

シリコン単結晶製造プロセスの融液流動と数値シミュレーション

Flow in Si Single Crystal Growth Melts and Its Numerical Simulation

岸 田 豊^{*(1)}
Yutaka KISHIDA田 中 正 博⁽²⁾
Masahiro TANAKA

抄 録

シリコンウェーハの12インチ化に伴い、CZ法によるシリコン単結晶の製造において大容量化する坩堝内でのシリコン融液の流動制御が技術課題となっている。新日本製鐵とニッテツ電子では、スケールアップに伴う融液流動の特性変化に関して、実湯でのCCD画像测温による観測と、これに対応した数値シミュレーション実験を実施し、流動の特性解明と制御方法の研究を進めている。CCD画像测温からは、坩堝の大型化と回転数の変更によって融液が“軸対称流”から“傾圧波動”及び“地衡流乱流”へと遷移することが明らかになり、従来の融液の2次元軸対称モデルで考慮されていなかったコリオリ力が融液流動の働きに主要な働きをしていることがつきとめられた。また、测温データの解析からこれらの現象が非定常3次元の数値計算によってシミュレーション可能であることが予測されたため、これを実行した。数値計算の結果は、“軸対称流”、“傾圧波動”、“地衡流乱流”及びこれらの状態間の遷移現象を再現し実際の融液流動現象と良く対応したものとなり、CZ法の融液に対する数値シミュレーションの有効性が確認された。

Abstract

With the production of 12" silicon wafers, the flow control of molten silicon in larger crucibles became a new technical problem in the production of silicon single crystals by the Czochralski process. Facing the problem, observations of the changed molten liquid flow using temperature measurements with CCD images and numerical simulations based on the observations for the purpose of clarifying the flow characteristics and working out methods to control the flow were carried out by Nippon Steel and Nittetsu Electron. [Nippon Steel and Nittetsu Electron carried out observations of the changed molten liquid flow using temperature measurements with CCD images and numerical simulations based on the observations for the purpose of clarifying the flow characteristics and working out methods to control the flow.] The temperature measurements made it clear that the enlarged crucibles and change in the rotation speed caused a transition of the liquid flow from an axisymmetric flow to baroclinic waves and geotrophic turbulence. It was also clarified that the Coriolis force hitherto neglected in the 2-dimensional axisymmetric model of the molten liquid had a determining role on the flow. The temperature measurements suggested that these phenomena could be simulated by unsteady 3-dimensional numerical calculations and the authors carried out the simulation. The result well reflected the behaviors of the real molten metal flow, reproducing the axisymmetric flow, the baroclinic waves and the geotrophic turbulence as well as the transition phenomena from one of them to another. Applicability of the numerical simulation to the molten liquid of the CZ process was thus confirmed.

1. 緒 言

半導体素子の大型化と歩留まり向上の要求から、シリコンウェーハメーカー各社はシリコン単結晶の直径を現行の8インチサイズから12インチサイズにスケールアップする開発を進めている。結晶径の1.5倍化は、結晶製造プロセスにとっては取り扱うシリコン原料融液の量を3.4倍(1.5の3乗倍)とする大容量化となる。この一方で、結晶が12インチサイズになっても、結晶が無転位の単結晶であることと、極微量のドーパントと酸素を規定の濃度範囲で含んでいることが必須であることに変わりはない。結晶を無転位で育成す

るには坩堝に溶かしたシリコンの流動安定化が必須であり、結晶中の微量元素濃度を調整するためにはその融液から結晶成長界面への物質輸送を制御することが必要である。

融液の制御性は一般に融液自身の動粘性と容器の大きさで決まるが、熔融シリコンはその動粘性が小さく水の1/10でしかなく、同じ熔融金属である鉄と比較しても1/2で制御しにくい性質がある。また、過去20年間でシリコン結晶のサイズは3インチから8インチへと融液容量で10倍のスケールアップがなされているが、この過程において種々の観測や数値シミュレーションによる現象解析が行われた結果、融液流動の特性がスケールアップに比例するように連続

^{*(1)} 先端技術研究所 半導体材料研究部 主任研究員 工博
千葉県富津市新富20-1 ☎293-8511 ☎(0439)80-3014

^{*(2)} 先端技術研究所 半導体材料研究部 主任研究員

的に変化せずに、いくつかの流動形態の転移を伴うことが分かっている。

このような背景から、新日本製鐵とニッテツ電子では、結晶製造における融液流動の問題を12インチ化の重要課題として捉えており、実炉を用いた融液测温実験及び流動の数値シミュレーションによって融液流動の特性変化を調査し、これらの結果を基に現象の解明とそれに対する制御方法の研究を進めてきた。本報では、著者等が開発した融液表面温度の直接観測及び、3次元非定常の数値シミュレーションによって明らかにされた坩堝内でのシリコン融液流動現象の解説を行う。

