

# 交番磁気力顕微鏡を用いた永久磁石の直流磁場イメージング

三浦 健太、田中 花道、松村 透、齊藤 準  
(秋田大理工)

DC magnetic field imaging of permanent magnets using an alternating magnetic force microscopy

K. Miura, H. Tanaka, T. Matsumura, H. Saito

(Akita Univ.)

**はじめに** 磁気力顕微鏡は磁性体試料の磁極を発生源とする直流磁場に対して、磁場勾配を検出することで磁場そのものを検出する他の観察手法と比較して、磁場勾配の伝達関数が高波数域で磁場の伝達関数より低減衰であることを利用して高い空間分解能を得ている。我々は試料表面近傍の磁気力の単独検出を可能にした交番磁気力顕微鏡 (Alternating Magnetic Force Microscopy; A-MFM) に、磁場計測方向を一定に保つことができる超常磁性探針を組み合わせることで、高い空間分解能での直流磁場勾配計測を実現している。しかしながら得られる磁場勾配像は、解釈が容易な磁場像と比較して定量性に乏しいことが指摘されてきた。本報告では、我々が最近提案した、磁気力顕微鏡の磁場勾配像から磁場方向と磁場値が定まった磁場像を得る手法<sup>1)</sup>を永久磁石に適用した結果を述べる。

**実験方法** NdFeB 磁石試料を、超常磁性探針を用いた A-MFM により観察した。超常磁性探針は Co-GdO<sub>x</sub> 超常磁性薄膜を Si 探針母材に 100 nm 成膜して作製した。A-MFM 観察時は永久磁石試料直上の超常磁性探針を磁場分布が明らかな空芯コイルを用いて交流励磁し、同時に超常磁性探針には永久磁石試料からの直流磁場に加えて一様な直流磁場を空芯コイル直下の電磁石で適宜印加した。ここで超常磁性探針は空芯コイルの中心に設置した。A-MFM 像 ( $\partial^2(H_z^{dc} H_z^{ac}) / \partial z^2$  像) から、空間周波数フィルターを用いて磁場像 ( $H_z^{dc}$  像) や磁場勾配像 ( $\partial^2 H_z^{dc} / \partial z^2$  像) を抽出した。ここで  $z$  方向は磁石試料を乗せた試料ステージに垂直な方向である。

**実験結果** Fig.1(a)に電磁石からの外部直

流磁場 0 Oe のときの A-MFM 像

( $\partial^2(H_z^{dc} H_z^{ac}) / \partial z^2$  像)、(b)に(a)から抽出した  $\partial^2 H_z^{dc} / \partial z^2$  像、(c)、(d)に(b)を  $z$  方向に 2 回積分して求めた磁場勾配積分像 ( $H_z^{dc}$  像) とその磁場極性像、(e)、(f)は(a)から抽出した  $H_z^{dc}$  像とその磁場極性像、(g)、(h)は外部直流磁場 600 Oe のときの A-MFM 像から抽出した  $H_z^{dc}$  像とその磁場極性像を示す。観察範囲は 5  $\mu\text{m}$  角である。ここで磁場極性像は  $H_z^{dc}$  信号の正負を示している。図に見るように、(a)の A-MFM 像は(b)の A-MFM 像から抽出した  $\partial^2 H_z^{dc} / \partial z^2$  像とほぼ同様であることから、A-MFM 像の信号は主に磁場勾配信号から構成されていることがわかる。(b)を  $z$  方向に 2 回、積分することにより(c)の  $H_z^{dc}$  像を得ることができるが、磁場勾配信号には磁場の一定値は含まれないため積分定数を別途定める必要がある。一方 A-MFM 像から抽出した(e)の  $H_z^{dc}$  像は磁場の一定値を含む。図に見るように、(e)の  $H_z^{dc}$  像は、積分により求めた(c)の  $H_z^{dc}$  像と空間的な変化は同様であるが、磁場極性像のゼロ磁場線の位置は異なっている。さらに一様な直流磁場 600 Oe を試料空間に印加した(g)の  $H_z^{dc}$  像では、空間的な変化は(e)の  $H_z^{dc}$  像と同様であるが、ゼロ磁場線の位置は外部印加した直流磁場により変化している。探針が検出する磁場は試料から発生する磁場が -600 Oe のときに外部印加磁場の 600 Oe と相殺してゼロになるので、(g)の  $H_z^{dc}$  像のゼロ磁場線は磁石試料からの  $H_z^{dc}$  が -600 Oe の場合に対応している。以上より、空芯コイルと超常磁性探針を用いて観察した A-MFM 像は、磁場勾配像にほぼ対応しており、今回の磁場像の抽出により、これまで検出が困難であった磁場の一定値成分も加えて磁場をイメージングできることがわかった。この結果より、磁気力顕微鏡を用いた磁場イメージングの可能性を示すことができたと考えている。これらの詳細は学会で報告する。

