

# スピントロニクスとは

佐藤 勝昭

東京農工大学



スピントロニクス, 磁気抵抗効果, スピン流

## 1. スピントロニクスとは何か<sup>(1)</sup>

電子のもつ二つの性質である電荷とスピンの両者を利用するエレクトロニクスの分野を「スピントロニクス」と呼ぶ。スピンと電子輸送を結びつける研究は1950年代から行われていた。強磁性体の異方性磁気抵抗効果、異常ホール効果、キュリー温度付近のスピン無秩序散乱などがその例である。しかし、当時の技術では、人工的に材料を作ってスピン依存輸送を制御するということはできなかった。スピンと電子輸送の相互作用を積極的に制御しようという試みは1960年代に始まった。さらにナノテクノロジーが進展して初めて、スピントロニクス研究が本格化した。

## 2. スピントロニクスの歴史的経緯

### 2.1 電気輸送と磁気の関係

強磁性金属や合金において電気輸送に磁性がもたらす影響については1960年代から知られ、理論的考察もされていた。例えば、Niのキュリー温度直下で電気抵抗の温度係数が増大する現象は、Fertらによってスピン2流体モデルとスピン散乱で説明されていた<sup>(2)</sup>。パーマロイなど強磁性体のAMR（異方性磁気抵抗効果）や異常ホール効果も1950年代から知られていた<sup>(3)</sup>。

スピントロニクスの草分けは1960年代に始まった磁性半導体の研究である<sup>(4)</sup>。スピネル系カルコゲナイド( $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ など)やユーロピウムカルコゲナイド系( $\text{EuS}$ など)に代表される第1世代の磁性半導体が示す局在スピンと伝導電子スピンの相互作用による「負の磁気抵抗効果」や「光学吸収端の磁氣的赤色移行」が話題を集めた。しかし、キュリー温度の低さと、試料作製の困難さから実用的なデバイスには繋がらなかった。その後、1980年代になると、第2世代の磁性半導体として $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ が研究された。光学吸収端付近に大きな磁気光学効果を示すため、光アイソレータ材料として検討された。1990年代になり、 $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ 、 $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ などMn添加のIII-V族磁性半導体に関心を集め、磁性の電氣的制御など多くの興味深い基礎研究が行われた。強磁性の起源について遍歴電子が局在スピンをそろえて回るRKKY型の相互作用が提唱されたが、最近の研究では、不純物準位が関与したハーフメタ

ルとしての解釈が主流になりつつある。キュリー温度の低さや、低温成長に起因する結晶性の悪さが実用を阻んでいる。2000年になり、いくつかの室温強磁性半導体が見出されたが、基礎研究の段階にとどまっている。

1990年代に、半導体ヘテロ構造界面における2次元電子ガスを用いたスピンFETが提案された<sup>(5)</sup>。強磁性金属電極からのスピン注入、ラシュバ効果を用いたスピン軌道相互作用のゲート電界制御などの新しい概念が持ち込まれた。各要素技術の基礎研究は進んだが、提案どおりのスピンFETは未だに実現していない。

### 2.2 GMRの登場がスピントロニクスを変えた

スピントロニクスのイノベーションは、1988年Fertら<sup>(6)</sup>、Grünbergら<sup>(7)</sup>の磁性金属/非磁性金属ハイブリッド構造における巨大磁気抵抗効果(GMR)によって開かれた。数年のうちにGMRは、IBMのグループ<sup>(8)</sup>によりスピンバルブとしてハードディスクの高密度化に貢献した。これにより、人類はコイルを用いずに効率よく磁気情報を電気信号に変換する手段を得たのである。

次いで、宮崎ら<sup>(9)</sup>、および、Mooseraら<sup>(10)</sup>が独立に、室温におけるトンネル磁気抵抗効果(TMR)を発見し、新たな不揮発性メモリ素子MRAMを生むきっかけとなった。

さらに、TMRは、 $\text{MgO}$ をトンネル障壁に採用する湯浅ら<sup>(11)</sup>およびParkin<sup>(12)</sup>らの研究によって大幅な改善が得られ大きく進展した。 $\text{MgO}$ バリアTMR素子はHDDの磁気ヘッド用のセンサーのほとんどに使われている。

