

Nominal $\text{SmFeAsO}_{0.77}\text{H}_{0.12}$ の磁気光学イメージング

浪田秀郎*, 末村智紀*, 坂上良介***, 為ヶ井強***, 神原陽一***

(*慶大物情, **慶大スピンセンター, ***東大院工)

Magneto-optical imaging of nominal $\text{SmFeAsO}_{0.77}\text{H}_{0.12}$

Hideo Namita, Tomoki Suemura, Ryosuke Sakagami, Tsuyoshi Tamegai, and Yoichi Kamihara

(*APPI, Keio Univ., **CSRN, Keio Univ., ***Univ. of Tokyo)

緒言

鉄系超伝導体は 58.1 K, $\mu_0 H = 15$ T 下でも超伝導相を示すが, 臨界電流密度 (J_c) に関して, 多結晶体では結晶粒間 $J_c \ll$ 結晶粒内 J_c であり, その原因は結晶粒間の粒界傾角や不純物等による弱い接合と短いコヒーレンス長である. 従って, 粒間電流が及ぼす電流輸送特性と微細構造の関係性を調べることは重要である. Hiramatsu ら¹⁾は, H-doped SmFeAsO 薄膜が 5 K において 5 T の磁場下で $J_c \sim 2$ MA/cm² を示し, F-doped 薄膜を上回ることを報告した. 本研究では $\text{SmFeAsO}_{0.77}\text{H}_{0.12}$ 多結晶体について磁気光学(MO)イメージング法による磁束密度分布の観測を行った.

実験方法

固相反応法で焼成²⁾した $\text{SmFeAsO}_{0.77}\text{H}_{0.12}$ 多結晶体の表面を平滑に研磨し, 約 1.1 mm × 0.9 mm × 0.2 mm の板状に成形した. 試料上に鉄ガーネット膜を密着して載せた後, 液体 He 冷却クライオスタットと電磁石が装備された偏光顕微鏡にセットした.³⁾ 画像は CCD カメラで取得し, 100 枚の画像を積算し, 初期状態との差像を得ることでノイズを軽減した. 測定温度は, 20 K, 30 K, 40 K, 50 K で, 外部磁場 $H_z = 0$ Oe → 71 Oe → 142 Oe → 283 Oe → 570 Oe → 0 Oe の順に印加し, MO 像を測定した.

実験結果

20 K における MO 像を Fig. 1 に示す. (a) は $H_z = 570$ Oe の MO 像である. 鉄系超伝導体の下部臨界磁場は, 一般的に 100 Oe 程度であることから混合状態と考えられる. 数 10 μm 程度の粒状の明暗像が観察され, これらは磁場の侵入による磁束密度の分布を示しており, J_c が大きい領域と小さい領域の分布に対応すると考えられる. (b) は外部磁化印加後 $H_z = 0$ Oe における残留磁化状態の像である. (a) と (b) では超伝導性の良い領域の明暗が反転している. Fig. 1 中の点線に沿った断面プロファイルを Fig. 2 に示す. 外部磁場印加により強い反磁性を示し, ゼロ磁場下で大きな残留磁化が観察される領域があることが判った. この領域における J_c は 4.4 kA/cm² 程度と見積もられ, 磁化曲線から算出された $H_z = 570$ Oe における $J_c = 3.4$ kA/cm² より大きい. これは局所的に磁束のピン止めが強く働いていることによると考えられる.

参考文献

- 1) H. Hiramatsu, J. Matsumoto, and H. Hosono, *Appl. Phys. Express* **13**, 073002 (2020).
- 2) Y. Sakai, Ph.D thesis (Keio Univ. 2015).
- 3) T. Tamegai, Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, Y. Kamihara, and H. Hosono, *Physica C* **470**, 993 (2010).

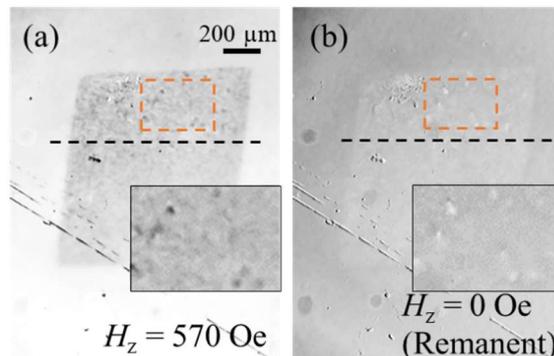
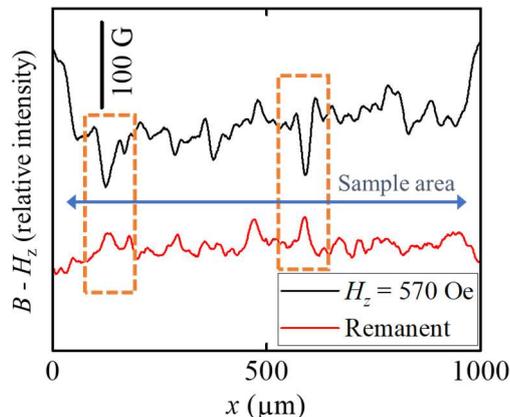
Fig. 1 MO images of nominal $\text{SmFeAsO}_{0.77}\text{H}_{0.12}$ at 20 K.(a) $H_z = 570$ Oe. (b) $H_z = 0$ Oe (Remanent).

Fig. 2 Induction profiles of MO images along the dotted line.

磁区観察用小型高安定 16 bit 偏光カメラの開発

目黒 栄、齊藤 伸
(ネオアーク株式会社、東北大)

Development of a compact and highly stable 16 bit polarization camera for magnetic domain observation

Sakae Meguro, Shin Saito
(NEOARK Corp., Tohoku University)

はじめに

我々は直線偏光を用いた磁区観察において偏光差動方式の直交偏光像から偏光角度像を取得可能なことに着目し 16 bit 輝度分解能の偏光カメラを開発し、偏光角検出による高品位磁区像の取得に成功した¹⁾。開発した偏光カメラは搭載した 16 bit イメージセンサーカメラが大きく、また 2 つの偏光像の重ね合わせ調整に電動ステージを用いたため、大型となり熱膨張の影響等により微調整が必要なことが難点であった。今回、小型の 14 bit イメージセンサーカメラの 2×2 ビニングモードによる 16 bit 化と手動式偏光像重ね合わせ調整機構を用いて全体を一体化構造とすることで小型高安定 16 bit 偏光カメラの開発に成功したので報告する。

設計と製作

Fig. 1 に小型高安定 16 bit 偏光カメラの構造を示す。2 台の 14 bit イメージセンサー搭載カメラを 1 つの筐体に取り付けている。像の重ね合わせ調整は PBS のアオリ調整とカメラ 1 の回転調整により行う。カメラ 2 をアリガタ/アリミゾ方式のスライド機構で光軸方向に移動させることにより同焦点に調整した後、固定する。イメージセンサーの画素サイズは $2.4 \times 2.4 \mu\text{m}$ となっており、隣り合う 4 画素のデータを加算する 2×2 ビニングモードで 16 bit 化した場合 $4.8 \times 4.8 \mu\text{m}$ の画素サイズとなる。これは前回報告した 16 bit 偏光カメラの画素サイズ $3.75 \times 3.75 \mu\text{m}$ よりも大きい、50 倍対物レンズ使用時の物体サイズ $0.1 \times 0.1 \mu\text{m}$ に相当し光学系の分解能よりも十分に小さく問題ない。Fig. 2 に前回報告した 16 bit 偏光カメラと今回開発した 16 bit 偏光カメラの外観を示す。光学系の体積は前回は 18.6 L、今回は 1.86 L と 1/10 に小型化している。

実験結果

Fig. 3 に前回報告した 16 bit 偏光カメラと今回開発した 16 bit 偏光カメラを用いた GdFeCo 薄膜の磁区像 (a)、(b) と輝度ヒストグラム (c)、(d) を示す。空間分解能およびコントラストはほぼ同等となっており開発した小型高安定 16 bit 偏光カメラが前回報告した 16 bit 偏光カメラと同等の性能を有していることがわかる。

まとめ

14 bit イメージセンサーカメラの 2×2 ビニングモード採用と偏光像の重ね合わせ調整機構の改良により体積比 1/10 の小型高安定 16 bit 偏光カメラを開発した。得られた偏光角による磁区像は前回報告した 16 bit 偏光カメラと遜色なく高品位であることを確認した。安定性に関する詳細は講演で報告する。

参考文献

S. Meguro and S. Saito, *Ann. Conf. Magn. Soc. Jpn.*, 29aD-2 (2023).

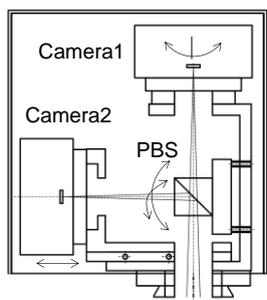


Fig. 1 Configuration of a compact and highly stable 16-bit polarization camera.

