

## 微小重力環境下におけるバルク結晶成長時の移動現象に関する数値解析

高木 洋平<sup>1</sup>・水口 尚<sup>2</sup>・岡野 泰則<sup>1</sup>

## Numerical Study of Transport Phenomena During Bulk Single Crystal Growth under Microgravity Fields

Youhei TAKAGI<sup>1</sup>, Hisashi MINAKUCHI<sup>2</sup> and Yasunori OKANO<sup>1</sup>

## Abstract

Recent numerical studies by the authors concerning bulk single crystal growth under microgravity fields were reviewed. For the InGaSb alloy crystal growth by temperature gradient method, it was found that the growth rate was not affected by gravity level although the dissolution of GaSb seed crystal before growth process was enhanced by solutal natural convection under normal gravity field. For the Si/Ge alloy crystal growth by floating zone method, transport structure including wave number was changed by coexistence of solutal and thermal Marangoni convections. For the hydrothermal wave in a shallow annular melt, the combination of crucible rotation and magnetic field was efficient for suppression of unsteady transport phenomena even though weak external forces.

**Keyword(s):** numerical simulation, crystal growth, Marangoni convection, hydrothermal wave, floating zone, space experiment

## 1. 緒言

半導体バルク単結晶製造には主として液相から育成させる手法が広く用いられている。単結晶作製時、液相内には温度差・濃度差に起因する対流が発生し、高品質結晶の作製には、結晶作製時の対流の制御が必須課題であることが広く知られている<sup>1)</sup>。加えて、引き上げ法に代表される実際の製造現場においては密度差による自然対流が支配的で、その効果は大口径結晶の製造プロセスにおいてより顕著となることも今や周知の事実である。近年重力を新たな支配因子と捉えることにより、自然対流や重力偏析が抑制された場における新たな現象の発見や物性値の測定などに関する研究が行われている。こういった状況の中、国際宇宙ステーションにおける微小重力環境下での各種実験は様々な知見を我々にもたらしてくれる。しかしながら宇宙実験の機会に限られており、誰もが気軽に実験を行えるというわけではない。

一方において半導体バルク単結晶作製において液相は一般に高温かつ不透明であるため通常では液相内の温度分布、対流構造などを直接観察することは困難である。そこで、これらの理解を目的とした数値解析が古くから行われてきている。近年の計算機の高性能化、低価格化、

数値計算手法の著しい発展に伴い解析結果の信頼性も著しく向上し、実際の製造現場においても数値解析は条件設定などを助ける有用なツールとなってきている。

数少ない微小重力環境を用いた実験を成功させるためには多くの予備実験と微小重力環境下で生じるであろう現象を事前に正確に予測し、装置形状や実験条件の設定を行うことが重要となる。そのためには予備実験結果を微小重力条件に外挿したり、地上では重力のために隠れてしまっている現象を顕在化するなどの作業が必要となる。その際実際の結晶作製現場で磨かれ発展してきた数値解析が極めて有用なツールとなる。

以上の背景を踏まえ本稿では、著者らの最近の研究の中で国際宇宙ステーションでの半導体結晶成長実験を対象とした数値解析結果と微小重力環境下で顕著となるマランゴニ対流に関する数値解析結果について解説する。

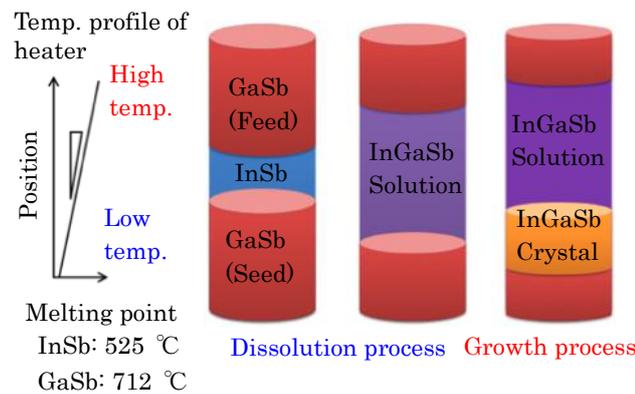
## 2. 温度勾配法を用いた InGaSb 混晶半導体結晶の溶出・成長過程に関する数値解析

著者らと静岡大学早川教授らとの共同研究グループは現在、国際宇宙ステーション(ISS)上での温度勾配炉を用いた  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$  の結晶成長実施に向け多くの予備実験を

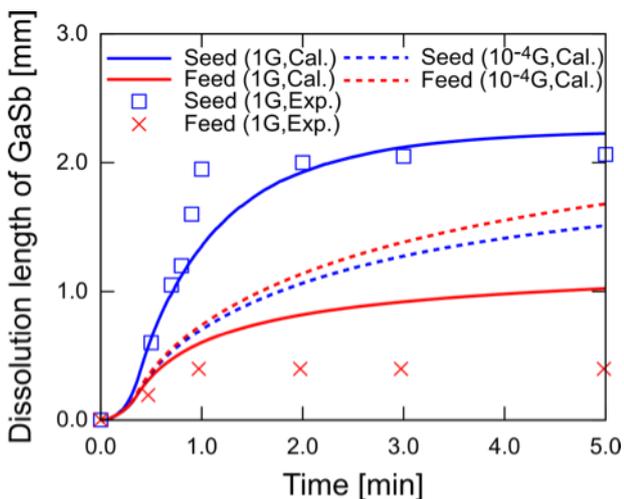
1 大阪大学大学院 基礎工学研究科 〒560-8531 大阪府豊中市待兼山町1番3号  
Department of Materials Engineering Science, Osaka University, 1-3 Machikaneyama, Toyonaka, Osaka 560-8531

2 琉球大学 工学部機械システム工学科 〒903-0213 沖縄県中頭郡西原町千原1番地  
Department of Mechanical Systems Engineering, University of the Ryukyus, 1 Senbaru Nishihara, Okinawa 903-0213  
(E-mail: takagi@cheng.es.osaka-u.ac.jp)