2. 結晶育成における融液流動

現在半導体素子用のシリコン単結晶のほとんどは、チョクラルスキー法(CZ法)¹⁾と呼ばれる方法で育成されている。この方法では、坩堝内の溶解したシリコン原料中に種結晶を浸し、これを徐々に上方へ引き上げ冷却することで結晶を育成する(図1参照)。坩堝と結晶は同一の回転軸上にあり、各々を逆方向に回転させるのがこの方法の特徴であるが、これは加熱むらを防ぐと同時に坩堝内の融液流動を制御する目的で行われている。また、シリコンの融液は十分な電気伝導性をもつことから、金属の鑄造プロセスと同様に磁場を印加することでローレンツ力による流動制御を行うことができる²⁾。結晶及び坩堝の回転、融液の温度、時には印加磁場を精密に制御することで魚雷形をした円筒形の無転位の単結晶を育成できる。

結晶育成の過去の論文には、CZ法での融液流動は回転軸対称であることを前提として鉛直断面図に基づいた解説がなされている場合が多い^{3,7)}。そこでは坩堝内の対流は、加熱により坩堝壁に沿って鉛直方向に誘起された熱対流(自由対流)と、坩堝回転と結晶回転が容器の鉛直断面内に起こす強制対流とが畳重したものとして説明されている。

しかし、この軸対称モデルにはいくつか疑問がある。まず、CZ法の融液は下方から加熱されるため位置エネルギー的に不安定状態にあり、坩堝が如何にヒーターに対して軸対称に配置されても内部の流動までが軸対称になる保証がない。また、坩堝が定常回転していれば融液の角運動量が保存されるが、鉛直断面中の熱対流や強制対流はこれに逆らう回転運動であり主要な流動であり得るかも知れない。実際の結晶の製造現場でも、装置のオペレーターは融液表面からの輻射光の強度むらから、液面の温度分布が軸対称ではなく網目状の模様になっていることを良く知っている⁸⁾。

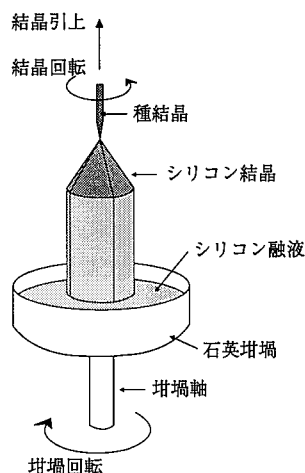


図1 CZ法による結晶育成の概略図

このような疑問に対して、融液の测温実験や数値シミュレーションによるアプローチが1990年代あたりから本格的に行われるようになった。シリコン融液は不透明で、かつ1400℃を越す高温の真空中に置かれることから、その流動の測定には困難が伴うが、これまでに以下に述べるような実態が明らかにされている。

3. 融液流動の測定

1980年代後半に柿本らが、実際の結晶育成炉にX線透過装置を構え、シリコン融液中に蒔いたトレーサー粒子の軌跡をビデオ画像で観察することを始めた⁹⁾。この観察において、トレーサー粒子は鉛直断面内で対流運動する以上に水平断面内でも良く移動しており、融液流動が3次的に複雑な動きを成していることが初めて明らかになった。融液は回転軸対称でも層流でもなく、鉛直断面の動きのみでシリコン融液の流動を語れないことが認識された。また、坩堝回転数に応じて、粒子の軌跡が回転軸対称に近い動きから、周方向に波打った螺旋状の軌道に変化することも分かり、坩堝回転数の変化により流動形態の遷移が起きていることも示唆された¹⁰⁾。

ほぼ同時期に、著者ら¹¹⁾やSeidle¹²⁾らは、実炉での融液温度の熱電対による多点测温とデータの位相解析から、融液の水平断面内に波動構造をした温度分布が現れていることを明らかにした(図2参照)。これらの結果は、回転系での熱対流に特有に起こる“傾圧波動”¹³⁾や“Küpper-Lorts不安定”¹⁴⁾と呼ばれる現象の特徴によく当てはまっていた。前者は地球大気の高気圧波動(図3参照)の本質であ

