

# 熱流に付随したスピントロニクス現象と スピンゼーベック効果

内田 健一<sup>1)</sup> 太田 岳<sup>2)</sup>  
齊藤 英治<sup>3)</sup>\*\*

## 1. はじめに

Albert Fert, Peter Grünberg 両氏による巨大磁気抵抗 (giant magnetoresistance: GMR) 効果の発見を契機に誕生した「スピントロニクス」が近年目覚ましい進展を遂げている<sup>(1)-(4)</sup>。スピントロニクス分野では、電子の電荷の自由度に加えてスピン角運動量の自由度も積極的に利用することで、電荷のみを用いていた従来のエレクトロニクスでは現れなかった新しい機能や特性を創出することを目的としている。従来のエレクトロニクスが電子の電荷の流れである電流によって機能していたのに対し、スピントロニクス機能の多くは電子スピン角運動量の流れである「スピン流」<sup>(5)-(8)</sup>によって駆動される。

エレクトロニクスが電流と電圧の制御に基づいて体系化されたように、スピントロニクスにおいてはスピン流とスピン圧 (非平衡スピン流の駆動力: 化学ポテンシャルのスピンサブバンド間の差 ( $\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}$ )) の制御が必須であり、これには全く新しい物理概念・現象の開拓と理解が必要であることが近年の諸研究によって明らかになった。図1に、非平衡な電流とスピン流の概念図を示した。電流はランダムなスピンを持った電子の流れであり、正味としてはスピン偏極していない。単純に電荷のみが流れている状態である (図1(a))。一方、同量のアップスピン電子とダウンスピン電子が互いに逆向きに運動している場合、正味の電荷の流れはゼロとなるがスピン角運動量は流れている状態となる (図1(b))。このような、電流を伴わない純粋なスピン角運動量の流れは特に

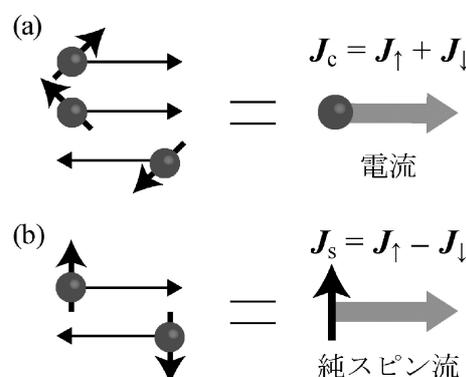


図1 (a)電流の概念図。(b)純スピン流の概念図。スピンの量子化軸を固定した場合、アップ(ダウン)スピン電子流を  $J_{\uparrow}$  ( $J_{\downarrow}$ ) とすると電流  $J_c$ 、スピン流  $J_s$  はそれぞれ  $J_c = J_{\uparrow} + J_{\downarrow}$ 、 $J_s = J_{\uparrow} - J_{\downarrow}$  と表される。

「純スピン流」と呼ばれる。純スピン流が有する特徴としては、時間反転対称性が偶であること、物質の磁化の直接制御が可能であること、量子情報を伝送できることなどが挙げられる。時間反転対称性が偶であることは、本質的にエネルギー散逸の少ない純スピン流伝送の可能性を示唆する。スピン流およびスピン圧は、磁気ランダムアクセスメモリ (MRAM) などの一部のデバイスにおいてはすでに用いられているが、従来のデバイスにおけるスピン流は常に電流を伴っており、上に挙げた純スピン流の特性を活かしきれていない。よって、新しい純スピン流生成法の開拓は、学術的のみならず工学的応用面においても非常に重要な研究課題である

\* 東北大学金属材料研究所 (〒980-8577 仙台市青葉区片平 2-1-1)

1) 東北大学大学院後期博士課程 1 年; 理学研究科物理学専攻 2) 東北大学大学院修士課程 2 年; 理学研究科物理学専攻

3) 教授; 理学研究科物理学専攻

\*\* 科学技術振興機構 さきがけ

Heat-current-induced Spintronic Phenomena and Spin Seebeck Effects; Ken-ichi Uchida\*, Takeru Ota\*, and Eiji Saitoh\*\*, (\*\*Institute for Materials Research, Tohoku University, Sendai. \*\*PRESTO, Japan Science and Technology Agency, Tokyo)

Keywords: *spintronics, spin caloritronics, spin current, thermo-spin effect, spin-Seebeck effect, spin-Hall effect*

2010年1月20日受理

といえる。

これまでのスピントロニクス研究は主に電流や磁気ダイナミクス、光(偏光情報)との相互作用効果に焦点を当てて行われてきたが、最近になって熱とスピントロニクス現象の相互作用にも注目が集まってきた。本稿では、熱流とスピントロニクス流の結合が織りなす物理現象の基本概念、および著者らが2008年に報告した熱流によるスピントロニクス生成現象「スピントロニクスゼーベック効果」<sup>(8)-(11)</sup>の検出実験について概説する。

