

垂直磁化 MTJ ナノドットのマイクロ波アシスト磁化反転 — 強磁性共鳴との対応 —

首藤 浩文、永澤 鶴美、工藤 究、水島 公一、佐藤 利江
(東芝研究開発センター)

Microwave-Assisted Switching of Perpendicular MTJ Nanodot
- Correlation with Ferromagnetic Resonance -

H. Suto, T. Nagasawa, K. Kudo, K. Mizushima, and R. Sato
(Corporate Research & Development Center, Toshiba Corporation)

はじめに

磁性体にマイクロ波磁界を印加することにより反転磁界を低減させる「マイクロ波アシスト磁化反転」は磁気記録における次世代の書き込み技術として注目されている。[1-3] 本研究では、垂直磁化膜と面内磁化膜の2層の磁性体からなる TMR 膜をドットに加工した素子を用いて、マイクロ波磁界印加下における反転磁界測定、素子の磁化振動に起因する高周波信号測定をおこない、アシスト効果と磁化振動の関連を調べた。マイクロ波磁界の周波数と反転磁界の関係は、熱励起 FMR 信号の外部磁界依存性とほぼ対応し、アシスト効果が FMR 振動の励起によるものであることを明確にした。発表では、ドットのサイズとアシスト効果の関連についても述べる。

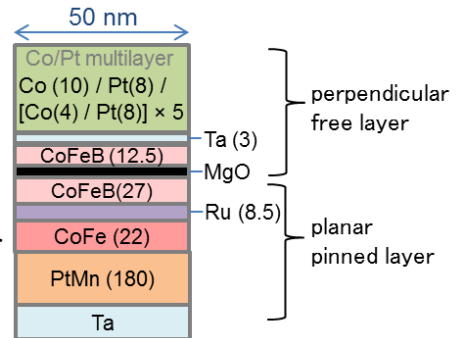


Fig. 1. Schematic configuration of sample. All thicknesses are given in angstroms.

実験方法・結果

サファイア基板上に成膜した、Fig. 1 に示す膜構造をピラー状に加工し、素子を作製した。この素子に電流を印加し測定した、高周波信号の面直磁界 H^z 依存性を Fig. 2(a) に示す。熱によって励起された磁化振動 (TE-FMR) に対応したいくつかの信号が確認された。垂直磁化膜の FMR 周波数は H^z に対しおよそ 2.8 GHz/kOe の傾きで線形に変化することを考慮すると、3つの FMR モード (f_1 , f_2 , f_3) がフリー層起因と考えられる。また、これと異なり、 H^z が変化しても周波数がほぼ一定となる信号はピン層起因であると考えられる (p_1)。 $H^z = 2500$ Oe 付近でスペクトルが大きく変化しているが、これは磁化反転が起きたためである。磁界を $H^z = 1575$ Oe に固定し、マイクロ波磁界 ($h^{rf} = 116$ Oe) を印加しながらスペクトル測定をおこない、 f_1 モードの周波数、およびその2倍の周波数のマイクロ波磁界により、磁化振動が励起されることを確認した。(Fig. 2(b)) 反転磁界のマイクロ波磁界周波数依存性を、TE-FMR 測定結果 (Fig. 2(a) の軸を入れ替えたもの) の上にプロットした。(Fig. 3) アシスト効果は、周波数が高くなるにつれ強くなり、8 GHz で最大となった後、いったんアシスト効果はほぼなくなった。その後、12 GHz をピークとする周波数帯で再びアシスト効果が表れた。8 GHz をピークとするアシスト効果は、 f_1 モードとほぼ対応した。12 GHz をピークとするアシスト効果は、 f_1 モードの2倍の周波数を持つマイクロ波磁界による磁化励起に起因すると考えられる。

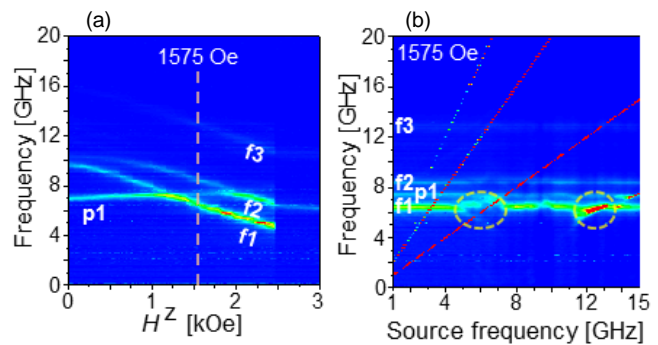


Fig. 2. (a) H^z dependence of TE-FMR spectra obtained by applying current $I = 100$ μ A. (b) FMR spectra under microwave magnetic field.

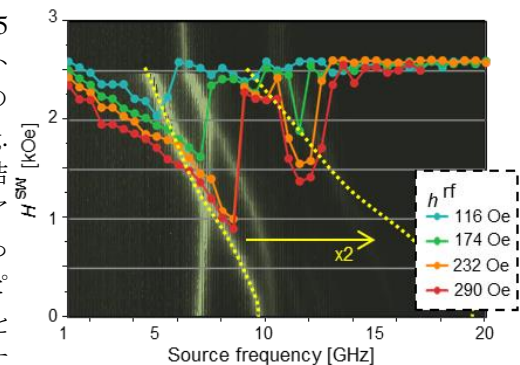


Fig. 3. Frequency dependence of switching field under microwave magnetic field. Corresponding TE-FMR spectra are shown in background. Yellow dotted line shows f_1 mode and its double frequency.

参考文献

- [1] C. Thirion, W. Wernsdorfer, and D. Mailly, *Nature Mater.* **2**, 524 (2003). [2] J.-G. Zhu, X. Zhu, and Y. Tang, *IEEE Trans. Magn.* **44**, 125 (2008). [3] S. Okamoto, N. Kikuchi, M. Furuta, O. Kitakami, and T. Shimatsu, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 237209 (2012).

本研究は(独)科学技術振興機構(JST)の研究成果展開事業「戦略的イノベーション創出推進プログラム(S-イノベ)」の支援によっておこなわれた。

ナノ秒幅インパルス信号を重畳したマイクロ波磁場による マイクロ波アシスト磁化反転実験

岡野元基, 能崎幸雄
(慶大理工)

Experiment on microwave-assisted magnetization reversal using microwave field
combined with ns-wide impulse field

G. Okano and Y. Nozaki
(Keio Univ.)

はじめに

HDDの面記録密度増加に伴い垂直媒体のハード化が進んでいる。その結果1 Tbpsを超える次世代媒体では、エネルギーアシスト記録が必須と考えられている。MAMR(マイクロ波アシスト磁化反転)はマイクロ波磁場を媒体に印加し歳差運動を誘引することにより、小さな外部磁場での磁化反転を可能にするエネルギーアシスト方式である。これまでの研究では、マイクロ波の周波数や強度に対する磁化スイッチング特性の変化が主に調べられてきた。一方、高強度マイクロ波磁場による強励起がどのように磁化反転に至るののかに関するダイナミクスを研究した例はほとんどない。そこで、本実験では従来のMAMR研究で用いられたマイクロ波磁場と同時に、ns幅のインパルス信号を印加しながら磁化反転磁場の変化を測定する事によりMAMRの磁化ダイナミクスを調べた。

実験方法

Si基板上に、超高真空蒸着器を用いて膜厚50 nmの $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (Py)薄膜を成膜した。次に、レーザー描画装置と Ar^+ ミリングを用いて幅2 μm 、長さ100 μm の細線形状に微細加工し、 SiO_2 絶縁膜(100 nm)をスパッタ成膜した後、Ti(5 nm)/Au(120 nm)からなるコプレーナ線路(幅6 μm)を作製した。細線長軸方向から $\theta=0^\circ \sim 45^\circ$ の方向に外部磁場を印加し、マイクロ波インパルスを加えながら任意の磁場でコプレーナ線路のマイクロ波反射係数(S_{11})の周波数依存性を測定した。Py細線の磁化が反転するとそのFMR周波数が不連続に増加することを利用して、マイクロ波インパルスの印加条件などを変化させながらPy細線の磁化反転磁場がどのように変化するかを詳しく調べた。

