

表面での電子・スピン輸送研究の最近の展開

長谷川 修司

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

(2014年12月5日受付; 2014年12月18日掲載決定)

Recent Advances in Research on Electronic and Spin Transport at Surfaces

Shuji HASEGAWA

School of Science, University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-0033

(Received December 5, 2014; Accepted December 18, 2014)

Thanks to advances in *in situ* measurements techniques in ultra-high vacuum and emergent materials (Rashba-type surfaces and topological insulators), surface states on crystals provide interesting topics such as two-dimensional superconductivity, spin-polarized electronic transport, and spin current, due to broken symmetry and spin-orbit interaction.

KEYWORDS: surface-state transport, surface-state superconductivity, Rashba effect, topological insulator, spin current

1. はじめに

結晶表面に特有な表面電子状態による電子輸送、「表面状態伝導」が直接検出できるようになり¹⁻⁵⁾、最近では関連する様々な現象が見いだされて研究の拡がりを見せている。実験手法の工夫もさることながら、ここ数年、表面状態伝導の研究対象として興味深い表面状態超伝導、ラシュバ・トポロジカル表面系、グラフェン⁶⁻⁸⁾やシリセンなどの単原子層物質が発見されたことも研究に拡がりをもたらした要因といえる。

この小文では、最初に表面状態伝導の測定手法を概観し、次に表面状態による超伝導現象、ラシュバ型表面状態、トポロジカル表面状態での伝導、特にスピン依存伝導計測の試みを取りあげ、様々な方向に研究が進展している現状を紹介する。

2. 表面電気伝導の「その場」測定法

電気伝導測定のために超高真空中で作成した試料を大気中に取り出してしまうと、せっかくの試料表面が汚染・破壊されてしまう場合が多い。したがって、電気伝導測定も超高真空中で「その場 (*in situ*)」で行うことが

必須である。しかし、清浄表面や蒸着による表面超構造の作成には超高真空中での高温加熱処理が必要な場合が多い。この試料作成プロセスと電気伝導測定のための4端子電極の設置をいかに両立させるかが実験技術としては難しいところだが、Fig. 1に示すように、いくつかの手法が考案されて問題が克服されつつある。高温加熱に耐えられる電極をあらかじめ試料表面に作成しておく (Fig. 1 (a))^{9,10)}、あるいは試料表面の作成後にマスク蒸着やイオンパatteringなどで電極を形成する (Fig. 1 (b))¹¹⁾、または脱着可能な電極 (探針) を設置する (Fig. 1 (d)-(f))¹²⁻¹⁴⁾、などいくつかの方法が確立してきた。電極をあらかじめ側面に設置しておいた結晶を超高真空中でへき開して清浄表面を作成する方法もある (Fig. 1 (c))^{15,16)}。さらに、1 K 以下の極低温や 10 T 程度の強磁場中での測定までもが超高真空中で可能となったことも最近 10 年の大きな進歩である^{17,18)}。

また、4端子法による表面電気伝導の測定のほかに、Fig. 2に模式的に示す走査トンネル顕微鏡 (Scanning Tunneling Microscopy, STM) 技術を応用した走査トンネルポテンシオメトリー法 (Scanning Tunneling Potentiometry, STP) も普及し^{19,20,6)}、原子レベルの構造と電気伝導の関連が明らかにされ始めている。試料に電流を流すと、その電気抵抗のために電位勾配が生じるが、その電

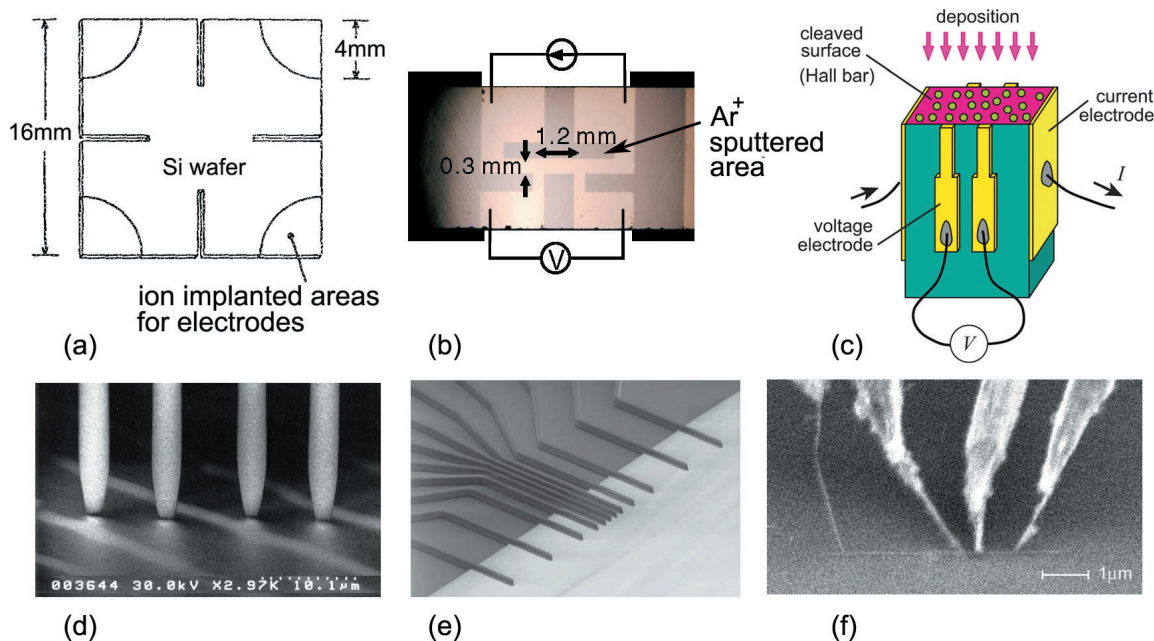


Fig. 1. (color online). Various kinds of electrodes for *in situ* four-point conductivity measurements which are compatible with high-temperature treatments of samples in UHV. (a) Silicide electrodes for van der Pauw method, formed by ion implantation before UHV installation.⁹⁾ (b) Patterning by Ar⁺ sputtering after sample preparation.¹¹⁾ (c) Cleavage of a sample crystal together with electrodes attached on the sides of crystal.¹⁵⁾ (d) Monolithic micro-four-point probe¹²⁾ and (e) twelve-point probe.¹³⁾ (f) Independently-driven four-tip STM with carbon nanotube tips.¹⁴⁾

