

半導体結晶表面上の擬1次元金属

長谷川 修 司\*1

Quasi-One Dimensional Metals on Semiconductor Surfaces

Shuji HASEGAWA

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

(Received March 25, 2008, Accepted May 10, 2008)

Several examples are known in which massive arrays of metal atomic chains are formed on semiconductor surfaces that show quasi-one-dimensional electronic structures. Here, Au chains on Si(557) and Si(553), and In chains on Si(111) surfaces are introduced and discussed with experimental data of scanning tunneling microscopy, angle-resolved photoemission spectroscopy, and electrical conductance measurements. They show quasi-one-dimensional Fermi surfaces and parabolic band dispersion along the wires. All of them exhibit metal-insulator transitions and charge-density wave formation due to Peierls instability of the metallic chains. The electrical conductivity, however, reveals the metal-insulator transition only on the less-defective surfaces, while a defective surface does not. The importance of atomic-scale defects on quasi-one-dimensional systems is demonstrated by showing the dramatic decrease of conductivity along the metallic wires with increase of the defect density.

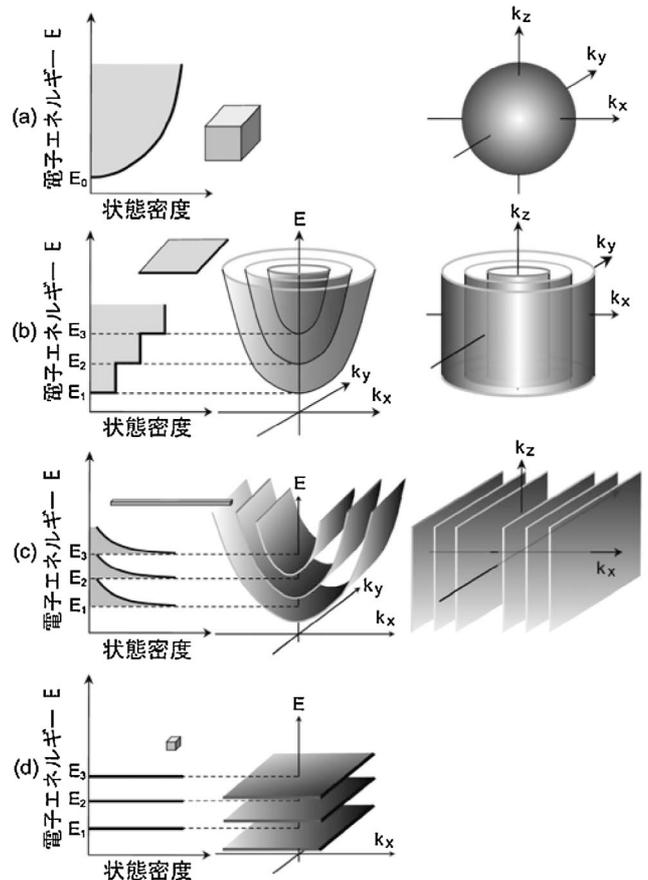
1. はじめに

1次元構造とは、その中の電子が一方にしか動けないように閉じ込められている状態であり、量子細線、原子・分子鎖、ナノチューブ、エッジ状態、あるいは異方的な有機・無機結晶など、さまざまな物質系で実現されている。しかし、厳密に1次元である系はほとんどなく、隣接する1次元ワイヤの間で電子の飛び移りが起こったり、ワイヤの幅が有限であったりする「擬1次元」系であることが多い。半導体結晶の表面上に金属原子鎖列が並んだ表面超構造もその例であり、擬1次元金属系の物理を研究する格好の舞台となっているので、本稿ではそれを取り上げる。

何故、1次元構造に惹かれるのか？一般に、1次元系は2, 3次元系に比べて理論的な計算が楽になる。例えば、強い電子相関の効果を取り入れた解析解は1次元系の場合にのみ得られることが多い。朝永・ラッティンジャー液体の理論はその例である<sup>1)</sup>。また、**Fig. 1**に示すように、1次元系はきわめて特徴的な電子状態を持つ。3次元自由電子系の場合、状態密度(左列)はエネルギーの関数として滑らかに変化するが、次元が下がるにしたがってエネルギーによって状態密度が激しく変化する。特に、1次元系ではヴァン・ホフ特異点といわれる状態密度の発散が起こり、さまざまな物性にその特徴が現れてくる。また、2, 3次元系のバンド分散(中列)およびフェルミ面(右列)の形状が等方的であるのに対し、1次元系のそれらはきわめて異方的であり、電子輸送現象に異方性が現れてくる。また、フェルミ面ネスティングが起こりやすい形状であり、フェルミ面の不安定性に起因する相転移が起こりやすい。

1次元系が本質的に不安定であることは、揺らぎが大きいことやリンドハード応答関数が波数 $2k_F$  ( $k_F$ はフェルミ波

数)で発散することからも言える。この1次元電子系の不安定性と電子格子相互作用により、格子に周期的な歪みが引き起こされ、フェルミ準位にエネルギーギャップが開く。このように電子密度と格子歪みに周期的な変調が起こることを電荷密度波転移といい、低温で絶縁体に転移する<sup>2)</sup>。低次元



**Fig. 1** Schematic illustrations of the density of states (left column), band dispersion (center column), and Fermi surfaces (right column) of (a) 3D, (b) 2D, (c) 1D, and (d) 0D free-electron systems.

