

潜熱蓄熱用円筒容器のフィン による伝熱促進

伊 藤 定 祐 ・ 三 浦 直 勝 ・ 森 田 茂 弘

The Effect of a Fin on the Heat Transfer in a Cylindrical
Capsule Used for Latent Heat Thermal Energy Storage

Sadasuke ITO, Naokatsu MIURA and Shigehiro MORITA

Abstract

In order to enhance the heat transfer between the wall of a cylindrical capsule and the phase change material (PCM) in the capsule, a fin was fixed to the inside wall. In an experiment of solidification, the solid fraction and the shape of freezing front as a function of time were measured. The cylinder was made of copper tube with the inside diameter of 30.8 mm and the thickness of 2.1 mm. 99% pure n-octadecane, whose melting point was 28.0°C, was used as the PCM. The wall of the cylinder was cooled with spray of water at a constant temperature in the range between 4°C and 16°C below the melting point of the PCM. The results were compared with a simple analysis, which assumed quasi-steady state and which used one dimensional models in a cross section of a cylinder. The analysis agreed well with the experimental results. It was found that the shape of the freezing front, the solid fraction, and a dimensionless heat transfer rate were a function of a dimensionless time and another dimensionless value.

1. 緒 言

太陽熱や各種工場の排熱等の供給が時間的に不安定な熱エネルギーを有効に利用するために、あるいは安価な夜間電力を有効に利用するために、熱エネルギーが余剰にあるときに蓄えておき、不足しているときに貯蓄していた熱エネルギーを放出できるようにすること、いわゆる蓄熱を必要とすることが多い。蓄熱には、主に顕熱として蓄熱する方法と、潜熱として蓄熱する方法がある。融解熱を利用した潜熱蓄熱は、顕熱蓄熱に比べて蓄熱密度が高く、また、ほぼ一定温度で熱を出し入れできる利点があるので、最近活発に研究開発が行われている。潜熱蓄熱（潜熱蓄冷）の有効な利用方法の一つとして、夜間電力を利用し、製氷して蓄冷しておき、昼間の冷房負荷が大きくなって電力消費量がピークに達する頃に冷熱を放出させる方法があり、実用化されつつある^{1),2)}。

潜熱蓄熱においては、相変化材の熱伝導率が小さいため、熱の出し入れを行いにくく、このため、伝熱を促進させることが重要な課題になっている。伝熱促進に関する研究は比較的少なく、理論的に検討したものはごくわずかである^{3),4)}。

著者らは、先の報告^{5),6)}でカプセル型潜熱蓄熱用の円筒容器に金属板を挿入し、それらの伝熱促進効果を実験的に検討した。本報では、円筒容器内側にフィンを取り付け、その伝熱促進効果を実験的および理論的に検討した。

2. 記 号

A_s : 相変化を起こした部分（固相）の断面積	[m ²]
A_1 : 管断面積	[m ²]
A_f : フィンの断面積	[m ²]
k_f : フィンの熱伝導率	[W/(m · K)]
k_p : 相変化材の熱伝導率	[W/(m · K)]
L : 融解熱（凝固熱）	[J/kg]

- Q_x : x の位置における, 管長手方向単位長さ当たり,
フィンの半分の厚さの断面を x 軸方向に単位
時間当たり通過する熱量 [W/m]
- Q_y : 管長手方向単位長さ当たり, dx 間で y 軸方向に
単位時間当たり移動する熱量 [W/m]
- q : 管の単位長さ, 単位時間当たりの管壁からの放熱
量 [W/m]
- r_1 : 管内壁半径 [m]
- r_2 : 管外壁半径 [m]
- s : 固液界面の半径 [m]
- T : 温度 [°C]
- T_s : 融点 [°C]
- T_1 : 管内壁温度 [°C]
- T_2 : 管外壁温度 [°C]
- t : 経過時間 [s]
- X : 無次元距離, $X = x/r_1$ [-]
- ΔX : 節点間の無次元距離 [-]
- x : 管断面における管中心からのフィンの方向の
距離 [m]
- Y : フィンの表面での無次元固相厚さ, $Y = y/r_1$ [-]
- y : フィンの表面での相変化量 (固相厚さ) [m]
- β : 式 (13) で示される無次元値 [-]
- δ : フィンの厚さ [m]
- θ : 無次元温度 [m]
- ρ : 相変化材の密度 [kg/m^3]
- σ : 無次元放熱率 [-]
- τ : 無次元時間 [-]

