

等温冷却壁を有する円管内を流動する潜熱 マイクロカプセル混合水の蓄冷熱特性*

稲葉英男*¹, 金明俊*¹, 堀部明彦*¹

Cold Heat Storage Characteristics of Latent Heat Microcapsule-Water Mixture Flowing in a Pipe with Constant Temperature Wall

Hideo INABA*², Myoung-Jun KIM and Akihiko HORIBE

*² Department of Mechanical Engineering Faculty of Engineering, Okayama University,
3-1-1 Tsushimanaka, Okayama-shi, Okayama, 700-8530 Japan

The present experiment and numerical analyses have been performed for obtaining the cold heat storage characteristics of a water mixture of microcapsules packed with liquid-solid phase change material (PCM) flowing in a pipe cooled under the constant temperature wall condition. The energy equation was formulated by taking into consideration of the heat release due to the PCM solidification process and the heat transfer enhancement induced by the microconvection of microcapsules. The heat source function in the energy equation was derived from solutions for the solidification in a spherical latent heat material. The governing parameters were found to be latent heat material concentration, cooling wall temperature, microcapsule diameter and velocity of water mixture of the microcapsules. The experimental and numerical results revealed that mean heat transfer coefficient for the water mixture of the latent microcapsules was about 1.6~2.5 times greater than that for the single phase of water.

Key Words: Liquid-Solid Phase Change, Solidification, Latent Heat Microcapsules, Convection Heat Transfer, Cold Heat Storage

1. 緒 論

相変化物質を蓄熱そして熱伝達の制御に用いる主要な利点は、その大きな潜熱量による蓄熱槽のコンパクト化と比較的狭い温度範囲での多量の熱授受が可能なことである⁽¹⁾。微細化した液-固相変化潜熱蓄熱材を液体熱媒体と混合したスラリー状の流動性に富む潜熱材の概念は、以前より著者⁽¹⁾らにより提案されている。このような潜熱マイクロカプセル混合水は、潜熱蓄熱材体積に対して微細化による表面積の増大は、伝熱面積の増大効果や潜熱蓄熱材の相変化に伴う伝熱促進効果等の特徴を有する。さらに、潜熱マイクロカプセル混合水は、蓄熱機能と流動性を同時に有することから、熱エネルギーの変換・貯蔵・搬送からなる熱エネルギーシステムの高効率化に極めて有望なものと位置付けられている^{(2),(3),(4)}。空調分野の温度水準に、その融点が存在するパラフィン等の液-固相変化潜熱蓄熱材を混合した粒径数ミクロンの潜熱マイクロカプセルを水に分散安定したものは、高密度な搬送性に富む機能性熱媒体として開発が急がれている。特に、この種のスラリー

状の潜熱マイクロカプセル混合水の熱交換器内での流動を伴う蓄冷熱、すなわち強制対流を伴う潜熱蓄熱材の凝固熱伝達等の基本的な熱特性は、十分に把握されていない状況にある。本研究は、このような背景のもとに、等温冷却壁を有する円管内を流動するスラリー状の潜熱蓄熱材マイクロカプセル混合水(以降、潜熱スラリーと呼ぶ)の蓄冷熱(潜熱蓄熱材の凝固)特性を実験と数値計算により明らかにする。すなわち、潜熱スラリーの等温冷却壁を有する管内凝固熱伝達特性に影響を及ぼす、潜熱スラリーの管内平均流速、管壁面温度、潜熱スラリーの潜熱蓄熱材濃度等の効果を明らかにするものである。最終的に、潜熱蓄熱材の凝固完了条件に関する無次元整理式等の誘導をも行う。

2. おもな記号

アルファベット C : 潜熱蓄熱材濃度, ϕ : 等圧比熱 [kJ/(kg·K)], D : 管直径 [m], d : マイクロカプセル粒子直径 [m], f : 管摩擦係数, Gz : グレツ数, Gz^* : 修正グレツ数, H : 体積膨張による変位 [m], h : 熱伝達率 [W/(m²·K)], L : 潜熱量 [kJ/kg], l : 距離 [m], n : 粘性指数, Nu : ヌセルト数, P : 圧力 [Pa], Pe : ペクレ数, Pr : プラントル数, q : 熱流束 [W/m²], Q : 熱量 [W], R : 半径 [m], r : 管半径任意距離 [m], r^* : 無次元管半径, Ra : レーレー数

* 原稿受付 2002年3月1日。

*¹ 正員, 岡山大学工学部機械工学科(〒700-8530 岡山市津島中3-3-1)。

E-mail: inaba@mech.okayama-u.ac.jp

Re : レイノルズ数, S : 熱発生 [W/m^3], Se : ステファン数, T : 温度 [K], t : 時間 [s], u : 軸方向速度 [m/s], x : 軸方向の任意距離 [m]

ギリシャ文字 α : 熱拡散係数 [m^2/s], Δ : 差, γ : 試験部全体における潜熱蓄熱材の平均凝固率, ϵ : 管内流体単位質量当りの消費動力 [W/kg], ζ : 式(17)による管摩擦係数比, η : 式(18)による無次元熱搬送効率, θ : 無次元温度, λ : 熱伝導率 [$W/(m \cdot K)$], μ : 粘性係数 [$kg/(m \cdot s^n)$], ν : 動粘性係数 [m^2/s], ξ : 式(17)によるヌセルト数比, ρ : 密度 [kg/m^3], χ : 無次元距離, χ^* : 修正無次元距離, ω : 半径方向速度 [m/s]

添字 b : 混合流体, c : 凝固完了, e : 助走区間, $f1$: 二重円管の内管を流動する流体, $f2$: 二重円管の外管を流動する流体, in : 試験部入口, m : 凝固点, out : 試験部出口, p : 粒子, s : スラリー, t : テトラデカン, e : 試験部, $w1x$: 二重円管の内管内壁面, $w2x$: 二重円管の内管外壁面, 0: 水, 1: 二重円管の内管内半径, 2: 二重円管の内管外半径

