

4 探針 STM の開発と表面電子輸送の測定

キーワード:

STM, 4端子プローブ法, 表面電気伝導, 表面超構造, 表面電子状態

長谷川修司, 白木 一郎, 田邊 輔仁
保原 麗, 金川 泰三, 松田 巖

(^a 東京大学大学院理学系研究科物理学教室)

1. はじめに

単一探針の走査トンネル顕微鏡 (Scanning Tunneling Microscopy, STM) がもたらした学問的・技術的インパクトはいまさら言うまでもない。ここで紹介するのは、複数本の探針を駆動する STM 装置である。昨今、国内外で約10の研究グループが多探針 STM 装置を開発し¹⁻⁴⁾、あるいは開発中であり、メーカーも商品化し始め、急速にその研究が活発になってきた。これは、おもにナノメートルスケールの物体や領域での電気伝導度を測定するのが目的である。しかし、装置自体の完成度も低く、特に複数本の探針を有機的に駆動するオペレーション法についてはまだ模索段階であり、多探針 STM の真価はまだ発揮されていないと言ってよい。しかし、ここで紹介する予備的な測定データから、その将来性がうかがいしれるのではないかと考えて解説を試みる。

私たちのグループでは、半導体表面の電気伝導の研究を長年続けてきており⁵⁾、その流れのなかでマイクロな4端子プローブ法が結晶の最表面原子層の電気伝導 (表面状態伝導, surface-state conductance) の測定に有効である、という認識から4探針 STM 装置を開発してきた^{2,6,7)}。つまり、結晶最表面には「表面超構造」と呼ばれる特殊な規則構造が形成されるが、その電子状態は結晶内部の電子状態と全く異なる特徴を持つ場合が多く、私たちは、この生来的に原子スケールの特異な電子系の輸送特性を研究している。ここで紹介する4探針 STM による実験データは、この表面1, 2原子層のみの電気伝導の測定に極めて有効であることを示す一例であり、私たちの期待が的外れでないことを実証している。また、最近では表面電気伝導に限らず、カーボンナノチューブなど個々のマイクロな物体の伝導測定などにも応用し始めており、ナノサイエンス・ナノテクノロジーに重要な研究ツールになるのでは、と考えている。

はじめにマイクロな4端子プローブ法での電気伝導測定の原

理を簡単に説明し、次に、私たちが製作した4探針 STM 装置を紹介する。その後、それによる測定データの一例として、プローブ間隔をマクロからマイクロまで変化させながらシリコン単結晶の電気伝導を測定した結果を紹介する。最後に、探針どうしをナノメートルスケールまで近づけると可能となる「グリーン関数 STM」の原理を紹介する。このグリーン関数の直接測定が私たちの最終ゴールであり、ナノスケールの究極的な輸送測定になるものである。

2. ミクロな4端子プローブ法

巨視的な間隔において2本のリード線を半導体結晶につなぎ (たとえば図1(a)に示す外側2本の端子のように)、その間に電圧を印加すると電流 I が試料に流し込まれる。このとき、内側2本のプローブで電圧降下 V を測定すると、4端子プローブ測定法による抵抗値 $R=V/I$ (正確には形状因子を乗じる) が得られる。この方法では、2端子法と異なり、プローブと試料との間の接触抵抗の影響を排除でき、試料だけの電気抵抗を測定できる。

このとき、図1に示すように、試料が半導体結晶の場合、3つの電流通路が考えられる⁸⁾ :

- (1) 最上層の表面電子状態 (表面超構造が存在する場合),
- (2) 表面空間電荷層 (表面直下でバルクの電子バンドが湾曲している場合, キャリア濃度が結晶内部と異なり伝導度も異なる),
- (3) 十分に結晶内部のバルク電子バンド (表面構造や表面処理に依らない)。

4端子プローブ法で測定した抵抗値には、これら3つのチャンネルの寄与がすべて含まれており、一般には、それぞれの寄与を分離することは難しい。しかし、通常の測定では、上記(1)および(2)の表面層の伝導度の寄与は極めて小さいと考えられてきた。なぜなら、図1(a)に模式的に示したように、巨視的なプローブ間隔の4端子測定法では、測定電流のほとんどがバルク結晶内部を流れるからである。つまり、「表面鈍感」な測定になっている。

そこで、プローブ間隔を小さくして、空間電荷層の厚さ程度かそれ以下にすれば、図1(b)に示すように、測定電流のほとんどが試料表面近傍を流れるようになるので、このマイクロ4端子プローブ法は「表面敏感」な電気抵抗の測定になると期待できる。もちろん、プローブをマイクロ化すれば表

Shuji Hasegawa, Ichiro Shiraki, Fuhito Tanabe, Rei Hobara, Taizo Kanagawa and Iwao Matsuda: Development of four-tips STM and measurements of surface electronic transport

^a 〒113-0033 東京都文京区本郷7-3-1

TEL: 03-5841-4167; FAX: 03-5841-4167

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

2002年12月17日受付

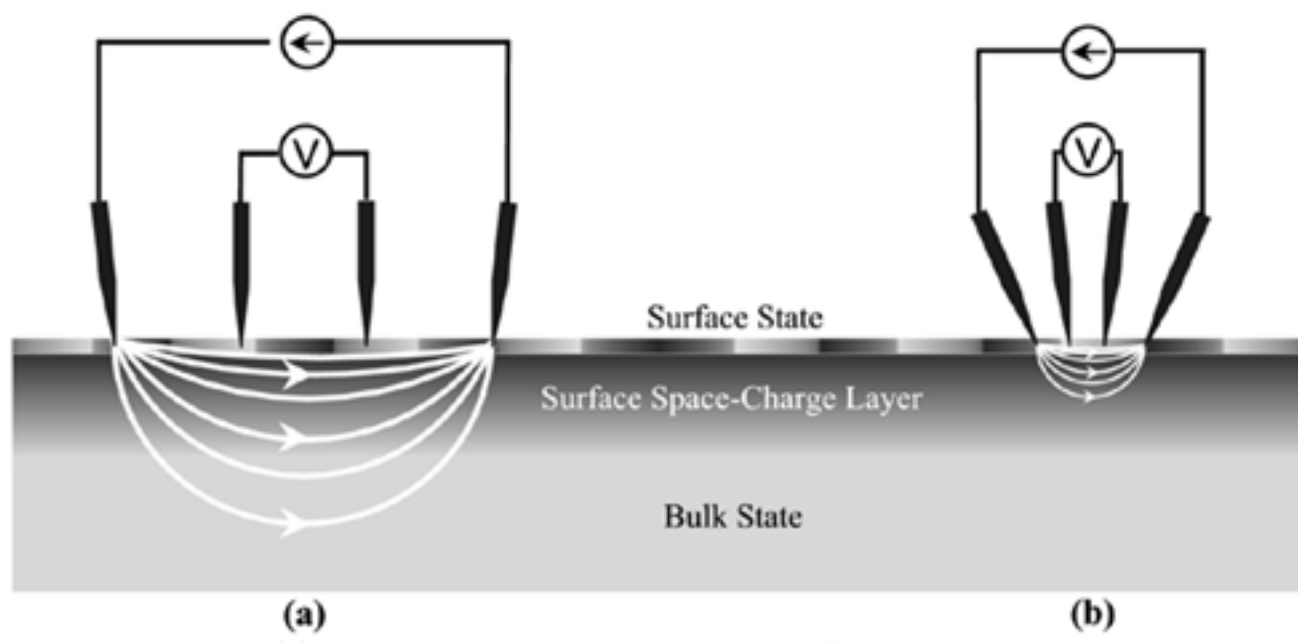


図1 (a) マクロ、および (b) ミクロな4端子プローブ法。半導体試料内での電流チャンネルおよび測定電流分布も模式的に示した。

面感度の向上だけでなく、局所的な伝導度の測定も可能となり、種々の欠陥を避けて測定したり、逆に故意に欠陥部分の伝導を測定したりすることも可能となる。また、プローブを表面平行に走査し、伝導度の2次元マッピングを行うこともできる⁹⁾。私たちは4探針STM法のほかに^{2,6,7,10)}、「monolithic ミクロ4端子プローブ法」も開発しているが^{7,10~14)}、ここでは前者のみを紹介する。

