対流が存在する飽和多孔質体における凝固特性* (冷却面温度変動に対する固液界面位置の応答)

木村 繁 男^{*1}, 岡島 厚^{*2}
木綿 隆 弘^{*2}, 房岡 高 広^{*3}

Solidification in a Water-Saturated Porous Medium When Convection is Present

(Response of the Solid-Liquid Interface to the Cooling Temperature Fluctuation)

Shigeo KIMURA^{**}, Atsushi OKAJIMA,
Takahiro KIWATA and Takahiro FUSAOKA

^{**} Inst. of Nature and Environmental Technology,
2-40-20 Kodatsuno, Kanazawa-shi, Ishikawa, 920-8667 Japan

Fundamental study on a solidifying phenomenon in a rectangular water-saturated porous medium was carried out when vigorous convection occupies the liquid layer. The system is cooled from the upper boundary and heated from below. In this study, the dynamic response of the solid-liquid interface to the periodical temperature fluctuation at the cooling surface was investigated in detail. Especially, the amplitude of solid-liquid interface and the phase lag to the time-varying cooling temperature were monitored for various periods and cooling temperatures. One-dimensional numerical model was developed by assuming the constant convective heat flux from liquid regime. The numerical model explains well the observed experimental results. It is found that the amplitude of oscillating solid-liquid boundary increases in proportion to the temperature fluctuation period, and that both the thicker solid layer and the shorter period cause the greater phase lag.

Key Words: Solidification, Porous Medium, Cooling Temperature Fluctuation, Natural Convection, Numerical Analysis

1. 緒 論

凝固・融解現象は惑星科学や工学など幅広い分野で観察される現象である。相変化を利用した蓄冷形空調システムや金属の鋳造工程、食品の冷凍など我々の身近なところにも多く見られ、その特性の解明は極めて重要である⁽¹⁾⁽²⁾。流体で飽和した多孔質体内での凝固に関しては、岡田⁽³⁾⁽⁴⁾による円管まわりの凍結現象についての解析がある。また多孔質で満たされた矩形空間内での凝固プロセスについては水の密度極大を考慮した対流熱伝達率に関する Sugawara ら⁽⁵⁾による実験や、二次元数値計算により多孔質体内の凍結を論じた Sasaki ら⁽⁶⁾の研究がある。また Viskanta ら⁽⁷⁾による側壁に加熱・冷却部を有する矩形水槽における凝固成長の実験および数値計算など多くの報告がなされている。しかし、これまでの凝固・融解に関する研究は、系境界の温度を一定としているものがほとんどであった。凝固プロセスはおもに凝固点温度と

冷却面温度との差や、液相内での対流熱伝達によって支配されるが、主要な支配的要素の一つである冷却面温度が変動する場合に、固液界面がどのように変化するかは非常に興味深い問題である。Lock ら⁽⁸⁾による一次元半無限領域における水の周期的凝固プロセスに関する報告があるが、本研究では飽和多孔質体において、冷却面温度に時間的変動を与えた際の固相生成挙動の動的応答特性に注目した。

多孔質層内の動的凝固プロセスが関与する現象として、地下水の熱を有効利用する地中熱ヒートポンプシステムに関するものがあげられる。すなわち地中熱交換器周辺の地下水が凝固し、熱交換効率が低下する問題である。地中からの抽出熱量は地上における暖房負荷の大小により時間的に変動し、これに伴い地中熱交換器冷却面温度が変動することになる。また、地球物理学や環境科学の分野においては、寒冷地の凍土厚さの季節変動などが挙げられる⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。

本研究ではこのような背景から凝固・融解現象全般を対象とした基礎的研究として、水で飽和した正方形多孔質体内の水が上方から凝固点以下で冷却される場合の固相の生成挙動について検討した。液相部に自然対流を伴わない領域における研究が木村ら⁽¹¹⁾によってなされているが、本研究では液相部に活発な自然対

