水溶液で満たされた多孔質体内に置かれた
水平円管周りの凝固*岡田 昌志^{*1}, 松本 浩二^{*2}, 藪下 雄一^{*3}Solidification around Horizontal Cylinder in Porous Medium Saturated
with Aqueous Solution

Masashi OKADA, Koji MATSUMOTO and Yuuichi YABUSHITA

In order to clarify phenomena such as the solidification of soil containing seawater in the ground freezing technique, a horizontal copper cylinder was set in a porous medium saturated with an aqueous solution, and the porous medium, whose size was sufficiently large compared with the cylinder, was solidified by cooling the cylinder. Such a solidification process with natural convection caused by the temperature and concentration gradients in the liquid and mushy regions was studied analytically and experimentally. From the comparison of the analytical results with the experimental ones, the present analysis was found to be useful to simulate this solidification process. By the analysis, the characteristic of the solidification process, especially, the influence of grain size of the porous medium on the solidification phenomenon, was clarified.

Key Words: Solidification of Soil, Aqueous Solution, Porous Medium, Darcy Flow, Horizontal Cylinder, Mushy Region, Permeability, Double-Diffusive Convection

1. 緒 論

間げきが水溶液で満たされた粒子充てん層内の凝固現象の解明は凍結工法⁽¹⁾における海水を含んだ土壌の凍結などにみられる工学的に重要な問題である。このような現象は、水溶液の凝固に伴う溶質の掃出しとその溶質の拡散、さらには、マッシュ領域とよばれる固液共存領域の成長が、マッシュ領域および未凝固領域内における温度差と濃度差によって引き起こされる二重拡散対流と相互干渉しながら進行する複雑な現象である。そのためこの凝固過程を明らかにするには以下の点に関する検討が不可欠である。

- (1) 物質拡散がその凝固過程に及ぼす影響。
- (2) 二重拡散対流がその凝固過程に及ぼす影響。
- (3) マッシュ領域の成長に伴い変化するマッシュ領域の透過率がその凝固過程に及ぼす影響。

間げきが水溶液で満たされた粒子充てん層内の凝固現象に関しては、著者らの知る限り二、三の報告がなされているにすぎない^{(2)~(4)}。そして、それらは実験の

みに基づく研究⁽²⁾⁽³⁾や物質拡散と自然対流の影響を無視した条件での解析による研究⁽⁴⁾であり、互いに関連した上記三点の問題の検討はなされていない。

著者らは既報⁽⁵⁾⁽⁶⁾において、上記の三点を考慮にいられて、く形容器内において初期濃度 10 wt% または 3 wt% の NaCl-水溶液を満たした多孔質体を容器の一方の垂直壁から凝固させる系を取り上げ、その現象を実験と解析により明らかにした。解析にあたっては、この凝固現象を支配する最も重要な因子の一つであるマッシュ領域の透過率 k を局所的にマッシュ領域内の液相の体積分率 χ の関数として次式で表せることを示した。ここで k_0 , ϕ は記号表に示してある。

$$(k/k_0) = (\chi/\phi)^n \dots\dots\dots (1)$$

そして、実験および解析結果から、用いた解析はその凝固現象をシミュレートするのに有効であることを示した。さらに、解析により、多孔質体を構成するピーズの材質、平均直径そして水溶液の初期濃度がその凝固過程に及ぼす影響を明らかにし、その凝固現象の特性を解明した。本報では、凍結工法における海水を含んだ土壌凍結(例えば、土質を砂れきとした場合透過率 $k_0 = 1.0 \times 10^{-9} \text{ m}^2$ であり⁽⁹⁾、凍結工法の一般的仕様である冷却管径 2~6 in で温度・濃度修正レーレー数 Ra_T , Ra_c を概算すると、 $0.38 \leq Ra_T \leq 1.14$, $-188 \leq$

* 原稿受付 平成5年10月12日。

*¹ 正員、青山学院大学理工学部(〒157 東京都世田谷区千歳台6-16-1)。*² 正員、宮崎大学工学部(〒889-21 宮崎市学園木花台西1-1)。*³ (株)SONY(〒141 東京都品川区北品川6-7-35)。

