

底吹き円筒容器内水銀-空気系気泡噴流の挙動 論文

井口 学*・出本庸司*²・菅原直也*³・森田善一郎*

Behavior of Hg-Air Vertical Bubbling Jet in a Cylindrical Vessel

Manabu IGUCHI, Yoji DEMOTO, Naoya SUGAWARA and Zen-ichiro MORITA

Synopsis :

Gas holdup α and bubble frequency f_B in mercury-air vertical bubbling jet in a cylindrical vessel were measured by means of an electro-resistivity probe. On the basis of the present and previously published experimental results, correlations for α , f_B and mean bubble rising velocity \bar{u}_B were derived as functions of injected gas flow rate Q_g and nozzle diameter d_n . These correlations are valid in the vicinity of nozzle exit where the expansion of gas due to static pressure change is negligible. Furthermore, correlations for α , f_B and \bar{u}_B applicable to bubbling jets with density ratio ρ_l/ρ_g between about 800 and 12000 were proposed as functions of Q_g , d_n and ρ_l/ρ_g , where ρ_g is the density of gas and ρ_l is the density of liquid.

Key words : steelmaking; injection; bubbling jet; mercury; electro-resistivity probe; gas holdup; bubble frequency; bubble rising velocity.

1. 緒 言

円筒容器内の水-空気系上昇気泡噴流における気泡の動的挙動ならびに気泡に誘起される水の運動については活発な研究が行われており、重要な知見が得られつつある^{1)~6)}。しかしながら、周知のように実用上問題となる高温熔融金属内の気泡特性と熔融金属の流動特性を予測するには水-空気系のモデル実験だけでは不十分であり、表面張力、ノズルと液体との濡れ性、静水圧変化、気体と液体の密度差および両者の温度差などの影響を考慮する必要がある。幸いなことに、これらの影響の多くは取扱いの容易な水銀浴を用いることで調査できる。

水銀浴を用いた実験に関しては、佐野らの先駆的研究⁷⁾⁸⁾をはじめとして、最近では電気探針とマイクロコンピュータを用いてガスホールドアップ α 、気泡頻度 f_B 、平均気泡上昇速度 \bar{u}_B 、気泡の平均弦長さ L などを求める研究が TACKE ら²⁾、SANO ら⁹⁾、CASTILLEJOS ら¹⁰⁾、川上¹¹⁾によって活発に行われている。いずれの研究もノズル近傍の気泡特性を対象としているが、ガスホールドアップ α や気泡頻度 f_B の分布を系統的に記述できる推算式は今のところ提案されていない。本研究では、水銀浴中に空気を吹き込んだときに形成される気泡噴流に着目し、ノズルの形状と寸法、吹込み空気流量 Q_g がガスホールドアップ α 、気泡頻度 f_B 、平均気泡上昇速度

\bar{u}_B に及ぼす影響を調べ、ノズル近傍の気体の膨張が無視できる領域における推算式を導いた。

また、この結果を基にして液体と気体の密度比が水-空気系と水銀-空気系の密度比の間にある任意の気泡噴流を対象とした α 、 f_B 、および \bar{u}_B の推算式を提案した。

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。容器は直径 125 mm、高さ 200 mm の黄銅製パイプであり、表面をアクリルで塗装して水銀との反応を防止している。気泡噴流部の旋回が生じない範囲で浴深を 145 mm とした。ただし浴表

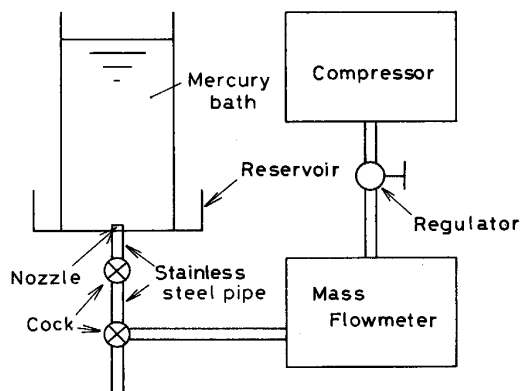


Fig. 1. Experimental apparatus.

平成 2 年 9 月本会講演大会にて発表 平成 3 年 5 月 13 日受付 (Received May 13, 1991)

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

*² 大阪大学大学院 (現: 新日本製鉄(株)) (Graduate School, Osaka University, Now Nippon Steel Corp.)

*³ 大阪大学工学部 (現: 日新製鋼(株)) (Faculty of Engineering, Osaka University, Now Nisshin Steel Co., Ltd.)

面は揺動しているので実験は表面の影響の及ばない $z \leq 100$ mm の領域に限定した. ノズルはアクリル製の単孔ノズルで, 内径 d_n を 0.50 mm, 1.01 mm, 1.53 mm の 3 種類に設定した. また森ら¹²⁾により, ノズルと液体の濡れ性の悪いときノズルの外径が気泡の寸法に大きな影響を及ぼすことが報告されていることを考慮して, 後で示すように 3 種類のノズル形状を用いている. 空気を出口にフィルターを取り付けたコンプレッサーで送り, 質量流量計で流量を調節したのちノズルから浴内に吹き込んだ. 空気流量は $Q_g \leq 300$ cm³/s の範囲に設定し, 空気温度は水銀温度に一致させた.

