

比較的浅い底面加熱を受ける上部開放矩形くぼみに 球状粒子を一段充填した場合の共存対流熱伝達* (第2報, くぼみ長さの効果)

尾崎 公一^{*1}, 稲葉 英男^{*1}

Mixed Convection Heat Transfer in an Open Shallow Cavity Heated from Below and Packed with One-Step Arrangement of Spherical Particles (2nd Report, Effect of Cavity Length)

Koichi OZAKI and Hideo INABA

Forced natural-mixed convection heat transfer characteristics of a one stage spherical particle layer in an air flow are investigated experimentally. The one-stage spherical particle layer is provided in a rectangular cavity having a heating bottom surface and is installed at the lower part of a rectangular air channel. Three types of spherical particles, which have almost the same diameter (about 10 mm) but different thermal conductivities, are tested. The cavity length is varied from 19.6 mm to 90 mm, and the cavity depth is varied between 0 mm and 10 mm. The variation of the heat transfer coefficient with the length of the heating surface can be explained by the flow behavior around the particle layer; that is, the case of the zero cavity depth, the flow is suppressed by the particles within about three rows from the leading edge. Therefore, the heat transfer coefficient increases with a decrease in the length of the heating surface. In the case with a shorter heating surface (about twice the diameter of the particle), a considerable increase in the heat transfer coefficient is achieved because the flow from the upstream runs through the particle layer. In the case of the cavity depth having almost the same value as the diameter of the particles, air flows over the particle layer and air near the cavity bottom is almost still. In this case, a decrease of the length of the heat transfer surface decreases the extent of the flow in the depth direction, and the heat transfer coefficient is also decreased. The heat transfer coefficient can be expressed as a nondimensional heat transfer correlation, where the effects of the cavity length, the cavity depth, the air velocity and the temperature difference between the air and the bottom surface of the cavity are taken into consideration.

Key Words: Spherical Particle Layer, Forced Convection Heat Transfer, Nonhomogeneous Porous Layer, Effective Thermal Conductivity

1. 緒言

基盤上に配された電子素子群の冷却や、フィン群からの熱伝達、または果実等顆粒状農作物の保冷等、複雑な形状を有する物体からの熱伝達に関しては、その厳密な取扱が非常に困難である。しかしながら、これら複雑な形状物を多孔質体として扱うことにより、比較的容易に伝熱解析できることも知られている⁽¹⁾。

多孔質体層と純流体層よりなる系の対流熱伝達に関しては、従来より多数の研究が行われている^{(1) - (6)}が、これらの研究の大部分^{(1) - (3)}では、多孔質体を一様な均質体と見なした扱いがなされており、多孔質体表面近傍の流動・伝熱現象に関する詳細な議論はなされていない現状にある。しかしながら、文頭に挙げた実例のように、比較的大きな物体より構成される系を多孔質体と見なした場合には、多孔質体表面付近の不均一性が伝熱特性に大きく影響することが予測される。また、著者らは、下面加熱を受ける比較的深い球状粒子充填矩形くぼみにおける共存対流熱伝達に関する基礎研究を行い⁽³⁾、強制対流の効果は上部数段の粒子層に限定されることを見い

出しており、多孔質体表面近傍における熱伝達現象の解明が必要となっている。最近の研究では、二次元円柱群を多孔質体に見立て、N-S方程式等の基礎式を数値的に解析し、多孔質体表面近傍の流動・伝熱現象を検討する試みもなされているが^(4,5)、このような数値解析による方法では、安定な収束解が得られるのは非常に小さいレイノルズ数条件に限定される。

本研究は、比較の実用的な空気流速範囲(数十 cm/s ~ 数 m/s)のもとで、不均質な多孔質層として一段配列球状粒子層を取り上げ、その熱伝達特性の解明を行うものである。また、本実験結果は、多孔質層の表面近傍における流動・伝熱特性の理解にも寄与するものと考えられる。

前報⁽⁶⁾では、長さ $L = 90$ mm の底面加熱を受ける矩形くぼみ内に直径 $d = 10$ mm の球状粒子を一段に配列した場合について実験的検討を行い、伝熱面上に配された球状粒子は、流れの攪拌効果を有する反面、伝熱面近傍の流れを抑制することや、熱伝導率の大きい球状粒子が拡大伝熱面として機能すること、さらに、くぼみ深さを小さくし、球状粒子層を流れの中に直接さらした場合には、くぼみ上流端より粒子直径の4倍程度下流までの領域において伝熱特性の向上することが明らかとなった。

本報では、前報⁽⁶⁾にて観察された、くぼみ上流端より粒

* 原稿受付 1995年5月22日。

*1 正員、岡山大学工学部 (〒700 岡山市津島中3-1-1)。

粒子直径の4倍程度下流までの領域にて、伝熱特性が流動挙動に大きく左右される事実に着目し、くぼみ長さ L を、 $L = 19.6$ mm, 43 mm および 90 mm に設定した場合の共存対流熱伝達実験を行った。また、流れの可視化実験も行い、熱伝達と流動挙動の相関関係を、種々のくぼみ長さおよびくぼみ深さについて定性的に解明した。さらに、前報⁽⁶⁾の結果も含めた全実験データを対象に、熱伝達特性の無次元整理をも行ったものである。

