

超高集積磁性メモリセル

工学研究科 中谷 亮一、遠藤 恭、山本 雅彦* (内線4082)

1. はじめに

磁性材料の磁化の向きを情報の単位とした磁性ランダムアクセスメモリ (Magnetic Random Access Memory, MRAM)^{[1]-[2]}は、情報の不揮発性、高速書き込み・読み出し、耐衝撃性などの特徴を有するため、将来の情報メモリ素子として有望である。この情報の不揮発性という長所は、半導体メモリにはない。これは、半導体メモリ素子が、情報の記憶方法として、電荷（電子）をキヤバシタに格納するという方式を用いているためである。情報を担う電荷は常にリークするため、半導体メモリでは情報を保持するために、常に電流をメモリに供給しなければならない。これに対し、磁性メモリは情報の不揮発性を有するため、情報の保持に電力を消費しない。また、現在はオペレーティングシステムのソフトウェアをハードディスク装置に蓄積しているが、これを磁性メモリに蓄積することにより、システムの電源を投入した瞬間にコンピュータが使用可能となるなどの従来にない機能も発現する。この機能により、実際にコンピュータを使用する時のみ、電源を入れれば良いことになり、省エネルギーという観点からも非常に重要である。

磁性メモリは、図1のよう、記録用の磁性層の磁化の向き (SおよびNの磁極の向き) により情報を記憶する。2つの値をデジタル記録するために、メモリセルの平面形状はアスペクト比1:2程度の長方形またはそれに近い形状である。読み出しは電気抵抗の測定により行う。この時、巨大磁気抵抗効果^{[3]-[4]}あるいは磁気トンネル効果^[5]を用いるため、反強磁性層により磁化の固定された参照用磁性層を有する構造が用いられ

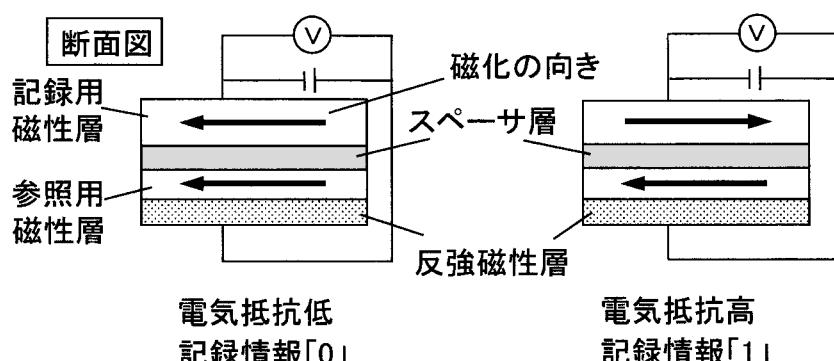


図1 磁性メモリの説明図。

*現所属：福井工業大学

る^[6]。このような構造を有する長方形のメモリセルは、最も単純なメモリデバイス構造においては、図2のように直交する上部と下部の2本の電流線の間に挟まれる。情報の読み出し時には、スイッチ回路の選択により、電流の流れる素子が選択される。また、情報の書き込み時にも、選択された電流線に電流が流れ、発生する磁界により、メモリセルの記録用磁性層が磁化され、情報が格納される。

