

結晶表面上単原子ステップの電気抵抗

松田 巖*・上野将司・平原 徹・保原 麗

守川春雲・劉燦華・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

(2005年5月24日受付；2005年9月6日掲載決定)

Electrical Resistance of a Monoatomic Step on a Crystal Surface

Iwao MATSUDA, Masashi UENO, Toru HIRAHARA, Rei HOBARA,

Harumo MORIKAWA, Canhua LIU and Shuji HASEGAWA

Department of Physics, School of Science, the University of Tokyo

7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-0033

(Received May 24, 2005 ; Accepted September 6, 2005)

We have measured electrical resistance conductance across a single atomic step through a metallic monolayer on a crystal surface by using three independent methods that provide consistent values. The two were direct electrical conductivity measurements with monolithic microscopic four-point probes and four-tip scanning tunneling microscope probes. The other was scanning tunneling microscopy/spectroscopy observations on electron standing waves near step edges, combined with analyses based on the Landauer formula for 2D conductors. The present experimental results and the recent theoretical calculations imply that the electron transport across an atomic step is fairly modeled as a tunneling process.

1. はじめに

近年の半導体微細加工技術の発達により半導体電子素子の急速なミクロ化が進み、今や信号電流は半導体の表面/界面の領域のみを流れるようになった。このようなナノテクノロジーの著しい発展は今後も続き、遂には電流が固体表面第一原子層のみを流れることが要求される。電気伝導は基本的に電子-格子相互作用や不純物による電子の散乱で決まるが、このような原子（ナノメートル）スケールの系では後者が支配的である。結晶表面上最も重要な欠陥は単原子ステップであり、これはどの表面上にも存在し表面電子輸送において避けられない散乱体となっている (Fig. 1(A))^{1, 2)}。すなわち表面第一層を流れる電気伝導研究および今後のナノ（原子スケール）テクノロジー発展において、この単原子ステップを電子が横切るときのコンダクタンス（Conductance, 電気伝導度）³⁾または抵抗値を知ることは必要不可欠である。一方、電子波はポテンシャル障壁に散乱されると入

射波と反射波が干渉した結果、局所状態密度 (Local Density of States, LDOS) が振動し、いわゆる「定在波 (Standing Wave)」が形成される (Fig. 1 (B), (C))。この定在波を解析すると、電子波の分散や反射位相シフトなどの散乱情報を得ることができる。特に散乱による位相シフトは、散乱体に対する電子透過率と直接関係しているもので、そこからそのコンダクタンスまたは抵抗を導くことができる。そこで、本研究ではこの単原子ステップの電気抵抗 (Resistance, レジスタンス) 値および電子輸送現象を、マイクロ 4 端子 (micro-four-point probe, MFPP) 法による電気伝導測定と走査型トンネル顕微鏡/分光 (STM/S) 観察で調べた。

本研究ではサンプルとして、半導体表面上金属単原子層である Si(111)- $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag 表面を使用した。表面は 1 ML Ag を室温蒸着し、その後 520~600°C でサンプルを加熱して作成することができる^{1, 4)}。最近の角度分解光電子分光法 (Angle-Resolved Photoemission Spectroscopy, ARPES) によるフェルミ面マッピングの結果、この表面はフェルミ準位を横切る放物線型のバンドを持ち、またフェルミ面は円形であることが報告されている^{5~7)}。

