

■S2 群 (ナノ・量子・バイオ) -2 編 (ナノエレクトロニクス)**5 章 スピントロニクス**

(執筆者 田中雅明) [2009 年 1 月 受領]

■概要■

電子の電荷を主に用いていたエレクトロニクスの世界に、従来は顕わには関わってこなかった“スピン”という物理量を積極的に利用して、新しい物性や機能、デバイスを実現しようとする「スピントロニクス」の研究は、世界的に大きな潮流になっている。スピントロニクスの中でも強磁性金属とその多層膜をベースとした分野は、最も応用が進んでいる。巨大磁気抵抗効果 (GMR) やトンネル磁気抵抗効果 (TMR) を用いた磁気センサはハードディスク装置の磁気ヘッドとして広く使われており、記録密度の大容量化に貢献している。また、TMR 素子を用いた磁気抵抗ランダムアクセスメモリ (MRAM) の開発が進み、近い将来の不揮発性固体メモリとして期待されている。このように金属をベースとしたスピントロニクスにおいては、厚さ数 nm の強磁性金属薄膜や多層膜、トンネル接合におけるスピン依存伝導現象、特に磁化が平行か反平行かで電気抵抗が大きく変わる磁気抵抗現象を用いたデバイスが使われている。これらの GMR 及び TMR 素子は、基本的には二端子の受動デバイスである。

一方、半導体分野においても、この数十年の間に、強磁性を示す半導体や強磁性体と半導体からなるヘテロ構造・ナノ構造など、スピンの影響が顕著に現れる様々な新しい物質やヘテロ構造・ナノ構造が作製され、物性が研究されるとともに、エレクトロニクスへの応用の可能性も検討されつつある。半導体を用いれば、トランジスタのように信号を増幅できる三端子の能動デバイスが作製でき、これをベースとした大規模で信頼性の高い情報処理システムを構築できるという利点があり、ここに「スピン」のもつ機能や自由度を融合させれば、新しいデバイスやエレクトロニクスを構築できるのではないかと、という期待が生じる。おりしも、情報技術を支えてきたシリコン集積回路が過去 30 年以上にわたって迎ってきた微細化による高性能化のトレンドが、近く限界に到達することが予想され、新しい原理や機能を導入した次世代デバイスの研究開発が関心を集めている。

スピントロニクスの研究は、基礎から応用まで幅広く、両者が密接に関連しながら発展してきており、また、金属、半導体、酸化物、有機物も含めて横断的かつ多面的な広がりを見せている。様々な物質系において多くの物理現象を通してスピンの生成、注入、蓄積、輸送、操作、検出を行うことで、スピン自由度の活用に向けた研究が進められている。

【本章の構成】

本章では、巨大磁気抵抗効果 (GMR) と磁気センサ (5-1 節)、トンネル磁気抵抗効果 (TMR) と不揮発性メモリ (5-2 節)、半導体スピントロニクスの発展 (5-3 節)、スピントランジスタ (5-4 節) について述べる。

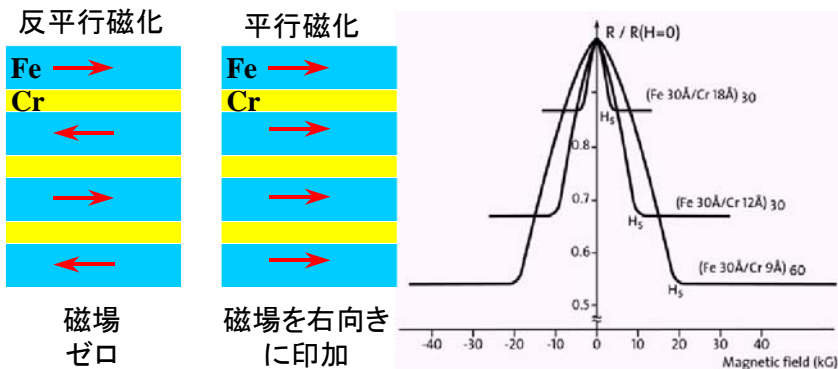
■S2 群-2 編-5 章

5-1 巨大磁気抵抗効果 (GMR) と磁気センサ

(執筆者 田中雅明) [2009年1月 受領]

磁気抵抗効果 (Magnetoresistance : MR) とは、一般に電気伝導特性に対する磁場の影響を意味する用語である。強磁性体の場合には、異方性磁気抵抗効果 (Anisotropic Magnetoresistance : AMR) が古くから知られていた。これは、強磁性体の電気抵抗は、電流の方向と強磁性体の持つ磁化の方向とのなす角度に依存し、電流と磁化が平行なときの方が垂直のときよりもやや抵抗が大きい、という現象である。その変化率は室温で高々数%程度であるが、NiFe 合金のような弱磁場で磁化の向きを変えられる材料 (ソフトな材料) であれば、微小な磁場を感じて抵抗変化を読み取る MR 素子、すなわち磁気センサとして用いることができる。MR 素子を高性能化するためには、磁気抵抗の変化率を大きくしなければならぬが、巨大磁気抵抗効果が発見されるまでは、そのような物質は見つかっていなかった。