### 2.3 スピン移行トルク(STT)

これに次ぐ革新的展開は、スピン移行トルク(STT)を用いた磁化反転現象の理論的予言<sup>(13)(14)</sup>、と実験的検証<sup>(15)</sup>によりもたらされた。スピンの角運動量を強磁性電極の磁気モーメントに受け渡す現象を直接利用するSTT-MRAMは、磁界発生用の電流線が不要であるため、DRAMをしのぐ高密度集積も可能となりサンプル出荷にまで至った。人類は、ついに、コイルなしに電気信号を磁気情報へ変換する道を手にしたのである。STTはさらにスピントルク発振子(STO)という超小型発振子や、スピントルクダイオード(STD)など、高周波スピントロニクスの分野を切り開いた。STTでは電流を流すのでジュール熱の発生を免れない。最近になり、電流の代わり

に電圧を用いて磁気を制御する研究も進んできた<sup>(16)</sup>。

### 3. スピントロニクスの物理とデバイス

#### 3.1 巨大磁気抵抗素子<sup>(17)</sup>

Fert, Grünberg らが見出した巨大磁気抵抗効果 (GMR) は、強磁性体(F)/非磁性体(N)/強磁性体(F) の構造をもち、強磁性電極材料としては Fe、非磁性材料としては Cr が使われた。図 1 は電流が面内を流れる CIP (current-in-plane)-GMR の原理である。F 層同士の磁化が平行なら多数スピン電子は散乱を受けず、少数スピン電子のみ散乱され低抵抗である。隣り合う F 層の磁化が反平行だと両スピンの電子とも散乱を受けるので高抵抗である。

その後、IBM で開発された GMR を用いたスピントルブ素子は、図 2 のようにフリー層/非磁性層/ピン止め層からなっている。磁化のピン止めには、反強磁性体との交換結合が使われた<sup>(8)</sup>。強磁性体としては、当初パーマロイ FeNi が使われ、その後、磁化の最も大きいとされる合金 CoFe が用いられた。非磁性体としては Cu が使われる。また、交換結合のための反強磁性層として Ru を強磁性体で挟んだ CoFe/Ru/CoFe という合成反強磁性構造(SAF) が使われる。

#### 3.2 トンネル磁気抵抗素子

磁性と伝導の関係にさらなるブレイクスルーをもたらしたのは、宮崎による 1995 年の磁気トンネル接合 (MTJ) における室温でのトンネル磁気抵抗効果 (TMR) の発見で、MR 比は 18% に及んだ<sup>(9)</sup>。

TMR は図 3 に示すように強磁性体のバンド構造を使って説明される。フェルミ面における状態密度が上向きスピンと下向きスピンとで異なる。両電極のスピンの平行だと状態密度の大きな状態間の電子移動により低抵抗になる。一方、反平行では状態密度の大きな状態と小さな状態の間

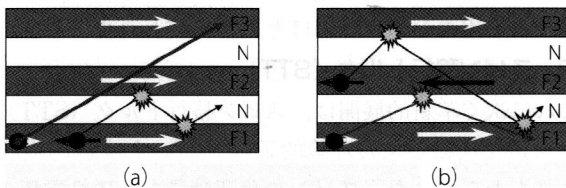


図 1 CIP-GMR の原理

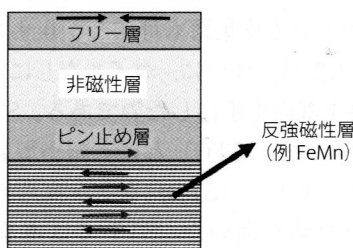


図 2 スピントルブの仕組み

の移動のため高抵抗になる。

#### 3.3 MgO バリア TMR 素子

2004 年、TMR は革命的なブレイクスルーを迎える。湯浅らはそれまで用いられてきた  $Al_2O_3$  に代えて MgO 単結晶層をトンネル障壁に用いることで、200% におよぶ大きな TMR 比を実現した。その後も TMR は図 4 のように伸び続け、最近では 600% に達した<sup>(18)</sup>。

湯浅らは、JST さきがけの研究者として Fe(001)/MgO(001)/Fe(001) のエピタキシャル成長に取り組み、トンネル層の乱れがほとんどない構造を得た<sup>(11)</sup>。その後、キャノンアネルバの研究者との共同研究で、CoFeB/MgO/CoFeB 構造を用いて量産に成功、現在ほとんどの HDD 読み取りヘッドにこの技術が使われている。