$Y, \theta, \tau, \sigma, (A_s/A_1)$ の添字

i : 無次元時間 $\tau = \tau_i = i\Delta\tau$ の値

m : 無次元距離 $X = m\Delta X$ の値

n : 無次元距離 $X = n\Delta X = 1$ の値

3. 実験装置および実験方法

実験装置は文献 (5) または文献 (6) と同様のもの
で, Fig. 1 にその概略図を示す。実験装置本体の槽のほ
ぼ中央の高さの所に n -オクタデカン ($\text{C}_{18}\text{H}_{38}$, 純度
99%, 融点 28.0°C)⁷⁾ の充てんされた円筒カプセルが
設置されており, 上方の黄銅管に開けられた一列の多
数の孔から水を噴出させ, カプセルにかけることによ
り強制的に冷却または加熱させる。カプセルの初期温
度を n -オクタデカンの融点より約 0.2°C 高くしてか

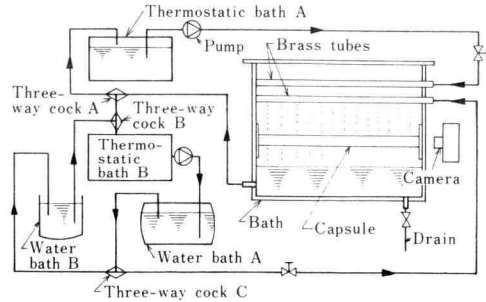


Fig. 1 Experimental Apparatus

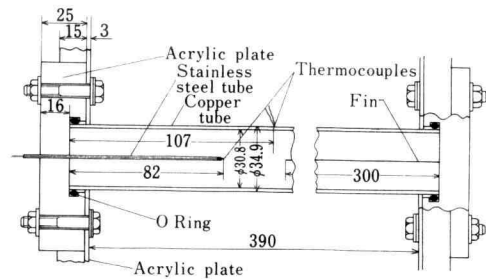


Fig. 2 Cylindrical capsule

ら凝固実験を開始するが, 初期のカプセル内の相変化
材を同温度にするために, 恒温槽 A で同温度にした水
を上部の黄銅管に通し, 一列に開けられた多数の孔か
ら噴出させてカプセルにかける。恒温槽 B は冷凍槽ま
たは加熱槽としても使用可能な恒温槽で, カプセルの
温度設定後, カプセルの冷却用または加熱用に用いる
ものである。実験開始後の水の循環経路は恒温槽 B
—水槽 A—三方弁 C—下部黄銅管—三方弁 A—三方弁
B—恒温槽 B である。

Fig. 2 は円筒カプセルの詳細図で, 管は内径 30.8
mm, 厚さ 2.1 mm の銅管でできている。管の端面は透
明アクリル樹脂板でできている。内部の相変化過程が
観察できるようになっている。フィンは厚さ 0.3 mm
の鉄板で管断面中央にはほぼ水平に入れてあり, フィン
の両端は管内壁に半田付けしてある。管壁温度の測定
には半田付けされた直径 0.2 mm の銅—コンスタン
タン熱電対を用い, 江藤電気製データロガ (サーモダ
ク III) により温度計測を行った。なおデータロガによ
る温度測定精度は $\pm 0.2^\circ\text{C}$ である。経過時間 t は, 冷却
水が銅管にかかった瞬間からストップウォッチで計
り, 凝固形状は, 熱電対が挿入されていない方の管側
面を写真撮影する事により得た。

