

マグノンドラッグ効果に関する理論的研究

Theoretical Study on Magnon-drag Effect

大江純一郎¹・星 幸治郎²・河野 浩³ ¹ 東邦大学理学部物理学科, ² 東京大学工学部物理工学科, ³ 名古屋大学理学部物理学科

J. Ohe¹, K. Hoshi², H. Kohno³, ¹Department of Physics, Toho University, ²Department of Applied Physics, The University of Tokyo, ³Department of Physics, Nagoya University
Tel: 047-472-7351, Fax: 047-472-7351, E-mail: junichirou.ohe@sci.toho-u.ac.jp

Thermoelectric effects in magnetic materials were theoretically investigated with a focus on the magnon-drag effect, in which charge currents are generated by the collective excitations of magnetization (magnons). For this purpose, we developed a numerical technique for calculating charge currents induced by magnetization dynamics. A temperature gradient is introduced by random magnetic fields consistent with the fluctuation-dissipation theorem. We identified two distinct components in magnon-drag currents, one coming from the spin-transfer effect and one from the momentum-transfer effect, which are interpreted in terms of spin-motive forces. We also investigated the anomalous Nernst effect induced by skyrmion texture. Magnon-drag transverse currents are generated by the Hall effect either in the electrons or in the magnons. We found that the latter process is dominant in our numerical results.

Key words: Thermoelectric effect, Magnon-drag effect, Seebeck effect, Anomalous Nernst effect

1. はじめに

温度勾配から電気エネルギーを取り出す熱電技術において、従来のバルク電子系の枠組みを超えた熱エネルギー変換機構が求められている。なかでも磁性体を用いた熱電現象は、スピンチャネルを介した新しい現象がいくつも報告され、次世代熱電技術の候補として注目を集めている。磁性体を使った熱電効果は、異常ネルンスト効果に代表されるように、温度勾配に対して横方向に電気シグナルが誘起されるのが特徴である¹⁾。横方向の電圧は温度勾配 ∇T に依存するため、電圧の積算をとるためには素子の幅を広くすればよく、温度差 ΔT を大きくする必要はない。また、磁性体中のバンド構造は局在電子を含んだ複雑なエネルギー準位が存在するため、大きな熱電応答を示す物質探索研究の舞台として磁性物質は魅力的である。

従来の第一原理計算を用いた熱電効果に対する理論的研究では、電子バンド構造から求められる熱電応答係数を議論している²⁾。一方、近年のスピントロニクス分野の発展によって、角運動量の流れであるスピン流も熱電効果に深く関わる事が明らかになった^{3,4)}。例えばスピンゼーベック効果^{5,6)}は温度勾配方向のスピン流が電気エネルギーに変換される。このスピン流には二種類あることが

知られており、一つは伝導電子の運ぶスピン角運動量の流れ、もう一つは磁性体の集団励起であるマグノンの運ぶ角運動量の流れである。伝導電子スピン流に関しては、磁性体中のスピン偏極電流はそのままスピン流なので上述の電子状態計算から議論することができる。しかしながら、スピン波の運ぶスピン流から誘起される熱電応答を理論的に扱うためには、マグノン・電流相互作用を考慮しなくてはならない。スピン波の流れが電流を誘起する現象はマグノンドラッグ効果と呼ばれ、実験・理論の両面から調べられている^{7)~13)}。

熱に関する理論解析の難しさは、ハミルトニアンに直接熱の効果を取り入れられないことに起因している。特に、温度勾配下で励起されるスピン波は、様々な振動数を含んでいるため、実際の磁化ダイナミクスを考慮するのは容易ではない。そこで、我々は磁化ダイナミクスを数値的に求め、実際のマグノンドラッグ効果を計算する方法を提案した (Fig. 1)¹⁰⁾。この方法を用いると、一様磁化だけでなく非一様磁化構造をバックグラウンドとしたマグノンドラッグ効果も議論することができる。特に、磁気スカームイオンのような2次元構造がある場合のマグノンドラッグ効果や、スピン波自体のホール効果によって、磁性熱電の増強が可能であることを示した。本稿では、マグノンドラッグ効果の計算方法や、多端子系での温度勾配下の電流・スピン流の解析を紹介する。

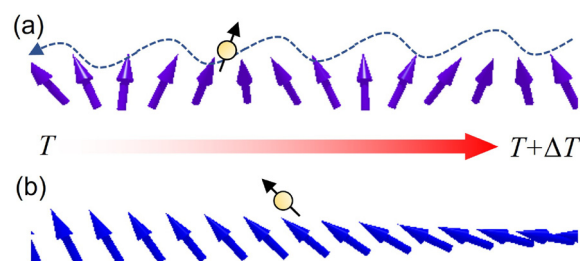


Fig. 1 Schematic view of magnon-drag effect. (a) Propagating spin waves push conduction electrons (momentum-transfer component). (b) Gradient of magnon density also induces charge current (spin-transfer component).

