

総合報告

シリコン(001) 微斜面でのステップのパターン形成

佐藤正英

シリコン結晶に直流電流を流して加熱すると、等間隔な直線ステップ列からなる微斜面が不安定になり、ステップの東形成（バンチング）や蛇行と呼ばれる不安定化が起きる。これらの不安定化の原因は、直流電流により引き起こされる吸着原子の流れと考えられている。ここでは、拡散の異方性が90度づつ異なるテラスが交互に現れるシリコン(001)微斜面を念頭に置き、吸着原子の流れにより生じるステップの不安定化について理論的に調べた結果を報告する。

1. はじめに

等間隔に直線的なステップが並んでいる微斜面では、ステップ列が起こす不安定化は大きく分けて2種類ある。1つはバンチングと呼ばれる現象である。これは、ステップ間隔が等間隔ではなくなり、ステップが束状に凝集する不安定化である。もう1つは蛇行と呼ばれる現象で、ステップが直線的でなくなる不安定化である。

シリコン表面では、結晶に直流電流を流して加熱すると、(111)微斜面¹⁻⁵⁾や(001)微斜面⁶⁻⁸⁾で、これらの現象が生じることが観察されている。不安定化を引き起こす原因は、電流により生じる吸着原子の流れと考えられている。電流を流すことでどうして吸着原子の流れが生じるかについては、微視的には十分には明らかにはなっていない。しかし、電流と同方向に吸着原子の流れが生じる⁹⁾とすると、ステップのバンチングや蛇行のほかにも、シリコン(001)面上での2次元島の運動など^{10,11)}についても説明できる。

同じシリコンでも、異なった微斜面では不安定化を起こす条件が異なる。(111)微斜面では、バンチングを起こす電流の向きが、温度を決めるとステップに対して上段向きか下段向きか一方に決まり、ステップの蛇行はステップ下段向きの電流のみで起きる。これに対して、(001)微斜面では電流の向きによらずバンチングが生じ、ステップ上段向きの電流により蛇行が起きる。

シリコン(001)微斜面と(111)微斜面での不安定化が生じる条件の違いの原因としては、表面再構成によって作られる(001)微斜面上の原子のダイマー構造が挙げられる。図1は、シリコン(001)微斜面を模式的に描いたものである。(001)面から $\langle 110 \rangle$ 方向に傾いた単原子層ステップからなる微斜面の場合、ダイマーの向きがステップに対して垂直になった 2×1 構造のテラス（以下 T_A ）とダイマーの向きがステップに対して平行になった 1×2 構造のテラス（以下 T_B ）が交互に現れる。また、テラスの違いとともに T_A が上段側にあるステップ S_A と T_B が上段側に

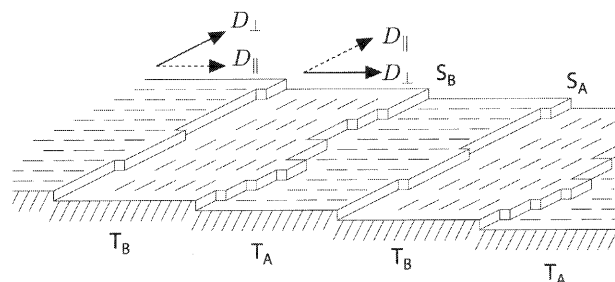


図1 シリコン(001)微斜面の模式図。テラス上の線分はダイマーを表している。

あるステップ S_B の2種類の異なったステップが交互に現れる。 S_A に比べて S_B は荒れている。

表面原子のダイマー構造は、結晶表面上を拡散する吸着原子の拡散係数に異方性を与える。ダイマーに垂直な方向のほうがダイマーに平行な方向よりも拡散が容易になる¹²⁾。また、ステップの荒れの違いにより、 S_B のステップ・ステイフネスよりも S_A のステップ・ステイフネスが大きい^{13,14)}。ステップ・ステイフネスの違いはキック密度の違いを与える。これは、ステップ流モデルではカイネティック係数の違いなどで表される。