2.2 ガスホールドアップと気泡頻度の測定方法

ガスホールドアップ α と気泡頻度 f_B の測定には電気探針法を用いた. 電気探針の詳細については文献¹³⁾を参照されたい. ただし材質は白金線からステンレスチール線に変えている. まず水-空気系気泡噴流の場合¹³⁾と同様に α と f_B に対するサンプリング周波数 f_s の影響を調べ, その結果に基づき, $f_s = 1$ kHz に設定した. サンプリング時間は 150 s である. 電気探針は 3 次元移動が可能なトラバース装置で容器内の任意の位置に移動可能である.

3. 実験結果と考察

3.1 ガスホールドアップ α と気泡頻度 f_B に及ぼすノズル形状と寸法の影響

Fig. 2 に 3 種類のノズル形状に対する α と f_B の中心軸上値 α_{cl} と $f_{B,cl}$ の分布を示す. ノズルの内径 d_n と高さならびに空気流量 Q_g をそれぞれ一定に保ち, ノズル形状だけを変化させている. α はノズル形状の影響をほとんど受けないが, f_B はノズル近傍の $\alpha_{cl} \geq 50\%$ の軸

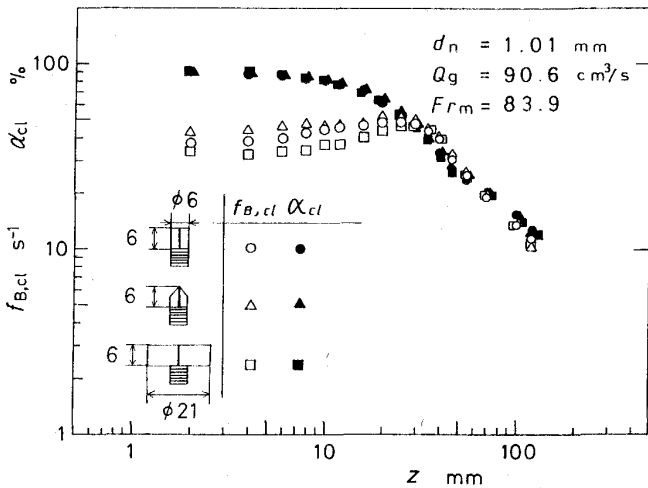


Fig. 2. Effect of nozzle shape on gas holdup and bubble frequency on the centerline.

位置でその影響を強く受け, ノズル先端の面積 (換言すれば先端の外径) が大きくなるにつれて f_B は減少している. すなわち気泡はノズル先端の面積が大きくなるにつれて大きくなる. この現象は森らの論文¹²⁾から示唆されるように水銀とノズルとの濡れ性が悪いことに帰着されよう. ちなみに Fig. 2 のノズル近傍における $f_{B,cl}$ と $Q_g = 90.6$ cm³/s から計算される気泡径は, 外径が 6 mm のノズルについては 1.7 cm, 21 mm のノズルについては 1.8 cm となるが, 佐野らの式¹²⁾に基づいて計算するとそれぞれ 1.8, 2.2 cm となり, 本測定値との一致はよい. ところで液体の表面張力は気泡の大きさを変化させる効果を有するが, 気泡の大小によってガスホールドアップがほとんど変化しないという上記事実はガスホールドアップに及ぼす表面張力の影響が弱いことを意味している.

$\alpha_{cl} \leq 50\%$ の領域で f_B にもノズル形状の依存性がほとんどみられなくなる事実は, この領域で起こる気泡の分裂や合体に関連した激しい乱流混合に起因するものと

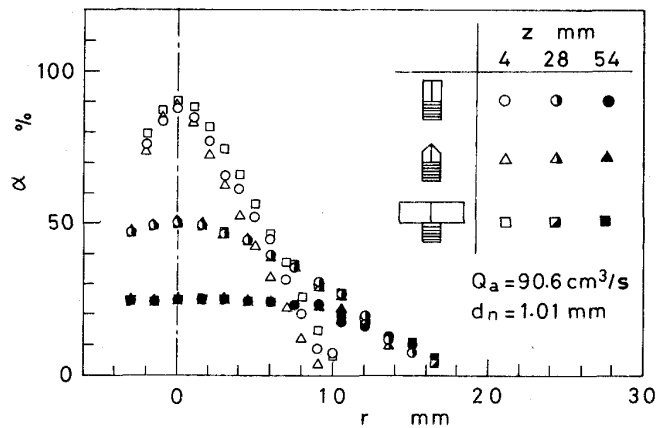


Fig. 3. Effect of nozzle shape on the radial distribution of gas holdup.

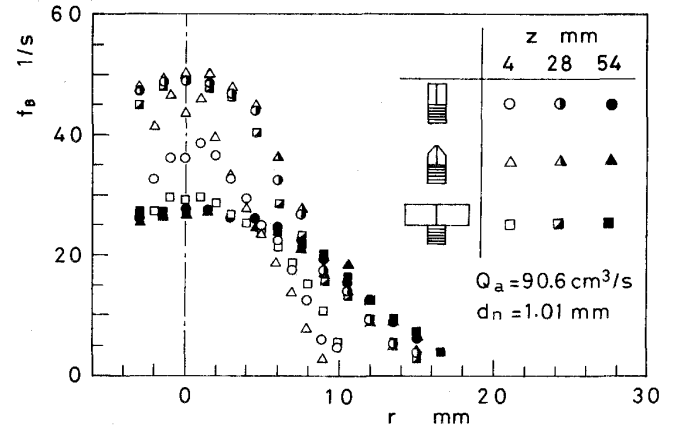


Fig. 4. Effect of nozzle shape on the radial distribution of bubble frequency.