本文中の主な記号

D : くぼみ深さ [mm], d : 粒子直径 [mm], Gr : グラスホフ数 [], H : 風洞流路高さ [mm], h : 熱伝達係数 [$W/(m^2 \cdot K)$], L : くぼみ長さ [mm], Nu : ヌセルト数 [], Pr : プラントル数 [], Q : 伝熱量 [W], q : 熱流束 [W/m^2], Re : レイノルズ数 [], T : 温度 [K], ΔT : 温度差 [K], u : 流速 [m/s], W : くぼみ奥行き方向長さ [mm], x : くぼみ上流端からの距離 [m], y : くぼみ底面からの距離 [m], z : 奥行き方向距離 [m], β : 体膨張係数 [$1/K$], ε : 放射率 [], λ : 熱伝導率 [$W/(m \cdot K)$], ξ : 空隙率 [], 添字 0: 粒子未充填; またはくぼみ深さ $D = 0$ mm かつ粒子未充填, a : 主流空気, e : 有効, f : 流体層, m : 平均, s : 充填粒子, w : 伝熱面

2. 実験装置および方法

2-1 実験装置および方法

本実験装置は、前報⁽⁶⁾の装置の一部を改造したものである。ここでは主要な点のみを述べる。

図1に実験装置の概略を示す。装置は全長5830mm、断面寸法 $H = 100$ mm (高さ) $\times$ $W = 400$ mm (幅) (水力直径160mm)の吸い込み型風洞で、流路底面には試験矩形くぼみが設置されている。また、試験部上流には、長さ3800 mmの助走区間を設けてある。

図2に試験部の詳細を示す。試験部は長さ L (19.6 ~ 90 mm) $\times$ 奥行き $W = 400$ mm $\times$ 深さ D (0 ~ 10 mm 可変)の上部開放型矩形くぼみで、くぼみ底面には薄膜電気ヒータ(ニクロム箔内蔵、長さ $L \times$ 奥行き270 mm)⑦が設置されている。放射熱損失の低減のため、ヒータ表面にはアルミニウム箔(厚さ80 μ m, 放射率 $\varepsilon = 0.1$)が貼られて

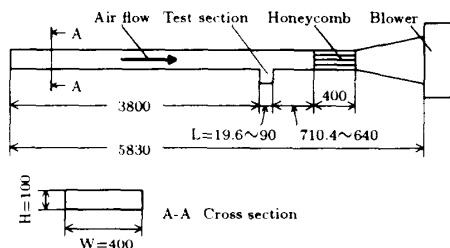
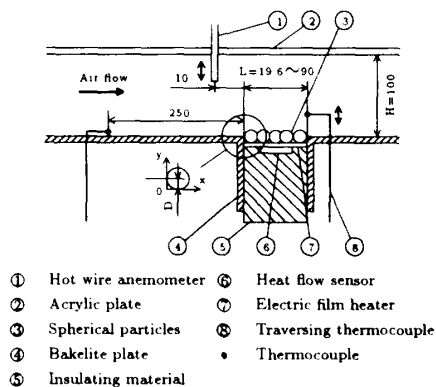


Fig.1 Schematic diagram of experimental apparatus

Material	Diameter d mm	Thermal conductivity λ , $W/(m \cdot K)$ (at 300 K)
Alumina	10.2	22.0
Glass	10.2	1.03
Polypropylene	9.90	0.210

いる。ヒータ背面からの熱損失量の測定は、ヒータ裏面中央の熱流束センサ⑥により行う。図2に示されるように、試験くぼみ内には球状粒子が千鳥配置にて一段配列充填されている。表1に充填粒子の諸元を示す。粒子直径 d 一定の条件にて、充填粒子層の熱伝導率を大幅に変化させるため、本実験では、アルミナ球、ガラス球およびポリプロピレン球を充填粒子として採用した。なお、表1に示される粒子直径の最大偏差は $\pm 1.33\%$ 以内である。

流入空気温度 T_a は試験部上流250 mmにて測定し、試験部出口の空気温度は、トラバース可能な熱電対⑧にて測定した。伝熱面となる薄膜電気ヒータ⑦の表面温度 T_w は、風洞中心線上($z = 0$ mm)にて行われた。それぞれの伝熱面長さ L に関する測定位置は、図2(b)に示されるように、 $L = 90$ mmの場合には5 mm間隔にて16点、 $L = 43$ mmの場合には4.8 mm間隔にて9点、そして、 $L = 19.6$ mmの場合には3.9 mm間隔にて5点である。上述の温度計測は、全て直径0.1 mmのK型熱電対(最小目盛0.01 Kの標



(a) Vertical cut view

(b) Plane view

Fig.2 Detail of test section

準温度計にて検定済、測定精度 ± 0.1 K以内)にて行われた。空気流速の測定は、くぼみ上流 10 mm の位置にて、熱線流速計① (測定精度は $\pm 1\%$ 未満)により行った。なお、後述の実験結果の整理に際しては、前報⁽⁶⁾と同様、風洞断面中央における空気流速 u (以下、主流空気流速と呼ぶ)を用いた。

実験は、送風機回転数の調節にて空気流速を設定後、伝熱面温度が所定の値になるよう薄膜電気ヒータへの入力を調節して行った。装置内の空気流動状態および熱伝達が定常状態に達した後、実験データの採取および記録を行った。なお、本実験条件の概略を以下に示す。

主流空気流速 u	: 0.15 ~ 2.5 m/s
流入空気 伝熱面温度差 ΔT_m	: 10 ~ 100 K
くぼみ長さ L	: 19.6, 43, 90 mm
くぼみ深さ D	: 0, 2.5, 5, 10 mm
充填粒子の熱伝導率 λ_s	: 0.210 ~ 21.0 W/(m·K)
熱流束 q (等熱流束加熱)	: $63.3 \sim 3.93 \times 10^3$ W/m ²