行っている。本微小重力実験の目的は主に、自然対流と重力偏析が極めて抑制された環境において、結晶成長界面におけるカイネティクスと、結晶成長速度と結晶品質との関連を明らかにすることであり、結晶成長法としては **Fig. 1** に示す温度勾配法を用いる。所望の成果を得るためには実験装置の強度試験等のもとより、微小重力環境下で種結晶を全て溶解してしまったり、逆に加熱温度が低すぎ十分な原料部溶解が行われなかったことを回避し、本実験目的が達成しうる実験条件の設定を行うことが極めて重要である。そこで溶解、成長の様子を X 線透過法を用いその場観察を行った。ただし、X 線の透過能を考慮し、実際の宇宙実験よりかなり小さい試料を用いている。実験方法及び結果の詳細は既報<sup>2,3)</sup>にゆずるが、結果は予想に反し **Fig. 2** に示すように低温である下部の単結晶の溶解が高温である上部の原料結晶の溶解より促進されることが判った。数値解析の結果この原因は InSb より密度の小さい GaSb が溶解することにより上昇流が発生し下部の溶解を促進するのに対し、上部では



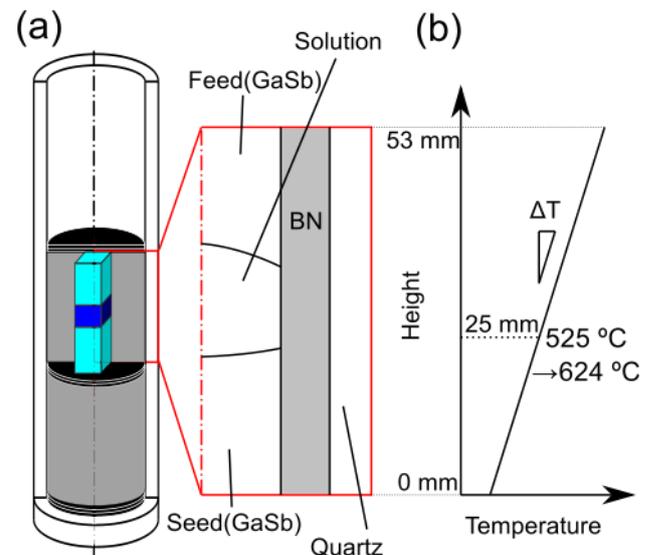
**Fig. 1** A schematic diagram of temperature gradient method.



**Fig. 2** Effect of the gravity level on time development of the dissolution length of GaSb<sup>5)</sup>.

InSb より融点の高い GaSb が蓄積され溶解が進行しないためであることが判った<sup>3-5)</sup>。以上のことより地上における予備実験では高温部が上部となる温度差自然対流の影響が小さい配置を取ったにも関わらず、濃度差による自然対流の効果により、微小重力実験結果とは逆の結果を呈することが示唆された。そこで、実際の実験で用いる大ききで、溶解、成長までを含めた一連の解析を行うことにより地上予備実験で得られる知見がどの程度微小重力実験に適用しうるかを検討することとした<sup>6)</sup>。

**Figure 3** に解析モデルを示す。石英ガラス及び BN より成るアンプル管に GaSb/InSb/GaSb の順に配置されたサンドウィッチ試料を封入し、温度勾配炉にて軸方向の温度勾配を維持しながら加熱することを考える。解析基礎式は液相部分においては連続式、Navier-Stokes 式、エネルギー式、拡散方程式であり、Navier-Stokes 式中には温度差及び濃度差による浮力を考慮した。一方、結晶、BN、及び石英の固体部分では、熱伝導方程式を用いる。上下の液相-結晶界面ではエネルギーバランス式と  $In_xGa_{1-x}Sb$  の T-x 相図を連立し、固液界面位置を各時刻で求める。基礎方程式を境界固定座標に変換し、有限体積法を用いて離散化し、SIMPLE 法を用いて解いた。また、固液界面に境界座標を固定するために計算格子は時間的に変化



**Fig. 3** Analysis model of InGaSb crystal growth: (a) schematics of the growth ampoule, (b) effective ambient temperature.

**Table 1** Numerical conditions of InGaSb crystal growth.

Label	Temperature gradient [°C/mm]	Gravity level
Case A-1	1.0	1G
Case A-2	1.0	10 <sup>-4</sup> G
Case B-1	2.4	1G
Case B-2	2.4	10 <sup>-4</sup> G

するが、格子移動に伴う誤差を取り除くために Arbitrary Lagrangian Eulerian method (ALE 法)を用いた。解析条件は Table 1 に示すように温度勾配及び重力レベルを変化させて 4 種類の計算を行った。

Figure 4 に、温度勾配が 1.0 °C/mm のときの結晶成長界面位置の経時変化を示す。本法では最初に種結晶側の GaSb が溶出し、InGaSb 溶液が飽和状態に達した後に結晶成長が始まるため、本解析では成長界面位置が下降する期間を溶出過程、その後上昇に転じた後を成長過程と区別する。溶出過程は成長過程に比べて短時間で、1G では 8 分後に成長開始、10<sup>-4</sup>G では 15 分後に成長開始となり違いが見られ、最小界面位置も 1G の方が小さい。すなわち 1G の方が GaSb 種結晶の溶出が多くなった。しかし成長過程ではどちらの条件でも線形に界面位置が上昇し、結晶成長速度は 1G のとき 0.26 mm/h、10<sup>-4</sup>G のとき 0.25 mm/h となり、重力レベルによる差異は見られなかった。

内部の熱・物質移動現象を考察するために、温度勾配が 1.0 °C/mm の場合における、固体部分を含む温度分布と溶液内 GaSb 濃度分布を Fig. 5 に示す。まず溶出過程に対応する 2 分後の温度・濃度分布に着目すると、1G の濃度分布には種結晶側から発生したブルームが見られ、濃度差による自然対流が GaSb 種結晶からの物質移動を促進していることがわかる。その後 1G 条件下では融液が良く攪拌され濃度差が消失するため自然対流が消失して拡散支配の成長過程に遷移している。一方、10<sup>-4</sup>G 条件下では全ての時間で濃度分布は平行、すなわち常に拡散支配となっている。また温度分布に対する重力影響に注目すると、重力レベルによる差異はあまり見られない。これ

は温度 Rayleigh 数が濃度 Rayleigh 数に比べて極めて小さく、溶液内の熱移動が重力による影響をほとんど受けないためであると考えられる。

温度勾配が 2.4 °C/mm の場合の結晶成長界面位置の時間変化を Fig. 6 に示す。1.0 °C/mm の結果(Fig. 4)と比較すると、結晶成長速度が上昇し、1G 条件で 0.66 mm/h、10<sup>-4</sup>G 条件で 0.64 mm/h の成長速度となった。これは温度勾配に比例して供給-種結晶間の濃度勾配が大きくなったためである。ここで、育成した結晶内での軸方向の GaSb 濃度分布を、In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>Sb の T<sub>x</sub> 相図より各条件に対して求めて Fig. 7 に示す。重力レベルによる影響はほとんど見られないが、温度勾配が上昇すると同じ高さ位置であっても濃度が高くなるのがわかる。これは温度勾配に比例して界面での濃度勾配が上昇し、固体結晶中に

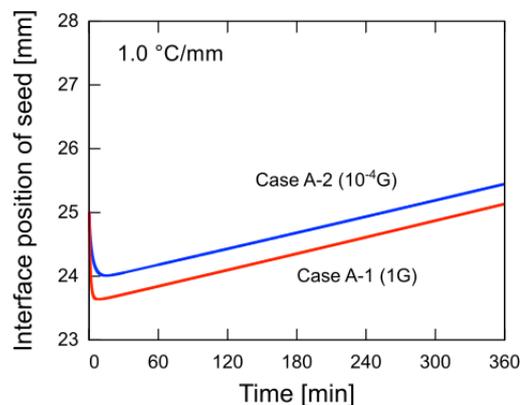


Fig. 4 Time development of the center of the seed/solution interface under 1.0 °C/mm.