* 原稿受付 2004年7月20日。

^{*1} 正員、金沢大学自然計測応用研究センター(☎920-8667 金沢市小立野2-40-20)。

^{*2} 正員、金沢大学大学院自然科学研究科。

^{*3} 学生員、金沢大学大学院自然科学研究科。

E-mail: skimura@t.kanazawa-u.ac.jp

流を伴う場合を取り上げる。冷却側の境界条件として、冷却面温度に矩形波状の周期的変動を与え、加熱側の底面温度は凝固点以上の温度に固定した。このとき冷却面温度変動が凝固・融解過程に及ぼす影響を実験により明らかにするとともに、一次元数値計算モデルを提案し、比較的活発な対流が存在する場合の本計算モデルの有効性について検討した。

2. おもな記号

- C : 比熱 $\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$
 d : ガラスビーズ径 m
 F : 無次元固相厚さ
 f : 固相厚さ m
 g : 重力の加速度 m/s^2
 H : 水槽高さ m
 k : 熱伝導率 $\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$
 K : 透水性 m^2
 L : 凝固の潜熱 J/kg
 l : 代表長さ(平均固相厚さ) m
 $\overline{Nu}$: 平均ヌッセルト数
 P : 温度変動周期 h
 q'' : 平均熱流束 W/m^2
 Ra : 修正レイリー数
 Ste : ステファン数
 T : 温度 K
 t : 時間 s
 W : 水槽幅 m
 X : 無次元座標
 x : 物理座標 m
 α : 熱拡散率 m^2/s
 β : 温度による密度変化を示す係数 K^{-2}
 ϕ : 位相遅れ rad
 θ : 無次元温度
 ρ : 密度 kg/m^3
 τ : 無次元時間
 ξ : 計算座標
 ω : 冷却面温度変動の角振動数 s^{-1}
 ψ : 空げき率
 添 字
 C : 冷却面
 e : 有効物性値
 H : 加熱面
 l : 液相
 S : 固相
 o : 固液界面

Fig. 1 Experimental apparatus

Fig. 2 Rectangular tank filled with water saturated glass beads

3. 実験装置および方法

3・1 実験装置 本研究で使用した実験装置の概略を図1に、水槽の外観写真を図2に示す。水槽は内側の寸法が幅 $W180\text{ mm}$ × 高さ $H180\text{ mm}$ × 奥行き 175 mm であり、上下面は加熱冷却用の銅板、側壁は厚さ 15 mm のアクリル板でできている。水槽全体を外側からアクリル樹脂製の箱と発泡スチロールの箱で二重に囲み、さらに小形恒温装置により、間の空気層の温度を加熱面と冷却面温度の中間温度 $(T_H + T_C)/2$ に保つことで、系全体を断熱した。水槽上下面の銅板内部にはチャンバが設けられ、恒温冷凍装置からの一定温度の冷媒(エチレングリコール水溶液)が循環できるようになっている。供試多孔質体には平均直径 $d = 5\text{ mm}$ および 2 mm のガラスビーズを充てんして空間を蒸留水で満たしたものを用いた。なお、ガラスビーズを正方形水槽に満たした場合の空げき率の実測値は

ほぼ0.4であった。図2のように水槽内の温度分布および冷却面と加熱面の温度測定には合計20本のT形熱電対とデータロガーを使用した。

3.2 実験方法 本実験では上面銅板を冷却側、下面銅板を加熱側とするので、固相は上面から成長する。初期条件として、恒温冷凍装置A、Bにより冷媒を20°Cに保ち、水槽内全体が一樣な温度になるまで十分な時間を置く。その後、恒温冷凍装置Cにより、任意の温度に設定した冷媒を循環させ上面を冷却させる。冷却温度を周期的に変化させるために、もう一方の恒温冷凍装置Bを次の目的温度に設定しておき、流路のバルブを切換えて水槽上面の冷却面に矩形波状の温度変動を与えた。