4. 解 析

4.1 一次元準定常近似を組合せて用いた近似解

潜熱集中形の相変化材が封入された円筒カプセルの伝熱問題に対する解析は文献 (7) または (8) ですてになされた。内部にフィンがない場合の凝固過程に対する伝熱問題は準定常近似を用いれば簡単に解析することが出来る。本報では、Fig. 3 に示すような、内部に一枚のフィンを有する円筒形カプセルの伝熱問題を検討するが、現象が円周方向に一樣でなくなるので、一般的には解析は困難である。本近似解法では管内のフィン回りと管内壁回りのそれぞれの部分に一次元準定常近似を適用し、問題を簡単に解けるようにした。

本解法に用いた仮定は次のごとくである。

- (1) 相変化材は一定温度で融解または凝固する。すなわち、相変化材は潜熱集中形である。
- (2) 相変化材の初期温度は、融点にあり、熱は伝導によってのみ移動する。
- (3) 相変化に伴う相変化材の密度変化は起こらないものとする。また物性値は温度に依存せず一定であるものとする。
- (4) 任意の時間の温度分布は、そのときの境界条件に対する定常温度分布と等しい (準定常近似)。
- (5) 放熱量中の相変化材の顕熱分は潜熱分に比べて無視できる。
- (6) 管の熱抵抗は無視できる。従って、管内壁温度と外壁温度は等しい。
- (7) フィンの厚さ方向に温度は変化しない。
- (8) フィン回りの相変化を起こした部分においては、熱はフィンに対して直角な方向にのみ移動する。また、管内壁回りの相変化を起こした部分において、熱は管半径方向にのみ移動する。但し、管内壁回りの相変化を起こした部分 (Fig. 3 の C 点とフィン及び C 点と管壁を結ぶそれぞれの破線と、フィンおよび管壁で囲まれた部分) では熱の流れはないものとする。

Fig. 3 に示すように、フィンは管中心を通過して水平であるので、管はフィンの厚みの中心を通る x 軸に対して対称であり、また、管中心を通り、 x 軸に対して直角な y 軸に対しても対称になっている。従って、 x 軸で管長手方向に切断されたフィン断面および y 軸で管長手方向に切断されたフィン中心断面では断面に垂直な方向の熱の流れはないので、それぞれの断面は断熱されているものと考えてよい。Fig. 3 は、フィン上に固

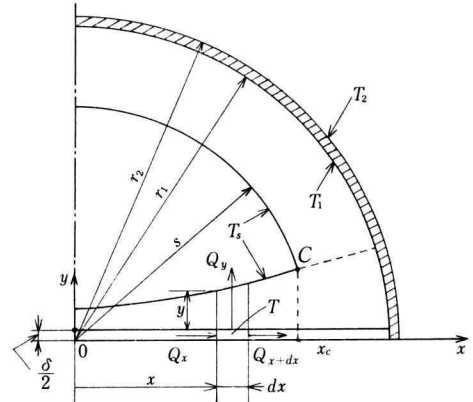


Fig. 3 Quarter of section of cylinder

相が析出しており、また、半径 r_1 の管内壁にも半径 s のところまで (仮定 8 により固液界面は一定半径を持つ) 固相が析出し、それぞれの固液界面が点 C のところで交わっている状態を示している。

凝固が開始してから任意の時間経過したときの管内壁回りの凝固量または固液界面の半径 s は文献 (7) または (8) に示す方法で容易に求める事ができる。そこで本報では、フィンの回りの凝固に関して主に説明する。

フィンの任意の位置 x において、フィン単位長さ当り (管単位長さ当り)、単位時間当り、フィン厚みの半分の断面を x 軸方向に流れる熱量 Q_x は次式で与えられる。

$$Q_x = -\frac{\delta}{2} k_f \frac{dT}{dx} \quad (1)$$

ここに k_f はフィンの熱伝導率、 δ はフィンの厚さ、 T は位置 x におけるフィンの温度である。

$x+dx$ の位置における熱伝達量 Q_{x+dx} は

$$Q_{x+dx} = Q_x + \frac{dQ_x}{dx} dx = Q_x - \frac{\delta}{2} k_f \frac{d^2 T}{dx^2} dx \quad (2)$$

