# 電流による磁気渦の運動とM-TXMによる実空間イメージング

物質・材料研究機構　葛西　伸哉

1.　はじめに

強磁性体の磁区構造は、系の全磁気的エネルギーを最少にするように決定される。微小な強磁性体においては、形状の効果を反映した特徴的な磁区構造が現れることが知られている。特に円盤形状の強磁性体に現れる磁気渦構造(Fig. 1(a))は最も基本的な磁区構造であり、円盤の円周に沿った磁気モーメントは、磁極の生成による静磁エネルギーの増大を抑制するために、環流構造を形成する。一方で中心部分では、交換エネルギーによるエネルギー増大を抑制するために、磁気モーメントが円盤垂直方向に立ち上がった構造、すなわち吹き出し磁化(Magnetic vortex core)を形成する。磁気渦構造の存在に関しては古くから予測されていたものの、吹き出し磁化の検出には成功していなかった。2000年、Shinjoらは磁気力顕微鏡を用いることで吹き出し磁化からの漏洩磁場の検出に成功した[1]。この発見を契機として、磁気渦構造の静的および動的磁気特性について、多くの研究が行われている。

磁気渦構造は基礎・応用の両面において興味深い系である。吹き出し磁化の大きさは交換長(数nm-十数nm)程度であり[2]、そのイメージングは磁区構造観察手法に大きな発展をもたらした。また磁気渦構造は、還流磁区の巻き方向(Chirality)および吹き出し磁化の極性(Polarity)という二つの自由度を持ち、これらを反映した様々な運動モードが存在する[3-11]。

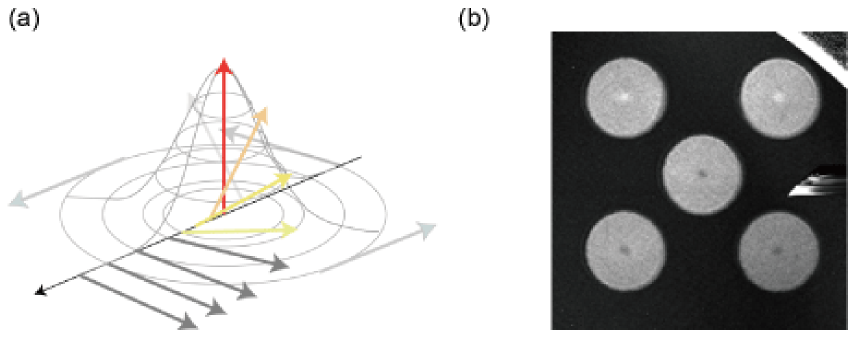


Fig.1 (a) Schematic illustration of the magnetic vortex structure.　(b) Magnetic contrast of the Permalloy circular disks obtained by using the magnetic transmission x-ray microscope. Diameter and thickness of the disks are 1mm and 100 nm, respectively. White and black spots indicate out-of-plane components of the magnetization inside the disks.

最近では Translational Mode と呼ばれる吹き出し磁化の面内旋回運動を励起することによって、吹き出し磁化の極性反転が生じることが報告されており、その反転過程の検出および理解について関心が集まっている。一方で応用の観点からは、吹き出し磁化からの漏洩磁場の小ささ、および磁気渦構造の安定性を利用した”磁気渦メモリ”の実現が期待されている。また、吹き出し磁化の運動を利用した発振素子[12]も応用の可能性が指摘されている。

上述のような吹き出し磁化の運動は磁場の代わりに強磁性体中を流れるスピン偏極電流によるスピントランスファートルク[13,14]によっても励起することが可能である[15-23]。現在、電流による磁区構造の運動を励起するという観点から、より実用に近い現象である強磁性細線での磁壁移動について精力的に研究が行われている[24-26]。磁気渦構造は磁壁の内部構造の一種であり、磁壁移動に関する基礎的な知見を得る上でも有効な系である。本講演では電流による磁気渦の運動およびその検出について紹介する。