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

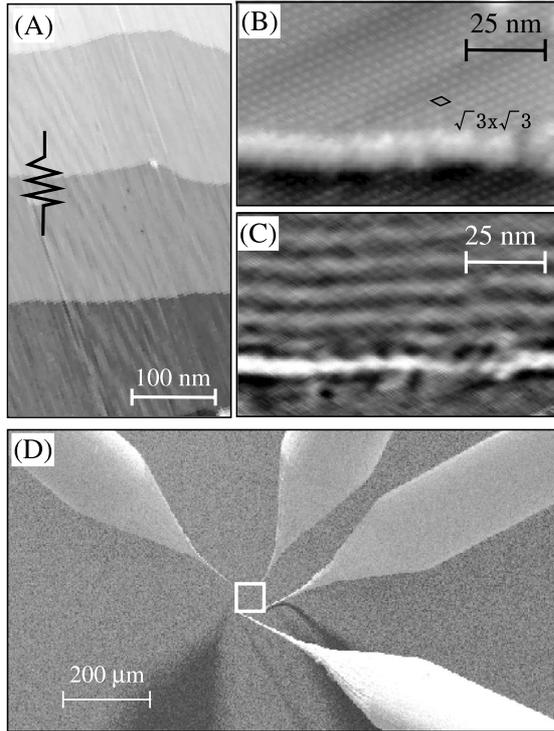


Fig. 1. (A) A STM image of $\text{Si}(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-Ag}$ on a flat wafer taken at room temperature. Steps are aligned parallel to the $[101]$ crystal axis. The schematic resistance of a step is depicted in the image. (B) A topographic (STM) image near a monatomic step, taken at 65 K with tip bias, V_t , of -0.9 V. A unit cell of $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ is shown. (C) A LDOS (dI/dV) image of the same area acquired at $V_t = -0.9$ V using lock-in detection. (D) A scanning electron microscope image of the four STM tips during the direct transport measurement.

すなわち、この表面超構造は理想的な2次元自由電子系を成している。一方、表面ステップのマイクロ4端子法による電気伝導測定は、独立駆動型4探針STMとモノリシックマイクロ4端子プローブの2つの独立な実験装置を使用した^{8~15)}。ところで一般に表面上のステップはランダムな方向に様々な密度で存在する。そこで、本研究を行う上でまず表面上のステップの数や方向を制御する必要があるが、幸いこれまでにステップダイナミクスの研究が詳細に行われてきた^{16~18)}。そこでこれらの研究を元に、前者の実験では、結晶表面にステップを一方向にほぼ等間隔に揃えてその異方伝導率を測定し、また後者の実験では数百本のステップがまとまった領域(ステップバンチング, Step-Bunching)を用意し、その電気抵抗を測定した。そしてこれらの2つの方法の測定結果からステップ1本分のコンダクタンスをそれぞれ独立に求め、それらを下記に示す解析を通じてSTS(dI/dV)観察から得られたステップ1本のコンダクタンス

値と比較した。

STS(dI/dV)測定では様々な探針電圧においてステップ周辺での定在波を観察することができ(Fig. 1 (C)), その解析からステップにおける表面電子波の反射位相シフト η が求められ、さらにその透過率 T を決定することができる。透過率 T はコンダクタンス σ とLandauerの式で関連付けられるが、式は伝導の次元性によって異なる。0次元, 1次元, 2次元のポテンシャル障壁を通る場合の1次元, 2次元, 3次元の伝導体(Conductor)では, Landauerの式は一般的にそれぞれ¹⁹⁾

$$\sigma_{1D} = \frac{2e^2}{h} \cdot T \quad [\Omega^{-1}] \quad (1)$$

$$\sigma_{2D} = \frac{2e^2}{h} \cdot \frac{k_F}{\pi} \cdot T \quad [\Omega^{-1}m^{-1}] \quad (2)$$

$$\sigma_{3D} = \frac{2e^2}{h} \cdot \frac{k_F^2}{4\pi} \cdot T \quad [\Omega^{-1}m^{-2}] \quad (3)$$