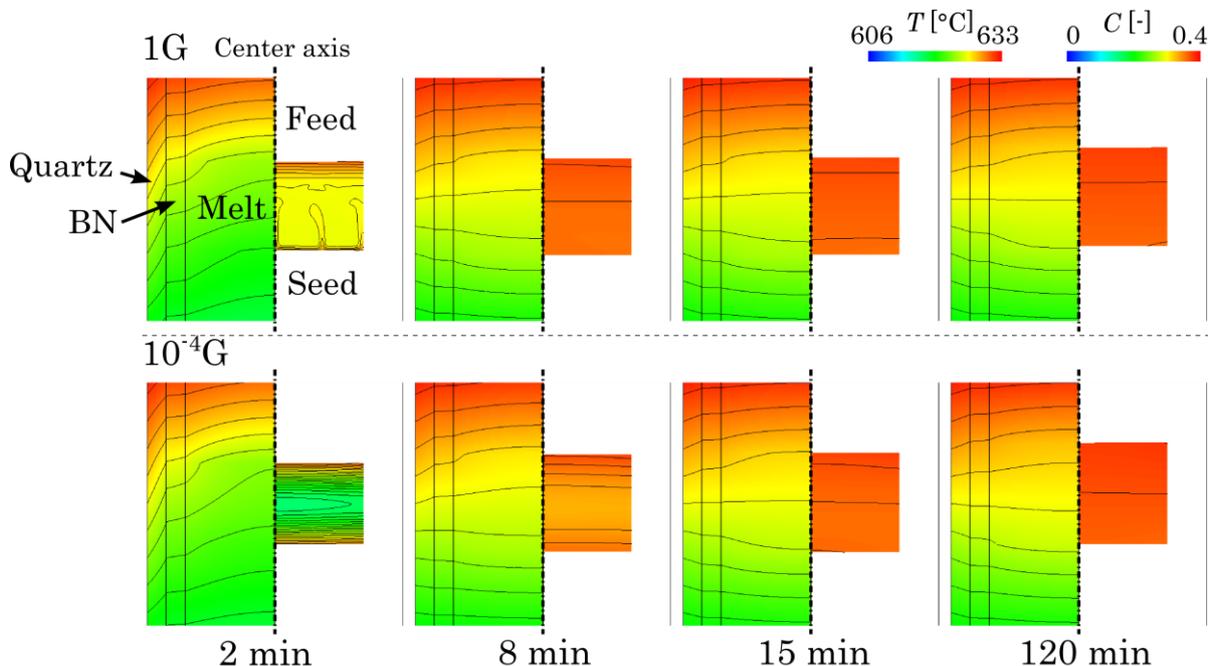


Fig. 5 Time development of the temperature (left) and GaSb composition (right) fields under 1.0 °C/mm.

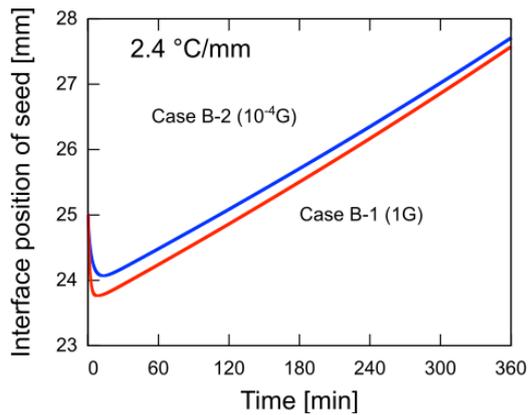


Fig. 6 Time development of the center of the seed/solution interface under 2.4 °C/mm.

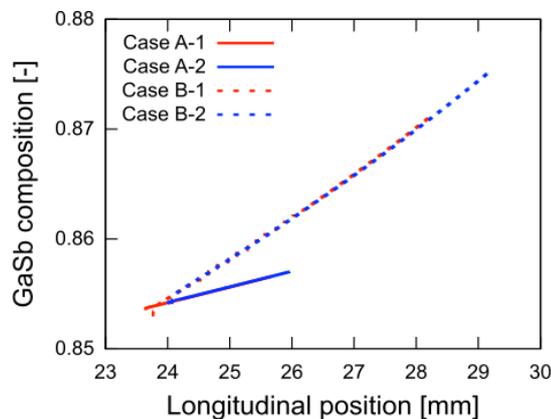


Fig. 7 Calculated GaSb composition from the phase diagram along the axial direction.

取り込まれる物質が多くなったためであると考えられる。

以上の結果より、温度勾配法を用いた InGaSb の結晶成長過程では、結晶成長速度及び結晶濃度に与える重力の影響は小さいことがわかった。一方温度勾配は成長速度及び軸方向の結晶濃度に影響を与えるため、炉内温度の管理は結晶品質を大きく左右するといえる。従って、ISS での結晶成長においては、地上予備実験に比べ種結晶の溶融領域が狭く、そのため多少 GaSb 濃度が希薄な結晶が作製されるが、成長速度に関する差異は少なく、結晶内濃度分布も地上予備実験と大きな差異は無いものと予想できる。一方では温度勾配炉における温度勾配の制御が重要であると言える。今後は g ジッターや成長方向と微小重力方向とのずれの影響などを検討する必要がある。

