トンネル型巨大磁気抵抗

トンネル型磁気抵抗効果研究の現状

宮崎 照 宣*

1. はじめに

強磁性トンネル接合において、室温で大きな磁気抵抗変化率が報告⁽¹⁾⁽²⁾されて以来、トンネル磁気抵抗効果(Tunnel magnetoresistive effect, 略して TMR 効果)に関する研究が実験、理論の両面から活発に行われている。これは TMR の現象が物理的に魅力あるものであることに加えて、再生磁気ヘッド、メモリー、回転センサ等への応用が期待されることが大きな理由である。しかしながら、物理的にも実用的にも未解決の問題があり、研究をさらに発展させるためには、現状の理解と問題点の整理が重要である。

TMR 効果は量子力学的な効果であり、当然理論的研究の手助けが研究の発展に不可欠である。実際、実験的研究と同程度あるいはそれ以上の理論的研究成果が報告され、実験研究を行っている筆者にとっては非常に役立っている。しかしながら、理論計算は計算機の発達により多くのことができるようになったとはいえ、そのモデルは単純化されたものであり、実験結果との比較に於いては当然のことながら十分に注意して議論すべきと考える。一方実験的には理論的考察に耐えうるデータをとることとプロセスの検討が今迄以上に必要となる。なぜならば、薄膜作製技術や微細加工技術がこれまで最も進んでいる半導体の分野でも電子の特徴的な長さのスケールは数10ナノメートルであるのに比べ、磁性体の場合には交換相互作用が原子レベルで起こることに加え、トンネル接合研究に於いてはナノメートルオーダーの均一な絶縁層

の作製等、1桁微細な世界での研究が必要であるからである。また、TMR 効果をデバイスに利用しようとした場合、接合の微細化は不可欠であるが、ここ数年磁性体の微細化研究の重要性が認識されてきたものの、微細化プロセスの研究は半導体のそれに比べると遥かに遅れているからである。

トンネル接合は強磁性体(F1)/絶縁体(I)/強磁性体(F2)の三層構造が基本である。ここで F1, F2 に要求される条件としては両者の磁気異方性が異なること、一方絶縁体は電子がトンネルできる程度に薄い必要がある。接合の TMR 比は F1, F2 の分極率をそれぞれ P_1, P_2 とすると、最も単純には $2P_1P_2/(1-P_1P_2)$ で与えられ、分極率の大きい強磁性体を用いれば大きな TMR 比が得られる。このような3層構造が理想的に実現できれば、ほとんどの問題が解決するはずであるが、現実には理想的構造からのズレにより、種々の現象が現れており、そのための研究がここ1年間行われてきた。即ち、絶縁体の障壁高さおよび幅、強磁性体の厚さの変化に伴う磁気異方性および磁化分布の変化、強磁性体と絶縁体の界面の乱れ等が TMR 比におよぼす影響に関する研究があげられる。

本稿では以上の点をふまえ、次節では絶縁体(障壁高さおよび幅)が TMR 比におよぼす影響についてまず記述する。次に、3節では TMR 比の磁性層厚依存性(F2の高さ一定、F1層厚変化)についての検討結果を示す。また、4節では TMR 比の温度および印加電圧依存性について、最近の実験および理論の両面から検討されている結果を記述する。磁性層と絶縁層の界面の状態が TMR に重要な役割を果たすが、

* 東北大学教授；大学院工学研究科応用物理学専攻(〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉08)

Recent Progress of Tunnel Magnetoresistance; Terunobu Miyazaki (Department of Applied Physics, Faculty of Engineering, Tohoku University, Sendai)

Keywords: tunnel magnetoresistive effect, thin insulator, inelastic electron-tunneling spectroscopy, tunnel junction, TMR ratio, magnetic read head, spin-polarization, zero bias anomaly, magnetoresistive random access memory, barrier height

1998年4月20日受理

これに関して非弾性電子トンネル分光法(IETS)により我々は評価を行っているので、その結果も併せて記述する。最後に、TMR をデバイスとして使用する場合の問題点並びにこれに関する研究を紹介する。なお、TMR 効果研究の歴史的経緯および数年前までの研究報告に関しては既に報告されている筆者の解説⁽³⁾⁽⁴⁾を見ていただきたい。