3. 4探針STM装置

図2に、4探針を駆動しているときのW探針のSEM像を示す²⁾。(a)ではプローブ間隔が1mm程度だが、それぞれのプローブを近づけて(b)-(d)では1 μ m程度の間隔に

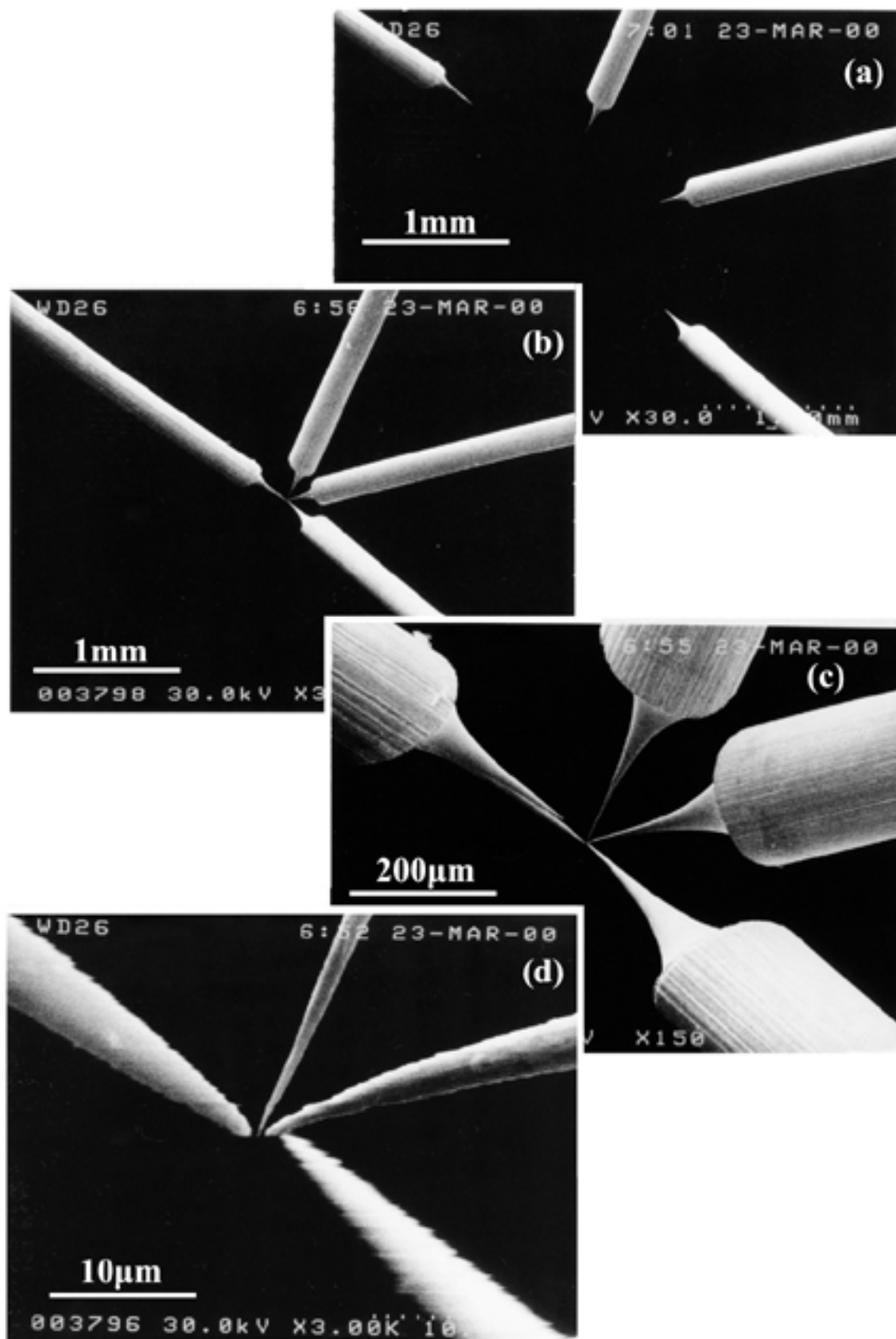


図2 4探針STMの4本の探針のSEM像。

なっている。この装置では、それぞれの探針で独立にSTM動作が可能で、同時にプローブ間隔と配置を任意に変えて、4端子プローブ法による電気伝導度の測定も可能となっている。トンネル電流によるアプローチ制御を4本探針同時に行っている。4本の探針をトンネル状態で試料表面に接触させた後、さらに既定の距離だけ探針を試料表面に向かって前進させ、直接接触状態にして4端子プローブ測定を行っている。このとき、プリアンプは、トンネル電流測定モードから4端子測定モードにすばやく切り替えられる。