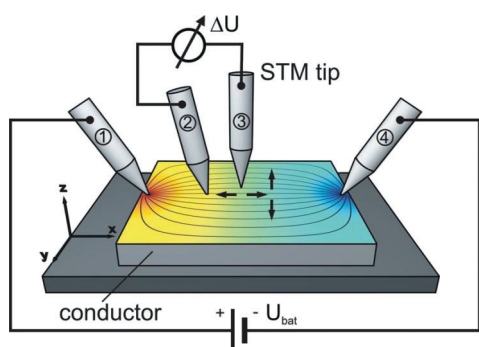


Fig. 2. (color online). Schematic of scanning tunneling potentiometry using multi-tip STM²¹⁾. Tip ③ is for STM scanning to obtain topography and potential distribution with respect to Tip ②.

位分布をマッピングする方法がポテンショメトリーである。多探針 STM を用いると、右側の探針と左側の探針で試料に流し込んだ電流によるポテンシャル分布を、真ん中の探針に流れこむ電流をゼロにするようにバイアス電圧を調整することによって探針位置での電位を測定しマッピングする。この測定によって、単原子ステップで生じる電気抵抗がグラフェン⁶⁾や Si(111)- $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag 表面²⁰⁾で測定されている。また、グラフェンの場合、単層から 2 層に変わるステップでも大きな電圧降下が現れ、

移動度低下の原因となることが明らかにされた⁶⁾。STP は原子スケールでの電気伝導の様子を可視化する手法であり、磁性探針を使うとさらに今後重要性を増すと思われる。

3. 表面状態超伝導

1 原子層程度の In を Si(111) 結晶表面に吸着させると吸着量に依存して様々な表面超構造が形成される¹⁾。1/3 原子層 (monolayer, ML) の場合には $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ 周期に In 原子が並び、1 ML の吸着量では 4×1 周期、2 ML では、 $\sqrt{7} \times \sqrt{3}$ 周期の表面超構造が形成される。 $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ 構造では、In 原子どうしが離れているので絶縁体的な表面電子状態をとり、 4×1 構造では、In 原子が特定の方向に密に並んでストライプ構造を作るので、その原子列方向にだけ金属的な擬 1 次元金属電子状態をとる。 $\sqrt{7} \times \sqrt{3}$ 構造は、等方的で金属的な 2 次元自由電子系であることが角度分解光電子分光法による測定から知られている。

これらの表面構造の電気抵抗を Fig. 1 (d) で示したマイクロ 4 端子プローブを装備した超高真空槽²²⁾で測定した結果が Fig. 3 である²³⁾。構造の違いによって、室温での面抵抗が数桁にわたって異なっている。さらに興味深いのは電気抵抗の温度依存性である。 $\sqrt{31} \times \sqrt{31}$ (と

$\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ 構造では、冷却にともなって抵抗が短調に増加しており、絶縁体（あるいは半導体）的な性質を示している。 4×1 構造では、擬1次元金属系に特有なパイエルス不安定性による金属絶縁体転移が150 K 近傍で起こって^{24,25)}、それより低温で抵抗が急増している。 $\sqrt{7} \times \sqrt{3}$ 構造のみ、冷却にともなって抵抗が減少して金属的な性質を示す。この表面をさらに極低温まで冷却すると超伝導になることが発見された。

表面状態は単原子層程度の究極の薄さの2次元電子系であり、それゆえ揺らぎが大きく、マーミン・ワグナーの定理から低温において長距離秩序を持つ相は形成されないため表面状態では超伝導転移は見られないと“漠然と”考えられてきた。1, 2 原子層程度の In や Pb が

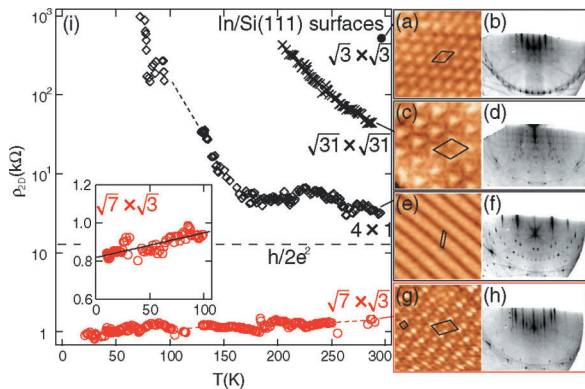


Fig. 3. (color online). (a) (b), (c) (d), (e) (f), and (g) (h) are STM images and RHEED patterns of the $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$, $\sqrt{31} \times \sqrt{31}$, 4×1 , $\sqrt{7} \times \sqrt{3}$ surfaces, respectively. (i) Measured sheet resistivities (ρ_{2D}) plotted on a logarithmic scale as a function of temperature for the In/Si(111) surfaces: the $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ (filled circles), $\sqrt{31} \times \sqrt{31}$ (crosses), 4×1 (diamonds), and $\sqrt{7} \times \sqrt{3}$ (open circles)²³⁾. The horizontal broken line indicates the inverse of the minimum metallic conductivity. The inset shows the measured sheet resistivity for the $\sqrt{7} \times \sqrt{3}$ surface at low temperatures.

