Literature cited

- 1) Baumgarten, P. K. and Pigford, R. L.: *A. I. Ch. E. Journal*, **6**, 115 (1960)
- 2) Davidson, J. F. and Harrison, D.: *Fluidized particles*, Cambridge at the Univ. Press (1963)
- 3) Kobayashi, H. and Arai, F.: *Reaction engineering symposium at Osaka*, 121 (1964)
- 4) Lewis, W. K., Gilliland, E. R. and Werner Glass: *A. I. Ch. E. Journal*, **5**, 419 (1959)
- 5) Morse, R. D. and Bakker, C. O.: *Chem. Eng. Progr.*, **47**, 199 (1951)
- 6) Reuter, H.: *Chem.-Ing.-Tech.*, **35**, 98 (1963)
- 7) Rowe, P. N.: *Chem. Eng. Progr. Sym. Series*, **58**, 42 (1962)
- 8) Yasui, G. and Johanson, L. N.: *A. I. Ch. E. Journal*, **4**, 445 (1958)

ガス系流動層における気泡の状態*

桐 栄 良 三**・松 野 隆 一**
小 嶋 宏**・長 井 良 昭**
中 川 公 一**・湯 晋 一**

京都大学工学部 化学工学教室

結 言

ガス系流動層における反応や、伝熱などの諸操作の研究により、その機構は次第に明らかにされてきているが、ガス系流動層においては発生する気泡の状態を的確に把握することが先決の問題である。Yasui ら²³⁾ Lanneau¹¹⁾ Baumgarten ら¹⁾ 尾崎ら¹⁴⁾ の研究、Davidson ら²⁾ Harrison ら^{6,7)} Rowe ら¹⁷⁻²¹⁾ Reuter^{15,16)} ら多数の研究が気泡の状態把握にむけられている。筆者ら同じ目的で次のような研究を行なった。

I. 二次元流動層の写真撮影、電気容量法、II. 三次元流動層の X-ray 撮影、X-ray 映画撮影、電気容量

法により、(1) 気泡の垂直方向の大きさ、頻度、(2) 会合のありさま、(3) 形状、(4) 上昇速度、(5) 電気容量法の検出端などの挿入による粒子流れの変化、(6) 気泡内の粒子濃度の研究を行なった。

1. 実験装置・実験方法・解析方法

実験装置の概略図を Fig. 1a に示す。流体は空気である。

1・1 三次元流動層

1・1・1 円筒型流動層装置と電気容量法装置 自然発生する気泡(連続気泡)の上昇速度と、垂直方向の

* <Behaviours of Bubbles in Gas-Solid Fluidized-Bed>

Received on April 17, 1965 第3回総合シンポジウム (名古屋, 1964年11月26日) にて発表

** Ryoze Toei, Ryuichi Matsuno, Hiroshi Kojima, Yoshiaki Nagai, Koichi Nakagawa, Shin-ichi Yu (Kyoto University Dept. of Chemical Engng. Kyoto, Japan)

G. B. 1 $u/u_{mf} = 2.0$

Fig. 3
Behaviours of bubbles
in the three dimensional
fluidized bed by
X-ray photography

大きさを、電気容量法により求める。

塔は内径 80mm で、高さ 800mm の透明硬質塩化ビニール製の円筒である。整流部は 3mm ϕ の鉛玉を 15cm 充填し、その上に補強用の目のあらい金網と 200 $\#$ の金網をのせたものである。この装置に Fig. 1 b に示す電気容量測定用の検出端が、高さ方向に 5cm 間隔でとりつけられる。

電気容量法装置は広く行なわれている方法^{5,11,13)}であり、概略

Fig. 4 Model of bubble

Fig. 5 Positions of planes pictured by tomography
in the two dimensional fluidized bed

G. B. 2 plane ④ $u/u_{mf} = 1.60$

Fig. 6 Particles dispersed in the bubble
pictured by tomography

図を Fig. 1 a に示した。検出端は流動層の状態にできるだけ影響を与えぬように細い 1mm ϕ 銅線で作った。気泡が検出端を通過する際に得られるペン書オシログラフの記録例を Fig. 2 に示した。検出端間隔を 5cm、記録紙速度を 125mm/sec にとったので、気泡の上昇速度 u_b は

$$u_b = \frac{125 \times 5}{(t_1 + t_2)/2} \quad [\text{cm/sec}] \quad (1)$$

で求められ、気泡の垂直方向の大きさ y は

$$y = (w_1 + w_2) \times 5 / (t_1 + t_2) \quad [\text{cm}] \quad (2)$$

により得られる。 w_1, w_2 は記録紙の山の高さの半分の位置の値で、これは二次元流動層での電気容量法と写真撮影を同時に行なった結果より、この位置をとるのが最も妥当であることを知った。

