# 金属・分子材料へのスピン注入

技術解説

## 野崎隆行\*,白石誠司<sup>\*\*</sup>,鈴木義茂<sup>\*\*\*</sup>

" Spin injection into metal and molecular materials " Key Words : Spintronics, spin transfer effect, magnetic tunnel junction, graphene

1.はじめに

トランジスタの発明以来エレクトロニクスの根幹 を支えてきた半導体電子デバイスは、電荷の流れを 制御することによってさまざまな機能を実現してき た。これに対し、磁性材料によって生み出されるス ピン偏極電流を利用し、これまでのエレクトロニク スを凌駕する新規デバイスの創製を目指す'スピン トロニクス'と呼ばれる研究分野が最近注目を集め ている。スピントロニクスが急成長する発端となっ たのが巨大磁気抵抗(GMR:Giant Magnetoresistance)



\*Takayuki NOZAKI

1977年6月生 東北大学大学院・工学研究科・材料物性 学専攻(2006年修了) 現在、大阪大学大学院・基礎工学研究科・ 物質創成専攻 助教 博士(工学) スピ ントロニクス TEL:06-6850-6427 FAX:06-6850-6427 E-mail:nozaki@mp.es.osaka-u.ac.ip



\* \* Masashi SHIRAISHI

1968年8月生 京都大学大学院・工学研究科・原子核工 学専攻(1992年修了) 現在、大阪大学大学院・基礎工学研究科・ 物質創成専攻 准教授 工学博士 分子 エレクトロニクス・分子スピントロニクス TEL:06-6850-6426 FAX:06-6850-6426 E-mail:shiraishi@mp.es.osaka-u.ac.jp

\* \* \* Yoshishige SUZUKI

1960年1月生 筑波大学大学院・理工学研究科・理工学 専攻(1984年修了) 現在、大阪大学大学院・基礎工学研究科 ・物質創成専攻 教授 工学博士 スピ ントロニクス TEL:06-6850-6425 FAX:06-6850-6425 E-mail:suzuki-y@mp.es.osaka-u.ac.jp 効果の発見である<sup>12</sup>。これは、ナノメートルオー ダーの膜厚を持つ強磁性金属 / 非磁性金属を交互積 層した人工格子膜において、強磁性金属層間の相対 角度に依存して電気抵抗が大きく変化する現象であ る。この発見により、Grümberg 博士とFert 博士 は2007年にノーベル物理学賞を受賞している。巨 大磁気抵抗効果では強磁性層 / 非磁性層界面におけ るスピンに依存した散乱機構に起因して磁気抵抗効 果が生じるが、その後、強磁性層 / 絶縁層 / 強磁性層 構造からなる強磁性トンネル接合(MTJ: Magnetic Tunnel Junction )において、より大きな MR 変化率 を示すトンネル磁気抵抗(TMR: Tunneling Magnetoresistance )効果が発見された<sup>3,4</sup>。さらに最近に なって、トンネル障壁に MgO を用いた MTJ 構造 において、コヒーレントトンネリングを利用するこ とで数百%もの巨大 TMR 効果が得られることが明 らかとなり5.6、高記録密度ハードディスクドライ ブ用磁気ヘッドや磁気抵抗効果型ランダムアクセス メモリ(MRAM: Magnetoresistive Random Access Memory )などへの応用が急速に進められている。

磁気抵抗効果では磁化状態が流れる電流の大きさ に影響を与えた。ではその逆効果、つまり電流を流 すことによって磁化状態を制御することはできない だろうか? このような命題に対して、SlonczewskiとBergerは、スピン偏極した伝導電子と磁化状 態を担う局在スピン間でのスピン角運動量移行(ス ピントランスファー)効果によって、電流による磁 化制御が可能であることを理論的に導き出した<sup>7,8</sup>。 その後、この現象はGMR<sup>9</sup>およびTMR<sup>10,11</sup>素子に おいて実験的に実証され、電流磁場以来の革新的な 磁化状態制御法として注目を集めている。本解説の 前半では我々が行っているTMR素子におけるスピ ン注入磁化反転の実時間観測に関して紹介し、そこ で見えてきたスピン注入に対する不感時間の存在に

