

# 高粘度の液体中を上昇する気泡群の動的挙動 に関するコールドモデル実験

井口 学\*・川尻 明\*<sup>2</sup>・富田 祐志\*<sup>3</sup>・森田善一郎\*

## Cold Model Experiments on the Dynamic Behavior of Bubbles Rising in Highly Viscous Liquid

Manabu IGUCHI, Akira KAWAJIRI, Hiroshi TOMIDA and Zen-ichiro MORITA

### Synopsis:

Water and aqueous glycerol solutions were used to examine the effects of the viscosity of liquids on the bubble dispersion in a vertical bubbling jet. Bubble frequency, gas holdup, and bubble rising velocity were measured with two kinds of electro-resistivity probes. Observation of bubbles was made by means of a Schlieren method and a high speed video camera, and mean bubble diameter and bubble rising velocity were determined. With increasing the viscosity, bubbles became to flock together around the centerline of the vessel and to rise after the foregoing bubble. This phenomenon was termed "channeling of bubbles". Variations in the radial distributions of gas holdup with respect to the axial distance from the nozzle were classified into four types as functions of gas flow rate and the viscosity of liquid. The limits between the four types were determined. Correlations for gas holdup proposed so far for air-water bubbling jet were applicable to bubbling jet formed in aqueous glycerol solutions with viscosity up to about 20 mPa·s. In other words, if the bubble Reynolds number is greater than about 400 and hence the flow behind the bubble is turbulent, the correlations for gas holdup are valid.

**Key words:** steelmaking; injection; bubbling jet; highly viscous liquid; gas holdup; bubble frequency; bubble rising velocity; mean bubble diameter.

## 1. 緒 言

スラグは一般に粘く、メタルとスラグの粘度比は100のオーダーに達することもある。従来、ガス吹込みを伴う製錬プロセスにおけるメタル中の気泡の動的挙動については非常に多くの研究成果が報告されているが<sup>1)</sup>、スラグのモデルである高粘度の液体中の気泡の挙動を調べた研究は少ない。またそれらの研究もノズル近傍の気泡の生成過程に着目したものがほとんどであり<sup>2)3)</sup>、上昇過程の気泡の動的挙動を扱った例はないようである。本研究では、まず高粘度の液体(グリセリン水溶液)が円筒容器内に単独で存在する場合を対象とし、容器の底の中央に設けた単孔ノズルから空気を吹込んだときに形成される気泡噴流の特性を調べた。ここでは、電気探針法、高速度ビデオカメラおよびシュリーレン写真法を用いて

ガスホールドアップ  $\alpha$ 、平均気泡上昇速度  $\bar{u}_B$ 、平均気泡径  $\bar{d}_B$  などに及ぼす液体の粘度の影響を調べた結果について報告する。

## 2. 実験装置と測定方法

### 2.1 実験装置と実験条件

Fig. 1 に実験装置の概要を示す。単孔ノズルからグリセリン水溶液中にコンプレッサーを用いて空気を吹込んだ。ノズルは内径  $d_n = 2$  mm、容器の内径  $D$  と高さ  $H$  はそれぞれ 126 mm と 252 mm である。浴深  $H_w$  を 180 mm (シュリーレン写真を撮る場合は 150 mm) に固定し、質量流量計を用いて空気流量  $Q_a$  を  $10.6 \text{ cm}^3/\text{s}$  から  $160 \text{ cm}^3/\text{s}$  の範囲で変化させた。浴の温度はサーモコントローラーを用いて  $20^\circ\text{C}$  に保ち、グリセリンと水の混合比を変えることによって粘度  $\eta$  を  $1.0 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  か

平成3年10月11日受付 平成4年5月15日受理 (Received on Oct. 11, 1991; Accepted on May 15, 1992)

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

\*<sup>2</sup> 大阪大学工学部 (現: 山陽特殊製鋼(株)) (Faculty of Engineering, Osaka University, Now Sanyo Special Steel Co., Ltd.)

\*<sup>3</sup> 大阪大学大学院 (現: 日新製鋼(株)) (Graduate School, Osaka University, Now Nisshin Steel Co., Ltd.)

ら 450 mPa·s の範囲で変化させた。動粘度は  $\nu \approx 1 \sim 360 \text{ mm}^2/\text{s}$  となった。ただし粘度の値は文献値である。

## 2.2 電気探針法によるガスホールドアップ $\alpha$ 、平均気泡上昇速度 $\bar{u}_B$ の測定

$\alpha$  は単針のプロープを用いて測定した。ただし水溶液の電気伝導度を水の値に合致させるために微量の KCl を投入した。電気探針プロープの出力信号はサンプリング周波数  $f_s = 1 \text{ kHz}$  で AD 変換し、120 000 個のデータから  $\alpha$  を求めた。気泡の上昇速度の測定には 2 針のプロープを用い、 $f_s = 10 \text{ kHz}$  で AD 変換し、800 個の有効な気泡信号を集めて平均気泡上昇速度  $\bar{u}_B$  を決定した<sup>4)</sup>。プロープの形状・寸法、平均気泡上昇速度の計算法については前報<sup>4)</sup>を参照されたい。なお、グリセリンの割合を大きくすると水溶液の電気伝導度が悪くなり、KCl の投入量を多くする必要があるが、2 針のプロープを用いると電気化学的な効果によって探針の腐食が始まり、長時間の使用に耐えなくなった。そこで電気探針による  $\bar{u}_B$  の測定は低粘度領域のみに限定し、全粘度領域にわたる  $\bar{u}_B$  の評価は高速度ビデオカメラによる。

## 2.3 シュリーレン写真法と高速度ビデオカメラによる気泡の観察

ノズルで生成された気泡が合体分裂を繰り返しながら上

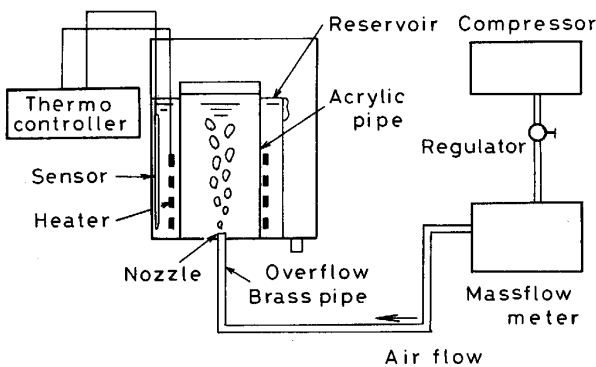


Fig. 1. Experimental apparatus.

