

吸着原子の流れによるステップのバンチングと蛇行の理論について

上羽 牧夫^{*1}・佐藤 正英^{*2}

(受理2001年10月10日, 掲載決定2001年12月1日)

Theoretical Study of Step Bunching and Step Wandering Induced by Drift of Adatoms

Makio UWAHA^{*1} and Masahide SATO^{*2}

^{*1}Department of Physics, Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya, 464-8602

^{*2}Department of Computational Science, Kanazawa University, Kakuma-machi, Kanazawa 920-1192

(Received October 10, 2001, Accepted December 1, 2001)

1. はじめに

微斜面は直線的なステップが等間隔に並んでいる結晶表面である。微斜面上では大きく分けて2種類のステップ形態の不安定化が考えられる。1つは、等間隔なステップ配置が不安定になり、ステップが束状になった構造が現れるバンチングと呼ばれる不安定化である(図1(a))。もう1つは、直線的なステップがステップに沿った揺らぎに対して不安定になる蛇行と呼ばれる不安定化である(図1(b))。

シリコン(111)微斜面では試料に直流電流を流して加熱することでこれらの不安定化が観察される¹⁻⁴⁾。いくつかの研究グループにより、温度を変化させることで不安定化を引き起こす電流の向きが少なくとも2回反転することが報告されている。グループにより反転が起きる温度は少し異なるものの、温度領域を低温領域、中間温度領域、高温領域の3つの領域に分けることができる。

出川らは試料に浅い円筒状の溝をつくり、ステップのバンチングと蛇行を観察している^{3,5,6)}。このような溝をつくることで、直流電流がステップ下段方向に流れる斜面とステップ上段方向に流れる斜面をつくることができ、それぞれの斜面でのステップの不安定化を同時に観

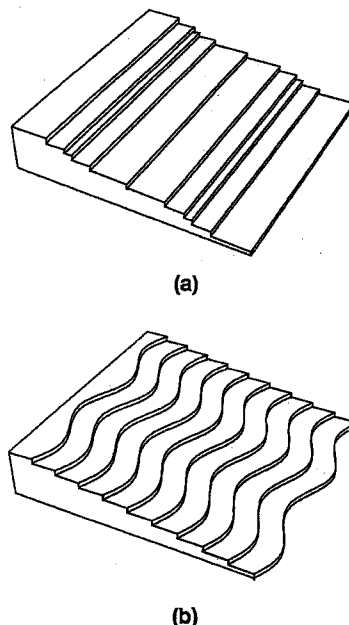


図1 微斜面上でのステップの不安定化。(a)バンチングおよび(b)蛇行。

察することができるからである。彼らの観察の結果をまとめると図2のようになる(バンチングが起きると流れに垂直なステップの束ができ、位相がそろって蛇行すれ

^{*1} 名古屋大学理学研究科 (〒464-8602 名古屋市千種区不老町)

^{*2} 金沢大学理学部計算科学科 (〒920-1192 金沢市角間町)

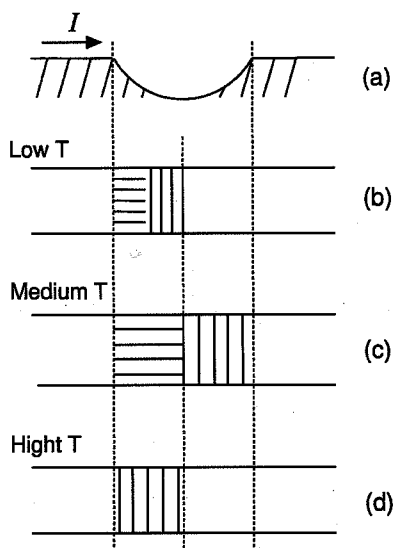


図2 シリコン(111)微斜面の不安定化⁵⁾. 高さを誇張して画いた断面(a)とそれを上からみた表面のパターン: (b)低温, (c)中間温度, (d)高温.