#### 3.4 超高密度 HDD ヘッド用 CPP-GMR ヘッド

2 Tb/in<sup>2</sup> を超える次世代高密度 HDD 用の磁気読み取りヘッドには、図 5 に示すように、MR 比が高く、かつ 0.1  $\Omega\mu m^2$  以下の低抵抗をもつ材料が要求される<sup>(19)</sup>。この目的にかなう素子として、CPP (current-perpendicular-to-plane)-GMR が研究されている。CPP-GMR 素子とは、電流を層に垂直に流す配置での巨大磁気抵抗素子である。

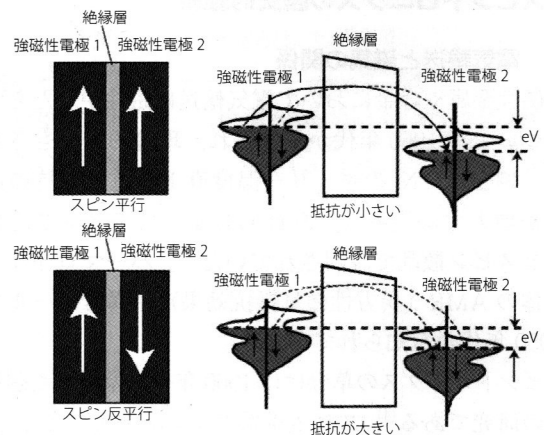


図 3 TMR の原理

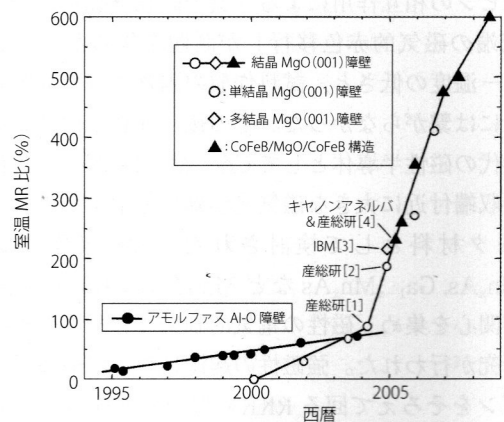


図 4 トンネル磁気抵抗比の経緯<sup>(18)</sup>

図6に示すように、CIP素子では、電流を流す距離が数 $\mu\text{m}$ であるのに対し、CPP素子の電流パスの長さは数10 nmに過ぎず、抵抗が1/100になる。しかし、従来材料では、MR比が小さく要求される特性を満たさない。MR比は対向する二つの強磁性電極のスピンの偏極率の積に比例するので、高いMR比を得るには強磁性体のスピン偏極率が高くないといけない。

### 3.5 高いスピン偏極率を目指すハーフメタル<sup>(20)</sup>

高いスピン偏極率を持つ材料としてハーフメタルが研究されている。ハーフメタルにおいては、一方のスピンバンドにフェルミ面が存在し、もう一方のスピンバンドにフェルミ準位付近にバンドギャップが存在する。このため、理想的には100%のスピン偏極率が生じる。ハーフメタルとしては、 $\text{CrO}_2$ 、 $\text{Fe}_3\text{O}_4$ 、LSMO、ハーフホイスラー合金NiMnSbなどが知られているが、GMRの電極として最もよく研究されているのが $\text{Co}_2\text{FeAl}$ などのフルホイスラー合金である。

結晶構造は、本来、図7の $L2_1$ のように、X (=Coなど)、Y (=Fe, Mnなど)、Z (=Al, Siなど)の3つの副格子が規則正しく構造を作っているが、ときにB2のようにYとZの規則が崩れたり、あるいはA2のようにX, Y, Zの秩序がなくなったりする。ハーフメタルになるのは、 $L2_1$ またはB2のみである。