以下では、ステップ流モデルを用いて、シリコン(001)微斜面での通電加熱時のステップの挙動について調べる。拡散係数の異方性とカイネティクスの違いの両方を取り入れたほうが現実的かもしれないが、両者のうちどちらがステップの不安定化に重要な役割を果たしているかを知りたい。そこで、シリコン(001)微斜面上の特徴のうちダイマー構造による拡散係数の異方性を考慮することにする。電流により引き起こされる吸着原子の流れを現象論的に取り入れ、ステップの不安定化について理論的に調べた結果¹⁵⁻¹⁸⁾を報告する。

2. モデル

ステップ流モデルは、結晶表面上の吸着原子の拡散方程式を解くことで、ステップの運動を調べるモデルである。ステップに流れ込んだりステップから流れ出たりする吸着原子の量を求め、それに伴うステップの速度を求める。このモデルは、個々の原子よりも十分に大きな空間で、十分に長い時間尺度のステップの運動を調べるのに適している。

念頭におく実験⁶⁻⁸⁾は、直流電流による加熱のもとに行われている。結晶表面への原子の入射はない。吸着原子の蒸発はあるが、ステップ間隔に比べて吸着原子の表面拡散距離が十分に長いので、蒸発は無視して良いだろう。吸着原子の蒸発も入射もないとすると、一様な力 F を受けて y 方向に吸着原子の流れが生じている時の吸着原子密度 $c(r,t)$ の従う拡散方程式は、

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D_x \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + D_y \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} - \frac{D_y F}{k_B T} \frac{\partial c}{\partial y} \quad (1)$$

で与えられる。ここで、平均的にステップは x 方向に沿っているとし、微斜面の下段向きを y 方向とする。右辺の第1項と2項は、それぞれ x 方向と y 方向への拡散を表しており、第3項は、吸着原子が一様な力 F を受けて y 方向に速度 $D_y F/k_B T$ で流れていることを示している。以下では拡散も含めた吸着原子の流れと区別するために、この流れをドリフト流と呼ぶことにする。 D_x , D_y は、それぞれ x 方向と y 方向への吸着原子の拡散係数である。 T_A では $(D_x, D_y) = (D_\perp, D_\parallel)$ で、 T_B では x 方向と y 方向の拡散係数が入れ替わり $(D_x, D_y) = (D_\parallel, D_\perp)$ である。ダイマーに平行な方向よりも、垂直な方向への吸着原子の表面拡散が容易である¹²⁾ ことから、 $D_\perp > D_\parallel$ となる。

吸着原子の固化や固相原子の融解はステップのみで起きると仮定する。実験⁶⁻⁸⁾では、結晶表面上での2次元核や2次元的な穴の生成はほとんど観察されていないので、この近似は妥当であろう。ステップでの原子の固化および融解が十分に速いとすれば、ステップ位置では局所平衡が成り立っているとみなせる。ステップ位置を $y = \zeta(x)$ とすると、ステップ位置での境界条件は

$$c|_\zeta = c_{eq} \quad (2)$$

とできる。ここで、 c_{eq} は平衡原子密度を表しており、値は隣接するステップ間の距離やステップの形状によって決まる。ステップ間隔が一定でなくなったり、ステップが直線的でなくなったとしよう。ステップでの平衡原子密度は直線等間隔なステップ列での値から変化する。これにより、安定な微斜面を再現するように吸着原子の流れが引き起こされる。

境界条件(2)式のもとで(1)式を解くと吸着原子密度が決まる。吸着原子の流れは

$$\mathbf{j}(r,t) = -D_x \frac{\partial c}{\partial x} \hat{e}_x - D_y \left[\frac{\partial c}{\partial y} - \frac{F c}{k_B T} \right] \hat{e}_y \quad (3)$$

で与えられる。ステップに流れ込む原子と流れ出していく原子の差を取ることで、ステップの速度が

$$V = \Omega (\mathbf{j}|_{\zeta-} \cdot \hat{\mathbf{n}} - \mathbf{j}|_{\zeta+} \cdot \hat{\mathbf{n}}) \quad (4)$$

となる。 Ω は原子1つが結晶表面で占める面積で、 $\hat{\mathbf{n}}$ はステップの下段方向向きの法線ベクトルである。 $\zeta+$ と $\zeta-$ はそれぞれステップの下段側および上段側を表している。