実験結果

Fig.1は、 $\theta=30^\circ$ で測定したPy薄膜のFMR周波数の外部磁場依存性である。 -77.7 OeでFMR周波数が不連続に増加しており磁化反転していることがわかる。反転磁場の磁場印加角依存性より、直流磁場では磁壁移動による磁化反転が支配的なことがわかった。次に、マイクロ波インパルス(15 dBm, 1 μs 幅)を加えながら同様な測定を行った。その結果、 $\theta=0, 10^\circ$ ではマイクロ波インパルスの印加による反転磁場の減少は見られなかったが、 $\theta=30^\circ$ では、4 GHzで極小値を示すMAMR効果が見られた(Fig.2)。これは、 θ の増加に伴い、磁壁移動による反転が抑制された結果、細線の磁化回転に対するマイクロ波アシスト効果が顕在化することを示している。当日は、MAMR効果が現れる θ において、ナノ秒インパルス信号を重畳したマイクロ波磁場による反転磁場の変化についても報告する。

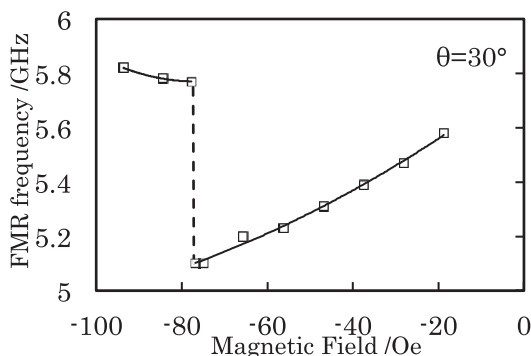


Fig.1 Magnetic field dependence of FMR frequency of NiFe wire

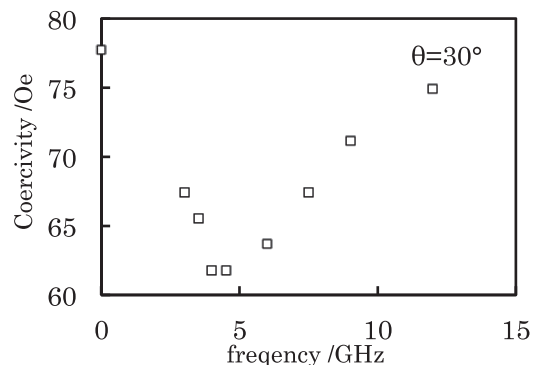


Fig.2 Switching field of NiFe wire as a function of rf field frequency

マイクロ波アシスト記録における発振磁界の振幅増大方法の検討

古賀理樹, 赤城文子, 吉田和悦
(工学院大)

Method for Increasing AC-Field Amplitude in MAMR

R. Koga, F. Akagi, and K. Yoshida
(Kogakuin Univ.)

1 はじめに

現在, 磁気記録装置の高記録密度化を阻む原因として, 記録媒体の熱揺らぎ, 雑音, 記録ヘッドの磁界強度限界のトリレンマがある. このうち磁界強度限界の問題を解決しトリレンマを解決する方法をとって, 磁界発生層 (FGL) 及びスピントルク注入層からなるスピントルク発振素子 (STO) の高周波発振磁界による磁気共鳴を用いたマイクロ波アシスト磁気記録 (MAMR) 方式が提案されている¹⁾. この方式では STO から記録媒体へ強い発振磁界を与えることが必要である. 本研究では, ヘッド, 媒体及び STO の相互作用を考慮したシミュレータを用いて, 発振磁界強度の増大方法について検討した.

2 計算モデルと計算条件

記録ヘッドはトレーリングシールドを有する単磁極ヘッドとした. 記録媒体は記録層上部が軟磁性体, 下部が硬磁性体で構成されている ECC (Exchange Coupled Composite) 媒体とした. STO の計算は FGL のみとしてヘッドのトレーリング側に配置した. 磁化挙動の計算には (1) 式で示すスピントルク項を加えた Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程式を用いた²⁾.

$$(1 + \alpha^2) \frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times (\mathbf{H}_{eff} - \alpha \mathbf{H}_{st}) - \frac{\gamma}{M_s} \mathbf{M} \times \left\{ \mathbf{M} \times (\alpha \mathbf{H}_{eff} + \mathbf{H}_{st}) \right\} \quad (1)$$

\mathbf{M} は磁化ベクトル, γ はジャイロ磁気定数, α はダンピング定数, M_s は飽和磁化, \mathbf{H}_{eff} は実効磁界ベクトルとする. \mathbf{H}_{st} は, STO へ電流を流すことでスピントルク注入層から FGL に注入される偏極スピンの磁界 (スピントルク磁界) であり, (2) 式によって求めた.

$$\mathbf{H}_{st} = a_j \mathbf{M}_p = \frac{\hbar \eta J}{2e M_s F d} \mathbf{M}_p \quad (2)$$

M_{sF} は FGL の飽和磁化, \hbar はプランク定数を 2π で割った値, J は注入電流密度, e は電気素量, η はスピン分極率, d は FGL の膜厚, \mathbf{M}_p は \mathbf{H}_{st} の方向ベクトルである. FGL のパラメータとして M_{sF} は 2.0 T, 交換定数 A は 2.0×10^{-11} J/m, 時間刻み幅 ΔT は 2.0×10^{-14} s, ダンピング定数 α_F は 0.05 とした. 発振磁界の振幅を増大する目的で, FGL のダウントラック方向の膜厚 t_m を 10 nm 及び 20 nm の場合について発振磁界の検討を行った. 発振磁界の観測面は FGL 直下 9 nm (記録層中心) に設け, アシスト記録に有効なクロストラック方向の平均磁界 $\langle H_y \rangle$ を評価した.

3 計算結果

Fig.1 に発振磁界の膜厚依存性を示す. Fig.1(a) が膜厚 10 nm 時の発振である. FGL のパラメータは異方性定数 K_u は 5.0×10^5 J/m³, ヘッドへの励磁電流 I は 0.12 A, H_{st} は 40 kA/m とした. このとき $\langle H_y \rangle$ は 40 kA/m となった. 膜厚 10 nm 時の磁気特性を用いて 20 nm に増大したときの発振が Fig.1(b) である. 図より, 単に膜厚を増加させるだけでは十分な発振が得られないことから膜厚を変化させた場合の FGL の磁気特性を検討した. その結果, 膜厚 20 nm では K_u を 5.0×10^3 J/m³, I を 0.18 A, H_{st} を 80 kA/m としたところ Fig.1(c) の発振が得られた. このとき $\langle H_y \rangle$ は 80 kA/m となり膜厚を 2 倍にすることで発振磁界も 2 倍となった. 即ち, 発振磁界の振幅を増大させるためには膜厚増加するとともに低 K_u にすることが必要である.

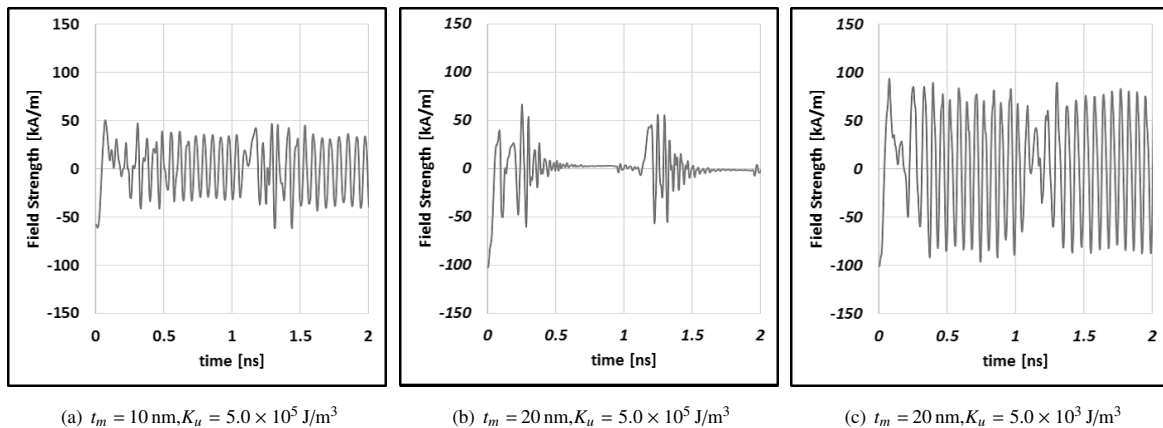


Fig. 1 FGL Thickness Dependence of AC-Field

References

- 1) Y. Tang, and J.G. Zhu, "Narrow Track Confinement by AC Field Generation Layer in Microwave-Assisted Magnetic Recording" IEEE Trans. Magn. Vol.44, no. 11, pp.3376-3379, 2008.
- 2) S. Asaka, T. Hashimoto, K. Yoshida, Y. Kanai, "Effect of Magnetostatic Interactions between the Spin-Torque Oscillator and the SPT Writer on the Oscillation Characteristics of the Spin-Torque Oscillator," IEICE TRANS. ELECTRON., vol. E96-C no. 12, pp.1484-1489, 2013.