2. 磁化ダイナミクスから誘起される電流

磁性体中では磁化と伝導電子の結合により、磁化ダイナミクスが電気伝導を誘起することが知られている。スピントロニクス分野でよく知られているスピンポンピング現象は、強磁性体と非磁性体の接合面での s-d 結合を利用して¹⁵⁾、磁性体中の磁化が固定されている場合でも界面での s-d 相互作用は存在するが、磁化が歳差運動を行うことにより、伝導電子にとってスピン角運動量の湧き出しになっている点が重要である¹⁶⁾。この伝導電子スピン流が非磁性体中のスピン軌道相互作用によって、電流に変換される。このようなスピン流は、界面付近と試料内部でのスピン依存化学ポテンシャルの差から生じるスピン密度流である。伝導電子スピンの流れを生じさせる機構として、電流の場合と同様にドリフト流や断熱ポンピング機構が考えられる。本節では、スピン流に対する断熱ポンピング機構とスピン起電力について紹介する。

2.1 断熱ポンピング

電流を駆動する機構として、電子波動関数の幾何学的位相を利用するポンピング機構が Thouless によって提案された¹⁷⁾。ポンピング機構では、平均の電場がゼロであるにもかかわらず、電荷を一方方向に運ぶことができる。空間的な周期ポテンシャルを時間的に振動させることによって、電子波動関数に位相項 (Berry 位相) が付加される。運ばれる電荷はポテンシャルのパラメータ空間の囲む領域によって記述され、近年冷却原子系において実験的に観測された¹⁸⁾。非磁性体中の電荷ポンピングを計算するために、Brouwer は系の透過係数、反射係数を用いる方法を提案した¹⁹⁾。今、系のパラメータが断熱的に時間変化するとして、端子 l を通して流れる電流は、

$$\hat{j}_l(t) = \frac{e}{2\pi} \sum_{mn} \sum_{l'} \text{Im} \left(\hat{s}_{mn, l'l'} \frac{\partial \hat{s}_{mn, l'l'}^\dagger}{\partial t} \right), \quad (1)$$

と表せる。ここで、 $\hat{s}$ はスピン自由度を含む散乱行列であり、 l, l' は端子、 m, n は端子中の電子のチャンネルを表している。系のパラメータは任意であるが、マグノンドラッグ効果の場合はスピンダイナミクス $\vec{S}(\vec{r}, t)$ になる。 α 方向に分極したスピン流は

$$j_l^\alpha = \text{Tr} \hat{\sigma}^\alpha \hat{j}_l \quad (2)$$

によって得られる²⁰⁾。ここで $\hat{\sigma}$ はパウリ行列であるが、電流を計算する場合には単位行列にする。本稿で紹介する磁性体中の熱電効果の計算では、数値的に磁化ダイナミクスを求めることで、熱の効果を取り入れることができる。

2.2 スピン起電力

スピン流と磁化ダイナミクスの結合を利用する現象として、磁化構造を動かすスピントルク効果があげられる²¹⁾。この逆効果として、磁化ダイナミクスから電流を誘起する

スピン起電力と呼ばれる現象が理論、実験の両側面から盛んに研究されている^{22)~25)}。スピンポンピング効果とは異なり、スピン起電力は空間的に非一様な磁化構造を必要とする。磁性体中の伝導電子のハミルトニアンは

$$\mathcal{H} = \frac{\vec{p}^2}{2m} - J_{sd} \vec{\sigma} \cdot \vec{S}(\vec{r}, t) \quad (3)$$

と表せる。 J_{sd} は s-d 結合エネルギー、 $\vec{S}$ は磁化を担う局在スピンである。ここで、局在スピン $\vec{S}$ のダイナミクスから伝導電子に働く力を、有効電場の形で導く。電子のスピンが局在スピンの断熱的に追従する場合を想定して、s-d 相互作用が対角的になるよう、局所的なスピン回転 $\hat{U}$ を行うと、ハミルトニアンは

$$\begin{aligned} \mathcal{H}' &= \hat{U}^\dagger \mathcal{H} \hat{U} - i\hbar \hat{U}^\dagger \partial_t \hat{U} \\ &= \frac{(\vec{p} - e\vec{A}(\vec{r}, t))^2}{2m} - J_{sd} \hat{\sigma}_z S_z + eA_t \end{aligned} \quad (4)$$

となる。このような $\hat{U}$ は

$$\hat{U} = \exp \left(i \frac{\theta(\vec{r}, t)}{2} \hat{\sigma}_y \right) \exp \left(i \frac{\phi(\vec{r}, t)}{2} \hat{\sigma}_z \right) \quad (5)$$

で表される。ここで、 $\phi(\vec{r}, t), \theta(\vec{r}, t)$ は局在スピンの向き $\vec{S} = S(\cos\phi \sin\theta, \sin\phi \sin\theta, \cos\theta)$ を表す。電子の感じる有効ベクトルポテンシャル $\vec{A}$ は

$$\hat{A}_\mu = \frac{i\hbar}{e} \hat{U}^\dagger \partial_\mu \hat{U} \quad (6)$$

