

巨大磁気抵抗効果を利用した単一細線の磁化測定

Magnetization Measurement of a Single Submicron Wire by Using Giant Magnetoresistance Effect

重藤訓志・小野輝男*・新庄輝也

京都大学化学研究所, 京都府宇治市五ヶ庄 (〒611-0011)

*慶應義塾大学理工学部, 横浜市港区日吉 3-14-1 (〒223-8522)

K. Shigeto, T. Ono,* and T. Shinjo

Institute for Chemical Research, Kyoto Univ., Uji 611-0011

*Faculty of Science and Technology, Keio Univ., Yokohama 223-8522

An NiFe(200Å)/Cu(200Å)/NiFe(50Å) trilayer film of sub-micron width was prepared, and the noncoupled-type giant magnetoresistance (GMR) effect was investigated. Magnetization reversal in a single submicron-sized magnetic wire was sensitively detected through a sudden jump in resistance due to antiparallel alignment of two NiFe layers. It was demonstrated that an artificially introduced neck in the wire acts as an obstacle to magnetic domain wall propagation.

Key words: giant magnetoresistance, magnetic wire, magnetization reversal

1. はじめに

微小磁性体の磁化反転の研究は古くは Néel¹⁾ 以来, 理論的にも実験的にも盛んに研究されてきた。この研究分野は, MQT (Macroscopic Quantum Tunneling) や MQC (Macroscopic Quantum Coherence) の観測²⁾に絡んで学術的にも, また磁気記録材料における記録密度の増大に伴い工業的にも, 大きな関心を呼んでいる。近年のナノリソグラフィ技術の目覚ましい発達により, 現在では, 十分に形状を制御した微小磁性体の作製が可能である。ただし, 試料の磁化の絶対量があまりにも小さいため, 一般的な磁化測定手段を用いて実験を行うには, 磁化の絶対量を稼ぐため, 微小磁性体の集合体を実験対象とするしかない。しかしながらこれでは, 個々の磁性体の特性が, サイズや形状の分布の影に埋もれてしまう。そこで単一の微小磁性体の磁化反転を検知する努力が求められ, これまでに MFM³⁾, 電子線ホログラフィー⁴⁾, 描画したミクロンサイズの SQUID 素子上に微小磁性体をのせる方法⁵⁾などで研究が行われてきた。

今回, 我々が実験対象としたのは単一の磁性細線である。非常に幅の狭い磁性細線においては, 強い形状異方性のため, その磁化方向は細線の長手方向に平行か反平行かの2方向のみに制限される。そのため磁性細線の磁化反転は, 180° 磁壁の生成とその移動によって起こると考えられる。磁壁が動く速さは数 m/s と速いので, 障害なく移動できれば試料内を移動する時間は無視できるほどに短く, したがって磁化反転は瞬間的に起こることになる。現実的には試料内の欠陥のある場所など, エネルギー的に磁壁の準安定点となる位置が存在し, 磁壁の移動が妨げられ, 磁壁はピン止めされる。その状態からさらに外部磁場を印加していくと, ポテンシャルの壁が低くなって

いき, 多くの場合, 熱揺らぎの効果でポテンシャルの壁を乗り越え, 磁壁はピン止めサイトから開放されて再び移動を始める。磁壁のピン止めサイトからの外れ現象については, このポテンシャルの壁を乗り越える過程だけでなく, 壁をすり抜ける過程, すなわち量子的なトンネル効果によっても進行することが指摘されており (いわゆる MQT), 十分低温では熱揺らぎによる効果よりも支配的となることが予測されている⁶⁾。近年, 金属磁性細線における磁壁の MQT に関する理論⁷⁾の報告がなされ, また実験^{8), 9)}の報告もなされているものの, やはり磁化の絶対量が小さく磁性細線の磁化測定が困難であることが, 得られた結果の解釈をむずかしくしている。