$Ra_c \leq -63$ となる)における基本現象を解明するために、球形ガラスビーズの充てん層を多孔質体として取扱い、水溶液で満たされたその多孔質体の中に水平に置かれた円管周りの凝固現象について検討する。水溶液として初期濃度 3 wt% の NaCl-水溶液を使用し、多孔質体を充てんする容器の寸法は円管半径より十分に大きいとする。解析方法は既報と基本的に同じであり、式(1)の指数 n に関しては、著者らの一連の研究結果⁽⁶⁾⁽⁷⁾を基に $n=8$ として、上記の凝固現象の実験と実験のシミュレーション解析を行った。そして多孔質体内の温度や濃度分布、流線や液相体積比の分布、凝固界面に関して得られた結果についての詳細な検討を行うことにより、この凝固過程の特性を明らかにする。さらに凝固前の透過率 k_0 をパラメータとした解析を行い、このパラメータがヌッセルト数、マッシュ領域内に形成される氷の量、そしてマッシュ領域内の平均液相体積分率に及ぼす影響を明らかにする。

おもな記号

c : 比熱 J/(kg・K)
 $(c\rho)$: 熱容量 J/(m³・K)
 $(c\rho)_e$: 有効熱容量 J/(m³・K)
 $(c\rho)^*$: 無次元有効熱容量 $= (c\rho)_e / (c\rho)_L$
 C : 濃度 wt%
 C_V : 質量濃度 kg/m³
 ただし、
 $C_V = (0.023\,79C^2 + 7.051C + 999.5)C/100$
 C_{VC} : 冷却円管表面温度での飽和質量濃度 kg/m³
 C_{VBT} : 共晶温度での飽和質量濃度 kg/m³
 D : 物質拡散率 m²/s
 D_b : 平均ビーズ直径 m
 F_o : フーリエ数 $= (t/r_0^2)[\lambda_{el}/(c\rho)_L]$
 g : 重力の加速度 m/s²
 Δh : 凝固潜熱 J/kg
 I_{total} : マッシュ領域内に生成される氷の量の無次元値 $= (1/\pi r_0^2) \int_s (\Phi - \chi) dS$
 k : 透過率 m²
 k_0 : 凝固前の透過率 m²
 k^* : 無次元透過率 $= k/k_0$
 Le : ルイス数 $= [\lambda_{el}/(c\rho)_L] \cdot (1/D)$
 Nu : 平均ヌッセルト数 $= \bar{q} r_0 / [\lambda_{el} \cdot (T_{il} - T_{ET})]$
 $\bar{q}$: 円管表面での平均熱流束 W/m²
 $r-\phi$: 円筒座標系 m-rad
 r_0 : 円管半径 m
 r_1 : 半径方向の計算領域 m

