

# 底吹き円筒容器内水-空気系気泡噴流中の流れ場

井口 学\*・竹内 博明\*<sup>2</sup>・森田善一郎\*

## The Flow Field in Air-Water Vertical Bubbling Jets in a Cylindrical Vessel

Manabu IGUCHI, Hiroaki TAKEUCHI and Zen-ichiro MORITA

### Synopsis :

Bubble frequency and gas holdup in bubbling jets were measured by means of an electro-resistivity probe. The axial, radial and tangential velocity and fluctuation components of water were measured with a Laser Doppler Velocimeter. On the basis of these results, air-water vertical bubbling jet in a cylindrical vessel was classified into four regions, i.e., the momentum, transition, buoyancy, and surface regions from the nozzle exit toward the bath surface. The profiles of gas holdup, axial velocity and root mean square value of axial velocity fluctuation in each region were discussed in detail. Also, the flow rate, momentum and kinetic energy of rising water were determined, being necessary for refining previous theoretical models predicting the fluid flow behavior induced by bubbles.

**Key words :** steelmaking ; injection ; bubbling jet ; gas holdup ; velocity ; turbulence.

## 1. 緒 言

前報<sup>1)</sup>では佐野ら<sup>2)</sup>の定めた中間ガス領域に着目し、ノズル出口からノズル径  $d_n$  のおよそ 50 倍以上離れた軸位置における気泡噴流中の水の平均速度  $\bar{u}$  と速度の乱れ (root mean square 値, rms 値と略記)  $u'_{rms}$  を測定した。その結果,  $\bar{u}$  と  $u'_{rms}$  の半径方向分布はともに噴流中心近傍では正規分布に従うこと, 中心軸上の値は軸方向にほとんど変化しないことなどが明らかになった。この領域の流れ場はおもに気泡に働く浮力によって支配されるが, ノズル出口近傍では気体がノズルを出るときに持っている運動量の効果も作用するために,  $\bar{u}$  と  $u'_{rms}$  はノズルから遠い領域とは異なった分布をとることが考えられる。しかし従来この点に関する細かい議論はなされていないようである。

本報告では, 前報の容器より少し小さめの容器を用い, 電気探針法とレーザードップラー流速計 (LDV) によってノズル出口近傍から浴表面近傍にわたる広い領域を対象として, 気泡頻度とガスホールドアップならびに水の 3 方向の平均速度と乱れの rms 値を求めた。この結果に基づいて気泡噴流中の流れ場を四つの領域に分類する

のが合理的であることを示した。さらに浴内の流動特性を記述するために提案されている各種モデル<sup>3)~5)</sup>の妥当性の検証に必要とされる水の上昇流量, 運動量, 運動エネルギーの噴流軸方向変化を求めた。

## 2. 実験装置と測定方法

### 2.1 実験装置

実験装置の概要を Fig. 1 に示す。円筒は内径  $D = 126$  mm, 高さ  $H = 252$  mm のアクリル製であり, 底部には空気吹込み用の黄銅製ノズルが取り付けられてい

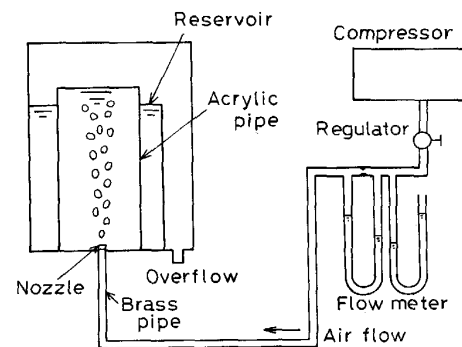


Fig. 1. Experimental apparatus.

昭和 63 年 11 月本会講演大会にて発表 平成元年 6 月 23 日受付 (Received June 23, 1989)

\* 大阪大学工学部 工博 (Faculty of Engineering, Osaka University, 2-1 Yamadaoka Suita 565)

\*<sup>2</sup> 大阪大学大学院 (現: シャープ(株)) (Graduate School, Osaka University, Now Sharp Co.)

る。ノズル内径  $d_n$  は 1, 2, 5 mm の 3 種類である。ただし実験はおもに  $d_n = 2$  mm について実施した。空気はコンプレッサーで送られ、水を満たした浴内へ吹き込まれる。空気流量  $Q_a$  は圧力調整器と絞り流量計を用いて 10.3, 20.6, 41.4 cm<sup>3</sup>/s に設定し、浴深は  $H_w = 233$  mm とした。

2.2 気泡頻度とガスホールドアップ分布の測定

これらの量は電気探針を用いて測定する。電気探針は前に報告したもの<sup>6)</sup>と探針部の構造は同じであるが、電源を電池から定電圧電源回路に換えて改良を施している。電気探針の出力信号をサンプリング周波数 200 Hz で AD 変換し、約 30 000 個のデータから気泡頻度 (1 s に通過する気泡の数)  $f_B$  とガスホールドアップ (1 s に気泡の占める時間割合)  $\alpha$  を計算した。

$$\alpha = (\sum t_B / t) \times 100 (\%) \dots\dots\dots (1)$$

ここで  $t_B$  は一つの気泡の通過時間、 $t$  は測定時間である。

2.3 平均速度と乱れの rms 値の測定

Fig. 2 に座標系を示す。軸方向に  $z$ 、半径方向に  $r$ 、周方向に  $\theta$  を取っており、それぞれの速度を  $u, v, w$  とする。これらの速度成分は LDV<sup>1)</sup> を用いて測定したが、たとえば  $u$  の時間的変化を模式的に示すと Fig. 3 のようになる。流れは乱流であるから  $u$  は不規則に変

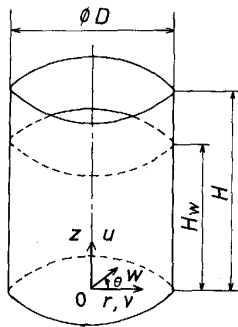


Fig. 2. Coordinate system and velocity components in a cylindrical vessel.