3. 実験装置および実験方法

図1は、試験円管壁を等温壁冷却条件とした場合の強

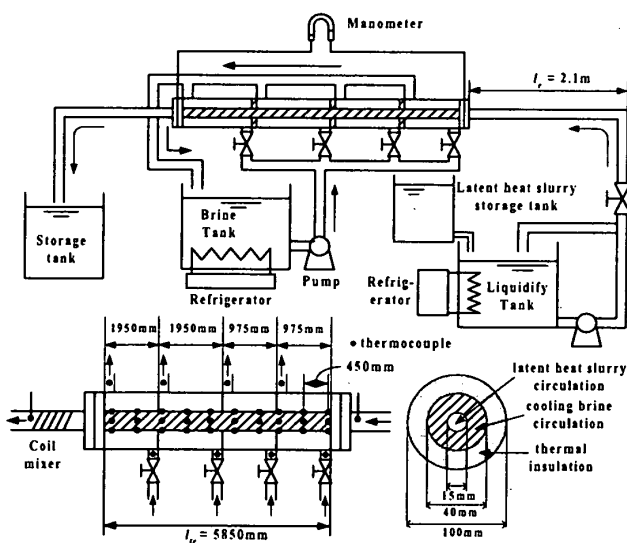


Fig.1 Schematic diagram of experimental apparatus

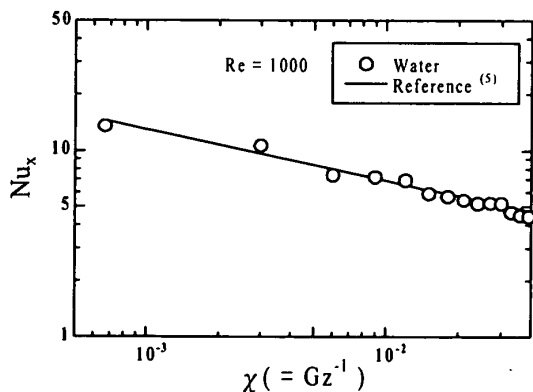


Fig.2 Accuracy of experimental apparatus

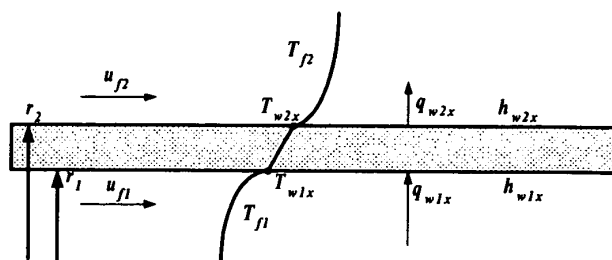


Fig.3 Overall heat transfer model

制対流潜熱スラリーの凝固実験装置の概略を示したものである。実験装置は主に試験二重円管部と潜熱スラリー循環部、そして内円管内を流動する潜熱スラリーを冷却する冷却ブライン循環部から構成されている。試験部上流には十分発達した潜熱スラリーの流れを得るための助走区間 ($l_e=2.1m$) が設けてあり、試験円管部 ($l_e=5.85m$, 管内直径 $D=0.015m$, 管壁厚 $t=1.5 \cdot 10^{-3}m$) はステンレス製鋼管であり、ステンレス製鋼管の外壁面に冷却ブラインを流動させ、等温冷却壁面条件を得る構造となっている。試験円管部での熱伝達は軸方向に変化するために、試験部全領域を等温条件とする目的から、冷却ブライン循環の外管を4個所に等分し、各冷却ブラインの流量を制御して等温冷却壁面条件が得られる構造とした。円管試験部前後の圧力損失 ΔP の測定は、円管試験部前後にあるフランジに口径 3mm の測定口を設け、その差圧をマンメータを用いて測定した。円管冷却部より周囲環境への熱損失は、円管外部側に 30mm 厚さの断熱材を取り付けることにより軽減した。結果的にその熱損失量は潜熱スラリーが有する潜熱量に対し最大 $\pm 3\%$ 以内であった。

本実験で用いられた熱電対の検定は、標準温度計を用いて行い、その測定精度は $\pm 0.1K$ であった。円管試験部の下流側には銅製コイルミキサーが設けてあり、潜熱スラリーの混合平均出口温度を測定した。円管試験部の熱伝達に関する測定精度検討のために、等温壁条件にて水を流した場合の熱伝達率測定データが従来の結果⁽⁵⁾(図2参照)と最大偏差 $\pm 4\%$ 以内で一致したことから、本実験における測定系の精度は十分であると判断した。

試験円管部の内管表面には局所熱伝達率 h_{w1x} を測定するため図1の下部に示すように 0.45m 間隔に T 型熱電対 (素線直径 $\phi=10^{-4}m$, 測定精度 $\pm 0.1K$) を管壁内部の上部・側部・下部の位置に取り付けてあり、これら3カ所の管壁面温度を測定し、管壁面温度 T_{w2x} そして図3に示す熱通過モデルと従来からの経験式により内円管内面での局所熱伝達率 h_{w1x} を求めた。まず、等温壁条件における Bird⁽⁶⁾ による熱的発達領域の円管内層流熱伝達率を推算する関係式から、等温壁条件の局所ヌセルト数 Nu_x と局所熱伝達率 h_{w1x} は次式により算定で

きる。

$$Nu_x = 1.16 \left(\frac{3n+1}{4n} \right)^{1/3} Gz^{1/3}, h_{w1x} = \frac{Nu_x \cdot \lambda_b}{D} \quad (1)$$

次に外壁面における熱流束 q_{w2x} は、熱流が半径方向のみの生じると仮定すると式(2)になる。

$$q_{w2x} = \frac{(T_{f1} - T_{w2x})}{r_2 \left(\frac{1}{r_1 h_{w1x}} + \frac{1}{\lambda_p} \ln \frac{r_2}{r_1} \right)} \quad (2)$$

