

対向垂直加熱・冷却壁を有する矩形密閉容器内の 潜熱マイクロカプセルスラリーの熱伝達*

稲葉 英男^{*1}, 松尾 幸一^{*2}, 堀部 明彦^{*1}

Natural Convection Heat Transfer of Latent Heat Storage Type Microcapsule Slurry in a Rectangular Cavity with Two Opposing Heating and Cooling Vertical Walls

Hideo INABA^{*3}, Kouichi MATSUO and Akihiko HORIBE

^{*3} Okayama University, Dept. of Mechanical Engineering,
3-1-1 Tsushimanaka, Okayama-shi, Okayama, 700-8530 Japan

This paper has dealt with the natural convection heat transfer of the microcapsule slurry composed of phase change material (PCM) as a latent heat storage substance. A rectangular cavity with two opposing heating and cooling vertical walls was selected as the present research model. The temperature difference between heating and cooling walls, the width of the cavity and the PCM concentration were set as parameters of natural convection heat transfer. The heat transfer coefficient of heating and cooling wall, the flow velocity profile and the temperature distribution of the microcapsule slurry were calculated by numerical computation. It was clarified that the transportation of latent heat evolved by melting and solidifying of the PCM in the slurry exerted on a strong influence on the natural convection heat transfer. Moreover, it was found that the heat transfer coefficient reached at the local maximal value with an increase in temperature difference between heating and cooling walls. In addition, Nusselt number was influenced by the transportation effect of latent heat that was caused by melting and solidifying of the PCM. The numerical results revealed quantitatively that the natural convection heat transfer depended on the PCM concentration, temperature difference between heating and cooling walls, and width of the rectangular cavity.

Key Words: Natural Convection, Heat Transfer, Microcapsule Slurry, Numerical Analysis

1. 緒言

近年、熱エネルギー有効利用を目的とした潜熱蓄熱システムに注目が集まっており、さまざまな蓄熱材が開発されている。中でも、潜熱体融点温度以下の状態においても、常に流動性を維持する潜熱マイクロカプセルスラリーや潜熱マイクロエマルジョンといった潜熱物質を含有する機能性熱媒体が蓄・放熱特性において有利であり有望視されている⁽¹⁾⁽²⁾。このような潜熱体を分散媒中に分散混合させた機能性熱流体を蓄熱材として利用する場合には、加熱及び冷却時における自然対流挙動および熱伝達特性を把握しておくことが必要不可欠である。本研究は自然対流の基本的な形態の一つである垂直対向加熱・冷却壁を有する矩形密閉容器に潜熱マイクロカプセルスラリーを充填した場合の自然対流挙動や熱伝達特性に影響を及ぼすスラリーの熱物性、潜熱量、そして容器寸法などの影響について数値解析により検討するものである。

記号 アルファベット a_l : 熱拡散係数[m²/s], c_p : 比熱[kJ/(kg·K)], C : 潜熱マイクロカプセルスラリーの蓄熱材質量濃度[%], d_{m32} : ザウター平均径[μm], d_p : 粒子径[μm], D : セン断速度[1/s], f : 体積割合[%], g : 重力加速度[m/s²], h : 比エンタルピー[kJ/kg], H : 矩形容器高さ[m], L : 融解潜熱[kJ/kg], p : 圧力[Pa], S : 熱生成項, t : 時間[sec], t_{cap} : メラミン被覆膜厚さ[nm], T : 温度[°C], T_m : 融点温度[°C], ΔT : 相変化温度域[°C], U : 代表速度[m/s], u : x 方向速度[m/s], v : y 方向速度[m/s], W : 矩形容器幅[m], x : x 座標[m], y : y 座標[m]
ギリシャ文字 α : 平均熱伝達率[W/(m²·K)], β_m : 融点における体膨張係数[1/K], λ : 熱伝導率[W/(m·K)], τ : セン断応力[mPa], μ : 粘度[mPa·s], ρ : 密度 [kg/m³]
無次元量 t' : 無次元時間 $t' = \frac{t}{W/U}$, T' : 無次元温度

$T' = \frac{T - T_m}{T_h - T_m}$, u' : x 方向の無次元速度成分 $u' = \frac{u}{U}$

(ただし $U = \frac{a_l}{W}$, $a_l = \frac{\lambda}{c_{pl}\rho}$), v' : y 方向の無次元速度

* 原稿受付 2002 年 10 月 18 日.

*¹ 正員, 岡山大学工学部 (〒700-8530 岡山市津島中 3-1-1).

*² 正員, 岡山大学大学院自然科学研究科.

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

成分 $v' = \frac{v}{U}$, V : 無次元速度 $V = \sqrt{u'^2 + v'^2}$, x' : 無

次元 x 座標 $x' = \frac{x}{W}$, y' : 無次元 y 座標 $y' = \frac{y}{W}$, Gr :

グラスホフ数 $Gr = \frac{g\beta_m(T_h - T_m)W^3}{\nu^2}$, Nu : 平均ヌセル

ト数 $Nu = \frac{\alpha W}{\lambda}$, Pr : プラントル数 $Pr = \frac{\nu_l}{a_l} = \frac{c_{pl}\mu_l}{\lambda_l}$,

Ra : レイレー数 $Ra = Gr \cdot Pr$, Sf : ステファン数

$Sf = \frac{c_{pl}(T_h - T_m)}{L}$

添え字 c : 冷却面温度, h : 加熱面温度, s : 固相,
 l : 液相, m : 融点温度における値, $'$: 無次元量

2. 潜熱マイクロカプセルスラリーの物性等の測定

潜熱マイクロカプセルスラリー（以下、スラリーと略す）の各物性値等の測定は、文献⁽³⁾に準拠して行ったので、ここではその測定装置や測定方法の詳述は避けることとする。以下に、各物性値等の測定結果を主に述べる。