2. トンネル磁気抵抗比の障壁高さおよび幅依存性

トンネル磁気抵抗効果は薄い絶縁層を上向きスピン($\uparrow$)と下向きスピン($\downarrow$)を有する2種類の電子が一方の電極(F1)から他方の電極(F2)に移動することにより現れる現象である。したがって、絶縁層の幅(厚さ)および障壁高さはTMR 効果に重要な役割を果たす。まず幅から考える。絶縁体を電子がトンネルするためには、その厚さは十分に薄い必要があると予想される。しかし我々の経験では、研究の当初はこれを1~2 nm とすると、接合はショートしてTMR 効果は全く現れず、当時は5 nm 程度でMR 効果が現れ易かった。現在では多くのデータが1~2 nm が良いことを示している⁽⁵⁾⁻⁽⁷⁾。この理由として第1層の磁性層の厚さとのかねあいで最適な絶縁層厚が決まることが考えられる。このことを実験的に調べるため図1の内挿図に模式的に示すように、NiFe/Al₂O₃/50 nm Co 接合に於いて、第1層のNiFeが20 nm, 50 nm, 100 nm のそれぞれの場合、MR 比の酸化前のAl 厚依存性を調べた⁽⁸⁾。図に見るように第1層のNiFeの膜厚が厚いほど、MR を示す最適な膜厚がAl 厚が大きい側にズレていることが分かる。特に $d_{\text{NiFe}}=100$ nm ではAl の厚さを4 nm 以上にしないとTMR を示さない。なお、このような実験ではAl の厚さを増加した場合に、すべてがAl の酸化物となっているか、即ち、Al が酸化されずに残っていないか否か気になるところである。しかしながら、これらの実験に用いた接合の抵抗が、TMR を示す d_{Al} 付近から

図1 d nm NiFe/Al-oxide/500 nm 接合の TMR 比の Al 厚(酸化前の厚さ)依存性。
● : $d=20$ nm, ▲ : $d=50$ nm, ■ : $d=100$ nm.

Al の膜厚の増加に伴って直線的に増加していることを考えると、すべての Al は酸化物を形成していると考えてよいであろう。このように第1層の磁性層を厚くすると1~2 nm 程度の Al の酸化物では接合のエッジの部分ショートし、トンネル接合が出来なくなる。逆に第1層を20 nm 程度にするとエッジを絶縁体で特に覆わなくても、1~2 nm の Al を付け酸化することにより、Al₂O₃ の絶縁層を形成できる。

一方これに関する理論的取扱いを見ると、従来の自由電子一次元モデルでは、絶縁層が ∞ での極限での議論であった。実際には絶縁体は両磁性体の電子の波動関数がオーバーラップする程度に薄く、この重なり具合がMR 比に影響する。最近の報告の3例を図2に示す⁽⁹⁾⁻⁽¹¹⁾。横軸の絶対値を考えた実験値との比較は、計算の仮定により結果が変わると予想されるので詳しい議論はできないが、絶縁層が厚くなるとTMR 比は減少する傾向にある。しかしながら、伊藤らの結

図2 規格化した TMR 比の障壁厚依存性(計算値).
—○— : Mathon⁽⁹⁾, — : Shimizu ら⁽¹⁰⁾,
- -○- - : Kishi ら⁽¹¹⁾, V_{ins} : バリアハイト,
 W : バンド幅.

図3 Fe/Al₂O₃/Fe 接合の TMR 比の障壁高さ依存性.

図4 TMR比の障壁高さ依存性(計算値).
① Mathon⁽⁹⁾, ② Kishi ら⁽²⁰⁾, ③ Shimizu ら⁽¹⁰⁾,
④ Itoh ら⁽¹²⁾.

果⁽¹²⁾は全くこれと逆の場合もあり, 更に検討を要する.