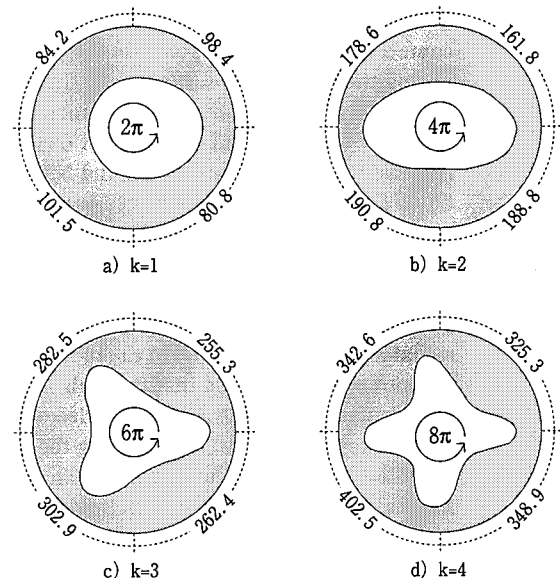


図2 位相解析から求めた融液表面の温度変動モード(数値は四つの測定点間での温度変動の位相差を示す)

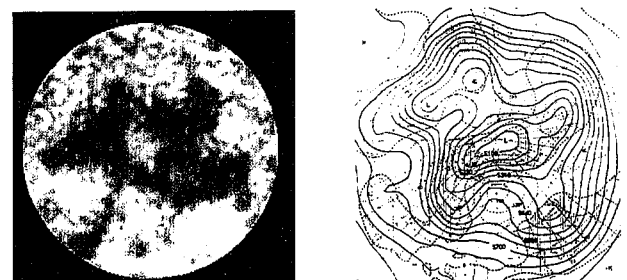


図3 CZ融液中と地球大気における傾圧波動

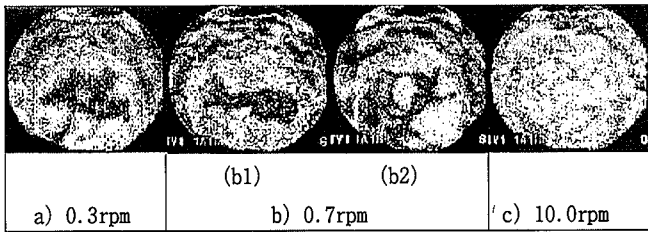


図4 CCD测温で捉えた坩堝回転数の違いによる融液表面温度分布の変化(結晶引上げ炉の炉頂より液面中心表面を見下ろした画像)

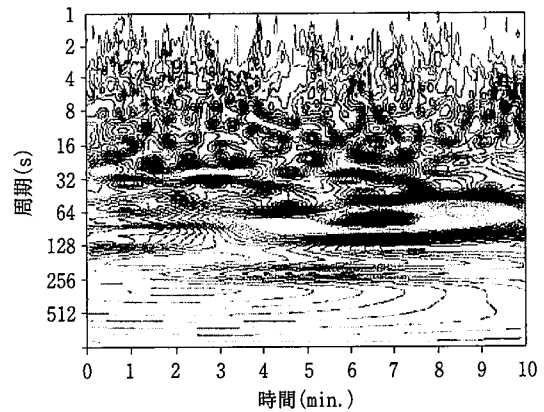
り、後者は回転系に置かれたBénard対流が起こす不安定現象である。

1996年に著者らは、より詳しい融液流動の状況を観察するため、融液表面の温度分布をリアルタイムで可視化する装置を開発した。この装置は、CCDビデオカメラで受けた融液表面からの放射エネルギーを温度に変換することで、画素数768×493、誤差1℃の温度分布データを1/30秒間隔で採集できる。データはビデオ画像として記録され、任意の画素毎に温度変動の時系列データの抽出も可能である¹⁵⁾。

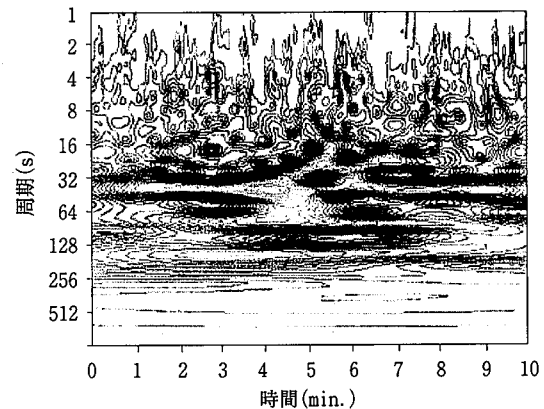
図4に実際に口径22インチの坩堝で観測された融液表面の温度画像を示す。図4a)は坩堝低回転でのもので、n回軸対称のスポークパターン状の温度分布が見えている。坩堝回転5.0rpm以上の条件では、図4c)のようなセル状に高温塊が島状に分布したアイランドパターンが現れた。また、坩堝回転数が0.3から5.0rpmの間の条件では、n回軸対称(図4b)-(b1))とアイランドパターン(図4b)-(b2))が交互に現れる様子が捉えられ、融液流動が想像された以上に不安定な変動を起こしていることが観測された。このような融液の特性は、画素毎に得られた時系列データのフーリエ解析やウェーブレット解析¹⁶⁾によって明確にすることができる。ここに示したデータのウェーブレット解析からは、1)坩堝回転と同期し比較的長期にわたって存在する周期変動、2)間欠的に存在する単周期の変動、3)坩堝回転と独立したゆっくりとした変動の、3種類のモードが含まれていることがわかっている(図5参照)。