である。ここで $\mu = t, x, y, z$ である。伝導電子に働く有効電場は

$$E_\mu = -\partial_\mu A_t^z - \partial_t A_\mu^z \quad (7)$$

と表せる。ここで A_μ^z は $\hat{A}_\mu$ をパウリ行列で展開したときの σ^z の係数である。電子にかかる力は $\partial^\mu E_\mu = \pm E_\mu$ と書け、スピンの依存していることがわかる。また、この有効電場をスピン $\vec{S}$ で表すと

$$E_\mu = \frac{\hbar}{2eS^3} \vec{S} \cdot (\partial_t \vec{S} \times \partial_\mu \vec{S}) \quad (8)$$

となる。この表式は、電場が印加されていない非摂動状態で伝導電子スピンの向きが局在スピンの向きと平行である場合 (断熱近似) について求められた。一方、系にスピン軌道相互作用がある場合、非断熱項と呼ばれる効果が加わる。

$$E_\mu^\beta = \beta \frac{\hbar}{2eS^2} (\partial_t \vec{S} \cdot \partial_\mu \vec{S}) \quad (9)$$

本稿で話題にする熱によるスピンダイナミクスは、解析的に表すことができないため、数値的な方法を用いる。次節では温度勾配下でのマグノン励起について紹介する。

3. 温度勾配下のマグノン励起

一般に強磁性磁化のスピンダイナミクスは、Landau–Lifshitz–Gilbert (LLG) 方程式

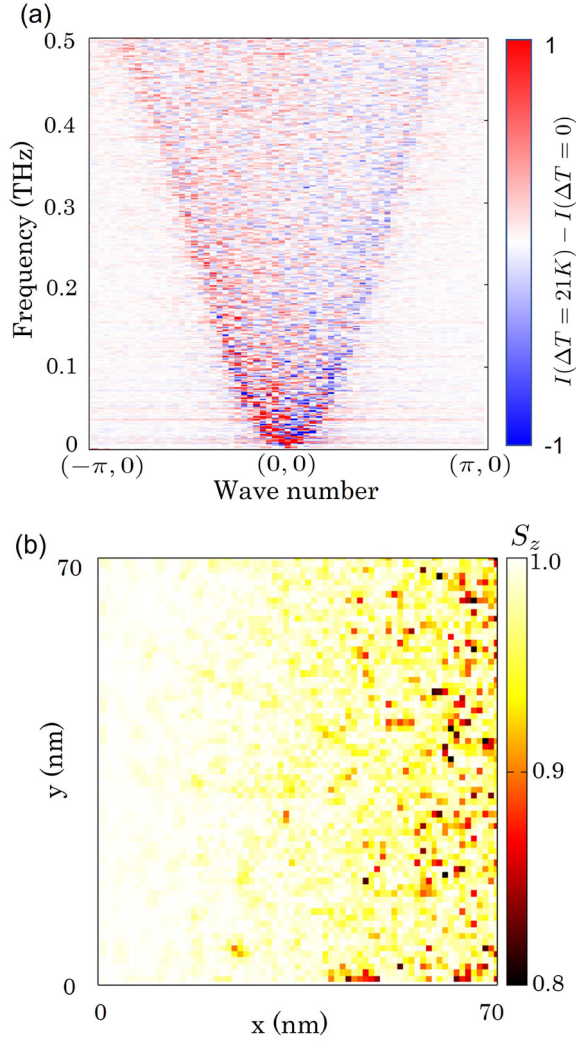


Fig. 2 Magnon intensity distribution in k -space (a) and in real space (b) under temperature gradient. (a) Intensity difference between $\Delta T = 21$ K and 0 K is plotted. (b) Snapshot of S_z is plotted for $\Delta T = 21$ K.

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = -\gamma(\vec{S} \times \vec{H}_{\text{eff}}) - \frac{\alpha}{S} \left(\vec{S} \times \frac{d\vec{S}}{dt} \right) \quad (10)$$

で記述される。ここで H_{eff} は局在スピンの感じる有効磁場、 α は Gilbert 緩和定数である。磁性体のハミルトニアンは、ハイゼンベルグ模型を用いて、

$$\mathcal{H}_{\text{mag}} = -J_{\text{ex}} \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \mu \sum_i \vec{S}_i \cdot \vec{B} + D \sum_i \left(\vec{S}_i \times \vec{S}_{i+\hat{x}} \cdot \hat{x} + \vec{S}_i \times \vec{S}_{i+\hat{y}} \cdot \hat{y} \right) \quad (11)$$

と表される。ここで D はジャロシンスキー・守谷 (DM) 相互作用の強さ^{26),27)} である。また、計算では 2 次元正方格子を用い、 i, j は格子点のインデックス ($\langle i, j \rangle$ は最近接の格子点) である。このハミルトニアンから得られる有効磁場 $\vec{H}_{\text{eff}} = \partial \mathcal{H}_{\text{mag}} / \partial \vec{S}$ を用い、4 次のルンゲクッタ法を利用して LLG 方程式を数値的に解いた。温度によるランダム

磁場は

$$\langle B_T^\mu(x_i, t) B_T^\nu(x_j, t') \rangle = \frac{2\alpha k_B T(x_i)}{\gamma M_s V} \delta_{\mu\nu} \delta_{ij} \delta(t - t'), \quad (12)$$