\*1 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) shuji@surface.phys.s.u-tokyo.ac.jp http://www-surface.phys.s.u-tokyo.ac.jp

電子系が低温で絶縁体になるのは、電荷密度波転移だけでなく、キャリアの干渉による局在効果に起因する場合も多い。

1次元系で最も有名な現象は伝導度の量子化であろう。1次元ワイヤをキャリアが流れるとき、散乱を受けずに弾道伝導すると、伝導度が  $2e^2/h (= 1/12900 \Omega^{-1})$  の整数倍に量子化される現象である<sup>3)</sup>。これは物質に依らない普遍定数で決まる値であり、1次元系の最も驚くべき性質である。2, 3次元の弾道伝導では、フェルミ波数  $k_F$  の値に依存した量子化伝導度となるので、物質によって量子化単位の値が異なる<sup>4)</sup>。

1次元系でのキャリアは散乱角が  $0^\circ$  か  $180^\circ$  の散乱しかありえないので、キャリア散乱の確率が減り、その結果、2, 3次元に比べてキャリア移動度が上がるという理論的な予測がある<sup>5)</sup>。そのため、ナノワイヤを利用した高移動度トランジスタの提案もある。しかし、現実の1次元系では欠陥がキャリアの伝導をほとんど完全に妨げてしまうため、むしろ移動度は低い場合が多い。本稿でも擬1次元金属系の欠陥の影響を議論する。

厳密な1次元系では本質的に電子間の相関が重要となり、1体近似が成り立たない。1次元系での電子は、お互いに衝突を避けることも追い抜くこともできない。お互いの波動関数の重なりが必ず最大となり、その相互作用が最大になるためである。その結果、他の電子の影響を実効的にポテンシャルの中に繰り入れて、そのポテンシャルの中を1個の電子が運動しているという1体近似(フェルミ液体描像)が使えなくなり、必ず多体の励起を考えた朝永・ラッティンジャー液体描像が必要となる。カーボンナノチューブや半導体量子細線において、光電子スペクトルや電気伝導度の温度依存性などにその特徴が確認されている<sup>6,7)</sup>。しかし、結晶表面上の原子鎖ではまだ朝永・ラッティンジャー液体が確認された例は無い。鎖間相互作用や電子格子相互作用、電荷密度波転移、欠陥など実際の物質系では無視できない因子によって朝永・ラッティンジャー液体状態にならない場合が多い。

低次元系の磁性原子は、隣接原子の数が少ないので、軌道磁気モーメントが3次元に比べて大きくなる可能性がある。

また、1次元系では、本質的に異方的なので、磁気異方性エネルギーが大きくなると期待できる。実際、結晶表面上のステップ端に磁性原子を並べて作った原子鎖の原子が3次元結晶の中より大きな磁気モーメントを持つことが示されている<sup>8)</sup>。また、低次元系ではキャリアによるスクリーニング効果が弱いので、近藤効果やRKKY相互作用が大きいかつ遠方まで効くと考えられるので、3次元系より磁気的性質が顕著に現れる可能性もある。

このように、さまざまな観点から興味深い性質を示すと期待できるので、(擬)1次元(金属)系の研究が盛んに行われている。制御性よく1次元電子系を実現する方法として、半導体界面に形成される2次元電子ガス(2DEG)を、ゲート電極からの電界によって1次元的に閉じ込めるといった方法がよく用いられる。しかし、本稿では、半導体結晶表面上に形成される金属原子鎖列構造を利用して擬1次元金属電子系を実現した例を紹介する。このような表面超構造の電子状態は、下地の半導体結晶のバンドギャップの中に形成されるので、下地結晶と電子的に直接つながっていない。よって、その表面電子状態のなかのキャリアは下地バルク結晶にリークすることなく、表面に沿って長い距離を流れることができる。(しかし、もちろん欠陥やフォノンによって大きなエネルギー変化を伴う非弾性散乱が起こればバルク状態にキャリアが散乱・リークしていく。)そのため、表面超構造に特有な相転移や極微量の吸着原子・欠陥の影響を敏感にうけて表面電子状態の伝導特性が劇的に変わることがわかってきており、豊富な物理を議論する場となっている。

## 2. 表面擬1次元金属系

Fig. 2に、Si結晶表面上に1原子層程度の金属原子を吸着させて形成される擬1次元金属的な電子状態をもつ表面超構造を示す。(a)(b)は微傾斜Si結晶表面上に0.2原子層程度のAu原子を吸着させた表面、(c)はSi(111)フラット表面上に1原子層のIn原子を吸着させた表面である。いずれも、金属原子が特定の結晶軸方向に列を作って並ぶ。後で述