3. バンチング

直線的なステップが x 軸に平行に等間隔に並んでいるとして、バンチングが起きる条件を考えてみよう。ステップが等間隔で直線的であるためにすべてのステップでの平衡原子密度は等しくなり、孤立した1本のステップと同じ値 c_{eq} になる。結晶表面からの吸着原子の蒸発や入射がまったくないので、テラス上での吸着原子密度も c_{eq} となる。したがって、吸着原子の密度勾配は現れず、吸着原子の流れはドリフト流のみにより生じることになる。吸着原子の流量 j は

$$j = D_y f c_{eq} \quad (5)$$

となる。ここで $f = F/k_B T$ とした。(4)式より S_A の速度 V_A と S_B の速度 V_B はそれぞれ、

$$V_A = -V_B = \Omega (D_\parallel - D_\perp) f c_{eq} \quad (6)$$

で与えられる。ダイマーに垂直な方向の拡散係数 D_\perp のほうが平行な方向の拡散係数 D_\parallel よりも大きいので、 $f > 0$ 、つまりドリフト流がステップの下段方向に流れていれば、 S_A は後退し S_B は前進する。等間隔なステップ列は不安定になり、ステップの衝突が起きる¹⁷⁻²¹⁾。ドリフト流の向きが逆転すればステップの動く向きも反転するが、やはり等間隔なステップ列は不安定になってステップの衝突が起きる。

ステップ間に斥力がなければステップは衝突して合体する。しかし、ステップ間に斥力があると、完全に合体はせずに、わずかにステップ間隔を隔てたステップ対となる。ステップ下段方向にドリフト流があるとすれば、 S_A は後退し S_B は前進する。ステップ間に斥力の相互作用があることで、ステップ間隔を等間隔に戻そうと平衡原子密度は変化する。2本のステップが近づくにつれて S_A の平衡原子密度は低くなり、 S_B の平衡原子密度は高くなる。その結果、ステップの衝突を妨げるように、 S_B から S_A への吸着原子の流れが生じる。ステップ間隔を等間隔にするステップ間斥力の働きとステップ間隔を不均一にするドリフト流の働きの釣り合いにより、 T_B が広がって S_B が上段側にあるステップの対ができるという訳である^{17, 18, 20, 21)}。ドリフト流の向きが逆転すると、ステップの動く向きが逆転す

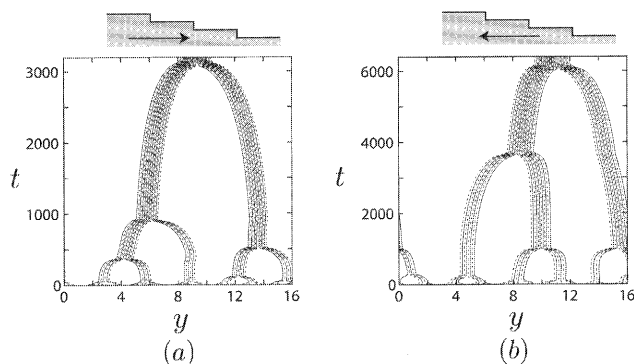


図2 バンチングによるステップ位置の変化：(a) ステップ下段向きのドリフトがある場合、(b) ステップ上段向きのドリフトがある場合。

る。ステップ対ができることに変わらないが、 T_A が広がって S_A が上段側にあるステップ対ができる。

ドリフト流があることで微斜面が不安定になることは分かった。次にステップ対が等間隔に並んでいる理想的な場合を考えて、ステップ対の列の安定性を考えよう。ステップ対の上段側のステップでの平衡原子密度は下段側のステップでの平衡原子密度に比べて高くなっている。その差を $\Delta c (> 0)$ としよう。対と対の間の大きなテラス上を流れる吸着原子の流れは、近似的に

$$j(L) = -D_L \frac{\Delta c}{L} + D_L f c \ell_q \quad (7)$$

と与えられる。ここで、 L は大きなテラスの幅、 D_L は大きなテラスでの拡散係数を表している。大きなテラスの上段側のステップはステップ対の下段側のステップであり、テラスの下段側にあるステップはステップ対の上段側のステップである。したがって、大きなテラスの上段側のステップでの平衡原子密度は下段側に比べて Δc だけ低くなっている。(7)式の第1項目は、この密度差により生じる吸着原子の流れを表しており、第2項目はドリフト流による吸着原子の流れを表している。