で与えられる。

管中心 O と、C 点からの垂線と x 軸とが交わる点 x_c との間の任意の位置 x におけるフィン上の相変化材固相厚さを y 、融点を T_s 、 k_p を相変化材固相の熱伝導率とすると dx 間で y 軸方向に流れる熱量 Q_y はフーリエの一次元定常熱伝導の式より次式で与えられる。

$$Q_y = k_p \frac{T - T_s}{y} dx \quad (3)$$

フィンの微小間隔 dx の熱の釣合は、

$$Q_x - Q_{x+dx} = Q_y \quad (4)$$

式(1)~(3)を式(4)に代入すれば次式を得る。

$$\frac{d^2 T}{dx^2} - \frac{2}{\delta} \frac{k_p}{k_f} \frac{T - T_s}{y} = 0 \quad (5)$$

経過時間を t とすると固液界面での熱の釣合は次式で示される。

$$Q_y = -\rho L dx \frac{dy}{dt} \quad (6)$$

式(3)と式(6)より次式が得られる。

$$k_p \frac{T - T_s}{y} + \rho L \frac{dy}{dt} = 0 \quad (7)$$

ここで、フィンの無次元温度 θ 、フィンの中心からの無次元距離 X 、フィン上の無次元固相厚さ Y 、無次元時間 τ をそれぞれ次式で定義する。

$$\theta = \frac{T - T_s}{T_1 - T_s} \quad (8)$$

$$X = \frac{x}{r_1} \quad (9)$$

$$Y = \frac{y}{r_1} \quad (10)$$

$$\tau = -\frac{4k_p}{\rho L r_1^2} \int_0^t (T_1 - T_s) dt \quad (11)$$

これらの無次元量を用いると、式(5)は式(12)のようになる。

$0 \leq X \leq X_c (=x_c/r_1)$ のとき

$$\frac{d^2 \theta}{dX^2} - \frac{2}{\beta} \cdot \frac{\theta}{Y} = 0 \quad (12)$$

ここに

$$\beta = \frac{\delta k_f}{r_1 k_p} \quad (13)$$

$X > X_c$ に関しては、フィンは断熱されているものと仮定(仮定8)しているので、

$$\frac{d^2 \theta}{dX^2} = 0 \quad (14)$$

また式(7)は次式のようになる。

$$\theta d\tau - 4Y dY = 0 \quad (15)$$

上式を積分すれば

$$Y = \frac{\sqrt{2}}{2} \left\{ \int_0^\tau \theta d\tau \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (16)$$

初期条件および境界条件は次のごとくである。

初期条件:

$$\tau = 0 \text{ のとき} \quad \begin{cases} Y(X) = 0 \\ \theta(X) = 0 \end{cases} \quad (17)$$

境界条件:

$$X = 0 \text{ で} \quad \frac{d\theta}{dX} = 0 \quad (18)$$

$$X = 1 \text{ で} \quad \theta = 1 \quad (19)$$

式(12)、式(14)および式(16)を式(17)~(19)の条件を用いて解く事により、フィン上の相変化量、フィンの温度分布が求まる。

次に、単位時間当りの放熱量(放熱率) q について検討する。放熱量中の顕熱分を無視できるものとする、放熱率は単位時間当り、管単位長さ当りの凝固量に凝固熱を乗じたものである、相変化を起こした部分(固相部)の面積を A_s とすると

$$q = \rho L \frac{dA_s}{dt} \quad (20)$$

上式を無次元放熱率 σ で示すと次式のようになる。

$$\sigma = \frac{q}{k_p (T_s - T_1)} = 4\pi \frac{d}{d\tau} \left(\frac{A_s}{A_1} \right) \quad (21)$$