1988年 Fert らの研究グループは、各層の厚さが数ナノメートルの鉄 (Fe) とクロム (Cr) の薄膜を積層した金属多層膜 (図 5・1 左図) を作製し、膜面に平行な方向に電流を流して電気抵抗を測ると、磁気構造によって電気抵抗が大きく変化することを報告した¹⁾。この多層膜では、Fe が強磁性金属であるので磁化をもつが Cr は磁化をもたない。適当な膜厚で試料を作製すると、図 5・1 左図のように外部磁場ゼロの状態では、隣接する Fe 層の磁化が互いに逆向きとなる (反平行磁化)。これは、磁化をもたない Cr 層を介して、強磁性 Fe 層の間に交換相互作用が働き、適当な Cr の膜厚では反平行磁化状態が安定になることに起因する。ここで、外部磁場を印加すると、すべての Fe 層の磁化が磁場と同じ向きにそろい (平行磁化)、同時に電気抵抗が大きく減少する。4.2 K における電気抵抗の磁場依存性を示したのが図 5・1 右図である。20 kOe の磁場を印加すると、抵抗が約半分 (抵抗変化率は約 50%) になっている試料もあり、前述の AMR による抵抗変化率に比べて桁違いに大きい。これが巨大磁気抵抗効果 (Giant Magnetoresistance : GMR) である。

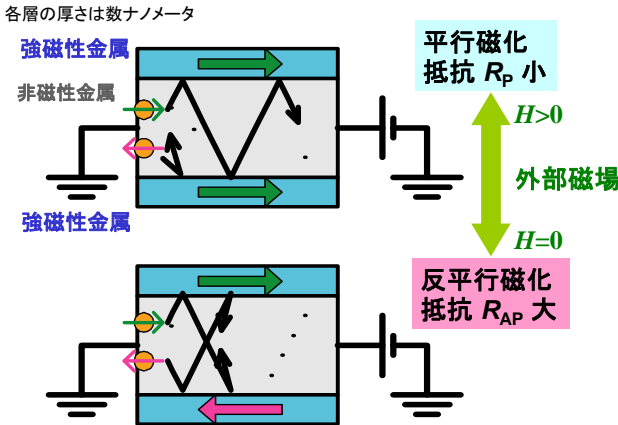


20 kOe 程度の磁場を印加すると抵抗が大きく減少する巨大磁気抵抗効果 (GMR) が観測される。

図 5・1 それぞれの厚さが数ナノメートルの鉄 (Fe) とクロム (Cr) の薄膜を積層した磁性金属多層膜 (左図) と、その 4.2 K における電気抵抗の磁場依存性

一方、ほぼ同時期に Grünberg らの研究グループは独立に Fe/Cr/Fe 三層構造の研究を行い、Cr 層が適当な厚さのとき Fe 層の磁化が反平行になる相互作用が生じること、磁化が反平行のときは平行のときに比べて抵抗が大きいこと（室温で抵抗変化率は 1 %程度）を見出して²⁾。これも物理的には GMR と同じ意味をもつ結果である。GMR の発見により、2007 年のノーベル物理学賞が Fert と Grünberg に授与された。このように磁化状態に依存して抵抗が大きく変化する GMR は、Fe/Cr の組合せのみならず、様々な強磁性／非磁性物質の組合せからなる多層膜で観測されている。

この GMR は、電流を担う伝導電子のスピンの向きと磁化（物質中の電子スピン）の関係によって、**図 5・2** の模式図を用いて次のように説明できる。伝導電子にはアップ(→)とダウン(←)の 2 種類のスピンがあり、その並列抵抗で全体の抵抗が決まるものとする（2 流体モデル）。ある電子が一つの強磁性層から隣の強磁性層へスピン状態を保存したまま移動したとき、その伝導電子のスピンの向きと強磁性層の磁化（強磁性物質中のアップとダウンのスピンバンドの電子数の差）の符号が同じとき（抵抗率 $r_{\uparrow\uparrow}$ ）と符号が異なるとき（抵抗率 $r_{\uparrow\downarrow}$ ）で、散乱の強さが異なる。すなわち、 $r_{\uparrow\uparrow} \neq r_{\uparrow\downarrow}$ である。したがって、平行磁化状態（**図 5・2** 上図）の多層膜全体の抵抗は $R_P = r_{\uparrow\uparrow} r_{\uparrow\downarrow} / (r_{\uparrow\uparrow} + r_{\uparrow\downarrow})$ 、反平行磁化状態（**図 5・2** 下図）の多層膜全体の抵抗は $R_{AP} = (r_{\uparrow\uparrow} + r_{\uparrow\downarrow}) / 4$ となり、抵抗の変化率（MR 比）は $(R_P - R_{AP}) / R_{AP} = -(r_{\uparrow\uparrow} - r_{\uparrow\downarrow})^2 / (r_{\uparrow\uparrow} + r_{\uparrow\downarrow})^2$ で表される。このようなスピン依存散乱によって、負の磁気抵抗すなわち $R_P < R_{AP}$ も含めて、現象論的に GMR を説明することができる。



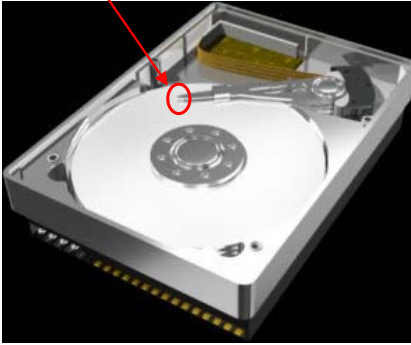
伝導電子のスピンの向きと強磁性層の磁化の向きによって散乱の強さが異なる（スピン依存散乱）ため、全抵抗（アップスピン（→）電子とダウンスピン（←）電子の並列抵抗で全抵抗が決まる）は平行磁化と反平行磁化で異なる。