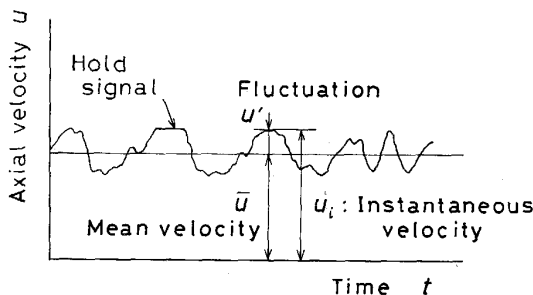


Fig. 3. Oscillation of axial velocity component about a mean value.

動している。また  $u$  はときどき一定値をとることがあるが、これは気泡がレーザー光線を横切ったり、散乱粒子がレーザー光線の交差部すなわち測定位置を横切らなかったときに生じる信号であり、ホールド信号といわれている<sup>7)</sup>。なお散乱粒子には微量の牛乳を用いた。

速度信号をサンプリング周波数 100 Hz で AD 変換し、約 20 000 個のデータを用いて次式に基づき平均速度  $\bar{u}$  と乱れの rms 値  $u'_{rms}$  を求めた。ただしホールド信号は解析から除いた。

$$\bar{u} = \sum_{i=1}^N u_i / N \dots\dots\dots (2)$$

$$u'_{rms} = [\sum_{i=1}^N (u_i - \bar{u})^2 / N]^{1/2} \dots\dots\dots (3)$$

ここで添え字  $i$  は AD 変換した  $i$  番目のデータを、 $N$  はサンプリング数を表す。半径方向ならびに周方向の平均速度  $\bar{v}, \bar{w}$  および乱れの rms 値  $v'_{rms}, w'_{rms}$  も上と同様にして計算する。一測定位置での測定に要する時間はホールド信号を除いて約 20 000 個のデータを集めているため約 7 min である。

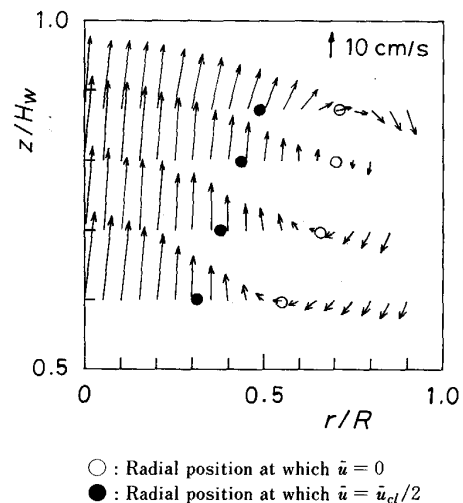
2.4 半値半幅

噴流内の気泡の広がりや気泡に誘起される水の上昇領域の広がりを表す一方法として半値半幅を用いた。これは例えば  $\bar{u}$  に着目すると、 $\bar{u}$  が中心軸上の値の 1/2 になる半径位置から中心軸までの距離である。

3. 実験結果と考察

3.1 流れ場のベクトル表示

流れ場の概略を知るために、浴の上半部の速度場の  $\bar{u}$  と  $\bar{v}$  を合成したベクトル図を Fig. 4 に示す。図中の黒丸は  $\bar{u}$  の半値半幅の現れる半径位置を、また白丸は  $\bar{u}$



○: Radial position at which  $\bar{u} = 0$   
●: Radial position at which  $\bar{u} = \bar{u}_{cl} / 2$

Fig. 4. Velocity vectors in an upper part of the vessel.

=0 となる半径位置を表している。  $H_w$  は浴深、  $R$  は浴の半径である。なお速度は中心軸上でわずかではあるが半径方向成分を持っている。これは後で詳述するように、流れの旋回のために実際の噴流中心軸と浴中心軸がわずかにずれたためと考えられる。同図から側壁近傍での渦の存在が明瞭に認められる。この渦の存在領域は、ここには示していないが、アルミニウム粉末を用いた可視化の結果ならびに別所ら<sup>5)</sup>の可視化の結果とも一致している。

3.2 気泡頻度  $f_B$  とガスホールドアップ  $\alpha$  の中心軸上値とそれらの半値半幅

気体による浴の攪拌特性を予測するためには  $f_B$ ,  $\alpha$  および気泡上昇速度などの情報が必要であるが、ここではまず  $f_B$  と  $\alpha$  に着目する。 Fig. 5 において、実線で示した  $f_B$  と  $\alpha$  の測定値の半径方向分布は  $\alpha_{cl} \leq 50\%$  の軸位置で破線の正規分布にはほぼ従う。  $f_B$  と  $\alpha$  の中心軸上値  $f_{B,cl}$  と  $\alpha_{cl}$  の測定結果の一例を片対数表示して Fig. 6 に示す。  $f_{B,cl}$  はノズル出口近傍でピークを示したのち直線的に減少していく。ノズル出口近傍の気泡頻度はどの程度の大きさの気泡ができていくのかを知る上で重要である。  $Q_a = 41.4 \text{ cm}^3/\text{s}$  におけるノズル出口近傍の  $f_B$  は毎秒約 20~30 個であり、これより 1 個の気泡直径は約

1.3~1.6 cm となる。しかるに前報<sup>1)</sup>に示した DAVIDSON-AMICK の式  $d_B = 0.54 (Q_a d_n^{0.5})^{0.289}$  に基づけば  $d_B \approx 1.3 \text{ cm}$  となり、両者はほぼ一致する。  $\alpha_{cl}$  はノズル出口からの距離  $z$  の増加につれて 100% から急激に減少するが、やがて直線的に減少し、水面近くで再び急に減少する。

$\alpha$  の半値半幅  $b_\alpha$  を Fig. 7 に示す。  $b_\alpha$  はノズル出口直後で急に大きくなった後すぐに小さくなり、  $z \approx 10 \text{ mm}$  のところで極小値を取った後、また増加に転じる。  $b_\alpha$  のノズル出口直後での急激な増加は気泡の目視によっても容易に判別できる。これはノズルから吹き出す気体が気