2.2 実験結果の整理法

加熱伝熱面から粒子層および流動空気への正味伝熱量 Q (測定精度は 2% 以内) [W] は、ヒータ入力よりヒータ裏面から周囲への損失熱量 (ヒータ入力の 20% 以内)を差し引いて求めた。局所熱伝達係数 h および平均熱伝達係数 h_m は次式により算出した。

$$h = q / (T_w - T_a) \quad (1)$$

$$h_m = q / \Delta T_m \quad (2)$$

ここに、 q は熱流束、 $\Delta T_m = T_{wm} - T_a$ 、 T_a は流入空気温度、 T_w は伝熱面温度、 T_{wm} は平均伝熱面温度 (5 ~ 16 点の局所伝熱面温度の算術平均値) である。なお、本研究で用いた熱伝達係数には、放射伝熱の影響も含まれている (粒子未充填時における全伝熱量に対する放射伝熱量の割合は 21% 以下)。平均修正ヌセルト数 Nu_e 、レイノルズ数 Re 、グラスホフ数 Gr および粒子層の有効プラントル数 Pr_e は次式により定義した。

$$Nu_e = h_m L / \lambda_e \quad (3)$$

$$Re = uL / \nu \quad (4)$$

$$Gr = g\beta\Delta T_m L^3 / \nu^2 \quad (5)$$

$$Pr_e = cp_f \mu_f / \lambda_e \quad (6)$$

ここに、 L は伝熱面長さ、 u は主流空気流速、 λ_e は粒子層の有効熱伝導率で、その詳細については後の3.2節で述べる。また、体膨張係数 β は流入空気温度 T_a における値

Table 2 Flow in velocity boundary layer

Length of heating surface L mm	Turbulent flow	Transient flow
19.6	$Re \geq 1300$	$Re < 1300$
43	$Re \geq 2900$	$Re < 2900$
90	$Re \geq 6000$	$Re < 6000$

にて⁽⁷⁾、 β 以外の諸物性値は膜温度 $(T_{wm} + T_a)/2$ における値にて評価した。粒子未充填時のヌセルト数 Nu_0 およびプラントル数 Pr_f は、式(3)および式(6)中の λ に空気の熱伝導率 λ_f を代入して求めた。

3. 実験結果および考察

3.1 実験装置の特性

前報⁽⁶⁾で示したように、本実験装置における境界層の流動状態は、主流空気流速 $u \geq 1.5$ m/s では乱流状態、 $u < 1.5$ m/s では遷移状態にある。また、主流の乱れ強さは 1% 未満である。それぞれのくぼみ長さ L に関する流動状態とレイノルズ数 Re 領域の関係を、表2に示す。

図3は、粒子未充填、 $D = 0$ mm にて得た、平均ヌセルト数 Nu_0 とレイノルズ数 Re の関係を、グラスホフ数 Gr をパラメータに示したものである。図中には、平板上の乱流熱伝達に関する次式⁽⁸⁾を、比較のために併記してある。

$$Nu_0 = 0.037 Pr_f^{2/3} Re^{4/5} \quad (7)$$

図3において、境界層が乱流となる高 Re 数領域では、 Nu_0 数の本測定値は式(7)と定性的に類似な傾向にあることより、本実験精度は充分なものと考えられる。一方、伝熱面長さ L および Re 数一定の条件では、低 Re 数領域における Nu_0 数の測定値は、 Gr 数の増加に伴い増加する傾向を示す。これは、主に自然対流の影響と考えられる。粒子未充填、 $D = 0$ mm の熱伝達特性は、自然対流の効果も含む次式により、平均偏差 $\pm 8.8\%$ で整理される。

$$Nu_0 = 0.037 Re^{0.8} Pr_f^{2/3} (1 + 50 Gr / Re^{2.2})^{1/3} \quad (8)$$

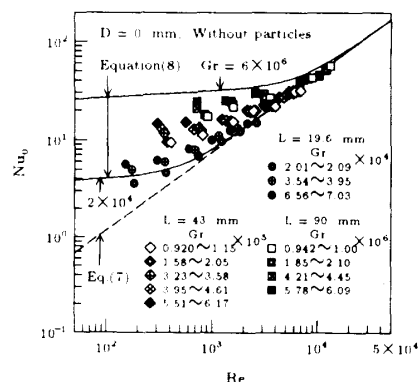


Fig.3 Heat transfer results for flat plane without particles

適用範囲: $1.5 \times 10^2 \leq Re \leq 1.5 \times 10^4$, $2 \times 10^4 \leq Gr \leq 6 \times 10^6$

なお、後述の粒子層に関する熱伝達特性の整理においては、上式(8)を基準に熱伝達特性の評価を行った。

3.2 一段球状粒子層の有効熱伝導率

有効熱伝導率測定装置は、前報⁽⁶⁾と同様、水平粒子層を上部から薄膜電気ヒータ(試験部くぼみ底面に設置したものと同型)、下部から銅製冷却面(厚さ1mm)にて保持する構造で、上部加熱条件のため自然対流の発生しない構造となっている。また、放射伝熱量の低減のため、ヒータおよび銅製冷却面の表面にはアルミニウム箔(厚さ80 μm 、放射率 $\varepsilon = 0.1$)が貼り付けられている。