と表すことができる。ここで、 e は電気素量、 h はプランク定数、 k_F はフェルミ波数である。ただし、これらの式では透過係数 T はエネルギーには依存しないとしている。 σ_{1D} はナノワイヤーや点接触のコンダクタンス量子化で使用される有名な公式である。特に、物質に依存しない普遍物理定数だけで表されているのが特徴である。それに対して、2次元および3次元の式には物質に依存するフェルミ波数(k_F)が入っているため、量子化単位が普遍定数にならない。 σ_{3D} はトンネル素子の解析に使われている。しかしながら、 σ_{2D} の場合、この式を適用できる系がこれまでほとんど知られていなかった。本研究で対象となるのは単原子ステップ(1次元ポテンシャル障壁)により隔てられた2次元金属原子層(2次元伝導体)であり、まさしくこの σ_{2D} 式が当てはまる珍しい系であるといえる。すなわち σ_{2D} を用いた解析により、STS観察から実験的にステップ1本を横切るときの単位長さ当りのコンダクタンスを得ることができる。そして本研究の実験の結果、独立駆動型4探針STM、モノリシックマイクロ4端子プローブ、STS(dI/dV)、いずれの方法においても単原子ステップのコンダクタンスとしてほぼ同じ値が得られた。すなわち本研究により、初めて表面上単原子ステップの抵抗が直接測定された²⁰⁾。なお、 σ_{2D} はシートコンダクタンス(Sheet Conductance)とは異なる意味であることを強調しておく。

2. 独立駆動型4探針STMを用いたマイクロ4端子測定

まず整列したステップが存在する表面からコンダクタンスを決定するために、本研究ではSiウェハートとして(111)表面垂直方向から $[\bar{1}\bar{1}2]$ 方向に 0.9° , 1.8° 傾い

て切られた微斜面のものを用意し、その表面に Si(111)- $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag を作成した。なお、測定に用いられたウェハは n タイプ (P ドープ) で、室温での抵抗率は $1 \sim 10 \Omega \text{cm}$ である。電気伝導測定は室温で行われ、独立駆動型 4 探針 STM を使った (回転正方) マイクロ 4 端子プローブ ((Rotational Square) micro-four-point probe, (RS) MFPP) 法を用いた¹⁴⁾。この方法では、正方形の頂点に探針を数十 μm 間隔で配置して、この正方形をサンプルに対して回転させながら連続的に 4 端子測定を行う (Fig. 1 (D))。この RSMFPP 法を使うと、表面のシートコンダクタンスを異方性も含めて測定することができる¹⁴⁾。さて、本研究で作成した表面を STM 観察したところステップは全て $[\bar{1}10]$ 軸方向に揃っており、ほぼ等間隔 ($10 \sim 20 \text{nm}$) で均一に分布していた (Fig. 2)。このようなナノスケールの構造体を実際に測定が行われるマイクロスケールから見ると、微傾斜表面は異方的な 2 次元伝導体とみなすことができる。一方この表面では、テラス上の $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag 超構造は上記のように等方的な Fermi 面を有し^{5~7)}、また表面の下にある表面空間電荷層のバルク状態バンドおよび結晶の内側のバルク状態バンドも等方的である。すなわちステップ以外の電気伝導経路はいずれも等方的なので電氣的異方性はステップに起因し、ステップに垂直な方向の電気伝導度はその平行方向よりも低くなると考えられる。それゆえ、RSMFPP 法によって検出されるシートコンダクタンスの異方性から直接ステップの情報を得ることができ、さらに簡単な解析によりステップ 1 本分のコンダクタンス値を直接決

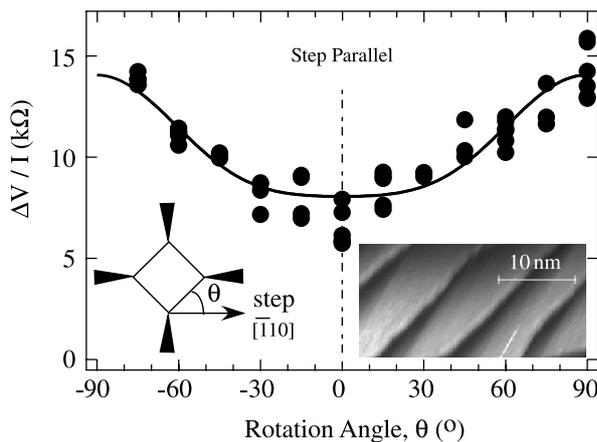


Fig. 2. Resistance measured as a function of the rotation angle in the rotational square micro-four-point probe (RSMFPP) method for the $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag surface on a vicinal Si(111) wafer (n , $1 \sim 10 \Omega \text{cm}$) with a miscut angle of 1.8° at room temperature. The probe spacing (a side of the square) was $60 \mu\text{m}$. Experimental data are fitted by a function described in ref.¹⁴⁾. (Inset) A STM image of the sample surface.