この困難を極める磁性細線研究に対して我々は, 非結合型の巨大磁気抵抗効果 (GMR) を利用するというアプローチをとった。GMR は金属人工格子の磁気構造の変化が電気抵抗の大きな変化をひき起こす現象であるが¹⁰⁾, 逆の見方をすれば, これは GMR を利用することで磁気構造の変化を電気抵抗に敏感にとらえることができるということでもある。特に細線の場合, 磁化方向が細線の長手方向に平行か反平行かの2方向に制限されていることが抵抗の変化と磁区構造との関係を簡単にする。具体的に2層の磁性層を有する非結合型人工格子細線を考えてみよう。2層の磁化が平行を向いている状態から保磁力の小さな磁性層のみの磁化反転が起こったとする。このとき, 磁化の反転領域の割合と隣合う磁性層の磁化の反平行の領域の割合は等しい。すなわち磁化の反転領域の割合と抵抗の増加量とは比例し, 抵抗値からそのときの磁区構造を特定できることになる。我々は周期的なV字溝を有する微細加工基板上に作製した人工格子細線の磁化緩和現象を, GMR を利用して検知するという実験をすでに報告済みである¹¹⁾。今回は, 同様の手法を幅 0.5 μm の NiFe(200Å)/Cu(200Å)/NiFe(50Å) 人工格子単一細線に適用した。磁壁の移動を意図的に妨害する目的で, 細線内には人工的な「くびれ」を挿入した。この「くびれ」により磁壁の移動が妨害され, 細線内の一部だけが磁化反転した状態が実現することを期待した。

2. 実験方法

フォトリソグラフィでパターンニングされた基板に電子銃加熱により超高真空蒸着し, リフトオフするという手順で試料を作製した。基板として, 表面を熱酸化した Si 基板を用いた, 作製された幅 0.5 μm の人工格子単一細線の組成は, 基板//

$\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(200\text{ \AA})/\text{Cu}(200\text{ \AA})/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(50\text{ \AA})$ である。二つのNiFe層間の交換相互作用が無視できるようにCu層は十分に厚くしてある。我々は結晶磁気異方性の小さなNiFeを磁性体として選択することで細線の形状を強く反映した磁区構造の出現を期待した。なお酸化防止のため、Cu(20Å)を保護層として蒸着した。磁気抵抗測定は直流4端子法で行った。その際、外部磁場は細線長手方向に平行に印加した。測定温度は5 Kである。

3. 結果および考察

Fig. 1 に試料のSEM写真と模式図を示す。電圧端子間距離は20 μm であり、我々はこの範囲を測定していることになる。SEM写真において、左側の電圧端子から端子間距離の1/3の位置に、幅0.35 μm の「くびれ」が挿入してあるのを確認できる。

5 Kでの磁気抵抗測定の結果をFig. 2に示す。この結果は、外部磁場を細線の長手方向に-1000 Oe印加して2層のNiFe層の磁化を平行にそろえた後、正の方向に1 Oe刻みで磁場を掃引し抵抗測定を行うことによって得られたものである。外部磁場の方向はFig. 1のSEM写真の右向きを正と定義する。4段階で生じている急激な抵抗変化が非常に特徴的である。我々はこれまでに、周期的なV字溝を有する微細加工基板上に作製したNiFe細線の研究において、この領域の層厚ではより厚いNiFe細線の方が保磁力が大きいという知見を得ており、今回の場合も、NiFe(50Å)層の保磁力の方がNiFe(200Å)層の保磁力より小さいと考えられる¹²⁾。したがって、これらの4段階の抵抗変化のうち2段階の抵抗上昇は、薄いNiFe(50Å)層の磁化反転に対応するものであり、2段階の抵抗減少は厚いNiFe(200Å)層の磁化反転に対応するものである。

