とし, 最小磁化遷移間隔を 0.68 ns とした. 媒体の温度が T_c から $H_c = H_w$ となる温度まで下がる時間, 言い換えると, $\tau = 0$ から P_{\downarrow} が 1 である時間が τ_{RW} である. ここで, H_c は保磁力である. τ_{RW} は, H_w , 異方性定数比 K_u/K_{bulk} , 温度勾配 $\partial T/\partial x$, 線速度 v の関数である. $K_u/K_{bulk} = 0.4$, $v = 10$ m/s とすると, (a) $H_w = 10.6$ kOe, $\partial T/\partial x = 11.7$ K/nm の組み合わせでは $\tau_{RW} = 0.1$ ns となるが, (b) $H_w = 8.7$ kOe, $\partial T/\partial x = 7.8$ K/nm の組み合わせでも $\tau_{RW} = 0.1$ ns となる. しかし $\partial T/\partial x$ が大きい(a)の方が τ_{RW} 以降の P_{\downarrow} の減少割合が大きい.

(a)と(b)のビットエラーレート bER の時間変化を Fig. 2 に示す. H_w は $0 \leq \tau < \tau_{min}$ で上向き(記録方向), それ以外で下向きとした.(a)と(b)も τ_{RW} が同じであるので, $0 \leq \tau < \tau_{min}$ の write-error (WE) の bER の低下割合はほぼ同じであるが, $\tau_{min} \leq \tau$ の erasure-after-write (EAW) に関しては, P_{\downarrow} が小さい(a)の方が bER が低い.

以上より, bER は τ_{RW} だけでは決まらない. $P_{\downarrow} = 1$ ($\tau = \tau_{RW}$) から, EAW の bER が 10^{-3} になる P_{\downarrow} まで下がるのに必要な冷却時間として, cooling time window τ_{CW} という概念を導入する. Fig. 1 の(a)では $\tau_{CW} = 0.58$ ns となっている.

以前の結果²⁾も考慮して, WE に対して bER を十分に下げるには,

$$\tau_{RW} \geq \tau_{AP} - (1)$$

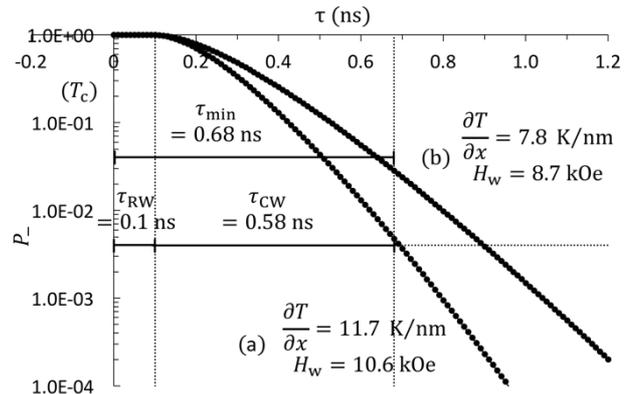


Fig. 1 Dependence of reversal probability of grain magnetization on time for thermal gradients $\partial T/\partial x = 7.8$ and 11.7 K/nm.

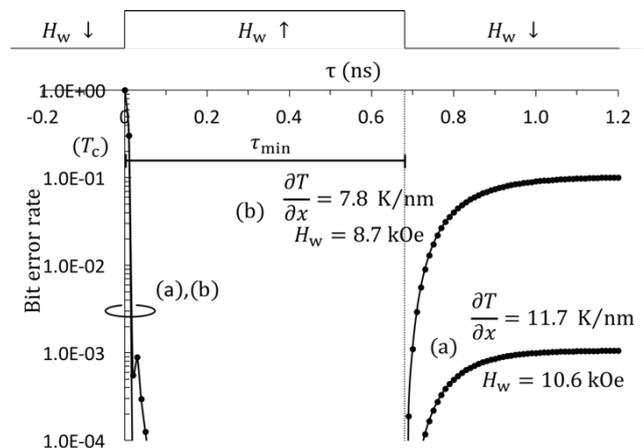


Fig. 2 Dependence of bit error rate on time for thermal gradients $\partial T/\partial x = 7.8$ and 11.7 K/nm.

EAW に対して bER を十分下げるには

$$\tau_{min} \geq \tau_{RW} + \tau_{CW} - (2)$$

という条件が必要である. ここで τ_{AP} は試行周期である.