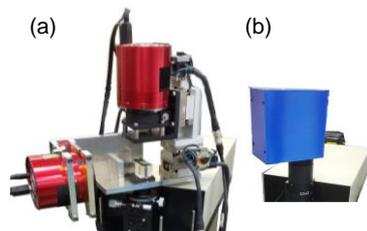


Fig. 2 External view of a (a) previous 16-bit polarization camera and (b) the newly developed compact and highly stable 16-bit polarization camera, respectively.

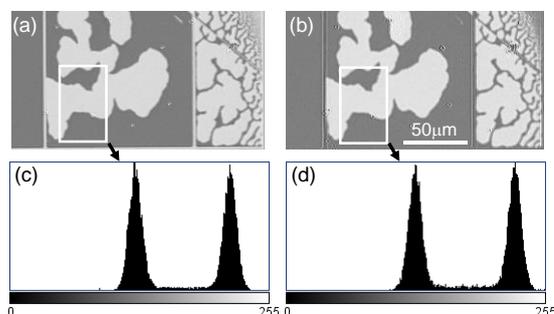


Fig. 3 Magnetic domain image and brightness histogram of GdFeCo thin film by polarization camera. (a) and (b) magnetic domain images and (c) and (d) luminance histograms from a previous 16-bit polarization camera and the newly developed compact and highly stable 16-bit polarization camera, respectively.

磁気光学回折型デバイスのための微細磁区形成技術の開発

本間拓真¹、坂口穂貴¹、野中尋史²、鷲見聡³、栗野博之³、Fatima Zahara Chafi¹、石橋隆幸¹
(¹長岡技科大、²愛知工大、³豊田工大)

Development of MO recording technique for MO diffractive devices

T. Homma¹, H. Sakaguchi¹, H. Nonaka², S. Sumi³, H. Awano³, F.Z. Chafi¹, and T. Ishibashi¹
(¹Nagaoka Univ. of Tech., ²Aichi Inst. of Tech., ³Toyota Tech. Inst.)

はじめに 近年、ディープニューラルネットワークで問題となっている消費電力の大幅な低減や演算の高速化に向けて、物理現象を利用したリザバーコンピューティングやニューラルネットワークが注目されている。これらの問題を解決するため、我々は磁性体の磁気光学効果による回折現象を利用した磁気光学回折型ディープニューラルネットワーク(MO-D²NN)を提案し、可視光動作が可能であることやその作製技術について報告した^{1,2)}。今後、MO-D²NNの実現に向けて、1 μm程度の大きさの磁区の形成技術が必要となる。今回は、光磁気記録技術を用いた磁区書き込みとその評価について報告する。

実験方法 磁区書き込みには、有機金属分解法により Gd₃Ga₅O₁₂(111)基板上に作製した、Y_{0.5}Bi_{2.5}Fe₄GaO₁₂薄膜(膜厚:約 300 nm、保磁力:約 0.3 kOe、ファラデー回転角:4.4° at λ=520 nm)を用いた。保磁力未満のバイアス磁場を印加し、波長 405 nm のレーザーパルスを対物レンズ(Mitsutoyo 製, G Plan Apo 50×, NA=0.50)で集光することで磁区の形成を行った。ガルバノミラーを用いて等間隔にレーザーパルスを照射し、透過型の磁気光学顕微鏡により磁区の磁気光学像を取得した。磁区書き込みの条件としてレーザーの照射強度、パルス幅、バイアス磁場をパラメータとした。書き込まれた磁区の直径D_iは、式(1)、(2)³⁾を用いて評価した。

$$A_i = \iint I(x,y) dx dy / I_{max} \quad \dots (1)$$

$$D_i = \sqrt{4A_i / \pi} \quad \dots (2)$$

ここで、I(x,y)は磁気光学像の光強度、I_{max}は正負に磁化反転させたときの強度差である。

実験結果 Fig. 1 に書き込んだ磁区の磁気光学像、Fig. 2 に書き込み時のパラメータと磁区サイズの関係を示す。レーザーの照射強度、パルス幅が小さいほど、磁区の直径が小さくなった。加えて、バイアス磁場が 50 Oeの方が形成される磁区の直径のばらつきが小さくなるという結果が得られた。レーザーの照射強度が 6 mW、パルス幅が 2 μs の条件では磁区が再現性よく形成されなかった。また、それ以下のレーザー強度およびパルス幅では磁区が形成されなかった。以上の結果から、1 μm程度の磁区を書き込むことが可能であることがわかった。今後は、手書き数字分類などの実験を行う予定である。

謝辞：本研究の一部は JSPS 科研費 JP23H04803 の助成を受けて実施した。

参考文献

- 1) T. Fujita et al., *Optical Express.*, 30, 36889 (2022).
- 2) H. Sakaguchi et al., *IEEE Trans. Magn.*, 59, 1 (2023).
- 3) I.V. Soldatov et al., *Appl. Phys. Lett.*, 112, 262404 (2018).

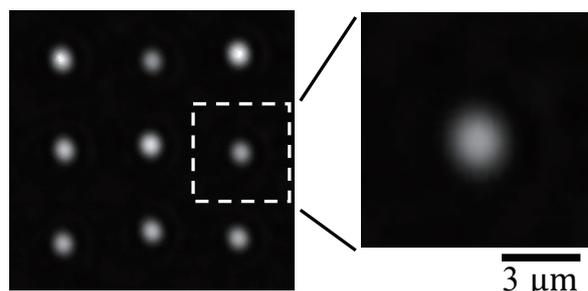


Fig. 1 Magneto-optical image of recorded magnetic domain.

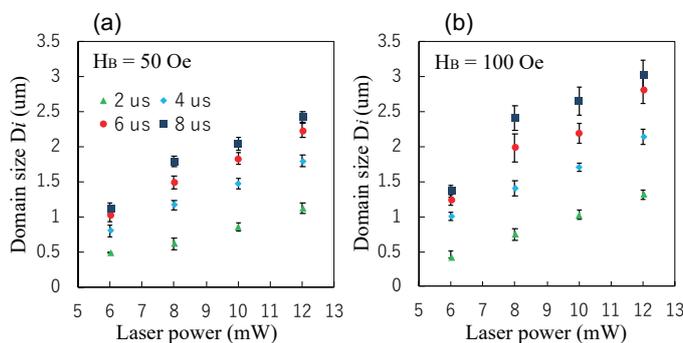


Fig. 2 Experimental Parameters dependence of recorded magnetic domain sizes. Recording magnetic domain with bias magnetic field (a) 50 Oe, (b) 100 Oe.

磁気光学回折型ディープニューラルネットワークにおける オンライン学習技術の開発

坂口穂貴、本間拓真、張健、鷺見聡*、栗野博之*、野中尋史**、Fatima Zahra Chafi、石橋隆幸
(長岡技科大、*豊田工大、**愛知工大)

Development of online learning technique on magneto-optical diffractive deep neural network

H. Sakaguchi, T. Honma, J. Zhang, S. Sumi, H. Awano, H. Nonaka, F. Z. Chafi, T. Ishibashi

(Nagaoka Univ. of Tech., *Toyota Tech. Inst., **Aichi Inst. of Tech.)