また、フーリエスペクトル解析では、得られたパワースペクトルの形状により、乱流としての統計的な特性の変化を捕らえることができる。アイランドパターンが出ている状態で、坩堝を低回転から高回転にすると、スペクトルの傾きが大きくなり、坩堝回転によって乱流としての自由度が束縛される様子を捕らえることができる。また十分高回転の条件においては、スペクトルの傾きが周波数の-4乗に一致するものを見ることができる(図6参照)¹⁷⁾。これは、融液運動の鉛直方向成分のみが拘束され、水平面内の2方向のみに乱れた状態(2次元乱流)に変わったことを示している。この状態は回転容器内の熱対流において“地衡流乱流”として知られており、木星の大気表面に観察される渦群がこの例として挙げられる(図7参照)。更に最近では、これらの乱れが磁場の印加によって増長される様子なども捉えられている¹⁸⁾。

このように、実際の融液の観測が進むほど、従来の回転軸対称モデルが実現の近似となっていないことが明らかになった。CZ法の坩堝内の融液表面内に複雑な運動が起きていた事実は、坩堝壁から中心方向への熱や物質(酸素、ドーパント)の輸送が、鉛直断面内の対流のみではなく、水平断面内の流動の揺らぎに大きく影響を受けていることを示している。以上の経緯から、シリコンの融液流動を別の視点から見る必要がでてきた。これは坩堝と共に回転する座標



a) 融液表面中央部での温度変動特性



b) 融液表面中央部から半径方向に74mm離れた場所での温度変動特性

図5 CCD测温による時系列データのウェーブレット解析(等高線はウェーブレット変換値の大きさを示す)

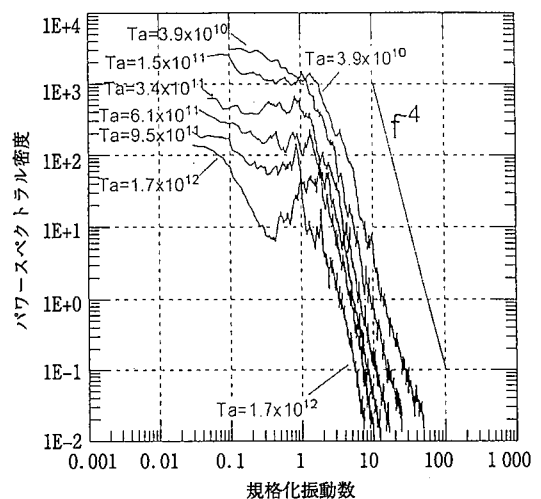
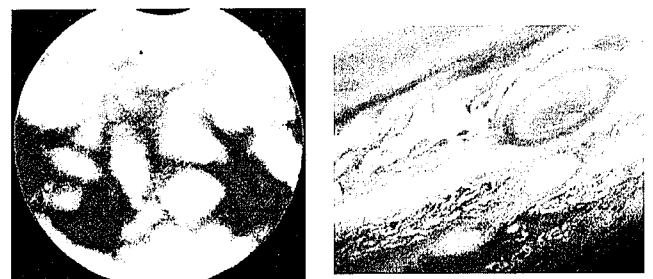


図6 CCD测温による時系列データのフーリエスペクトラル



a) CCD测温で捉えられたCZ融液の表面温度分布

b) 木星表面大赤点付近の渦群

図7 CZ融液中と木星大気における地衡流乱流

系で現象を考える見方で、そこでは坩堝回転は融液を攪拌するものではなく、コリオリ力を介して流動形態を変化させるものとして捉えられる。

4. コリオリ力の働き

坩堝と一緒に回転する座標系では、坩堝回転の効果がコリオリ力として入り、融液の運動方程式は(1)式ようになる。

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -2(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}) - \frac{\nabla P}{\rho} + \alpha g T + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \frac{\sigma}{\rho \mu} \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (1)$$

ここで、 ρ ：密度、 $\boldsymbol{\Omega}$ ：坩堝の回転角速度ベクトル、 α ：体積膨張率、 P ：圧力、 g ：重力加速度ベクトル、 ν ：動粘性率、 $\mathbf{u}$ ：流速ベクトル、 T ：温度、 $\mathbf{J}$ ：誘導電流ベクトル、 $\mathbf{B}$ ：印加磁場ベクトル、 σ ：電気伝導度である。

