

ビスマス量子薄膜における表面状態による電気伝導[†]

平原 徹・松田 巖・山崎詩郎・長谷川修司

東京大学大学院理学系研究科物理学専攻 ㊚ 113-0033 東京都文京区本郷 7-3-1

(2009年3月2日受付; 2009年4月15日掲載決定)

Large Surface-state Conductivity in Quantum Bi Films

Toru HIRAHARA, Iwao MATSUDA, Shiro YAMAZAKI and Shuji HASEGAWA

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

(Received March 2, 2009; Accepted April 15, 2009)

In situ microscopic-four-point probe conductivity measurements were performed for ultrathin bismuth (Bi) films formed on Si(111)-7×7. From the extrapolation of thickness-dependent conductivity and decrease in conductivity through surface oxidation, we found clear evidence of large surface-state conductivity ($\sigma_{ss} \sim 1.5 \times 10^{-3} \Omega^{-1}/\square$ at room temperature) in ultrathin Bi(001) films. For the thinnest films ($\sim 25 \text{ \AA}$), the transport properties are dominated by the surface states. The temperature dependence of the surface-state conductivity showed a metallic behavior down to 15K. These results point to the possibility to use these Bi surface states for spintronics device applications utilizing the largely Rashba spin-split properties.

KEYWORDS : bismuth, surface-state conductivity, micro-four-point probe, ultrathin film, surface state

1. はじめに

半金属ビスマス (Bi) は反磁性効果が強く、すべての金属の中で最も電気抵抗やホール係数が高いなど興味深い性質を持つ。そのためこれまで固体物理学の歴史の中で最もよく研究されてきた元素の一つであるといっても過言ではない。とりわけビスマスが注目されたのはフェルミ波数が小さい ($< 0.05 \text{ \AA}^{-1}$) ためにフェルミ波長 λ_F が大きく (200~300 \AA) なり、量子サイズ効果を観測するのに適した系であるという点であった。量子力学で学習するように膜厚がフェルミ波長と同程度ならば閉じ込め効果によりバルクバンドは量子化され、波動関数の節の数 (量子数) n で特徴づけられるサブバンドと呼ばれる量子井戸状態が形成される。膜厚を変えると量子化条件が変化し、サブバンドのエネルギー位置が変わる。Sandomirskii の計算によれば電気伝導度など物理量を測定するとエネルギー準位の変化に付随してフェルミ波長

の半分の周期で振動が起こり、30 nm 程度まで膜厚を薄くできれば半金属が半導体になると言われた (半金属半導体転移)¹⁾。そしてすでに1960年代から様々な実験が行われ、この理論の妥当性が検証されたが40年たった今でもはっきりとした結論は出ていない²⁾。その理由の一つは膜質がそれほど良くなかったこと、さらに今までの議論はすべてバルクの電子状態しか考慮していなかったが実際には表面状態や不純物準位などがあり、その影響が無視できない点であった。事実ホール係数測定ではバルクのキャリア濃度に膜厚を掛けた値から予想されるよりも大きなキャリア濃度が導出された³⁾。

上記の研究は膜厚 (d) がフェルミ波長と同程度 ($d \sim \lambda_F$) の場合の話であった。最近 Nagao らによって非常に高品質の単結晶 Bi 超薄膜がフェルミ波長よりも一桁小さい膜厚でも形成されることが明らかにされた ($d > \lambda_F$)⁴⁾。我々はこのような超薄膜に注目し、光電子分光により電子状態測定を行ってきた。Fig. 1 (a) に 6.8BL (25 \AA) [1BL は (001) 方向の厚さの最小単位で 3.94 \AA , 1.14×10^{15} 原子/cm² に相当する] の厚さの Bi (001) 超薄膜のフェルミ準位 (E_F) 近傍における光電子