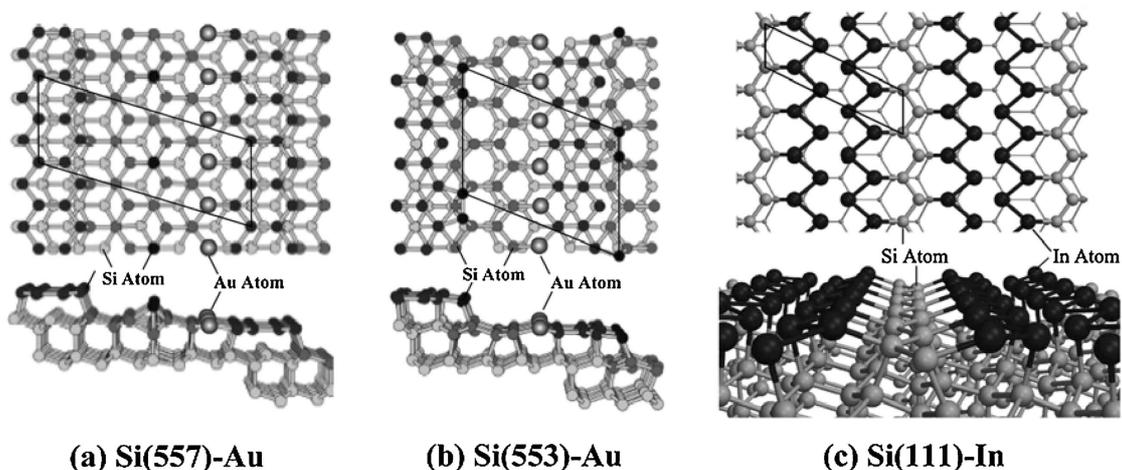


Fig. 2 Massive arrays of metal atomic chains on silicon crystal surfaces, formed by depositing one (or less than one) monolayer of metals. (a) (b) Au atomic chains on vicinal Si surfaces<sup>9)</sup>. (c) Indium atomic chains on a flat Si(111) surface(Si(111)  $4 \times 1$ -In surface superstructure<sup>10)</sup>).

べるように、この金属原子鎖列に沿う方向にだけ金属的となる。これらの表面の走査トンネル顕微鏡 (STM) 像を Fig. 3 に示す。表面全体に金属原子鎖列に対応するストライプが周期的に並んでいるのがわかる。それぞれの周期は、1.9 nm, 1.5 nm, 1.3 nm である。ストライプ上に不等間隔で欠陥が点在しているのもわかる。その欠陥は、Si(557)-Au では輝点として観察され、Si(553)-Au では暗点として見える。Si(111)-In 表面では欠陥がほとんど無い。これらの欠陥は試料の作成条件を制御しても不可避免的に形成され、点欠陥を含んだ表面超構造が熱力学的に安定な相となっていると思われる。後で述べるが、この欠陥密度の違いが電気伝導特性に重大な影響を及ぼす。

Fig. 4 に、それぞれの表面のフェルミ面 (上図) およびバンド分散図 (下図) を示す。これらは角度分解光電子分光スペクトルから作られたものである。Si(557)-Au 表面のフ

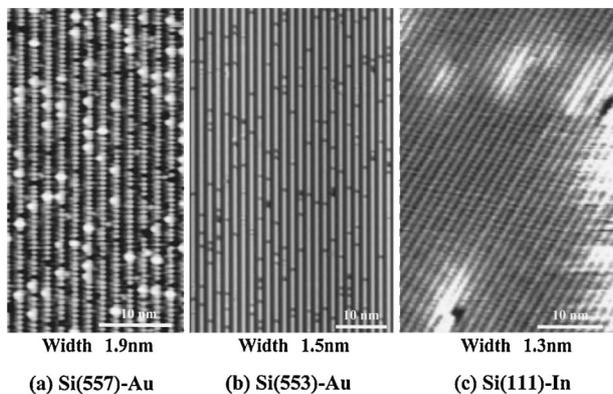


Fig. 3 Scanning tunneling microscopy images of the respective chain structures shown in Fig. 2.<sup>9,11,12)</sup>