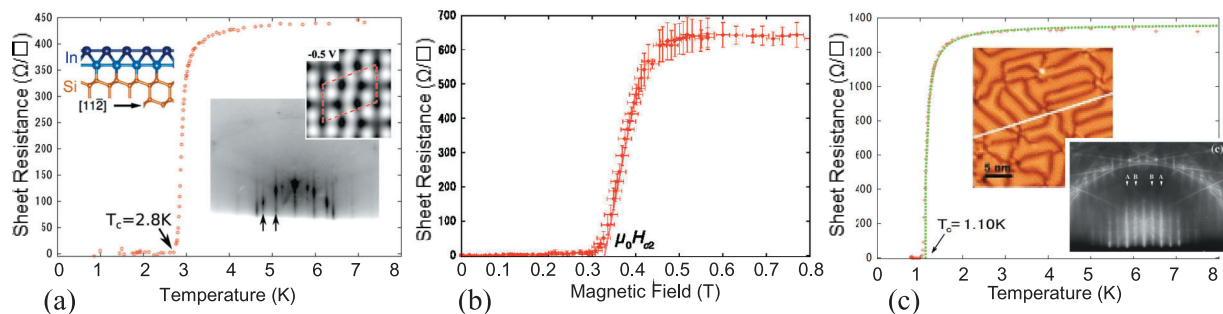


Fig. 4. (color online). (a) Sheet resistance of Si(111)- $\sqrt{7} \times \sqrt{3}$ (rect)-In surface superstructure at low temperature.²⁸⁾ The insets are RHEED pattern and structural model and simulated STM image taken from Ref.²⁹⁾ (b) That of the same surface as a function of magnetic field applied perpendicular to the surface at $T = 0.8$ K.²⁸⁾ (c) That of Si(111)-SiC-Pb surface superstructure.²⁸⁾ The insets are its STM image²⁶⁾ and RHEED pattern.³⁰⁾

Si(111)表面上に吸着して形成される表面超構造において、低温での走査トンネル分光法 (scanning tunneling spectroscopy, STS) によって超伝導ギャップが開くとの報告がされたときも²⁶⁾、STSは局所的な電子状態しか計測しないので、長距離に渡るコヒーレントな超伝導状態にはなっていないと考えられていた。

しかし、その後、内橋らによってミリメートルスケールの電極間で超伝導電流が流れることが示され、「表面状態超伝導」であることが確認された²⁷⁾。これは表面状態といえども有限の厚さを持つ擬2次元系なので長距離秩序相が形成されるためと考えられる。

Fig. 4 (a) は、Si(111)- $\sqrt{7} \times \sqrt{3}$ -In 表面超構造の面抵抗率の温度依存性を測定した結果である²⁸⁾。2.8 K 程度で超伝導に転移しているが、バルク超伝導体で見られるシャープな超伝導転移と異なり、転移温度よりはるかに高い温度領域で抵抗の減少が顕著に見られる。これは低次元系に特有な大きな超伝導ゆらぎに起因している。2次元系の Aslamazov-Larkin および Maki-Thompson の補正によってデータ点がよく再現された。

Fig. 4 (b) は、0.8 K に維持したままこの表面に垂直に磁場を印加したときの面抵抗率の変化である²⁸⁾。0.3 T 程度の磁場で超伝導状態が破れることがわかる。これが上部臨界磁場 H_{C2} に相当し、この値の温度依存性から Ginzburg-Landau (GL) コヒーレンス長 ξ_{GL} が、 $\xi_{GL} = 25 \pm 7$ nm と求められた。一方、角度分解光電子分光法と STS によるバンドパラメータから求めた Pippard のコヒーレンス長 ξ は 610 nm とはるかに長い。これはキャリアの平均自由行程 λ が短く、 $1/\xi_{GL} = 1/\xi + 1/\lambda$ の関係から $\lambda \approx \xi_{GL}$ となっていることを意味している。これは構造的な欠陥のためだけでなく、2次元系に由来する大きなゆらぎのためにコヒーレンス長が短くなっていると考えられる。

1 原子層前後の Pb を Si(111) 表面に吸着させたときに

もやはり様々な周期を持つ表面超構造が形成される³⁰⁾。このうち HIC 相と SIC 相と呼ばれる相で STS によって超伝導ギャップが開くことが報告された²⁶⁾。Fig. 4 (c) が、SIC 相の面抵抗率の温度変化であり、1.1 K 付近で超伝導転移していることが確認された。In の場合と同様に垂直磁場を印加して臨界磁場を測定し、コヒーレンス長を求めた。この系においても超伝導コヒーレンス長はキャリアの平均自由行程によって制限された dirty な超伝導であることが明らかになった。

表面状態の超伝導では興味深い物理が期待されている。表面では空間反転対称性が破れているのでスピン・アップの電子状態とスピン・ダウンの電子状態のエネルギーが異なる可能性がある³¹⁾。これを「ラシュバ効果」という。まず、空間反転対称性のある場合を考え、Fig. 5 (a) (b) で示した放物線的なバンド分散と円形のフェルミ面を持つ自由電子系を例にとる。この場合、ラシュバ効果はないのでスピンによるエネルギー分裂はなく、A 点の電子と A' 点の電子はそれぞれスピン縮退している。そのためスピン・アップの状態とスピン・ダウンの状態が量子力学的な重ね合わせの状態を作って、超伝導状態ではスピン一重項

$$|k_A \uparrow\rangle | -k_{A'} \downarrow\rangle - |k_A \downarrow\rangle | -k_{A'} \uparrow\rangle$$