[†] 第 28 回表面科学学会講演会 (2008 年 11 月 13 日~11 月 15 日) にて発表

E-mail : hirahara@surface.phys.s.u-tokyo.ac.jp

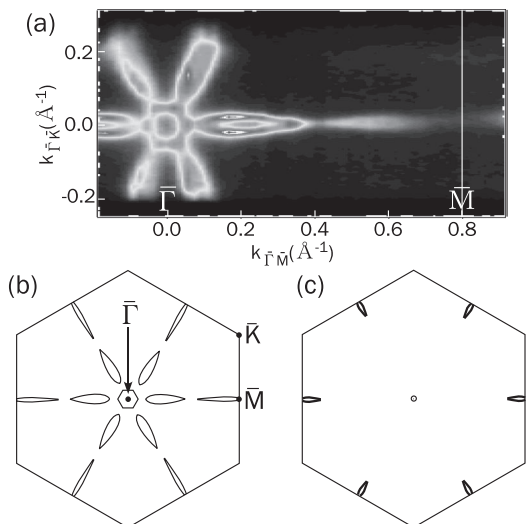


Fig. 1. (a) The Fermi surface of a 6.8 BL thick Bi(001) film measured by photoemission spectroscopy. (b) Schematic drawing of the Fermi surface of (a) in the surface Brillouin zone. (c) Schematic drawing of the projection of the Fermi surface of bulk Bi depicted in the surface Brillouin zone.

強度分布図（フェルミ面）を示した。Fig. 1 (b) がこれを表面ブリルアンゾーンに模式的に示したものであり、 Γ 点周りに電子ポケット、 Γ - \bar{M} 方向のホールポケット、さらに \bar{M} 点周りの電子ポケットが存在する。これをバルク Bi のフェルミ面を射影した Fig. 1 (c) (Γ 点周りのホールポケットおよび \bar{M} 点周りの電子ポケット)と比較してみると明らかなように超薄膜の方がはるかに大きなフェルミ面を持っている。他の厚さの膜についてもフェルミ面をマッピングするとほぼ Fig. 1 (a) と同じであり膜厚依存性は見られなかった。このことからこのフェルミ面はよい金属である表面状態から形成されることがわかる。キャリア濃度を Fig. 1 (a) のフェルミ面の面積から実際に計算すると表面状態キャリア濃度は約 10^{13} cm^{-2} と導出される。一方バルクのキャリア濃度を仮定すると 25 Å の厚さの Bi 超薄膜の膜内部のキャリア濃度は $\sim 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ であり、二桁も小さい。電気伝導度はキャリア濃度と移動度に比例し、バルク Bi の場合は移動度が大きく⁵⁾、表面状態の移動度は一般的に小さいことが知られているがそれでもキャリア濃度が二桁違えば表面状態の寄与が大きなものになることが推定される。

そこで本研究ではマイクロ四端子法を用いて実際に Bi 超薄膜の電気伝導測定を行い表面状態の寄与を見積もった。薄膜の電気伝導度の膜厚依存性および酸化による表面破壊前後の膜の電気伝導度の差により表面状態の二次元電気伝導度は室温で $1.5 \times 10^{-3} \Omega^{-1}/\square$ と導かれ

た⁶⁾。この値はバンド構造から予想される値とも概ね良い一致を示した。さらに結晶性がいい薄膜の中で最も厚さが小さい 25 Å 程度のものに関してほとんど電流が表面状態を流れることがわかった。また温度依存性測定では表面状態電気伝導が 15 K まで温度の低下とともに抵抗が下がるという金属伝導を示した。

2. 実 験

実験はすべて真空度が 1×10^{-10} torr 以下の超高真空チャンパー内で行われた。表面状態電気伝導測定には自作の温度可変マイクロ 4 端子電気伝導測定装置を使用している。この装置は反射高速電子回折 (RHEED) 装置も備えており、超高真空下でサンプルを作成し *in situ* でマイクロ 4 プローブにより温度可変 (300-15 K) 電気伝導測定が可能である。本研究ではプローブ間隔 20 μm のものを使用した。

Si(111) 表面を 1250°C でフラッシングにより清浄化して 7×7 表面を作成し、その上に室温でピスマスを蒸着していくと最初は $\{012\}$ 方位を向いた多結晶膜が形成され、さらに蒸着して膜厚が 25 Å 程度になると非常に高品質な単結晶 (001) (六方晶による指数付け) 方位を向いた超薄膜に相変態することが報告されている。さらに (001) 超薄膜は 380 K で加熱をすることで平坦性が増し 1000 Å オーダーの広いドメインになる⁷⁾。本研究ではこのような (001) 超薄膜に特に着目して実験を行った。