ば流れに沿って溝ができるので、図2ではそれぞれを縦線と横線で表してある). 低温領域では電流がステップの下段方向に流れている斜面上で、バンチングと蛇行の両方が生じる⁵⁾. 面の傾きが小さいところではバンチングが観察され、面の傾きが大きいところでは位相をそろえた蛇行が観察される. また、電流がステップの上段方向に流れている斜面ではステップの不安定化は起きない. 中間温度領域ではバンチングを起こす電流の向きが逆転し、電流がステップの上段方向に流れている斜面上でバンチングが生じる. ステップの蛇行は、電流がステップの下段方向を向いている斜面上で生じ、斜面全体に電流の向きと平行に溝状の構造が現れる. 高温領域では電流の向きが再逆転し、電流がステップの下段方向に流れている斜面上でバンチングが生じる. この温度領域では蛇行は観察されていない.

ステップの蛇行やバンチングを引き起こす原因として知られているものに、Ehrlich-Schwobel 効果^{7,8)}がある. 上段側のテラスと下段側のテラスで、ステップとテラスとの原子のやり取りのしやすさに差が生じる効果である. たとえば、ステップと下段側のテラスでの原子のやり取りが容易な場合には、結晶が成長中に蛇行が生じ、昇華中にバンチングが生じることがわかっている⁹⁾.

シリコン微斜面でのステップ形態の不安定化の場合には、有効電荷をもった吸着原子に電場による力が働き、

ドリフト流が生じるためだと考えられている¹⁰⁻¹³⁾. 実験的にはバンチングについての観察が多くなされてきたこともあり、吸着原子のドリフト流を考慮したステップ・モデルを用いて、バンチングについての理論的研究が多くなされてきた.

ステップ・モデルでは、テラス上での吸着原子の拡散の仕方や有効電荷とステップ位置での固化の様子を決めれば、不安定化を引き起こすドリフトの向きは決まる. バンチングを引き起こす電流の向きが反転するのは、有効電荷が変化するためであるという考えがあるが¹⁴⁾、実験的にはドリフトの向きは変化しないようである¹⁵⁾. また、この考えでは、中間温度領域での蛇行をうまく説明することはできない. これに対し、不安定化を引き起こす電流の向きの変化はステップを超える吸着原子の拡散の仕方(ステップの透過性)が変化するためである、という考えが最近提案されている^{16,17)}.

以下では、ステップの透過性を考慮したステップ・モデルを用いて、吸着原子のドリフトによる不安定化について調べた結果を紹介する.

2. モデル

ここで言うステップ・モデルはテラス上での吸着原子の拡散方程式からステップに流れ込む吸着原子数を決定し、ステップの速度を求めるモデルである. 拡散係数を D_s としドリフト流の速度を v としよう. ドリフト流の方向を y 方向にとり、ドリフトはステップに対して垂直に流れているとする. 吸着原子の流れ j は密度勾配に比例する拡散流とドリフト流からなり、吸着原子密度を $c(r)$ とすれば、

$$j = -D_s \nabla_x c(r) + v c(r) \quad (1)$$

で与えられる. 吸着原子の蒸発および原子の入射がない場合を考えると、吸着原子が従う拡散方程式は、

$$\begin{aligned} \frac{\partial c}{\partial t} &= -\nabla \cdot j \\ &= D_s \nabla_x^2 c - v \frac{\partial c}{\partial y} \end{aligned} \quad (2)$$

となる.

テラス上での二次元状の島(または穴)の形成を無視すれば、原子の融解および固化はステップ位置でのみ起こることになる. ステップの下段向き法線ベクトルを $\hat{n}$ とすれば、ステップの上段側からのステップへの吸着原子の流れは $\hat{n} \cdot j|_-$, ステップの下段側からのステップへの吸着原子の流れは $-\hat{n} \cdot j|_+$ と表せる. ステップに流れ込む原子のうち、一部はステップに取り込まれ、残りは隣接するテラス上に拡散する. ステップ位置での吸着原子の密度が平衡原子密度 c_{eq} からあまり大きくずれてな

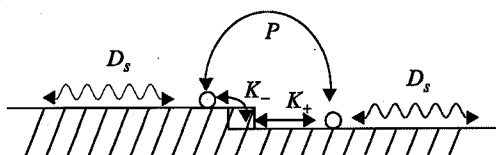


図3 ステップでの境界条件(3)式および(4)式.