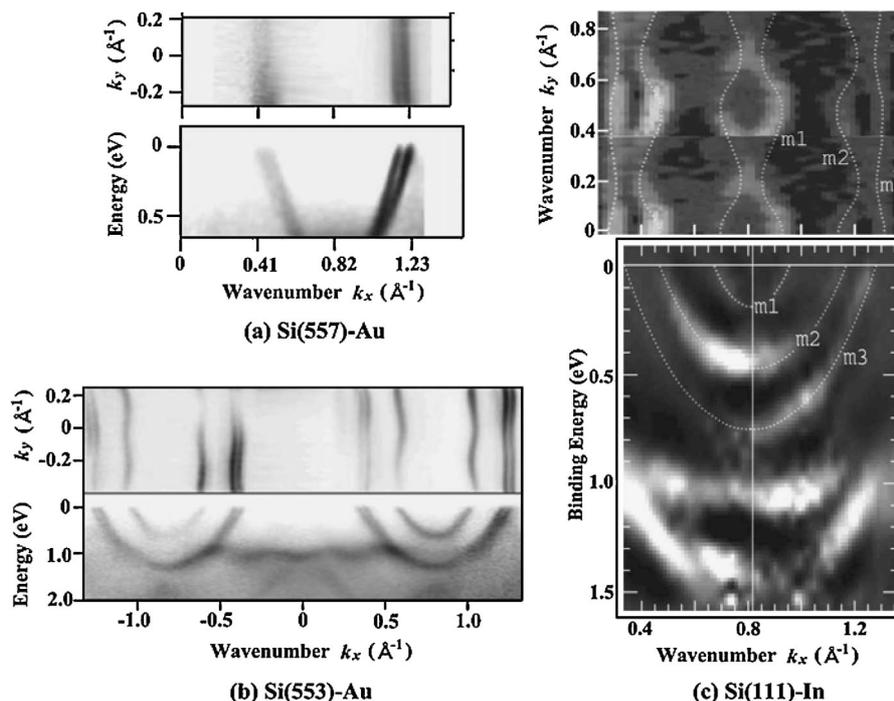
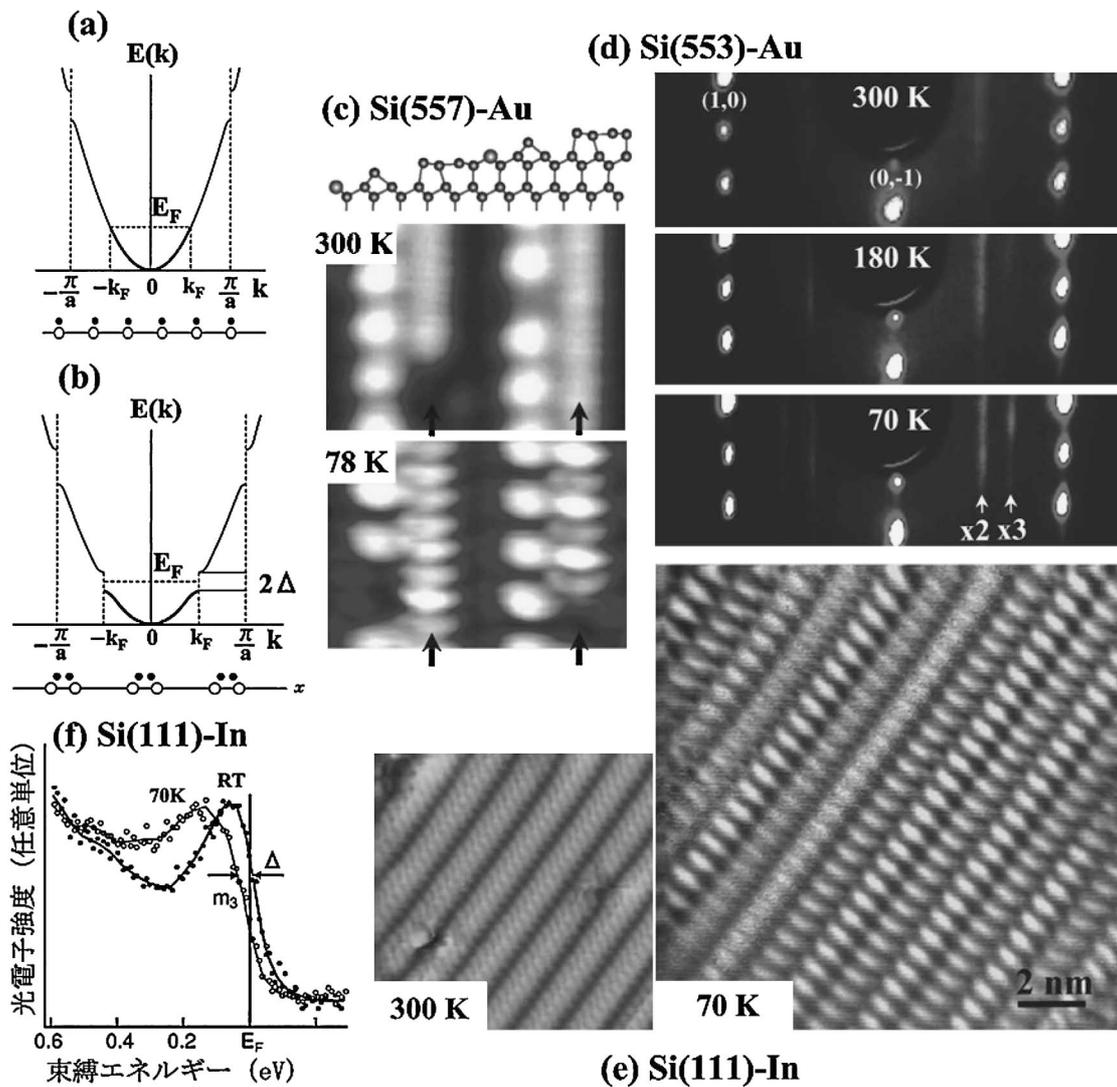


Fig. 4 Fermi surfaces (upper panel) and band dispersion diagrams (lower panel) of the respective chain structures shown in Fig. 2. These are the results of angle-resolved photoemission spectroscopy<sup>9,13,14,15)</sup>.

エルミ面は<sup>9)</sup>, Fig. 1(a)に模式的に示したように直線的であり、理想的な1次元系となっている。Si(553)-Au表面のフェルミ面は直線的であるがやや波打っているので、鎖間相互作用が存在することを示している<sup>13)</sup>。Si(111)-Inの場合は、さらに大きく波打っているので、隣り合うIn原子鎖の間で電子が飛び移る確率がさらに大きくなっている<sup>14,15)</sup>。いずれの場合にも1次元性の強いフェルミ面となっているので、ネスティングが起こり、それに対応した相転移が起こる(次節参照)。原子鎖列に沿う方向のバンド分散をみると、すべての表面で放物線的な形状をしているので、原子鎖列の方向には自由電子的な状態が実現している。いずれの表面でも複数本のバンドが見えるが、それらの起源は、原子結合状態やスピン軌道相互作用による分裂などさまざまである。特に、Su(557)-Au表面の近接した2つのバンドは、当初、朝永・ラッティンジャー液体に見られるスピノン・ホロンバンドかと言われたが<sup>16)</sup>、その後、スピン軌道相互作用によって分裂したバンドであることがわかった<sup>17)</sup>。これらのバンドは、金属原子鎖列に直角方向にはあまり分散を示さないもので、まさに、(擬)1次元金属的な電子状態が結晶表面上に実現していると言える。これらはすべてフェルミ液体である。