3. 結果 と 考 察

3.1 Bi 超薄膜の電気伝導度の膜厚依存性から見積もられる表面状態電気伝導

Fig. 2 (a) に室温で測定された Bi 超薄膜の電気抵抗 (R) の膜厚 (d) 依存性を示す。挿入図は膜厚が大きい部分の拡大図である。電気抵抗は膜厚が大きくなるにつれて小さくなっている。Fig. 2 (b) に (a) の電気抵抗 R から $\sigma = \ln 2 / \pi R$ によって求めた二次元電気伝導度 σ の膜厚依存性を示した。プローブ間隔 (20 μm) が膜厚 ($d \leq 156 \text{ \AA}$) よりもはるかに大きいので電気伝導は三次元ではなく二次元であると考えて差し支えない。また膜厚 d がほぼゼロのときの電気伝導度が $10^{-6} \Omega^{-1}/\square$ と非常に小さいので基板のシリコンからの寄与もほとんどないと考えられる。これは Bi-Si 界面における相互作用が非常に弱く、電子が基板まで達しないためである⁸⁾。Fig. 2 (b) にはまた Bi を Si(111)- 7×7 表面上に室温で成長させたときの異なるステージも示した (I-IV)。ステージ I で $\{012\}$ アイランドが形成され始め、II でそれらがつながり二次元膜になり III において $\{012\}$ から (001)

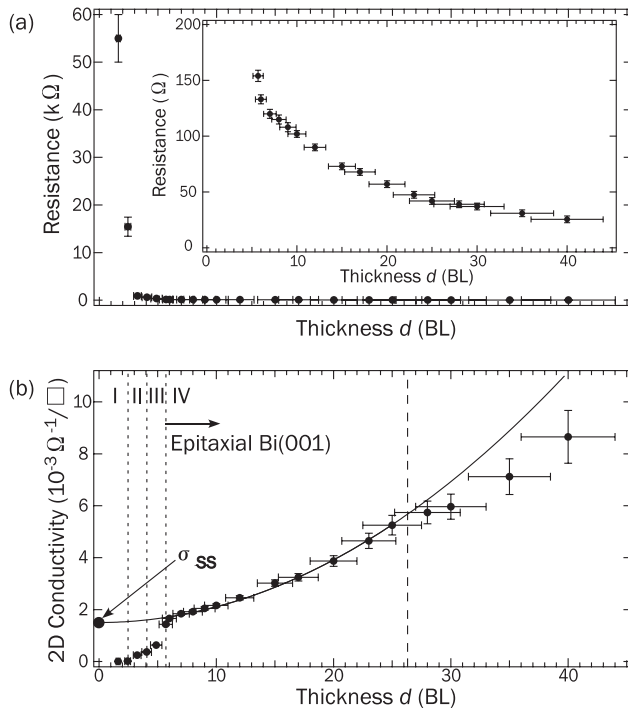


Fig. 2. (a) Measured resistance as a function of the film thickness. The inset shows the close-up by enlarging the vertical scale. (b) The two-dimensional conductivity obtained by $\sigma = \ln 2/\pi R$ from the data of (a). The solid line shows the parabolic fit for $6 \leq d \leq 25$ BL. The horizontal error bars show the uncertainty in the film thickness, and the vertical error bars represent the data spread by measuring different parts of the sample. The numbers I-IV in (b) correspond to the different stages of Bi growth on Si(111)- 7×7 reported in Ref. 4.

への相変態が開始される。そしてIVで(001)膜が完成し、以後は膜厚が増えていくだけで構造は変わらない。注目すべきは6BLで(001)膜に完全に相変態したときに電気伝導が大きく上昇することである。

以下では特に高品質な単結晶Bi(001)超薄膜が形成されたステージIV($d \geq 6$ BL)に着目して解析を進める。この相にはFig. 1に示したように大きなフェルミ面をもつ金属的な表面状態が存在する。単純に電気伝導には二つの寄与があると考え：表面状態の寄与(σ_{ss})と膜内部を流れるキャリアの寄与(σ_{film})である。光電子分光の測定結果によれば表面状態の電子状態には膜厚依存性はないので電気伝導も膜厚依存性がないと仮定する。以上により膜厚に依存するのは膜内部の寄与であり、 $\sigma(d) = \sigma_{ss} + \sigma_{film}(d)$ と書ける。そしてFig. 2(b)を注意深く見ると膜厚が6から25BLの部分は実線で記した放物線でフィッティングできることがわかる。25BL以上ではこの放物線よりも実際の測定値は小さくな