対と対を分ける大きなテラスの幅が揺らいで、幅 $L + \delta L$ と $L - \delta L$ のテラスが交互に現れたとしよう。幅が $L + \delta L$ のテラスを上段側に持つステップ対の速度 V_L は、

$$\begin{aligned} V_L &= \Omega (j(L + \delta L) - j(L - \delta L)) \\ &= 2\Omega \frac{dj}{dL} \delta L = 2\Omega D_L \frac{\Delta c}{L^2} \delta L \end{aligned} \quad (8)$$

となる。幅が広いテラスがステップ対の上段側にある場合には $\delta L > 0$ になる。 $\Delta c > 0$ なので、このステップ対はテラス幅の揺らぎにより前進する。逆に $\delta L < 0$ ならばステップ対の上段側のテラスは狭い。この場合は(8)式より $V_L < 0$ となるので、テラス幅の揺らぎによってステップ対は後退する。したがって、等間隔なステップ対の列はテ

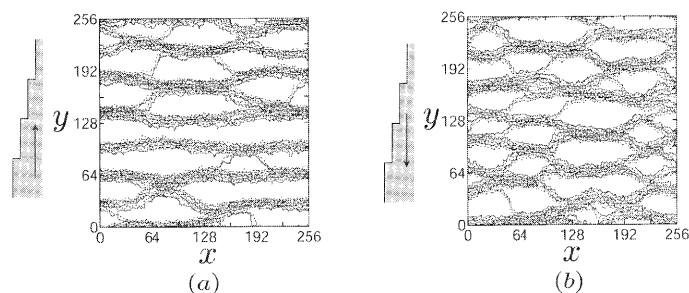


図3 バンチングのナップショット：(a) ステップ下段向きのドリフトがある場合、(b) ステップ上段向きのドリフトがある場合。

ラス幅の揺らぎに対して不安定となり、ステップ対の衝突が起きることになる。ステップ対の形成はドリフト流があるだけで起きるが、対の衝突合体は対と対の間の大きなテラス幅の揺らぎにより生じることになる。

図2は、1次元モデルによるバンチングの数値シミュレーションの結果である。初期条件としてほぼ等間隔にステップを配置して、ステップの位置が時間とともにどのように変化するかを調べた。広がるテラスの種類がわかるように、 S_A は点線で表し、 S_B は実線で表してある。第一原理計算¹²⁾からは、差はもう少し大きいようだが、ここでは簡単のため2つの拡散係数の比は $D_{\perp}/D_{\parallel} = 2$ としてある。ドリフト流があることで、等間隔なステップ列が不安定になり、すぐにステップ対が形成される。ステップ対は対同士のテラス幅の揺らぎにより衝突合体を起こし、より大きな束に成長する。束が大きくなるにつれて衝突合体の頻度は減ってくるが、ほぼ同様な過程を経て束が成長することには変わらない。(8)式からは束の成長速度の比はおおまかに拡散係数の比に比例することが期待されるが、図2は、大雑把には予想通りの結果を示している。

以上の簡単な議論と1次元モデルによるシミュレーション¹⁸⁾から、等間隔なステップ対の列が不安定になることは分かった。1次元モデルではドリフト流の向きによらずステップ束の形成過程は似ているが、ドリフト流の向きの違いにより速度差がある。しかし、実験⁶⁾では大きな速度差はなく、上段向きに電流が流れているときのほうがわずかに束の成長が速い。この実験との違いは、シミュレーションが1次元であるということによるかもしれない。そこで、ドリフトの向きの違いによる2次元的なステップの挙動の違いが束の成長速度に与える影響ををみるために、手法を変えて格子モデルによるモンテカルロ・シミュレーションで束の成長について調べてみよう¹⁵⁾。

ステップは平均的に x 方向に沿っているととして、 x 方向には周期的境界条件、 y 方向にはステップの本数分だけ結晶の高さを変えてつなぐ境界条件を用いる。簡単のために、格子は正方格子とし、ステップはSolid-on-Solid型のステップ(位置が x の一価関数として与えられるステップ)を