ホイスラー合金をTMR電極として用いる多くの試みが

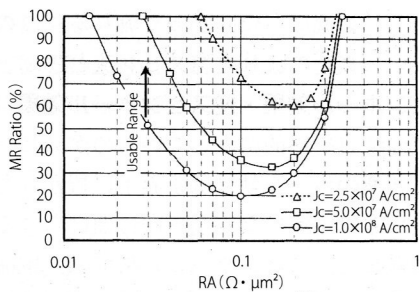


図5 次世代磁気読み取りヘッドに求められる特性<sup>(19)</sup>

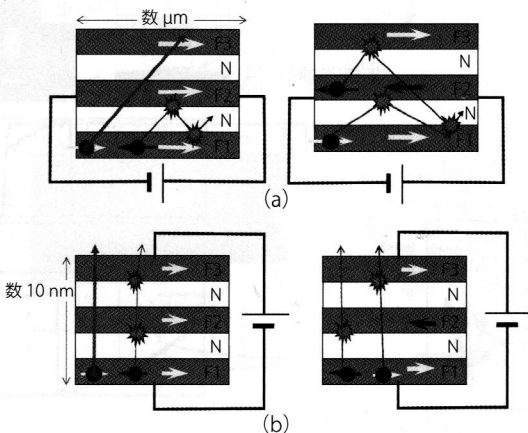


図6 (a) CIP-GMR と (b) CPP-GMR

行われた。図8に示すように実際に高いTMRが得られるようになったのは、精密な結晶構造制御が行われるようになった2006年頃からである。今ではMgO絶縁層を用いて1,000%を超えるTMRが報告されている<sup>(21)</sup>。

### 3.6 MRAMからSTT-MRAMまで<sup>(22)</sup>

MRAM (magnetic random access memory) とは、記憶素子に磁性体を用いた不揮発性メモリの一種である。図9に示すようにTMR素子を用いた磁気トンネル接合(MTJ)と半導体CMOSが組み合わせられた構造となっている。

直交する二つの書き込み線に電流を流し、得られた磁界が反転磁界 $H_K$ を超えると、磁気状態を書き換えることができる。MRAMは、アドレスアクセスタイムが10 ns台、サイクルタイムが20 ns台とDRAMの5倍程度でSRAM並み高速な読み書きが可能である。また、フラッシュメモリの10分の1程度の低消費電力、高集積性が可能などの長所があり、SRAM (高速アクセス性)、DRAM (高集積性)、フラッシュメモリ (不揮発性)のすべての機能をカバーする「ユニバーサルメモリ」としての応用が期待されている。

しかし、電流で磁界を発生している限りは高集積性が難しいという欠点がある。この問題を解決したのがスピン移行トルク(STT)である。1996年、新たなスピントロニクス分野としてスピン注入磁化反転のアイデアがSlonczewski<sup>(13)</sup>およびBerger<sup>(14)</sup>らによって提案され、実験的に検証された。図10に示すように、強磁性電極FM1からスピン偏極した電流を、傾いた磁化をもつ対極強磁性電極FM2に注入すると、注入された電子のスピンの

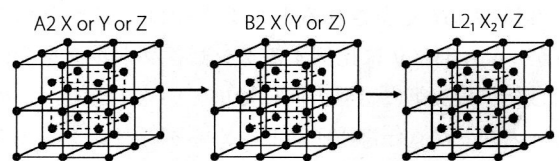


図7 ホイスラー合金の三つの結晶構造

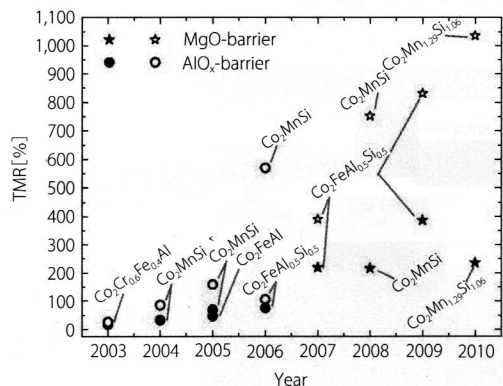


図8 ホイスラー合金のTMR<sup>(21)</sup>



の向きに傾けられるときの反作用として、スピン角のトルクが対極電極の磁化に移行して、それがきっかけで磁化反転をもたらすのである。

スピン注入磁化反転を実現するための素子は図 11 (a) のような非常に小さな断面 (60 nm×130 nm) を持つ柱状の CPP-GMR 構造である。素子の電気抵抗は、図 11 (c) に示されるように二つの Co 層の磁化が平行 (P) であるか反平行 (AP) であるかに応じて明瞭な抵抗変化が生じる。図 11 (d) は電流を変化させたとき、電気抵抗が変化する様子を示している。+2 mA 程度で平行配置から反平行配置にスイッチする様子が電気抵抗ジャンプとして現れている。正の電流で反平行配置を、負の電流で平行配置を実現できる<sup>(23)</sup>。

開発当初は  $10^8$  A/cm<sup>2</sup> という大電流密度を必要としたので実用は無理であろうと言われたが、研究開発が進み CoFeB/MgO/CoFeB 垂直磁化の TMR 素子を用いて実用可能な電流密度 3.8 MA/cm<sup>2</sup> にまで低減することができるようになった<sup>(24)</sup>。