図4に、有効熱伝導率 λ_e の測定結果を示す。図中の記号 λ_f および λ_s は、それぞれ空気および充填粒子の熱伝導率を示している。また、図中の実線および破線は、放射伝熱を考慮しない場合の、球立方体配列球状粒子層(空隙率 $\xi = 0.395$)および格子状配列球状粒子層($\xi = 0.476$)の有効熱伝導率に関する、Wakao-Katoの数値計算結果⁽⁹⁾を示す。図4において、いずれの充填粒子に関しても、 λ_e の本測定値に及ぼす伝熱面長さ L の影響は小さいものとなった。この理由としては、本実験の様に粒子直径 d を固定して伝熱面長さ L を変化させた場合には、空隙率の大きい粒子層周部の占める割合が増加するが、Wakao-Kato⁽⁹⁾の解析結果にも見られるように、有効熱伝導率 λ_e に与える粒子配列形の影響は比較的小さいことより、熱流に平行な方向の粒子密度は λ_e に大きく影響しないことが考えられる。なお、後述の対流実験結果の整理に際しては、 λ_e の測定値を用いた。

3.3 流動特性

粒子層下部の伝熱面近くの流動状態は、充填粒子により遮られるため可視観察が困難となる。粒子層底面からの可視観察が可能となるよう、透明アクリル製可視化実験装置を伝熱実験装置の1/2の大きさにて作製し、種々の方向より流れ挙動の観察を行った。なお、試験流体には

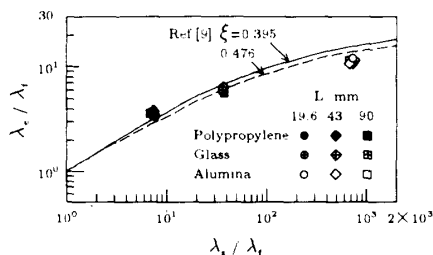


Fig.4 Effective thermal conductivity

水を、可視化トレーサには、アルコールを混合して比重を1に調整した墨汁を用いた。また、水流速 u は伝熱実験の Re 数範囲と等しくなるように設定された。

図5および図6は、それぞれ無次元くぼみ深さ $D/d = 0$ および $D/d = 1$ における、粒子層近傍の流れ挙動を、流速 $u = 0.27 \text{ m/s}$ (各伝熱面長さに対する Re 数を図中に示す)の場合を例に示したものである。まず、図5(a)~図5(c)の $D/d = 0$ について観察を行うと、いずれの無次元伝熱面長さ L/d においても、上流からの水流は第1列目の粒子列に衝突し、そこで大部分の水流は粒子層上部へと押しやられるが、一部は粒子間の間隙を通り底面近傍へと流入する。粒子層上部の流れは、粒子表面に沿うように分流・合流を繰り返しながら下流へと移動する。さらに、各粒子の上面後部には一対の小さな渦が観察されることより、水流が粒子に剥離・再付着を繰り返しながら流動する様子が理解できる。粒子層上部の水流は、粒子層下

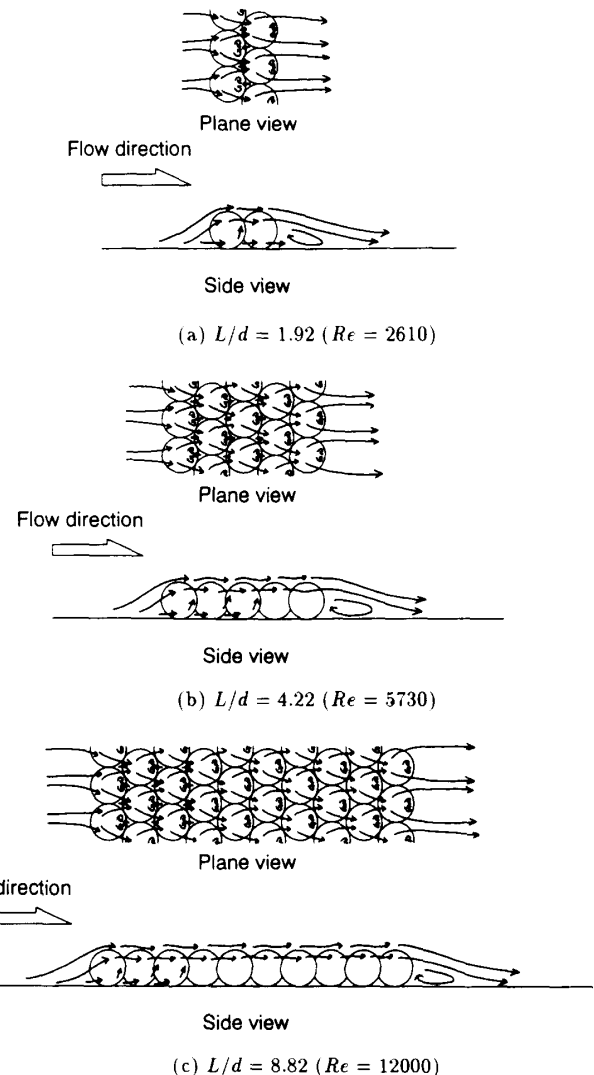
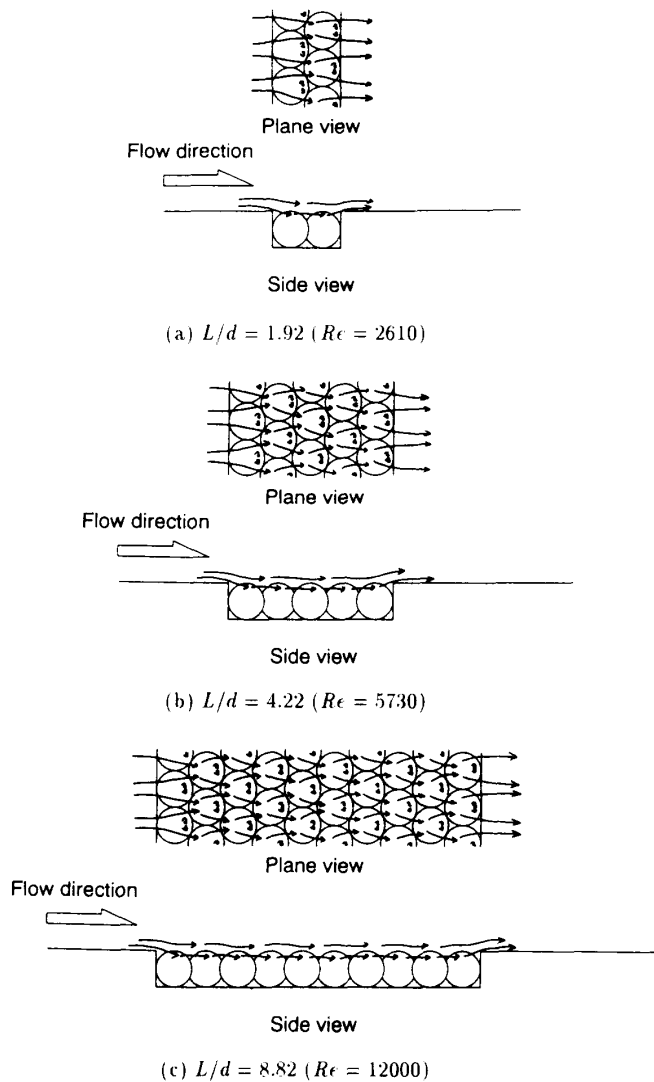


