

MAMR 用のマイナススピンド分極3層STO

田河育也

東北工業大学電気電子工学科 仙台市太白区八木山香澄町 35-1

Minus Spin-Polarization Tri-Layer STO for MAMR

Ikuya Tagawa

Electrical and Electronic Engineering, Tohoku Institute of Technology, Sendai, Japan

1. はじめに

マイクロ波アシスト磁気記録 (MAMR) において、スピントルク発振器 (STO) から強い高周波振動磁界を得ることは依然として課題である。一方で、東芝が FC (磁束制御型) -MAMR を提案したように [1]、STO の磁化振動がなくても準静的なヘッド磁界ゲインを得る可能性がある。ただし、STO 磁化がヘッド磁極の磁化と同方向を向いている場合、このゲインは負、つまり損失となってしまう。本論文では、強い高周波振動磁界を維持しつつ、この準静磁界損失を回避することの難しさを示し、その解決のため、負のスピンド分極率を有する 3 枚の磁性層から構成された新しい STO 設計を提案する。

2. マイクロ波磁界と準静磁界ゲイン

マイクロマグネティクスシミュレータ Examag (富士通) を用いて、STO 発振磁界を含むヘッド磁界を、媒体表面位置において計算した。Fig. 1 に示すように、マイクロ波発振磁界振幅 (MA field)、および、FC-MAMR 効果に起因するヘッド準静磁界ゲイン (DC field gain) を性能指数とした。ここで、後者は STO 有りおよび無しとの二つのヘッド磁界の差分から計算した。

Fig. 2 に示すように、ヘッド主磁極 (MP) およびトレーリングシールド (TS) を電極として使用する MAMR ヘッドでは、TS に負のスピンド分極材料 [2] を用いることにより (■)、弱い注入電流でも強い MA field が得られることは既に報告した [3]。磁極に接続されていない理想的な 2 層 STO と比べても (▲)、その優位性がわかる。しかし、DC field 利得を比較すると、負の分極 TS と組み合わせた 2 層 STO では DC field 損失が大きいことがわかる。これに対して、負のスピンド分極率を有する 3 層 STO の場合 (○)、MA field はさらに弱い注入電流でピークを持つ特性となり、DC field gain は大幅に改善されることがわかる。

$J=4 \times 10^8$ A/cm におけるヘッド磁極先端付近の磁化分布を Fig. 3 に示す。スピンド注入層 (SIL) と磁界発生層 (FGL) の磁化は互いに反対のクロストラック方向に傾斜しているが、ダウトラック磁化成分がゼロではないため、DC field 損失を引き起こす。これは、FGL と TS の間の静磁気相互作用がスピンド伝達トルクよりも強いと考えられる。スピントルクを増大させるためには、FGL を二枚の SIL で挟み込んだ 3 層 STO 構造としたうえで [4]、全ての層の分極率を負とすることが必要である。磁化分布を計算すると、FGL 磁化が完全に膜面内にあつて SIL1 磁化が MP 磁化と反対向きとなるため、DC field 損失が解消される。

3. まとめ

従来の 2 層 STO では、極めて大きな注入電流を与えない限り、マイクロ波磁界 (MA field) を維持したまま準静的なヘッド磁界 (DC field) の損失を解消することは難しい。一方、負の分極を有する 3 層 STO によれば、低い注入電流でも DC field 損失を回避できることがわかった。しかし、注入電流が大きくなると MA field が急激に減少してしまうこともわかった。

文献

- [1] A. Takeo, The 31st Mag. Rec. Conf., C1 (2020)
- [2] M. Tsunoda, et al., Appl. Phys. Express 2, 083001 (2009)
- [3] I. Tagawa, J. Magn. Soc. Jpn., 43 (7), 1 (2020)
- [4] Y. Kanai, et al., MSJ 40th Annual Conf., 7pB-4 (2016)

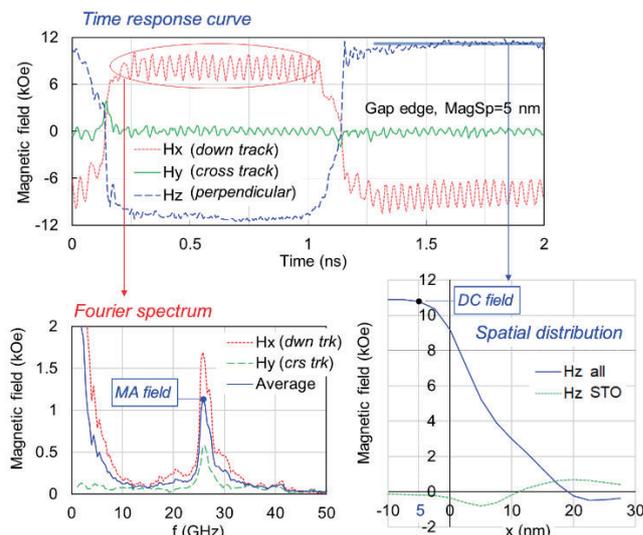


Fig. 1 (a) Time-response waveforms of the writing field including the STO oscillation field, and (b) its Fourier spectra and (c) the down track profile of the time-averaged perpendicular field.