で表される²⁸⁾。ここで V は単位胞の体積を表す。温度勾配は、ランダム磁場の振幅の空間変化で記述できる：

$$T(x_i) = \Delta T \frac{x_i}{L_x} + T_0. \quad (13)$$

温度によるランダム磁場は、ホワイトノイズで導入するため、あらゆる周波数のマグノンを励起できる。本研究では、スピン間の強磁性結合を考えているので、波数に対して 2 乗の分散関係を持つ強磁性モードのスピン波が励起される。得られたスピンドイナミクス $\vec{S}(\vec{r}, t)$ をフーリエ変換することによって、波数ごとのマグノン励起強度が計算できる。Fig. 2(a) は温度勾配を印加した時のマグノン励起強度である。強度分布を見やすくするために温度が均一な場合の励起強度との差をとっている。図から明らかなように、温度勾配方向の波数を持つマグノンが多く励起されている。このマグノンは強磁性結合モードなので、平面波で表される。前節のスピン起電力の表式 (8) から、平面波によるスピン起電力は生じないことがわかるので、熱平均をとった後のスピン起電力はゼロになっているはずである。しかしながら、温度勾配は揺動力の空間勾配によってあらわされるため、マグノン振幅の空間勾配を生み出す。また、LLG 方程式には Gilbert 緩和項が含まれているので、マグノンの進行とともに振幅が減衰する (Fig. 2(b))。このような振幅の空間勾配と非断熱スピン起電力によって、強磁性体中のマグノンドラッグ効果が生じる。通常、非断熱項はスピン軌道相互作用によって生じるが、本研究では取り入れていない。本研究では、測定するために接合した非磁性体によってスピン緩和が生じていると考えられる。次節では実際に端子を接合した場合のマグノンドラッグ電流の計算結果を紹介する。

4. マグノンドラッグ効果

本節では、式 (10) で記述される局在スピンドイナミクスによるポンピングを数値計算により求めた結果を紹介する。実際に観測される電流を計算するために、Fig. 3 のような非磁性体の端子が接続された 4 端子系を考える。式 (1) 中の透過係数、反射係数はタイトバインディング模型に対するグリーン関数法によって計算を行った¹⁰⁾。温度勾配方向に対して、平行・垂直向きに誘起される電流を計算した。それぞれの電流は、ゼーベック効果と異常ネルンスト効果に対応している。温度勾配下の磁化ダイナミクスは揺動力で駆動されるため、誘起された電流も時間に対して揺らいでいる。そこで、電流に対して 0.5 ナノ秒間の平均をとった。ゼーベック電流 (j_{SE}) と異常ネルンスト電流 (j_{ANE}) は、

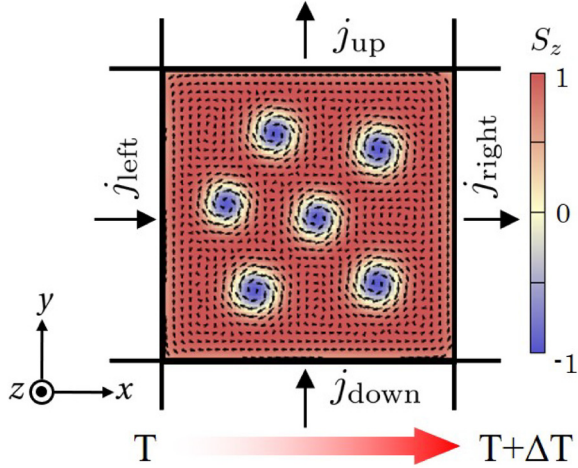


Fig. 3 Four-terminal geometry for calculating magnon-drag effect. Normal leads are attached to square sample. Charge current in each lead is calculated.

$$\langle j_{SE} \rangle = \langle j_{right} \rangle - \langle j_{left} \rangle, \quad (14)$$

$$\langle j_{ANE} \rangle = \langle j_{up} \rangle - \langle j_{down} \rangle. \quad (15)$$

で表される。ここで j_{left} は Fig. 3 の left 端子を流れる電流である。本節では、まず一様磁化状態におけるマグノンドラッグ効果について述べ、次に基底状態として非一様な磁化構造がある場合の効果について述べる。

4.1 一様磁化状態でのマグノンドラッグ効果

はじめに一様な強磁性状態でのマグノンドラッグ効果についての結果を紹介する。スピン間の強磁性相互作用によって、温度勾配では平面波で表されるマグノンが励起されている。式 (8) より、平面波で表されるマグノンに対しては、スピン起電力の断熱成分はゼロであるが、マグノン振幅の空間勾配や、非磁性体端子の接続による非断熱項の効果は存在する。山口らは温度勾配の効果を保想的な重力ポテンシャルで記述する微視的理論でマグノンドラッグ効果を計算し、電子の流れに対して

$$\langle j_{el} \rangle^{SE} = \frac{\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}}{2e^2} \left(1 - \frac{\beta}{\alpha} \right) \mathcal{J}_{mag} \nabla T \quad (16)$$