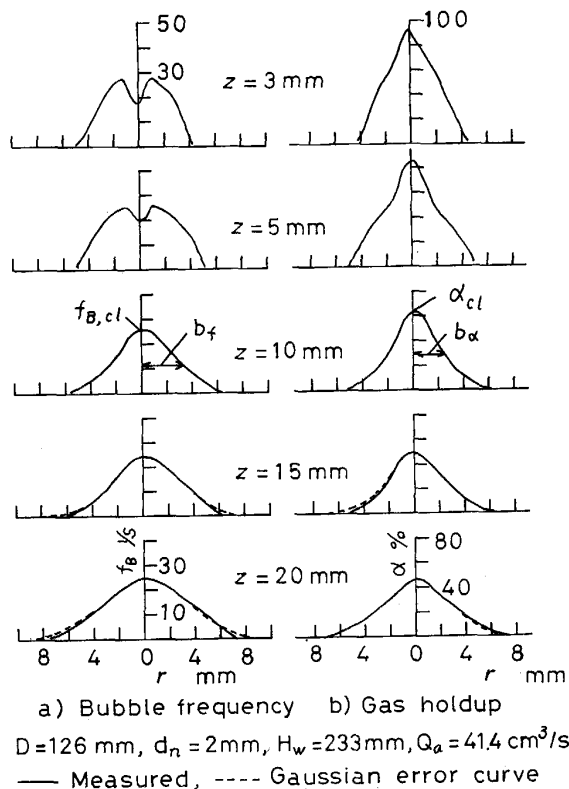


Fig. 5. Profiles of bubble frequency and gas holdup near the nozzle.

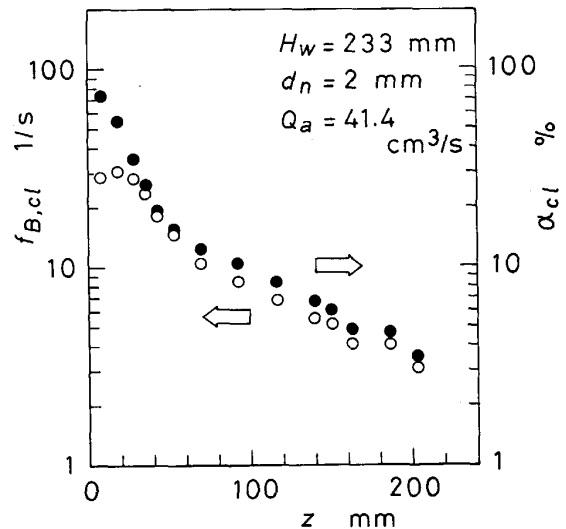


Fig. 6. Bubble frequency and gas holdup distributions on the centerline of the vessel.

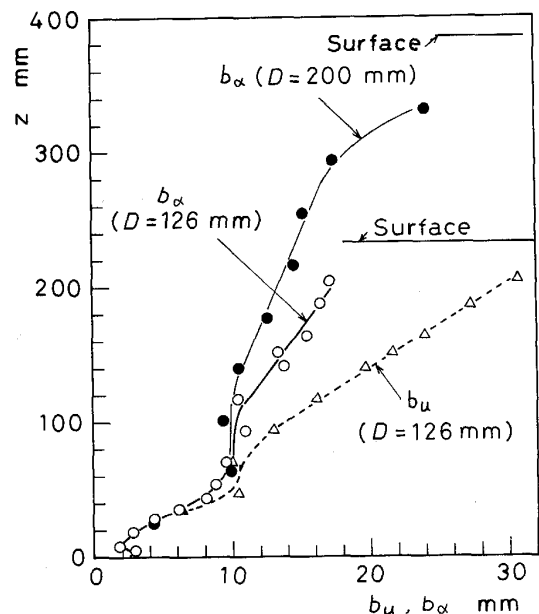


Fig. 7. Half-value radii of gas holdup and axial mean velocity.

泡化する過程に関連した現象であって、 $z \approx 10$  mm の距離は平均気泡径にはほぼ一致している。 $b_a$  は再び増大するが、この領域は後出の LDV による測定結果も考え合わせれば、気泡の持つ運動量の影響が大きい領域とみなせる。このあと  $b_a$  はほぼ一定となる。ただし、この現象の起こる機構については現在検討中である。その後浮力が支配的となり、 $b_a$  はほぼ直線的に増加していく。この領域における  $b_a$  の増加率は  $Q_a$  の大きいほど大きい。本実験結果からは浴表面近傍の変化が顕著でないが、 $D = 200$  mm, 浴深  $H_w = 385$  mm の実験結果<sup>1)</sup> (黒丸) をみると、 $b_a$  は浴表面近傍で急に大きくなるのがわかる。2 種類の浴の測定結果を比較すると、 $z \leq 100$  mm において両者はよく一致しており、この領域で側壁と浴の深さの影響はほとんどないようにみえる。なお  $z$  が大きくなるにつれて、 $D$  の小さい浴のほうが広がりが大きくなっている。また  $b_a$  がほぼ一定値をとる領域は  $\alpha_{cl}$  が約 10% となる領域である。

### 3.3 気泡噴流中の流れ場の分類

上記実験結果に基づけば、気泡噴流部を Fig. 8 に模式的に示すように、四つの領域に分類するのが合理的である。そこで各領域の命名についてはノズル出口から順次、運動量支配領域、遷移領域、浮力領域、表面流領域とする。ただし遷移領域では  $\alpha_{cl}$  が約 10% となる。本実験装置では、ノズル出口側の 3 領域の境界はおおよそ  $z = 70, 100$  mm となっている。前報<sup>1)</sup> で用いた浴では  $z = 70, 100, 300$  mm が 4 領域の境界である。ただし運動量支配領域とはいっても、流れ場が運動量によってのみ支配されるわけではなく、浮力の影響ももちろん存在する。