本研究の一部は情報ストレージ研究推進機構 (ASRC) の助成のもとに行われました. ここに謝意を表します.

参考文献

- 1) J. Zhu and H. Li : IEEE Trans. Magn., **49**, 765 (2013).
- 2) 熱アシスト磁気記録の新しいモデル計算 (1)

熱アシスト磁気記録の新しいモデル計算 - キュリー温度分散 - (3)

榎本 好平, 犬飼 文也, 小林 正, 藤原 裕司
(三重大)

A new model calculation for HAMR - Curie temperature variation - (3)

K. Enomoto, F. Inukai, T. Kobayashi, Y. Fujiwara
(Mie Univ.)

はじめに

熱アシスト磁気記録において、媒体にキュリー温度 (T_c) 分散があると、SN比が急激に悪くなることが報告されている¹⁾。ここでは新しいモデル計算を用いて T_c 分散について考える。

計算結果

計算方法は以前と同じである²⁾。平均キュリー温度 $T_{cm} = 700$ K, 異方性定数比 $K_u/K_{bulk} = 0.4$, 温度勾配 $\partial T/\partial x = 15.1$ K/nm, 最小磁化遷移間隔 $\tau_{min} = 0.68$ ns とする。Fig. 1 にビットエラーレート bER の書き込み磁界 H_w に対する依存性を示す。 T_c の標準偏差を σ_{T_c} とすると、 σ_{T_c}/T_{cm} が大きくなるに従って急激に bER が悪くなる。この原因を Fig. 2, Fig. 3 を用いて説明する。

Fig. 2, Fig. 3 は $\sigma_{T_c}/T_{cm} = 4\%$ においてグレインの磁化反転確率 P_- の時間 τ に対する変化を示したものである。ここで媒体の温度が T_{cm} になった時の τ を 0 ns とした。 H_w は $0 \leq \tau < \tau_{min}$ は上向き(記録方向), それ以外は下向きとした。 T_c が T_{cm} から σ_{T_c} だけ変化すると、 $\tau_{T_c} = \sigma_{T_c}/((\partial T/\partial x) \cdot v)$ で定義される T_c variation window だけ記録時間が前後する。ここで v は線速度である。 H_w が低いと、主に T_c の高いグレインが write-error (WE) を起こして bER が悪くなる。 $H_w = 6.6$ kOe の Fig. 2 では、 H_w が下向きである $\tau < 0$ において $T_c = T_{cm} + \sigma_{T_c}$ のグレインは温度が T_c より低く、下向き(記録方向と反対方向)に記録される。 $\tau = 0$ において H_w の方向が上向き(記録方向)に変わる。 recording time window τ_{RW} が 0.03 ns と短いので、 $\tau = 0$ における P_- はかなり小さく、記録方向に再反転する確率は低く、WE を起こしている。しかし $T_c = T_{cm} - \sigma_{T_c}$ のグレインの P_- は $\tau = \tau_{min}$ においてかなり小さく、erase-after-write (EAW) はあまり起きない。一方、 H_w が高いと、主に T_c の低いグレインが EAW を起こして bER が悪くなる。 $H_w = 14.3$ kOe の Fig. 3 では、 H_w が高いので τ_{RW} が 0.14 ns と長くなる。この場合は $T_c = T_{cm} + \sigma_{T_c}$ の時、 $\tau = 0$ において P_- は 1 に近く WE はほとんど起こらない。しかし、 τ_{T_c} , τ_{RW} と cooling time window τ_{CW} の和が長くなり、 $T_c = T_{cm} - \sigma_{T_c}$ の時、 $\tau = \tau_{min}$ において P_- が小さくなく、EAW が生じている。

以上より T_c 分散があると、 H_w を高くして WE を減らしても、EAW が増加するので、bER は低くならない。

本研究の一部は情報ストレージ研究推進機構 (ASRC) の助成のもとに行われました。ここに謝意を表します。

参考文献

- 1) H. Li and J. Zhu : J. Appl. Phys., **115**, 17B744 (2014).
- 2) 熱アシスト磁気記録の新しいモデル計算 (1)

