Current-Driven Domain Wall Motion Due to the Spin-Transfer Effect

山口明啓・谷川博信・小野輝男・那須三郎・三宅耕作*・壬生 攻**・新庄輝也*** 大阪大学大学院基礎工学研究科,大阪府豊中市待兼山町1-3(〒560-8531) "京都大学化学研究所,京都府宇治市五ヶ庄(〒611-0011) "京都大学低温物質科学研究センター,京都府宇治市五ヶ庄(〒611-0011) "1国際高等研究所,相楽郡木津町木津川台9-3(〒619-0225)

A. Yamaguchi, H. Tanigawa, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake*, K. Mibu,** and T. Shinjo***

Graduate School of Engineering Science, Osaka University, 1-3 Machikaneyama-cho, Toyonaka, 560-8531

*Institute for Chemical Research, Kyoto University, Gokasho, Uji, 611-0011

**Research Center for Low-Temperature and Materials Sciences, Kyoto University, Gokasho, Uji, 611-0011

***International Institute for Advanced Studies, 9-3 Kizugawadai, Kizu-cho, Soraku-gun, 619-0225

We report direct observation of current-driven domain wall (DW) motion by using a well-defined single DW in a micro-fabricated magnetic wire. Magnetic force microscopy was used to visualize the current-driven DW motion. We measured the depinning field of the DW and the critical electric current density for the current-driven DW motion at several pinning sites.

Key words: magnetic force microscopy, spin transfer, domain wall, spintronics

1. はじめに

Magnetoresistive Random Access Memory(MRAM)等のスピ ントロニクスデバイスでは、磁化状態を制御することがキーテク ノロジーとなる. 1996 年に Slonczewski によって理論的に示唆さ れたスピン注入磁化反転 "は、微細加工技術で作製された多層膜ピ ラー型構造^{2,3}やナノ細線⁴⁾あるいは多層膜のナノポイントコンタ クト実験^{5,6)}によって実験的に確認された. 高集積度の MRAM 等 の微小デバイスではスピン注入による磁化反転が通常の外部磁場 による磁化反転より有利になるとされている.

磁化状態を外部磁場ではなくスピン偏極電流によって制御する もう一つの方法として、この研究の主題である磁壁の電流駆動が ある.強磁性体の磁区の間には磁壁が存在し、そこでは磁気モー メントの方向が空間的に変化している.強磁性体中のスピン偏極 した伝導電子が磁壁を通過すると何が起こるだろうか?磁壁を通 過した前後で伝導電子のスピンの方向が変化することと系の角運 動量保存則を考慮すれば、伝導電子のスピン角運動量は磁壁に与 えられことになる.したがって、スピン偏極伝導電子から磁壁に スピントランスファーが起きて磁壁が移動する.このことに始め て気がついたのは Berger^{7, 8)}である.最近,Berger の理論を見直 した理論的研究が報告されている^{9,10)}.

Berger らはカー顕微鏡で強磁性体薄膜の磁壁の位置を直接観察 する手法で磁壁の電流駆動現象を確認している^{11,12)}.磁気力顕微 鏡 (MFM)を用いた強磁性薄膜の磁壁の電流駆動観察も報告され ている^{13,14)}.最近では、単一磁壁についての実験報告もなされて いるが、いずれも定性的に磁壁の電流駆動の存在を示すにとどま っている^{15,16)}.我々は、定量的実験結果を得ることを目的として、 磁区構造が制御された強磁性細線における磁壁の電流駆動につい て MFM を用いて研究している 17.

本論文では、しきい電流密度近傍での磁壁の電流駆動を詳細に 調べた結果を報告する.本研究により、以前の報告 ¹⁷より低電流 密度での磁壁移動速度を決定することができた.さらに、細線中 のピニング位置とその位置におけるデピニング磁場を測定し、そ の位置における磁壁の電流駆動しきい電流密度を測定した.

2. 実験方法

Fig. 1 に示す形状の試料を電子線リソグラフィーとリフトオフ 法により,熱酸化シリコン基板上に作製した.試料の一方の端は 磁壁の注入源であるダイヤモンド型のパッドに接続されている¹⁸⁹. もう一方の端はこの端から磁壁が生成しにくいように尖った構造 にしてある¹⁹⁹.緩やかに曲がった構造は、パッドから注入された 磁壁の移動を停止させるための構造である²⁰⁰.細線は Nis1Fe19で 厚みは 10 nm であり,幅は走査型電子顕微鏡(SEM)観察から 240 nm と決定された.電気抵抗ならびにパルス電流入力用の 4 つの電 極は Cu で厚みは 20 nm である.

