

流動層熱交換器内に垂直に配置された伝熱管周りの気泡挙動*

古井秀治^{*1}, 梅川尚嗣^{*2}, 林 幸一^{*1}
小澤 守^{*2}, 竹中信幸^{*3}

Bubble Behavior in Vertical Tube Banks Installed in a Fluidized Bed

Shuji FURUI, Hisashi UMEKAWA, Kouichi HAYASHI,
Mamoru OZAWA and Nobuyuki TAKENAKA^{**} Kansai University Graduate School, 3-3-35 Yamate-cho, Suita-shi, Osaka, 564-8680 Japan

Fluidized bed combustion is one of advantageous technologies for coal and/or incineration firing especially with respect to the environmental protection of emissions, such as NO_x/SO_x. Bed material movement in such fluidized bed has a prime importance in the heat transfer process. Thus the quantitative measurements of bed material movement and void fraction are indispensable for better understanding fluidized-bed. In this investigation, neutron radiography is applied to visualize the bed material movement in a simulated fluidized bed heat exchanger installed with vertical tubes. Bubble behavior and void fraction profile are obtained by using the image processing technique. Bubble movement is highly restrained by these vertical tubes to that the bubbles rise up along the tube. The bubble diameter is well correlated by modified Mori & Wen's correlation taking into account the pitch of tube arrangement. The bubble rise velocity and void fraction are well correlated by applying the drift-flux model.

Key Words: Fluidized Bed, Flow Visualization, Bubble, Multiphase Flow, Vertical Tube Banks, Drift-flux Model

1. 緒 論

流動層は高灰分の低品位炭, 廃棄物, さらには RDF 等の燃焼に適し, これら低発熱資源の有効利用が可能ならうえに Thermal-fuel-NO_x, SO_x などの有害物質の排出抑制が比較的容易に行えるといった利点も有する. 近年では加圧流動層燃焼 (Pressurized Fluidized Bed Combustion; PFBC) や石炭ガス化複合発電 (Integrated Coal Gasification Combined Cycle; IGCC) などの高効率複合発電システムとしても流動層燃焼技術が広く用いられ, 商業用としても実用段階に達しつつある.

流動層内の熱伝達特性については従来から多くの研究がなされており, その伝熱機構は粒子群による対流, ガスによる対流, 放射伝熱の3つに大別される. 流動化粒子の種類, 流動状態によりその支配パラメータは大きく異なり, Saxena⁽¹⁾らおよび Kunii⁽²⁾らは常温常圧の流動層において $d_p < 0.63\text{mm}$ の比較的小さな粒子層では粒子の対流が, $d_p > 1.1\text{mm}$ の比較的大きな粒子層ではガス対流が熱伝達率に大きく影響し,

$0.63\text{mm} < d_p < 1.1\text{mm}$ では粒子対流支配とガス対流支配が混在する遷移領域とし, 粒子対流支配領域で熱伝達率は極大値となることを示した. また高温の流動層では伝熱面での放射の影響が大きく現れるとしている. また実際の流動層熱交換器では層内に多数の水管 (伝熱管) が配置されているがこれらの内挿管周りでの熱伝達率および流動特性, 気泡挙動等も多数発表されている⁽¹⁻⁷⁾. 水管は層内の流動状態に大きく影響し, 管あるいは管群の配置方向やピッチにより気泡挙動, さらにはそれともなう粒子の挙動も異なり, 特に粒子対流が支配的な系においてはその評価が重要となる. 実際の流動層熱交換器においては層内の水管は主として水平に配置されており, 従来公表されている研究報告も多くは水平管群を対象としているが^(5,6), 実際には垂直配置の水管も混在した形となっている. このような層内に垂直に設置された管群に対しては伝熱特性やそれに大きく影響すると思われる気泡挙動, 空隙率などの諸特性についてはほとんど解明されていない.

そこで本研究では特に粒子対流による熱伝達が支配的である範囲の粒子を用いた流動層熱交換器を対象とし, 熱中性子ラジオグラフィを用いて垂直管群を設置した流動層の可視化を行った. さらに得られた画像情報より空隙率の定量測定, 気泡あるいは空隙率の時間

* 原稿受付 2002年1月11日.

^{*1} 学生員, 関西大学大学院 (☎ 564-8680 吹田市山手町3-3-35).^{*2} 正員, 関西大学工学部.^{*3} 正員, 神戸大学工学部 (☎ 657-0013 神戸市灘区六甲台町1-1).

