

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<sup>1)</sup>は, H-doped  $\text{SmFeAsO}$  薄膜が 5 K において 5 T の磁場下で  $J_c \sim 2$  MA/cm<sup>2</sup> 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<sup>2)</sup>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.<sup>3)</sup> 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  $\mu\text{m}$  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/cm<sup>2</sup> 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/cm<sup>2</sup> 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).

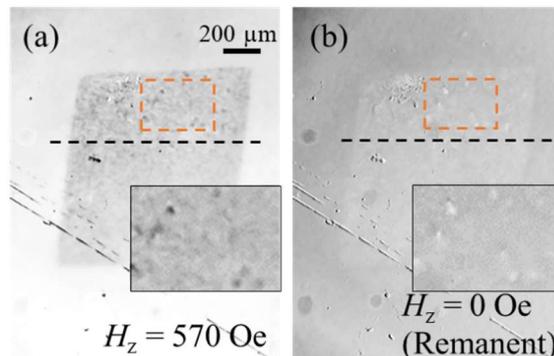
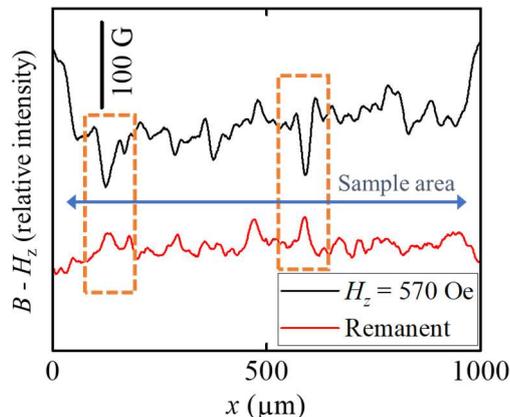
Fig. 1 MO images of nominal  $\text{SmFeAsO}_{0.77}\text{H}_{0.12}$  at 20 K.(a)  $H_z = 570$  Oe. (b)  $H_z = 0$  Oe (Remanent).

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<sup>1)</sup>。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).

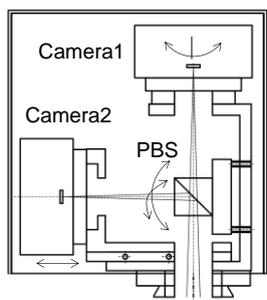


Fig. 1 Configuration of a compact and highly stable 16-bit polarization camera.

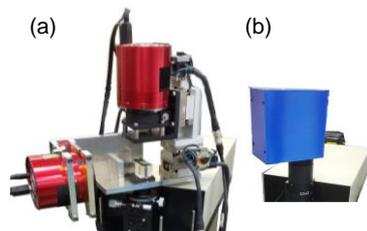


Fig. 2 External view of a (a) previous 16-bit polarization camera and (b) the newly developed compact and highly stable 16-bit polarization camera, respectively.

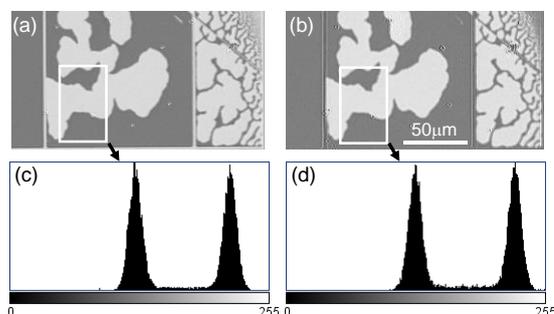


Fig. 3 Magnetic domain image and brightness histogram of GdFeCo thin film by polarization camera. (a) and (b) magnetic domain images and (c) and (d) luminance histograms from a previous 16-bit polarization camera and the newly developed compact and highly stable 16-bit polarization camera, respectively.