次に TMR 比の障壁高さ依存性について考えてみる. 我々はこれに関して Fe/Al₂O₃/Fe 接合について Slonczewski の一次元自由電子モデルによる計算結果⁽¹³⁾との比較を行った(図3)⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾. 図は 4.2 K での TMR 比を I - V カーブを解析して求めた障壁高さ Φ に対してプロットした結果を示す. 図中の△印は他のグループにより報告されている⁽¹⁶⁾⁻⁽¹⁸⁾一方の電極として Fe を用いている接合の結果から, Fe の有効分極率を評価し, Fe/絶縁層/Fe の MR 比を見積もったものである. 図中の実線は Slonczewski の議論に従って, Fe の Fermi 波数が 0.9, 1.1, 1.3 (Å⁻¹) (9, 11, 13 nm⁻¹) の場合の計算結果である. 実験および計算結果もある障壁高さで TMR 比が極小値を示している. TMR 比の障壁高さ依存性に関してはその後いくつかのグループ⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾で理論計算が行われている. 図4にはこれらの結果をまとめて示した. ほとんどの結果が 1 eV 以下の障壁高さが小さいところで TMR 比が極小を示すが, その理由は直感的に理解しづらい.

3. トンネル磁気抵抗比の磁性層厚依存性

磁性層厚を変えた場合, 二つの効果により TMR 比に影響することが考えられる. 一つは 5 nm 以下の磁化が減少する薄い領域では分極率の減少に伴って, TMR 比が減少することが考えられる. もう一つには磁性体の膜厚が変化すると磁気異方性並びにその分散が一般的に変化するため, F1 と F2 層の磁化の相対角度(分布)により, F1 と F2 が理想的な反平行状態をとる場合に比べて, TMR 比が減少することが予想される. また実用的には三層接合の全膜厚を可能な限り薄くすることが望まれるため, TMR 比の磁性層厚依存性を調べることは大切である. このことに関して我々が最近行った結果⁽²¹⁾を紹介する.

図5 Al+ d nm Co/1.6 nm Al₂O₃/75 nm Co(a) および Al+ d nm NiFe/1.6 nm Al₂O₃/75 nm Co(b) 接合の磁気抵抗曲線の d_{Co} および d_{NiFe} 依存性.

接合は表面酸化 Si/Al+ d nm Co 又は d nm NiFe/1.6 nm Al₂O₃/75 nm Co である. 前節で示したように第一層の厚さにより最適な Al(Al₂O₃) 厚が変化することを考慮し, Al+Co(又はNiFe)の厚さが常に 20 nm となるように磁性層厚を(1~20 nm)変化させることに伴って Al 層厚を変えた. Al₂O₃ および第2層の Co の厚さおよび作製条件は一定とした. 図5には第1層に Co および NiFe を 2 nm, 5 nm, 20 nm とした場合の磁気抵抗(MR)曲線の一例を示す. 特徴的な点は, 最初の磁性層が Co の場合には膜厚の変化に伴って MR 比は顕著な変化を示していないのに対し, NiFe の場合には膜厚の減少に伴って MR 比が減少する. 更に後者の場合で, $d=20$ nm の MR 曲線には途中の磁化過程を反映したプラトウが現れているが前者のそれはピークを示す. 接合の作製条件を一定にしても, MR 比の値は接合ごとにばらつく. そこで, 同じ組合わせの接合をいくつか作製し, d_{Co} および d_{NiFe} に対してプロットした結果を図6に示す. 図に見るように, 測定結果はばらついてはいるものの, 傾向として, Co/Al₂O₃/Co 接合では第1層の Co が 2 nm 程度までは MR 比はあまり Co の膜厚に依存しない. 一方 NiFe/Al₂O₃/Co 接合では NiFe の膜厚の減少に伴って MR 比はかなり減少す

図6 Al+d nm Co/1.6 nm Al₂O₃/75 nm Co(a)および Al+d nm NiFe/1.6 nm Al₂O₃/75 nm Co(b)接合の TMR 比の d_{Co} (a)および d_{NiFe} (b)依存性.

図7 トンネル接合の磁性層の磁化および一軸磁気異方性の分布(模式図).