積層磁性ドットにおけるマイクロ波アシスト磁化反転

古田 正樹, 岡本 聡, 菊池 伸明, 北上 修, 島津 武仁 (東北大学)

Microwave assisted magnetization switching of layered magnetic nanodot

Masaki Furuta, Satoshi Okamoto, Nobuaki Kikuchi, Osamu Kitakami, and Takehito Shimatsu
(Tohoku University)

はじめに

マイクロ波アシスト磁化反転 (MAS: Microwave Assisted magnetization Switching) は次世代超高密度磁気記録技術の有力候補として注目を集めている。我々の研究グループは、垂直磁化ナノドットを用いた MAS 実験をこれまでに報告しており⁽¹⁾⁻⁽³⁾, MAS 効果はナノドットのサイズに強く依存することを明らかにしている⁽³⁾。ドット径が 50 nm の場合, MAS 効果はマクロスピンの予測と定量的に一致したものの⁽²⁾, ドット径が 100 nm 以上ではマクロスピンモデルの予測を著しく上回る MAS 効果が発現した。LLG シミュレーションの結果, ドット径が 100 nm 以上では, ドット内で高次の同心円状スピン波が励起されており, この非一様な歳差運動モードが大きな MAS 効果に寄与していることが分かった⁽³⁾。一方, 上述の結果は, 磁性体サイズが小さくなると, 交換エネルギーの増大によって高次モードのスピン波励起が困難となり, 大きな MAS 効果が期待できないことを意味している。実用上の観点から, 磁性体中において歳差運動モードの制御し, 大きな MAS 効果の発現手法の開発が重要な課題といえる。本研究では, 微小サイズの磁性体における非一様な歳差運動の誘起手法として, 磁気特性の異なる複数の磁性層を交換結合させた積層磁性ドットに着目し, 積層ドット内に誘起される歳差運動モードと MAS 挙動を LLG シミュレーションにより検討する。

解析モデルと結果

LLG シミュレータには Mumax3 を用い, Fig.1 に示す積層ドットモデルを用いて計算を行なった。モデルの直径は 50 nm であり, 5 nm 厚の磁性層を 2 層積層した構造となっている。セルサイズは $1 \times 1 \text{ nm}^3$ とした。各層の異方性磁界は $H_{k1} = 9 \text{ kOe}$, $H_{k2} = 10 \text{ kOe}$ であり, 飽和磁化 M_s , ダンピング定数 α , 交換定数 A は各層共に 1000 emu/cc , 0.05 , $1 \times 10^6 \text{ erg/cm}$ とした。外部磁場は z 軸方向に直流磁場 H_{dc} , x 軸方向に 500 Oe の交流磁場 h_{rf} を印加した。Fig.2 に層間の交換定数 J_{ex} を 1 erg/cm^2 , 交流磁場周波数 $f_{rf} = 14 \text{ GHz}$, $H_{dc} = 6 \text{ kOe}$ とした場合の, 磁化反転直前の磁化分布を示す。図中のコントラストは磁化の z 成分に対応している。Fig. 2(a) より, 積層ドットにおいてもドット面内方向に同心円状の歳差運動モードが励起されていることが確認できる。また, Fig. 2(b) より, ドット断面方向において各層ごとに磁化分布に差が生じており, 膜厚方向にも非一様な歳差運動を励起できていることが確認でき, 従来の単層ドットとは異なる歳差運動モードが励起されていることが分かった。今後は, 積層ドットの MAS 効果を詳細に評価すると共に, サイズ依存性や界面の交換定数依存性なども検討する予定である。

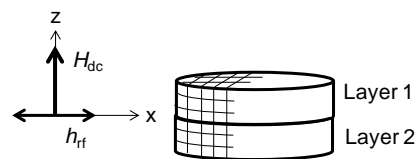


Fig.1 Schematic illustration of simulation mode.1

謝辞 本研究の一部は, 文科省「ナノマクロ物質・デバイス・システム創製アライアンス」, 科学技術振興機構(JST)「戦略的イノベーション創出推進プログラム(S-イノベ)」, 科研費ならびに情報ストレージ推進機構 (SRC)の援助の下行われた。

参考文献

- 1) M. Furuta *et al.*, *J. Appl. Phys.* **115**, 133914 (2014).
- 2) M. Furuta *et al.*, *Appl. Phys. Express* **5**, 053006 (2013).
- 3) S. Okamoto *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 237209 (2012).

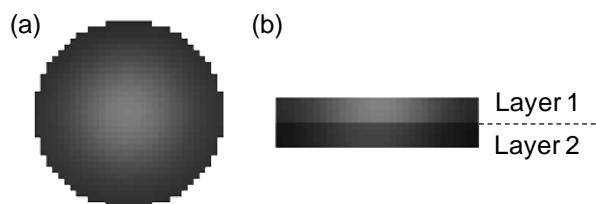


Fig.2 Snapshots of 2D magnetization images of the dot just before the switching.

超短パルスレーザーによる局所プラズモン効果を用いた 熱アシスト磁気記録

眞野敬史, 吉川大貴, 芦澤好人, 塚本新, 佐々木有三*, 斉藤伸*, 高橋研*, 大貫進一郎, 中川活二
(日本大学, *東北大学)

Thermally Assisted Magnetic Recording using Plasmon Antenna with Ultra Short Laser Pulse

H. Mano, H. Yoshikawa, Y. Ashizawa, A. Tsukamoto, Y. Sasaki*,

S. Saito*, M. Takahashi*, S. Ohnuki, and K. Nakagawa

(Nihon University, *Tohoku University)

はじめに

近年、磁気記録の高密度化の手法として、近接場光を利用した熱アシスト磁気記録に注目が集まっている。これまで我々は、記録媒体上に棒状のプラズモンアンテナを直接積層した構造を用いて、超短パルスレーザーでの記録実験による $166 \text{ nm} \times 122 \text{ nm}$ の反転磁区の形成を報告している (Fig. 1)¹⁾。しかし、アンテナ周りにも反転磁区が存在し、近接場記録の確たる実証はできておらず、さらに数 Tbit/inch² の高密度磁気記録を実現するためには、さらに微小な磁化反転磁区の形成が必要である。そこで本稿では従来のアンテナよりも記録媒体への加熱効率が高い四角形型アンテナを用いた近接場光記録によって局所記録磁区が生成できた事を示す。

実験方法

記録媒体上に積層するアンテナの熱伝導解析により、以前の棒状アンテナではアンテナが無い領域に比べて 1.92 倍、四角形アンテナでは 4.96 倍とアンテナがあると媒体の加熱効率が向上する事を報告している²⁾。今回の実験では四角形アンテナを用いて表面プラズモンを効率よく生成することで、従来よりも低レーザーパワーで記録し、アンテナの無い部分で記録が起らない条件下での記録を行った。試料は Si 基板上に磁性層として Co₅₅Pt₃₀Cr₁₅ グラニューラ膜、さらに SiN 誘電体層を積層し、電子線リソグラフィを用いたリフトオフ法で金のアンテナを作製した。リソグラフィプロセスの最適化をすることで、作製した四角形アンテナにおいて以前の棒状アンテナよりも、先端曲率半径を約 50 nm から 25 nm へと改善した (Fig. 2)。これによりアンテナ先端部での光増強効果がより向上される事を期待した。