定することができる。

1.8° 傾いた微斜面上の $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag 表面表面での抵抗は、 $[\bar{1}10]$ からの回転角 θ の関数として Fig. 2 に示したようになった。ポアソン方程式から導き出された関数でこの結果をフィッティングすると¹⁴⁾、ステップに平行な方向のシートコンダクタンス ($\sigma_{//}$) は $23 \times 10^{-6} \Omega^{-1} \square^{-1}$ 、ステップに垂直な方向のシートコンダクタンス (σ_{\perp}) は $14 \times 10^{-6} \Omega^{-1} \square^{-1}$ と求まった。このことから、異方性 ($\sigma_{//}/\sigma_{\perp}$) は約 1.6 であるとわかった。 0.9° 傾いた微斜面では、ステップ密度が下がるのでさらに小さな異方性を観測した。

上記に示したようにこの $\sigma_{//}$ と σ_{\perp} のシートコンダクタンスの差は、単原子ステップに起因している。このことから単位長さ当りのコンダクタンス、 $\sigma_{\text{step}} (\Omega^{-1} \text{m}^{-1})$ を持つステップが表面に密度 $N_{\text{step}} (\text{m}^{-1})$ で分布している時、

$$N_{\text{step}}/\sigma_{\text{step}} \sim 1/\sigma_{\perp} - 1/\sigma_{//} \quad (4)$$

という関係式で結ぶことができる。今回実験で使用した 1.8° の微傾斜表面の場合、 $N_{\text{step}} \sim 10^8 \text{m}^{-1}$ であるので、 $\sigma_{\text{step}} \sim 3 \times 10^3 \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$ と求まった。

3. モノリシックプローブによるマイクロ 4 端子測定

次に別の抵抗測定としてモノリシックプローブによるマイクロ 4 端子測定を行った。我々はすでに室温において探針間隔 $8 \mu\text{m}$ の直線 MFPP 法を使ってステップバンチ領域の抵抗測定を行っている¹⁵⁾。Fig. 3 にその MFPP 測定時の SEM 図を示す。測定の結果、約 300 本の単原子ステップから成るステップバンチ領域の抵抗は、ステップが (ほとんど) 存在しない領域の抵抗より約 800 Ω 高かった。その後このマイクロ 4 端子測定の理論解析に

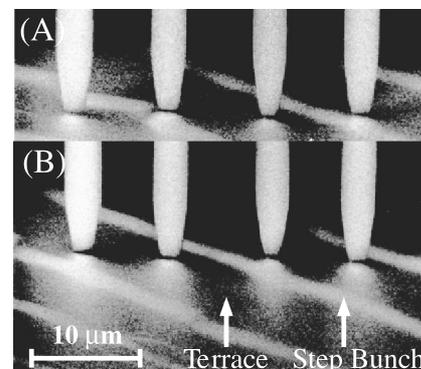


Fig. 3. Scanning electron microscope images of monolithic MFPP measurements with $8\text{-}\mu\text{m}$ spacing probes (A) on a step-bunching region and (B) a step-free region.¹⁵⁾

より、この測定値の差が実際には約 1,700 Ω の抵抗の差であることが報告された²¹⁾。ステップバンチ領域の抵抗と単原子ステップの抵抗との間には以下の関係がある。

$$R_{\text{step-bunching}} = B_{\text{step-bunching}} \cdot R_{\text{step}} \quad (5)$$

$$= B_{\text{step-bunching}} / (I_{\text{current}} \cdot \sigma_{\text{step}}) \quad (6)$$

