

文部科学大臣賞

酸化物単結晶ヘテロ界面を用いた
超高効率スピン流-電流変換

東京大学大学院 工学系研究科 電気系工学専攻
博士課程3年

高田 真悟

1. 諸 言

近年の情報技術革新により、世界の総データ量が指数関数的に増加しており、情報を処理・保存・伝送するエレクトロニクス分野の革新が強く求められている。特にデータ量が増加することにより、データを高速に処理するトランジスタや保存するメモリの消費電力が問題となっている。こういった消費電力の問題を解決するために、新しい機能性デバイスが提案されつつある。その代表例として、エレクトロニクスに用いられる電子の電荷の自由度に加えて、強磁性体に用いられるスピンの自由度を活用するスピントロニクスが盛んに研究されている。実用化されたスピントロニクスデバイスとして、巨大磁気抵抗効果やトンネル磁気抵抗効果を用いたハードディスクドライブや磁気抵抗メモリ (MRAM) などの不揮発性メモリが挙げられる [1,2]。これらのメモリは2つの強磁性体の磁化の向きに応じて抵抗が変化し、情報の“0”と“1”を記録する。近年ではスピン流と電流の相互変換[図1(a),(b)]に着目したスピントロニクスデバイスが考案されている。スピン流を用いることで効率的に磁化を操作でき、さらなる低消費電力の不揮発性デバイスを実現できる。例えば、2010年代から次世代メモリとしてスピン軌道トルク磁気抵抗メモリ (SOT-MRAM)、2018年に Intel 社より新規情報処理デバイスとして磁気電気スピン軌道 (MESO) デバイスが提案され、動作実証されている [3,4]。どちらのデバイスも盛んに研究されており、特に SOT-MRAM は商品化に向けて半導体メーカーが熾烈な開発競争を行っている。これら2つのデバイスで最も重要となる現象は「スピン流-電流相互変換」である。スピン流-電流相互変換とは、スピン流と電流の変換現象であり、スピン軌道相互作用 (SOI) の強い物質 (身近な材料では白金など) に電流を流すと、物質の SOI によりスピンの向きに応じて電子が散乱され、スピン流が生じる [図1(b)左]。逆にスピン流を注入すると、SOI によりスピン流が散乱され電流に変換される [図1(b)右]。例えば SOT-MRAM の場合、非磁性金属に電流を流してスピン流に変換し、そのスピン流で強磁性体の磁化の向きを制御することができる [図1(c)]。SOT-MRAM や MESO デバイスの消費電力を決める要因はスピン流-電流変換効率であり、この変換効率が高いほど

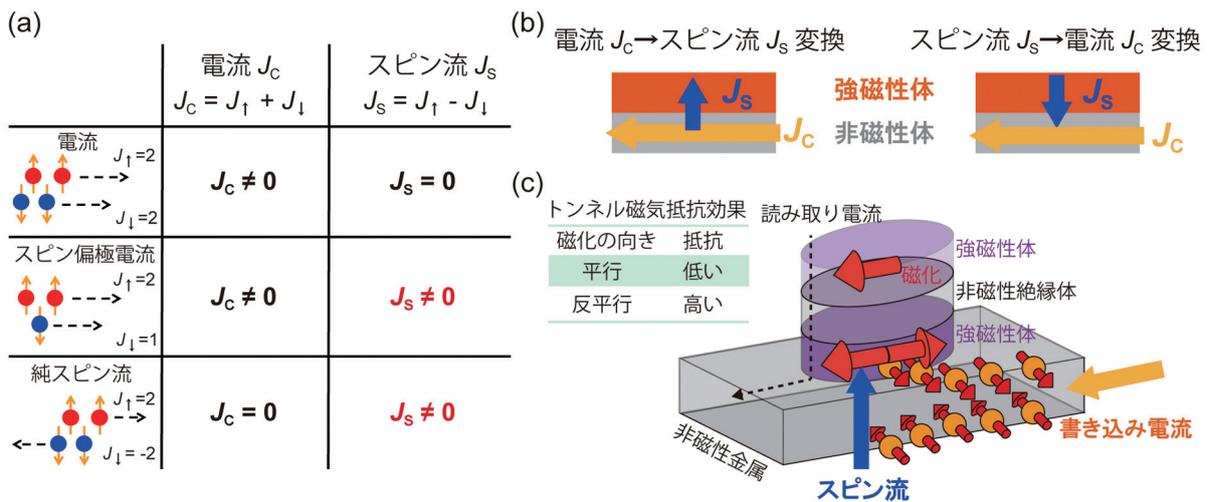


図1 (a) 電流、スピン偏極電流、純スピン流の定義。 j_{\uparrow} アップスピン電子の流れ、 j_{\downarrow} がダウンスピン電子の流れである。今回の報告では、スピン流と呼ぶものは全て純スピン流である。(b) スピン流-電流相互変換 (c) SOT-MRAM の模式図。トンネル磁気抵抗効果により情報を読み出し、スピン流-電流変換でスピン流を生成し、磁化を操作して情報を書き込む。

低消費電力動作が実現できる。また、このスピン流-電流変換を用いたエネルギーハーベスティング技術も注目を集めている [5]。スピンゼーベック効果により温度勾配からスピン流を生成し、スピン流を電流に変換することで発電を行うことができる。このようにスピン流-電流相互変換は、低消費電力の情報処理デバイスやメモリ、熱電変換において極めて重要であり、高いスピン流-電流変換効率を持つ材料が強く望まれている。