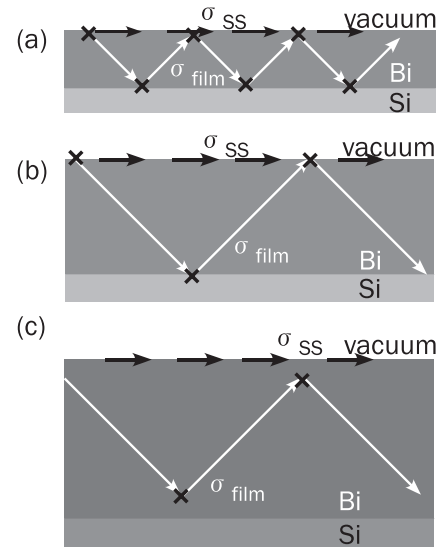


Fig. 3. The schematic drawing of carrier flow inside the film for $6 \leq d \leq 25$ BL where the scattering is mainly at the interfaces [(a) and (b)], and that for $d \geq 25$ BL where it is due to phonons and defects (c).

る。この初期の膜厚の二乗に従った増加は次のように理解できる。一般的にドルーデモデルによれば電気伝導度は $\sigma = en\mu$ と書ける。ここで e は素電荷、 n はキャリア濃度、そして μ は移動度である。今は二次元電気伝導を考えているので n を n_{2D} と表すことにし、膜内部の寄与 $\sigma_{film}(d)$ を考える。するとまず $\sigma_{film}(d)$ において n_{2D} はバルクBiの三次元キャリア濃度 n_{3D} と膜厚 d の積、すなわち $n_{2D} = n_{3D} \times d$ と書けキャリア濃度が膜厚に比例することがわかる。一方 $6 \leq d \leq 25$ BLの低膜厚領域においては膜内部のキャリアの平均自由行程も膜厚 d によって決められ、 d に比例すると考えることができる。このことを模式的にFig. 3(a)と(b)に示した。真空/BiとBi/Siの界面における界面散乱が恐らく支配的なキャリア散乱であり、膜厚が二倍になると散乱確率も半分になる。移動度 μ は平均自由行程に比例しているので、 μ も d に比例すると考えられる。以上により n_{2D} と μ の積で表わされる二次元電気伝導 $\sigma_{film}(d)$ は膜厚 d に対して d^2 の依存性を持つことがわかる。膜厚が25BL以上の膜に対してはもはや界面散乱ではなく膜内部での電子格子散乱や不純物による散乱が効いてくるので移動度が d に比例しなくなり、Fig. 2(b)の放物線からずれる。ここから膜内部の格子や不純物散乱による平均自由行程が100 Å程度と見積もられる。これはバルクBiの平均自由行程が非常に長いことを考えると小さい値である。膜を真空蒸着で作成しているために単結晶のバルクよりも結晶性が悪いことや、膜のキャリアが表面状態に散乱していく効果などのためにこのような結果に

なつたと考えられる^{注1}。

最後に電気伝導度の膜厚依存性から表面状態電気伝導度 σ_{ss} を導出する。Fig. 2 (b) の放物線を $d=0$ に外挿してもゼロにはならず有限の値が残る。もし膜内部のキャリアしかなく表面状態の寄与がなければ $d=0$ でゼロになるはずなのでこの値が表面状態電気伝導を表しており、 $\sigma_{ss} \sim 1.5 \times 10^{-3} \Omega^{-1}/\square$ と見積もられる。注目すべきは非常に膜厚が小さい場合、例えば 6BL くらいでは測定値と σ_{ss} がほとんど同じであり、電流が膜内部よりもほとんど表面のみを流れるという状況が実現されているということである。

3.2 Bi 超薄膜の表面酸化から見積もられる表面状態電気伝導

上記膜厚依存性から得られた表面状態電気伝導度の値が妥当なものかを検証するために、Bi 超薄膜の表面を酸化によって壊したときに測定される電気伝導度がどう変化するかを調べた。この場合表面状態電気伝導は表面を破壊する前後の電気伝導度の差から求められる ($\sigma_{ss} = |\Delta\sigma|$)。