## 2. M-TXM による磁気渦の運動の時間分解イメージング

初期の磁気渦の電流励起に関する研究は、そのほとんどが電気的な手法か、磁化の運動方程式である Landau-Lifschitz-Gilbert 方程式に基づいたマイクロマグネティクスシミュレーションによるものであり、運動の時間分解イメージングによる検証が不可欠であった。実際に磁気渦の運動を時間分解イメージングするためには、高い空間分解能、時間分解能を両立する磁気顕微鏡が必要である。しかし、吹き出し磁化の運動は共鳴現象を利用しても高々数百 nm であり、磁気 Kerr 顕微鏡などの光学的な手法では観察することが困難である。本研究では米国 Advanced Light Source の磁気 X 線透過型顕微鏡(M-TXM: Magnetic X-ray Transmission Microscope)[27,28]を用いた。Fig. 2(a)に本測定のセットアップを示す。本顕微鏡は、二枚のフレネル型ゾーンプレートを組み合わせた光学系からなり、実像を直接イメージングすることが可能である。空間分解能はゾーンプレートの加工精度で決まり、現状 15 nm 以下の高い空間分解能を実現している[27]。X 線のエネルギーを強磁性体の共鳴吸収端に合わせ、磁気円二色性による X 線吸収率の違いを磁気コントラストと解釈することで、磁気モーメントの空間分布を検出することができる。時間分解能は、放射光 X 線パルスの幅$\Delta t$ で決まり、典型的には 70 ps 以下である。放射光の入射タイミングを 2 bunch モードとし、ポンププローブ法を組み合わせることで、ダイナミクスの時間分解検出が可能となる。

試料は厚さ 200 nm の $Si_3N_4$ メンブレン上に作製した直径 1.5 μm、膜厚 40 nm の Permalloy($Fe_{19}Ni_{81}$)円盤である。交流電流を印加するために、Cr(10 nm)/Au(70 nm)の電極を取り付けてある。放射光 X 線パルスとの同期をとるために、100 ns にパルス変調した交流電流を印加した。Fig. 2(b) に励起電流密度 $1.3\times10^{11}$ A/m$^2$、励起周波数 220 MHz における磁気渦の運動のイメージング結果を示す。本測定では、試料の方向を X 線パルスの入射方向から傾けることによって、吹き出し磁化の運動を周辺磁化の運動として検出している。図中の矢印が磁化の方向を表しており、励起電流印加開始から 80 ns 後を $t$=0 ns とし