## 2. スピントロニクスにおける熱効果

スピンと熱の相互作用現象として古くから知られ、現在も盛んに研究されているもののひとつに磁気熱量効果<sup>(12)</sup>がある。これは、磁性体に磁場を印加してスピンを揃えてゆくと磁性体が発熱し、磁場を取り去りスピンの向きをバラバラにすると吸熱するという可逆的な現象であり(図2(a), (b)), 磁性体に磁場を印加した状態と取り除いた状態におけるスピン系の自由度の相違に起因したエントロピー変化によって生じる。スピン系のエントロピーは有限温度におけるスピンの向きの乱雑さの尺度であり、温度に対して単調増加関数となる(図2(c))。磁性体に磁場を印加するとスピンは磁場方向に揃おうとするためエントロピーは減少するが(図2(c)中のプロセスP<sub>1</sub>)、磁場中の低エントロピー状態は無磁場中の低温状態に相当するため、断熱状態下で磁場を取り除くとスピンのバラバラになることで結晶格子から熱を奪い、磁性体の温度が低下する(プロセスP<sub>2</sub>)。このような磁気熱量効果を利用した冷却プロセスは、極低温領域での冷却法のひとつとして知られる断熱消磁法などに用いられている。近年では室温下でも動作する磁気熱量効果型の冷凍技術も発達しており、能動的蓄冷器(active magnetic regenerator: AMR)方式を用いた回転型磁気冷凍機がすでに製品化段階に達している(図2(d)-(g))。このように、スピンと熱の相互作用現象は身近なところにも存在しており、応用面でも非常に重要な役割を担っているのである。

一方、本稿で焦点を当てるのは輸送現象、すなわちスピン“流”と熱“流”の相互作用効果である。これを議論するために、まずは導体中の電子が運ぶ電流、熱流およびその駆動力について考えてみよう。電流 $\mathbf{J}_c$ と熱流 $\mathbf{J}_q$ は、電気化学ポテンシャルの勾配 $\nabla\mu$ と温度勾配 $\nabla T$ によって駆動され、線形応答の範囲で現象論的に

$$\begin{pmatrix} \mathbf{J}_c \\ \mathbf{J}_q \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} L_{11} & L_{12} \\ L_{21} & L_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -\nabla\mu/e \\ -\nabla T \end{pmatrix} \quad (1)$$

と表すことができる( $e$ : 電子電荷( $<0$ ))<sup>(13)</sup>。一般に非対角成分 $L_{12}$ ,  $L_{21}$ の間にはオンサーガーの相反定理と呼ばれる関係式が成立する(駆動力が非平衡熱力学で定義される“一般化力”になるように式(1)右辺を線形変換すると、2つの非対角成分は等しくなる)。オンサーガーの相反定理は、“ある現象が存在すればその逆効果も存在する”ことを保証しており、式(1)における非対角成分はそれぞれ温度勾配による電流生成現象、電気化学ポテンシャル勾配による熱流生成現象に対応する。すなわち、これらの非対角成分によってゼー

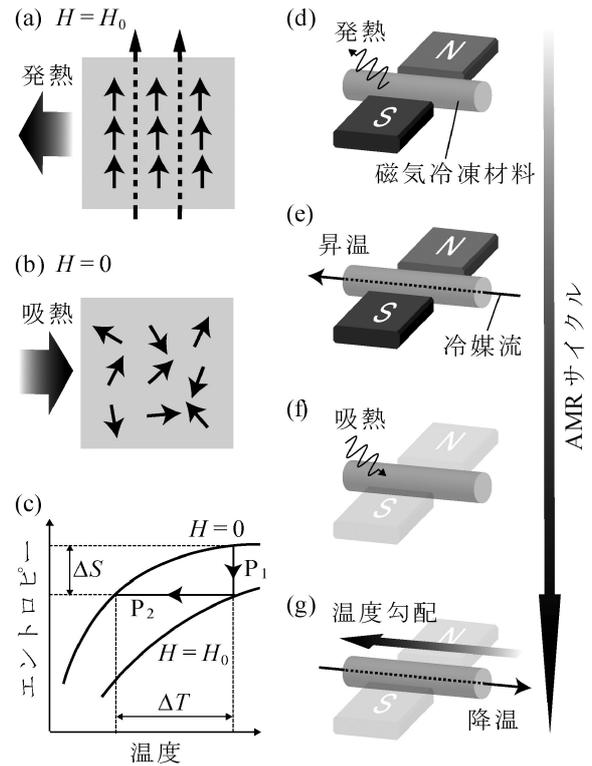


図2 (a), (b)磁気熱量効果の概念図。(c)磁性体におけるエントロピーの温度依存性の模式図。 $\Delta S$ ,  $\Delta T$ はそれぞれ等温磁気エントロピー変化、断熱温度変化と呼ばれる。(d)-(g) AMR方式を用いた磁気冷凍の模式図。(d)磁気冷凍材料の粒子を詰めたユニットに永久磁石を用いて外部磁場を印加(ユニットが発熱)、(e)熱交換媒体により片側に温熱を輸送、(f)磁場を除去(ユニットが吸熱)、(g)熱交換媒体によりもう一端に冷熱を輸送、という4つのプロセスを繰り返すことによってユニットの両端に温度差を生成することができる。永久磁石かユニットのどちらか一方を回転させて磁場の変化を繰り返し与える回転型磁気冷凍機が現在の主流となっている。