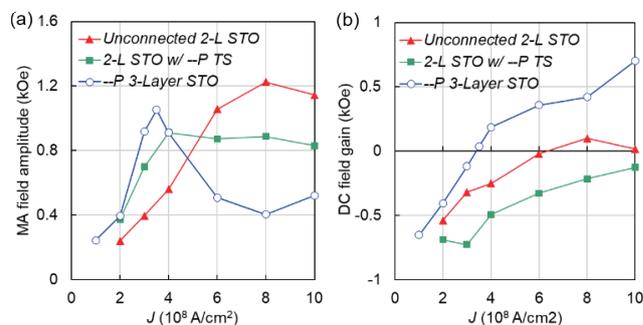


Fig. 2 Injection current dependencies of (a) the MA field amplitude and (b) the DC field gain, in the 2-layer STO unconnected to the head poles, the 2-layer STO with the minus-polarization TS, and the minus-polarization Tri-layer STO.

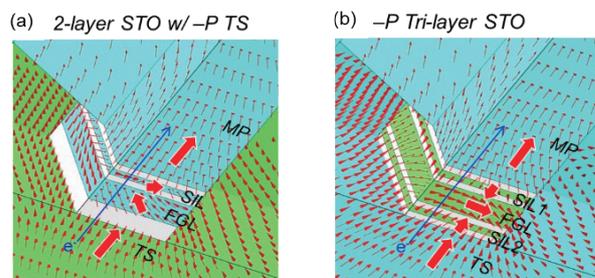


Fig. 3 Magnetization distributions near the head pole tip in the case of (a) the 2-layer STO with the minus-polarization TS and (b) the minus-polarization 3-layer STO, respectively, at the injection current of 4×10^8 A/cm.

Dual FGL STO のマイクロマグ解析

板垣諒、金井靖、Simon J. Greaves¹

(新潟工科大、¹東北大)

Micromagnetic analysis of Dual FGL STO

R. Itagaki, Y. Kanai, S. J. Greaves¹

(Niigata Inst. of Tech., ¹Tohoku Univ.)

はじめに

高周波アシスト磁気記録(MAMR)方式に用いられる高周波発振素子(STO)¹⁾のマイクロマグ解析を行った。Takagishi らが提案した2つの高周波発振層(FGL)を持つSTO(Dual FGL STO)は、従来のMAMR用STOモデルと比べ、発振磁界面内成分がピークとなる位置で記録に有害な垂直成分が0となるなど優れた特性を持つ²⁾。本報告では、Dual FGL STOの良好な発振を目的として、いくつかの検討を行った。まず、FGLの発振が安定する寸法を確認した。次に、2つのFGL間の反強磁性結合(J_{ex})はSTOの発振に与える影響が大きいことを確認した。

解析モデルとソフトウェア

本報告では、Fig. 1に示すように、STOを記録ヘッドの主磁極(MP)とトレーリングシールド(TS)間のギャップ内に挿入したフルモデルを用いた。FGLの膜厚を5 nmとしているが、これは膜厚10 nmではFGLの発振が安定しにくいためである。Dual FGL STOは2つのFGLおよび1つのスピン注入層(nSIL)からなる。MP - FGL1およびnSIL - FGL2間のスピントルク、FGL1 - FGL2間の反強磁性結合を考慮した。軟磁性のnSILに負の分極率 $P_0 = -0.3$ を仮定した。マイクロマグ解析にはNumerics and Design, Inc.製のFastMag Micromagnetic Simulator v9を用いた。

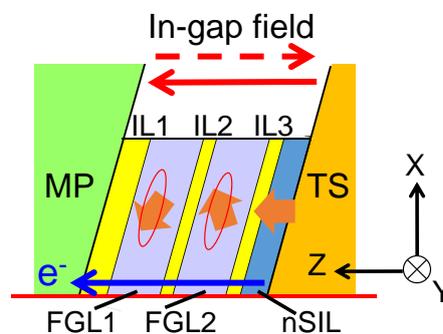


Fig. 1 Schematic of Dual FGL STO. Width \times height = 40 nm \times 40 nm. Thickness: IL1 = 2 nm, IL2 = IL3 = 1 nm, FGL1 = FGL2 = 5 nm, nSIL = 3 nm.