### ついて概説する。

一方、上述の初期スピントロニクス研究における 対象物質は強磁性金属(もしくは半導体)と非磁性 金属や非磁性絶縁体(AIOx、MgOなど)との組み 合わせが主流であったが、最近、分子材料へのスピ ン注入研究が急速な進展を見せている。後述するよ うにその背景には軽元素から構成されることに起因 する高いスピン依存伝導性のポテンシャルと、半導 体性を利用した高機能性への期待がある。本解説の 後半では、我々が最近成功した室温でのグラフェン 薄膜へのスピン注入現象に関して紹介し、その将来 性について概説する。

#### 2.スピン注入磁化反転

本節では、前半の研究紹介に関係の深いスピン注 入磁化反転現象のメカニズムについて概説する。基 本となる素子構造の模式図を図1(a)に示す。強磁 性層(FM1)/非磁性層(NM1)/ 強磁性層(FM2)/ 非磁性層(NM2)において、FM2層の磁化がFM1 層に対して角度傾いている状態で、伝導電子が FM1 **側から** FM2 **側へ通過する状況を考える。**FM1 を通過することによって伝導電子はFM1の局在ス ピンの方向にスピン偏極され、NM1 中でこのスピ ン偏極情報が失われなければ、そのまま FM2 層に 注入されることになる。しかしながら、伝導電子の スピンと FM2 層の局在スピンでは量子化軸が だ け傾いているため、注入された伝導電子スピンは FM2 層の有効磁界の周りを歳差運動する。FM2 へ はさまざまな方向から電子が入射するため、さまざ まな運動量ベクトル成分の寄与を考慮する必要があ り、それらを積分すると位相は相殺されてしまい、 ×方向成分は失われる。その結果、FM2層を通過 した伝導電子のスピンは FM2 の量子化軸方向に揃 うことになる。この際に失われる×方向の運動量成 分が FM2 に移行され、 FM2 の局在スピンに対して トルクを与えることで磁化が反転するというからく りである。SlonczewskiはLandau-Lifshiz-Gilbert方 程式を拡張することにより、スピントルクを含めた 磁化 M のダイナミクスを以下の式で記述した。

ここで、 は磁気ジャイロ定数、Heff は有効磁界 (外部磁界と異方性磁界の和) 、MsおよびVは それぞれ FM2層のダンピング定数、飽和磁化およ び体積、µBはボーア磁子、g()はスピン偏極率の 関数、m<sup>^</sup><sub>FM1</sub>およびm<sup>^</sup><sub>FM2</sub>はFM1、FM2 層の磁化方 向単位ベクトルである。ここではFM1からFM2に 電子が流れる方向を電流負方向と定義している。そ れぞれのトルクの関係を図1(b)に示す。第1項は 有効磁場によるトルクであり、磁化を磁場の周りで 歳差運動させる。第2項はダンピング項と呼ばれ、 歳差運動を抑制し、磁化を有効磁界の方向に収束さ せる。第3項がスピントランスファートルク項であ り、電流の符号によって歳差運動を増幅、あるいは 減衰させる方向に働く。このスピントランスファー トルクが減衰トルクに打ち勝つ条件において、スピ ン注入磁化反転が実現される。このスピン注入によ る磁化反転法の特徴は、電子間の直接的な交換相互 作用を利用しているため非常に効率が良く、また、 磁化反転に必要とされる臨界電流密度が一定である ため、素子が小さくなるほど小さな電流で駆動させ ることが可能となり、スケーラビリティに優れてい る点である。しかしながら、磁化反転に必要とされ る臨界電流密度の低減やns オーダーの高速領域に おける磁化反転の制御といった点で未解決な課題も 多く、その基礎物理の理解が求められている。