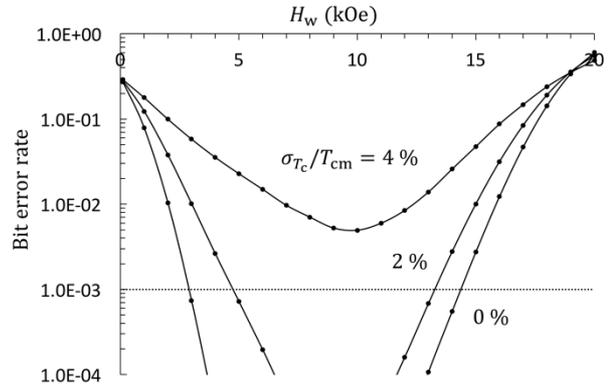


Fig. 1 Dependence of bit error rate on writing field H_w for $\sigma_{T_c}/T_{cm} = 0, 2$ and 4% .

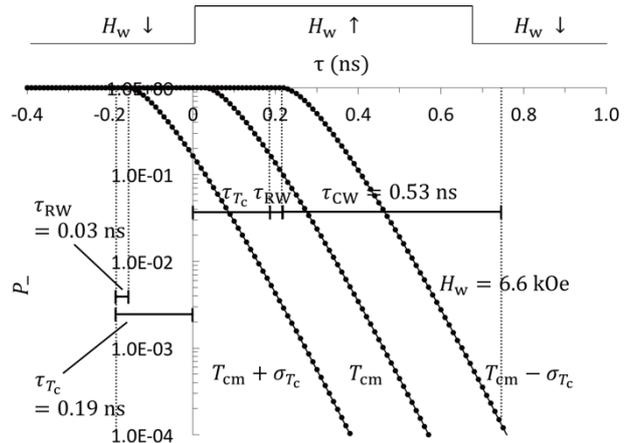


Fig. 2 Dependence of reversal probability of grain magnetization on time for writing field $H_w = 6.6$ kOe.

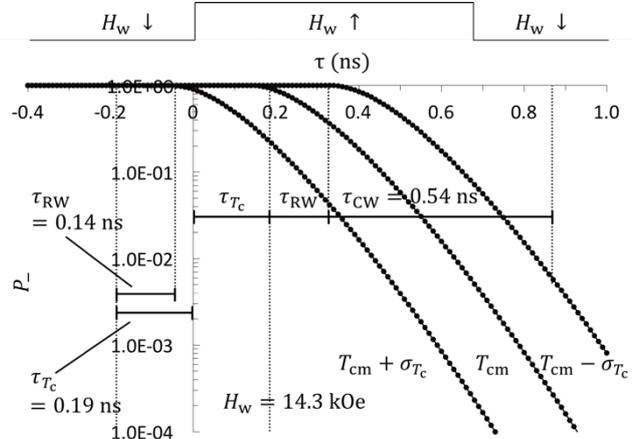


Fig. 3 Dependence of reversal probability of grain magnetization on time for writing field $H_w = 14.3$ kOe.

熱アシスト磁気記録の新しいモデル計算 - キュリー温度分散 - (4)

犬飼 文也, 榎本 好平, 小林 正, 藤原 裕司
(三重大)

A new model calculation for HAMR – Curie temperature variation – (4)

F. Inukai, K. Enomoto, T. Kobayashi, Y. Fujiwara
(Mie Univ.)

はじめに

熱アシスト磁気記録において, 媒体にキュリー温度 (T_c) 分散があると, SN 比やビットエラーレート bER が急激に悪くなる^{1,2)}. ここでは bER を改善する方法を新しいモデル計算を用いて考える.

計算結果

平均キュリー温度 $T_{cm} = 700$ K, T_c の標準偏差を σ_{T_c} とし, $\sigma_{T_c} / T_{cm} = 4\%$, 最小磁化遷移間隔 $\tau_{min} = 0.68$ ns, 書き込み磁界 H_w を 14.3 kOe とする. 近似的に, write-error (WE) に対しては, 以前の(1)式³⁾ に τ_{T_c} を加えて

$$\tau_{RW} \geq \tau_{T_c} + \tau_{AP} \approx \tau_{T_c} - (1')$$

erasure-after-write (EAW) に対しては, 以前の(2)式³⁾ に τ_{T_c} を加えて

$$\tau_{min} \geq \tau_{T_c} + \tau_{RW} + \tau_{CW} - (2')$$

の条件が必要となる. ここで τ_{RW} は recording time window, τ_{T_c} は T_c variation window, τ_{CW} は cooling time window である. τ_{RW} は τ_{T_c} 程度に長く, τ_{CW} と τ_{T_c} は短くする必要がある.