計算結果

Fig. 2には、FGL1およびFGL2の平均磁化が面内で回転する割合(Min-plane/ M_s : 全体の磁化の平均値をとり、さらに $4\pi M_s$ で割ったもの)であり、振幅が大きいほど磁化が面内で回転していることを示す。FGL1 - FGL2間の反強磁性結合として、(a)は $J_{ex} = -1.33$ erg/cm²を、(b)は $J_{ex} = -10.0$ erg/cm²を与えている。磁化が面内で回転する割合を0.0 nsec - 4.0 nsec間で平均したところ、(a)は64.6%、(b)は76.4%であった。以上から、2つのFGL間に与える J_{ex} を変えることでFGLがより良好に発振することが分かる。また、正の値である $J_{ex} = +1.33$ erg/cm²や、 J_{ex} を与えない場合、FGLの発振は振幅が小さく安定しない。

本研究の一部は情報ストレージ研究推進機構(Advanced Storage Research Consortium)の補助金によった。

参考文献

- 1) J. Zhu, X. Zhu and Y. Tang: *IEEE Trans. on Magn.*, vol. 44, no. 1, pp. 125-131, Jan. 2008.
- 2) M. Takagishi, N. Narita, H. Iwasaki, H. Suto, T. Maeda, and A. Takeo: *IEEE Trans. on Magn.*, vol. 57, no. 3, 3300106, Mar. 2021.

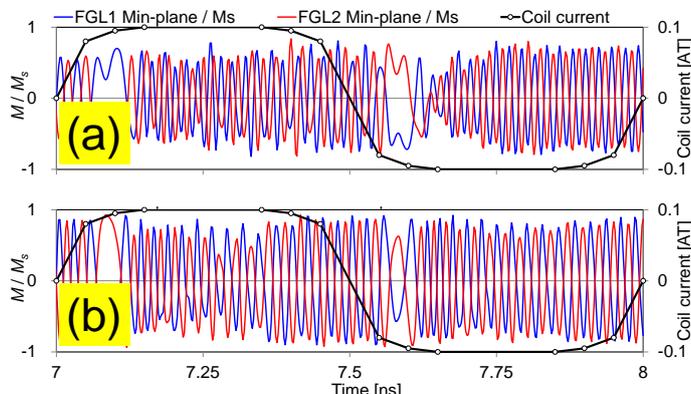


Fig. 2 In-plane component of volume-averaged FGL oscillation vs. time. $J = 3.0 \times 10^8$ A/cm², coil current = 0.2 AT_{pp}. (a): $J_{ex} = -1.33$ erg/cm², (b): $J_{ex} = -10.0$ erg/cm².

多層媒体における MAS および信号記録特性の異方性磁界依存性

栗原幸佑¹, 牙暁瑞², 川上高輝¹, 金井靖³, 田中輝光¹

(¹九州大学大学院システム情報科学府, ²九州大学マス・フォア・インダストリ研究所, ³新潟工科大学工学部)

Dependence of MAS and signal recording characteristics on layer anisotropy structure for multilayer media

K. Kurihara¹, X. Ya², K. Kawakami¹, Y. Kanai³, T. Tanaka¹

(¹ISEE Kyushu University, ²IMI Kyushu University, ³ Faculty of Eng. Niigata Institute of Technology)

はじめに

マイクロ波アシスト磁気記録(MAMR: Microwave Assisted Magnetic Recording)は超高密度記録を可能にする技術の一つとして注目されている。MAMRについて様々な研究報告がされており^[1-3], 媒体異方性磁界構造として Notched 型や Graded 型などが提案されているが, その信号記録に最適と思われる異方性磁界構造はわかっていない。本研究ではメディアの異方性磁界構造とマイクロ波アシスト磁化反転(MAS: Microwave Assisted magnetization Switching)特性および信号記録特性の関係についてシミュレーションにより調査した。

計算方法

本研究では Fig.1 に示す 4 層構造媒体を想定した。各層における異方性磁界 H_k と層間の交換定数 A_{int} を変化させ, MAS 及び MAMR のシミュレーションを行った。信号記録特性は 200 kbpI のシグナルと 1600 kbpI のノイズの比率 (SNR: Signal to Noise Ratio) で評価した。LLG 方程式による数値計算では, 各層の飽和磁化を 800 emu/cm^3 , ダンピング定数を 0.05 とした。またスピントルクオシレータの大きさを $30 \text{ nm} \times 30 \text{ nm} \times 10 \text{ nm}$, 飽和磁化を 1600 emu/cm^3 , 周波数を 22 GHz とした。なお, 信号記録にはトラック幅 30 nm の単磁極ヘッドを想定して有限要素法によりその磁界分布を求め, 記録ヘッド磁界として用いた。

計算結果

H_{k4} を 35 kOe とし H_{k1} , H_{k2} , H_{k3} を変化させ, マイクロ波アシスト磁化反転した点を Fig.2 に示す。同図から H_{k1} , H_{k2} , H_{k3} のいずれか 1 つが大きくなると磁化反転可能な媒体の平均異方性磁界($H_{k,ave}$)が大きくなるのが分かる。ここで H_{k1} が大きく, H_{k2} , H_{k3} が小さい異方性磁界構造を Large H_{k1} 構造と定義する。 H_{k2} , H_{k3} も同様に Large H_{k2} 構造, Large H_{k3} 構造とする。層間の交換定数(A_{int12} , A_{int23} , A_{int34}) を (0.5, 0.5, 0.7) ($\mu\text{erg/cm}$)として Large H_{k1} 構造, Large H_{k2} 構造, Large H_{k3} 構造および A_{int} を最適化した (0.5, 0.7, 0.7) ($\mu\text{erg/cm}$) Large H_{k1} 構造の信号記録特性を Fig.3 に示す。同図から $H_{k,ave} = 25 \text{ kOe}$ で Large H_{k1} 構造は SNR 15 dB 以上と比較的高く, 層間の交換定数を最適化することで 16.7 dB となるのが分かった。一方で Large H_{k2} 構造, Large H_{k3} 構造媒体における $H_{k,ave} > 20 \text{ kOe}$ の低い SNR は 200 kbpI 信号の記録が十分にできていないことに起因する。これは低線密度の信号記録時には周囲の磁化からの静磁気相互作用磁界が大きく分布することが信号記録過程に大きな影響を及ぼしていることが原因と考えられる。