2.1 潜熱マイクロカプセルスラリーの性状 本研究

の試料として用いた潜熱マイクロカプセルは、その直径が $1\mu\text{m}$ 程度の、ほぼ球形の微細粒子であり、潜熱蓄熱材であるパラフィン（主成分；ノナデカン、融点 $T_m=32^\circ\text{C}$ ）をメラミン樹脂膜により被覆処理したものである。図1に潜熱マイクロカプセルの粒子径分布を示す。その粒子径 d_p は $4.5\mu\text{m}$ 以下の範囲に広く分布しており、ザウター平均径 d_{m32} は $0.74\mu\text{m}$ であった。潜熱蓄熱材を覆うメラミン被覆の厚みは $t_{cap}=11\text{nm}$ 程度であると推算される。スラリーは潜熱マイクロカプセルと水の混合体であり、白色不透明で流動性に富む液体である。

2.2 潜熱マイクロカプセルスラリー物性の測定

(1) 比熱の測定結果 スラリーの比熱および潜熱量は示差走査熱量計（DSC）により測定した。使用したDSCは前報⁽³⁾と同じものであり、その測定精度は $\pm 2\%$ 以内である。図2はスラリーの相変化に伴う潜熱量を含む見かけの比熱 c_p と温度の関係を示したものである。 $T=25^\circ\text{C} \sim 38^\circ\text{C}$ における比熱の増大は、使用した潜熱蓄熱材の潜熱による見掛け上の比熱 c_p の増加であると考えられる。図2の潜熱を伴う温度領域から潜熱量 L を算出した結果を示したのが図3である。潜熱 L の値は濃度 C に比例して直線的に増加している。

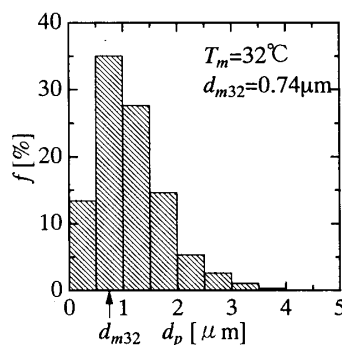


Fig.1 Particle size distribution of microcapsule

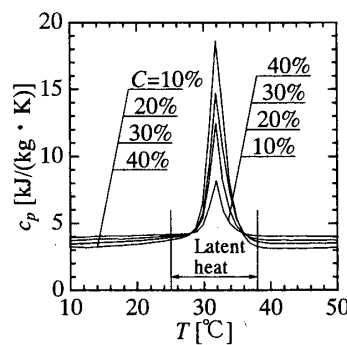


Fig.2 Apparent specific heat

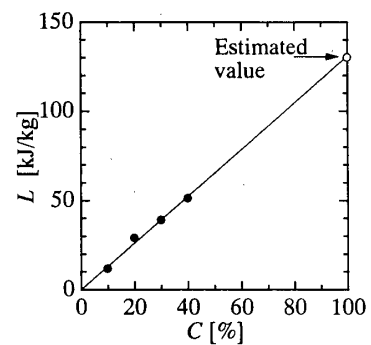


Fig.3 Variation of latent heat L with concentration of P.C.M C

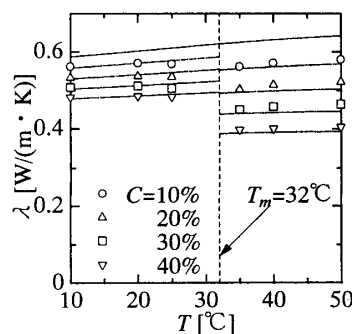


Fig.4 Variation of thermal conductivity λ with temperature T

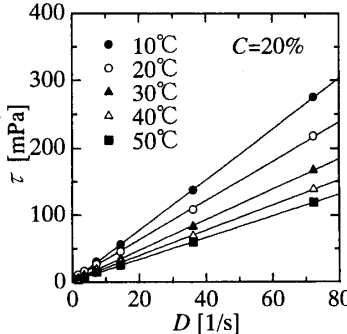


Fig.5 Relationship between D and τ

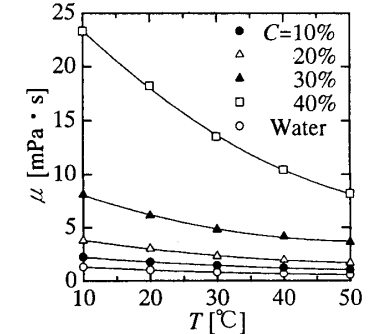


Fig.6 Relationship between T and μ

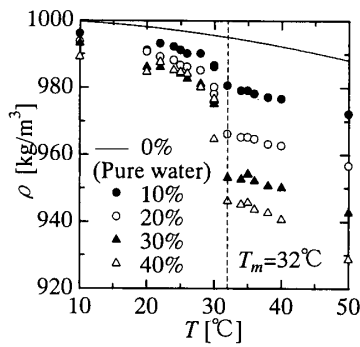


Fig.7 Density of the microcapsule slurry

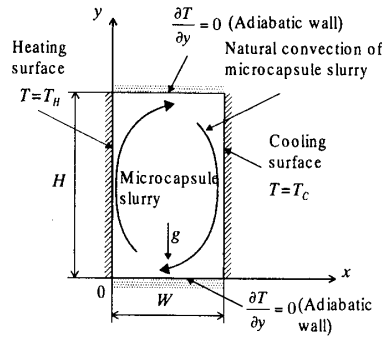
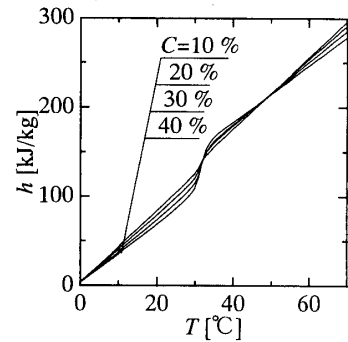