E-mail: ga2d001@kansai-u.ac.jp

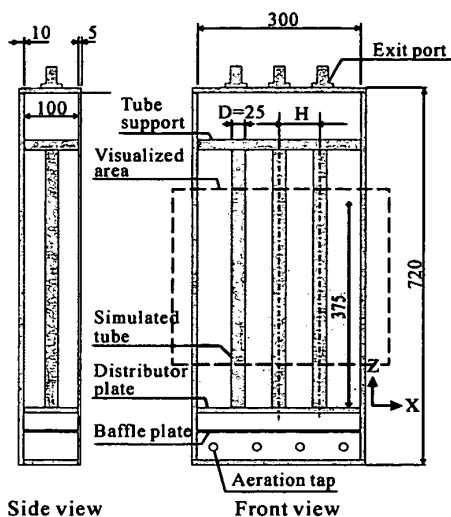


Fig. 1 Test section

Table 1 Fluidized particles

Mean diameter : $62\mu\text{m}$, Density : 2310kg/m^3 (A-particle)

$J_{Gmb}=0.00716\text{m/s}$ $\epsilon_{mb}=0.52$

Distribution of diameter		Contents	
106 μm	(5.2%)	SiO ₂	(89.5%)
90	(16.0)	Al ₂ O ₃	(4.11)
75	(20.1)	Fe ₂ O ₃	(0.259)
53	(35.9)		
below 53	(22.8)		

Mean diameter : $218\mu\text{m}$, Density : 2555kg/m^3 (B-particle)

$J_{Gmb}=0.0543\text{m/s}$ $\epsilon_{mb}=0.46$

Distribution of diameter		Contents	
590 μm	(0.1%)	SiO ₂	(99.7%)
420	(4.5)	Al ₂ O ₃	(0.05)
297	(14.9)	Fe ₂ O ₃	(0.02)
210	(33.2)	CaO	(0.01)
149	(45.0)	MgO	(0.01)
105	(22.1)		
74	(0.1)		

変動, またそれらにおよぼす垂直管群の影響等について明らかにした。

記号

C_0	: 分布パラメータ
D	: 内挿管直径 m
D_b	: 気泡径 m
D_t	: 層厚さ m
d_p	: 粒子径 m
g	: 重力加速度 m/s^2
H	: 管配列ピッチ m
I	: 空隙率変動強度

J_G : ガス流束 (空塔速度) m/s

V_b : 気泡上昇速度 m/s

V_{GI} : ドリフト速度 m/s

ϵ : 空隙率

ψ : 真球度

添字

mb : 最小気泡流動化状態

mf : 最小流動化状態

2. 実験装置

実験に用いた流動層は図1に示す幅300mm, 高さ100mm, 高さ720mmの内寸法を有する矩形容器であり, 外径 $D=25\text{mm}$ の円管を用いて垂直伝熱管を模擬した。管配置は一列配置で, ピッチ $HD=1.2, 1.5, 2.0, 3.0$ の4種類で, 管の配列ピッチに応じて模擬伝熱管の本数は9, 7, 5, 3本とした。これらのテストセクションならびに模擬伝熱管は中性子に対して透過率の高いアルミニウムで構成されている。

粒子には実プラントでもよく用いられている表1に示すSiO₂を主成分とする粒径の異なる2種類のけい砂を用いた。これら粒子はGeldartによる粉体分類⁽²⁾において, それぞれA粒子(流動化しにくい比較的小さい粒子)とB粒子(流動化しやすい比較的大きい粒子)に分類される。

コンプレッサから供給される流動化気体である空気は, 減圧弁, 臨界ノズルによって所定の流量に調節され, 層下部から多孔質分散板を通して層内に吹き込まれ, 層通過後フィルタを介して大気中に放出される。

可視化実験は日本原子力研究所東海研究所のJRR-3M内に設置された熱中性子ラジオグラフィ装置(TNRF-2)で行った。ここで得られた可視化画像は30 frames/sでデジタルビデオレコーダを用いて記録した。

