

スピン軌道相互作用による 創発インダクタンス

日本原子力研究開発機構先端基礎研究センター 家田淳一・荒木康史
東北大学学際科学フロンティア研究所 山根結太

§1 はじめに

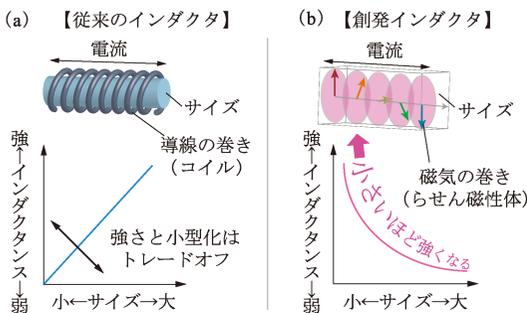
インダクタは、電子回路の基本素子の1つであり、電流の急速な変化を妨げるインダクタンスを持つ。電子機器を動作させるための電源回路では、電流の安定化や電圧の変換を実現するためにインダクタが必須となる。また、高速・大容量の信号処理回路の中では、インダクタは高周波数の信号増幅やノイズ除去等の役割を果たしており、昨今さまざまな機器に電子回路を内蔵する要請から、その小型化と省電力化が求められている。しかし、導線を巻いたコイルを用いる従来のインダクタでは、インダクタンスの強度がコイル断面積に比例することから、強度と小型化には原理的なトレードオフの関係がある[第1図(a)]。現在商業的に用いられている高周波回路用の小型インダクタは、0.1-1 mm程度のサイズであり、回路全体の小型化を妨げる大きな障壁となっている。

近年スピントロニクスの効果を活かすことで、らせん磁性金属がインダクタとしての機能を実現しうることが指摘された¹⁾。この新原理のインダクタでは、コイルのような導線の巻きを作らずに「磁化の巻き」を使うところが新しい[第1図(b)]。電流のつくる磁場を介した電磁誘導ではなく、磁化と電流の相互作用を利用することで、インダクタンスが素子断面積に反比例するという常識を覆すような機能が実現される。

この仕組みは永長により「創発インダクタ」(emergent inductor)と命名され、横内らによってらせん磁性体 $Gd_3Ru_4Al_{12}$ を用いた実験で実証された²⁾。この初期の報告の詳細については、本誌の解説記事³⁾を参照して頂きたい。本稿では、創発インダクタにおけるスピン軌道相互作用が果たす役割⁴⁻⁶⁾を中心に紹介を行う。

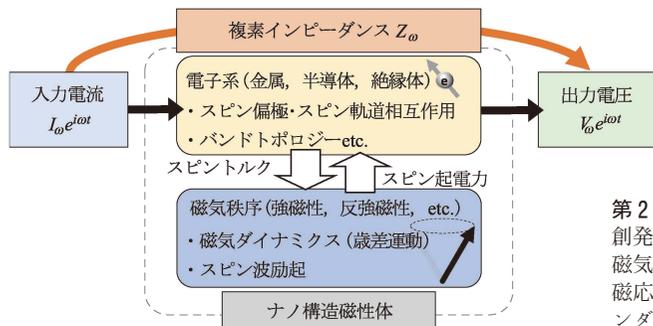
§2 創発インダクタとは

創発インダクタの機能は、スピントロニクス分野でよく知られた2つの効果で構成される。1つ目は、電流による磁化制御法である「スピン移行トルク」(spin-transfer torque, 以下STT)であり、らせん磁性体に電流を流すことで磁化ダイナミクスが誘起される^{7,8)}。ここで、磁性体中の伝導電子はスピン偏極しており、電流はスピン角運動量の流れ、つまり「スピン流」として磁化にトルク(角運動量の時間変化)をもたらす。注目すべきは、STTは磁性体のサイズが小さくなるほど効果が大きくなる点である。これは、1原子あたりの磁化に作用するスピン流の割合、つまりスピン



第1図

(a) コイルインダクタと (b) 創発インダクタの比較。インダクタンスのサイズ(断面積)依存性が大きく異なる。



第2図
創発インダクタンスの発現機構の模式図。
磁気秩序と結合した電子系における創発電
磁応答の組み合わせで、さまざまな創発イ
ンダクタが構成できる。

流密度が増えるためである。実際、磁性体がおよそ100 nmを切る領域で、電流磁場による従来からの磁化制御法を凌駕する磁気データの書き込み能力が実証されている。

2つ目が、STTの逆過程として知られている「スピン起電力」(spinmotive force, 以下SMF)という効果であり、磁化ダイナミクスからの電圧生成を実現する。一般に磁化構造に時空間変化がある場合、磁化と交換相互作用をする伝導電子スピンの運動は創発ゲージ場によって見通しよく理解することができるが、スピン起電力はその電場成分によって与えられる⁹⁻¹²⁾。