Fig.8 Numerical computation model

Fig.9 Relationship between T and h

(2) 熱伝導率の測定結果 スラリーの熱伝導率の測定には文献⁽⁴⁾で採用した方法と同じ非定常細線加熱法を用いており、測定精度は±5%以内である。図4は、そのスラリー温度 T と熱伝導率 λ の関係を、濃度 C をパラメータとして示したものである。図中のプロット点は実測値を、実線は Eucken の3成分系の推算式による計算値である。その熱伝導率は相変化により大きく減少することが分かる。

(3) 粘度の測定結果 スラリーの粘度は前報⁽³⁾と同じ回転式粘度計により測定した。測定精度は±1.9%以内である。図5は濃度 $C=20\%$ の場合におけるせん断速度 D とせん断応力 τ の関係を示したものである。そのスラリーのせん断応力 τ は、せん断速度 D にほぼ正比例して増大しており、本研究で使用了スラリーはニュートン流体に近い性質を示すことが判明した。スラリー温度 T と粘度 μ の関係を、濃度 C をパラメータとして示したものが図6である。いずれの濃度 C においても、その温度 T の上昇とともに粘度は減少する傾向にある。

(4) 密度の測定結果 スラリーの密度 ρ の測定には前報⁽⁴⁾と同様に浮子式比重計を用いた。その測定精度は±0.1%以内である。濃度 $C=10\sim40\%$ における測定結果を図7に示す。図よりスラリーの密度 ρ は融点付近において大きく減少することが分かる。以上のスラリーの各物性値は温度と濃度の関数として表し、以下の計算に使用した。

3. 数値計算モデル

3.1 物理モデルの構築 図8は本解析の物理モデルを示したもので、2次元自然対流を対象とし、流れは層流を仮定する。矩形密閉容器の一方を垂直等温加熱壁、対向する垂直壁面を等温冷却壁とし、上下面は断

熱境界条件とした。スラリーは非圧縮性流体($\rho=\text{const}$)として取り扱い、均一の濃度で矩形密閉容器内に充填されているものとする。

3.2 数値計算パラメータ 加熱および冷却壁面間の温度差 ΔT (以下、温度差 ΔT と略す) については潜熱マイクロカプセルの有する潜熱と顕熱の比率が熱移動に与える影響を検討するために、冷却壁面温度を相変化の始まる温度である $T_c=25^\circ\text{C}$ 一定として加熱壁面温度を $T_h=26^\circ\text{C}$ から 75°C まで変化させた。また濃度は $C=0\%$ (純水) から 40% の範囲とした。さらに、矩形密閉容器の寸法の影響を考慮するため、高さ H を 50mm 一定とし、矩形容器幅 W (以下、幅 W と略す) については 10mm ($H/W=5.0$), 30mm ($H/W=1.67$), 50mm ($H/W=1.0$) の3つの条件で計算を行っている。

4. 支配方程式の誘導と計算手法

4.1 基礎式の誘導 本数値計算の支配方程式は一般的な2次元保存形の連続の式、N-S方程式、そしてエネルギー方程式である。流れ場の計算は simple 法⁽⁵⁾により行った。またスラリーのエンタルピー h を図4の見かけの比熱 c_p から算出し、その近似関数をエネルギー方程式に組み込むことで、相変化による潜熱の計算を行った。図9は、そのエンタルピー h と温度 T の関係を示したものである。式(1)はスラリーのエンタルピー h を潜熱蓄熱の相状態により3つの領域に分けて示したエンタルピー近似関数である。

エンタルピー近似関数

$$h = \begin{cases} c_{ps}(T - T_m) & (T < T_m) \\ \frac{L + c_{pl}\Delta T}{\Delta T}(T - T_m) & (T_m \leq T \leq T_m + \Delta T) \\ L + c_{pl}(T - T_m) & (T_m + \Delta T < T) \end{cases} \quad \cdots(1)$$

ここで ΔT は相変化温度域の温度幅を示しており、DSC 測定の結果から、25℃から 38℃までの 13℃としている。

4.2 境界条件 境界条件は以下に示すように、垂直壁面の一方を等温加熱、対向するもう一方の垂直壁面を等温冷却面とし、上下面は断熱境界とした。また各壁面での蓄熱材流体の流速は 0 としている。

$$\begin{aligned} x=0; T=T_h (\text{等温加熱壁}), u=v=0 \\ x=W; T=T_c (\text{等温冷却壁}), u=v=0 \quad \cdots(2) \\ y=0, H; \frac{\partial T}{\partial y}=0 (\text{断熱壁}), u=v=0 \end{aligned}$$

4.3 基礎式の無次元化 基礎方程式を次に示す無次元量を用いて無次元化し、無次元関係式の誘導を行った。

(a) 無次元量の定義 $\cdots(3)$

無次元比熱: $c_p' = \frac{c_p}{c_{pl}}$, 無次元エンタルピー:

$$h' = \frac{h}{c_{pl}(T_h - T_m)}, \text{無次元圧力: } p' = \frac{p}{\rho U^2}, \text{無次元熱}$$

$$\text{伝導率: } \lambda' = \frac{\lambda}{\lambda_l}, \text{無次元粘度: } \mu' = \frac{\mu}{\mu_l}$$