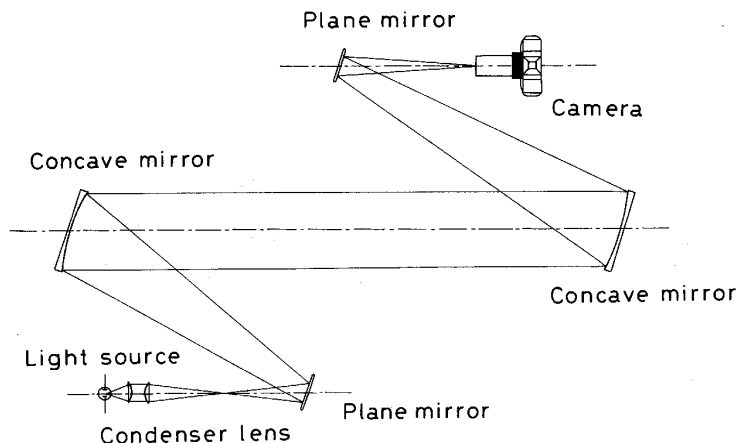


Fig. 2. Schematic diagram of the optical unit of Schlieren method.

昇していく様相をシュリーレン写真法および高速度ビデオカメラを用いて観察した。シュリーレン写真法は流体の局所的な密度差を検知できる装置であり、主に気泡形状の観察に用いた。シュリーレン写真法の光学系を Fig. 2 に示す。容器の屈折率の影響をなくすために、この場合に限り円筒容器の代わりに内径が 100 mm × 100 mm、高さが 200 mm の正方形断面容器を用い、二つの凹面鏡の間に置いた。浴深を 150 mm に固定し、ノズル径  $d_n = 2 \text{ mm}$ 、空気流量  $Q_a = 41.4 \text{ cm}^3/\text{s}$  のもとで撮影した。ただし、あらかじめ電気探針法を用いて  $\alpha$  を測定し、円筒形容器と正方形容器でほとんど差のないことを確認している。

高速度ビデオカメラによる気泡の観察は Fig. 1 の円筒容器の外側を正方形断面の容器で囲って行った。観察した気泡の形状と寸法はシュリーレン写真法による観察結果にはほぼ一致した。気泡の上昇速度  $u_B$  は、浮力領域<sup>4)</sup>を対象として、気泡の中心の軸方向移動距離を移動に要した時間で割って求めた。液体の粘度の増加につれて気泡形状は顕著に変化するため、気泡径  $d_B$  をどのように評価すればよいのかといった問題が生じたが、ここでは便宜的に Fig. 3 に示した各気泡（明らかに複数の気泡が重なりあったものは除く）の最大幅と最小幅の平均値をもって  $d_B$  とした。また大きな気泡が分裂してできた直径が約 1 mm よりも小さなおとりに頻度のピークが現れる微小な気泡<sup>4)</sup>は液体の流動にはほとんど影響を及ぼさないと考え、解析から除いている。平均気泡上昇速度  $\bar{u}_B$  と平均気泡径  $\bar{d}_B$  はそれぞれ  $u_B$  と  $d_B$  の 50 個のデータを平均して求めた。

## 3. 実験結果と考察

### 3.1 気泡の形状・寸法と分散状況の観察

Fig. 3 にノズル出口から  $z = 110 \text{ mm}$  までの区間を対象として撮影したシュリーレン写真を示す。空気流量は

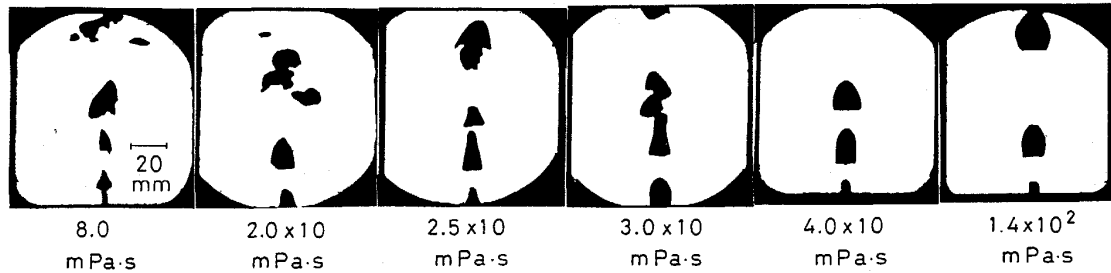


Fig. 3. Schlieren photographs of bubbles.