上述のように、磁性メモリ

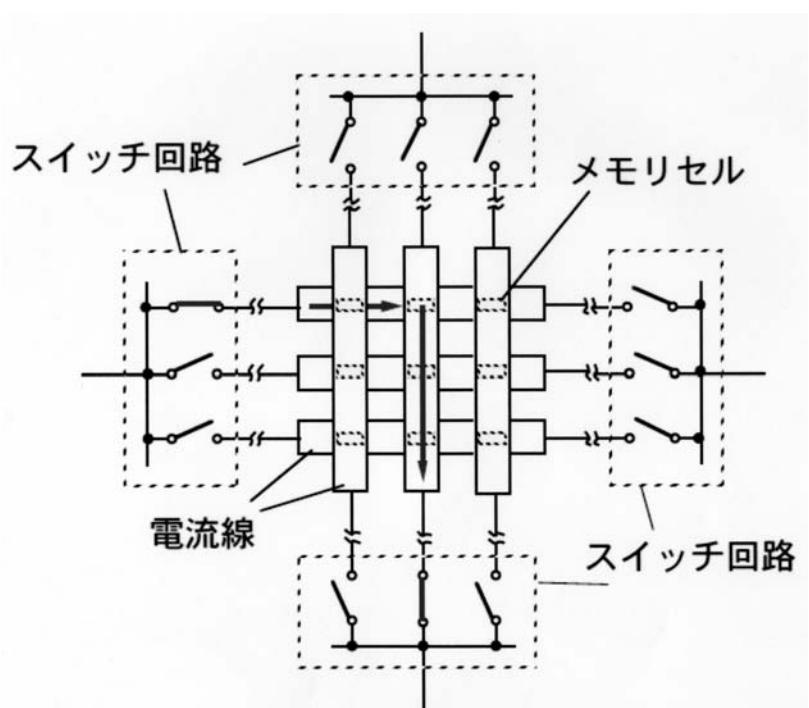


図2 磁性メモリセルの配置と選択（読み出し時）

は今までの半導体メモリにない特長および構造を有するが、1チップ当たりの記憶容量を高くするということに関しては、半導体メモリと同様に、小さなメモリセルを高密度に配列することが必要となる。メモリセルを小さくすることに関しては、種々の問題が指摘されており、その最も大きな問題は、情報の書き込みに要する磁界が増大することである。これに関しては、スピン情報を注入して磁化反転させる方法^{[8]-[10]}が有望視されている。一方、長方形メモリセルを高密度に配列することに関しては、隣接するメモリセルからの漏洩磁界により、メモリセルに情報を書き込むために必要な磁界にばらつきが生じ、素子を機能させることが回路的に困難になることが問題として考えられる。

上述の長方形メモリセルにおける漏洩磁界の問題を本質的に解決したリング状構造を有する磁性メモリセルの検討が行われている^{[11]-[13]}。その結果、リング型ドットは、ドットの外部に磁束を漏洩しないため、隣接するメモリセルに磁気的な影響を与えないメモリセル形状であることがわかっている。このリング型ドットでは、時計回り・反時計回りの2種類の磁化の向きを情報の「0」と「1」の2値に対応させる。従って、長方形メモリセルと同様の膜面内方向に設置する電流線による面内方向の磁界により、磁化の向きを時計回り・反時計回りに制御することのできるリング状メモリセルの構造を考案する必要があった。

上述のようなリング状メモリセルの問題を解決するために、筆者等は、種々の形状の磁性メモリセルについて、実験および計算による検討を行った^{[13]-[16]}。その結果、リング形状の外周を一部、直線化することにより、面内方向の磁界による書き込みが可能になることを明らかにした。本稿では、面内方向の磁界による書き込みを可能にしたリング型磁性メモリセルにおける磁化過程、磁化状態について述べる。

2. 非対称リングドットの磁化過程

外周の一部を直線化したリングドット（以下、非対称リングドット）の走査型電子顕微鏡（scanning electron microscopy, SEM）による形状観察結果を図3に示す^[16]。これらの平面構造は電子線リソグラフィを用いたイオンミリング法およびスパッタリング装置により作製した。非対称リングドットを構成する積層膜構造は「Ta(3 nm)/Ni-20at%Fe(20 nm)/Ta(5 nm)/基板」であり、基板としては、厚さ1.5 μ mの熱酸化膜を有するSiウエハを用いている。下部のTa(5 nm)は、磁性層の結晶配向性および結晶性を制御し、磁性層の軟磁気特性を向上するためのバッファ層である^[17]。また、上部のTa(3 nm)は、磁性層の酸化防止層である。それぞれ、直線化によるドットの削り量、ドットの幅、ドットの大きさが異なる。このドットの構造では、磁化の時計回りと反時計回りの状態に対して、「0」および「1」の2つの値を与える。従って、外部磁界により、磁化の向きを時計回りと反時計回りとの間で制御することが要求される。

