



石炭燃焼流動層の固体粒子群が熱伝達特性に与える影響

メタデータ	言語: jpn 出版者: 北海道開発技術センター 公開日: 2012-08-30 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 河合, 秀樹, 高橋, 洋志 メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/10258/1608

石炭燃焼流動層の固体粒子群が熱伝達特性に与える影響

その他（別言語等）のタイトル	The effect of the solid particles on the characteristics of heat transfer coefficients in a coal fired fluidized bed
著者	河合 秀樹, 高橋 洋志
雑誌名	寒地技術論文・報告集
巻	22
ページ	273-277
発行年	2006
URL	http://hdl.handle.net/10258/1608

CTC06-I-057

石炭燃焼流動層の固体粒子群が熱伝達特性に与える影響

河合 秀樹 (室蘭工業大学 機械システム工学科)
高橋 洋志 ()

The effect of the solid particles on the characteristics of heat transfer coefficients in a coal fired fluidized bed

H. Kawai (Muroran Institute of Technology Dept. Mechanical Systems Engineering)
H. Takahashi (Muroran Institute of Technology Dept. Mechanical Systems Engineering)



1. 研究目的

固気混合流動層は、固体粒子群とガス流体からなるサスペンションの特性から、吸着装置や熱交換ボイラーなど、様々な用途に利用される。例えば、石炭などの微粉炭燃焼流動層は、粒子-流体間ならびに粒子-壁間の熱伝達能力が単層ガス流れに比して数〜数十倍にもなるため高効率熱交換器として期待され、寒冷地北海道における電力需要や熱エネルギー源を確保するために重要である。また、粉塵を閉ループ内で取り扱えるため、これからの環境負荷低減面においても注目される。

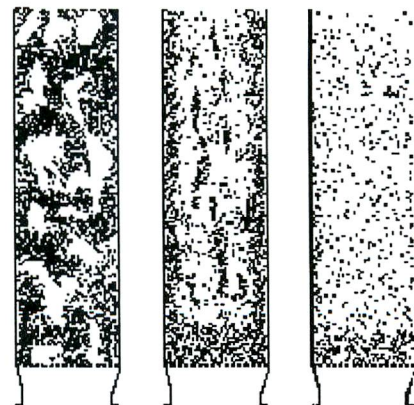
しかし、熱交換部の解析として重要な内挿管群周りの伝熱特性を扱った研究は必ずしも多くない。その中でも水平管群に関する研究は垂直円管^{(1),(2)}に比べて少ない。熱交換器の最適な設計のためには、層内の流動特性と熱伝達特性の関係を把握することが重要である。そこで本研究では、層内に内挿した水平管群の伝熱面と流動層間の熱伝達について基本的な特性を把握する。すなわち、水平伝熱管群の一本を加熱し、そこから伝達される熱量を計測することにより、伝熱面周りの熱伝達特性と粉体の流動特性の関連を明らかにすることを目的とする。

2. 実験措置および実験方法(コールドモデル)

流動層は粒子の物性と流体速度に応じて、流動状態を変化させる。Fig. 1 にその遷移状態の一部を示す。一般的に知られる基本的な遷移は、最小流動化→均一流動化→気泡流動化→スラッシング→乱流流動化→高速流動化→気流層で、図にはこの内、乱流流動化、高速流動化、並びに気流層のイメージ図を示した。本実験では乱流流動層から高速流動層の時範囲における熱伝達特性について扱う。

実験装置概図(循環流動層)を Fig. 2 に示す。主要部は、粒子上昇部(ライザー: 内径 0.1 m, 高さ 4.0m), 固気分離部(サイクロン, バグフィルタ), 循環粒子回収部(ダウンカマー: 内径 0.2 m, 高さ 2.3 m), 静圧測定部(静圧タ