またはスピン三重項状態

$$|k_A \uparrow\rangle | -k_{A'} \downarrow\rangle + |k_A \downarrow\rangle | -k_{A'} \uparrow\rangle,$$

$$|k_A \uparrow\rangle | -k_{A'} \uparrow\rangle, |k_A \downarrow\rangle | -k_{A'} \downarrow\rangle$$

のクーパー対を作る。ここで、空間反転操作 ($k_A \leftrightarrow -k_{A'}$) で二つの電子が入れ替わると、スピン一重項波動関数は符号を反転するので (奇関数)、それにかかる軌

道部分の波動関数は対称 (偶関数) でなければならない (偶パリティ)。逆にスピン三重項にかかる軌道部分の波動関数は奇パリティとなっている。このようにパリティで分類できるのは空間反転対称性があるためである。しかし、空間反転対称性が破れてラシュバ効果が発現してスピン分裂した Fig. 5 (c) (d) の場合では、反対向きのスピンの電子が同じ波数状態にないので、B と B' の電子が対 ($|k_B \uparrow\rangle | -k_{B'} \downarrow\rangle$) を作り、C と C' の電子が独立に対 ($|k_C \downarrow\rangle | -k_{C'} \uparrow\rangle$) を作らざるを得ない。しかし、それらの対の波動関数から空間反転操作 ($k_B \leftrightarrow -k_{B'}$) によってできる状態は、もとの状態とはまったく別の状態になってしまい、対称とも反対称ともいえないので存在できない (パリティの破れた対)。それゆえ、たとえば、B と B' の電子対の波動関数は、もとの状態を空間反転した仮想的な対 $|k_B \downarrow\rangle | -k_{B'} \uparrow\rangle$ を導入して

$$\begin{aligned} & |k_B \uparrow\rangle | -k_{B'} \downarrow\rangle \\ &= \frac{1}{2} (|k_B \uparrow\rangle | -k_{B'} \downarrow\rangle - |k_B \downarrow\rangle | -k_{B'} \uparrow\rangle) \\ &+ \frac{1}{2} (|k_B \uparrow\rangle | -k_{B'} \downarrow\rangle + |k_B \downarrow\rangle | -k_{B'} \uparrow\rangle) \end{aligned}$$

と書くと電子の入れ替えに関して対称または反対称となるので、実際に存在するのはこの形の状態である。右辺第 1 項はスピン一重項であり、第 2 項はスピン三重項なので、これは両者が混ざった状態といえる。このような超伝導状態では臨界磁場が異常に大きいなど新規な物性が期待できる³²⁾。ラシュバ分裂は、Pb のような重元素ほどスピン軌道相互作用が強いため、Pb 吸着表面での超伝導でこのような混合クーパー対の効果が期待できる (本誌の岡本による記事を参照)。

最近、FeSe 結晶の単一ユニット層厚の超薄膜を

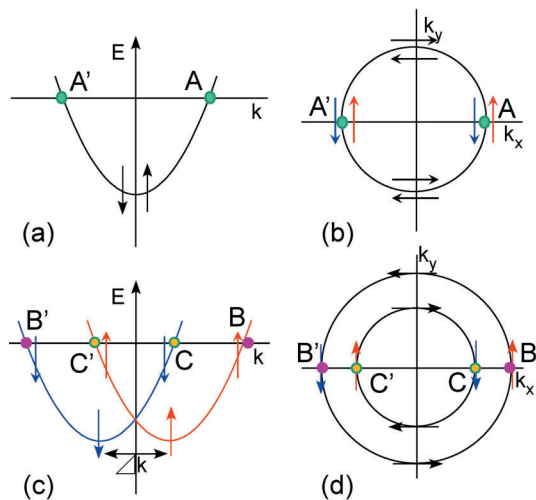


Fig. 5. (color online). (a) Band dispersion and (b) Fermi Surface of a spin-degenerate-2DEG. (c)(d) Those of a 2DEG with Rashba-type spin-splitting.

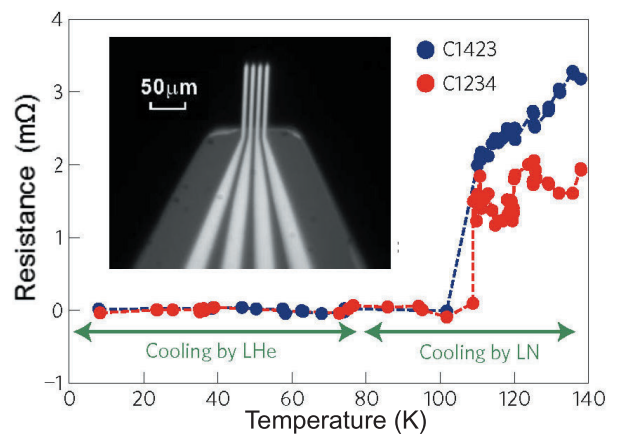


Fig. 6. (color online). High- T_c superconductivity of a single-layer FeSe grown on SrTiO_3 .³³⁾ The inset is a micro-four-point probe attached on a STM head.