いならば、ステップで取り込まれる吸着原子の数はその差に比例すると考えてよく、ステップを跨いだ原子の流れはステップの上段と下段との原子の差に比例すると考えられる。したがって、ステップ位置での吸着原子の満たす条件は、

$$K_+(c|_+ - c_{eq}) = -n \cdot j|_+ - P(c|_+ - c|_-) \quad (3)$$

$$K_-(c|_- - c_{eq}) = n \cdot j|_- - P(c|_- - c|_+) \quad (4)$$

となる¹⁰⁾ (図3)。(3)式および(4)式の左辺はステップで取り込まれる原子数を表し、ステップ位置での吸着原子原子密度 $c|_{\pm}$ の平衡値 c_{eq} からのずれに比例する。 K_+ はカイネティック係数と呼ばれテラスとステップでの原子のやり取りの容易さを表す。 K_- と K_+ が異なることが Ehrlich-Schwoebel 効果を表し、一般的に K_+ と K_- は異なってもよい。しかし、Ehrlich-Schwoebel 効果による不安定化とドリフト流による不安定化を区別するために、以下では両者が等しい場合を考える。右辺の第2項目がステップを飛び越えて隣のテラスへ拡散する効果である。 $P=0$ の時にはステップに流れ込んできた原子はステップ位置で固化するしかなく、どんなに吸着原子の密度差があっても隣のテラスには拡散できない。この場合のステップを非透過性ステップと呼ぶことにする。 $P \rightarrow \infty$ の場合には、わずかも密度差があれば密度差を埋めるために吸着原子は隣のテラスへと拡散する。この場合のステップを完全透過性ステップと呼ぶことにする。

(3)式と(4)式を境界条件として(2)式を解くことで吸着原子の密度が決まり、原子面積を Ω とすればステップの速度 V は

$$V = \Omega K_+(c|_+ - c_{eq}) + \Omega K_-(c|_- - c_{eq}) \quad (5)$$

と求まる。 $P \rightarrow \infty$ および $P=0$ は極端な場合で、現実的には P が有限な値をとるだろうが、以下ではステップの透過性のステップの不安定化への影響を調べるために、 $P=0$ と $P \rightarrow \infty$ の場合について調べることにする。

3. 非透過性ステップ

非透過性ステップの場合の吸着原子密度を考えてみよう。簡単のためにステップの揺らぎを無視して、ステップは直線であるとする。ドリフト流により吸着原子が下

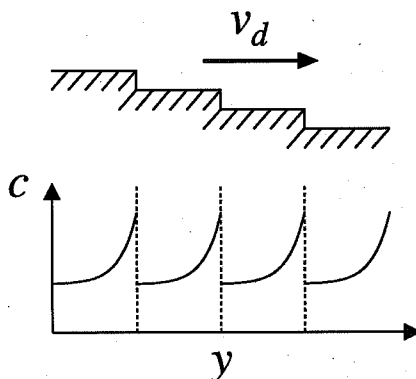


図4 非透過性ステップの場合の微斜面での吸着原子密度分布.