ることが分かる. また, 注意すべき点は第1層の Co および NiFe の膜厚が 20 nm の接合に於いても MR 比は高々 7% (室温), 15% (4.2 K) と $\text{MR} = 2P_1P_2/(1-P_1P_2)$ から期待される 28% (Co/Al₂O₃/Co) および 21% (NiFe/Al₂O₃/Co) と比較すると約 1/2 と小さいことである. 以上磁性層の厚さを変えることにより, 現れる現象の変化を磁性層の磁気異方性とその分散の変化を考慮することによりどの程度説明できるかを試みた. モデルは非常に簡単であり, 図7に示すように第1, 2層の磁化 M_1, M_2 が基準方向からそれぞれ θ_1, θ_2 向いていたとする. また, 第1, 2層の一軸磁気異方性定数を K_1, K_2 とし, K_1 は ϕ_1 の分布をもつものに対し, K_2 は分布ゼロで磁化容易軸が基準方向とする. それぞれの層のエネルギーとして磁気異方性エネルギーと静磁エネルギーのみを考慮する. 両層の異方性磁界を $H_{k1(2)} = 2K_{1(2)}/M_{1(2)}$ とし, $H_{k2} = 2K_2/M_2 = 3950 \text{ A/m (50 Oe)}$ とすると (第2層の 15 nm Co 膜の異方性磁界), H_{k1} と外部磁界の大きさを与えればそれぞれの磁化の向き θ_1, θ_2 が決まる. 一方, トンネルコンダクタンスは $G = G_0(1 + P_1P_2 \cos \Theta)$ で与えられる. ここで Θ は M_1 と M_2 のなす角で, $\Theta = \theta_1 - \theta_2$ である. したがって 1, 2層の分極率 (膜厚により変わらないとする) と磁化の向きが決まれば, MR 比 $((R_{\text{ap}} - R_p)/R_p)$ を計算できる. 図8には一例として $\phi_1 = 45^\circ$, K_1 の分布が 30° とした場合の H_{k1} の増加に伴う MR 曲線の変化の計算結果を示す. この図は図5の(b)の d_{NiFe} を変えた実験結果によく対応していることが分かる. 即ち, d_{NiFe} の値を減少すると H_{k1} が増加することになる. 実際に NiFe の膜厚を変えた単層膜を作製して H_{k1} の変化の様子を調べた結果, ほぼ図8中に示した値の変化をしていることを確認した. 磁気異方性の大きさとその分布が TMR 比にどの程度影響するかを調べるため, ϕ_1 が $45^\circ, 90^\circ$ のそれぞれについて H_{k1} と分散を変えた場合の MR 比を計算した (図9). 図に見るように MR 比を著しく減少させるのは磁気異方性の値が主であり, 分散はむしろ期待したほどでない. 特に第2層の異方性に比べ第1層のそれを十分に

図8 $H_{k2} = 3.95 \text{ kA/m (50 Oe)}$ とし, H_{k1} を変えた場合の磁気抵抗曲線 (計算). H_{k1} は上から 0.79 (10), 5.53 (70), 8.69 (110), kA/m (Oe). $\phi_1 = 45^\circ$, 一軸磁気異方性の分布: 30° .

小さくすると TMR 比の減少はほとんどないことが分かる.

4. TMR 比の温度および印加電圧依存性

まえがきで記述したように実際の接合界面は理想的な状態からほど遠く, 一口で言うならば不均一である (図10). この

図9 TMR比の H_{kl} 依存性.
(a) $\phi_1 = 45^\circ$, (b) $\phi_1 = 90^\circ$.

不均一な中味としては、界面のラフネス、相互拡散による絶縁体中の不純物、絶縁体と磁性体との格子歪み、界面での酸化物生成が考えられる。これらが大小なり電子の伝導に影響し、温度の上昇、印加電圧の増大に伴ってTMR比に変化を与えると予想される。不均一性が如何なる機構でTMR比に影響するかは複雑そうに見えるが最近の研究により理解されつつある。ここでは筆者のグループの実験結果⁽²²⁾⁽²³⁾と井上、前川⁽²⁴⁾らのグループの理論的考察を中心に説明する。

図11には二つの50 nm Fe/2 nm Al_2O_3 /100 nm Fe 接合(接合1, 2)と50 nm NiFe/2 nm Al_2O_3 /50 nm Co 接合のTMR比の温度依存性を示す。接合1, 2の障壁高さはそれぞれの0.3 eV[†], 0.9 eVでありNiFe/ Al_2O_3 /Co接合のそれは1.5 eVである。また、測定の際の印加電圧は1 mVである。Fe/ Al_2O_3 /Fe接合では50 K以下の低温でTMR比が著しく減少し、それ以上の温度でも緩やかに減少する。それに対して、NiFe/ Al_2O_3 /Co接合のそれは全温度範囲にわたって温度変化が小さい。また、4.2 Kでのコンダクタンス G の印加電圧依存性はゼロバイアスアノマリー(G - V 特性に於ける V

[†] 1 eV $\approx 1.6 \times 10^{-19}$ J

図10 トンネル接合の絶縁体付近の断面模式図.
(a) 理想的な接合, (b) 不均一性のある接合.