用いることとする。格子モデルの連続体極限をとると基本方程式 (1)-(4) 式を満たすように、固体原子と吸着原子を区別して拡散、融解、固化の試行を行うアルゴリズム²²⁾を用いる。ダイマー列による拡散の異方性とドリフト流の効果を移動確率の異方性に取り込んで、吸着原子を確率的に移動させる^{15, 16, 23)}。ステップの下段側に接した吸着原子でのみ固化の試行を行い、融解はステップを構成している固体原子のみで起こるとする。結晶化による結合エネルギーの利得と化学ポテンシャルの変化から固化・融解の確率を決める²²⁾。

初期条件としてステップを等間隔に配置してシミュレーションを行った (図3)。簡単のために、ステップが重ならない条件のほかには、長距離の斥力を入れていない。図2と同じように、点線と実線でステップの違いを表している。理論¹⁷⁻²¹⁾から期待されるように、ドリフト流の向きを決めると広がるテラスは一種類に決まり、ステップは対を最小単位として運動していることがわかる。ドリフトの向きによらずステップの大きな束ができる点は、実験⁶⁻⁸⁾とも一致する。

ステップ束の形状はドリフト流の向きにより大きく異なる。下段向きのドリフト流では束は直線的であるのに対し、上段向きのドリフト流では束は大きく揺らぐ。ステップの束同士の衝突が頻繁に起き、そこを起点としてバンチングが生じる。衝突頻度の差によるバンチングの起き易さの差が1次元モデルでのバンチングの速度の差は打ち消すこととなり、パラメータのとり方によっては、上段向きのドリフトのほうが束が速く成長する。

4. 蛇 行

ドリフト流があることで、ドリフト流の向きによらずにステップの大きな束ができる。しかし、図3からもわかるように、束の形状はドリフト流の向きにより異なる。下段向きのドリフト流ではステップ束は直線的であるのに対して、上段向きのドリフト流があるときには大きく揺らぐ。そのために、下段向きのドリフト流があるときには束同士の衝突が頻繁に起きている。

この2次元パターンの違いは、ドリフト流によるステップの蛇行のしやすさの違いによるものである。バンチングを抑えるためにステップ間に強い斥力を入れてシミュレーションを行った結果が図4である。ステップ下段向きのドリフト流がある場合には、斥力によりバンチングが抑えられて微斜面は安定である。ステップ上段向きのドリフト流があると、ステップが位相をそろえて蛇行して縦に溝状の構造が現れる^{16, 23)}。このように、上段向きのドリフト流で蛇行が起きることは実験⁸⁾と一致している。

吸着原子の流れから、蛇行が起きる理由を考えてみよう (図5)。上段向きのドリフト流によって等間隔なステップ列が不安定になり、ステップ間隔が狭い l_B と広い l_A になったとする。ステップ間隔が不均一になったことで、ス