(b) 無次元基礎方程式

無次元連続の式

$$\frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{\partial v'}{\partial y'} = 0 \quad \cdots(4)$$

無次元運動量保存式

$$\begin{aligned} \frac{\partial u'}{\partial t'} + \frac{\partial}{\partial x'}(u'u') + \frac{\partial}{\partial y'}(v'u') \\ = Pr \left\{ \frac{\partial}{\partial x'} \left(\mu' \frac{\partial u'}{\partial x'} \right) + \frac{\partial}{\partial y'} \left(\mu' \frac{\partial u'}{\partial y'} \right) \right\} - \frac{\partial p'}{\partial x'} \\ \frac{\partial v'}{\partial t'} + \frac{\partial}{\partial x'}(u'v') + \frac{\partial}{\partial y'}(v'v') \\ = Pr \left\{ \frac{\partial}{\partial x'} \left(\mu' \frac{\partial v'}{\partial x'} \right) + \frac{\partial}{\partial y'} \left(\mu' \frac{\partial v'}{\partial y'} \right) \right\} - \frac{\partial p'}{\partial y'} + Gr Pr^2 T' \\ \cdots(5) \end{aligned}$$

無次元エネルギー保存式

$$\begin{aligned} \frac{\partial h'}{\partial t'} + \frac{\partial}{\partial x'}(u'h') + \frac{\partial}{\partial y'}(v'h') \\ = \frac{\partial}{\partial x'} \left(\lambda' \frac{\partial T'}{\partial x'} \right) + \frac{\partial}{\partial y'} \left(\lambda' \frac{\partial T'}{\partial y'} \right) \quad \cdots(6) \end{aligned}$$

無次元境界条件

$$\begin{aligned} x'=0; T'=1, u'=v'=0 \\ x'=1; T'=0, u'=v'=0 \quad \cdots(7) \\ y'=0, 1; \frac{\partial T'}{\partial y'}=0, u'=v'=0 \end{aligned}$$

5. 数値計算法

数値計算における計算領域のメッシュ数は、予備的な計算を行い、計算精度と計算時間を考慮して、必要最小限のメッシュ数を決定した。そのメッシュ数は矩形密閉容器の幅 W に応じて、それぞれ $W=10\text{mm}$ に対して 20×100 , $W=30\text{mm}$ に対して 30×50 , そして $W=50\text{mm}$ に対しては 50×50 メッシュとした。なお数値計算の収束判定条件は、運動方程式については、まず計算領域内の各格子において、求めた流速 u' , v' を無次元の連続の式に代入することにより、理論的には収束した時点で 0 となるべき質量発生量を求め、その計算領域内での最大値が 10^{-4} 以下となった時点とした。またエネルギー方程式に関しては先のタイムステップと新タイムステップにおける温度 T の相対誤差が 10^{-5} 以下になった時点とした。

6. 数値計算結果とその考察

6.1 数値計算結果と実測値との比較検討 本計算プログラムの妥当性を検証するため、同条件の実験を行い、実験結果と計算結果の比較検討を行った。

6.1.1 実験装置、方法および実験の精度 図 10 に実験装置試験部の概略を示す。高さ $H=50\text{mm}$, 幅 $W=50\text{mm}$, 奥行き 50mm の中央の試験部流体層を等温ユニットが両側から挟み込む構造となっている。加熱用および冷却用等温ユニットには、それぞれ恒温槽により調温された熱媒体が循環し、内部に設置された噴流ノズルから熱媒体が銅製の等温壁に衝突することで壁面全体を一定温度に保つように設計されている。実験は、試験部に試料を充填した後、加熱用および冷却用、それぞれの恒温槽から熱媒体を等温ユニットへ循環させ、両壁面が所定の温度差になるように調整し条件設定を行い、その状態で試験部内が定常状態になるまで保持した後、測定を行った。本実験装置の検定は純水を試料として用い、試験部流体層の平均熱伝達率

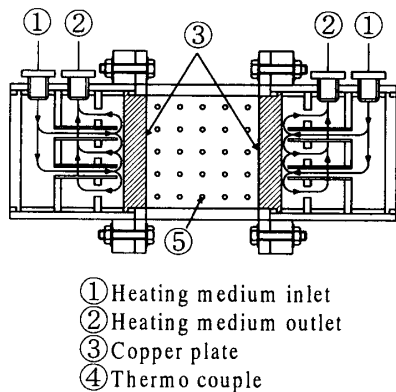


Fig.10 Cut view of test section

を測定し、従来の研究結果⁽⁶⁾と比較することにより行った。その結果、本研究の対象とする温度範囲である $10^{\circ}\text{C} \sim 40^{\circ}\text{C}$ において 6% 以内で一致する結果を得た。このことより本実験装置の精度は十分なものであると考えられる。

6.1.2 計算値と実測値との比較 図 11 は温度差を $\Delta T = 10^{\circ}\text{C}$ とした場合の濃度 C と平均熱伝達率 α の関係である。図中の黒丸印は実測値であり、実線は数値計算結果である。実測値と計算結果は各濃度 C にわたって良好な一致を示しており、本数値計算結果の妥当性は十分と判断できる。

6.2 潜熱マイクロカプセルスラリーの自然対流挙動

ここでは、スラリーの充填矩形容器内に発生する自然対流の速度場および温度場に影響を及ぼす濃度 C 、温度差 ΔT 、および幅 W の効果を検討する。図 12(a) ~ (c) は $W = 30\text{mm}$ 、 $\Delta T = 10^{\circ}\text{C}$ の条件において濃度を $C = 10\%$ 、 20% 、 40% とした場合の無次元等温線 T' (左図) および自然対流の無次元速度ベクトル V (右図) を示したものである。図中の等温線は、それぞれ $T' = 0.1$ 間隔で示してある。また無次元速度ベクトルの大きさ