それぞれの段階でどのような磁化反転が起きているか、さら

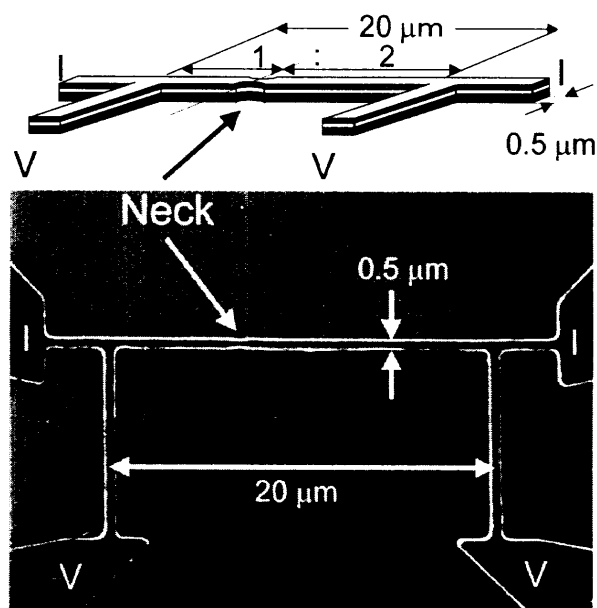


Fig. 1 Schematic illustration and SEM image of the sample. The sample consists of an $\text{NiFe}(20\text{ \AA})/\text{Cu}(200\text{ \AA})/\text{NiFe}(500\text{ \AA})$ trilayer.

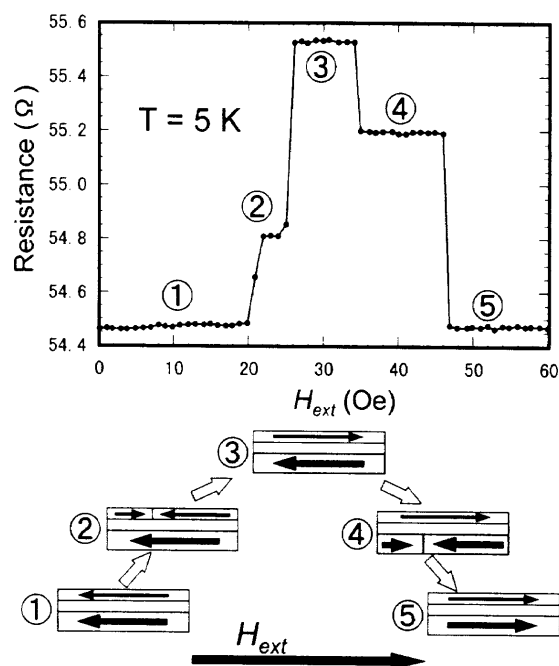


Fig. 2 Resistance as a function of the external magnetic field at 5 K determined by the four-point dc technique illustrated in Fig. 1. The magnetic domain structures inferred from the resistance measurement are schematically shown.

に詳しく議論していく。①外部磁場が負の領域にあるときと正の領域に入って20 Oeまでは、二つのNiFe層の磁化は負の方向にそろっており、抵抗値は最低を示している。②21 Oeになったとき、急激に抵抗が増加し、22~24 Oeまでは一定の抵抗値を保持する。③26 Oeになると再び急激に抵抗が増加する。このときの抵抗値は最大値であり、この最大値は34 Oeまで保持されている。④35 Oeで急激に抵抗が減少し、46 Oeまでその抵抗値を保持している。⑤47 Oeでさらに抵抗が激減する。このときの抵抗値は①の領域の抵抗値と等しく、この領域では再び隣合う磁性層の磁化が平行にそろっていることになる。NiFe(50Å)層の磁化反転に対応すると考えられる1番目と2番目の抵抗変化量の比は1:2である。2層の磁性層のうちどちらか一方の磁化の向きが固定されている場合、GMRによる抵抗の変化量は磁化反転領域の割合に直接比例することになるので、抵抗が最大値をとる領域で完全に反平行状態が実現されていると仮定すれば、1番目の抵抗変化後、すなわち22~24 Oeの領域では、NiFe(50Å)層の磁化の全体の1/3が磁化反転していると判断できる。この1/3という比は、細線の「くびれ」から左側の電圧端子までの距離と、電圧端子間距離との比に等しい。それゆえに、この場合「くびれ」の左側の領域で生成して移動していた磁壁が、「くびれ」によって移動を妨害され、少なくとも24 Oeまではその位置にとどまっていたと考えられる。すなわち、ねらいどおり「くびれ」によって磁壁の移動を制御できたことになる。26 Oeにおける2番目の抵抗変化は、「くびれ」の右側の領域が磁化反転を起こすことに対応している。NiFe(200Å)層の磁化反転に対応する3番目と4番目の抵抗変化量の比も1:2になっており、「くびれ」の左側の領域において生成し移動した磁壁が、「くびれ」によ