#### 3.スピン注入磁化反転の実時間測定<sup>12</sup>

MgO-TMR 素子におけるスピン注入磁化反転の初 めての実験的な検証は、Kubota らによって行われ、 電流・抵抗曲線における明瞭なヒステリシスの観測 が報告されている11。一方、スピントルク下におけ る磁化のダイナミクスを詳細に調べるには時間分解 測定が有効な手段であることは容易に想像できる。 面直通電型(CPP)GMR素子においてはすでに低温 (40 K)における実時間測定が試みられており、反 転速度の直接的な評価や、反転過程におけるコヒー レントな歳差運動の観測などが報告されているが13、 MR 変化が小さいため、繰り返し測定の平均化した 信号しか得られないことが問題であった。そこで我々 は、非常に大きな TMR 効果を示す MgO-MTJ 素子 を用いて、さまざまな電流強度の単パルス信号によ るスピン注入磁化反転現象を広帯域ストレージオシ ロスコープにより観察した。特に応用の観点から重 要となる、熱ゆらぎの影響下(室温)でのダイナミ クスを詳細に調べた。その結果、熱活性型スピン注 入磁化反転においては、電流印加後数 ns の時間領 域においてスイッチング確率が非常に小さい、不感 時間、が存在することを発見した。

用いた素子の構造は基板側から、SiO2 基板 / バ ッファー層 / PtMn / CoFe / Ru / CoFeB(3nm)/ Mg(0.6nm)/ MgO(0.6nm)/ CoFeB(2nm)/ ++ ップ層である。MgO 上の CoFeB 層がスピン注入に より磁化反転を制御する フリー層 となる。この 膜を EB リソグラフィーを用いた微細加工により断 面積が70×160 nm<sup>2</sup>の微小 MTJ 素子とした。本素 子の RA(抵抗×断面積)は3 µm<sup>2</sup>であり、室温で 約120%のMR比を有する。スピン注入磁化反転を 観測するための初期磁化状態は、 + 40 Oe 磁場下の 平行磁化状態とした。この磁場印加により、下部 CoFeB 層からの漏れ磁場を打ち消し、フリー層に 印加される実効的な磁場を零とすることができる。 測定に用いた回路は図2(a)模式図の通りである。 パワーディバイダーを通して、幅 10 ns の直流パル ス信号を MTJ 素子に印加する(図2(a)中信号)。 印加されたパルスの内一部は MTJ 素子の抵抗値に 依存する反射信号となり、再びパワーディバイダー を通ってオシロスコープ(帯域 16 GHz, サンプリン グレート 50 GS/s )で検出される(図2(a)中信号 J パワーディバイダーと MTJ 素子間の距離を十分取



図2 (a) スピン注入磁化反転実時間測定セットアップ (b) 規格化後の磁化反転シグナルの例(印加電流2.7 mA)

ることによって、直接オシロスコープに入るパルス 信号(図2(a)中信号 )と反射信号を分離すること が可能である。今回の実験では、パルス電流値(*I*) を 2.4 m A (電流密度 *J* = 2.1 × 10<sup>7</sup> A/cm<sup>2</sup>)~ 4.2 m A (*J* = 3.8 × 10<sup>7</sup> A/cm<sup>2</sup>)の範囲で変化させた。ちな みに本素子の *J* c<sub>0</sub> (0Kにおける臨界電流密度)は 2.9 × 10<sup>7</sup> A/cm<sup>2</sup>である。