$Q_a = 41.4 \text{ cm}^3/\text{s}$  である。粘度  $\eta$  が  $8.0 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  ( $\nu = 7.0 \text{ mm}^2/\text{s}$ ) と  $20 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  ( $\nu = 18 \text{ mm}^2/\text{s}$ ) では大小の気泡が観察される。小さな気泡は大きな気泡が分裂して生じたものであり、気泡の半径方向への広がりはかなり大きい。粘度が  $\eta = 40 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  ( $\nu = 34 \text{ mm}^2/\text{s}$ ) から  $140 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  ( $\nu = 115 \text{ mm}^2/\text{s}$ ) まで増加すると小さな気泡は見られなくなり、弾丸状の気泡が現れる。このとき各々の気泡の半径方向への広がり小さくなり、容器の中心軸にそって上昇するようになる。この現象を気泡の追従現象と呼ぶことにする。

上記観察結果によれば、流れの特性は  $\eta = 20 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  と  $30 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  ( $\nu = 25 \text{ mm}^2/\text{s}$ ) の間で最も顕著に変化する。そこで  $\eta = 25 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  ( $\nu = 21 \text{ mm}^2/\text{s}$ ) の場合に着目してその流れ場をもう少し詳しく調べた。シュリーレン写真法と高速ビデオカメラで得られた平均気泡径は約  $1.65 \text{ cm}$ 、2針の電気探針法で得られた平均気泡上昇速度は Fig. 4 と 5 に示したように  $\eta$  にほとんど依存せず約  $50 \text{ cm/s}$  であり、このときの上昇気泡のレイノルズ数は  $Re = \bar{u}_B d_B / \nu \approx 400$  となる。レイノルズ数を定義するにあたり、代表速度には本来気泡と液体との平均相対速度  $\bar{u}_s$  を採用すべきであるが、 $\bar{u}_s$  を測定していないため、便宜的に平均気泡上昇速度を用いた。

固体球の  $Re$  が約  $200 \sim 400$  を超えたとき、球の後流内で循環する流体の脈動が起こり、これに関連して大きな渦が形成され、周期的に下流へ放出されることが知られている<sup>5)</sup>。ただし代表速度は固体球と液体の相対速度である。この事実は気泡の後流においても  $Re$  が上と同じ様な値をとるとき大きなスケールの渦の放出が始まり、気泡はジグザグな経路を辿りながら上昇していくことを示唆している。すなわち  $\eta = 25 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  の近傍でみられる気泡の分散挙動の急激な変化は気泡の後流の渦放出とその渦の乱流遷移に関連しているものと思われる。

### 3.2 ガスホールドアップ $\alpha$ の半径方向分布

気泡頻度  $f_B$  は探針先端の状態やサンプリング周波数などに依存するため、測定結果を整理することは  $\alpha$  の場合よりも難しい<sup>6)</sup>。また流体の粘度が大ききとき、浴

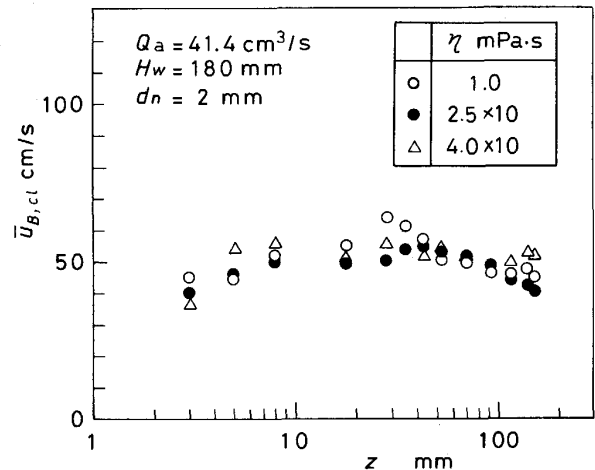
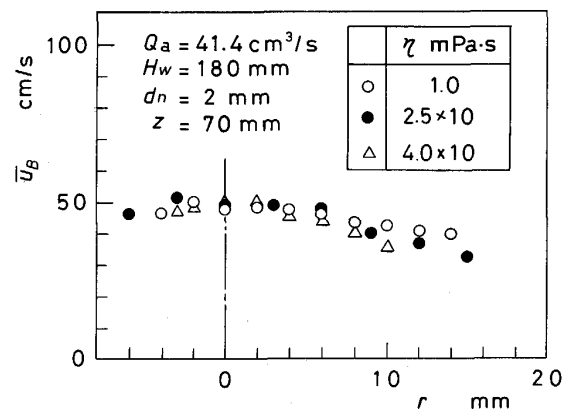


Fig. 4. Axial distributions of bubble rising velocity measured with an electro-resistivity probe.

Fig. 5. Radial distributions of bubble rising velocity at  $z = 70 \text{ mm}$ .

表面で生じた多数の微小な気泡が浴内に取込まれるために、探針で検知された気泡がノズルに由来するものか浴表面で生じたものかの区別が難しくなる。そこで本報告では微小気泡の影響を受けにくく、しかもサンプリング周波数の影響をまったく受けない  $\alpha$  に着目して議論を進める。

Fig. 6~8 に代表的な三つの軸位置における  $\alpha$  の半径方向分布を示した。液体が水の場合 ( $\eta = 1.0 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ ,

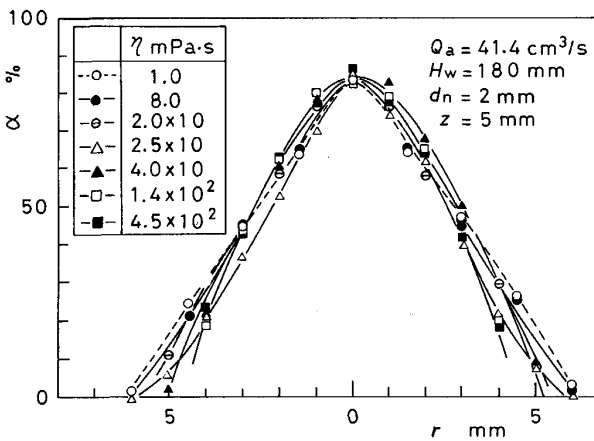


Fig. 6. Radial distributions of gas holdup at  $z = 5 \text{ mm}$ .