考えられる。

Fig. 3, 4 には Fig. 2 と同じ条件下における α と f_B の半径方向分布を代表的な三つの軸位置について示す。

Fig. 2 から容易に推測されるように、ノズルに最も近い $z = 4 \text{ mm}$ では f_B に及ぼすノズル形状の影響は顕著であるが、 α への影響は弱い。またほかの二つの軸位置 ($\alpha_{cl} \approx 50, 25\%$) では α と f_B の双方に対してノズル形状の影響はほとんどない。

つぎに Q_g を一定に保ち、ノズル形状と内径 d_n を変化させたときの α_{cl} と $f_{B,cl}$ の分布を Fig. 5, 6 に示す。

図中には Tacke ら²⁾の測定値も示しているが、 $\alpha_{cl} \leq 50\%$ の軸位置ではノズルの影響は弱くなり、 α_{cl} と $f_{B,cl}$ は

Q_g のみの関数とみなしてよい。佐野らは Q_g を一定に保ちノズル径を替えることによって水銀浴内にガスを超音速ならびに超音速で吹き込んだ⁹⁾。その結果をみると著者らの結果と同様にノズルからある程度離れた軸位置よりも上方では両条件下におけるガスホールドアップの値は互いによく一致している。

水-空気系気泡噴流の場合、本研究と同じ Q_g において α_{cl} が 50% よりも小さな軸位置でも α_{cl} と $f_{B,cl}$ にノズルの影響は出ていた。水銀のほうが気泡に働く浮力が大きいため、水の場合よりもノズルに近いところで浮力の影響が顕著に現れ、このような相違が出たものと考えられる。

3.2 α と f_B に対する推算式

Fig. 2, 5, 6 にみられるように、 α_{cl} はその位置が約 50% となる軸位置 $z = z_0$ 近傍から、また $f_{B,cl}$ も α_{cl} にやや遅れた軸位置から両対数グラフ上で直線的に減少する。このような軸位置における両者の半径方向分布はほぼ正規分布に従うので、 α と f_B はそれらの中心軸上値 α_{cl} , $f_{B,cl}$ ならびに半値半幅 b_a , b_f が定まると記述できる。そこで水-空気系気泡噴流における整理法⁶⁾¹³⁾と同様に α と f_B を次式で近似する。

$$\alpha = \alpha_{cl} \exp[-\ln 2 \cdot r^2 / b_a^2] \dots\dots\dots (1)$$

$$\alpha_{cl} = 50(z/z_0)^{-2n_a} \dots\dots\dots (2)$$

$$b_a = b_a(z_0) \cdot (z/z_0)^{n_a} \dots\dots\dots (3)$$

$$f_B = f_{B,cl} \exp[-\ln 2 \cdot r^2 / b_f^2] \dots\dots\dots (4)$$

ここで $b_a(z_0)$ は $z = z_0$ における b_a の値を表す。

$f_{B,cl}$ は $z = z_0$ における値 $f_{B,cl}(z_0)$ を用いると $z \leq z_0$ $\{f_{B,cl}(z_0)/50\}^{-1/2n_f}$ のとき次式で

$$f_{B,cl} = f_{B,cl}(z_0) \dots\dots\dots (5a)$$

また $z > z_0$ $\{f_{B,cl}(z_0)/50\}^{-1/2n_f}$ のとき

$$f_{B,cl} = 50(z/z_0)^{-2n_f} \dots\dots\dots (5b)$$

で与えられる。 b_f は $z = z_0$ における値 $b_f(z_0)$ を用いて次式で表される。

$$b_f = b_f(z_0) \cdot (z/z_0)^{n_f} \dots\dots\dots (6)$$

ここで z_0 , n_a , $b_a(z_0)$, $f_{B,cl}(z_0)$, n_f , $b_f(z_0)$ は実験的に求める。例えば n_a と n_f はノズルのごく近傍 ($z \leq 100 \text{ mm}$) における α_{cl} と $f_{B,cl}$ の測定値を両対数グラフ上で直線近似してその勾配から求めている。浴深が非常に大きく静水圧変化に伴う気泡の膨張が大きい場合にも本推算式がそのまま適用できるのか、あるいは補正を行う必要があるのかといった点については今後の課題としたい。

3.2.1 $\alpha_{cl} = 50\%$ となる軸位置 z_0 に対する推算式

前述のように、ノズルからの軸方向距離 z_0 はノズルの形状と寸法にほとんど依存せず、吹込み空気流量 Q_g

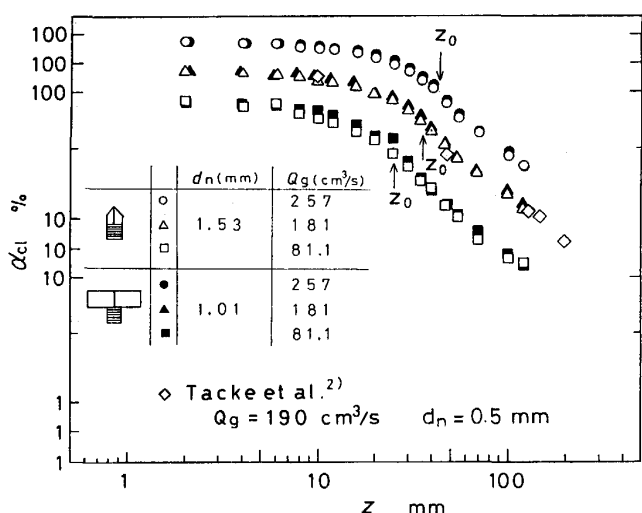


Fig. 5. Effects of nozzle shape, nozzle diameter and gas flow rate on gas holdup on the centerline.