得られる反射信号には測定系や印加パルスが有す るバックグラウンドを含んでいるため、磁化反転が 生じなかった信号をバックグラウンドとして規格化 した信号を求めた。図2(b)に I = 2.7 mA で、同条 件で4回の試行を行った場合の結果例を示す。ここ では時間0においてパルスが印加されたことを意味 する。平行状態から反平行状態への磁化反転過程が 明瞭な抵抗の遷移として観察されており、スイッチ ング過程は、比較的長い Waiting time の後に 400 ps 程度の短い時間(実際には測定系の遅延時間が200 ps 程度存在するため、実効的な遷移時間は約 200 psと考えられる)で起きていることが分かる。これ は熱活性型のスピン注入磁化反転に見られる傾向で ある<sup>14</sup>。Waiting time には熱活性に起因すると思わ れるばらつきが観測されたため、1000回の繰り返 し測定を行い、統計分布を得た。図3に各電流下に おける Waiting time の分布を示す。電流強度が大 きくなるにつれてスイッチング確率が上昇し、平均 Waiting time が短くなっていることが大雑把に見て 取れる。 $Jc_0$ (2.9 × 10<sup>7</sup> A/cm<sup>2</sup>)よりも小さい電流密 度においては熱の影響によってこの分布が決定され る。Jcaよりも十分大きな電流を印加している場合 には80%以上のスイッチングが500 ps以下の短い 時間領域で起きている。これはいわゆるコヒーレン トスイッチングの領域である。しかしながら、この

#### 生産と技術 第60巻 第4号(2008)



図3 各電流強度下における Waiting time の分布

領域においてもいくつかの試行においては 500 ps 以上の長い Waiting time を要する場合が存在して いることが分かった。

さて、熱活性が重要なファクターとなっている Jc<sub>0</sub>よりも小さい電流密度領域における磁化反転挙 動をより詳細に見てみる。図3で得られた結果につ いて、各時間幅でのスイッチング確率密度を積分す ることによって確率密度 P(t)を求め、各電流強度 に対してプロットしたものを図4(a)に示す。一般に、 熱活性によるスピン注入磁化反転は、平均化 Waiting timeを として以下の式で表されることが知ら れている<sup>15</sup>。

 $P(t) = 1 - \exp\left(\frac{-t}{t}\right)$ (3),

この式を用いて実験データ(I = 2.4, 2.7, 2.8 mA)の fitting を試みた( $oldsymbol{g4}(a)$ 中実線)。5ns 以上の比較的 長い時間領域においてはよく再現されるが、5 ns 以下の領域においては、どの電流強度においても実 験から求めた P(t)の方が、フィッティング値より も低くなっていることが分かる。この現象の物理起 源を明らかにするために、我々は'不感時間 $t_0$ 'と いう概念を取り入れ、(3)式を以下のように拡張した。

 $P(t) = \begin{cases} 0 & (t < t_0) \\ 1 - \exp\left[-(t - t_0)/\tau\right] & (t \ge t_0) \end{cases}$ (4),

つまり、電流を流し始めた状態から、時間 to の間は



図4 (a) スイッチング確率のWaiting time 依存性。実線は 熱活性モデルによるフィッティング結果 (b) 非反転確率(1-P(t))のログプロット。実線は不感 時間を導入したモデルによるフィッティング結果

スイッチング確率は常に0であると仮定する。(4)式 を変形すると以下のように表される。

 $\log[1-P(t)] = -(t-t_0)/\tau$  (5),

この式に従い、実験結果を log[1-P(t)] でプロット すると図4(b)のようになり、時間に対して良好な 線形関係を示していることが分かる。フィッティン グから求められる不感時間 to は1 ns 程度であった(2.4, 2.7, 2.8 mA の電流強度に対しそれぞれ1.6 ns, 1.5 ns, 0.8 ns), この挙動は一定温度下でのマイクロマグネ ティクスシミュレーションによっても再現できるこ とが分かった(図4(b)中挿図), このことから、不 感時間は温度上昇に起因する現象ではなく、初期熱 平衡状態から、電流通電下での'準安定熱的平衡状 態'への遷移に必要な時間と考えられる。これは、 電流下で実効的なダンピングが小さくなることによ って、熱による磁化の揺らぎが大きくなると考える ことで説明できる。

この '不感時間'の存在は応用上どのような影響 を及ぼすのだろうか? 上述のように、熱活性型の スピン注入磁化反転は確率的に生じるため、ビット エラーレイトを10<sup>-13</sup>とした場合、印加する書き込 みパルスの長さを平均反転時間の約30倍に設定す る必要がある。従って、10 nsのパルスにより書き 込みを完了したい場合は、平均反転時間を0.3 ns程 度に設定しなければならない。しかし、これは不感 時間より短い時間となる。そこで、この時間帯の反 転確率を上げるためには結局、Jc0以上の電流を要し、 コヒーレント磁化反転を利用することとなる。熱活 性型スピン注入磁化反転は低速での書き込みでも良 いが超低消費電力とする必要がある用途においての み有用であると言える。