図 5・2 スピン依存散乱による巨大磁気抵抗効果（GMR）

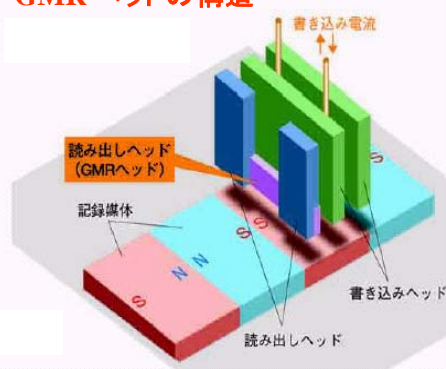
図 5・1 に示すように、GMR による抵抗変化率は大きいものの、当初は 20 kOe という大きな磁場を必要としていた。高感度の磁気センサとして使えるようにするには、微小な磁場で大きな抵抗変化を得るような材料と素子構造が必要であり、GMR の発見を契機に非常に多

くの研究が行われた。その結果、強磁性層間の相互作用は層間の距離、つまり非磁性層の膜厚によって平行磁化と反平行磁化の間で振動的に変化すること、しかし反平行磁化を起こさせるような強磁性層間の相互作用は必ずしも GMR の発現には必要でないことなどが明らかになった。更に、層間の相互作用がない多層膜構造で強磁性層をソフトな材料（微小な磁場で容易に磁化反転する材料）とする、かつ抵抗変化率が大きくなるような材料の組合せを最適化する、などの工夫がなされ、MR 素子としての高感度化が進展した。

GMR ヘッド (磁気センサ)



GMR ヘッドの構造



GMR ヘッドが移動するとディスク表面の磁化の変化により GMR 素子の強磁性薄膜の磁化の向きが変化する（平行磁化⇄反平行磁化）。このとき GMR 素子の抵抗値が変化するため電気信号として情報を読み出すことができる。

図 5・3 ハードディスクと磁気ヘッド (GMR ヘッド) の構造

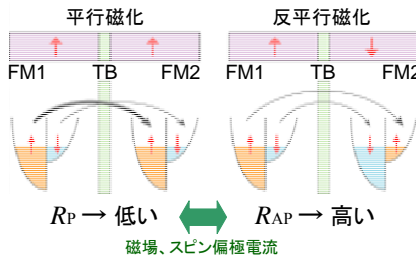
図 5・3 に示すように、ハードディスク内には、強磁性膜をコートした薄い円盤があり、大量の情報が強磁性膜内に記録されている。そこに磁気ヘッドを近づけ、記録ビットと電流変化の関係を用いて情報の受け渡しを行う。ハードディスクの記録容量を増やすには、小さなスペースに大量の情報を詰め込まなくてはならないので、円盤上の 1 ビット当たりの強磁性膜の体積を小さくする必要がある。しかし体積を小さくすると、各ビットから出る磁場が弱まり、書き込まれている磁気情報をヘッドで読み取るのが極めて困難になる。そこで、微弱な磁場を読み取れる素子、すなわち、わずかな磁気の違いを電気的信号の変化に変換する MR 素子の出現が待たれていた。GMR 素子は 1990 年代後半からこの MR ヘッドに使われ、ハードディスクの大容量化、小型化に大きく貢献した。1990 年代初めにはノートパソコンで数十 MB（メガバイト）程度であったハードディスクの容量は、現在は 1000～10000 倍以上の 100 GB（ギガバイト）～数 TB（テラバイト）にもなっており、パソコンのみならずビデオや携帯音楽機器など情報家電機器にも広く使われるようになった。今日では、映像や音楽などを含む大量の情報を蓄積し、持ち歩きながら使うことが当たり前になっているが、GMR はこうした技術革新を実現する原動力でもあった。

■S2 群-2 編-5 章

5-2 トンネル磁気抵抗効果 (TMR) と不揮発性メモリ

(執筆著 田中雅明) [2009年1月 受領]

「磁性・スピン」と「電気伝導」が密接に関わり合う現象の研究は、その後、GMRの研究以外でも広く行われるようになっていく。図 5・4 に示す強磁性金属 (FM1) / 薄い絶縁膜トンネル障壁 (TB) / 強磁性金属 (FM2) からなる強磁性トンネル接合と呼ばれる素子では、絶縁膜の厚さが 2 nm 程度と非常に薄いため両側の強磁性金属層間にトンネル電流を流すことができ、そのトンネル抵抗が磁場によって大きく変化するトンネル磁気抵抗効果 (Tunneling Magnetoresistance : TMR) が現れる³⁾。このトンネル抵抗は、強磁性金属層の磁化が平行磁化のときには小さく、反平行磁化のときには大きくなり、トンネル磁気抵抗比 (TMR 比) は一般に GMR 比よりも大きな値を示す。



トンネル抵抗は強磁性金属層の磁化が平行磁化のときには小さく、反平行磁化のときには大きくなる。 R_P と R_{AP} はそれぞれ平行磁化時と反平行磁化時のトンネル抵抗であり、コンダクタンス (G_P , G_{AP}) の逆数である。