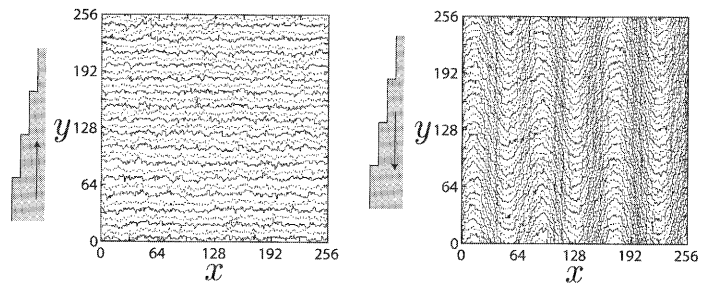


図4 強いステップ間斥力がある時の蛇行のスナップショット：(a) ステップ下段向きのドリフトがある場合、(b) ステップ上段向きのドリフトがある場合。

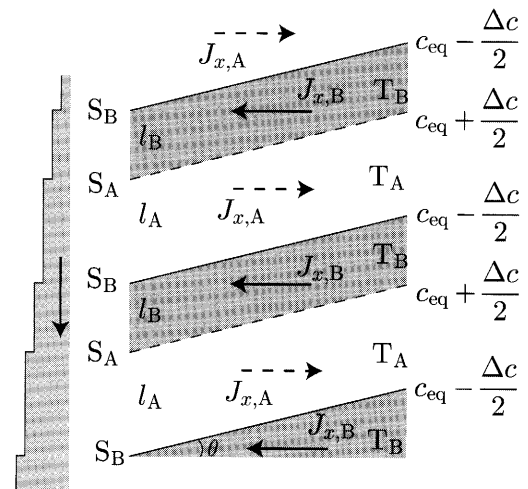


図5 微斜面上でのステップやテラスの配置と x 方向への吸着原子の流れ。

ップ間の斥力相互作用により S_A は上段向きに力を受けて S_B は下段向きに力を受ける。これによって、 S_A は後退しやすくなり、 S_B は前進しやすくなる。ステップが後退しやすくなることはステップで原子が融解しやすくなり、ステップが前進しやすくなることはステップで原子が固化しやすくなることを意味する。そのために、 S_B の平衡原子密度は c_{eq} より減少し、 S_A の平衡原子密度は c_{eq} より増加する。

以下では、 S_A の平衡原子密度が S_B の平衡原子密度よりも Δc だけ高いとしよう。吸着原子の流れはステップに垂直な方向にできるので、これまでの説明にあったような y 方向への流れに加えて、 x 方向への原子の流れの成分ができることになる。 x 方向への流れは T_B では $J_{x,B} = -D_{||} \tan \theta \Delta c / l_B$ 、 T_A では $J_{x,A} = D_{\perp} \tan \theta \Delta c / l_A$ となるので、これを結晶表面全体で平均すれば、

$$\bar{j}_x = \frac{l_A J_{x,A} + l_B J_{x,B}}{2l}$$

$$= \frac{(D_{\perp} - D_{\parallel}) \Delta c}{2l} \tan \theta \frac{(D_{\perp} - D_{\parallel}) \Delta c}{2l} \frac{\partial \zeta}{\partial x} \quad (9)$$

となる．ここで，ステップ位置が $y = \zeta(x, t)$ と表せるとして，ステップの傾き $\tan \theta = \partial \zeta / \partial x$ を用いた．

簡単のために，直線的なステップ列が傾いた場合を考えたが，微小区間 $[x, x + \Delta x]$ でステップの傾きが変化しているとすれば，この微小区間には

$$\begin{aligned} \bar{J}_x(x) - \bar{J}_x(x + \Delta x) &= -\frac{\partial \bar{J}_x}{\partial x} \Delta x \\ &= \frac{(D_{\perp} - D_{\parallel}) \Delta c}{2l} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} \end{aligned} \quad (10)$$

だけの吸着原子が余分に溜まることになる．この余分な吸着原子を消費するには，吸着原子が固化し，ステップが前進するしかない．吸着原子の保存則を考えると，ステップの運動は

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial t} &= -\Omega \frac{\partial \bar{J}_x}{\partial x} \\ &= -\Omega \frac{(D_{\perp} - D_{\parallel}) \Delta c}{2l} k^2 \end{aligned} \quad (11)$$

で表される．ステップの揺らぎの波数を k ，振幅の増幅率を ω とする．つまり，ステップ位置の揺らぎが $\delta \zeta(x, t) = \delta \zeta_0 e^{i(kx - \omega t)}$ と表せるなら，(11) 式より， ω と k の関係が

$$\omega = \Omega \frac{(D_{\perp} - D_{\parallel}) \Delta c}{2l} k^2 \quad (12)$$

で与えられる．ドリフト流が上段向きなら $(D_{\perp} - D_{\parallel}) \Delta c > 0$ なので， $\omega > 0$ となって揺らぎは増幅する．ドリフト流の向きが逆転し，ドリフト流がステップ下段方向に流れていれば， D_{\perp} と D_{\parallel} の関係が逆転するので， $\omega < 0$ となりステップの揺らぎの振幅は減少する．

実験⁸⁾では，比較的急斜面な部分でステップの蛇行が観察されている(図6)．急斜面ということはステップ間隔が狭くなっているため，ステップ間斥力相互作用が強いと考えられる．したがって，ステップ間斥力によりバンチングが抑えられているときに，ステップ上段向きの電流でステップの蛇行が起きることは，シミュレーションと定性的に一致している．

