

# 自己形成型強磁性原子層を持つトポロジカル絶縁体による サンドイッチ構造での軟磁性的スキルミオンの電氣的観測†

高城拓也<sup>1</sup>・秋山了太<sup>1,\*</sup>・I. A. Kibirev<sup>2</sup>・A. V. Matetskiy<sup>2</sup>・中西亮介<sup>1</sup>

佐藤瞬亮<sup>1</sup>・深澤拓朗<sup>3</sup>・佐々木泰祐<sup>4</sup>・遠山晴子<sup>1</sup>・樋渡功太<sup>1</sup>

A. V. Zotov<sup>2</sup>・A. A. Saranin<sup>2</sup>・平原 徹<sup>3</sup>・長谷川修司<sup>1</sup>

<sup>1</sup> 東京大学大学院理学系研究科 ㊚ 113-0033 東京都文京区本郷 7-3-1

<sup>2</sup> Institute of Automation and Control Processes, 690041 Vladivostok, Russia

<sup>3</sup> 東京工業大学理学院物理学系 ㊚ 152-8551 東京都目黒区大岡山 2-12-1

<sup>4</sup> 物質・材料研究機構 ㊚ 305-0047 茨城県つくば市千現 1-2-1

(2022年5月12日受付；2022年7月5日掲載決定)

## Electrical Observation of Soft-magnetic Skyrmions in the Sandwich Structure Including Topological Insulator with Self-assembled Ferromagnetic Atomic Layers

T. TAKASHIRO<sup>1</sup>, R. AKIYAMA<sup>1,\*</sup>, I. A. KIBIREV<sup>2</sup>, A. V. MATETSKIY<sup>2</sup>, R. NAKANISHI<sup>1</sup>, S. SATO<sup>1</sup>, T. FUKASAWA<sup>3</sup>, T. SASAKI<sup>4</sup>,  
H. TOYAMA<sup>1</sup>, K. L. HIWATARI<sup>1</sup>, A. V. ZOTOV<sup>2</sup>, A. A. SARANIN<sup>2</sup>, T. HIRAHARA<sup>3</sup> and S. HASEGAWA<sup>1</sup>

<sup>1</sup> University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo, Tokyo 113-0033

<sup>2</sup> Institute of Automation and Control Processes, 690041 Vladivostok, Russia

<sup>3</sup> Tokyo Institute of Technology, 2-12-1 O-okayama, Meguro, Tokyo 152-8551

<sup>4</sup> National Institute for Material Science, 1-2-1 Sengen, Tsukuba, Ibaraki 305-0047

(Received May 12, 2022 ; Accepted July 5, 2022)

Under the competition of ferromagnetic interaction and Dzyaloshinskii-Moriya interaction, magnetic vortices in real-space, skyrmions, can be induced on a topological insulator (TI), which reflects the chiral spin structure on the gapped Dirac cone in the momentum space. Here, we observe skyrmions emerge on surfaces of two self-assembled ferromagnetic TI layers,  $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$ , separated by a spacer of non-magnetic TI layer,  $(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_3$ , through topological Hall effect (THE) by tuning the Fermi level with optimizing the Bi/Sb ratio. By the spacer-thickness-dependence of the magnitude of THE, we find that the moderate coupling of surface states between the top and bottom  $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$  layers is essentially important for inducing and stabilizing skyrmions. Moreover, the highly-ordered Mn atoms in the  $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$  lead to a strong exchange interaction therein, making skyrmions “soft magnetic”. This would open an avenue toward a topologically robust easy-rewritable novel magnetic memory for spintronics.

KEYWORDS : topological insulator, heterostructure, ferromagnetism, skyrmion, topological Hall effect

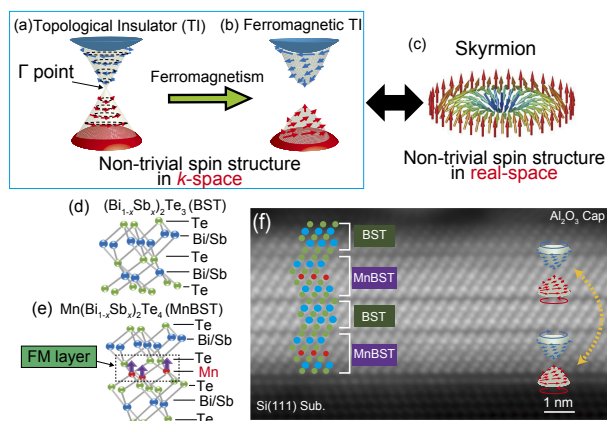
### 1. はじめに

強いスピン軌道相互作用によってバンド反転を生じ、

物質をバンド構造のトポロジーから分類したときに  $Z_2$  指数 (トポロジカル数) が 0 ではない物質をトポロジカル絶縁体 (Topological insulator, TI) と呼ぶ。TI であるかどうかはバルクで決定されるが、金属のないいわゆるトポロジカル表面状態は、このバルクの性質と対応して決定される (バルク-エッジ対応)。トポロジカル数が保た