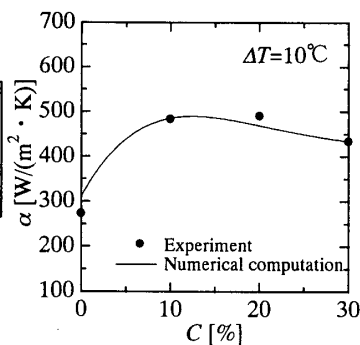


Fig.11 Comparison between experimental and numerical results

の基準となるベクトル ($V = 100$ または 200) を、それぞれの図の右横に示した。まず温度場に注目すると、濃度 C が增大するほど矩形容器中央付近の等温線の間隔が広がっていることが分かる ($T' = 0.8$ や $T' = 0.2$ の等温線を比較すると分かりやすい)。従って、濃度 C の増大により加熱壁および冷却壁近傍の温度勾配が大きくなっていると判断できる。これは濃度の増加に伴い、相変化温度域での

潜熱蓄熱材の単位体積当たりの潜熱吸収量、放出量が増大することが原因であると考えられる。右図の速度ベクトルの大きさや分布より、濃度 $C = 20\%$ において最も自然対流の流速(速度ベクトルの大きさ)が大きく、 $C = 10\%$ 、 40% の順に自然対流の流速は減少する傾向にある。この濃度 C による自然対流の流速の変化は次のように説明できる。濃度 C の増大による物性変化のうち、自然対流の発達を促進させる方向へ働くものとしては、図 7 に示した密度の濃度変化から導かれる体膨張係数 β の増大が挙げられる。一方、濃度 C の増大はスラリー粘度の増大をもたらす、これは自然対流の発達を抑制する。これらの要因が相互に作用するため、濃度 C が 20% 程度までは濃度の増加と共に体膨張係数の増大効果が優り、自然対流の流速の増加となる。さらに C が 20% を超えるに従って、スラリー粘度増大の効果が体膨張係数 β 増大の効果を上まわり、対流の流速は減少することになる。図 13(a), (b) は $W = 30\text{mm}$ 及び $C = 20\%$ の条件において温度差を $\Delta T = 40^{\circ}\text{C}$ 、 75°C と増大させた場合の温度場と速度場の傾向を示したものである。両壁面間の温度差 ΔT の増加と共に、通常の流体層の場合と同様に自然対流の勢力が増大し、大きな速度ベクトルを示すようになる。

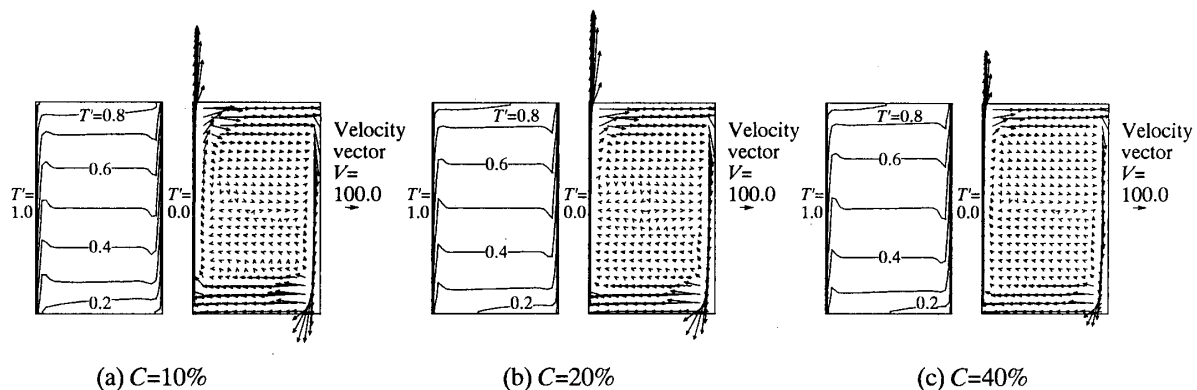


Fig.12 Temperature and velocity vector profile of latent heat microcapsule slurry layer

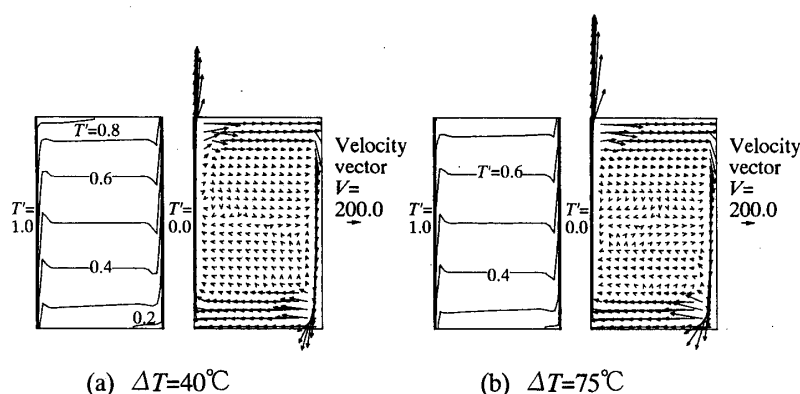


Fig.13 Temperature and velocity vector profile of latent heat microcapsule layer

図 14(a)~(c)は $\Delta T=10^\circ\text{C}$ 及び $C=20\%$ の条件において、幅を $W=10\text{mm}$, 30mm そして 50mm とした場合の温度場と速度場を示したものである。幅が $W=10\text{mm}$ (a)から 30mm (b)に増大すると自然対流の勢力が著しく増大するため、矩形容器中央付近の温度変化は小さくなり、逆に加熱壁と冷却壁面近傍では温度勾配が大きくなる。しかし幅を $W=30\text{mm}$ (b)から 50mm (c)へ増大させた場合には、自然対流の流速の増加は1.5倍程度であり、壁面近傍における温度勾配に大きな差は見られない。