4.グラフェン薄膜へのスピン注入

ここから研究紹介の後半に入るが、前半とはがら りと話が変わり、我々の研究室が目指すもう一つの 方向性である分子スピントロニクス研究の最近の進 展に関して紹介したい。分子スピントロニクスは 1999年の塚越らによる多層カーボンナノチューブ (MWNT)を介したスピン依存伝導現象の発見<sup>16</sup>に 端を発する。分子材料が着目される最も大きな理由 は、基本的に炭素と水素という軽元素からなるため にスピン軌道相互作用が小さく、長いスピン緩和時 間が期待できる点である。この特性を実現できれば スピントランジスタや量子計算素子など新しい素子 の創成に資することができよう。このような動機か ら塚越らの成功以降、多くの研究者が分子スピント ロニクス研究に着手したが、抵抗のヒステリシスが 磁性電極の磁化ヒステリシスと一致しないことや、 大きなノイズ、室温での磁気抵抗効果の消失といっ た問題により、再現性・信頼性に著しく欠ける報告 が大多数であった。

この問題を解決・回避するために我々がまず試み たのが分子(C60, ルブレンなど)/強磁性ナノ粒子ナ ノコンポジット17-20である。これは分子マトリクス 中に磁性ナノ粒子を均一に分散させた膜構造を有し ているが、この系を用いることで 4.2 K で最大 78 %、 室温でも 0.1%の MR 効果が発現すること、さらに これがコバルト粒子の磁化に起因していることを系 統的な実験から明らかとした。これは十分な信頼性 を有する分子スピン素子における MR 効果の確認と いう意味では世界初の成果である。さらに、金属・ 絶縁体グラニュラーと比較して非常に大きな MR 変 化率(例えばCo-AIOx系では4.2 Kで20~30%程 度21,22)が得られている点も興味深い。最近の詳細 な解析により、MR 増大の主たる要因はクーロンブ ロッケード効果に起因していることが明らかとなっ てきたが、分子材料ならではの特性も絡んでいるの ではないかと期待したいところである。ただし、こ の系では分子はトンネルバリアとして働いているこ とも同時に明らかとなり、分子へのスピン注入の達 成には至っていなかった。上述のように分子スピン

トロニクスの面白さは分子を伝導するスピンダイナ ミクスにあるわけで、分子へのスピン注入が達成で きないことにはこの研究領域の本丸に足を踏み入れ ることはできない。

スピン注入に最適な分子材料は何か? この材料 選定を行う上で考慮すべき重要な指針が、金属/無 機半導体接合のスピン注入において議論されている conductance mismatch である<sup>23</sup>。これは、金属/半 導体接合において、両者の伝導度が大きく異なるた めに界面でスピンがコヒーレンスを失うというもの である。実際いくつかのケースで計算してみると分 子材料が基本的に絶縁体であるとみなせるために、 やはりスピン注入は容易ではない。しかしながら、 分子材料の中で伝導度の良いものを選んでくること でなんとかスピン注入が実現できると期待し、グラ フェンが最も適切であろうとの結論に至った。