気泡の持つ慣性力と浮力との比は修正フルード数  $Fr_m$  ( $= Q_a^2 \rho_a / g d_n^5 \rho_w$ ) で与えられる<sup>8)</sup>。ここで  $\rho_a$  は空気密度、 $g$  は重力の加速度、 $\rho_w$  は水の密度である。本実験では  $Fr_m$  が 1~100 であり、四つの領域の存在が観察され

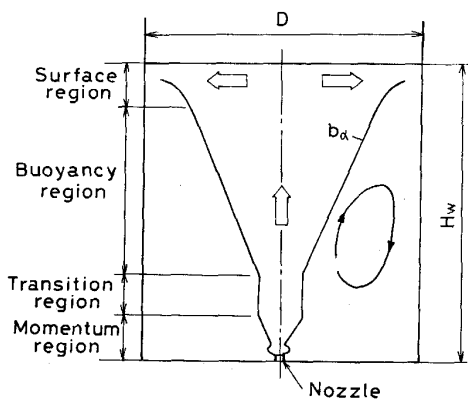


Fig. 8. Classification of the flow field in bubbling jet.

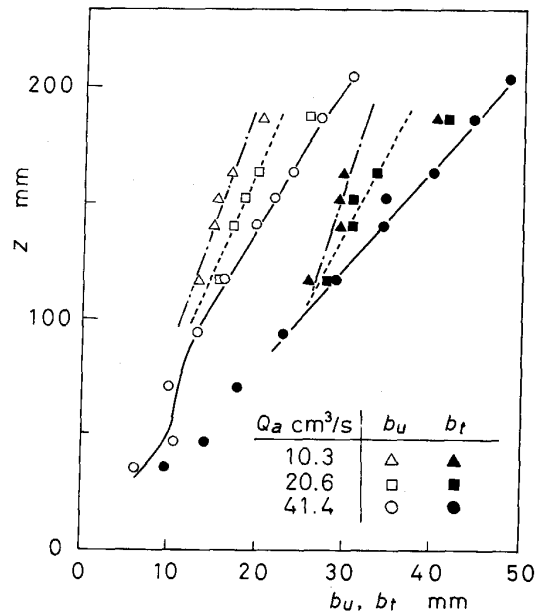


Fig. 9. Half-value radii of axial mean velocity and rms fluctuation at different three gas flow rates.

たが、例えば従来の円筒容器内の浴中の  $\alpha$  に関する実験<sup>9)~12)</sup> は本実験よりも  $Fr_m$  がかなり大きい条件で行われたために、 $\alpha$  は浴表面近くでも 10% 程度あり、気泡の広がる様相が本実験結果と異なったものと思われる。TANIGUCHI ら<sup>13)</sup> の実験においては、吹込み気体流量は本実験とほぼ同じであるが、ノズル径が 6 mm と大きいため、 $Fr_m$  が 1 よりもかなり小さく、ここで現れた運動量の影響の大きい領域は観察されていない。

### 3.4 水の平均速度と乱れの rms 値の半値半幅 $b_u, b_t$

半値半幅  $b_u, b_t$  の測定結果を Fig. 9 に示す。 $Q_a = 41.4$  cm<sup>3</sup>/s の結果から明らかなように、平均速度  $\bar{u}$  の半値半幅においても表面流領域を除く三つの領域の存在が認められる。浮力領域の  $b_u$  と  $b_t$  は  $z$  に関してほぼ直線的に増加しており、いずれの  $Q_a$  についても  $b_t$  が  $b_u$  よりも大きく、 $b_t/b_u \approx 1.8$  となっている。

前出の Fig. 7 には  $Q_a = 41.4$  cm<sup>3</sup>/s における  $b_u$  の値も合わせて示した。 $b_a$  と  $b_u$  に現れた運動量支配領域と遷移領域の境界は互いにかかなりよく一致している。浮力領域の  $b_a$  と  $b_u$  はともにほぼ直線的に増加しており、 $b_u \approx 1.6 b_a$  となる。この関係は他の  $Q_a$  についても成立する。また本結果は前報<sup>1)</sup> の結果に一致している。

### 3.5 浴中心軸上の平均速度 $\bar{u}_{cl}$ , 乱れの rms 値 $u'_{rms,cl}$ の分布

$\bar{u}_{cl}$  と  $u'_{rms,cl}$  の分布を Fig. 10 に示す。これらの量は  $Q_a$  の増加とともに浴内のいたるところで大きくなっている。ノズルのすぐ近くはデータがないので分からないが、ノズルから離れるにつれて  $\bar{u}_{cl}, u'_{rms,cl}$  ともゆっくり

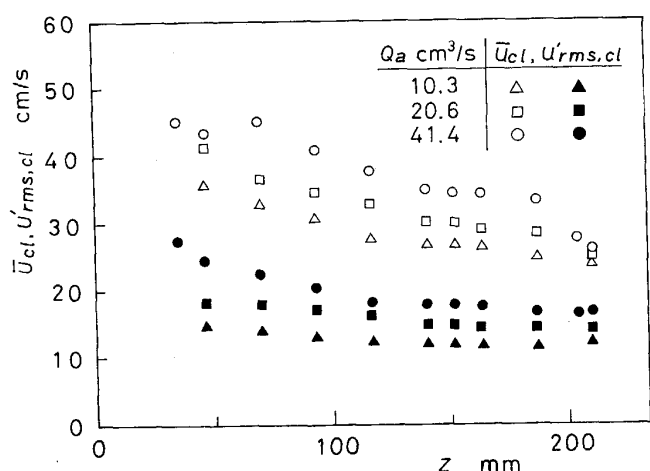


Fig. 10. Distributions of axial mean velocity and rms fluctuation on the centerline of the vessel.