が0近傍での G のピーク)を示し、接合1, 接合2, NiFe/ Al_2O_3 /Co接合の順にアノマリーが大きかった。

図12には上記の温度変化を測定した三つの接合の4.2 KでのTMR比の印加電圧依存性を示す。TMR比の温度依存性と同様にFe/ Al_2O_3 /Fe接合はNiFe/ Al_2O_3 /Co接合に比べて印加電圧依存性が強いことが分かる。そこでFe/ Al_2O_3 /Fe(No. 1)とNiFe/ Al_2O_3 /Co接合について、4.2 KでのTMR比の電圧依存性($\log V$, 下の軸)と1 mVでのTMR比の温度依存性($\log T$, 上の軸)を同一グラフで比較した(図13, 14)。ここでeVは $k_B T$ に等しいとしてある。図に見るように、Fe/ Al_2O_3 /Fe接合ではTMR比は電圧よりも温度に強く依存しているのに対し、NiFe/ Al_2O_3 /Co接合では温度と電圧依存性がほぼ等しい。

井上と前川⁽²⁴⁾はAppelbaum⁽²⁵⁾やAnderson⁽²⁶⁾により提唱されたモデル⁽²⁷⁾を拡張し、強磁性体/絶縁体界面に磁性不純物が存在すると仮定し、それにより電子のスピントンネル過程でフリップするモデルを考え、TMR比の温度依存性を計算している。即ち、接合コンダクタンスは弾性トンネル(elastic tunnel)過程と非弾性トンネル(inelastic tunnel)過程のそれによる和で与えられるとし、それぞれのコンダクタンスを定式化し、ノーマルなトンネル確率 t とスピントンネル確率 T_J の割合により、印加電圧 $\rightarrow 0$ の極限でTMR比が温度に対してどのように変化するかを計算した。手束と筆者は t と T_J の割合をAppelbaumとAndersonの議論を参考に、Fe/ Al_2O_3 /Fe接合のゼロバイアスアノマリーの印加電圧依存性を解析し、 $T_J^2/t^2 = 0.1$ を得た⁽²³⁾。図15には、種々の大きさの印加電圧で測定したTMR比の温度依存性と $T_J^2/t^2 = 0.1$ での井上らの計算結果⁽²⁴⁾を併せて示す。ただし、Feの有効分極率 $P = 0.35$ 、スピン $S = 3/2$ 、内部磁界 $H_{\text{eff}} = 11.85$ MA/m (150 kOe)、と仮定している。

図に見るように、1 mV以下の低印加電圧で、約100 K以下の低温では実験と計算結果の一致がよいことが分かる。高印加電圧、高温での両者の不一致は絶縁体に接している界面の磁性体マグノンおよび又は界面で生成されていると予想している磁性酸化物のフォノンの影響によるものと考えられる。

接合界面の僅かな構造変化を実験的に直接とらえることはむずかしく、現在のところうまい実験手段が見当たらない。筆者らはIETSが間接的ではあるが、比較的感度よく界面

図11 Fe/Al₂O₃/Fe(●: No.1,▲: No.2) 接合および NiFe/Al₂O₃/Co(■) 接合の TMR 比の温度依存性. 印加電圧: 1 mV.

図12 Fe/Al₂O₃/Fe(●: No.1,▲: No.2) 接合および NiFe/Al₂O₃/Co(■) 接合の 4.2 K での TMR 比の印加電圧依存性.

図13 Fe/Al₂O₃/Fe 接合の TMR 比の 1 mV での温度依存性 (●) および 4.2 K での印加電圧依存性 (○).

図14 NiFe/Al₂O₃/Co 接合の TMR 比の 1 mV での温度依存性 (●) および 4.2 K での TMR 比の印加電圧依存性 (○).