Fig.5 Flow around particle layer ($D/d = 0$, $u = 0.27 \text{ m/s}$)

流端にて粒子表面より剥離し、その後流路底面へと再付着する。そして粒子層下流には、比較的大規模な循環渦が形成される。一方、粒子層下部に進入した水流は、粒子層の短い $L/d = 1.92$ においては粒子層下流にまで達するが、粒子層の長い $L/d = 4.22$ および $L/d = 8.82$ の場合には、上流側より約3列目の粒子列までに減速され、これより下流においては、淀み域が形成される。また、側面図に見られるように、粒子層上流部においては、粒子層下部より粒子間の間隙を抜けて上方へと向かう流れが存在する。

図6(a)～図6(c)に示される、 $D/d = 1.0$ に関しては、上流よりの水流は、くぼみ上流端にて流路底面より剥離した後粒子層上面に再付着し、粒子表面により分流・合流されながら流動する。この粒子層上部の流れは、粒子層下流端近くで粒子層表面より離脱し、その後は流路底面に沿って下流へと流動する。粒子層上表面における水流の

Fig.6 Flow around particle layer ($D/d = 1$, $u = 0.27$ m/s)

浸透厚さは、前述の $D/d = 0$ に比較して小さく、さらに、 L/d の減少に伴い小さくなる傾向にある。また、粒子層上表面における分流・合流挙動も、 $D/d = 0$ に比較して緩慢なものであった。一方、粒子層下部の伝熱面近傍は、全伝熱面長さにわたり流れの淀んだ状態となる。

3.4 局所および平均熱伝達係数の挙動

図7(a)および図7(b)は、それぞれくぼみ深さを $D = 0$ mm および $D = 10$ mm について、局所熱伝達係数 h の流れ方向 (x 方向) 分布を、種々のくぼみ長さ L に関して示したものである。図中には、粒子未充填の場合の局所熱伝達係数 h_0 も比較のために記している。

まず、図7(a)の $D = 0$ mm において、 $L = 90$ mm の場合には、粒子充填時の熱伝達係数 h は試験部入口 ($x = 0$) 付近で大きく、 x の増加と共に減少し、その後 $x > 0.04$ m の領域においてほぼ一定となる。また、試験部入り口付近における h の減少割合は、粒子未充填時の h_0 に比較して大きくなっている。これらの挙動は、図5(c)に示される流動様相の観察結果より以下のように説明される。粒子層下部に進入した流れは、上流側より約3列目 ($x \approx 0.022$) の粒子列にまで達するが、その間に粒子からの抗力等により急激に減速されるため、試験部入り口付近における h

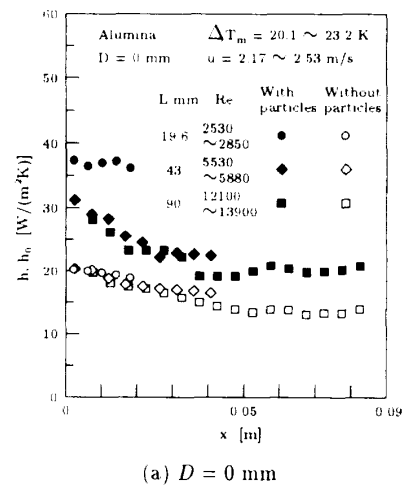
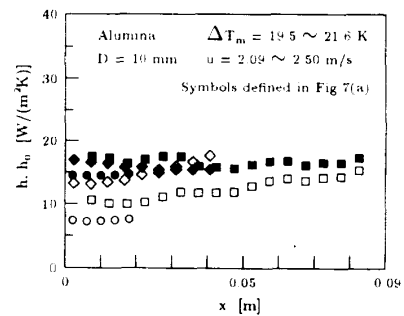
(a) $D = 0$ mm(b) $D = 10$ mm

Fig.7 Distribution of heat transfer coefficient

の減少傾向は h_0 に比較して顕著となる。一方、3列目以降の粒子層下流部においては、伝熱面近傍に流れの淀んだ領域が形成されるため、熱伝達は主に粒子上表面を介して行われる。この際、粒子表面にて流れが攪拌されることにより、各充填粒子上表面での熱伝達が主体となり、ほぼ一定の h となる。