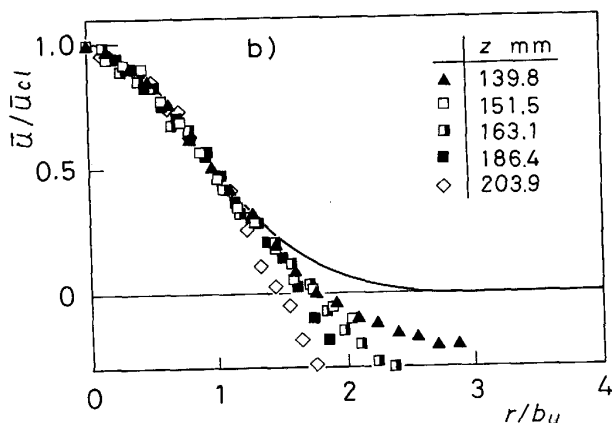
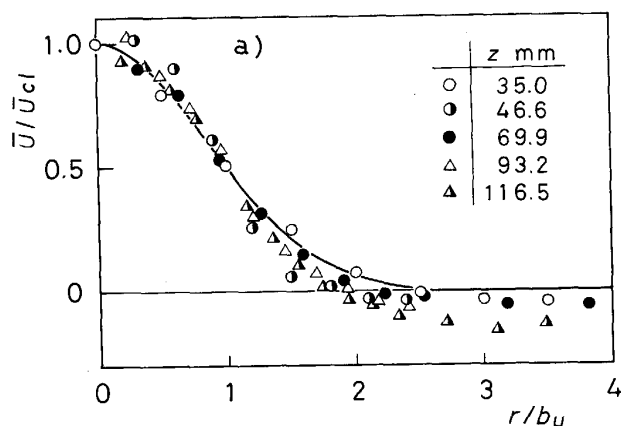


Fig. 11. Comparison of profiles of axial mean velocity with Gaussian error curve.

と減衰し、浮力領域になるとほぼ一定値をとる。やがて表面流領域に入ると  $\bar{u}_{cl}$  は急激に減少するが、 $u'_{rms,cl}$  はほとんど変化しない。また浮力領域の乱れ強さ  $Tu_c = u'_{rms,cl} / \bar{u}_{cl}$  はいずれの  $Q_a$  に対しても約 40~50% となっている。前報<sup>1)</sup> では Hsiao ら<sup>14)</sup> の実験結果も合わせて

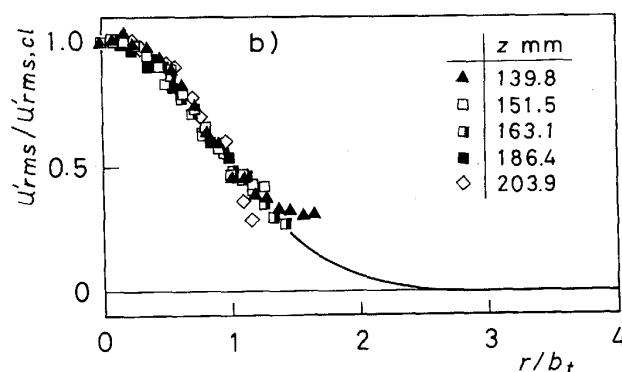
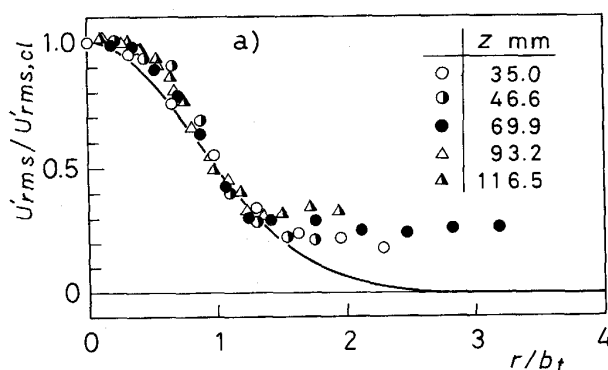


Fig. 12. Comparison of profiles of axial rms fluctuation with Gaussian error curve.

$\bar{u}_{cl}$  の測定値を  $Q_a$  の関数として直線で近似し、 $\bar{u}_{cl} = 3.66 Q_a^{0.255}$  を提案した。両者の結果が一本の直線で近似できたのはいずれもノズル径に比べて浴径が大きく、浴の側壁の影響すなわち浴径  $D$  の影響をあまり受けていなかったためと思われる。なお著者らの結果のみを直線近似すれば  $Q_a$  の 0.2 乗に比例する結果が得られた。しかし  $Q_a$  の範囲がせまいので  $\bar{u}_{cl}$  の  $Q_a$  と  $D$  への依存性については今後の研究に譲る。

### 3.6 平均速度 $\bar{u}$ と乱れの rms 値 $u'_{rms}$ の半径方向分布

Fig. 11 に示すように、 $\bar{u}$  の分布は  $z \geq 35$  mm において  $r/b_u \leq 1.3$  の半径位置ではほぼ正規分布に従っている。しかし Fig. 12 の  $u'_{rms}$  の分布には興味深い現象が認められる。すなわち、さきに運動量支配領域と名付けた領域 ( $z \leq 70$  mm) の分布形状は正規分布には一致しないが、浮力領域 ( $z \geq 100$  mm) になると、分布形状は正規分布に従うようになる。

運動量のみが支配する乱流自由噴流 (ノズルから半無限空間に吹き出す噴流) における乱れの rms 値の半径方向分布は、中心軸上から少し離れた半径位置であり顕著でないがピークを有し、正規分布には従わないことが知られている<sup>15)</sup>。これは乱れが周囲流体の巻き込み (Entrainment) によって生成され、生成量の最大となる

のは中心軸から少し離れたところにあることに基づいている。したがって、気泡噴流のノズル出口近傍で自由噴流と同じような分布形状が現れたことは、この場合も乱れの生成がおもに周囲流体の巻込みによって生じていることを意味している。このことからノズル出口近傍の領域を運動量支配領域と名付けたことの妥当性がうかがえる。ところが、浮力領域になると分布形状が  $r/b_u \leq 1$  で正規分布に従うようになる現象は、乱れの生成が周囲流体の巻込みだけでなく、気泡の後流 (Wake) によっても生成されることに起因していると考えられる。

