Control of Magnetic Vortex Chirality in a Regular Pentagonal Permalloy Nanomagnet Using In-plane Magnetic Field

M. Miyata^{*,**}, S. Yakata^{*,***}, T. Kimura^{*,***}, and H. Wada^{**}

^{*}INAMORI Frontier Research Center, Kyushu University, 744 Motoooka, Fukuoka, 819-0395, Japan

^{**}Department of Physics, Faculty of Science, Kyushu University, 6-10-1 Hakozaki, Fukuoka 812-8581, Japan

^{***}CREST, Japan Science and Technology Agency, 5 Sanbanyou, Tokyo 102-0075, Japan

We investigated the reliability of a simple method for manipulating the magnetic vortex chirality using an in-plane magnetic field. The vortex chirality stabilized in a regular pentagonal Permalloy nanomagnet is controlled by the direction of the magnetic field. The vortex alters the chirality with a period of 36° because of symmetry. However, we found that, when the direction of the magnetic field was closed to the boundary of the transition in chirality, this simple method could not be applied because of the less difference of nucleation energy between chiralities.

Key words: Magnetic recording, magnetic vortex chirality, regular polygon, micromagnetic simulation

面内磁界による正五角形 Permalloy ナノドットのカイラリティ制御

宮田 真彦^{*,**}, 家形 諭^{*,***}, 木村 崇^{*,***}, 和田 裕文^{**}

^{*}九州大学 稲盛フロンティア研究センター, 福岡県福岡市西区元岡 744 (〒819-0395)

^{**}九州大学 理学研究院物理学部門, 福岡県福岡市東区箱崎 6-10-1 (〒812-8581)

^{***}JST-CREST, 東京都千代田区三番町 5 番地 (〒102-0075)

1 はじめに

近年の電子デバイスの高機能化に伴い、デジタル情報量は爆発的に増大しており、情報の長期保存の信頼性に優れている磁気記録装置の需要が年々増大している。このような磁気記録装置における次世代技術として、孤立したナノ磁性体に1ビット情報を書き込むパターンドメディア方式が注目されている。また、磁石の不揮発性を利用して、省エネルギーなメモリやロジック回路などを実現するスピンデバイスも注目されており、ナノ磁石の応用が、低炭素社会実現を目指したグリーンエレクトロニクスの重要技術に成りえるとして、近年盛んに研究されている。

ナノ構造磁性体には、安定化する磁区構造の一つに磁気渦構造が存在する。この構造は、熱安定性が高い、隣接素子との相互作用が小さい、共鳴特性が優れているなどの特徴を有しており、上記のパターンドメディアにおけるビットパターン、またスピンデバイスにおける基本セル構造として、非常に注目されている^{1,2)}。磁気渦構造は中心部の噴出し磁化の方向を示すポラリティと磁化の旋回方向を示すカイラリティで記述され、磁気記録用微小ビットパターンへの応用にはポラリティおよびカイラリティの簡便で精度良い制御法を確立する必要がある。ポラリティは、膜面垂直方向に磁界を加えることで容易に制御することができるが、カイラリティの制御には、空間的に回転した磁化を制御する必要があるため、単純な手法を開発することは困難と考えられていた。これまでに、還流磁界を用いる手法³⁾、静磁氣的相互作用を用いる手法⁴⁾、あるいは磁気円盤の一部を削除して磁気渦の生成位置を制御する手法^{5,6)}などが報告されているが、サイズの微細化と共に制御が困難になるため、高密度磁気記録デバイス素子への応用を考えた場合、安定な制御

法とは言い難い。そこで、我々のグループでは多角形状を有する強磁性体ナノドットに着目し、面内磁界を印加することによりカイラリティを制御する手法を提案している⁷⁾。この面内磁界によるカイラリティ制御は、単磁区状態から磁気渦構造を形成する際のエネルギーがカイラリティに依存することを利用しており、磁界を用いているため電流等による熱の発生を抑えられ、またサイズに依存せずに、従来の手法より簡便で精度良くカイラリティの制御を実現する。