これらSTTとSMFを組み合わせ、交流電流 $I = I_\omega e^{i\omega t}$ の入力→STTによる磁化ダイナミクス誘起→SMFによる交流電圧 $V = V_\omega e^{i\omega t}$ の出力という一連の過程を調べることで、複素インピーダンス $Z_\omega = V_\omega / I_\omega$ が定義される(第2図)。その周波数特性は、電流による磁化ダイナミクスの交流応答 $m_\omega e^{i\omega t}$ を反映しており、リアクタンス成分 $\text{Im}Z_\omega$ の周波数 ω に比例する部分を低周波極限で抜き出すと、創発インダクタンス

$$L_0 = \left(\frac{\hbar}{2e} \right)^2 \frac{p^2 q^2 l}{K A} \quad (1)$$

が見いだされる¹⁾。ここで、 \hbar はディラック定数、 e は素電荷であり、 p, q, K がそれぞれ物質固有のスピン分極率、らせん磁化の波数、らせん面を容易面とする磁気異方性定数を表す。残る l, A は電流印加方向に測った素子長と素子断面積を表わし、 A の減少とともにインダクタンスが増大することがわかる。式(1)の A^{-1} 依存性は、 Z_ω の評価において電流密度を電流に換算するとき生じる。これは、透磁率 μ のコアに単位長さあたり n 巻き

のソレノイドコイルが示すインダクタンス $L_{\text{coil}} = \mu n^2 l A$ と対照をなし、STTがスピン流(電流)密度に比例する効果であることに由来する。式(1)に \hbar が現れることから、古典電磁気学を超えた量子力学的効果であることがうかがわれ、電流とスピンの変換率を表わすスピン分極率 p は、STTとSMFの両過程を経由する際に一度ずつかかる。また、コイルの巻き線密度 n とらせん磁化の波数 q に対応が見られるのも興味深い。ともに巻きが密な場合にインダクタンスが増大する。数値的な見積もりとして、 $p=1, q=1 \text{ nm}^{-1}, K=0.1 \text{ MJ} \cdot \text{m}^{-3}$ を用いると、 $L_0 = l/A \text{ nH} \cdot \text{nm}$ が得られ、小型の商用インダクタのサイズ¹³⁾ $l=0.6 \text{ mm}, A=(0.3)^2 \text{ mm}^2$ で評価すると、 $L_0=7 \text{ fH}$ となる。一方、仮に素子断面積を $A=10 \times 100 \text{ nm}^2$ まで微細化した場合、 $L_0=600 \text{ nH}$ となり、高周波領域で求められるインダクタンスが従来インダクタの100万分の1のサイズで実現できることになる。

§3 らせん系における スピン軌道相互作用の効果

らせん磁性体に生じる創発インダクタンスは、STTとSMFの連続作用として理解できた。これらの創発電磁作用は、薄膜ヘテロ構造のような空間反転対称性が破れた系では、スピン軌道相互作用によって変調を受けることが知られている。内因性のランジュバ効果等によって、スピン軌道トルク(spin-orbit torque, 以下SOT)が発生する¹⁴⁻¹⁵⁾。ここでもまた、SOTの逆過程に相当するスピン起電力が生じることが知られている¹⁶⁻¹⁸⁾。同時に、スピン軌道相互作用は伝導電子のスピン緩和

をもたらし、これまでに紹介した創発電磁作用、すなわち STT, SOT, それらの逆過程である 2 種類の SMF に非断熱項の補正を与える。これらの効果を取り込むことで先に見たらせん磁性体における $\text{Im}Z_\omega$ の ω 比例成分の係数(1)が以下のように拡張される⁴⁾。

$$L = \left(1 + \frac{q_R}{q}\right)^2 \left(1 - \beta^2 \frac{v_{\text{ani}}}{v_{\text{pin}}}\right) L_0 \quad (2)$$

ここで、 q_R はラシュバ結合定数を波数の次元で表示したもの、 β は無次元の非断熱パラメータ、 $v_{\text{ani}} \propto K$ と v_{pin} はそれぞれ磁気異方性とらせんの並進運動に対するピンニングの強さを周波数の次元で表示したものである。この関係式から、らせん磁性体の創発インダクタンスは、ラシュバ効果のような内因性の要因(右辺第一因子)によって大きさの変調ができることがわかる。さらに、ピンニングのような外因的の要因によって符号変化を含む変調(右辺第二因子)の可能性も指摘された。

後者の寄与については、紅林らによる微視的模型に基づく詳細な解析でも同様の振る舞いが確認されている¹⁹⁾。負のインダクタンスは、電気回路に生じる不要な寄生インダクタンスを低減する用途として精密回路設計で有用であるが、通常複数の非線形能動素子を組み合わせる必要がある²⁰⁾。この点、創発インダクタでは、単一の素子で負の L を実現できるところに魅力がある。現に、らせん磁性金属 $\text{Gd}_3\text{Ru}_4\text{Al}_{12}$ ²⁾、および YMn_6Sn_6 ²¹⁾ における実験では負の L が報告されている。 YMn_6Sn_6 による実験を行った北折らは、さらに Y をスピン軌道相互作用の強い Tb に一部置換することでらせん磁化の並進運動に対するピンニングの変調[式(2)で v_{pin} の増加]を行い、 L の符号変化を観測した²²⁾。一方、古田らは、全エネルギーの保存則と系の力学安定性の観点から負の L の存在は不合理であり、等価回路としては単独の L としてではなく、電気抵抗 R とキャパシタ C による並列 RC 回路とみなすことが妥当であると指摘している²³⁾。