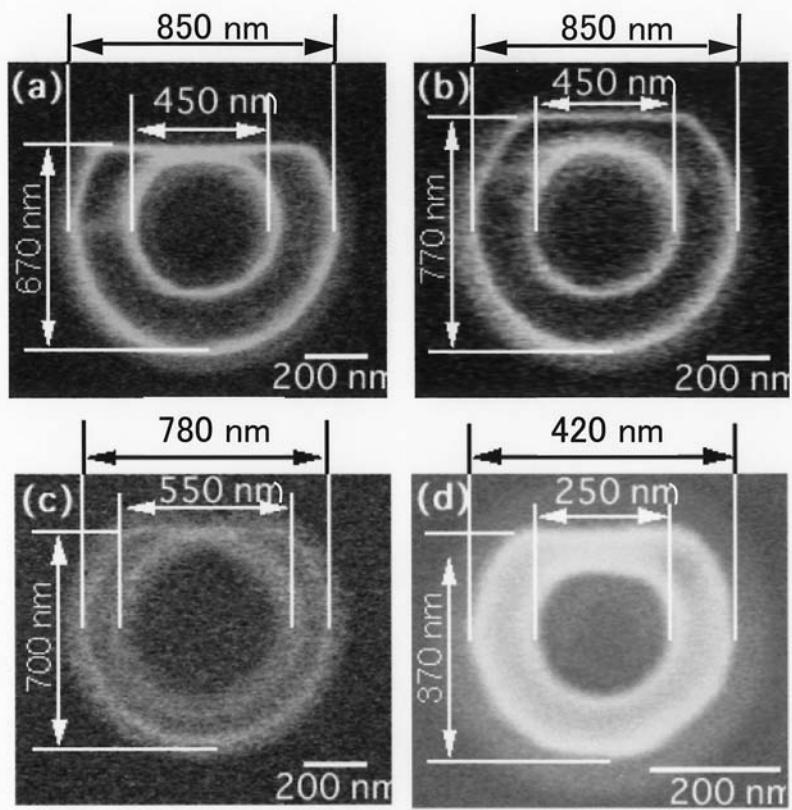


図3 非対称構造を有するTa(3 nm)/Ni-Fe(20 nm)/Ta(5 nm)ドットの形状。
(a) : ドットアレイA、(b) : ドットアレイB、(c) : ドットアレイC、
(d) : ドットアレイD。

図3に示した構造のドットアレイの磁化過程を磁気光学効果測定装置により調べた結果を図4に示す。図4の縦軸は、厳密には磁性層の磁化を示すものではないが、ここでは単純に磁化に比例する量として考えて良い。なお、この測定においては、磁界を図3における直線化した辺と平行に印加した。図4(a)のように、ドットアレイAは、32 kA/m程度の印加磁界（右向き）により、磁気飽和する。磁界を徐々に低下させると、16 kA/m程度から磁気光学効果の信号は低下し始める。さらに、磁界零の近傍において、急激に信号は低下し、ほぼ零になる。これは、磁化が円周に沿って還流している磁化還流構造（磁化のボルテクス構造）が生じており、磁化ベクトルの総和が零に近くなっているためと考えられる。磁界がさらに低下し、負の向き（左向き）になっても、-16 kA/m程度までは、信号はほぼ零のままである。これは、負の向きの磁界により、若干、磁化ベクトルの向きがかわっても、全体的には磁化が円周に沿って還流しているためである。-16 kA/mよりも磁界が低下すると、急激に信号は低下する。これは、この磁界において、磁化還流構造が破壊

され、磁化はほぼ左向きになつたためと考えられる。また、印加磁界が負の-32 kA/mから正の32 kA/mに変化する過程は、上述の場合と対称であり、磁界零近傍から約16 kA/mの間で磁化還流構造が生じているものと考えられる。また、図4 (b)-(d) に示すように、直径、削り量を変えたドットアレイにおいても、ドットアレイAとほぼ同様の信号変化過程が観測され、磁化状態もほぼ同様と考えられる。