参考文献

- [1] S. Li et al., *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 202509 (2009).
- [2] S. Okamoto et al. *J. Appl. Phys.*, **107**, 123914 (2010).
- [3] X. Bai et al. *IEEE Magn. Lett.*, **7**, 4507904 (2016).

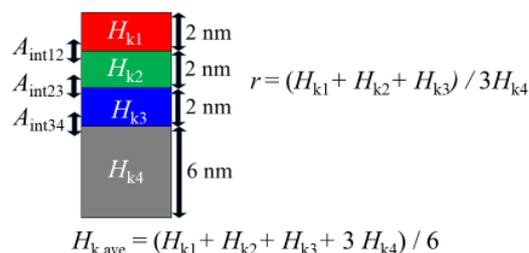


Fig.1. Schematic of medium layer structure and anisotropy fields.

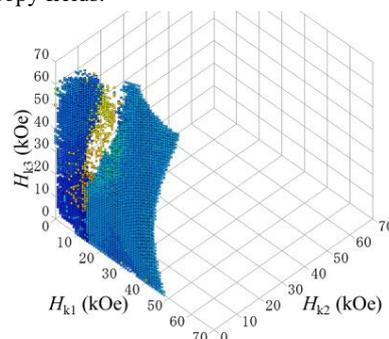


Fig.2. MAS plots for a multilayer with (A_{int12} , A_{int23} , A_{int34}) = (0.5 $\mu\text{erg/cm}$, 0.5 $\mu\text{erg/cm}$, 0.7 $\mu\text{erg/cm}$).

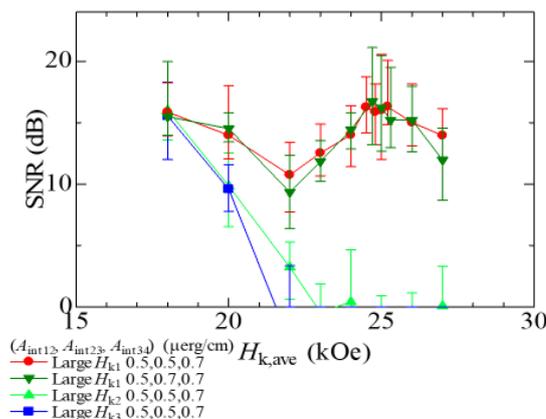


Fig.3. SNR comparison among three type of layer H_k structure media and SNRs for A_{int} optimized Large H_{k1} structure media with $r = 0.4$.

静的エネルギー近似手法によるマイクロ波アシスト磁化反転解析

川上高輝¹, 栗原幸佑¹, 牙暁瑞², 田中輝光¹

(¹九州大学大学院システム情報科学府, ²九州大学マス・フォア・インダストリ研究所)

Microwave-assisted magnetization reversal analysis based on static energy approximation method

K. Kawakami¹, K. Kurihara¹, X. Ya², and T. Tanaka¹

(¹ISEE Kyushu University, ²IMI Kyushu University)

はじめに

マイクロ波アシスト磁気記録(MAMR)は、超高密度記録を可能にする技術の一つとして注目されている。直流磁界 H_{DC} が異方性容易軸に反平行方向に印加される場合の磁化反転条件は定式化されているが^{1, 2}, H_{DC} が異方性容易軸に非平行な場合はマイクロマグネティックシミュレーションで求める必要があった。本研究では H_{DC} が異方性容易軸に非平行な場合の磁化反転条件を近似的に求める手法を提案し、本手法の数値解とマイクロマグネティックシミュレーションとを比較した。

近似手法

本研究で想定した単一磁化モデルと印加磁界の水平・垂直成分を Fig. 1(a)に示す。異方性軸を方向とし、直流磁界 H_{DC} を z 軸 (異方性容易軸) に対して θ の角度で印加し、角周波数が ω の円偏波交流磁界 H_{AC} を xy 面内方向に印加するものとした。本研究ではマイクロ波アシスト効果により ω/γ の直流等価磁界が磁化の歳差運動軸に対して逆向きに作用すると仮定した。歳差運動軸と z 軸との成す角を φ と定義した。なお、各磁界成分を異方性磁界 H_k で規格化したものを h と表す。Fig. 1(a)により、各磁界の垂直成分 (h_z) および面内成分 (h_{xy}) は下記の式で表される。

$$h_{xy} = h_{DC} \sin \theta - \frac{\omega}{H_k \gamma} \sin \varphi + h_{AC}$$

$$h_z = h_{DC} \cos \theta - \frac{\omega}{H_k \gamma} \cos \varphi \quad (1)$$

マイクロマグネティックシミュレーションにより反転磁界 $h_{reverse}$ と φ を求め、(1)式を用いて得られた磁化反転磁界を Fig. 1(b)にプロットした結果、アステロイド曲線 $h_{xy}^{2/3} + h_z^{2/3} = 1$ (2) とほぼ一致していることが分かった。従って ω/γ の直流等価磁界が磁化の歳差運動軸に対して逆向きに作用するという仮定は有効であると推測される。