### 3. 表面相転移

これらの表面を冷却すると、前節に見られたフェルミ面ネスティングに対応する相転移が起こることがYeomらの研究によって明らかにされている<sup>18-21)</sup>。Fig. 5(c)は、Si(557)-Au表面の室温および低温でのSTM像である<sup>18)</sup>。矢印で示した原子列の輝度変調の周期が低温で2倍になっているのがわかる。これは、Fig. 4(a)の直線的なフェルミ面(線)がブリルアン領域を2等分していることに対応する。



**Fig. 5** Phase transitions found on the respective chain structures shown in Fig. 2. (a) (b) Schematics of band dispersion and atomic arrangement of a one-dimensional metal in the metallic phase at higher temperature and in the charge-density-wave phase at lower temperature, respectively. (c) STM images of the Si(557)-Au surface at RT and 78 K<sup>18)</sup>. (d) LEED patterns of the Si(553)-Au surface at RT and lower temperatures<sup>19)</sup>. (e) (f) STM images<sup>20)</sup> and photoemission spectra<sup>21)</sup> of the Si(111)-In surface at RT and 70 K.

同様な2倍周期の変調は **Fig. 5(e)**に示すように Si(111)-In 表面を低温に冷却すると見られる<sup>20)</sup>. これも, Fig. 4(c)に示した  $m_2$  と  $m_3$  バンドがブリルアン領域をほぼ2等分していることに対応している. Fig. 5(d)は, Si(553)-Au 表面からとった低速電子回折 (LEED) パターンの温度依存性である<sup>19)</sup>. 低温に冷却すると, 原子鎖列に沿う方向に2倍周期および3倍周期の変調が形成されたことを示すストリーク (矢印で示した) が現れる. これは, Fig. 4(b)に示したフェルミ面を見ると, ブリルアン領域を2等分するフェルミ線 (近接した2本) とブリルアン領域のちょうど1/3に位置するフェルミ線が存在することに対応している. つまり, この3つの表面で見られる低温での相転移はすべてフェルミ面のネスティングに対応した超周期を持つ変調構造への相転移である.

**Fig. 5(a)**は, 1次元自由電子系のバンドおよび原子配列 (原子間隔を  $a$  とする) の模式図である. フェルミエネルギー  $E_F$ , フェルミ波数  $k_F$  のところまでバンドが電子に占有され

ている. このときの電子密度は原子鎖の上で一様に分布している. この図では,  $k_F$  がブリルアン領域の境界  $k = \pi/a$  のちょうど半分の場合を描いている. ところが, これを冷却して低温にすると, **Fig. 5(b)**に示したように, フェルミエネルギー近傍にエネルギーギャップが開き,  $k_F$  のところが新しいゾーン境界となり, ブリルアン領域が半分の大きくなる. これは, とりもなおさず絶縁体になったことを意味する. それに伴って原子位置が少し変位して図に示すように2倍の周期の格子になり, 電子密度の分布も一様でなくなる. つまり, 電子密度の濃い部分と薄い部分が交互に並ぶ. このような状態を「電荷密度波 (charge density wave, CDW)」といい, この相転移をパイエルズ転移, あるいは, CDW が形成されるので, 一般に CDW 転移という. Fig. 5(c) (e) の STM 像で見られた輝度変調はまさに電子密度を覗いているのである. Fig. 5(a) (b) の例では, フェルミ面がブリルアン領域のちょうど真ん中にくる場合を示したが, これがブリルアン領域の1/3の場合には, **Fig. 5(d)**に示すように, 3倍周

期の格子歪と電子密度変調を持つ電荷密度波ができる。Fig. 5(f)には、Si(111)-In表面からとった光電子スペクトルの温度依存性が示されている<sup>21)</sup>。室温では、フェルミ端が存在する金属であるが、70 Kではスペクトルのエッジがフェルミ準位から左にシフトしている。これはエネルギーギャップがフェルミ準位近傍に開いたことを意味しているので、Fig. 5(b)が示すように低温では絶縁体になっていることを示す。実は、Si(557)-AuでもSi(553)-Auでも同様な光電子スペクトルの温度変化が観測されており、金属絶縁体転移であることがわかっている。まさに擬1次元金属に特有のパイエルス転移である。

#### 4. 表面状態電気伝導

これらの表面の電気抵抗（および電気伝導度）の温度依存性を測定した結果がFig. 6に示されている。Fig. 6(b)(c)

