

Title	交換磁気異方性を用いた微細磁性多層膜における磁気双極子相互作用の研究
Author(s)	木村, 崇; 若家, 富士男; 蒲生, 健次
Citation	大阪大学低温センターだより. 2002, 120, p. 14-18
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/7095
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

交換磁気異方性を用いた 微細磁性多層膜における磁気双極子相互作用の研究

基礎工学研究科 木村 崇*、若家富士男、蒲生 健次 (内線 6300)

* E-mail: t-kimu @postman.riken.go.jp (現 理研フロンティア)

1 はじめに

磁性多層膜における巨大磁気抵抗 (Giant magnetoresistance : GMR) 効果^[1] は、電気伝導に電子スピンの性質が現れる代表的な現象の一つで、物理的に興味深いだけでなく、高感度の磁場センサーとしても利用されている。この GMR 効果の発見により、今日の100 Gb/in²を超える高密度磁気記録が実現できたといえるであろう。磁気記録密度の向上は今でも続いており、現在では 1 ビットあたりの占有面積はサブミクロン領域に突入している。このような磁気記録媒体を実現するのも難しいのであるが、情報を読み取る側の磁気ヘッドの微細化も必要になってくる。また、最近では、磁性多層膜を一つのセルにし、メモリとして利用する磁性ランダムアクセスメモリ (Magnetic Random Access Memory : MRAM)^[2]が本格的に実現されつつある。このように磁性多層膜の微細加工は、高密度磁気記録技術やスピン制御素子実現のためには必要不可欠であり、微細加工磁性多層膜の磁化特性を理解することは重要である。磁性多層膜では、磁性層間の相互作用により磁化特性が単層の場合と異なり、磁化過程はより複雑になる。中でも磁気双極子相互作用は、試料の微細化とともにその影響が顕著に現れる。磁気双極子相互作用とは、一方の磁性層の磁極から発生する静磁場が他方の磁化に作用することである。サブミクロンスケールの磁気ヘッドやスピン制御素子を設計するには、この静磁場の影響を考慮することが必要不可欠である。本稿では、交換磁気異方性を用いて磁気双極子相互作用を定量的に解析する方法について紹介する。

2 基本的な考え方

交換磁気異方性とは、強磁性-反強磁性結合膜において、大きな磁気異方性を有する反強磁性体からの交換相互作用により強磁性層の磁化が影響を受けることをいう^[3]。強磁性-反強磁性結合膜をネール点以上の温度から、それ以下に磁場中で冷却することを考える。反強磁性層と強磁性層の界面に強い交換相互作用が働いているため、反強磁性層の界面の磁化が強磁性層の磁化と平行になるような反強磁性体を形成する。一度、反強磁性構造を形成してしまえば、大きな磁場を加えない限りその磁区構造は変化しない。これより、強磁性層は常に反強磁性層の界面の磁化の方向にそった交換相互作用を受け、強磁性層の磁化曲線が反強磁性層からのバイアス磁場分シフトする。この特性を微細加工磁性多層膜に適用することで、磁気双極子相互作用の定量的解析が可能になる。

微細な反強磁性/強磁性/非磁性/強磁性構造を考える。この構造において、図 1(a)、1(b)のよ

うに、交換磁気異方性の方向が細線長手方向に平行、垂直の二つの場合を考える。反強磁性層と交換結合した強磁性層は、強磁性単層の場合よりも保磁力が大きくなることが知られている。故に、交換磁気異方性と反対の方向に磁場を掃引した場合、下層の磁化は、少なくとも上層が磁化反転するまでは、交換磁気異方性のため、たとえ細線端部近傍であっても、一様に同じ磁化方向を向いており、単磁区近似が良く成り立つと考えられる。

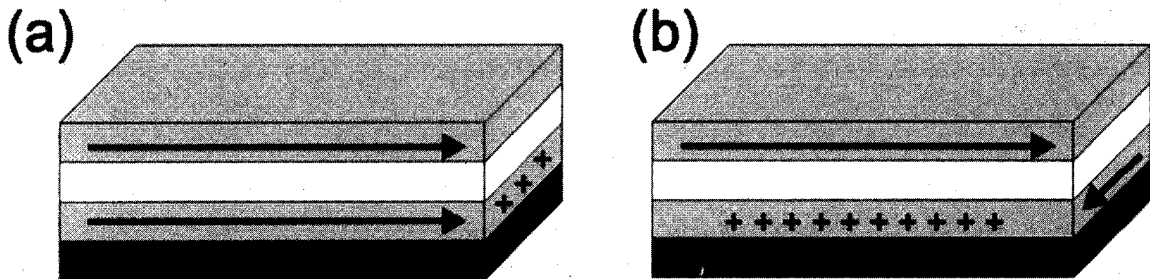


図1 反強磁性/強磁性/非磁性/強磁性構造において下層の生じる交換磁気異方性の方向を線方向に(a)平行に(b)垂直にした場合の磁化状態の模式図。下層の磁性層に発生している磁極は、明らかに(b)の場合の方が大きくなる。