ップ), test section で構成される。粒子には FCC (Fluid Catalytic Cracking) を用いた。平均粒子径は 34 μ m で、見かけ密度は 930kg/m³ である。ダウンカマーに堆積した粒子はバタフライバルブを介してライザー底部に供給され、ブロウ(室温空気)によってライザー上方へ吹き上げられる。ライザー内静圧分布は、高さ方向 12 ヶ所に設置された圧力タップにより測定される。また層内熱伝達測定のため Fig. 1 左図に伝熱水平管群を模擬した矩形管型 Test section を設けた。矩形管は 90mm×90mm の正方断面で高さ 490mm のアクリル製である。Test section 上部から 245mm の位置を基準として、本体ライザー一部の高さ位置それぞれ 0.9m と 3.4m で円管(内径 ϕ 90mm)と接合して実験する。各高さでの実験は各々独立しており、0.9m に test section を設置するときでは 3.4m は通常の円管流動層とする。矩形管内の管群は千鳥型配列で 17 本から構成される。矩形管と円管の接合部では流れの乱れが懸念されるが、管群を挿入しない状態での単層流圧力勾配に大きな差異はなく、本実験の範囲内では形状の変化による影響は余りなかった。また、管群を挿入した箇所でも圧力勾配の乱れが生じるが、その絶対値は単