3.7 3方向の平均速度と乱れの rms 値

$Q_a = 41.4 \text{ cm}^3/\text{s}$  の場合の浮力領域 ( $z = 139.8 \text{ mm}$ ) における平均速度の分布を Fig. 13 に示す。浴内の気泡の動きをよく観察していると、気泡は上昇しながらゆっくりと回転している。これは浴深が大きくなるほど顕著になるようである。このために周方向速度の平均値  $\bar{w}$  は浴の中心軸近傍で零でない値をとっている。ただし気泡噴流の外側の循環流領域では、回転成分はほとんどなく、 $\bar{w}$  はほぼ零となっている。また回転運動の中心が浴の中心とずれているために、半径方向速度の平均値  $\bar{v}$  も中心軸上で零となっていない。しかし  $\bar{v}$ 、 $\bar{w}$  は軸方向速度の

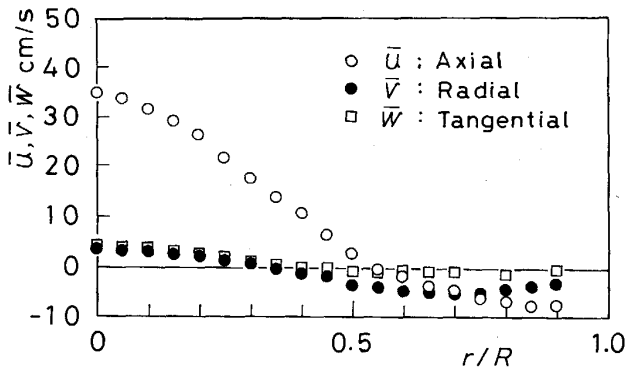


Fig. 13. Axial, radial and tangential mean velocity profiles in the buoyancy region ( $z = 139.8 \text{ mm}$ ).

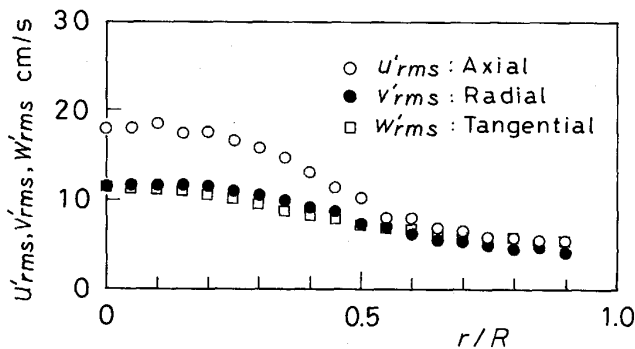


Fig. 14. Axial, radial and tangential rms fluctuation profiles in the buoyancy region ( $z = 139.8 \text{ mm}$ ).

平均値  $\bar{u}$  に比べて非常に小さく、上に導いた  $\bar{u}$  や  $u'_{rms}$  に関する結論が一般性を失うものではないと考えられる。

上と同じ軸位置における乱れの rms 値の分布を Fig. 14 に示す。従来、浴内の乱れについては等方性があると仮定して  $k-\epsilon$  などの乱流モデルが適用されている。本実験では、半径方向および周方向乱れの rms 値  $v'_{rms}$  と  $w'_{rms}$  は断面全体で互いによく一致しているが、軸方向乱れの rms 値  $u'_{rms}$  は中心側ではこれより大きくなっており、例えば中心では約 1.6 倍である。この点は円管内の流れ場の発達領域における上昇気泡流内で得られた WANG ら<sup>16)</sup>の実験結果に定性的に一致している。しかし壁側に向かって  $\bar{u} = 0$  となるあたり ( $r/R \approx 0.55$ ) から 3 方向の乱れは互いにほぼ等しくなる。すなわち乱れの等方性は噴流領域の外側の循環流部で現れる。循環流部における乱れの等方性の成立は GREVET ら<sup>17)</sup>の実験結果にもみられる。

3.8 上昇水流量

気泡に誘起される上昇水流量  $Q$  は次式で求められる。

$$Q = 2\pi \int_0^{B_u} \bar{u} (1 - \alpha/100) r dr \dots \dots \dots (4)$$

ここで  $B_u$  は上昇流領域の幅である。  $Q$  はニュートン・コーツ法による数値積分で求めた。 Fig. 15 に  $Q$  と軸位置  $z$  との関係を示す。どの空気流量  $Q_a$  に対しても  $Q$  は  $z$  とともに増加する。  $z = 200 \text{ mm}$  で  $Q_a = 41.4 \text{ cm}^3/\text{s}$  の  $Q$  が減少しているのは、この軸位置が浴表面近傍であるために、軸方向速度  $\bar{u}$  が小さくなることによる。

石垣<sup>18)</sup> は乱流自由噴流に対して次式

$$Q = 4.53 \bar{u}_{cl} b_u^2 \dots \dots \dots (5)$$

を提案している。気泡噴流の速度分布も浴中心側では正規分布に従うから、この整理法にならって  $Q$  を  $\bar{u}_{cl} b_u^2$  に対して Fig. 16 に示す。本測定値は上式には一致しないが、直線上に乗っており、これより次式が得られる。

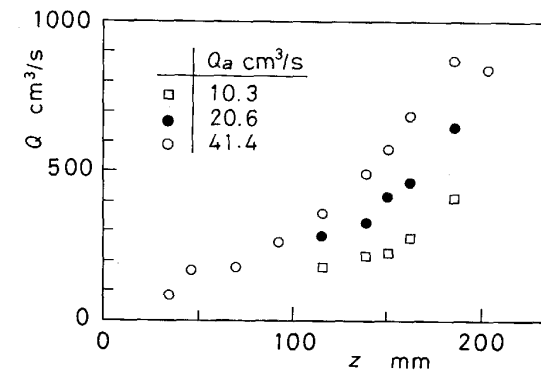


Fig. 15. Flow rate  $Q$  of rising water induced by bubbles.