† 2021 年日本表面真空学会学術講演会 (2021 年 11 月 3 日～11 月 5 日, オンライン開催) にて発表

\* E-mail : akiyama@surface.phys.s.u-tokyo.ac.jp



**Fig. 1.** (color online). Schematics of gap-opening at Dirac cone of (a) a non-magnetic topological insulator and (b) a ferromagnetic topological insulator. (c) Spin texture of a magnetic skyrmion. (d, e) Structures of  $(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_3$  quintuple layer (QL) and  $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$  septuple layer (SL) with an intercalated ferromagnetic Mn layer. (f) Cross-sectional HAADF-STEM image of the sample with  $x=0.55$ , showing the coherent structure consisting of QLs and SLs.

れる限り、例えば非磁性不純物による摂動や構造の乱れなどに対してはロバストであるとされ、将来のデバイス応用を見据え、それを活かした機能発現が強く期待されている。TI ではクラマース対と呼ばれる、時間反転対称性が守られたお互い逆向きにスピン偏極したバンドの対がバルクギャップ中の特定のエネルギーに奇数個存在し、その結果トポロジカル表面状態はヘリカルスピン状態となる (Fig. 1 (a))<sup>1-3</sup>。このスピントクスチャはスピン・角度分解光電子分光などによって波数空間で確かめられてきた<sup>3-5</sup>。

一方、実空間で TI の非自明なスピントクスチャを観測する手段として、スキルミオンを介した方法が挙げられる。スキルミオンはもともと、MnSi や FeGe など B20 合金と呼ばれるカイラル結晶構造を持つ金属磁性体中や<sup>6</sup>、重い金属磁性のヘテロ接合系<sup>7</sup>で二次元の渦状磁気構造体として報告されてきた。B20 合金などでは結晶構造に空間反転対称性がないため螺旋状の磁気構造を作り出すジャロシンスキー-守谷相互作用 (Dzyaloshinsky-Moriya interaction, DMI) がはたらく。これが強磁性 (ferromagnetic, FM) 相互作用と競合することで、一定磁場下においてスキルミオンが安定的に生成する。磁場を掃引するとマトリクス磁化とスキルミオン磁化がそれぞれ反転していくため、スキルミオンの密度が変化していく。スキルミオンはその性質がトポロジカル数で定義され、一旦生成すると外乱に対して安定であるという特長があり、情報媒体として次世代磁気メモリへの応用などが提案されている<sup>8</sup>。特に、今回取り上げるものとして最近注目を

集めるのが、前述の TI 表面のスピнкаイラリティを反映した実空間でのスピンの渦、スキルミオンであり、これまで TI/強磁性体接合などで数例報告されている<sup>9, 10</sup>。

一般的に TI に磁気秩序を導入するとディラック方程式に質量項が導入され massive となり、Fig. 1 (b) のように表面状態にギャップが生じ、表面状態は非自明なスピнкаイラリティを示す<sup>11</sup>。この時、表面近傍の磁性原子同士に DMI が働くことでスキルミオンが形成される (Fig. 1 (c))。この DMI は上述の「カイラル表面状態」を媒介して長距離に作用することが理論的・実験的に報告されている<sup>9, 10, 12</sup>。実験的な傍証としては、FM 秩序を有した TI、強磁性トポロジカル絶縁体 (ferromagnetic TI, FMTI) のフェルミ準位 ( $E_F$ ) をゲート電圧により制御することでスキルミオンが安定/不安定化することが報告されている<sup>9, 10</sup>。つまり、 $E_F$  がバルクバンドに位置する場合にはスキルミオンが不安定になる一方、 $E_F$  を FMTI の表面状態に調整させた場合はスキルミオンが安定的に存在することが、Cr や Mn がランダムにドーピングされた TI 系で報告されている<sup>9, 10</sup>。加えて、薄膜試料の上下面の両方にカイラル表面状態がある場合は、膜厚を減少させることで上下の表面状態の混成が大きくなってギャップが開きトポロジカル的に自明になることが知られているが、このときスキルミオンは不安定化することが同系で報告されている<sup>10</sup>。これらの結果は、FMTI が波数空間において非自明なカイラルスピン状態を持つことが、すなわち実空間の非自明なスピンの渦、スキルミオンとして現れているという対応関係を示唆している。