1.1.2 正方形角筒流動層装置と X-ray 写真撮影装置 塔は 100 $\times$ 100 の断面をもち高さ 1,000 の透明硬質塩化ビニール製である。整流板に厚さ 1.5cm、粒度 100 μ のアルミナの焼結板を使用した。塔には、高さ方向に 5cm 間隔に、電気容量法の検出端とりつけ口がつけられている。また塔底付近に人工気泡（単一気泡）を吹込むノズルをとりつけることができる。この塔においても電気容量法により、連続気泡および単一気泡の垂直方向の大きさ、上昇速度を求めた。また、X-ray 写真撮影により、連続気泡の大きさ、形を求め、X-ray 映画撮影により、連続気泡の上昇速度、単一気泡の上昇速度、形を求めた。X-ray 撮影法を使用したのは、検出端などの妨害物が一切なく、三次元流動層内を自由に上昇する気泡の状態を求めるためである。X-ray 写真撮影は、15 $\times$ 10⁴V のコンデンサー方式で、医療用フィルム大陸板(11in $\times$ 14in)を流動層後面に接して立て、流動層の前面の方向からフィルムより 1m ないし 1.5m の距離の X-ray 線源より 3/1,000 秒 $\sim$ 2/1,000 秒、X-ray を照射する。フィルムには、ほぼ実物大の大きさの影像がうつる。その一例を Fig. 3 に示す。Fig. 3 からわかるように、筆者らの実験範囲内では、気泡は、Fig. 4 に示すような spherical cap 形で、気泡下部が上に凸であると考えられるので、気泡垂直方向の大きさ y 、気泡半径 r_b 、気泡角度 θ_b を測定した。識別できる最小の気泡大きさは、2.5mm $\sim$ 3mm であった。

X-ray 映画は、線源が 11 $\times$ 10⁴V $\sim$ 13 $\times$ 10⁴V、3mA で 16mm 映画カメラにより撮影する方法であり、カメラは 48 コマ、絞り 1.4 で撮影した、視野は直径約 8cm の円である。これにより Fig. 4 に示す各値と上昇速度が求められる。

1.2 二次元流動層装置と断層写真撮影装置

塔は、横 250、奥行 24、高さ 1,500 で、透明硬質塩化ビニール製である。電気容量法の検出端のとりつけや、妨害用針金の挿入が可能である。また、単一気泡も吹込

むことができる。気泡の形状、妨害物の影響をみるために、写真撮影をした。

気泡の内部に粒子がふくまれるかどうか検討するために、気泡内部の断層写真をとったが、カメラは暗箱に引延し器用レンズ（焦点距離 50 mm, f : 3.5）をとりつけたものである。約 1/1,000 秒閃光するストロボの逆光で撮影した。視野は $3 \times 5 \text{ cm}^2$ で乾板上に広大率 4.2 倍の映像ができる。焦点をあわせた面より 5.5 mm ずれると試料粒子は、ばけてしまう。Fig. 5 に示すように、①②③④⑤の個所に焦点をあわせて写真撮影した。その一例を Fig. 6 に示す。この結果の解析は、①②③④⑤の各場所の $1-\varepsilon$ (ε は空間率) の形で表わした。

2. 実験結果ならびに考察

使用した試料粒子は、ガラス球 80~100 μ (G. B. 1), ガラス球 16~24 μ (G. B. 2), 砂 80~120 μ (S. 1), 砂 35~48 μ (S. 2), 塩ビ粉 80~100 μ (B. 1) である。

2.1 三次元流動層における気泡の垂直方向の大きさ、頻度

試料および実験条件は Table 1 に示した。この実験より得られた気泡の垂直方向の大きさの平均値 $\bar{y}$ を整流板よりの高さ Z に対し、流量をパラメーターにして点綴したものの例を Fig. 7 に示す。Fig. 7 は 100×100 の塔で、整流板に、アルミナの焼結板を使用し、G. B. 1 を流動させて、電気容量法、X-ray 撮影により測定したものである。Yasui ら²³⁾の結果と同じように、 Z が大きくなるにつれ、 $\bar{y}$ が大きくなる。これは気泡が会合、finger²⁰⁾による分散、会合の過程を経てだんだん大きくなることを示すものであろう。また、X-ray 撮影により求めた $\bar{y}$ は、電気容量法による場合よりも小さいが、これは、電気容量法により検出できる気泡の大きさの下限が約 0.8 cm であること、また、気泡が横にならんだりとすると、大きい気泡の方を、検出してしまふからだと思われる。さらに 80 mm の塔で、整流部に鉛玉の充填層を使用して、電気容量法で $\bar{y}$ を測定したが、整流効果が悪かったため、Fig. 7 よりも大きい値を得た。

ある断面をとる全気泡頻度については、検出端を気泡が通過しても、また、その横を気泡が通過しても粒子の動きが、検出端の位置にもおよび、気泡の通過を検出できるので、オシログラフに現われる山の数をかぞえて、頻度 [コ/sec] をとった。その結果 80 mm 円筒流動層で、全気泡頻度 n は、流量に関係なく、整流板より 5 cm のところで、 $n=6 \sim 7$ で、整流板より 20 cm のところで、 $n=3 \sim 4$ となり、層上部にいくに従い頻度は減