図15 Fe/Al₂O₃/Fe 接合の TMR 比の温度依存性. 実線は $T_j^2/t^2=0.1$ での計算結果.

の構造についての情報が得られるものと考え、実験を始めている⁽²⁸⁾. 以下これについて簡単に記す. 図16には(a) Al/Al₂O₃/Al, (b) Al/Al₂O₃/0.2 nm Co/Al および(c) Al/Al₂O₃/4.5 nm Co/Al 接合の IETS を示す. Co を含む(b), (c)の接合については 523 K で 3.6 ks 焼鈍後のそれも合わせて示す. 図から明らかなように, ゼロバイアスアノマリーは Co を含む(b), (c)の接合のみに見られ(a)の Al/Al₂O₃/Al 接合には観測されない. したがって上述のトンネル接合の磁性不純物は電極の磁性層に原因していると結論される. ただし, ここで注目すべき点は, (b)の 0.2 nm の Co をはさんだ接合のゼロバイアスアノマリーは正にピークを示すのに対し, (c)の 4.5 nm の Co をはさんだ接合のそれは負にピークを示すことである.

5. TMR デバイスに関する研究

TMR 効果は室温での TMR 比が大きいことから種々の工学的応用が期待されている. 特にスピナルブタイプの接合⁽³⁰⁾⁻⁽³²⁾の大きな MR 比と小さなスイッチング磁界は実用的観点から魅力的である. 現時点でデバイスの動作特性を確認した報告はほとんどないが, デバイス化をねらった研究は IBM および Nonvolatile で勢力的に進められている. これらのグループでは TMR 素子の高インピーダンス ($10^{16-18} \Omega/\text{m}^2$)を生かして magnetoresistive random access memories (MRAM)をターゲットとし研究している. Daughton⁽³³⁾は TMR と GMR 素子をメモリーとして使用した場合, 前者は出力(数 mV), スwitching速度(ns)において後者よりも優れているが, S/N 比が後者のそれに比べ劣っていると試算している. これを上げ, ミクロンサイズの微小セルからなるメモリーデバイスを実現するためには素子抵抗を 2~3 桁下

図16 種々の接合の IETS スペクトル (4.2 K).

げらなければならない。

一方情報ストレージ研究推進機構(SRC)が目標とするような TMR 素子を次世代の再生用磁気ヘッドとして利用しようとした場合の検討は全く報告されていない。しかしながら単純な試算をすると以下ようになる。ヘッド構成をどのようにするかは分からないが、数 μm^2 の接合素子で、動作電流を従来のタイプの MR ヘッドと同程度の 1 mA とする。素子抵抗を $10^4 \Omega$ とすると素子にかかる電圧は 10 V のオーダーとなり、素子は破壊してしまうか、万一生きていたとしても前節で記述したように TMR 比は印加電圧の増加に伴って減少するため、ほとんどゼロとなり、しかも相当の発熱がある。これに対して素子抵抗を数 $10^{13} \Omega/\text{m}^2$ のオーダーにすると発熱は1000分の1、素子にかかる電圧も 10 mV のオーダーとなり、出力電圧も数 mV 期待できる。このように TMR 素子を現在の技術の延長上でヘッド化しようとする素子抵抗を 2~3 桁下げる必要がある。

以上のようにメモリーおよび再生磁気ヘッドのいずれに TMR 素子を用いようとした場合も素子抵抗を減少させることは重要な研究課題であり、二、三その方向の研究⁽²²⁾⁽³⁴⁾⁽³⁵⁾が始められている。TMR 素子を再生磁気ヘッドに用いようとした場合には上記の課題に加えて MR 曲線の線形性等⁽⁷⁾の検討課題は多くあるが、予定の紙面を大幅にオーバーしているので省略する。

ここで紹介した筆者のグループの研究は、日本学術振興会特別研究員の手束君(2, 4 節)、大学院生村井君(4 節)、大兼君(3 節)、助手の安藤君(4 節)らが中心に行っているもので

ある。また本研究は旭硝子財団、三菱財団、矢崎財団の研究助成、情報ストレージ研究推進機構(SRC)研究助成、NEDO 国際共同研究助成、科学研究費助成金(基盤研究 08405001および重点領域研究「微小領域の磁性と伝導」09236101)により行われている。