ここで、 λ_p は円管であるステンレス鋼管の熱伝導率である。従って、外壁面における局所熱伝達率 h_{w2x} は式(3)となる。

$$h_{w2x} = \frac{q_{w2x}}{(T_{w2x} - T_{f2})} \quad (3)$$

以上の式より円管の内壁面における局所熱伝達率 h_{w1x} は式(4)のように整理できる。

$$q_{w1x} = \frac{r_2}{r_1} q_{w2x}, \text{ また、内壁面温度 } T_{w1x} \text{ は、}$$

$$T_{w1x} = T_{w2x} + \left(\frac{r_2 \ln(r_2/r_1)}{\lambda_p} \right) q_{w2x}$$

従って、内壁面における局所熱伝達率 h_{w1x} は、次のようになる。

$$h_{w1x} = \frac{q_{w1x}}{(T_{f1} - T_{w1x})} \quad (4)$$

実験方法としては、まず潜熱スラリーを図1に示す液相化タンクにて融点 ($T_m = 278.9\text{K}$) 以上の一定温度に加熱し、潜熱蓄熱材を液相状態とし、ポンプにて試験部へ流入させる。潜熱スラリーの流量制御はインバータとバイパスバルブを用い、所定の一定流量で潜熱スラリーを試験円管部に流動させる。そして、円管の壁面温度を一定に保つために、ブライントankに貯蔵されているブライン温度を冷凍機を用いて $T_{f2} = 273.16\text{K}$ に調節し、試験円管を覆う外管に流動させた。本実験の条件が等温冷却壁であるために、外管の入口に設置されている4つのバルブより流量を調節し、各試験円管壁面温度が等温度に維持されることを確認した後、試験円管壁面に取り付けてあるT型熱電対より測定を開始した。試験円管部を出る潜熱スラリーは液相化タンクに戻さず、試験円管部後流側にある貯蔵タンクに導いた。等温壁面冷却条件の円管壁からの放熱により凝固する潜熱スラリー内の潜熱蓄熱材の平均凝固率 γ は、前報⁽⁴⁾に用いた体積計を用いて求めた。体積収縮率の測定方法は、まず等しい体積の二つの体積計にそれぞれ試験部入口と出口から採取した等しい体積の潜熱スラリーを体積計に注入し、潜熱蓄熱材が完全に相変化(凝固)を終わる温度である 277.1K に維持されている恒

温槽に入れ、その体積変化前後のガラス管目盛りの差 ΔH を読みとり、試験部出口および入口の目盛り差、 ΔH_{out} として ΔH_{in} から、平均凝固率 γ を式(5)より算定した。なお、平均凝固率 γ の測定精度は $\pm 4\%$ である。

$$\gamma = 1 - \frac{\Delta H_{out}}{\Delta H_{in}} \quad (5)$$

4. 数値解析モデルとその支配方程式

本研究の計算に用いられた数値解析モデルと潜熱蓄熱材の放熱に伴う熱生成項 S の球状潜熱蓄熱材のモデルは前報⁽⁴⁾で用いたモデルを利用した。そこでの熱生成項 S の誘導は前報の通りであるため省略する。管内を流動する潜熱スラリーの熱伝達挙動は連続相である水と熱交換を行いながら、マイクロカプセル内に充填された潜熱蓄熱材の凝固および連続相である水と分散相である潜熱マイクロカプセル間の密度差による相対速度の存在も、潜熱蓄熱材の凝固挙動に影響を及ぼすことになる。従って、管内の見掛け上の温度境界層厚さは凝固潜熱の効果とマイクロカプセルの局所対流効果で、单相流である水の温度境界層より薄くなるものと思われる。ここでは微細な球状潜熱蓄熱材内部の凝固は熱伝導により行われるものとして本数値計算は次のような仮定を用いた。

- 1) 管内潜熱スラリーの流れは十分に発達した層流とした。
- 2) 試験部入口の潜熱スラリーの温度は、潜熱蓄熱材の凝固点とした。
- 3) 潜熱スラリー内の潜熱マイクロカプセルの分散状態は均一であり、その物性の扱いは潜熱スラリーの混合平均温度におけるものとした。
- 4) 本計算の対流の範囲が図4の関係による対流様式⁽⁷⁾の区分によると強制対流(層流)による熱伝達が支配的な領域であるために、自然対流の影響は無視した。
- 5) 潜熱蓄熱材内部の計算以外に本計算で用いられた物性は潜熱スラリーの混合物性である。
- 6) 潜熱スラリーの分散状態は均一であるため粒子と壁面との直接接触による伝熱は無視した。

以上の仮定に基づいて本計算で用いた主な支配方程式と境界条件は次の通りである。

・連続方程式；

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial \omega}{\partial r} = 0 \quad (6)$$

・管軸方向(x)運動量方程式；

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + \omega \frac{\partial u}{\partial r} \right) = - \frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} \right) \quad (7)$$

・エネルギー方程式；

$$\rho c_p u \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \left(\frac{\lambda}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 + S \quad (8)$$

・等温管壁境界条件と管入口流体条件；

$$\begin{aligned} T &= T_{w1x} \quad \text{at } r=R, x > 0 \\ T &= T_m \quad \text{at } x=0, r < R \end{aligned} \quad (9)$$

・管中心での対称条件；

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad \text{at } r=0, x > 0 \quad (10)$$

本研究における数値計算は有限差分法 (FDM) で支配方程式を離散化し計算を行った。計算格子の管軸方向と半径方向の間隔は式 (11) のように無次元化した χ と r^* を用いそれぞれ 5×10^{-5} と 6.5×10^{-3} で計算を行った。各因子 ϕ における計算の収束条件は式 (12) とした。

$$\chi = \frac{x}{D} \cdot \frac{1}{Re \cdot Pr}, \quad r^* = \frac{r}{R_d} \quad (11)$$

$$\left| 1 - \frac{\phi_{i,j}^k}{\phi_{i,j}^{k-1}} \right| < 10^{-4}, \quad \phi(u, T) \quad (12)$$