3.3 固相厚さの測定方法 本研究で扱った水とガラスビーズからなる飽和多孔質体においては、固液界面の位置を外部より目視で確認することは非常に困難である。また、熱電対により凝固温度の場所を特定することも過冷却の影響や設置可能な本数を考えると適切ではない。そこで本実験では固相厚さの測定に、水が氷に相変化する際の体積膨張変化を利用した。つまり、氷層の成長に伴い排斥される水を水槽の底板近くの側壁細管より体積計に誘導し、空けき率、凝固に伴う密度変化より、生成した氷の固相厚さを算出した⁽⁵⁾⁽¹¹⁾。

4. 一次元数値解析

一般に多次元の自然対流計算は、多くの計算時間を要したり、高レイリー数領域で発散などの困難を伴う場合が多い。ここでは、液相部の温度場および流れ場に関する計算を省略し、対流の効果を固液界面が液相から受ける平均の対流熱伝達量で置き換えた一次元数値計算モデルについて述べる。図3に一次元解析モデルの概略を示す。液相部は固相厚さに比べ十分深く、固相下面は自然対流熱伝達による液相からの平均熱流束 q'' を受ける。また、冷却面温度が周期的に変動しても、固液界面の変動振幅が液相深さに比べ十分小さければ、熱流束は近似的に一定とみなすことができる。

冷却面温度が一定で定常状態になっている場合、固相が液相から受ける平均熱流束と、固相内の平均熱流束は等しくなる。固相内温度分布は図3のように直線になり、したがって固相内の熱流束は冷却面温度と固相厚さから算出できる。これから固液界面が液相から受ける平均熱流束 q'' を決定することができる。以下に固相内のエネルギー保存式と固液界面でのエネルギーバランスの式を示す⁽¹²⁾。

Fig. 3 One-dimensional model and the coordinate system

固相内エネルギー式：

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \alpha_s \nabla^2 T_s \quad \dots\dots\dots (1)$$

固液界面熱平衡式：

$$\rho_s \phi L \frac{\partial f}{\partial t} = k_s \frac{\partial T_s}{\partial x} \Big|_{x=f} - q'' \quad \dots\dots\dots (2)$$

無次元パラメータ：

$$\left. \begin{aligned} \theta_s &= \frac{T_s - T_0}{T_0 - \bar{T}_c}, X = \frac{x}{l}, F = \frac{f}{l}, \tau = \frac{\alpha_s}{l^2} t \\ l &= \frac{k_s(T_0 - \bar{T}_c)}{q''}, Ste = \frac{C_s(T_0 - \bar{T}_c)}{\phi L}, \xi = \frac{X}{F} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (3)$$

式(3)を用いて式(1)、(2)に無次元化を施し、次の無次元支配方程式を得る。

固相内エネルギー式：

$$\frac{\partial \theta_s}{\partial \tau} = - \frac{\partial \xi}{\partial \tau} \frac{\partial \theta_s}{\partial \xi} + \left(\frac{\partial \xi}{\partial X} \right)^2 \frac{\partial^2 \theta_s}{\partial \xi^2} \quad \dots\dots\dots (4)$$

固液界面での熱平衡式：

$$\frac{\partial F}{\partial \tau} = Ste \left[\left(\frac{\partial \xi}{\partial X} \right) \frac{\partial \theta_s}{\partial \xi} \Big|_{\xi=1} - 1 \right] \quad \dots\dots\dots (5)$$

境界条件：

$$\theta_s = \theta(t) \quad \text{at} \quad \xi = 0 \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\theta_s = 0 \quad \text{at} \quad \xi = 1 \quad \dots\dots\dots (7)$$

なお、式(3)の温度の無次元化で $\bar{T}_c$ は時間平均冷却面温度である。移動境界の取扱いに際して、境界固定法⁽¹³⁾を適用した。また、式(4)、(5)の離散化には、空間の差分近似に四次精度多点差分、固液界面における温度こう配の算出には四次精度片側差分、時間進行法には二次精度のAdams-Bashforth法を用いた。Adams-Bashforth法は3時刻レベル法であるため計算開始時に2ステップ以上時間が経過していなければならない。そこで本研究では初期条件として、 $\tau = 0.02$ におけるノイマンの厳密解より得られる固液