R : 無次元半径 $= r/r_0$
 Ra_c : 濃度変化による修正レーレー数 $= g\beta_c(C_{VET} - C_{Vi}) \cdot r_0^3 / [(\mu_0/\rho_L)(\lambda_{el}/(c\rho)_L)] \cdot (k_0/r_0^2)$
 Ra_T : 温度変化による修正レーレー数 $= g\beta_T(T_{il} - T_{ET}) \cdot r_0^3 / [(\mu_0/\rho_L)(\lambda_{el}/(c\rho)_L)] \cdot (k_0/r_0^2)$
 R_1 : $= r_1/r_0$
 S : マッシュ領域の断面積 m
 Ste : ステファン数 $= (c\rho)_L(T_{il} - T_{ET})/(\rho_s \Delta h)$
 t : 時間 s
 T : 温度 °C
 T_{BC} : 円管内に流されるブライン温度 °C
 T_c : 冷却円管表面の温度 °C
 T_{ET} : 共晶温度 °C
 T_{il} : 初期濃度に対する凝固温度 °C
 u : r 方向の見掛けの速度 m/s
 U : 無次元速度 $= (ur_0) \cdot (c\rho)_L / \lambda_{el}$
 v : ϕ 方向の見掛けの速度 m/s
 V : 無次元速度 $= (vr_0) \cdot (c\rho)_L / \lambda_{el}$
 ギリシャ文字
 α : 無次元初期濃度 $= C_{Vi}/(C_{VET} - C_{Vi})$
 β_c : 濃度変化による体膨張係数 (kg/m³)⁻¹
 β_T : 温度変化による体膨張係数 K⁻¹
 θ : 無次元温度 $= (T - T_{il})/(T_{il} - T_{ET})$
 θ_c : 無次元円管表面温度 $= (T_c - T_{il})/(T_{il} - T_{ET})$
 λ_e : 有効熱伝導率 W/(m・K)
 λ_e^* : 無次元有効熱伝導率 $= \lambda_e/\lambda_{el}$
 μ : 粘性係数(温度と濃度の関数) kg/(m・s)
 μ_0 : 初期温度と初期濃度に対する粘性係数 kg/(m・s)
 μ^* : 無次元粘性係数 $= \mu/\mu_0$
 π : 無次元濃度 $= (C_V - C_{Vi})/(C_{VET} - C_{Vi})$
 $\pi_c = (C_{VC} - C_{Vi})/(C_{VET} - C_{Vi})$
 ν : 動粘性係数 m²/s
 ρ : 密度 kg/m³
 ϕ : 流れ関数 m²/s
 Ψ : 無次元流れ関数 $= \phi(c\rho)_L / \lambda_{el}$
 Φ : 空けき率 $= (V_0 - V_1)/V_0$
 χ : 多孔質体がマッシュ状態のときのマッシュ領域の液相の体積分率、または多孔質体が共晶状態のときの液相と共晶固体の体積分率 $= (V_0 - V_1 - V_2)/V_0$
 ω : 共晶分率 $= V_3/V_0$
 $(\chi - \omega)$: 液相の体積分率 $= V_4/V_0$
 ただし、
 V_0 : 多孔質体内の検査体積

$$= V_1 + V_2 + V_3 + V_4$$

V_1 : 検査体積内のビーズの体積

V_2 : 検査体積内の純氷の体積

V_3 : 検査体積内の共晶固体の体積

V_4 : 検査体積内の液相の体積

(x/ϕ) : 液相体積比 = 空けき率に対する液相体積の比

$$\overline{(x/\phi)}: \text{平均液相体積比} = (1/S) \int_S (x/\phi) dS$$

添 字

i : 初期値

L : 液相(水溶液)

S : 固相(氷または共晶固体)

2. 実 験

2.1 実験装置 図1に実験装置を示す。凍結工法における海水を含んだ土壌の凍結の基本現象を検討するために、多孔質体として平均直径 2.31 mm のガラスビーズ充てん層を用い、その多孔質体の間けきを初期濃度 3 wt% の NaCl-水溶液で満たした。冷却円管は外径 40 mm の銅管であり、多孔質体に水平に置かれている。また、ビーズを充てんする容器の寸法を円管半径より十分に大きくなるように配慮し、容器の大きさを 830 mm×370 mm×290 mm とし、アクリルにより製作した。実験装置は一定温度(あらかじめ設定された初期温度)の恒温箱の中に置かれている。

温度測定には、直径 0.1 mm の C-C 熱電対を通したステンレス管(外径: 0.8 mm, 内径: 0.6 mm)を実験槽内に 68 本設置して行った。本系は $\phi=0, \pi$ に関して温度分布が対称となるために、温度測定点は図2に示すように $0 \leq \phi \leq \pi$ の領域に放射状に配置した。それらの熱電対を通したステンレス管は、図1に示すように、厚さ 5 mm のアクリル製熱電対支持板に挿入し固定されている。円管表面の温度測定は、その表面に溝を掘りその溝に直径 0.1 mm の C-C 熱電対を接合させて測定した。

図3に液相領域の局所濃度の測定点を示す。外径

図1 実験装置

8.0 mm のステンレスチューブを多孔質体内に挿入し、注射器により約 0.2 ml の水溶液をサンプリングした。サンプリングした試料の濃度を電量滴定に基づく塩分濃度計によって測定した。氷の形成により、水溶液のサンプリングが困難となるのでマッシュ領域内の濃度測定は行っていない。