ここで $R_{\text{step-bunching}}$ と R_{step} はそれぞれステップバンチ領域と原子ステップ 1 本の抵抗 (Ω) である。また $B_{\text{step-bunching}}$ はステップバンチ領域内のステップ数 (この場合約 300) であり、 I_{current} はプローブ電流がステップを通過する幅 (m) である。ポアソン方程式を解いて本測定配置における電流分布をシミュレーションしたところ、4 つのプローブ端子が成す直線配列の垂直方向に対して電流プローブ間距離の 2 倍の範囲内に約 90% の表面電流が広がっていることがわかった。本マイクロ 4 端子測定の探針間隔 8 μm では電流プローブ間隔は 24 μm であり、その結果 I_{current} は約 50 μm と見積もられる。そして $R_{\text{step-bunching}} = 1,700 \Omega$ を式に代入すれば $\sigma_{\text{step}} \sim 4 \times 10^3 \Omega^{-1} m^{-1}$ となる。この結果は上述した 4 探針 STM による結果と大変良く一致している。なお、これらの測定は室温で行われたことを付記する。

4. 走査型トンネル分光観察

最後に走査型トンネル分光法を用いた実験について述べる。Fig. 1 に 65 K で測定したステップ端近傍の電流一定モードでの STM 像 (B) と STS (dI/dV) 像 (C) がある。STM では表面の原子構造が直接観察でき、Fig. 1 (B) に Si(111) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag 表面の Inequivalent Triangle モデルに対応した STM 像が見える²²⁾。一方、 dI/dV 測定では表面の局所状態密度 (LDOS) を見ることができ、Fig. 1 (C) ではテラス上に LDOS の振動がはっきりと現れている。この定在波はステップでキャリアが散乱される相互作用により引き起こされ、この物理的な性質は貴金属の表面上でよく研究されている^{23~27)}。トンネル探針電圧を変えるとこの振動周期は変化し、電圧とその波数の間には放物線的分散関係があった。その放物線の傾きから電子の有効質量を求めたところ、 $0.1 m_0$ (m_0 : 電子の質量) となり、ARPES の結果^{5~7)} と一致した。Fig. 4 (A) は Fig. 1 (B) と (C) に見える原子ステップを横切る方向のラインプロファイルである。ステップ端に垂直な方向 (x 軸方向) に沿って LDOS は実際には減衰しながら振動し、この様子を

$$LDOS(x) \propto \exp(-x/L) \cdot \cos(2kx - \eta) \quad (7)$$

という関数でフィッティングした。ただし、 L は減衰長、 k は波数ベクトル、 η は反射位相シフトである。また $x=0$ は Fig. 4 (A) の STM 像から決定したステップ端と一致している。各探針電圧で観察された定在波をフィッテ

ィングして得られた位相シフト η を Fig. 4 (B) にプロットする。Fig. 4 (B) には、6 K の STM 観察により見られた定在波から決定した η も含めてある²⁸⁾。図のように測定したエネルギー範囲において反射位相シフトは