段方向に流れているならば、ステップの上段側では吸着原子の密度は高く、密度勾配は急である。下段側では原子が流れ出ていくために密度は低くなり緩やかに変化し(図4)、ステップの上段側と下段側で吸着原子の密度差が生じる。上段方向にドリフトがある場合には、上段側と下段側の関係は逆転する。

3.1 バンチング

下段方向にドリフト流があるときに微斜面上の一つのテラスが広がったとしよう。このテラスの上端側にあるステップにとっては、テラスが広がったことにより原子を流出できる場所が広がる。したがって、原子の融け出しが容易になりこのステップは後退する。このテラスの下端側のステップではテラスの上端のステップから流れ出た原子が余計に流れ込んでくることになるので、吸着原子の固化する数が増加してステップは前進する。したがって、ドリフトが下段方向に流れている場合には一度広がったテラスはますます広がる。

逆に、ドリフトが上段側に向かって流れているとしよう。この場合には下端のステップから流れ出た原子は上端のステップに流れ込む。ドリフトが下段方向にある場合と原子の流れは逆になるので、先ほどとは逆に、このテラスの下端側のステップは後退し上端側のステップは前進することになる。したがって、ドリフトが上段方向に向かって流れている場合には、テラス幅の揺らぎは減少してステップは等間隔に並ぶことになる。

よりきちんとした等間隔ステップ列の安定性は、適切な境界条件のもので拡散方程式を解いてステップ速度を調べれば分かる^{10-13,19-24)}。図5は、そのようにして(5)式を数値的に解いたときのステップ位置の時間変化を表している。初期条件としては等間隔ステップにわずかにランダムな揺らぎを加えた状態をとっているが、下段方

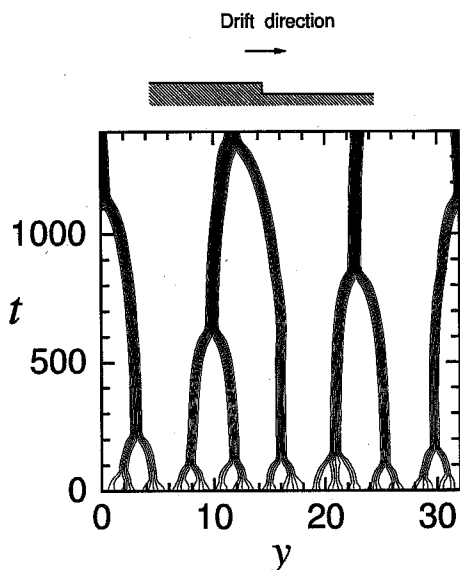


図5 一次元モデルでのステップ・バンチングの時間発展.

向にドリフト流があることでバンチングが引き起こされて周期的な束があらわれる。ステップの束の合体が階層的に進行するのもこの系の特徴である。逆に、上段方向にドリフトがあると等間隔なステップ列は安定である。

3.2 蛇行

バンチングではステップ間隔の変化により吸着原子の流れ全体がどのように変化するかが重要なに対して、蛇行では密度勾配による原子の拡散の変化が重要になる。

ドリフト流が下段方向にある場合を考えてみよう。拡散場の勾配だけをみると、図4より上段側のテラスへは原子が流出し下段側のテラスからは原子が流入する。上段側のほうが密度勾配が急になっているので、ステップの揺らぎによって上段側のテラスへの原子の流出がどう変化するかが重要である。

ステップは等間隔のまま一本の直線ステップだけがステップに沿って揺らいだとして、上段側に引っ込んだところでは上段側の密度勾配は急になり、逆に下段側に出張したところでは上段側の密度勾配は緩やかになる。したがって、上段側に引っ込んだところでは拡散によりますます原子が出やすくなり後退し、下段側に出張したところでは原子が出にくくなり前進する。したがって、揺らぎの振幅はますます増加することになる。微斜面では複数本のステップが蛇行するのでより複雑になるが、基本的には同じ仕組みで蛇行が起きる。