文 献

- (1) T. Miyazaki and N. Tezuka: J. Magn. Magn. Mat., **139**(1995), L231.
- (2) J. S. Moodera, Lisa R. Kinder, Terrilyn M. Wong and R. Meservy: Phys. Rev. Lett., **74**(1995), 3273.
- (3) 宮崎照宣: 日本応用磁気学会誌, **20**(1996), 896.
- (4) 宮崎照宣: 固体物理, **32**(1997), 221.
- (5) M. Sato and K. Kobayashi: Jpn. J. Appl. Phys., **36**(1997), L200.
- (6) J. S. Moodera, E. F. Gallagher, K. Robinson and J. Nowak: Appl. Phys. Lett., **70**(1997), 3050.
- (7) 熊谷静似, 手束展規, 宮崎照宣: 日本応用磁気学会誌, **22**(1998), 561.
- (8) 手束展規, 宮崎照宣: 未発表.
- (9) J. Mathon: Phys. Rev. B, Condens. Matter., **56**(1997), 11810.
- (10) Y. Shimizu and Y. Uchimi: J. Phys. Soc. Jpn (to be submitted).
- (11) 岸 達也, 猪俣浩一郎: 未発表.
- (12) 伊藤博介, 井上順一郎: 未発表.
- (13) J. C. Slonczewski: Phys. Rev. B, **39**(1989), 6995.
- (14) 手束展規, 安藤康夫, 宮崎照宣, H. G. Tompkins, S. Tehrani and H. Goronkin: 日本応用磁気学会誌, **21**(1997), 493.
- (15) T. Miyazaki, N. Tezuka and S. Kumagai: Physica B, **237**(1997), 256.
- (16) M. Juliere: Phys. Lett., **54A**(1975), 225.
- (17) S. Maekawa and U. Gafvert: IEEE. Trans. Magn., **MAG-18**(1982), 707.
- (18) J. C. Slonczewski: Proc. 5th Annual Symposium on Magn. and Mag. Mater., (1994), 285.
- (19) H. Itoh, A. Shibata, T. Kumagai, J. Inoue and S. Maekawa: Submitted to Phys. Rev. B.
- (20) 岸 達也, 猪俣浩一郎: 日本応用磁気学会誌, **22**(1998), (印刷中).
- (21) 大兼幹彦, 手束展規, 宮崎照宣: 未発表.
- (22) N. Tezuka and T. Miyazaki: Jpn. J. Appl. Phys., **37**(1998), L218.
- (23) T. Miyazaki, N. Tezuka, S. Kumagai, Y. Ando, H. Kubota, J. Murai, T. Watabe and M. Yokota: J. Phys. D: Appl. Phys., **31**(1998), 630.
- (24) J. Inoue and S. Maekawa: Submitted to PRB RC., (1997).
- (25) J. Appelbaum: Phys. Rev. Lett., **17**(1966), 91.
- (26) P. W. Anderson: Phys. Rev. Lett., **11**(1966), 95.
- (27) L. Y. L. Shen and J. M. Rowell: Phys. Rev., **165**(1968), 566.
- (28) 村井純一郎, 安藤康夫, 手束展規, 宮崎照宣: 日本応用磁気学会誌, **22**(1998), 573.
- (29) S. Zhang and P. M. Levy: Phys. Rev. Lett., **79**(1997), 3744.
- (30) M. Sato and K. Kobayashi: IEEE. Trans. Magn., **MAG-33**(1997), 3553.
- (31) W. J. Gallagher, S. S. P. Parkin, Yu Lu, X. P. Bian, A. Marley, K. P. Roche, R. A. Altman, S. A. Rishton, C. Jahnke, T. M. Shaw and Gang Xiao: J. Appl. Phys., **81**(1997), 3741.
- (32) S. Kumagai, N. Tezuka and T. Miyazaki: Jpn. J. Appl. Phys., **36**(1997), L1498.
- (33) J. M. Daughton: J. Appl. Phys., **81**(1997), 3758.
- (34) K. Inomata, H. Ogiwara, Y. Saito, K. Yusu and K. Ichihara: Jpn. J. Appl. Phys., **36**(1997), L1380.
- (35) H. Tsuge and T. Mitsuzuka: Appl. Phys. Lett., **71**(1997), 3296.