2.2 実験方法 3 wt% の初期濃度の水溶液を初期設定温度近傍まで冷却し、その水溶液を多孔質体内に満たす。このとき、多孔質体の空けき率 ϕ と凝固前の透過率 k_0 は、前もって測定されており、それぞれ 0.38 と $5.0 \times 10^{-9} \text{ m}^2$ であった。なお、透過率 k_0 の測定方法は文献(7)に示してあるので、本報では省略する。

実験槽内の温度分布が初期温度の $\pm 0.5^\circ\text{C}$ の範囲内になったとき、円管内部に一定温度のブラインを流すことにより円管表面から凝固が開始する。本報による実験では、円管表面温度を共晶点温度またはそれ以上一定値に保った。

実験槽内の温度は、実験開始後 80 min は 2 min ごとに、次の 80 min 間は 5 min ごとに、そしてそれ以上

図2 温度測定点

図3 濃度測定点

後は 10 min ごとに測定を行った。濃度測定は実験開始後 30 min ごとに行った。

円管表面温度と初期温度を変えて、上記の実験を繰返し行った。

3. 解 析

3・1 解析モデル 図 4 に解析モデルを示す。多孔質体の平均ビーズ直径を D_b とし、多孔質体の空げき率と凝固前の透過率はそれぞれ ϕ と k_0 とする。水平冷却円管の外半径を r_0 とし、多孔質体は半径方向に無限に広がっているものとする。初期濃度 C_i の水溶液が多孔質体内に満たされ、多孔質体は初期温度 T_i に設定される。円管表面を T_c に冷却することにより多孔質体を円管表面から凝固させる。上記の実験においては冷却円管表面温度は共晶点温度 T_{ET} 以上であったが、本解析では共晶点温度より低い場合にも適用できるようにモデルを拡張する。凝固の進行に伴い、円管表面から順に固相領域、液相と固相が共存するマッシュ領域、そして液相領域が現れる。この解析モデルに対してマッシュ領域と液相領域内での温度と濃度のこう配によって引き起こされる自然対流(二重拡散対流)を考慮した支配方程式を立て、数値解法により解く。

3・2 支配方程式 解析にあたっては以下の仮定を設けた。

- (1) 系は r - ϕ の二次元である。
- (2) 多孔質体内の流れは、ダルシーの法則に従う。
- (3) マッシュ領域での局所的相平衡が成り立つ。
- (4) Boussinesq 近似が成り立つ。
- (5) 水溶液の密度逆転および過冷却は起きない。

図 4 解析モデル

(6) マッシュ領域および共晶点での有効熱物性値は式(2)で表せる。

(7) 凝固温度と濃度の関係は直線によって近似できる。

(8) 物質拡散率は一定とする。

(9) 凝固潜熱は一定とする。

(10) 共晶固体の物性値は、純水の物性値と等しい。

(11) 相変化による体積膨張は無視できる。

(12) マッシュ領域の透過率は式(1)で表され、初期濃度 $C_i=3$ wt%における式(1)の指数は、 $n=8$ とする。

仮定(9), (10)は、なお検討の余地があるが、現在の所適当な値が不明であるため、それらの仮定を設けた。

上記の仮定の下、支配方程式、初期条件そして境界条件は、前述した無次元数によって以下のように表される。

多孔質体の有効熱物性値

$$A_e = \frac{x-\omega}{\phi} A_{el} + \left(1 - \frac{x-\omega}{\phi}\right) A_{es} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ただし、 $A_e = \lambda_e$ 、または $(c\rho)_e$ 、 A_{el} は液相とビーズの有効熱物性値 [λ_{el} 、または $(c\rho)_{el}$]、 A_{es} は固相とビーズの有効熱物性値 [λ_{es} 、または $(c\rho)_{es}$]。

エネルギー方程式

$$\begin{aligned} (c\rho)_e^* \frac{\partial \theta}{\partial F_0} + \frac{1}{R} \frac{\partial U \theta R}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial V \theta}{\partial \phi} \\ = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\lambda_e^* R \frac{\partial \theta}{\partial R} \right) + \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\lambda_e^* \frac{\partial \theta}{\partial \phi} \right) \\ - \frac{1}{Ste} \frac{\partial (x-\omega)}{\partial F_0} \quad \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