図 5・4 強磁性金属 (FM1) / 薄い絶縁膜トンネル障壁 (TB) / 強磁性金属 (FM2) からなる強磁性トンネル接合とトンネル磁気抵抗効果 (TMR) の原理

TMR の原理は、次のように説明される。ここではトンネル伝導の際、電子のスピンが反転しないとすると、図 5・4 に示すように FM1 の上向きスピン電子は FM2 の上向きスピン電子のバンドへ、FM1 の下向きスピン電子は FM2 の下向きスピン電子のバンドへ、それぞれトンネルする。トンネルコンダクタンスは両磁性電極のフェルミ面における状態密度の積に比例するため、強磁性電極 FM1 と FM2 が同じ物質であるとしてそのフェルミ面における上向きスピンと下向きスピンの状態密度の比を $a : 1-a$ とおくと、平行磁化時のコンダクタンス (G_P) と反平行磁化時のコンダクタンス (G_{AP}) はそれぞれ

$$G_P = a^2 + (1-a)^2 \quad (1)$$

$$G_{AP} = a(1-a) + (1-a)a$$

と表され、異なる値となる。強磁性体のスピンがどのくらい偏っているかということを示す指標として、次式で定義されるスピン分極率 P がよく用いられる。

$$P = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} = 2a - 1 \quad (2)$$

ここで、 N_{\uparrow} 、 N_{\downarrow} はそれぞれ上向きスピンの状態密度である。式(1)と式(2)から TMR 比

$$(\text{TMR比}) = \frac{P^2}{1-P^2} \quad (3)$$

が得られる。したがって、スピン分極率 P が大きいほど、分母が 0 に近づくため、TMR 比は大きくなる。特にフェルミ面上に片方のスピンしか存在しない場合、つまり $P = 1$ のときには TMR 比が無限大になることが予測される。 $P = 1$ 、すなわちスピン分極率 100 % の物質をハーフメタルという。

TMR 素子を用いれば、より高感度な磁気センサを作製することができる。GMR ヘッドの次の世代の素子として、TMR をヘッドに用いたハードディスクの開発が進み、すでに実用化されている。また、TMR 素子は、平行磁化と反平行磁化を情報の 1 ビットとして記録する不揮発性メモリ（磁気抵抗ランダムアクセスメモリ（Magneto-resistive Random Access Memory : MRAM））にも応用することができる。図 5・5 に MRAM の回路構成を示す。MRAM は、不揮発性、高速性、大容量、書き換え回数が無限、ソフトウェアに強い、など優れた特長をもつ次世代の固体メモリとして期待され、研究開発が進められている。TMR 素子では、当初トンネル障壁としてアモルファス Al_2O_3 が使われていたが、(001)配向した単結晶 MgO が使われるようになって以来、TMR 比は室温で数百%の巨大な値になっている⁴⁾。また、平行磁化状態と反平行磁化状態を切り替えるために、外部磁場を印加することが一般的であったが、最近では FM 1 から FM 2 へ（またその逆向きに）スピン偏極した電流を流すことによって磁化を反転させるスピン注入磁化反転が使われるようになってきた。このスピン注入磁化反転は、スケラブルな書き込み方法として MRAM の重要な技術となっている。

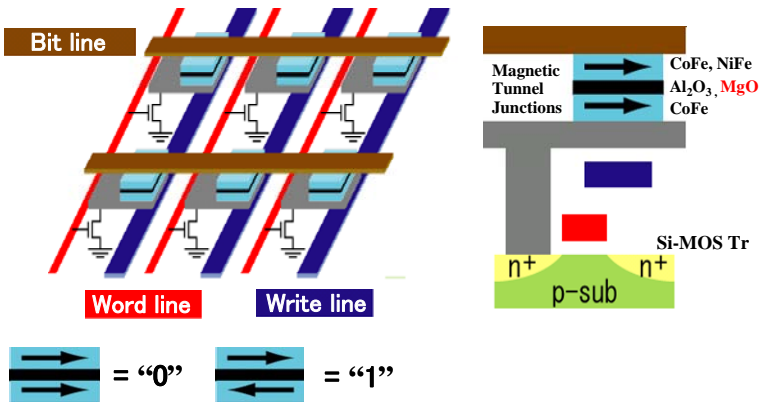


図 5・5 TMR 素子と MOS トランジスタからなる磁気抵抗ランダムアクセスメモリ (MRAM) の回路構成

磁性半導体として、1980年代以降に研究が盛んに行われたのは、II-VI族の化合物半導体に Mn, Co, Fe などの遷移金属元素を添加させた混晶半導体であり、希薄磁性半導体 (DMS)⁵⁾とも呼ばれる。II-VI族 DMS の代表的なものは CdMnTe であり、II-VI族 DMS は一部の物質を除き強磁性にはなりにくく常磁性またはスピングラスであるが、室温で大きなフェラーデー効果を示し、ヘテロ構造やナノ構造も作製されている。1990年代には CdMnTe や CdHgMnTe のバルク結晶を用いた $0.98 \mu\text{m}$ 帯用の光アイソレータが実用化された⁶⁾。

一方、1990年代半ば以降、非常に活発に研究が行われるようになったのは III-V族の磁性半導体である。代表的な物質として (In, Mn)As⁷⁾, (Ga, Mn)As⁸⁾, (In, Ga, Mn)As⁹⁾があり、低温 MBE 成長によって数%~20%程度の Mn 濃度を含む混晶が作製され、強い p 型の試料については低温で強磁性を示す。最初の III-V族強磁性半導体 (In, Mn)As の強磁性転移温度 T_C は 7 K 程度であったが、2009年には (In, Mn)As, (Ga, Mn)As, (In, Ga, Mn)As の T_C の最高値はそれぞれ 90 K¹⁰⁾, 191 K¹¹⁾, 130 K¹²⁾ まで上昇した。