Table 1 Experimental conditions in the section 2. 1.

column dimension	measuring method	particles	symbol	u/u_{mf} [-]	Z_c [cm]
3 in diameter	capacitance	glass beads 80-100 μ	G. B. 1	1.83-10.7	20.7
	capacitance	glass beads 16-24 μ	G. B. 2	1.55-4.4	20.7
	capacitance	sand 80-120 μ	S. 1	1.46-10.6	20.7
100 $\times$ 100 rectangular	capacitance	glass beads 80-100 μ	G. B. 1	1.2-4.0	50.0
	X-ray photo	glass beads 80-100 μ	G. B. 1	1.2-4.0	50.0
	X-ray photo	vinyl chloride 80-100 μ	B. 1	1.2-4.0	50.0

Fig. 7 Vertical bubble length

っている。これは気泡の会合があることを示すものであろう。また頻度と、前述の気泡の大きさより、気泡として流れる流量を計算したが、その値は、光線透過法による Yasui ら²³⁾の結果と著しく異なっていた。すなわち彼のいう最低流動化速度以上のガスが、気泡となるということは検証できなかった。

気泡が横にたくさんならんだり、非常に小さい気泡が存在する場合は、電気容量法によっては正確な頻度を得ることができず、現段階においては上の結果を云々することはできない。頻度の測定、したがって気泡として流れる流量値は、きわめて大切なものであり、今後別の方面からさらに研究をつづけるつもりである。

2.2 気泡の形

2.2.1 二次元流動層での気泡の形 1.2 で述べた二次元流動層で、試料 G. B. 1, G. B. 2 を流動させて気泡の形をみるために写真撮影した結果、気泡の断面が、Fig. 4 に示したような形で、流動層の前面から後面に貫通したシリンダーとなる。 θ_0 を測定すると、66 コの気泡の平均で 257° となった。Rowe¹⁷⁻²¹⁾, Reuter^{15,16)}の文献中に示されている気泡の写真の θ_0 を測定したが、それぞれ $\theta_0=265^\circ$, $\theta_0=227^\circ$ となった。Rowe と筆者らの結果は、同じような二次元流動層であり、比較的近い値であるが、Reuter の気泡は二次元とはいえず、三次元流動層の壁面に現われた気泡なので、値が違っていると思われる。

Fig. 3 の X-ray 写真に壁面での気泡が写っているが、その気泡の形は、壁面でちょうど半分にはなっておらず壁面でいくぶんおしつぶされている。これが Reuter の

Fig. 8 Rising velocity of single bubble

Table 2 Comparison of results

Investigator	Particles	Results
Rowe et al. ¹⁷⁻²¹⁾	ballotini 230 μ etc.	2 dim.* $\theta_b = 265^\circ$ 3 dim.* $V_b = (1-f_b) \frac{4}{3} \pi r_b^3$ $f_b = 0.25$
Reuter ^{15,16)}	hartweizengrieß 0.2–0.3mm quarz sand 0.5–1 mm	2 dim. $\theta_b = 227^\circ$
Davies et al. ⁴⁾	theoretical air-water	3 dim. $u_{b\infty} = \frac{2}{3} \sqrt{gr_b}$ 3 dim. $u_{b\infty} = 0.78 \sqrt{gr_b}$
Jackson ⁹⁾	theoretical	3 dim. $u_{b\infty} = \frac{2}{3} \sqrt{gr_b}$
Davidson et al. ²⁾	glass beads 150 μ sand 40–60 μ swede seeds 1.7mm	3 dim. $\theta_b = 100^\circ$ $u_{b\infty} = 0.792 \sqrt{g V_b^{1/6}}$ single bubble
Harrison et al. ⁷⁾	sand 72–120 μ	3 dim. $\theta_b = 120^\circ$ $u_{b\infty} = 0.71 \sqrt{g V_b^{1/6}}$ single bubble
Authors	G. B. 1 G. B. 2 G. B. 1 B. S. 2 B. 1 S. 1	2 dim. $\theta_b = 257^\circ$ 3 dim. $\theta_b = 215^\circ$, $y/r_b = 1.14$ (glass beads) $V_b = 2.0 y^3$ $u_{b\infty} = 0.83 \sqrt{gy} = 0.88 \sqrt{gr_b}$ $= 0.74 \sqrt{g V_b^{1/6}}$ single bubble $u_{b\infty} = 0.98 \sqrt{gy}$ continuous bubble

* 2 dim. and 3 dim. mean 2 and 3 dimensional fluidized-bed

気泡に相当しよう。

2・2・2 三次元流動層での気泡の形 1・1・2で述べた装置により流動層内部に発生する気泡の形をしらべた。試料 G. B. 1 を $u/u_{mf} = 1.2 \sim 4.0$, B. 1 を $u/u_{mf} = 1.2 \sim 4.0$ で流動させて、X-ray 写真撮影、映画撮影した結果、気泡の形は、Fig. 4 のようになり、多数の気泡の平均値を求めると、試料 G. B. 1 で、 $\theta_b = 215^\circ$, $y/r_b = 1.14$, 試料 B. 1 で、 $\theta_b = 206^\circ$, $y/r_b = 1.08$ となっ