このほか最近では、磁気構造の持つ対称性と創発インダクタンステンソルの構造を関連付けた理論研究²⁴⁾や、磁気相図の相境界近傍でスピン揺らぎが増大した際の創発電磁応答に着目した理論研

究²⁵⁾などの発展もある。

§4 スピン軌道創発インダクタ

前節で見たように、薄膜ヘテロ構造のような空間反転対称性が破れた系では、スピン軌道相互作用に起因する効果で、らせん磁性体の創発インダクタンスは定量的な変更を受ける。ここで創発インダクタンスの素過程である STT と SMF が磁化の空間変化しているところのみ生じる現象であることから、大きなインダクタンスを得るために q の大きならせん磁性体が有望であった。

一方、スピン軌道相互作用による SOT とその逆過程の SMF は、空間変調された磁化構造を必要とせず一様磁化にも作用する²⁶⁾。この結果、スピン軌道相互作用由来の創発インダクタンスは、空間的に一様な磁化ダイナミクスの下でも生じうる。つまり、もはや導線にも磁化にも巻きのない状況でもスピン軌道創発インダクタンスは生じ得る。本節では、ベリー位相を用いた議論に基づいて、スピン軌道創発インダクタンスの一般的な定式化を行い、これが空間的に一様な磁化構造のもとで発現する様子を見る⁵⁾。

金属強磁性の電子ハミルトニアン

$$H = \frac{p^2}{2m_e} + J\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{m} + \sum_{ij} t_{ij} g_{ij} \boldsymbol{\sigma}_j \quad (3)$$

を考える。第1項は運動エネルギー(m_e は電子質量)、第2項は交換相互作用(J は交換相互作用定数)、第3項がスピン軌道相互作用であり、スピン軌道相互作用定数 g_{ij} ($i, j = x, y, z$) の構造は系の対称性から決まる。以下、 $J \gg \hbar k_F |g_{ij}|$ (k_F はフェルミ波数) の場合を扱い、スピン軌道相互作用を摂動的に取り扱う。すなわち H は、交換相互作用によるスピンバンド分裂のために、磁化 \mathbf{m} を参照とする多数スピン(+)と少数スピン(-)の部分空間に分離できるものとする。このとき、各部分空間における電子波動関数は

$$\langle \mathbf{r} | \psi^\pm \rangle = \exp\left(i \int_{\mathbf{R}}^{\mathbf{r}} d\mathbf{r}' \cdot \mathbf{a}^\pm\right) \langle \mathbf{r} | \psi_0^\pm \rangle \quad (4)$$

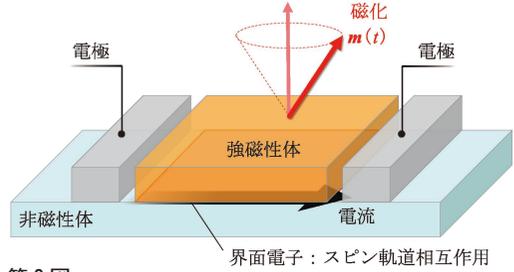
と書ける(添字の \pm はスピンのラベル)。ここで、 $|\psi_0^\pm\rangle$ は非摂動波動関数、 \mathbf{R} は実空間の任意の参照点、 \mathbf{a}^\pm は次式で与えられるベリー接続である。

$$a_i^\pm = \langle \psi^\pm | i\nabla_i | \psi^\pm \rangle = \mp m_e \sum_j g_{ij} m_j \quad (5)$$

この a^\pm は、電子スピンの依存して符号を変えるという点を除けば、U(1)電磁ベクトルポテンシャルと同じ働きをし、スピン依存する創発電場 $e^\pm = -(1/e)(\partial a^\pm / \partial t)$ を与える (e^\pm が電場の次元となるように素電荷 e で除した). 創発電場によって閉回路中に生じる起電力は、古典電磁気学に依って求めることができる. 創発電場の電子スピン依存性に注意して、起電力は $V = (p/e)(dy^+/dt)$ と書ける. ここで p は伝導電子のスピン分極率, $\gamma^+ = \oint dr \cdot a^+$ はスピン軌道相互作用に起因するベリー位相である. スピン軌道相互作用から生じる SU(2) ベリー位相は Aharonov-Casher (AC) 位相として知られ、特に非磁性リング構造において精力的に研究されている²⁷⁾. 強磁性体における γ^+ は、スピン分極によって AC 位相が U(1) 部分空間に射影されたものと理解できる²⁸⁾. 以下では簡単のため、 g_{ij} は時間変化しないとする. このとき、ベリー位相の時間微分 dy^+/dt は、磁化 m の歳差ダイナミクスにより生じる.