拡散方程式

$$\begin{aligned} x \frac{\partial \pi}{\partial F_0} + \frac{1}{R} \frac{\partial U \pi R}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial V \pi}{\partial \phi} \\ = \frac{1}{Le} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left\{ (x-\omega) R \frac{\partial \pi}{\partial R} \right\} \right. \\ \left. + \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial \phi} \left\{ (x-\omega) \frac{\partial \pi}{\partial \phi} \right\} \right] - (\pi + \alpha) \frac{\partial x}{\partial F_0} \quad \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

運動方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{R \mu^*}{k^*} \frac{\partial \Psi}{\partial R} \right) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{\mu^*}{k^*} \frac{\partial \Psi}{\partial \phi} \right) \\ = -R \sin \phi \left(Ra_r \frac{\partial \theta}{\partial R} + Ra_c \frac{\partial \pi}{\partial R} \right) \\ - \cos \phi \left(Ra_r \frac{\partial \theta}{\partial \phi} + Ra_c \frac{\partial \pi}{\partial \phi} \right) \quad \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

速度

$$U = \frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial \phi} \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$V = -\frac{\partial \Psi}{\partial R} \dots\dots\dots (7)$$

初期条件

$$\theta = \theta_i, \pi = U = V = 0 \dots\dots\dots (8)$$

境界条件

$$\begin{aligned} \partial \theta / \partial \phi = 0, \partial \pi / \partial \phi = 0, \\ \Psi = 0 [\phi = 0, \pi] \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

$\theta = \theta_c, \pi = \pi_c (\theta_c > -1 \text{ の場合})$ または $\pi = 1 (\theta_c \leq -1 \text{ の場合})$,

$$\Psi = 0 [R = R_0] \dots\dots\dots (10)$$

$$\theta = \theta_i, \partial \pi / \partial R = 0,$$

$$\Psi = 0 [R = R_1] \dots\dots\dots (11)$$

ただし,

液相領域: $x = \phi, \omega = 0$ の条件下, 式(1)~(7)を使用

マッシュ領域: $\pi = -\theta, 0 < x < \phi, \omega = 0$ の条件下, 式(1)~(7)を使用

共晶点: $\theta = -1, \pi = 1$ の条件下, 式(1)~(7)を使用

固相領域: $U = V = 0, x = \omega$ の条件下, 式(2), (3)を使用.

解法は保存形の差分式を用い, 対流項は一次の風上差分を, 空間に関しては二次の中間差分, 時間に関しては前進差分を用いて行った. 特に, マッシュ領域の x は, $\pi = -\theta$, と式(3), (4)を連立させ, π と $\partial \theta / \partial F_0$ を消去して $\partial x / \partial F_0$ に関する式を求め, 前進差分法により計算した.

なお, 半径方向の計算領域 R_1 は, 10, 20, 25 そして 50 の場合について計算を行った. その結果, 式(11)の境界条件を用いて, R_1 の大きさが円管の半径より十分に大きくなる条件を満たすようにして, $R_1 = 25$ または 50 とした. また, メッシュの分割数に関しても, R, ϕ 方向がそれぞれ $40 \times 40, 50 \times 50$ そして 100×50 の場合について計算を行った. それらの計算結果について測定精度を考慮したうえで比較検討し, メッシュの分割数を 50×50 または 100×50 とした.