近年、高効率なスピン流-電流変換が期待できる系として、物質界面が注目を集めている。界面におけるスピン流-電流変換、いわゆる逆エデルシュタイン効果 (IEE) は主に界面の空間反転対称性の破れによるラシュバ型スピン軌道相互作用 (RSOI) に起因する。物質界面では RSOI によってバンドのスピン縮退が解け、アップとダウンスピンのバンドに分裂し、フェルミ面が大きな円と小さな円に分かれる [図2 (a)]。これらのバンドにスピン流を注入すると、アップスピン電子の化学ポテンシャルは上昇し、ダウンスピン電子の化学ポテンシャルは減少する [図2 (a) 上図]。そのため、大小のフェルミ面が互いに逆方向にシフトし、大きいフェルミ面のシフト方向に電子が移動する [図2 (a) 下図]。これが IEE によるスピン流-電流変換である。IEE は重金属やトポロジカル絶縁体、酸化物界面で観測されている [6-11]。中でも、ペロブスカイト酸化物 SrTiO₃ (STO) と、LaAlO₃ (LAO) や AlO_x などの他の酸化物との界面に形成される 2次元電子ガス (2DEG) は高効率のスピン流-電流変換が報告されている [8-11]。しかし、LAO と AlO_x はともに反磁性絶縁体であるためスピン流の輸送が阻害され、およそスピン流が ~1/100-1/1000 程度まで減衰し、STO 面の 2DEG にスピン流が届かず、最大変換能力を十分に発揮できていないという大きな問題がある [12-15]。本研究の目的は、スピン流を高効率で輸送し、高いスピン流-電流変換を可能とする材料を探索し、物質設計の指針を定めることである。

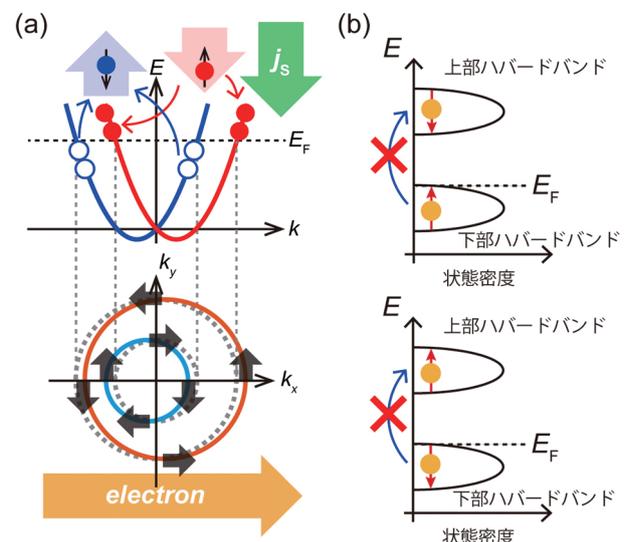


図2 (a) 逆エデルシュタイン効果 (b) 強相関金属 LTO におけるスピン散乱の抑制機構 [16]

2. 高効率スピン流輸送・変換材料としての LaTiO_{3+δ}/SrTiO₃

我々は強相関極性金属 LaTiO_{3+δ} (LTO) に着目して研究を行う。LAO や LTO は極性材料であるが、STO は極性を持たないため、これらの界面に 2DEG が生じる [17,18]。本研究では LTO/STO 界面に形成される 2DEG において高効率スピン流-電流変換を目指す。以下に LTO のメリットを説明する。

- I. LTO は通常 Ti³⁺ (3d¹) 状態を持つ反強磁性強相関モット絶縁体であるが、過剰酸素や格子歪により常磁性金属になる [19-21]。LAO や AlO_x などの反磁性絶縁体に比べ、LTO の金属的性質はスピン流を効率的に輸送することが可能である。
- II. *s,p* キャリアが遍歴する通常の金属と異なり、LTO はフェルミ準位 (E_F) に Ti サイトの

比較的局在した d 軌道のアップ(ダウン)スピンのみを持つ。ダウン(アップ)スピンは、強相関物質の強いオンサイトクーロン斥力により、 E_F より高いエネルギー位置に存在する。そのため、スピン流輸送中のスピン散乱が大幅に抑制されることが期待される [図 2(b)]。

- III. 強い極性界面や大きな仕事関数差により LTO/STO 界面の 2DEG は 1.8×10^{-11} eV m という大きなラシュバ係数 a_R を持つ [22,23]。スピン流-電流変換効率はラシュバ係数 a_R に比例する。
- IV. LTO は STO との優れた格子整合性(1.5%)からエピタキシャル成長が可能である [20]。

以上の特徴から LTO/STO はスピン流輸送とスピン流-電流変換の両者が高効率に行える材料であると期待できる。さらに格子整合が良い (La,Sr) MnO₃ (LSMO) をスピン流注入源として、オールエピタキシャル LSMO/LTO/STO ヘテロ構造を作製することができる。本研究では分子線エピタキシー法 (MBE) を用いて結晶成長を行うため、極めて高品質な単結晶や界面を実現できる。これにより、スピン散乱や移動度の低減を抑えることができ、物質本来のスピン流-電流変換を調べることができる。この高品質オールエピタキシャルヘテロ構造を実現できるという点は本研究の最大の特徴・独創的な点であるが、一方で極めて高度な結晶成長技術を要するという困難さも意味している。また、LTO は準安定相なため、高品質な LTO を成長することは一般的に難しい。この点が最大の問題点である [19]。