図3に試料まわりのゴニオメータステージの写真を、図4には装置全体(超高真空システム)の模式図を示す。試料ステージ上には試料を取り巻くように4つの探針およびそれら

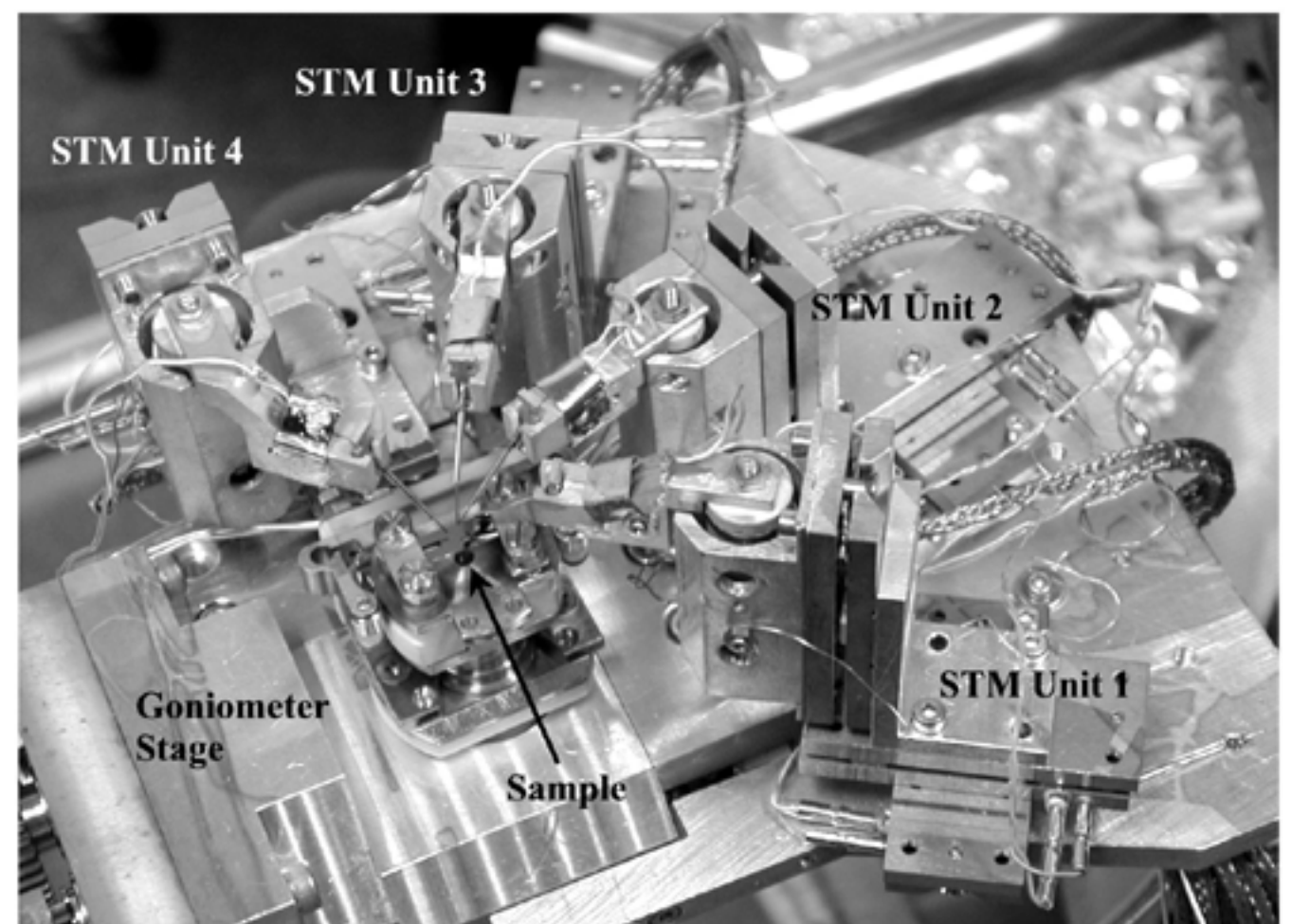


図3 4探針STM装置のゴニオメータステージの写真。

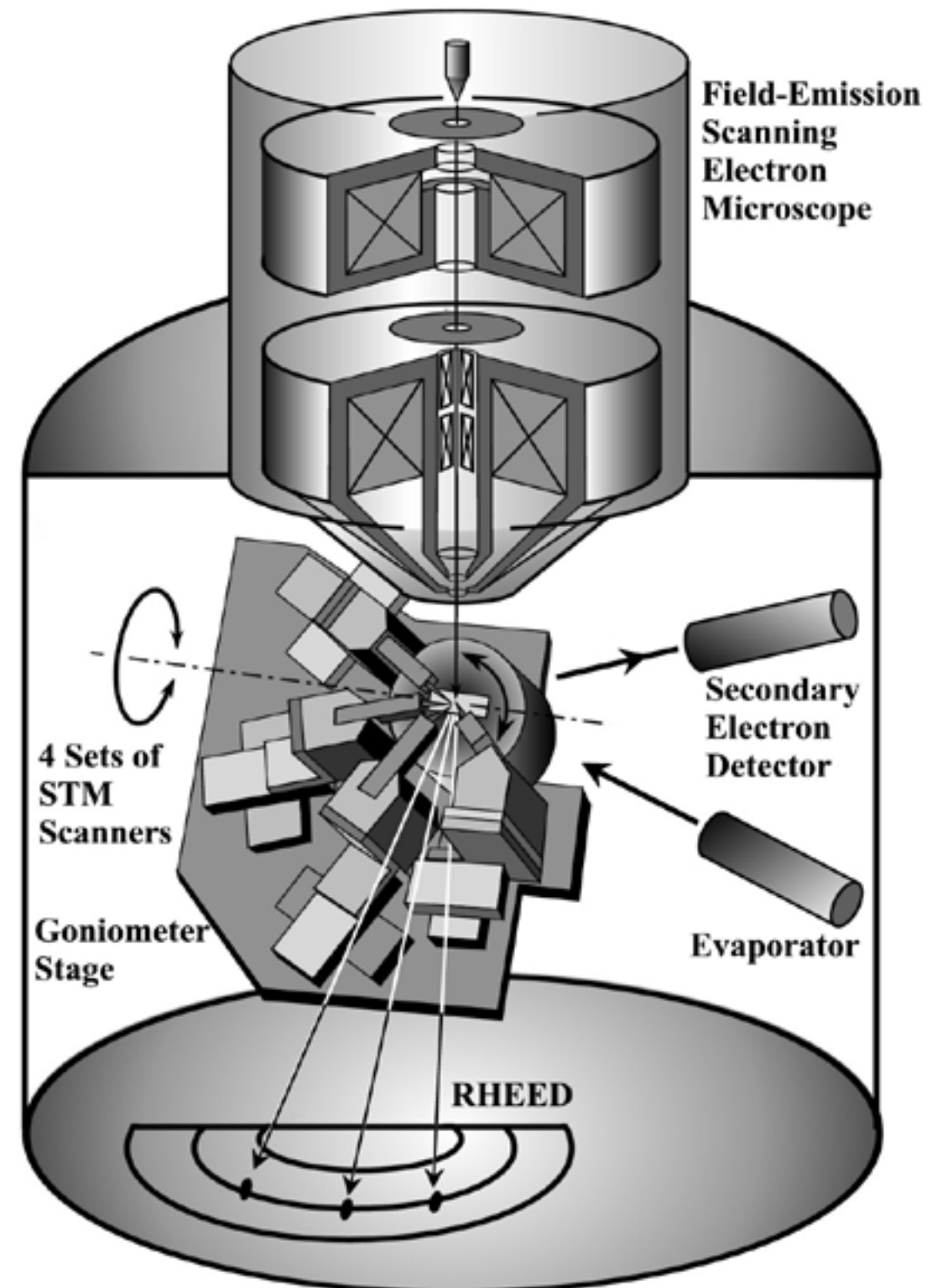


図4 4探針STMが組み込まれた超高真空SEM-RHEEDシステム。

の粗動・微動機構が配置されている。このステージは、超高真空顕微鏡用ゴニオメータ上に設置されており、このステージ全体を3方向への並進移動および1軸回転させることができる。中心に位置する試料はステージに対して360°の方位角回転が可能である。これらの駆動機構によって、SEM鏡筒からの電子ビームに対するチルト角と方位角を任意に設定でき、試料表面の斜入射SEM観察と反射高速電子回折(RHEED)観察が可能となっている。これによって、4本の探針位置・配置だけでなく試料表面構造も同定でき、さらに試料表面上の所望の位置にプローブを接触させることができる。それぞれの探針は、試料表面から45°の角度で近づく。探針および試料はトランスファー機構によって真空を破らずに交換可能である。探針の粗動機構には、Omicron社のMicroSlide(慣性駆動型のピエゾアクチュエータ)を、微動にはチューブ型ピエゾスキャナーを使用している。ただし、この装置の探針はスキャナーチューブの軸から外れているので、通常のSTMスキャナーと異なり、スキャナーをS字型に変形させることで、試料表面に平行に探針を走査している。各々の探針によるSTM像ではまだ原子分解能を得ていないが、単原子高さのステップは観察可能である。この装置の詳細は文献²⁾に記述されている。

4. 電気抵抗のプローブ間隔依存性

Si(111)結晶上に形成される二つの表面超構造を例に取り上げ、それらを比較しながら実験結果を紹介する。ひとつは、超高真空中で結晶を1250°C程度に加熱すると得られる7×7清浄表面であり、もうひとつは、その表面上に1原子層のAg原子を蒸着して400°C程度で加熱すると得られるSi(111)-√3×√3-Ag表面超構造である。それらの原子配列構造と電子状態はすでによく研究されているので^{5,15)}、ここでは詳しく述べないが、後者の表面では、最表面の銀原子層が2次元自由電子的で金属的な表面電子状態を形成するのに対し、7×7清浄表面では金属的ではあるが局在した表面電子状態(ダングリングボンド状態)を持つことがわかっている。