4.2 相変化量、フィンの温度分布、および放熱率に対する数値解法

無次元時間 τ を

$$\tau = \tau_i = i\Delta\tau \quad (22)$$

と差分形にし、Fig. 4 のごとくフィンを管中心から管内壁までの間で n 分割し、分割したうちの m 番目の要素の τ_i における無次元温度、無次元凝固量厚さをそれぞれ $\theta_{m,i}$ および $Y_{m,i}$ とすれば、式(16)は次式のような差分形で示される。

$$Y_{m,i} = \frac{\sqrt{2}}{2} \left\{ \sum_{j=1}^i \frac{\theta_{m,j-1} + \theta_{m,j}}{2} \Delta\tau \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (23)$$

式(12)を差分表示すれば

$0 \leq m\Delta X \leq X_c$ の場合

$$\frac{\theta_{m+1,i} + \theta_{m-1,i} - 2\theta_{m,i}}{(\Delta X)^2} - \frac{2}{\beta} \cdot \frac{\theta_{m,i}}{Y_{m,i}} = 0 \quad (24)$$

あるいは

$$\theta_{m,i} = (\theta_{m-1,i} + \theta_{m+1,i}) / \left\{ 2 \left(1 + \frac{(\Delta X)^2}{\beta Y_{m,i}} \right) \right\} \quad (25)$$

また、式(14)は次式で示される。

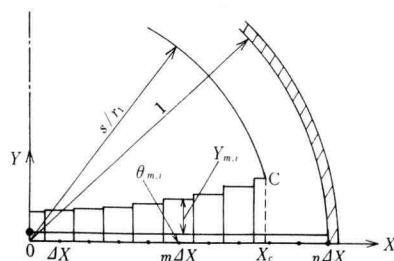


Fig. 4 Quarter of section of cylinder

$m\Delta X > X_c$ の場合

$$\theta_{m,i} = \frac{(\theta_{m-1,i} + \theta_{m+1,i})}{2} \quad (26)$$

式 (17), 式 (18) および式 (19) より

初期条件:

$$Y_{m,0} = 0 \quad (27)$$

$$\theta_{m,0} = 0 \quad (28)$$

境界条件:

$$\theta_{0,i} = \theta_{1,i} \quad (29)$$

$$\theta_{n,i} = 1 \quad (30)$$

式 (23), 式 (25) および式 (26) を繰り返し計算し, それぞれの位置での θ および Y の値を収れんさせることにより, フィンの各位置における無次元相変化量および無次元温度分布を求めることができる。無次元時間が τ_i のときの繰り返しの最初には, 式 (23), 式 (25) および式 (26) のそれぞれの右辺の無次元温度 $\theta_{m,i}$ ($m=1, \dots, n-1$) に τ_{i-1} のときのそれぞれの同位置の温度を最初の近似値として用い, 以後, 式 (25) および式 (26) で算出される値を次の繰り返しのときに用いばよい。

無次元時間が τ_i のときの凝固面積は, X が 0 から X_c までのフィン上の凝固量およびそれ以外の管内壁回りの凝固量を求め, それらを加算すればよい。

無次元放熱率 σ は, 式 (21) より次式で近似する事ができる。

$$\sigma_i = 4\pi \left\{ \left(\frac{A_s}{A_1} \right)_i - \left(\frac{A_s}{A_1} \right)_{i-1} \right\} \frac{1}{\Delta\tau} \quad (30)$$

5. 結果および考察

実験は, 凝固点と壁温との差が 4°C , 8°C および 16°C の 3 通りの場合について行った。Fig. 5 は温度差が 4°C および 16°C の場合の管断面写真であるが, 温度差が異なっても同一無次元時間における固液界面の形状はほぼ同一になっている。温度差が 8°C の場合も同様の事がわかった。フィン無しの場合の固液界面の位置は, 管外壁温度にかかわらず, 同一無次元時間において同一になるが⁶⁾, フィンのある場合も, 初期条件 {式 (17)} および境界条件 {式 (18), 式 (19)} が, 壁温にかかわらず, すべての場合に対して同じであるので, 式 (12), 式 (14) および式 (16) を解いて得られる固液界面位置は, 同一無次元時間において同一になることがわかる。