て移動を妨害され、少なくとも 46 Oe まではその位置にとどまっていたと考えられる。すなわちこの場合、NiFe(200Å)層の磁化反転も、まず「くびれ」の左側の領域の磁化反転が起こったことがわかる。47 Oe における 4 番目の磁化反転は「くびれ」の右側の領域が磁化反転を起こすことに対応している。ここまで、「くびれ」によるピンニングの効果にしか言及しなかった。当然のことながら、「くびれ」以外にも、例えば試料の形状の不完全性などによる磁壁のピンニングサイトが存在しているはずである。しかしながら得られた結果からは、これらの効果が「くびれ」による効果に比べて無視できるほど小さいことが一目瞭然であり、注目に値する。

4. ま と め

「くびれ」を挿入した NiFe(200Å)/Cu(200Å)/NiFe(50Å) 人工格子サブミクロン単一細線を作製し、磁気抵抗を測定した。非結合型の巨大磁気効果を利用して磁性細線の磁化反転を感度よくとらえることに成功し、人工的に挿入した「くびれ」によって磁壁の移動を制御できることを示した。今回の実験では少なくとも 10^{-13} emu のをとらえた。原理的には、この GMR を利用した手法では、試料の形状がもっと小さくても磁化の反転を検知できるはずであり、微小磁性体細線の磁化測定の手法として非常に有用である。

謝 辞 本研究を行うに当たって文部省科学研究費補助金重点領域研究および NEDO による援助に感謝します。

文 献

- 1) L. Néel: *Ann. Geophys.*, **5**, 99 (1949).
- 2) For a review of MQT/MQC, see, e.g., P. C. E. Stamp, E. M. Chudnovsky, and B. Barbara: *Int. J. Mod. Phys. B*, **6**, 1355 (1992).
- 3) M. Lederman, S. Shultz, and M. Ozaki: *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 1986 (1994).
- 4) T. Hirayama, Q. Ru, T. Tanji, and A. Tonomura: *Appl. Phys. Lett.*, **63**, 418 (1993).
- 5) W. Wernsdorfer, K. Hasselbach, A. Benoit, B. Barbara, D. Mailly, J. Tuaillon, J. P. Perez, V. Dupuis, J. P. Dupin, G. Guiraud, and A. Perez: *J. Appl. Phys.*, **78**, 7192 (1995).
- 6) P. C. E. Stamp: *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 2802 (1991).
- 7) G. Tatara and H. Fukuyama: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **63**, 2538 (1994).
- 8) N. Giordano and J. D. Monnier: *Physica B*, **194-196**, 1009 (1994).
- 9) W. Wernsdorfer, B. Doudin, D. Mailly, K. Hasselbach, A. Benoit, J. Meier, J.-Ph. Ansermet, and B. Barbara: *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 1873 (1996).
- 10) 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**, 2472 (1988).
- 11) T. Ono, Y. Sugita, and T. Shinjo: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **65**, 3021 (1996).
- 12) Y. Sugita, T. Ono, and T. Shinjo: unpublished results.

1997 年 10 月 28 日受理, 1998 年 2 月 2 日採録