SrTiO₃(001)基板表面上にエピタキシャル成長させると、100 Kを超える高温で超伝導転移が見られることが、超高真空中でのマイクロ4端子プローブ「その場」測定によって示された (Fig. 6)³³⁾。FeSe バルク結晶の超伝導転移温度9.4 Kよりはるかに高い転移温度である。下地結晶との界面での電子状態が超伝導の誘起に効いているのだろうとの予測はあるが、その詳細はまだわかっていない。表面状態超伝導とともに2次元系での超伝導がさらに注目されていくだろう。

4. ラシュバ・トポロジカル表面系の伝導

空間反転対称性の破れと強いスピン軌道相互作用によって表面状態がスピン分裂する「ラシュバ効果」が最近話題になっているが³⁴⁾、スピン軌道相互作用によって伝導帯と価電子帯が入れ替わるとトポロジカル絶縁体となる。その表面には必ず金属的な表面電子状態が形成される。この「トポロジカル表面状態」は、従来のショットキー・タム型表面状態とは異なり、表面原子の化学結合

や欠陥・汚染などには依存しない頑強な状態である³¹⁾。3次元トポロジカル絶縁体の代表例として知られているBi₂Se₃やBi₂Te₃結晶での表面状態は、スピン分裂した直線的な分散を持つDirac cone状の電子状態である。一方、Biは非トポロジカル物質であり、ラシュバ型のスピン分裂した表面状態を持つが、これは従来のショットキー・タム型表面状態なので、汚染などによって容易に消滅してしまう。

このようなラシュバ型表面状態やトポロジカル表面状態において、それらのスピン分裂したバンドを利用してスピン偏極電流を結晶表面に流せるのではないかと期待できる。

しかし、実際のトポロジカル絶縁体では格子欠陥のためにバルクが絶縁体になっていない場合が多く、電流を流すと表面状態だけでなくバルク状態にも流れてしまう。バルク状態はスピン縮退しているので、電流のスピン偏極度を下げてしまう。Fig. 7 (a)には角度分解光電子分光法によってBi₂Te₃超薄膜から測ったフェルミ面

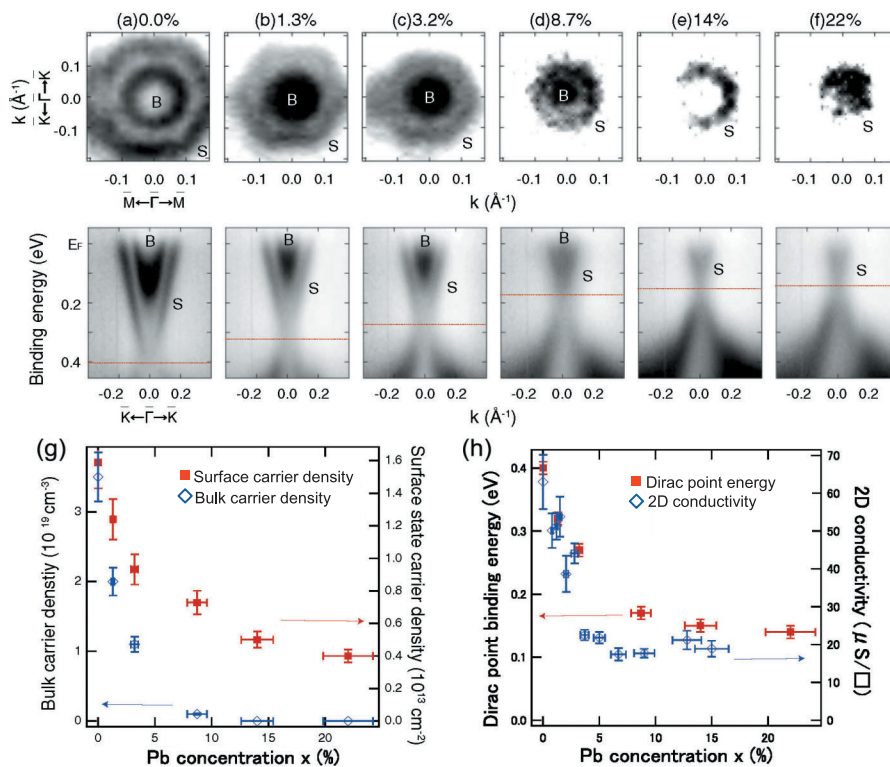


Fig. 7. (color online). (a)-(f) Fermi surface (upper row) and band dispersion (lower row) of the Bi₂Te₃ thin films grown on Si(111) with a Pb concentration of 0 (a), 1.3 (b), 3.2 (c), 8.7 (d), 14 (e), and 22% (f), respectively. The line in the band dispersion diagrams indicates the position of the Dirac point. B and S represent the bulk and surface states, respectively.³⁵⁾ (g) Change in the bulk and surface-state carrier densities for the Bi₂Te₃ thin films doped with different Pb concentrations, calculated from area of the measured Fermi surfaces (a)-(f). (h) Comparison of the change in the Dirac point position (from (a)-(f)), together with the measured 2D sheet conductivity.³⁵⁾

(上段) およびバンド分散 (下段) が示されているが³⁵⁾, S と記した Dirac cone 状のバンドおよびフェルミ円に加えて, B と記した薄膜内部 (バルク) の伝導帯がフェルミ準位 (E_F) の下まで降りてきている。つまり, 薄膜内部は縮退した n 型半導体の状態になっているので伝導度が高い。この状態ではスピン分裂した表面状態に優先的に電流を流すことができないので, バルク伝導帯を E_F の上にあげ, Dirac cone 表面状態だけが E_F を横切るようにする必要がある。そのために Bi_2Te_3 膜の成長中に Pb を共蒸着して膜に混入させると, Fig. 7 (b)-(f) に示すように Pb のドーパ量の増加に従ってバルク状態も表面状態もともに上に移動し, 14% 程度の Pb ドープによってバルク伝導帯を E_F の上に押しやることのできる。この変化に従って Fig. 7 (g) に示すようにフェルミ円の面積から計算したバルクキャリア密度と表面状態キャリア密度が減少し, ついにはバルクキャリアが消滅する。この過程でマイクロ 4 端子プローブで実測した面伝導度は Fig. 7 (h) に示すとおり Pb の濃度増加に従って減少するが, 約 $20 \mu\text{S}$ の値に落ち着く。これが Dirac cone 型トポロジカル表面状態による伝導率といえる。この伝導度の値とキャリア密度を使ってドルーデの式から移動度を計算すると約 $30 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ となる。この値は, 非トポロジカル表面である $\text{Si}(111)-\sqrt{3}\times\sqrt{3}-\text{Ag}$ の表面電子バンドでの移動度³⁶⁾のおよそ 2 倍程度である。グラフェンのように Dirac 電子状態では一般に高い移動度が期待されているが, 今回の試料ではそれほど高くない。トポロジカル表面状態では 180° の後方散乱は禁止されているが, その他の角度の散乱は起こり得るので, ドメイン境界やステップなどの欠陥による散乱のために移動度が低下すると考えられる。また, Dirac cone による電流はスピン偏極しているはずだが, スピン分解した電気伝導測定は, 後述する Bi 表面で試みられているだけであり, トポロジカル表面状態では測定例がまだない。