この式を基にして、シリコンの物性値や、測定された流速や温度、印加する磁場の大きさから、CZ法の融液に働く各力の大きさを概算で比較すると表1のようになる。

これを見るとCZの融液中では、浮力、慣性、コリオリ力の三つのバランスによって現象が支配されており、粘性力は無視できるぐらいに小さい。従って、CZの融液で起こる現象を整理するための指標として、従来用いられていたレイリー数(浮力/粘性力)やレイノルズ数(慣性力/粘性力)のような、粘性との比較値のみで融液流動の特性を議論することは意味がなく、コリオリ力の働きを含めた無次元数を指標とすることが必要となる。この様な無次元数としてテイラー数(T_a)とロスビー数(R_o)があり、それぞれ以下のように定義される。

$$T_a = \frac{4\Omega^2 R^4}{\nu^2} = (\text{コリオリ力/粘性力})^2 \quad (2)$$

$$R_o = \frac{U}{2\Omega R} = (\text{慣性力/コリオリ力}) \quad (3)$$

ここで、 Ω は容器の回転数、 R は容器の代表長さ(半径)、 U は融液の代表流速である。

コリオリ力の一般的な効果として、1)流れの曲率を大きくすること、2)対流運動を抑制すること、3)流動を安定化することの三つが挙げられる。これらが融液の熱対流に及ぼす影響は複雑であるが、幸いなことに地球の大気や海洋の運動の研究で同様な現象が良く調べられており、その分野での研究の蓄積がCZ法のシリコン融液流動の考察に対して役立っている。

たとえば、(2)及び(3)式に示したコリオリ力を指標とするロスビー数とテイラー数で回転系での熱対流を整理した研究例が数多くあり、理論と実験から図8のような相図が描かれている¹⁹⁾。これによれば、回転系上の熱対流の形態はコリオリ力と、慣性力、粘性力の各力の配分に応じて“軸対称流”、“3次元乱流”、“傾圧波動”、

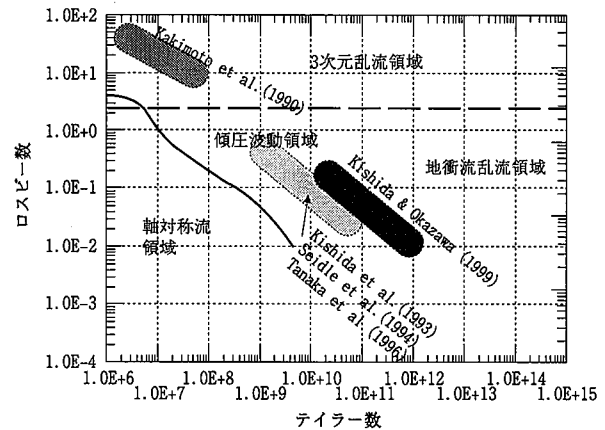


図8 回転系における熱対流の形態相図とCZシリコン融液の条件

“地衡流乱流”等になる。図8の相図には、これまでに報告されたCZ法でのシリコン融液の観測に対応する条件を合わせて示してある。これを見ると、直径3インチ程度の実験室用の小型坩堝での条件では、3次元的な構造を持った不安定な熱対流となり、直径10インチを超える工業用の大型坩堝ではコリオリ力の働きが大きいため、“傾圧波動”や“地衡流乱流”のような形態変化が起きる条件となる。また、シリコン融液は動粘性が小さいため、条件は図5の左斜め下部にある軸対称流の領域に位置しない。この相図で想定された条件とCZシリコン融液の条件は全く同一ではないが、実際の融液の実験から得られた融液の特性はこの相図の区分に良く当てはまっていることが分かる。つまり、CZシリコンの融液中で、地球大気の高気圧波動の“傾圧波動”や木星大気に見られる“地衡流乱流”と同じ現象が起こっていたと言える。また、先に述べたCCD测温で見られた間欠的な温度変動は、これらの状態間の遷移に対応したものとして捕らえることができる。

5. 数値シミュレーション

CZの融液流動の数値シミュレーションは、当初は2次元軸対象のモデルで定常状態を仮定したものが多かったが、先に述べた観測試験の結果から、3次元の非定常モデルによって解析する必要が生じてきた。これを実行するには相当の計算機資源が必要に思われる。しかし、実際は観測で得られた情報から流動構造の概要が分かっているため、闇雲にモデルの解像度を増すことや、凝った乱流モデルを使用せずとも、観測や実験で得られる程度の現象が再現可能となっている。この理由は以下に述べる通りである。