た。これらの値には、ばらつきがあるが、頻度分布をつくってみると、平均値付近に大きいピークをもつ曲線となる。X-ray 映画撮影した、単一気泡についても同様にして、試料 G. B. 1, $\theta_b = 214^\circ$, $y/r_b = 1.26$ となり、連続気泡とあまりかわらなかった。 θ_b , y/r_b に対する気泡の大きさ、粒子径、流速などの影響をしろには至らなかった。

θ_b が、二次元気泡、三次元気泡、Reuter の気泡により、それぞれ違っているが、これらは気泡のまわりの粒子の流れ、ガス流れの違いによるものであろう。Harrison ら⁷⁾ が、上昇速度の関係から $\theta_b = 120^\circ$ と計算したが、この値と筆者らの得た値とは、大きな違いがある。

気泡の形を Fig. 4 のように考えると、気泡の体積は

$$V_b = \pi r_b^3 \left(\frac{2}{3} - \cos \theta_b + \frac{1}{3} \cos^3 \theta_b - \frac{1}{3} \sin^2 \theta_b + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_b \cos \theta_b + \frac{y}{3r_b} \sin^2 \frac{\theta_b}{2} \right) \quad (3)$$

となる。試料 G. B. 1 の $\theta_b = 215^\circ$, $y/r_b = 1.14$ をいれると、

$$V_b = 2.0 y^3 \quad (4)$$

となる。これは、Rowe²⁰⁾ の X-ray 映画撮影による結果

$$V_b = (1-f_b) \frac{4}{3} \pi r_b^3, f_b = 0.25 \quad (5)$$

とよく一致する。

2・3 気泡の上昇速度

2・3・1 単一気泡の上昇速度

1・2で示した正方形角筒流動層で、G. B. 1, B. 1 につき、単一気泡の上昇速度を電気容量法、X-ray 映画 (G. B. 1 のみ) により測定した。

Harrison ら⁷⁾ と同様に、 u_b に対し、Uno ら²²⁾ による塔径の補正をし、 $u_{b\infty}$

をだした。この補正の際 frontal diameter とし、電気容量法の際には、ガラス球 ($y/r_b = 1.14$), 塩ビ粉 ($y/r_b = 1.08$) を用い、X-ray 映画に対しては写真に写った frontal diameter をとった。 $u_{b\infty}$ 対 y を点綴したものが Fig. 8 である。±25% ぐらいのばらつきがあるが、 $u_{b\infty}$ は $\sqrt{y}$ に比例し、 $u_{b\infty}/\sqrt{y}$ の平均値をとると、試薬の種類 (ガラス球, 塩ビ粉), 測定法 (電気容量法, X-

ray 映画)のいかにかわらず、3~4%の差がなく、全体の平均として、 $u_{b00}/\sqrt{y} = 25.9$ を得た。これより

$$u_{b00} = 0.83\sqrt{gy} \quad (6)$$

を得る。Fig. 8 中の線が、Eq. (6) を示す。ガラス球の (y/r_0), θ_0 , V_0 の関係を用いると、

$$u_{b00} = 0.74\sqrt{g} V_0^{1/6} \quad (7)$$

$$u_{b00} = 0.88\sqrt{gr_0} \quad (8)$$

を得る。Eq. (7) は、Harrison⁷⁾ Davidson⁸⁾ の結果とよく一致する。(Table 2 参照)

また Eq. (8) は Davies と Taylor⁴⁾ の泡の理論と実験式 Jackson⁹⁾ の理論式 (Table 2 参照) のいずれよりも大きい、

2.3.2 連続気泡の上昇速度

電気容量法および X-ray 映画撮影 (G.

B. 1) を用いて、連続気泡の上昇速度を求めた。その結果、粒子の違い、測定法の違いによる差はなく、80°円筒、100×100 正方形角筒という塔径の差のみが現われる。平均して、 u_b は正方形角筒の方が、10% 強大きい。塔径の補正を行なうと、両者は一致し、 u_{b00} 対 y の点線を行なうと Fig. 9 のようになる。単一気泡よりも、ばらつきは非常に大きくなるが、 $u_{b00}/\sqrt{y} = 30.7$ となり、

$$u_{b00} = 0.98\sqrt{gy} \quad (9)$$

を得る。Eq. (9) を図中の実験で示した、Fig. 9 を Fig. 8 と比較すると、単一気泡は、上昇速度がおそくだいた、連続気泡のばらつきの下限付近にくるが、連続気泡で、単一気泡よりも、上昇速度のおそい気泡もわずかにある。また連続気泡の上昇速度につき Harrison, Davidson²⁾ は単一気泡の上昇速度に ($u - u_{mf}$) を加えたものが連続気泡の上昇速度であるとしている。これに基づき、上昇速度 u_b から、($u - u_{mf}$) を差し引き、その値に塔径の補正をして、上昇速度 u_{b00} を求めた。この場合も、測定方法、粒子の違いにかかわらず、 $u_{b00}/\sqrt{y}$ の平均値は数 % 以内で一致し、 $u_{b00}/\sqrt{y} = 27.8$ を得た。この値も、単一気泡の値より大きく、ばらつきは前述の場合と同様に大きい。