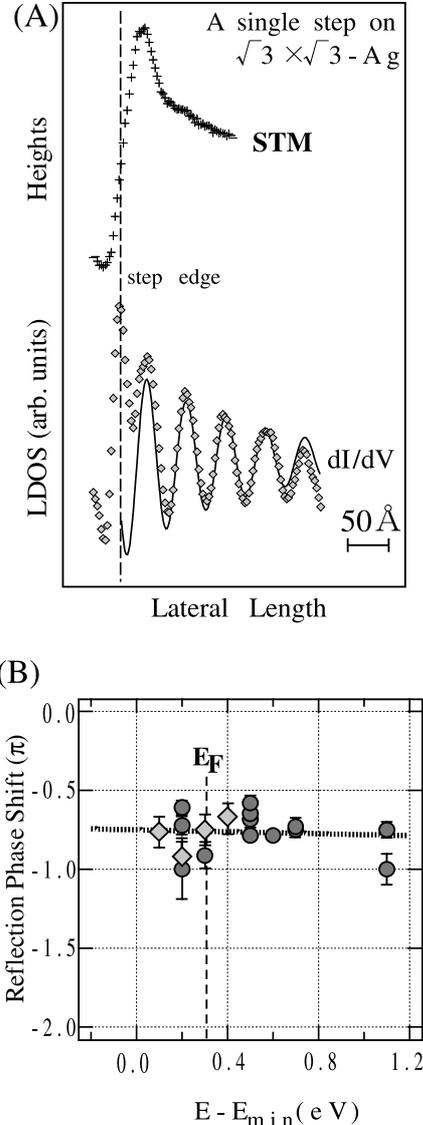


Fig. 4. (A) Line profiles across a step in STM ($V_t = -0.9$ V) and dI/dV ($V_t = -0.7$ V) images in Fig. 1. The fitting curve is also shown for the dI/dV line-profile. The step edge is indicated by a straight line. (B) Change of the reflection phase shift with its energy referred to bottom of the surface-state band (E_{min}). Solid circles and diamonds are data points from the present research and the previous report,²⁸⁾ respectively. A least-square fit are shown as a solid line. The energy position on the horizontal axis is referred to E_{min} . This is because energy positions with respect to the Fermi level (E_F) vary among STM/STS scanning regions on a semiconductor surface at low temperature due to a tip-induced local band bending effect.

ほとんど一定であった。なお、この図では横軸のエネルギー位置は表面状態バンドの底 E_{\min} を基準にとってある。過去の ARPES の研究によると、 E_{\min} はフェルミ準位 (E_F) から約 0.3 eV 低いエネルギー位置にある。つまり Fig. 4 (B) では E_F は約 0.3 eV のところにあり、 E_F 付近の反射位相シフトは約 $-(0.8 \pm 0.05)\pi$ と決定した。ステップでの反射位相シフトが決まると δ 関数型ポテンシャルモデル^{19, 27)} と Landauer の公式 [式 (2)] を使ってステップのコンダクタンスを求めることができる。この δ 関数型ポテンシャルモデルは、1) 表面電子がバルク基板内に散乱されなく^{25, 27)}、また 2) ポテンシャル幅が十分に狭い場合¹⁹⁾ に実験結果をよく再現することが知られている。本研究で対象とする系は 1) 表面状態がバルクバンドギャップ内にあるため電子は表面状態からバルク状態への散乱が起きず、そして 2) ステップ端は原子程の幅しかないため、このモデルは最適である。 δ 関数型ポテンシャルモデルでは、透過率 T は反射位相シフト η を使って、

$$T = 1 - \frac{1}{1 + \tan^2(\eta + \pi)} \quad (8)$$

と表すことができる^{19, 27)}。ここに実験で決定した η を代入すると、 $T = 0.3 \pm 0.15$ となった。すなわち Si(111) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag 表面層 (表面状態) を流れる伝導電子は原子ステップを約 30% の確率で透過していることがわかった。ステップを上る方向と下る方向は構造上等価ではないが、STM 理論などで多用される量子力学の WKB 近似では非対称ポテンシャルの電子の透過率は対称である³⁰⁾。すなわちステップの両方向のコンダクタンスは同値であり、実際本研究で測定された電流-電圧曲線は原点に対して対称であった。以上で決定した T と Si(111)- $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag 表面の過去の ARPES 実験^{5, 7, 29)} で決定されている k_F ($\sim 0.1 \text{ \AA}^{-1}$) を式 (2) に入れると、単原子ステップのコンダクタンスは $\sigma_{\text{step}} = 9(\pm 4) \times 10^3 \Omega^{-1} m^{-1}$ となった。この σ_{step} の値は先に求めた 2 つの直接電気伝導測定の結果とかなりよく一致している。ここで注意しなければならないのは、ランダウアーの式では透過率 (反射位相シフト) がエネルギーに対して一定の場合、導かれるコンダクタンス値は温度に依存しないので³¹⁾、室温での直接測定と低温での STM 測定との比較は正当である。Fig. 4 (B) の実験結果はこの描像を明確に支持していることがわかる。

5. まとめ：単原子ステップを通過する電子の輸送過程

上記の 3 つの結果から $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag 表面上の単位長さ辺りの単原子ステップのコンダクタンス (σ_{step}) が約 5