トポロジカル絶縁体のバルク状態と表面状態での電気伝導を区別した他の実験例を Fig. 8 に示す³⁷⁾。 $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ は Bi_2Te_3 に比べてバルク状態の絶縁性が高く, E_F がバルクバンドギャップ中に位置するため, Dirac cone 状の表面状態のみが E_F を横切る。その結晶試料を超高真空中でへき開し, Fig. 1 (e) のマイクロ 12 端子プローブおよび 4 探針 STM で電気抵抗を「その場」測定した結果が Fig. 8 である。プローブ間隔 d を $100 \mu\text{m}$ から 400 nm まで変えて測定している。異なる d で測定するには, 4 探針 STM ではいちいち探針を動かす必要があるが, 12 端子プローブでは, 12 本のプローブからいろいろな組み合わせで 4 本を選んで 4 端子プローブ測定することによって, 異なる d の測定を一度に実行できる。抵

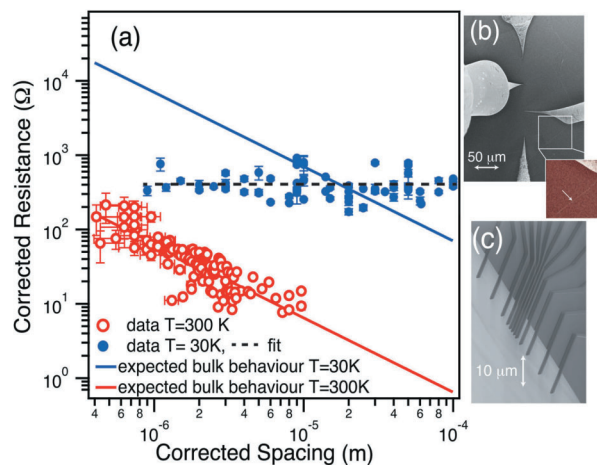


Fig. 8. (color online). (a) Four-point-probe resistance measurements on a clean $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ surface taken at 300 K (open circles) and at 30 K (filled circles), together with the expected result for bulk dominated transport at these two temperatures (solid lines). (b) Scanning electron microscopy (SEM) image of the four-tip STM contacts used for the 30 K measurements. (c) SEM image of the 12 point probe for the 300 K measurements.³⁷⁾

抗値が 300 K では d に反比例しているのに対し, 30 K では d に依存せずにはほぼ一定値になっていることがわかる。4 端子プローブ法で測定される抵抗値は, 実は 2 次元シートの場合と 3 次元バルクの場合には d 依存性が異なり, それぞれ

$$R_{2D} = \frac{\ln 2}{2\pi} \cdot R_s, \quad R_{3D} = \frac{\rho}{2\pi d}$$

と書ける^{38,5)}。ここで R_s は面抵抗率 (Ω/\square), ρ は 3 次元抵抗率 ($\Omega \cdot \text{cm}$) である。よって, Fig. 8 の結果は, 300 K では測定電流がおもに結晶内部のバルク状態を流れて 3 次元的な伝導になるが, 30 K ではバルクのキャリアがフリーズアウトするため, 電流は表面状態だけを流れて 2 次元的な伝導になることを意味している。角度分解光電子分光測定による Dirac cone 状態のフェルミ面の面積から表面状態キャリア密度を求め, Fig. 8 で求めた表面状態伝導度から移動度を計算すると約 $390 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ となった。この値は前述の Pb ドープした Bi_2Te_3 の表面状態の移動度より 1 桁高い。その違いは欠陥密度の違いに起因していると考えられる。

Dirac cone 状表面状態の伝導度の温度依存性を超高真空中で「その場」測定した例が Fig. 9 である³⁹⁾。この論文では成長条件を最適化して欠陥密度を抑えることによってドーピングなしで Bi_2Te_3 エピタキシャル膜のバルク状態を絶縁体化できることを光電子分光法で確かめた上で (Fig. 9 (a)), 同じ超高真空槽内で電気伝導の「そ

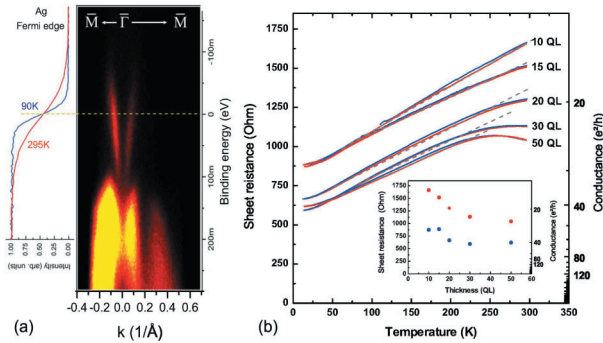


Fig. 9. (color online). (a) Band dispersion of a 10 QL thick film of Bi_2Te_2 measured at room temperature. (b) Temperature-dependent sheet resistance of thin Bi_2Te_2 films of different thicknesses (from 10 to 50 QL) measured *in situ* in UHV.³⁹⁾