という表式を得た⁹⁾。ここで、 $\mathcal{J}_{mag}$ はマグノンのエントロピー密度、 β はスピントルク項の非断熱成分の大きさである。式 (16) の第 1 項はスピン移行成分と呼ばれ、式 (8) に対応する (直接的には、マグノン振幅の空間勾配による)。 β に比例する第 2 項は運動量移行成分と呼ばれ、非断熱項の式 (9) に対応する。また、この式からわかるようにスピン移行成分と運動量移行成分は、互いに逆方向の電流を生み出す。つまりスピン移行成分は低温から高温へ、運動量移行成分は高温から低温へ流れる。Fig. 4 に数値計算の結果を示す。図からわかるように温度勾配に対して負の方向に電流 (正確には電子の流れ) が誘起されている。このことより、非断熱成分である運動量移行が支配的な寄与をしている。通常、運動量移行成分はスピン軌道相

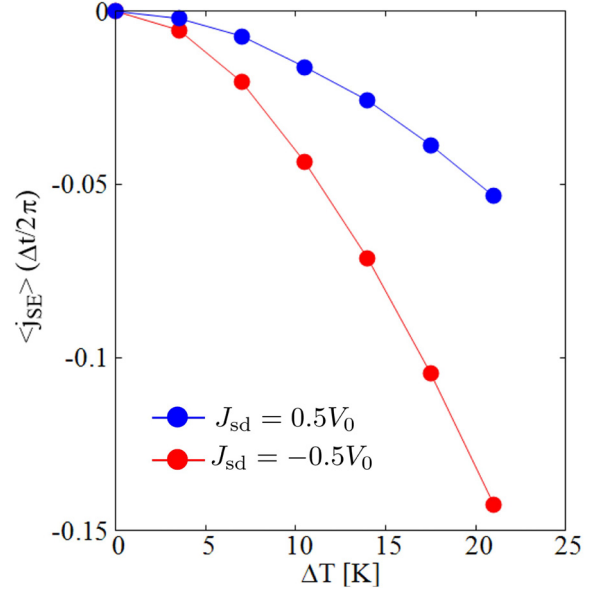


Fig. 4 Magnon-drag Seebeck currents in uniform ferromagnet. They are enhanced when s-d exchange coupling is antiferromagnetic ($J_{sd} < 0$).

互作用によるスピン緩和に起因するが、この系では電流測定のために配置した非磁性体端子との接合部分でのスピン緩和に起因すると考えられる。

式 (16) は伝導電子と局在スピンの s-d 結合エネルギー J_{sd} の符号によらず成り立つ。上では J_{sd} が正であると仮定して議論したが、ここで J_{sd} が負の場合を考えると、伝導電子のスピン分極と非断熱項 β の符号が変わる。式 (16) 中では、 $(\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow})$ と β の符号が変わるため、運動量移行成分の符号は変わらないが、スピン移行成分の符号が変わる。このことは、 J_{sd} が負の場合には運動量移行成分とスピン移行成分が同符号になり、電流の絶対値が増大することを意味する。Fig. 4 の $J_{sd} = -0.5V_0$ の時の電流値を見ると、 $J_{sd} = 0.5V_0$ の場合に比べて 3 倍程度電流の値が増加している。これは磁性熱電材料を選ぶときに非常に重要な情報であり、例えば $\text{Sr}_2\text{FeMoO}_6$ などは J_{sd} が負 (反強磁性的結合) であることが報告されている³⁰⁾。また、数値計算では、温度勾配に対して $j \propto (\Delta T)^2$ のような依存性を示しているが、これは、 $T=0$ としたため式 (16) の $\mathcal{J}_{mag}$ も ΔT に比例するため、 ΔT に対する線形応答に矛盾しているわけではない。

以上、一様磁化状態においてマグノンドラッグ過程がゼーベック効果に寄与することを見た。これは温度勾配に対して平行に流れる成分であり、垂直成分 (異常ネルンスト効果) は誘起されていない。これは、電子系に外部磁場が印加されていないためである。しかしながら、磁性体の基底状態として非一様な磁化構造があると状況は変わる。次節では、ねじれたスピン構造がある場合のマグノンドラッグ効果について紹介する。