$\times 10^3 \Omega^{-1} m^{-1}$ であることが明確にわかった。そしてこのコンダクタンス値から 1 cm, 1 mm, 1 μm , 1 nm の幅のステップを電流が流れる際の抵抗値を求めると、それぞれ 0.02, 0.2, 200, $2 \times 10^5 \Omega$ となる。このことはステップの抵抗は巨視的には無視することはできるが微視的にはその寄与は大変大きいことも意味し、さらに MFPP 法がステップの電気伝導測定に不可欠であったことを示している。本研究の結果から単原子ステップの電子の通過はトンネル過程であることが示唆された。今回の研究で使った δ 関数型ポテンシャルモデル¹⁹⁾ から、単原子ステップのポテンシャル (V_0) とポテンシャルの幅 a の積が $V_0 \cdot a = 10(\pm 6) \text{ eV} \cdot \text{\AA}$ とわかる。ポテンシャルの幅 a をバルクの結晶内の Si の化学結合距離 (2.35 \AA) と仮定すると、ポテンシャルは $V_0 \sim 4.5(\pm 2.5) \text{ eV}$ となった。この値は Au の微傾斜表面の ARPES で報告された結果に近い³²⁾。また、この値は ARPES 測定から得られた Si(111) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag 表面の仕事関数 ($\sim 4.4 \text{ eV}$) に近く、トンネル障壁として真空準位とフェルミ準位のエネルギー差が適切であることが示唆された。一方、最近 Si(111) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag 表面の原子ステップのコンダクタンスの強束縛模型に基づいた理論的計算が行われ、表面電子波がバルクバンドギャップ内のエヴァネッセント波と連続的につながるトンネル過程で、ステップでの表面電子輸送が行われることがわかった³³⁾。

以上のことから単原子ステップは原子スケールの電気抵抗体になり、またトンネルポテンシャル障壁としても機能することがわかった。本稿でも明らかのように表面および単原子ステップは新しい低次元伝導研究の系で、今後、伝導電子のコヒーレンス性を中心に、その実験および理論的研究が大きく展開すると期待される。またテクノロジーがナノスケールから原子スケールへ発展して固体表面第一層で電気回路が組まれる時、この単原子ステップが抵抗や江崎ダイオードなどの電子素子として利用できるであろう。

謝 辞

塚田捷教授、名取兒子教授、長谷川幸雄助教授、Han Woong Yeom 助教授、Wolf-Dieter Schneider 教授、小林功佳教授、笠井秀明教授、中西寛博士には価値ある御指摘を賜りとても感謝致しております。栖川順君と川口司君にも実験中には補助を賜りとても感謝します。本研究は科学研究費補助金の援助を受けて行われました。

文 献

- 1) M. Ueno, I. Matsuda, C. Liu and S. Hasegawa: Jpn. J. Appl. Phys. **42**, 4894 (2003).