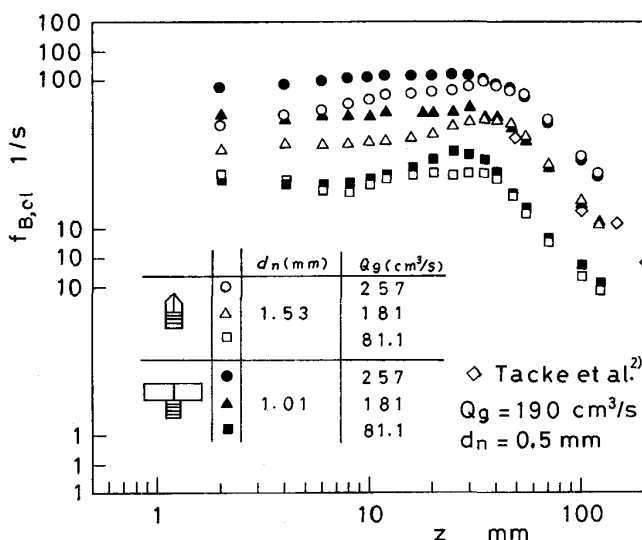


Fig. 6. Effects of nozzle shape, nozzle diameter and gas flow rate on bubble frequency on the centerline.

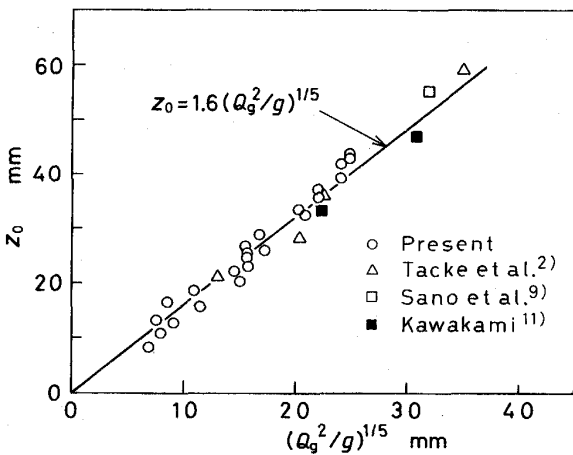


Fig. 7. Relation between z_0 and gas flow rate.

のみに依存するとみなしてもよい。そこで本実験で求めた z_0 を従来の結果と合わせて Fig. 7 に示す。測定値は次式で近似できる。

$$z_0 = 1.6(Q_g^2/g)^{1/5} \dots\dots\dots(7)$$

この式の両辺をノズル内径 d_n で除して変形すれば

$$z_0/d_n = 10.5 Fr_m^{0.2} \dots\dots\dots(8)$$

となる。 Fr_m は修正フルード数であり、次式で表される。

$$Fr_m = \rho_g Q_g^2 / \rho_l g d_n^5 \dots\dots\dots(9)$$

ここで ρ_g は気体密度、 ρ_l は液体の密度、 g は重力の加速度である。ちなみに水-空気系の z_0 は次式となる²⁾。

$$z_0/d_n = 5.0 Fr_m^{0.3} \dots\dots\dots(10)$$

水銀と水に対する実験結果を合わせて Fig. 8 に示す。図中の Fr_m の範囲では両結果に大きな相違はない。

3.2.2 $z = z_0$ におけるガスホールドアップ α の半値半幅 $b_\alpha(z_0)$ ならびに気泡頻度 f_B の半値半幅 $b_f(z_0)$

水浴に対する実験結果⁶⁾から判断して、半値半幅 $b_\alpha(z_0)$ および $b_f(z_0)$ は Q_g のみに依存すると考えられる。そこでこれらを $(Q_g^2/g)^{1/5}$ に対してプロットしたところ、Fig. 9 に示す結果が得られた。水銀浴の場合の $b_\alpha(z_0)$ も $b_f(z_0)$ にほぼ一致しており、水浴の値よりもやや大きくなっている。水浴に対しては次式

$$b_\alpha(z_0) = b_f(z_0) = 0.42(Q_g^2/g)^{1/5} \dots\dots\dots(11)$$

($10\% \leq \alpha_{cl} \leq 50\%$)

が提案されているが、水銀浴に対しては次式を導いた。

$$b_\alpha(z_0) = b_f(z_0) = 0.50(Q_g^2/g)^{1/5} \dots\dots\dots(12)$$

($10\% \leq \alpha_{cl} \leq 50\%$)

3.2.3 $f_{B,cl}(z_0)$ に対する推算式

気泡頻度の中心軸上値 $f_{B,cl}$ はプローブ先端の形状、寸法への依存性が α よりも大きいので、 α に比べて測定値のばらつきはやや大きくなる。したがって以下に導かれる $f_{B,cl}(z_0)$ に対する推算式の精度も α_{cl} に比べると

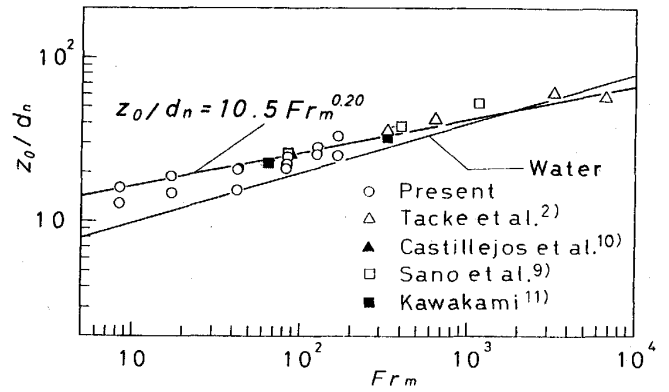


Fig. 8. Relation between z_0 and modified Froude number.

