

© 1992 ISIJ

論文

底吹き円筒容器内水-空気系気泡噴流の
有効動粘度と気泡の有効拡散係数

井口 学*・森田 善一郎*

Effective Kinematic Viscosity and Effective Diffusivity of Bubbles
in Air-Water Bubbling Jet

Manabu IGUCHI and Zen-ichiro MORITA

Synopsis:

The effective viscosity ν_e and effective diffusivity D_e of bubbles in vertical bubbling jet in a cylindrical vessel were determined from governing equations based on the boundary layer approximation and the Boussinesq approximation. These conditions were satisfied in the buoyancy region in vertical bubbling jet. Gas holdup and mean bubble rise velocity needed in calculation of ν_e and D_e were measured with a two element electro-resistivity probe, and the mean velocity of water with laser Doppler velocimeter. The values of ν_e and D_e were almost the same on the jet axis in the buoyancy region and increased with an increase in injected gas flow rate. The radial profile of ν_e was parabolic and that of D_e was almost uniform across the bubbling jet. The profile of ν_e was different from the profile of ν_e in single-phase turbulent free jet.

Key words: steelmaking; injection; bubbling jet; cylindrical vessel; effective viscosity; effective diffusivity.

1. 緒 言

近年ガス吹込み攪拌を伴う冶金プロセスが広く採用されているが、プロセスの効率を正しく予測するには、気体と液体が混在した気泡分散部の気泡特性と気泡に誘起される液体の流動特性(平均流特性と乱れ特性)を把握する必要がある。この分野における従来の理論的解析手法は二つに大別される。一つは巨視的な運動量収支、エネルギー収支を取る方法^{1)~3)}、他の一つは有効動粘度 ν_e と有効拡散係数 D_e に対するモデルを用いて液体と気体の運動方程式を解く方法である⁴⁾⁵⁾。これらの手法によって液体の平均流特性についてはその概略を知ることができるようになってきている。しかしながら冶金プロセスにおける乱れ特性の重要性が指摘されている現在⁶⁾、平均流特性だけでなく乱れの特性ならびに気泡特性の詳細も評価できる方法を発展させる必要性が高まっている。

液体のみが存在する気泡噴流部の外側の流れ場には、例えば $k-\epsilon$ モデルなどの乱流モデルが適用できるが、気泡噴流部そのものに対しては、いまのところ適切なモデルは見当たらないようである⁵⁾。本論文では容器の底

に設置したノズルから液体中に気体を吹き込んだときに形成される上昇気泡噴流の ν_e と D_e を対象とする。まずガスホールドアップが非常に小さい場合について、TANIGUCHIら⁵⁾が境界層近似とブシネスク近似を用いて提案した方程式に基づいて ν_e と D_e を実験的に評価する。 ν_e からレイノルズ応力が評価でき、レイノルズ応力は平均流特性と乱れ特性を関連づける重要な量であるから、本実験結果は平均流特性を正しく予測するための資料としてだけでなく、今後の乱流モデル開発への参考資料ともなりうる。

なお、従来 ν_e に関しては多くの実験式が提案されているが、浴全体にわたる平均値を与えるものが大半であり、気泡噴流部の平均的な値を求めようとした試みはTANIGUCHIら⁵⁾の研究の他になく、また気泡噴流部にのみ限定して ν_e と D_e を測定した例も無いようである。

2. 基礎方程式

2.1 各種モデル

(1) TANIGUCHI らのモデル

TANIGUCHIら⁵⁾は気泡噴流の半径方向への広がりが小さ

平成元年10月本会講演大会にて発表 平成2年11月5日受付 (Received Nov. 5, 1990)

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

いとして半径方向運動方程式を無視(境界層近似)するとともに、気泡が流れに及ぼす影響を浮力項で考慮し(ブシネスク近似)、さらに解析の都合上 ν_e と D_e を一定と仮定して次の基礎式を提案した。

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial r \bar{v}}{\partial r} = 0 \dots\dots\dots(1)$$

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} = \nu_e \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right) + ag \dots\dots\dots(2)$$

$$(\bar{u} + \bar{u}_s) \frac{\partial \alpha}{\partial z} + \bar{v} \frac{\partial \alpha}{\partial r} = D_e \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \alpha}{\partial r} \right) \dots\dots\dots(3)$$