### 3. マランゴニ対流による対流不安定化と振動流発生に関する数値解析

前節で記したように微小重力環境においては自然対流が抑制されるため対流による乱れを排除した状態にお

ける結晶成長界面のカイネティックスの観察が可能になることが期待される。同様のことがマランゴニ対流に関する研究においても期待される。

液相に自由界面があり、さらに自由界面上に温度勾配、濃度勾配による界面張力勾配が存在する場合、マランゴニ対流が発生するが、地上においては自然対流が共存するため純粋なマランゴニ対流に関する実験を行うことは困難である。地上で自然対流の効果を極力減らすためには、自然対流が体積力であるのに対し、マランゴニ対流は自由界面上の接線方向に作用する力であることより、液相体積を極力少なくすることが有効である。しかしその結果マランゴニ数も小さくなり、振動、非定常性といったマランゴニ対流特有の現象の検討が困難となる。これに対し自然対流の影響が抑制される微小重力環境はマランゴニ対流実験に関する絶好の場である。

本節では地上においてもマランゴニ対流に関する研究手法として有用である Floating Zone 法と環状容器内の浅い液相内に生じるマランゴニ対流現象に伴う振動現象に関する筆者らの最近の数値解析結果について概説する。なお本節における計算にはオープンソースソフトウェアである OpenFOAM<sup>7)</sup>を用いた。

#### 3.1 FZ 内振動現象、対流構造に及ぼす温度差と濃度差に起因するマランゴニ対流の共存効果

Floating Zone (FZ) 法はるつぼを用いないため、汚染の無い高純度結晶作製や高融点物質の作製に実際に用いられている。しかし液相が浮遊しているため地上では液相直径が小さく、加えて自由界面上の温度勾配が急峻であるため融液内ではマランゴニ対流が極めて重要となる。また結晶成長中に生じるマランゴニ対流が非定常性を呈すると、成長結晶中に成長縞と呼ばれる不均一性を生じさせることも知られている。一方では液相が小さく自然対流の影響が他の成長法に比べ小さいため、モデル流体を用いたマランゴニ対流に関する研究にも広く用いられている。この観点より FZ 内マランゴニ対流に関し多くの実験的・数値解析的研究<sup>8)</sup>がなされているが、温度差に起因するマランゴニ対流を対象にしたものがほとんどである。これに対し、Cambellらは地上において FZ 法を用い Si と Ge の合金 (以降 Si/Ge) を作製し、成長界面付近に異常成長が発現することを示した<sup>9)</sup>。この系では Si と Ge の界面張力が異なるため温度差に加え濃度差による

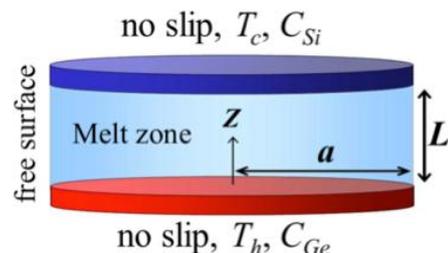
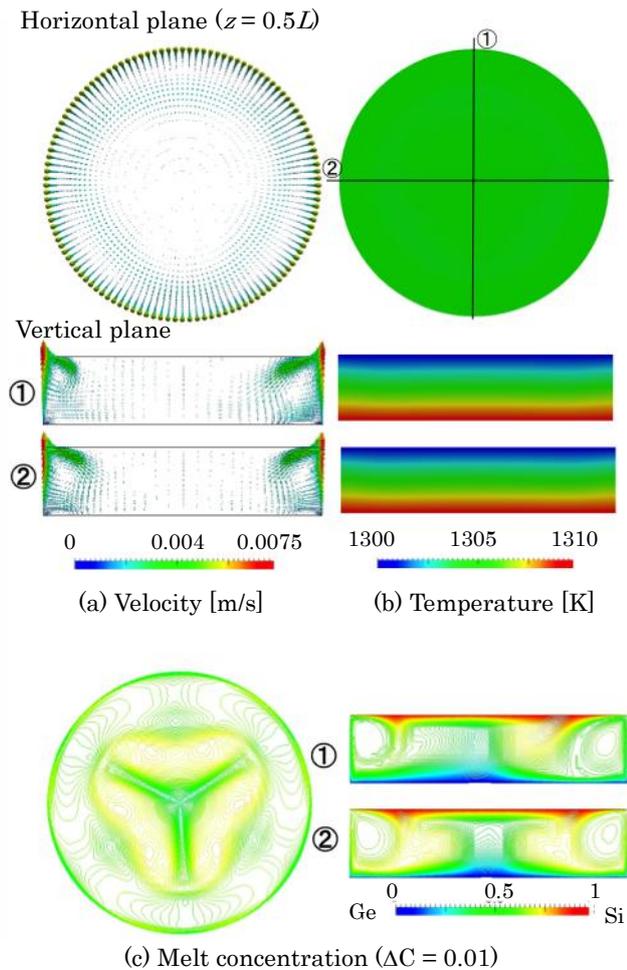


Fig. 8 Schematic of liquid bridge.

マランゴニ対流が発生し、しかもその自由界面上での流動方向が互いに逆であるためにこのような異常成長が生じるものと考察した。これに対し著者らは三次元数値解析を用い、温度差と濃度差のマランゴニ対流が共存することにより成長界面付近に高融点である Si の高濃度領域が出現することが異常成長の原因であることを示した<sup>10)</sup>。この解析は定常計算であるため、異常成長の原因である界面上の時間平均濃度分布の算出は可能であるが、成長縞の原因となる液相内移動現象の振動性、非定常性についての知見を得ることはできない。そこで液相内振動現象に及ぼす温度差と濃度差マランゴニ対流の共存効果について非定常計算を行った<sup>11,12)</sup>。

解析には **Fig. 8** に示す FZ 法の半分を模擬したハーフゾーンモデルを用いた。融液の物性値には Si/Ge ( $Pr$  数: $6.37 \times 10^{-3}$ ,  $Sc$  数:14.0), アスペクト比 ( $Asp = l/a$ ) には 0.5 を用いた。また、無重力を想定するとともに、気液および固液界面形状は平坦とした。基礎方程式には連続式, Navier-Stokes 式, エネルギー方程式, 拡散方程式を用い、これらの式を有限体積法によって離散化した。



**Fig. 9** Numerical results at  $Ma_T = 2679$  and  $Ma_C = 0$ : (a) velocity, (b) temperature and (c) melt concentration distributions.