これまでに FMTI 系で報告されたスキルミオンは、先述の通り Mn や Cr といった磁性原子を TI にランダムにドーピングすることで実現している<sup>9, 10</sup>。ただしこの場合、磁気秩序が不均一になりやすく、またドーピング量を増加させると磁性原子によるクラスターや析出物を生じるなど結晶性の観点でも懸念があり、これが量子異常ホール効果の観測温度を低下させているという説もあるため<sup>13</sup>、結晶の原子構造と磁性とを精密に制御できる物質系が盛んに探索されてきた。

そこで我々のグループでは 2017 年に、磁性原子が自発的に規則的な配列となり、トポロジカル表面状態と FM 波動関数が効率的に空間的にオーバーラップする<sup>14</sup>「真性自己形成型強磁性トポロジカル絶縁体」 $\text{MnBi}_2\text{Se}_4$  を発表した<sup>15</sup>。その後同じ原理で形成される真性 FMTI の  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  が開発され<sup>16</sup>、加速度的に盛んに FMTI の研究が行われるようになってきている。この物質の単層構造は、Fig. 1 (d) の非磁性 TI である単層の  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  (quintuple layer, QL) 内部に、Fig. 1 (e) のように FM 層の MnTe が入り込んだものと見なすことができ (septuple layer,

SL), 磁性不純物ランダムドープ系よりも均一でコヒーレントな磁気秩序と高い結晶性を実現できる (Fig. 1 (f) の高分解能走査型透過電子顕微鏡 (STEM) 原子格子像)。

しかしながら,  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4/\text{Bi}_2\text{Te}_3$  では  $E_F$  がバルク伝導帯に位置するため, FMTI のカイラル表面状態を電氣的に観測・利用するには  $E_F$  を表面バンドへと調整する必要がある。さらに, FMTI/TI ヘテロ構造の場合 TI の下側に磁性層がないためギャップが閉じてしまい, 上面ではカイラル表面状態, 下面ではヘリカル表面状態となりカイラル表面状態由来の現象のみを観測するには不適である。これらの問題を解決するために, FMTI/TI/FMTI のサンドイッチ構造  $\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4/(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_3/\text{Mn}(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_4$  (MnBST/BST/MnBST) を設計・作製し, Fig. 1 (f) のように BST 層の上下両方にカイラル表面状態を誘起できるようにした。更に, Bi と Sb の組成比を変化させて  $E_F$  を制御することでバルク寄与を抑制して, カイラル表面状態由来の電気伝導測定を可能とすることで, 上下のギャップの開いた表面状態にスキルミオンが発現していることを初めて観測した<sup>17)</sup>。本記事では, このサンドイッチ構造試料で得られた実験結果について紹介する。

## 2. 試料作製と構造・電気特性評価

### 2.1 FMTI サンドイッチ構造の作製

試料は  $10^{-10}$  Torr 程度の超高真空中で分子線エピタキシー法によって, Si(111) 基板上に Fig. 1 (f) のサンドイッチ構造薄膜を作製した後,  $\text{Al}_2\text{O}_3$  キャップを施した。結晶は *in situ* で反射高速電子回折 (RHEED) によって高品質な単結晶であることが確認された。断面構造を STEM で観察すると Fig. 1 (f) に示すように原子が規則的に配列しているのが分かり, 最上層の BST より下側で, 2 SL の MnBST が BST を挟んだサンドイッチ構造が実現しているのが確認できる。