そして、本計算に用いた無次元数は次の式で定義する。

$$\left. \begin{aligned} \text{局所ヌセルト数； } Nu_w &= \frac{h_{w1x} \cdot D}{\lambda_h} \\ \text{グレッツ数； } Gz &= \frac{D}{x} \cdot Re \cdot Pr \\ \text{修正グレッツ数； } Gz^* &= \frac{D}{l_c} \cdot Re \cdot Pr \\ \text{修正無次元管距離； } \chi^* &= \frac{l_c}{D} \cdot \frac{1}{Re \cdot Pr} \\ \text{ステファン数； } Ste_h &= \frac{\rho_h \cdot c_{ph} \cdot |T_m - T_{w1x}|}{C_i \cdot \rho_p \cdot L} \\ \text{無次元温度； } \theta &= \frac{(T_{f1x} - T_{w1x})}{(T_m - T_{w1x})} \\ \text{レイノルズ数； } Re &= 8^{1-n} \left(\frac{3n+1}{4n} \right)^{-n} \frac{\rho_b u_b^{2-n} D^n}{\mu} \\ \text{プラントル数； } Pr &= \frac{c_{pb} \left(\frac{3n+1}{4n} \right)^n \mu \left(\frac{8u_b}{D} \right)^{n-1}}{\lambda_h} \\ \text{レーレー数； } Ra &= \frac{\beta(T_m - T_{w1x}) g D^3}{\nu^2} \cdot Pr \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

5. 実験及び計算結果とその考察

5.1 管摩擦係数 f 図5は試験円管に潜熱スラリーを流動させた場合の試験円管部の両端に設置されている圧力タップより測定された圧力損失の無次元数である管摩擦係数 f とレイノルズ数 Re との関係を示したものである。図中で実線は Hagen-Poiseuille の関係式 ($f=64/Re$) であり、図中の×印は試験円管部に水を流した場合の

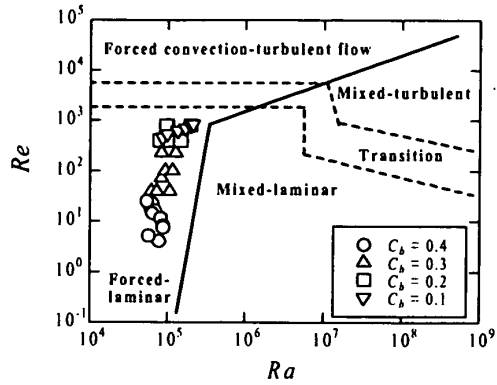


Fig. 4 Experimental range of flow pattern

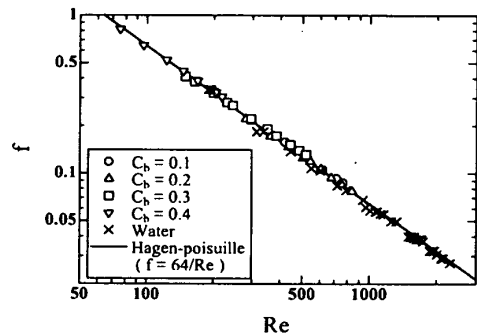


Fig. 5 Friction factor

測定データを示したものである。図より分かるように水の測定データは Hagen-Poiseuille の関係式と最大偏差 $\pm 5\%$ 以内で一致する結果より、本実験装置に設けた差圧測定系の精度は十分といえる。そして、潜熱スラリーの場合は濃度 C_b の増加に伴い、非ニュートン性が増加 (粘性指数 $n=0.97 \sim 0.92$) するためニュートン流体 ($n=1$) の Hagen-Poiseuille の関係式による管摩擦係数 f の値よりも潜熱スラリーの管摩擦係数 f の値が潜熱スラリーの濃度 C_b の増加に伴って若干増大する傾向にある。

5.2 試験円管壁面での局所熱伝達率 h_{w1x}

5.2.1 潜熱スラリーの管内平均流速の影響 図6(a)は試験円管を流動する潜熱スラリー流速 u_b の影響を示したものであり、図より分かるように潜熱スラリーの流速 u_b の増加と共に局所熱伝達率 h_{w1x} が増大することが分かる。これは当然のことながら潜熱スラリーの流速の増加に伴って、×印で示す相変化を伴わないスラリーの場合と同様に管内温度境界層厚さが薄くなる効果によるものである。一方、同じ流速 $u_b=0.01\text{m/s}$ でも相変化を伴わないスラリーの場合に比較して潜熱スラリーを流動させた場合の h_{w1x} が 1.5~1.6 倍も増大している。この差は、潜熱蓄熱材の凝固に伴う温度境界層内温度の上昇傾向や潜熱マイクロカプセルの局所対流の効果などによるものである。図6 (b) は円管壁面での局所熱伝達率の無次元数である局所ヌセルト数 Nu_x と式

(11)で定義した無次元管管距離 χ との関係を実測値と計算値を比較したものである。図より分かるように実験結果と数値計算結果との良い一致が見られ、本数値計算の妥当性が裏付けられたと判断できる。

5・2・2 円管壁面温度の影響 図7は円管の壁面温度の影響を把握するために壁面温度を $T_{w1x}=273.5\text{K}$, 275.5K として 277.5K と変化させた場合の潜熱スラリーの局所熱伝達率の変化を示したものである。図7より、 T_{w1x} が高いほど局所熱伝達率 h_{w1x} が大きくなる傾向にある。これは、潜熱蓄熱材の凝固熱により凝固点近傍の一定温度で潜熱(凝固熱)の移動が行われるために T_{w1x} が高いほど(凝

固点に近いほど)局所熱伝達率の定義式である式(4)により管内を流れる潜熱スラリーの温度 T_f と円管壁面温度 T_{w1x} との差 $(T_f - T_{w1x})$ が小さくなり、局所熱伝達率 h_{w1x} が増大することになる。