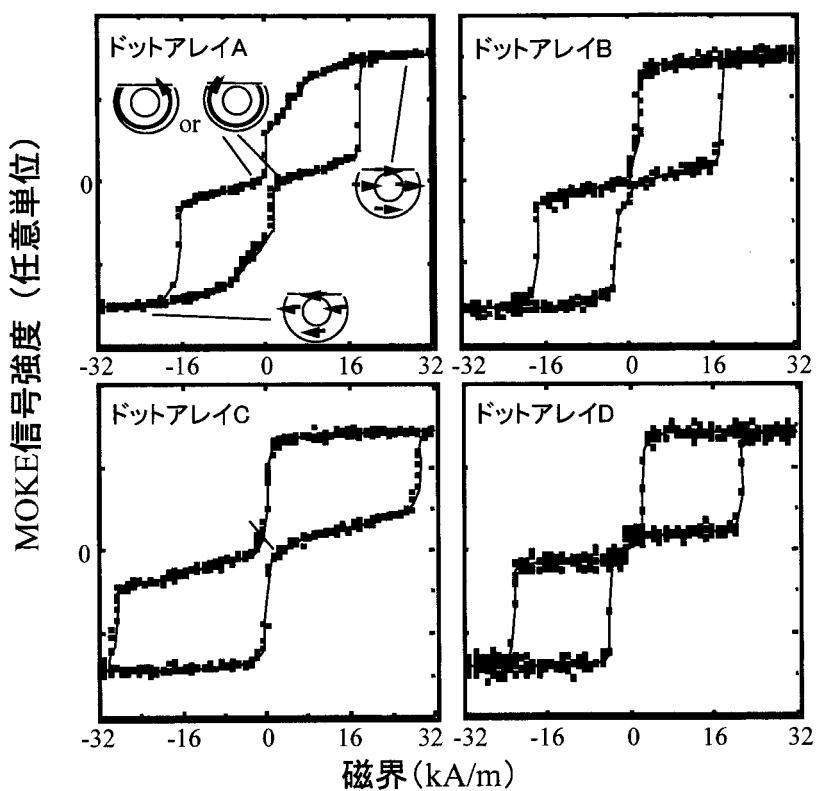


図4 各ドットアレイの磁気光学効果曲線。

3. 非対称リングドットの磁化状態

前述のように、ドットの上部を直線化した磁性ドットでは、磁界零近傍において、磁化還流構造がエネルギー的に安定である。しかし、磁気光学効果曲線の測定結果からは、磁化の向きの情報は得られない。磁化の向きの情報を得るのには、磁気力顕微鏡による観察が有効である。図5 (a) は、ドットアレイCを右向きに磁気飽和させた後に、磁界を取り去った時の磁気力顕微鏡像である。図に示すように、直線化した外径の部分に黒と白のスポットが観測される。この黒と白のスポットは、この位置において漏洩磁束が存在することを示し、この磁気力顕微鏡のプローブの着磁の向きから、黒のスポットの位置

ではドットに磁束が入っていき、白のスポットの位置では、ドットから磁束が漏洩していることがわかる。図5 (a) に示す相対的な位置関係は、図の左下のドット中に模式的に入れた矢印のように、磁性ドットが反時計回りの磁化環流状態を有することを示している。これに対し、図5 (b)