### 2.2 トポロジカルホール効果と $E_F$ の関係

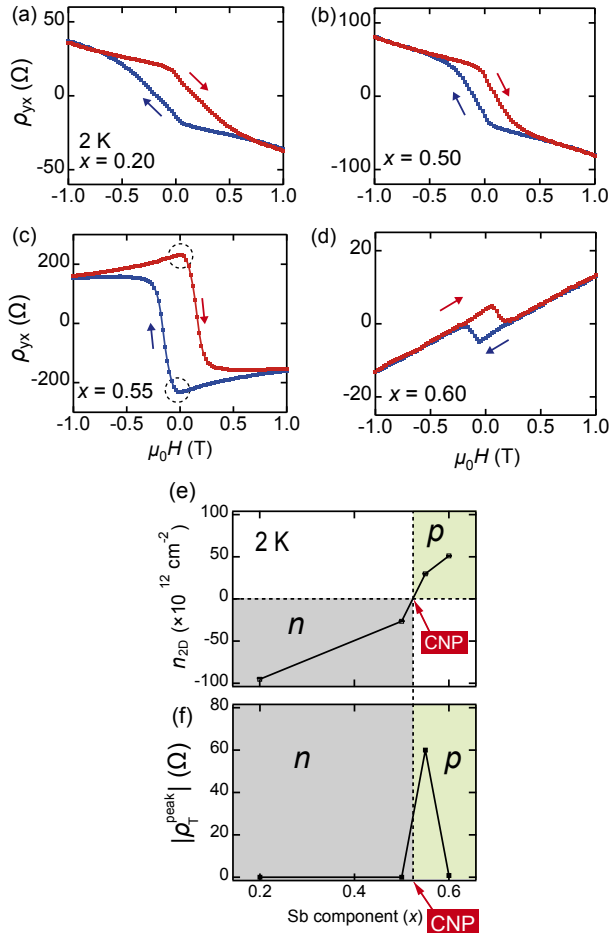
TI である BST は, 同じ結晶構造を持つ  $n$  型の  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  と  $p$  型の  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  からなる混晶であるため (Fig. 1 (d)), Bi と Sb の比率  $x$  によって  $E_F$  を制御できる。MnBST は既述の  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  と同様の真性自己形成型 FMTI であり (Fig. 1 (e)), BST 同様に  $E_F$  を制御することができる。カイラル表面状態を反映したスキルミオンを観測するためには, 前述のとおり  $E_F$  をバルクギャップ内, すなわち電荷中性点 (charge neutral point, CNP) 近傍に調整する必要がある。そこで四つの異なる Sb 添加量 ( $x=0.20, 0.50, 0.55, 0.60$ ) のサンドイッチ構造 BST/MnBST/BST/MnBST を用意し, 各々のホール抵抗 ( $\rho_{yx}$ ) の振る舞いを調べた。Fig. 2 (a) から (d) にそれぞれの  $x$  の試料にお

けるホール抵抗の磁場依存性を示す。どの試料でも FM 由来の異常ホール効果 (anomalous Hall effect, AHE) によるヒステリシスループが確認できる。また  $E_F$  位置の Sb 添加量依存性は, 各試料の正常ホール効果成分からキャリアタイプ・密度を見積もることで推定した。Fig. 2 (e) にキャリア密度 ( $n_{2D}$ ) と  $x$  の関係を示す。まず分かるのは, Bi を Sb で置換することで  $x=0.50\sim 0.55$  でキャリアタイプが  $n$  型から  $p$  型へ変化しており, この近傍が CNP であるということである。また特に注目すべきは,  $x=0.55$  の試料の 2 K におけるホール抵抗は他の試料とは異なり, 0.1 T 程度の磁場 (破線で囲まれた箇所) でこぶ状の振る舞いが見られることである (Fig. 2 (c))。これは, 次に述べるように生じたスキルミオンによるトポロジカルホール効果 (Topological Hall effect, THE) に由来している。

スキルミオンは, その大きさと渦中心の磁化の向きに依存した仮想的な磁場 (創発磁場) を有しており, キャリアはその創発磁場によって偏向を受けるため, それがホール抵抗として観測される<sup>9, 10)</sup>。スキルミオンが存在する強磁性体では  $\rho_{yx}$  は,  $\rho_{yx}=R_0\mu_0H+\rho_A+\rho_T$  と表現できる。ここで, 右辺第一項のホール抵抗は「正常ホール効果 (Ordinary Hall effect, OHE)」を意味し,  $R_0$  はキャリア密度の逆数に比例するホール係数,  $\mu_0H$  は試料に印加した磁束密度を指す。また第二項は AHE による磁化に比例する成分, そして第三項が THE がもたらすスキルミオンの創発磁場に比例する成分 (トポロジカルホール抵抗:  $\rho_T$ ) である。スキルミオンは磁化反転の過程で生じ, スキルミオンが最も多く生成したときに, 創発磁場とそれによるキャリア偏向も最大となるので, ホール抵抗にそれが「こぶ」となって現れる。このことは, こぶが Fig. 2 (c) のように AHE の保磁力程度の外部磁場領域で現れていることから理解できる。一方で外部磁場を大きくするとスキルミオンを構成する磁化は全て揃う (FM 秩序になる) ので, ホール抵抗への寄与は OHE と AHE のみになり,  $\rho_T$  の寄与は消える。そのため,  $\rho_{yx}(H)$  から  $R_0\mu_0H$  と高磁場領域での  $\rho_A$  の値を差し引けば  $\rho_T$  を求められる。異なる  $x$  の試料における THE を比較した結果を Fig. 2 (f) に示す。縦軸の  $\rho_T^{\text{peak}}$  は  $\rho_T$  のピーク値を表しており, Sb 添加量が  $x=0.55$  の時, つまり  $E_F$  が CNP 近傍に位置した時に大きく増大する傾向が見て取れる。この結果は, カイラル表面状態の寄与が大きいときに THE 信号が大きくなることを意味しており, カイラル表面状態を反映したスキルミオンが実現されたことの一つの証左である。