計算方法と結果

本近似モデルの全エネルギー E はゼーマンエネルギーと異方性エネルギーの和で表される。(1)式を用いてゼーマンエネルギーを表し、安定状態である $\partial E / \partial \varphi = 0$ から、

$$h_{DC} = \frac{0.5 \sin 2\varphi - h_{AC} \cos \varphi}{\sin(\theta - \varphi)} \quad (3)$$

が得られる。(3)式においてマイクロ波磁界強度および周波数、DC磁界印加角を固定し、 φ を変化させながら h_{DC} を求め、これとアステロイド曲線の交点を求めることで $h_{reverse}$ が得られる。マイクロマグネティックシミュレーションと近似手法で得られた $h_{reverse}$ の H_{DC} 印加角度依存性を Fig. 2 に示す。磁化容易軸と直流磁界のなす角が小さい場合は最大で8%程度の誤差があるが角度が増大すると近似計算結果とシミュレーション結果がほぼ一致することが分かった。

参考文献

- [1] Giorgio Bertotti, Claudio Serpico, and Isaak D. Mayergoyz, *PRL*. **86**(4), 724-727 (2001).
- [2] S. Okamoto, M. Igarashi, N. Kikuchi, and O Kitakami, *J. Appl. Phys.* **107**, 123914(2010).

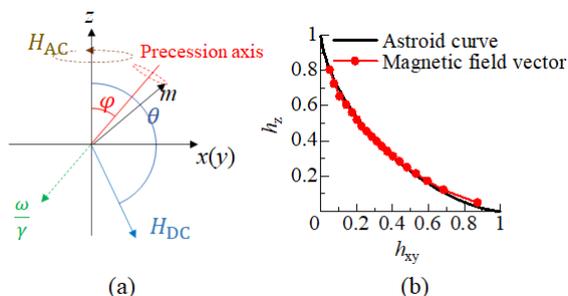


Fig. 1. (a) Components of DC and AC field vectors. (b) Comparison between Astroid curve and switching field components derived from the equation (1) and micromagnetic calculations.

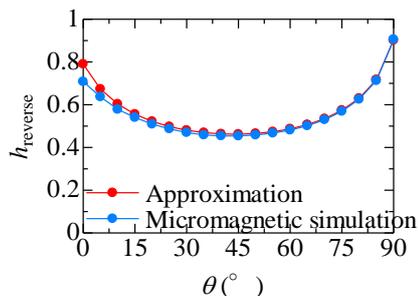


Fig. 2. Comparison between the approximation and micromagnetic simulation.

STT-MRAMの反転確率シミュレーション

川上寛太、仲谷栄伸
(電通大情報理工)

Simulation of the switching rate of STT-MRAM

K. Kawakami, Y. Nakatani
(Univ. of Electro-Comm.)

はじめに

STT-MRAMは、高密度化のための素子の微細化、高速書き込みのための反転電流の低減が必要とされている。以前我々はシミュレーション結果より、0 Kでの損失定数 α とパルス幅 t_p による反転電流の実験式¹⁾を示した。しかし現実の室温では磁化反転は熱揺らぎ²⁾の影響を大きく受けるため、電流に対して反転確率が変化する。反転確率はFP法⁴⁾により解析的に導くことができるが、大変複雑になる。そこで本研究では、電流に対する反転確率の簡易な実験式の作成を目標に、電流密度 J 、 α 、 t_p による反転確率の変化をシミュレーションにより調査した。

計算条件

シミュレーション対象は自由層のみとし、これをマクロスピンモデルでモデル化した。膜厚 $d = 2$ nm、体積 $V = 1.41 \times 10^{-18}$ cm³とし、材料定数は飽和磁化 $M_s = 600$ emu/cm³、異方性定数 $K_u = 1.76 \times 10^6$ erg/cm³とした。ここで材料定数はCoFeBの値を用い、異方性定数は熱安定性指数 $\Delta = 60$ となるように定めた。また、分極率 $\eta = 1.0$ 、スピンの方向ベクトル $\vec{p} = (0, 0, -1)$ 、室温 $T = 300$ Kと定めた。 α は0.0001~1で変化させ、 t_p は1~100 nsで変化させた。磁化の反転基準の条件は熱平衡時の平均磁化角度³⁾より $\pi - 0.129$ radとした。以上の条件より、電流密度による反転確率の変化を求めた。