更に2000年以降、ワイドギャップ半導体及び酸化物半導体などにおいて、室温を越える高い T_C を示す物質 (Cd, Mn)GeP₂¹³⁾, CrAs¹⁴⁾, CrSb¹⁵⁾, TiCoO₂¹⁶⁾, ZnCoO¹⁷⁾, (Ga, Mn)N¹⁸⁾, (Ga, Cr)N¹⁹⁾, (Zn, Cr)Te²⁰⁾, (Sn, Co)O₂²¹⁾, (Ga, Fe)N²²⁾ などが相次いで報告された。ただし、遷移金属を数%以上添加した物質においては、ナノスケールでの強磁性金属の析出物が存在する可能性があるため、多くの新物質について真に強磁性半導体なのかどうか議論されている。最近になって一部の物質では強磁性半導体であることを示す信頼性ある実験結果が得られはじめており、今後の展開に期待したい。

一方、シリコン技術と整合性が良いと期待される IV族ベースの磁性半導体としては、2002年以降、GeMn²³⁾, GeCoMn²⁴⁾, GeFe²⁵⁾ の作製と強磁性が報告されている。2000年以降に作製されたこれらの新物質における強磁性のメカニズムは、まだ十分に理解されていない。

強磁性金属と半導体からなるヘテロ構造については、強磁性を示す代表的な元素金属である Fe, Co のエピタキシャル薄膜を GaAs 半導体基板上に成長させる試みが1980年頃からはじめられた²⁶⁾。1990年代からは MBE 法によって MnAl/AlAs²⁷⁾, MnGa/GaAs²⁸⁾, MnAs/GaAs²⁹⁾, MnAs/Si³⁰⁾ など、 T_C が室温より高い Mn 化合物の強磁性金属を用いて、熱力学的に安定で急峻な界面をもつ強磁性金属と半導体からなるヘテロ構造が形成された。これらの構造は、エピタキシャル成長によって強磁性結晶の方位や磁気異方性が制御でき、異常ホール効果 (AHE) や磁気抵抗効果あるいはスピンバルブ効果を利用した不揮発性メモリへの応用可能性が示された。最近では、強磁性金属から半導体へのスピン注入の実験や、スピントランジスタ構造としての検討が行われている。

半導体をベースとしたグラニューラー材料は、磁性半導体 (Ga, Mn)As を 500°C 以上の高温で熱処理して形成されるもので、ナノスケールの強磁性金属の MnAs 微粒子が半導体 (GaAs) 中に埋め込まれた構造 (ここでは GaAs:MnAs と記す) であり、超常磁性を示す³¹⁾。この種の材料は、室温で大きな磁気光学効果^{32), 33)} や磁気抵抗効果^{34), 35)} が観測されている。最近では、GaAs:MnAs を含む強磁性トンネル接合で明瞭な TMR³⁶⁾ やスピン起電力³⁷⁾ が観測され、MnAs 微粒子がスピン注入源あるいはスピン検出器として機能することが示されている。

■S2 群-2 編-5 章

5-4 スピントランジスタ

(執筆者 田中雅明) [2009年1月 受領]

スピン自由度を半導体エレクトロクスのなかで広く用いるためには、シリコンテクノロジーと整合性の良い新しいデバイスの概念が求められるであろう。スピン依存現象を用いたデバイスを集積化しシステムとして役立てようとする、センサのような二端子の受動デバイスだけではなく、トランジスタのような三端子の能動デバイスがどうしても必要になる。

図 5・6 のような強磁性体をトランジスタ内に取り込みスピン依存伝導現象を積極的に利用したデバイス (スピン依存伝導トランジスタ) は、いくつか提案されている。しかし、この種の素子は、スピン依存伝導特性とともに、電気的な増幅作用をもたなければならない。増幅作用がなければ多段接続ができないので論理回路を構築することが事実上不可能となり、応用範囲が限られてしまうからである。また、シリコン MOSFET で構成される現在の集積回路との整合性も重要なポイントである³⁸⁾。