実験は、室温・大気中で行った.実験に用いた MFM の探針は 試料の磁化状態を極力乱さないために、CoPtCr コーティングの低 モーメントの探針を用いた.以下の実験結果で示される MFM 観 察領域は Fig. 1の網掛け領域である.また、以下の MFM 観察は すべて無磁場下で行った.

3. 実験結果と考察

3.1 単一磁壁の閉じ込め

単一磁壁を細線中に閉じ込めるために、以下の操作を行った. まず、磁化を細線に沿った方向に単磁区化させるために Fig. 1(1. DW trap)に示すようにパッド付細線に対して 26 度傾けて面内に -1 kOe の磁場を印加した. 次に磁壁を注入するために、先ほどと 逆方向に+175 Oe の磁場を印加した. その後、無磁場状態にて MFM 観察を行った結果を Fig. 2(a)に示す. 本研究では、MFM 観 察像で得られる明るいコントラストは正磁荷からの漏れ磁場に対 応している. 逆に暗いコントラストは負磁荷からの漏れ磁場に対 応している. すなわち、Fig. 2(a)の磁壁は Fig. 2(b)に模式的に示さ れた tail-to-tail 磁壁である. 明るいコントラストの head-to-head 磁壁と暗いコントラストの tail-to-tail 磁壁はそれぞれ逆の磁場印 加過程で生成できる.

このとき生成した磁壁の内部構造を決定するために NIST²¹⁾か ら提供されているマイクロマグネティックスシミュレーター OOMMF を用いた磁区構造計算を行った. NisiFe19 を仮定して, 飽和磁気モーメントの大きさを 1.08 T とした. セルサイズは, $10 \times 10 \text{ mm}^3$ でダンピング定数は 0.1 とした. 計算のモデル サイズは、長さ以外は実際の試料と同じである. 様々な初期条件 を仮定して無磁場下でもっとも安定な磁区構造として得られたの が Fig. 2(c)に示した渦構造であった. さらにこの磁区構造から MFM 像を計算した結果を Fig. 2(d)に示す²⁰⁾. 高解像度の実際の MFM 観察像を Fig. 2(e)に示す. 計算結果と実際の MFM 観察像 はよく 致しており、実験で生成した磁壁は渦構造を持つことが 分かった.



Fig. 1 Schematic illustration of a top view of the sample. One end of the L-shaped wire is connected to a diamond-shaped pad which acts as a domain wall (DW) injector, and the other end is sharply pointed to prevent nucleation of a DW from this end. The wire has four electrodes made of Cu. MFM observations were performed for the hatched area at room temperature. A magnetic field was swept along the axis of the sharply pointed wire when the dipinning field was measured.

3.2 電流駆動特性

Fig. 3(a) - (j)はパルス幅 0.5 μs,電流密度 10.6×10¹¹ A/m²のと きの tail-to-tail 磁壁の電流駆動を1パルス毎に MFM 観察を行っ た結果である.図中の白矢印は電流方向を示している.磁壁の移 動方向は電流方向に対して逆方向であり,電流方向を逆転させれ ば磁壁の移動方向も反転した.磁壁の移動距離は電流方向に依存 せず,ほぼ一定であった.この実験結果から、1パルスあたりの平 均磁壁移動距離が 1.1±0.58 μm とわかった.したがって、この実 験における磁壁の移動速度は 2.2 m/s であった.この結果は以前の 報告 ¹⁷⁾の低電流密度側を補足するものである.

Head-to-head 磁壁の電流駆動方向も電流方向と逆向きである ことを確認した.電流による磁壁の駆動となる原因は、スピント ランスファー効果以外に、電流による誘導磁場、ジュール熱によ る影響ならびに Hydromagnetic domain drag force が考えられる. まず, head-to-head 磁壁ならびに tail-to-tail 磁壁の移動方向が電 流方向に常に逆向きであることから,誘導磁場で磁壁を動かして いる可能性はない. ジュール熱による影響では、印加した電流方 向に対して磁壁が必ず逆向きに動いている実験事実を説明できな い. 本研究で用いた試料の厚みは 10 nm と非常に薄いことから Hydromagnetic domain drag force の影響はないと考えられる²³⁾. 以上のことから,本研究で観察された磁壁の電流駆動現象は、ス ピントランスファー効果に起因していると考えられる.