図1(a)において、下層に発生する磁極は、膜厚と線幅に比例し、細線長が十分長い場合、上層への静磁場の影響は、細線端部近傍に限られており、無視できると考えられる。一方、図1(b)においては、長手方向全体に磁極が発生し、線幅が狭い場合、上層に大きな静磁場を与えられ、このように二つの状態は、前述の磁場中冷却効果を用いれば簡単に実現できる。まず、反強磁性体のネール点以上の温度で外部磁場を長手方向に加え、そのまま磁場中冷却を行う。これで、図1(a)の状態が実現できる。その後、試料を再びネール点以上まで温め、今度は、外部磁場を短軸方向に印加する。このまま磁場中冷却することで、図1(b)の状態も実現できる。このように、一つの試料で二つの状態が実現できるため、両状態における上層の磁化過程を比較することで、磁気双極子相互作用の影響を定量的に調べることができる。

3 1 μm 細線における磁気双極子相互作用

ここでは、この方法を用いて、NiO(15 nm)/NiFe(6 nm)/Cu(5 nm)/NiFe(10 nm)の膜構造からなる線幅1 μm 、長さ100 μm の磁性多層膜細線における磁気双極子相互作用の影響を調べた。試料は電子ビームリソグラフィとリフトオフ法を用いて作製された。ここで、磁性多層膜は 10^{-7} Torrの高真空中で、電子ビーム加熱法により成膜された。バイアス磁場の方向は、3000 Oeの磁場中で、室温から77 Kまで冷却することにより制御した。ここで、冷却中の磁場方向は、細線長手方向に平行な場合 (Condition A) と垂直な場合 (Condition B) の二つのケースで実験を行った。このような試料に、線幅5 μm のCu端子を4本設け磁気抵抗を測定し、GMR効果を用いることで各層の磁化過程を調べた^[5]。ここで、電圧端子間の間隔は40 μm である。

図2(a)及び2(b)は、それぞれ、Condition A及びCondition Bにおける縦磁気抵抗 (磁場を電流に平行 (線方向) に加えた場合) 及び横磁気抵抗 (磁場を電流に垂直 (細線幅方向) に加えた場合) である。弱磁場での正の抵抗変化は、上層の磁化反転に対応している。Condition Aでは、上層の

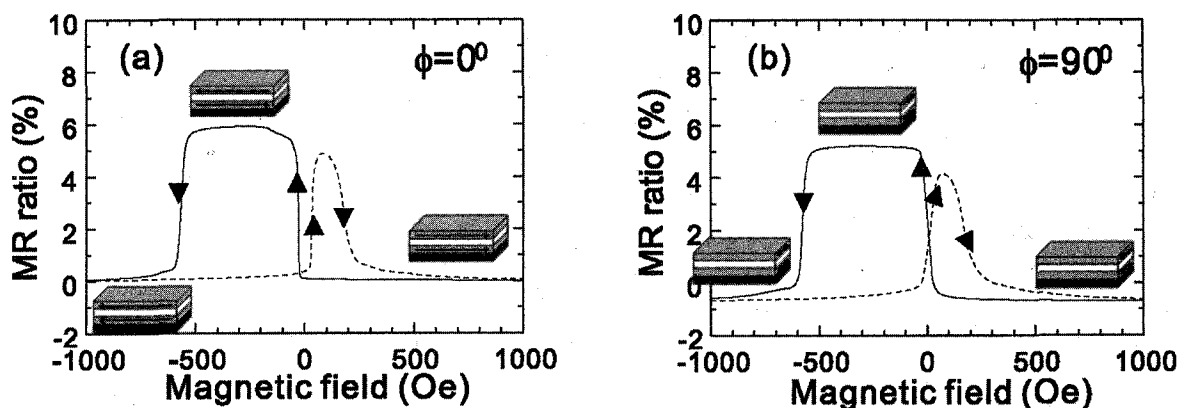


図2 (a)Condition Aにおける縦磁気抵抗と(b)Condition Bにおける横磁気抵抗。挿入図は、磁場を負方向に掃引したときの磁化状態を示している。上層と下層の磁化が反平行なとき、GMR効果により抵抗が増大する。