6.3 平均熱伝達率に影響を及ぼす潜熱蓄熱材質量濃度の効果 図 15(a)~(c)は幅を $W=10\text{mm}$, 30mm そして 50mm と変化させた場合の平均熱伝達率 α と濃度 C の関係を、温度差 ΔT をパラメーターにとって示したものである。濃度 C の増加に対する平均熱伝達率 α の変化の傾向は、温度差が $\Delta T=10^\circ\text{C}$ を境として二つの領域に分けることができる。その温度差 ΔT が小さい $1\sim 10^\circ\text{C}$ の場合、平均熱伝達率 α の値は濃度 C の増大と共に増加し、ほぼ $C=20\%$ で極大値を示す。さらに、 C を増大させると α の値は減少する。この傾向は濃度 C の増大により、潜熱量が増加し、潜熱輸送によって平均熱伝達率が増大する効果と、粘度の増大による対流

の抑制効果が同時に作用し、 $C<20\%$ では前者が、一方 C がそれ以上になると後者による効果が優勢になるため生じるものである。一方、 $\Delta T=40\sim 70^\circ\text{C}$ の領域では、 α の値は濃度 C の増大に伴い、単調に減少する傾向にある。このように ΔT が大きい領域においては、 ΔT の増大と共に自然対流熱伝達に占める潜熱輸送の割合が相対的に小さくなり、通常の流体に見られる顕熱支配の熱伝達様式へ変化することになる。そのため、濃度

C の増加に伴うスラリー粘度の増大による対流抑制効果が潜熱量の増大による熱輸送量の増加効果よりも常に大きく現れ、前述の ΔT が小さい領域で観察された α の極大値は現れなくなる。ただし、この場合においても、 $C=20\%$ 付近で平均熱伝達率 α の濃度 C に対する減少割合が小さくなっており、若干の潜熱輸送の効果は存在していることが分かる。また図 15(a)に見られるように、高濃度領域において $\Delta T=10^\circ\text{C}$ の α の値が $\Delta T=40^\circ\text{C}$ や 75°C の値より大きくなる傾向にあるのは、潜熱輸送の効果によるものである。さらに幅 W が $W=10\text{mm}$ (図 15(a)), 30mm (図 15(b)), 50mm (図 15(c))と増大するに従って、平均熱伝達率 α の値が減少している傾向は、通常の流体の低アスペクト比における結果⁷⁾と類似したものである。すなわち、この W の増加(高さ H 一定)と共に、自然対流の循環領域が拡大し、上下の粘性せん断力により対流の流速が小さくなり、垂直伝熱壁の平均熱伝達率 α は減少する。

6.4 平均熱伝達率に影響を及ぼす加熱壁と冷却壁面間の温度差の効果 図 16(a)~(c)は、それぞれ $W=10\text{mm}$ (図 16(a)), 30mm (図 16(b)), 50mm (図 16(c))にお