# 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<sup>1</sup>、坂口穂貴<sup>1</sup>、野中尋史<sup>2</sup>、鷲見聡<sup>3</sup>、栗野博之<sup>3</sup>、Fatima Zahara Chafi<sup>1</sup>、石橋隆幸<sup>1</sup>  
(<sup>1</sup>長岡技科大、<sup>2</sup>愛知工大、<sup>3</sup>豊田工大)

Development of MO recording technique for MO diffractive devices

T. Homma<sup>1</sup>, H. Sakaguchi<sup>1</sup>, H. Nonaka<sup>2</sup>, S. Sumi<sup>3</sup>, H. Awano<sup>3</sup>, F.Z. Chafi<sup>1</sup>, and T. Ishibashi<sup>1</sup>  
(<sup>1</sup>Nagaoka Univ. of Tech., <sup>2</sup>Aichi Inst. of Tech., <sup>3</sup>Toyota 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-D<sup>2</sup>NN)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<sup>1,2)</sup>。今後、MO-D<sup>2</sup>NN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 Gd<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub>(111)基板上に作製した、Y<sub>0.5</sub>Bi<sub>2.5</sub>Fe<sub>4</sub>GaO<sub>12</sub>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<sub>i</sub>は、式(1)、(2)<sup>3)</sup>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<sub>max</sub>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).

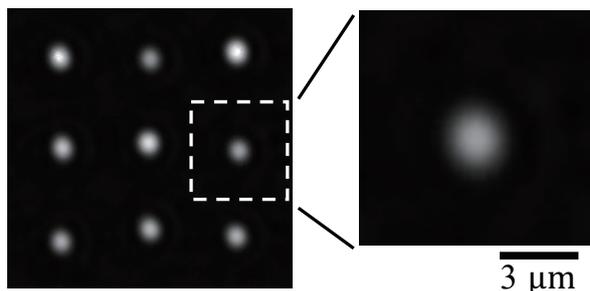


Fig. 1 Magneto-optical image of recorded magnetic domain.

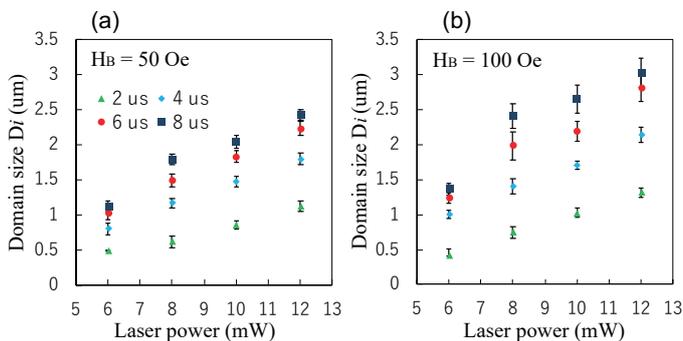


Fig. 2 Experimental Parameters dependence of recorded magnetic domain sizes. Recording magnetic domain with bias magnetic field (a) 50 Oe, (b) 100 Oe.

# 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(D<sup>2</sup>NN)が注目されている<sup>1)</sup>。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-D<sup>2</sup>NN)を開発してきた<sup>2,3)</sup>。実用可能なD<sup>2</sup>NN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-D<sup>2</sup>NN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<sub>0.5</sub>Bi<sub>2.5</sub>Fe<sub>4</sub>GaO<sub>12</sub>薄膜<sup>4)</sup>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<sup>5)</sup>。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-D<sup>2</sup>NN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。

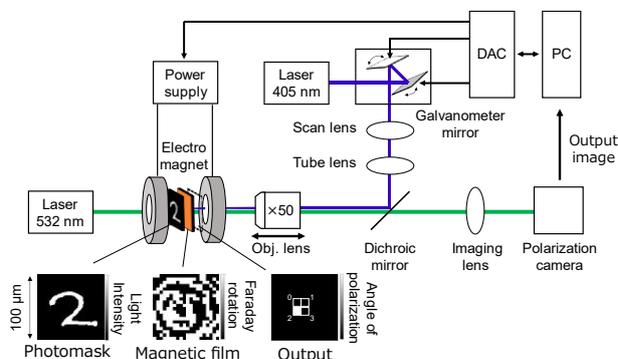


Fig. 1 Online learning setup for MO-D<sup>2</sup>NN.

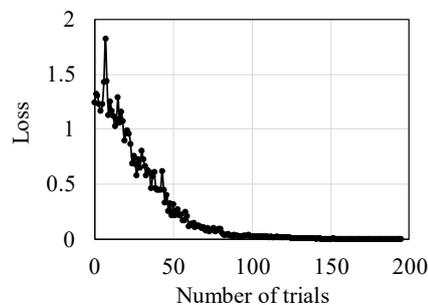


Fig. 2 Loss between output and target data against the number of iterations.