上段方向のドリフトの場合には、吸着原子の密度勾配

表1 ステップの形態不安定化の起きる条件

理 論		
ステップ	下段向きドリフト	上段向きドリフト
非透過性 (昇華, 保存系)	バンチング・蛇行	安定
透過性 (昇華)	蛇行	バンチング

実 験		
温度領域	下段向き電流	上段向き電流
低温領域	バンチング・蛇行	安定
中間温度領域	蛇行	バンチング
高温領域	バンチング	安定

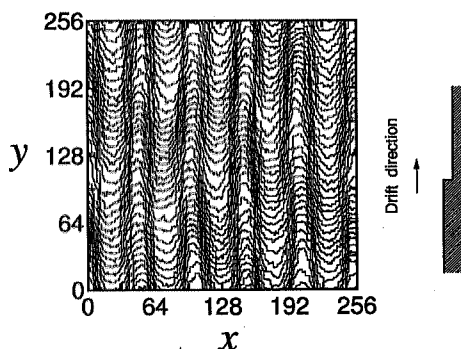


図6 モンテカルロ・シミュレーションによる非透過性ステップ列の蛇行のスナップショット.

は下段方向のドリフトがある場合の逆になり不安定化は起きない。したがって、非透過性ステップの場合にはバンチングと同様に蛇行も下段向きのドリフトにより起きることになる。

図6は非透過性ステップの蛇行を示すモンテカルロ・シミュレーションのスナップショットである。ステップ間の斥力を強くしてバンチングを抑え、蛇行のみが起きるようにしている。すべてのステップが同位相で蛇行したために、ステップに垂直な方向 (y 方向) に直線的な溝ができている¹⁹⁾。直線的な溝の形成は観察結果とよく似ている^{3,5,6)}。このような直線的な溝ができるためには吸着原子の蒸発が無視できることが重要であることが理論的にわかっている^{25,26)}。逆に、蒸発が十分に大きい場合の微斜面の発展方程式を考えると、直線的な溝が並ん

だ構造が不安定になり、溝の揺らぎが起きることが分かる²⁷⁾。

4. 完全透過性ステップ

次に、完全透過性ステップの場合 ($P \rightarrow \infty$) の不安定化について考えてみよう。この場合には、吸着原子の密度差があればすぐにその差が埋められるのでステップの上段側と下段側で吸着原子の差はなくなる。

吸着原子の蒸発や結晶表面への原子の入射がない場合には、微斜面上での吸着原子密度は一定になり、ドリフトだけではステップの不安定化はなにも起きない。完全透過性ステップの不安定化が起きるのは結晶が昇華中か成長中のときである。

以下では実験¹⁻⁶⁾との対応も考え、気相からの原子の入射を無視し結晶が蒸発している場合のステップの不安定化について考えよう。

4.1 パンチング

ステップが完全透過性の場合には、吸着原子密度の長波長の変化がパンチングを引き起こす。この場合、個々のステップの変化を考えるのではなくステップ密度の変化を考えるのが便利である^{16,19)}。ステップでの原子の取り込みを考えると、吸着原子の従う拡散方程式は

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D_s \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} - v \frac{\partial c}{\partial y} - \frac{c}{\tau} - K\rho(c - c_{eq}) \quad (6)$$

となる。(6)式の第3項は吸着原子の蒸発を表している。ある場所で結晶に取り込まれる吸着原子数は、吸着原子密度 $c(y)$ と平衡値 c_{eq} との差、および取り込み口の数となるステップ密度 $\rho(y)$ に比例して、カイネティック係数 K をもちいれば第4項のように表せる。ステップ密度は連続の式に従うので、ステップ速度 $\Omega K(c - c_{eq})$ を用いて

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} [\rho \Omega K(c - c_{eq})] = 0 \quad (7)$$

が成り立つ。

以下では簡単のため、(6)式と(7)式を解く代わりに孤立したステップの東の安定性について定性的に考えることにしよう^{16,17)}。気相からの原子の入射がなく吸着原子の蒸発のみがある場合、蒸発による吸着原子の減少を補うためステップの東は原子の湧き出し口となる。もし、吸着原子のドリフトがなければ、図7の点線のように吸着原子密度は東の中心で一番高くなり、東から離れるにつれ減少する。この場合、東の上段側のステップは中心にあるステップよりも周囲の吸着原子密度が低いいため速く後退するので、この東は上段側からだんだんくずれていく。