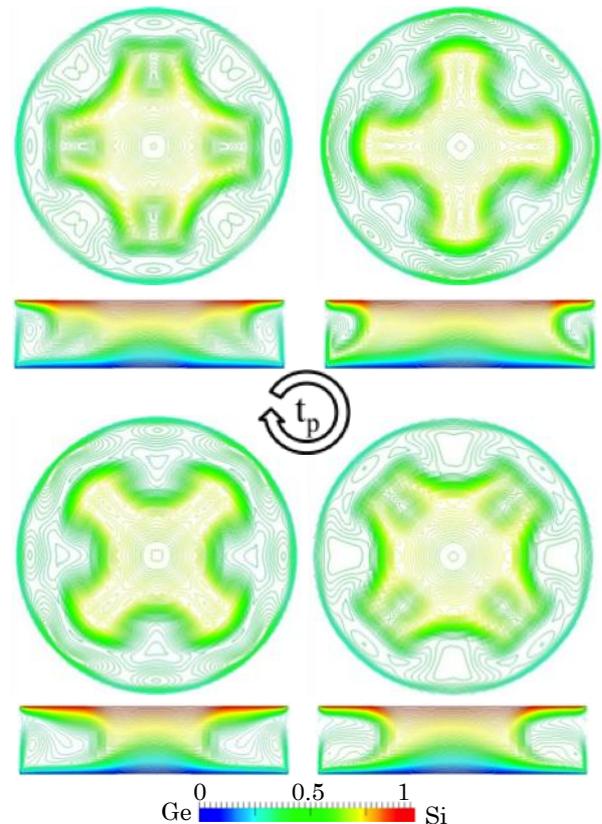
温度の境界条件は、上面を最低温度  $T_c$ 、下面を最高温度  $T_h$  で一定とし、側面の自由界面では断熱とした。また、濃度の境界条件は、擬似的に温度の境界条件と同様にした。速度の境界条件は、壁面上で no slip 条件とし、自由界面上では温度差と濃度差による表面張力差に起因するマランゴニ対流を考慮した。対流の強度を表すマランゴニ数を以下に示す ( $\Delta T = T_h - T_c$ ,  $\Delta C = C_{Si} - C_{Ge}$ )。

$$Ma_T = - \left( \frac{\partial \sigma_T}{\partial T} \right) \frac{\Delta T L}{\mu \nu} \quad (1)$$

$$Ma_C = \left( \frac{\partial \sigma_C}{\partial C} \right) \frac{\Delta C L}{\mu \nu} \quad (2)$$

初期条件は、速度なし、最低温度  $T_c$ 、濃度  $C_{Si}$  (Si:100%, Ge:0%) で一様とした。

**Figure 9** に温度差マランゴニ対流のみを考慮した場合 ( $Ma_T = 2679$ ,  $Ma_C = 0$ ) の融液内の速度、温度、濃度分布を示す。自由界面上を下から上へ向かう流れが生じ、その流れにより自由界面付近に渦が発生した。対流構造は渦の大きさが周方向に異なる非軸対称な  $m = 3$  ( $m$ : 周方向の波数) の定常流となった。温度分布よりも濃度分布の方が非軸対称になっているのは、融液に想定した Si/Ge の  $Pr$  数が 1 より小さいため、温度分布に及ぼす対流の影響が小さく、 $Sc$  数が 1 より大きいため、濃度分布に及ぼす対流の影響は大きいためである。



**Fig. 10** Time dependency of melt concentration distribution at  $Ma_T = 0$  and  $Ma_C = 1786$  ( $t_p = 60$  s).

Figure 10に濃度差マランゴニ対流のみを考慮した場合 ( $Ma_T = 0, Ma_C = 1786$ ) の結果を示す. Fig. 9と同様に自由界面上を下から上へ向かう流れが生じ  $m = 4$  の非軸対称構造を示した. しかし Fig.9の結果とは異なり渦の大きさが60秒間隔で振動する非定常性を呈した.

Figure 11に両マランゴニ対流を考慮した場合 ( $Ma_T = 2679, Ma_C = 1786$ ) の結果を示す. 共存することにより  $m = 3$  or  $4$  (各マランゴニ対流のみ) から  $m = 7$  に波数が増えた. さらに, 濃度分布の時間変化は, 定常 (温度差マランゴニ対流のみ) や振動 (濃度差マランゴニ対流

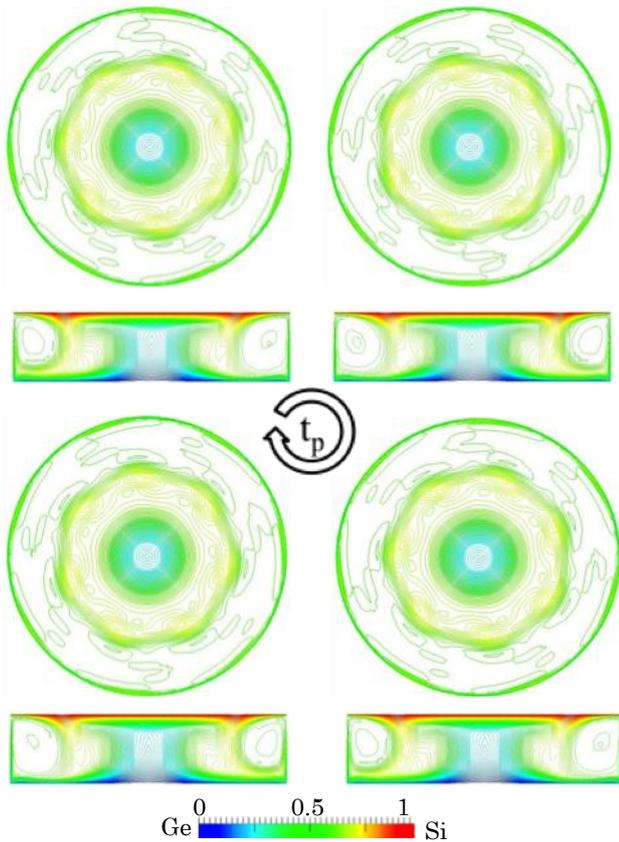


Fig. 11 Time dependency of melt concentration distribution at  $Ma_T = 2679$  and  $Ma_C = 1786$  ( $t_p = 14$ s).

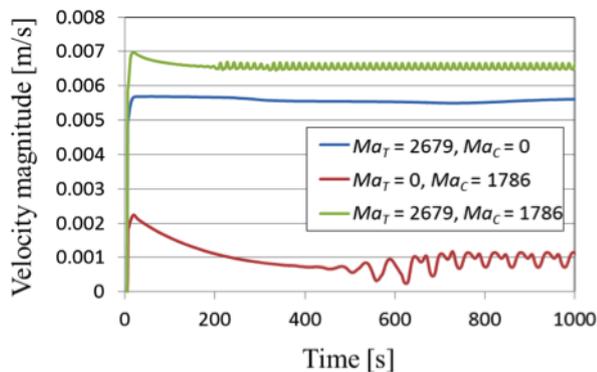


Fig. 12 Time dependency of velocity magnitude.