ベック効果やペルチェ効果などの熱電効果が生じるのである。これに対し、スピン流 $\mathbf{J}_s$ によって機能するスピントロニクスの舞台では、アップスピン電子とダウンスピン電子を別々のキャリアとして記述する<sup>(6)</sup>。この場合の駆動力はスピン依存電気化学ポテンシャル( $\mu_\uparrow, \mu_\downarrow$ )の勾配と温度勾配であり、輸送方程式は

$$\begin{pmatrix} \mathbf{J}_c \\ \mathbf{J}_s \\ \mathbf{J}_q \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -\nabla(\mu_\uparrow + \mu_\downarrow)/e \\ -\nabla(\mu_\uparrow - \mu_\downarrow)/e \\ -\nabla T \end{pmatrix} \quad (2)$$

と拡張される。 $-\nabla(\mu_\uparrow + \mu_\downarrow)/e$ は式(1)の $-\nabla\mu/e$ に対応し、 $-\nabla(\mu_\uparrow - \mu_\downarrow)/e$ はスピントロニクスにおいて初めて登場したスピントロニクス $\mu_\uparrow - \mu_\downarrow$ の勾配による駆動力である。式(2)の非対角成分が有限であればスピン流と熱流は直接結合し、例えば $M_{23}$ 成分によって温度勾配によるスピン流生成現象“スピン版のゼーベック効果”が発現し得る。式(2)においてもオンサーガーの相反定理が成立するはずであり、各非対角成分に対応した様々な新しい熱スピン効果が存在すると期

待できるが、その物理はほとんど明らかになっていない。

また、スピン流が電流と決定的に異なる点は、電流はベクトル量であるのに対し、スピン流は空間成分( $x, y, z$ )とスピン成分( $\uparrow, \downarrow$ )の2つの自由度を有する2階のテンソル量であるということである。式(2)ではスピンの量子化軸を固定し、スピン流をベクトル量として扱ってきたが、例えば図3のように磁化が異なる方向を向いた2つの強磁性金属が常磁性金属を隔てて接合された系においては、スピン流が上記2つの自由度を有することが本質的に重要となり、電流の場合には発現し得なかった特異な現象が誘起される。ここで、図3の強磁性金属A, Bの間に温度差を付け、スピン流がAからBに流れたとしよう。このスピン流のスピン偏極方向はBの磁化とノンコリニアであるため、スピン流から磁化へのスピン角運動量移行(スピントルク<sup>(6)</sup>)によりB中で磁化の運動が誘起され得る(逆に、BからAに流れるスピン流によってAの磁化も運動し得る)。そして、このスピントルクが十分に大きければ、熱流によって磁性体の磁化反転を誘起できるであろう。Hatamiらはこのような磁化のダイナミクスと熱流の交差効果を、有限要素理論を用いて実際にモデル化した<sup>(14)</sup>。また、この計算を皮切りに熱流による磁壁の駆動現象およびその逆効果(磁壁運動による温度差生成)に関する理論モデルも構築された<sup>(15)</sup>。

この他にも、2005年以降理論・実験の両面から多くの熱スピン効果に関する研究成果が報告されている。例えば、福島らは微小金属接合からなるCPP (current perpendicular plane)-GMR素子を電流磁化反転させた際の $I$ - $R$ 曲線の非対称シフトがペルチェ冷却効果に由来するとした<sup>(16)</sup>。CPP微小金属接合において実験的に見積もられたペルチェ係数はバルクから予想される値よりも数倍大きくなることが報告されている。その起源については現在も議論が交わされているが、この現象を応用すれば熱アシスト磁気記録における効率的な加熱や再生時の冷却などが可能になると期待されている。また、Gravierらは多層構造のナノワイヤーで観測された熱起電力とペルチェ効果をスピン依存の伝導現象として現