ここで、ステップの下段方向に吸着原子のドリフト流

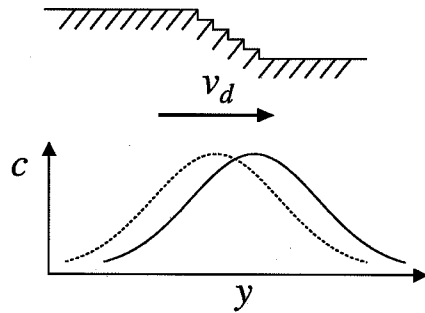


図7 透過性ステップの東周辺での吸着原子密度 (実線: ドリフト流が下段向きの場合, 点線: ドリフト流がない場合)。

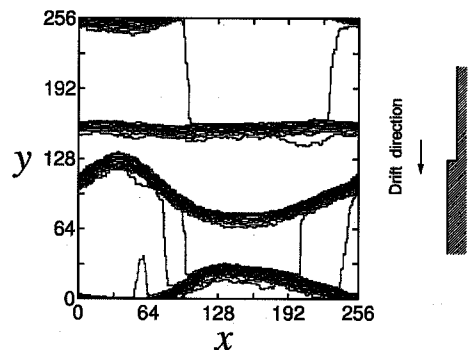


図8 モンテカルロ・シミュレーションによる透過性ステップ列のパンチングのスナップショット。

があるとしよう。吸着原子は下段方向に押し流されるので、吸着原子の密度分布は下段方向にずれることになる。東の下段側ではドリフトがないときに比べ吸着原子密度が高くなり、上段側では吸着原子が低くなる (図7の実線)。したがって、ドリフト流がないときに比べ、東の下段側ではステップの後退速度は遅くなり、上段側ではステップの後退速度は速くなるので、東はますますくずれやすくなる。

逆にステップの上段方向にドリフト流があるとしよう。原子は上段方向に押し流されるので、吸着原子の分布は上段方向にずれる。東の下段側では吸着原子密度が低くなり、上段側では吸着原子密度が高くなる。ドリフトがないときに比べて、東の下段側のステップの後退速度は速くなり、上段側のステップの後退速度は遅くなる。したがって、東中のステップ密度は上昇し、ステップ間斥力とバランスするところで安定になる。

(6)式と(7)式を解いて、長波長のステップ密度の揺らぎが加わったときの微斜面の安定性を調べても、やはり

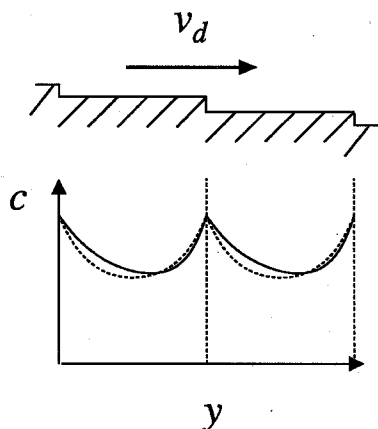


図9 透過性ステップのときのテラスでの吸着原子密度（実線：ドリフト流が下段向きの場合，点線：ドリフト流がない場合）。

ドリフト流が上段方向にあるときに微斜面が不安定になることが分かる¹⁹⁾。非透過性ステップの東は下段向きのドリフト流の場合に形成されるのだったから，ステップの透過性の変化とともにパンチングを起こすドリフト流の向きが変化することになる。モンテカルロ・シミュレーションからも同様の結果が得られる。ドリフトが上段方向にあり不安定な微斜面には，十分に時間がたてば大きなステップの東が現れることが分かる（図8）。

4.2 蛇行

最後に昇華中の透過性ステップの蛇行について考えよう。透過性ステップのパンチングは表面全体にわたる吸着原子密度の変化で引き起こされるが，蛇行は非透過性ステップの場合と同様にそれぞれのテラスでの吸着原子密度の変化で引き起こされる。吸着原子の蒸発があるならば，吸着原子の密度分布は図9のように，ステップ位置では吸着原子密度が高くテラスの中心付近で低くなる。