Turbulent Fast Entrained

Fig. 1 ガス流速による流動形態の変化

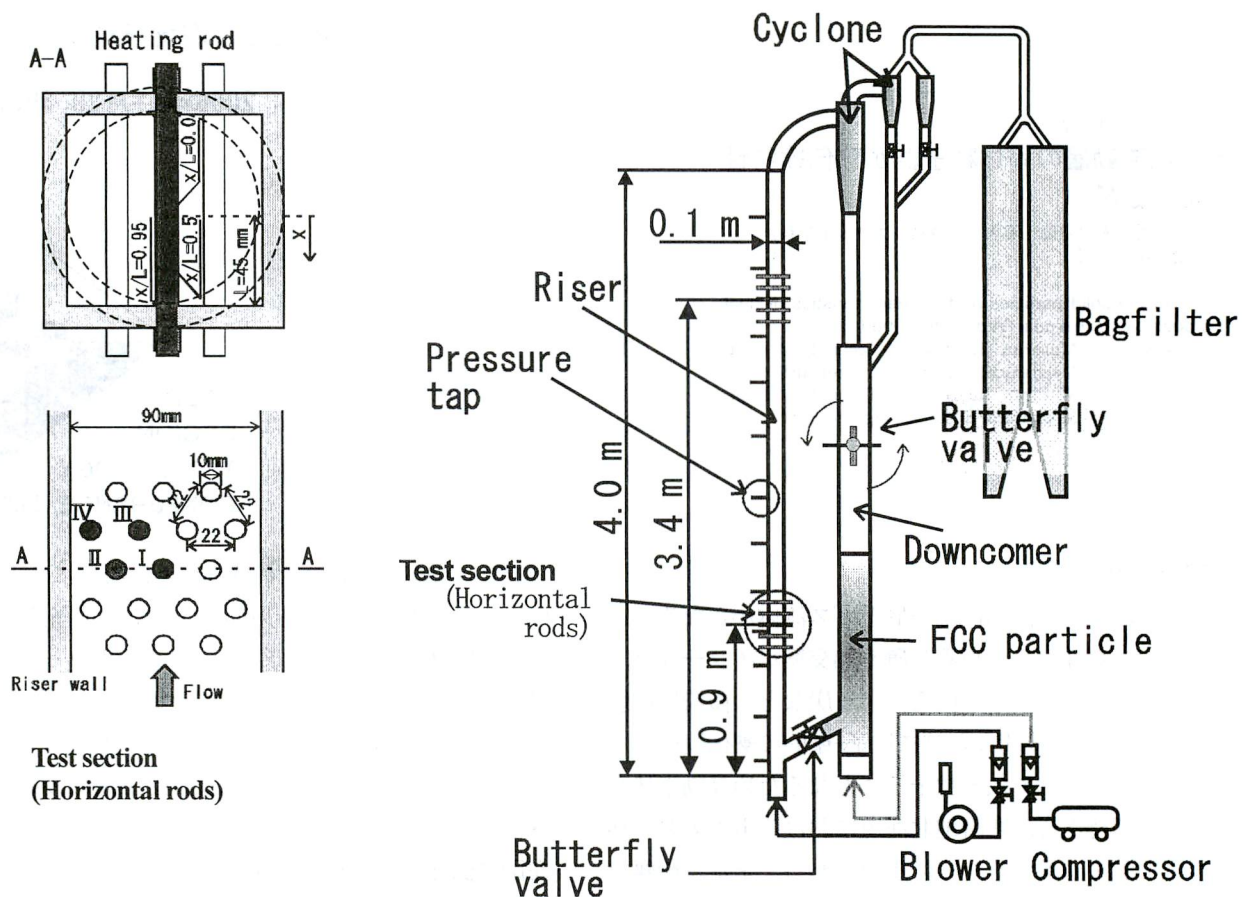


Fig. 2 静的粘弾性装置(レーザ変位装置) (左)と測定部詳細(右)

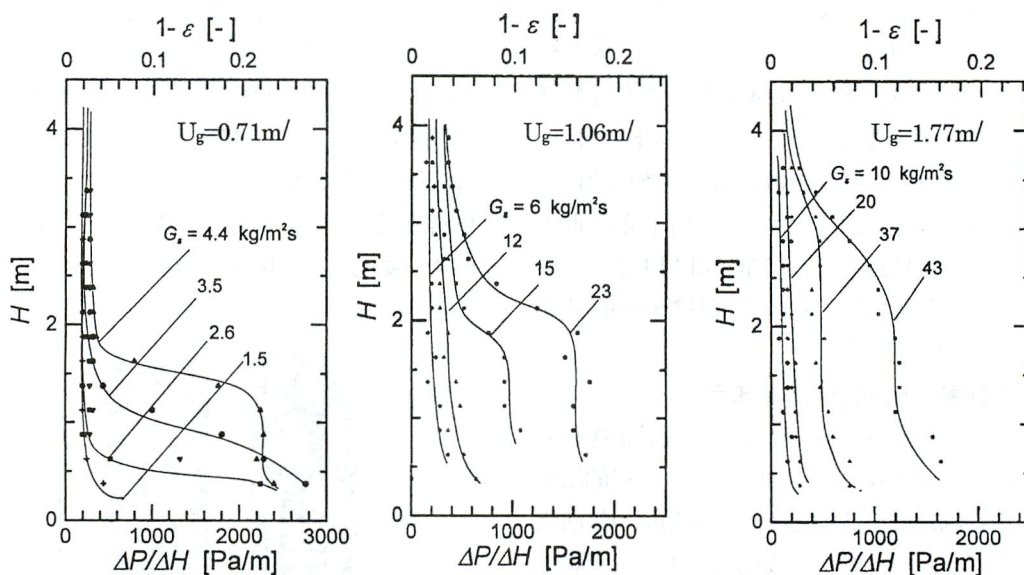


Fig. 3 圧力勾配(断面平均粒子充填率)の高さ方向分布

層流で $1/5 \sim 1/10$ であり、且つ影響が全域におよぶことも見られなかったため、全体平均値から補正した。配管群の一本は加熱棒になっており、他はダミーである。Test section の図中、I～IVは加熱棒(伝熱ロッドと略)の取り付け位置を示す。伝熱ロッドは直径 10 mm の丸棒(木製)を用い、厚さ $10 \mu\text{m}$ のニクロム箔をその周囲に巻きつけて通電し発熱させる。ニクロム箔伝熱部の長さは、Test section

の内径長さ 90mm と同じである。温度測定部は管中心($x/L=0$)、壁面と中心の間、($x/L=0.5$)、および壁面近傍($x/L=0.95$)とし、それぞれの個所に熱電対を埋め込んでいる。ただし、 x は管中心から壁面方向の座標で L はロッド半分の長さである。またロッドの周囲方向に関しては前方淀点を $\theta=0^\circ$ とし、Fig. 2 にしたがって時計方向に $\theta=90^\circ$, 180° , 270° とした。高さ方向の圧力信号も含め、これらの信号はコン

ピュータに取り込まれ、伝熱面表面温度とガス流の平均温度を同時計測して熱伝達係数と断面平均粒子充填率(1-ε) [-]を求めた。ここでεは空間率である。粒子循環量の測定は、ダウンカマー上部に取り付けられた空気透過性(250mesh ステンレス金網)バタフライバルブを用いる。バタフライバルブを閉じてから粒子が一定の高さに堆積する時間を測定することにより、層内の粒子循環量を推算した。