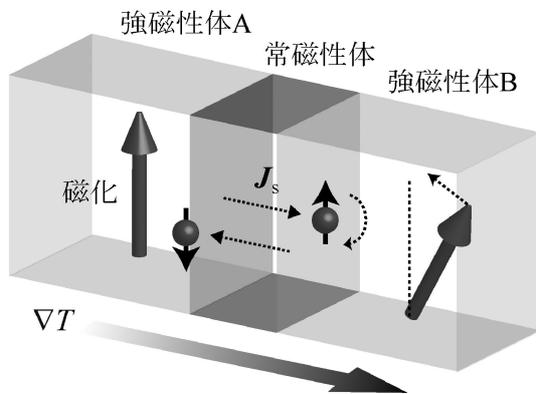


図3 強磁性/常磁性/強磁性金属接合における熱流誘起スピントルク効果の概念図。温度勾配 $\nabla T$ によってスピン流 $J_s$ が生成され、このスピン流が誘起するスピン角運動量移行(スピントルク)により、強磁性体の磁化が運動する。

象論的にモデル化しており<sup>(17)</sup>、Tsypliyatyevらは磁性クラスタを埋め込んだ金属中の熱磁気効果<sup>(18)</sup>をスピン流の観点から論じている<sup>(19)</sup>。最近では、スピネルンスト効果—熱流と垂直な方向にスピン流が生じる現象—の存在も理論的に予言されている<sup>(20)</sup>。

### 3. スピンゼーベック効果 —温度勾配によるスピン圧生成—

#### (1) ゼーベック効果とスピンゼーベック効果

以上のようにスピン流と熱流の交差効果に注目が集まる中、前節で触れたスピン版のゼーベック効果(以下、スピンゼーベック効果<sup>(8)-(11)</sup>)が実験的に観測された。従来のゼーベック効果は、温度差を付けた金属や半導体中に温度勾配に沿った方向の電圧が生成されるという現象であるが(図4(a))<sup>(13)</sup>、これに対しスピンゼーベック効果は、温度差を付けた強磁性金属中にスピン圧が誘起されるという現象である。スピンゼーベック効果の振る舞いを予測するために、まずは温度測定に広く用いられている熱電対と(一樣に磁化した)強磁性金属とのアナロジーから考えてみよう。熱電対はゼーベック係数が異なる2種の金属で構成される素子であり、両端の温度差に比例した電圧が出力端子に発生する(図4(b))。ゼーベック係数の値は状態密度などの電子構造によって決定される。一方、強磁性金属中には状態密度や散乱確率が異なる2つのスピン伝導チャンネル(アップスピン/ダウンスピン)が内在しており、これらのスピンサブバンドはそれぞれ異なるゼーベック係数を有する<sup>(21)</sup>。つまり、

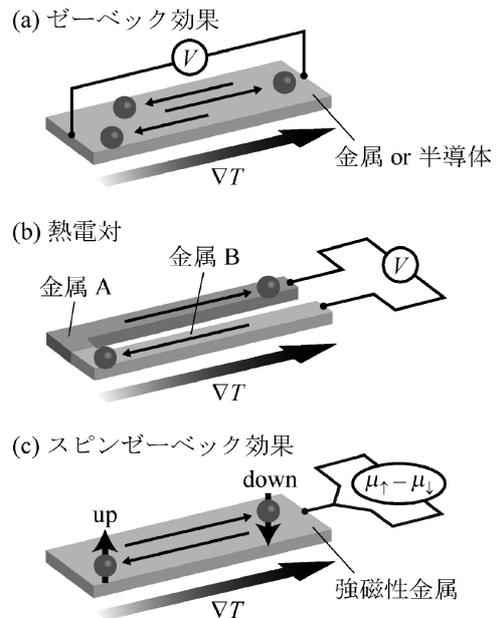


図4 (a)ゼーベック効果の模式図。(b)熱電対の模式図。(a),(b)では、開回路状態で電流は定常的にゼロになる。(c)スピンゼーベック効果の模式図。 $V$ は電圧、 $\nabla T$ は温度勾配、 $\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}$ はスピン圧(スピン依存電気化学ポテンシャル $\mu_{\sigma}$ ( $\sigma = \uparrow, \downarrow$ )の差)を表す。

強磁性金属は一種のスピンの熱電対になっていると考えることができ、ゼーベック係数のスピン依存性によって温度勾配に沿った方向に有限のスピン流が誘起される可能性がある(図4(c)). 温度勾配下の強磁性金属は開回路であるため熱電流は定常的にゼロになるが、これら2つのスピン伝導チャンネルはスピン軌道相互作用によって相互に結合しているためスピン流に対しては開回路にならない. すなわち、温度勾配下の強磁性金属中に誘起されたスピン流は純スピン流であり、これは定常的に有限値で流れ続けると考えられる<sup>(10)</sup>.