の場合」測定を行っている。その結果、Fig. 9 (b) に示すように、冷却ともなって抵抗が減少するという金属的な特性が得られた。これはバルク状態ではなく Dirac cone 状表面状態による金属的伝導であるといえる。上述の例と同じように光電子分光法で測定したフェルミ面の面積から求めた表面状態キャリア密度と測定された伝導度をもとに計算された移動度は $4600 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ となった。結晶性と表面清浄度の良さが高い移動度の原因であると主張されている³⁹⁾。この値は表面状態伝導としてはきわめて高く、トポロジカル表面状態の特徴ではないかと考えられる。

以上紹介したトポロジカル表面状態での電気伝導の研究からいえることは、バルク状態を絶縁体化することによって直接的に表面状態伝導を検出できるが、その特徴は欠陥密度の多少によって隠されてしまう場合があるということだろう。

5. 表面でのスピン伝導

スピン分解した電気伝導測定の試みが始まっている。ラッシュバ型表面状態やトポロジカル表面状態では、Fig. 5 (c) (d) に示したフェルミ面のスピン繊維構造のために、伝導電子のスピン向きと波数ベクトルの向きが必ず直角になっているので、一定方向に流れる電流は特定の方向のスピンを持つ (Fig. 10)。たとえば、Fig. 11 (a) に示すように、探針 3 (PtIr 探針) から電流を表面に注入すると四方八方に拡がって流れるが、スピンは図中の小さな矢印で示した向きになる。つまり、電流が流れ出す方向と直角方向にスピン偏極する。これを検出するには磁性探針 1 (CoFe 被膜でコートしたカーボンナノチューブ探針) を用いて、基準電位を決める探針 2 との間の電圧を測定する⁴⁰⁾。このとき、磁性探針の磁化が電流のスピンと平行か反平行かによって測定される電圧

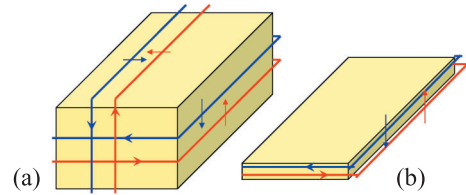


Fig. 10. (color online). Spin-polarized current (a) on the surfaces of a three-dimensional topological insulator and (b) at the edges of a two-dimensional topological insulator.

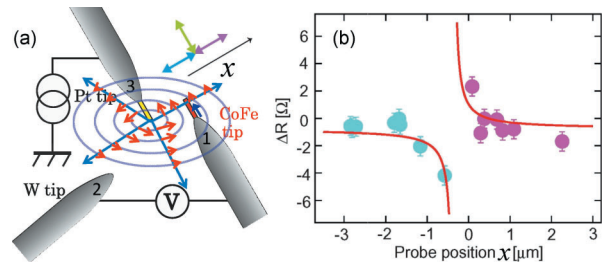


Fig. 11. (color online). (a) Schematic drawing of the multi-tip STM measurement. The spin-dependent potential, induced by the current injected from the Pt-coated CNT tip (3) into the Bi film was measured by the CoFe-coated CNT tip (1). The (blue) arrows show the current flowing out from the Pt tip. The concentric circles show the equipotential lines, and the short (red) arrows show the induced spin polarization. (b) Deviation of resistance due to break down of Green's reciprocity theorem, as a function of the distance between the Pt and CoFe tips.⁴⁰⁾

が異なる。なぜならば、磁性体の中での化学ポテンシャルは多数スピンと少数スピントで異なるので、試料に接触したときに生じる接触電位差が試料のスピン向きによって異なるためである。この効果を考えると、測定される抵抗値 (探針 1-2 間の電圧を探針 3 から注入した電流で割った値) は、通常のアーム則で予想される値からずれる。そのズレ ΔR を探針 1 を動かしながら測定した結果が Fig. 11 (b) である⁴⁰⁾。横軸 x は、電流注入探針 3 と磁性探針 1 との間の距離であり、 $+x$ 側は探針 1 が探針 3 の右側に位置した場合、 $-x$ 側は左側の位置で測定した場合を表す。探針間隔が $1 \mu\text{m}$ 以上では ΔR はほとんどゼロであるが、 $1 \mu\text{m}$ 以内ではゼロでない。しかも、その値の符号が $+x$ 側と $-x$ 側で逆転している。これは、Fig. 11 (a) に模式的に示したように、流れ出る電流のスピン向きが $+x$ 側と $-x$ 側で逆であることによる。この結果はスピン偏極電流の検出を示唆している。

スピン軌道相互作用の強い物質表面では、「スピンホール効果」と呼ばれる現象も起きる⁴¹⁾。それは、電流を流すと、電流の方向 (y 方向とする) と直角方向 (x 方

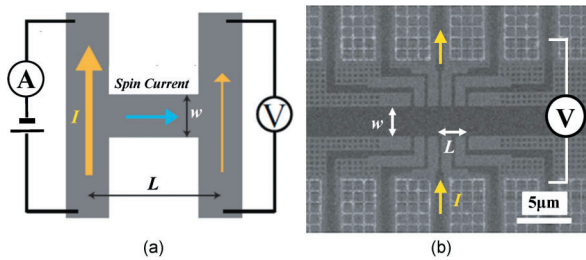


Fig. 12. (color online). (a) Schematic drawing of a sample pattern and configuration for spin-Hall effect experiment. (b) A Focused-Ion-Beam-fabricated pattern out of a Bi_2Se_3 ultrathin film on Si substrate in UHV.⁴²⁾

向)に、たとえばスピン・アップの電子が右向きに曲げられ ($+x$ 方向)、スピン・ダウンの電子は左向き ($-x$ 方向)に曲げられるのである。これが外部磁場の印加無しで起こる。スピン・アップの電子とスピン・ダウンの電子は同数存在するので、この効果によって x 方向には電流は流れないが、角運動量の流れが生じていることになる。つまり、差し引きアップ・スピンの角運動量が $+x$ 方向に流れることになる。つまり、 x 方向には電流は流れないが(純)スピン流が流れる。