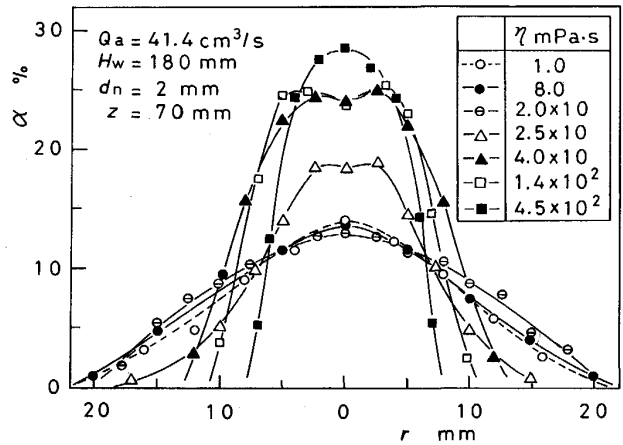


Fig. 7. Radial distributions of gas holdup at  $z = 70 \text{ mm}$ .

$d_n = 2 \text{ mm}$ ,  $Q_a = 41.4 \text{ cm}^3/\text{s}$ ),  $\alpha$  の半径方向分布はその中心軸上値  $\alpha_{cl}$  が約 50% となる軸位置よりも上方において半径方向のいたるところで正規分布によく従うことが知られている<sup>7)</sup>. このような  $\alpha$  の分布は気泡の分裂合体に伴う激しい乱流混合の結果として生じたものである。ただし  $\alpha_{cl}$  が 100% から 50% の間の軸位置においても Fig. 6 に示すように、ノズル出口から 5 mm の軸位置における  $\alpha$  の分布は互いにほぼ一致しており、裾野の部分を除き、正規分布でよく近似できる。ノズル出口のごく近傍の流れは先に生成された気泡が作り出す非定常性の強い流れのために大きく変動しており、続いて生成しつつある気泡はその影響を受けて前後左右に揺らぎつつ成長する。このゆらぎのために、ノズル近傍の流れが層流か乱流にかかわらず、 $\alpha$  も裾野の部分を除き正規分布に近い分布をとったものと考えられる。

ここでは  $\alpha$  の測定値が裾野の部分を除き正規分布に従う場合を疑似正規分布 (Quasi-Gaussian), 半径方向のいたるところで正規分布に従う場合を正規分布 (Gaussian) と名付けて区別する。

Fig. 7 に示した  $\alpha$  の半径方向分布は  $\eta = 1 \sim 20 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  のとき正規分布に非常によく従う。 $\eta = 25 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  と  $140 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  の間では、容器の中心軸から少し離れた半径位置にピークが現れる。この分布を便宜的に“2 ピーク分布 (Two peak distribution)”と名付ける。 $\eta = 450 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  のとき、 $\alpha$  は放物線に似た分布 [放物線分布 (Parabolic distribution) と呼ぶ] をとり、シュリーレン写真法で観察された気泡の輪郭によく似ている。この事実は、ほぼ同じ大きさや形状の気泡が容器の中心軸にそって周期的に上昇することを意味している。しかしながら  $z = 139.5 \text{ mm}$  (Fig. 8) において、2 ピーク分布はなくなり、 $\eta = 25 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  の分布は正規分布に、 $\eta = 40$ ,

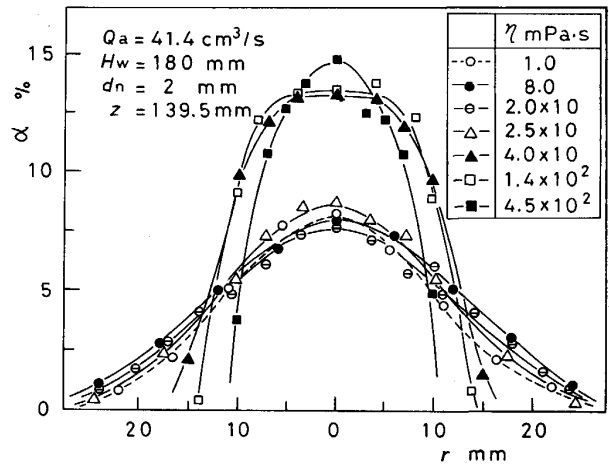


Fig. 8. Radial distributions of gas holdup at  $z = 139.5 \text{ mm}$ .

140  $\text{mPa}\cdot\text{s}$  の分布は中心軸近傍で平坦な分布を持つようになる。後者の分布を“台形状分布 (Distribution with plateau)”と名付ける。

Fig. 9 に  $\alpha$  の半径方向分布を横軸に  $z$ , 縦軸に粘度  $\eta$  をとってまとめた。この図より  $\alpha$  の半径方向分布が軸方向に変化していく様相はつぎの 4 種類に分類できる。ただし液体の流れの変化に関する記述は推定である。

(1) タイプ 1 : 疑似正規分布 → 正規分布

ノズル近傍から浴表面にいたる気泡の周りの流れ場は激しい乱流状態にある。

(2) タイプ 2 : 疑似正規分布 → 2 ピーク分布 → 正規分布

ノズル近傍における気泡の周りの流れ場は層流から乱流への遷移状態にあり、気泡は大きな渦を放出しながら上昇する。このため気泡は不規則なジグザグ運動を行い、中心軸を通ることが少なくなるために、 $\alpha$  の半径方向分

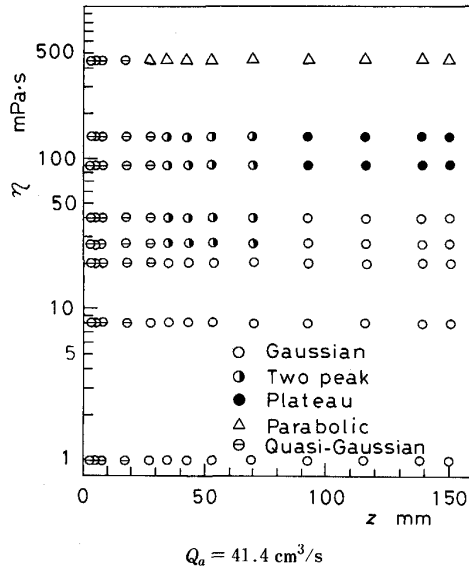


Fig. 9. Effect of the viscosity of liquid on the axial change in the radial distributions of gas holdup.