はじめに

ディープラーニングにかかる膨大な消費電力を低減するため、光を使った物理演算として光回折型ディープニューラルネットワーク(D²NN)が注目されている¹⁾。我々は、磁気光学効果を利用した磁気光学回折型ディープニューラルネットワーク(MO-D²NN)を開発してきた^{2,3)}。実用可能なD²NNを実現するためには、重み変数に相当する隠れ層における位相変調量の決定をコンピュータ上であらかじめ行うオフライン学習ではなく、実際のデバイス上で学習を行うオンライン学習が必須である。今回は、MO-D²NNによるオンライン学習の実験結果について報告する。

実験方法

Fig.1 に示す実験系を構築し、1層の隠れ層によるMNISTの手書き数字の分類の実験を行った。出力面では偏光角を測定し、各数字に対応する領域の偏光角を基準に分類が行われた。入力光は波長532 nm、直線偏光のレーザーをフォトマスクに照射することで形成した。磁性薄膜にはファラデー回転角が3.3°のY_{0.5}Bi_{2.5}FeGaO₁₂薄膜⁴⁾を用いた。出力面の偏光角分布は偏光カメラ(Baumer, VCXU.2-50MP)を用いて取得した。磁区パターンは、レーザー照射とバイアス磁場を利用した熱磁気記録とガルバノミラーによるレーザー走査によって変更することができる。オンライン学習はモンテカルロ法を用いたアルゴリズムで行った⁵⁾。ランダムに選んだ磁区を反転させ、損失(出力とターゲットのクロスエントロピー誤差)が増加した場合のみ反転させた磁区を元の状態に戻した。この処理を196回繰り返した。

結果と考察

Fig. 2 に試行回数に対する損失を示す。試行回数が増加するにつれて、損失が減少し入力数字に対応する場所の偏光角度が上昇することを確認した。学習に50分程度かかったが、これは主に磁区記録と出力像取得のための対物レンズの移動に多くの時間を要したためであり、光学系の改良によって学習時間の短縮が可能である。実験結果から本手法によりMO-D²NNのオンライン学習が可能であることを実証した。

参考文献 1) Y. Sun et al. J. Opt. Soc. Am. B 40, 2951 (2023). 2) T. Fujita et al. Opt. Express 30, 36889 (2022). 3) H. Sakaguchi et al. IEEE Trans. Magn. 59, 2500704 (2023). 4) T. Ishibashi, J. Magn. Soc. Jpn. 44, 108 (2020). 5) 坂口他, 第71回応用物理学会春季学術講演会, 24a-31A-4 (2024).

謝辞 本研究はJSPS 科研費 JP23H04803, JP24KJ1177 の助成を受けて実施した。

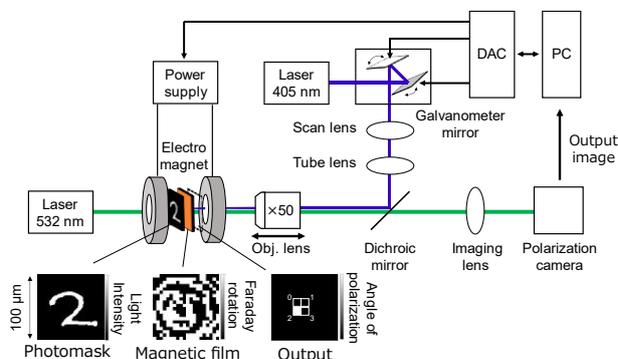


Fig. 1 Online learning setup for MO-D²NN.

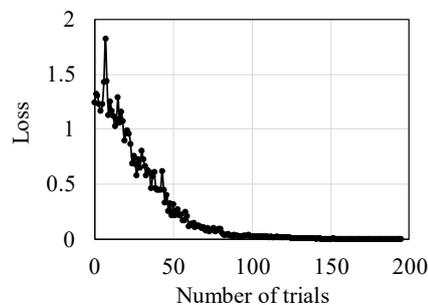


Fig. 2 Loss between output and target data against the number of iterations.

磁気光学回折型ディープニューラルネットワークの最適化および画像処理のシミュレーション

石橋 隆幸¹, 赤川 怜央¹, 池田 朱莉¹, 坂口 穂貴¹, F.Z.Chafi¹,
野中 尋史², 鷺見 聡³, 栗野 博之³
(¹長岡技科大, ²愛知工大, ³豊田工大)

Simulation of optimization and image processing for magneto-optical diffractive deep neural network device

T. Ishibashi¹, R. Akagawa¹, J. Ikeda¹, H. Sakaguchi¹, F.Z.Chafi¹, S. Sumi², H. Awano², H. Nonaka³
(¹Nagaoka Univ. of Tech., ²Aichi Inst. of Tech., ³Toyota Tech. Inst.)

はじめに

近年、増大するニューラルネットワークの計算に必要な消費電力の問題を解決するため、フォンノイマン型とは異なるアーキテクチャーのデバイス開発が求められている。我々は、高速かつ低消費電力でニューラルネットワーク計算を実行可能なデバイスとして、磁気光学回折型ディープニューラルネットワーク (Magneto-optical Diffractive Deep Neural Network : MO-D²NN) を提案した¹⁾。このデバイスは、2次元の光信号を光の速度で並列処理できるという特徴を有するため、画像や映像をそのまま処理するような使い方が期待される。今回は、MO-D²NN の実現に向けたデバイスのパラメータの検討と基礎的な画像処理のシミュレーションについて報告する。

実験方法

Fig. 1 に、シミュレーションを行った MO-D²NN モデルの一例を示す。入射光は、波長 532 nm の直線偏光の光を入射光とし、隠れ層には1 μm角の大きさの磁区を100 × 100 配置した。シミュレーションには、Python 3.10.11 と TensorFlow 2.9.2 を用いた。ここで、光強度もしくは偏光角(AoP)を出力信号とし、計算タスクとしてMNISTの手書き数字の分類を行った。MNISTデータセット60,000枚を用いて学習を行い、テストデータ10,000枚を用いて評価した。各層間の距離を変化させて正解率を評価した。

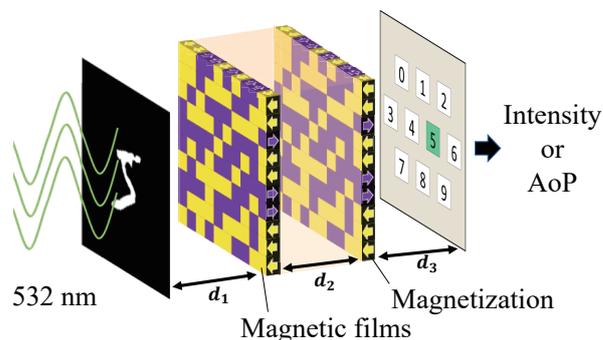


Fig. 1 A schematic drawing of MO-D²NN.

実験結果

Fig.2 に磁性層のファラデー回転角を1度、入力層と1層目の隠れ層との距離 d_1 を2 mm、2層目の隠れ層と出力層の距離 d_3 を1 mmとし、2枚の隠れ層間距離 d_2 を変化させたときの正解率を示す。 d_2 の距離によって正解率が大きく変化することから、各層間の距離が重要なパラメータになっていることがわかる。今回のシミュレーションでは、 d_2 が1 mm~3 mmの時、74%をこえる高い正解率が得られた。この他、基礎的な画像処理のシミュレーション結果については、当日報告する予定である。

謝辞：本研究の一部は JSPS 科研費 JP23H04803 の助成を受けたものである。

参考文献

- 1) T. Fujita *et al.* Optical Express 30, 36889 (2022).
- 2) H. Sakaguchi *et al.* IEEE Trans. Magn. 59, 2500704 (2023).

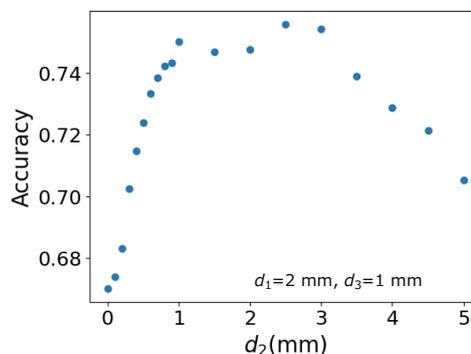


Fig.2 Accuracies of handwritten digits recognition by MO-D²NN trained for output signals of rotation angle of polarization plane.