フェムト秒パルスレーザーによる熱アシスト磁気記録

作製した四角形アンテナを用いてフェムト秒パルスのレーザーによる熱アシスト磁気記録を行った。飽和磁界 H_s 以上である 15 kOe の磁界を試料に印加し磁化を一方向に飽和し、次にその方向と逆方向に本試料における室温での反転核生成磁界 H_n 以下である 300 Oe の磁界を印加した状態で記録媒体にレーザーを照射した。レーザーの条件はパワー 0.77 mW、パルス幅 90 fs、繰り返し周波数 1 kHz とした。その後、アンテナ周囲の磁区構造を磁気力顕微鏡によって観察した。磁気像を Fig. 3 に示す。ここでレーザーの電界振動方向は両矢印で示している。Fig. 3 左上の四角形が作製したアンテナであり、その先端部のみに局所化された反転磁区を得た。これにより最小 $62 \text{ nm} \times 67 \text{ nm}$ の微小磁気記録を達成した。

謝辞 本研究の一部は科学研究費補助金基盤研究(C)No.23560413, 平成 25~29 年度文部科学省私立大学戦略的研究基盤形成支援事業 (S1311020), 情報ストレージ研究推進機構, 及び日本大学 N 研究プロジェクトの助成を受けて行った。

参考文献

- 1) A. Tajiri, K. Tamura, S. Toriumi, Y. Ashizawa, K. Nakagawa, A. Tsukamoto, A. Itoh, Y. Sasaki, S. Saito, M. Takahashi and S. Ohnuki, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **37**, 119-122 (2013).
- 2) 林慶彦, 田村京介, 眞野敬史, 芦澤好人, 大貫進一郎, 中川活二, 日本磁気学会学術講演概要集, Vol.37, P18, (2013).

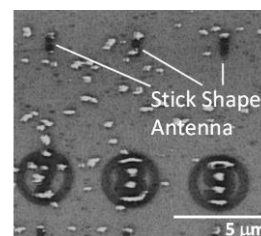
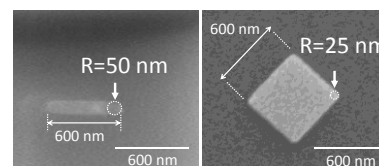


Fig. 1 MFM micrograph after thermal recording around stick shape antennas.¹⁾



(a) Stick Antenna (b) Square Antenna

Fig. 2 SEM images of fabricated plasmon antennas. (a) stick type and (b) square type.

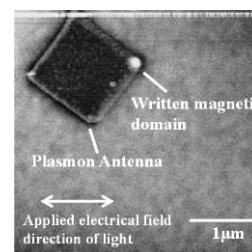


Fig. 3 MFM micrograph after thermal recording around a square plasmon antenna.

金属薄膜端部における表面プラズモンの伝搬解析 およびプラズモニック導波路への応用

林慶彦, 田村京介, 芦澤好人, 大貫進一郎, 中川活二
(日本大学)

Electromagnetic analysis of surface plasmon propagation along an edge of a metallic thin film
and application to a plasmonic waveguide for thermally assisted magnetic recording
Yoshihiko Hayashi, Kyosuke Tamura, Yoshito Ashizawa, Shinichiro Ohnuki, and Katsuji Nakagawa
(Nihon University)

はじめに

磁気記録において数 Tbit/inch² の高記録密度を実現する手法として、近接場光を用いた熱アシスト磁気記録が注目されている。我々は、伝搬型表面プラズモンを利用するプラズモニック導波路により、磁性媒体上 10 nm×10 nm の領域に光を局所化できることを報告している¹⁾。しかし、記録媒体を記録温度まで加熱すると、エネルギー伝送の効率が十分でないため、むしろプラズモニック導波路先端に設置した近接場光アンテナが高温になる問題が発生する。そこで本報告では、プラズモニック導波路から記録媒体に効率的にエネルギーを伝送可能なプラズモニック導波路の金属薄膜形状を検討した。

シミュレーションモデル

電磁界解析には時間領域差分(Finite-Difference Time-Domain: FDTD)法を用いた。プラズモニック導波路付き磁気ヘッドを Fig. 1 に示す。Fig. 1 の右図に示した金属薄膜 (Au) の面内形状を検討した。シミュレーションモデルを Fig. 2 に示す。誘電体クラッド (Al₂O₃) 中に誘電体コア (Ta₂O₅) を配置し、誘電体コアに沿ってギャップ 190 nm をあけて厚さ 100 nm の金属薄膜を配置している。真空波長 780 nm、電界の振幅 1 V/m の *p* 偏光の光をクラッドとコアの境界で入射角 60° で全反射させた。金属薄膜の面内の寸法 (3,000 nm×2,000 nm) は金属薄膜先端角度 ϕ によらず常に一定とした。Fig. 1 に示すプラズモニック導波路の面内形状に注目し、金属薄膜 (Au) の先端角度 ϕ に対する先端部の表面プラズモンの収束度合いを電界強度 2 乗値で評価した。

局所化した近接場光強度の金属薄膜先端角度依存性

先端角度 ϕ を変化した際の金属薄膜先端部における表面プラズモン強度 (コア側表面) を Fig. 3 に示す。先端角度 ϕ が 60° から 20° では、 ϕ の減少と共に電界強度 2 乗値は増大していき、20° 以下では急激に電界強度 2 乗値が減少した。

先端角度 ϕ が減少すると先端へ誘導される表面プラズモンが増大するが、表面プラズモンを励起する面積が減少する。この 2 つの効果の兼ね合いにより金属薄膜先端において最適な表面プラズモン励起条件が存在する。

Fig. 1 の右図に示した金属薄膜形状では媒体を記録温度まで加熱した際に、金属薄膜先端部が約 2200°C まで温度上昇するが、プラズモニック導波路の金属薄膜先端角度を 20° とすることで、金属薄膜先端部の温度上昇を約 400°C にまで低減することができた。

謝辞 本研究の一部は、科研費基盤研究(C) No. 23560413, 平成 25~29 年度文部科学省私立大学戦略的研究基盤形成支援事業 (S1311020), および情報ストレージ研究推進機構の助成を受けて行われた。

参考文献 1) Kyosuke Tamura, Yoshito Ashizawa, Shinichiro Ohnuki, and Katsuji Nakagawa, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **38**, 131-134 (2014).

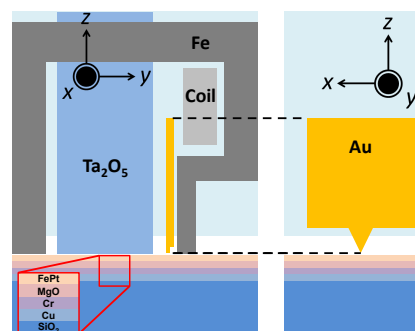


Fig. 1 A model of magnetic head with a plasmonic waveguide.

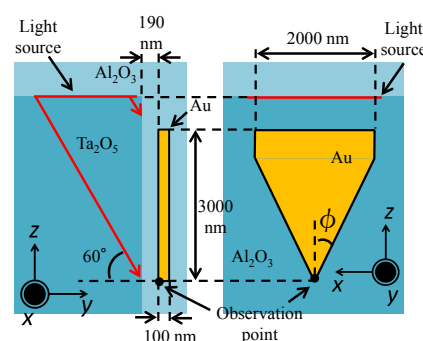


Fig. 2 Simulation model of a plasmonic waveguide to analyze confinement effect at the tip of metal as a function of tip angle ϕ .

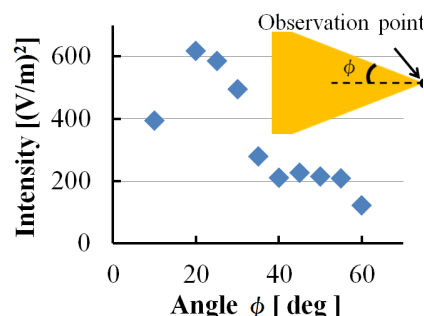


Fig. 3 Intensity depending on angle ϕ at the tip of the metal.