4. 結果および検討・考察

計算に使用したおもな物性値を表1に示す. また,

表1 おもな物性値

$(c \rho)_L [J/(m^3 \cdot K)]$	4.19×10^6	$\beta_C [m^3/kg]$	-6.6×10^{-4}
$(c \rho)_{eS} [J/(m^3 \cdot K)]$	1.90×10^6	$\beta_T [1/K]$	5.0×10^{-5}
$(c \rho)_{eL} [J/(m^3 \cdot K)]$	2.58×10^6	$\lambda_{eS} [W/(m \cdot K)]$	1.47
$D [m^2/s]$	4.0×10^{-9}	$\lambda_{eL} [W/(m \cdot K)]$	0.87
$\Delta h [J/kg]$	335.6×10^3	$\nu [m^2/s]$	3.0×10^{-6}

以下に述べる検討は, 今回行った中の代表的な場合についてである. すなわち, 初期濃度 C_i , 初期温度 T_i そして円管表面温度 T_c に関する条件はそれぞれ, $C_i = 3 \text{ wt\%}$, $T_i = 10^\circ\text{C}$, $T_c = -21.2^\circ\text{C}$ (共晶温度) とした. 実験のシミュレーション解析にあたっては, 冷却円管表面での温度の測定値を境界条件として用いた.

温度の経時変化の一例として, 図5, 6にそれぞれ, 円管下部($\phi = 0$)と円管上部($\phi = \pi$)での実験結果と解析結果を示す. ここで, $k_0 = 5.0 \times 10^{-9} \text{ m}^2$, $Ra_T = 1.5$, $Ra_c = -2.5 \times 10^2$ である. 図5, 6中の各種の線が解析結果を, 各種のシンボルが実験結果を示す. ○印は円管表面温度の測定値であり, これを補間した実線を解

図5 円管下部($\phi = 0$)での温度の経時変化 [$C_i = 3 \text{ wt\%}$, $T_i = 10^\circ\text{C}$, $T_c = -21.2^\circ\text{C}$ (共晶温度), $k_0 = 5.0 \times 10^{-9} \text{ m}^2$, $Ra_T = 1.50$, $Ra_c = -2.50 \times 10^2$]

図6 円管上部($\phi = \pi$)での温度の経時変化 [$C_i = 3 \text{ wt\%}$, $T_i = 10^\circ\text{C}$, $T_c = -21.2^\circ\text{C}$ (共晶温度), $k_0 = 5.0 \times 10^{-9} \text{ m}^2$, $Ra_T = 1.50$, $Ra_c = -2.50 \times 10^2$]

析上の境界条件とした。実験結果と解析結果の比較より、両者の間にはよい一致が見られる。また、図5、6より、自然対流の影響より温度降下速度は円管下部で大きく、円管上部で小さいことがわかる。

濃度の経時変化の一例として、図7、8にそれぞれ、円管下部($\phi=0$)と円管上部($\phi=\pi$)での実験結果と解析結果を示す。図5、6と同じ実験に対する結果である。各種の線が解析結果を、各種のシンボルが実験結果を示す。図7に示されるように、実線と一点鎖線として示される解析結果に関して、凝固開始後 $t=10$ min および 20 min においてそれぞれわずかなではあるが、急激な濃度上昇がみられる。これは、溶質の掃出しを伴う凝固により円管近傍の水溶液の濃度が高くなり、そしてその高濃度の水溶液が円管下方に沈降していったためであると考えられる。しかし、その実線と一点鎖線に対応する実験結果の○印と△印に着目すると、そのような濃度上昇は現れていない。これは水溶液のサンプリング量の妥当性やサンプリング方法の正確さを含めた測定精度のためであると考えられる。図7の実線が $t=180$ min 付近で急激に上昇しているのは、その時刻でその点がマッシュ領域に入ったことを示している。一方、図8に示されるように $\phi=\pi$ 方向

図7 円管下部($\phi=0$)での濃度の経時変化 [$C_i=3$ wt%, $T_i=10^\circ\text{C}$, $T_c=-21.2^\circ\text{C}$ (共晶温度), $k_0=5.0 \times 10^{-9} \text{ m}^2$, $Ra_T=1.50$, $Ra_c=-2.50 \times 10^2$]

図8 円管上部($\phi=\pi$)での濃度の経時変化 [$C_i=3$ wt%, $T_i=10^\circ\text{C}$, $T_c=-21.2^\circ\text{C}$ (共晶温度), $k_0=5.0 \times 10^{-9} \text{ m}^2$, $Ra_T=1.50$, $Ra_c=-2.50 \times 10^2$]