Figure 1 に正五角形の場合におけるカイラリティの制御過程を示す。初期状態において、正五角形の磁区は磁気渦構造を形成する。ここでは、時計回り (CW)、あるいは反時計回り (CCW) のカイラリティが形成されている。このナノ磁性ドットに十分大きな面内磁界を印加すると、単磁区状態を形成する。この単磁区状態から磁界を取り去ると、磁化はエネルギーの低い安定な方向 (辺に平行な方向) へと回転する。この安定な磁化方向は各辺に対して二方向存在するが、磁化は困難軸に相当する辺と直交な方向を経由せず可逆的回転で実現できる方向に優先的に回転する。しかし、磁気渦構造を形成するためには、周辺の磁化は閉磁区構造を形成するため必要があるため、いくつかの辺の磁化は直交方向を乗り越えて回転する必要がある。正五角形のような正奇数角形の場合、辺の数が奇数であるため、CW を形成しようとする磁化を持つ辺の数と CCW を生成しようとする磁化を持つ辺の数に、必ず差が生じる。そのため、非可逆回転に必要な辺の数に差が生まれ、内部エネルギーが同等である CW 及び CCW に対して、生成するために必要なエネルギーに差が生まれる。非可逆回転に必要な辺の数が少ないほど、この生成エネルギーは少ないので、その結果、生成エネルギーが少ないカイラリティが常に形成される。

生成エネルギーの差は面内磁界の方向に依存し、正五角形の

Fig. 1 (a) Concept of the method to control magnetic vortex using in-plane magnetic field. (b) Demonstrations of chirality controls in array of pentagonal Permalloy dots by magnetic field along 0 (left) and 180 deg. (right). Domain structures observed by MFM reveal reliability of present method.

場合、形状による五回対称性が存在するため 36° 毎にカイラリティは変化すると考えられる。しかし、カイラリティが反転する境界角度の近傍では形状による生成エネルギーの差が小さくなり、熱擾乱や僅かな形状の非対称性などの外因的要因により、本手法によるカイラリティ制御が困難となる可能性がある。

そこで、本論文では、正五角形に形成されるカイラリティの磁界方向依存性をマイクロマグネティクスによる数値計算、及び磁気力顕微鏡による磁区構造観察を用いてカイラリティ制御の条件について調べ、本手法に必要な磁界方向と磁界強度について考察した。

2 実験方法

電子線描画法、及びリフトオフ法により、外接円の直径が $1\ \mu\text{m}$ 、厚さ $40\ \text{nm}$ の正五角形 Permalloy(Py) ナノドットを作製した。ここで面内磁界によるカイラリティ制御法の磁界方向依存性を調べるために、Py ドットを面内で 20° ずつ、及び 5° ずつ回転させたドット列を作製した。Py ドットのカイラリティは、低磁気モーメント探針を用いた磁気力顕微鏡 (MFM: SII 社製 E-SWEEP) により検出した。ここで、測定は真空環境下、室温で行った。

また、マイクロマグネティックシミュレーション (OOMMF)⁸⁾ を用いて、正五角形ナノドット内の磁区構造を計算し、実験結果との比較を行った。計算を行った磁性ドットのサイズは、実験と同じく、外接円の直径 $1\ \mu\text{m}$ 、厚さ $40\ \text{nm}$ 、磁化の大きさは典型的な Py の値である $860\ \text{emu/cc}$ とし、結晶磁気異方性は無視できると仮定した。

Fig. 2 MFM image of regular pentagonal Py nanomagnets with various rotation angles. Magnetic field is applied horizontally ($\theta = 0^\circ$).