### 2.3 トポロジカルホール効果の温度・膜厚依存性

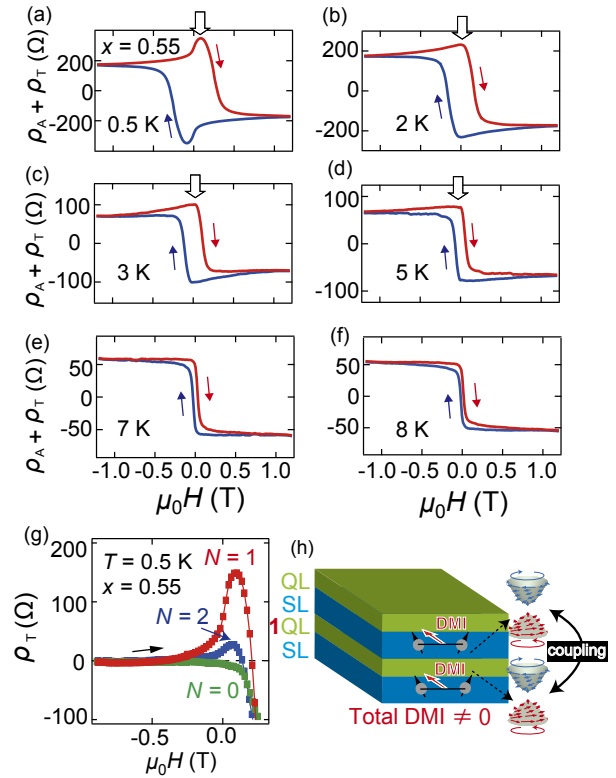
Fig. 3 (a) から (f) に Sb 添加量が  $x=0.55$  のサンド



**Fig. 2.** (color online). (a–d) Magnetic field dependences of Hall resistivities ( $\rho_{yx}$ ) in BST (1 QL)/MnBST (1 SL)/BST (1 QL)/MnBST (1 SL) with various Sb contents ( $x=0.20$ – $0.60$ ) at 2 K. (e, f) Sb content dependences of the 2D carrier type/density ( $n_{2D}$ ) and the magnitude of the topological Hall resistivity ( $\rho_T^{\text{peak}}$ ).

イッチ構造試料における、0.5~8 Kでの OHE 成分を差し引いたホール抵抗 ( $\rho_A + \rho_T$ ) の磁場依存性を示す。およそ 8 K 以下で降温に従い THE のこぶが徐々に明瞭に現れてくるのが分かる。 $\rho_T$  の大きさはスキルミオンの数密度に依存するため、低温でよりスキルミオンが安定的に存在できることを示している。

次に、サンドイッチ構造の上下界面の表面状態の混成具合がスキルミオンにどう影響を与えるかを調べるために、二つの MnBST 層で挟まれたスペーサー BST 層の膜厚を変化させ (膜厚  $N$  QL,  $N=0, 1, 2$ ), THE を比較した。Fig. 3 (g) の  $\rho_T$  の磁場依存性 (外部磁場は負から正へと掃引させた。) から分かるように、 $N=1$  の時に THE のこぶが最も大きく、 $N=2$  や 0 の時は小さくなったか、あるいは全く見られなかった。すなわち、 $N=1$  の時が最もスキルミオンが安定して存在することが分か



**Fig. 3.** (color online). (a–f) Magnetic field dependences of the anomalous and topological Hall resistivities ( $\rho_A + \rho_T$ ) in the BST/MnBST/BST/MnBST sandwich structure with  $x=0.55$  at various temperatures. (g) Magnetic field dependences of  $\rho_T$  in samples with the BST-spacer-thickness of 0, 1, and 2 QL, respectively. (h) Schematic picture of the coupling of top/bottom surface states having the same spin chirality in the sandwich structure of 1SL-MnBST/1QL-BST/1SL-MnBST, where the nonzero DMI induces skyrmions.