尚、圧力勾配と断面平均粒子充填率(1-ε) [-]は次式で関係付けられる。

$$\frac{\Delta P_b}{H_b} = (1-\varepsilon)(\rho_p - \rho_g)g \quad \text{-----(1)}$$

ここで、P_bは流動層の圧力損失、H_bは層高、ρ_pは粒子密度、ρ_gはガス密度、gは重力加速度を表す。

3. 実験結果

測定点区間長ΔH [m] (=4m/12)に対する圧力損失ΔP[Pa]を測定し、その勾配から各高さにおける断面平均粒子充填率(1-ε) [-]を求めた。Fig. 3 にその結果を示す。横軸下には圧力勾配、上には(1-ε)を表示した。図中U_g [m/s]はガス(空気)空塔速度[m/s], G_sは粒子循環量[kg/m²s]である。各U_gにおいて、G_sが小さい場合、ライザー高さ方向(軸方向)に対する粒子濃度の変化は小さく希薄で均一な濃度分布を持つ。しかし、G_sが増大すると、粒子濃度の軸方向分布に大きな違いが生じる。U_g=0.71m/s, および1.06m/s では、G_sの増加によって軸方向の濃度分布が不連続になる傾向が顕著に分かる。U_gが低いほど、わずかなG_sの増加で不連続点が現れる。これに比べて、U_g=1.77m/s では、G_s<43 kg/m²s では濃度分布は軸方向に一様で、G_s=43 kg/m²s でようやく、濃度分