5・2・3 潜熱スラリー中の潜熱蓄熱材濃度の影響 図8は潜熱スラリー中の潜熱蓄熱材濃度を $C_b = 0.1 \sim 0.4$ と変化させた場合の局所熱伝達率 h_{w1x} の分布を示したものである。図8から、潜熱スラリー濃度 C_b の増加と共に局所熱伝達率 h_{w1x} が増加することが分かる。これは、潜熱蓄熱材濃度 C_b の増加は、潜熱蓄熱材質量の増加を意味し、その結果単位潜熱スラリー量当りの凝固に伴う潜熱放出量の増加、すなわち式(4)における q_{w1x} の増加が局所熱伝達率の増大となる。また、 C_b の増大は、図8に見られるように潜熱蓄熱材の凝固完了位置が下流側へ移動し、凝固潜熱放出領域(x 方向)の拡大となる。

5・2・4 潜熱蓄熱材種類の影響 潜熱スラリーの適用性や応用範囲に最も影響を与える要素は、潜熱蓄熱材の種類によって変わる凝固点 T_m と潜熱量 L である。ここでは、潜熱蓄熱材として表1に示す3種類(n-octadecane, n-tetradecaneそしてn-docosane)のパラフィンを取り上げ、それらの潜熱蓄冷熱(凝固)特性に及ぼす影響を検討した。

図9は、これら3種類のパラフィンをマイクロカプセル化した潜熱スラリーの局所熱伝達率 h_{w1x} の分布を示したものである。図9より、潜熱量の大きな潜熱蓄熱材を用いたものほど、図8で示した結果と同様に局所熱伝達率 h_{w1x} の増加となることが分かる。また、潜熱量の大

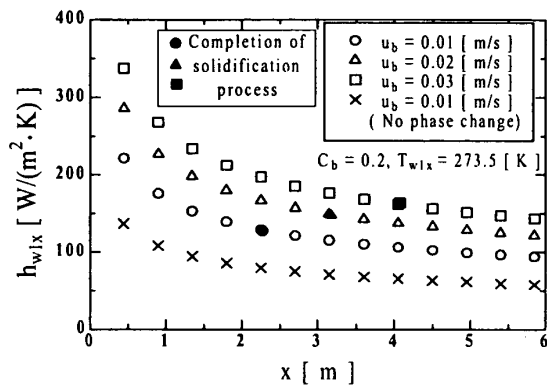


Fig. 6(a) Local heat transfer coefficient distribution

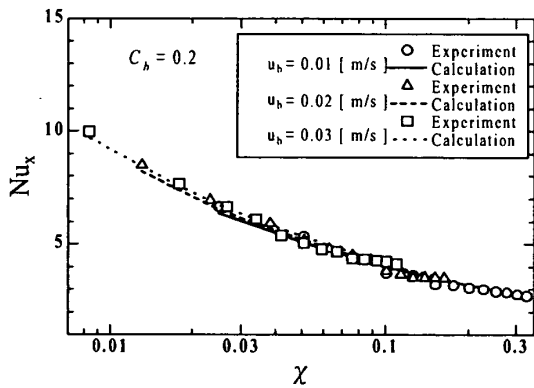


Fig. 6(b) Local Nusselt number distribution

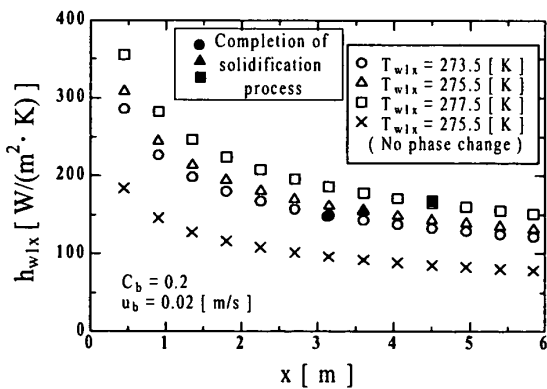


Fig. 7 Local heat transfer coefficient distribution

Table 1. Latent heat storage material and thermal properties

Latent heat storage material	Latent heat L [kJ/kg]	Solidification temperature T_m [K]
n-octadecane	243	301.35
n-tetradecane	229	279.05
n-docosane	157	317.15

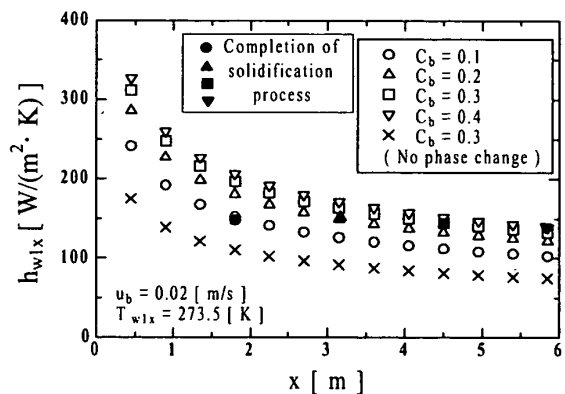


Fig. 8 Local heat transfer coefficient distribution

きな潜熱蓄熱材ほど凝固完了位置も下流側へ移行する。つまり、管壁面との温度差が大きくなり管半径方向に生じる熱流束が増加するためである。本数値計算で用いた3種類の潜熱蓄熱材の凝固点 T_m がそれぞれ異なるために、式 (13) で定義した無次元温度 θ を用い、潜熱蓄熱材の種類による潜熱スラリーと管壁面との温度差を比較したものが図10である。図10より潜熱量が大きい潜熱蓄熱材 (n-octadecane > n-tetradecane > n-docosane) ほど無次元温度 θ が大きく、そしてその低下割合が減少することが理解できる。その無次元温度が大きい程、円管壁面温度 $T_{w,x}$ と潜熱スラリーの温度差が大きくなり、円管半径方向の熱流束の増大が、図9に示す局所熱伝達率の増加となる。図11は、潜熱スラリーの凝固点位置を示したものであり、潜熱量の大きい潜熱蓄熱材ほど凝固点を示す半径 r の位置が $r=0$ の円管中心より離れて伝熱管である管壁面に近づくことが分かる。