Fig. 4 (a) に清浄 Bi(001) 表面の RHEED パターンを示す。1×1 周期とともに菊池パターンが観測され膜の結晶性が非常に良いことがわかる。酸素を暴露していくと 10^4 ラングミュア (L) まで暴露して初めて RHEED パターンに変化が表れた (Fig. 4 (b))。第一ラウエゾーンのスポットが消えてバックグラウンドの強度が増加しているのがわかる。しかし三角で示してあるように第ゼロラウエゾーンのスポットは弱いが残っている。さらに透過パターンのスポットは見られないので膜全体を壊すことなく表面のみを酸化できたと考えられる。RHEED パターンの特徴は我々が一番多く暴露した 5×10^5 L でも Fig. 4 (b) とほぼ同じであった。これらの事実は Bi が室温では非常に酸化されにくくまた酸化されても表面 1, 2 層のみに影響があるという過去の報告と一致している^{9,10)}。

Fig. 4 (c) に 6 BL と 30 BL の膜に関して酸素暴露による二次元電気伝導度の変化をプロットした。塗りつぶされているのと塗りつぶされていないマーカーは別々のサンプルに対して行った独立な測定結果を示している。

^{注1} 平均自由行程はキャリアの緩和時間 τ に比例する。 τ は Fermi の黄金律を用いて散乱確率の逆数 $1/\tau = \sum_{i,f \in E_F} |\langle f|H|i \rangle|^2$ と書ける。バルク Bi は E_F における状態密度が非常に小さいため可能な遷移の数自体が少ないので τ が非常に長くなる。一方薄膜に関しては表面状態が大きな状態密度を持つために膜内部のキャリアから表面状態への遷移 (散乱) が可能になる。これにより散乱確率が増大し緩和時間が短くなり、平均自由行程も小さくなると考えられる。

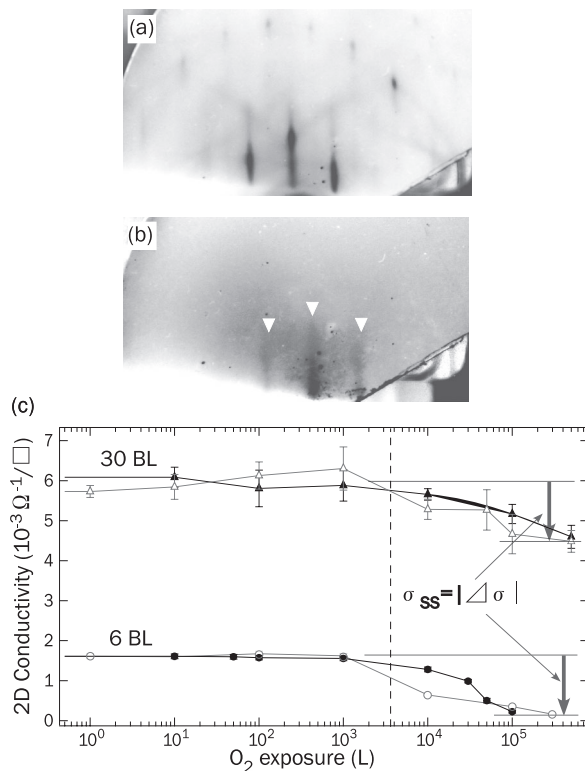


Fig. 4. RHEED patterns of a clean Bi(001) surface (a), and that after 10^4 L of O_2 exposure (b). The triangles in (b) show the spots at the zeroth Laue zone. (c) The conductivity change for the 6 and 30 BL thick Bi films after O_2 exposure. The two different symbols indicate two separate measurements.

RHEED パターンの変化と同様に暴露量が 10^4 L を超えるまでは電気伝導はほとんど影響を受けなかった。それ以上の暴露により電気伝導は徐々に減り始め 10^6 L を超えると線形な IV カーブを得ることができなくなった。我々の測定ではプローブが表面と接しているためにまず電流が表面状態に入り、その後で膜の内部へと広がっていく。線形な IV カーブがとれなくなったということは表面が完全に酸化され、表面状態を壊したことによる電気伝導の減少がそこで飽和したと考えられ、Ref. 10 の報告と一致している。表面の破壊前後における電気伝導度の差 $|\Delta\sigma|$ は 6BL の膜において $1.4 \times 10^{-3} \Omega^{-1}/\square$ 、30 BL の膜においては $1.5 \times 10^{-3} \Omega^{-1}/\square$ であり、これが酸素暴露実験によって得られた σ_{ss} の値である。この値は Fig. 2 (b) から得られた値と一致している。さらに Fig. 4 (c) を見ると 6 BL の膜においては表面酸化後には電気伝導度が $10^{-4} \Omega^{-1}/\square$ 以下になり、暴露前の値に比べて無視できるほど小さくなってしまい、電流がほとんど表面状態のみを流れていることが改めてわかる。