Si(111)-√3×√3-Ag表面上に存在する自由電子的な電子状態は、STMによっていわゆる「電子定在波」という形で直接観て実感することができる¹⁶⁾。図5は、6Kの極低温で観察したSTM像である。銀原子の吸着量が1原子層よりやや少なかったため、像の右上に7×7清浄表面領域が残っているが、その他の領域はすべてこの√3×√3-Ag構造になっている。この領域では、原子配列の周期性に対応して規則的に並んだ細かな輝点が観察されるが、それと同時に、ステップ端(A)やドメイン境界(B)の近傍に2nm程度の間隔で波模様が見える。これは、自由電子的な表面状態にいる電子が、ステップ端やドメイン境界で反射されるため、その入射電子波と反射電子波が干渉してできた定在波なのである。電子の海のさざなみともいえる。このように、

√3×√3-Ag表面では、自由電子的に広がった波動関数を持つ電子が最表面に存在するのに対し、7×7清浄表面では、最表面上の「アドアトム」に局在した波動関数をもつ電子が存在するので、図5右上のような輝点として観察され、電子定在波は観られない。このようにこの二つの表面超構造は対照的な特徴を持っており、電気伝導特性も著しく異なることが期待される。

図6(a)(b)は、これら2つの表面について、超高真空中において、試料温度が室温状態で、探針間隔を5μmに設定して行った4端子プローブ法で測定したデータである。試