2.3.3 連続気泡上昇速度のばらつきについて

連続気泡のばらつきは、気泡相互の影響と考えられる。Davies と Taylor⁴⁾ の泡の理論を応用して筆者らは、二つの気泡がたてにならんだ場合と横にならんだ場合の上昇速度を計算した。半径 r_{b1} , r_{b2} の二つの球が、それぞれ速度 u_{b001} , u_{b002} で完全流体中を動くときの球のまわりの流れは、Milne-Thomson¹²⁾ によると、球の間隔 l

Fig. 9 Rising velocity of continuous bubbles

が、球の大きさにくらべて、比較的大きい場合、近似的に解かれ、その速度ポテンシャル ϕ_1 は球 r_{b1} に座標の原点におくと、球が横にならんだとき

$$\begin{aligned} \phi_1 = & u_{b001} r \cos \theta + u_{b001} \left(\frac{r_{b1}^3 \cos \theta}{2r^2} + \frac{r_{b1}^3 r_{b2}^3}{4l^6} r \cos \theta \right) \\ & + u_{b002} \left(\frac{r_{b2}^3 r \cos \theta}{2l^3} + \frac{r_{b1}^3 r_{b2}^3 \cos \theta}{4l^3 r^2} \right) \end{aligned} \quad (10)$$

球がたてにならんだとき、

$$\begin{aligned} \phi_1 = & u_{b001} \left\{ r \cos \theta + \frac{1}{2} \frac{r_{b1}^3 \cos \theta}{r^2} + \frac{1}{2} \frac{r_{b1}^3 r_{b2}^3}{l^3} \right. \\ & \left. \left(\frac{1}{l^2} + \frac{2r \cos \theta}{l^3} \right) \right\} \\ & - u_{b002} \left\{ \frac{1}{2} r_{b2}^3 \left(\frac{1}{l^2} + \frac{2r \cos \theta}{l^3} \right) + \frac{1}{2} \frac{r_{b1}^3 r_{b2}^3 \cos \theta}{l^3 r^2} \right\} \end{aligned} \quad (11)$$

となる。これに Davies と Taylor の理論を適用し、 u_{b001} , u_{b002} を求め u_{b002} を消去すると、気泡が横にならんだとき、

$$u_{b001} = \frac{2}{3} \sqrt{gr_{b1}} \left(1 - \sqrt{\frac{r_{b2}}{r_{b1}}} \frac{r_{b2}^3}{2l^3} \right) / \left(1 - \frac{r_{b1}^3 r_{b2}^3}{4l^6} \right) \quad (12)$$

気泡がたてにならんだとき

$$u_{b001} = \frac{2}{3} \sqrt{gr_{b1}} \left(1 + \sqrt{\frac{r_{b2}}{r_{b1}}} \frac{r_{b2}^3}{l^3} \right) / \left(1 - \frac{r_{b1}^3 r_{b2}^3}{l^6} \right) \quad (13)$$

が得られる*。これらの式からわかるように他の気泡があると上昇速度はその影響を受け気泡が横にならんだときはおそくなり、たてにならんだときは早くなる。しかもたてにならんだときの方が他の気泡による影響が大きい。Eq. (12), Eq. (13) が定量的に実際の現象をあらわすかどうかには疑問があり、また流動層では、多くの気

* appendix 参照

G. B. 2

Fig. 10 Particle streaming caused by the probe when bubble passes through it

Table 3 Distribution of particle concentration ($1-\epsilon$) in the bubble

particles	u/u_{mf} [—]	$1-\epsilon$				
		plane 1*	plane 2	plane 3	plane 4	plane 5
G. B. 2	1.60	0.0173	0.00507	0.00259	0.00461	0.0297
G. B. 2	2.95	0.0164	0.00554	0.00354	0.00705	0.0128
S. 2	1.98	0.00200	0.00112	0.000723	0.00110	0.00377

* sec Fig. 5

泡が、いろいろな配置をしており、相互作用も複雑であるが、前節の連続気泡の昇速のばらつきが大きいこと、連続気泡の方が単一気泡より昇速が早いことなどを定性的に説明できる。