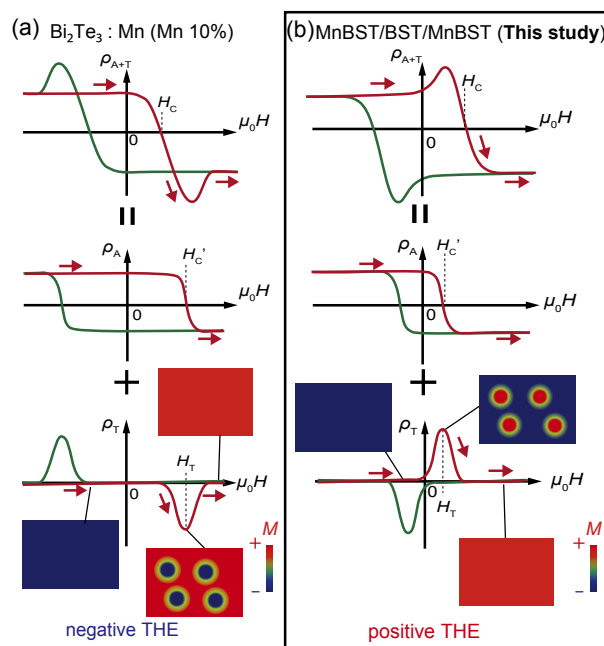
り、これは次のように解釈することができる。スキルミオンの形成には、前述のように FM 相互作用の他に FMTI の表面/界面に働く DMI が不可欠であり、DMI が強いほどスキルミオンの創発磁場は大きくなる。また、スキルミオン内の隣接するスピン  $S_i, S_j$  の間に働く DMI のハミルトニアンは一般に  $D_{ij} \cdot (S_i \times S_j)$  と表現することができ、DMI の符号は DMI ベクトル ( $D_{ij}$ ) の向きで決定される。我々のサンドイッチ試料では、この DMI の符号が上下の表面状態のスピンカイラリティに依存しており、これには上下表面状態の混成具合が重要になってくる。つまり、 $N=2$  試料のようにスペーサー BST 膜厚が大きい試料の場合は上下の MnBST 表面状態の混成が無視でき、スピンカイラリティが互いに逆符号となるため、系全体として DMI が打ち消し合ってスキルミオンが不安定になる。一方、 $N=0$  試料のように膜厚が小さすぎると表面状態の混成による混成ギャップがゼーマンギャップよりも大きくなるため、トポロジカル

的に自明な状態となりスキルミオンが不安定になる。しかし、 $N=1$  の試料は混成ギャップが大きすぎずに上下 MnBST 表面状態の混成が存在し、スピнкаイラリティが同符号となるのでスキルミオンが安定化する (Fig. 3 (h))。よって本実験は、上下 MnBST 層が孤立して存在するよりは、表面状態の適切な強さの混成がスキルミオン誘起に必要なことを明瞭に示している。

#### 2.4 磁性原子の配列状態と THE 形状

興味深いことに、同じ磁性元素である Mn を用いているにもかかわらず、本サンドイッチ構造試料で観測された THE は、先行研究<sup>10)</sup>で報告された Mn をランダムにドーピングさせた FMTI 試料 ( $\text{Mn}_{0.3}\text{Bi}_{2.7}\text{Te}_2$ ) での THE の形状とは異なっている。この原因について Fig. 4 において考察する<sup>10, 17)</sup>。まず矢印のように負から正に外部磁場を掃引させると、Mn ドープ FMTI の場合<sup>10)</sup>、Fig. 4 (a) 上段のように THE のこぶが下を向くのに対し、我々の系の場合は<sup>17)</sup>、Fig. 4 (b) 上段のように上を向く。ここで Fig. 4 の中・下段の概念図のように、 $\rho_A(H)$  と  $\rho_T(H)$  の二つの成分に分解して両者を見比べてみると、 $\rho_T$  の符号が逆になっていることが分かる。 $\rho_T$  の符号は創発磁場の向きで決定され、それはスキルミオンの中心磁化と周りのマトリクス磁化の外部磁場による反転の順序の違いに対応している。つまり Mn をランダムにドーピングさせた FMTI の場合、外部磁場を負から正へ掃引させると、磁場が保磁力  $H=H'_C$  を迎える前にマトリクス磁化が先に正へと反転する一方、スキルミオンの中心磁化は反転せず負のままであるため創発磁場は負となる。他方、本系では磁場掃引に伴って先にスキルミオンの中心磁化が反転し、続いてマトリクス磁化が反転するため、Mn ドープ系と違い創発磁場が正となる。なお、 $\rho_T$  が最大となる  $H=H_T$  より十分大きな磁場領域では、すべての磁化が揃った FM 状態となる。