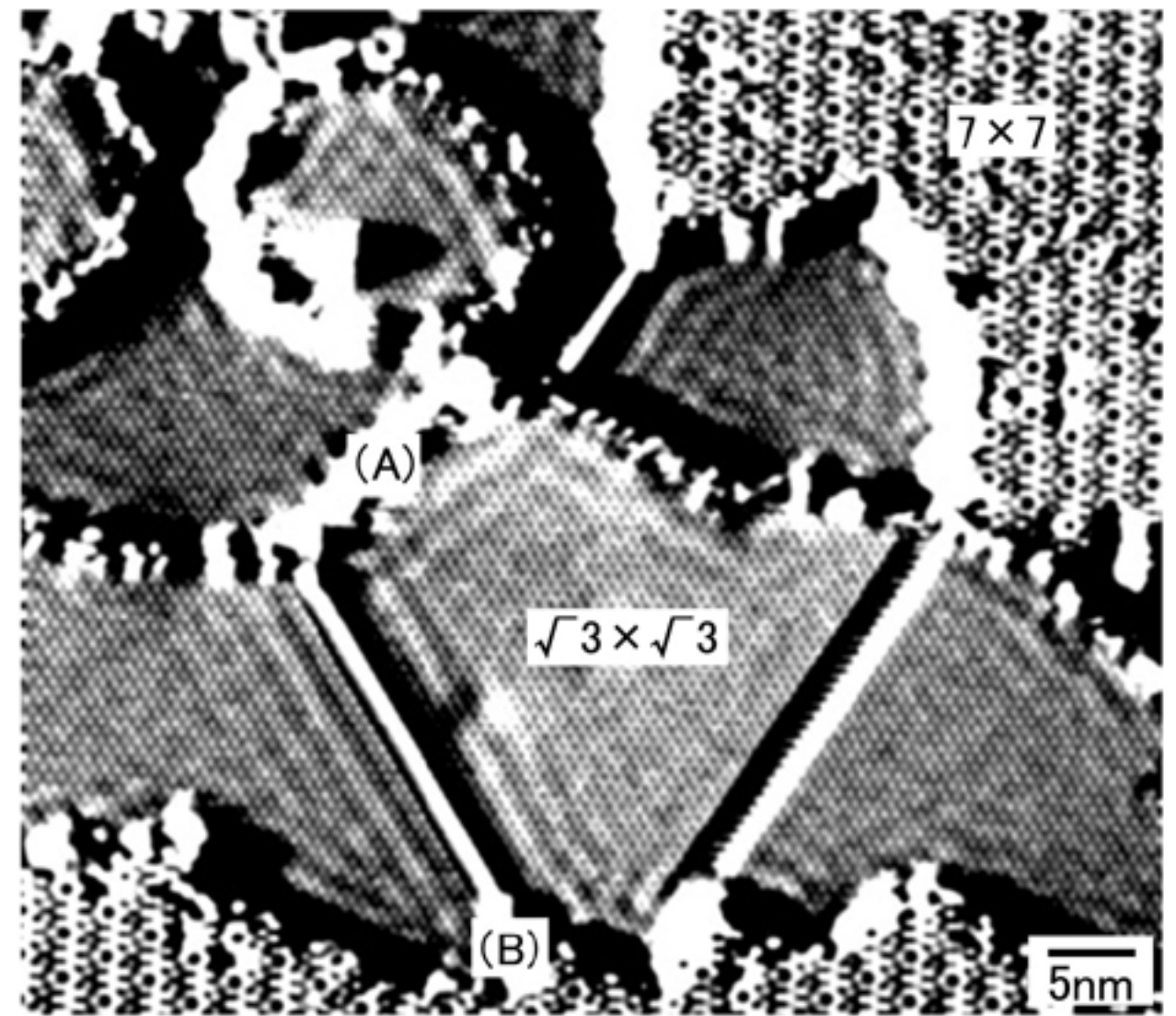


図5 Si(111)-7×7清浄表面と√3×√3-Ag表面超構造が混在した試料の6KでのSTM像。

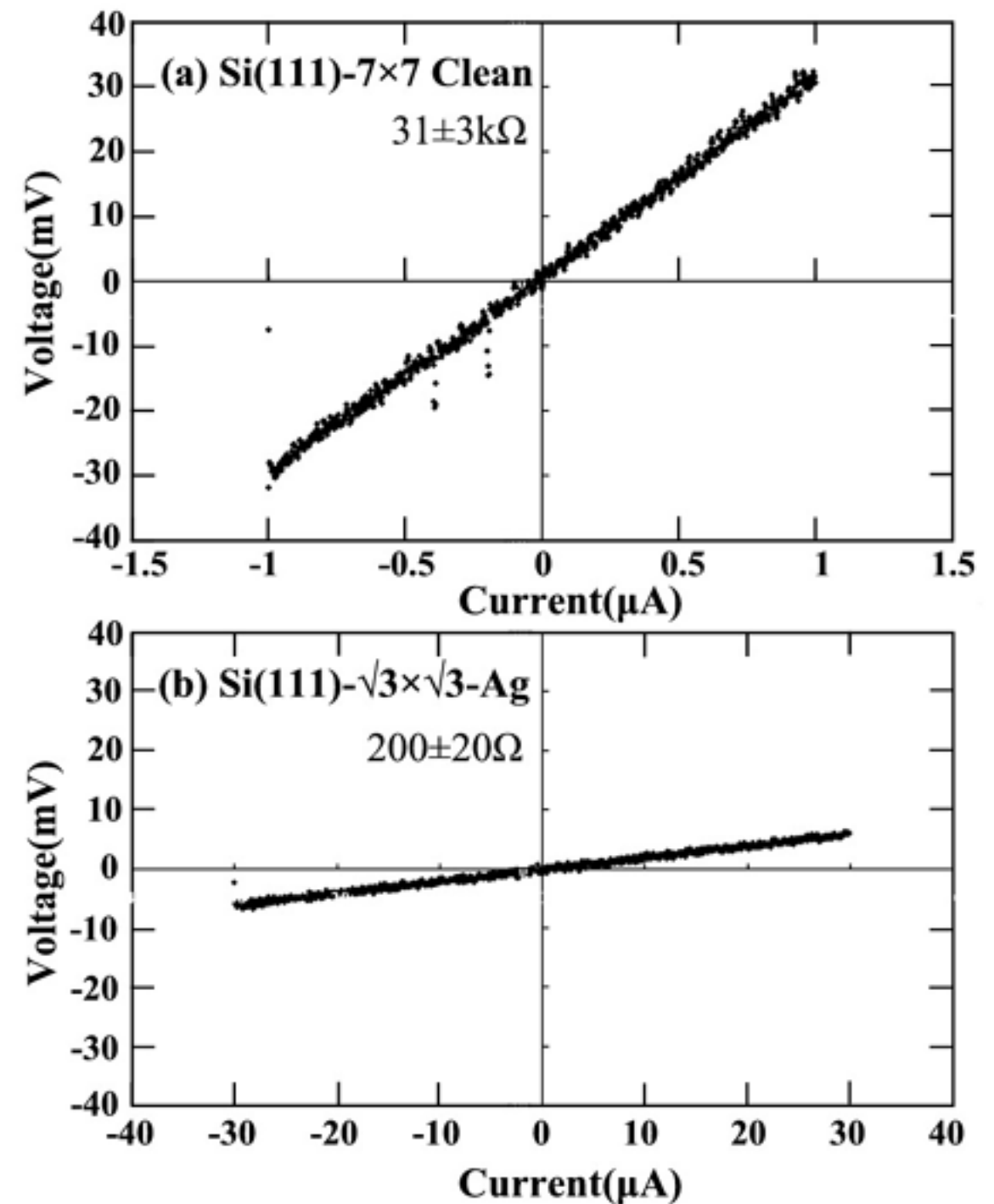


図6 (a) Si(111)-7×7清浄表面および(b) Si(111)-√3×√3-Ag表面で測定された電流電圧曲線。探針間隔5μm、室温で測定。

料とした Si 結晶は、 $3 \times 15 \times 0.4 \text{ mm}^3$ の短冊型の形状で n 型、バルク抵抗率 $5\text{--}15 \text{ } \Omega\text{cm}$ のウエハである。外側 2 本の探針から流し込んだ測定電流（横軸）と内側 2 本の探針で測定した電圧降下（縦軸）が線形に比例してオームの法則が成り立っている。この傾きから求めた抵抗値は、 7×7 表面の場合が $31 \pm 3 \text{ K}\Omega$ 、 $\sqrt{3} \times \sqrt{3}\text{-Ag}$ 表面が $200 \pm 20 \text{ } \Omega$ であった（誤差は同一表面上の異なる場所で測定した結果のばらつきを表す）。

厚さ 0.4 mm の Si 結晶の最表面上にわずか 1 原子層の Ag 原子を吸着させただけで、電気抵抗が 2 桁以上も減少してしまっただけで、読者はこの結果をにわかには信じられないかもしれない。しかし、これはいくつもの試料で再現性を確かめている。プローブ間隔が 10 mm 程度の巨視的な 4 端子プローブ法で測定すると、両者の差はわずか 10% 程度だったので¹⁷⁾、プローブ間隔をマイクロ化することによって、表面構造の差異に起因する電気伝導度の違いを極めて敏感に検出していることがわかる。

そこで、この事実をさらに明確に示すため、それぞれの探針を独立に移動できるというこの装置の特徴を生かして、プローブ間隔を 1 mm から $1 \text{ } \mu\text{m}$ までの範囲で変化させて、同様の 4 端子プローブ測定を行った。その結果が図 7 である。横軸はプローブ間隔 d 、縦軸は図 6 と同様な電流電圧直線の傾きから求めた微分抵抗値であり、プローブ間隔や試料形状に依存した幾何補正因子を乗じていない生の値である。丸印が 7×7 清浄表面、四角印が $\sqrt{3} \times \sqrt{3}\text{-Ag}$ 表面のデータである。この結果を見ると、抵抗値のプローブ間隔依存性が 2 つの表面で全く異なることがわかる。 7×7 清浄表面では、 d を変化させると特徴的に抵抗値が著しく変化し、特に $d < 10 \text{ } \mu\text{m}$ になると急激に増大している。一方、 $\sqrt{3} \times \sqrt{3}\text{-Ag}$ 表面の抵抗値の変化は、それに比べると極めて緩慢で、しかも 7×7 表面と反対に d の減少に伴って抵抗値が緩やかに

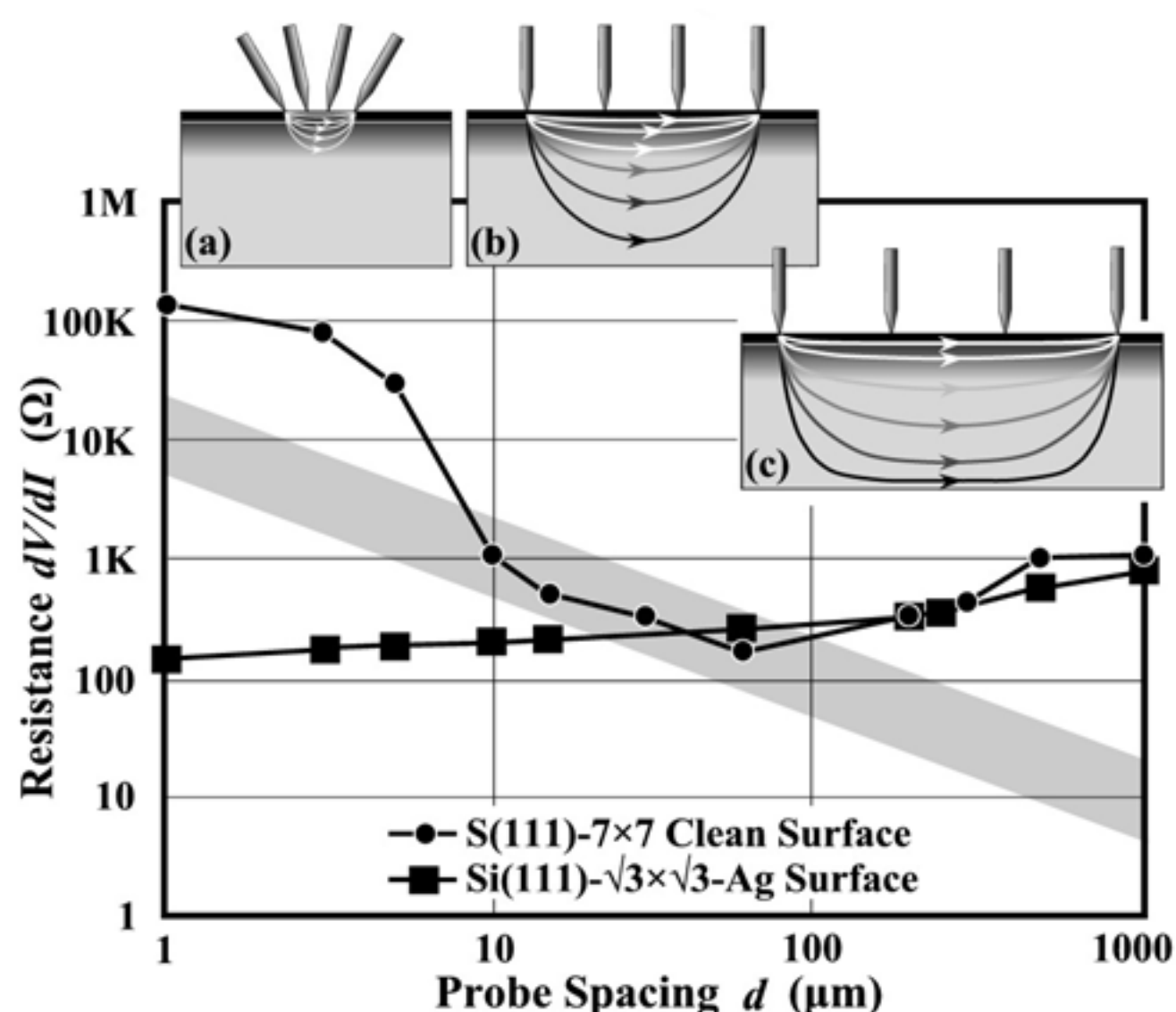


図 7 Si(111)- 7×7 清浄表面、または $\sqrt{3} \times \sqrt{3}\text{-Ag}$ 表面超構造を持つ同一 Si 結晶の電気抵抗のプローブ間隔依存性。室温での測定。挿入図は測定電流分布の模式図。