従来の MRAM においては、電流が作る磁界を使って磁化反転を誘起して記録するので、微細化すると電流密度が増加し、電力消費が増えることが集積化のネックであった。これに対し、STT を使うと、MTJ 素子に電流を流すことによって磁化反転でき、微細化した場合には電流密度も小さくなるので、高集積化することが可能になった。STT を用いた MRAM は STT-MRAM と呼ばれる。

伝導電子のもつわずかなスピントルクだけで、相手の磁性体の磁気モーメントを反転できるのは、磁気モーメントの歳差運動の力を使うからである。図 12 に示すように、磁性体の磁気モーメント  $M$  は、外部磁界  $H_{\text{eff}}$  を加えるとその外積  $M \times H$  で表されるトルクを受けて歳差運動を始めるが、 $M \times dM/dt$  に比例するダンピングトルクを受けて回転しながら次第に磁界方向に傾いていく。もし、この磁気モーメントが、伝導電子スピンからダンピングトルクを丁度打ち消すような方向のスピン移行トルクを受け取ると、歳差運動はいつまでも続く。これが、スピントルク振動子 (STO) の原理である。

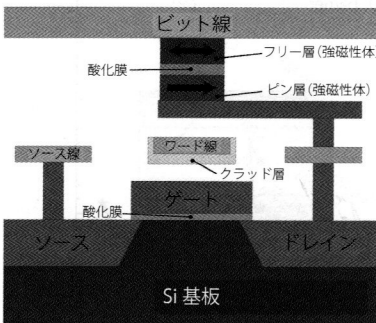


図 9 MRAM の模式図

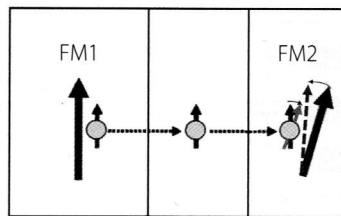


図 10 STT の原理図

スピン移行トルクがさらに大きくなると歳差運動が増幅され、ついには反転してしまう。このように歳差運動の助けを借りて反転するので少ない電流での磁化反転が可能なのである。このようなスピンの動的な振る舞いは角運動量の移行を考慮したランダウ・リフシッツ・ギルバート (LLG) 方程式によってよく説明できる。

最近になり、スピン軌道トルク (SOT) 磁化反転を用いた MRAM の開発が進められ、注目を集めている<sup>(25)</sup>。

## 4. スピン流の物理とデバイス<sup>(26)</sup>

### 4.1 スピン流とは

図 13 に示すように、強磁性体と非磁性体の接合を考え、強磁性体から非磁性体に向かって電子を流すとしてしよう。↑スピンをもつ電子が強磁性体から非磁性体へ移動すると、非磁性体の中では本来↑スピンと↓スピンの電子の数は等しいはずなので、界面からスピン拡散長  $\lambda_s$  離れたところまでは↑スピンの数と↓スピンの数にアンバランスな状態が生じる。このことをスピン注入が起きているという。このような電流に伴うスピンの流れを電流スピン流という。スピン注入があると非磁性体にはスピン蓄積が起きている。

もし、図 14 に示すように、↑スピンの電子が右方向に進み↓スピンの電子が左方向に進むとすれば、電荷の流れとしての電流は流れないが、スピンだけを見ると、↑スピンは右側に、↓スピンは左側に流れるので、 $J_s = J_{\uparrow} - J_{\downarrow}$  で定義されるスピン流は右に向かって流れる。このように電流を伴わないスピンの流れを純スピン流と呼ぶ。

### 4.2 スピンホール効果・逆スピンホール効果

スピン流の性質を端的に表しているのがスピンホール効果である。普通のホール効果は磁界下に置かれたキャリアがローレンツ力で電流に垂直な方向に曲げられる効果である。これに対して、スピンホール効果では、電流が流れる

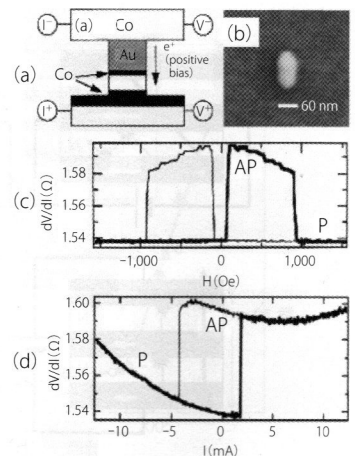


図 11 スピン注入磁化反転<sup>(23)</sup>



だけで、図15左図に示すように、スピン軌道相互作用によって、↑スピンと↓スピンの流れが左右に分離され、電流 $j_q$ に垂直の方向にスピン流 $j_s$ を生じる。