界面位置と固相内温度分布を与えた。

本研究では、実験との比較をする場合、固相厚さから平均熱流束を算出したが、一般的には自然対流熱伝達の相関式から推定することができる。通常、無次元熱伝達率であるヌセルト数はレイリー数のべき乗という形をもっており、レイリー数は多孔質マトリックスの透水性、液相部厚さ、上下面間の温度差、飽和流体の物性値により決定される。

飽和多孔質体の有効熱伝導率は直接測定するか、液体と固体の体積平均から求められる。本実験では液相の場合は多孔質マトリックスであるガラスビーズと水の熱伝導率から $k_e = (1 - \phi)k_s + \phi k_l$ により計算し $k_{el} = 0.83 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$ を得た。また、京都電子工業(株)の熱伝導率計 QTM-D3 により直接測定も実施した。測定結果はこれより 5%ほど大きい値であった。氷層についても同様に計算し $k_{es} = 1.50 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$ を得た。

水の凝固のように 4°C における密度極大を伴う場合については、Sugawara らによる詳細な研究がある⁽⁵⁾。それによれば、密度極大の影響は、加熱側温度が高くなると小さくなる傾向がある。したがって、本実験条件のように加熱面温度が 4°C よりも比較的大きい場合は、密度極大の影響を無視した対流熱伝達の相関式から平均熱流束を推定可能と考える。

5. 実験と計算結果および考察

5.1 冷却面温度に対する固液界面変化 定常時の固相厚さを調べるために、下面の加熱面温度 $T_H = 20^\circ\text{C}$ で一定に保持し、上面の冷却面温度 T_c を $-3 \sim -6^\circ\text{C}$ の間で 1°C ごとの計 4 ケースについて実験

Fig. 4 Ice-layer thickness at steady state as a function of cooling temperature (The bottom temperature is fixed at $T_H = 20^\circ\text{C}$)

を行った。図 4 に冷却面温度 T_c に対する定常時の固相厚さを示す。定常時の固相厚さは冷却面温度 T_c の低下に伴い増加し、また、ガラスビーズ径が大きい $d = 5 \text{ mm}$ の場合のほうが対流熱伝達が活発になるため、固相の成長がより抑制されているのがわかる。

(a) $\bar{T}_c = -6^\circ\text{C}$, $P = 1 \text{ h}$

(b) $\bar{T}_c = -6^\circ\text{C}$, $P = 2 \text{ h}$

(c) $\bar{T}_c = -6^\circ\text{C}$, $P = 5 \text{ h}$

Fig. 5 Experimentally measured time-varying cooling temperature and the response of ice-layer thickness. The predicted values of the solid layer thickness by the one-dimensional model are also plotted

Fig. 6 Phase lag of oscillating ice-layer

次に、冷却面温度変動の影響を見るために、冷却面の平均温度に対して片振幅で 2°C の温度変動を与えた。本研究では冷却面温度について4ケース、ビーズ径について2ケース、温度変動周期について3ケースの合計24条件の実験および計算を行い、位相遅れと界面振動振幅について、固相厚さや温度変動周期との関連などを検討した。例として図5に冷却面温度 $T_c = -6 \pm 2^{\circ}\text{C}$ 、周期 $P=1, 2, 5\text{ h}$ で矩形波状に変動させた3ケースについて示す。固相厚さ f は、冷却面温度変動に対して変化するが、温度変動波形に対して位相遅れをもつて追従している。図5(a)の温度変動周期が小さいほうが界面振動振幅は小さくなっているが、位相遅れは大きいことがわかる。図5中には、一次元モデルによる数値計算結果を実線で示してある。図5に見られるように、計算値と実験値はよく一致している。