減少している。これは、両者で電気伝導の様子・メカニズムが全く異なることを意味している。また、 $d \sim 1 \text{ mm}$ 程度のマクロ 4 端子プローブ法の状態では、両者の表面の抵抗値にそれほど差が無いが、 $d < 10 \text{ } \mu\text{m}$ 程度のマイクロ 4 端子プローブ法の状態になると両者の差は 2~3 桁にも増大する。この結果は、図 1 で概説したように、 d が小さくなるほど表面敏感な伝導度測定になっていることを改めて示すものである。

このデータを定性的に説明してみる。まず、試料の Si 結晶を半無限の一樣な 3 次元的な抵抗体とみなすと、簡単な電磁気学の演習問題にあるように、抵抗値 R は

$$R = \frac{\rho}{2\pi d} \quad (1)$$

と書ける (ρ はバルク結晶の抵抗率 [Ωcm])。つまり、測定される抵抗値はプローブ間隔 d に逆比例するはずである。この予想を、使用した試料の Si ウエハの ρ ($\rho = 5\text{--}15 \text{ } \Omega\text{cm}$) を使って図 7 に描いてみると灰色の帯となる。 $10 \text{ } \mu\text{m} < d < 100 \text{ } \mu\text{m}$ では、灰色の帯と 7×7 試料の測定データ点がほぼ一致している。つまり、このプローブ間隔では、図 7 の挿入図 (b) に模式的に示すように、測定電流は主にバルク結晶中を流れるので、測定値はバルクの抵抗率で説明できる。また測定電流が試料裏面まで到達しないので、試料の厚さが無限の一樣な抵抗体とみなした (1) 式とよく一致する。

しかし、プローブ間隔がこれより大きくなると ($d > 100 \text{ } \mu\text{m}$)、この理論式より大きな抵抗値を示す。これは、図 7 の挿入図 (c) に示すように、測定電流が試料裏面まで到達し、その結果電流分布が歪められる影響が現れ、見かけ上抵抗値が高くなる。

他方、プローブ間隔が非常に小さくなった場合でも ($d < 10 \text{ } \mu\text{m}$)、(1) 式で予想される値より高い抵抗値となる。その理由は $d > 100 \text{ } \mu\text{m}$ の場合と全く違う。挿入図 (a) に示すように、プローブ間隔が小さくなって表面空間電荷層の厚み（この試料では $\sim 1 \text{ } \mu\text{m}$ ）に近づくと、測定電流は主に表面空間電荷層のみを流れて下地のバルク状態にはあまり流れなくなると考えられる。 7×7 表面ではダングリングボンド準位がバルクのバンドギャップのちょうど真ん中に存在してフェルミ準位をピン止めしていることが知られているので¹⁸⁾、表面空間電荷層はバルクのフェルミ準位の位置に関わらず空乏層となっている。そのため、測定される抵抗値はバルクの値より高くなる。

一方、 $\sqrt{3} \times \sqrt{3}\text{-Ag}$ 表面の電気抵抗は、(1) 式には全く当てはまらない。無限大の 2 次元シートの抵抗体があった場合、その電気抵抗を等間隔の 4 端子プローブで測定すると、これもまた簡単な古典電磁気学の演習問題であるが、 R は d に依存しない一定値を示す；

$$R = \frac{\ln 2}{2\pi} \cdot R_s \quad (2)$$

ここで、 R_s はシート抵抗 (Ω)。つまり、抵抗はプローブ間隔 d に依存しない。図 7 に示した $\sqrt{3} \times \sqrt{3}\text{-Ag}$ 表面のデー

タは、3次元的な半無限物体を仮定した(1)式よりむしろこの2次元抵抗体の場合に近い。つまり、この表面の場合、伝導度の高い2次元自由電子的な表面電子バンドを持ち、さらに表面空間電荷層がホール蓄積層になっているため、バルク内部の伝導度に比べて表面近傍の伝導度の方がはるかに高い¹⁹⁾。

このように、プローブ間隔を変えることによって、電気伝導測定をバルク敏感モードから表面敏感モードに切り換えることができ、3次元的な電気伝導か2次元的な電気伝導か、明確に区別することもできる。

図7の $d=1\ \mu\text{m}$ の結果をみると、 $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Ag 表面は 7×7 清浄表面より3桁も伝導度が高いことになる。詳しい定量的な解析によると、この高い伝導度は、図5で観察された自由電子的な表面電子状態に起因することが明らかとなっている^{6,10)}。結晶最表面の1, 2原子層を通る電気伝導、つまり表面状態伝導は、実はマクロな4端子プローブ法を用いた私たちの研究によってすでに確認されていた。それは、吸着原子によって表面電子状態へキャリアがドーピングされ、その結果、伝導度が増大するという現象を発見したことによる²⁰⁾。しかし、今回、4探針STMによるマイクロな4端子プローブ法により、伝導度の単純な比較だけで確認できたことになる。プローブ間隔が空間電荷層の厚みと同程度のマイクロな4端子プローブ法は、結晶最表面の1, 2原子層を通る電気伝導を高感度で測定するのに有効な手法であるといえる。なぜなら、図1に示したように、測定電流が表面領域をおもに流れるということだけでなく、測定領域がマイクロになるほど、表面上の原子ステップやドメイン境界などの欠陥の影響が少なくなり、intrinsic な表面伝導を測定できるからである^{10,13)}。

表面状態伝導は1970年代から検出が試みられてきたにも関わらず、決定的な実験がなされないままだったので⁸⁾、この実験結果の意義は極めて大きいものと考えている。なぜなら、表面電子状態は、ナノメートルスケールの典型的な電子系であり、バルク結晶の電子状態には無い特異な電子輸送特性が期待されているので、4探針STMによる表面状態伝導の直接測定は、その研究の糸口をつかんだことになる。