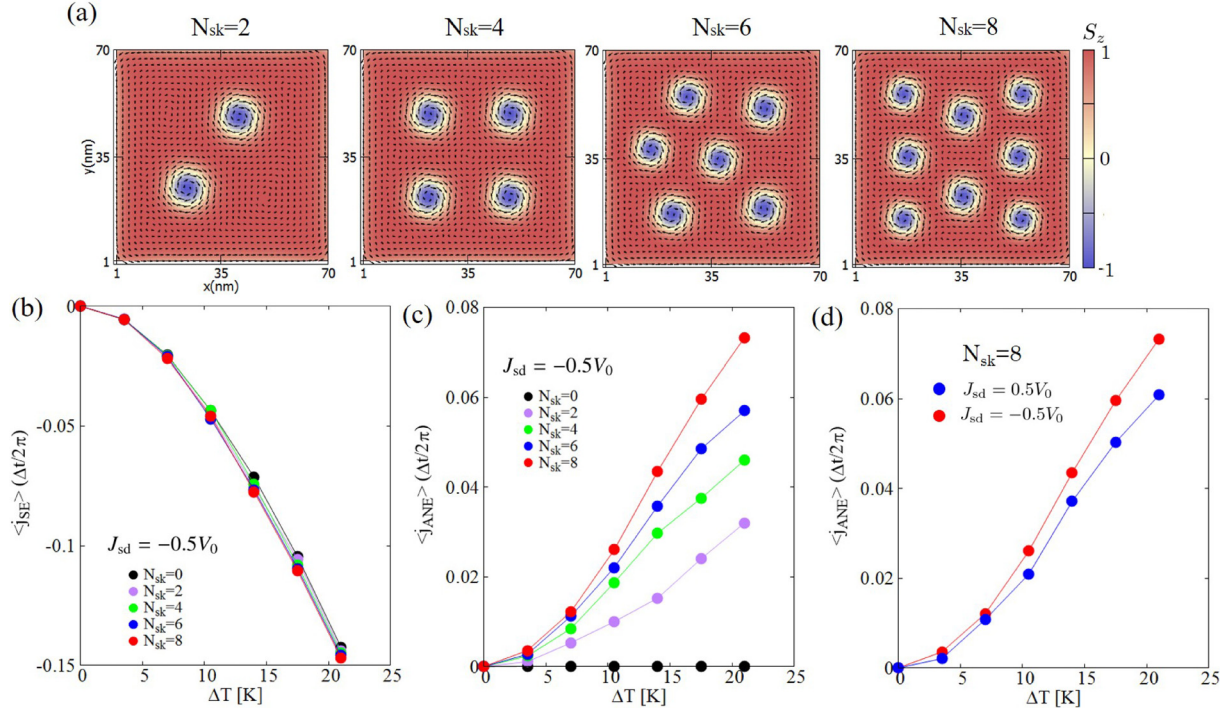


Fig. 5 (a) Spin configuration of skyrmion system with $N_{sk} = 2, 4, 6, 8$. (b) Seebeck current $\langle j_{SE} \rangle$ in skyrmion system. Magnitude of current is almost unaffected by skyrmion structure. (c) Anomalous Nernst current $\langle j_{ANE} \rangle$ that flows perpendicular to temperature gradient. (d) $\langle j_{ANE} \rangle$ with sign reversal of J_{sd} .

4.2 カイラル磁性体中のマグノンドラッグ効果

近年、空間反転対称性の破れた結晶構造をもつ磁性体において、ねじれた磁化構造の報告がされている^{31),32)}。このような磁性体中では、ジャロシンスキー・守谷 (DM) 相互作用が働き、隣接スピンを互いに垂直にしようとするためである。式 (11) 中の DM 相互作用と強磁性結合の競合により、1次元螺旋磁化構造や2次元スカイミオン磁化構造などが実現する。特に、2次元スカイミオン構造 (磁気渦構造) は、磁化構造そのものが情報担体となるなど、次世代スピントロニクス素子への応用が期待されている。このようなねじれた磁化構造がある磁性物質をカイラル磁性体と呼ぶ。カイラル磁性体中では、スピンスカラーカイラリティによる創発磁場 $B_{sk} = (\hbar/S^3)\vec{S} \cdot (\partial_x \vec{S} \times \partial_y \vec{S})$ を電子が感じることによって異常ホール効果の増大が起こる^{29),33)}。本稿で議論する異常ネルンスト電流においても同様の効果が期待できる。

ランダムな磁化配置を初期状態として時間発展を計算すると、終状態として整数個のスカイミオンをもつ磁化構造が得られる。本稿では、Fig. 5(a) に示すように $N_{sk} = 2, 4, 6, 8$ 個のスカイミオンをもつ状態を用意した。Fig. 5(b)–(d) にマグノンドラッグ効果の計算結果を載せる。伝導電子の感じる磁場の強さはスカイミオンの個数に比例するので、個数とともに異常ネルンスト効果が増大することがわかる (Fig. 5(c))。一方、スカイミオンの個数が変化しても温度勾配方向のゼーベック電流は変化しない

(Fig. 5(b))。このことはスカイミオン構造がある場合のマグノンドラッグ効果は、横方向スピン流の湧き出しになっていることを意味する。

マグノンドラッグによる異常ネルンスト効果の物理的機構として2種類が考えられる。一つは温度勾配方向のマグノンドラッグ効果によって誘起されたゼーベック電流が、スカイミオン構造による有効磁場を感じて横方向に曲げられるという機構である。もう一つは、誘起されたマグノンの流れがスカイミオン構造によって横方向に曲げられ (マグノンホール効果)、その横方向のマグノン流によって電子がドラッグされるという機構である³⁴⁾。これらの成分は線形応答理論を用いて解析的に計算することができ、それぞれ

$$\langle j_{el} \rangle_{el-iSHE}^{ANE} = \frac{\eta_{\uparrow} + \eta_{\downarrow}}{2e^2} \left(1 - \frac{\beta}{\alpha} \right) \mathcal{J}_{mag} (\vec{B}_{sk} \times \nabla T), \quad (17)$$

$$\langle j_{el} \rangle_{mag-HE}^{ANE} = \frac{\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}}{2e^2} \frac{\beta}{\alpha^2} \frac{J_{\mathcal{N}_{mag}}}{T} (\vec{B}_{sk} \times \nabla T), \quad (18)$$