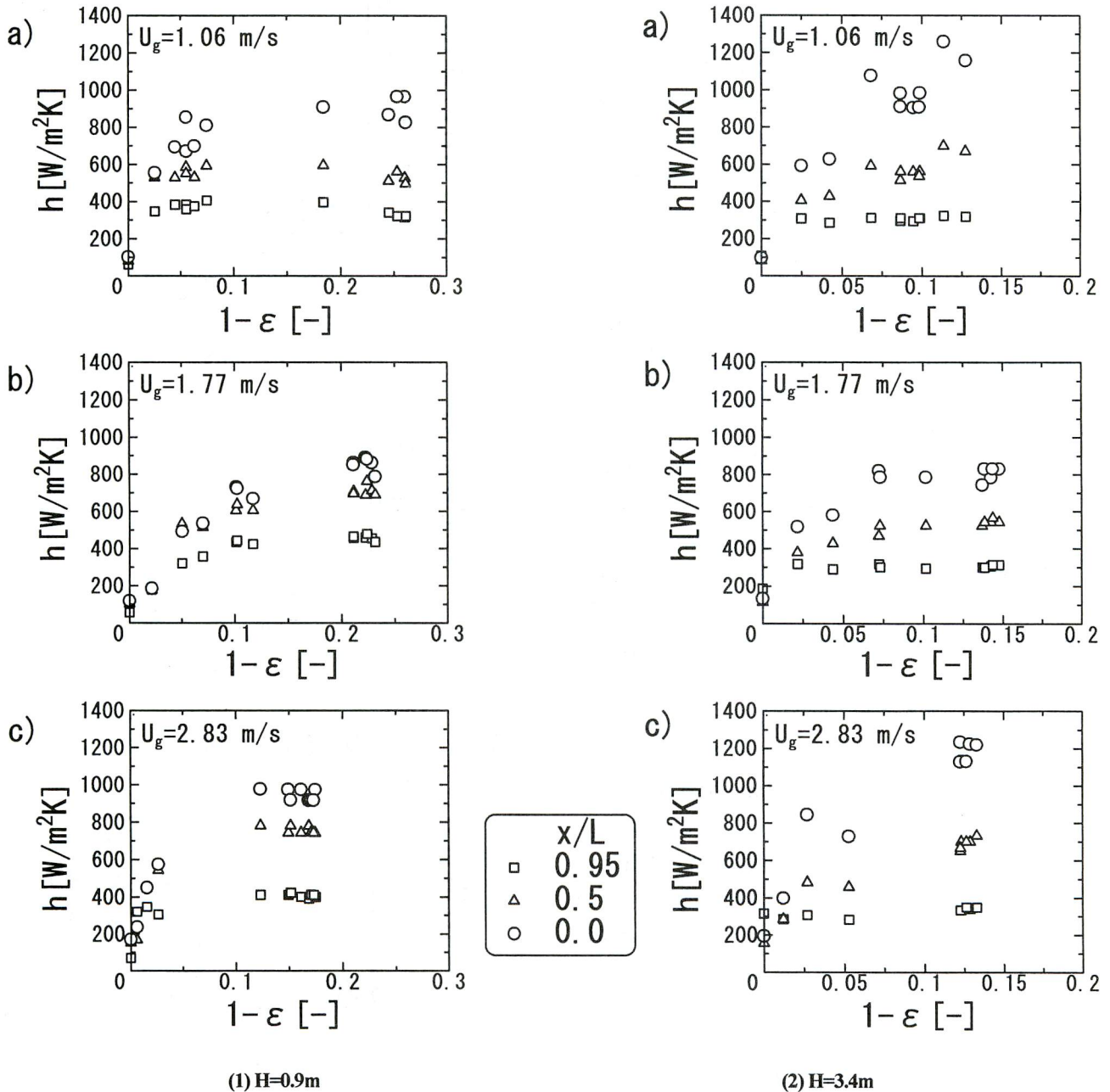


Fig. 4 粒子充填率による熱伝達係数 (ロッド番号: I, θ=0)

布の軸方向に不連続性が確認されるようになる。

Horio らの研究によれば乱流流動層から高速流動層へ遷移する空塔速度は本実験の仕様では、 $U_g=1.198\text{m/s}$ と言われている。本実験の $U_g=1.06\text{ m/s}$ はほぼそれに等しい。高速流動層における代表と見られる 1.77m/s では、濃厚相から希薄相への変化は連続的で $G_s<43\text{ kg/m}^2\text{s}$ では不連続点は見られない。このことから、 $U_g=1.06\text{m/s}$ は、乱流流動層から高速流動層への臨界領域であると予想される。

Fig.4 は $(1-\epsilon)$ に対する局所熱伝達率 $h[\text{W/m}^2\text{K}]$ を示した。断面方向測定点は $x/L=0$ (○), 0.5 (△), および 0.95 (□) である。Fig.4(a)は管群高さ $H=0.9\text{m}$, Fig.4(b)は $H=3.4\text{m}$ である。伝熱ロッドの配置番号は I, 測定角は $\theta=0[\text{deg}]$ (前方よどみ点)とした。図はそれぞれ、a) $U_g=1.06\text{ m/s}$, b) 1.77 m/s , c) 2.83 m/s を示す。これより、熱伝達率 h は $(1-\epsilon)$ の増加にしたがって大きく上昇する。 $(1-\epsilon)=0$ が単層流であるから、 h の絶対値は 5~10 倍になる。特に層中心部($x/L=0$)では、その傾向が顕著である。これはガス温度、および伝熱表面温度が単層流と同じでも、粒子の存在によってはるかに大きな伝熱特性が得られることを意味している。このような粒子特性の把握は、熱交換および回収プロセスにおいて有効な指針を与える。 $x/L=0.0$ では、 $H=0.9\text{m}$, 3.4m の両者とも、 $U_g=1.06\text{ m/s}$ で大きな h が計測されるが、 $U_g=1.77\text{ m/s}$ では h は総じて一旦下がり、 $U_g=2.83\text{m/s}$ で再び上昇する。 $U_g=1.06\text{ m/s}$ は前述の流動実験の結果から、流動層内部流の構造が変化する臨界点であることが示唆された。伝熱特性の違いによる本実験結果も、やはり流動特性の遷移過程を明確に捉えているものと考えられる。また、Fig.4(1)およびFig.4(2)より、test section の設置高さの違いによる伝熱特性の違いを比較することができる。これより、 3.4m に test section を設置した場合の方が全体的に伝熱特性は高めに推移している。特に $U_g=1.06\text{ m/s}$ の場合にはその違いがある程度明確に分かる。 $U_g>1.06\text{ m/s}$ では基本的に大きな変化はなかった。流動層の伝熱特性はガス空塔速度と断面平均粒子充填率 $(1-\epsilon)$ に基本的にしたがうと考えてよいと思われる。