直流磁場計測・交番磁気力顕微鏡の開発： 直流磁場値の較正法の検討

陳 望磊, 阿部 亮太, M. Makarova, 園部 博, 松村 透, 齊藤 準
(秋田大理工)

Development of alternating magnetic force microscopy for DC magnetic field imaging:
Calibration method of DC magnetic field

B. Chin, R. Abe, M. Makarova, H. Sonobe, T. Matsumura, H. Saito
(Akita Univ.)

はじめに 磁気力顕微鏡は磁場勾配を検出しているため、空間分解能は高いが、測定量の定量性に劣ることが課題であった。我々は試料表面の磁気力を高空間分解能で単独検出できる交番磁気力顕微鏡 (Alternating Magnetic Force Microscopy; A-MFM) を用いた直流磁場計測において、超常磁性探針では探針磁化 m が磁場 H に比例し $m = \chi^{tip} H$ となる性質を用いて、試料面に垂直方向の直流磁場 H_z^{dc} を、超常磁性探針を観察試料面に垂直な交流磁場 $H_z^{ac} \cos(\omega t)$ で励磁して、計測した場合、探針に発生する磁気力勾配が、 $F_z' = -\partial(-m \cdot H) / \partial z = 2\chi^{tip} (\partial(H_z^{ac} H_z^{dc}) / \partial z) \cos(\omega t)$ となることを導出した。ここで F_z' は、超常磁性探針を構成する超常磁性粒子の積分効果を考慮すると、磁場の1階微分になることがわかった。

さらに、 $\partial(H_z^{ac} H_z^{dc}) / \partial z = H_z^{ac} (\partial H_z^{dc} / \partial z) + H_z^{dc} (\partial H_z^{ac} / \partial z)$ の関係から、 H_z^{ac} と $(\partial H_z^{ac} / \partial z)$ の比率の明らかな空芯コイルを交流磁場源として使用し、探針の磁極に対する磁場の伝達関数を考慮した空間周波数フィルター処理を行うことで、 H_z^{dc} と $(\partial H_z^{dc} / \partial z)$ の抽出分離に成功している。本研究では、試料の H_z^{dc} 値の較正法を、外部から較正用の均一な磁場 $H_z^{dc(ex)}$ を印加することにより検討した。

実験方法・結果 試料には NdFeB 磁石(5 x 5 x 1 mm)の c 面を用いた。図1に試料と磁場源の配置の模式図を示す。較正用の直流磁場源には空芯コイルを用い、試料表面を空芯コイルの上端面に合わせた。空芯コイルの磁場は空芯部に仮想的に置いた円柱状磁石が発生する磁場と同一なので、空芯コイルの端部では等価的に磁石の表面磁場と等しくなり、 H_z^{dc} のゼロ波数成分 ($k=0$) を発生させることができる。

図2に抽出分離前の測定像 ($\partial(H_z^{ac} H_z^{dc}) / \partial z$ 像)、抽出分離した H_z^{dc} 像のゼロ波数成分の $H_z^{dc}(k=0)$ 像、 H_z^{dc} 像からゼロ波数成分を除いた $H_z^{dc}(k \neq 0)$ 像を各々示す。図の縦軸は信号電圧値である。図より $H_z^{dc}(k=0)$ 像の値は大きく、測定像は、残りの $(\partial H_z^{dc} / \partial z)(k \neq 0)$ 像と $H_z^{dc}(k=0)$ 像の和で近似できることがわかった。 $H_z^{dc}(k=0)$ の値が $H_z^{dc}(k \neq 0)$ より大きいのは、 $k \neq 0$ の磁場は $k=0$ の磁場と比較して距離減衰 $\exp(-kz)$ が大きいことによると考えられる。 $H_z^{dc}(k=0)$ 像の値 (画素の信号電圧の平均値と一致) は、空芯コイルを用いて、較正用の直流磁場 $H_z^{dc(ex)}(k=0)$ を印加すると直線的に増加することがわかった。

図3に $H_z^{dc}(k=0)$ 像の信号電圧の、較正磁場 $H_z^{dc(ex)}$ に対する依存性を示す。図に見るように、 $H_z^{dc}(k=0)$ 値は $H_z^{dc(ex)}$ に対して、 $H_z^{dc(ex)}$ の印加方向によらず直線的に変化しており、 $H_z^{dc(ex)}$ に対する変化から $H_z^{dc(ex)}=0$ における $H_z^{dc(ex)}(k=0)$ 値を見積ることができる。図2の試料の場合、 $H_z^{dc(ex)}$ 印加前の H_z^{dc} 像の画素の平均値に対応する $H_z^{dc}(k=0)$ は 26 Oe と見積もることができた。

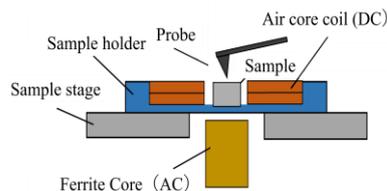


Fig. 1 Schematic diagram of experimental setup.

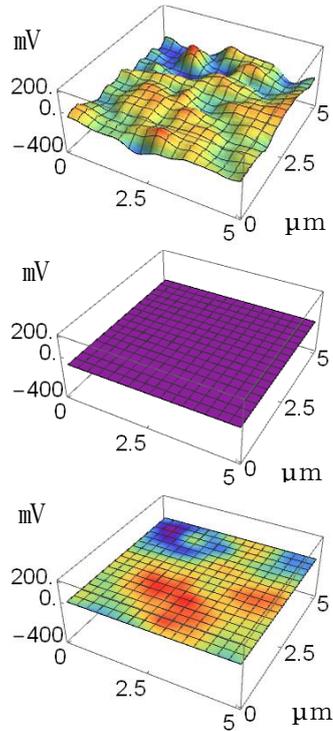


Fig. 2 (a) A-MFM image, (b) $H_z^{dc}(k=0)$ image, (c) $H_z^{dc}(k \neq 0)$ image.

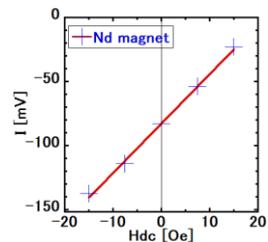


Fig. 3 Averaged magnetic field signal against applied $H_z^{dc(ex)}$.

直流磁場計測・交番磁気力顕微鏡の開発：

直流磁場の定量イメージング

阿部 亮太, 陳 望磊, M. Makarova, 園部 博, 松村 透, 齊藤 準
(秋田大理工)

Development of alternating magnetic force microscopy for DC magnetic field imaging:
Quantitative imaging of DC magnetic field

R. Abe, B. Chin, M. Makarova, H. Sonobe, T. Matsumura, H. Saito
(Akita Univ.)

はじめに 磁気力顕微鏡は磁場勾配を検出しているため、空間分解能は高いが、測定量の定量性に劣ることが課題であった。我々は試料表面の磁気力を高空間分解能で単独検出できる交番磁気力顕微鏡 (Alternating Magnetic Force Microscopy; A-MFM) を用いた直流磁場計測において、超常磁性探針では探針磁化 m が磁場 H に比例し $m = \chi^{fp} H$ となる性質を用いて、試料面に垂直方向の直流磁場 H_z^{dc} を、超常磁性探針を観察試料面に垂直な交流磁場 $H_z^{ac} \cos(\omega t)$ で励磁して計測した場合、探針に発生する磁気力勾配 F_z' が、 $F_z' = -\partial(-m \cdot H) / \partial z = 2\chi^{fp} (\partial(H_z^{ac} H_z^{dc}) / \partial z) \cos(\omega t)$ となることを導出した。ここで F_z' は、超常磁性探針を構成する超常磁性粒子の積分効果を考慮すると、磁場の1階微分になることがわかった。さらに、 $\partial(H_z^{ac} H_z^{dc}) / \partial z = H_z^{ac} (\partial H_z^{dc} / \partial z) + H_z^{dc} (\partial H_z^{ac} / \partial z)$ の関係から、 H_z^{ac} と $(\partial H_z^{ac} / \partial z)$ の比率の明らかな空芯コイルを交流磁場源として使用し、探針の磁極に対する磁場の伝達関数を考慮した空間周波数フィルター処理を行うことで、 H_z^{dc} と $(\partial H_z^{dc} / \partial z)$ の抽出分離に成功している。また、試料の H_z^{dc} 値の較正については、外部から均一な磁場 $H_z^{dc(ex)}$ を印加して、観察範囲内で H_z^{dc} の平均値を得ることに成功している。本研究ではさらに、 H_z^{dc} 像の各画素で磁場値を較正することで、 H_z^{dc} の定量イメージングを検討した。