ドリフト流がなければ点線のように吸着原子の分布はステップに対して対称である。下段向きのドリフトが加わったとすると，ステップの上段側のテラスと下段側のテラスで密度勾配の差が生じ，ステップの上段側で急勾配になる。したがって，ステップからの原子の拡散による流出は上段側に対して多くなるので，非透過性ステップの蛇行の場合と同様に蛇行揺らぎに対して不安定になる。

パンチングの場合とは異なり，ステップの蛇行は透過性に関わらず下段向きのドリフトにより引き起こされる。(3)式と(4)式を解いて同位相の微小振幅ゆらぎに対する不安定性を調べれば同様の結果が得られる。また，非透過性ステップに比べて蛇行が起こりにくいことも分

かる¹⁹⁾。蛇行が起こりにくいことは，モンテカルロ・シミュレーションでもみられる。広いテラスにステップが孤立しているときには，蛇行の起こりやすさは非透過性ステップの場合とあまり変わらないが，ステップ間隔が表面拡散距離と同程度になると蛇行は起きにくくなり，図6のような深い溝はみられない¹⁹⁾。

5. ま と め

ここでは，非透過性ステップと完全透過性ステップの場合のドリフトによるステップ形態の不安定化について紹介した。不安定化がおきる条件をまとめると表1のようになる（より詳しくは文献¹⁹⁾参照）。非透過性ステップでは，吸着原子の蒸発および原子の入射がない場合（保存系）には，蛇行，パンチングともに下段方向のドリフトによって生じる。昇華中でもステップ間隔が表面拡散距離に比べて十分に狭いなら，これは変わらない。透過性ステップでは昇華中には下段方向のドリフトで蛇行が生じ，上段方向のドリフトでパンチングが起きる。したがって，透過性の変化によりパンチングを起こすドリフトの向きは変化するが，蛇行を起こすドリフトの向きは変えない。

電流の向きとドリフトの方向は一致すると思われている¹⁵⁾。したがって，実験でみられる低温領域から中間温度領域での不安定化の変化は，ステップの透過性の変化を認めれば定性的には説明できる。低温領域では非透過性ステップだったものが中間温度領域では透過性ステップになったと考えれば定性的には矛盾しない¹⁶⁾。

第1節で紹介した低温領域の不安定化の実験⁹⁾については，面の傾きが急なところではステップ間隔が短くステップ間の斥力が大きくなるため，パンチングが抑えられて蛇行のみが起きると考えればよい。また，面の傾きがなだらかなところでは，ステップ間の斥力が弱いため蛇行より先にパンチングが起きると考えればよいだろう。

拡散方程式の境界条件としてステップの透過性の効果が重要なことは分かったが，透過性・非透過性の違いがなぜ生じるのかはよくわからない。Stoyanovら¹⁷⁾は低温領域と中間温度領域では吸着密度が変化すること（低温領域では吸着原子密度が高い²⁸⁾）や，ステップ・スティフネスの変化が大きいこと²⁹⁾から結晶表面やステップの特性が急激に変化し，ステップの透過性の変化をもたらしていると主張している。また，ステップ東の大きさの成長則も低温領域と中間温度領域でことなることが観察されているが³⁰⁾，これも透過性の変化を仮定すると説明できる¹⁶⁾。

中間温度領域と高温領域で，パンチングを起こす電流

の向きがもう一度入替わる。高温領域のパンチングには結晶表面にできる2次元的な穴の影響があるという理論的研究もあり²²⁾、こちらの電流の逆転もステップの透過性の変化で解釈してよいのか明らかではない。温度変化による透過性の変化を明らかにするためには、微視的なモデルを用いて吸着原子の運動の素過程をあきらかにする必要がある。

以上の話では $P \rightarrow \infty$ と $P=0$ の場合だけを考えた。これは少々乱暴で、現実では P の値は有限の値をとるはずである。一般的な透過性の場合に不安定化の条件がどうなるのか調べることは、ここで用いたモデルと実験を定量的に比較するために必要であろう。