次に、電流による一様磁化ダイナミクスの定式化に進む. 式(3)のスピン軌道相互作用で生じる SOT は有効磁場 $h_g^i = -(pm_e/e\mu_0 M_S) \sum_j g_{ji} j^j$ として表わされる²⁹⁾. ここで、 μ_0 は真空の透磁率、 M_S は飽和磁化、 j は入力電流密度を表わす. ここまで、磁化の空間構造やそのダイナミクスについては何も仮定していない. ラッシュバ型スピン軌道相互作用のもとでのらせん磁化構造を仮定すれば、前節の結果が再現される.

以下では、面直の z 軸方向に 1 軸容易磁気異方性を持ち、空間一様な磁化を考える(第3図). 立方体形状の強磁性体に対し、1つの辺に沿って交流電流(密度) $j = j_\omega e^{i\omega t}$ が印加されている場合を考える. 磁化は、 $m = m_0 + m_\omega e^{i\omega t}$ と書けると仮定する. m_0 は時間依存しない部分、 m_ω は複素振幅である. このとき、起電力 V は創発電場の単純な 1 次元実空間積分により与えられる(より一般の場合には、与えられた創発電場の空間分布の下で、ポアソン方程式を解き電位分布を求める必要がある¹¹⁾). 電流が x_j 方向に流れているとき、 x_i 方向に生じる(複素)スピン軌道創発インダクタンス



第3図

スピン軌道創発インダクタの模式図. 強磁性体と非磁性体薄膜の界面電子に働く、スピン軌道相互作用を用いる. 非磁性体には重金属の他、トポロジカル絶縁体を用いることもできる.

L_{ij} は、

$$L_{ij} = \frac{pm_e}{e} \frac{l_i}{A} \sum_k g_{ik} \chi_{\omega}^{kj} \quad (6)$$

と得られる⁵⁾. l_i は x_i 方向の素子長、 $A \equiv |I|/|j|$ は電流方向と直交する面の断面積、 $\chi_{\omega}^{ij} = m_{\omega}^i / j_{\omega}^j$ である. 磁化ダイナミクスを記述する Landau-Lifshitz-Gilbert 方程式を線型近似のもとで解くことで $\chi_{\omega}^{ij}(g_{ij})$ の解析式を得ることができる. 今、 x 方向に流れる電流を考え、 g_{ij} は i が j のいずれかが z であるときにゼロであるとする(これは実際の多くのスピン軌道相互作用に当てはまる). このとき、強磁性共鳴周波数より十分低い周波数領域で、縦および横方向のスピン軌道創発インダクタンスは

$$L_{xx} = \left(\frac{pm_e}{e} \right)^2 \frac{g_{xx}^2 + g_{xy}^2}{2K} \frac{l_x}{A} \quad (7)$$

$$L_{yx} = \left(\frac{pm_e}{e} \right)^2 \frac{g_{yx}g_{xx} + g_{xy}g_{yy}}{2K} \frac{l_y}{A} \quad (8)$$

と得られる. K は磁気異方性定数である. インダクタンスがスピン軌道相互作用(前節の q_R) の 2 次で与えられ、素子断面積や磁化ダイナミクスに対する異方性に反比例するという振る舞いは、らせん磁気体における創発インダクタンスと共通の性質である. ただし上式の導出は、磁化の z 軸からの傾きが小さい(SOT が磁気異方性の効果に比べ十分小さい)という近似に立脚し、 $K \rightarrow 0$ の極限では破綻することに注意する. ここでは取り上げなかった非断熱効果(いわゆる β 項)についての議論や、強磁性共鳴周波数の前後を含むより広い周波数特性については、文献5)を参照され

たい。

ここで、SOTにおける典型的なパラメータを用いて、スピン軌道創発インダクタンス L_{xx} を見積もってみる。 $g_{yx} = -g_{xy} = 10^{-10} \text{ eVm}/\hbar$ (他の $g_{ij} = 0$)、 $K = 0.1 \text{ MJ}\cdot\text{m}^{-3}$ 、 $p = 0.5$ 、 m_e として電子の裸質量 $9.1 \times 10^{-31} \text{ kg}$ を使い、 $(l_x, l_y, l_z) = (0.1 \text{ mm}, 100 \text{ nm}, 10 \text{ nm})$ を仮定する。ここでのスピン軌道相互作用定数の構造は、ラシュバ型に相当する。これらの値を用いると $L_{xx} \sim 100 \text{ nH}$ が得られ、これはらせん磁性体で報告されている創発インダクタンスと同程度の値である。

本節の最後に、スピン軌道相互作用に起因する創発インダクタンスは、特定のモデルハミルトニアン H によらないことを指摘しておく。強磁性/非磁性ヘテロ構造では、界面スピン軌道相互作用に由来するSOTに加え、非磁性層で生じるスピンホール効果に起因するトルクがあり、これもSOTの一部と認識されている。後者により励起された磁化ダイナミクスは、その逆過程である逆スピンホール効果を介して非磁性層に起電力を生じる。対称性の議論から、この一連の過程もやはりインダクタンスを生じさせることが帰結でき、その定性的な振る舞いは本節で議論してきたスピン軌道創発インダクタンスと同様である。