実験方法および結果 試料には NdFeB 磁石 (5mm 角) の c

面を用いた。図1に試料と磁場源の配置の模式図を示す。較正用の直流磁場源には空芯コイル、交流磁場源にはフェライトコアを用い、試料表面を空芯コイルの上端面に合わせて A-MFM 観察を行った。図2に測定像である $\partial(H_z^{ac} H_z^{dc}) / \partial z$ 像を、探針の磁極に対する磁場の伝達関数を考慮した空間周波数フィルター処理を行って抽出分離した H_z^{dc} 像から、ゼロ波数成分を除いた $H_z^{dc} (k \neq 0)$ 像について、較正用の直流磁場 $H_z^{dc(ex)}$ がゼロである(a), (c)と 7.5 Oe である(b), (d)の像を示す。(a), (b)の立体像では、像信号がその画素平均値より大きな領域を赤色で、小さな領域を青色で、平均値付近の領域を白線 (平均値線) で示した。ここで平均値線上の H_z^{dc} 値は、 $H_z^{dc(ex)}$ の印加による信号の画素平均値の変化から求めることができる¹⁾。

図2より $H_z^{dc(ex)}$ の印加により白線の平均値線が移動することがわかる。ここで平均値線上の画素は H_z^{dc} 値がわかるので、 $H_z^{dc(ex)}$ の印加により新たに平均値線上にきた画素は、 $H_z^{dc(ex)}$ 印加前は平均 H_z^{dc} 値から $H_z^{dc(ex)}$ を引いた H_z^{dc} 値をもつことがわかる。図3にこの結果を利用して画素信号値を H_z^{dc} 値に変換した H_z^{dc} 像を示す。 H_z^{dc} 像では、 H_z^{dc} の最大値は 25 Oe、最小値は -21 Oe であることがわかる。この値はホール素子で磁場を計測するガウスメーターでの値 19 Oe と同程度であったことから、直流磁場の定量イメージングに成功したと考えている。現在、試料の磁化状態を変化させて直流磁場の定量イメージングを行っており、詳細は学会で報告する。

参考文献

1) 陳, 齊藤 他, 第48回日本磁気学会学術講演概要集 (2024)

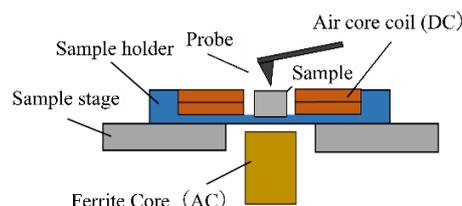


Fig.1 Schematic diagram of experimental setup

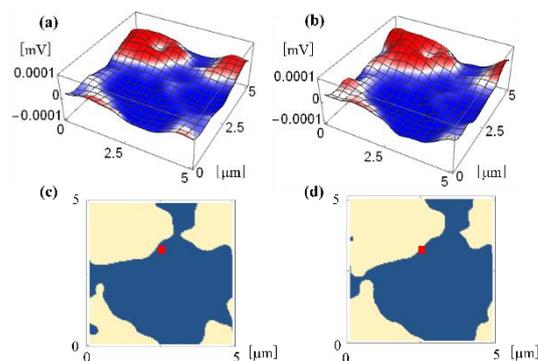


Fig.2 Extracted magnetic field images

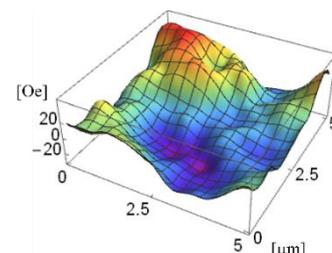


Fig.3 Image of DC magnetic field

周波数変調マイクロ波の吸収測定によるパーマロイ薄膜の強磁性共鳴周波数の高感度検出

林 慧太, M. Makarova, 園部 博, 松村 透, 齊藤 準
(秋田大理工)

Sensitive detection of ferromagnetic resonance frequency of permalloy thin film
by frequency modulated microwave absorption measurement
K. Hayashi, M. Makarova, H. Sonobe, T. Matsumura, H. Saito
(Akita Univ.)

はじめに 近年のマイクロ波アシスト磁気記録や高周波無線通信技術の進展により、マイクロ波領域における磁性材料の微視的な強磁性共鳴現象の理解が重要になっている。我々はこれまでに開発した交番磁気力顕微鏡(Alternating magnetic force microscopy; A-MFM)へ、新たに開発した高周波磁場照射源(導波管進行波アンテナ)を導入して強磁性共鳴イメージングへの展開を進めている。本研究ではイメージングに先立ち、膜厚 20 nm のパーマロイ薄膜を用いて、強磁性共鳴周波数の高感度検出を検討した結果を報告する。

実験方法・結果 強磁性共鳴周波数 f_R は試料に照射したマイクロ波の吸収量の周波数変化から検出した。Fig. 1 にマイクロ波吸収測定に用いた実験系の模式図を示す。パーマロイ薄膜試料は、導波管アンテナの開放端においたガラス基板に膜面を接触させて置き、さらに裏面にマイクロ波を反射させるための銅板を置き、薄膜試料を透過してマイクロ波電源に戻ってくる反射電力を、方向性結合器を用いて測定した。本研究では、 f_R を検出するために、直流磁場 H^{dc} を印加した試料に周波数変調したマイクロ波磁場

$$H = H_0 \cos(\omega_c t + (\Delta\omega / \omega_m) \sin(\omega_m t)) = H_0 \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} J_n(\Delta\omega / \omega_m) \cos(\omega_c + n\omega_m)$$

を照射した。ここで J_n は n 次の第一種ベッセル関数である。マイクロ波磁場照射時に方向性結合器の反射電力端子に接続した、市販の RF 検出器から出力される変調周波数 ω_m 成分をロックイン検出した。マイクロ波の吸収電力は 1 周期当り $\Delta u = (1/2)\chi'' H^2$ に比例し、 f_R で極大となるが、周波数変調したマイクロ波磁場 H を試料に照射した場合には、 Δu の ω_m 成分は、 $\Delta u(\omega_m t) \approx (1/4)H_0^2 (\partial\chi'' / \partial\omega) \Delta\omega \cos(\omega_m t)$ となる。 χ'' が極大となる $f_R (= \omega_R / (2\pi))$ で $(\partial\chi'' / \partial\omega)$ はゼロとなり、その前後で $(\partial\chi'' / \partial\omega)$ の符号が変化するので、 $\Delta u(\omega_m t)$ は ω_R を境に位相が 180° 変化することが予測される。 ($-1 = \exp(\pm i\pi)$)

Fig.2 に周波数変調マイクロ波の $\Delta f (= \Delta\omega / (2\pi))$ を 8MHz、 $f_m (= \omega_m / (2\pi))$ を 89 Hz 一定として、ロックイン検出したマイクロ波電力の f_m 成分の大きさ R と位相 θ のキャリア周波数 $f_c (= \omega_c / (2\pi))$ 依存性を示す。印加した直流磁場 H^{dc} は 3.5 kOe である。 f_c が 20.83 GHz から 20.85 GHz に増加すると、 θ が急激に 180° 反転しており、 R も極小となっていることがわかる。この結果を、同一試料を強磁性共鳴スペクトロメータ(カンタム・デザイン社製)で直流磁場 3.5 kOe 下で測定した結果と比較すると、 f_R の値は僅かに異なっていた。この差の原因は、我々が印加した H^{dc} が 3.5 kOe から 1%以内で大きかったためと考えている。現在、本薄膜を導波管進行波アンテナ上に設置して、強磁性共鳴イメージングを検討しており、その詳細は学会で報告する。

謝辞 パーマロイ薄膜ならびにその FMR 測定結果をご提供いただいた、国立研究開発法人物質・材料研究機構の磯上慎二様に感謝申し上げます。

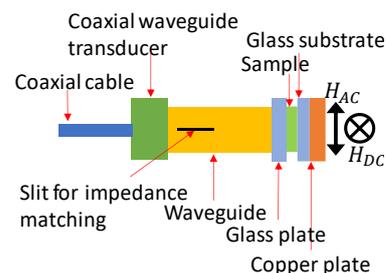


Fig. 1 Schematic diagram of experimental setup for detecting ferromagnetic resonance frequency.