布には二つのピークが現れる。ノズルから離れるにつれて気泡の後流は乱流に遷移し、激しい乱流場が形成され、 $\alpha$ の分布は正規分布に従うようになる。

(3)タイプ3：疑似正規分布→2ピーク分布→台形状分布

ノズル近傍の気泡の周りの流れ場はタイプ2と同様に遷移状態にあり、気泡は大きな渦を放出しながら上昇し、ガスホールドアップ分布には二つのピークが現れるが、気泡の後流が乱流に遷移することはない。そのため結果的にノズルからかなり離れたところで台形状分布に落ち着いたものと考えられる。

(4)タイプ4：疑似正規分布→放物線分布

気泡の周りの流れ場はノズル出口近傍から浴表面近傍にわたって層流状態にある。

### 3.3 ガスホールドアップの軸方向分布

ガスホールドアップ  $\alpha$  の半径方向分布が正規分布に従うとき、その分布は Fig. 10 a) に示すように中心軸上値  $\alpha_{cl}$  と半値半幅  $b_\alpha$  がわかれば記述できる。ところが  $\alpha$  が正規分布と異なれば、さらに多くのパラメーターが必要になる。例えば Fig. 10 b) の台形状分布の場合には、図中の  $r_c$  も考慮しなくてはならない。したがって  $\alpha_{cl}$  と  $b_\alpha$  の二つのパラメーターのみに着目することは、すべての粘度領域における  $\alpha$  の分布を厳密に記述するには不十分であるが、気泡の分散の程度を表す物差しにはなる。

Fig. 11 と 12 に  $\alpha_{cl}$  と  $b_\alpha$  の軸方向分布を示した。 $\alpha_{cl}$  は  $\eta$  の増加につれて軸方向のいたるところで大きくな

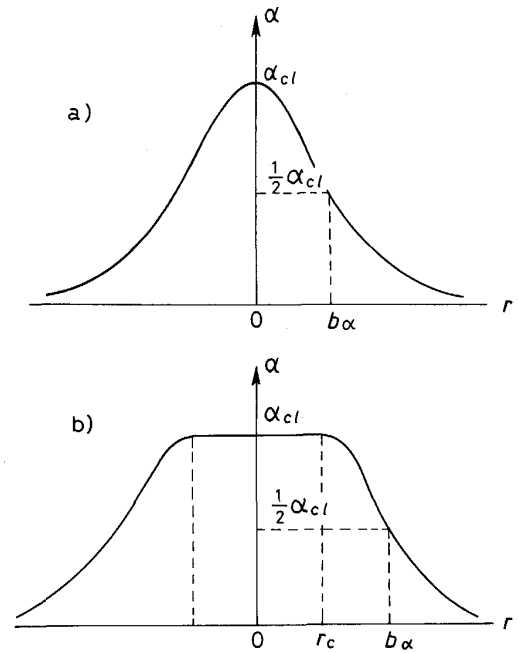


Fig. 10. Schematic representation of gas holdup distribution.

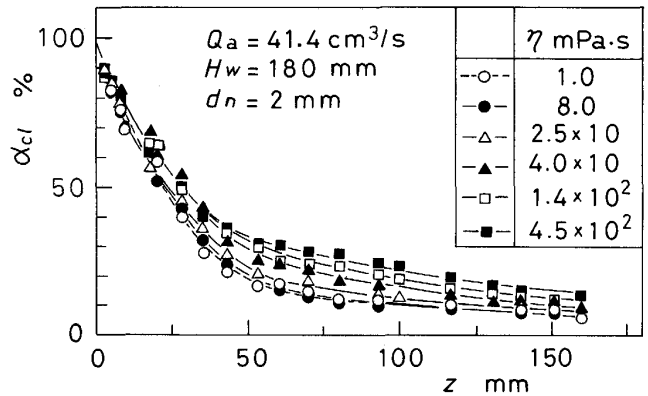


Fig. 11. Axial distributions of gas holdup on the centerline,  $\alpha_{cl}$ .

る。半値半幅  $b_\alpha$  は  $\eta = 40$  mPa.s まで水の場合と比較的よく似た値をとるが、 $\eta = 450$  mPa.s では非常に小さくなる。

### 3.4 水-空気系気泡噴流に対して前に提案したガスホールドアップの推算式の適用範囲

上に示した実験結果から判断すると、 $\eta$  が約 25 mPa.s よりも小さな粘度範囲すなわち  $Re \geq 400$  のレイノルズ数領域における気泡特性は水-空気系気泡噴流の気泡特性にほぼ一致しているように思われる。そこで水-空気系気泡噴流の  $\alpha_{cl}$  と  $b_\alpha$  に対する推算式がどの程度の  $\eta$  の値まで適用可能かどうかを調べた。

著者らは前に、水-空気系気泡噴流が乱流である場合

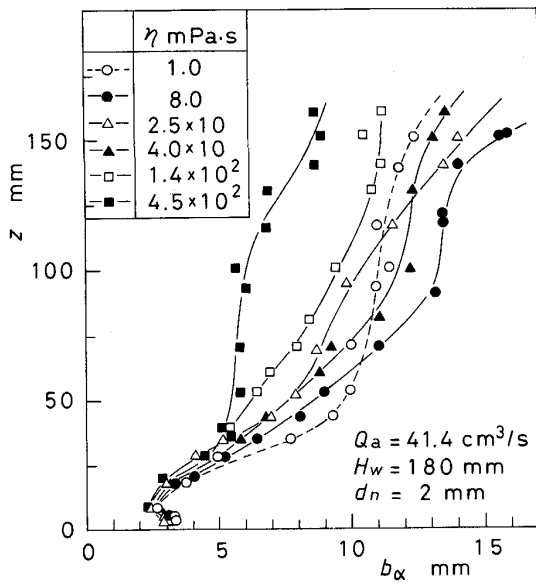


Fig. 12. Axial distributions of the half-value radius of gas holdup,  $b_\alpha$ .