本研究では MBE を用いて最適な成長条件を見つけ、高品質な LTO 単結晶を実現した。さらに、我々は 高品質オールエピタキシャル LSMO/LTO/STO ヘテロ構造を作製し、LTO/STO 界面において全材料系で最高効率となる ~190 nm の巨大なスピン流-電流変換効率を達成した [16]。 この値は 通常の重金属と比べて 200-2,000 倍程度大きい。 そして、得られた実験結果から 高いスピン流-電流変換を実現するために重要な材料設計指針を定めた。

3. 実験結果

3.1. 分子線エピタキシー法を用いた高品質オールエピタキシャル LSMO/LTO/STO ヘテロ構造の作製

試料は MBE 装置を用いて作製した。STO(001) 基板上に LTO(1.2 nm)、LSMO(12 nm) を成長した。試料構造を図 3(a) に示す。成長時は反射高速電子線回折 (RHEED) を用いて常時 RHEED 像とその回折強度を観察している。LTO は酸素敏感な準安定相であり、容易に安定相の La₂Ti₂O₇ になってしまう。そのため、LTO 成長時は極めて低酸素圧力な条件が必要となり、通常はごく少量の酸素を導入して成長を行う。一方で、STO 基板は高真空・高温で酸素が抜け出すことが知られており、STO 基板上の LTO は、STO 基板から抜け出した酸素が供給されることにより無酸素で成長を行える。以上のことから、LTO は成長温度を 600℃、酸素とオゾンを入れずに 2×10^{-7} Pa の真空度で成長を行う。成長中の RHEED 強度を図 3(b) に示す。LTO の成長において、RHEED 強度は常に La が基板全面を覆ったときに最大値、Ti が全体を覆うときにスタート時と同じ強度になるように成長を行う。この緻密かつ繊細な成長手法・条件を用いることで極めて高品質な LTO 薄膜を実現した。LSMO は成長温度を 720℃ とし、酸素とオゾンを提供することで 2×10^{-4} Pa の真空度で成長を行う。

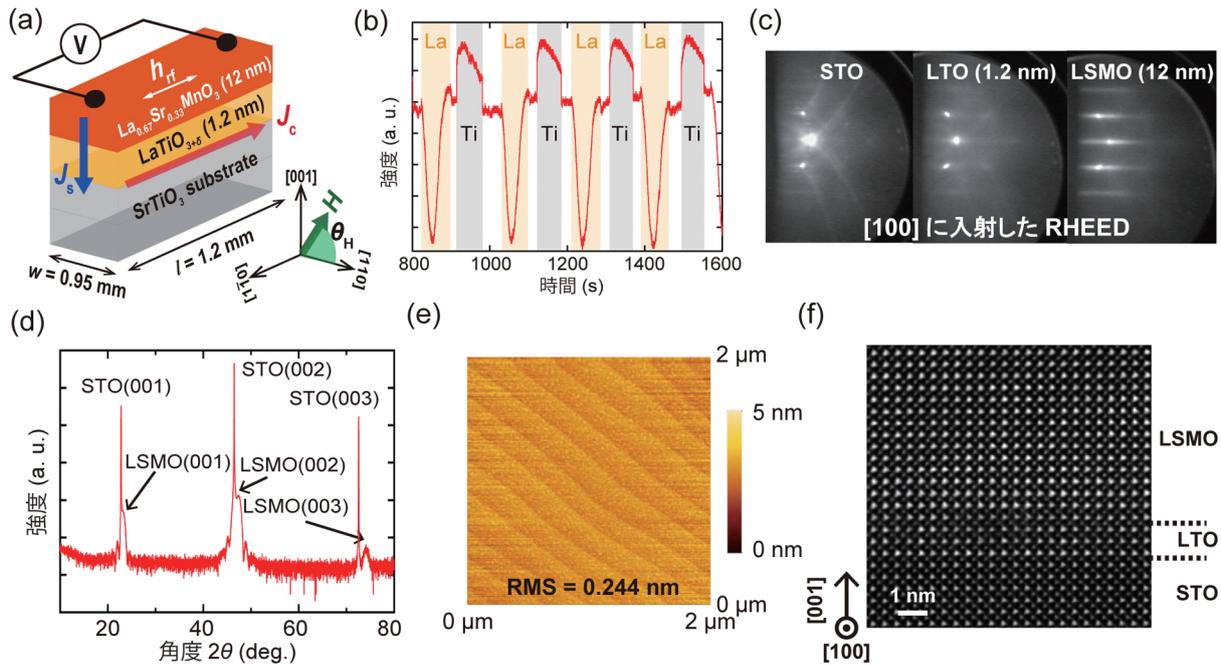


図3 (a) スピンポンピング測定に用いる試料構造。マイクロ波の磁場 h_{mw} は面内の $[1\bar{1}0]$ 方向に印加している。静磁場は面内方向 $[110]$ (*i.e.*, $\theta_H = 0^\circ, 180^\circ$) に印加する。(b) LTO 成長中の RHEED 強度振動 (c) LSMO、LTO、STO の RHEED 図。電子線は $[100]$ 方向に入射している。(d) LSMO/LTO/STO の XRD スペクトル (e) LSMO/LTO/STO の表面 AFM 像。表面の高さ方向の二乗平均平方根 (RMS) は 0.244 nm と小さく、表面は原子レベルで平坦である。(f) LSMO/LTO/STO の HAADF-STEM 像[16]