謝辞

ここで紹介した研究の多くは日本学術振興会の未来開拓研究推進事業「成長表面界面の動的挙動と原子スケールシミュレーション」および科学研究費補助金による援助のもとに行われたものである。

〔文 献〕

- 1) A. V. Latyshev, A. L. Ascev, A. B. Krasilnikov and S. I. Stenin: *Surf. Sci.*, **213** (1989) 157.
- 2) Y. Homma, R. McClelland and H. Hibino: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **29** (1990) L2254.
- 3) M. Degawa, H. Nishimura, Y. Tanishiro, H. Minoda and K. Yagi: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **38** (1999) L308.
- 4) Y. Homma and N. Aizawa: *Phys. Rev. B*, **62** (2000) 8323.
- 5) M. Degawa, H. Minoda, Y. Tanishiro and K. Yagi: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **70** (2001) 1026.
- 6) M. Degawa, K. Thürmer, I. Morisima, H. Minoda, K. Yagi and E. D. Williams: *Surf. Sci.*, **487** (2001) 171.
- 7) G. Ehrlich and F. G. Hudda: *J. Chem. Phys.*, **44** (1966) 1039.
- 8) R. L. Schwoebel and E. J. Shipsey: *J. Appl. Phys.*, **37** (1966) 3682.
- 9) 最近の解説として、佐藤正英, 上羽牧夫: 日本結晶成長学会誌, **24** (1997) 636; 上羽牧夫, 佐藤正英: 日本物理学会誌, **53** (1998) 673; 佐藤正英, 上羽牧夫: 日本結晶成長学会誌, **26** (1999) 31.
- 10) S. Stoyanov: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **30** (1991) 1.
- 11) A. Natori: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **33** (1994) 3538.
- 12) C. Misbah and O. Pierre-Louis: *Phys. Rev. E*, **53** (1996) R4318.
- 13) M. Sato and M. Uwaha: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **65** (1996) 1515.
- 14) D. Kandel and E. Kaxiras: *Phys. Rev. Lett.*, **76** (1996) 1114.
- 15) M. Degawa, H. Minoda, Y. Tanishiro and K. Yagi: *Surf. Sci.*, **461** (2000) L528.
- 16) S. Stoyanov: *Surf. Sci.*, **416** (1998) 200.
- 17) J. M. Métois and S. Stoyanov: *Surf. Sci.*, **440** (1999) 407.
- 18) M. Ozdemir and A. Zangwill: *Phys. Rev. B*, **45** (1992) 3718.
- 19) M. Sato, M. Uwaha and Y. Saito: *Phys. Rev. B*, **62** (2000) 8452.
- 20) D.-J. Liu and D. J. Weeks: *Phys. Rev. B*, **57** (1998) 14891.
- 21) S. Stoyanov and V. Tonchev: *Phys. Rev. B*, **58** (1998) 1590.
- 22) C. Misbah, O. Pierre-Louis and A. Pimpinelli: *Phys. Rev. B*, **51** (1995) 17283.
- 23) M. Sato and M. Uwaha: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **47** (1998) 3675.
- 24) M. Sato and M. Uwaha: *Surf. Sci.*, **442** (1999) 318.
- 25) O. Pierre-Louis, C. Misbah, Y. Saito, P. Politi and J. Krug: *Phys. Rev. Lett.*, **80** (1998) 4221.
- 26) F. Gillet, O. Pierre-Louis and C. Misbah: *Europhys. J. B*, **18** (2000) 519.
- 27) M. Sato and M. Uwaha: *Phys. Rev. E*, **60** (1999) 7120.
- 28) Y.-N. Yang, E. D. Williams: *Phys. Rev. Lett.*, **72** (1995) 1862.
- 29) A. V. Latyshev, H. Minoda, Y. Tanishiro and K. Yagi: *Phys. Rev. Lett.*, **76** (1996) 94.
- 30) K. Fujita, M. Ichikawa and S. Stoyanov: *Phys. Rev. B*, **60** (1999) 16006.