磁化反転は磁壁移動により生じているため抵抗変化は急峻であるが、Condition Bでは、回転磁化過程により生じているので抵抗変化は緩やかである。一方下層は、両ケースとも、抵抗変化曲線に違いは見られなかった。また、磁気抵抗曲線から見積もられた下層の磁化曲線のシフト量は、どちらの場合もほぼ200 Oeであった。もっとも静磁エネルギーが大きくなるCondition Bでも、下層の磁化過程に変化がないことから、この構造では、1 μm 幅の細線においても、下層の磁化過程は交換磁気異方性に支配され、交換バイアス方向が冷却磁場方向により制御できていることが確認できる。

では、両状態における磁気双極子相互作用の比較についてであるが、前述したように、Condition Aにおける下層からの静磁場は、細線端部近傍に限られるが、Condition Bでは、細線内全体に一樣な横方向磁場をもたらす。これより、Condition Bにおける上層の磁化回転はCondition Aにおけるそれよりも早く完了するはずである。これを確認するために、両状態の横磁

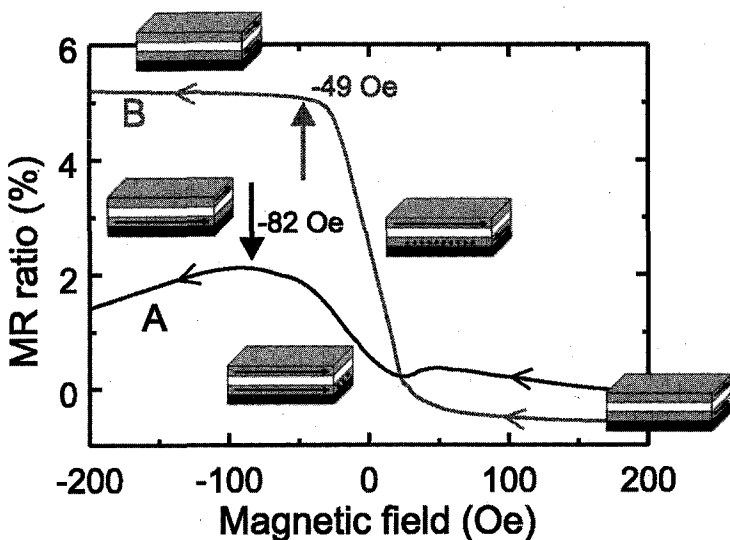


図3 Condition A及びCondition Bにおける横磁気抵抗。挿入図は、各磁場における磁化状態の模式図である。Condition Bの方が、上層の磁化反転が弱磁場で終了しているのが確認できる。

気抵抗から、上層の磁化反転完了磁場を見積もり、その結果を考察することにした。図3は、Conditions A及びBにおける磁気抵抗効果の弱磁場領域の拡大図である。挿入図に示すように、Condition Bでは上層は磁化反転中、下層から静磁場を受けることになる。実際、図中の矢印で示すように、Condition Aの磁化反転は-82 Oeで完了しているのに対して、Condition Bの磁化反転は-49 Oeで完了している。これより、Condition Bでは、下層の静磁場の影響のため、上層の磁化反転が33 Oe程、Condition Aより早く完了しているのが確認できる。

次に、この大きさが妥当かどうか見積もってみる。Condition Bにおいては、細線の側面に磁極が一様に分布している。ここで、下層の磁化を M_S 、厚さを d_P とすると、分布磁極の線密度は、 $M_S d_P$ となる。細線の長さは $100 \mu\text{m}$ で、線幅が $1 \mu\text{m}$ 、各層の厚さが数 nm であることを考慮すると、下層の側面に生じている磁極が無限に線状分布していると仮定して、上層に作用する静磁場の大きさを見積もることができる(図4(a)参照)。ガウスの定理を用いると、片方の側面から生じる磁場は、距離を r とすれば、 $M_S d_P / (2\pi\mu_0 r)$ で与えられる (μ_0 は真空の透磁率)。この場合、面内方向の成分のみを考慮すると、両側からの磁極の影響を考慮するのに気をつければ、座標 x において作用する静磁場の線幅方向成分 H_S は、以下のようになる。

$$H_S = \frac{M_S d_P}{2\pi\mu_0} \left(\frac{x}{x^2 + ((d_P + d_F)/2 + d_N)^2} + \frac{w-x}{(w-x)^2 + ((d_P + d_F)/2 + d_N)^2} \right) \quad (1)$$