続いて、LSMO/LTO/STO の RHEED を図3(c) に示す。いずれもストリークパターンが得られており単結晶が得られていることが分かる。X 線回折法 (XRD) より LSMO の干渉縞が観測されており、極めて急峻な界面が得られている [図3(d)]。また、原子間力顕微鏡 (AFM) により得られた表面像から、明瞭な原子ステップが観測されており、表面が原子レベルで極めて平坦であることが分かる [図3(e)]。最後に、走査透過顕微鏡 (HAADF-STEM) による原子像は、原子が規則正しく整列し急峻な界面が得られている [図3(f)]。以上のことから極めて高品質なオールエピタキシャル単結晶ヘテロ構造の LSMO/LTO/STO が得られたことが確認できた。

また、参照試料として $(\text{LaAlO}_3)_{0.3}(\text{SrAl}_{0.5}\text{Ta}_{0.5}\text{O}_3)_{0.7}$ (LSAT) 基板を用いた LSMO/LTO/LSAT を同じ条件で作製した。LTO/LSAT 界面は 2DEG ができないため、2DEG の存在する LTO/STO とのスピンの電流変換の比較に用いる。

3.2. スピンポンピング測定を用いたスピン流-電流変換

本研究ではスピンポンピングという手法でスピン流を生成する [24]。スピンポンピングは、強磁性共鳴 (FMR) を用いて、強磁性体 (FM) から非磁性体 (NM) へスピン流を注入する方法である。FM/NM ヘテロ構造において、磁場を印加すると FM の磁化が歳差運動する。ここでマイクロ波を印加し、磁化の歳差運動とマイクロ波の周波数が一致した時、FMR が起き、歳差運動が摩擦で減衰することなく継続する。この時 FM/NM 界面で、歳差運動による非平衡なスピン偏極状態を補償するようにアップスピンの FM から NM に、ダウンスピンが

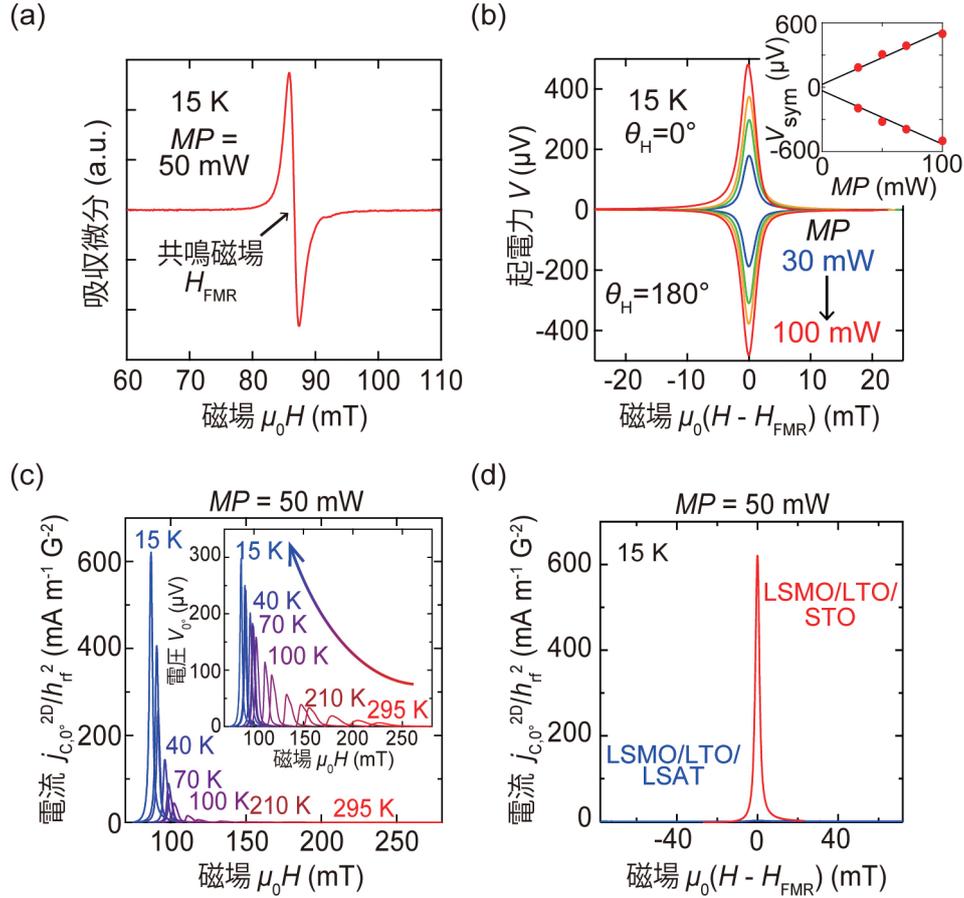


図4 (a) LSMO/LTO/STO の FMR スペクトル (b) LSMO/LTO/STO のスピン流-電流変換により生じた起電力のパワー依存性。挿入図は起電力の対称成分のパワー依存性。マイクロ波のパワー MP は 30-100 mW の範囲で変化させた。(c) LSMO/LTO/STO のスピン流-電流変換により生じた二次元電流の温度依存性。挿入図は起電力の温度依存性。(d) LSMO/LTO/STO と LSMO/LTO/LSAT のスピン流-電流変換により生じた二次元電流の比較[16]