の流れ場をノズル出口から浴表面に向かって運動量支配領域, 遷移領域, 浮力領域, 表面領域の4領域に分類し<sup>7)</sup>, 運動量支配領域と浮力領域における  $\alpha_{cl}$  と  $b_\alpha$  の推算式を提案した。

運動量支配領域内の  $\alpha_{cl} \approx 50\% \sim 10\%$  となる軸位置における推算式は次式で与えられる<sup>6)8)</sup>。

$$\begin{aligned} \alpha_{cl} &= 50(z/z_0)^{-2n} \dots\dots\dots (1) \\ b_\alpha &= b_\alpha(z_0) \cdot (z/z_0)^n \dots\dots\dots (2) \\ z_0 &= 5.0d_n Fr_m^{0.30} \dots\dots\dots (3) \\ n &= 0.0338 \log Fr_m + 0.505 \dots\dots\dots (4) \\ b_\alpha(z_0) &= 0.42(Q_a^2/g)^{1/5} \dots\dots\dots (5) \\ Fr_m &= Q_a^2 \rho_a / g d_n^5 \rho_l \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

ここで  $z_0$  はノズル出口から  $\alpha_{cl} = 50\%$  となる軸位置までの距離である。  $Fr_m$  はノズル出口におけるガスの慣性力と浮力の比を表す修正フルード数,  $g$  は重力の加速度,  $\rho_a$  は空気密度,  $\rho_l$  は液体の密度である。式(1)と(2)は従来の測定値<sup>9)~11)</sup>をよく近似できることがわかっている。

一方, 浮力領域 ( $\alpha_{cl} \leq 10\%$ ) における  $\alpha_{cl}$  と  $b_\alpha$  の推算式は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \alpha_{cl} &= 23 \exp(-1.5z/z_5) \dots\dots\dots (7) \\ b_\alpha &= 0.47b_\alpha(z_5) \exp(0.75z/z_5) \dots\dots\dots (8) \\ z_5 &= 17(Q_a^2/g)^{1/5} \dots\dots\dots (9) \\ b_\alpha(z_5) &= 1.6(Q_a^2/g)^{1/5} \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

$\alpha_{cl}$  と  $b_\alpha$  の測定値を推算値と比較して Fig. 13 に示す。本推算値は  $\eta = 8.0 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  と  $20 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  の測定値を比較的良好に近似している。この事実は, 気泡の後流が

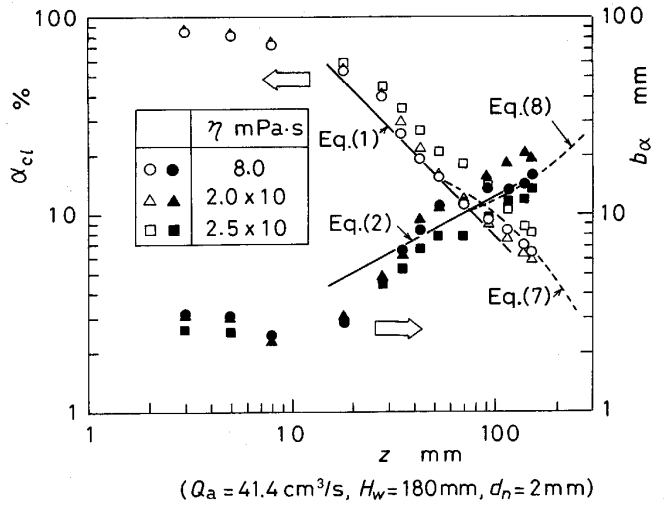


Fig. 13. Comparison of measured  $\alpha_{cl}$  and  $b_\alpha$  with estimated ones.

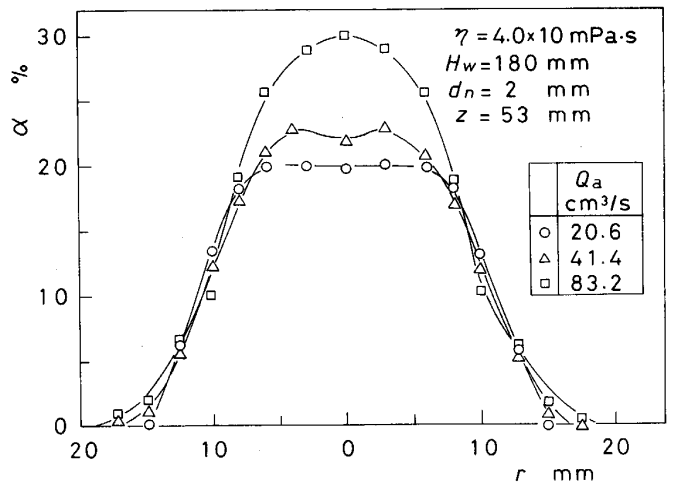


Fig. 14. Effect of air flow rate on the radial distributions of gas holdup.

ノズル近傍から乱流であるかぎり推算式(1), (2)および(7), (8)はグリセリン水溶液の  $\alpha_{cl}$  と  $b_\alpha$  に対するよい近似式であることを意味している。すなわちタイプ1と2の流れ場の境界は  $Re \approx 400$  とみなしてよい。

### 3.5 ガスホールドアップ $\alpha$ , 平均気泡上昇速度 $\bar{u}_B$ , 平均気泡径 $\bar{d}_B$ に及ぼす空気流量 $Q_a$ の影響

空気流量  $Q_a$  を  $10.6 \text{ cm}^3/\text{s}$  から  $160.0 \text{ cm}^3/\text{s}$  まで7段階に変化させた。まず  $\alpha$  の半径方向分布の1例を Fig. 14 に示す。  $Q_a$  の増加につれて  $\alpha$  はあたかも粘度が小さくなったかのように, 台形状から2ピークを経て正規分布へと分布形状が変わっていく。この現象は, 気泡周りの流れ場が主にレイノルズ数  $Re$  によって決まり,  $Re$  は  $Q_a$  の単調増加関数であることに着目すれば説明できる。