で与えられる。ここで、 $\mathcal{N}_{mag}$ は単位胞あたりのマグノン数、 $\eta_{\uparrow} B_{sk}$ ($-\eta_{\downarrow} B_{sk}$) はスピン $\uparrow$ ($\downarrow$) 電子のホール伝導度である。式 (17) において $\eta_{\uparrow} - \eta_{\downarrow}$ でなく $\eta_{\uparrow} + \eta_{\downarrow}$ が現れているのは、マグノンドラッグによって誘起されるのは、電流というよりもスピン流であること、さらに、有効磁場は電子のホール効果というよりは (逆) スピンホール効果を引き起こすためである。式 (18) で $(1 - \beta/\alpha)$ という因子の1に相当する寄与が欠けていることは、マグノンホール流は運動

量移行効果によってのみその方向に電子を駆動することができ、スピン移行効果は効かないことを示している。これは、マグノンドラッグ効果におけるスピン移行効果は、電子のスピン化学ポテンシャルを通じての準熱平衡過程であるためであると思われる⁹⁾。一方、式(17)は、式(16)と同じ過程で誘起された縦電流が有効磁場で曲げられたもので、スピン移行効果と運動量移行効果の両方が寄与する。

それぞれの成分は、 J_{sd} の符号反転に対する横電流の変化を調べることによって同定することができる。式(17)、(18)の中で J_{sd} の符号反転で符号を変える項は、式(17)の β に比例する項のみである。数値計算の結果をFig. 5(d)に示す。前節で見た縦電流と異なり、 J_{sd} の符号反転のもとでの横電流(J_{ANE})の変化は非常に小さいことがわかる。もし式(17)の方が主要な寄与であるならば、縦電流と同じく3倍程度の増大が期待されるが、そうになっていないことから、式(18)の寄与が主要であると考えられる。すなわち、マグノンホール効果で軌道を曲げられたマグノンが、運動量移行効果によって電子を駆動する過程が主要となっている。

5. ま と め

本稿では、磁性体の熱電効果、特に温度勾配下でのマグノンドラッグ効果について数値計算を用いた理論的研究を紹介した。温度勾配下の磁性体中では、電子バンド構造に起因する通常の熱電電流やフォノン・電子間相互作用によるフォノンドラッグ効果が存在する。本研究では、磁性体の素励起であるマグノンと電子間の相互作用によって生じる電流に注目した。磁化ダイナミクスから誘起される電流として、磁性体・非磁性体界面で発生するスピン密度流によるスピンポンピング効果があげられるが、マグノンドラッグ効果はスピン流を直接駆動している点で物理的機構が異なる。本稿では、主に強磁性結合によるマグノンの運ぶ電流について議論をしたが、磁性体中には双極子相互作用によるマグノン(静磁モード)や、マグノン結晶中のトポロジカルなマグノンなど様々な種類が存在するため、大きなマグノンドラッグ効果を生む磁性体の研究はさらに発展する可能性がある。また、非磁性体端子との接合系では、接合面でのスピン緩和のため、系にスピン軌道相互作用がなくても、スピン起電力の非断熱項が出てくるなど、新しい効果も期待できる。一般に熱電効果に対する主な寄与はフォノンであるが、本研究のようなマグノンを利用することで、磁場による熱電制御が可能となる。

謝 辞 本稿の内容は、山口皓史氏、竹内祥人氏との共同研究に基づく。本研究は、JSPS 科研費(19K05253, 21H01799, 21H05016)、およびJST, CREST, JPMJCR1524の助成を受けて行われた。