スピンホール効果は1971年にDyakonovら<sup>(27)</sup>によって提案され、2003年に村上ら<sup>(28)</sup>がn-GaAsにおいて理論的に予言した。一方、スピンホール効果とは逆に、スピン軌道相互作用の大きな導体にスピン流を流すと、垂直方向に電界が生じることが斎藤らにより発見され<sup>(29)</sup>、逆スピンホール効果と名付けられた。図15右図のようにx方向にスピン流 $j_s$ があると、↑スピンは左に、↓スピンは右に曲げられる。その結果、スピン流と垂直方向に電流 $j_q$ が生じる。

非局所配置でのスピン流の検出、熱スピン流によるスピンゼーベック効果など、スピン流の検出にこの逆スピンホール効果が果たした役割は大きい。

### 4.3 スピンゼーベック効果<sup>(32)</sup>

図16の上の図は、通常の熱電対で、温度勾配のもとにおかれた二つの導体が異なるゼーベック係数をもつときに、温度差に依存する電圧が得られる。一方、下の図では、温度差をつけた1本の導体中で↑スピンは右方向に流れ、↓スピンは左方向に流れている。従って電荷の流れは打ち消され、熱勾配の方向にスピン流のみが流れる。このスピン流を逆スピンホール効果で検出すれば、電圧として取り出せる。これがスピンゼーベック効果である。内田らは、温度勾配をつけたパーマロイにPtを付けることによってこの効果を初めて観測した。

### 4.4 スピンの整流性とスピンメカニクス

電流は時間を反転すると逆方向に流れるが、スピン流は

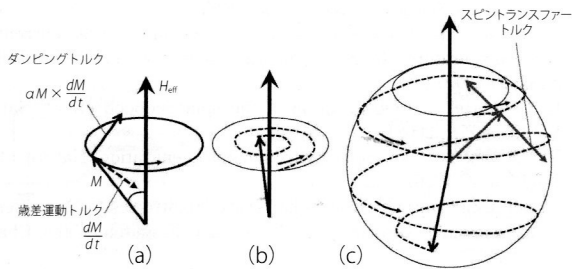


図12 STTの動的解析

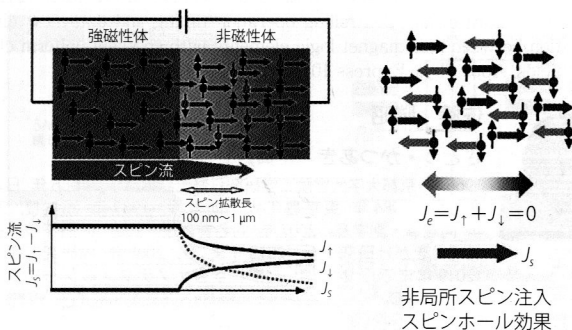


図13 電流が運ぶスピン流

図14 電流を伴わないスピン流

時間反転対称性がないので変わらない。物質のランダムな運動をスピン流として一方向に整えれば、外部から大きなエネルギーを加えることなく、別のエネルギーに変換したり、情報処理したりできるようになる。

齊藤らは、MEMSにスピン流を取り入れたデバイスの設計にも着手した。メカニクスとスピンとの融合であることから、既存のスピントロニクスをさらに広げたスピンメカニクスと呼べる新たな研究領域を創造している。

齊藤らは液体金属を流すだけで電気エネルギーを取り出せるという、驚くべき現象を発見した<sup>(31)</sup>。数百μmの細い管に液体金属を流すと、管の壁付近で液体金属中に渦運動ができる。この渦が磁界として働いてスピン流が生成され、100ナノボルトの電気信号が得られた。

## 5. そのほかのスピントロニクスの話題

### 5.1 カーボン・スピントロニクス

カーボンナノチューブ、グラフェンなどナノカーボンにスピンが注入できることは白石らによって初めて実証された。炭素は軽元素なのでスピン軌道相互作用が小さく、理想的には長いスピン拡散長が期待されたが、現在までのところ数10μmにとどまっている。また、分子におけるスピントロニクスについては今後の研究課題である。詳細は白石による解説<sup>(32)</sup>を参照されたい。

### 5.2 ダイヤモンド・スピントロニクス

ダイヤモンドにおける炭素空孔(V)と窒素原子(N)で構成されたNV-中心は、ダイヤモンドの広いバンドギャップにより深い欠陥準位を形成しているため、室温で動作する有望な量子情報デバイスとして注目を集めてい