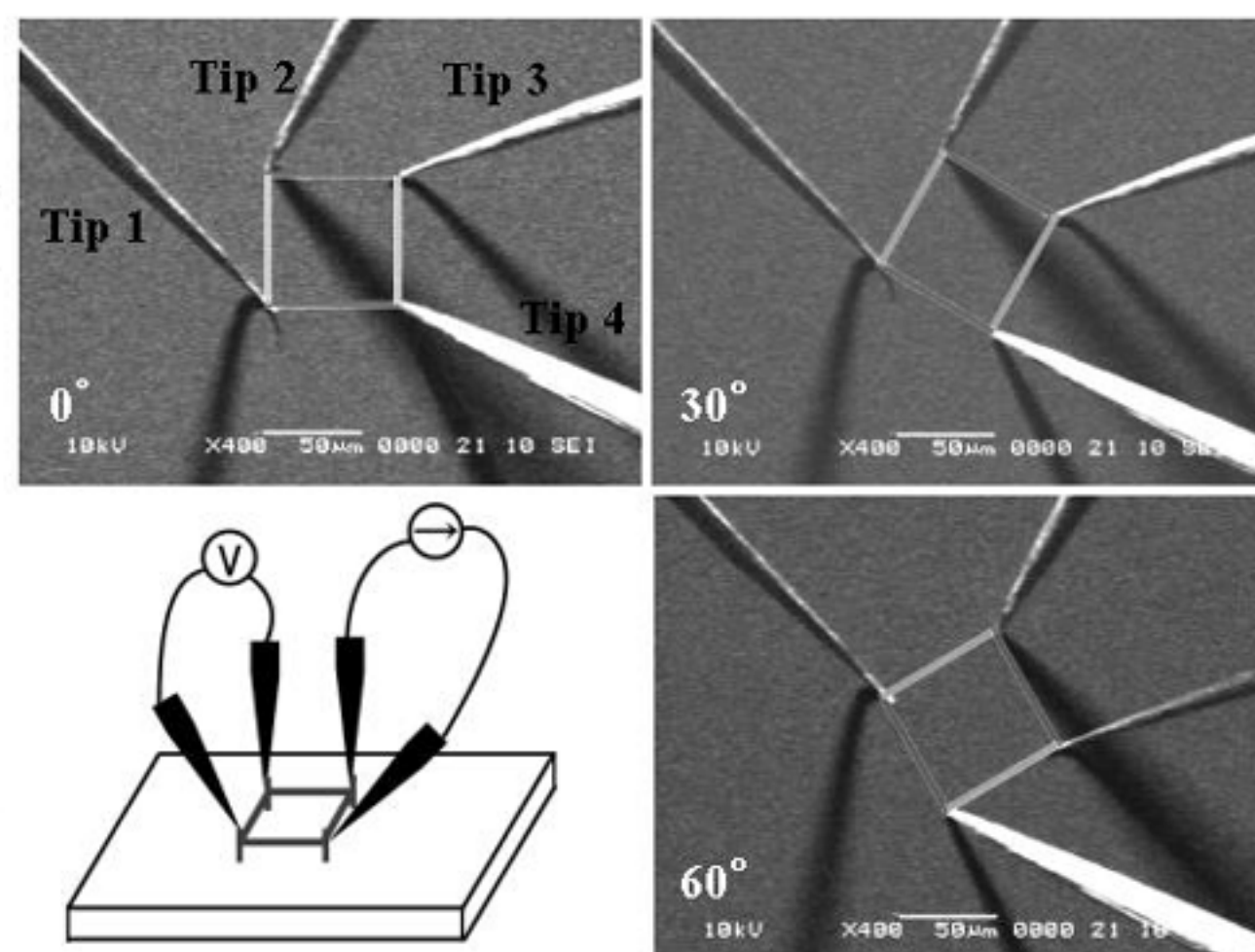


図8 正方4端子プローブ法で測定中のSEM像。

5. その他の測定例

4探針STM装置を用いた他の測定例を簡単に紹介する。シリコン表面上に他の金属原子、たとえばインジウム原子を1原子層程度蒸着して加熱処理すると、異方性の強い表面超構造が形成される場合も多い。そのなかには擬1次元金属的な表面電子状態を持つ表面超構造も知られている。つまり、金属原子が特定方向に直線状に並んで原子鎖を作り、それが多数形成されて互いに平行に並ぶ。その原子鎖に沿う方向には金属的であり、それと直角方向には絶縁体的である。このような表面超構造の電気伝導度の異方性を4探針STM装置で測定するのに成功した²¹⁾。つまり、金属原子鎖に沿う方向の電気伝導度が、それに直角方向に比べて数十倍高いことを実測した。この研究の過程で、図1に示したように、4本の探針を一行に並べた「直線4端子プローブ法」では異方性が測定できないことが明らかとなり、そのため、図8のSEM像に示すように、4探針を正方形に並べた「正方4端子プローブ法」を考案した。つまり、電流を流し込む2本のプローブを結ぶ線上から外して電圧プローブを配置することにより、伝導度の異方性による電流分布の扁形を測定できるのである。詳しくは、別の機会にゆずる。