§5 トポロジカル電磁応答と創発インダクタンス

前節で述べたスピン軌道創発インダクタンスは、スピン軌道相互作用による電荷-スピンの相互変換に基づく。したがって、大きなインダクタンスを実現するためには、低電流を大きなスピン偏極・スピン流に変換するような界面電子状態を用いるのが理想的である。このような条件を満たす物質系として、トポロジカル絶縁体(TI)が挙げられる。TIはバルクが絶縁相である一方、表面にギャップレスなディラック電子状態を持つ物質系の総称である³⁰⁻³¹。典型例としては、Biをベースとした $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ 、 $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ といった系列の物質が多用される。TIの表面状態は、バルクの電子バンドのトポロジカルな構造を反映したものであり(バルク-エッジ対応)、強いスピン

軌道相互作用によるバンド反転に由来する。そのため、表面ディラック電子ではスピン軌道相互作用が支配的な効果となり、前節のような摂動的なスピン軌道相互作用とは逆の極限が実現している。さらに、バルクの絶縁性により、電荷-スピン変換に関与しないバルク電流(シャント電流)を抑えることができる。以上により、TIは金属のラシュバ界面に比べ高い電荷-スピン変換効率が実現可能であり、これは数多くの実験により実証されてきた³²⁻³⁵。よって、TIを用いた創発インダクタの構築は、スピン軌道創発インダクタの自然な拡張と言えるだろう。

TI表面電子による電荷-スピン変換は、ディラック電子のトポロジカルな性質を反映したものとなる。これを詳しく見るため、理想的なセットアップとして、TIと強磁性絶縁体(FI)のヘテロ構造を考える⁶⁾。これは、前節で見たスピン軌道インダクタと同様のセットアップ(第3図)で、非磁性層としてTI薄膜を使うことに相当する。TIのバルク電子は0.5 eV程度と大きなエネルギーギャップを持つため、十分低温ではその寄与は無視できる。そのため、電流-電圧応答に寄与する低エネルギー励起としては界面電子が支配的となる。界面のディラック電子は外部電場 $\mathbf{E} = -\partial_t \mathbf{A}$ 、および磁化 \mathbf{m} の両方と結合する。ディラック電子の持つスピン-運動量ロッキングにより、磁化 \mathbf{m} と電子スピンの交換結合(面内成分、結合定数 J) は、ゲージ場 \mathbf{A} と電流の結合(結合定数 $-e$) と等価な働きをする。すなわち、これらの効果は、実効的なゲージ場 $\mathcal{A} = \mathbf{A} - (J/e\nu)\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{m}$ としてまとめて記述される(ν はディラック電子の群速度)。実効的なゲージ場 \mathcal{A} の振る舞いは、電子の自由度を積分した有効作用

$$S_{\text{top}}[\mathbf{A}, \mathbf{m}] = \frac{\sigma_H}{2} \int dt d^2r \epsilon^{\mu\nu\lambda} \mathcal{A}_\mu \partial_\nu \mathcal{A}_\lambda \quad (9)$$

により記述される³⁶⁻³⁷。ここで、 $\epsilon^{\mu\nu\lambda}(\mu, \nu, \lambda = t, x, y)$ は完全反対称テンソルである。この有効作用 S_{top} は Chern-Simons 形式と呼ばれるものであり、電子系のトポロジカル構造に起因した電磁応答(トポロジカル電磁応答)に寄与する。電流・電場間の応答である異常ホール効果だけでなく、電磁場(\mathbf{A})と磁化(\mathbf{m})の間の交差応答であるSOTと

SMFについても、ディラック電子による内因的な寄与があることを含意している．式(9)の係数 $\sigma_H = -(e^2/2h)\text{sgn}(m_z)$ は異常ホール伝導度に対応し，2次元ディラック電子の波数空間内構造に起因した半量子化値をとる．

上述の S_{top} で与えられるトポロジカル電磁応答を介して，電場・電流と磁化ダイナミクスは結合する．したがって前節と同様に，電流・電圧間の交流応答，すなわち複素インピーダンスが縦・横両方向に発生し，強磁性共鳴周波数以下ではインダクタンス成分が支配的となる．このインダクタンスは，これまでに提案された創発インダクタンスと同様に，素子の長さ l に比例し，FI薄膜の断面積 A に反比例した形で得られる．その一方，電子系が絶縁体である点はこれまでと明確に異なる．絶縁体中でのトポロジカル電磁応答の過程は，電子散乱によるエネルギー損失(ジュール熱)が発生しない内因性効果であることに留意されたい．すなわち，この過程でのエネルギー損失は，原理的には磁化ダイナミクスのGilbert緩和のみ由来する．