NM から FM に流入し、アップスピンとダウンスピンで流れる向きが反対になるためスピン流が実現される。

LSMO/LTO/STO に対してスピンプンピング実験を行った。周波数 9.1 GHz のマイクロ波を照射して FMR を起こす[図4(a)]。詳細な実験のセットアップは図3(a)に示す。図4(b)に示すように、起電力は共鳴磁場[図4(a)]で最大値を迎え、かつマイクロ波のパワーに比例して増加する。この結果から IEE 由来の信号を取り出すため、対称成分 V_{sym} と非対称成分に切り分ける。対称な起電力には IEE とゼーベック効果の寄与が含まれており、 $V_{\text{sym,ave}} = (V_{\text{sym},0^\circ} - V_{\text{sym},180^\circ})/2$ により IEE 由来の起電力だけを取り出すことができる[25]。この $V_{\text{sym,ave}}$ からスピン流-電流変換によって生じた二次元電流 $j_{\text{C,sym}}^{2\text{D}}$ が求められる。二次元電流と起電力の温度依存性を図4(c)に示す。温度を下げるにつれて、二次元電流と起電力は劇的に増加している。 $j_{\text{C,sym}}^{2\text{D}}/h_{\text{rf}}^2$ は最大で $655.1 \text{ mA m}^{-1} \text{ G}^{-2}$ に達し、これは IEE で報告された他の材料系の値 (Ag/Bi で $1.5 \text{ mA m}^{-1} \text{ G}^{-2}$ [6]) よりはるかに大きく、LTO/STO で巨大なスピン流-電流変換が起きていることを示している。また、2DEG が存在しない LSMO/LTO/LSAT ではスピン流-電流変換の信号が観測されないため、LSMO/LTO/STO の巨大な信号は

LTO/STO 界面の2DEG 由来であると言える [図4(d)]。

次にスピ流密度 j_S^0 は以下の式で表される。

$$j_S^0 = \frac{g_r^{\uparrow\downarrow} \gamma^2 h_{\text{rf}}^2 \hbar \left[4\pi M_S \gamma + \sqrt{(4\pi M_S)^2 \gamma^2 + 4\omega^2} \right]}{8\pi \alpha^2 [(4\pi M_S)^2 \gamma^2 + 4\omega^2]} \quad (1)$$

ここで $g_r^{\uparrow\downarrow}$, M_S , γ , g , μ_B , ω , α , \hbar はミキシングコンダクタンス、LSMO の飽和磁化、磁気回転比、 g 因子、ボーア磁子、角周波数、ダンピング定数、ディラック定数である。 $g_r^{\uparrow\downarrow}$ は LSMO/LTO/STO の FMR 信号の半値半幅 [図4(a)] から求められる。

最後に以下の式を用いてスピ流-電流変換効率 λ_{IEE} を求める。

$$\lambda_{\text{IEE}} = \frac{j_{\text{C,sym}}^{2\text{D}}}{j_S^0} \left(= \frac{\alpha_R \tau}{\hbar} \right) \quad (2)$$

図5に今回の実験で得られた λ_{IEE} の温度依存性と LAO/STO と AlO_x/STO の λ_{IEE} を示す。温度が下がるにつれて λ_{IEE} が大きく増加する。この傾向は STO の誘電率が低温で大きく増加することで、電子緩和時間 τ_e が増加するためである。今回、LSMO/LTO/STO において、**最大で193.5 nm という世界最高効率のスピ流-電流変換を達成した**。他の材料系において、Ag/Bi は0.3 nm、HgCdTe/HgTe は2.0 nm、LAO/STO は6.7 nm、 AlO_x/STO は ~60 nm であり [6, 7, 9, 11]、LTO/STO の効率が極めて大きいことがわかる。また、IEE とは異なるスピ流-電流変換現象である逆スピホール効果と比較しても高効率である。バルク材料で生じる逆スピホール効果において、 λ_{IEE} は $\theta_{\text{SHE}} \lambda_S$ と等価とみなすことができる [27]。ここで θ_{SHE} はスピホール角、 λ_S はスピ流拡散長である。Pt などの重金属は1 nm 以下である。スピホール材料で報告されている最高値は BiSb の2.5 nm である [28]。

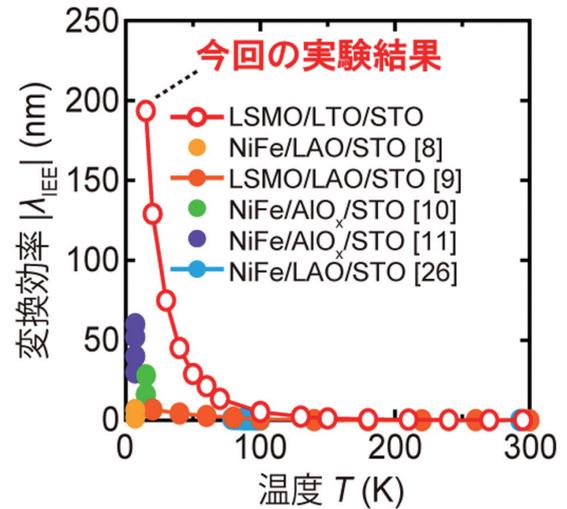


図5 STO をベースとした様々なヘテロ構造における λ_{IEE} の温度依存性 [8-11, 16, 26]

3.3. 共鳴角度分解光電子分光法によるバンド分散観測と理論計算

IEE における多軌道バンド構造の役割を明らかにするために、強束縛近似モデルとボルツマン方程式に基づく理論計算を行う [29]。最初に共鳴角度分解光電子分光法 (R-ARPES) を用いて LTO/STO のバンド分散とフェルミ面を測定した [図6 (a), (b)]。得られたバンド構造とフェルミ面をもとに、強束縛近似モデルでバンド分散を計算し、R-ARPES の結果と計算結果が一致するように強束縛近似モデルのバンド変数を最適化した。スピ流軌道相互作用に加えて、バンドの複雑な混成により、従来にないスピ流分裂がラシュバ効果により生じる [図6 (a) 挿入図]。今回、スピ流軌道相互作用の大きさ Δ_{ASO} を 15 meV に固定し、分極ひずみ Δ_z を変数として、 λ_{IEE} をボルツマン方程式から理論的に計算した。 $\Delta_z = 20$ meV の時の