3 結果と解析

3.1 カイラリティ制御性の磁界方向依存性

まず最初に、正五角形における生成カイラリティの磁界印加方向依存性を全方向について確認するために、 0° から 360° まで、 20° ずつ回転させた Py ドット列を円周上に配列した。このドット列に、水平方向 (図中 $\theta = 0^\circ$) に $80\ \text{mT}$ の磁界を印加した後のカイラリティの変化を調べた。Fig. 2 にドット列に磁界を印加した後の MFM 像を示す。カイラリティは、正五角形の回転角の増加に伴い、CW, CCW と交互に変化していることが確認される。しかし、その周期は $1 \sim 3$ ドットの間で変化しており、本実験のみでは規則性を見出しにくい。そこで、マイクロマグネティクスを用いたシミュレーションにより初期磁化方向を変化させた場合の生成カイラリティを調べ、本実験結果との比較を行った。

Figure 3 上部に、シミュレーションより求めた生成されるカイラリティの初期磁化方向依存性を示す。カイラリティは正五角形の形状対称性を反映し、 36° 毎に変化しているのが確認される。さらに、この計算結果と先程の実験結果の比較を Fig. 3 下部に示す。ここで、シミュレーション結果と異なるカイラリティが形成された Py ドットに注目する。シミュレーションと異なる結果を得たドットは二つ存在したが、そのどちらのドットも印加している磁界の角度が、カイラリティが反転する境界角度付近と対応していることがわかる。この結果は、前述の境界角度付近における生成エネルギーの差の低下の存在を示唆するものである。さらに、この仮説をより明確にするために、正五角形のひとつの頂点の内角を大きくすることにより、形状をゆがませてシミュレーションを行った。その結果、正五角形におけるカイラリティ反転角度からずれた角度でのカイラリティの反転が確認された。この他にも、外部からの熱擾乱、あるいは隣接ドット間の磁気双極子相互作用の影響であると考えられ

Fig. 3 Comparison of numerical and experimental results for angular dependences of vortex chirality in pentagonal Py nanomagnet.

るが、これらの影響はすべてのドットに同様に存在し、且つ、境界近傍の一部の Py ドットでは所望のカイラリティが得られている為、今回観測されたカイラリティの不一致は、形状がわずかに非対称になったために生じたものと考えられる。今回、人為的に非対称を入れたわけではないため、何らかの理由により導入されたものと考えられるが、カイラリティの不一致が生じる角度は境界から $\pm 6^\circ$ であり、このことは、現在の精度を用いることで本技術を最大 29 角形まで拡張できることを意味している。

3.2 カイラリティ制御に必要な磁界強度の磁界方向依存性

次に、カイラリティ制御のために必要な印加磁界強度の磁界方向依存性について調べた。Fig.4 に示すように、 5° ずつ回転させた正五角形 Py ドット列を作製し、カイラリティが反転するために必要な磁界強度を各ドットについて調べた。以下に実験手順を述べる。まず最初に、 180° 方向に 80 mT の磁界を印加してカイラリティの初期化を行う。その後、目的の磁界を 0° 方向に印加して、初期状態からのカイラリティの変化を調べた。ここで、印加する磁界は 30 mT $\sim$ 80 mT と徐々に変化させている。

Figure 4 に、初期状態、及び 0° 方向の磁界を印加した後のドット列の MFM 像を示す。40 mT までの磁界では、すべてのドットにおいてカイラリティの反転は観測されなかったが、46 mT に強度を増大させた際には、回転角が 5° の Py ドットのみカイラリティの反転が見られた。その後、磁界強度の増大させるに従い、回転角が 10° , 30° , 25° , 15° のドットにおいて次々とカイラリティ反転が観測された。一方で、回転角 20° のドットにおいて、80 mT の磁界強度ではカイラリティの反転が観測されなかった。

Figure 5 に、磁界強度と磁界方向に対する形成カイラリティの相図を示す。カイラリティの反転に必要な磁界強度は印加方向に依存して変化し、境界方向に近づくに従って増大した。この結果は、カイラリティの反転磁界が正五角形の形状を反映して変化していることと同様に、カイラリティの反転に必要な磁界強度も磁界方向依存性があることを示している。