図 1(a) から (h) は、外部直流磁場 0 Oe のときの A-MFM 像とその抽出された磁場像と極性像を示している。図 1(a) は A-MFM 像、(b) は  $\partial^2 H_z^{dc} / \partial z^2$  像、(c) は  $H_z^{dc}$  像、(d) は  $H_z^{dc}$  像の極性像、(e) は A-MFM 像から抽出された  $H_z^{dc}$  像、(f) は  $H_z^{dc}$  像の極性像、(g) は外部直流磁場 600 Oe のときの A-MFM 像、(h) は  $H_z^{dc}$  像の極性像を示している。図 1(a) から (h) は、外部直流磁場 600 Oe のときの A-MFM 像とその抽出された磁場像と極性像を示している。図 1(a) は A-MFM 像、(b) は  $\partial^2 H_z^{dc} / \partial z^2$  像、(c) は  $H_z^{dc}$  像、(d) は  $H_z^{dc}$  像の極性像、(e) は A-MFM 像から抽出された  $H_z^{dc}$  像、(f) は  $H_z^{dc}$  像の極性像、(g) は外部直流磁場 600 Oe のときの A-MFM 像、(h) は  $H_z^{dc}$  像の極性像を示している。

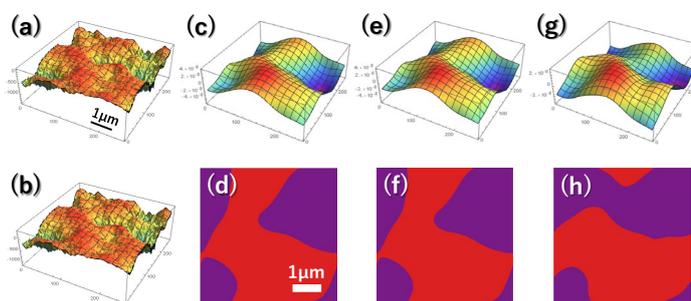


Fig.1 A-MFM image and transformed magnetic field images and their magnetic field polarity images.

参考文献 1) 齊藤 準、三浦 健太、他：第 45 回 日本磁気学会学術講演概要集 (2021)

# 交番磁気力顕微鏡を用いた Co-GdO<sub>x</sub> 超常磁性探針の マイクロ波磁場応答性の評価

佐藤 駿介、松村 透、齊藤 準  
(秋田大)

Evaluation of magnetic field response of Co-GdO<sub>x</sub> superparamagnetic tip in microwave frequency region  
by alternating magnetic force microscopy

S. Sato, T. Matsumura, H. Saito  
(Akita Univ.)

**背景** 近年、磁気記録媒体にマイクロ波磁場を印加して磁気共鳴を発生させることで磁気記録ヘッドからの記録ビット書き込みを容易にするマイクロ波アシスト型の高記録密度・磁気記録装置が開発されている。磁気記録媒体の性能向上には磁気共鳴のイメージングによる評価が有用となる。このため我々は、これまでに開発した交流磁場を検出可能な交番磁気力顕微鏡(A-MFM)を用いることで、強磁性共鳴イメージングが可能なシステムの開発を進めている。強磁性共鳴の検出には、A-MFM 中で磁気記録媒体を高周波励磁するマイクロ波磁場源および高周波磁場を検出できる磁性探針の開発が必要になる。本研究ではマイクロ波磁場源として開発を進めている導波管スロットアンテナを用いて、高周波数まで磁場応答が期待される Co-GdO<sub>x</sub> 超常磁性探針のマイクロ波磁場応答性を周波数 12~18 GHz の範囲で A-MFM を用いて評価した。