通常のゼーベック効果において温度勾配によって駆動された熱電流が試料端に電荷蓄積を誘起し、その結果電圧が生じるように、スピンゼーベック効果によって生じた純スピン流は試料中にスピン圧を誘起するであろう. 純スピン流が流れるということは、逆向きのスピンを持った電子流がそれぞれ逆向きに流れる状態を意味するので(図1(b), 図4(c)), 温度勾配下の強磁性金属の低温側と高温側にはそれぞれ逆符号のスピン圧が生じるはずである. このスピン圧の符号反転が、スピンゼーベック効果の特徴である<sup>(8)-(11)</sup>.

## (2) 逆スピンホール効果を用いたスピンゼーベック効果の検出原理と実験系

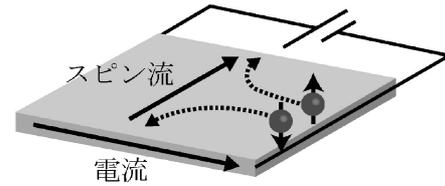
では、温度勾配によって生成されたスピン圧はどうすれば検出できるのだろうか. 著者らは、貴金属中の逆スピンホール効果と呼ばれる現象を用いてこのスピン圧を電氣的に検出することに成功した<sup>(9)</sup>. スピンホール効果とは、試料に電流が流れると電子スピンの偏極方向と電流の両方に直交する方向に純スピン流が誘起されるという現象である(図5(a))<sup>(22)-(35)</sup>. スピンホール効果はスピン軌道相互作用によりアップスピン電子とダウンスピン電子がそれぞれ逆向きに曲げられることによって生じ、誘起された純スピン流によって試料の両端付近にはそれぞれ逆向きのスピンが蓄積し、スピン圧が生成される. 電流からスピン流への変換効率はスピンホール角と呼ばれるパラメータによって表されるが、これはPtやAuなどスピン軌道相互作用が強い貴金属中において非常に大きな値をとることが実験的に確かめられている<sup>(6)(29)-(31)(33)</sup>. 一方、逆スピンホール効果はスピンホール効果の逆過程、すなわち物質中のスピン流が起電力に変換される現象であり、2006年に複数の研究グループによって実験的に初めて観測された(図5(b))<sup>(28)(29)</sup>. スピンホール効果と逆スピンホール効果の間には相反性が成立しており、スピン流から電流への変換効率もスピンホール角 $\alpha_{SH}$ で表される<sup>(6)(30)</sup>. すなわち、電子スピンの偏極方向を $\sigma$ 、注入されたスピン流の空間方向を $J_s$ とすると、逆スピンホール効果によって電場 $E_{ISHE}$ が

$$E_{ISHE} = (\alpha_{SH}/\sigma_c) J_s \times \sigma \quad (3)$$

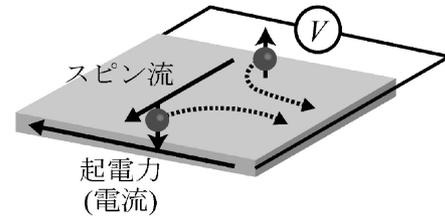
方向に生成される( $\sigma_c$ : 電気伝導率).

ここで、スピン圧が生じている強磁性金属に常磁性金属を接合した系を考えよう. 常磁性層を接合することによってスピン圧は強磁性層から常磁性層に浸入するが、スピン圧の大きさは常磁性層中のスピン緩和によって指数関数的に減衰し、スピン拡散長<sup>(36)</sup>と呼ばれる数~数百ナノメートル程度

(a) スピンホール効果



(b) 逆スピンホール効果



(c)

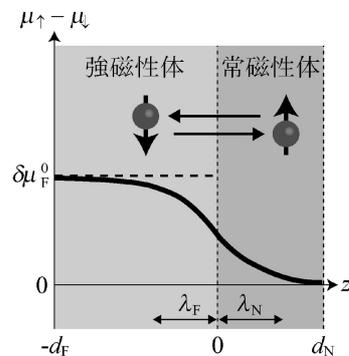


図5 (a)スピンホール効果の模式図. (b)逆スピンホール効果の模式図. (c)強磁性/常磁性金属接合の界面近傍におけるスピン圧分布の概念図. 常磁性層がない場合は $\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow} = \delta\mu_F^0$ の一定分布となる.  $d_{F(N)}$ は強磁性(常磁性)層の厚さ、 $\lambda_{F(N)}$ はスピン拡散長を表す.

の距離で消失する<sup>(6)(37)</sup>. その結果、界面付近にはスピン圧の勾配が生じ、スピン流が生成される(図5(c)). このスピン流は常磁性層の逆スピンホール効果によって起電力に変換される. すなわち、常磁性層にスピン軌道相互作用が強い物質を用い、逆スピンホール効果によって発生した起電力を測定することによって、強磁性金属中のスピン圧を電氣的に検出することができるのである.