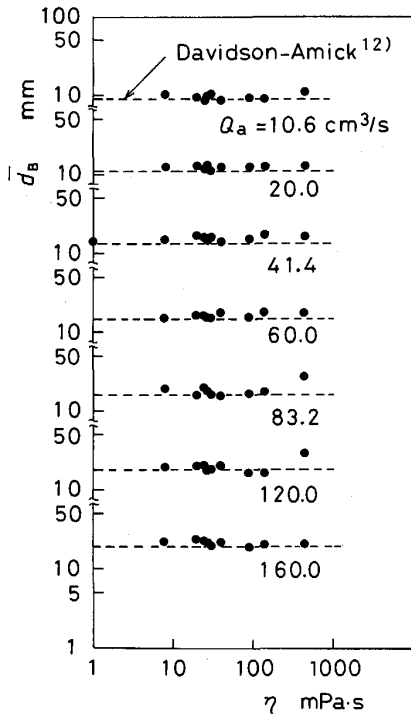


Fig. 15. Mean bubble diameter as a function of viscosity.

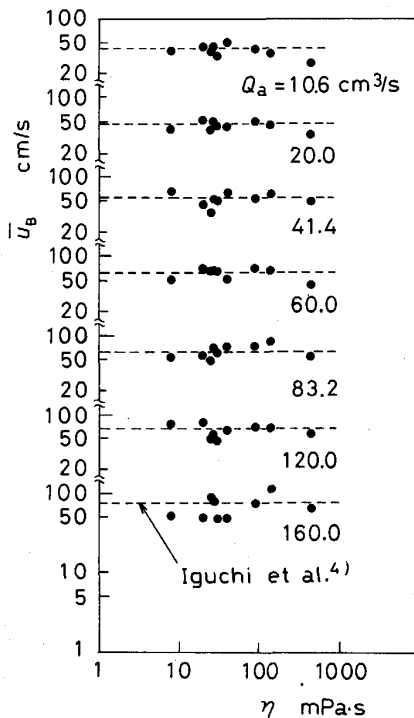
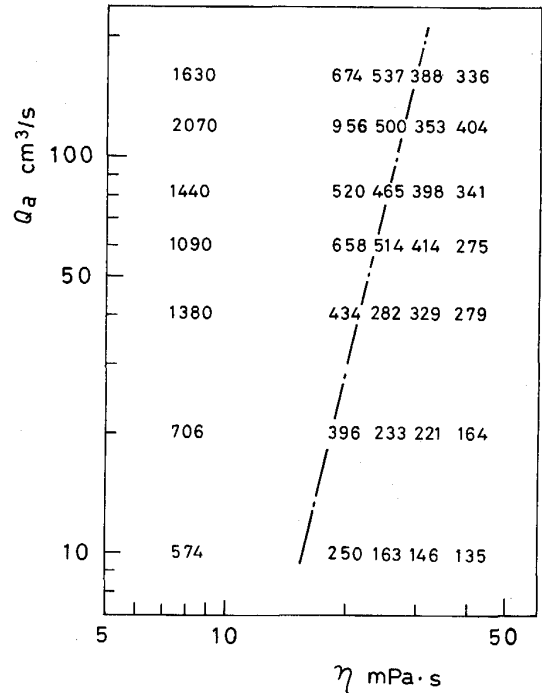


Fig. 16. Mean bubble rising velocity as a function of viscosity.

高速度ビデオカメラで撮影した画像から浮力領域における気泡の平均直径  $\bar{d}_B$  と平均気泡上昇速度  $\bar{u}_B$  を求めた。実験結果を Fig. 15, 16 に示す。  $\bar{d}_B$  の測定値は理



Chain line: Determined from the observation of bubble dispersion, Numerical values: Reynolds number calculated from the measured values of  $\bar{d}_B$  and  $\bar{u}_B$

Fig. 17. The limit between types 1 and 2.

由は明確でないが,  $Q_a = 83.2, 120.0 \text{ cm}^3/\text{s}$  の場合の粘度の非常に高い場合 ( $\eta = 140, 450 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ ) を除き, 破線で示した Davidson-Amick の式<sup>12)13)</sup>

$$\bar{d}_B = 0.54(Q_a d_n^{0.5})^{0.289} \dots\dots\dots(11)$$

にかなりよく一致している。また  $\bar{u}_B$  も水-空気系気泡噴流の式<sup>4)</sup>

$$\bar{u}_B = 53(Q_a^2/g)^{1/10} \dots\dots\dots(12)$$

にほぼ一致している。

$Q_a = 41.4 \text{ cm}^3/\text{s}$  の場合について高速ビデオカメラで観察した気泡の形状寸法ならびに上昇中の挙動と電気探針法により求めた  $\alpha$  の半径方向分布形状が軸方向に変わっていく様子とを比較することによりタイプ1と2の境界では前述のように臨界レイノルズ数  $Re$  が約400となることがわかった。他の  $Q_a$  についても, 電気探針の測定結果からこの境界に対応する  $\eta$  を求め, これを Fig. 17 に一点鎖線で示した。図中の数値は Fig. 15 と 16 の  $\bar{d}_B$  と  $\bar{u}_B$  を用いて計算した  $Re$  の値である。測定はもっと多くの条件下で行っているが, 図の複雑さを避けるため, 割愛している。各空気流量において一点鎖線の近傍で  $Re$  はほぼ400の値をとっており, タイプ1と2の境界は  $Re \approx 400$  とみなしてよい。