5・2・5 潜熱マイクロカプセル粒子径の影響 図12は、円管直径 D と粒子径 d の局所熱伝達に及ぼす影響を把握するため、管直径 $D=15\text{mm}$ 一定として、マイクロカプセル直径を $d=1.5\mu\text{m}$ (管直径/粒子直径; $D/d=10000$), $15.0\mu\text{m}$ ($D/d=1000$), $150.0\mu\text{m}$ ($D/d=100$) と変化させた場合の円管壁面の局所熱伝達率 $h_{w,x}$ の分布を示したもの

である。図12より、 D/d の減少とともに $h_{w,x}$ の増加傾向がみられる。本数値計算の場合、 D/d の減少は、 D を一定としているために粒子直径 d の増加となり、前報⁽⁴⁾に定義したように、粒子径 d の増加は、粒子ペクレ数の増加となり、マイクロカプセルと熱媒体水間の熱伝達率の増大をもたらす。このマイクロカプセルと熱媒体水との間に生じる熱伝達率の増大は、潜熱蓄熱材から熱媒体水への熱移動量の増加となり、結果的に、等温壁冷却を受ける円管壁の局所熱伝達率 $h_{w,x}$ の増加となる。つまり、粒子径が大きくなるに従って粒子周りでの微細な対流効果が増大し、潜熱マイクロカプセル粒子と熱媒体水との見掛け上温度境界層が薄くなり潜熱スラリーの平均温度 T_p と円管壁面温度 $T_{w,x}$ との無次元数である無次元温度 θ は D/d の減少と共に小さくなることが図13より分かる。このようなマイクロカプセルの粒子径の増加に伴う熱伝達率の増大傾向は、文献⁽⁸⁾の結果とも一致する。

5・3 円管壁面の平均ヌセルト数 Nu_m ここでは、前述の有次元における潜熱スラリーの蓄冷熱特性の無次元整理を試みた。まず、無次元とした潜熱スラリーの円管壁面における平均熱伝達率の無次元数である平均ヌセルト数 Nu_m 、潜熱スラリーの凝固が完了する位置 l_c

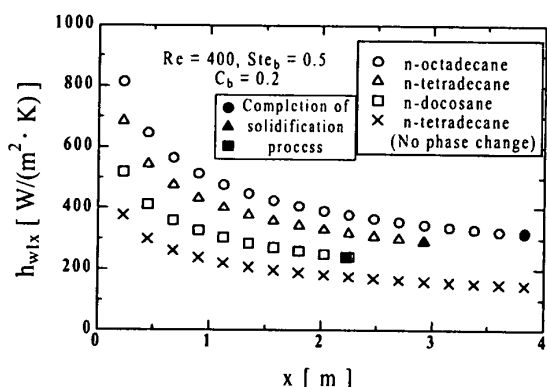


Fig. 9 Effect of three kinds of paraffin on $h_{w,x}$

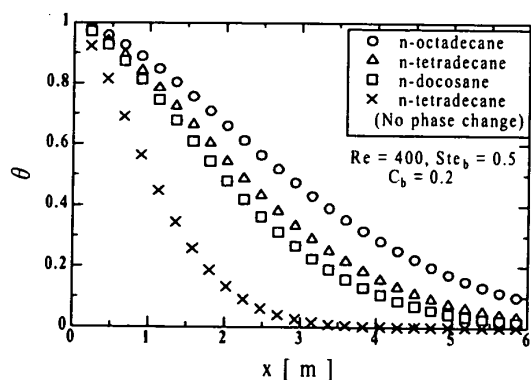


Fig. 10 Nondimensional temperature distribution against three kinds of paraffin

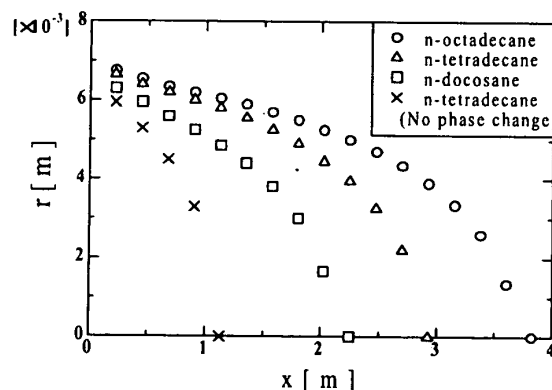


Fig. 11 Solidification temperature distribution according to three kinds of paraffin

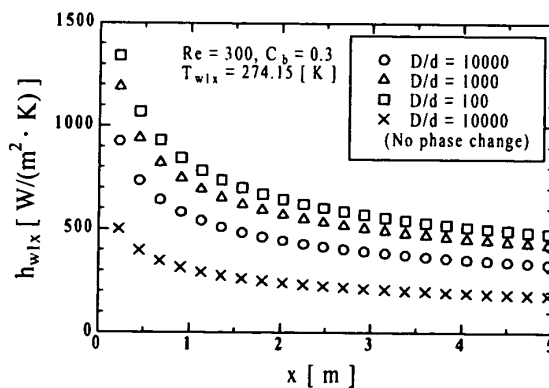


Fig. 12 Effect of microcapsule diameter on $h_{w,x}$ (Fixed tube diameter; D)

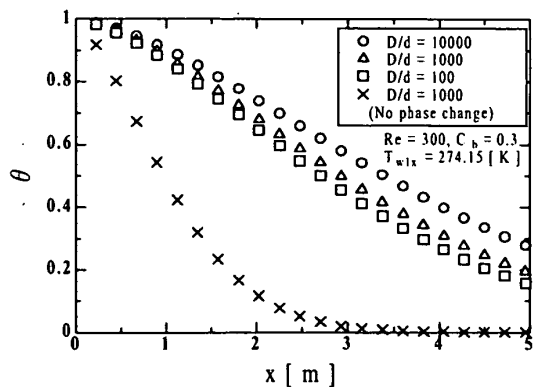


Fig. 13 Nondimensional temperature distribution for various microcapsule diameters