(12) 式では，すべての波数の揺らぎの振幅が増加してしまうが，シミュレーションの結果(図4)では，特定の波長の揺らぎが増加し，溝状の構造ができていく．この違いは，(12) 式ではステップ・スティフネス β の効果を取り入れていないからである．ステップ・スティフネスを取り入れて，揺らぎの振幅の増幅率を計算すると，短波長の揺らぎの振幅の増加が抑えられ，長波長の揺らぎの振幅だけが成長することになる．特に特徴的な波長

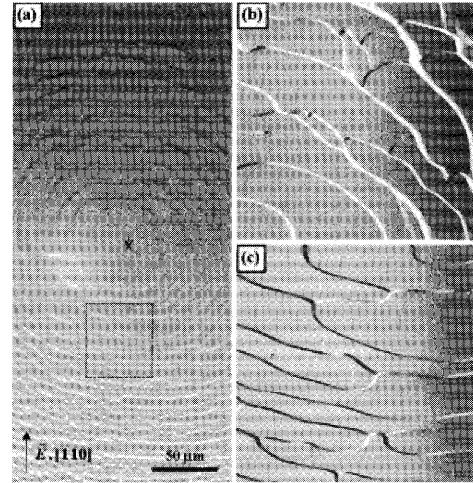


図6 Si(001)面上に作られたお碗状の穴でのステップの蛇行とバンチング．(a)の上部の縦縞模様は同位相での蛇行により生じ，横の線がバンチングにより生じている．(b)は上段向きの電流によるバンチングを拡大して示したもので，(c)は下段向きの電流によるバンチングを拡大して示したものである．Elsevier社より許諾を受けてRef. 8)より転載．

$$\lambda_{max} = 2\pi \frac{D_{\perp} - D_{\parallel}}{D_{\perp} + D_{\parallel}} \sqrt{\frac{2\Omega\beta}{|F|}} \quad (13)$$

の揺らぎの振幅が最も速く増幅することが線形不安定性解析より示される¹⁶⁾．

シミュレーション¹⁶⁾では，揺らぎの振幅 w は時間 t とともに $w \sim t^{1/2}$ で成長し，揺らぎの波長も $\lambda \sim t^{1/6}$ となる．これらの成長則は蒸発がない系の特徴であり，非線形効果まで取り入れたステップ位置の発展方程式から予想される結果²⁴⁾と一致している．

5. ま と め

シリコン(001)面では表面原子がダイマーをつくることによる拡散の異方性が存在する．テラスが一段変わることによって，拡散係数の異方性が入れ替わる． $\langle 110 \rangle$ 方向に傾いた微斜面の場合には，ステップに沿った方向に拡散が速いテラスと遅いテラスが交互に現れる．また，荒れたSBとなめらかなSAの2種類のステップが交互に現れて，ステップのカイネティクスが交互に変化することが考えられる．ここでは，拡散係数の異方性を取り入れて，ステップの不安定化を調べた．

電流により生じる吸着原子のドリフト流があると，ドリフト流の向きによらずバンチングが起き，上段向きのドリフト流により蛇行が起きる．ドリフト流と電流の向きは同じ方向^{10, 11)}なので，これは実験^{1, 6)}と一致する．実験的には，バンチングによるステップ束の成長則も調べられており，ステップ束に含まれるステップの数は時間とともに $t^{1/2}$ で成長し，ステップ束内のステップ間隔は $t^{-1/2}$ で減少

していくことが分かっている⁷⁾。これらの成長則については、1次元ステップ流モデル¹⁸⁾で調べられており、ステップ間に働く斥力ポテンシャルを取り入れることで、実験⁷⁾とほぼ一致する結果が得られている。実験では上段向きに電流が流れる場合のほうが、下段向きに流れる時に比べてステップ東は成長速度が速い。これについては、1次元モデルではうまく説明できないが、2次元的なパターンの違いを取り入れることで説明ができそうである。

ここでは無視したが、シリコン (001) 微斜面では荒れた S_B となめらかな S_A の2種類のステップが交互に現れる。低温で分子線エピタキシーによる成長時にもバンチング²⁵⁾が観察されている。このバンチングは拡散の異方性を取り入れただけでは説明できず、2種類のステップの違いによるステップ・カイネティック係数の違いを考慮する必要がある²⁵⁾。しかし、ここで紹介した結果^{15-18, 23)}から、比較的高温で行われている電流によるステップの不安定化⁶⁻⁸⁾では、拡散の異方性が重要な働きをしていると言えるだろう。