Fig. 6, Fig. 7 および Fig. 8 は温度差 16°C の場合の実験における固液界面形状と数値解における結果とを比較したものであるが, いずれの τ においても両者はよく一致している。なお, 数値解においては, 十分に

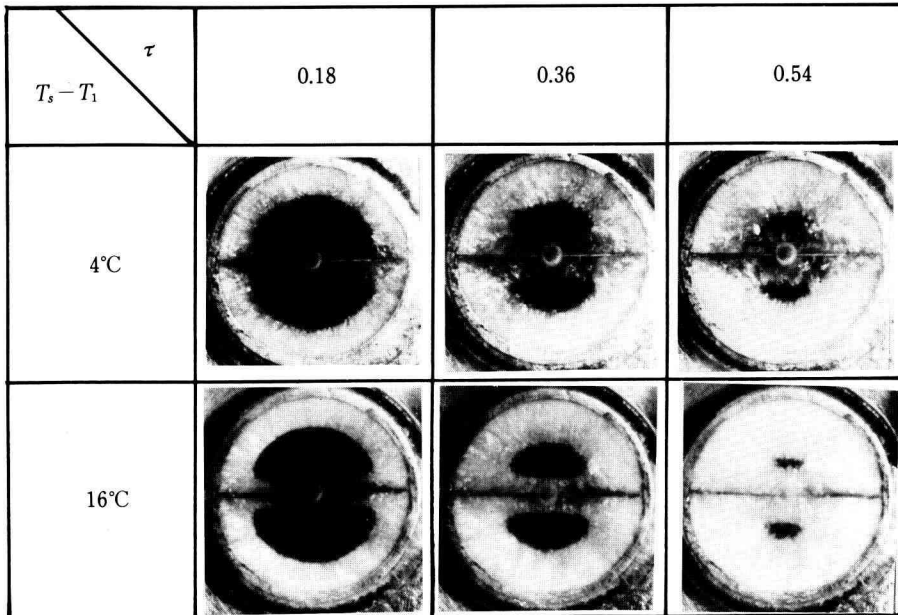


Fig. 5 Pictures of end section of cylinder

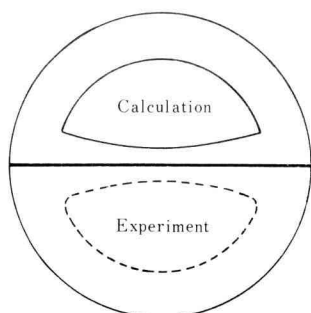


Fig. 6 Shape of freezing front
 $\tau=0.18, \beta=3.0$

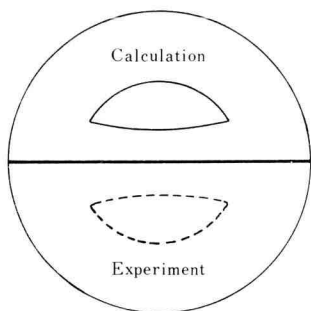


Fig. 7 Shape of freezing front
 $\tau=0.36, \beta=3.0$

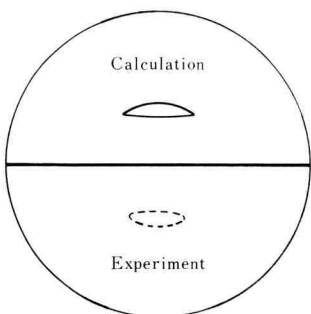


Fig. 8 Shape of freezing front
 $\tau=0.54, \beta=3.0$

収束する値を得るため、フィン幅の半分の分割数 n を 40, 無次元時間の増分 $\Delta\tau$ を 0.01, 繰り返し回数を 400 として演算を行った。また電子計算機で演算を行う都合上、フィンの初期無次元温度は零のかわりに十分零に近い値と考えられる 10^{-20} を、また無次元温度が零と 10^{-20} の間になった場合も、 10^{-20} になったものとして計算を行った。