のみ) から時計回りの旋回に変化した. Fig. 12に各条件による自由界面上の一点( $r, \theta, z$ ) = ( $a, 0, 0.5L$ )の速度の経時変化を示す. 両マランゴニ対流が同方向に共存することで速度は増加しており, 濃度差マランゴニ対流のみの場合よりも  $m$ の増加に伴い振動数が高くなった.

Figure 13に濃度差マランゴニ数を一定 ( $Ma_C = 1786$ ) とした場合での周方向の濃度分布における波数 ( $m$ ) に及ぼす温度差マランゴニ数 ( $Ma_T$ ) の影響を示す. 両マランゴニ対流が共存することで対流が不安定化し, 濃度分布の時間変化は, 振動から旋回に変化した. また, 温度差マランゴニ数の上昇に伴い, 対流が強くなり, より不安定化したため  $m$ も増加した.

以上のことより, 温度差マランゴニ対流と濃度差マランゴニ対流により誘起される対流方向が同一であっても,  $Pr$  数と  $Sc$  数が異なるため対流速度は両対流により誘起される速度の単純な和とはならず, 対流構造そのものを変化させるということが判った. 今後は磁場<sup>13)</sup>や回転<sup>14)</sup>などの外力印加による対流の制御や, 波数に及ぼすアスペクト比の影響などに関する研究が必要であろう.

### 3.2 環状容器内ハイドロサーマルウェーブに及ぼす回転と磁場の効果<sup>15)</sup>

Hydrothermal Wave (ハイドロサーマルウェーブ, 以下 HTW と略す)は thermocapillary 効果に起因する振動流現象であり, 実際の結晶成長プロセスでは, Czochralski (CZ) 法の最終段階において融液が非常に浅くなった際に観察される<sup>16)</sup>. 融液が浅く自然対流が抑制されているため地上におけるマランゴニ対流の研究に適した系であり, 今までに多くの理論的・数値的な研究<sup>17-19)</sup>が行われてきている. しかし HTW を制御する方法についてはるつぼ回転<sup>19)</sup>を除いてあまり検討がなされていない. そこで, 本研究ではるつぼ回転と縦磁場の印加が HTW に及ぼす効果について検討を行った.

解析モデルは Fig. 14に示す自由表面を有する浅い環状プール(深さ  $d = 3$  mm, 外径  $r_o = 50$  mm, 内径  $r_i = 15$  mm)であり, 流体はシリコン融液を仮定する. 温度の境界条件は内壁を  $T_c = 1683$  K, 外壁を  $T_h = 1704$  Kとし

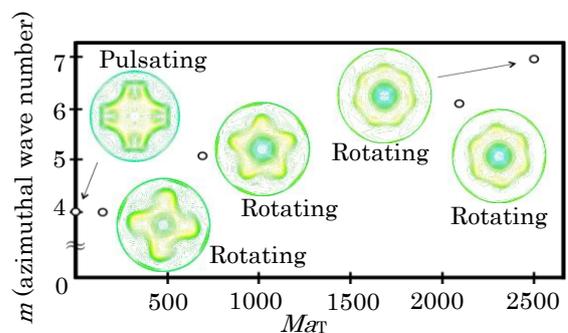


Fig.13 Effect of thermal Marangoni number on melt concentration distribution at  $Ma_C = 1786$ .

(温度差 $\Delta T = 21$  K), 自由表面上及び底面では断熱条件とした. 速度の境界条件に関しては, 固体壁面ですべり無しとし, 自由表面でマランゴニ対流を考慮した. マランゴニ数( $Ma$ )は以下のように定義される.

$$Ma = -\frac{\gamma_T \Delta T (r_o - r_i)}{\mu \alpha} \quad (1)$$

ここで $\gamma_T$ は表面張力係数,  $\mu$ は粘度,  $\alpha$ は熱拡散率である. 本解析条件では $Ma = 2.91 \times 10^3$ であり, この値はHTWが発生する臨界マランゴニ数<sup>17)</sup>より大きい値である. 支配方程式は連続式, Navier-Stokes式, エネルギー式であり, 縦磁場の印加を考慮するときは磁場の誘導方程式を加えて Lorentz 力を考慮する<sup>21)</sup>. るつぼ回転については境界条件として回転速度を与える. 重力による自然対流の効果はマランゴニ対流に比べて小さくなるため, 本解析では考慮していない. 支配方程式は有限体積法を用いて離散化し, PISO法を用いて解いた. 解析条件はTable 2に示すとおりであり, 回転のみ, 磁場のみ, 両者を同時印加の場合についてそれぞれ計算を行った. また, 初期条件は全ての場合で最低温度 1683 K の静止状態とした.

はじめに外力を印加しない場合の HTW の計算結果を示す. Fig. 15 は流れが十分発達した状態での表面変動温度(周方向平均温度からのずれ)を示している. 周方向に温度の変動が生じ, 半径方向に伸びるスポーク状の HTW が形成されていることがわかる. この HTW は反時計回りに回転しており(回転方向は初期条件に依存する), 振動流の伝播速度は一定であった. HTW の波数  $m$  は 7 であり, これは Li et al.<sup>19)</sup>の結果と一致する.

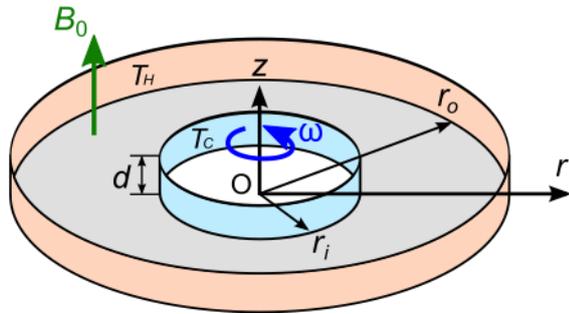


Fig. 14 Analysis model of HTW in a shallow annular pool.

Table 2 Numerical conditions of HTW simulation.