流動層では実験結果の整理に際して, 流動化開始時のガス流束(空塔速度) J_{Gmf} に対するガス流束 J_G の比 J_G/J_{Gmf} がよく用いられるが, 後でも示すように J_G/J_{Gmf} の値そのものに本質的な意味合いはなく, J_G あるいは $J_G - J_{Gmf}$ の値を用いた方が現象を理解するうえで有益である。また本研究では気泡挙動についての議論が主であるため, J_{Gmf} の代わりに気泡流動化開始速度 J_{Gmb} を用いて結果の整理を行った。よって表1には J_{Gmb} と気泡流動化開始時の平均空隙率 ϵ_{mb} のみを併記した。なお J_{Gmb} と J_{Gmf} については, A, B各粒子の流動層形成時の特性上, B粒子の層では $J_{Gmb} \approx J_{Gmf}$, A粒子の層では $J_{Gmb} > J_{Gmf}$ となる^(3,4)。

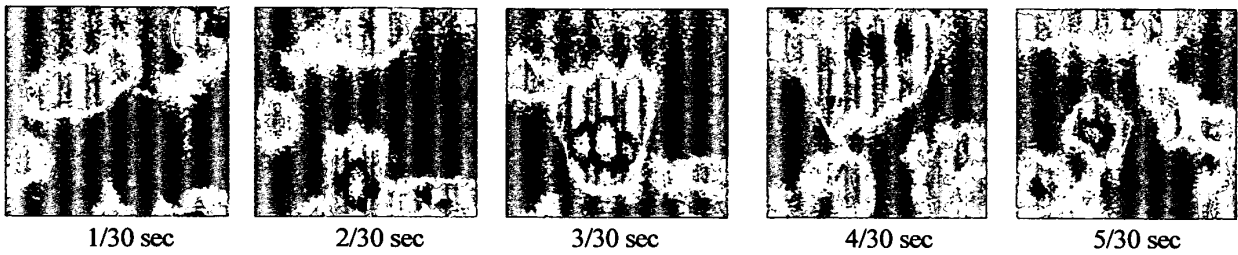


Fig.2 Flow pattern in B-particle bed ($H/D=1.2, J_G=0.17$ m/s)

3. 中性子ラジオグラフィによる可視化と画像処理法

流動層内の可視化は層内特性の把握に有効であり従来から様々な方法が用いられてきた。例えば可視光による二次元流動層の可視化⁷⁾や光ファイバプローブを用いた方法⁸⁾などがあるが、流動状態をかく乱する可能性があること、また層内全体の把握が困難であることなどの問題点がある。特に垂直管群を配した流動層に対してはその幾何学的な特徴から管周りの全体的な流動状態の把握には困難が伴う。垂直管に対しては Hamison ら⁹⁾による二次元流動層内における垂直細管($\phi 6.3$ mm)周りにおける気泡の可視化写真等の例はあるものの、気泡挙動や空隙率の特性を把握するまでには至っていない。

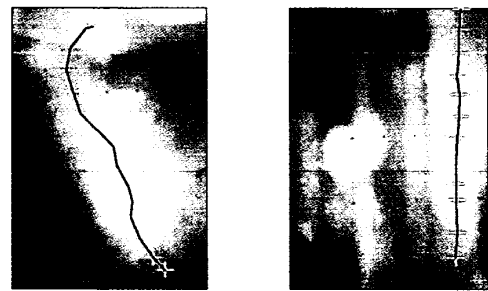
一方、ラジオグラフィを用いた可視化は層内の粒子挙動に影響を与えることなくかなり厚い層内の情報を得ることができ、例えばX線ラジオグラフィ(XR)による結果が Rowe らにより数多く報告されている^{9,10)}。また最近では日本原子力研究所の中性子ラジオグラフィ(NR)システムを使用した流動層の可視化および画像処理による定量測定方法が Ozawa ら^(11,12)によって多く報告されている。もちろんXR, NRのようなラジオグラフィはあくまでも透過線を使用した可視化であり、実時間では線透過方向の局所情報は得ることができない。しかしながら本実験におけるように、幅に対

して厚さが相対的に薄い流動層の主な挙動は実験装置高さ方向の流動化ガスの上昇運動に伴うものであることから、ここで得られた結果は層内挙動を議論するうえでは十分有益な情報であると考えている。

NRによる可視化画像に対して画像処理を行うことによって空隙率の定量評価を行っているが、詳細については既報^(11,12)に詳しいのでここでは省略する。

4. 実験結果および考察

4.1 垂直管群内での気泡挙動 図2に前章で示した画像処理によって求められた流動層内の空隙率分布の画像を示す。画像の緑色の部分が比較的空隙率の低い領域を表し、赤色または白色の部分が空隙率の高い領域を示している。なお図中に見られる管は気泡挙動に及ぼす管の存在の影響を明示するために処理後の画像に描き加えたものであり、実際の画像処理結果