グラフェンスピン素子の作製は以下の手順で行っ た。まず購入した HOPG (高配向熱分解グラファ イト) 基板にスコッチテープを貼り付けた後、剥離 する。剥離したスコッチテープを Si 基板に押し付 けてグラフェン薄膜(GTF)を基板上に吸着させる。 AFM によって測定した GTF の膜厚は典型的には 8-16 nm 程度であった。この GTF 上に図 5 (a) 模式 図(図5(b)は作製した素子のSEM像)のように Au/Cr 電極(NM)およびCo 電極(FM)を電子ビー ムリソグラフィー法と真空蒸着法により形成する。 強磁性電極間のギャップは約250 nm、強磁性電極 幅は700 nm と1000 nm である。スピン依存伝導の 測定には、よく知られている局所2端子法による測 定と非局所4端子法<sup>24</sup>を用いた(図5(c)、(d)参照)。 非局所4端子法とは、スピン流が等方的に流れる特 性を利用して、電流に起因する磁気抵抗効果を排除 することが可能な測定法であり、純粋なスピン注入 効果を観測する場合に有効な手段となる。具体的に は、電流が流れるパスと電圧を測定するパスを分離 して測定する。今、図5(d)中左側の強磁性電極をFM1、 右側のそれをFM2とする。電流(多数スピン、今 はアップスピンとする)はFM1からグラフェンに 注入され左側の非磁性電極に流れていくので、スピ ンは逆に左の非磁性電極から FM1 に電気化学ポテ ンシャルの傾きに従って流れることになる。FM1 より右側には電流は流れないが、強磁性金属とグラ フェンの界面で多数スピンが蓄積するために、その



図5 (a) グラフェンスピン注入素子の模式図 (b) 実験で用いたグラフェン薄膜スピン素子の 走査型電子顕微鏡像 (c) 局所 2 端子および (d) 非局所 4 端子法測定模式図

蓄積された多数スピンが、電流は流れない右側の領 域に拡散していく。グラフェンは非磁性であるので スピンバランスを保つために(多数スピンを補償す るために)、同時に左向きに少数スピン(ダウンス ピンとする)が拡散してくる。FM2のスピンの向き を磁場で制御することで、FM2とその右側にある 非磁性電極(NM2とする)との間の領域におけるア ップ・ダウンいずれかのスピンの拡散に起因するス ピン流の電気化学ポテンシャル差を測定することが できる。

室温における局所2端子、および非局所4端子測 定の結果を図6に示す。非局所測定は注入電流100 µA、ロックイン周波数216 Hz、時定数300 msとい う条件で行った。局所測定においては、合計で4つ





の抵抗のヒステリシスが観測された。これらはCo 細線の磁化反転過程において磁区が形成されること による異方性磁気抵抗(AMR)効果であり、グラフ ェン中のスピン依存伝導に起因するものではない。 このような効果が実際のスピン注入による MR 効果 の観測を妨げるのである。一方、このAMR 効果から、 低保磁力 Co 細線(1000 nm)が ± 12 mT、高保磁力 Co 細線(700 nm)が ± 25 mT で磁化反転している ことが推察される。これに留意して非局所測定の結 果を解析すると、±12~25 mTの領域で非局所抵抗 に明瞭なヒステリシスが生じていることが分かる。 これはまさにグラフェン薄膜へのスピン注入及びス ピン依存伝導に起因する信号であり、分子材料を介 した室温でのスピン依存伝導という意味では世界で 初めての成果である25。信号強度については、出力 電圧として今回の実験では200 nV(注入電流100 µA)であり、その後若干のプロセス変更により同 条件で1µ∨程度まで強めることが出来た。また最 近の研究では、グラフェンスピン注入素子において は、高バイアス電圧下における注入電流のスピン分 極率の減衰率が非常に小さいことも明らかとなって きた。驚くべきことにその値は、金属スピントロニ クスにおいてチャンピオンデータとなっている Fe/MgO/Fe 構造 MTJ<sup>5</sup> をも凌駕するものである。 そのメカニズムは今のところ不明であるが、グラフ ェンスピントロニクスの優位性を示す1つの成果で ある。今後の研究の方向性としては、グラフェンを