GdFeCo 二層膜における超短パルス光照射 極短時間加熱・熱拡散過程の誘電体中間層厚依存性

佐藤哲也, 吉川大貴, 塚本新*, 伊藤彰義*

(日本大学大学院理工学研究科, *日本大学理工学部)

Dielectric Interlayer Thickness Dependence of Ultrashort Laser-induced
Ultrafast Thermalization and Thermal Diffusion Process in GdFeCo Double-layered Films

Tetsuya Sato, Hiroki Yoshikawa, Arata Tsukamoto*, Akiyoshi Itoh*

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

はじめに

磁性多層膜における磁化ダイナミクスの理解及び制御法の確立は、磁気記録、スピントロニクス両分野において重要な要求である。我々は、超短パルス光照射による GdFeCo 薄膜の~ps 領域での減磁が主に電子温度上昇に対応すること¹⁾、誘電体中間層を有する GdFeCo 二層構造試料の各磁性層における減磁量が光吸収差によって異なり、その後の層間の格子温度平衡化には時間を要すること²⁾を報告している。本報告では、超短パルス光による極短時間加熱を積極的に利用するための媒体熱設計指針を実験的に明らかとするため、多層膜内各層の減磁及びその後の歳差運動を伴う熱拡散過程について、誘電体中間層厚依存性の検討を行った。

実験方法・結果

測定試料はマグネトロンスパッタ法にて作製した SiN (60 nm) / A 層: Gd₂₇Fe_{63.9}Co_{9.1} (10 nm) / SiN (x nm) / B 層: Gd₂₂Fe_{68.2}Co_{9.8} (10 nm) / SiN (5 nm) / glass sub.を用いた。中心波長 800 nm, パルス幅 90 fs (半値全幅) のレーザーを光源としたポンプ・プローブ法により、膜面法線から 65° 傾けた外部磁界 H_{ext} を印加し、磁化応答を室温にて測定した。なお、各層の正味飽和磁化が平行・反平行の条件で測定した Faraday 回転角 $\Delta\theta_F$ を加減算し、各層の応答に分離できる²⁾。ポンプ光エネルギー密度 $F_p = 0.39 \text{ mJ/cm}^2$, $H_{\text{ext}} = 54 \text{ mT}$ で測定した $x = 5 \text{ nm}$ 試料内各層の応答を Fig. 1 に示す。 Δt はポンプ光照射からの遅延時間, $\Delta\theta_F / \theta_F$ はヒステリシスループにおける各層の変化量 θ_F で規格化したものである。磁化の応答は、主に電子温度上昇に対応する~ps 領域の減磁過程と、電子・格子系平衡化後数 100 ps にわたり歳差運動を伴う熱拡散過程の、2つの時間領域に区分でき、 $x = 3, 5, 10 \text{ nm}$ の各試料における減磁量は、A 層が B 層の 1.3 倍, 1.4 倍, 1.7 倍程度であった。A 層では歳差運動に相当する減衰振動を確認できないが、磁化補償状態に近く振幅が小さいためであると考えられる。一方、B 層では周波数 $f \sim 6.9 \text{ GHz}$, 実効 Gilbert ダンピング定数 $\alpha_{\text{eff}} \sim 0.075$ である事を確認できる。歳差運動を示す時間域での多層膜中の温度評価のため、B 層の $H_{\text{ext}} = 54 \text{ mT}$ における f の x 依存性を測定した結果を Fig. 2 に示す。試料内実効磁界は低印加磁場域では実効的異方性磁界が主となるため、 f の変化は主に B 層の温度状態に対応すると考えられる。上記観点から、同一 F_p での f の x 依存性は 15 % 程度であり、初期減磁量の x 依存性に比べ小さい。これらは、 x により電子・格子系平衡化後の温度への影響を抑えつつ、二層間の電子温度上昇比を大きく変化可能なことを示す。

謝辞

本研究の一部は、文部科学省私立大学戦略的基盤形成支援事業 (S1311020) の助成により行った。

参考文献

- 1) T. Sato, S. Toriumi, R. Shimizu, A. Tsukamoto, and A. Itoh: *J. Magn. Soc. Jpn.* **36**, 82 (2012).
- 2) T. Sato, R. Shimizu, A. Tsukamoto, and A. Itoh: *J. Magn. Soc. Jpn.* **38**, 115 (2014).

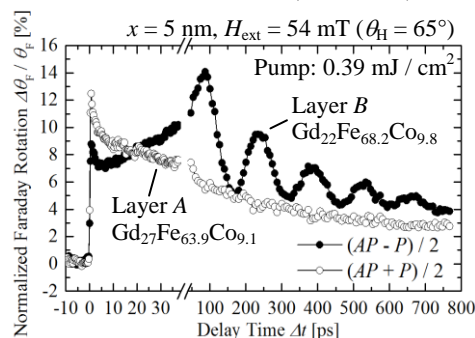


Fig. 1 The time evolution of normalized Faraday rotation $\Delta\theta_F / \theta_F$ in each magnetic layer of GdFeCo double-layered film with 5 nm-thick SiN interlayer.

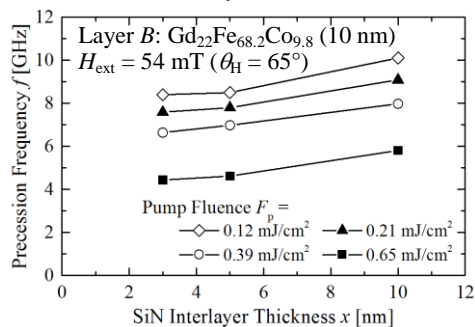


Fig. 2 SiN interlayer thickness dependence of precession frequency in Gd₂₂Fe_{68.2}Co_{9.8} layer of GdFeCo double-layered films.

全光型磁化反転応答特性の試料多層構造依存性

吉川大貴, 佐藤哲也, 塚本新*, 伊藤彰義*

(日本大学大学院理工学研究科, *日本大学理工学部)

All-optical magnetization switching property depends on multi layered structure

Hiroki Yoshikawa, Tetsuya Sato, Arata Tsukamoto*, Akiyoshi Itoh*

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

はじめに

数十フェムト秒程度の極短時間パルス光をフェリ磁性薄膜に照射することで全光型磁化反転現象 (All-Optical magnetization Switching: AOS) 及び熱磁気的多磁区形成現象 (Thermo-Magnetically created Multi domain area: TMM) を誘起することができる。AOSはTMMとは原理が異なり、各副格子毎のスピンダイナミクスの差異に起源を有し、外部磁場を要せず偏光に一意に対応した磁区を形成する現象¹⁾や、単一パルス光を照射した場合、照射範囲の磁化が多磁区構造であっても初期構造に対し反転した磁区が形成する現象²⁾がある。AOSの反転可否は主としてフェリ磁性体に吸収される照射エネルギー密度 W_R に強く依存し、ほぼ被照射薄膜の正味の磁化に依存しない³⁾。同様にTMM領域も照射光強度に依存して拡大し、AOSよりも高エネルギー密度領域で形成される。本項では照射光エネルギーの吸収・拡散構造が大きく異なる層構造に超短パルス光を照射することで、超短時間の電子・格子系熱応答特性の違いを利用してAOS・TMM反転応答特性制御を試みた。

実験方法

GdFeCo 薄膜に中心波長 800nm パルス幅 90fs(半値全幅)のレーザー光照射により室温にて磁化反転を誘起し、形成磁区を偏光顕微鏡を用い、磁気光学像にて観察する。試料に Magnetron Sputtering 方式により作製した SiN (60 nm) / Gd₂₂Fe_{68.2}Co_{9.8} (n nm) / SiN (m nm) / AlTi (l nm) / glass sub. ($\{n, m, l\} = \{20, 5, 10\}, \{20, 0, 10\}, \{20, 5, 0\}$) を使用した。

実験結果

Fig.1 に上記超短単一パルス光を各媒体(横軸)に照射し形成される磁区サイズ(円面積)を各照射光エネルギー毎(縦軸)に示す。形成磁区は Fig. 1 中磁気光学像の様になり、AOS 領域及び TMM 領域の二領域が存在する。AOS・TMM 形成磁区サイズは共に照射エネルギーに一意に対応するが、各層構造での AOS・TMM 磁区形成可否エネルギー閾値差は大きく異なる。照射エネルギーの吸収・散逸が大きく異なる層構造を有する試料に超短パルス光磁化反転を誘起することで、AOS・TMM の反転閾値等応答特性に異なる層構造依存性を見出した。これらは AOS・TMM が電子・格子温度の到達温度及び到達時定数に強く依存することを示唆する。

謝辞

本研究の一部は文部科学省私立大学戦略的基盤形成支援事業(S1311020)の助成を受けて行ったものである。

参考文献

- 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) T. A. Ostler, J. Barker, R. F. L. Evans, R. W. Chantrell, U. Atxitia, O. Chubykalo-Feseko, S. El. Moussaoui, L. Le Guyader, E. Mengotti, L. J. Heyderman, F. Nolting, A. Tsukamoto, A. Itoh, D. Afanasiev, B.A. Ivanov, A.M.Kalashnikova, K. Vahaplar, A. Kirilyuk, Th. Rasing and A. V. Kimel: *Nature Comm.* **1666**, 3:666 (2012).
- 3) H. Yoshikawa, S. Kogure, T. Sato, A. Tsukamoto, and A. Itoh: *J. Magn. Soc. Jpn.* **38**, 139 (2014).