以上述べて来たことを表にまとめると Table 2 のようになる。

2・4 検出端による気泡の状態変化

気泡昇速時には、検出端の影響があまりないが気泡内の粒子の含有量を測定するのに検出端を用いる電気容量法とか、光線透過法が妥当かどうかを検討した。Yasuiri²³⁾ Lanneau¹¹⁾ の結果と同様筆者らの結果も、検出端を内蔵すると、気泡が検出端を通過しても、オシログラフの指示は Fig. 2 のように完全に全空間時の値は示さない。二次元流動層で、Lanneau と同じぐらいの大きさの検出端を内蔵した状態で、気泡の通過の際の写真を撮った。一例を Fig. 10 に示す。検出端をつたわってかなりの量の粒子が落下する。また、0.5φ の針金を内蔵したときも、同様であった。これらの結果より Fig. 2 で気泡通過時に完全に、全空間時の値を示さないのは、検出端での粒子の落下のためと考えられる。二次元流動層で装置壁に検出端をはりつけて、気泡の通過の際のオシログラフを記録したが、検出端の妨害の影響はないが、壁をつたわって粒子が落下するので、完全には全空間時の値を示さない。

2・5 気泡内粒子分布

2・4 で記したような結果が得られたので、実際には気泡内にどれほど粒子が含まれるかを知るために、二次元流動層で、気泡内部を断層的に写真をとった。その一例が Fig. 6 である。実験は試料 G. B. 2, を $u/u_{mf}=1.6$ (単一気泡吹込み), $u/u_{mf}=2.95$ (連続気泡), 試料 S. 2 を $u/u_{mf}=1.98$ (単一気泡) で流動させ行なった。解析結果を Table 3 に示す。

壁面で粒子の占める体積割合 ($1-\epsilon$) は高々 0.018 で、中心付近で高々 ($1-\epsilon$) = 0.004 であり、中心付近に向うに従い ($1-\epsilon$) の値は減っている。そして中心では粒子はほとんど含まれていないといつてよい。壁面で ($1-\epsilon$) が大きいのは、壁をつたわって粒子が落下するからである。

修正二相説^{9,10)} では全粒子の数%以上が気泡内に含まれているといわれているが、筆者らの ($1-\epsilon$) の結果からは、気泡内部でははるかにその値まで達しない。気泡内粒子分布には、Rowe のいう finger は含まれていない。finger は、X-ray 写真の結果からも認められるようである。

結 論

1. 気泡は会合, finger による分散, 会合をくりかえしながら大きくなって上昇していく。
2. 気泡の形は筆者らの実験範囲では, spherical cap で、気泡下部が上方に凸である。
3. 気泡の昇速度は、単一気泡、連続気泡とも粒子条件のいかによらず、気泡の垂直方向の大きさ y の平方根に比例する。連続気泡の昇速度は、ばらつきが大きく、このばらつきは本質的なものである。
4. 気泡の内部には粒子はほとんど含まれない。

Appendix

気泡が横にならんだとき、Eq. (10) から気泡表面の粒子の速度 q_1 が求まり

$$q_1^2 = \frac{9}{4} u_{bco1}^2 \sin^2 \theta \left(1 + \frac{u_{bco2}}{u_{bco1}} \frac{r_{b2}^3}{2l^3} \right)^2 \quad (A)$$

となり、一方ベルヌーイの定理より気泡表面の粒子速度は、

$$q_1^2 = 2gr_{b1}(1 - \cos \theta) \quad (B)$$

Eq.(A), (B) を等値して $\theta=0$ とすると

$$u_{bco1} = \frac{2}{3} \sqrt{gr_{b1}} - u_{bco2} \frac{r_{b2}^3}{2l^3} \quad (C)$$

がえられる。気泡 r_{b2} に対しても同様に ϕ_2, q_2 が求まり、

$$u_{bco2} = \frac{2}{3} \sqrt{gr_{b2}} - u_{bco1} \frac{r_{b1}^3}{2l^3} \quad (D)$$

が得られる。Eq.(C), (D) から u_{bco2} を消去すると、Eq.(12) が得られる。

気泡がたてにならんだときも同様に、

$$q_1^2 = \frac{9}{4} u_{bco1}^2 \sin^2 \theta \left(1 - \frac{u_{bco2}}{u_{bco1}} \frac{r_{b2}^3}{l^3} \right)^2 \quad (E)$$

が得られ, Eq. (B) と等値して $\theta \rightarrow 0$ とすると

$$u_{b\infty 1} = \frac{2}{3} \sqrt{g r_{b1}} + u_{b\infty 2} \frac{r_{b2}^3}{l^3} \quad (F)$$

気泡 r_{b2} に対しては,

$$u_{b\infty 2} = \frac{2}{3} \sqrt{g r_{b2}} + u_{b\infty 1} \frac{r_{b2}^3}{l^3} \quad (G)$$