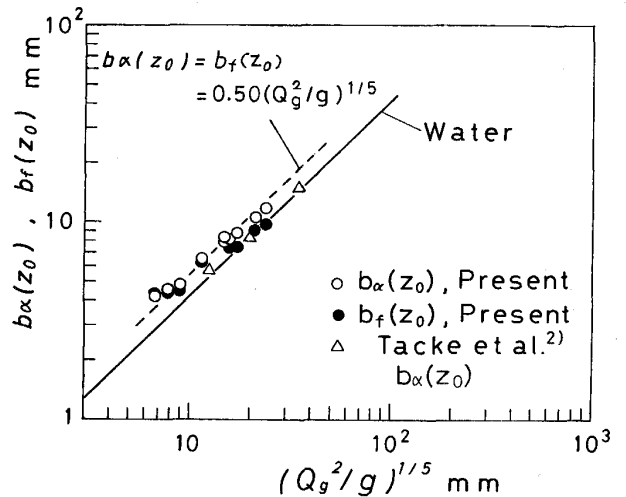


Fig. 9. Half-value radii of gas holdup and bubble frequency as functions of gas flow rate.

落ちる。

前述のように $f_{B,cl}$ は $\alpha_{cl} \div 50\%$ の軸位置になるとノズル形状の影響はほとんど受けなくなるが、ノズル径 d_n の影響は受ける。そこで水の場合¹³⁾と同様に $f_{B,cl}(z_0)$ をストローハル数の形で整理し、ウェーバー数に対して Fig. 10 に示した。 $f_{B,cl}(z_0)$ の測定値は次式で近似できる。

$$f_{B,cl}(z_0) = 0.9 We^{0.32} (g^2 Q_g)^{1/5} / z_0 \dots\dots\dots(13)$$

$$We = \rho_g Q_g^2 / \sigma d_n^3 \dots\dots\dots(14)$$

ただし σ は表面張力である。

3.2.4 指数 n_α, n_f の推算式

Fig. 2, 5, 6 に関してすでに述べたように、 α_{cl} と $f_{B,cl}$ は、 α_{cl} がほぼ 50% よりも小さくなる軸位置では両対数グラフ上で直線状の分布をとる。そこでこれらの傾きを $-2n_\alpha, -2n_f$ で表す。

水銀浴の実験結果を水浴の結果と合わせて Fig. 11 に示す。図中の実線は水浴に対して前に報告したつぎの推

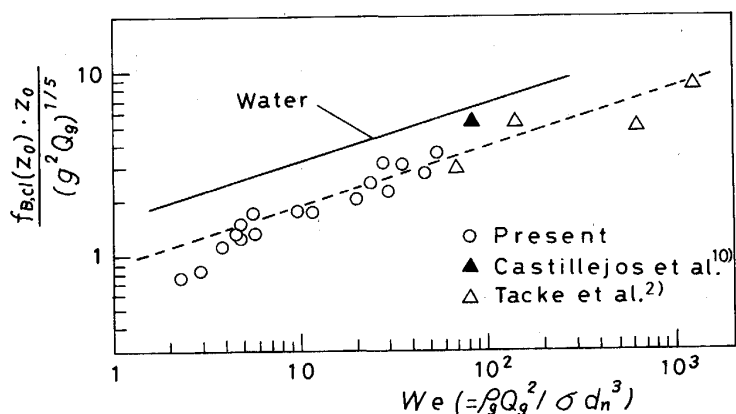


Fig. 10. Bubble frequency at $z = z_0$ as a function of Weber number.

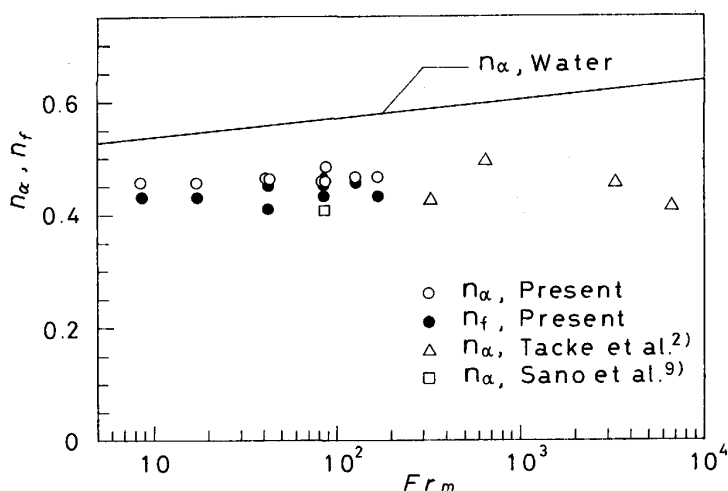


Fig. 11. Indices n_α and n_f as functions of modified Froude number.