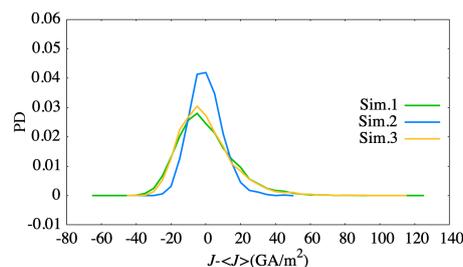
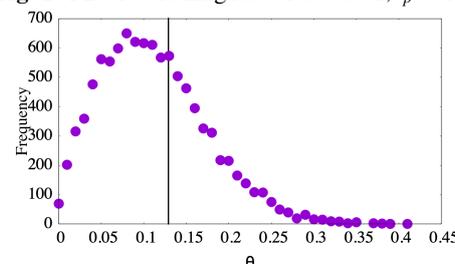
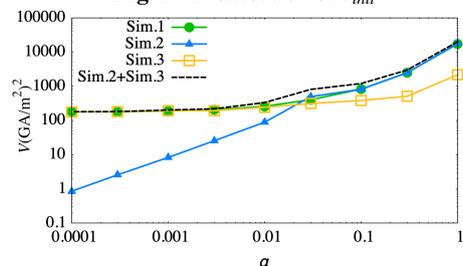
結果及び考察

熱平衡状態を初期状態とし、各電流密度に対し10000回の磁化反転シミュレーションを行い、確率密度分布を作成した。分布の形状を比較するため、各電流密度値の偏差を取った。結果を図1のSim.1に示す。結果より、この分布は正規分布よりも右裾が長いグラフとなることが分かった。そこで、熱平衡状態の磁化角度分布による反転確率の変化と、反転中の熱揺らぎによる反転確率の変化とを分けて考えることにした。磁化の初期状態を熱平衡時の平均磁化角度に固定し、反転中は $T = 300$ Kとした場合を図1のSim.2に、磁化の初期状態を熱平衡状態にし、反転中は $T = 0$ Kとした場合を図1のSim.3に示す。Sim.2は正規分布に近いグラフとなり、Sim.3は正規分布よりも右裾が長いグラフとなった。Sim.3の形状の原因を調べるため、初期磁化角度の分布を調べた(図2)。結果より、磁化角度が広く分布していることが分かった。小さい磁化の極角 θ から反転を行う場合、スピントルクが効き辛いため反転確率が低くなり、大きい場合はスピントルクが効きやすいため反転確率が高くなる。そのためSim.3の確率密度分布は右裾が長い分布となると考えられる。よってSim.3の影響があるSim.1の確率密度分布の非対称性の原因が熱平衡状態における磁化角度分布にあると考えた。

図3にSim.1、Sim.2、Sim.3の α による分散の変化を示す。Sim.1の分散は α が小さい場合殆ど変化がなく、 α が大きい場合には α の増加と共に増加している。Sim.2の分散は α 増加と共に増加しており、 α に比例していると考えられる。Sim.3の分散は α に依らず大凡一定である。Sim.1の分散がSim.2とSim.3の合計で表せると考え、Sim.2とSim.3の合計を求めた。結果を図3のSim.2+Sim.3に示す。Sim.2+Sim.3がSim.1とほぼ一致することが確認できた。Sim.2の分散は α に比例し、Sim.3の分散は定数で表現でき、Sim.1の分散はSim.2とSim.3の分散の和にほぼ一致する。よってSim.1の標準偏差は単純な式で表現できることが分かった。

参考文献

- 1) K. Yamada, K. Oomaru, S. Nakamura, T. Sato, and Y. Nakatani, Appl. Phys. Lett. 106, 042402, (2015)
- 2) Y. Nakatani, Y. Uesaka, N. Hayashi, H. Fukuyama, J. Magn. Magn. Mater. 168, p.347-351, (1997)
- 3) Y. Suzuki, et al., "Nanomagnetism and Spintronics", ELSEVIER, p.121, (2009)
- 4) W. H. Butler, et al., IEEE Trans. Magn., vol. 48, no. 12, p. 4684, (2012)

Fig. 1 PD of switching rate of $\alpha = 0.01$, $t_p = 1$ nsFig. 2 Distribution of θ_{init} Fig. 3 Effect of α on Variance

記録用金属線を用いた並列磁性細線メモリー素子の低電流記録に向けた検討

小倉 溪、中谷 真規、高橋 真央、石井 紀彦、宮本 泰敬
(NHK 放送技術研究所)

A Study of Low Current Recording for Parallel Magnetic Nanowire Memory using Recording Metal Wires