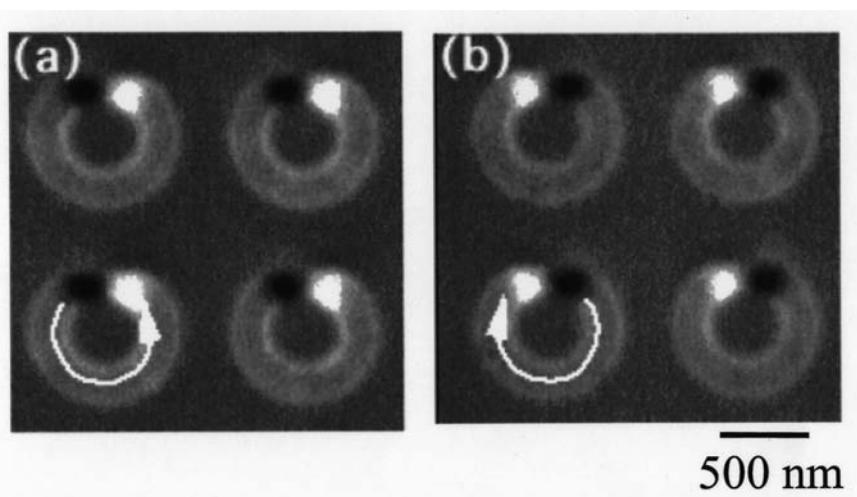


図5 ドットアレイCの磁化状態を示す磁気力顕微鏡像。(a) 右向き磁界印加後、(b) 左向き磁界印加後。

は、ドットアレイCを左向きに磁気飽和させた後に、磁界を取り去った時、磁性ドットが時計回りの磁化環流状態を有することを示す。なお、ドットアレイAおよびBにおいても、同様の観察を行い、同様の結果が得られることを確認している。また、ドットアレイDでは、大多数のドットにおいて、ドットアレイCと同様の磁化状態が観測されたが、一部のドットでは、磁化の向きによる磁化状態の制御ができなかった。ドットが小さくなると、若干の形状の不規則性により、磁化過程が影響を受けるためであると考えられる。

4. シミュレーションによる磁化状態の解析

上述のように、ドットの上部を直線化した非対称リングドットでは、磁気飽和した時の磁界の向きにより、磁界零の時の磁化の向きが制御される。この結果は、マイクロ・マグネティクス・シミュレーションにより解析できる^[15]。図3におけるドットアレイAの形状に対するシミュレーションの結果を図6に示す。計算においては、Ni-Feの飽和磁束密度を1T、交換定数を 1.05×10^{-11} J/m、一軸磁気異方性定数を100 J/m³とした。シミュレーションにおけるセルサイズは10 nm × 10 nm × 10 nmである。図6 (a) のように、右向きに160 kA/mの磁界を印加すると、ドットの磁化は右向きになり、ドットは磁気飽和する。図6 (b) のように、磁界を16 kA/mまで低下すると、磁化の多くは反時計回りに配列するようになる。さらに、図6 (c) のように磁界を除去すると、直線化した部分を除き、磁化は反時計回りになる。直線化した部分の磁化が反転しないのは、この部分の磁化反転過程における静磁エネルギーが高いためである。図6 (d) のように磁化が -18 kA/mになると、磁化は全て反時計回りに配列する。これに対し、図6 (e) のように、左向きに -160 kA/mの磁界を印加した後では、磁化は全て時計回りに配列する。

上述のように、リング形状の一部を直線化することにより、右向きの磁界を印加した場合には、反時計回りの磁化状態が、左向きの磁界を印加した場合には、時計回りの磁化状態が得られる。すなわち、印加磁界の向きにより、選択的に「0」あるいは「1」の情報を書き込むことができる事が証明された。上記の結果は、面内方向の磁界により選択的に「0」あるいは「1」の情報を書き込むことができる、新しいリング構造の磁性メモリセルが実現可能であることを示す。