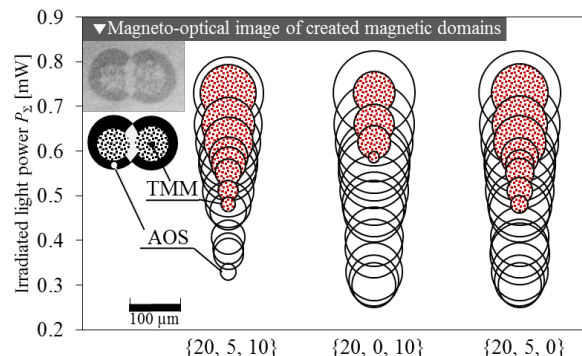


Fig. 1 The layer dependence of created domain sizes by AOS and TMM in the films of SiN (60 nm) / Gd₂₂Fe_{68.2}Co_{9.8} (n nm) / SiN (m nm) / AlTi (l nm) / glass sub. ($\{n, m, l\} = \{20, 5, 10\}, \{20, 0, 10\}, \{20, 5, 0\}$). Inset: Magneto-optical image of created magnetic domains.

BPM を用いた熱アシスト磁気記録において ビットエラーレートに及ぼすヘッド磁界の立上り時間の影響

田村尚也, 赤城文子
(工学院大学)

Effect of Rise-Time of Head Field on Bit Error Rate for Heat Assisted Magnetic Recording with BPM

N. Tamura, and F. Akagi
(Kogakuin Univ.)

はじめに

現在, 磁気ディスク装置 (Hard Disk Drive:HDD) では, 媒体雑音, 熱揺らぎ, ヘッド磁界強度不足といったトリレンマがある. そこで, この問題を解決するために熱アシスト磁気記録方式 (Heat Assisted Magnetic Recording:HAMR) が提案され, 研究されている¹⁾. これは, 媒体の微小な記録領域を記録の瞬間だけ暖めて, 異方性磁界 H_k を下げることによりヘッド磁界が低くても記録を可能にするという方式である. また, 高密度記録を達成するためにビットパターン媒体 (Bit Patterned Media:BPM) が HAMR と組み合わせられて研究されている²⁾. BPM 媒体は1粒子に1ビットを記録しているのでヘッド磁界と熱分布を制御できないと隣の粒子に影響を及ぼしビットエラーを引き起こしてしまう. 即ち, クオドリレンマによるビットエラーレートが問題となる. 従って, 本研究ではヘッド磁界の立上り時間がビットエラーレートに及ぼす影響について検討を行った.

計算モデルと計算条件

媒体の記録磁化パターンは Landau-Lifshitz-Gilbert 方程式 (LLG 方程式) を解いて求めた. 飽和磁化と異方性定数の温度特性は Brillouin function を用いて求めた. 記録時の熱分布は最大上昇温度 250 K ($T_c = 600$ K) のガウス分布を仮定した. 本研究で用いた媒体の H_k は 2914 kA/m とした. ヘッド磁界強度は 880 kA/m であり H_k よりも低い熱アシストすることにより記録可能になる. 媒体は, ドット径が 12.8 nm, ドット間の隙間が 6.4 nm の BPM を用いた. ヘッド磁界の立上り時間を 0.3~1.6 nsec に変化させて検討を行った. ヘッド媒体間の周速は 10 m/sec とした.

計算結果

fig. 1 にヘッド磁界の立上り時間をパラメータとしたビットエラーレートのヘッド磁界依存性を示す. ここで, ビットエラーレートの定義は, 記録したビット数 128 個に対してエラーしたビット数の割合とした. 図よりヘッドの立上り時間が長くなるとグラフは右にシフトする. これは, 立ち上がり時間が長くなると記録に必要なヘッド磁界強度が増加するためである. また, ヘッドの立上り時間が長くなるとビットエラーレートが0になるヘッド磁界強度の範囲が狭くなる.

謝辞 本研究で用いたヘッド磁界は, 秋田県産業技術センターの山川氏から提供して頂いたものであり, ここに感謝いたします.

参考文献

- 1) 赤城文子・廣常朱美・根本広明・松本拓也・大倉康孝・向尾将樹・牛山純子・宮本治一, “面記録密度 $1\text{Tb}/\text{in}^2$ - $2.5\text{Tb}/\text{in}^2$ を達成するための熱アシスト磁気記録計算シミュレーション”, EICE Technical Report MR2012-17 (2010-7)
- 2) J.Ushiyama, F.akagi, A.Ando, and H.Miyamoto, “8Tbit/inch²-class Bit patterned Media for Thermally Assisted Magnetic Recording”, IEEE Trans., on Magn., 49 7 3612-3615 (2013)

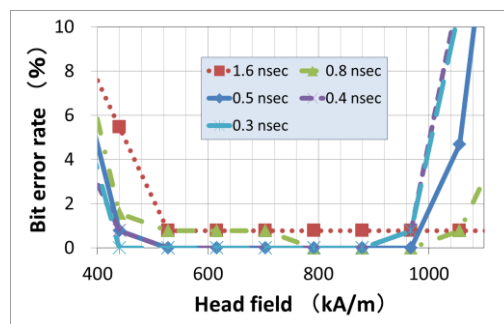


Fig. 1 Head field dependence of bit error rate with different rise-times of head field intensity.

急速加熱処理による L1₀ 規則化鉄白金ナノ粒子薄膜の形成

相川健一郎¹, 藤平誉樹¹, 蜂巢琢磨², 杉山敦史², 逢坂哲彌^{1,2}, 茂智雄³, 山根明³, 坂脇彰³
 (¹ 早大院先進理工, ² 早大ナノ理工学研究機構, ³ 昭和電工株式会社)

Formation of L1₀-FePt Nanoparticles Film by Rapid Thermal Annealing

Kenichiro Aikawa¹, Yoshiki Fujihira¹, Takuma Hachisu², Atsushi Sugiyama², Tetsuya Osaka^{1,2}, Tmoo Shige³, Akira Yamane³, and Akira Sakawaki³

(¹ Graduate School of Advanced Science and Engineering, ² Institute for Nanoscience and Nanotechnology, Waseda Univ, ³ Showa Denko K.K.)

はじめに

膨大な情報量を長期保管可能なハードディスクドライブ (HDD) は市販レベルで面記録密度が 744 Gbit/in² に到達している. しかしながら情報化社会の発展は更なる HDD の高容量化を要請し, テラビット級の記録密度を達成するためには記録層材料, 膜構成の改善が必須となっている. 我々は予め化学合成した数ナノメートル径の鉄白金 (FePt) ナノ粒子を用いたビットパターンメディアの開発を目的に, 粒子均一配列の成膜プロセスの改善に取り組んでいる. しかしながら, FePt の L1₀ 規則化相転移を目的とした高温アニール過程時の焼結によるナノ粒子配列の不均一化が課題となっている. ここでは, 急速加熱 (rapid thermal anneal: RTA) 条件の選定により焼結低減を図り, 加えて, 非磁性材料を保護膜として成膜し, 基板上で物理的に孤立した L1₀-FePt ナノ粒子薄膜の形成プロセスについて検討した結果を報告する.