5・2 固液界面変動の位相遅れ 冷却面温度を矩形波状に変動させた際の固液界面振動の温度波形に対する位相遅れ ϕ を図6に示す。位相遅れ ϕ は温度が低下あるいは上昇した時刻と、固相が成長あるいは融解に転じた時刻の差に基づいている。横軸に定常時の固相厚さ f を、縦軸に位相遅れ ϕ をとった。位相遅れは平均固相厚さが減少するにつれ、温度伝播に要する時間が小さくなるため減少する。また、温度変動周期が増大すると、現象が準定常状態に近づくため位相遅れは減少する。固相厚さが小さい側の4点はビーズ径が $d=5\text{ mm}$ の場合であり、大きい側の4点はビーズ径が $d=2\text{ mm}$ の場合の実験結果である。 $d=5\text{ mm}$ の場合は液相内での自然対流が活発であり、固液界面への対流熱伝達も大きい。位相遅れは液相内の対流状態によらず平均固相厚さの減少、および温度変動周期の増大に伴い一様に減少している。また、実線で示した一次元計算の結果は実験とよく一致している。

Fig. 7 Overall amplitude of the solid-liquid interface

Fig. 8 Average Nusselt numbers obtained from steady state ice-layer thicknesses formed at the top wall

ただ周期1hの場合は最大40%ほど実験値が小さな値を示している。これは図5(a)のように $f(t)$ の振幅が約1mmと小さく、しかも山や谷が滑らかになり精確なピーク位置の判定が困難なためである。

5・3 固液界面振動振幅 次に、冷却面温度変動に対する固液界面振動振幅について述べる。図7に示すように、界面振動振幅は温度変動周期の増大とともに、固相内での温度変動の減衰が小さくなるため増大する。また、平均固相厚さの減少に伴い振動振幅は大きくなる。これは、一つには固相内部における温度変動の減衰が小さくなるからであり、同時に平均の冷却面温度に対する温度振幅が相対的に大きくなるためでもある。位相遅れの場合と同様に、ビーズ径によらず平均固相厚さの減少に対し、振動振幅は一様に大きくなっている。実験結果と一次元計算結果は、この場合も良好な一致を示している。

5・4 液相内の対流と平均ヌッセルト数 水槽内液相部における自然対流の平均ヌッセルト数の値を木

Fig. 9 Vertical temperature distributions in the tank filled with water-saturated glass beads

村ら⁽¹¹⁾の自然対流を伴わない場合の値と比較し、液相内の対流の影響について考察する。平均ヌッセルト数、修正レイリー数はBlakeら⁽¹⁴⁾に従い次式で定義する。

$$\overline{Nu} = \frac{q''}{k_e(T_H - T_0)/(H - \bar{f})} \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$Ra = \frac{g\beta(T_H - 3.98)^2 K(H - \bar{f})}{\alpha_e \mu} \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここで β は温度に対する密度変化を温度の二次関数として近似した場合の係数で $\beta = 8 \times 10^{-6} \text{K}^{-2}$ の値を有する。

木村らの実験条件はガラスビーズ径 $d = 5 \text{ mm}$ 、加熱面温度は 8°C 、冷却面温度は -2°C から -6°C である。図8に定常状態での氷層厚さから求めた各冷却面温度における平均ヌッセルト数の値を示す。木村らの実験では冷却面温度の大小にかかわらず、 $\overline{Nu}$ はほぼ一定で約1.3であった。 $\overline{Nu}$ が1よりもわずかに大きいのは外界から水槽への熱の浸透によるものと推定された。これに対し、本研究ではビーズ径 $d = 2 \text{ mm}$ の場合の平均値が $\overline{Nu} = 1.27$ 、ビーズ径 $d = 5 \text{ mm}$ の場合の平均値が $\overline{Nu} = 2.54$ となった。また、冷却面温度に対する $\overline{Nu}$ の依存性はあまり見られない。これは平均の冷却面温度変化による平均固相厚さの変動が、液相部深さに対して小さいためである。図9にはこのときの水槽内温度分布を示す。ビーズ径 $d = 2 \text{ mm}$ の場合は温度分布が直線に近く、対流の効果はほとんど現れていない。これに対して、 $d = 5 \text{ mm}$ の場合は水槽中間部が対流によってかきはんされ、温度が均一に近くなっている。