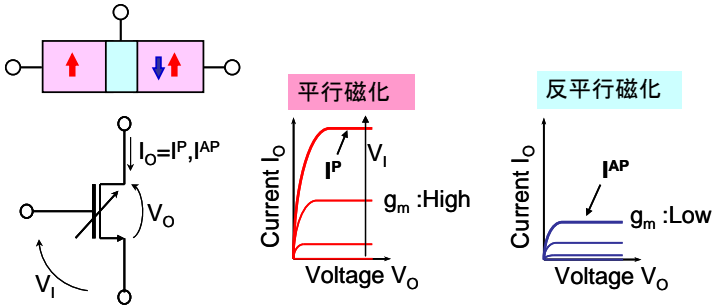


図 5・6 強磁性体をトランジスタ内に取り込みスピン依存伝導現象を積極的に利用したデバイス (スピン依存伝導トランジスタ) の基本構造と期待される出力特性

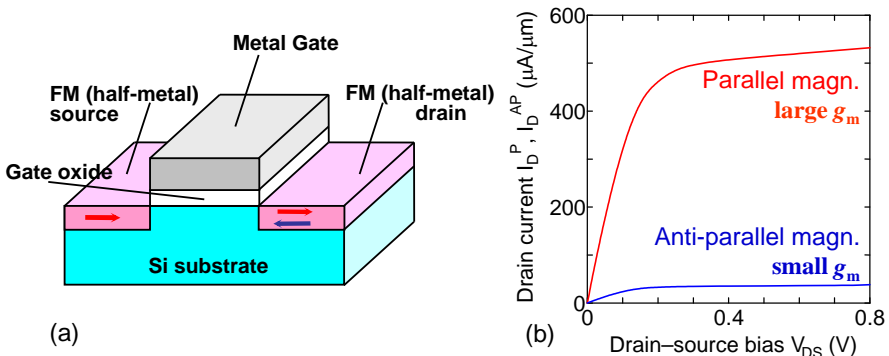


図 5・7 スピン MOSFET の (a) 基本構造と (b) ゲート電圧 $V_g = 1.0$ V のオン状態におけるドレイン電流 I_D -ソース・ドレイン電圧 V_{DS} 特性の計算結果

そこで、ここではスピン MOSFET の概念とその応用について紹介する³⁹⁾。その構造を図 5・7(a)に示す。基本構造は通常の Si-MOSFET と同様であるが、ソース及びドレインには導電性の強磁性体を用い、ソース・ドレインと Si チャネルとのコンタクトはショットキー接合とする。動作原理は TMR と同様のスピン依存伝導による。すなわち、スピン偏極されたキャリアがソースからチャネルに注入されスピンを保持したままドレインに到達すると、磁化が平行の場合にはソース・ドレイン間の抵抗が小さく、反平行の場合には抵抗が大きくなる。ソース・ドレインの強磁性材料としては、できるだけスピン偏極率 P の高い材料を用いることが望ましい。 P が高いほどスピン偏極したキャリアをチャネルに注入できるからであり、理想的にはハーフメタルが望ましい。このデバイスは以下の特色をもつ。

- (1) 基本的には MOSFET なので電圧利得、電力増幅作用がある。
- (2) ソース・ドレインの磁化状態（平行磁化か反平行磁化か）によって、ドレイン電流 I_D を大きく変えることができる。すなわち、トランジスタとしての出力電流（駆動能力）やトランスコンダクタンス g_m を、磁化状態という“第 4 の端子”によって大きく変化させることが可能である。
- (3) 強磁性体を用いるので、磁化状態は一度決めたら不揮発である。
- (4) 既存の Si 集積回路との整合性が良く、シリコンテクノロジーで蓄積された微細加工技術や回路設計技術などの資産を使うことができる。

図 5・7(b)に、ゲート電圧 $V_g = 1.0 \text{ V}$ のオン状態におけるドレイン電流 I_D -ソース・ドレイン電圧 V_{DS} 特性の計算結果を示す。平行磁化 (P) か反平行磁化 (AP) かによって、ドレイン電流 I_D （駆動能力）が変化することが分かる。このデバイスでは構造パラメータを変えることにより、磁気電流比 I_D^P/I_D^{AP} を大きく制御することができる (I_D^P/I_D^{AP} を 1000 %以上にもすることもできる)。また、この計算ではチャネルは真性 Si としているが、原理的には n 型にも p 型にもすることができ、後述のような CMOS 回路構成も可能である。

スピン MOSFET の特色を生かせば、高集積化が可能な不揮発性メモリ⁴⁰⁾ や再構成可能な論理回路⁴¹⁾ への応用が期待できる。スピン MOSFET はトランジスタであるから、電流のスイッチとしての機能とソース・ドレインの磁化を用いた不揮発性メモリとしての機能を合わせもつデバイスである。ゲートをワード線に接続し、ソースを接地し、ドレインにビット線に接続するのみでメモリセルを構成することができる。すなわち、一つのスピン MOSFET のみでメモリセルを構成できるので、通常の MRAM と比べても非常に単純なセル構成にすることができる。また、高速読み出しが可能になることも期待できる。

また、磁化によってトランジスタの駆動能力を変えられることをうまく利用すれば、再構成可能な論理回路を構成することもできる。CMOS インバータ回路を基本として、わずか 10 個のトランジスタですべての 2 入力対称関数（入力中の“1”の数のみで出力が決まる関数 $f(A+B) = \text{AND, OR, XOR, NAND, NOR, XNOR, "0", "1"}$ ）を実現する再構成可能な論理回路を構成することができるなど、様々な再構成可能な論理回路を設計することができ、その動作はシミュレーションで確認されている⁴²⁾。

このような論理回路は、ハードウェアを作製した後でもその機能を作り変えることができる（リプログラマブルな）“やわらかいハードウェア”として、今後のコンピュータや情報処理技術に求められるものである。このような再構成可能な論理回路や不揮発性論理回路の実現は、今後、スピントロニクスの研究にとって重要な目標となるであろう。

■S2 群-2 編-5 章

5-5 まとめ

(執筆者 田中雅明) [2009年1月 受領]