また本系で特徴的なのは、 $H_T$  の大きさについて先行研究の Mn ドープ系の場合 (温度 1.5 K で  $H_T \sim 1$  T) より本系 (温度 0.5 K で  $H_T \sim 0.1$  T) の方が 1/10 程度に小さくなっており、スキルミオンが「軟磁性的」なことであるが、これは最近接の Mn 原子間に働く FM 相互作用の大きさが原因と考えられる。スキルミオン秩序を決定づける相互作用として DMI の他に FM 相互作用も重要であり、カイラル表面状態を媒介とした Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) 相互作用が提案されている<sup>18)</sup>。一般に RKKY 相互作用はキャリアを介して局在スピンを秩序づけ、磁性原子間の距離に強く依存するが、その違いが創発磁場の向きや  $H_T$  の大きさを決定していると考えられる。つまり、磁性原子同士が近いほど FM 相互作用の強さ  $|J|$  は大きくなるため、マトリクス磁化よりもス



**Fig. 4.** (color online). Comparison of the magnetization reversal between (a) the randomly-doped Mn-Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub><sup>10)</sup> and (b) our BST/MnBST/BST/MnBST.<sup>17)</sup> Top, middle, and bottom schematics mean curves of AHE+THE, AHE, and THE, respectively. When the magnetic field is swept from the negative to the positive as the arrows, the sign of THE is opposite between (a) and (b), indicating that the timing of the generation of skyrmions is different. In the randomly-doped Mn case (a), the magnetization of skyrmions reverses after the reversal of the matrix magnetization, while in our case (b), it reverses before the reversal of the matrix magnetization. Around the coercive force  $H'_C$ , the density of skyrmions reaches maximum and thus the carriers are bent most by them. In our case, skyrmions are generated at the lower magnetic field than the randomly-doped Mn system; the field  $H_T$  for the maximum  $\rho_T$  in MnBST ( $\sim 0.1$  T at 0.5 K) is smaller by one order of magnitude than that in the randomly-doped Mn system ( $\sim 1$  T at 1.5 K).

キルミオン中心磁化の方が外部磁場の向きに揃いやすくなり、その結果スキルミオンが小さい外部磁場で生成されやすくなり<sup>19)</sup>、結果的に創発磁場の符号に違いが生じていると考えられる。実際、Mn が密に規則的に配列しているため、本系での平均した最近接 Mn 原子間距離 ( $\sim 0.43$  nm)<sup>17)</sup> は、先行研究の Mn ランダムドーピング系における本系のそれ ( $\sim 1.40$  nm)<sup>10)</sup> よりも小さく、 $|J|$  が大きいことが予想され、これが  $H_T$  を減少させ創発磁場の符号を正にしていると考えられる。これは原子配列の違いがスキルミオン特性に影響を与えている直接の証拠であると考えられる。

### 3. ま と め

本研究では、自己形成型 FMTI サンドイッチ構造

MnBST/BST/MnBST を設計・作製し、THE を通してスキルミオンを観測した。 $E_F$  がバルクギャップ内に位置した時のみ THE が観測されることや、上下表面状態の混成が重要であるという実験結果から、スキルミオンがカイラル表面状態によって誘起されたと分かった。さらに、磁性原子をランダムドープさせた先行例との比較から、磁性原子の配列がスキルミオン特性の決定に深く関わっており、真性自己形成型 FMTI のように磁性原子が密に並んだ系では磁性原子間の FM 相互作用が強く働き、スキルミオンが弱い外部磁場で生成されやすいことが分かった。本成果は、カイラル表面状態誘起のスキルミオンの基礎物性の理解に資するほか、トポロジカルに non-trivial で「軟磁性的」なスキルミオンの特長を活かすことで、将来的に外乱に強く書き換え容易なスキルミオン磁気メモリの開発へ繋がることが期待される。

## 謝 辞

本研究は、部分的に JSPS による科研費やロシア基礎科学財団による研究費の援助を受けました。また、東大の低温センター、高木・北川研究室、物質・材料研究機構 磁性・スピントロニクス材料研究拠点、東工大の一人倉助教には実験の遂行で大変お世話になりました。更に、東大の永長教授・江澤講師には磁化反転現象の解釈で有意義な議論をさせて頂きました。ここに深く感謝申し上げます。