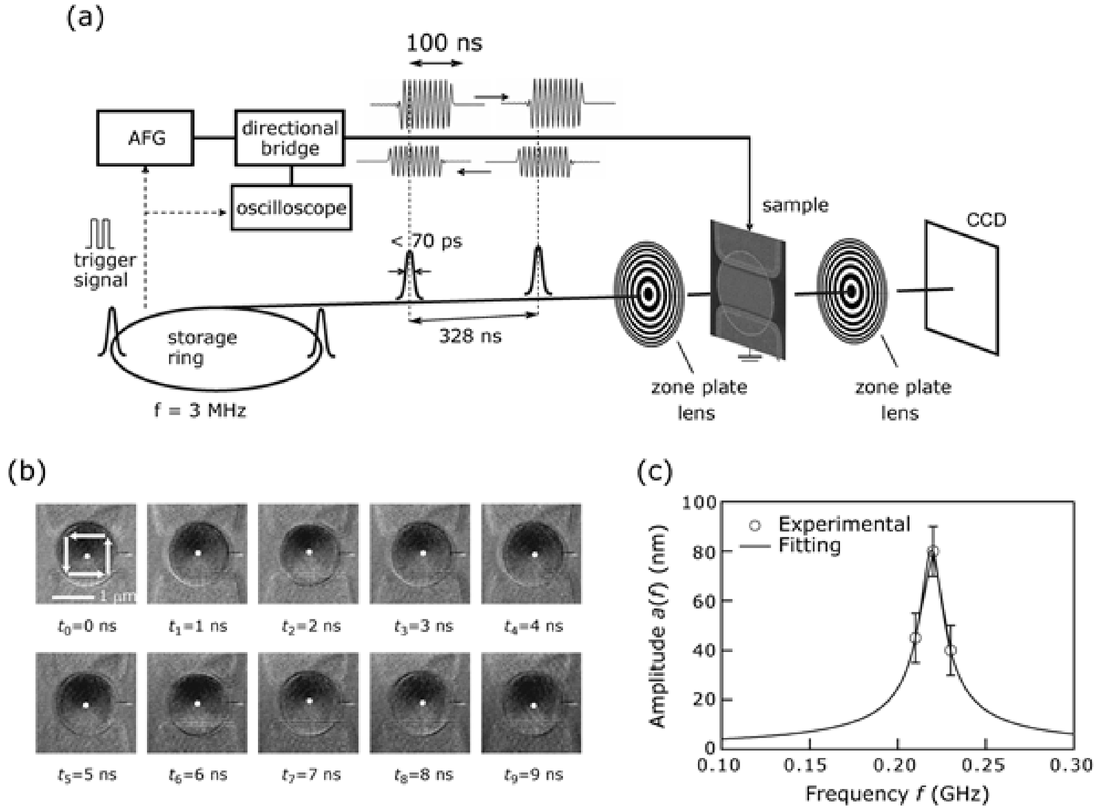


Fig. 2 Experimental setup for the imaging of the current-induced resonant motion of the vortex core by using the M-TXM. (b) Substantial images of the vortex core dynamics. Here the excitation current density is $1.3\times10^{11}$ A/m$^2$, whereas the frequency is 220 MHz. $t_0$ is defined as 80 ns after the pumping of the pulse modulated ac current. White dots denote the position of the vortex core. (c) Excitation frequency (*f*) dependence of the radius of the vortex core trajectory. Open circles are experimental data, whereas solid curve is a fitting curve.

て定義している。時間経過とともに、吹き出し磁化が周期約 4 ns で時計回りに旋回運動している様子が観測されている。また、吹き出し磁化の軌道半径はおよそ 80 nm であり、低励起電流密度においてもその運動が有効に励起されていることが分かる。

Fig. 2(c)に吹き出し磁化の回転半径の周波数依存性を示す。図中のエラーバーは M-TXM の解像度によって決定している。回転半径 $a(f)$は周波数 220 MHz 近傍で極大を取る。この周波数は LLG 方程式に基づいたマイクロマグネティクスシミュレーションによって得られる共鳴周波数と良い一致を示している。また、実験結果を磁気渦の運動方程式である Thiele の方程式[5,29]の解析解でフィッティングすることによって、電流のスピン偏極度 $P$ は $P$=0.67±0.15 と評価される。この結果は、巨大磁気抵抗素子の磁気抵抗率から評価された電流のスピン偏極度(0.7)[30]と良い一致を示しており、スピントランスファートルクが磁化ダイナミクスを誘起する上で有効に作用することを表している。

最近では、M-TXM を用いた時間分解イメージングによって、吹き出し磁化の反転が

Vortex-Antivortex の対形成とその消失によって生じることも報告されている[31]。これらの知見はナノスケールの動的磁化状態の重要性を示唆するとともに、吹き出し磁化の反転制御に対して有効な指針を与えるという点で重要である。