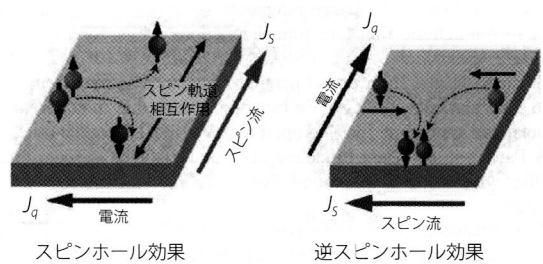


図15 スピンホール効果と逆スピンホール効果

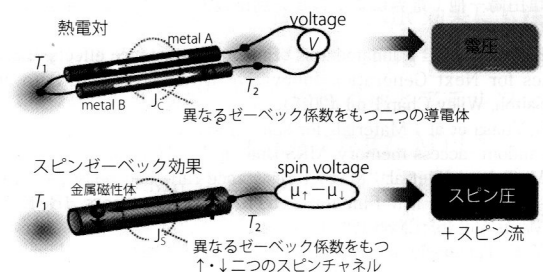


図16 スピンゼーベック効果と通常の熱電対との比較<sup>(30)</sup>

る。水口は、NV-中心が5 qubit の操作を可能にするために結合する方法だけでなく、ダイヤモンドの p-i-n 接合で構成される特別設計の LED を使用して、室温動作する単一光子源を実現する方法を見出した<sup>(33)</sup>。

ダイヤモンド中の電子スピンは、数十ナノメートル程度の局所領域に閉じ込めることが可能であり、磁界や電界や温度を高い精度で検出できることから、ナノスケールの物質構造や生体構造を高精度でイメージングできるとされる量子センサーへの応用が期待されている。

### 5.3 ニューロモルフィック・スピントロニクス

ヒトの脳でのニューロンとシナプスによる情報処理を模倣したニューロモルフィック・コンピューティングは、脳が得意とする認識や学習といった膨大で曖昧・不完全な情報の処理を低消費電力で高速に実行できると期待されている。

る。しかし、半導体素子を用いた従来型計算機では、膨大な演算量となり消費電力も膨大になる。半導体素子を置き換える次世代演算素子として、野村らは微小磁性体を用いた磁性論理演算素子を開発している<sup>(34)</sup>。

## 6. おわりに

このように、スピントロニクスは、beyond-CMOS の新しい革新的次世代デバイス技術の芽として熱い視線を浴びている。スピン科学は、ナノという舞台を得て、大きく育ちつつある。強磁性体における異常ホール効果、スピンホール効果、トポロジカル絶縁体などは、ベリー位相、ベリー接続という量子論における位相の概念で説明される。理論と実験がかみ合って、新しい世界が開かれる予感を感じる。

## 文 献

- (1) K. Sato, E. Saitoh eds.: "Spintronics for Next Generation Innovative Devices" Wiley (2015).
- (2) A. Fert and I. A. Campbell: Two-current conduction in nickel, Phys. Rev. Lett. Vol.21, p.1190 (1968).
- (3) R. Karplus and J. M. Luttinger: Hall effect in ferromagnetics, Phys. Rev. 95, 1154 (1954).
- (4) K. Sato: Crystal growth and characterization of magnetic semiconductors, "Advances in Crystal Growth Research", eds. Ki. Sato et al. Elsevier p.303 (2001).
- (5) S. Datta, and B. Das: Electronic analog of the electro-optic modulator, Appl. Phys. Lett. Vol.56, p.665 (1990).
- (6) M. N. Baibich et al.: Giant magnetoresistance of (001) Fe/(001) Cr magnetic superlattices, Phys. Rev. Lett. Vol.61, 2472 (1988).
- (7) G. Binasch et al.: Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange, Phys. Rev. B Vol.39, p.4828 (1989).
- (8) B. Dieny et al.: Giant magnetoresistive in soft ferromagnetic multilayers, Phys. Rev. B Vol.43, p.1297 (1991).
- (9) T. Miyazaki et al.: Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Fe junction, J. Magn. Magn. Mater. Vol.139, p.L231 (1995).
- (10) J. C. Moodera et al.: Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions, Phys. Rev. Lett. Vol.74, p.3273 (1995).
- (11) S. Yuasa et al.: High tunnel magnetoresistance at room temperature in fully epitaxial Fe/MgO/Fe tunnel junctions due to coherent spin-polarized tunneling, Jpn. J. Appl. Phys. Vol.43 p.L558 (2004).
- (12) S. Parkin et al.: Giant tunneling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers, Nature Mater. Vol.3, p.862 (2004).
- (13) J. Slonczewski: Current-driven excitation of magnetic multilayers, J. Magn. Magn. Mater. Vol.159, p.L1 (1996).
- (14) L. Berger: Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current, Phys. Rev. B Vol.54, p.9353 (1996).
- (15) E. B. Myers et al.: Current-induced switching of domains in magnetic multilayer devices, Science Vol.285, p.867 (1999).
- (16) 塩田陽一他: 電界によるスピン制御技術, 日本磁気学会誌 Vol.8, p.4 (2013)
- (17) K. Takanashi: Fundamentals of magnetoresistance effects, "Spintronics for Next Generation Innovative Devices" eds. K. Sato and E. Saitoh, Wiley Chap.1 p.1 (2015).
- (18) S. Yuasa et al.: Materials for spin-transfer-torque magnetoresistive random-access memory, MRS Bulletin Vol.43, p.352 (2018).
- (19) M. Takagishi et al.: Magnetoresistance ratio and resistance area design of CPP-MR film for 2-5Tb/in<sup>2</sup> read sensors, IEEE Trans. Magn. Vol.46, p.2086 (2010).
- (20) Y. K. Takahashi and K. Hono: Spintronics materials for high spin po-