(a) Free bubbling (b) Tube banks ($H/D=2.0$)

Fig.3 Bubble trajectory (B-particle bed, $J_G=0.14$ m/s)

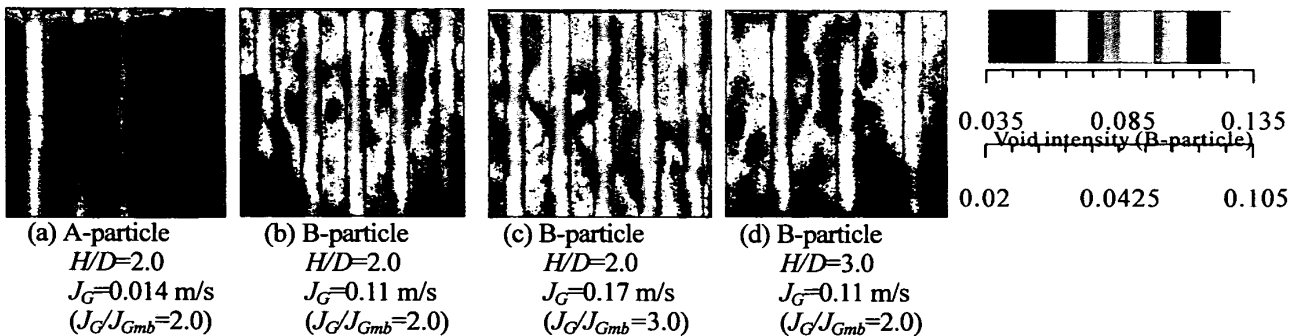


Fig.4 Void intensity

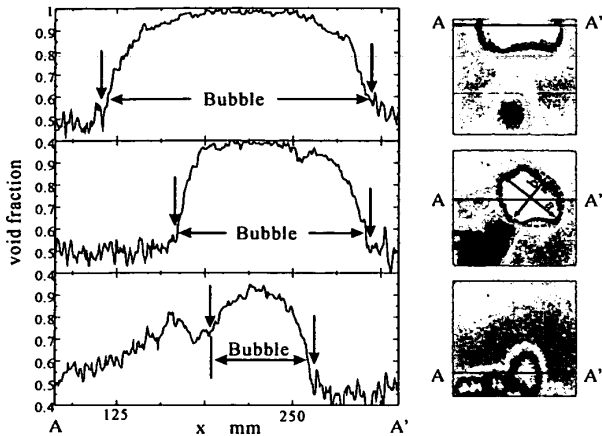


Fig.5 Void fraction distribution and bubble definition

には管は画像として現れない。このように得られた可視化画像に基づいて、層内の流動特性について以下に述べる。

管の有無による気泡挙動の違いを軌跡で示したものが図3である。図では1/30秒毎に気泡中心位置をプロットしている。管群がない場合(a)には気泡は斜め上方に向かっていく。この方向は気泡により異なり、特定の方向は定まっていない。一方、管群が存在する場合(b)にはほとんど垂直に上昇している。この傾向は本実験全体を通じて変化なく、気泡の上昇挙動が管の存在により拘束されていることがわかる。

図4は式(1)で定義する空隙率変動強度の分布である。

$$I = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\varepsilon_i - \bar{\varepsilon})^2} \quad (1)$$

ここで ε_i は画像*i*の局所空隙率、 $\bar{\varepsilon}$ は局所の時間平均空隙率、*n*は画像枚数である。

A粒子、B粒子いずれにおいても垂直管群周りで高い値を示し、特にガス流束の大きい条件では大きな変動強度を示した。これらは垂直管群周りに対して流動化粒子の挙動が活発であること、すなわち粒子群を駆動する気泡が多数存在すること示している。またA粒子層においては流動化しにくいために流動化に偏りが生じ、気泡は特定の流路に多く存在するが、この場合も管周囲における変動強度が大きい傾向は変わらない。