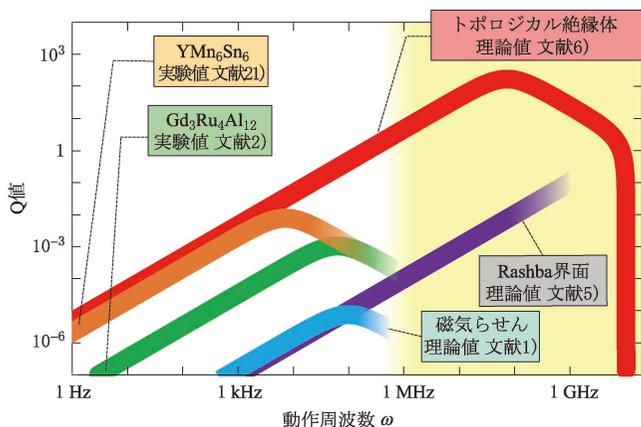
上記の議論により，TI-FIヘテロ構造は，金属を用いた創発インダクタに比べて電力効率の大幅な改善が期待できる．インダクタの電力効率は，複素インピーダンス Z_ω の抵抗成分(実部)とリアクタンス成分(虚部)の比である Q 値

$$Q = \frac{\text{Im } Z_\omega}{\text{Re } Z_\omega} = \frac{\omega L}{R} \quad (10)$$

によって評価される．創発インダクタにおいて

は，インダクタンス L と抵抗 R のサイズ依存性が同じであるため， Q 値は素子のサイズによらず物質固有の値となる．第4図は，これまでに理論予測および実験測定された，さまざまな創発インダクタにおける Q 値とその動作周波数(ω)を比較したものである．金属磁性体を用いた創発インダクタにおいては，らせん磁性体 YMn_6Sn_6 で最大0.01程度($\omega = 1$ kHz 近傍)と実験報告されている²¹⁾．また，前節で述べたスピン軌道インダクタでは，最大0.1-1程度($\omega = 1$ GHz 近傍)と理論予測される．これらに対して，TIとFIとして Bi_2Te_3 と $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (イットリウム鉄ガーネット，YIG)のヘテロ構造を用いた創発インダクタの場合，共鳴周波数は10 GHz程度であり，その1桁下である約1 GHzでの Q 値は100-1000程度と試算される⁶⁾．室温動作させる際には，熱励起によりバルク電子も電気伝導に寄与するが，その並列抵抗は非常に大きい(シート抵抗で約10 k Ω)ため³⁸⁾，シャント電流は抑制され， Q 値はほとんど影響を受けない．この100-1000という Q 値は，現在流通しているインダクタ製品で達成されている，最高効率に匹敵する値である．従来のインダクタが0.1-1 mm程度のサイズである一方， Bi_2Te_3 等のTIは10 nm程度の薄膜でトポロジカル表面状態が十分機能する³⁹⁾．そのため，TIの電磁応答を用いることにより，インダクタの性能を保ったまま大幅な小型化の実現が可能となる．

ここまでの説明ではTIの2次元表面状態に着目したが，トポロジカル電磁応答は他のトポロジ



第4図
これまでの理論・実験研究で報告された創発インダクタにおける，動作周波数と Q 値の対応関係．

カル物質でも存在する．たとえば2次元の量子スピホール絶縁体相は，端状態として1次元のディラック電子状態を持ち，CdTe/HgTe量子井戸⁴⁰⁾，1T'-WTe₂薄膜⁴¹⁾等で実現される．1次元ディラック電子もトポロジカル電磁応答を示すため，磁性体の磁化ダイナミクスとの結合により複素インピーダンスを示す．ただし，2次元表面状態とは異なり，端状態がギャップアウトされ絶縁体となるため，インダクタンスではなくキャパシタンス成分が支配的になることが予想される⁶⁾．他には反強磁性TI(アクシオン絶縁体)，トポロジカル超伝導体といったトポロジカル物質も，トポロジカル場の理論により記述される内因性の電磁応答を示すことが理論的に示されており⁴²⁾，創発インダクタンス・キャパシタンスに寄与する可能性がある．これらのインピーダンス測定を介して，トポロジカル電磁応答の存在を実証していくことも，興味深いアプローチと言えるだろう．

§6 おわりに

以上，創発インダクタの研究状況を，スピン軌道相互作用の役割に焦点を当てて紹介した．STTとその派生技術は，スピントロニクス分野の研究を牽引する役割を長らく担い，すでに商用製品にも組み込まれている．一方，SMFは学術的関心による研究が進められてきたものの，電圧出力が μV 程度に留まることなどからその利用法について適切な解が見いだされてこなかった．この中で，創発インダクタの提案は，STTとSMFを組み合わせることによって，SMFの技術応用に道を開くものである．

現在，本稿で述べた理論提案の実験検証が進められているものの，先行するらせん磁性体での報告を含め未解明な部分が多い．特に重要なものとしては，創発インダクタンスの非線形性が挙げられる．複数の実験において，電流の3次に比例する特異な誘導起電力が報告されているが^{2,21)}，その起源は理論的には未解決であり，今後の研究が待たれる．またらせん磁性体以外の系においても，強磁性金属のパーマロイ薄膜を用いた測定により，低磁場領域において創発インダクタンスが