まず、CCD测温実験からは画像の1/10の解像度で等温線の波打ちや渦構造が捉えられることが分かっており、X線透視試験の結果では流動の水平方向と鉛直方向の動きの大きさには大差がないことが明らかである。従って水平方向、鉛直方向ともに計算の格子数は50個程度で合計数十万程度あれば現象を再現できると考えられる。この格子点数で計算に必要なメモリー容量は数100MBにしかならず、今日のパーソナルコンピュータでも十分取り扱い可能な量である。

ところが、通常の流動計算においては、レイノルズ数(慣性力と粘性力の比)で乱流モデルの適用を検討するが、CZの融液流動ではその大きさが 10^7 にもなるため、50万程度の格子数では乱流モデルを導入しないと安定した計算が実行できないと判断される²⁰⁾。しかしながら、CZの融液では流動を安定化させる力としてコリオリ力

表1 CZ法の坩堝内融液に働く力と各々の大きさの比較

融液に働く力	運動方程式(1)の位置	大きさ(相対値)
慣性力	左辺第2項	1
コリオリ力	右辺第1項	1
浮力	右辺第3項	10
粘性力	右辺第4項	1/10000
ローレンツ力	右辺第5項	0~10

が大きく働いており、これが慣性力に匹敵する大きさになっていることが有利に働き、50万の格子点数があれば乱流モデルを使用せずとも安定に計算が実行できる。

このようにコリオリ力が働くことで安定した数値計算が行われるが、それによる問題も生じる。たとえば、坩堝内表面ではコリオリ力のためにエクマン層及びスチュワートソン境界層が構成され¹³⁾、境界層の厚みが単純な粘性モデルより更に薄くなるため、格子点のとり方を慎重に行う必要がある。また、CCD测温画像で見られるように、実際の融液表面には低温域と高温域の境界が潮目の様に明瞭に現れている場所がある。そこでは大きな速度変化が存在するために慣性力が局所的に大きくなっており、基礎式(1)の慣性項をデジタル化する際に高次の差分モデル²¹⁾の適用が必要となる。

実際に計算を行うと、坩堝形状や境界条件を簡素化した粗いモデルを用いても、以下に述べるような観測結果と似た温度分布を得ることができる^{14,15)}。

図9、10は、融液に働く浮力を保ったままコリオリ力を変えた一連の計算結果で、融液の温度分布を融液の最表面及び鉛直断面の等

温線で示している。使用した計算モデルは、坩堝形状を円筒とし、坩堝側壁の温度分布を固定値で与え、融液表面では雰囲気温度1525Kに対する輻射で決まる熱流量に従い温度勾配を決めている。図9のコラム(A)、(B)、(C)に、コリオリ力の小さい条件から順に計算結果を並べてある。各コラムとも、上段から順に、融液表面での温度分布と流跡線、坩堝中心を通る鉛直断面での等温線分布と流跡線を示している。これらの図は坩堝とともに回転する座標系から見たもので、坩堝回転による速度成分は差引かれている。また、非常計算を行っているので、ここで紹介する各図は時間変動の中のスナップショットである。

図9のコラム(A)の条件では、コリオリ力は浮力に対し圧倒的に小さく1/5000でしかない。鉛直断面の流跡線を見ると、流れは坩堝底から坩堝壁に沿って這い上がり、融液表面に出て坩堝中心へ向かい、坩堝中心で沈み込む大きな対流を構成している。一方水平断面図の流跡線からは、坩堝壁から湧き上がった流れは、真直ぐ中心部に向かいながら沈み込んでいることが分かる。沈み込みの強いところは、円周方向に周期的に現れており、その部分で温度が低くなっている。この様子は、先に述べたスポークパターンに対応しており、我々が日常の感覚から類推できる対流イメージ(自然対流)とかけはなれてはいない。

コラム(B)の条件は、コリオリ力が(A)に比べて大きい、浮力に対してまだ小さい(1/650程度)。計算結果は、ほぼ(b1)のようであるが、時々(b2)に示すようにもなる。両方の形態に共通しているのは、坩堝側壁から液面に這い上がってきた熱い流れが中心部に向かいながら円弧を描くように流れていることである。このため熱い融液は中心にたどり着く前に冷えて下降してしまい、坩堝中央部に低温の領域が広がったようになっている。(b1)では、下降流の強いところが周方向に周期的に配置するパターン(n-foldパターン)となっている。時折現れる(b2)のパターンでは坩堝中央部に高温塊がアイランド状に分布し、水平表面内で渦が生成している。この条件では、流跡線がカーブして渦が構成される点で、力としては微弱ながらコリオリ力の影響が如実に現れていることが分かる。