また、 $L = 43 \text{ mm}$ に関する粒子充填時の h は、 $L = 90 \text{ mm}$ の上流部にほぼ一致する。これは、図5(b)の可視化で示したように、 $L = 43 \text{ mm}$ における流れ挙動は、 $L = 90 \text{ mm}$ の上流部に類似したものであるためと考えられる。また、 $x > 0.03$ の領域にて、 $L = 43 \text{ mm}$ の h が $L = 90 \text{ mm}$ よりも若干大きくなる傾向にあるが、これは、流れの剥離に伴う伝熱促進効果や、流れへの接触面積が最後列の粒子で大きいことに起因すると考えられる。

次いで、 $L = 19.6 \text{ mm}$ の h に着目すると、この場合の h は、 $L = 43 \text{ mm}$ や $L = 90 \text{ mm}$ の上流側の h に比較してかなり大きな値となる。これは、 $L = 19.6 \text{ mm}$ の場合には、伝熱面近傍を流れが通過することや、前述の粒子層下流端での伝熱促進効果の影響を相対的に大きく受けるためと考えられる。

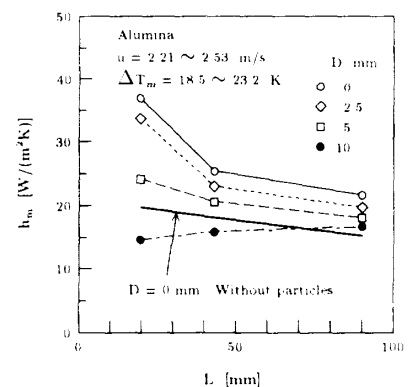
図7(b)に示す $D = 10 \text{ mm}$ においては、粒子未充填時の h_0 は x 方向に増加する傾向を示す。これは、くぼみ内に循環渦が形成されるため⁽¹⁰⁾と説明される。また、図7(b)において、粒子未充填時の h_0 は、 $L = 43 \text{ mm}$ の場合に大きく、 $L = 90 \text{ mm}$ 、 20 mm の順に小さくなる。これは、相対的なくぼみ深さ D/L が小さな値となる $L = 90 \text{ mm}$ の場合には、底面からの粘性力によりくぼみ内の循環渦が抑制され、また、 D/L が大きな値となる $L = 20 \text{ mm}$ においては、上部主流の影響が減少しくぼみ内循環渦が弱まるため、これらの中間的な D/L となる $L = 43 \text{ mm}$ において、 h_0 が大きな値を示したものと考えられる⁽¹¹⁾。一方、粒子充填時の h は、いずれの L に関しても x 方向にほぼ一様な分布となる。これは、図6(c)の可視化で示したように、 $D = 0 \text{ mm}$ 、 $L = 90 \text{ mm}$ の下流領域と同様、粒子層下部には流れの淀んだ領域が形成され、上部空気流への熱伝達は粒子上表面を通じて行われことと、粒子表面で流れが攪拌されることにより、各充填粒子上表面での熱伝達が主体となるためと考えられる。また、粒子充填時の h は、くぼみ長さ L の減少と共に小さくなる傾向にある。この原因としては、図6の流動挙動で述べたように、粒子層内部への流れの広がり L/d の減少に伴い小さくなるためと考えられる。

図8(a)および図8(b)は、それぞれ充填粒子にアルミナ球およびポリプロピレン球を用いた場合に関して、伝熱面長さ L に対する平均熱伝達係数 h_m の変化傾向を、種々のくぼみ深さ D について示したものである。また図

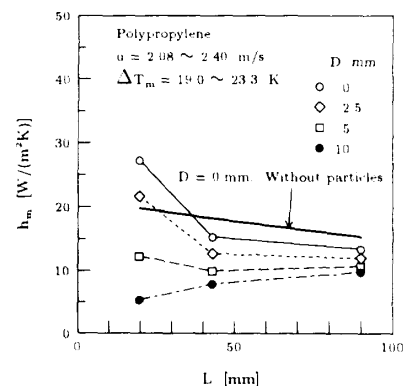
中には、粒子未充填、くぼみ深さ $D = 0 \text{ mm}$ に関する結果も太実線で併記してある。図7の考察でも述べたように、図8(a)(b)のいずれの充填粒子に関しても、くぼみ深さ $D = 0 \text{ mm}$ においては $L = 19.6 \text{ mm}$ にて h_m が著しく増加し、 $D = 10 \text{ mm}$ においては、 h_m は L の減少に伴い低下する。一方、 $D = 2.5 \text{ mm}$ においては、 $L = 19.6 \text{ mm}$ にて h_m の著しい増加が見られ、 $D = 0 \text{ mm}$ と類似な挙動を呈する。これは、 $D = 2.5 \text{ mm}$ においては、粒子の約3/4はくぼみ上部に現れており、粒子層前面には伝熱面近傍へと通じる隙間が見える状態にある。このため、空気流が上流端より直接伝熱面近傍に流入し、 $D = 0 \text{ mm}$ と類似な熱伝達挙動を示したものと考えられる。また、 $D = 5 \text{ mm}$ における h_m の挙動は、 $D = 2.5 \text{ mm}$ と $D = 10 \text{ mm}$ の中間的な傾向となり、 h_m の L への依存性は、粒子未充填時に比較的近いものとなる。平均熱伝達係数 h_m に及ぼす充填粒子の熱伝導率の影響について、図8(a)と図8(b)の比較を行うと、熱伝導率の大きいアルミナ球の方が h_m は大きい値を示すが、両者の定性的な傾向は類似している。