報告されている⁴³⁾．この創発インダクタンスは，磁化反転近傍で現れる磁壁運動に由来すると考えられている．強磁性パーマロイの他，反強磁性体FeSn₂でも創発インダクタンスが観測されており⁴⁴⁾，反強磁性STTやSMFに基づく理論的定式化についても興味深い問題と言えよう．

このように，創発インダクタについての研究は，理論・実験ともにまだ緒に就いた段階にある⁴⁵⁾．しかし，実用化されているコイルインダクタが19世紀に発見された物理法則の電磁誘導を基本原理としてきたことを考えると，この原理的な制約から自由となった先に既存の小型インダクタ開発に革命をもたらす研究成果が見いだされる公算は高い．スピントロニクス分野のみならず，将来的に産業界も巻き込むような展開に結びつくことを期待する．

謝辞

本稿で紹介した研究成果の一部⁵⁾は，深見俊輔氏との共同研究によるものである．また，一連の研究において，大野英男氏，賀川史敬氏，金井駿氏，紅林大地氏，小椎八重航氏，齊藤英治氏，塩見雄毅氏，永長直人氏，野村健太郎氏，前川禎通氏，山本慧氏，横内智行氏らと有益な議論をいただいた．各氏にこの場を借りて感謝申し上げる．本稿の研究は，科学研究費補助金(16K05424, 19H05622, 20H01830, 21H04643, 22K03538, 23H01828)，池谷科学技術振興財団，村田学術振興・教育財団，および文部科学省卓越研究員事業と学際融合グローバル研究者育成東北イニシアティブの支援を受けて行われた．

【参考文献】

- 1) N. Nagaosa: Jpn. J. Appl. Phys. **58** (2019) 120909.
- 2) T. Yokouchi, F. Kagawa, M. Hirschberger, Y. Otani, N. Nagaosa, and Y. Tokura: Nature **586** (2020) 232.
- 3) 横内智行，永長直人，十倉好紀：固体物理 **56** (2021) 377.
- 4) J. Ieda and Y. Yamane: Phys. Rev. B **103** (2021) L100402.
- 5) Y. Yamane, S. Fukami, and J. Ieda: Phys. Rev. Lett. **128** (2022) 147201.
- 6) Y. Araki and J. Ieda: J. Phys. Soc. Jpn. **92** (2023) 074705.
- 7) J. C. Slonczewski: J. Magn. Magn. Mater. **159** (1996) L1.
- 8) L. Berger: Phys. Rev. B **54** (1996) 9353.