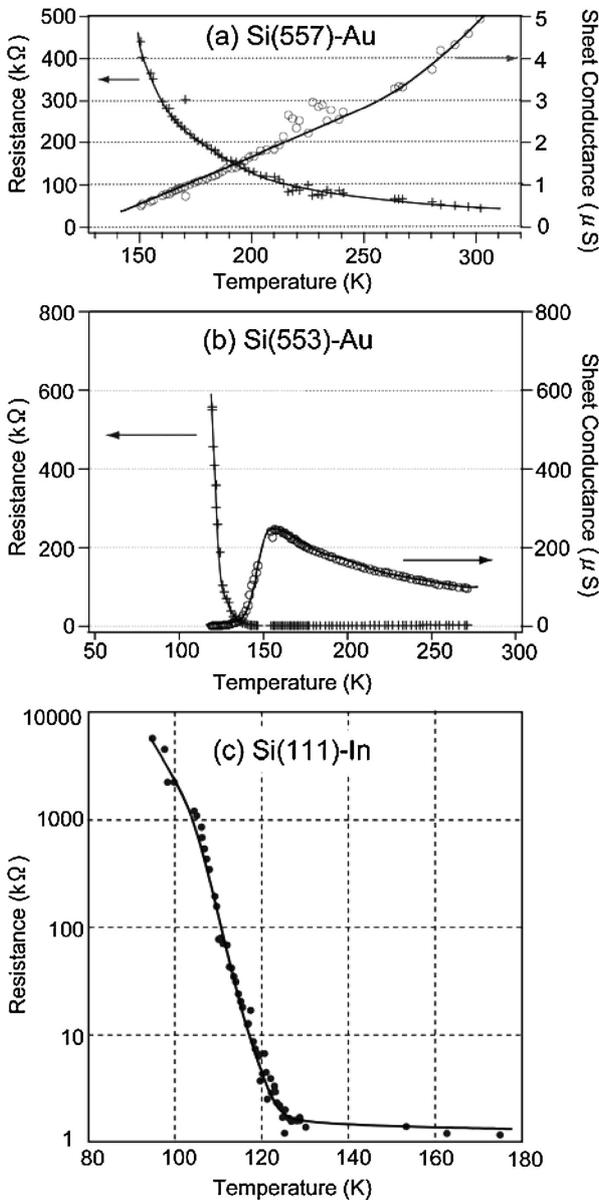


Fig. 6 Temperature dependences of the resistance (and sheet conductivity) of the respective chain structures shown in Fig. 2<sup>22,23)</sup>.

が示すように、Si(553)-AuおよびSi(111)-In表面を室温から冷却すると、電気抵抗は低い値を保っているが、120~150 K程度以下に冷却すると急激に抵抗が上昇している<sup>22,23)</sup>。まさに、前節で述べたパイエルス転移にともなう金属絶縁体転移となっている。つまり、表面状態伝導で金属絶縁体転移を観たことになる。

しかし、興味深いことに、Fig. 6(a)に示すSi(557)-Auの場合には、冷却にともなって電気抵抗が単調に上昇するという全く異なる温度依存性を示している。これは、室温からすでに絶縁体的な温度依存性を示していることになる。しかし、前節で述べたように、この表面も他の2つの表面と同じように室温でははっきりとしたフェルミ面を持つ金属的な電子状態であり、しかも室温以下でパイエルス転移を起こし、電子状態が金属的な状態から絶縁体的に変化していた。なぜ、電気伝導がそれに対応した温度依存性を示さないのか？

4探針電気伝導測定法において、Fig. 7挿入図のように4本の探針を試料表面上で正方形に並べて電気抵抗を測定すると、異方的な電気伝導を測定することができる<sup>24)</sup>。それによって金属原子鎖列に沿う方向の伝導度 $\sigma_{//}$ とそれに直角方向の伝導度 $\sigma_{\perp}$ を別々に測定することができる。その測定結果をTable 1にまとめた<sup>25)</sup>。また、Fig. 4に示すようにフェルミ面およびバンド分散がわかっているので、ボルツマン方程式から導かれる次式から計算された $\sigma_{//}$ と $\sigma_{\perp}$ を値もTable 1にまとめた。

$$\sigma_{ij} = \frac{e^2 \tau}{2\pi^2 \hbar} \int_{FS} \frac{v_i v_j}{|v|} dk \quad (1)$$

ここで*i*方向の群速度 $v_i$ ( $i, j = //, \perp$ )はバンド分散 $E(\mathbf{k})$ から $v_i = 1/\hbar \cdot \partial E / \partial k_i$ と計算できる。 $v_{//}$ および $v_{\perp}$ は金属原子

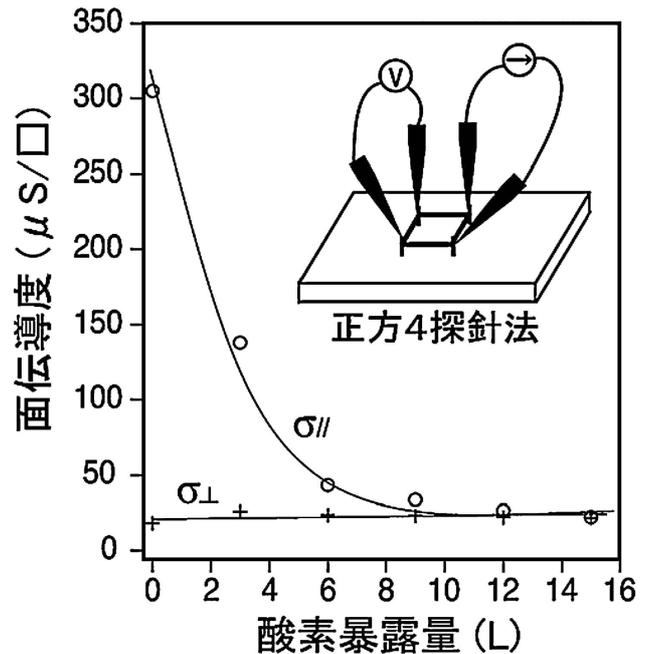


Fig. 7 The sheet conductivity along the metallic chains( $\sigma_{//}$ ) and that in the perpendicular direction ( $\sigma_{\perp}$ ), measured at RT by the square-four-point probe method for the Si(111)-In surface with exposing oxygen gas<sup>26)</sup>.