# 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<sup>1</sup>, 赤川 怜央<sup>1</sup>, 池田 朱莉<sup>1</sup>, 坂口 穂貴<sup>1</sup>, F.Z.Chafi<sup>1</sup>,  
野中 尋史<sup>2</sup>, 鷺見 聡<sup>3</sup>, 栗野 博之<sup>3</sup>  
(<sup>1</sup>長岡技科大, <sup>2</sup>愛知工大, <sup>3</sup>豊田工大)

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

T. Ishibashi<sup>1</sup>, R. Akagawa<sup>1</sup>, J. Ikeda<sup>1</sup>, H. Sakaguchi<sup>1</sup>, F.Z.Chafi<sup>1</sup>, S. Sumi<sup>2</sup>, H. Awano<sup>2</sup>, H. Nonaka<sup>3</sup>  
(<sup>1</sup>Nagaoka Univ. of Tech., <sup>2</sup>Aichi Inst. of Tech., <sup>3</sup>Toyota 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-D<sup>2</sup>NN) を提案した<sup>1)</sup>。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-D<sup>2</sup>NN 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-D<sup>2</sup>NN 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。

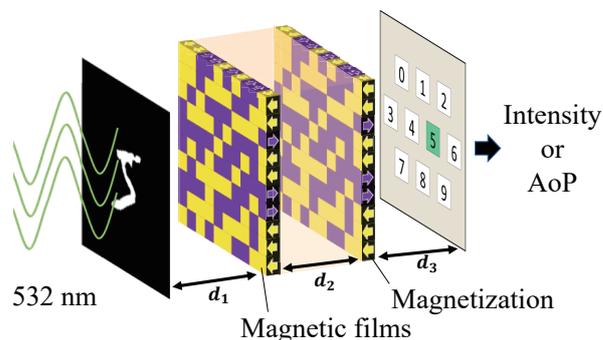


Fig. 1 A schematic drawing of MO-D<sup>2</sup>NN.

## 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).

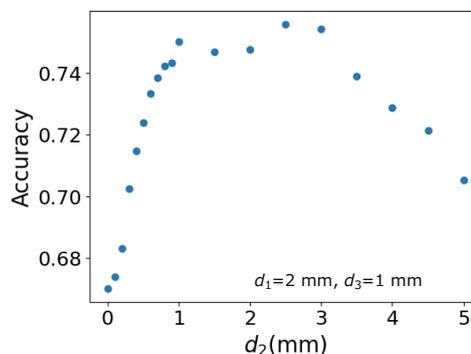


Fig.2 Accuracies of handwritten digits recognition by MO-D<sup>2</sup>NN trained for output signals of rotation angle of polarization plane.

# 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。

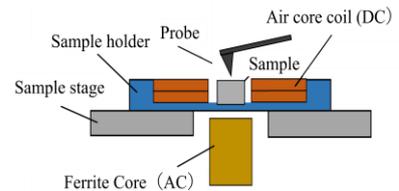


Fig. 1 Schematic diagram of experimental setup.

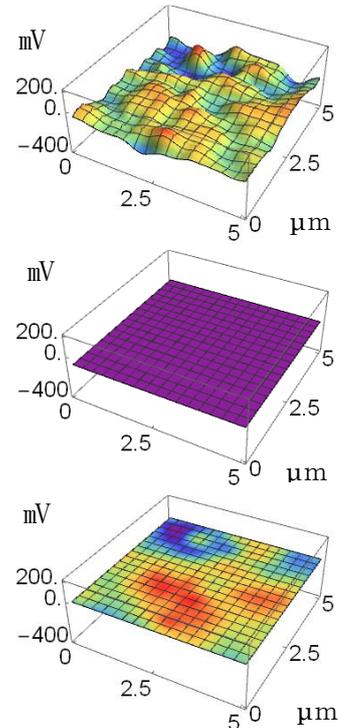


Fig. 2 (a) A-MFM image, (b)  $H_z^{dc}(k=0)$  image, (c)  $H_z^{dc}(k \neq 0)$  image.

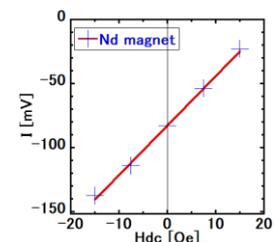


Fig. 3 Averaged magnetic field signal against applied  $H_z^{dc(ex)}$ .