木村ら⁽¹¹⁾の実験結果を、Blake⁽¹⁴⁾らの数値計算結果と比較すると、実験の場合は、加熱面温度が 8°C で修正レイリー数はいずれも臨界値200以下となり、対流が生じていないことがわかる。この場合、液相部は熱伝導が支配的となり、液相からの平均熱流束を一定と仮定することにより氷層の平均厚さの時間的変動をよくとらえることができた。これは氷層の振幅が液相厚さの5%以下であり、液相内での鉛直方向温度こう配があまり変化しないためである。本研究ではBlakeらの数値計算の適用範囲を超えているため、直接の比較はできないが、特にビーズ径が 5 mm の場合に $\overline{Nu}$ が大きく、活発な対流が発生しているのは明らかである。この場合も一次元数値計算と実験結果はよく一致することが確認できた。このことから、液相部で活発な自然対流が存在する場合でも、対流熱伝達の効果を一次元モデルで固液界面での平均熱流束として表現することにより、平均氷層厚さの動的挙動を記述することが可能である。一般的に平均熱流束 q'' の決定には対流熱伝達の相関式が必要となる。このような相関式が存在する問題については平均熱流束がただちに計算でき、提案した一次元計算モデルを適用することにより温度変動周期や温度変動振幅をさまざまに変化させた場合の平均固層厚さの時間的変動を簡便に計算することができる。

6. スケールアナリシス

ここでは、冷却面温度が時間的に周期変動するとき、氷層の平均厚さ変動とその位相遅れについてスケールアナリシスに基づき考察する。一様温度を有する半無限媒体で、境界温度が時間的に変動する場合の温度場に関する問題は、よく知られているようにストークス第2問題として解くことができる。いま簡単のため、冷却面温度が平均温度 $\bar{T}_c$ のまわりに温度振幅 ΔT_c 、角振動数 ω で正弦波状に時間変動する場合を想定する。このとき、ある深さ $\bar{f}$ における温度変動を考えると、その深さにおける温度変動の大きさと位相遅れは、これと同じ平均厚さをもつ氷層の成長と減退、およびその位相遅れを支配していると考えられる。すなわち、媒体が有限の厚さをもつ場合でも、無限媒体中と同じように境界面での温度変動が固液界面まで伝ばすると仮定する。したがって、冷却面からの距離 $\bar{f}$ (平均氷層厚さ)での固液界面の変動幅 Δf は、半無限媒体中で同じ距離だけ離れている位置での温度変動の大きさに比例すると考えられる。ストークスの解から次の比例関係が得られる。

Fig. 10 Phase delay of oscillating solid-liquid boundary against the nondimensional thickness of ice layer

Fig. 11 Nondimensional amplitude of the solid-liquid boundary against the nondimensional thickness of ice layer

$$\frac{\Delta f}{f} \sim \frac{\Delta T_c}{T_c} \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha_s}} \bar{f}\right) \sin\left(\omega t - \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha_s}} \bar{f}\right) \quad \dots\dots\dots (10)$$

これからただちに、矩形波状に冷却面温度が変動する場合にも位相差と固液界面の振動振幅はともに無次元距離(無次元氷層厚さ) $\sqrt{\omega/\alpha_s} \bar{f}$ の関数となることがかうかがえる。そこで図6, 7の位相差と界面振幅に関する実験結果を無次元氷層厚さ $\sqrt{\omega/\alpha_s} \bar{f}$ の関数として表すことを試みる。ただし、固液界面の振動振幅に関しては式(10)から次の無次元振幅 $\ln[(\Delta f/\bar{f})/(\Delta T_c/\bar{T}_c)]$ を縦軸にとる。このようにまとめた実験結果は、図10と図11に見るようにややばらつきがあるものの、無次元氷層厚さ $\sqrt{\omega/\alpha_s} \bar{f}$ に対して単一の関数として整理されるのがわかる。図10, 11中の実線はプロット点に対するカーブフィットから求めたものである。本実