電子のもつスピン自由度を積極的に用いることにより、新しいエレクトロニクス材料やデバイスの体系をつくろうというスピントロニクスの研究が世界的な潮流となりつつある。GMR や TMR の研究開発においては、主に金属薄膜が対象であったが、金属に限らず、半導体、絶縁体、強相関係、それらの多層膜やナノスケールでの微細構造など、様々な新しい物質系を舞台として、スピントロニクスの研究が盛んに行われている。情報処理技術の主役を担うシリコンをベースとした半導体集積回路は、トランジスタの微細化と高集積化にともなうて性能も上がっていくという「ムーアの法則」に従った発展を 35 年以上も続けてきたが、微細化にはそろそろ限界も見えはじめ、新しい材料や新しい原理のデバイスを探索する研究が必要になってきている。これまでの半導体エレクトロニクスでは電子のもつ電荷とその輸送を主に用いてきたが、今後は電子がもつもう一つの属性であるスピンも積極的に用いるという新しい方向の研究がますます重要になってくるであろう⁴³⁾。

■参考文献

- 1) M. N. Baibich, J. M. Bruto, A. Fert, F. Nguyen, van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.*, vol.61, 2472, 1988.
- 2) G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, *Phys. Rev.*, vol.B39, 4828, 1989.
- 3) M. Julliere, *Phys. Lett.*, vol.54A, 225, 1975; T. Miyazaki and N. Tezuka, *Magn. Mat.*, vol.139, L231, 1995; J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, and R. Meservey, *Phys. Rev. Lett.*, vol.74, 3273, 1995.
- 4) S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki, and K. Ando, *Nature Mat.*, vol.3, 868, 2004; S. S. P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P. M. Ricei, B. Hughes, M. Samant, and S-H Yang, *Nature Mat.*, vol.3, 862, 2004.
- 5) J. K. Furdyna, *J. Appl. Phys.*, vol.64, R29, 1988.
- 6) K. Onodera, T. Matsumoto, and M. Kimura, *Electronics Lett.*, vol.30, 1954, 1994; 小野寺晃一, 大場裕行, 木村昌行, 川村卓也, 長山幸雄, *OPTRONICS*, No.195, 134, 1998.
- 7) H. Munekata, H. Ohno, S. von Molnar, A. Segmuller, L. L. Chang, and L. Esaki, *Phys. Rev. Lett.*, vol.63, 1849, 1989; H. Ohno, H. Munekata, S. von Molnar, and L. L. Chang, *J. Appl. Phys.*, vol.69, 6104, 1991; H. Munekata, H. Ohno, R. R. Ruf, R. J. Gambino, and L.L. Chang, *J. Cryst. Growth*, vol.111, 1011, 1991; H. Ohno, H. Munekata, T. Penny, S. von Molnar, and L. L. Chang, *Phys. Rev. Lett.*, vol.68, 2664, 1992.
- 8) H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto, and H. Iye, *Appl. Phys. Lett.*, vol.69, 363, 1996; T. Hayashi, M. Tanaka, T. Nishinaga, H. Shimada, H. Tsuchiya, and Y. Ootuka, *J. Cryst. Growth*, vol.175/176, 1063, 1997; A. Van Esch, L. Van Bockstal, J. De Boeck, G. Verbanck, A. S. van Steenberghe, P. J. Wellmann, B. Grietens, R. B. F. Herlach, and G.. Borghs, *Phys. Rev.*, vol.B 56, 13103, 1997.
- 9) S. Ohya, Y. Higo, H. Shimizu, J.M. Sun, and M. Tanaka, *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol.41, L24, 2002; T. Slupinski, H. Munekata, and A.Oiwa, *Appl. Phys. Lett.*, vol.80, 1592, 2002.
- 10) T. Schallenberg and H. Munekata, *Appl. Phys. Lett.*, vol.89, 042507, 2006.
- 11) L. Chen, S. Yan, P. F. Xu, J. Lu, W. Z. Wang, J. J. Deng, X. Qian, Y. Ji, and J. H. Zhao, *Appl. Phys. Lett.* vol.95, 182505, 2009.
- 12) S. Ohya, H. Kobayashi, and M. Tanaka, *Appl. Phys. Lett.*, vol.83, 2175, 2003; *ibid.*, vol.83, 4450, 2003.
- 13) G. A. Medvedkin, T. Ishibashi, T. Nishi, K. Hayata, Y. Hasegawa, and K. Sato, *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol.39, L949, 2000.
- 14) H. Akinaga, T. Manago, and M. Shirai, *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol.39, L1118, 2000.
- 15) J. H. Zhao, F. Matsukura, K. Takamura, E. Abe, D. Chiba, and H. Ohno, *Appl. Phys. Lett.*, vol.79, 2776, 2001.
- 16) Y. Matsumoto, M. Murakami, T. Shono, T. Hasegawa, T. Fukumura, M. Kawasaki, P. Ahmet, T. Chikyo, S. Koshihara, and H. Koinuma, *Science*, vol.291, 854, 2001.