λ_{IEE} の計算結果は実験値をよく再現した[図6(c)]。図6(d)に示すフェルミ面は大きなRSOIによりそれぞれのバンドがスピンスプリットしており、大きな λ_{IEE} の要因の一つになっていると考えられる。図6(d)からバンド分裂幅 Δk を見積り、 $a_{\text{R}} = \hbar^2 \Delta k / (2m^*)$ を計算すると 1.0×10^{-11} eVmとなった。この値はLTO/STOのスピンプンピング測定による a_{R} の実験値($= a_{\text{R}} \tau_{\text{e}} / \hbar = 8.4 \times 10^{-12}$ eVm)や弱反局在と理論計算による a_{R} の報告値(1.8×10^{-11} eVm)と近い値である[22]。

4. 高効率スピン流-電流変換に向けたマテリアルデザイン

大きなスピン流-電流変換効率 $\lambda_{\text{IEE}} (= j_{\text{C}}^{2\text{D}} / j_{\text{S}} = a_{\text{R}} \tau_{\text{e}} / \hbar)$ を得るためには、大きなラシュバ係数 a_{R} と長い電子緩和時間 τ_{e} 、高効率のスピン流輸送が必要である。FM/NM/STOにおいて、NMがLAOや AlO_x などの反磁性絶縁体の場合、変換された電流はSTO界面に流れ、2DEGの長い τ_{e} の恩恵を受ける。しかし、FMから注入されたスピン流は反磁性絶縁体のNM層を通過する際に大きく減衰し、 λ_{IEE} の減少につながる。一方、NM層が金属の場合、スピン流は効率的に2DEGに注入されるが、変換された電流の一部はNM層に拡散し、実効的に τ_{e} を減少させるため、 λ_{IEE} は低下する[30]。従って、 τ_{e} とスピン流輸送の両方を最

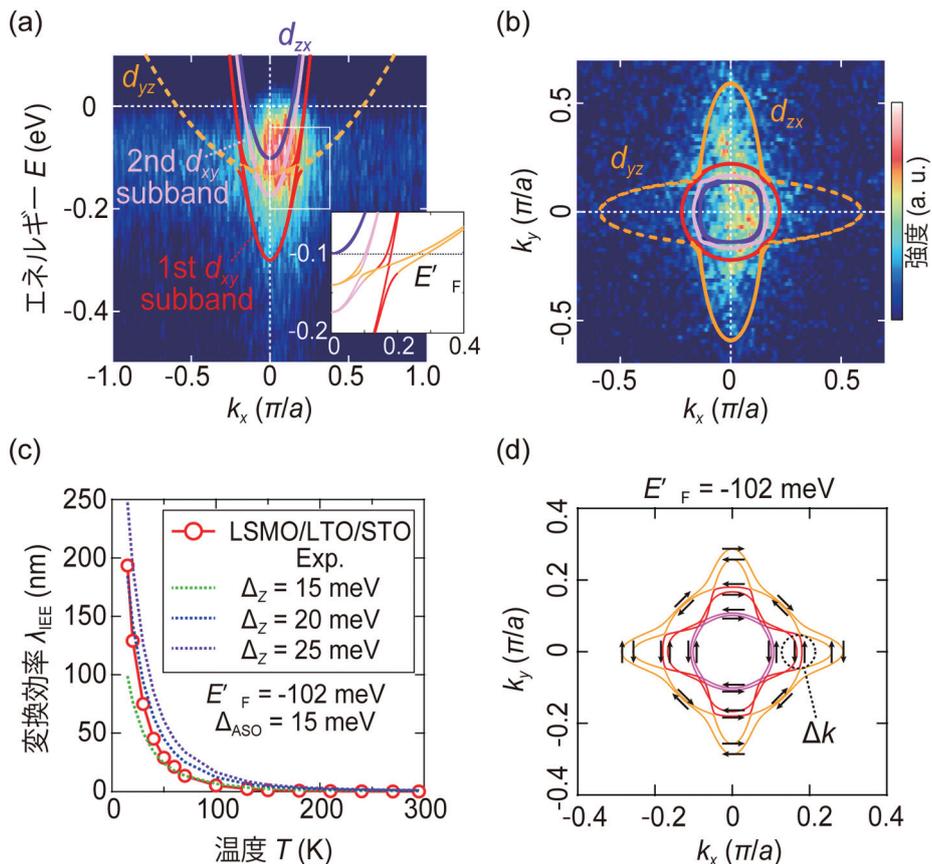


図6 LTO/STOにおける(a)バンド分散と(b)フェルミ面。実線と点線は強束縛近似モデルにより計算したバンド分散とフェルミ面。挿入図は d_{xy} と d_{yz} バンドの交差点の拡大図。拡大図中の点線はLSMO/LTO/STOにおけるフェルミ準位 E_{F} 。偏光やセットアップの関係上、点線部分のバンドは観測できない。(c)実験と理論計算で得られた λ_{IEE} の温度依存性(d)計算で得られたフェルミ面。矢印はスピンベクトル期待値をとって図示[16]