References

- 1) M. Mizuguchi, S. Ohata, K. Uchida, E. Saitoh, and K. Takanashi: *Appl. Phys. Express*, **5**, 093002 (2012).
- 2) Y. Mizuta, and F. Ishii: *Sci. Rep.* **6**, 28076 (2016).
- 3) G. E. W. Bauer, E. Saitoh, and B. J. van Wees: *Nat. Mater.*, **11**, 391 (2012).
- 4) T. An, V. I. Vasyuchka, K. Uchida, A. V. Chumak, K. Yamaguchi, K. Harii, J. Ohe, M. B. Jungfleisch, Y. Kajiwara, H. Adachi, B. Hillebrands, S. Maekawa, and E. Saitoh: *Nat. Mater.*, **12**, 549 (2013).
- 5) K. Uchida, S. Takahashi, K. Hanrii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa, and E. Saitoh: *Nature*, **455**, 778 (2008).
- 6) K. Uchida, J. Xiao, H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, J. Ieda, T. Ota, Y. Kajiwara, H. Umezawa, H. Kawai, G. E. W. Bauer, S. Maekawa, and E. Saitoh: *Nat. Mater.*, **9**, 894 (2010).
- 7) M. E. Lucassen, C. H. Wong, R. A. Duine, and Y. Tserkovnyak: *Appl. Phys. Lett.*, **99**, 262506 (2011).
- 8) B. Flebus, R. A. Duine, and Y. Tserkovnyak: *Europhys. Lett.*, **115**, 57004 (2016).
- 9) T. Yamaguchi, H. Kohno, and R. A. Duine: *Phys. Rev. B*, **99**, 094425 (2019).
- 10) K. Hoshi, T. Yamaguchi, A. Takeuchi, H. Kohno, and J. Ohe: *Appl. Phys. Lett.*, **117**, 062404 (2020).
- 11) F. J. Blatt, D. J. Flood, V. Rowe, P. A. Schroeder, and J. E. Cox: *Phys. Rev. Lett.*, **18**, 395 (1967).
- 12) M. V. Costache, C. Brindoux, I. Neumann, and S. Valenzuela: *Nat. Mater.*, **11**, 199 (2012).
- 13) D. Miura, and A. Sakuma: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **81**, 113602 (2012).
- 14) S. J. Watzman, R. A. Duine, Y. Tserkovnyak, S. R. Boona, H. Jin, A. Prakash, Y. Zheng, and J. P. Heremans: *Phys. Rev. B*, **94** 144407 (2016).
- 15) E. Saitoh, M. Ueda, and H. Miyajima: *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 182509 (2006).
- 16) A. Takeuchi, and G. Tatara: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **81**, 033705 (2012).
- 17) D. Thouless: *Phys. Rev. B*, **27**, 6083 (1983).
- 18) S. Nakajima, T. Tomita, S. Taie, T. Ichinose, H. Ozawa, L. Wang, M. Troyer, Y. Takahashi: *Nat. Phys.*, **12**, 296 (2016).
- 19) P. W. Brouwer: *Phys. Rev. B*, **58**, R10135(R) (1998).
- 20) Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G. E. W. Bauer: *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 117601 (2002); *Phys. Rev. B* **66**, 224403 (2002).
- 21) G. Tatara, and H. Kohno: *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 086601 (2004).
- 22) G. E. Volovik: *J. Phys. C*, **20**, L83 (1987).
- 23) A. Stern: *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 1022 (1992).
- 24) S. E. Barnes and S. Maekawa: *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 246601 (2007).
- 25) J. Ohe, S. E. Barnes, H.-W. Lee, and S. Maekawa: *Appl. Phys. Lett.*, **95**, 123110 (2009).
- 26) I. E. Dzyaloshinskii: *J. Phys. Chem. Solids*, **4**, 241 (1958).
- 27) T. Moriya: *Phys. Rev.*, **120**, 91 (1960).
- 28) W. F. Brown: *Phys. Rev.*, **130**, 1677 (1963).
- 29) N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A. H. MacDonald, and N. P. Ong: *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 1539 (2010).
- 30) M. Tovar, M. T. Causa, A. Butera, J. Navarro, B. Martinez, J. Fontcuberta, and M. Pasquetti: *Phys. Rev. B*, **66**, 024409 (2002).
- 31) S. Mühlbauer, B. Binz, F. Jonietz, C. Peiderer, A. Rosch, A. Neubauer, R. Georgii, and P. Böni: *Science*, **323**, 915

(2009).

- 32) X. Z. Yu, Y. Onose, N. Kanazawa, J. H. Park, J. H. Han, Y. Matui, N. Nagaosa, and, Y. Tokura: *Nature*, **465**, 901, (2010).
- 33) A. Neubauer, C. Pfleiderer, B. Binz, A. Rosch, R. Ritz, P. G. Niklowitz, and P. Böni: *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 186602 (2013).
- 34) Y. Onose, T. Ideue, H. Katsura, Y. Shiomi, N. Nagaosa, Y. Tokura: *Science*, **329**, 297 (2010).

(2021 年 8 月 20 日受理)

大江 純一郎 おおえ じゅんいちろう

2002 年 北海道大学量子物理工学専攻修了, **同年** 日本学術振興会特別研究員 (PD), **2004 年** ドイツ・ハンブルク大学理論物理学研究所 博士研究員, **2008 年** 東北大学金属材料研究所 博士研究員, **2010 年** 日本原子力開発機構 博士研究員, **2011 年** 東邦大学理学部物理学科 講師, **2014 年** 同准教授, **2020 年** 同教授, 現在に至る.

専門 物性理論

博士(工学)

星 幸治郎 ほし こうじろう

2021 年 東邦大学大学院理学研究科物理学専攻博士後期課程修了, **同年** 東京大学工学部物理工学科博士研究員, 現在に至る.

専門 物性理論

博士(理学)

河野 浩 こうの ひろし

1991 年 京都大学理学研究科物理学第一専攻修了, **同年** 東京大学物性研究所助手, **1992 年** 同理学部助手, **1999 年** 大阪大学基礎工学部助教授 のち准教授, **2013 年** 名古屋大学理学研究科教授, 現在に至る.

専門 物性理論

理学博士