3.3 バンド構造から予想される室温での電気伝導度

上記二つの実験から Bi(001) 表面の室温における表

面状態電気伝導度が $\sigma_{ss} \sim 1.5 \times 10^{-3} \Omega^{-1}/\square$ と見積もられた。一方電気伝導度はボルツマン方程式

$$\sigma_{ij} = \frac{1}{2\pi^2} \frac{e^2 \tau}{\hbar} \int \frac{v_{ki} v_{kj}}{|v_k|} dk_F$$

を用いて計算することができる。我々は Fig. 1 に示したように光電子分光により詳細な電子状態測定を行っており、フェルミ準位近傍のバンド分散の傾きからフェルミ速度を $(v_F = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial k})$ 、フェルミ準位での光電子スペクトル

のピーク幅から緩和時間 $(\tau = \frac{\hbar}{\Delta E})$ を導出することができる。そのデータをもとにフェルミ面を細かく分割し各部分においてパラメータを調べ、上式の積分を実行し実際に電気伝導度を計算した。その結果電気伝導度は $(5.0 \pm 2.0) \times 10^{-3} \Omega^{-1}/\square$ となり、測定値より若干大きい粗い見積もりとしては良い一致を示したと言える。このように今回の測定値は電子状態の観点からもおかしくないことが明らかになり、確かに Bi(001) 表面の表面状態電気伝導度を測定することに成功した。特筆すべきはこの電気伝導度が今までシリコン表面上で測定されたどの表面超構造のものよりも大きいという点である。これはフェルミ面の面積が大きいことや、バンド分散が急峻なためにフェルミ速度が比較的大きいことが関係している。またバルクの抵抗率を用いると 1BL の Bi の電気伝導度は $3.4 \times 10^{-4} \Omega^{-1}/\square$ しかないと推定されるが¹¹⁾、測定された σ_{ss} はこの 5 倍程度であり非常によい金属的な伝導が実現していることがうかがえる。

3.4 Bi(001) 超薄膜の表面状態電気伝導の温度依存性

前節までにわかったように (001) 相に相変態が起こった直後の厚さ 6 BL の Bi 超薄膜では電気伝導が表面状態によって主に担われている。そこで 6 BL の Bi(001) 超薄膜に対して冷却しながら電気抵抗を測り、表面状態電気伝導度の温度依存性を調べた。実はこの表面に対しては 50 K 以下で電荷密度波相 (CDW) に転移するのではないかという報告があり¹²⁾、その有無を検証する意味でも温度依存性を測定することは重要である。その結果が Fig. 5 (a) と (b) に示してある。ばらつきは大きい抵抗は全温度領域において温度が下がると小さくなる。これは電子状態から予想されるように金属伝導の温度依存性であり、金属絶縁体転移は見られず CDW 転移の可能性は否定される。金属伝導の場合抵抗 R には温度依存性を示さない不純物による寄与と電子格子相互作用による寄与がある ($R = R_{imp} + R_{phonon}$)。R_{phonon} は高温においては温度に比例することが知られており、不純物の寄与である残留抵抗も考慮すると全体の和は温度に対す

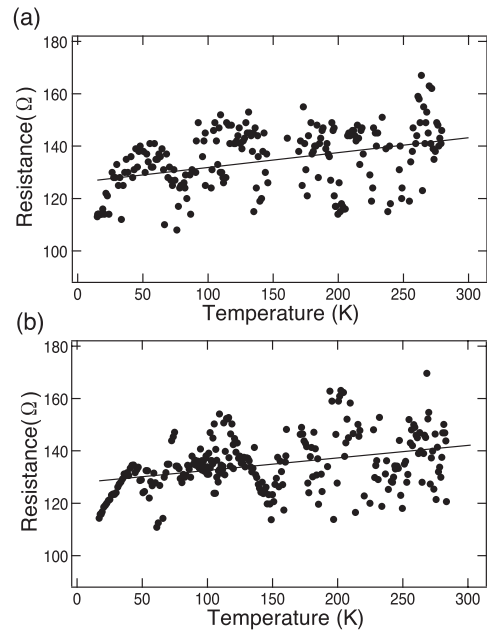


Fig. 5. The temperature dependence of the measured surface-state resistance (R-T curve) for the 6 BL thick Bi(001) film. (a) and (b) show two separate measurements. The solid lines show the result of the linear fit.