**実験方法** A-MFM を用いて超常磁性探針が高周波磁場により受ける磁気力勾配  $F'_z$  を評価するためには、検出周波数を A-MFM が検出できる周波数まで下げる必要がある。超常磁性探針の磁化  $m$  は探針に印加される磁場  $H$  に比例する ( $m = \chi H$ ) ので、マイクロ波磁場を低周波数で振幅変調することで、

$$(H = H_0^{ac} (1 + \alpha \cos(\omega_L t)) \cos((\omega_H t)))$$

$$F'_z = \partial^2 (m \cdot H) / \partial z^2 \text{ より、 } F'_z(\omega_L) = \alpha m (\partial^2 H_0^{ac} / \partial z^2) \cos(\omega_L t),$$

$F'_z(2\omega_L) = (\alpha^2 / 4) m (\partial^2 H_0^{ac} / \partial z^2) \cos(2\omega_L t)$  となり低周波数の磁気力が発生する。ここで、 $m = |m|$ 、 $H_0^{ac} = |H_0^{ac}|$  である。この磁気力により A-MFM では探針をその共振周波数近傍で励振した場合、加振周波数  $\omega_d$  付近に側帯波のスペクトル ( $\omega_d \pm \omega_L$ ,  $\omega_d \pm 2\omega_L$ ) が発生する。

Fig.1 に一例として、 $\alpha = 0.9$ 、 $\omega_H / 2\pi = 12$  GHz、 $\omega_L / 2\pi = 89$  Hz のときの超常磁性探針の探針振動の  $\omega_d$  付近の振動スペクトルを示す。探針のマイクロ波磁場応答性を、側帯波のバックグラウンドノイズからの強度を測定することで評価した。

**実験結果** 超常磁性探針は導電性を有するため、マイクロ波磁場と同時に発生するマイクロ波電場も検出するので、磁場と電場の切り分けが必要になる。このため、電場のみを検出する Pd 探針も用意し、また導波管スロットアンテナのスロット上にガラス基板と、探針と同時に作製した Co-GdO<sub>x</sub> 超常磁性薄膜を設置し、超常磁性薄膜の磁場応答に伴う磁場の増強効果も合わせて検討した。Fig.2 に探針振動の側帯波 ( $\omega_d \pm \omega_L$ ) 強度のスロット端からの位置 ( $x$ ) 依存性を示す。ここで、(a)は Pd 探針、(b),(c)は Co-GdO<sub>x</sub> 超常磁性探針を用いた結果であり、(a),(b)ではスロット上にガラス基板、(c)では Co-GdO<sub>x</sub> 超常磁性薄膜を設置した。ここではスロットアンテナの端部を短絡させてスロットに定在波を発生させた。図に見るように、側帯波強度は管内波長で変化しているものの、周波数 ( $\omega_H / 2\pi$ ) が 15 GHz の場合には、ガラス基板の代わりに超常磁性薄膜を置くことで側帯波強度が増加していることから超常磁性探針および超常磁性薄膜はマイクロ波磁場に応答していることがわかる。これらの詳細は学会で報告する。

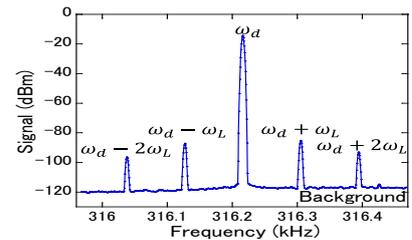


Fig.1 Spectrum of mechanical oscillation of Co-GdO<sub>x</sub> tip under amplitude modulated microwave.