実験・評価方法

金属前駆体として鉄ペンタカルボニル (Fe(CO)₅), 白金アセチルアセトナート (Pt(acac)₂), 分散剤としてオレイン酸とオレイルアミンを用いて A1 構造 FePt (A1-FePt) ナノ粒子を合成し, 遠心精製後に平均粒径 4.6 ± 1.2 nm の良好に分散した粒子をトルエン中に回収した. FePt ナノ粒子分散トルエン溶液を Si 基板上に塗布した A1-FePt ナノ粒子薄膜サンプルを赤外線ランプによる急速加熱が可能な卓上型急速加熱処理装置 (RTA 装置) を用いて熱処理を行った. RTA 条件は, 昇温速度に 156 °C/min もしくは 1560 °C/min を選定し, 800 °C に到達後 0h もしくは 1h 保持した. 冷却はランプへの通電を停止することで行った. RTA 処理前後の FePt ナノ粒子薄膜の物性評価には, 電界放出走査型電子顕微鏡 (FE-SEM), X 線回折装置 (XRD), 透過型電子顕微鏡 (TEM), 磁気光学 Kerr 効果測定, 超電導量子干渉計 (SQUID) を用いた.

結果

昇温速度 1560 °C/min で 800 °C に到達後, 0h 保持の条件により RTA 処理した FePt ナノ粒子薄膜サンプルについて, FE-SEM 観察像より求めた粒径は 4~5 nm であり, 粒子同士の焼結は確認されなかった. 同サンプルの RTA 処理前後の XRD パターンを Fig.1 に示す. Fig.1(b)より, RTA 処理後の A1-FePt ナノ粒子は L1₀ 規則相へ相転移し, また XRD パターンの半値幅より導出した結晶子サイズは 3.6 nm であった. この値からも RTA 条件を選定することにより, L1₀ 規則相転移時の粒子の焼結低減が確認され, 物理的に分断した L1₀-FePt ナノ粒子群からなる薄膜の形成が示唆された. 一方で, 同サンプルを Kerr 効果測定した結果, 熱揺らぎによる超常磁性的振る舞いを示したため, FePt ナノ粒子内における L1₀ 規則化相への体積変化率の向上が改善点として挙げられた.

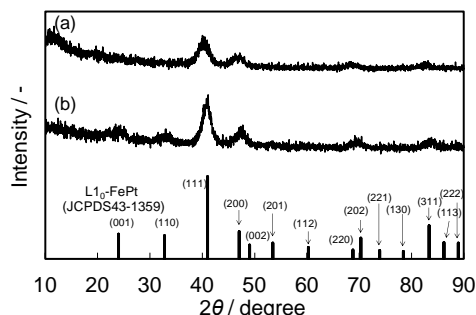


Fig.1 XRD pattern of dispersed FePt nanoparticle films. (a) before RTA, (b) after RTA. RTA condition: the rate of rising temperature was 1560 °C/min. The heating lamp was turned off immediately after the temperature reached 800 °C.

ビットパターン媒体に用いる MnGa (001) 配向膜の作製

根来 翼, 谷本 昌大, 大島 大輝, 加藤 剛志, 岩田 聡
(名古屋大学)

Fabrication of MnGa (001) Films for Application to Bit Patterned Media

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

はじめに

局所的にイオンを照射することで磁気パターン構造を作製する手法は、ほとんど表面形状に影響を与えないため、物理エッチングなどのプロセスと比べて低コストでビットパターン媒体(BPM)を作製できる技術であると考えられている。我々は、このイオン照射型ビットパターン媒体に適する材料として大きな垂直磁気異方性を有する L1₀-MnGa 規則合金膜に注目した。L1₀-MnGa 膜は低ドーズの Kr⁺イオン照射により L1₀ 規則相から A1 不規則相へ相変化して、非磁性化する。この性質を利用してこれまでに MnGa を利用したビットパターン膜の作製を報告してきた¹⁾。しかし、これまでは MnGa 膜を MgO(001)単結晶基板上に作製しており、応用上はこれをガラス等におきかえる必要がある。本報告では、熱酸化膜付きの Si 基板上に(001)配向した L1₀-MnGa を成長することを試みた結果について述べる。

実験方法

L1₀-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) / Co₄₀Fe₄₀B₂₀(5 nm) / Ta(5 nm) / Si sub. とした。ただし、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 L1₀ 規則化のため 500°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真空中で繋がれており、試料を大気暴露することなく成膜した。

実験結果

Fig. 1 は、Si 基板上に作製した MnGa 膜の X 線回折プロファイルである。MgO 002 ピークが見られ、Si 基板上に(001)配向した MgO 層が成長していることが分かる。さらに Cr および MnGa の 002 ピークが見られ、MgO 層の上に Cr と MnGa が(001)配向を受け継いで成長していることを示している。しかし、規則相の存在を示す MnGa 001 の明瞭な回折線は見られず、規則度は高くないと考えられる。

Fig.2(a)は、磁気光学測定によって得られた MnGa 膜の膜法線方向のヒステリシスループである。Kerr ループは膜表面側から測定しているため下地の CoFeB 層からの情報は重畳されず MnGa のみのループを反映している。Fig.2 より作製した MnGa 膜は垂直磁化膜になっていると考えられ、規則度は低いながらも(001)配向した L1₀-MnGa が Si 基板上に成長していることが確認された。この結果を MgO 基板上に成膜した MnGa 薄膜の Kerr ループ(図 2(b))と比較すると、Si 基板上の膜は Kerr 回転角の値が小さいが、保磁力は大きい。これは試料の結晶性、配向性の分散が大きいことを反映していると考えられ、今後成膜条件の更なる検討が必要であることを示している。

参考文献

- 1) D. Oshima et al., IEEE TRANSACTION ON MAGNETICS, VOL. 49, NO 7, JULY 2013

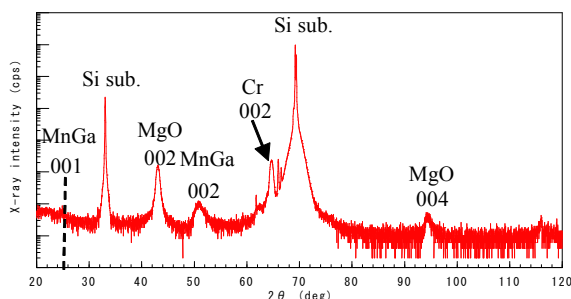


Fig. 1 X-ray diffraction profile of MnGa films grown on Cr(2 nm) / MnGa(15 nm) / Cr(20 nm) / (MgO20 nm) / Co₄₀Fe₄₀B₂₀(5 nm) / Ta(5 nm) / Si substrate.

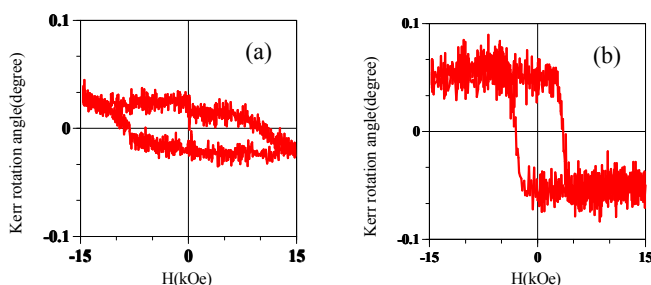


Fig. 2 Polar Kerr loop of MnGa films grown on (a) Cr(2 nm) / MnGa(15 nm) / Cr(20 nm) / (MgO20 nm) / Co₄₀Fe₄₀B₂₀(5 nm) / Ta(5 nm) / Si substrate and (b) Cr(2 nm) / MnGa(15 nm) / Cr(20 nm) / MgO substrate.

イオン照射された MnGa 膜の磁気円二色性

大島大輝, 谷本昌大, 加藤剛志, 藤原裕司*, 中村哲也**, 小谷佳範**, 綱島滋***, 岩田聡
(名古屋大, *三重大, **高輝度光科学研究センター, ***名産研)

Magnetic circular dichroism of ion irradiated MnGa film

D. Oshima, M. Tanimoto, T. Kato, Y. Fujiwara*, T. Nakamura**, Y. Kotani**, S. Tsunashima***, S. Iwata
(Nagoya Univ., *Mie Univ., **JASRI, ***NISRI)

はじめに

我々はこれまでに, MnGa 合金を用いてイオン照射型のビットパターン媒体 (BPM) が作製できることを示してきた¹⁾. この合金は, L1₀規則相のときに強磁性となり, 大きな垂直磁気異方性を示すが, 低ドーズのイオンを照射すると, A1 不規則化して非磁性化するため, BPM への応用が可能である. 今回, その非磁性化の機構を詳細に調べるため, イオン照射された MnGa 膜の磁気円二色性 (MCD) の測定を行ったので報告する.