3.3 デピニング磁場としきい電流密度の関係

磁性細線内には様々な深さのピニングポテンシャルがランダ ムに分布していると考えられる.これらのピニング位置から外部 磁場によって磁壁がデピニングする磁場と電流駆動によって磁 壁が動き出すしきい電流密度との関係を求めた.そのために、ま ず細線内に存在するピニングポテンシャルの位置とそのデピニ ング磁場を測定した.

今回の実験では、磁壁を無磁場下で Fig.1 に示す原点近傍まで 電流駆動で移動させてから、磁場(5 Oe)を Fig. 1(2.Depinnig field)で示された方向に印加した.磁場を印加し、無磁場状態に戻 してから MFM 観察を行った.その前後で磁壁の細線内部の位置 を測定した.磁場印加で磁壁が停止した位置をピニング位置とし た.デピニング磁場はピニング位置から磁壁が移動したときの外 部磁場とした.磁場の大きさは、約5 Oe ずつ増大させた.磁壁 位置は、磁壁の中心位置とした.観察領域に含まれる Cu 端子の 端を原点とし湾曲部分方向を x 軸の正の方向とした.実験におけ る位置測定の測定誤差は、±50 nm 程度である.

4 つのピニング位置について、そのデピニング磁場としきい電 流密度を測定した結果を Table 1 に示す.[]の中の数字は、測 定回数を示す.しきい電流密度測定を行う際の磁壁の移動方向は デピニング磁場の方向と同じにした.Table 1 は無磁場での結果 である.我々以外のグループで無磁場での磁性細線中の磁壁の電 流駆動を報告しているのは、Vernier らのグループだけである¹⁵⁾. 彼らは、厚さ5 nm、幅 120 nm の Ni₈₁Fe₁₉細線のしきい電流密 度を 6×10^{11} A/m² と Table 1 の結果より若干小さい値を報告して いる.無磁場での電流駆動の電流による発熱の影響を調べる目的 でパルス幅は5 μ s と 0.5 μ s の場合を調べたが、しきい電流密度 のパルス幅は存性は認めらなかった.ただし、ジュール熱による 熱活性の寄与の有無を議論するためには、より短いパルスでの実 験とジュール熱による試料温度変化のシミュレーションを行う 必要がある.

Table 1 の結果から、デピニング磁場が約 1.5 倍程度変化して も、しきい電流密度は約1割程度しか変化しないことがわかる. このことは、電流による磁壁駆動と磁場によるデピニングとは質 的に異なるものであることを示唆している. 多々良と河野は、ピ ニングが弱い場合は電流駆動のしきい電流密度が磁化困難軸方向 の異方性エネルギー (*K*₁)に比例することを理論的に示している. ⁹本研究で用いた結晶磁気異方性が小さい Ni₈₁Fe₁₉ 細線の場合は、 試料形状が *K*₁を決定する. したがって、Table 1 のしきい電流密 度の変化は、磁性細線幅の揺らぎを反映している可能性がある.

日本応用磁気学会誌 Vol. 28, No. 3, 2004

Pinning position (µm)	Depinning field (Oe)		Critical current density (×10 ¹¹ A/m ²)*		Critical current density (×10 ¹¹ A/m ²)**
1.10	57.6 ± 21.0	[5]	9.1 ± 0.1	[2]	8.9 [1]
1.60	87.5 ± 10.6	[2]	10.1 ± 0.4	[2]	10.2 [1]
3.25	90	[1]	9.4	[1]	-
3.55	95	[1]	9.8	[1]	9.8 [1]

Table 1 Relation between the depinning field and the critical current density for the current driven DW motion at four pinning sites.

[] : Number of measurements, * : Pulse duration 5 μ s., ** : Pulse duration 0.5 μ s.



Fig. 2 (a) MFM image after the introduction of a DW. DW is imaged as a dark contrast, which corresponds to the stray field from negative magnetic charge. (b) Schematic illustration of a magnetic domain structure inferred from the MFM image. DW has a tail-to-tail structure. (c) Result of micromagnetics simulation (vortex DW). (d) MFM image calculated from the magnetic structure shown in Fig. 2(c). (e) Magnified MFM image of a DW.

今後この点を明らかにするためには、しきい電流密度の磁性細線 幅依存性を調べる必要がある.