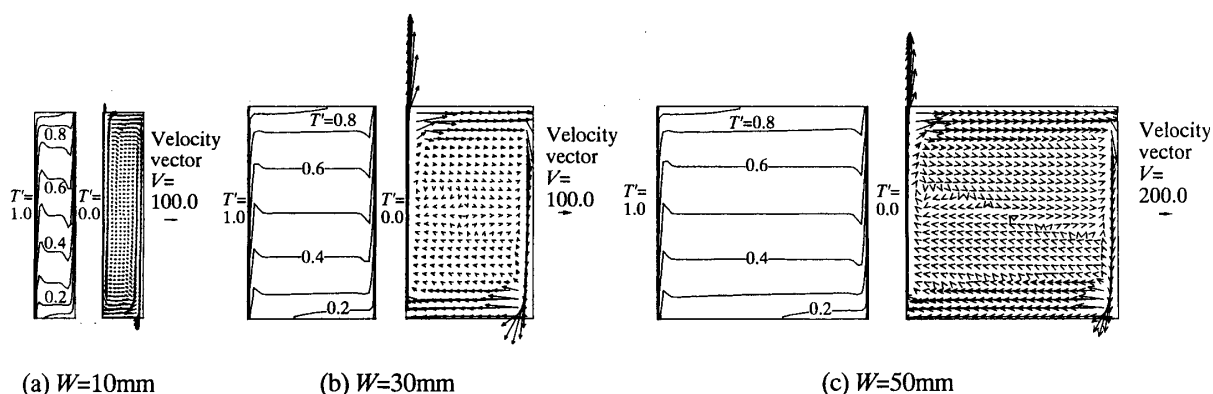


Fig.14 Temperature and velocity profile of latent heat microcapsule slurry layer

ける平均熱伝達率 α と温度差 ΔT の関係を、濃度 C をパラメーターとして示したものである。図中の破線で示す $C=0\%$ の水の場合には、通常の流体の結果と同様に、平均熱伝達率 α の値は ΔT の増大と共に、ほぼ単調に増加する傾向にある。一方、スラリーを充填した場合には、 ΔT を増大するに従って、平均熱伝達率 α は急激に増大し、ほぼ $\Delta T=8\sim 10^\circ\text{C}$ にて極大値を示し、さらに ΔT の増大と共に、 α の極小値を示し、再び α の値は徐々に増加する。前述のように、本数値計算で対象とした潜熱蓄熱材は 32°C で最大の潜熱量を示す。このため、加熱壁面温度を $T_h=25^\circ\text{C}$ から上昇させた場合、 $T_h=32^\circ\text{C}$ 付近で潜熱輸送による効果が最大となり、それが $\Delta T=8\sim 10^\circ\text{C}$ における平均熱伝達率の極大値をもたらすことになる。一方、 $\Delta T=8\sim 10^\circ\text{C}$ を超えて ΔT の値を増加するに従って、自然対流熱伝達に占める潜熱輸送の割合が相対的に減少し、平均熱伝達率 α は徐々に減少する傾向が $\Delta T=20\sim 30^\circ\text{C}$ まで続くことが分かる。さらに ΔT を増大すると、自然対流に占める潜熱輸送効果は減少するが、通常流体の顕熱輸送の自然対流状態へと変化し、対流の流速が非常に大きくなるため、 α の値も徐々に増大することになる。なお、濃度 $C=10\%$ の場合は、潜熱蓄熱材の含有割合が小さいことより、 ΔT の増加と共に、 $\Delta T=8\sim 10^\circ\text{C}$ まで急激に

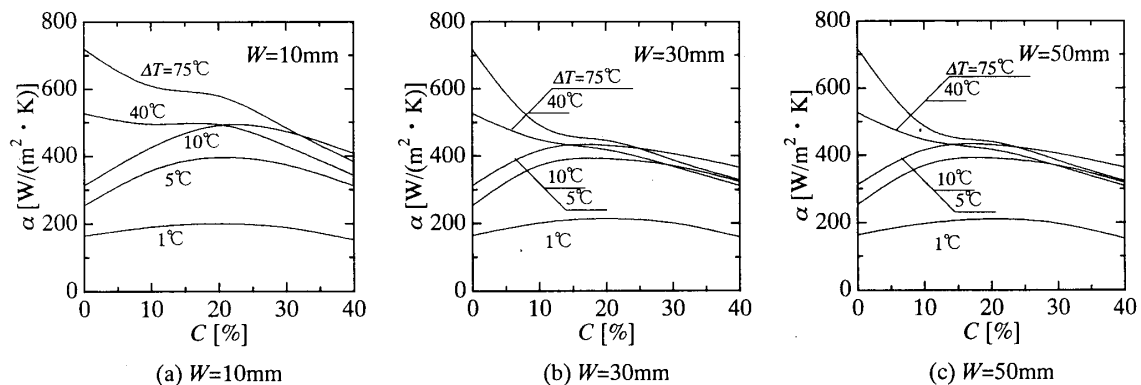
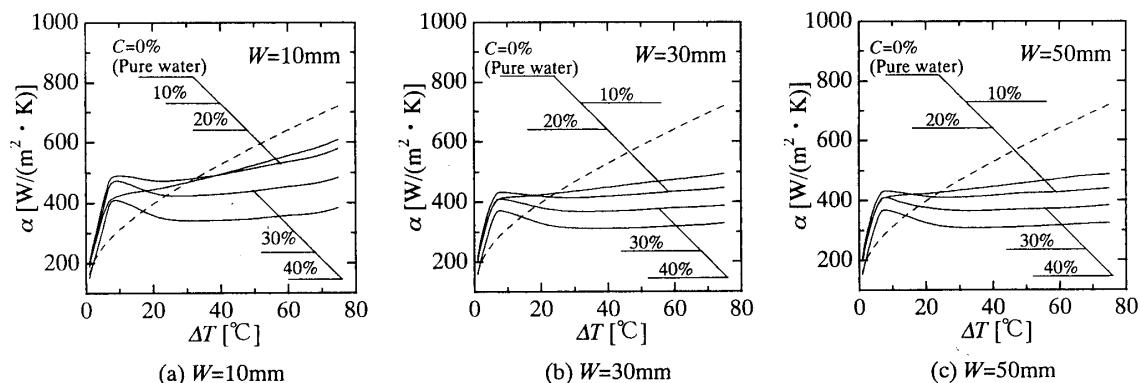
α の値は増加するが、その後、明確な α の極大値を示さず、単調に増加する。なお幅を $W=10\text{mm}$ から 50mm へと変化させた場合には、 α の値の ΔT に対する傾向は同じであるが、 W の増大と共に α の絶対値は減少する傾向にある。

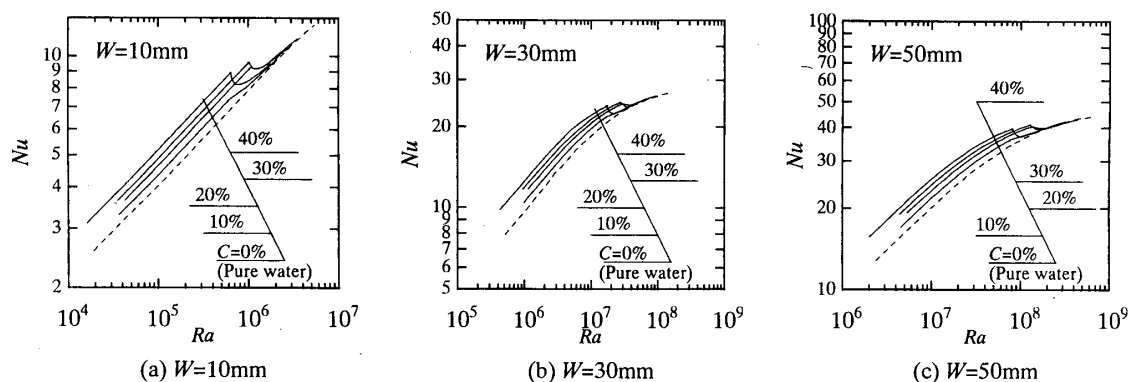
6.5 自然対流熱伝達の無次元整理 平均ヌセルト数 Nu と自然対流の強さを表すレイレー数 Ra の関係を図 17(a)~(c) に、それぞれ幅 $W=10\text{mm}$, 30mm そして 50mm について示す。なお Nu は潜熱マイクロカプセルスラリーの熱伝導による伝熱に対する自然対流熱伝達の割合の無次元量として定義しており、式 (8)、式 (9) によって算出している。