流動状態による伝熱特性の違いは、 $\theta=180^\circ$ の結果を見ると更に明確に分かる。Fig.5 は $H=0.9\text{m}$, 配置番号 I のロッドにおける $\theta=180^\circ$ の h を示した。これより、 $U_g=1.77\text{m/s}$, $U_g=2.83\text{m/s}$ では $1-\epsilon$ の増加に従って h はほとんど変化しないが、 $U_g=1.06\text{m/s}$ では大きく増加する。図示はしていないが、 $H=3.4\text{m}$ でもその傾向はほとんど同じであった。また、その絶対値についても Fig.4(2)-(a)の $\theta=0$ と比較すると、 $\theta=0$ の h には及ばないものの、かなり高い熱伝達係数を示している。この結果からも、 $U_g=1.06\text{m/s}$ はと $U_g>1.06\text{m/s}$ の流動状態と優位に異なることが示される。Fig.1 に示されるように、乱流流動層は粒子の速度がかなりランダムで、断面方向への速度成分も主流に対して大きな

値を持つことが考えられる。この速度成分が、 $\theta=180^\circ$, すなわちロッドの後方淀点での粒子の堆積を掻き取り、且つロッドに衝突することで熱伝達係数の上昇を維持させている。乱流流動層よりも速い高速循環流動層では、粒子の主流方向成分が支配的になり、後方淀点での掻き取り効果は薄れ、粒子が堆積するものと考えられる。このように、臨界点前後での流れ構造の変化が伝熱特性に明確な影響を与えている。 $U_g=1.06\text{ m/s}$ が、流れの遷移領域であることはロッド周りの伝熱特性からも、ほぼ確実と思われる。

Fig.6 および Fig.7 は、異なるロッド位置における熱伝達特性を測定した結果である。Fig.6 はロッド番号 III, $\theta=90^\circ$