までの円管内の強制対流の強さを表す式(13)で示す修正グレッツ数 Gz^* の逆数である無次元管距離 χ^* , そして潜熱スラリーが有する顕熱量と潜熱量との比であるステファン数 Ste_b の関係にて無次元整理を行った。前報⁽⁴⁾に基づいて整理した平均ヌセルト数 Nu_m は、修正無次元管距離 χ^* とステファン数 Ste_b との関係をも最小自乗法を用い、本実験の範囲($\chi^* = 0.017 \sim 0.679$, $Ste_b = 0.148 \sim 1.841$)の中、実測値との平均偏差 $\pm 5\%$ 以内で一致する式(14)が得られた。

$$Nu_m = 3.4 \cdot \chi^{*-0.27} \cdot Ste_b^{-0.22} \quad (14)$$

図14は、式(14)で得られた整理式を実線として、○印は各因子の計算結果を示したものである。図14中の破線は相変化を伴わないスラリーの理論式(15)を参考のために示したものである。ここで、粘性指数 n は本数値計算における粘性指数 ($n = 0.92 \sim 0.97$) の平均値を用いて表したものである。図14から分かるように潜熱スラリーを用いた場合には、その平均ヌセルト数は相変化を伴わないスラリーの平均ヌセルト数より最大2.5倍ほど大きいことが分かる。

$$Nu_m = 1.75 \cdot \left(\frac{3n+1}{4n} \right)^{1/3} \cdot Gz^{1/3} \quad (15)$$

5・4 潜熱蓄熱材凝固(潜熱放熱)完了位置 l_c の検討

等温壁面冷却を受ける管内を流動する潜熱スラリーの凝固完了位置 l_c の検討は、潜熱スラリーの潜熱放熱過程において影響を与える因子の特徴を把握するものとして最も重要である。そこで、本研究において、潜熱スラリーの相変化(凝固)完了位置 l_c を円管直径 D で割った無次元長さをレイノルズ数 Re 、プラントル数 Pr そして、ステファン数 Ste_b の関係で、最小自乗法で整理すると相対誤差 $\pm 15\%$ で以下ようになる。

$$\frac{l_c}{D} = 0.64 \cdot (Re \cdot Pr)^{0.61} \cdot Ste_b^{0.57} \quad (16)$$

なお、式(16)の適用範囲は、 $Re = 300 \sim 1300$, $Pr = 15 \sim 110$, $C_b = 0.1 \sim 0.4$, $Ste_b = 0.148 \sim 1.841$ である。図15は、上式(16)の関係を実線で示し、○印は実験結果の値を示したものである。

5・5 潜熱スラリー搬送動力と交換熱量の検討 潜熱スラリーの蓄冷熱特性として、円管壁の熱伝達率は、通常の潜熱放出を伴わないスラリーよりも潜熱放出を伴う潜熱スラリーの方が大きいことを定量的に明らかにした。しかしながら、図5の管摩擦係数 f の結果からも分かるように潜熱スラリーは粘性が大きく、その搬送動力を勘案して、交換熱量を評価する必要がある。本研究においては従来の研究⁽⁹⁾と前報⁽¹⁰⁾に基づき、無次元熱伝達率である平均ヌセルト数 Nu_m と圧力損失を表す、管摩擦係数 f を用いて潜熱スラリーを用いた場合と水のみを用いた場合の比較検討を行う。関係式の詳細な展開と整理は前報⁽¹⁰⁾の通りであり、熱伝達を促進するため潜熱スラリーを円管内に流す場合に同一流量における管摩擦係数 f と熱伝達係数 h を、潜熱スラリーの場合をそれぞれ f_s, h_s とし、水の場合には f_0, h_0 とする。次式(18)で表せる無次元熱搬送効率 η は式(17)で示す管摩擦係数比 ζ と熱伝達比 ξ の関係で表現できる⁽¹⁰⁾。

$$\zeta = \frac{f_s}{f_0} = \frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_0}, \quad \xi = \frac{h_s}{h_0} = \frac{Nu_s \lambda_s}{Nu_0 \lambda_0} \quad (17)$$