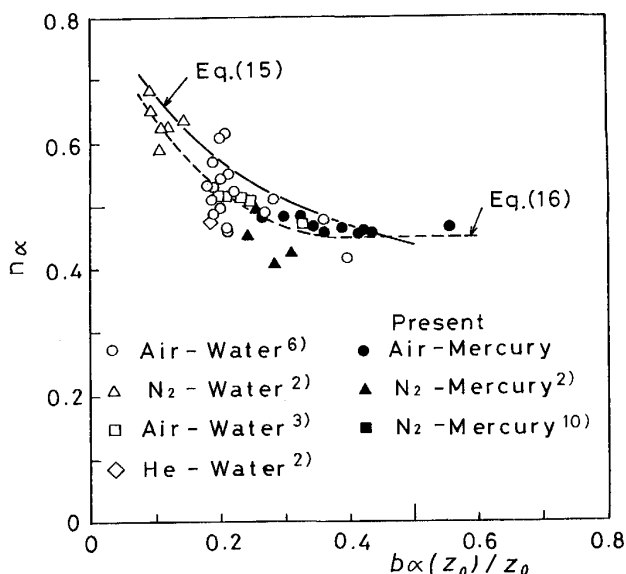


Fig. 12. Correlation for n_α as a function of $b_\alpha(z_0)/z_0$.

算式である。

$$n_\alpha = 0.0338 \log Fr_m + 0.505 (1 \leq Fr_m \leq 6.07 \times 10^4) \\ = 2/3 (6.07 \times 10^4 < Fr_m \leq 2 \times 10^5) \dots\dots\dots (15)$$

水銀浴の場合も n_α と n_f は互いにほぼ一致するが、水の場合よりもかなり小さくなり、Fig. 12 の整理法で比較的よくまとめられる。そこで水と水銀の結果を合わせて次の推算式を提案した。

$$n_\alpha = n_f = 0.027 z_0 / b_\alpha(z_0) + 0.38 \\ (0.09 \leq b_\alpha(z_0)/z_0 \leq 0.385) \dots\dots\dots (16a) \\ = 0.45 (0.385 < b_\alpha(z_0)/z_0 \leq 0.6) \dots\dots\dots (16b)$$

3.2.5 ガスホールドアップと気泡頻度に対する推算式と測定値との比較

10% $\leq \alpha_{cl} \leq 50\%$ の軸位置のガスホールドアップ α は式(1)~(3)を用いることにより、容易に推定できる。気泡頻度 f_B については、まず $z = z_0$ における $f_{B,cl}(z_0)$ を計算し、式(5a)と式(5b)との交点の軸位置より上流側では式(5a)を、下流側では式(5b)を適用する。ただし、ここで対象としている α の領域内で交点が存在しない場合は、便宜的ではあるが、後で示すように両直線に滑らかに接続するような曲線を描けばよい。

Fig. 13, 14 に α_{cl} , $f_{B,cl}$ に対する推算式と本測定値を比較して示す。10% $\leq \alpha_{cl} \leq 50\%$ の領域で両者の一致は良好である。 b_α , b_f ならびに他の測定例についても、

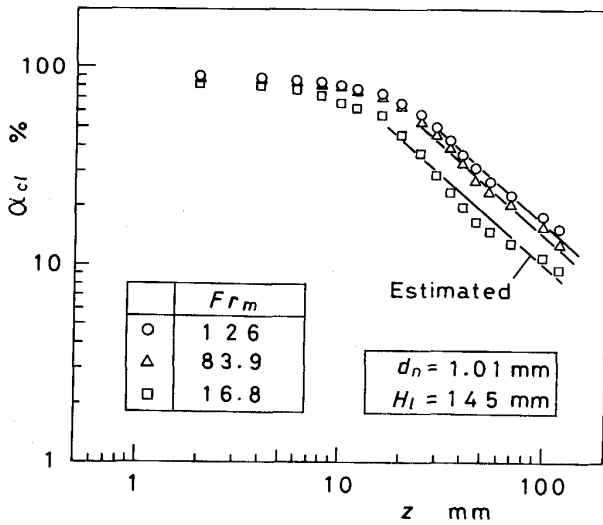


Fig. 13. Comparison of measured with estimated values of gas holdup on the centerline.

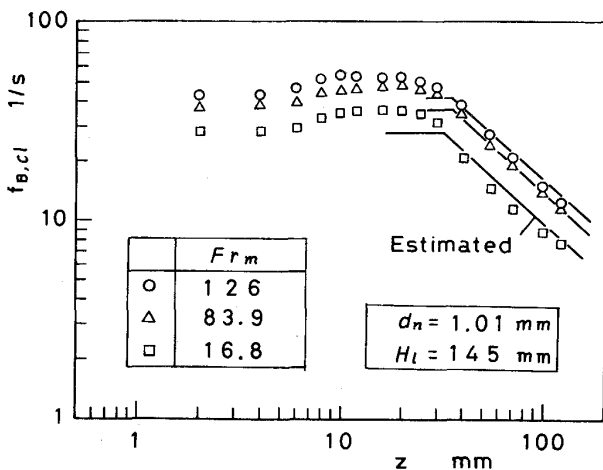


Fig. 14. Comparison of measured with estimated values of bubble frequency on the centerline.