$$Nu = \frac{\int_0^H \left(-\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} \right) dy}{-\lambda_l \frac{T_c - T_h}{W} \cdot H} \quad \cdots (8)$$

$$\alpha = Nu \frac{\lambda}{W} \quad \cdots (9)$$

図より、 Nu 数は Ra 数の増大と共に増加し、極大を示した後減少し、極小の値をとり、さらに Ra 数の増大と共に再び増加する傾向となる。また各パラメーター

Fig.15 Relationship between α and C Fig.16 Relationship between α and ΔT

Fig.17 Relationship between Nu and Ra

において、 Nu が極大値を示す点よりも大きな Ra の領域を除けば、同じレイレー数 Ra の場合には、平均ヌセルト数 Nu の値は濃度 C が大きいほど大きくなる傾向にある。これは、濃度 C の増大と共に潜熱輸送割合の増大によるものと判断される。最大の Nu 数を示す濃度は $C=30\%$ であり、 $C=10\%$ の場合には明確な Nu 数の極大値は示さなくなることが分かる。平均熱伝達率 α と濃度 C の関係においては、 $C=20\%$ において極大の α を示すことを図 15 にすでに示した。無次元において $C=20\%$ が最大とならないのは、スラリー物性に示したように $C=20\%$ の熱伝導率 λ が大きいためである。すなわち、幅 $W=30\text{mm}$ 、温度差 $\Delta T=10^\circ\text{C}$ の場合をとれば、濃度 $C=20\%$ 、 30% で平均熱伝達率はそれぞれ $\alpha=432\text{W/m}^2\cdot\text{K}$ 、 $407\text{W/m}^2\cdot\text{K}$ となり、有次元 α では $C=20\%$ の方が大きな値をとるが、熱伝導率 λ は $C=20\%$ で $\lambda=0.53\text{W/mK}$ 、 $C=30\%$ で $\lambda=0.49\text{W/mK}$ となっているため、平均ヌセルト数を $Nu = \alpha W / \lambda$ として計算する際に、 $C=30\%$ は $C=20\%$ より小さな λ で割ることになり、結果として Nu では $C=30\%$ の値が大きくなるということである。なお大きな Ra 数の領域では、相対的に潜熱輸送の効果が減少し、 Ra 数の増大と共に、 Nu 数は破線で示す $C=0\%$ の水の場合に漸近することになる。

7. 結言

対向する等温加熱及び冷却壁を有する矩形密閉容器内にスラリーを充填した場合の自然対流挙動及びその熱伝達特性を冷却壁面温度 $T_c=25^\circ\text{C}$ (相変化開始温度) として加熱壁面温度を変化させた場合の数値計算により検討し、次の結論を得た。

(1) 矩形容器垂直伝熱面における平均熱伝達率に及ぼす潜熱マイクロカプセルスラリー濃度の影響は加熱壁面と冷却壁面温度差がほぼ 10°C を境にして異なることが判明した。すなわち、その温度差が 10°C 以上の領域では、その濃度の増加と共に平均熱伝達率はほぼ単

調に減少するが、一方、その温度差が 10°C 以下の領域では潜熱蓄熱材による潜熱輸送の効果により、その濃度 20% 付近に極大の平均熱伝達率を示す。

(2) 潜熱マイクロカプセル濃度 $C=20\%\sim 40\%$ の領域において、対象とした潜熱蓄熱材が 32°C で極大の潜熱量を示すことから、加熱壁面と冷却壁面の温度差が $8\sim 10^\circ\text{C}$ において極大の平均熱伝達率を示すことが明らかとなった。

(3) 潜熱輸送を含む自然対流熱伝達に関する無次元整理を行い、平均ヌセルト数とレイレー数の関係にて計算結果を整理し、レイレー数の増加と共に極大値、そして極小値を示した後、通常流体の平均ヌセルト数に漸近することを明らかにした。

謝辞 本研究で使用した潜熱マイクロカプセルの提供や、その特性に関する情報は三菱製紙(株)総合研究所の石黒守氏の協力を得たので記して感謝する。

文献

- (1) 稲葉, 日本機械学会誌, 98-925, (1995), 999.
- (2) Hideo INABA, Trans. J. Therm. Sci. Vol98, (2000), 991.
- (3) 稲葉, 森田, 機論, 61-585, B, (1995), 1841.
- (4) 稲葉, 森田, 熱物性, 9-1, (1995), 24.
- (5) S.V.パタンカー原著, 水谷幸夫, 香月正司共訳, コンピュータによる熱移動と流れの数値解析, (1985), 130, 森北出版.
- (6) A. Emery and N. C. Chu, Trans. ASME, Ser. C, 87-1, (1965-2), 110.
- (7) H.Inaba et al. Numerical heat transfer, Vol.4, (1981), 459.