プローチも同様に重要であり、このような一連の研 究の中でトンネル障壁の果たす役割やスピン注入に 与える効果などの評価なども重要となってくるであ ろう。

## 5.おわりに

以上、我々の研究室で取り組んでいる金属スピン トロニクス、分子スピントロニクスにおける最近の トピックスのごく一部を紹介させていただいた。金 属スピントロニクスに関しては、MgO-MTJ におけ る巨大 TMR 効果が発見されてからの進展は目覚し いものがあり、応用に非常に近い位置での研究が主 となる傾向にあることは否めない。しかし、一見複 雑に見える実験データの奥に潜むスピンダイナミク スの<sup>6</sup>核<sup>7</sup>をきちんと捕え、真の意味でスピンを操 作する技術を確立することが我々の役目であると考 えている。一方、分子スピントロニクスに関しては、 最近になってようやく暗中模索の時代を抜けたとこ ろであり、今後研究競争が激化するであろう。ただ し、これまでのところはまだ、金属材料でできるこ とが分子材料でもできた、という領域を十分に脱し きれていない。ゲート効果、フレキシビリティとい った分子エレクトロニクスが得意とする特徴に、ス ピントロニクス'が注入されてこそ分子スピントロ ニクスが真に確立されたと言えるだろう。

最後に、ここでは紙面の都合上紹介できなかった が、TMR 効果を使ったダイオード素子や発振素子 の開発といった、半導体デバイスの背中を虎視眈々 と狙うチャレンジングな研究も行っているので、ご 興味のある方は当研究室ホームページ (http://www.suzukiylab.mp.es.osaka-u.ac.jp/)をご 覧いただきたい。

本稿で紹介した実験結果は当研究室学生である冨 田博之(現M2)、大石恵(現大日本印刷)両名が主 として行ったものである。また、スピン注入磁化反 転の実験で用いた MgO-MTJ素子は産業技術総合 研究所スピントロニクスグループの湯浅新治氏、久 保田均氏、福島章雄氏、薬師寺啓氏にご提供いただ いた。以上の皆様に感謝申し上げます。また、本研究の一部はNEDO「スピントロニクス不揮発機能 技術プロジェクト、基盤研究(A)-19206002の助成 により行った。

参考文献

- 1 M. N. Baibich *et al.*, Phys. Rev. Lett., **61**, 2472 (1988).
- 2 G. Binasch *et al.*, Phys. Rev. B, **39**, 4828 (1989).
- 3 T. Miyazaki *et al.*, J. Magn. Magn. Mater., 139, L231 (1995).
- **4** J. S. Moodera *et al.*, Phys. Rev. Lett., **74**, 3273 (1995).
- **5** S. Yuasa *et al.*, Nature Mater., **3**, 868 (2004).
- 6 S. S. P. Parkin *et al.*, Nature Mater., **3**, 862 (2004).
- 7 J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. 159, L1 (1996).
- 8 L. Berger, Phys. Rev. B, 54, 9353 (1996).
- **9** E. B. Mayers *et al.*, Science, **285**, 867 (1999).
- 10 Y. Huai *et al.*, Appl. Phys. Lett., **84**, 3118 (2004).
- 11 H. Kubota *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys., **44**, L1237 (2005).
- 12 H. Tomita *et al.*, Appl. Phys. Exp., **1**, 061303 (2008).
- 13 I. N. Krivorotov *et al.* Science, **307**, 228 (2005).
- 14 T. Devolder *et al.* Phys. Rev. Lett. **100**, 057206 (2008).
- 15 R. H. Koch *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 088302 (2004).
- 16 K. Tsukagoshi *et al.*, Nature **401**, 572 (1999).
- S. Miwa *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **45**, L717 (2006).
- 18 S. Tanabe *et al.*, Appl. Phys. Lett. **91**, 63123 (2007).
- H. Kusai *et al.*, Chem. Phys. Lett. **448**, 106 (2007).
- 20 S. Miwa *et al.*, Phys. Rev. B **76**, 214414 (2007).
- K. Yakushiji *et al.*, J. Magn. Magn. Mater. 212, 75 (2000).
- 22 K. Yakushiji *et al.*, Appl. Phys. Lett. **78**, 515 (2002).
- 23 G. Schmidt *et al.*, Phys. Rev. B **62**, R4790 (2000).

## 生産と技術 第60巻 第4号(2008)

- 24 F.J. Jedema *et al.*, Nature **416**, 713 (2002).
- 25 M. Ohishi *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **46**, L605 (2007).