大化し、 a_R が高い適切な材料を選択することが高い λ_{IEE} を得るために重要である。

今回の我々の結果は、LTOが上記の観点から適切な材料であることを示している。LTO/STO界面の2DEGは大きなラシュバ係数 a_R をもつ。また、LTOは金属のためスピンの流が効率よく伝搬することができる。さらに、LTOの抵抗率 ρ は $1 \times 10^{-3} \Omega\text{cm}$ 程度であり、通常の金属と比較して高い[20]。このLTOのバッドメタルな特性は2DEGの τ_e の減少を防ぐことができる。加えて、我々のヘテロ構造は界面が高品質・急峻であるため、界面ラフネスによる散乱が抑制され、 τ_e が大きいと考えられる。以上のことから、界面におけるスピン流-電流変換は界面の品質も重要となる。

5. まとめと今後の展望

高品質のオールエピタキシャル単結晶LSMO/LTO/STOヘテロ構造を作製し、強相関極性金属LTO/非極性絶縁体STO界面の2DEGを用いて $\sim 190 \text{ nm}$ の大きなスピン流-電流変換効率を得ることができた。この値は、通常の重金属と比べて200-2,000倍程度大きく、現在報告されている全ての材料系で最高効率である。また、スピンホール系とは対照的にIEEの場合、高品質な試料が高いスピン流-電流変換効率をもたらすことが実験から示唆された。さらに理論的な側面からも実験結果を定量的に説明することができた。以上の結果は、LTOによる高効率スピン流輸送とLTO/STOによる高効率スピン流-電流変換によるものである。今後は、ペロブスカイト酸化物の機能性(強誘電、面直強磁性[31,32]、超伝導[33]、マルチフェロイクス[34]、ワイルフェルミオン[35-38]など)と格子整合の良さから、単結晶ヘテロ構造でスピン流と他の物理現象の交差現象探索が期待できる。

さらに、これまで界面におけるRSOIは適切な材料を組み合わせることで設計可能であることが知られていた。今回我々が示した高効率スピン流-電流変換に向けたマテリアルデザインの指針より、RSOIや a_R だけでなくスピン流輸送や τ_e の観点からも材料を考えることで、材料が持つスピン流-電流相互変換のポテンシャルを最大化できる。今回報告したLTO/STOは、材料設計指針からも最適な材料であり、高効率なスピン流輸送とスピン流-電流変換を共存させることができるため非常に魅力的な材料系である。この高効率なスピン輸送・変換は、スピン軌道トルク磁化反転やスピン流-電流変換などの物理現象に重要であり、LTO/STOはスピントロニクスデバイスによる超低消費電力コンピューティングやメモリ、高効率な熱電変換など幅広い用途で他の材料と一線を画す材料である。

謝 辞

本研究を行うにあたり、ご指導・ご鞭撻を賜りました東京大学大学院工学系研究科電気系工学専攻の大矢忍教授、田中雅明教授に心より感謝を申し上げます。また、角度分解光電子分光測定は東京大学大学院工学系研究科電気系工学専攻の小林正起准教授、高エネルギー加速器研究機構の北村未歩助教との共同研究によるものです。本研究の一部は、日本学術振興会の科学研究費助成事、科学技術振興機構、スピントロニクス学術研究基盤と連携ネットワーク拠点、ANRI基礎科学スカラーシップの援助の下に行われました。

参考文献

- [1] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [2] M. Julliere, *Phys. Lett.* **54A**, 225 (1975).
- [3] 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**, 189 (2011).
- [4] S. Manipatruni, D. E. Nikonov, C.-C. Lin, T. A. Gosavi, H. Liu, B. Prasad, Y.-L. Huang, E. Bonturim, R. Ramesh, and I. A. Young, *Nature* **565**, 35 (2019).
- [5] K. Uchida, H. Adachi, T. Kikkawa, A. Kirihara, M. Ishida, S. Yorozu, S. Maekawa, and E. Saitoh, *Proc. IEEE* **104**, 1946 (2016).
- [6] J. C. Rojas Sánchez, L. Vila, G. Desfonds, S. Gambarelli, J. P. Attané, J. M. D. Teresa, C. Magén, and A. Fert, *Nat. Commun.* **4**, 2944 (2017).
- [7] P. Noël, C. Thomas, Y. Fu, L. Vila, B. Haas, P-H. Jouneau, S. Gambarelli, T. Meunier, P. Ballet, and J. P. Attané, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 167201 (2018).
- [8] E. Lesne, Y. Fu, S. Oyarzun, J. C. Rojas-Sánchez, D. C. Vaz, H. Naganuma, G. Sicoli, J.-P. Attané, M. Jamet, E. Jacquet, J.-M. George, A. Barthélémy, H. Jaffrès, A. Fert, M. Bibes, and L. Vila, *Nat. Mater.* **15**, 1261 (2016).
- [9] S. Ohya, D. Araki, L. D. Anh, **S. Kaneta**, M. Seki, H. Tabata, and M. Tanaka, *Phys. Rev. Res.* **2**, 012014(R) (2020).
- [10] D. C. Vaz, P. Noël, A. Johansson, B. Göbel, F. Y. Bruno, G. Singh, S. McKeown-Walker, F. Trier, L. M. Vicente-Arche, A. Sander, S. Valencia, P. Bruneel, M. Vivek, M. Gabay, N. Bergeal, F. Baumberger, H. Okuno, A. Barthélémy, A. Fert, L. Vila, I. Mertig, J.-P. Attané, and M. Bibes, *Nat. Mater.* **15**, 1187 (2019).
- [11] P. Noël, F. Trier, L. M. Vicente Arche, J. Bréhin, D. C. Vaz, V. Garcia, S. Fusil, A. Barthélémy, L. Vila, M. Bibes, and J.-P. Attané, *Nature* **580**, 483 (2020).
- [12] Q. Song, H. Zhang, T. Su, W. Yuan, Y. Chen, W. Xing, J. Shi, J. Sun, and W. Han, *Sci. Adv.* **3**, 31602312 (2017).
- [13] Y. Wang, R. Ramaswamy, M. Motapothula, K. Narayanapillai, D. Zhu, J. Yu, T. Venkatesan, and H. Yang, *Nano Lett.* **17**, 7659 (2017).
- [14] C. H. Du, H. L. Wang, Y. Pu, T. L. Meyer, P. M. Woodward, F. Y. Yang, and P. C. Hammel, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 247202 (2013).
- [15] H. Wang, C. Du, P. C. Hammel, and F. Yang, *Phys. Rev. B* **91**, 220410(R) (2015).
- [16] **S. Kaneta-Takada**, M. Kitamura, S. Arai, T. Arai, R. Okano, L. D. Anh, T. Endo, K. Horiba, H. Kumigashira, M. Kobayashi, M. Seki, H. Tabata, M. Tanaka, and S. Ohya, *Nat. Commun.* **13**, 5631 (2022).
- [17] A. Ohtomo, D. A. Muller, J. L. Grazul, and H. Y. Hwang, *Nature* **419**, 378 (2002).
- [18] A. Ohtomo and H. Y. Hwang, *Nature* **427**, 423 (2004).
- [19] F. Lichtenberg, D. Widmer, J. G. Bednorz, T. Williams, and A. Reller, *Z. Phys. B* **82**, 211 (1991).
- [20] T. T. Zhang, C. Y. Gu, Z. W. Mao, X. F. Chen, Z. B. Gu, P. Wang, Y. F. Nie, and X. Q. Pan, *Appl. Phys. Lett.* **115**, 261604 (2019).