3.5 熱伝達特性の無次元整理

図9(a)および図9(b)は、それぞれ $D = 0 \text{ mm}$ および $D = 10 \text{ mm}$ における平均修正ヌセルト数 Nu_c と Re 数の



(a) Alumina

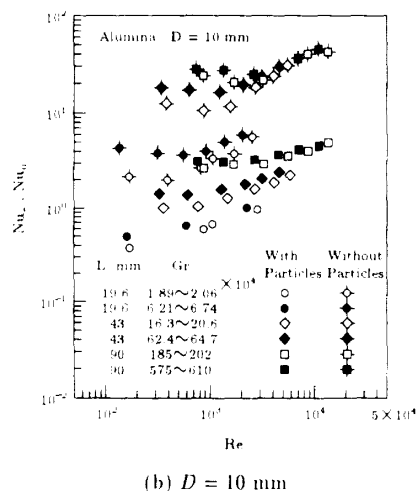
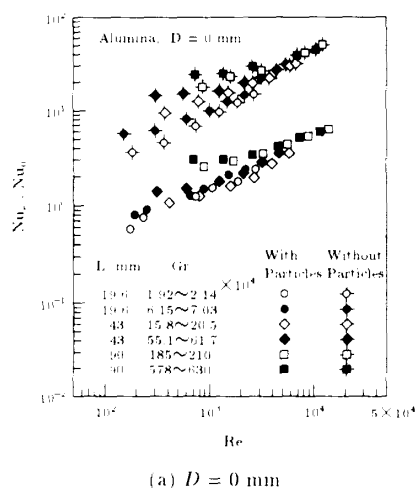
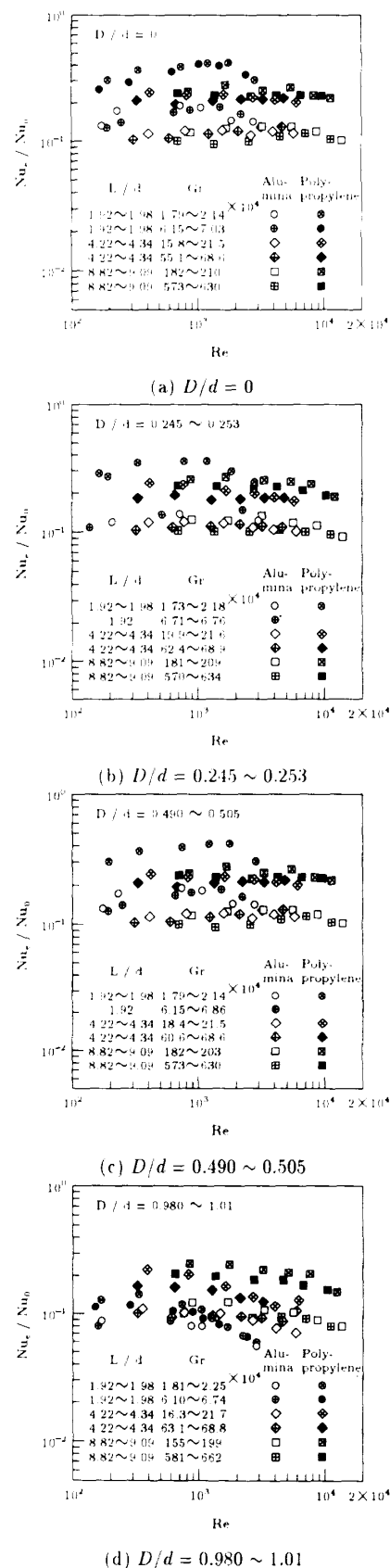


(b) Polypropylene

Fig.8 Relationship between h_m and L

関係を、 Gr 数をパラメータに示したものである。また、粒子未充填時のヌセルト数 Nu_0 も比較のため図中に併記している。図9(a)、図9(b)のいずれのくぼみ深さ D に関しても、 Re 数および Gr 数一定で比較した場合には、粒子層に関する Nu_c 数は粒子未充填時の Nu_0 数よりも小さい値を示す。これは、伝熱面上に配置された粒子による、伝熱面近傍の熱伝導率の増加に比較して、流れの攪拌などの対流熱伝達促進効果が相対的に小さいことを示している。また、いずれのくぼみ深さ D に関しても、低 Re 数域においては、 Gr 数の増加と共に Nu_c 数が増加することより、粒子充填時においても、自然対流の影響が存在することが理解できる。一方、 $D = 10 \text{ mm}$ の図9(b)に見られるように、低 Re 数域の粒子未充填時の Nu_0 数は、 Gr 数一定において、 Re 数の増加と共に減少する。これは、主流によりくぼみ内の高温の循環渦が抑制されるためと説明される⁽¹²⁾。しかしながら、粒子充填時の Nu_c 数の挙動には、このような傾向は見られず、 Gr 数一定の条件において Nu_c 数は Re 数の増加と共に単調に増加する。これ

は、粒子充填時には、くぼみ内に循環渦が形成されない


Fig.9 Relationship between Nu_c and Re

Fig.10 Relationship between Nu_c/Nu_0 and Re

ためと考えられる。

前報⁽⁴⁾と同様、粒子未充填、 $D = 0$ mm における Nu_0 数 (式(8)に Re 数、 Gr 数および Pr_f 数を代入して算出) を基準に、粒子層の熱伝達特性の定量的評価を試みる。

図 10(a) ~ 図 10(d) は、種々の無次元くぼみ深さ D/d に関して、ヌセルト数比 Nu_r/Nu_0 とレイノルズ数 Re の関係を示したものである。なお、いずれの D/d に関しても、 Nu_r/Nu_0 比の分母には、粒子未充填、 $D = 0$ mm に関する Nu_0 数を用いている。従って、 $D/d > 0$ に関する Nu_r/Nu_0 比には、充填粒子の効果と、くぼみ深さの効果の両方が含まれる。