4.2 等価気泡径と上昇速度 本節では垂直管群が配置された流動層内における気泡径について述べる。元来、流動層のような固気二相流では気液二相

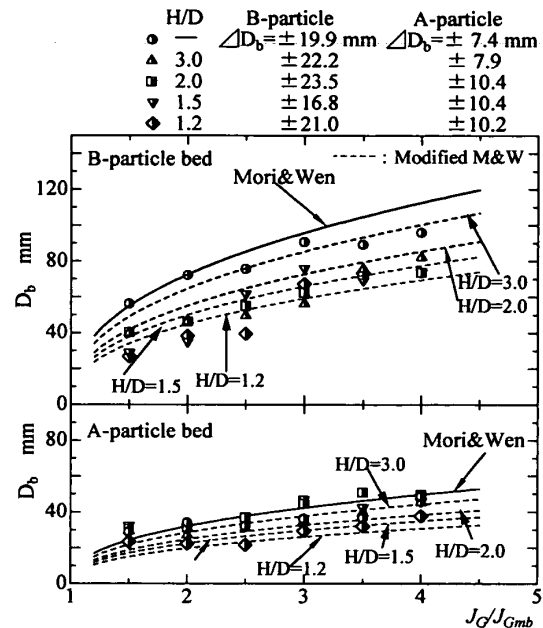


Fig.6 Equivalent bubble diameter

流における気泡のような明確な界面は存在しない。そこで本報では流動層における気泡の定義として図5に示すように空隙率分布画像から気泡を横切る任意断面(A-A')での空隙率を測定し、空隙率の勾配が急激に大きくなる部分(図中矢印)を気泡界面とした。このように決定した気泡境界位置を図5中に矢印で示している。気泡径については定義された気泡境界を楕円で近似し、その楕円の長径と短径から等しい面積をもつ円の直径すなわち面積等価直径を算出して気泡径 D_b とした。なお気泡を楕円近似することによる面積の評価誤差は約±2%程度であった。一般に流動層では体積等価直径を用いることが推奨されているが、本研究では画像が透過画像であること、また層の幅に対して厚さが相対的に小さく、大きい気泡では80mmにも達するものがあり、前後壁の影響を受けている可能性も考えられる。したがって面積透過直径の方が本実験の場合には妥当であると判断している。

以上の方法に従って測定した気泡径を便宜上、ガス流束比 J_G/J_{Gmb} に対してプロットしたものを図6に示す。プロットは各条件で連続的に求めた5-6個のデータの算術平均値である。なお、凡例と並べて各条件でのデータの平均値に対するばらつきの幅 ΔD_b を数値で示した。図中には式(2)で示すMori-Wenによる気泡径の相関式⁽⁴⁾を実線で、後述するように同式を修正した式(3)を破線で示した。

$$D_b = 1.49 [D_t^2 (J_G - J_{Gmb})]^{0.4} \quad (2)$$

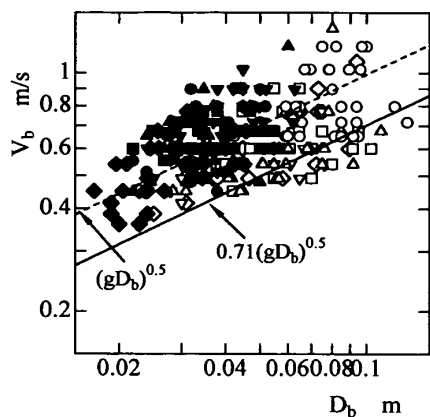


Fig.7 Bubble rise velocity and equivalent bubble diameter

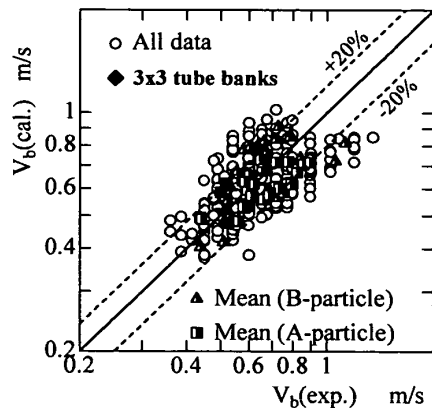


Fig.8 Correlation of equivalent bubble diameter

ここで D_i は層の厚さで、本実験では 100mm である。A 粒子、B 粒子いずれにおいても J_G が大きくなるにつれて、気泡径は大きくなるが、B 粒子ではその傾向が顕著である。また管群が存在することで気泡径は小さくなり H/D が小さくなるほどこの傾向は強く認められる。この管群による気泡径の影響は A 粒子でも同様に認められるが B 粒子の場合ほど顕著ではない。