これらと同程度の一致がみられた。

3.3 平均気泡上昇速度

10% ≤ α_{cl} ≤ 50% の軸位置における平均気泡上昇速度 \bar{u}_B は半径方向にほぼ一定値をとることがわかっている¹⁰⁾¹¹⁾。そこで \bar{u}_B を半径方向に一定と仮定すればつぎの関係式が成立する。

$$\bar{u}_B = 100 \cdot \ln 2 \cdot Q_g / (\pi \alpha_{cl} b_a^2) \dots (17)$$

この式の α_{cl} と b_a に式(2), (3)を代入して式(12)を用いれば次式が得られる。

$$\bar{u}_B = 1.76 (Q_g g^2)^{1/5} \dots (18)$$

推算値を CASTILLEJOS ら¹⁰⁾, 川上¹¹⁾の測定値と比較して Fig. 15 に示す。測定値との一致は比較的良好である。

3.4 任意の気泡噴流に対するガスホールドアップ、気泡頻度および平均気泡上昇速度の推算式

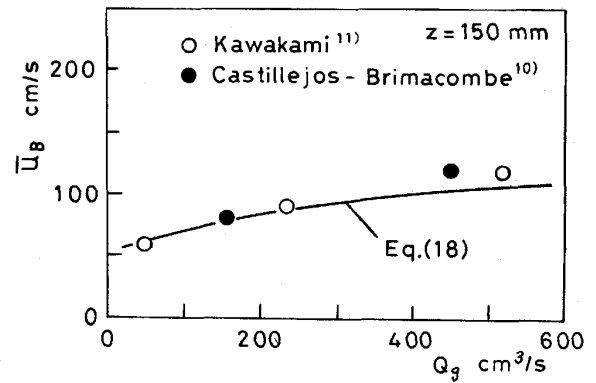


Fig. 15. Comparison of measured with estimated values of mean bubble rising velocity.

前節に示した液体とノズルとの濡れ性に関する実験結果から、ガスホールドアップ α は表面張力の影響をほとんど受けないことが判明した。したがって z₀ や b_a(z₀) は表面張力 σ の関数ではないとみなしてよいであろう。そこで水銀浴と水浴における z₀ や b_a(z₀) の相違が液体と気体の密度比 ρ_l/ρ_g のみに依存するものとして密度比が水-空気系と水銀-空気系の間 (800 ≤ ρ_l/ρ_g ≤ 12000) にある任意の気泡噴流に対するガスホールドアップの推算式を導いてみよう。ただし 10% ≤ α_{cl} ≤ 50% の軸位置を対象とする。

一方、f_{B,cl}(z₀) はウェーバー数の関数であるから表面張力の影響を受ける。しかし水の場合の f_{B,cl}(z₀) も式(13)の形で表され、係数が異なるだけである¹³⁾。そこでこの係数も密度比のみの関数として取り扱うことにする。

z₀, b_a(z₀), f_{B,cl}(z₀) が次式で表されるものと仮定する。

$$z_0/d_n = a Fr_m^b \dots (19)$$

$$b_a(z_0) = b_f(z_0) = c (Q_g^2/g)^{1/5} \dots (20)$$

$$f_{B,cl}(z_0) = d We^{0.32} (g^2 Q_g)^{1/5} / z_0 \dots (21)$$

ここで係数 a, c, d ならびに指数 b は密度比 ρ_l/ρ_g の関数である。本研究では最も簡単な近似法として、水と水銀の浴のデータを両対数グラフ上にプロットし、直線で結んで得られる次式を採用する。

$$a = 0.77 (\rho_l/\rho_g)^{0.28} \dots (22)$$

$$b = 0.89 (\rho_l/\rho_g)^{-0.16} \dots (23)$$

$$c = 0.26 (\rho_l/\rho_g)^{0.07} \dots (24)$$

$$d = 7.0 (\rho_l/\rho_g)^{-0.22} \dots (25)$$

なお n_a(= n_r) には式(16)を用いる。

平均気泡上昇速度 \bar{u}_B は式(2), (3), (17), (20)から次式で表される。

$$\bar{u}_B = 0.44 (Q_g g^2)^{1/5} / c^2 \dots (26)$$

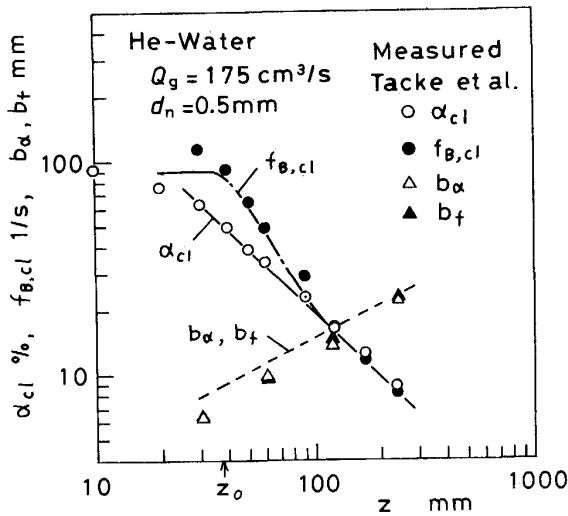


Fig. 16. Comparison of measured with estimated values of α_{cl} , $f_{B,cl}$, b_α , b_f in He-water vertical bubbling jet.

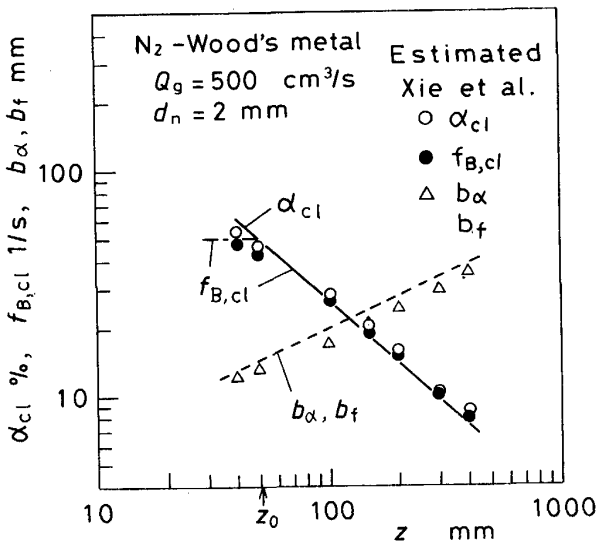


Fig. 17. Comparison of the present estimated values of α_{cl} , $f_{B,cl}$, b_α , b_f with estimated values of XIE *et al.* in N_2 -Wood's metal vertical bubbling jet.