K. Ogura, N. Nakatani, M. Takahashi, N. Ishii and Y. Miyamoto
(NHK Science & Technology Research Labs.)

はじめに

我々は将来の立体テレビに適用できる超高速かつ大容量な次世代ストレージとして、磁性細線メモリーを提案している¹⁾。本メモリーでは、基本構成要素となる磁性細線1本に対して、直交配置した2本の金属線A、B(記録素子)により記録を行う。これまで、記録素子に互いに逆方向のパルス電流を印加し、そのギャップに発生する合成電流磁界を用いて磁区記録する手法についてシミュレーションにより検討してきた。その結果、記録素子に印加する2つのパルス電流に適切な遅延時間を設けることにより、従来よりも低電流で磁区記録が可能となることを見出した²⁾。今回、並列配置した磁性細線におけるクロストークの検証のため、4本を並列配置した磁性細線メモリー素子において上記の手法を適用し、同様に低電流で磁区記録が可能であるか解析を進めたので報告する。

シミュレーション条件と解析結果

数値シミュレーションにはLLG(Landau-Lifshitz-Gilbert)方程式を用いて計算した。細線上の単位メッシュサイズは4nmの立方体とし、磁性細線と記録素子が導通しないよう両者の間に10nmの絶縁層を設けた(Fig.1)。磁性細線を4本並列配置した構造において2本の記録素子A、Bに対し逆向きのパルス電流 I_A 、 I_B に遅延時間 T を設けて印加し、 $T=0\sim 0.19$ nsの範囲の超高速領域における磁区記録の様子を解析した。

$T=0.17\sim 0.19$ nsの範囲における磁区記録状態の変化をFig.2に示す。 $T=0\sim 0.17$ nsの範囲では4本すべての磁性細線で磁壁に揺らぎのない安定した磁区が記録素子ギャップ直下に形成されることがわかった。一方、 $T=0.18$ nsでは最下部の磁性細線のみ磁区が記録されず、 $T=0.19$ nsではすべての磁性細線で磁区の記録ができなかった。磁性細線1本の解析結果では、 $T=0.03\sim 0.08$ nsおよび $T=0.15\sim 0.18$ nsの範囲で磁区を記録できていたが、4並列細線では隣接細線からのクロストークの影響により、磁区記録可能な遅延時間 T の範囲が拡張したものと考えられる。さらに、 $T=0.18$ ns以上では記録電流 I_A 、 I_B の遅延時間の差が大きいため、合成電流磁界が磁化反転に必要な十分な瞬時磁界強度とならず、核形成および磁壁伝搬が抑制されたため、一部もしくはすべての磁性細線で磁区記録できなかった。当日は、磁性細線の距離を変えた場合のクロストークの影響の変化や、磁性細線上の磁気モーメントの挙動解析など、詳細を報告する予定である。

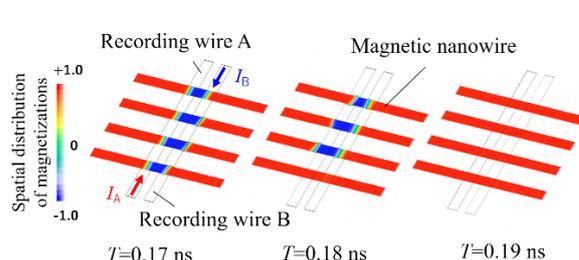
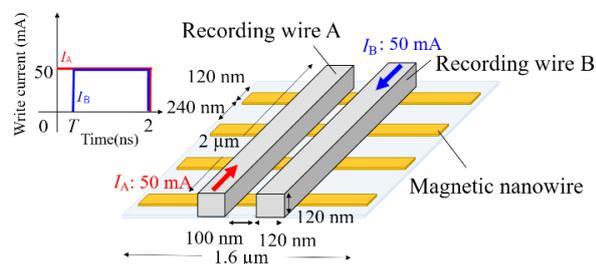


Fig. 1 Simulation model & applied write pulse diagrams

Fig. 2 Spatial distribution of magnetizations in four nanowires

参考文献

- 1) 宮本ほか: “磁性細線メモリーにおける磁区形成・駆動と磁気光学検出,” NHK 技研 R&D, No.181, pp. 20-31 (2020)
- 2) 小倉ほか: “磁性細線メモリー素子における磁区記録電流の低電流化に向けた検討,” 映像情報メディア学会年次大会, 15aC-7 (2020)

ダブルマグネット型マスター媒体による磁気転写特性のマスター構造依存性

小峰啓史 (茨城大)

Master structure dependence of magnetic printing performance by utilizing double magnet mater media

Takashi Komine (Ibaraki Univ.)

1 はじめに

磁気転写は、サーボ信号を高速、安価に書き込む技術として期待されている。しかし、従来のマスター媒体¹⁾では、高保磁力を有する次世代エネルギーアシスト磁気記録媒体に適用するのに十分な記録磁場を得ることが困難であった。最近、30 kOe 程度の高保磁力を有する媒体に対しても適用可能なダブルマグネット型マスター媒体 (Double Magnet Master, DMM) を提案し、従来マスター媒体に比べて磁気転写特性が著しく向上することを示した²⁾ DMM 媒体では、2種類の磁性膜パターンにより記録磁場を増強することが出来るが、マスター媒体の構造が磁気転写特性に及ぼす影響は十分には明らかではない。

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、DMM 媒体を用いた磁気転写特性のマスター構造依存性を調べた。