**Table 1** The experimental values at RT and calculated values of the sheet conductivity along the metallic chains ( $\sigma_{//}$ ), those in the perpendicular direction ( $\sigma_{\perp}$ ), and their ratios ( $\sigma_{//}/\sigma_{\perp}$ ), for the respective chain structures shown in Fig. 2. The conductivities were calculated from the Fermi surface and band dispersion (Fig. 4) by using the Boltzmann equation (Eq. (1)). Inter-chain interaction estimated by the shape of Fermi surfaces, the average lengths of chain segments divided by the point defects on the chains, and the temperature dependence of the electrical conductivity of the respective surfaces are also summarized [25].

	Si(557)-Au		Si(553)-Au		Si(111)-In	
	実験	計算	実験	計算	実験	計算
$\sigma_{//}$ ( $\mu\text{S}/\square$ )	10	200	82	600	710	240
$\sigma_{\perp}$ ( $\mu\text{S}/\square$ )	3.5	0.26	30	6.4	13	13
$\sigma_{//}/\sigma_{\perp}$	2.9	770	2.7	94	54	19
鎖間相互作用 (フェルミ面の形状)	弱		仲間		強	
金属鎖の長さ (nm)	~5		~10		~100	
伝導度の温度依存性	絶縁体的		金属・絶縁体転移		金属・絶縁体転移	

鎖に平行および垂直方向の群速度である。  $\sigma_{ij}$  の対角成分が  $\sigma_{//}$  と  $\sigma_{\perp}$  である。積分はフェルミ面 (FS; Fermi Surface) 上で行う。  $\tau$  はキャリア緩和時間であり、方向に依らないと近似した。計算に用いた  $\tau$  の値は、光電子分光のピーク幅から求めた値を用いた。よって、Fig. 4(a) の Si(557)-Au 表面のように直線的なフェルミ面では、それに直角方向の群速度  $v_{\perp}$  が極めて小さくなり、その結果、  $\sigma_{\perp}$  が小さく、かわりに  $\sigma_{//}$  が大きな値となる。このようにして得られた  $\sigma_{//}$  や  $\sigma_{\perp}$ 、およびその比 (異方性、  $\sigma_{//}/\sigma_{\perp}$ ) の計算値と実験値を比較すると特徴的なことがわかる。 Si(111)-In 表面では、2~3 倍程度の違いはあるが、計算値で予想された伝導度および異方性が実験で得られているのに対し、 Si(557)-Au 表面および Si(553)-Au 表面ではフェルミ面からの計算で期待される異方性より 2 桁程度も低い異方性しか実験で得られていない。 Fig. 4 に示したそれぞれの表面のフェルミ線の波打ち程度から判断すると、 Si(557)-Au が最も直線的なので伝導度の異方性が最も大きく、 Si(111)-In の異方性がもっとも低いはずである。しかし、実験値を見ると逆の順になっている。その原因は、 Si(557)-Au や Si(553)-Au の場合、  $\sigma_{//}$  の実測値が計算値より 1 桁程度以上低いことにある。とくに、 Si(557)-Au 表面では、実験値と計算値の不一致がはなはだしい。このような電気伝導度の異方性とフェルミ面の異方性の不一致の原因は何なのか？

Fig. 3 に示した STM 像で観察された欠陥によって原子鎖が分断されると考える。光電子分光では、3 つすべての表面で金属的なバンドが観測されているので、点欠陥に分断されたとはいえ、それぞれの原子鎖の部分は金属的な状態を保っている。その金属鎖の平均の長さを STM 像から見積もった。その結果を Table 1 に示す。 Si(557)-Au 表面で欠陥密度が最も高いため、鎖の長さが約 5 nm と最も短く、 Si(111)-In 表面では約 100 nm と長い。

以上述べた電気伝導度の温度依存性および異方性、そして欠陥密度を考え合わせると、欠陥が intrinsic な輸送特性を発現する妨げになっていることが考えられる。つまり、擬 1 次元金属系では、おもに鎖に沿ってキャリアの伝導が起こるので、金属鎖を分断する点欠陥が存在すると、伝導が著しく妨げられる。それは、  $\sigma_{//}$  の実験値の低さとなって表れた。また、欠陥がキャリアの伝導を妨げるのならば、キャリアはそれを乗り越えるための活性化エネルギーが必要である。あるいは、隣の金属鎖に飛び移るのにも活性化エネルギーが必要である。よって、それが伝導において支配的な要因となるのなら、分断された原子鎖自体は金属的な電子状態であっても絶縁体的な温度依存性を持つ電気伝導が起こる。このように考えれば、 Si(557)-Au 表面の伝導度が絶縁体的な温度依存性を持ち、かつ、  $\sigma_{//}$  の実験値がフェルミ面から期待される値に比べて極めて低いことが理解できる。 Si(553)-Au 表面と Si(111)-In 表面では欠陥密度が比較的低いので、金属原子鎖の intrinsic な性質が伝導に見えたと考えられる。