## 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<sup>1)</sup>。

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)

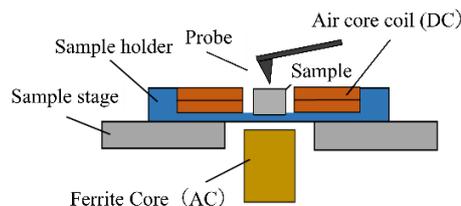


Fig.1 Schematic diagram of experimental setup

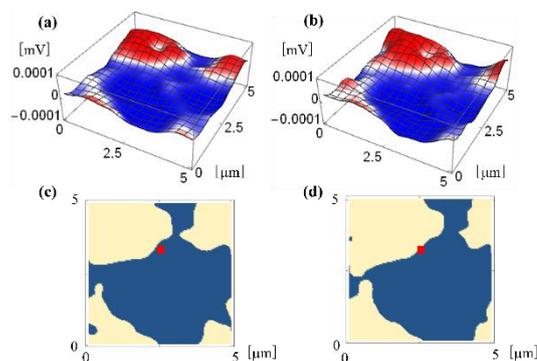


Fig.2 Extracted magnetic field images

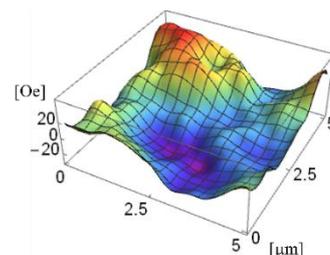


Fig.3 Image of DC magnetic field

# 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  $\omega_m$  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、 $\Delta u$  の  $\omega_m$  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。 $\chi''$  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  $\omega_R$  を境に位相が  $180^\circ$  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  $\theta$  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、 $\theta$  が急激に  $180^\circ$  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。

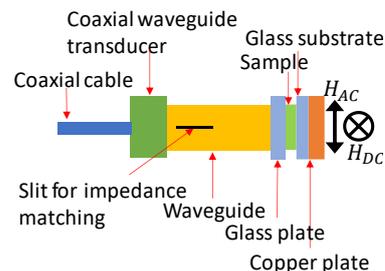


Fig. 1 Schematic diagram of experimental setup for detecting ferromagnetic resonance frequency.

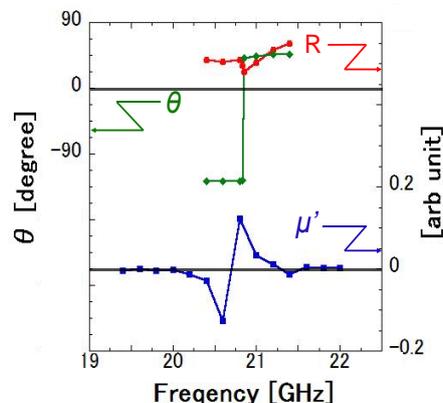


Fig. 2 Frequency dependence of reflected power of permalloy thin film by backside Cu plate.

# 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  $\epsilon'$  and  $\mu'$  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,  $\mu'$  is

close to vacuum permeability  $\mu_0$ , 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  $\omega_c$  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)

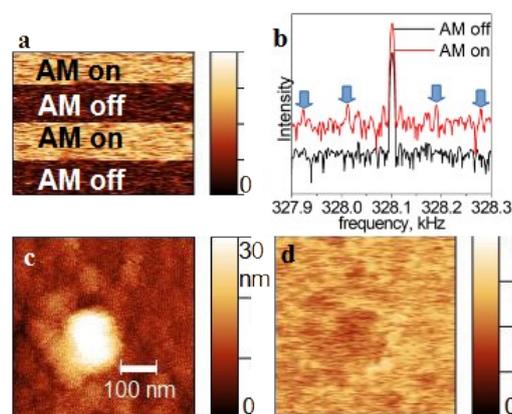


Figure 1. Transmitted microwaves with AM 90%,  $\omega_m=89$  Hz and  $\omega_c=25$  GHz. (a) Absolute signal value measured by Si tip on the  $5 \times 5$  nm<sup>2</sup> glass spot with repeated AM switch; (b) corresponding spectra of tip oscillation; topography (c) and microwave signal (d) near-surface images of thermally deposited gold nanoparticles, obtained using Pd-coated Si tip.