Parameter	Symbol	Value
Rotation speed [min <sup>-1</sup> ]	$\omega$	0, 1, 2, 5
Rotating Reynolds number [-]	$Re_\omega$	0, 946, 1892, 4731
Magnetic flux density [mT]	$B_0$	0, 26.3, 39.5, 52.6
Hartmann number [-]	$Ha$	0, 38, 57, 72

外力としてるつぼ回転のみを考慮した場合の, 自由表面上の一点( $r = 20$  mm)での温度変化を Fig. 16 に示す.  $\omega = 1$  min<sup>-1</sup> の場合, 温度の変動周期が大幅に長くなり,

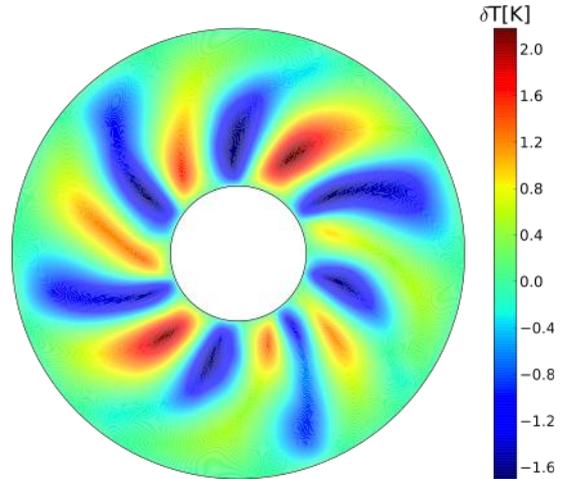


Fig. 15 Surface temperature fluctuation without external force at  $t = 150$  s.

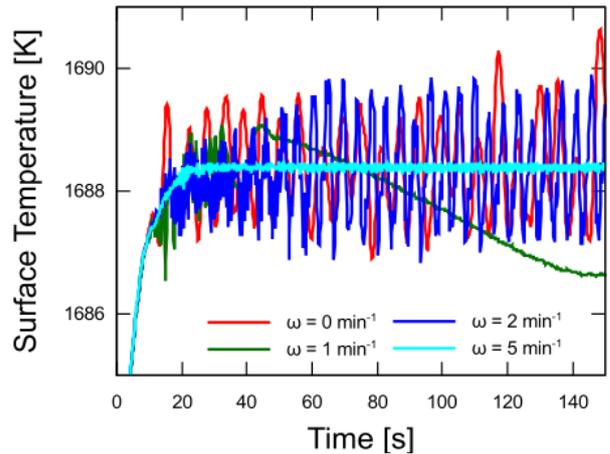


Fig. 16 Time development of surface temperature at  $r = 20$  mm with only crucible rotation.

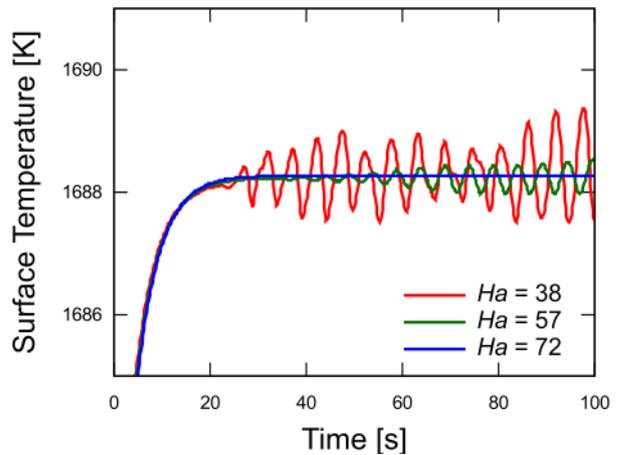


Fig. 17 Time development of surface temperature at  $r = 20$  mm with only magnetic field.

HTW の伝播速度はゼロに近くなっていた。回転数を  $2 \text{ min}^{-1}$  にした場合、回転無し ( $\omega = 0 \text{ min}^{-1}$ ) と同様な時間変化を示しており、弱い回転では HTW の抑制効果が見られないことがわかる。回転数を  $5 \text{ min}^{-1}$  まで増加すると温度変動の振幅はゼロに近づくが、HTW は完全に消失しなかった。このように、るつぼ回転による HTW の抑制効果は回転数に単調に比例しないことがわかる。

一方、磁場のみを印加したときの表面温度の時間変化を Fig. 17 に示す。磁場強度を増加すると温度変動の振幅は単調に減少し、 $Ha = 72$  の場合では HTW が完全に抑制されて二次元軸対称な流れとなった。

磁場のみの条件で HTW が完全に抑制されなかった条件  $Ha = 57$  に対し、るつぼ回転を同時に印加して計算を行った。その結果、回転数を  $2 \text{ min}^{-1}$  まで増加させると HTW が完全に抑制された。このときの各回転数における遠心力及び Lorentz 力の表面分布を Fig. 18 及び Fig. 19 に示す。Lorentz 力はマランゴニ対流の速度が大きい内壁近傍で強く働き、HTW の温度変動パターンに対応していることがわかる。一方、遠心力は半径距離に比例するため、外壁に近づくにつれて強くなる。ゆえに、二つの外力が分離してるつぼ内で働くため効果的に HTW を抑制できたと考えられる。この複数外力印加の有用性を検証するために、流体全体に作用する外力及びその総和を Table 3 に示す。回転のみ ( $\omega = 5 \text{ min}^{-1}$ ) の場合、大きい外力が働くが HTW は完全には抑制できなかった。一方磁場のみ ( $Ha = 72$ ) の場合では、回転のみの半分以下の外力で抑制可能であり、本解析対象に対して縦磁場の利用は

効果的である。回転と磁場を組み合わせた場合、 $Ha = 57$ ,  $\omega = 2 \text{ min}^{-1}$  の条件では磁場のみ ( $Ha = 72$ ) と同等の外力で HTW を抑制可能であり、弱い外力の組み合わせによっても HTW が抑制できることがわかった。本系と同様な浅い容器内の流動現象実験をそのまま微小重力環境下で行うことは困難と思われるが、前述の FZ など他の配置においても液相内流動現象に同様の検討を行うことで、微小重力環境に搭載する磁場印加装置を小型化でき、かつ印加する回転数を少なくして回転による波立ちを極力防ぐことができるなどの利点がある。

#### 4 結言

バルク単結晶成長プロセスに見られる対流現象及び熱・物質移動現象に対して数値シミュレーションを行い、実際の微小重力実験に対する指針を得るとともに、マランゴニ対流が顕在化する系における特徴的な対流現象が明らかとなってきたことを示した。ここで紹介した解析はコンピュータの性能向上と数値計算技術の発展によって可能となったが、両者が今後も発展し続けることは必至である。特に微小重力環境のような非日常の現象を理解し、微小重力環境の高度利用のための装置設計、操作条件設定には数値解析は今や欠かすことのできないツールである。加えて数値解析により、マクロからマイクロ、ひいては原子レベルまで、さらには長時間から短時間までを同時に扱えるようになることも現実味をおびて来っており、微小重力環境という場の有効利用に貢献すること