## 文 献

- 1) H. Zhang, C.-X. Liu, X.-L. Qi, X. Dai, Z. Fang and S.-C. Zhang : *Nat. Phys.* **5**, 438 (2009).
- 2) Y.L. Chen, J.A. Analytis, J.-H. Chu, Z.K. Liu, S.-K. Mo, X.L. Qi, H.J. Zhang, D.H. Lu, X. Dai, Z. Fang, I.R. Fisher, Z. Hussain and Z.-X. Shen : *Science* **325**, 178 (2009).
- 3) D. Hsieh, Y. Xia, D. Qian, L. Wray, J.H. Dil, F. Meier, J. Osterwalder, L. Patthey, J.G. Checkelsky, N.P. Ong, A.V. Fedorov, H. Lin, A. Bansil, D. Grauer, Y.S. Hor, R.J. Cava and M.Z. Hasan : *Nature* **460**, 1101 (2009).
- 4) K. Kuroda, M. Ye, A. Kimura, S.V. Eremeev, E.E. Krasovskii, E.V. Chulkov, Y. Ueda, K. Miyamoto, T. Okuda, K. Shimada, H. Namatame and M. Taniguchi : *Phys. Rev. Lett.* **105**, 146801 (2010).
- 5) K. Nakayama, K. Eto, Y. Tanaka, T. Sato, S. Souma, T. Takahashi, K. Segawa and Y. Ando : *Phys. Rev. Lett.* **109**, 236804 (2012).
- 6) A. Neubauer, C. Pfleiderer, B. Binz, A. Rosch, R. Ritz, P.G. Niklowitz and P. Böni : *Phys. Rev. Lett.* **102**, 186602 (2009).
- 7) J. Matsuno, N. Ogawa, K. Yasuda, F. Kagawa, W. Koshibae, N. Nagaosa, Y. Tokura and M. Kawasaki : *Sci. Adv.* **2**, e1600304 (2016).
- 8) A. Fert, N. Reyren and V. Cros : *Nat. Rev. Mater.* **2**, 17031 (2017).
- 9) K. Yasuda, R. Wakatsuki, T. Morimoto, R. Yoshimi, A. Tsukazaki, K.S. Takahashi, M. Ezawa, M. Kawasaki, N. Nagaosa and Y. Tokura : *Nat. Phys.* **12**, 555 (2016).
- 10) C. Liu, Y. Zang, W. Ruan, Y. Gong, K. He, X. Ma, Q.-K. Xue and Y. Wang : *Phys. Rev. Lett.* **119**, 176809 (2017).
- 11) S.-Y. Xu, M. Neupane, C. Liu, D. Zhang, A. Richardella, L.A. Wray, N. Alidoust, M. Leandersson, T. Balasubramanian, J. Sánchez-Barriga, O. Rader, G. Landolt, B. Slomski, J.H. Dil, J. Osterwalder, T.-R. Chang, H.-T. Jeng, H. Lin, A. Bansil, N. Samarth and M.Z. Hasan : *Nat. Phys.* **8**, 616 (2012).
- 12) J.-J. Zhu, D.-X. Yao, S.-C. Zhang and K. Chang : *Phys. Rev. Lett.* **106**, 097201 (2011).
- 13) S. Bhattacharyya, G. Akhgar, M. Gebert, J. Karel, M.T. Edmonds and M.S. Fuhrer : *Adv. Mater.* **33**, 2007795 (2021).
- 14) M.M. Otrokov, T.V. Menshchikova, M.G. Vergniory, I.P. Rusinov, A.Y. Vyazovskaya, Y.M. Koroteev, G. Bihlmayer, A. Ernst, P.M. Echenique, A. Arnau and E.V. Chulkov : *2D Mater.* **4**, 025082 (2017).
- 15) T. Hirahara, S.V. Eremeev, T. Shirasawa, Y. Okuyama, T. Kubo, R. Nakanishi, R. Akiyama, A. Takayama, T. Hajiri, S. Ideta, M. Matsunami, K. Sumida, K. Miyamoto, Y. Takagi, K. Tanaka, T. Okuda, T. Yokoyama, S. Kimura, S. Hasegawa and E.V. Chulkov : *Nano Lett.* **17**, 3493 (2017).
- 16) Y. Gong, J. Guo, J. Li, K. Zhu, M. Liao, X. Liu, Q. Zhang, L. Gu, L. Tang, X. Feng, D. Zhang, W. Li, C. Song, L. Wang, P. Yu, X. Chen, Y. Wang, H. Yao, W. Duan, Y. Xu, S.-C. Zhang, X. Ma, Q.-K. Xue and K. He : *Chin. Phys. Lett.* **36**, 076801 (2019).
- 17) T. Takashiro, R. Akiyama, I.V. Kibirev, A.V. Matetskiy, R. Nakanishi, S. Sato, T. Fukasawa, T. Sasaki, H. Toyama, K.L. Hiwatari, A.V. Zotov, A.A. Saranin, T. Hirahara and S. Hasegawa : *Nano Lett.* **22**, 881 (2022).
- 18) J.G. Checkelsky, J. Ye, Y. Onose, Y. Iwasa and Y. Tokura : *Nat. Phys.* **8**, 729 (2012).
- 19) M. Mochizuki : *Appl. Phys. Lett.* **111**, 092403 (2017).