の濃度変化はほとんど現れない。

本解析はマッシュ領域の透過率の表現に関してまだ完全ではない。すなわち、マッシュ領域の透過率は厳密には液相の体積分率 x のみの関数ではなく、凍結時の局所的な濃度にも影響されると考えられる。しかし透過率を式(1)のように x のみの関数とした本解析は基本的現象を踏まえており、実験結果と解析結果の間の差が比較的小さく、本解析は海水を含んだ土壌の凍結現象全体を比較的良好にシミュレートしていることがわかる。

図9、10に凝固前(液相領域)の透過率 k_0 をパラメ

図9 k_0 をパラメータとした場合の、 θ , Ψ , 凝固界面位置および (x/ϕ) に関する解析結果 [$F_0=20$, $C_i=3$ wt%, $T_i=10^\circ\text{C}$, $T_c=-21.2^\circ\text{C}$ (共晶温度), $k_0=1.0 \times 10^{-10} \text{ m}^2$, $Ra_T=3.05 \times 10^{-2}$, $Ra_c=-5.01$]

図10 k_0 をパラメータとした場合の、 θ , Ψ , 凝固界面位置および (x/ϕ) に関する解析結果 [$F_0=20$, $C_i=3$ wt%, $T_i=10^\circ\text{C}$, $T_c=-21.2^\circ\text{C}$ (共晶温度), $k_0=1.0 \times 10^{-8} \text{ m}^2$, $Ra_T=3.05$, $Ra_c=-5.01 \times 10^2$]

ータとした場合の、無次元温度 θ 、無次元流れ関数 Ψ 、凝固界面位置そしてマッシュ領域の液相体積比 (x/ϕ) に関する解析結果を示す。支配方程式から明らかなように、修正レーレー数 Ra_T と Ra_c が等しければ、 r_0 と k_0 を変化させても他の無次元数の値が同じとき解析結果は変わらない。したがって、 k_0 を変化させるということは r_0 を変化させたことにも対応する。また、 k_0 は多孔質体の粒子径 D_b の二乗にほぼ比例する⁽⁸⁾ ので、本実験において、 $D_b=2.31$ mm のとき $k_0=5.0 \times 10^{-9}$ m²であることを用いれば、 $k_0=10^{-10}$ m² のとき $D_b \approx 0.3$ mm、 $k_0=10^{-7}$ m² のとき $D_b \approx 10$ mm であることに相当する。図9の計算条件は $Fo=20$ 、 $k_0=1.0 \times 10^{-10}$ m²であり、このとき、 $Ra_T=3.05 \times 10^{-2}$ 、 $Ra_c=-5.01$ となる。図10の計算条件は $k_0=1.0 \times 10^{-8}$ m²で、他の条件は図9と同じである(この条件のとき、 $Ra_T=3.05$ 、 $Ra_c=-5.01 \times 10^2$ である)。図9(b)と図10(b)の Ψ に関する解析結果から明らかなように、 k_0 が大きくなると対流が活発となる。また、マッシュ領域内では界面近傍のごく狭い範囲でのみ対流が起きていることがわかる。図9(a)と図10(a)の比較より、 k_0 が小さい場合、図9(a)に示されるように多孔質体は円管周りにほぼ同心円状に冷却され凝固していることがわかる。一方、 k_0 が大きくなると自然対流が活発となるために、図10(a)に示されるように円管下部での温度降下が著しくなる。また、 k_0 が大きい場合、図10(b)に示されるように、 (x/ϕ) 値が0.3以上の領域が図9(b)の場合に比べ狭くなっており、凝固界面近傍に分布している。これは、 k_0 の増加に伴い液相領域の自然対流が活発となり、凝固界面での熱伝達が増加して凝固界面の成長が遅れる。一方、凝固に伴いマッシュ領域内において掃き出された溶質は対流により下方に運ばれ、その結果、高濃度の水溶液がマッシュ領

域内にとどまりにくくなり、固相の成長が促進される。結果として液相分率の高い領域は凝固界面近傍の狭い範囲に位置することになったと考える。

k_0 をパラメータとした場合の平均ヌセルト数の経時変化を図11に示す。図11から、 $k_0 \leq 1.0 \times 10^{-9}$ m² かつ $Fo \leq 20$ のとき、円管への伝熱量に及ぼす自然対流の影響が無視できることがわかる。