式 (2) の Mori-Wen の相関式は内挿物のない流動層に対して求められたものであり直径 D_i の 2 乗が層断面積の関係より式に表れる。しかし本実験のように管群を挿入した場合にはサブチャンネルの断面積が式 (2) の層断面積にあたりと考えると、気泡径は層厚さ D_i と管の配列ピッチ H によって拘束されるものとして次式のように修正を試みた。

$$D_b = 1.49 [D_i H (J_G - J_{Gmb})]^{0.4} \quad (3)$$

$H/D=1.2, 1.5$ の場合では式 (3) は実験値とよい一致を示す。しかしながら $H/D=3.0$ では算出した値は実験値の分散を考慮したときの最大値程度に対応し、平均値で見ると実験値より大きくなる傾向にある。これは気泡径に対する管の存在の影響が式 (3) におけるよりも強く現れているものと見られる。この場合は管ピッチ H の代わりに管間距離を用いたときの計算値は実験値にかなり近い値をもつことを併記しておく。いずれにしても全体的に見れば式 (3) は有効であり、同じ考え方を後述の 3×3 の格子配列にまで拡張した場合には式 (4) で表されることになる。

$$D_b = 1.49 [H^2 (J_G - J_{Gmb})]^{0.4} \quad (4)$$

4.3 気泡上昇速度 図 7 は A, B 両粒子における全データの気泡径と気泡上昇速度の関係をプロットしたものであり、式 (5) で与えられる Clift と Grace による単一気泡の上昇速度⁽⁴⁾、ならびに右辺の係数を 1 とした式 (6) を併せて示している。図において中実、中空プロットはそれぞれ A 粒子、B 粒子の値である。

$$V_{mb} = 0.71 (gD_b)^{0.5} \quad (5)$$

$$V_{mb} = (gD_b)^{0.5} \quad (6)$$

図に示すように式 (5) は B 粒子のデータには比較的良好な一致を示すものの A 粒子では低めに値を予測し、A 粒子のデータについては式 (6) のように修正した値の方がよい一致を示す。

しかしながら式 (5) は単一気泡に対しての相関式として提案されているものであり、Davidson と Harrison は気泡流動層内の上昇気泡に適用するにあたって、気液二相スラグ流における大気泡上昇速度を与える Nicklin の式⁽⁵⁾ にならって式 (7) (但し $C_0=1.0$) を提案している。

$$V_b = C_0 (J_G - J_{Gmf}) + V_{mb} \quad (7)$$

V_{mb} は式 (7) において、静止液中の大気泡上昇速度に対応する。ここでは V_{mb} は B 粒子、A 粒子それぞれ前述の式 (5)、(6) で与えられるものとする。一方、式 (7) の形で気泡の上昇速度を相関できるとした Clift と Grace⁽⁴⁾ は分布パラメータ $C_0=1.3 \sim 1.4$ を提案しているが、本報では後述する空隙率の相関で求められた

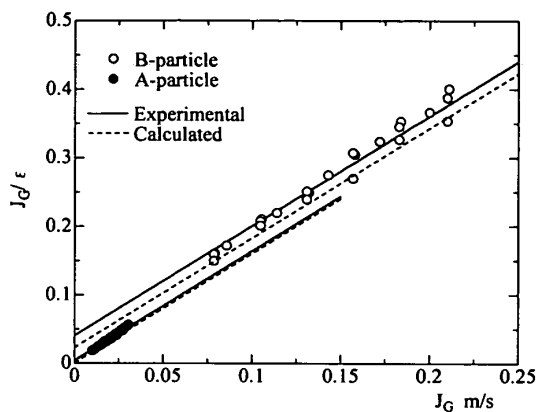


Fig.9 Weighted mean gas velocity

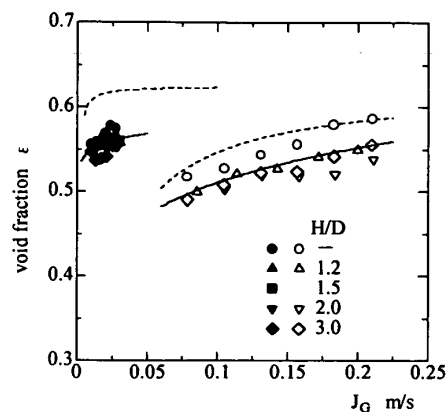


Fig.10 Void fraction by drift-flux model

Table 2 Distribution parameter and weighted-mean drift velocity

B-particle	J_{Gmb} m/s	V_{GJ} m/s	C_0 —	$\overline{V_{GJ}}$ m/s
Experimental	0.0543	0.126	1.6	0.039
Calculated	0.04	0.087	(1.6)	0.023
A-particle	J_{Gmb} m/s	V_{GJ} m/s	C_0 —	$\overline{V_{GJ}}$ m/s
Experimental	0.00716	0.016	1.6	0.0045
Calculated	0.0032	0.0056	(1.6)	0.00048