Fig. 18 に  $\alpha$  の軸方向変化に関する四つのタイプの存在領域を  $Q_a$ - $\eta$  平面上に示す。前述のようにタイプ1と

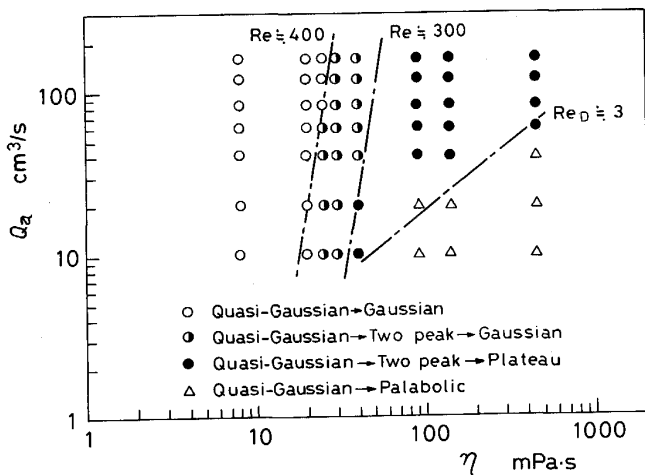


Fig. 18. The limits between types 1, 2, 3, and 4 as functions of air flow rate and viscosity of liquid.

2の境界は  $Re \approx 400$  で与えられる。タイプ2と3の境界も  $Re$  で整理でき、 $Re \approx 300$  で与えられる。しかしながらタイプ3と4の境界は  $Re$  では整理できず、容器内全体の流れに関係しているようである。そこで空筒速度  $u_{sp} = Q_a / (\pi D^2 / 4)$  と容器の直径  $D$  に基づくレイノルズ数  $Re_D$  で整理したところ  $Re_D \approx 3$  となった。ただし容器を1種類 ( $D = 126$  mm) しか用いていないので、詳細については今後の課題としたい。

以上の結果によれば、少なくともタイプ1の領域の  $\alpha$ ,  $\bar{d}_B$ ,  $\bar{u}_B$  には水-空気系気泡噴流の推算式が適用できる。

#### 4. 結 言

底吹き円筒容器内気泡噴流のガスホールドアップ  $\alpha$  に及ぼす液体の粘度の影響をグリセリン水溶液を用いて調べた。おもな成果をまとめると以下のようなになる。

(1) 液体の粘度が高くなるにつれて気泡噴流の半径方向への広がりは狭くなっていき、気泡は浴の中心軸近傍を上昇していくようになる。

(2) ノズルからの距離の増加につれて  $\alpha$  の半径方向分布が変化していく様相は、空気流量  $Q_a$  と粘度  $\eta$  に対してつぎの四つに分類できる。

①タイプ1: 疑似正規分布→正規分布

②タイプ2: 疑似正規分布→2ピーク分布→正規分布

③タイプ3: 疑似正規分布→2ピーク分布→台形状分布

④タイプ4: 疑似正規分布→放物線分布

①と②の境界ならびに②と③の境界はそれぞれ  $Re \approx 400$ ,  $300$  で与えられる。③と④の境界は  $Re$  では整理できず、空塔速度と容器径に基づくレイノルズ数  $Re_D \approx 3$  で表される。

(3) タイプ1の領域の  $\alpha$  には、水-空気系気泡噴流に対する推算式が適用できる。またこの領域の平均気泡上昇速度  $\bar{u}_B$  と平均気泡径  $\bar{d}_B$  も水-空気系気泡噴流の場合とほぼ同じである。

本研究を実施するにあたり、日本鉄鋼協会より特定基礎研究会単独研究の研究費交付を受けた。ここに記して感謝の意を表する。

#### 記 号

$b_\alpha$ : ガスホールドアップの半値半幅

$\bar{d}_B$ : 平均気泡径

$d_n$ : ノズルの内径

$f_B$ : 気泡頻度

$Fr_m$ : 修正フルード数  $= Q_a^2 \rho_a / g d_n^5 \rho_l$

$g$ : 重力加速度

$H_1$ : 浴の深さ

$Q_a$ : 吹込み空気流量

$Re$ : レイノルズ数  $= \bar{u}_B \bar{d}_B / \nu$

$Re_D$ : レイノルズ数  $= u_{sp} D / \nu$

$r, z$ : 半径方向および軸方向座標

$r_c$ : Fig. 10 b) に示した半径方向距離

$\bar{u}_B$ : 平均気泡上昇速度

$\alpha$ : ガスホールドアップ

$\alpha_{cl}$ : 中心軸上のガスホールドアップ

$\eta$ : 粘度

$\nu$ : 動粘度

$\rho_a, \rho_l$ : 空気および液体の密度

#### 文 献

- 1) 例えば川上正博: 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)
- 2) T. Miyahara, W.-H. Wang, T. Takahashi: J. Chem. Eng. Jpn., **21** (1988), p. 620
- 3) T. A. Engh and M. Nilmani: Metall. Trans. B, **19** (1988), p. 83
- 4) 井口 学, 野沢健太郎, 富田祐志, 森田善一郎: 鉄と鋼, **77** (1991), p. 1426
- 5) R. Clift, J. R. Grace and M. E. Weber: Bubbles, Drops, and Particles, Academic Press, New York (1978), p. 103
- 6) M. Iguchi, K. Nozawa and Z. Morita: ISIJ Int., **31** (1991), p. 952
- 7) 井口 学, 竹内博明, 森田善一郎: 鉄と鋼, **76** (1990), p. 699
- 8) 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
- 9) T. H. Tacke, H. G. Schubert, D. J. Weber and K. Schwerdtfeger: Metall. Trans. B, **16** (1985), p. 263
- 10) 川上正博, 富本 登, 伊藤允允: 鉄と鋼, **68** (1982), p. 774
- 11) A. H. Castillejos and J. K. Brimacombe: Metall. Trans. B, **18** (1987), p. 659
- 12) L. Davidson and E. H. Amick, Jr: AIChE J, **2** (1956), p. 337
- 13) 佐野正道, 森 一美, 佐藤哲郎: 鉄と鋼, **63** (1977), p. 2308