2 計算方法

マスター磁性膜の計算モデルを Fig.1 に示す。DMM 磁性膜には、ハード膜として $L1_0$ -FePt を想定し、ソフト膜に FeCo を用いたものを s-DMM、垂直磁気異方性を有する CoPt をソフト膜に用いたものを h-DMM とした。従来型マスター媒体において、FeCo を用いたものを soft conventional master (s-CM)、CoPt を用いたものを h-CM とした。磁性膜パターンとして、ライン/スペース (L/S) パターン、及び、チェッカーボードパターンを扱い、ダウントラック方向のパターン幅 20 nm、クロストラック方向のパターン幅 50 nm、膜厚を 20 nm とした。初めに、マイクロマグネティックシミュレーションにより、転写磁場 H_p 印加時のマスター磁性膜磁化を計算し、記録層に印加される記録磁場 H^r を計算した。計算した記録磁場を用いて磁気転写シミュレーションを行い、転写された磁化状態を評価した。

3 結果および考察

従来マスター媒体、及び、DMM 媒体による記録磁場分布を Fig. 2 に示す。転写磁場を 10 kOe、磁気的スペーシングを 2 nm とした。従来マスター媒体では、転写磁場印加時に磁性膜パターンで転写磁場 H_p よりも記録磁場 H_z^r が増加し、磁性膜パターンのない部分では減少する。記録性能は記録磁場の差 ΔH_z^r により決まるが、従来マスター媒体では ΔH_z^r が 5 kOe 未満であり、高保磁力媒体への適用が困難であった。一方、DMM 媒体の場合、転写磁場印加時でも、ハード磁性膜の磁化が反転しないため、ソフト磁性膜とハード磁性膜の作る静磁場が重畳された記録磁場を得ることが出来る。このとき、記録磁場の差 ΔH_z^r は約 10 kOe と従来マスター媒体に比べて大幅に増強された。また、s-CM、s-DMM では、FeCo 磁性膜内の磁化分布を反映して、L 部における記録磁場が変化するが、磁場強度には大きな差が見られなかった。

媒体におけるスイッチング磁場の角度依存性を考慮して、Stoner-Wohlfarth 型の実効記録磁場 $H_{\text{eff}}^r = \left[|H_x^r|^{2/3} + |H_z^r|^{2/3} \right]^{3/2}$ を見積もった結果を Fig. 3 に示す。磁気転写では、磁性膜パターンエッジ部に生じる面内磁場成分により実効記録磁場が増強されるが、DMM 媒体では面内成分も増強されていることがわかる。また、L/S パターン幅を等しくすると、L 部での実効磁場がより増強されることから、S 部に比べて L 部を狭く形成する必要がある。DMM 媒体では、ソフト膜、ハード膜の磁気分離膜形成に加えて、各種サーボパターンに応じた磁性膜パターン設計が必要となるが、実効記録磁場分布を考慮することで、磁性膜パターン寸法の最適設計が可能であることが明らかとなった。

本研究の一部は、科研費、KDDI 財団の支援により行われました。ここに深謝致します。

References: 1) Nurul Sheeda *et al.*, *IEEE Trans. Magn.*, **45**, 3676-3678 (2009).

2) Takashi Komine, *IEEE Trans. Magn.* (2021) (*in press*).

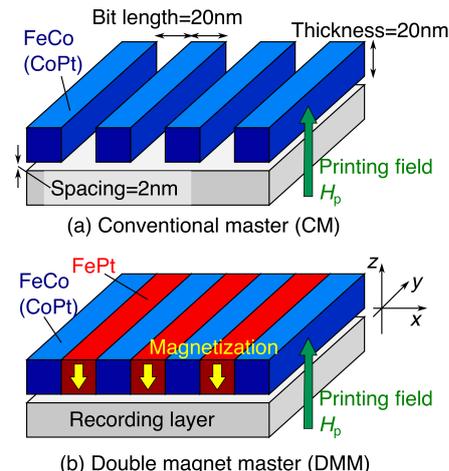


Fig. 1 Schematic illustrations of conventional master (h-CM) and double magnet master (h-DMM) media.

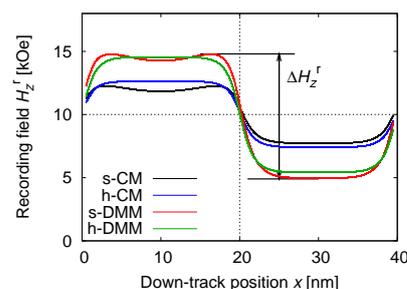


Fig. 2 Recording field distributions of s-CM, h-CM, s-DMM, and h-DMM media.

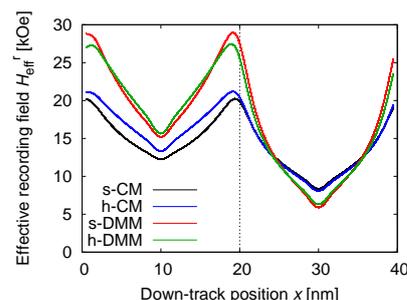


Fig. 3 Effective recording field distributions of s(h)-CM and s(h)-DMM media.