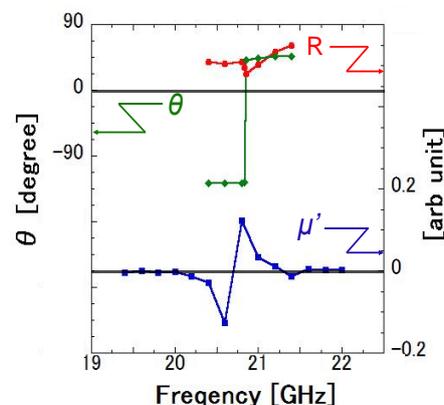


Fig. 2 Frequency dependence of reflected power of permalloy thin film by backside Cu plate.

Microwave imaging by alternating magnetic force microscopy

M. Makarova, K. Hayashi, H. Sonobe, T. Matsumura, H. Saito
(Akita Univ.)

Introduction: Important application of microwave imaging for magnetics is the characterization of spintronic oscillators, electromagnetic shielding materials and radio-wave absorbers, which are used for the development of high frequency communication devices. Due to the non-uniformity of most materials, it is important to visualize site-dependent information with sufficient resolution, which is possible to achieve with mechanical probe scanning. However, the reported methods with mechanical detection of microwaves require high vacuum and soft cantilevers. The purpose of this study is to achieve transmitting microwave imaging with high spatial resolution using Alternating Magnetic Force Microscopy (A-MFM) technique extended to microwave frequency. In this study, we measure the force gradient F_z' from electromagnetic wave energy U in the tip volume, where ϵ' and μ' are electrical permittivity and

magnetic permeability, respectively: $F_z' = \frac{\partial}{\partial z} \left(-\frac{\partial U}{\partial z} \right) = \frac{1}{2} \int_{V_{tip}} \left(\epsilon' \frac{\partial^2 E^2}{\partial z^2} + \mu' \frac{\partial^2 H^2}{\partial z^2} \right) dV_{tip}$. At microwave frequency, μ' is

close to vacuum permeability μ_0 , so most contribution is given by electric energy component.

Experimental: Here we propose the mechanical detection of transmitted microwaves using amplitude modulated microwaves, which are traveling along rectangular waveguide under the sample. To maximize radiation power at the sample surface, impedance matching is performed for each frequency using our developed traveling-wave antenna. The mechanical detection occurs in a similar way as it was described for high frequency magnetic fields detected by Alternating Magnetic Force Microscopy (A-MFM) [1,2]. The transmitting electromagnetic fields with high carrier frequency ω_c in a range 12–25 GHz get amplitude modulated at low frequency $\omega_m=89$ Hz. Corresponding low frequency periodical force $F(\omega_{mt})$ appears and causes frequency modulations of cantilever oscillations. Then the tip vibration is optically detected and the FM signal is measured by the lock-in amplifier, showing the amount of transmitted microwaves in each point.

Results: To demonstrate the cantilever response towards passing microwaves, we imaged glass surface with and without modulation, repeatedly. In the Fig. 1a the absolute value of measured Si cantilever response is shown. Without modulation we can see dark stripes corresponding to zero signal value, while the bright stripes relate to non-zero electromagnetic interaction between tip and radiation. The cantilever frequency modulations can be seen as sidebands at $\omega_{osc} \pm \omega_m$ and $\omega_{osc} \pm 2\omega_m$, respectively, marked by arrows in Fig. 1b. When amplitude modulation is off, no sidebands is seen.

Finally, we imaged microwave transmission near gold nanoparticles, using the Pd coated tip. Larger submicron particle is seen in a Fig. 1c, correlating with the darker spot at the signal image in Fig. 1d, which is related to lower amount of transmitted microwave due to their reflection. So, we developed a scanning method for the mechanical detection of transmitted microwaves in ambient conditions and demonstrated its performance for the imaging of metal submicron particles. We expect that this method could be applied to other materials such as ferromagnetic materials.

Reference

- 1) D. V. Christensen et al, J.Phys.Mater. 2024
- 2) M. Makarova et al, Appl. Sci. (2023)

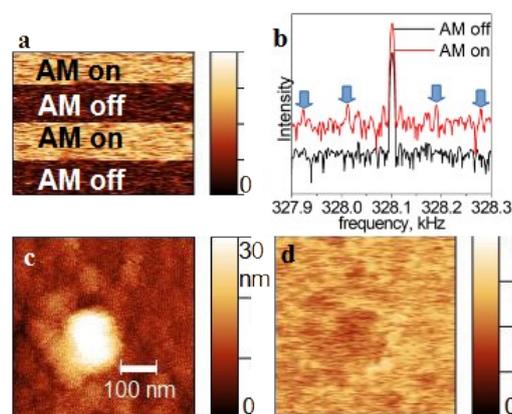


Figure 1. Transmitted microwaves with AM 90%, $\omega_m=89$ Hz and $\omega_c=25$ GHz. (a) Absolute signal value measured by Si tip on the 5×5 nm² glass spot with repeated AM switch; (b) corresponding spectra of tip oscillation; topography (c) and microwave signal (d) near-surface images of thermally deposited gold nanoparticles, obtained using Pd-coated Si tip.

マイクロ波アシスト磁化反転と磁氣的相互作用

菊池伸明¹, 畑山正寿², 島津武仁², 岡本 聡²
(¹秋田大, ²東北大)

Magnetic interactions in microwave assisted switching
N. Kikuchi¹, M. Hatayama², T. Shimatsu², and S. Okamoto²
(Akita Univ., Tohoku Univ.)

はじめに 磁性体に GHz 帯のマイクロ波磁場を印加することで非可逆反転磁場が低減する現象は、マイクロ波アシスト磁化反転 (Microwave assisted switching : MAS) と呼ばれている。Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程式に基づく解析により、MAS による反転磁場の低減効果 ΔH は $\Delta H = 2\pi f_{rf}/\gamma$ であらわされ、マイクロ波磁場の周波数 f_{rf} に比例することが知られている。ここで、 γ はジャイロ磁気定数である。このような周波数 f_{rf} に比例したアシスト効果は実験でも報告されているが、その比例係数 (周波数依存性の傾き) は試料や実験条件によって大きく異なっている [1-3]。特に、グラニューラ薄膜では周波数に対する反転磁場の変化が緩やかになり、その挙動が熱活性の影響で説明できることを指摘した [1, 2]。一方で、グラニューラ薄膜に交換結合を導入することによっても周波数依存性の傾きは大きく変化するなど、粒子間相互作用が反転磁場や反転クラスターサイズに与える影響も考慮する必要がある [3]。本研究では、LLG 方程式に基づいたマイクロマグネティクス計算により粒子間の相互作用が反転挙動に及ぼす影響について検討した。

方法と結果 マイクロマグネティクス計算には、フリーの GPU ベースのソフトウェア Mumax3 を用いて行った。厚さ 8 nm の磁性薄膜を設定し、面内方向に Voronoi 分割することで平均粒形 4 nm のグラニューラ薄膜を模した。飽和磁化 $M_s = 600$ kA/m、一軸磁気異方性定数 $K_u = 6 \times 10^5$ J/m³ とした。これらのパラメータを用いると、平均的な粒子体積 v での $K_u v/k_B T$ の値は約 20 となり、実際の試料に比べて極めて小さい。これは、現実的な計算時間で磁化反転の挙動を取り扱えるのはナノ秒オーダーとなるため、実験で測定される磁化曲線と比較の際に熱揺らぎの効果も取り込むため、意図的に設定したものである。また、隣接粒子間には粒内の交換結合 A_{grain} の大きさの 0–10% の大きさの交換結合 A_{int} が働くものとし、交換結合による影響を調べた。

Fig. 1 に、振幅 $\mu_0 H_{rf} = 50$ mT のマイクロ波磁場 (周波数 $f_{rf} = 6 - 24$ GHz) を印加して測定した磁化曲線の保磁力を、粒間と粒内の交換結合の強さの比 $A_{\text{int}}/A_{\text{grain}}$ に対してプロットしたものを示す。周波数が低い場合には、粒間の交換結合の増加により反転磁場が低下する傾向があるが、 $f_{rf} = 18$ GHz 以上では、 $A_{\text{int}}/A_{\text{grain}} = 0.05$ で最少となり、過剰な交換結合はアシスト効果を抑制する効果があることが分かる。このような変化がマイクロ波磁場の周波数に依存して表れてくることから、実際のデバイスではマイクロ波磁場の周波数や振幅に依存したメディアの設計が重要であることが示唆される。当日は、実験により計測した磁化曲線の結果とも合わせ、磁氣的相互作用が MAS に与える影響について議論する。