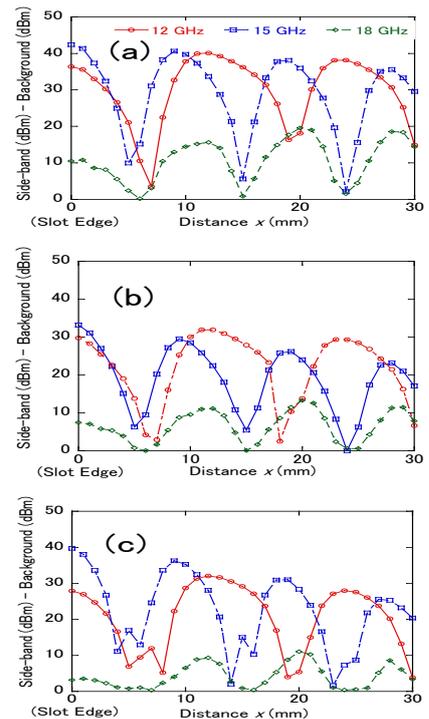


Fig.2 Position dependence of side-band spectrum intensity. [(a) Pd tip and glass substrate, (b) Co-GdO<sub>x</sub> tip and glass substrate, (c) Co-GdO<sub>x</sub> tip and Co-GdO<sub>x</sub> film.]

# 交番磁気力顕微鏡により観察する単磁区微粒子のシミュレーションによる磁化容易軸方向の解析

村上 幸汰、高田 愛香、松村 透、齊藤 準

(秋田大)

Simulation study of analysis of magnetic easy axis direction of single domain particles for magnetic imaging by alternating magnetic force microscopy

K. Murakami, A. Takada, T. Matsumura, H. Saito

(Akita Univ.)

## はじめに

研究グループが開発した交番磁気力顕微鏡 (Alternating Magnetic Force Microscopy; A-MFM) は、単磁区微粒子 1 個から発生する漏れ磁場の検出が可能であり、超常磁性探針を用いることで磁場の計測方向の精度の高い計測が可能である。一軸磁気異方性を有する単磁区微粒子の磁化反転挙動は磁化容易軸と印加磁場とのなす角度によって変化するので、その磁化容易軸の方向を把握することは重要である。本研究では、A-MFM により観察する基板上の単磁区微粒子において基板に垂直方向の磁場の勾配像から、磁化容易軸の方向の推定方法をシミュレーションにより検討した。

## 方法および結果

単磁区微粒子を平坦な基板上に置いて交番磁気力顕微鏡を用いて観察することを想定して、Fig.1 に示したモデルで、単磁区微粒子の形状を球形と仮定して、基板に垂直方向の磁場の勾配  $\partial^2 H_z / \partial z^2$  を計算した。ここでは、単磁区微粒子の中心を  $xy$  平面の原点におき、磁化容易軸を向いた  $\mathbf{M}$  と基板に垂直方向の  $z$  方向とのなす角を  $\theta$  とした。探針は探針試料間距離が一定になるように図のように走査し、探針が検出する  $\partial^2 H_z / \partial z^2$  を微粒子表面の磁極からの寄与を足し合わせて計算した。微粒子の表面は、図のように  $\mathbf{M}$  に対して回転対称になるように球の経度と緯度方向に  $10^\circ$  刻みで分割して、磁場の発生源である磁極を離散化し、各点の磁極量は磁極密度 ( $\sigma_m = \mathbf{M} \cdot \mathbf{n}$ ) に各点が占める表面積を重み付けして求めた。ここで  $\mathbf{n}$  は微粒子表面の法線ベクトルである。図の赤点、青点は各々、磁極密度が正 ( $\sigma_m > 0$ ) および負 ( $\sigma_m < 0$ ) の点に対応している。

Fig.2 に単磁区微粒子の磁化容易軸を向いた  $\mathbf{M}$  と基板の法線とのなす角  $\theta$  を変化させて計算した  $\partial^2 H_z / \partial z^2$  像およびその空間周波数スペクトルの実数部分と純虚数部分を示す。単磁区微粒子の中心を  $xy$  平面の原点にとった場合、磁場勾配像は点対称を示す、 $\mathbf{M}$  の垂直成分による偶関数の像と、 $\mathbf{M}$  の傾斜方向に奇関数となる、 $\mathbf{M}$  の面内成分による像の合成となる。複素フーリエ変換を用いた場合、前者は実数スペクトル、後者は純虚数スペクトルとなる。空間周波数スペクトルに見るように、 $\mathbf{M}$  の傾き角  $\theta$  の増加に伴い、実数スペクトルのみから、実数スペクトルが減少し純虚数スペクトルが増加し、 $\theta$  が  $90^\circ$  になったときに、純虚数スペクトルのみになることがわかる。これより実数スペクトルと純虚数スペクトルの割合から  $\theta$  の推定が可能になると考えられる。学会では  $\theta$  が未知の像に対して、信号変換により仮想的に  $\theta$  を変化させた像を計算し、像が点対称あるいは、奇関数になる傾き角  $\theta$  を求めることで磁化容易軸の方向  $\theta$  を推定する方法を検討した結果について述べる予定である。