異方性定数比 K_u / K_{bulk} を 0.4²⁾ から 0.8 に増加させたときの, グレインの磁化反転確率 P_r の時間 τ に対する変化を Fig. 1 に示す. K_u / K_{bulk} を大きくすると, 時間に対する保磁力の増加割合が大きくなるので, $\tau_{T_c} + \tau_{RW} + \tau_{CW}$ は短くなるが, 同時に τ_{RW} も 0.14 ns²⁾ から 0.03 ns に短くなってしまい, bER の改善効果は小さい.

温度勾配 $\partial T / \partial x$ を 15.1 K/nm²⁾ から 30.1 K/nm に増加させたときの, P_r の時間変化を Fig. 2 に示す. この場合も τ_{RW} は 0.07 ns に短くなってしまいが, 同時に τ_{T_c} も 0.19 ns²⁾ から 0.09 ns に短くなるので, bER の改善の効果がある.

T_{cm} を高くして, 書き込み温度を高くすると, 記録ヘッドや表面潤滑剤の耐熱性の問題はあるが, 同時に $\partial T / \partial x$ を大きくできる. また $\partial T / \partial x$ の大きな媒体構造の検討も有効と思われる.

また (2') 式から, τ_{min} を長くする, すなわちビットピッチを長くすることも考えられる. その場合には, トラックピッチが狭くなるので, adjacent track interference (ATI) が悪化する. したがって同時に ATI

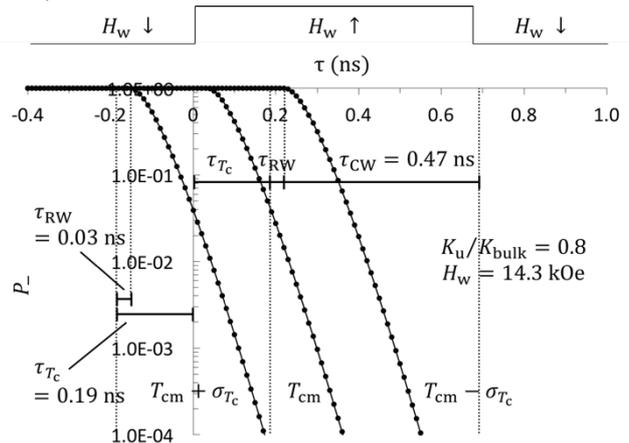


Fig. 1 Dependence of reversal probability of grain magnetization on time for anisotropy constant ratio $K_u / K_{bulk} = 0.8$.

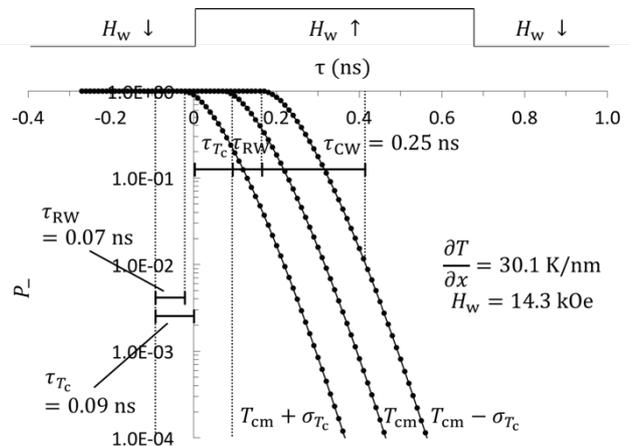


Fig. 2 Dependence of reversal probability of grain magnetization on time for thermal gradient $\partial T / \partial x = 30.1$ K/nm.

の改善も必要である. ATI の改善方法としては, K_u / K_{bulk} , $\partial T / \partial x$ の増加, あるいは shingled magnetic recording を組み合わせることが考えられる.

本研究の一部は情報ストレージ研究推進機構 (ASRC) の助成のもとに行われました. ここに謝意を表します.

参考文献

- 1) H. Li and J. Zhu : J. Appl. Phys., **115**, 17B744 (2014).
- 2) 熱アシスト磁気記録の新しいモデル計算 (3)
- 3) 熱アシスト磁気記録の新しいモデル計算 (2)