謝辞 本研究の一部は日本板硝子材料工学助成会および ASRC の補助によって行われました。

参考文献

- [1] S. Mizutani et al. Jpn. J. Appl. Phys. **62**, SB1012 (2023) [2] N. Kikuchi et al., Phys. Rev. B **105**, 054430 (2022).
[3] N. Kikuchi et al. Jpn. J. Appl. Phys. **62**, SB1015 (2023)

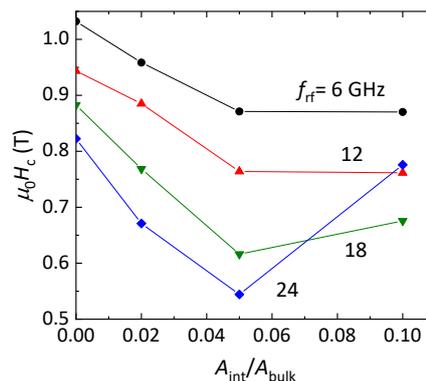


Fig. 1 Coercivity as a function of the ratio of inter-grain and bulk exchange strengths for microwave field $f_{rf} = 6 - 24$ GHz.

Pt / Fe 多層膜熱処理過程における温度低下速度操作による $L1_0$ -FePt 連続薄膜の結晶配向変態

大家幸太¹, 吉川大貴², 塚本新²

(¹ 日本大学大学院理工学研究科, ² 日本大学理工学部)

Crystal orientation transformation of $L1_0$ -FePt continuous thin films by controlling temperature decrease rate in Pt / Fe multilayer annealing.

Kouta Daike¹, Hiroki Yoshikawa², Arata Tsukamoto²

(¹ Graduate School of Science and Technology, Nihon Univ.,

² College of Science and Technology, Nihon Univ.)

はじめに 高い磁気異方性定数を有する $L1_0$ -FePt (K_u : $6.6 \sim 10 \times 10^7$ erg/cm³)¹⁾ は、磁気記録媒体材料や MRAM などの利用に向けて多く研究されている。 $L1_0$ -FePt 薄膜の高い磁気異方性の発現とともに、結晶の配向軸制御、高規則化度、高い平坦性が必要とされる。そのため、配向誘導基板を用いた多くの報告がされているが、より簡便な作製プロセスが望まれることから、平坦な熱酸化 Si 基板を対象とし、熱処理における規則合金化の促進を目的とした Pt / Fe 多層膜を成膜し、数百 °C/min.での温度制御が可能なアニール処理により $L1_0$ -FePt 連続薄膜を作製するプロセスを検討する。アニール処理は主に昇温速度・到達温度・保温時間・温度低下速度の要素があるが、本報告では温度低下速度に注目し、熱処理後の結晶構造及び配向、磁気特性、表面形状の評価を行った。

実験方法 DC マグネトロンスパッタリング法により熱酸化 Si 基板上に Pt / Fe 多層膜 [Pt (1.41 nm) / Fe (1.09 nm) = Fe₅₀Pt₅₀] × 6 cycle を積層した。この多層膜に対し、到達真空度 $\leq 2.0 \times 10^{-6}$ Pa の雰囲気下で赤外線ランプ加熱により、昇温速度 200 °C/min., 到達温度 700 °C, 保温時間 240 min.を経た後 x °C/min. ($x = -40, -5.0, -3.0, -2.5, -2.0, -1.0$) で 200 °C まで温度低下させた。熱処理後の試料に対し、結晶の配向評価を X 線回折装置 (XRD), 振動試料型磁力計 (SQUID-VSM) で磁気特性を計測し、薄膜の表面像を走査型電子顕微鏡 (SEM) で観察した。

実験結果 Fig. 1 に熱処理後の X 線回折図を示す。-2.5 °C/min.の試料において異なる特徴を確認したため、-2.5(A), -2.5(B) と区別する。まず、全ての試料で $L1_0$ 規則合金化の促進を確認した。温度低下速度を操作することで、大きく二種の優先配向膜が出現することが明らかになった。-40 °C/min. ~ -2.5 °C/min.では (111) 優先配向となり、-2.5 °C/min.より遅い冷却では (001) 優先配向となる。-2.5 °C/min.付近が結晶配向変態境界であるものと考えられる。Fig. 2 に温度低下速度 -1 °C/min.の表面形状、表面被覆率及び膜面垂直方向の磁気特性を示す。まず、熱処理後でも 97% と高い表面被覆率を持つ連続膜形状を確認した。また、膜面垂直方向に磁場を印可した際の垂直磁化曲線にて保磁力 9.0 kOe, 飽和磁化 810 emu/cm³ の磁化曲線を示し、良好な硬磁気特性を示した。ただし、保磁力、飽和磁化はともに $L1_0$ -FePt の磁気特性理論値¹⁾に比べ小さい値である。実効的組成比の変化、規則化度の減少や (001) 配向以外の配向成分の存在によるものと考えられる。

本検討により、配向誘導基板を用いることなく温度低下速度を操作することで、膜面垂直方向に望む結晶配向を形成できる可能性を示した。

参考文献

1) Dieter Weller, et al. IEEE Trans. Magn., Vol. 36, No. 1 (2000).

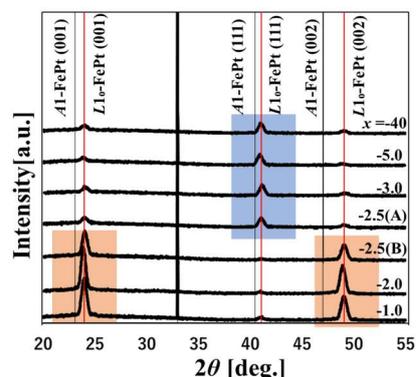


Fig. 1 Out-of-plane XRD patterns of FePt film with changing of temperature decrease rate.

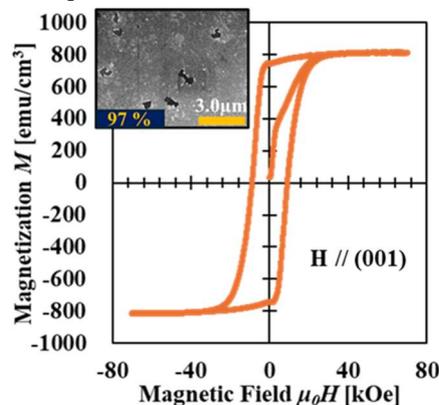


Fig. 2 Perpendicular magnetic hysteresis loop and SEM image of FePt film at -1 °C/min.

磁気テープ用スパッタ媒体の記録特性シミュレーション

大久保 亜偉輝¹ 立花 淳一² 相澤 隆嗣² 山鹿 実² 田河 育也¹

(¹東北工業大学、²ソニー ストレージメディアソリューションズ株式会社)

Simulation Analysis of Recording Characteristics of Sputtered Media for Magnetic Tape

Aiki OKUBO¹, Junichi TACHIBANA², Takashi AIZAWA², Minoru YAMAGA² and Ikuya TAGAWA¹

(¹Tohoku Institute of Technology, ²Sony Storage Media Solutions Corporation)

はじめに

LTO9 規格の磁気テープの面記録密度は約 11 Gbits/in² と推定されるが[1]、50 Gbits/in² を超える領域ではハードディスクドライブ (HDD) に使用されているヘッドや媒体の技術導入が必要と思われる。このため我々は、Ba-Ferrite 塗布テープ媒体に代わる次世代の媒体候補として、スパッタ薄膜磁気テープ媒体の開発を行っている[2][3]。しかし、磁気テープシステムでは、ヘッド媒体間磁気スペーシングの微小化や媒体軟磁性下地層 (SUL) の形成が困難である。そこで本研究では、HDD 用の垂直磁気記録ヘッドの使用を仮定し、SUL の必要性に着目してシミュレーションによる検討を行った。

計算モデル

媒体は、Co₃O₄ を添加した CoPtCr-SiO₂ 複合ターゲットフィルム基板上に作成したスパッタ薄膜垂直磁化媒体[2]を想定した。ヘッドは、250 GB クラス HDD 用の垂直磁気ヘッド (SPT ヘッド)、および、比較として LTO9 クラスの磁気テープ用リングヘッドを想定した。シミュレータの詳細については文献[4]を参照されたい。