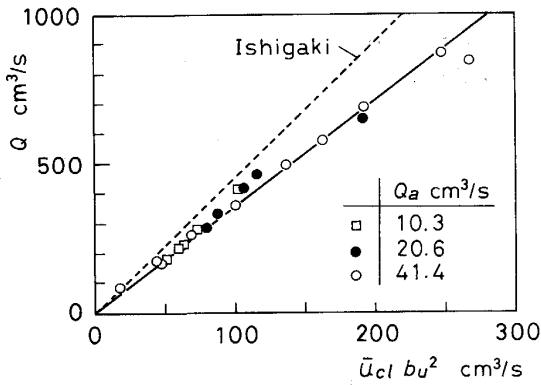


Fig. 16. Relation between  $Q$  and  $\bar{u}_{ci} b_u^2$ .

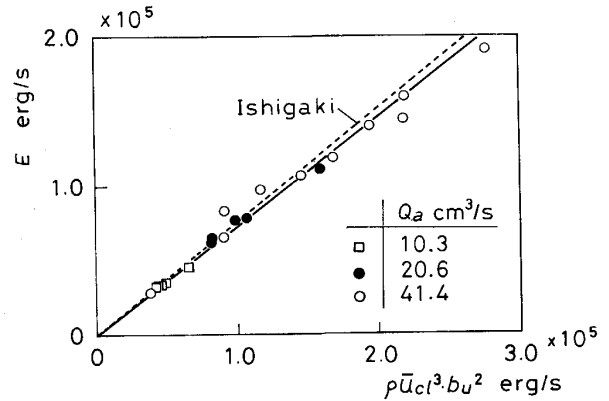


Fig. 18. Relation between the kinetic energy  $E$  of rising water and  $\rho \bar{u}_{ci}^3 b_u^2$ .

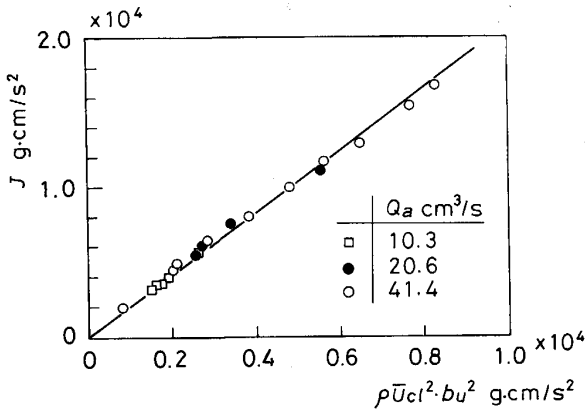


Fig. 17. Relation between the momentum  $J$  of rising water and  $\rho \bar{u}_{ci}^2 b_u^2$ .

$$Q = 3.6 \bar{u}_{ci} b_u^2 \dots\dots\dots (6)$$

したがって浴内の気泡噴流においても自由噴流と同じ形式で上昇水流量  $Q$  を整理できる。ここで係数が式(5)の自由噴流の係数よりも小さいのは側壁の影響によるものと思われる。

3.9 上昇する水の有する運動量

噴流領域の水が有する運動量  $J$  は次式により求めた。

$$J = 2 \pi \rho \int_0^{B_u} \bar{u}^2 (1 - \alpha/100) r dr \dots\dots\dots (7)$$

ここで  $\rho$  は水の密度である。Fig. 17 に  $J$  と  $\rho \bar{u}_{ci}^2 b_u^2$  の関係を示す。  $J$  も直線で近似され

$$J = 2.1 \rho \bar{u}_{ci}^2 b_u^2 \dots\dots\dots (8)$$

なる実験式が得られる。なお乱流自由噴流において運動量  $J$  は軸方向に保存される。

3.10 上昇する水の有する運動エネルギー

噴流領域の水の有する運動エネルギーは次式で与えられる。

$$E = 2 \pi \rho \int_0^{B_u} (\bar{u}^3/2)(1 - \alpha/100) r dr \dots\dots\dots (9)$$

Fig. 18 に  $E$  と  $\rho \bar{u}_{ci}^3 b_u^2$  の関係を、乱流自由噴流に対し

て石垣の提案した次式

$$E = 0.754 \rho \bar{u}_{ci}^3 b_u^2 \dots\dots\dots (10)$$

とともに示す。本測定値も直線で近似され

$$E = 0.73 \rho \bar{u}_{ci}^3 b_u^2 \dots\dots\dots (11)$$

と表される。

以上のように  $J$  は別として  $Q$  と  $E$  は自由噴流と同様な形式で整理できることが分かった。ただし係数の相違は側壁の効果を表すものであると考えられるから、浴径をあと 2, 3 種類変えて実験を行えば、その影響が明らかになると考えられ、これについて現在検討中である。

4. 結 論

底吹き円筒容器内の水-空気系気泡噴流における気泡と水の動的挙動を電気探針法とレーザー Doppler 流速計を用いて測定し、以下の事項を明らかにした。

(1) 平均速度  $\bar{u}$  の中心軸上値  $\bar{u}_{ci}$  の変化と半値半幅  $b_u$  の軸方向変化ならびにガスホールドアップの中心軸上値  $a_{ci}$  と半値半幅  $b_a$  の軸方向変化とから、浴内の気泡噴流領域を軸方向に運動量支配領域、遷移領域、浮力領域および表面流領域に分類した。これらの領域を逆流循環領域が取り巻いている。遷移領域では  $a_{ci}$  が約 10% である。浮力領域と表面流領域の境界を定量的に記述することは今のところできない。

(2) ガスホールドアップ分布の半値半幅  $b_a$  と上昇する水の速度分布の半値半幅  $b_u$  は運動量支配領域で急に大きくなり、遷移領域ではほぼ一定値をとり、浮力領域ではほぼ直線的に増加したのち表面流領域では再び急に大きくなる。気泡頻度の半値半幅  $b_f$  もこれと同じ傾向を示す。