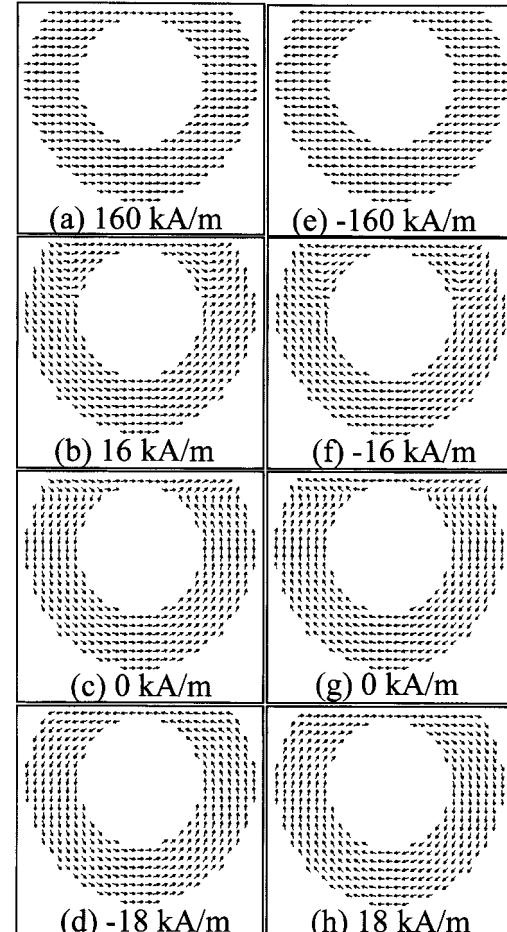


図6 ドットアレイAの磁化過程の計算機シミュレーション結果。

5. 終わりに

閉磁路構造を有するリング状磁性メモリセルでは、漏洩磁界がなく、超高密度配列が可能である。しかし、面内において対称な形状のメモリセルの場合、面内磁界では情報を書き込むことができない。これに対し、外径の一部を直線化したメモリセルでは、その非対称性のために、面内磁界による情報を書き込みが可能であることが明らかになった。今後の課題は、参照用磁性層としての常時同じ磁化の向きを有する磁性層の作製方法を確立することである。なお、本研究で用いた試料は、三菱電機株式会社先端技術総合研究所で作製していただいた。紙面を借りて感謝致します。

文献

- [1] 猪俣浩一郎, 日本応用磁気学会誌, 23 (1999) 1826-1833.
- [2] S. Tehrani, J. M. Slaughter, E. Chen, M. Durlam, J. Shi and M. DeHerrera, IEEE Trans. Magn., 35 (1999) 2814-2819.
- [3] G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach and W. Zinn, Phys. Rev., B 39 (1989) 4828-4830.
- [4] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich and J. Chazelas, Phys. Rev. Lett., 61 (1988) 2472-2475.
- [5] M. Julliere, Phys. Lett., 54A (1975) 225-226.
- [6] B. Dieny, V. S. Speriosu, S. Metin, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, P. Baumgart and D. R. Wilhoit, J. Appl. Phys., 69 (1991) 4774-4779.
- [7] 手束展規, 猪俣浩一郎, 日本応用磁気学会誌, 27 (2003) 1053-1061.
- [8] J. C. Slonczewski, J. Magn. & Magn. Mater., 159 (1996) L1-L7.
- [9] J. Z. Sun, J. Magn. & Magn. Mater., 202 (1999) 157-162.
- [10] 屋上公二郎, 鈴木義茂, までりあ, 42 (2003) 640-647.
- [11] J. Zhu, Y. Zheng and G. A. Prinz, J. Appl. Phys., 87 (2000) 6668-6673.
- [12] J. Rothman, M. Klaui, L. Lopez-Diaz, C. A. F. Vaz, A. Bleloch, J. A. C. Bland, Z. Cui and S. Speaks, Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 1098-1101.
- [13] R. Nakatani, N. Takahashi, T. Yoshida and M. Yamamoto, Jpn. J. Appl. Phys., 41 (2002) 7359-7366.
- [14] R. Nakatani, H. Asoh, N. Takahashi, Y. Kawamura and M. Yamamoto, Jpn. J. Appl. Phys., 42 (2003) 5024-5029.
- [15] R. Nakatani and M. Yamamoto, Jpn. J. Appl. Phys., 42 (2003) 100-101.
- [16] R. Nakatani, T. Yoshida, Y. Endo, Y. Kawamura, M. Yamamoto, T. Takenaga, S. Aya, T. Kuroiwa, S. Beysen and H. Kobayashi, J. Appl. Phys., 95 (2004) 6714-6716.
- [17] R. Nakatani, K. Hoshino, S. Noguchi and Y. Sugita, Jpn. J. Appl. Phys., 33 (1994) 133-137.