実験方法

単結晶 MgO (001) 基板上に RF マグネトロンスパッタにより Cr (2) / MnGa (15) / Cr (20) / MgO sub. の膜構成で成膜した. () 内は膜厚で単位は nm である. 全ての層は基板温度 100 °C 以下で成膜し, Cr 下地層と MnGa 層の成膜後にはそれぞれ 600 °C で 60 min, 450 °C で 30 min のポストアニールを行った. 作製した膜に対し, イオン注入装置を用い, 30 keV の Kr⁺ イオン照射を行った. 照射量は $5 \times 10^{12} \sim 2 \times 10^{14}$ ions/cm² の範囲で変化させた. MCD 測定は, Spring-8 のビームライン BL25SU にて行った. X 線入射方向と磁界印加方向を同一とし, その角度は, 膜法線方向からの角度を θ として $\theta = 0 \sim 70^\circ$ の範囲で変化させた. また, 測定中の印加磁界は ± 19 kOe とした.

実験結果

Fig. 1 に MnGa 膜の飽和磁化 M_s 及び垂直磁気異方性 K_u のイオン照射量依存性を示す. 照射量を多くするとともに, M_s , K_u が消失していく様子が見られ, イオン照射により, MnGa 膜の非磁性化が可能であることを示している. これは, MnGa 膜が L1₀ 規則相から A1 不規則相へと変化したためであることを X 線回折より確認している. Fig. 2 にイオン照射された MnGa 膜の MCD スペクトルを示す. 図には, 膜法線方向に磁界を印加した場合 ($\theta = 0^\circ$) と, 膜面内方向に磁界を印加した場合 ($\theta = 70^\circ$) を示している. 膜法線方向に磁界を印加した場合には, 図中の矢印で示す部分に多重項のピークが見られるが, 膜面内方向に磁界を印加した場合には見られず, L1₀-MnGa 膜の電子構造に磁化方向依存性があることを示している. L1₀-MnGa 膜の大きな垂直磁気異方性はこの電子構造の異方性に関係があると考えられる. 照射量を多くしても, この異方性に変化は見られず, MCD スペクトルの強度のみが小さくなっており, L1₀ 規則相と A1 不規則相の中間相が存在している様子はない. このことから, イオン照射により作製した BPM では磁気異方性の低下した中間相はほとんど存在していないと考えられ, MnGa 合金を用いることで, ダメージ領域の少ない媒体が作製できる可能性がある.

参考文献

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

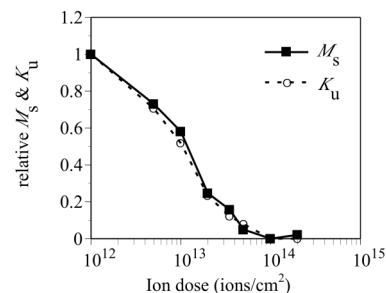


Fig. 1 Ion dose dependences of M_s and K_u of MnGa film.

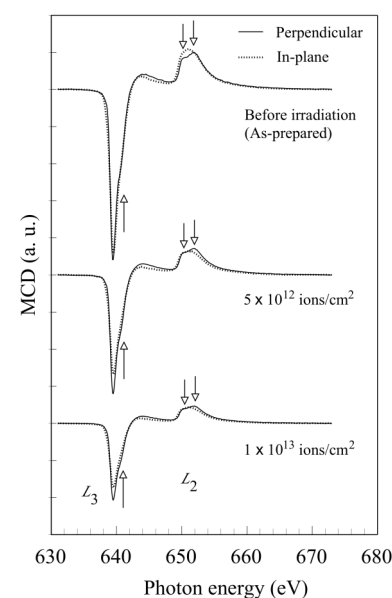


Fig. 2 MCD spectra of ion irradiated MnGa films for the case of applying field perpendicular and parallel to the film plane.

自己組織化 Au 下地層を用いた Sr-ferrite 薄膜の作製及び磁気特性

白石 聡 劉 小晰

信州大学

Magnetic properties of Sr-ferrite film by using Au self-assembly underlayer

Satoshi Shiraishi Xiaoxi Liu

Shinshu University

はじめに

2012年に全世界で生成、複製されたデジタル情報量は2.8ゼットバイトとなり、2020年には40ゼットバイトになると言われている。¹⁾そのためより大容量の記録媒体の開発が急務となっている。次世代の記録媒体としてビットパターンメディア(BPM)が注目されている。これは1つ1つの磁区を独立させ規則的に配列させ高密度の磁気記録媒体とするものである。

本研究室ではAu下地層とのエピタキシャル成長が期待でき²⁾、垂直磁気記録に適した六方晶フェライト SrFe₁₂O₁₉(SrM)を利用しBPMを作製することを目標としている。今回は自己組織化Au下地層上のSrM薄膜の特性について報告する。

実験方法

試料は基板上にマグネトロンスパッタリング法で成膜した。成膜時の基板加熱温度は、Auを100℃~500℃、SrMを500℃とした。またAuをDC及びRF電源、SrMをDC電源で成膜した。酸素とアルゴンの混合ガス雰囲気、酸素分圧を1%とし、ガス圧を2.0×10⁻³Torrでスパッタを施した。

成膜後、試料の表面形態を電界放射型電子顕微鏡(FE-SEM)で観察し、表面形状を原子間力顕微鏡(AFM)、磁区構造を磁気力顕微鏡(MFM)で観察した。

実験結果

Fig.1にSrMの膜厚依存性について示す。膜厚が30nmの際は、垂直方向、面内方向の保磁力に大きな差異は確認できなかった。膜厚を40nm、50nmにした際は、垂直方向に面内方向のおよそ2倍の保磁力が確認できた。しかし、SrMのM_sが380(emu/cc)程であるにもかかわらずその値を下回ることや、面内方向の保持力が出てしまっていることから結晶化が不十分だと考察した。Fig.2にSrM/Au二層膜のAFM(A)、MFM(B)像を示す。AFM像から自己組織化したAu層の影響を受け微細化したSrM層が観察できた。MFM像からは独立した磁区の観察はできなかったが自己組織化したAuがSrM層へ影響していることが画像から確認できた。

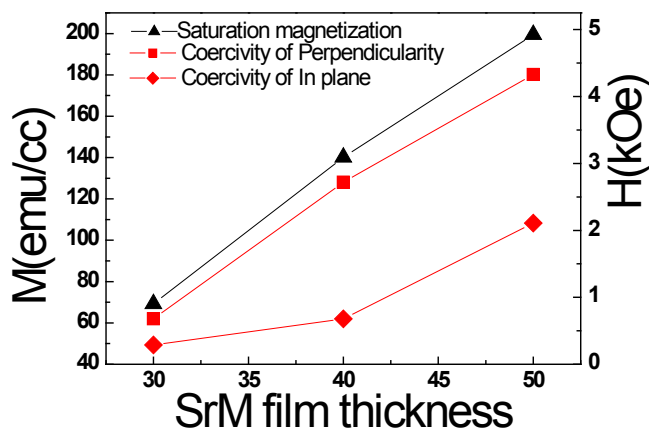


Fig.1 Magnetic properties of SrM/Au thin films.

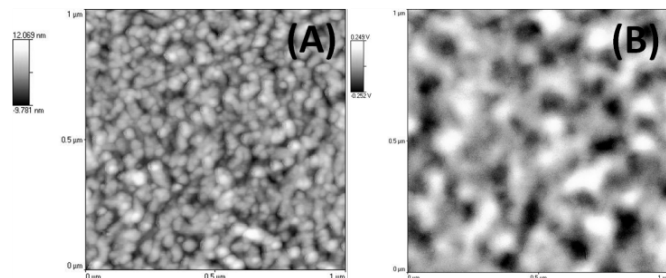


Fig.2 (A)AFM and (B)MFM images of SrM/Au thin films.

参考文献

- 1) IDC, "The Digital Universe in 2020".
- 2) Arkom, Kaewrawang, Ali Ghasemi, Xiaoxi Liu, and Akimitsu Morisako Journal of Alloys and Compounds 492,44,(2010).