が得られる。Eq.(F), (G) から $u_{b\infty 2}$ を消去すると Eq.(13) が得られる。

Nomenclature

f_b : fraction of bubble sphere occupied by particle wake	[—]	u_b : rising velocity of bubble	[cm/sec]
g : gravitational acceleration	[cm ² /sec ²]	$u_{b\infty}, u_{b\infty}'$: rising velocity of bubble without wall effect	[cm/sec]
l : distance between bubbles	[cm]	V_b : bubble volume	[cm ³]
n : frequency of bubbles	[no./sec]	w : width of pen oscillograph traces	[mm]
q : velocity of particle at surface of bubble	[cm/sec]	y : vertical length of bubble	[cm]
r : radial distance of spherical coordinate	[cm]	$\bar{y}$: average vertical length of bubble	[cm]
r_b : radius of bubble	[cm]	Z : height from distributor	[cm]
t : time lag of channel 1 and 2 traces	[mm]	Z_c : settled height of bed	[cm]
u : superficial velocity of fluidising fluid	[cm/sec]	ϵ : voidage fraction	[—]
u_{mf} : minimum fluidising velocity	[cm/sec]	θ : angle of spherical coordinate	[deg.]
		θ_b : bubble angle	[deg.]
		ϕ : velocity potential	[cm ² /sec]

Literature cited

- 1) Baumgarten, P. K. and Pigford, R. L. : *A. I. Ch. E. Journal*, **8**, 115 (1960)
- 2) Davidson, J. F., Paul, R. C., Smith, M. J. S., and Duxbury, H. A. : *Trans. Instn. Chem. Engrs. (London)*, **37**, 323 (1959)
- 3) Davidson, J. F. and Harrison, D. : "Fluidised Particles" Chembridge University Press. (1963)
- 4) Davies, R. M. and Taylor, Sir Geoffrey : *Proc. Roy. Soc. (London) A*, **200**, 375 (1950)
- 5) Dotson, J. M. : *A. I. Ch. E. Journal*, **5**, 169 (1959)
- 6) Harrison, D., Davidson, J. F. and de Kock, J. W. : *Trans. Instn. Chem. Engrs. (London)*, **38**, 202 (1961)
- 7) Harrison, D. and Leung, L. S. : *Trans. Instn. Chem. Engrs. (London)*, **40**, 146 (1962)
- 8) Jackson, R. : *Trans. Instn. Chem. Engrs. (London)*, **41**, 13 (1963)
- 9) Kunii, D. and Yagi, S. : The 23 rd annual meeting of Chem Eng. Soc. of Japan April (1958)
- 10) Kunii, D. : *Kagakuikikai Gijutsu*, **10**, 125 (1958)
- 11) Lanneau, K. P. : *Trans. Instn. Chem. Engrs. (London)*, **38**, 125 (1960)
- 12) Milne-Thomson, L. M. : *Theoretical Hydrodynamics*, 4th edition London; Macmillan (1960)
- 13) Morse, R. D. and Ballou, C. O. : *Chem. Eng. Progr.*, **47**, 199 (1951)
- 14) Ozaki, A. and Morikawa, K. : The 23 rd annual meeting of Chem. Eng. Soc. of Japan April. (1958)
- 15) Reuter, H. : *Chem.-Ing.-Tech.*, **35**, 98 (1963)
- 16) Reuter, H. : *Chem.-Ing.-Tech.*, **35**, 219 (1963)
- 17) Rowe, P. N. : *Chem. Eng. Progr. Symposium Series*, **58**, 38, 42 (1962)
- 18) Rowe, P. N. and Partridge, B. A. : Symposium on the interaction between Fluids and Particles, p.135 London Instn. Chem. Engrs. (1962)
- 19) Rowe, P. N. and Partridge, B. A. : *Chem. Eng. Sci.*, **18**, 511 (1963)
- 20) Rowe, P. N., Partridge, B. A. and Lyall, E. : *chem. Eng. sci.*, **19**, 973 (1964)
- 21) Rowe, P. N., Partridge, B. A., Lyall, E. and Ardran, G. M. : *Nature (London)*, **195**, 278 (1962)
- 22) Uno, S. and Kintner, R. C. : *A. I. Ch. Journal*, **2**, 420 (1956)
- 23) Yasui, G. and Johanson, L. N. : *A. I. Ch. E. Journal*, **4**, 445 (1958)

本 号 の 研 究 論 文 要 旨

2次元流動層における気泡群の挙動（平木一郎・吉田邦夫・国井大蔵，化学工学，29，846～851（1955））
80 cm×6.3 cm の断面をもつ2次元流動層を用いて，写真と電気容量法により流動層内の気泡群の挙動を研究した。その結果，気泡の大きさと上昇速度は整流板からの高さと共に，そして流速と共に増大すること，および気泡頻度は整流板からの高さと共に減少するが，流速にはよらないことがわかった。また M. S. 触媒を充填した2次元流動層内で，チンダル現象を利用して，気泡中心部には全粒子の0.2～0.4%が分散していることを見出した。

ガス系流動層における気泡の状態（桐原良一・松野隆一・小嶋宏・長井良昭・中川公一・湯普一，化学工学，29，851～857（1965））
写真撮影，X-ray 撮影，電気容量法を用いて，ガス系流動層において発生する気泡の大きさ，形，上昇速度，気泡内の状態をしらべた。気泡は spherical cap 型をしており，内部には粒子はほとんどふくまれていない。気泡は，他の気泡により上昇速度に大きく影響を受けるが，だいたい気泡の垂直方向の大きさの平方根に比例する上昇速度で上昇し，全合，分散をくりかえしながら大きくなっていくことがわかった。