る一次関数 ($R = aT + R_0$) で書ける。Fig. 5 (a) と (b) に直線で書いたのがそのフィッティングの結果であり、傾きとして 0.047, 0.048 Ω/K という値が得られた。一方残留抵抗 R_0 は (a), (b) それぞれの場合 125, 126 Ω であった。300 K から 15 K までの間で電子格子相互作用の寄与による抵抗の減少がせいぜい 30 Ω 程度であるのに対して残留抵抗の値はこの 4 倍も大きくなる。これは通常の金属と違い表面金属系の特徴であり例えば二次元自由電子的な表面状態である Si(111) $\sqrt{7} \times \sqrt{3}$ 表面においても同様の傾向が見られている¹³⁾。これは表面上のステップやドメイン境界、さらに原子レベルの欠陥などにより不純物の影響の効き方が通常のバルクよりも大きいためであると思われる¹⁴⁾。

4. おわりに

このようにマイクロ 4 端子を用いた電気伝導測定技術を用いることで Bi 超薄膜表面状態による電気伝導度を直接測定することに成功した。前述の通り、筆者らは (スピンおよび) 角度分解光電子分光と第一原理計算により Bi 超薄膜の電子状態およびスピン構造に関して詳細な研究を行ってきた^{8, 15-17)}。その結果これまでに議論してきた表面状態は、強いスピン軌道相互作用と反転対称性の破れに由来する Rashba 効果によってバルクが非磁性物質であるにもかかわらず表面状態のみがスピン分

裂をするという興味深い性質を持つことが明らかになった¹⁸⁾。つまりこのスピン分裂した特性を生かして、表面におけるスピン流あるいはスピン偏極した電流を生成できる可能性がある。このような現象はスピントロニクス の発展とあいまって現在半導体界面の低次元系や金属バルクにおいてスピンホール効果検出などで盛んに研究されている。実はBi表面をはじめとする表面のRashba系は半導体界面に形成されるRashba分裂した二次元自由電子系に比べてその分裂幅を表すRashbaパラメータ α が1, 2桁大きいことが知られている。これはスピン伝導を調べる上で大きな利点であると予想され近年精力的に電子状態に関する研究が進められている。さらに最近では表面におけるスピン流に関する理論計算がなされている^{19, 20)}。それらの報告によればRashbaパラメータが大きいことは同時にスピン緩和が早いということであり、 α が大きいことは実は諸刃の刃である。単純な自由電子モデルではRashba効果による実効的磁場によってスピンの反転するための距離 L_{SO} は $L_{SO} = (\pi/\alpha) (\hbar^2/2m^*)$ と書き表せる。これは半導体界面系の場合には典型的に $1\mu\text{m}$ くらいであるが、表面系の場合短ければ 100\AA オーダーまで小さくなってしまふ。スピンホール効果などを検出するには緩和前にスピンの状態を調べる必要があるのでより微小領域の測定技術が必要になり、簡単ではない。しかし筆者らが所属する研究グループが培ってきたナノメートルスケールでの電気伝導測定技術²¹⁾に磁化状態検出機能を付加することでそのような「表面状態スピン流」を生成・検出さらに制御できるのではないかと考えている。またMurakamiらの理論的解析によれば単原子層のBi膜を作成できれば二次元のトポロジカル絶縁体(量子スピンホール相)が実現し、そのエッジ状態を利用してこれまでと全く違った新奇なスピン流生成が期待できると報告されている²²⁾。このように非磁性物質におけるスピン偏極した表面状態キャリアを利用した新たなナノスピサイエンスの基礎研究が進み、究極的には新たなスピントロニクスデバイスが開発されることが期待されている。