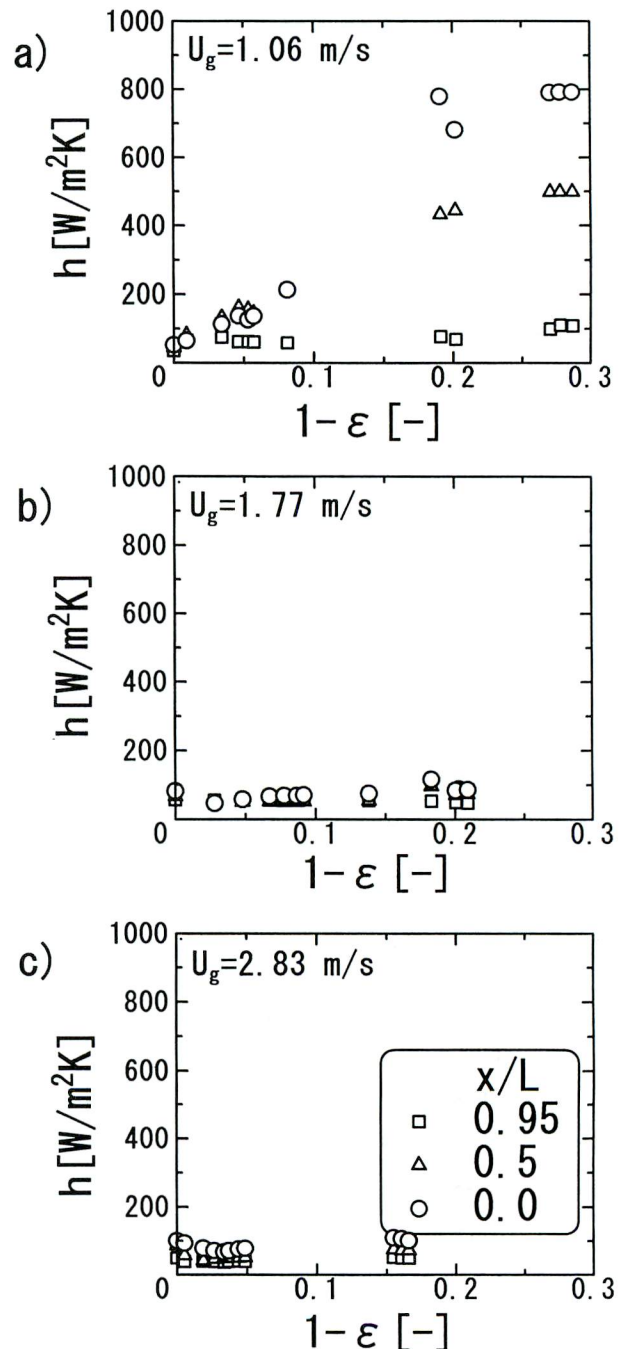


Fig.5 ガス空塔速度の違いによる熱伝達係数と粒子分率 (ロッド番号 I, $\theta=180^\circ$, $H=0.9\text{ m}$)