ここで、 d_F 、 d_N 、 w は、それぞれ、上層の膜厚、非磁性層の膜厚、細線幅である。今回のパラメータを代入し計算した結果を図4(b)に示す。細線内ほぼ一様に $H = 38 \text{ Oe}$ の磁場が発生しており、実験結果を定量的に説明できるのが確認できる。

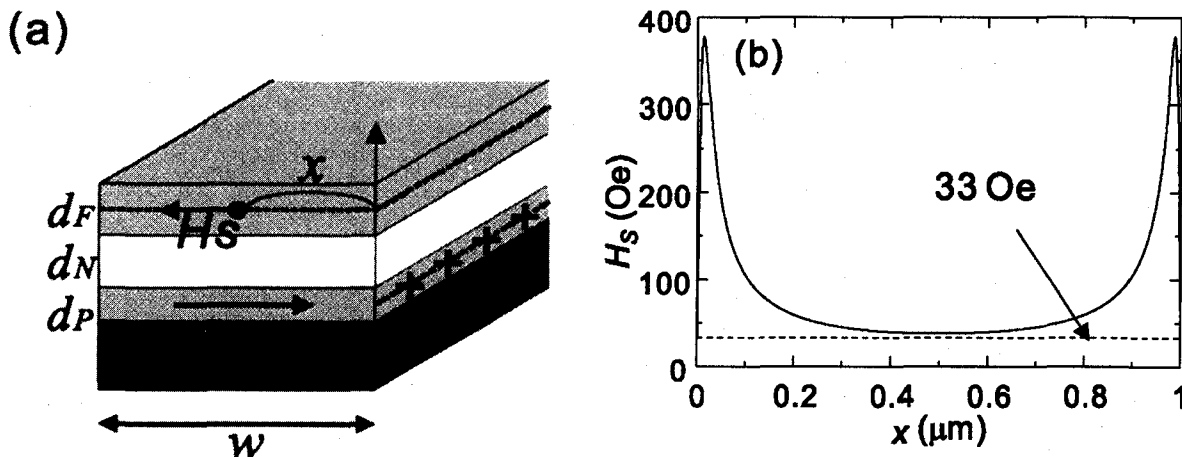


図4 (a) Condition Bにおける磁区構造の模式図と(b) Condition Bにおける下層からの静磁場の見積もり。点線は実験結果から見積もられた静磁場の大きさ。

4 まとめ

交換磁気異方性の方向が、試料冷却時の印加磁場方向で制御できることに着目し、微細磁性多層膜における磁気双極子相互作用の影響を定量的に解析する方法を提案した。この方法を $1 \mu\text{m}$ 幅の NiO/NiFe/Cu/NiFe 細線に適用し、交換磁気異方性が線幅方向の場合の方が、線方向の場合よりも、大きな磁気双極子相互作用が生じていることを実証した。

この他にも我々は、この方法を用いて異なる形状の微細磁性多層膜の磁化過程を調べた結果を報告している。今回は紙面の都合で紹介できないが、もし興味のある方は、文献^[6]も参照して頂けると幸いである。

参考文献

- [1] M. N. Baibich, J. B. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Pertoff, P. Eitenne, G. Creuset, A. Friederich and J. Chaselas : Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988)
- [2] S. Tehrani, E. Chen, M. Durla, M. DeHerra, J. M. Slaughter, J. Shi and G. Kerszykowski : J. Appl. Phys. **85**, 5822 (1999)
- [3] W. H. Meiklejohn and C. P. Bean : Phys. Rev. **102**, 904 (1957)
- [4] T. Kimura, Y. Itagaki, F. Wakaya and K. Gamo : Appl. Phys. Lett. **78**, 4007 (2001)
- [5] T. Ono, H. Miyajima, K. Shigeto and T. Shinjo : Appl. Phys. Lett. **72**, 1116 (1998)
- [6] T. Kimura et al. : Jpn. J. Appl. Phys. **40**, 4524 (2001), T. Kimura et al. : Jpn. J. Appl. Phys. **40**, 6357 (2001), T. Kimura et al. : Microelectronic Engineering **61-62**, 585 (2002)
T. Kimura et al. : Trans. Magn. Soc. Jpn. **2**, 49 (2002)

用語説明

巨大磁気抵抗効果

磁性多層膜における電気抵抗が、隣接している磁性層の磁化が平行な場合と反平行な場合で大きく変化する現象。通常、平行な場合が抵抗が小さく、反平行な場合が抵抗が大きい。この抵抗変化は、これまで知られていた磁性体の磁気抵抗効果に比べ著しく大きかったため、GMRと名付けられた。