- 9) G. E. Volovik: J. Phys. C **20** (1987) L83.
- 10) S. E. Barnes and S. Maekawa: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 246601.
- 11) 家田淳一, 前川禎通: 固体物理 **47** (2012) 339.
- 12) N. Nagaosa and Y. Tokura: Phys. Scr. T **146** (2012) 014020.
- 13) たとえば, 村田製作所のプレスリリースを参照されたい.
<https://article.murata.com/ja-jp/article/expanded-lineup-of-ultra-compact-0201-inch-0603mm-size>
- 14) A. Manchon and S. Zhang: Phys. Rev. B **78** (2008) 212405; *ibid.* **79** (2009) 094422.
- 15) I. M. Miron, G. Gaudin, S. Auffret, B. Rodmacq, A. Schuhl, S. Pizzini, J. Vogel, and P. Gambardella: Nat. Mater. **9** (2010) 230.
- 16) K.-W. Kim, J.-H. Moon, K.-J. Lee, and H.-W. Lee: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 217202.
- 17) Y. Yamane, J. Ieda, and S. Maekawa: Phys. Rev. B **88** (2013) 014430.
- 18) C. Ciccarelli, K. M. D. Hals, A. Irvine, V. Novak, Y. Tserkovnyak, H. Kurebayashi, A. Brataas, and A. Ferguson: Nat. Nanotechnol. **10** (2015) 50.
- 19) D. Kurebayashi and N. Nagaosa: Commun. Phys. **4** (2021) 260.
- 20) H. Funato, A. Kawamura, and K. Kamiyama: IEEE Trans. Power Electron. **12** (1997) 589.
- 21) A. Kitaori, N. Kanazawa, T. Yokouchi, F. Kagawa, N. Nagaosa, and Y. Tokura: Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. **118** (2021) e2105422118.
- 22) A. Kitaori, J. S. White, N. Kanazawa, V. Ukleev, D. Singh, Y. Furukawa, T. Arima, N. Nagaosa, and Y. Tokura: Phys. Rev. B **107** (2023) 024406.
- 23) S. Furuta, S. H. Moody, K. Kado, W. Koshibae, and F. Kagawa: npj Spintronics **1** (2023) 1.
- 24) S. Furuta, W. Koshibae, and F. Kagawa: npj Spintronics **1** (2023) 3.
- 25) T. Oh and N. Nagaosa: Phys. Rev. Lett. **132** (2024) 116501.
- 26) I. M. Miron, K. Garello, G. Gaudin, P.-J. Zermatten, M. V. Costache, S. Auffret, S. Bandiera, B. Rodmacq, A. Schuhl, and P. Gambardella: Nature **476** (2011) 189.
- 27) Y. Aharonov and A. Casher: Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 319.
- 28) C.-M. Ryu: Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 968.
- 29) K.-W. Kim, S.-M. Seo, J. Ryu, K.-J. Lee, and H.-W. Lee: Phys. Rev. B **85** (2012) 180404(R).
- 30) M. Z. Hasan and C. L. Kane: Rev. Mod. Phys. **82** (2010) 3045.
- 31) Y. Ando: J. Phys. Soc. Jpn. **82** (2013) 102001.
- 32) Y. Shiomi, K. Nomura, Y. Kajiwara, K. Eto, M. Novak, K. Segawa, Y. Ando, and E. Saitoh: Phys. Rev. Lett. **113** (2014) 196601.
- 33) A. R. Mellnik, J. S. Lee, A. Richardella, J. L. Grab, P. J. Mintun, M. H. Fischer, A. Vaezi, A. Manchon, E.-A. Kim, N. Samarth, and D. C. Ralph: Nature **511** (2014) 449.
- 34) Y. Fan, P. Upadhyaya, X. Kou, M. Lang, S. Takei, Z. Wang, J. Tang, L. He, L.-T. Chang, M. Montazeri, G. Yu, W. Jiang, T. Nie, R. N. Schwartz, Y. Tserkovnyak, and K. L. Wang: Nat. Mater. **13** (2014) 699.
- 35) H. Wu, A. Chen, P. Zhang, H. He, J. Nance, C. Guo, J. Sasaki, T. Shirokura, P. N. Hai, B. Fang, S. A. Razavi, K. Wong, Y. Wen, Y. Ma, G. Yu, G. P. Carman, X. Han, X. Zhang, and K. L. Wang: Nat. Commun. **12** (2021) 6251.
- 36) I. Garate and M. Franz: Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 146802.
- 37) K. Nomura and N. Nagaosa: Phys. Rev. B **82** (2010) 161401.
- 38) C.-Z. Chang, J. Zhang, X. Feng, J. Shen, Z. Zhang, M. Guo, K. Li, Y. Ou, P. Wei, L.-L. Wang, Z.-Q. Ji, Y. Feng, S. Ji, X. Chen, J. Jia, X. Dai, Z. Fang, S.-C. Zhang, K. He, Y. Wang, L. Lu, X.-C. Ma, and Q.-K. Xue: Science **340** (2013) 167.
- 39) Y. Zhang, K. He, C.-Z. Chang, C.-L. Song, L.-L. Wang, X. Chen, J.-F. Jia, Z. Fang, X. Dai, W.-Y. Shan, S.-Q. Shen, Q. Niu, X.-L. Qi, S.-C. Zhang, X.-C. Ma, and Q.-K. Xue: Nat. Phys. **6** (2010) 584.
- 40) B. A. Bernevig, T. A. Hughes, and S. C. Zhang: Science **314** (2006) 1757.
- 41) S. Tang, C. Zhang, D. Wong, Z. Pedramrazi, H.-Z. Tsai, C. Jia, B. Moritz, M. Claassen, H. Ryu, S. Kahn, J. Jiang, H. Yan, M. Hashimoto, D. Lu, R. G. Moore, C.-C. Hwang, C. Hwang, Z. Hussain, Y. Chen, M. M. Ugeda, Z. Liu, X. Xie, T. P. Devereaux, M. F. Crommie, S.-K. Mo, and Z.-X. Shen: Nat. Phys. **13** (2017) 683.
- 42) X.-L. Qi, T. L. Hughes, and S.-C. Zhang: Phys. Rev. B **78** (2008) 195424.
- 43) Y. Matsushima, Z. Zhang, Y. Ohashi, T. Hatakeyama, G. Xiao, T. Funato, M. Matsuo, and H. Kaiju: Appl. Phys. Lett. **124** (2024) 022404.
- 44) T. Yokouchi, Y. Yamane, Y. Araki, J. Ieda, and Y. Shiomi: arXiv:2312.01553.
- 45) たとえば, 発熱の寄与を考慮して関連実験結果を再検討した研究報告がある. S. Furuta, W. Koshibae, K. Matsuura, N. Abe, F. Wang, S. Zhou, T. Arima, and F. Kagawa: arXiv: 2407.00309.

いにしえの美しい色 —X線でその謎に迫る—

アグネ技術センター 発行

宇田 宏之 著 A5判 248頁 定価(本体 3,600円+税) CD-ROM付

【ツタンカーメンから、陶磁器、仏教美術まで】著者が開発した「ポータブル型複合X線分析装置」を使って、「いにしえの美しい色」の解明を試みた。どんなとき、どんな色が、どう使われ、どう作られていたのか。どんな条件を整えば、長い年月は褪せずに残るのか…。著者が撮影した美しい写真が、さらに興味をよびおこす楽しい一冊。