- 17) K. Ueda, H. Tabata, and T. Kawai, *Appl. Phys. Lett.*, vol.79, 988, 2001.
- 18) S. Sonoda, S. Shimizu, T. Sasaki, Y. Yamamoto, and H. Hori, *J. Crystal Growth*, vol.237-239, 1358, 2002.
- 19) M. Hashimoto, Y. K. Zhou, M. Kanamura, and H. Asahi, *Solid State Commun.*, vol.122, 37, 2002; S. E. Park, H. J. Lee, Y. C. Cho, S. Y. Jeong, C. R. Cho, and S. Cho, *Appl. Phys. Lett.*, vol.80, 4187, 2002.
- 20) H. Saito, V. Zayets, S. Yamagata, and K. Ando, *Phys. Rev. Lett.*, vol.90, 207202, 2003.
- 21) S. B. Ogale, R. J. Choudhary, J. P. Buban, S. E. Lofland, S. R. Shinde, S. N. Kale, V. N. Kulkarni, J. Higgins, C. Lanci, J. R. Simpson, N. D. Browning, S. Das Sarma, H. D. Drew, R. L. Greene, and T. Venkatesan, *Phys. Rev. Lett.*, vol.91, 077205, 2003.
- 22) N. Theodoropoulou, A. F. Hebard, S. N. G. Chu, M. E. Overberg, C. R. Abernathy, S. J. Pearton, R. G. Wilson, and J. M. Zavada, *J. Appl. Phys.*, vol.91, 7499, 2002; A. Bonanni, M. Kiecana, C. Simbrunner, T. Li, M. Sawicki, M. Wegscheider, M. Quast, H. Przybylińska, A. Navarro-Quezada, R. Jakiela, A. Wolos, W. Jantsch, and T. Dietl, *Phys. Rev.*, vol.B75, 125210, 2007.
- 23) Y. D. Park, A. T. Hanbicki, S. C. Erwin, C. S. Hellberg, J. M. Sullivan, J. E. Mattson, T. F. Ambrose, A. Wilson, G. Spanos, and B. T. Jonker, *Science*, vol.295, 651, 2002.
- 24) F. Tsui, L. He, L. Ma, A. Tkachuk, Y. S. Chu, K. Nakajima, and T. Chiyow, *Phys. Rev. Lett.*, vol.91, 177203, 2003.
- 25) Y. Shuto, M. Tanaka, and S. Sugahara, *J. Appl. Phys.*, vol.99, 08D516, 2006.
- 26) J. R. Waldrop and R. W. Grant, *Appl. Phys. Lett.*, vol.34, 630, 1979; G. A. Prinz and J. J. Krebs, *Appl. Phys. Lett.*, vol.39, 397, 1981.
- 27) T. Sands, J. P. Harbison, M. L. Leadbeater, S. J. Allen, G. W. Hull, R. Ramesh, and V. G. Keramidis, *Appl. Phys. Lett.*, vol.57, 2609, 1990.
- 28) M. Tanaka, J. P. Harbison, J. De Boeck, T. Sands, B. Philips, T. L. Cheeks, and V. G. Keramidis, *Appl. Phys. Lett.*, vol.62, 1565, 1993.
- 29) M. Tanaka, J. P. Harbison, T. Sands, T. L. Cheeks, V. G. Keramidis, and G. M. Rothberg, *J. Vac. Sci. & Technol.*, vol.B12, 1091, 1994; M. Tanaka, J. P. Harbison, M. C. Park, Y. S. Park, T. Shin, and G. M. Rothberg, *Appl. Phys. Lett.*, vol.65, 1964, 1994.
- 30) K. Akeura, M. Tanaka, M. Ueki, and T. Nishinaga, *Appl. Phys. Lett.*, vol.67, 3349, 1995; K. Akeura, M. Tanaka, T. Nishinaga, and J. De Boeck, *J. Appl. Phys.*, vol.79, 4957, 1996.
- 31) J. De Boeck, R. Oesterholt, A. Van Esch, H. Bender, C. Bruynseraede, C. Van Hoof, and G. Borghs, *Appl. Phys. Lett.*, vol.68, 2744, 1996.
- 32) H. Akinaga, S. Miyanishi, K. Tanaka, W. Van Roy, and K. Onodera, *Appl. Phys. Lett.*, vol.76, 97, 2000.
- 33) H. Shimizu, M. Miyamura, and M. Tanaka, *J. Vac. Sci. & Technol.*, vol.B18, 2063, 2000; M. Tanaka, H. Shimizu, and M. Miyamura, *J. Cryst. Growth*, vol.227-228, 839, 2001.
- 34) M. Yokoyama, T. Ogawa, A. M. Nazmul, and M. Tanaka, *J. Appl. Phys.*, vol.99, 08D502, 2006.
- 35) H. Akinaga, M. Mizuguchi, K. Ono, and M. Oshima, *Appl. Phys. Lett.*, vol.76, 357, 2000.
- 36) P. N. Hai, M. Yokoyama, S. Ohya, and M. Tanaka, *Physica*, vol.E32, 416, 2006; P. N. Hai, M. Yokoyama, S. Ohya, and M. Tanaka, *Appl. Phys. Lett.*, vol.89, 242106 (2006).
- 37) P. N. Hai, S. Ohya, M. Tanaka, S. E. Barnes, and S. Maekawa, *Nature*, vol.458, 489, 2009.
- 38) 菅原聡, 電子情報通信学会誌, vol.88, no.7, 541, 2005.
- 39) S. Sugahara and M. Tanaka, *Appl. Phys. Lett.*, vol.84, 2307, 2004.
- 40) S. Sugahara and M. Tanaka, *J. Appl. Phys.*, vol.97, 10D503, 2005.
- 41) T. Matsuno, S. Sugahara, and M. Tanaka, *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol.43, 6032, 2004.
- 42) M. Tanaka and S. Sugahara, *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol.54, 961, 2007.
- 43) 田中雅明, 応用物理, 78 卷, 第 3 号, 205, 2009.