- [21] K. Dymkowski and C. Ederer, *Phys. Rev. B* **89**, 161109(R) (2014).
- [22] M. J. Veit, R. Arras, B. J. Ramshaw, R. Pentcheva, and Y. Suzuki, *Nat. Commun.* **9**, 1458 (2018).
- [23] R. Jacobs, J. Booske, and D. Morgan, *Adv. Funct. Mater.* **26**, 5471 (2016).
- [24] S. Mizukami, Y. Ando, and T. Miyazaki, *Phys. Rev. B* **86**, 104413 (2002).
- [25] **S. Kaneta-Takada**, M. Yamada, S. Sato, S. Arai, L. D. Anh, K. Hamaya, and S. Ohya, *Phys. Rev. Appl.* **14**, 024096 (2020).
- [26] J.-Y. Chauleau, M. Boselli, S. Gariglio, R. Weil, G. de Loubens, J.-M. Triscone, and M. Viret, *Europhys. Lett.* **116**, 17006 (2016).
- [27] J.-C. Rojas-Sánchez and A. Fert, *Phys. Rev. Appl.* **11**, 054049 (2019).
- [28] S. Goel, N. H. D. Khang, L. D. Anh, P. N. Hai, and M. Tanaka, *Sci. Rep.* **13**, 2181 (2023).
- [29] S. Arai, **S. Kaneta-Takada**, L. D. Anh, M. Tanaka, and S. Ohya, *Appl. Phys. Express* **15**, 013005 (2022).
- [30] S. Zhang and A. Fert, *Phys. Rev. B* **94**, 184423 (2016).
- [31] Y. K. Wakabayashi, **S. Kaneta-Takada**, Y. Krockenberger, K. Takiguchi, S. Ohya, M. Tanaka, Y. Taniyasu, and H. Yamamoto, *AIP Adv.* **11**, 035226 (2021).
- [32] Y. K. Wakabayashi, **S. Kaneta-Takada**, Y. Krockenberger, Y. Taniyasu, and H. Yamamoto, *ACS Appl. Electron. Mater.* **3**, 2712 (2021).
- [33] Y. Kozuka, M. Kim, C. Bell, B. G. Kim, Y. Hikita, and H. Y. Hwang, *Nature* **462**, 487 (2009).
- [34] J. Wang, J. B. Neaton, H. Zheng, V. Nagarajan, S. B. Ogale, B. Liu, D. Viehland, V. Vaithyanathan, D. G. Schlom, U. V. Waghmare, N. A. Spaldin, K. M. Rabe, M. Wuttig, and R. Ramesh, *Science* **299**, 1719 (2003).
- [35] K. Takiguchi, Y. K. Wakabayashi, H. Irie, Y. Krockenberger, T. Otsuka, H. Sawada, S. A. Nikolaev, H. Das, M. Tanaka, Y. Taniyasu, and H. Yamamoto, *Nat. Commun.* **11**, 4969 (2020).
- [36] **S. Kaneta-Takada**, Y. K. Wakabayashi, Y. Krockenberger, S. Ohya, M. Tanaka, Y. Taniyasu, and H. Yamamoto, *Appl. Phys. Lett.* **118**, 092408 (2021).
- [37] **S. Kaneta-Takada**, Y. K. Wakabayashi, Y. Krockenberger, T. Nomura, Y. Kohama, H. Irie, K. Takiguchi, S. Ohya, M. Tanaka, Y. Taniyasu, and H. Yamamoto, *npj Quantum Mater.* **7**, 102 (2022).
- [38] **S. Kaneta-Takada**, Y. K. Wakabayashi, Y. Krockenberger, S. Ohya, M. Tanaka, Y. Taniyasu, and H. Yamamoto, *Phys. Rev. Mater.* **7**, 054406 (2023).