本推算式の妥当性を検証するための1例として、Tackeらが測定した水-ヘリウム系気泡噴流のノズル近傍の α_{cl} , b_α , $f_{B,cl}$, b_f を本推算値と比較して Fig. 16 に示した。 $f_{B,cl}$ の推定値のうち一点鎖線の部分は 3・2・5 項の方法に従い引いた線であり、ある程度の任意性が付きまとうのはやむをえない。したがって $f_{B,cl}$ を別にすれば、測定値と推定値の一致は比較的良好である。 Fig. 17 に示すように、本推算式はウッドメタル-窒素系気泡噴流の特性¹⁴⁾も精度よく近似できる。

4. 結 言

水銀-空気系上昇気泡噴流のガスホールドアップ α 、気泡頻度 f_B を電気探針法を用いて測定し、その結果と従来の結果に基づき、 α , f_B , 平均気泡上昇速度 \bar{u}_B に対する推算式を導出した。得られた成果を要約すると以下のようなになる。

(1) 乱流混合が激しくなる $z = z_0$ の軸位置をすぎると気泡頻度に及ぼすノズル形状の影響はほとんどなくなる。

(2) ガスホールドアップ α はノズル出口近傍でもノズル形状すなわち気泡の大小の影響をあまり受けない。 $z \geq z_0$ の軸位置では、 α に及ぼすノズルの形状と寸法の影響はほとんどなくなる。

(3) ガスホールドアップ α と気泡頻度 f_B の半径方向分布がほぼ正規分布に従う領域である $10\% \leq \alpha_{cl} \leq 50\%$ の軸位置に適用できる α , f_B および \bar{u}_B の推算式を導出した。

(4) 密度比 ρ_l/ρ_g が $800 \leq \rho_l/\rho_g \leq 12000$ の範囲にある任意の気泡噴流の α , f_B に対する推算式として式(1)~(6), (19)~(21)を、 \bar{u}_B に対する推算式として式(26)を提案した。ただし適用範囲は $10\% \leq \alpha_{cl} \leq 50\%$ の軸位置である。

記 号

- a, b, c, d : 式(22)~(25)で表される係数と指数
- b_α : ガスホールドアップ α の半値半幅
- b_f : 気泡頻度 f_B の半値半幅
- D : 容器の直径
- d_n : ノズル内径
- Fr_m : 修正フルード数 ($= \rho_g Q_g^2 / \rho_l g d_n^5$)
- f_B : 気泡頻度
- f_s : サンプリング周波数
- g : 重力の加速度
- H : 容器の高さ
- n_α : 式(2)の指数
- n_f : 式(5b)の指数
- Q_g : 吹込みガス流量
- r, z : 半径方向と軸方向の座標 (ノズル出口を原点にとる)
- We : ウェーバー数 ($= \rho_g Q_g^2 / \sigma d_n^3$)
- z_0 : $\alpha_{cl} = 50\%$ となる軸位置
- α : ガスホールドアップ
- ρ_g : 気体密度
- ρ_l : 液体の密度

文 献

- 1) 川上正博, 富本 登, 伊藤公允: 鉄と鋼, 68 (1982), p. 774
- 2) T. H. Tacke, H. G. Schubert, D. J. Weber and K.

- SCHWERTFEGER: *Metall. Trans. B*, **16** (1985), p. 263
- 3) A. H. CASTILLEJOS and J. K. BRIMACOMBE: *Metall. Trans. B*, **18** (1987), p. 659
 - 4) S. TANIGUCHI, A. KIKUCHI, H. MATSUZAKI and N. BESSHO: *Trans. Iron Steel Inst. Jpn.*, **28** (1988), p. 262
 - 5) 井口 学, 竹内博明, 森田善一郎: *鉄と鋼*, **76** (1990), p. 699
 - 6) 井口 学, 川端弘俊, 岩崎敏勝, 野沢健太郎, 森田善一郎: *鉄と鋼*, **76** (1990), p. 840
 - 7) 佐野正道, 森 一美: *鉄と鋼*, **64** (1978), p. 1714
 - 8) 佐野正道, 森 一美, 藤田康久: *鉄と鋼*, **65** (1979), p. 1140
 - 9) M. SANO, H. MAKINO, Y. OZAWA and K. MORI: *Trans. Iron Steel Inst. Jpn.*, **26** (1986), p. 298
 - 10) A. H. CASTILLEJOS and J. K. BRIMACOMBE: *Metall. Trans. B*, **20** (1989), p. 595
 - 11) 川上正博: 昭和 62 年~平成元年度科学研究費補助金 (一般研究 C) 研究成果報告書 (1990)
 - 12) 森 一美, 佐野正道: *鉄と鋼*, **67** (1981), p. 672
 - 13) 井口 学, 野沢健太郎, 富田祐志, 森田善一郎: *鉄と鋼*, **77** (1991), p. 1426
 - 14) Y. K. XIE, S. ORSTEN and F. OETERS: *Proc. 6th IISC*, **1** (1990), p. 421