β の値の凝固過程に与える影響を検討するため、 δ

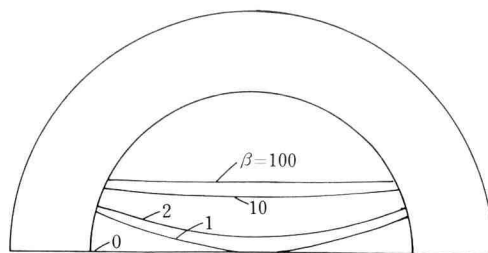


Fig. 9 Shape of freezing front, $\tau=0.2$

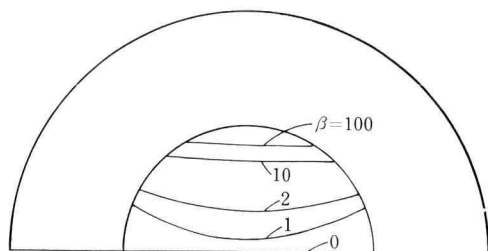


Fig. 10 Shape of freezing front, $\tau=0.4$

を無限に小さいものと仮定して計算を行った。Fig. 9 と Fig. 10 にはそれぞれ $\tau=0.2$ および $\tau=0.4$ のときの固液界面の形状を示す。 β が 0~10 程度の小さい値の場合は、固液界面形状は β の値の変動によってかなり大きく変わるが、10 以上の値においては大きな変化は見られない。仮にフィンの熱抵抗が無い場合は、フィンの温度が初期の頃より管壁の温度と同じになり、フィン回りの凝固速度が最大となる。 β が 10 程度でこの状態にかなり近付くので、それ以上の β の場合と比べて大きな差異を生じないものと考えられる。

6. 結 論

円筒カプセルの内壁にフィンを有する場合、内部の n -オクタデカン（相変化材）の凝固過程における固液界面の形状は、カプセル外壁の温度にかかわらず、同一無次元時間 τ において、ほぼ同一になることが実験的にわかった。一次元準近似を用いた簡単な解析は、実験結果とよく一致し、この解析より、固液界面の形状および固相割合は無次元時間 τ と無次元値 β の関数となる事が明らかになった。また、 β の値が 10 以上になると β の値が変化しても凝固過程には大きな変化はみられないことがわかった。

謝 辞

本研究を行うにあたり，本学機械工学科卒業研究生であった秋山一郎君，渡部倫明君，および卒業研究生の吉田竜康君の御協力を得たので厚く感謝致します。

参 考 文 献

- 1) 山口紘一郎，藏地正夫：冷凍，Vol. 54, No. 616, p 50 (1979).
- 2) 日野俊之，栗岡 均，原 健：第 16 回空気調和・冷凍連合講演会講演論文集，p 189 (1982).
- 3) 三田地紘史，三角利之，北村健三，古内正美：第 18 回日本伝熱シンポジウム講演論文集，p 73 (1981).
- 4) 笹口健吾，井村英明，古庄引一：第 20 回日本伝熱シンポジウム講演論文集，p 559 (1983).
- 5) 伊藤定祐，三浦直勝，渡辺文雄：幾徳工業大学研究報告 B 理工学編第 5 号，p 1 (昭和 56).
- 6) 伊藤定祐，三浦直勝，渡辺文雄：第 17 回日本伝熱シンポジウム講演論文集，p 502 (1980).
- 7) 伊藤定祐：幾徳工業大学研究報告 B 理工学編第 6 号，p 25 (昭和 57).
- 8) 伊藤定祐：第 18 回日本伝熱シンポジウム講演論文集，p 64 (1981).