$C_0=1.6$ を使用し次式を得た。但し、 V_{mb} に対応して J_{Gmf} を J_{Gmb} に変更している。

$$V_b = 1.6(J_G - J_{Gmb}) + 0.71(gD_b)^{0.5} \quad (8)$$

$$V_b = 1.6(J_G - J_{Gmb}) + (gD_b)^{0.5} \quad (9)$$

図8は式(8)、(9)による計算結果と実験結果との比較である。半塗りプロットは各実験条件での平均値であり、計算結果と実験結果は±20%の範囲でほぼ一致している。また図8には本報と同様の実験を3×3のバンドル形態に管を配置したテストセクションを用いて行った結果も併記している。但し、バンドル形態では管群は格子状配列となるため、気泡径 D_b は式(4)を用いて導出した。

上述の式(8)、(9)で求められる気泡上昇速度はバンドル形態の管配置でのデータに対してもよい一致を示すことがわかる。

4.4 ドリフトフラックスモデルによる空隙率

の相関 前節では気泡の上昇速度に対し Nicklin の考えを適用することで相関式を求めたが、ここでは Zuber—Findlay によるドリフトフラックスモデル⁽⁶⁾を空隙率の推算に適用することを考える。

最小気泡流動化状態では、粒子はほとんど静止しており、この固相の容積中心速度 ($\equiv 0$) に対する気泡速度 (J_G/ϵ) をドリフト速度と一致すると考えると、次式を得る。

$$J_G / \epsilon = C_0(J_G - J_{Gmb}) + V_{GJ} \quad (10)$$

なお流動層では固相の容積流速は平均的に0であるので式(10)には含まれない。しかし、ドリフトフラックスモデル本来の意味を考えると、右辺第二項は $(J_G - J_{Gmb})$ ではなく J_G で整理されるべきであることから、式(10)を式(11)の形に変形する。

$$J_G / \epsilon = C_0 J_G + \overline{V_{GJ}} \quad (11)$$

ここで $\overline{V_{GJ}} = V_{GJ} - C_0 J_{Gmb}$ であり、これは空隙率で重み付けした平均ドリフト速度に相当するものと考えられる。式(11)のドリフト速度、分布パラメータを実験結果から求めるために、ガス流速と気相速度の関係を図9に示す。図中、中空プロットがB粒子、中実プロットがA粒子に対するもので、実線はそれぞれの条件に対して最小二乗法により求めた近似線であり、このときの C_0 と $\overline{V_{GJ}}$ を表2に示している。

ここで、 $\overline{V_{GJ}}$ の値について Ergun の式⁽⁷⁾に基づいて検討を行う。最小気泡流動化速度が Ergun の流動化速度の推算値で代用できるものと仮定し、実験より求められた空隙率 ϵ_{mb} を用いることで式(11)の V_{GJ} が計

算できる。この計算にあたって真球度は $\psi=1.0$ とした。この値と、前述の実験値より求められる分布パラメータの値を用いて求めた $\overline{V_{GJ}}$ の計算結果が表2における下段の値 0.023 (B 粒子), 0.00048 (A 粒子) である。ここで A 粒子において $\overline{V_{GJ}}$ の計算値は実験値に比べ約 1/10 になっているが、これは図9からも明らかのように $\overline{V_{GJ}}$ の差はほとんど結果に影響しておらず有意な差ではないと考える。このように計算より求められた結果を図9中に破線で示す。空隙率の測定精度が測定値の $\pm 10\%$ 程度であること⁽¹²⁾を考えると、計算値は実測値の特性をよく表しており、ここで示した考え方でドリフト速度が計算により十分推算可能であることがわかる。

ドリフトフラックスモデルでは式(12)によって空隙率が求まる。

$$\varepsilon = \frac{J_G}{C_0 J_G + \overline{V_{GJ}}} \quad (12)$$

図10において中空プロット、中実プロットがそれぞれ実験により求められたB粒子、A粒子の平均空隙率を、実線はそれらの近似曲線を示す。また破線はErgunの式を使用して算出した平均ドリフト速度に基づく空隙率を式(2)に代入して求めた値を表している。図には本実験で行った管ピッチの異なる条件がすべて記されているが、いずれも実験で表される関係式(12)でよくまとまることわかる。