気固系流動層における気泡群の挙動（小林晴夫・荒井深・千葉忠俊，化学工学，29，858～863（1965））
気固系流動接触反応装置内各点において，種々の流動条件における気泡群の上昇速度，垂直方向径および気泡内粒子密度などを，光学的原理を利用した検知端を用いて実測した。得られた結果を式に整理すると共に，本実験とはほぼ同一流動条件で先に著者らの測定した残炭濃度曲線および化学反応実験の解析から得られた結果など，他の既往の研究結果と比較，検討した。

流動層における粒子群の挙動（浦部真一・平木一郎・吉田邦夫・国井大蔵，化学工学，29，863～867（1965））
内径14.1 cm の装置で砂を流動化し，軸方向の密度分布と粒径分布とを同時に測定した。流動層内の密度は， L_{mf} まで一定で，それから指数函数的に減少すること，および層内の粒径分布は一定で分級は密度が極めて小さくなる最上部において初めて始まることが見い出された。両分布の測定に加えて，2次元装置（6.3×80 cm）で写真撮影することにより，流動層上部における粒子の挙動を研究した。

流動層における粒子混合（森芳郎・中村厚三，化学工学，29，868～875（1965））
装置断面積90 cm×30 cm の角型装置を用いて，平均粒径595 μ の塩化粉体の横方向混合実験を行なった。 $u/u_{mf}=1\sim 2.5$ ， $L_0/D_T=0.2\sim 0.3$ の実験範囲において，粒子横方向混合は拡散モデルによって表わすことができ，その場合の粒子混合拡散係数 D [cm^2/sec] と空気流速 u [cm/sec] および気泡径 D_b [cm] との間には次の関係が成立することがわかった。
 $D=a(u-b)$ ， $D=2.7D_b^2$
 a ， b は静止層高によって変化する。

整流板に振動を付加した気-固系流動層について（吉田哲夫・向阪保雄・油谷昭夫，化学工学，29，875～879（1965））
気-固系流動層の整流板に上下方向の機械振動を付加した場合に生ずる二，三の現象を実験により調べた。その結果，
(1) ガス流速対圧降下の関係が無振動のときと異なる。
(2) 流動開始速度が早まる。
(3) 流動状態を保ちながら多孔整流板を通じて粉体を落下流出させることができる。
(4) この落下流出量は附加する振動の加速度によってコントロールできる。
(5) Fluctuation ratio が減少するなどのことが明らかとなった。これらの現象を利用すれば，従来の流動層の適用範囲をさらに広げ得る可能性があると考えられる。

流動層内に置かれた単一球の伝熱および物質移動（白井隆・吉留浩・庄司喜彦・田中重之・北条公三・吉田俊二，化学工学，29，880～884（1965））
流動層内に単一球を固定し，その表面における伝熱および物質移動の機構をしらべる研究を行なった。その結果，
1) 伝熱係数 h について広範囲にわたる実験式 (Eq. 6) を得た。
2) この場合の伝熱機構が粒子によるものと気体によるものとに分けられるものとし，かつ気体については物質および熱の移動の相似則が成り立つと仮定すれば，気体によって運ばれる熱の割合は12%前後にすぎない。

気固系流動接触反応装置内での化学反応に対する諸因子の影響（小林晴夫・荒井深，化学工学，29，885～891（1965））
気固系流動層における接触反応に対する一般化モデルを設定し，これの解析から式中に含まれる各種の因子の効果を検討し，反応条件によってこれらの因子の省略し得る基準を明らかにすることによってこのモデルを単純化し得る可能性について論じた。これらの解析の結果から，従来提出されている各種の数学モデルの評価検討を行なった。更に，層高，ガス流速，塔径の効果についても検討した。

流動層における化学反応転化率の推算法 - 不均一相系一次反応について（岩崎彦彦・古尾谷逸生・末吉秀夫・白崎高保・越後谷悦郎，化学工学，29，892～898（1965））
流動層において非吸着性および吸着性ガスをトレーサとし，その応答曲線を解析して接触時間の分布関数を求め，これと個別の固定層により求めた速度定数を用いて流動層における不均一相系一次反応の反応転化率を推算する方法を提案した。管径3" の流動層でアセトニトリルの接触合成とクメンの気相接触分解反応について検証した結果，上記の推算値と実測反応転化率はよく一致し，この新方法の妥当性が実証された。

流動層における粒子濃度変化について（朝木善次郎・近藤良夫，化学工学，29，899～900（1965））
流動層の流動状態およびその不均一性は平均粒子濃度 (μ_c) および分散 (σ_c^2) によって表現することができる。さらに μ_c および σ_c^2 は2相説モデルを用いて気泡および濃厚相内の粒子濃度 (C_b および C_d) の関数 (Eq.(3), (4)) として表わされる。筆者らは静電容量方式によって μ_c および σ_c^2 を測定し，さらにオシログラフより推定した C_b および C_d によってこれらの測定結果を検証した。