図 10(a) ~ 図 10(d) において、いずれの無次元くぼみ深さ D/d 、無次元伝熱面長さ L/d 、および充填粒子の種類においても、 Nu_r/Nu_0 比の値は Re 数の増加に伴い低下している。また、 Re 数の増加に伴う Nu_r/Nu_0 比の減少割合は、 D/d の増加、 L/d の減少、および充填粒子の熱伝導率の低下と共に大きくなることが定量的に理解できる。また、 Nu_r/Nu_0 比に与える Gr 数の影響は小さく、粒子充填時の自然対流の効果は、分母の Nu_0 数に含まれる自然対流の影響と相殺されているものと考えられる。前報⁽⁶⁾と同様に、粒子層の有効熱伝導率を表すパラメータとして有効プラントル数 Pr_r (式(6))を採用し、熱伝達特性の無次元整理を試みた。本実験結果は、次式(9)により平均偏差 $\pm 14\%$ にてまとめられる。

$$\frac{Nu_r}{Nu_0} = \frac{1.4 Re^{-0.04} Pr_r^{0.66} (L/d)^{-0.16}}{1 + 2.0 Re^{0.22} Pr_r^{0.36} (L/d)^{-1.6} (D/d)^{1.1}} \dots\dots\dots (9)$$

適用範囲: $9.6 \times 10^1 \leq Re \leq 1.5 \times 10^4$, $1.7 \times 10^4 \leq Gr \leq 6.6 \times 10^6$, $0.059 \leq Pr_r \leq 0.19$, $1.92 \leq L/d \leq 9.09$, $0 \leq D/d \leq 1.0$

図 11 は、次式(10)にて定義されるパラメータ B^* を用い、全実験データと本実験式(9)を比較したものである。

$$B^* = \frac{Nu_r}{Nu_0} \frac{1 + 2.0 Re^{0.22} Pr_r^{0.36} (L/d)^{-1.6} (D/d)^{1.1}}{1.4 Re^{-0.04} Pr_r^{0.66} (L/d)^{-0.16}} \dots\dots\dots (10)$$

図 11 において、本実験値が式(9)に比較的良好く一致することが理解できる。

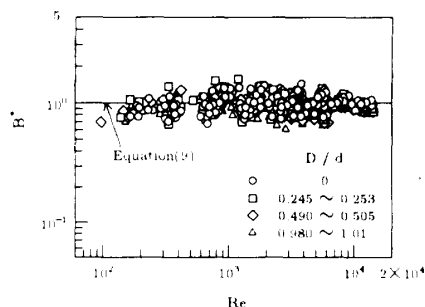


Fig.11 Relationship between B^* and Re

4. 結言

底面に加熱面を有する上部開放型矩形くぼみに球状粒子を一段充填した場合の共存対流熱伝達に関して、種々のくぼみ長さについて実験的検討を行い、以下の結論を得た。

(1) くぼみ深さを 0 mm に設定し、粒子層を流れの中にさらした場合においても、粒子層下部の伝熱面近傍への空気流の進入は、上流側数列に限定される。このため、粒子層長さの増大に伴い熱伝達係数は減少する。なお、伝熱面長さを粒子直径の 2 倍程度とした場合には、流れが粒子層下部の伝熱面近傍を通過して下流にまで至り、この場合には、熱伝達特性が著しく向上する。一方、くぼみ深さを粒子直径程度に設定した場合には、流体は粒子層の上部に沿って流動し、粒子層下部の伝熱面近傍では流れの淀んだ状態となる。この場合、粒子層上部流の下方への広がり、伝熱面長さの減少に伴い小さくなり、同時に熱伝達係数も小さくなる。

(2) 粒子充填時の対流熱伝達に関するヌセルト数比 (粒子充填時のヌセルト数 Nu_r と粒子未充填の平面状態におけるヌセルト数 Nu_0 の比) は、レイノルズ数、有効プラントル数、無次元くぼみ深さ (くぼみ深さと粒子径の比)、および無次元くぼみ長さ (くぼみ長さと粒子径の比) の関数として表すことが出来、有用な実験整理式を得た。

参考文献

- (1) Kim, S. Y., 他 2 名, Proc. The 2nd JSME-KSME Thermal Eng. Conf., 3 (1992), 237.
- (2) Poulikakos, D., 他 3 名, Int. J. Heat and Fluid Flow, 7-2 (1986), 109.
- (3) 稲葉, 他 3 名, 機論, 55-510, B (1989), 457.
- (4) Sahraoui, M. and Kaviany, M., Int. J. Heat Mass Transfer, 35 (1992), 927.
- (5) Sahraoui, M. and Kaviany, M., Int. J. Heat Mass Transfer, 37 (1994), 1029.
- (6) 稲葉英男, 他 2 名, 機論, 59-567, B (1993), 3588.
- (7) 日本機械学会編, 伝熱工学資料改訂第 4 版, (1986), 68, 日本機械学会.
- (8) 文献(7)の p.46.
- (9) Wakao, N. and Kato, K., J. Chem. Eng. Japan, 2-1 (1969), 24.
- (10) 例えば, Yamamoto, H., 他 2 名, Trans. ASME Ser. C, 101 (1979), 475.
- (11) 山本, 他 2 名, 機論, 43-371, (1977), 2662.
- (12) 稲葉, 他 2 名, 機論, 51-467, B (1985), 2414.