- 2) M. Yukawa, S. Tatsumi, H. Kitagawa and S. Iida: *Jpn. J. Appl. Phys.* **43**, 8248 (2004).
- 3) 川畑有郷: *日本物理学会誌* **55**, 256 (2000).
- 4) I. Matsuda, H. Morikawa, C.-H. Liu, S. Ohuchi, S. Hasegawa, T. Okuda, T. Kinoshita, C. Ottaviani, A. Cricenti, M. D'angelo, P. Soukiassian and G. LeLay: *Phys. Rev. B* **68**, 085407 (2003).
- 5) J.N. Crain, K.N. Altmann, C. Bromberger and F.J. Himpsel: *Phys. Rev. B* **66**, 205302 (2002).
- 6) T. Hirahara, I. Matsuda and S. Hasegawa: *e-J. Surf. Sci. Nanotech.* **2**, 141 (2004).
- 7) T. Hirahara, I. Matsuda, M. Ueno and S. Hasegawa: *Surf. Sci.* **563**, 191 (2004).
- 8) S. Hasegawa and F. Grey: *Surf. Sci.* **500**, 84 (2002).
- 9) T. Tanikawa, K. Yoo, I. Matsuda, S. Hasegawa and Y. Hasegawa: *Phys. Rev. B* **68**, 113303 (2003).
- 10) T. Tanikawa, I. Matsuda, T. Kanagawa and S. Hasegawa: *Phys. Rev. Lett.* **93**, 016801 (2004).
- 11) T. Tanikawa, I. Matsuda, R. Hobara and S. Hasegawa: *e-J. Surf. Sci. Nanotech.* **1**, 50 (2003).
- 12) I. Shiraki, F. Tanabe, R. Hobara, T. Nagao and S. Hasegawa: *Surf. Sci.* **493**, 633 (2001).
- 13) <http://www.capres.com/>
- 14) T. Kanagawa, R. Hobara, I. Matsuda, T. Tanikawa, A. Natori and S. Hasegawa: *Phys. Rev. Lett.* **91**, 036805 (2003).
- 15) S. Hasegawa, I. Shiraki, T. Tanikawa, C.L. Petersen, T. M. Hansen, P. Boggild and F. Grey: *J. Phys. Condens. Matter* **14**, 8379 (2002).
- 16) 「特集 半導体表面のステップダイナミクス」, *表面科学* **20** (12), 823-871 (1999).
- 17) K. Yagi, H. Minoda and M. Degawa: *Surf. Sci. Rep.* **43**, 45 (2001).
- 18) J. Viernow, J.-L. Lin, D.Y. Petrovykh, F.M. Leibsle, F.K. Men and F.J. Himpsel: *Appl. Phys. Lett.* **72**, 948 (1998); J.-L. Lin, D.Y. Petrovykh, J. Viernow, F.K. Men, D.J. Seo and F.J. Himpsel: *J. Appl. Phys.* **84**, 255 (1998).
- 19) J.H. Davies: "The Physics of Low-Dimensional Semiconductors" (Cambridge University Press, 1998).
- 20) I. Matsuda, M. Ueno, T. Hirahara, R. Hobara, H. Morikawa and S. Hasegawa: *Phys. Rev. Lett.* **93**, 236801 (2004).
- 21) T.M. Hansen, K. Stokbro, O. Hansen, T. Hassenkam, I. Shiraki, S. Hasegawa and P. Boggild: *Rev. Sci. Instrum.* **74**, 3701 (2003).
- 22) H. Aizawa, M. Tsukada, N. Sato and S. Hasegawa: *Surf. Sci.* **429**, L 509 (1999).
- 23) M.F. Crommie, C.P. Lutz and D.M. Eigler: *Nature* **363**, 524 (1993).
- 24) Y. Hasegawa and P. Avouris: *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1071 (1993).
- 25) M.F. Crommie, C.P. Lutz, D.M. Eigler and E.J. Heller: *Surf. Rev. Lett.* **2**, 127 (1995).
- 26) P. Avouris, I.-W. Lyo, R.E. Walkup and Y. Hasegawa: *J. Vac. Sci. Technol. B* **12** 1447 (1994).
- 27) L. Bürgi, O. Jeandupeux, A. Hirstein, H. Brune and K. Kern: *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5370 (1998).
- 28) N. Sato, T. Nagao, S. Takeda and S. Hasegawa: *Phys. Rev. B* **59**, 2035 (1999).
- 29) X. Tong, S. Ohuchi, N. Sato, T. Tanikawa, T. Nagao, I. Matsuda, Y. Aoyagi and S. Hasegawa: *Phys. Rev. B* **64**, 205316 (2001).
- 30) A.P. French and E.F. Taylor: "An Introduction to Quantum Physics" (The Massachusetts Institute of Technology, 1978).
- 31) S. Datta: "Electronic Transport in Mesoscopic Systems" (Cambridge University Press, 2002).
- 32) A. Mugarza, A. Mascaraque, V. Perez-Dieste, V. Repain, S. Rousset, F.J. GarcíadeAbajo and J.E. Ortega: *Phys. Rev. Lett.* **87**, 107601 (2001); S. Shiraki, H. Fujisawa, M. Nantoh and M. Kawai: *Phys. Rev. Lett.* **92**, 96102 (2004).
- 33) K. Kobayashi: *Surf. Sci.* **583**, 16 (2005).