図6(a), (b)にスピンゼーベック効果を観測するための試料系の模式図を示した. 幅4 mm, 長さ6 mm, 厚さ20 nmの強磁性金属 $Ni_{81}Fe_{19}$ 薄膜の端に、幅0.1 mm, 長さ4 mm, 厚さ10 nmのワイヤー状のPt薄膜を接合した複合構造となっている.  $Al_2O_3$ 基板上に $Ni_{81}Fe_{19}$ 層を高真空電子ビーム蒸着法を用いて成膜した後、Pt層をスパッタリング法により成膜した. Pt層の成膜直前に $Ni_{81}Fe_{19}$ 層の表面酸化膜をArイオンエッチングにより削ることで、界面での酸化の影響を除いた. このような試料に外部磁場を図6(a)のx方向に印加し、磁場と平行な方向に一樣に温度勾配を付けた. 温度勾配で $Ni_{81}Fe_{19}$ 層中に生成されたスピン圧によってPt層にスピン流が注入されれば、そのスピン流は逆スピ

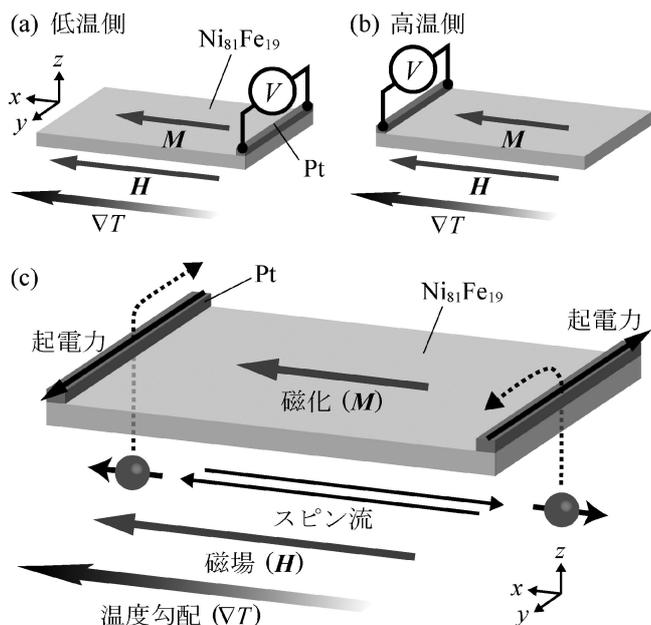


図6 (a), (b) スピンゼーベック効果を観測するための試料系の模式図((a): Pt層が低温側の場合, (b): Pt層が高温側の場合). (c) スピンゼーベック効果の測定原理.

ンホール効果によってPt層に沿った方向(y方向)の起電力に変換される(図6(c)). ここで,  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$  層の低温側, 高温側に生じるスピンの圧がそれぞれ逆符号であれば, 式(3)の対称性により, Pt層を $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 層の低温側に接合した場合と高温側に接合した場合とで, 生じる起電力もそれぞれ逆符号になると期待される. このような起電力の振る舞いは, スピンゼーベック効果によって誘起された逆スピンホール効果に特有のものである. なお, 図6(c)にはPt層が2本描いてあるが, 実際の試料において $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 層上に成膜されたPtは1本のみである. これはPt層を2本同時に接合させた場合に $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 層を通してそれぞれが導通してしまうことを避けるためであり, 実際は図6(a), (b)に示したように, 試料のPt層が接合されている側を低温側にした場合, 高温側にした場合において, それぞれPtの両端に発生した起電力を測定した. また, 以下に示す結果はすべて室温下において測定したものである.

### (3) $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 膜におけるスピンゼーベック効果の観測

図7にPt層の両端に生じた起電力の測定結果を示した. Pt層を低温側に接合した場合(図7(a)), 高温側に接合した場合(図7(b))のどちらの測定においても, 外部磁場強度を8 kA/m ( $> \text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ の保磁力)に固定した際の起電力の大きさは試料両端の温度差 $\Delta T$ に比例して増大しており,  $\Delta T = 21$  Kのときに約 $5 \mu\text{V}$ の信号が得られた. 起電力の符号はPt層が低温側, 高温側の場合でそれぞれ逆になっていることがわかる. また, 起電力の磁場依存性を図8(a), (b)に示したが, 起電力信号は磁場方向の反転に対応して符号反転し, ヒステリシスを描いていることがわかる. これは, 観測