このことを検証するため、マイクロマグネティクスによって渦消滅磁界の印加磁界方向依存性を計算すると、渦消滅磁界の強度は印加磁界方向に依存しないことが確認された。このこと

から、温度や膜質の影響を受けて⁹⁾ 数値計算での再現が困難かつ、数値計算では再現できない磁界印加前の残留磁化が渦消滅後に存在すると考えられる。

本手法を用いる場合、カイラリティの制御には内部の磁化の

Fig. 4 Vortex chiralities in pentagonal Py nanomagnets with various rotation angles after application of various magnitudes of horizontal magnetic field of (a) -80 mT, (b) 40 mT, (c) 46 mT, (d) 60 mT, (e) 65 mT, (f) 76 mT, and (g) 80 mT.

Fig. 5 Field magnitude vs. field direction phase diagram for vortex chirality obtained from MFM studies.

方向を一様にする必要がある。正奇数角形において境界方向付近に磁界を印加させた場合には、磁界印加方向に対して垂直な辺が必ず存在するため、辺に対して垂直に磁化させることが必要となる。そのため、境界角度付近に磁界を印加する場合には、大きな磁界を印加させる必要がある。もし、印加した磁界の強度が一様に磁化させるのに不十分だった場合、磁界に垂直な辺近辺の磁化が印加前の磁化方向を保ったままになり、正奇数角形内部には磁界中において、C-shape や S-shape などの磁化状態が形成されて一様に飽和せず、カイラリティの反転を起こすことはできない¹⁰⁾。これらのことから、磁界を印加させてカイラリティを制御するために必要な磁界強度は、渦が消滅する磁界強度ではなく内部の磁化が一様になる強度であり、この強度は磁化の向きやすさから、境界角度方向に印加した場合、大きな強度が必要であると言える。

4 まとめ

面内磁界を用いた簡便なカイラリティ制御法の信頼性を、正五角形の Py ドットを用いて調べた。Py ドットのカイラリティは、五角形の形状を反映して 36° 毎に反転することが実験、及

び数値計算から確認された。しかし、印加磁界の方向がカイラリティの反転する境界方向から 6° 以下になると、形状のわずかな非対称のため所望のカイラリティが得られないことが確認された。また、カイラリティの制御に必要な磁界強度は、印加磁界の方向が境界方向に近づくにつれて大きくなることが確認された。これらのことから、正五角形に対して面内磁界を用いると、境界方向から十分回転した方向に磁界を印加すると少ない磁界でかつ確実にカイラリティを制御可能となり、また、境界角度に傾けていくことで、強い磁界中でもカイラリティを保存することが可能であるといえる。

謝辞 本研究の一部は NEDO 及び JST-CREST の支援により行われた。

References

- 1) R. P. Cowburn, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye, M. E. Welland, and D. M. Tricker: *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 1042 (1999).
- 2) T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, and T. Ono: *Science*, **289**, 930 (2000).
- 3) K. Bussmann, G. A. Prinz, S.-F. Cheng and D. Wang: *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 2476 (1999).
- 4) S. Y. H. Lua, et al: *J. Appl. Phys.*, **105**, 07A319 (2009).
- 5) T. Kimura, Y. Otani, H. Masaki, T. Ishida, R. Antos and J. Shibata: *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 132501 (2007).
- 6) M. Schneider, H. Hoffmann, and J. Zweck: *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 3113 (2001).
- 7) S. Yakata, M. Miyata, S. Nonoguchi, H. Wada and T. Kimura: *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 222503 (2010).
- 8) <http://math.nist.gov/oommf/> (As of May 6, 2010).
- 9) J. A. J. Burgess, D. C. Fortin, J. E. Losby, D. Grombacher, J. P. Davis, and M. R. Freeman: *Phys. Rev. B.*, **82**, 144403 (2010).
- 10) K. Yu. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi: *Phys. Rev. B.*, **65**, 024414 (2001).

2010 年 10 月 28 日受理, 2011 年 3 月 24 日採録