験のように、上方冷却で、冷却面温度変化に対する固相厚さの変動振幅が液相深さに比べ十分小さい場合、位相遅れに対して式(11)、界面の振幅について式(12)がよい近似式である。

$$\phi = \frac{\pi}{4} \left(\sqrt{\frac{\omega}{\alpha_s}} \bar{f} \right)^2 \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$\ln\left(\frac{\Delta f/\bar{f}}{\Delta T_c/\bar{T}_c}\right) = 0.08 \left(\sqrt{\frac{\omega}{\alpha_s}} \bar{f} \right)^{-2} \quad \dots\dots\dots (12)$$

7. 結 論

正方形水槽にガラスビーズと水を満たした飽和多孔質体の下面を20°Cに保持し、上面を氷点下で冷却し、冷却面温度を矩形波状に周期変動させた際の凝固・融解応答特性について調べ、以下の結果を得た。

(1) 冷却面温度変動を与えた際の固液界面位置変動の振幅は、平均固相厚さの減少および温度変動周期の増大とともに大きくなる。

(2) 冷却面温度変動に対する固液界面位置変動の位相遅れは、平均固相厚さの減少および温度変動周期の増大に伴い減少する。

(3) 固液界面が液相部から受ける対流による平均熱流束を一定と仮定した一次元数値計算コードを開発し、実験との比較を通して、活発な対流熱伝達を伴う条件下での、本計算モデルの有効性を示した。

(4) スケールアナリシスにより、冷却面温度の周期的変動に対する固液界面変動の振幅と位相遅れが無次元固相厚さの関数として整理できることを示した。

文 献

- (1) 尾添敏之, Cz法における磁場による自然対流の制御, ながれ, **19** (2000), 296-305.
- (2) 多田幸生・林勇二郎, 生物体凍結における伝熱と細胞の生存, 伝熱研究, **37**-145 (1998), 13-20.
- (3) 岡田昌志, ダルシー流中に直交して置かれた二円柱周りの凍結, 冷凍, **54**-625 (1979), 891-898.
- (4) 岡田昌志, ダルシー流中に直交して置かれた二円柱周りの凍結問題の近似解法, 冷凍, **56**-639 (1981), 3-13.
- (5) Sugawara, M., Inaba, H. and Seki, N., Effect of Maximum Density of Water on Freezing of a Water-Saturated Horizontal Porous Layer, *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **110** (1988), 155-159.
- (6) Sasaki, A., Aiba, S. and Fukusako, S., Numerical Study on Freezing Heat Transfer in Water-Saturated Porous Media, *Numer. Heat Transf., Part A*, **18** (1990), 17-32.
- (7) Viskanta, R. and Beckerman, C., Natural Convection Solid/Liquid Phase Change in Porous Media, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **31** (1988), 35-46.
- (8) Lock, G. S. H., Gunderson, J. R., Quon, D. and Donnelly, J. K., A study of One-Dimensional Ice Formation With Particular Reference to Periodic Growth and Decay, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **12** (1969), 1343-1351.
- (9) 越後亮三・原武志・平田賢, 表面温度が周期的に変化する

- る系の凍結・融解に関する解析, 機論, **68**-669 (2002), 1531-1536.
- (10) 越後亮三・原武志・平田賢, 表面温度が周期的に変化する系の凍結・融解に関する解析(続報), 機論, **69**-683 (2003), 1673-1678.
- (11) 木村繁男・岡島厚・木綿隆弘・中村太樹, 上方冷却による矩形水槽内での飽和多孔質体の凝固・融解特性, 機論, **69**-682, B(2003), 1482-1487.
- (12) 木村繁男・岡島厚・木綿隆弘・村井孝行, 凝固過程の動的な応答に関する数値解析(周期的冷却温度変化に対する固相厚さの応答), 機論, **68**-665, B(2002), 175-180.
- (13) Saitoh, T., Numerical Method for Multi-Dimensional Freezing Problems in Arbitrary Domains, *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **100** (1978), 294-299.
- (14) Blake, K. R. and Bejan, A., Natural Convection Near 4°C in a Water Saturated Porous Layer Heated from Below, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **27**-12 (1984), 2355-2364.
-