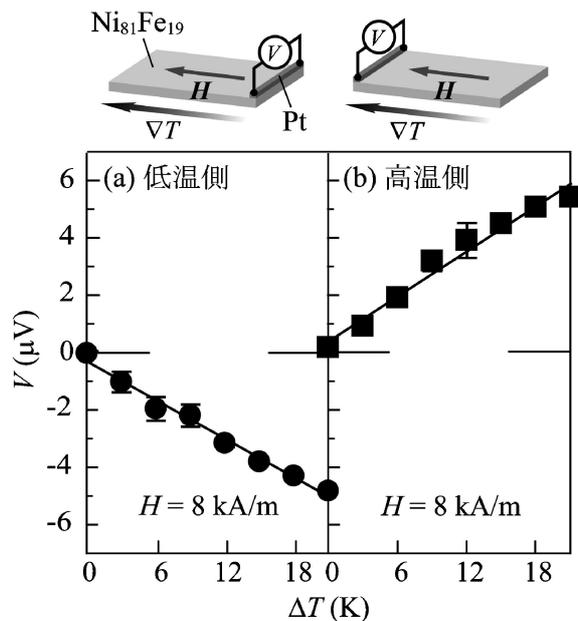


図7 (a), (b)  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Pt}$ 系における起電力(V)の温度差( $\Delta T$ )依存性((a): Pt層が低温側の場合, (b): Pt層が高温側の場合).

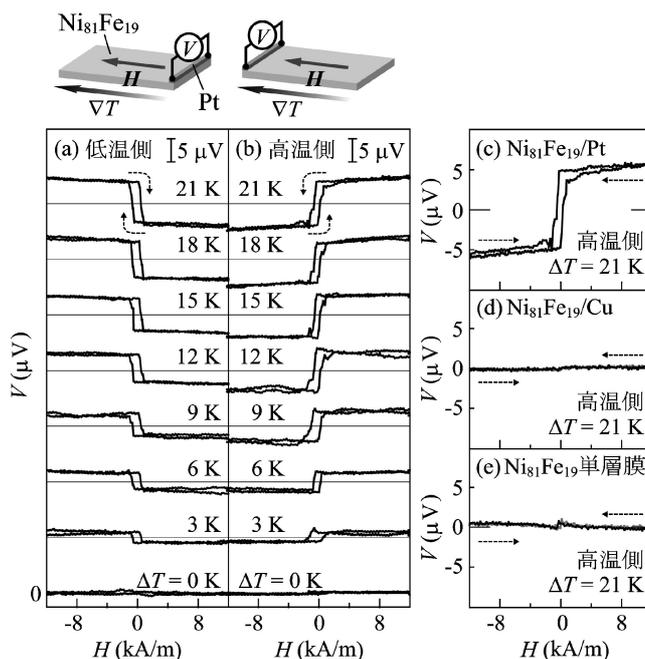


図8 (a), (b)  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Pt}$ 系における起電力の磁場(H)依存性. (c)-(e)  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Pt}$ 系,  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Cu}$ 系,  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 単層膜における起電力の磁場依存性. Cu層は高真空電子ビーム蒸着法で成膜し, 形状や膜厚はPtと同じとした.  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 単層膜では, 温度勾配と直交する方向に生じた起電力を高温側の端において測定した.

された起電力が磁化(スピン)の向きに依存していることを示している. 以上の起電力の異常な振る舞いは, 図6(c)や式(3)に示されたスピンゼーベック効果に由来する逆スピンホール効果の対称性と完全に一致するものである.

図8(d)には、Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>層に接合する常磁性金属層をPtからCuに置き換えた試料を用いて起電力の磁場依存性を測定した結果を示した。Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>/Pt系の場合(図8(c))と異なり、Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>/Cu系では起電力信号は全く観測されなかった。これは、スピン軌道相互作用が弱いCuのスピンホール角はPtのそれよりもはるかに小さいために、Cu層に注入されたスピン流が起電力に変換される効率が低下したためである。また、図8(e)にはPtを接合していないNi<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>単層膜における起電力測定の結果を示したが、磁場依存性を有する起電力信号はこの場合にも観測されなかった。すなわち、磁場印加方向と温度勾配が平行であるので、図6(a), (b)のセットアップではNi<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>層の異常ネルンストーエッチングスハウゼン効果<sup>(38)</sup>に由来する起電力成分は十分に抑制できていることが確かめられたといえる。以上より、Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>/Pt系で観測された特徴的な振舞いを示す起電力信号は、純粋にスピンゼーベック効果によって誘起された逆スピンホール効果の出力信号であるといえる。

#### (4) 温度勾配誘起スピン圧の空間分布測定

以上の実験結果により、スピンゼーベック効果によって生じたスピン圧は強磁性金属の両端で逆符号になることが確認されたが、試料端から離れた領域においてはどのようなスピン圧分布になっているのであろうか？ スピン圧の空間分布を調べるために、Pt層をNi<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>層の異なる位置に接合した複数の試料を用いて起電力測定を行った。これらの試料はすべて同時に成膜しており、温度勾配と磁場はPt層と直交する方向に印加した。測定結果を図9に示したが、起電力は試料端以外でも観測されており、上述の結果と同様に低温側、高温側では符号が反転した。また、Pt層をNi<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>層の中心に接合した場合には起電力は生じなかった。

Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>層に生じたスピン圧とPt層に誘起された逆スピンホール効果による起電力は比例するため<sup>(11)</sup>、この結果は温度勾配によって生成されたスピン圧がミリメートルスケールの試料においておよそ図9のような分布になっていることを示している。このようなスピン圧の長距離分布はスピンゼーベック効果の特徴であるが、これは実は単純な予想とは異なる結果である。スピン圧の分布は一般にスピン拡散方程式

$$\nabla^2(\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}) = \frac{1}{\lambda^2}(\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}) \quad (4)$$

に従うと考えられてきたが、式(4)はスピン圧がスピン拡散長 $\lambda$ 程度の距離で減衰する指数分布であることを表しているため、ミリメートルスケールの試料においてほぼ線形に分布しているスピン圧は式(4)では表現できないのである。それでは、なぜこのような空間分布のスピン圧が生じるのであろうか。ここでは、簡単な熱力学的な考察を行ってみよう<sup>(10)</sup>。

スピン拡散方程式を導出する際にはスピン依存電気化学ポテンシャル $\mu_{\sigma}$ に対する関係式 $\nabla\mu_{\sigma} = \nabla(\mu_{\sigma}^0 + e\phi) = (1/N_{\sigma})\nabla n_{\sigma} + e\nabla\phi$ を用いている( $\mu^0$ : 化学ポテンシャル,  $\phi$ : 静電ポテンシャル,  $N_{\sigma}$ : 状態密度, 電子数密度 $n_{\sigma}$ , 添え字の $\sigma$ は

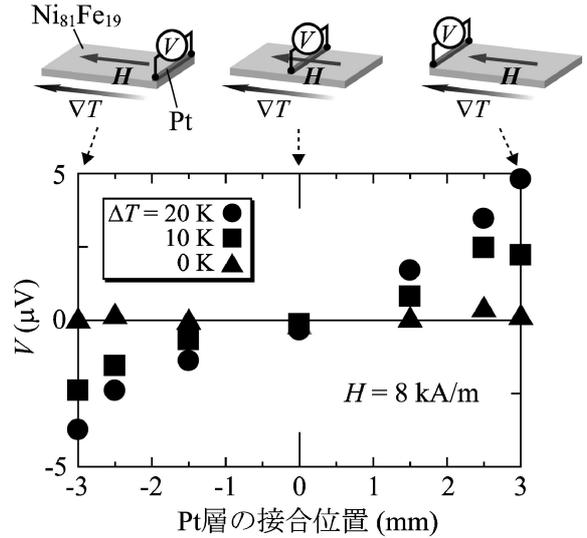


図9 Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>/Pt系における起電力のPt層接合位置依存性。

スピン方向を表す)<sup>(6)</sup>。しかし、この関係式は温度勾配のある系においては以下のように拡張される。化学ポテンシャル $\mu_{\sigma}^0$ は $n_{\sigma}$ だけでなく温度 $T$ にも依存するため、線形展開が使える範囲では温度勾配系における $\mu_{\sigma}$ の勾配は

$$\nabla\mu_{\sigma} = \left(\frac{\partial\mu_{\sigma}^0}{\partial T}\right)_{n_{\sigma}}\nabla T + \left(\frac{\partial\mu_{\sigma}^0}{\partial n_{\sigma}}\right)_{T}\nabla n_{\sigma} + e\nabla\phi \quad (5)$$

となり、新たに第1項による寄与が生じる。この第1項、第2項はそれぞれ電子のエントロピー、蓄積に由来する項、第3項は電場( $-\nabla\phi$ )による項である。蓄積項のスピンサブバンド間の差は従来のスピン拡散方程式(式(4))に従うスピン蓄積であるが、この項による寄与は試料端からスピン拡散長程度の距離で速やかに減衰するため、温度勾配方向の試料長さがスピン拡散長よりもはるかに長い場合にはバルク領域では第1項の寄与のみが残ると考えられる(第3項はスピン依存性がないのでスピン圧には寄与しない)。すなわち、現象論的には式(5)のエントロピー項が実験的に観測された温度勾配誘起スピン圧の起源であると考えられる。しかし、この寄与の微視的な理解は未だなされていない。そして、試料長さをさらに長くした場合にもこのような空間分布は保たれるのかどうか、すなわち(拡散領域のスピン流に対するスピン拡散長に相当するような)この現象を支配する長さスケールが存在するのかどうか、また伝導電子だけでなく局在スピンによる影響も考慮すべきかどうかなど、理論的側面については現在も盛んに議論が交わされている。

#### 4. まとめと今後の展望

本稿では、熱流に付随するスピントロニクス現象の基礎概念をごく簡単に紹介し、強磁性金属における温度勾配誘起スピン圧生成現象「スピンゼーベック効果」の検出実験および研究の現状について述べた。スピンゼーベック効果は最近になってその存在が認識されたものであり、微視的機構など未