- larization, "Spintronics for Next Generation Innovative Devices" eds. K. Sato and E. Saitoh, Wiley, Chap.2 p.23 (2015).
- (21) T. Graf et al.: Simple rules for the understanding of Heusler compounds, Prog. Sol. St. Chem. Vol.39 p.1 (2011).
- (22) S. Fukami et al.: Domain wall motion device for nonvolatile memory and logic—Size dependence of device properties, IEEE Trans Magn. Vol.50, p.3401006 (2014).
- (23) F. J. Albert et al., Spin-polarized current switching of a Co thin film nanomagnet, Appl. Phys. Lett. Vol.77, p.3809 (2000).
- (24) S. Ikeda et al., A perpendicular-anisotropy CoFeB-MgO magnetic tunnel junction, Nature Mater. Vol.9, p.721 (2010).
- (25) S. Fukami et al.: Magnetization switching by spin-orbit torque in an antiferromagnet-ferromagnet bilayer system, Nature Mater. Vol.15, p.535 (2016).
- (26) K. Uchida and E. Saitoh: Spin current, "Spintronics for Next Generation Innovative Devices" eds. K. Sato and E. Saitoh, Wiley, Chap.3 p.43 (2015).
- (27) M. I. Dyakonov et al.: Possibility of orienting electron spins with current, JETP Lett. Vol.13 p.467 (1971); Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors, Phys. Lett. A Vol.35, p.459 (1971).
- (28) S. Murakami et al.: Dissipationless quantum spin current at room temperature, Science Vol.301, p.1348 (2003).
- (29) E. Saitoh et al.: Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect, Appl. Phys. Lett. Vol.88, p.182509 (2006).
- (30) K. Uchida et al.: Observation of the spin Seebeck effect, Nature Vol.455, p.778 (2008).
- (31) R. Takahashi et al.: Spin hydrodynamic generation, Nature Phys. Vol.12, p.52 (2016)
- (32) M. Shiraishi: Carbon-based spintronics, "Spintronics for Next Generation Innovative Devices" eds. K. Sato and E. Saitoh, Wiley, Chap.9, p.155 (2015).
- (33) N. Mizuochi: Quantum information processing using nitrogen-vacancy centers in diamond, "Spintronics for Next Generation Innovative Devices" eds. K. Sato and E. Saitoh, Wiley, Chap.12, p.227 (2015).
- (34) H. Nomura et al.: Controlling operation timing and data flow direction between nanomagnet logic elements with spatially uniform clock fields, Appl. Phys. Express 10, 123004 (2017).



佐藤 勝昭

さとう・かつあき (正員)

1966年 京都大学大学院工学研究科修士課程修了。1966年 日本放送協会、1984年 東京農工大学助教授、1989年 同教授、2005年 同理事・副学長。2007年 同名誉教授。2007年 科学技術振興機構さきがけ研究総括(2013年まで)、2008年 同研究広報主監(2019年まで)、2017年 文部科学省ナノテクノロジープラットフォームPD。