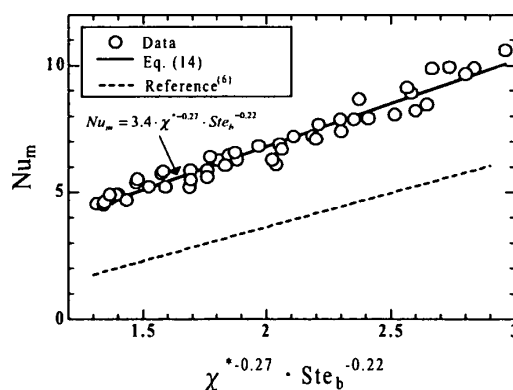


Fig. 14 Mean Nusselt number

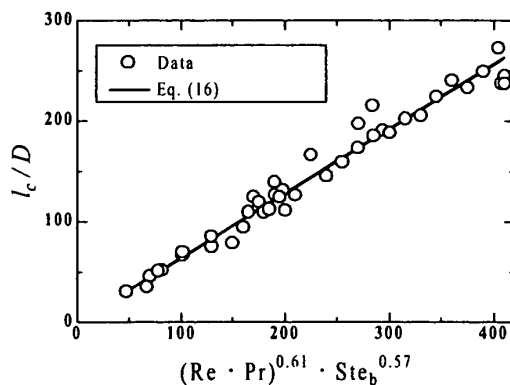


Fig. 15 Variation of l_c/D with $(Re \cdot Pr)^{0.61} Ste_b^{0.57}$

$$\eta = \frac{\xi}{\zeta^{0.167}} \quad (18)$$

図16は式(13)で定義した修正グレッツ数 Gz^* とステファン数 Ste_b を掛けた無次元数 $Gz^* \cdot Ste_b = 10, 20$ として30における無次元熱搬送効率 η と潜熱スラリー濃度 C_b の関係を示したものであり、図16より潜熱スラリーの濃度が $C_b = 0.2$ にて、無次元熱搬送効率 η が最大値となり、この濃度を境界として低濃度領域 ($C_b = 0.1 \sim 0.2$) では、 C_b の増加と共に η の増加を示し、そして高濃度領域 ($C_b = 0.3 \sim 0.4$) では、 C_b の増加と共に η の減少となる傾向にある。これは潜熱スラリーの濃度 C_b による潜熱量 L_b と粘度 μ_b の関係から、低濃度 ($C_b = 0.1 \sim 0.2$) では粘度が小さいため搬送動力は小さくなるが、逆に潜熱スラリーの保有する潜熱量も小さくなって交換熱量も小さくなるために、 C_b の減少と共に無次元熱搬送効率 η が小さくなる。一方、高濃度 ($C_b = 0.3 \sim 0.4$) では潜熱量 L_b の増加となるが、逆に粘度 μ_b も大きくなるために搬送動力の増加となり、結果として C_b の増加と共に無次元熱搬送効率 η の減少となる。従って、図16の η と C_b の関係から搬送動力を考慮した熱伝達の最大となる潜熱スラリーの濃度は $C_b = 0.2$ となる。そして、図17は、本研究での主なパラメータである修正グレッツ数 Gz^* とステファン数 Ste_b で無次元熱搬送効率 η を最小自乗法により整理を行ったものであり、低濃度領域 ($C_b = 0.1 \sim 0.2$) と高濃度領域 ($C_b = 0.3 \sim 0.4$) における最大偏差 $\pm 3\%$ と $\pm 6\%$ 以内で次の式(19)と(20)が得られた。両式の適用範囲は $Gz^* = 3 \sim 48, 3 \sim 52, Ste_b = 0.4 \sim 1.8, 0.2 \sim 0.6$ である。

$$\eta = 1.87 \cdot Gz^{*-0.07} \cdot Ste_b^{-0.15} \quad (19)$$

$$\eta = 1.69 \cdot Gz^{*-0.06} \cdot Ste_b^{-0.11} \quad (20)$$

6. 結論

パラフィン系潜熱蓄熱材を充填したマイクロカプセルと水の混合スラリーを等温冷却壁面状態にある円管に流動させた場合の管内熱伝達率や潜熱蓄熱材の放熱(凝固)特性に及ぼす諸因子の効果を検討して次の結論を得た。

(1) 円管内熱伝達に影響を及ぼす、管内潜熱マイクロカプセルスラリー平均流速、管直径、マイクロカプセル粒子直径、冷却壁面温度、潜熱蓄熱材潜熱量そしてその濃度の効果が定量的に明らかになった。さらに、対象とした潜熱スラリーの管内熱伝達率は、単相の水や相変化を伴わないスラリーの場合に比較して、最大2.5倍もの大きな値であることを明らかになった。

(2) 潜熱蓄熱材の凝固完了の管軸方向位置を表す無次元整理式及び管入口からその凝固完了位置までの平均熱伝達率を表す無次元整理式の誘導を行った。

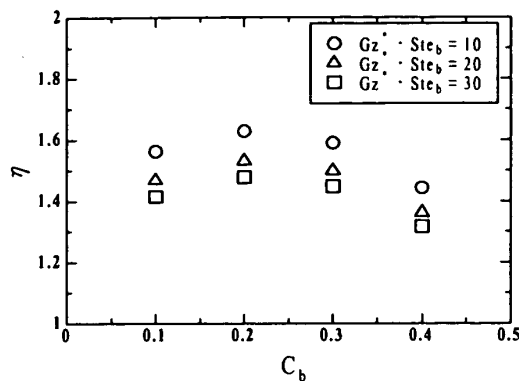


Fig.16 Variation of η with C_b

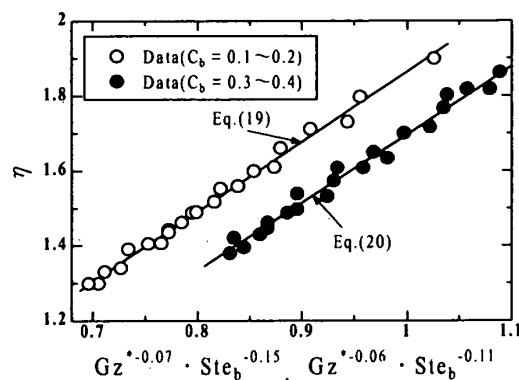


Fig.17 Variation of η with $Gz^{*0.07} \cdot Ste_b^{-0.15}$ and $Gz^{*0.06} \cdot Ste_b^{-0.11}$

(3) 潜熱マイクロカプセル混合水スラリーの管内搬送における搬送動力と交換熱量の関係から無次元整理式の誘導を行い、本研究の範囲で潜熱マイクロカプセル混合水スラリーに対する潜熱蓄熱材の最適質量濃度は、 $C_b = 0.2$ であることを明らかにした。

参考文献

- (1) 稲葉英男, 日本機械学会誌, 98-925(1995), 999-1000.
- (2) 稲葉英男, 冷凍, 73-844(1998), 98-106.
- (3) 稲葉英男・森田慎一, 機論 61-585, B(1995), 1841-1848.
- (4) 稲葉英男, 金 明俊, 堀部 明彦, 機論 68-665, B(2002), 161-168.
- (5) 武山ほか2名, 伝熱工学, 丸善(1980), 92
- (6) Bird, R. B., Armstrong, R. C. and Hassager, O., "Dynamics of Polymeric Liquids," Vol. 1. Wiley, New York, 1977
- (7) Metais, B., and Eckert, E.R.G., "Forced, mixed, and free convection regimes," J.Heat Transfer, 86 (1964), 295-296
- (8) Chanunyakom, P., Sengupta, S. and Roy, S. K., *Int. J. Heat Mass Transfer.*, 34 (1991), 819-833.
- (9) 佐野雄二・薄井洋基, 化工論 84, 516-518, (1982).
- (10) 稲葉英男, 金 明俊, 堀部 明彦, 冷論 19-1(2002)