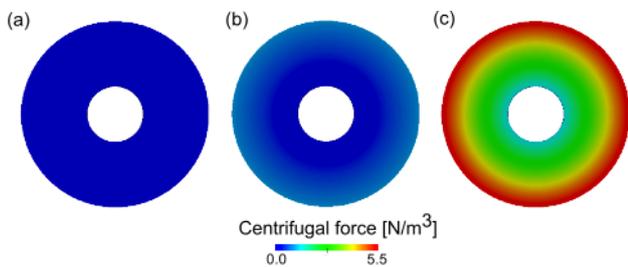


Fig. 18 Surface distribution of centrifugal force magnitude for  $Ha = 57$  at  $t = 100 \text{ s}$ : (a)  $\omega = 0 \text{ min}^{-1}$ , (b)  $\omega = 1 \text{ min}^{-1}$ , (c)  $\omega = 2 \text{ min}^{-1}$ .

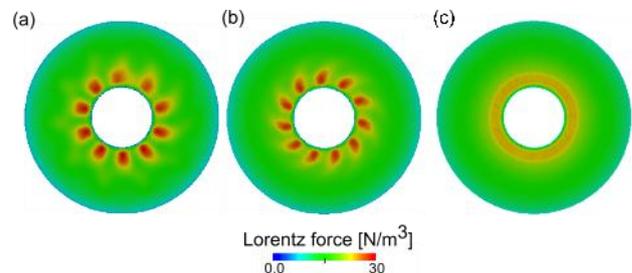


Fig. 19 Surface distribution of Lorentz force magnitude for  $Ha = 57$  at  $t = 100 \text{ s}$ : (a)  $\omega = 0 \text{ min}^{-1}$ , (b)  $\omega = 1 \text{ min}^{-1}$ , (c)  $\omega = 2 \text{ min}^{-1}$ .

Table 3 Resultant body force magnitudes for each case.

Hartmann number [-]	Rotation speed [ $\text{min}^{-1}$ ]	Lorentz force [ $\times 10^{-4} \text{ N}$ ]	Centrifugal force [ $\times 10^{-4} \text{ N}$ ]	Total force [ $\times 10^{-4} \text{ N}$ ]	Result flow pattern
0	5	0.000	5.297	5.297	HTW
57	0	1.412	0.000	1.412	HTW
57	1	1.416	0.212	1.628	HTW
57	2	1.419	0.848	2.266	2D flow
72	0	2.124	0	2.124	2D flow

により新しい科学, 新しい工学の創成が飛躍的に進むことが期待される。

## 5 謝辞

2 節に記した内容は静岡大学電子工学研究所, 早川泰弘教授との, 3 節に記した内容はカナダ, Victoria 大学, Sadik Dost 教授との共同研究の一環である。また本稿で紹介した結果は一部科学研究費補助金・基盤 B(課題番号 23360343)の援助を受けた。

## 参考文献

- 1) 千川圭吾 編著: バルク結晶成長技術, アドバンストエレクトロニクスシリーズ I-4, 培風館 (1994).
- 2) G. Rajesh, M. Arivanandhan, H. Morii, T. Aoki, T. Koyama, Y. Momose, A. Tanaka, T. Ozawa, Y. Inatomi and Y. Hayakawa: *J. Crystal Growth*, **312** (2010) 2677.
- 3) 早川, M. Arivanandhan, 田中, 岡野, 小澤, 新船, 稲富: 日本結晶成長学会誌, **39** (2012) 23.
- 4) G. Rajesh, M. Arivanandhan, N. Suzuki, A. Tanaka, H. Morii, T. Aoki, T. Koyama, Y. Momose, T. Ozawa, Y. Inatomi, Y. Takagi, Y. Okano and Y. Hayakawa: *J. Crystal Growth*, **324** (2011) 157.
- 5) Y. Takagi, N. Suzuki, Y. Okano, A. Tanaka, Y. Hayakawa and S. Dost: *Trans. JSASS, Aerospace Tech. Japan*, **10** (2012) Ph\_1.
- 6) M. Nobeoka, Y. Takagi, Y. Okano, Y. Hayakawa and S. Dost: presented at IWMCG-7 (2012).
- 7) OpenFOAM — The open source CFD toolbox, <http://www.openfoam.com/>
- 8) M. Lappa: Chapter 4 in “Fluids, Materials & Microgravity: Numerical Techniques and Insights into Physics”, Elsevier (2004).
- 9) T. A. Campbell, M. Schweizer, P. Dold, A. Cröll and K. W. Benz: *J. Crystal Growth*, **226** (2001) 231.
- 10) K. Hirata, A. Ishida, Y. Okano and S. Dost: *J. Jpn. Soc. Microgravity Appl.*, **25** (2008) 333.
- 11) H. Minakuchi, Y. Takagi, Y. Okano, K. Mizoguchi, S. Gima and S. Dost: *J. Advanced Research Physics*, **3** (2012) 011201.
- 12) H. Minakuchi, Y. Takagi, Y. Okano, T. Nosoko, S. Gima and S. Dost: *Trans. JSASS Aerospace Tech. Japan*, **10** (2012) Ph\_15.
- 13) 堤田, 水口, 高木, 岡野, 儀間: 第 25 回計算力学講演会 CD-ROM 論文集, p.118 (2012).
- 14) 水口, 堤田, 儀間, 高木, 岡野: 化学工学会第 44 回秋季大会, N107 (2012).
- 15) Y. Takagi, Y. Okano, H. Minakuchi, S. Dost : presented at IWMCG-7 (2012).
- 16) T. Azami, S. Nakamura, M. Eguchi and T. Hibiya: *J. Crystal Growth*, **233** (2001) 99.
- 17) M. K. Smith and S. H. Davis: *J. Fluid Mech.*, **132** (1983) 119.
- 18) M. K. Smith and S. H. Davis: *J. Fluid Mech.*, **132** (1983) 145.
- 19) Y. R. Li, N. Imaishi, T. Azami and T. Hibiya: *J. Crystal Growth*, **260** (2004) 28.
- 20) Y. R. Li, L. Xiao, S. Y. Wu and N. Imaishi: *Int. J. Heat Mass Transfer*, **51** (2008) 1810.
- 21) Y. Takagi, Y. Okano and S. Dost: *J. Heat Transfer*, **134** (2012) 012301.

(2012 年 11 月 5 日受理, 2012 年 12 月 26 日採録)