たとえば、**Fig. 12** (a) に示す H 型構造で、左側の通路に電流を流すと、スピン流が横方向に流れる。このスピンホール効果の時間反転プロセス(逆スピンホール効果)によって、今度は右側の通路ではスピン流によって電流が生じ、両端に電圧となって現れる。つまり、左側の通路から右側の通路にスピン流を介して情報が伝わったことになる。スピン流はジュール熱を発生しないので、この原理を使った究極的に省エネのデバイスができるのではないかと期待されている。

6. ま と め

本稿では、3次元結晶の表面上で2次元的に広がる伝導現象を主に述べたが、興味ある次の課題は、「端のある表面」であろう。特に、2次元トポロジカル物質では端状態にスピン偏極した電流が流れ (Fig. 10 (b))、しかも 180° 後方散乱が禁止されており、構造や欠陥の有無にかかわらず伝導度が量子化される(量子スピンホール状態)⁴³⁾。2次元トポロジカル物質として様々な物質が提案されているが^{44~46)}、その端状態での伝導度の測定は、表面状態伝導研究の延長線としてきわめて興味深いと思う。

文 献

1) S. Hasegawa et al. : Prog. Surf. Sci. **60**, 89 (1999).
2) 長谷川修司 他 : 表面科学 **19**, 114, 193 (1998).

3) 長谷川修司 他 : 表面科学 **23**, 740 (2002).
4) S. Hasegawa et al. : Surf. Rev. Lett. **10**, 963 (2003).
5) Ph. Hofmann and J.W. Wells : J. Phys. : Condens. Matter **21**, 013003 (2009).
6) S.-H. Ji et al. : Nat. Materials (2011).
DOI : 10.1038/NMAT3170.
7) J. Baringhaus et al. : Nature **506**, 349 (2014).
8) L. Barreto et al. : Appl. Phys. Lett. **102**, 033110 (2013).
9) F. Jentzsch et al. : J. Appl. Phys. **66**, 5901 (1989).
10) S. Hasegawa and S. Ino : Phys. Rev. Lett. **68**, 1192 (1992).
11) T. Uchihashi, P. Mishra and T. Nakayama : Nanoscale Res. Lett. **8**, 167 (2013).
12) I. Shiraki et al. : Surf. Rev. Lett. **7**, 533 (2000).
13) E. Perkins et al. : Rev. Sci. Instrum. **84**, 033901 (2013).
14) S. Yoshimoto et al. : Nano Lett. **7**, 956 (2007).
15) T. Okamoto et al. : J. Appl. Phys. **109**, 102416 (2011).
16) M. Henzler and G. Heiland : Solid State Commun. **4**, 499 (1966).
17) M. Yamada et al. : e-J. Surf. Sci. Nanotech. **10**, 400 (2012).
18) H. Pfner, D. Luekermann and C. Tegenkamp : Phys. Status Solidi A **209**, 627 (2012).
19) A. Bannani, C.A. Bobisch and R. Möller : Rev. Sci. Instrum. **79**, 083704 (2008).
20) J. Homoth et al. : Nano Lett. **9**, 1588 (2009).
21) A. Bannani et al. : Rev. Sci. Instrum. **79**, 083704 (2008).
22) T. Tanikawa et al. : e-J. Surf. Sci. Nanotech. **1**, 50 (2003).
23) S. Yamazaki et al. : Phys. Rev. Lett. **106**, 116802 (2011).
24) H.W. Yeom et al. : Phys. Rev. Lett. **82**, 4898 (1999).
25) T. Tanikawa : Phys. Rev. Lett. **93**, 016801 (2004).
26) T. Zhang et al. : Nat. Phys. **6**, 104 (2010).
27) T. Uchihashi et al. : Phys. Rev. Lett. **107**, 207001 (2011).
28) M. Yamada et al. : Phys. Rev. Lett. **110**, 237001 (2013).
29) J.W. Park et al. : Phys. Rev. Lett. **109**, 166102 (2012).
30) K. Horikoshi et al. : Phys. Rev. B **60**, 13287 (1999).
31) 長谷川修司, 平原 徹 : 表面科学 **32**, 216 (2011).
32) T. Sekihara et al. : Phys. Rev. Lett. **111**, 057005 (2013).
33) J.-F. Ge et al. : Nat. Materials (2014). DOI : 10.1038/NMAT4153.
34) 有賀哲也, 八田振一郎 : J. Vac. Soc. Jpn. **52**, 577 (2009).
35) M. Aitani et al. : Jpn. J. Appl. Phys. **52**, 110112 (2013).
36) Y. Nakajima et al. : Phys. Rev. B **56**, 6782 (1997).
37) L. Barreto et al. : Nano Lett. **14**, 3755 (2014).
38) S. Hasegawa et al. : Current Appl. Phys. **2**, 465 (2002).
39) K. Hofer et al. : Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. **111**, 14979 (2014).
40) T. Tono et al. : New J. Phys. **15**, 105018 (2013).
41) 齊藤英治, 村上修一 : “スピン流とトポロジカル絶縁体” (共立, 2014).
42) N. Fukui et al. : e-J. Surf. Sci. Nanotech. **12**, 423 (2014).
43) M. Koenig et al. : Science **318**, 766 (2007).
44) S. Murakami : Phys. Rev. Lett. **97**, 236805 (2006).
45) T. Hirahara et al. : Phys. Rev. Lett. **107**, 166801 (2011).
46) R. Sakamoto et al. : J. Am. Chem. Soc. **136**, 14357 (2014).