5. 結 論

流動層内に垂直に配置された管群周りの流動化粒子の挙動を中性子ラジオグラフィを用いて可視化し、空隙率の定量計測を行い以下のような結論を得た。

- (1) 層内に垂直管群が存在する場合には、気泡は管に沿って上昇する傾向を示す。
- (2) 層内の垂直管群の存在は気泡径に大きく影響する。本実験範囲ではMori-Wenの式を修正した式(3)および(4)によって表すことが可能である。
- (3) 気泡上昇速度に対し、Nicklinの考え方を適用し式(8)、(9)を提案した。本式は、バンドル形態での実験結果にも適用可能であり、本実験範囲では $\pm 20\%$ 以内で実験結果を評価できる。
- (4) ドリフトフラックスモデルを流動層に適用することで空隙率の推算式を提案した。

最後に本実験に協力いただいた当時関西大学4年生の松本貴洋君に謝意を表す。

なお本研究の一部は文部省科学研究費補助金(基盤研究(B)(2), No.11450091), ならびに平成13年度原研施設利用共同研究(研究課題番号1172)の補助を受けて行われた。ここに記して謝意を表す。

文 献

- (1) Saxena, S. C., Heat Transfer between Immersed Surface and Gas-Fluidized Bed, *Advances in Heat Transfer*, (1989), Vol. 19, 97-190, Academic Press, London.
- (2) Kunii, D. and Levenspiel, O., *Fluidization Engineering*, 2nd ed, (1991), Butterworth-Heinemann, Boston.
- (3) 日本粉体工業技術会編 流動層ハンドブック, (1990), 培風館.
- (4) 榎嶺, 堀尾正毅, 流動層の反応工学, (1984), 培風館.
- (5) Chandran, R., Chen, J. C. and Staub, F. W., Local Heat Transfer Coefficient around Horizontal Tubes in Fluidized Beds, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 102, (1980), 152-157.
- (6) Irhan, F., 宮本政英・加藤泰生・栗田謙二, 流動層内の水平管周りの粒子挙動と熱伝達特性(粒子径の影響), 機論, 65-630, B(1992), 713-720.
- (7) 佐藤勲, 黒崎晏夫, 高瀬直研, 流動層内粒子循環状況の可視化と循環粒子の熱輸送に基づく伝熱促進効果の評価, 機論, 63-610, B(1997), 249-257.
- (8) Harrison, D. and Grace, D. J., Fluidized Beds with Internal Baffles, *Fluidization* (Davidson, J. F. and Harrison, D. eds), (1971), 599-626, Academic Press, London.
- (9) Rowe, P. N., Macgillivray, H. J. and Cheesman, D. J., Gas Discharge from an Orifice into a Gas Fluidized Bed, *Trans. IChemE*, 57 (1979), 194-199.
- (10) Rowe, P. N. and Partridge, B. A., An X-ray Study of Bubbles in Fluidized Beds, *Trans. IChemE*, 43 (1965), T157-T175.
- (11) 小澤守, 梅川尚嗣, 松田健, 竹中信幸, 松林政仁, 鶴野晃, 流動層における粗大粒子の挙動と抗力係数, 機論, 62-601, B(1996), 185-192.
- (12) Ozawa, M., Umekawa, H., Takenaka, N. and Matsubayashi, M., Quantitative Flow Visualization of Fluidized-Bed under Normal and Down-Flow-Model Operations by Neutron Radiography, *Experimental in Fluids*, 28, (2000) 413-424.
- (13) Takenaka, N., Fujii, T., Akagawa, K., Ono, A., Sonoda, K., Nishizaki, K. and Asano, H., Application of Neutron Radiography to Visualization of Multiphase Flows, *Flow Meas. Instrum.*, 1, (1990), 149-156.
- (14) Clift, R. and Grace, J. R., Continuous Bubbling and Slugging, *Fluidization*, 2nd ed. (Davidson, J.F., Clift, R., Harrison, D. eds), (1985) 73-132. Academic Press, London.
- (15) Nicklin, D.J., Wilke, J.O. and Davidson, J.F., Two-Phase Flow in Vertical Tubes, *Trans. IChemE*, 40-1, (1962) 61-68.
- (16) 日本機械学会, 気液二相流技術ハンドブック, (1989), コロナ社.
- (17) Byron Bird, R., Stewart, W. E. and Lightfoot, E. N., *Transport Phenomena*, (1960), 180-207, Wiley International edition, New York.