コラム(C)の条件は、更にコリオリ力が増し、その大きさが浮力の1/250となっている。鉛直断面においては、坩堝全体にわたる規模の対流はなくなり、いくつかのセルに分割されて対流が起こっている。これに応じて融液表面では高温域の塊が分布する特徴的なパターンができあがっている。一方、融液表面の流跡線は一段と曲率を増しており、水平面内で渦を構成するようになっているが、この渦の中心と高温塊の中心は一致している。これは、坩堝底から湧き上がった高温の融液がコリオリ力のために周方向に広がることができず、沸き上がった場所から近いところで冷えてしまい降下するようになったと考えられる。

コリオリ力が更に働いている条件での計算¹⁷⁾では図10のような結果が得られている。図10のコラムa)の条件ではコリオリ力が浮力の1/70まで増加している。このときの融液表面の温度分布を見ると、溶液の全域でアイランドパターンは坩堝の内側2/3程度の領域で起こっているのみである。鉛直断面を見ると、坩堝側壁で側壁にほぼ平行に等温線が走っており、坩堝からの熱が対流によって運ばれている形跡がない。また、坩堝内中央部の等温線の乱れは図9のいずれの場合よりも小さい。

コラムb)の条件では、コリオリ力は浮力の1/20までになっている。このとき水平断面を見ると坩堝壁付近で等温線がより密になる

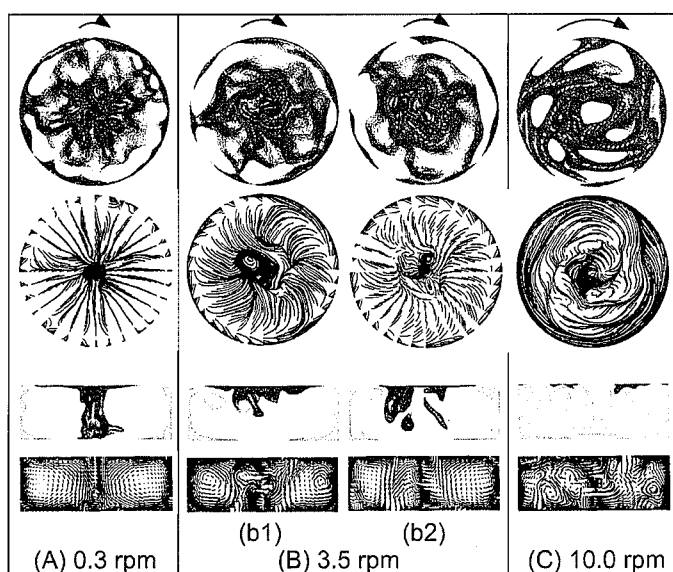


図9 CZシリコン融液の流動シミュレーション結果-コリオリ力の影響が小さい場合

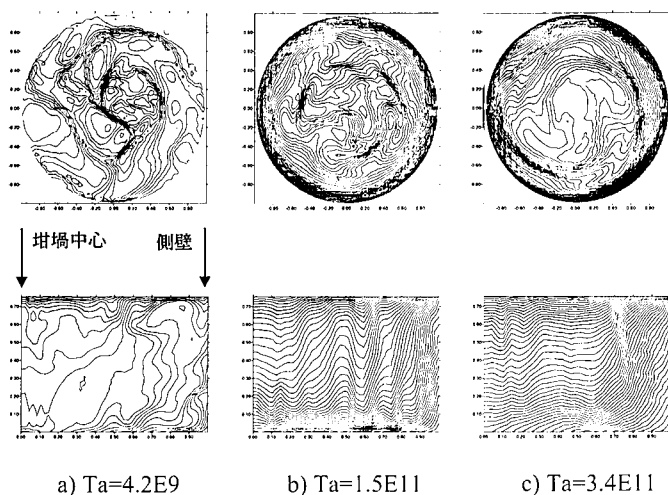


図10 CZシリコン融液の流動シミュレーション結果-コリオリ力の影響が大きい場合(上:融液表面の等温線図, 下:融液鉛直断面の等温線図)

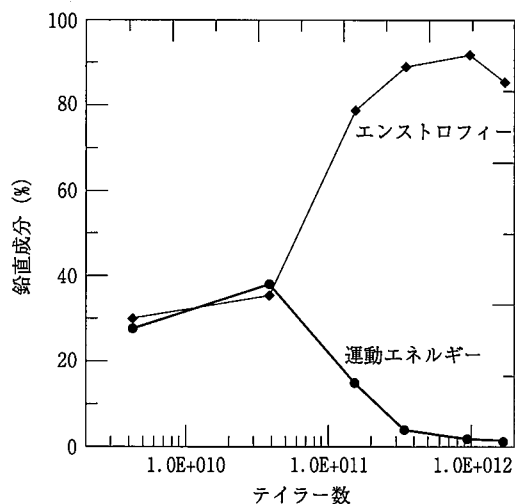


図11 数値シミュレーションによる T_a 数に対する融液内における運動量鉛直成分の寄与率の変化

一方で中央部では渦構造がならされて、低温の領域が更に広がった形になっている。鉛直断面では、等温線は坩堝との境界域では坩堝壁に沿って等間隔で密になり、それ以外のところではほぼ水平に走っている。