## 3. トンネル磁気抵抗効果を利用した磁気渦ダイナミクスの高感度測定

磁気渦構造は強磁性磁気円盤の直径が 40 nm 程度まで安定であり、さらに漏洩磁場は大きさ数 nm の吹き出し磁化近傍からしか発生しないため、隣接相互作用を最小限に抑制することが可能である。これら二つの特徴は、超高密度メモリへの応用という観点から非常に有用である。実際に磁気渦構造をメモリとして利用するためには、情報の書き込むあるいは読み込むための方法が必要である。磁気渦構造においては、これらはそれぞれ、吹き出し磁化の極性反転制御と極性検出という二つの事象に対応する。磁気渦構造は非常に安定な磁区構造であり、例えば強磁性磁気円盤に垂直な磁場によって極性を反転するためには、数 kOe もの大きさの磁場が必要である[32]。実際の素子が基板上に配列されることを考慮すれば、このような大きな磁場によって極性制御することは現実的ではない。この点に関しては、すでに述べたように、磁気渦の運動を励起することによって、吹き出し磁化の極性反転が誘起できることが実験的に見いだされている[10,19-21]。反面で、吹き出し磁化の極性検出は、磁気力顕微鏡、スピン偏極トンネル顕微鏡、X 線 MCD 顕微鏡などのイメージング手法に依存しているのが現状である。時間分解イメージング手法は磁気渦のダイナミクスを解明するうえで有効な手段であるが、反面でメモリやトランジスタなどのデバイス応用には適合しない。強磁性磁気円盤を使った磁気メモリを実現するためには、実時間で吹き出し磁化の極性を検出する電気的な手法を開発することが不可欠である。我々は、磁気渦構造における磁化の電流誘起ダイナミクスを検出するために、磁気トンネル接合(MTJ: Magnetic Tunnel Junction)を用いた三端子構造[33]を作製した。当該素子においては、MTJ の高いトンネル磁気抵抗比を利用することで、磁気渦の運動を実時間領域で高感度に検出することが可能である。また、吹き出し磁化の反転によって、出力電圧およびその位相が変化することを用いれば、吹き出し磁化の極性も検出することも可能である[34-35]。

## ４. まとめ

本稿では磁気渦の電流励起と、その運動の検出について、我々の研究結果を中心として紹介した。磁気渦構造は微小な強磁性体に現れるもっとも基本的な磁区構造であり、その静的、動的振る舞いを調べることは、基礎・応用の両面において重要である。本研究は M-TXM による時間分解イメージングが磁気渦ダイナミクスとそれに伴うコア反転現象の理解につながったこと、またこれらの知見に基づくことで、トランジスタ・メモリ構造の実証が可能になったという点で、M-TXM の果たした役割は大きい。

謝辞　本稿で取り上げた主な実験結果は、山田啓介氏、中野邦裕氏、小林研介氏、小野輝男氏(以上京都大学)、仲谷栄伸氏(電気通信大学)、河野浩氏(大阪大学)、Peter Fischer 氏、

Im Mi-Young 氏(以上 CXRO, LBNL)、Andre Thiaville 氏 (CNRS)、大嶋則和氏(NEC)との共同研究によるものである。

References


[1] T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, and T. Ono, *Science,* **289**, 930 (2000).

[2] A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern, and R. Wiesendanger, *Science,* **298**, 577 (2002).

[3] K. Hiebert, A. Stankiewicz, and M. R. Freeman, *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 1134 (1997).

[4] Y. Acremann, C. H. Back, M. Buess, O. Portmann, A. Vaterlaus, D. Pescia, H. Melchior, *Science,* **290**, 492 (2000).

[5] K.Yu, Guslienko, B. A. Ivanov, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi, *J. Appl. Phys*., **91**, 8037 (2002).

[6] K. Yu. Guslienko, W. Scholz, R. W. Chantrell, and V. Novosad, *Phys. Rev.* B, **71**, 144407 (2005).

[7] V. Novosad, M. Grimsditch, K. Yu. Guslienko, P. Vavassori, Y. Otani, and S. D. Bader, *Phys. Rev*. B, **66**, 052408 (2002).

[8] J. P. Park, P. Eames, D. M. Engerbretson, J. Berezovsky, and P. A. Crowell, *Phys. Rev*. B **67**, 020403 (2003).

[9] V. Novosad, F. Y. Fradin, P. E. Roy, K. S. Buchanan, K. Yu. Guslienko, and S. D. Bader, *Phys. Rev*. B **72**, 024455(2005).

[10] B. V. Waeyenberge, A. Puzic, H. Stoll, K. W. Chou, T. Tyliszczak, R. Hertel, M. Fähnle, H. Brückl, K. Rott, G. Reiss, I. Neudecker, D. Weiss, C. H. Back, and G. Schütz, *Nature,* **6** ,269 (2007).