(3) 浮力領域における気泡の広がり と 上昇する水の広がり との比を半値半幅比  $b_u/b_a$  で表すと、本実験の 3 種の  $Q_a$  について  $b_u/b_a \approx 1.6$  となることが判明した。

(4)運動量支配領域(ノズル出口直後を除く)における  $\bar{u}$  の半径方向分布は  $r/b_u \leq 1.3$  の管中心側領域で正規分布に一致する。しかし  $u'_{rms}$  の半径方向分布は正規分布には従わない。この分布は乱れがおもに周囲流体の巻込みによって生成されることに起因している。

(5)浮力領域における  $\bar{u}$  の半径方向分布は  $r/b_u \leq 1.3$  の管中心側領域で、正規分布によく合っている。また乱れについても  $r/b_i \leq 1$  で正規分布とのよい一致がみられた。これは、乱れの生成が周囲流体の巻込みだけでなく、気泡の後流によっても生成されることに起因している。

(6)浮力領域における軸方向、半径方向、周方向の乱れ成分について、噴流部では等方性は成立しないが、その外側の逆流循環部では成立する。

(7)半値半幅  $b_a, b_u$  で評価した噴流の広がりや吹込み空気流量  $Q_a$  の増加とともに気泡噴流部のいたるところで大きくなる。また、乱れの rms 値の広がりや速度の広がりよりも大きく、例えば浮力領域では、いずれの  $Q_a$  に対しても  $b_i$  は  $b_u$  の約 1.8 倍である。

(8)上昇する水の流量  $Q$ 、運動量  $J$  および運動エネルギー  $E$  は次式で表される。

$$Q = 3.6 \bar{u}_{cl} b_u^2 \quad J = 2.1 \rho \bar{u}_{cl}^2 b_u^2$$

$$E = 0.73 \rho \bar{u}_{cl}^3 b_u^2$$

### 記号

$b_u$ : 軸方向平均速度  $\bar{u}$  の半値半幅  
 $b_i$ : 軸方向乱れの rms 値  $u'_{rms}$  の半値半幅  
 $b_a$ : ガスホールドアップの半値半幅  
 $D$ : 浴の直径  
 $d_n$ : ノズル内径  
 $E$ : 上昇する水の有する運動エネルギー  
 $Fr_m$ : 修正フルード数 =  $Q_a^2 \rho_a / g d_n^5 \rho_w$   
 $f_B$ : 気泡頻度  
 $H_w$ : 浴の深さ  
 $J$ : 上昇する水の有する運動量  
 $Q$ : 上昇する水の流量  
 $Q_a$ : 吹込み空気流量

$r, \theta, z$ : 半径方向, 周方向, 軸方向座標  
 $Tu_c$ : 浴中心軸上の乱れ強さ  
 $u, v, w$ : 軸方向, 半径方向, 周方向の速度  
 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ :  $u, v, w$  のアンサンブル平均値  
 $u'_{rms}, v'_{rms}, w'_{rms}$ : 軸方向, 半径方向, 周方向の乱れの rms 値  
 $\alpha$ : ガスホールドアップ  
 $\rho_a$ : 空気の密度  
 $\rho_w$ : 水の密度  
 添え字など  
 $cl$ : 浴の中心軸上の値  
 $rms$ : root mean square 値  
 $\bar{\cdot}$ : アンサンブル平均値

### 文 献

- 1) 井口 学, 谷 潤一, 植村知正, 川端弘俊, 竹内博明: 鉄と鋼, **74** (1988), p. 1785
- 2) 佐野正道, 森 一美: 鉄と鋼, **60** (1974), p. 348
- 3) 森 一美, 佐野正道, 小沢泰久: 鉄と鋼, **69** (1983), p. 1714
- 4) 赫 冀成, 浅井滋生, 鞭 巖: 鉄と鋼, **70** (1984), p. 1590
- 5) 別所永康, 谷口尚司, 菊池 淳: 鉄と鋼, **71** (1985), p. 1117
- 6) 井口 学, 近江宗一, 鎗山昌倫, 谷 潤一: 鉄と鋼, **73** (1987), p. 1496
- 7) LDV の基礎と応用(流れの計測懇談会編)(1980) [日刊工業新聞社]
- 8) J. SZEKELY: Fluid Flow Phenomena in Metals Processing (1979), p. 386, p. 414 [Academic Press]
- 9) M. SANO, H. MAKINO, Y. OZAWA and K. MORI: Trans. Iron Steel Inst. Jpn., **26** (1986), p. 298
- 10) 川上正博, 富本 登, 佐藤公充: 鉄と鋼, **68** (1982), p. 774
- 11) A. H. CASTILLEJOS and J. K. BRIMACOMBE: Metall. Trans. B, **18** (1987), p. 659
- 12) T. H. TACKE, H. G. SCHUBERT, D. J. WEBER and K. SCHWERDFEGER: Metall. Trans. B, **16** (1985), p. 263
- 13) S. TANIGUCHI, A. KIKUCHI, H. MATSUZAKI and N. BESSHO: Trans. Iron Steel Inst. Jpn., **28** (1988), p. 262
- 14) T. C. HSIAO, T. LEHNER and B. KJELLBERG: Scand. J. Metall., **9** (1980), p. 105
- 15) I. WYGNANSKI and H. FIEDLER: J. Fluid Mech., **38** (1969), p. 577
- 16) S. K. WANG, S. J. LEE, O. C. JONES, Jr. and R. T. LAHEY, Jr.: Int. J. Multiphase Flow, **13** (1987), p. 327
- 17) J. H. GREVET, J. SZEKELY and N. EL-KADDAH: Int. J. Heat Mass Transfer, **25** (1982), p. 487
- 18) 石垣 博: 日本機械学会論文集 B, **48** (1982), p. 1692