これらの結果から、コリオリ力が強く働くほど、鉛直対流が抑制される傾向が見られる。図11は、各条件での数値計算の結果から、融液内全運動エネルギーのうち鉛直成分が寄与する率をテイラー数に対してプロットしたものである。テイラー数が低い範囲では運動エネルギーは全方向に等しく分配されて鉛直成分の寄与は30%程度であるが、テイラー数が 10^{11} を超えるあたりから寄与率が急速に減衰しており、コリオリ力の増加とともに鉛直方向の運動が抑制されることが良く分かる。

6. 結 言

CZ法によるシリコンの結晶育成における融液の流動現象について、従来考えられていた軸対象モデルが観測事実によって見直され、坩堝と共に回転する座標に視点を移したことでより現実に近い数値シミュレーションを行えるようになったことを説明した。数値シミュレーションによる流動解析は、計算機資源の増加に合わせて稠密な格子モデルで高度な乱流モデルを適用する様に向かいがちであるが、このCZシリコン融液流動の経験は、それ以前に現象への視点の置き方、現象の実態を良く吟味することの重要性を示していると思われる。

現在CZ法の融液流動の数値シミュレーションは、磁場の印加やスケールアップ等によるプロセス変化を予測する道具として使用されているが、これに要する時間は実際の結晶育成を行うよりもかなり長い。開発期限のある中では、数少ない計算結果のデータ解析から現象メカニズムを導出する作業が必要となる。結果のグラフィック化だけではなく計算データを存分に活用することで、今後の結晶の大口径化に伴う流動制御の最適化や新しいアイデアの創出に発展できるであろう。

参考文献

- 1) 志村史夫: 半導体シリコン結晶工学, 東京, 丸善, 1993, p.44
- 2) 高洲新一郎, 大和充博, 鈴木修, 樋口孝良: 応用物理, 59 (8), 1044 (1990)
- 3) 千川圭吾, 平田洋: 応用物理, 60 (8), 808 (1991)
- 4) 小林信之: 日本結晶成長学会誌, 9 (1&2), 1 (1982)
- 5) Carruthers, J. R., Nassau, K.: J. Appl. Phys. 39, 11 (1968)
- 6) Langlois, W.E.: Ann. Rev. Fluid Mech. 17, 191 (1985)
- 7) Jones, A.D.W.: J. Crystal Growth, 88, 465 (1988)
- 8) 山岸浩利, 布施川泉: 日本結晶成長学会誌, 17, 42 (1990)
- 9) Watanabe, M., Eguchi, M., Kakimoto, K., Baros, Y., Hibiya, T.: J. Crystal Growth, 128, 288 (1993)
- 10) Kakimoto, K., Eguchi, M., Watanabe, M., Hibiya, T.: J. Crystal Growth, 102, 16 (1990)
- 11) Kishida, Y., Tanaka, M., Esaka, H.: J. Crystal Growth, 130, 75 (1993)
- 12) Seidl, A., McCord, G., Muller, G., Leister, H.J.: J. Crystal Growth, 137, 326 (1994)
- 13) Greenspan, H.G.: The Theory of Rotating Fluids, Cambridge, Cambridge Univ. Press, 1968, p.293
- 14) Boubnov, B.M., Golitsyn, G.S.: Convection in Rotating Fluids, Dordrecht, Kluwer Academic publishers, 1995, p.39
- 15) Tanaka, M., Hasebe, M., Salto, N.: J. Crystal Growth, 180, 487 (1997)
- 16) Chui, C.K.: An Introduction to Wavelets, Boston, Academic Press, 1992, p.49
- 17) Kishida, Y., Okazawa, K.: J. Crystal Growth, 198/199, 135 (1999)
- 18) 岸田豊, 玉木輝幸, 大橋渡, 長谷部政美: 1999春季応用物理学会予講集, 1, 1999, p.304
- 19) Fein, S., Pfeffer, R.L.: J. Fluid Mech. 75(1), 81 (1982)
- 20) Ferziger, J.H., Peric, M.: Computational Methods for Fluid Dynamics, Berlin, Springer-Verlag, 1996, p.249
- 21) Kawamura, T., Kuwahara, K.: AIAA Paper, 84 0340, 1984