[11] R. Hertel, and C. M. Schneider, *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 117201 (2007).

[12] V. S. Pribiag, I. N. Krivorotov, G. D. Fuchs, P. M. Braganca, O. Ozatay, J. C. Sankey, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, *Nat. Phys*., **3**, 498 (2007).

[13] L. Berger, *J. Appl. Phys*. **55**, 954 (1984).

[14] J. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.*, **159**, L1 (1996).

[15] J. Shibata, Y. Nakatani, G. Tatara, H. Kohno and Y. Otani, Phys. Rev. B **73**, 020403(R) (2006).

[16] T. Ishida, T. Kimura, and Y. Otani, *Phys. Rev*. B **74**, 014424 (2006).

[17] S. Kasai, Y. Nakatani, K. Kobyashi, H. Kohno, and T. Ono, *Phys. Rev. Lett*., **97**, 107204 (2006).

[18] S. Kasai, Y. Nakatani, K. Kobyashi, H. Kohno, and T. Ono, *J. Magn. Magn. Mater*., **310** (2007) 2351.

[19] K. Yamada, S. Kasai, Y. Nakatani, K. Kobyashi, H. Kohno, A. Thiaville, and T. Ono, *Nat. Mater*., **6** (2007) 269.

[20] K. Yamada, S. Kasai, Y. Nakatani, K. Kobyashi , and T. Ono, *Appl. Phys. Lett*., **93**, 152502 (2008).

[21] K. Yamada, S. Kasai, Y. Nakatani, K. Kobyashi , and T. Ono, *Appl. Phys. Lett*., **96**, 192508 (2010).

[22] B. Krüger, A. Drews, M. Bolte, U. Merkt, D. Pfannkuche, and G. Meier, *Phys. Rev.* B, **76** ,224426 (2007).

[23] M. Bolte, G. Meier, B. Krüger, A. Drews, R. Eiselt, L. Bocklage, S. Bohlens, T. Tyliszczak, A. Vansteenkiste, B. Van Waeyenberge, K.-W. Chou, A. Puzic, and H. Stoll, *Phys. Rev. Lett*. **100**, 176601 (2007).

[24] N. Vernier, D. A. Allwood, D. Atkinson, M. D. Cooke, and R. P. Cowburn, *Europhys. Lett.*, **65**, 526 (2004).

[25] A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, and T. Shinjo, *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 077205 (2004).

[26] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, *Science*, **320**, 190 (2008).

[27] P. Fischer, Curr. Opin. Solid State Mater. Sci. **7**, 173 (2003).

[28] P. Fischer *et al*., *J. Magn. Magn. Mater.* **310**, 2689 (2007).

[29] A. A. Thiele, *Phys. Rev. Lett.*, **30**, 230 (1973).

[30] J. Bass, and W. P. Pratt, Jr., *J. Magn. Magn. Mater.*, **200**, 274 (1999).

[31] A. Vansteenkiste, K. W. Chou, M. Weigand, M. Curcic, V. Sackmann, H. Stoll, T. Tyliszczak, G. Woltersdorf, C. H. Back, G. Schutz, and B. Van Waeyenberge, arXiv,0811.1348.

[32] T. Okuno, K. Shigeto, T. Ono, K. Mibu, and T. Shinjo, *J. Magn. Magn. Mater*. **240**, 1 (2002).

[33] S. Kasai, K. Nakano, K. Kondou, N. Ohshima, K. Kobayashi and T. Ono, A*ppl. Phys. Express*, **1**, 091302 (2008).

[34] 葛西伸哉、中野邦弘、近藤浩太、大嶋則和、小林健介、小野輝男、日本磁気学会誌 **33**, 1 (2009).

[35] K. Nakano, D. Chiba, K. Sekiguchi, S. Kasai, N. Ohshima, K. Kobayashi and T. Ono, A*ppl. Phys. Express*, **3**, 053001 (2010).