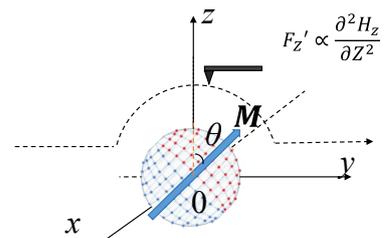


Fig.1 Calculation model of A-MFM image for single domain particle.

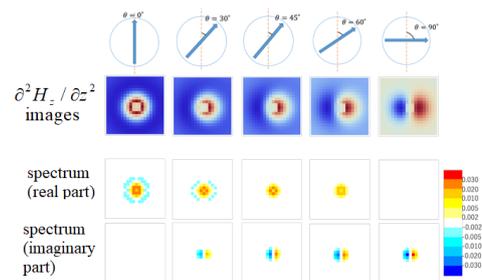


Fig.2 Calculated  $\partial^2 H_z / \partial z^2$  images and their real and imaginary part spectrum for single domain particle with various  $\mathbf{M}$  direction.

# 交番磁気力顕微鏡を用いた直流磁場イメージングの理論

齊藤 準、三浦 健太、田中 花道、松村 透  
(秋田大理工)

Theory of DC magnetic field imaging by using an alternating magnetic force microscopy

H. Saito, K. Miura, H. Tanaka, T. Matsumura  
(Akita Univ.)

**はじめに** 磁気力顕微鏡は磁性体試料の磁極を発生源とする直流磁場に対して、磁場勾配を検出することで磁場そのものを検出する他の観察手法と比較して、磁場勾配の伝達関数が高波数域で磁場の伝達関数より低減衰であることを利用して高い空間分解能を得ている。我々は試料表面近傍の磁気力の単独検出を可能にした交番磁気力顕微鏡 (Alternating Magnetic Force Microscopy; A-MFM) に、磁場計測方向を一定に保つことができる超常磁性探針を組み合わせることで、高い空間分解能での直流磁場勾配計測を実現している。しかしながら得られる磁場勾配像は、解釈が容易な磁場像と比較して定量性に乏しいことが指摘されてきた。本報告では、直流磁場を発生する永久磁石等を対象として、A-MFM 計測により高い空間分解能が得られる磁場勾配像から、磁場方向と磁場値が定まった磁場像を得る方法を提案する。

**方法** 直流磁場勾配の超常磁性探針を用いた A-MFM 観察においては、超常磁性探針に外部から交流磁場を印加して、探針磁化を交流磁場方向に変化させることで試料からの直流磁場勾配を計測する。本報告では探針に交流磁場を磁場分布が明らかな空芯コイルを用いて印加することで、磁気力勾配信号から磁場信号を抽出することを提案する。試料面に垂直方向を  $z$  方向として探針を  $z$  方向に加振した場合、磁気力顕微鏡が検出する磁気力勾配  $F_z'$  は、探針磁化を  $\mathbf{m}^{tip}$ 、探針に印加される磁場を  $\mathbf{H}$  とすると、 $F_z' = \partial^2(\mathbf{m}^{tip} \cdot \mathbf{H}) / \partial z^2$  で与えられる。空芯コイルから試料面に垂直方向の交流磁場  $H_z^{ac} \cos(\omega t)$  を探針に印加した場合、 $\mathbf{H}$  は試料から発生する直流磁場を  $\mathbf{H}^{dc}$  とすると  $\mathbf{H} = \mathbf{H}^{dc} + H_z^{ac} \cos(\omega t) \mathbf{e}_z$  となる。ここで、 $\mathbf{m}^{tip}$  は超常磁性探針であるので、