シミュレーション結果

Fig. 1 に LTO9 ヘッドおよび SPT ヘッド (SUL あり・なし) による再生出力 (Amp.) の記録電流 (I_w) 依存性を示す。LTO9 ヘッドと比べ、SUL あり SPT ヘッドでは、飽和に要する I_w が LTO9 ヘッドよりも小さく、SUL を付けることによって記録効率が大幅に改善されることがわかる。

Fig. 2 に媒体 SNR の記録密度 (Roll-Off) 依存性を示す。SUL あり SPT ヘッドの SNR は、LTO9 ヘッドと同等であるばかりでなく、高密度領域ではむしろ高くなっている。すなわち、SPT ヘッドのトラック幅 ($TW_r=150\text{nm}$) が LTO9 ヘッドのトラック幅 ($TW_r=800\text{nm}$) よりも大幅に狭いにも関わらず高密度特性の改善がみられる。

Fig. 3 に 353kfc/i における媒体 SNR の SUL 厚さ (SUL_t) 依存性および SUL 飽和磁束密度 (SUL_B_s) 依存性を示す。これらは、Roll-off のデータから 353kfc/i の媒体 SNR を最小二乗近似により求めたものである。SUL t 依存性では、SUL が薄くなるにしたがって媒体 SNR は悪化するが、20nm までの悪化は緩やかである。SUL B_s 依存性では、SUL の B_s が低下すると媒体 SNR は悪化するが、2000 Gauss を境に減衰が著しい。これらの依存性は主としてヘッド磁界強度の減衰によるものである。

文献

- [1] INSIC, International Magnetic Tape Storage Roadmap 2019.
- [2] J. Tachibana, et al., IEEE Trans. Magn., 59(11), 2100305 (2023).
- [3] S. Furrer, et al., IEEE Trans. Magn., 54(2), 3100308 (2018).
- [4] I. Tagawa, et al., IEEE Trans. Magn., 59(11), 3278236 (2023).

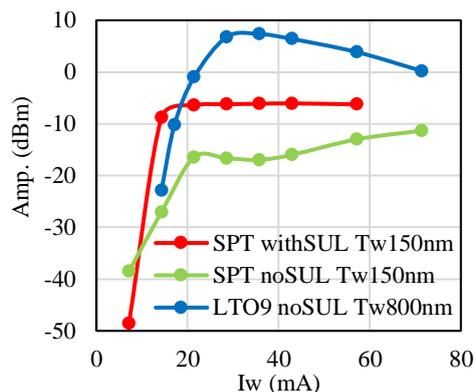


Fig. 1 Recording current dependence of readout amplitude.

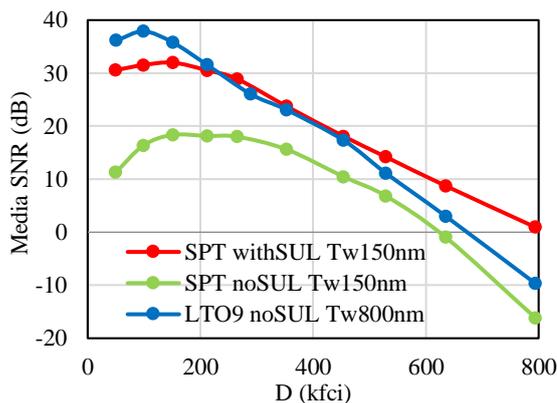


Fig. 2 Recording density dependence of media SNR.

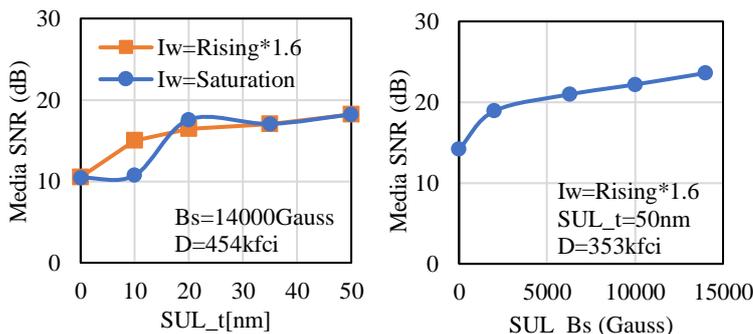


Fig. 3 Dependence of SNR on SUL thickness and on SUL B_s .

マイクロマグネティクスシミュレーションを用いた AMR 出力の考察

指宿 隆弘, 伊藤 亮太, 高橋 良徳, 長谷川 隆
(株式会社村田製作所)

Consideration of AMR sensor output profile by using micromagnetics simulation.

T. Ibusuki, R. Ito, Y. Takahashi, and T. Hasegawa
(Murata Manufacturing Co., Ltd.)

はじめに

AMR センサは、磁性膜の磁化方向に応じて電気抵抗が変化する異方性磁気抵抗効果(Anisotropic Magnetoresistance effect)を利用したセンサである。そしてセンサとして機能させる為、図 1 に示すミアンダ構造に NiFe 薄膜を微細加工し、磁性膜の磁化を形状磁気異方性で安定化させた構造となっている。AMR センサの応用例としてはスイッチがあり、印加磁界に応じて変化するセンサ出力が所定の閾値を超えた時に、AMR センサの ON/OFF 出力が切り替わる。ただ、AMR センサが図 2 に示すようなヒステリシスを持つ出力特性となった場合、閾値電圧における検知磁界の誤差となり、スイッチの誤動作の原因となる。このため、ヒステリシスの小さな AMR センサが求められ、ヒステリシスの発生メカニズムを明確化することが重要である。

検討内容

ヒステリシスの発生メカニズムとして考えられるのは、磁歪に起因する誘導磁気異方性、それに起因した異常磁区の発生である。これらを検証する為、図 1 に示す AMR センサ(線幅 6 μm , 線間隔 2 μm , 膜厚 36nm)を、NiFe 組成をパラメータとし作製した。出力波形は、ヘルムホルツコイルを用い、最大印加磁界 10mT で測定した。また、マイクロマグネティクスシミュレーション(MuMAX3)を用いて[1], 誘導磁気異方性などのパラメータがヒステリシスの発生原因となるかについても検討した。マイクロマグネティクスシミュレーションでは、細線の一部をモデル化し、周期境界条件を仮定しミアンダ構造を再現し計算した。図 3 に計算結果の一例を示す。図より実測と計算の良い一致が見られ、モデリングから推測される要因が、ヒステリシスの原因となった事が考えられる。その検証として、Kerr 顕微鏡を用いた磁区観察も実施した。当日は、これらの検討結果について報告する。

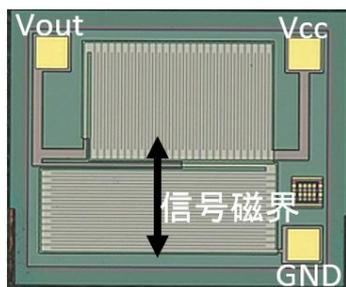


図 1 AMR センサパターン

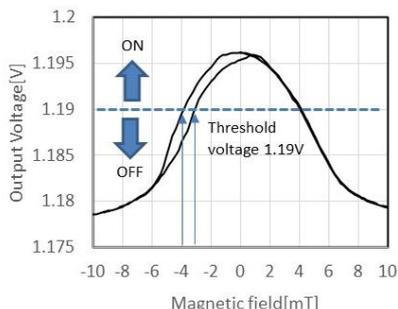


図 2 出力波形

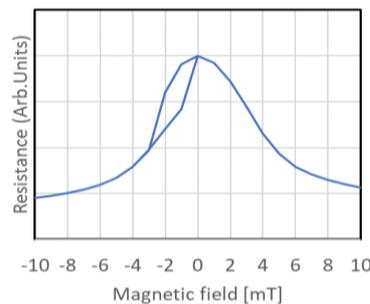


図 3 計算波形

謝辞

Ni-Fe 薄膜の物性情報, Kerr 顕微鏡を用いた磁区観察では、東北大学大学院工学研究科電気エネルギーシステム専攻遠藤恭教授のご指導を頂きました。

参考文献

- [1] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, and B. Van Waeyenberge, AIP ADVANCES 4, 107133 (2014).