謝辞

ここで紹介した研究の一部は科学研究費補助金を受けて行われたものである。また、図6に関しては、Elsevier社より Ref. 8) からの転載の許可を頂いた。

参 考 文 献

- 1) A. V. Latyshev, A. L. Aseev, A. B. Krasilnikov, and S. I. Stein: Surf. Sci., **213** (1989) 157.
- 2) Y. Homma, R. McClelland and H. Hibino: Jpn. J. Appl. Phys., **29** (1990) L2254.
- 3) E. D. Williams, E. Fu, Y.-N. Yang, D. Kandel and D. J. Weeks: Surf. Sci., **336** (1995) L746.
- 4) M. Degawa, H. Nishimura, Y. Tanishiro, H. Minoda and Y. Yagi: Jpn. J. Appl. Phys., **38** (1999) L308.
- 5) Y. Homma, and N. Aizawa: Phys. Rev. B, **62** (2000) 8323.
- 6) L. V. Litvin, A. B. Krasilnikov and A. V. Latyshev: Surf. Sci., **244** (1991) L121.
- 7) A. V. Latyshev, L. V. Litvin and A. L. Aseev: Surf. Sci., **130-132** (1998) 139.
- 8) J.-F. Nielsen, M. S. Pettersen and J. P. Pelz: Surf. Sci., **480** (2001) 84.
- 9) S. Stoyanov: Jpn. J. Appl. Phys., **30** (1991) 1.
- 10) M. Ichikawa and T. Doi: Appl. Phys. Lett., **60** (1992) 1082.
- 11) J.-J. Métois, J.-C. Heyraud and A. Pimpinelli, Surf. Sci., **420** (1999) 250.
- 12) S. Jeong and A. Oshiyama: Phys. Rev. Lett., **79** (1997) 4425.
- 13) N. C. Bartelt, R. M. Tromp and E. D. Williams: Phys. Rev. Lett., **73** (1994) 1656.
- 14) N. Akutsu and Y. Akutsu: Phys. Rev. B, **57** (1998) R4233.
- 15) M. Sato, M. Uwaha and Y. Saito: J. Cryst. Growth, **237-239** (2002) part1 43.
- 16) M. Sato, M. Uwaha, Y. Saito and Y. Hirose: Phys. Rev. B, **67** (2003) 125408.
- 17) M. Sato, M. Uwaha, T. Mori and Y. Hirose: J. Phys. Soc. Jpn. **72**, 2850 (2003).
- 18) M. Sato, T. Mori, M. Uwaha and Y. Hirose: J. Phys. Soc. Jpn., **73** (2004) 1827.
- 19) S. Stoyanov: Jpn. J. Appl. Phys., **29** (1990) L659.
- 20) A. Natori, H. Fujimura and H. Yasunaga: Jpn. J. Appl. Phys., **92** (1992) 1164.
- 21) A. Natori, H. Fujimura and M. Fukuda: Appl. Surf. Sci., **60/61** (1992) 85.
- 22) Y. Saito and M. Uwaha: Phys. Rev. B, **49** (1994) 10677.
- 23) M. Sato, M. Uwaha and Y. Saito: Phys. Rev. B, **72** (2005) 045401.
- 24) O. Pierre-Louis, C. Misbah, Y. Saito, J. Krug and P. Politi: Phys. Rev. Lett., **80** (1998) 4221.
- 25) J. Myslivěček, C. Schelling, F. Schäffler, G. Springholz, P. Šmilauer, J. Krug and B. Voigtländer: Surf. Sci., **520** (2002) 193.

(2006年1月18日受理)

Review Article

Pattern Formation of Steps on a Si(001) Vicinal Face

Masahide Sato

Si vicinal faces are unstable when they are heated by direct electric current. An equidistant train of straight steps shows two types of instabilities, step bunching and step wandering. The cause of the instabilities is the drift of adatoms induced by the current. We study the step instabilities caused by the drift on a Si (001) vicinal, where two kinds of terraces with different diffusion anisotropy appear alternately.

Information Media Center of Kanazawa University Kakuma-machi, Kanazawa, Ishikawa 920-1192, Japan E-mail: sato@c.s.kanazawa-u.ac.jp