図12に k_0 をパラメータとした場合の、マッシュ領域内の氷の無次元生成量の経時変化を示す。図12より、 k_0 の増加に伴い自然対流が活発となるためマッシュ領域内に形成される氷の量が減少していくことがわかる。しかし例外的に、 $k_0=1.0 \times 10^{-9}$ m² の場合の氷の生成量は、 $k_0=1.0 \times 10^{-10}$ m² の場合の氷の生成量よりわずかに多くなっている。しかし、マッシュ領域の大きさに関してはこのような逆転はなく、 k_0 の増加に対し単調に減少する。これは、ある程度自然対流が生じたほうが、マッシュ領域内において掃き出された溶質の液相領域への流出が起ころやすくなり、その結果凝固点が上昇して氷が生成されやすくなるためで

図12 k_0 をパラメータとした場合の、マッシュ領域内の無次元氷生成量の経時変化 [$C_i=3$ wt%, $T_i=10^\circ\text{C}$, $T_c=-21.2^\circ\text{C}$ (共晶温度)]

図11 k_0 をパラメータとした場合の平均ヌセルト数の経時変化 [$C_i=3$ wt%, $T_i=10^\circ\text{C}$, $T_c=-21.2^\circ\text{C}$ (共晶温度)]

図13 平均液相体積比と修正レーレー数の関係 [$Fo=20$, $C_i=3$ wt%, $T_i=10^\circ\text{C}$, $T_c=-21.2^\circ\text{C}$ (共晶温度)]

あると考えられる。また、氷の熱伝導率が水溶液よりも大きいこともマッシュ領域内の氷の割合を増加させる働きをする。

平均液相体積比と修正レーレー数の関係を図 13 に示す。図 13 の結果から、修正レーレー数の増加に伴い自然対流が活発となり、その結果、図 10(b)の (x/ϕ) の検討において述べたようにマッシュ領域の固相割合が増加することがわかる。

5. 結 論

凍結工法における海水を含んだ土壌の凍結においてみられるような、NaCl-水溶液で満たされた多孔質体内に置かれた水平円管周りの凝固問題について実験と解析によって検討した結果、以下に示す結論が得られた。

(1) 本解析は凍結工法においてみられるような海水を含んだ土壌の凍結過程をよくシミュレートできる。

(2) k_0 が 10^{-9} m^2 以下で ($k_0=10^{-9} \text{ m}^2$, $C_i=3 \text{ wt\%}$ のとき, $Ra_T=0.305$, $Ra_c=-50.1$), F_o が 20 以下ならば、円管への伝熱量に及ぼす自然対流の影響は無視できる。

(3) 自然対流が活発となるに伴い、液相体積分率の大きい領域はマッシュ領域界面近傍の狭い範囲に押しとどめられ、マッシュ領域内に形成される固相割合が増加する。

最後に本研究の実験にあたっては当時青山学院大学 4 年生 橋本学君ならびに望月光之君に協力を得たことを記してここに謝意を表する。

文 献

- (1) 土木学会編, 土木工学ハンドブック(中巻), (1975), 1378, 技報堂.
- (2) Choi, J. and Viskanta, R., *Topics Heat Transf.*, **2**(1992), 159.
- (3) Choi, J. and Viskanta, R., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **36**-11(1993), 2805.
- (4) Cao, W. Z. and Poulikakos, D., *J. Thermophys.*, **5**-1(1991), 46.
- (5) Matsumoto, K., ほか 3 名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **36**-11(1993), 2869.
- (6) 松本・ほか 3 名, 機論, **59**-567, B(1993), 3544.
- (7) Okada, M., ほか 3 名, *Proc. 3rd Asian Thermophys. Propert. Conf.*, Beijing, China, (1992), 490.
- (8) Rumpf, H. and Gupta, A. R., *Chem. Ing Technol.*, **43**(1971), 367.
- (9) Jacob, B., *Dynamics of Fluids in Porous Media*, (1972), 136, American Elsevier Publishing Company, Inc..