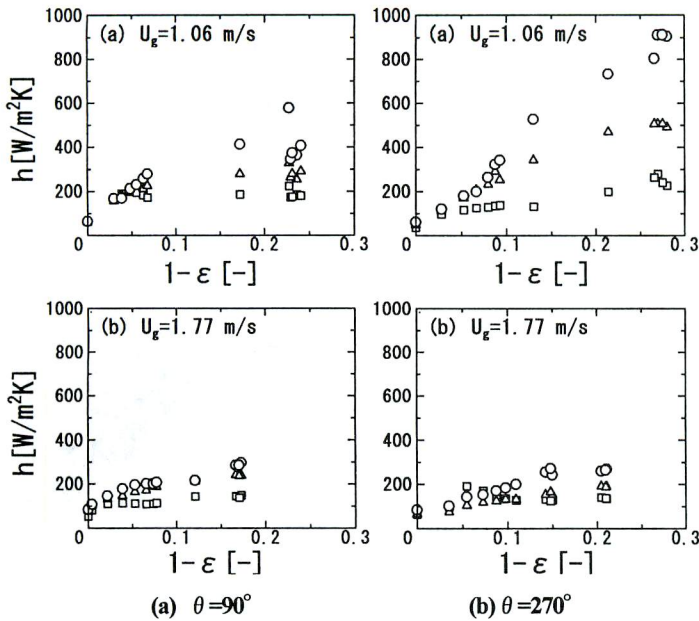


Fig. 6 ロッド番号Ⅲ, H=0.9mにおける熱伝達係数

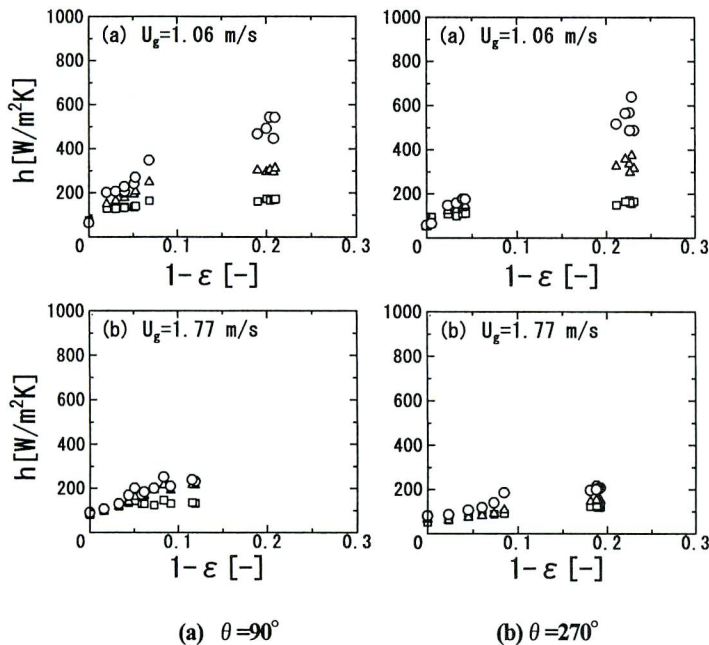


Fig.7 ロッド番号Ⅳ, H=0.9mにおける熱伝達係数

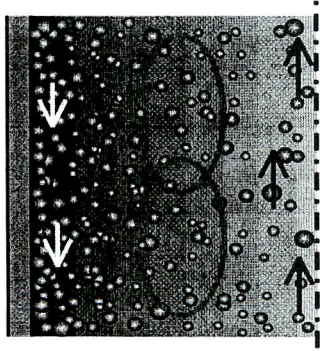


Fig.8 管中心部を上昇するコア流れと管壁部を降下するアンニユラス流れ

と 270° での $(1-\epsilon)$ に対する熱伝達係数, Fig. 7 はロッド番号Ⅳでの同様の熱伝達係数を示す. $\circ, \triangle, \square$ 印は, Figs.4,5 に準ずる. また, ロッド番号Ⅲの水平位置は管中心に近い個所であり, ロッド番号Ⅳはより管壁に近い. $\theta=90^\circ$ およ

び 270° は, お互い前方淀点から幾何学的対称の位置にあり, 流れが同じであれば同じ特性を示すはずである. Fig.6 の結果から $U_g=1.06\text{m/s}$ では $\theta=270^\circ$ での熱伝達係数が $\theta=90^\circ$ に比べて 30%程度高く, 前方にある他の管群によって粒子が分散されているにも関わらず, 熱伝達係数は相当大きい. これは, 管中心に近い場所では依然粒子の流れが大きく, 熱伝達係数もそれに大きく支配されると考えられる. 千鳥配列を有する同様の管群を単層流に適合した場合, ガス流は管断面にわたってほぼ均一になることが知られるが, 流動層では, 依然中心部と管壁部で粒子の流動状態が異なると見られる. ただ, Fig.6 の $U_g=1.77\text{m/s}$ から, 粒子速度が高速になると, $\theta=90^\circ$ と 270° 間で大きな差異は見られなくなる. 管群による粒子分散効果も大きくなり, ほぼ幾何学対象性に合致した熱伝達特性を示すものと考えられる.

Fig.7 では, $U_g=1.06\text{m/s}$, および 1.77m/s と, $\theta=90^\circ$ と 270° で大きな差異が観察されない. ただし, $U_g=1.06\text{m/s}$ では依然大きな熱伝達係数が得られており, 粒子は活発且つランダムに動き回っていることが裏付けられる. これらの値はロッド番号Ⅲ, $\theta=90^\circ$ での熱伝達係数とほぼ同じであり, 管中心近傍での挙動と, 管壁近傍での挙動の差が伝熱係数で明確に捉えられている. 一般に循環流動層では, 層断面方向に粒子の運動形態, 速度, および濃度の分布を持つことが知られており, Core-Annulus flow(Fig.8)と呼ばれる環状流が形成される. そこでは, 層中心部(Core)に比較的希薄な粒子上昇流, 壁面近傍(Annulus)に濃厚且つ速度の小さな下降流が形成されると言われている. ただし, 環状流は一般的には管群がない状態で論議されるものである. 本実験から得られる熱伝達特性は, この環状流による粒子モデルからほぼ裏付けられるものと考えられる. $x/L=0.95$ で熱伝達率が大きく低下する要因も, 元来粒子濃度の高い領域に加え, 加熱ロッドの挿入により流れが更に淀み, 高濃度粒子領域が形成されてロッド表面の熱伝達の促進を障害すると考えられる.

4. 結言

流動層内固体粒子の流動挙動が水平管から発熱される熱伝達特性に大きな影響を与えることがわかった. 特に乱流流動層における特異現象を, 粒子充填率の層高分布と熱伝達特性から捉えることができた. また, 管群周りの特性について実用的なデータが得られた.

5. 参考文献

- 1) A. K. Kolar, R. Sundaresan, Heat transfer characteristics at an axial tube in a circulating fluidized bed riser, Int.J.Therm.Sci., 41, pp. 673-681, 2002.
- 2) G. R. Ahn, G. Y. Han, Bed-to-immersed tube heat transfer in a circulating fluidized bed, J.Chem. Engg. Japan, 30, pp. 421-426, 1997.