4. まとめ

磁気構造がよく制御されたサブミクロン磁性細線におい て、単一磁壁の電流駆動現象をMFM 観察で直接確認した. パルス電流の大きさ、時間、極性を制御することで磁壁位 置を制御できることを示した。この結果は、最近提案され た磁壁移動を利用したスピントロニクスデバイス^{24,25)}を 磁場ではなく電流によって駆動することが可能であること を示している.しきい電流密度近傍での磁壁の電流駆動を詳細に 調べた結果、以前の報告¹⁷⁾より低電流密度での磁壁移動速度を決 定することができた.細線内のランダムに分布する磁壁のピ ニング位置を確認し、その位置におけるデピニング磁場と しきい電流密度を測定した.その結果、デピニング磁場の 分布に比べてしきい電流密度の分布はかなり小さいことが わかった.このことは、しきい電流密度が磁壁のピニングポテン シャルに鈍感であることを示唆し、多々良と河野の理論®を支持す る結果となった.しきい電流密度の磁性細線幅依存性等を調べる



Fig. 3(a) – (j) Successive MFM images with one pulse applied between each consecutive image. The current density and the pulse duration were $10.6 \times 10^{11} \, \text{A/m}^2$ and 0.5 µs, respectively.

ことで理論を検証し、しきい電流密度を低減することが今後の課題である.

謝辞 多々良源氏,河野浩氏,鈴木義茂氏,湯浅新治氏の 各氏には有益な議論をしていただいた.本研究は,文部科 学省・中核的拠点形成プログラム (COE,10CE2004「多元 環境下の強相関電子相」と 12CE2005「元素科学」),文部 科学省・科学技術振興調整費「ナノスピントロニクスのデ ザインと創製」および文部科学省・21世紀 COE プログ ラム「物質機能の科学的解明とナノ工学の創出」の支援の もとで行われた. 対 対

1) J. Slonczewski: J. Magn. Magn. Mater., 159, L1 (1996).

J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman, E. B. Myers and D. C. Ralph: *Phys. Rev. Lett.*, 84, 3149 (2000).

3) J. Grollier, V. Cros, A. Hamzić, J. M. George, H. Jaffrès, A. Fert, G. Faini, J. Ben Youssef and H. Legall: *Appl. Phys. Lett.*,

78, 3663 (2001).

4) J. –E. Wegrowe, D. Kelly, Ph. Guitienne, Y. Jaccard and J. –Ph. Ansermet: *Europhys. Lett.*, 45, 626 (1999).

5) E. B. Myers, D. C. Ralph, J. A. Katine, R. N. Louie and R. A. Buhrman: *Science*, **285**, 867 (1999).

6) M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W. –C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi and P. Wyder: *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 4281 (1998):**81**, 493(E) (1998).

7) L. Berger: J. Appl. Phys., 55, 1954 (1984).

8) L. Berger: J. Appl. Phys., 71, 2721 (1992).

9) G. Tatara and H. Kohno: cond-mat/0308464.

10) X. Waintal and M. Viret: cond-mat/0301293.

11) P. P. Freitas and L. Berger: J. Appl. Phys., 57, 1266 (1988).

12) C. -Y. Hung and L. Berger: J. Appl. Phys., 63, 4276 (1988).

13) L. Gan, S. H. Chung, K. H. Aschenbach, M. Dreyer and R. D. Gomez: *IEEE Tran. Magn.* 36 3047 (2000).

14) H. Koo, C. Krafft and R. D. Gomez: Appl. Phys. Lett., 81, 862 (2002).

15) N. Vernier, D. A. Allwood, D. Atkinson, M. D. Cooke and R. P. Cowburn: cond-mat/0304549.

16) J. Grollier, P. Boulenc, V. Cros, A. Hamzić, A. Vaurès, A. Fert and G. Faini: *Appl. Phys. Lett.*, 83, 509 (2003).

17) A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu and T. Shinjo: cond-mat/0309124.

18) K. Shigeto, T. Shinjo, and T. Ono: Appl. Phys. Lett., 75, 2815 (1999).

19) T. Schrefl, J. Fidler, K. J. Kirk and J. N. Chapman: J. Magn. Magn. Mater., 175, 193 (1997).

20) D. A. Allwood, N. Vernier, G. Xiong, M. D. Cooke, D. Atkinson, C. C. Faulkner and R. P. Cowburn: *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 4005 (2002).

21) http://math.nist.gov/oommf/.

22) H. Saito, J. Chen and S. Ishio: J. Magn. Magn. Mater., 191, 153 (1999).

23) L. Berger: J. Appl. Phys., 49, 2156 (1978).

24) J. J. Versluijs, M. A. Bari and J. M. D. Coey: *Phys. Rev. Lett.*, 87, 026601 (2001).

25) D. A. Allwood, G. Xiong, M. D. Cooke, C. C. Faulkner, D. Atkinson, N. Vernier and R. P. Cowburn: *Science*, **296**, 2003 (2002).

2003年10月23日受理, 2004年1月15日採録