この推測を確かめるため、欠陥密度が最も低い Si(111)-In 表面に微量の酸素を暴露して人為的に欠陥を導入したときの表面伝導度の変化を正方 4 探針法で測定した。その結果が Fig. 7 である<sup>26)</sup>。酸素の暴露量を増やすと点欠陥の数密度が増加することを STM 観察で確かめた。その欠陥密度の増加にともなって  $\sigma_{\perp}$  はほとんど変化しないが  $\sigma_{//}$  が急激に減少することがわかる。ついには、両方向の伝導度が一致してしまい、等方的で伝導度の低い表面となってしまった。つまり、欠陥は金属原子鎖に沿う電気伝導のみを妨げるのである。このことから伝導が In 原子鎖に沿って 1 次元的に起こっていることがわかる。

## 5. まとめ

擬 1 次元金属系の例として Si(557)-Au, Si(553)-Au, および Si(111)-In 表面を例にとり、パリエルス転移、電気伝導度の温度依存性、および伝導度の異方性を議論した。固体物理の教科書が教えるとおおり、フェルミ面のネスティングと電荷密度波の周期が一致し、電子状態は金属絶縁体転移を示した。また、フェルミ面とバンド分散の異方性から期待される電気伝導度と実測された電気伝導度を比較した。点欠陥の比較的少ない Si(553)-Au と Si(111)-In 表面では電気伝導で金属絶縁体転移が実際に観測された。しかし、欠陥の多い Si(557)-Au 表面では、伝導での金属絶縁体転移は見られず、室温ですでに絶縁体的な温度依存性を示した。また、欠陥密度が増えると金属原子鎖列に沿う方向の電気伝導のみが著しく低下し、その結果、伝導度の異方性も減少することも示された。このように、原子サイズの点欠陥が金属原子鎖に沿う伝導を決定的に妨げて、生来の伝導特性を隠してしまうことが明らかになった。

## 謝辞

本研究は、日本学術振興会からの科学研究費補助金の補助を受け、当研究室の多数の歴代メンバーの寄与によって成し遂げられました。ここに記して感謝します。

〔文 献〕

- 1) A. Kawabata: Rep. Prog. Phys., **70** (2007) 219.
- 2) G. Gruner: *Density waves in solids* (Addison-Wesley, New York, 1994).
- 3) R. Landauer: IBM J. Rev. Dev., **1** (1957) 223.
- 4) I. Matsuda, *et al.*: Phys. Rev. Lett., **93** (2004) 236801.
- 5) H. Sakaki: Jpn. J. Appl. Phys., **19** (1980) L735.
- 6) H. Ishii, *et al.*: Nature, **426** (2003) 540.
- 7) M. Bockrath, *et al.*: Nature, **397** (1999) 598.
- 8) P. Gambardella, *et al.*: Nature, **416** (2002) 301.
- 9) J. N. Crain, *et al.*: Phys. Rev. B, **69** (2004) 125401.
- 10) J.-H. Cho, D.-H. Oh, K. S. Kim and L. Kleinman: Phys. Rev. B, **64** (2001) 235302.
- 11) J. N. Crain *et al.*: Phys. Rev. Lett., **96** (2006) 156801.
- 12) S. J. Park *et al.*: Phys. Rev. Lett., **95** (2005) 126102.
- 13) J. N. Crain, *et al.*: Phys. Rev. Lett., **90** (2003) 176805.
- 14) J. R. Ahn, J. H. Byun, H. Koh, E. Rotenberg, S. D. Kevan and H. W. Yeom: Phys. Rev. Lett., **93** (2004) 106401.
- 15) H. Morikawa, I. Matsuda and S. Hasegawa: Hyomen Kagaku, **25** (2004) 407.
- 16) P. Segovia, D. Rurdie, M. Hengsgerger and Y. Baer: Nature, **402** (1999) 504.
- 17) R. Losio, *et al.*: Phys. Rev. Lett., **86** (2001) 4632.
- 18) J. R. Ahn, H. W. Yeom, H. S. Yoon and I.-W. Lyo: Phys. Rev. Lett., **91** (2003) 196403.
- 19) J. R. Ahn, P. G. Kang, K. D. Ryang and H. W. Yeom: Phys. Rev. Lett., **95** (2005) 196402.
- 20) H. W. Yeom, *et al.*: Phys. Rev. Lett., **82** (1999) 4898.
- 21) H.-W. Yeom, *et al.*: Phys. Rev. B, **65** (2002) 241307(R).
- 22) H. Okino, I. Matsuda, S. Yamazaki, R. Hobara and S. Hasegawa: Phys. Rev. B, **76** (2007) 035424.
- 23) T. Tanikawa, I. Matsuda, T. Kanagawa and S. Hasegawa: Phys. Rev. Lett., **93** (2004) 016801.
- 24) T. Kanagawa, *et al.*: Phys. Rev. Lett., **91** (2003) 036805.
- 25) H. Okino: Doctor Thesis (Univ. Tokyo, March 2007).
- 26) H. Okino, *et al.*: Phys. Rev. B, **76** (2007) 195418.