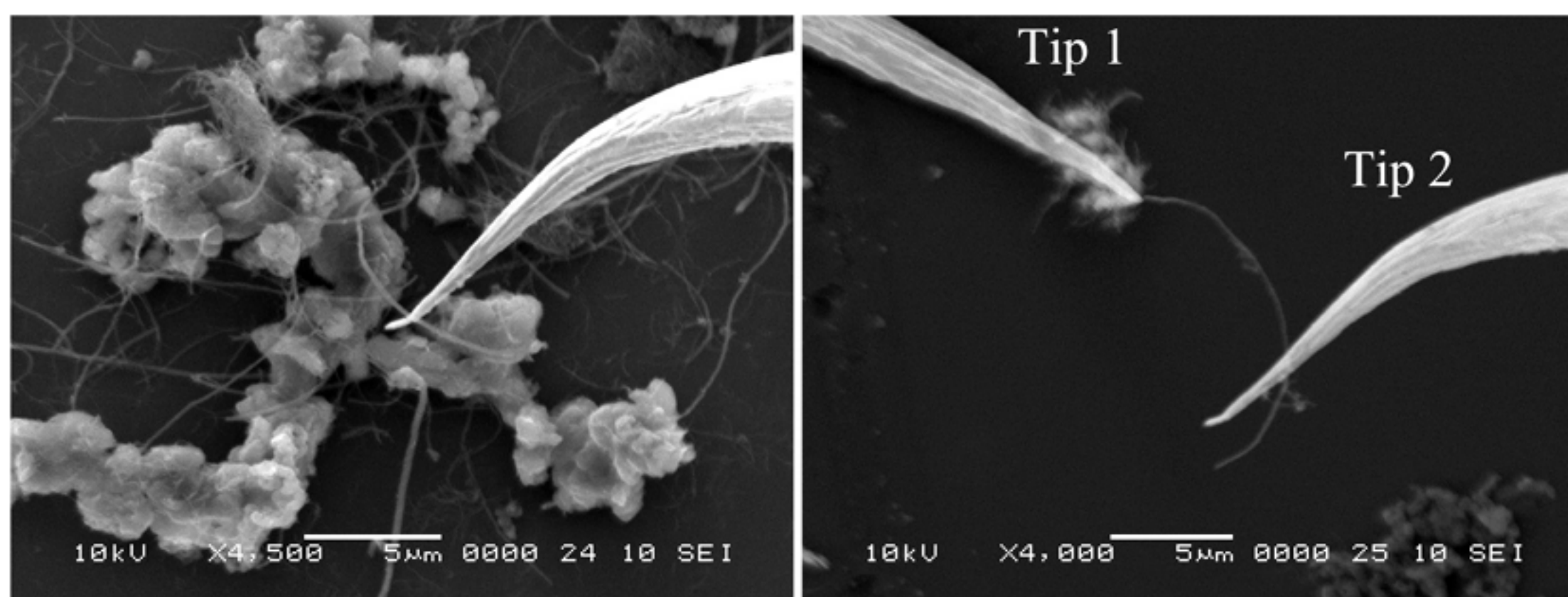


図9 カーボンナノチューブの伝導度測定中のSEM像。

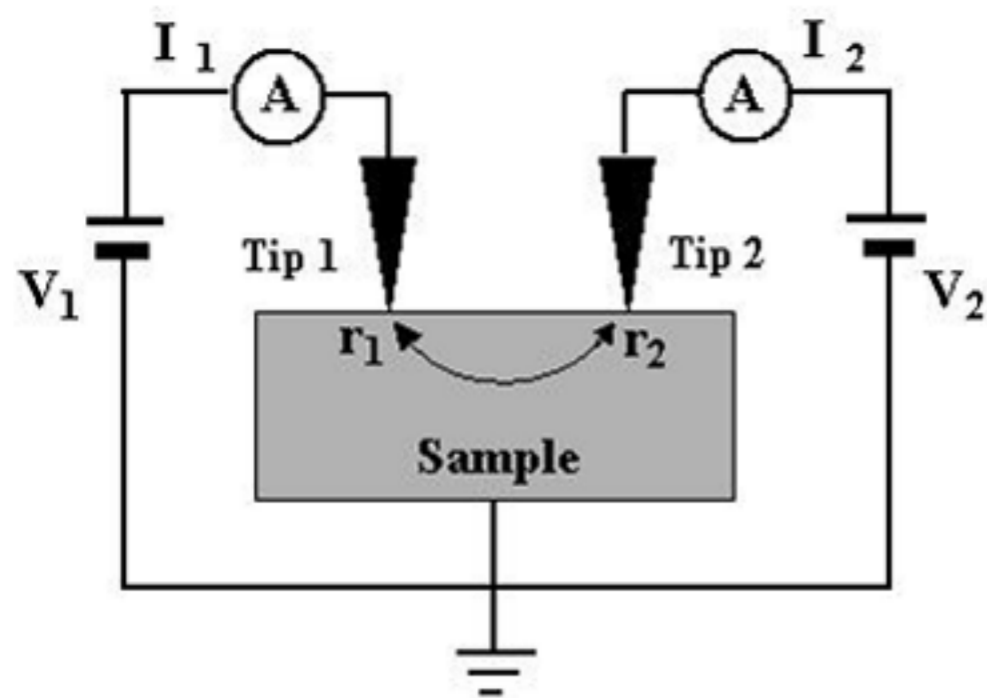


図10 グリーン関数 STM の原理図.

表面の測定だけでなく、カーボンナノチューブ (CNT) の伝導度測定にも 4 探針 STM 装置を適用している²²⁾。図 9 は、基板上にばら撒いた CNT の 1 本を探針で拾い上げ、2 本の探針間に架橋して電流を流している時の SEM 像である。この状態で第 3 の探針を CNT の任意の個所に接触させ、CNT に沿った電位分布を測定することによって、探針と CNT との接触抵抗の影響を排除して伝導度を測ることができる。

6. 終わりに

現在のところ到達できる最小プローブ間隔は 100 nm 程度で¹⁾、これは探針先端の曲率半径から来る限界である。伝導キャリアのコヒーレンス長はこれより短い場合が多いので、弾道伝導や量子干渉効果を直接測定することはできない。そのために、探針間隔を 10 nm 程度まで近づける努力と、探針・試料全体を極低温まで冷却した「極低温型 4 探針 STM」の開発の努力が行われている。前者のために、金属探針の先端に CNT を取り付け、それをプローブとして利用しようとする試みも始まっている^{23,24)}。そうすると、新しい測定、つまりグリーン関数の直接測定が可能となることが理論的に予言されている^{25,26)}。

図10に示すように、二つの探針を試料表面にトンネルコンタクトさせた状態を考える。通常の単一探針 STM の場合 (たとえば図10で探針 1 だけの場合)、トンネルコンダクタンス σ_1 はトンネル電流 I_1 をバイアス電圧 V_1 で微分した量であり、それはその探針の位置での局所状態密度 $\rho(r_1)$ に比例する；

$$\sigma_1 = \frac{\partial I_1}{\partial V_1} \propto \rho(r_1)$$

次に 2 本の探針があるとき、探針 1 に印加するバイアス電圧 V_1 を変化したとき、探針 2 に流れるトンネル電流 I_2 の変化を Transconductance σ_{21} と呼び、それは、2 本の探針の位置 r_1 と r_2 に関する 1 粒子グリーン関数 $G(r_1, r_2; \epsilon = eV_1)$ の絶対値の二乗に比例する；

$$\sigma_{21} = \frac{\partial I_2}{\partial V_1} \propto |G(r_1, r_2; \epsilon = eV_1)|^2$$

ひとたびグリーン関数が求めれば、電子バンド構造はもちろんのこと、電子系の様々な応答関数の情報も求めることができ、電子輸送特性やその他のダイナミクス特性についての究極的な測定となる。また、2 探針ではなく、4 探針を用いれば多粒子グリーン関数さえ測定でき、電子相関に関する情報も得られる。しかも、この測定は、電子のコヒーレンス長より探針を近づけて初めて可能となるものなので、必然的にナノメートルスケールの特性を測定することになり、ナノサイエンスの極めて有力なツールとなることは間違いない。近い将来この「グリーン関数 STM」が実現し、STM は単なる顕微鏡でなく、ユニークな物性測定装置としてますます重要性を増すものと期待している。

文 献

- 1) 青野正和, 他: 表面科学, **19**, 698 (1998)
- 2) Shiraki, I. *et al.*: *Surf. Sci.*, **493**, 643 (2001)
- 3) Grube, H. *et al.*: *Rev. Sci. Instr.*, **72**, 4388 (2001)
- 4) Okamoto, H. and Chen, D.M.: *Rev. Sci. Instr.*, **72**, 4398 (2001)
- 5) Hasegawa, S. *et al.*: *Prog. Surf. Sci.*, **60**, 89 (1999); *J. Phys. C: Cond. Matter*, **12**, R463 (2000)
- 6) Hasegawa, S. *et al.*: *Current Appl. Phys.*, **2**, 465 (2002)
- 7) 長谷川修司, 白木一郎, 田辺輔人, F. Grey: 応用物理, **70**, 1165 (2001)
- 8) Henzler, M.: In Blakely, J.M. (Ed.), *Surface Physics of Materials I*, Academic Press, New York, 1975, p.241
- 9) Boggild, P. *et al.*: *Rev. Sci. Instrum.*, **71**, 2781 (2000); *Adv. Mater.*, **12**, 947 (2000)
- 10) 長谷川修司, 他: 表面科学, **23**, 740 (2002)
- 11) Shiraki, I. *et al.*: *Surf. Rev. Lett.*, **7**, 533 (2000)
- 12) Petersen, C.L. *et al.*: *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 3782 (2000)
- 13) Hasegawa, S. *et al.*: *J. Phys. Condens. Matter*, **14**, 8379 (2002)
- 14) 長谷川修司, 他: 固体物理, **37**, 299 (2002)
- 15) Hasegawa, S. *et al.*: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **39**, 3815 (2000); 長谷川修司, 他: 表面科学, **19**, 114, 193 (1998)
- 16) Sato, N. *et al.*: *Phys. Rev.*, **B59**, 2035 (1999)
- 17) Jiang, C.-S., Hasegawa, S. and Ino, S.: *Phys. Rev.*, **B54**, 10389 (1996)
- 18) Viernow, J. *et al.*: *Phys. Rev.*, **B57**, 2321 (1998)
- 19) Hasegawa, S. *et al.*: *Surf. Sci.*, **386**, 322 (1997)
- 20) Nakajima, Y. *et al.*: *Phys. Rev.*, **B56**, 6782 (1997) *Phys. Rev.*, **B54**, 14134 (1996)
- 21) Kanagawa, T. *et al.*: Proc. 10th Int. Colloquium SPM (October, 2002, Hawaii) p.32
- 22) 保原 麗, 他: 第22回表面科学講演大会講演要旨集 (日本表面科学会, 2002.11. 早稲田大学) p.153
- 23) Shingaya, Y. *et al.*: *Physica*, **B323**, 153 (2002)
- 24) Ishikawa, M. *et al.*: *Japan. J. Appl. Phys. Part 1*, **41**, 4908 (2002)
- 25) Niu, Q. *et al.*: *Phys. Rev.*, **B51**, 5502 (1995)
- 26) Byers, J.M. and Flatte, M.E.: *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 306 (1995)