謝 辞

本研究は多くの研究者の方々と共同で行われた。ここに記して感謝の意を表す。サンプル作成に関しては物質材料機構の長尾忠昭先生、柳沼晋博士から多くのご助言をいただいた。電子状態に関する研究はGustav Bihlmayer博士、E.V. Chulkov先生、木村昭夫先生、宮本幸治博士、島田賢也先生、生天目博文先生、谷口雅樹先生、Fudan大学の喬山先生と共同で行った。本研究は日本学術振興会による科学研究費による援助のもと行われた。

文 献

- 1) See, for example, Y.F. Ogrin, V.N. Lutsikii and M.I. Elinson : JETP Lett. **3**, 71 (1966).
- 2) Yu. F. Komnik, E.N. Bukhshtab, Yu. V. Nikitin and V.V. Andrievskii : Sov. Phys. JETP **33**, 364 (1971).
- 3) B. Weitzel and H. Micklitz : Phys. Rev. Lett. **66**, 385 (1991).
- 4) T. Nagao, J.T. Sadowski, M. Saito, S. Yaginuma, Y. Fujikawa, T. Kogure, T. Ohno, Y. Hasegawa, S. Hasegawa and T. Sakurai : Phys. Rev. Lett. **93**, 105501 (2004).
- 5) D.H. Reneker : Phys. Rev. Lett. **1**, 440 (1958).
- 6) T. Hirahara, I. Matsuda, S. Yamazaki, N. Miyata, S. Hasegawa and T. Nagao : Appl. Phys. Lett. **91**, 202106 (2007).
- 7) S. Yaginuma, T. Nagao, J.T. Sadowski, A. Pucchi, Y. Fujikawa and T. Sakurai : Surf. Sci. **547**, L877 (2003).
- 8) T. Hirahara, T. Nagao, I. Matsuda, G. Bihlmayer, E.V. Chulkov, Y.M. Koroteev, P.M. Echenique, M. Saito and S. Hasegawa : Phys. Rev. Lett. **97**, 146803 (2006).
- 9) F. Jona : Surf. Sci. **8**, 57 (1967).
- 10) T.N. Taylor, C.T. Campbell, J.W. Rogers, Jr., W.P. Ellis and J.M. White : Surf. Sci. **134**, 529 (1983).
- 11) G.T. Meaden : "Electrical Resistance of Metals" (Plenum, New York, 1965).
- 12) C.R. Ast and H. Höchst : Phys. Rev. Lett. **90**, 016403 (2003).
- 13) S. Yamazaki et al., to be published.
- 14) I. Matsuda, C. Liu, T. Hirahara, M. Ueno, T. Tanikawa, T. Kanagawa, R. Hobar, S. Yamazaki, S. Hasegawa and K. Kobayashi : Phys. Rev. Lett. **99**, 146805 (2007).
- 15) T. Hirahara, T. Nagao, I. Matsuda, G. Bihlmayer, E.V. Chulkov, Yu. M. Koroteev and S. Hasegawa : Phys. Rev. B **75**, 035422 (2007).
- 16) T. Hirahara, K. Miyamoto, I. Matsuda, T. Kadono, A. Kimura, T. Nagao, G. Bihlmayer, E.V. Chulkov, S. Qiao, K. Shimada, H. Namatame, M. Taniguchi and S. Hasegawa : Phys. Rev. B **76**, 153305 (2007).
- 17) T. Hirahara, K. Miyamoto, A. Kimura, Y. Niinuma, G. Bihlmayer, E.V. Chulkov, T. Nagao, I. Matsuda, S. Qiao, K. Shimada, H. Namatame, M. Taniguchi and S. Hasegawa : New. J. Phys. **10**, 083038 (2008).
- 18) R. Winkler : "Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems" (Springer-Verlag, Berlin, 2003).
- 19) M.H. Liu, G. Bihlmayer, S. Blügel and C.R. Chang : Phys. Rev. B **76**, 121301 (R) (2007).
- 20) M.H. Liu, S.H. Chen and C.R. Chang : Phys. Rev. B **78**, 195413 (2008).
- 21) See, for example, S. Yoshimoto, Y. Murata, K. Kubo, K. Tomita, K. Motoyoshi, T. Kimura, H. Okino, R. Hobar, I. Matsuda, S. Honda, M. Katayama and S. Hasegawa : Nano Lett. **7**, 956 (2007).
- 22) S. Murakami : Phys. Rev. Lett. **97**, 236805 (2006).