$\mathbf{m}^{tip} = \chi \mathbf{H}$  となる。交番磁気力顕微鏡が検出する磁気力勾配  $F_z'$  の  $\omega$  成分は  $F_z'(\omega t) = 2\chi \frac{\partial^2 H_z^{dc} H_z^{ac}}{\partial z^2} \cos(\omega t)$  となり、

$\frac{\partial^2 H_z^{dc} H_z^{ac}}{\partial z^2} = H_z^{ac} \frac{\partial^2 H_z^{dc}}{\partial z^2} + 2 \frac{\partial H_z^{ac}}{\partial z} \frac{\partial H_z^{dc}}{\partial z} + \frac{\partial^2 H_z^{ac}}{\partial z^2} H_z^{dc}$  となる。空芯コイルで発生させる磁場や磁場勾配は空芯コイル中の探針位置を定めることで、定数とおくことができるので、探針を空芯コイルの中心から離して設置した場合には、

$\frac{\partial^2 H_z^{dc} H_z^{ac}}{\partial z^2} = |C_1| \frac{\partial^2 H_z^{dc}}{\partial z^2} - |C_2| \frac{\partial H_z^{dc}}{\partial z} + |C_3| H_z^{dc}$  が得られ、磁気力勾配信号は磁場信号や磁場勾配

信号の和となる。次に磁気力勾配信号  $\frac{\partial^2 H_z^{dc} H_z^{ac}}{\partial z^2}$  から磁場信号  $H_z^{dc}$  を抽出することを考える。上式の波数空間

での空間周波数スペクトルは、

$\frac{\partial^2 H_z^{dc} H_z^{ac}}{\partial z^2}(k_x, k_y, z_0) = |C_1| \frac{\partial^2 H_z^{dc}}{\partial z^2}(k_x, k_y, z_0) - |C_2| \frac{\partial H_z^{dc}}{\partial z}(k_x, k_y, z_0) + |C_3| H_z^{dc}(k_x, k_y, z_0)$  となる。したがって、

$|C_3| H_z^{dc}(k_x, k_y, z_0) = \frac{|C_3| H_z^{dc}(k_x, k_y, z_0)}{|C_1| \frac{\partial^2 H_z^{dc}}{\partial z^2}(k_x, k_y, z_0) - |C_2| \frac{\partial H_z^{dc}}{\partial z}(k_x, k_y, z_0) + |C_3| H_z^{dc}(k_x, k_y, z_0)} \left( \frac{\partial^2 H_z^{dc} H_z^{ac}}{\partial z^2}(k_x, k_y, z_0) \right)$  となる。

直流磁場やその勾配は試料中での磁極  $\rho_m(k_x, k_y, z)$  を共通の発生源とした伝達関数で表すことができる (

$H_z^{dc}(k_x, k_y, z_0) = A \exp(-\sqrt{k_x^2 + k_y^2}(z_0 - z)) \rho_m(k_x, k_y, z)$ ,  $\frac{\partial^2 H_z^{dc}}{\partial z^2}(k_x, k_y, z_0) = A(k_x^2 + k_y^2) \exp(-\sqrt{k_x^2 + k_y^2}(z_0 - z)) \rho_m(k_x, k_y, z)$

) ので、上式から、 $|C_3| H_z^{dc}(k_x, k_y, z_0) = \frac{|C_3|}{|C_1|(k_x^2 + k_y^2) + |C_2|\sqrt{k_x^2 + k_y^2} + |C_3|} \left( \frac{\partial^2 H_z^{dc} H_z^{ac}}{\partial z^2}(k_x, k_y, z_0) \right)$  が導かれる。

以上のように、波数空間上で空間周波数フィルター  $\frac{|C_3|}{|C_1|(k_x^2 + k_y^2) + |C_2|\sqrt{k_x^2 + k_y^2} + |C_3|}$  により磁気力勾配信

号の空間スペクトルから磁場信号の空間スペクトルを抽出することができ、フーリエ逆変換することで磁場像を得ることができる。信号抽出で得られる磁場像は磁場の一定値を含んでおり、磁場値の校正により磁場の符号を含めた値の測定が可能となる。これらの詳細は学会で報告する。