ここで \bar{u} , \bar{v} は液体の軸方向と半径方向の平均速度, \bar{u}_s は気泡のすべり速度, r, z は Fig. 1 に示すように半径方向と軸方向の座標, α はガスホールドアップである。

(2)本モデル

ν_e と D_e は実際は z と r の関数であるから, 式(2), (3)の導かれた元の式にたちかえて考えるほうがよい。そこで式(2), (3)の右辺第一項を次のように置き換える。

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu_e r \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right) + ag \dots\dots\dots(4)$$

$$(\bar{u} + \bar{u}_s) \frac{\partial \alpha}{\partial z} + \bar{v} \frac{\partial \alpha}{\partial r} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(D_e r \frac{\partial \alpha}{\partial r} \right) \dots\dots\dots(5)$$

これらに式(1)を加えた方程式を本モデルと呼ぶ。

2.2 ν_e と D_e の求め方

ν_e と D_e を求めるには, \bar{u} や α の測定値ならびにそれらを半径方向, 軸方向に微分した量に加えて, 半径方向に積分した量も必要となる。これらを数値積分法や数値微分法を援用して求めると, 計算がやかかいであるうえに, ν_e と D_e の特徴を把握する上での見とおしがはつきりしない。そこで本論文では, 液体の上昇速度 \bar{u} と

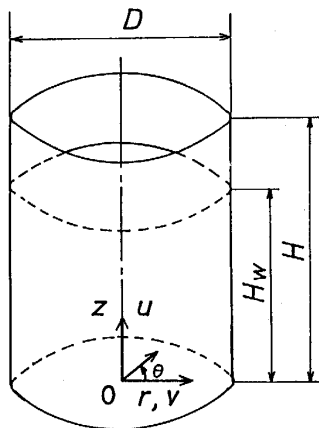


Fig. 1. Coordinate system and velocity components in a cylindrical vessel.

ガスホールドアップ α の分布が正規分布に従う事実に基づき計算を簡略化する。以下にその手順を示す。

ブシネスク近似が成立するのは α が非常に小さい場合に限られる。その成立範囲は現在のところ明確でないため, 本論文ではとりあえず $\alpha \leq 0.3$ の領域を解析の対象とする。従来, 気泡上昇速度 \bar{u}_B と液体の上昇速度 \bar{u} の差として定義されるすべり速度 \bar{u}_s を直接測定した例はないようである。 \bar{u}_s は後掲の Fig. 12, 13 に示すようにほぼ一定となるので, ここでは $\bar{u}_s = \text{const.}$ とみなして解析を進める。

\bar{u} と α の測定値をつぎの正規分布曲線で近似する。

$$\bar{u} = \bar{u}_{cl} \exp[-c(r/b_u)^2] \dots\dots\dots(6)$$

$$\alpha = \alpha_{cl} \exp[-c(r/b_\alpha)^2] \dots\dots\dots(7)$$

ここで $c = \ln 2$ であり, \bar{u}_{cl} と α_{cl} はそれぞれ容器の中心軸上における \bar{u} と α の値, b_u と b_α はそれぞれ \bar{u} と α の半値半幅である。

(1) TANIGUCHI らのモデル

式(6), (7)を式(2), (3)に代入し, さらに連続の式(1)から得られる \bar{v} の表示式

$$\bar{v} = -\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \int_0^r r \bar{u} dr \dots\dots\dots(8)$$

を用いれば $r = r$ における ν_e と D_e は次のようになる。

$$\nu_e = -\frac{1}{2} \cdot \frac{b_u^2}{2c} \cdot \frac{1}{\bar{u}} \times \left\{ \bar{u} \frac{d\bar{u}_{cl}}{dz} + 2 \frac{\bar{u}}{b_u} \frac{db_u}{dz} (\bar{u}_{cl} - \bar{u}) - ag \right\} / \left\{ 1 - \frac{cr^2}{b_u^2} \right\} \dots\dots\dots(9)$$

$$D_e = -\frac{1}{2} \cdot \frac{b_\alpha^2}{2c} \left[(\bar{u} + \bar{u}_s) \left\{ \frac{1}{\alpha_{cl}} \frac{d\alpha_{cl}}{dz} + \frac{2cr^2}{b_\alpha^3} \frac{db_\alpha}{dz} \right\} + \frac{1}{b_\alpha^2} \left\{ \frac{1}{\bar{u}_{cl}} \cdot \frac{d\bar{u}_{cl}}{dz} b_u^2 (\bar{u}_{cl} - \bar{u}) + 2b_u \frac{db_u}{dz} (\bar{u}_{cl} - \bar{u}) - \frac{2c}{b_u} \cdot \bar{u} \cdot \frac{db_u}{dz} r^2 \right\} \right] / \left\{ 1 - \frac{cr^2}{b_\alpha^2} \right\} \dots\dots\dots(10)$$

(2)本モデル

式(4)を $r=0$ から $r=r$ まで積分し, 若干の変形を行えば

$$r \bar{u} \bar{v} + \frac{\partial}{\partial z} \int_0^r r \bar{u}^2 dr = r \nu_e \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} + \int_0^r g \alpha dr \dots\dots\dots(11)$$

となる。この式に式(6)~(8)を代入して整理すれば, かなり複雑な操作ののち次式が得られる。

$$\nu_e = \left(\frac{1}{2c} \right)^2 \cdot \frac{b_u^2}{\bar{u} r^2} \left\{ g b_\alpha^2 (\alpha_{cl} - \alpha) \right\}$$

$$-b_u^2 \frac{d\bar{u}_{cl}}{dz} (\bar{u}_{cl} - \bar{u}) - b_u \cdot \frac{db_u}{dz} (\bar{u}_{cl} - \bar{u})^2 \dots\dots\dots(12)$$

また D_e に関しては式(5)を $r=0$ から $r=r$ まで積分し、式(6)~(8)を用いて先ほどと同様な操作を施せば

$$D_e = - \left(\frac{b_a}{2c} \right)^2 \left\{ \frac{B^2}{\bar{u}_{cl}} \cdot \frac{d\bar{u}_{cl}}{dz} + \frac{B^2}{a_{cl}} \frac{da_{cl}}{dz} + 2B \frac{dB}{dz} \right\} \\ \times \frac{1}{r^2 a} (\bar{u}_{cl} a_{cl} - \bar{u} a) - \left(\frac{b_a}{2c} \right)^2 \left\{ \frac{b_a^2}{a_{cl}} \frac{da_{cl}}{dz} + 2b_a \frac{db_a}{dz} \right\} \frac{1}{r^2 a} (a_{cl} - a) \bar{u}_s + \left(\frac{b_a}{2c} \right)^2 \\ \times \left\{ \frac{b_u^2}{\bar{u}_{cl}} \frac{d\bar{u}_{cl}}{dz} + 2b_u \frac{db_u}{dz} \right\} \times \frac{1}{r^2} (\bar{u}_{cl} - \bar{u}) \\ + \frac{b_a^2}{2c} \left\{ \frac{dB}{dz} \cdot \bar{u} + \frac{db_a}{dz} \cdot \frac{\bar{u}_s}{b_a} - \frac{db_u}{dz} \frac{\bar{u}}{b_u} \right\} \dots\dots\dots(13)$$

となる。ただし

$$B = b_u b_a / [b_u^2 + b_a^2]^{1/2} \dots\dots\dots(14)$$

$$\frac{dB}{dz} = B^3 \left\{ \frac{1}{b_u^3} \frac{db_u}{dz} + \frac{1}{b_a^3} \frac{db_a}{dz} \right\} \dots\dots\dots(15)$$

2.3 中心軸上における ν_e と D_e の値

いま $r \rightarrow 0$ の極限を考える。中心軸上の値に添え字 cl を付けて表せば、いずれのモデルにおいても

$$\nu_{e,cl} = \frac{1}{4c} \frac{b_u^2}{\bar{u}_{cl}} \left\{ g a_{cl} - \bar{u}_{cl} \frac{d\bar{u}_{cl}}{dz} \right\} \dots\dots\dots(16)$$

$$D_{e,cl} = - \frac{b_a^2}{4c} \frac{\bar{u}_{cl} + \bar{u}_s}{a_{cl}} \frac{da_{cl}}{dz} \dots\dots\dots(17)$$

となる。

2.4 単相流の自由噴流の ν_e

本モデルにおいて $\alpha=0$ の場合を考えると、運動方程式(4)は半無限空間にノズルから慣性力によって噴出する乱流自由噴流(以下、自由噴流と呼ぶ)の運動を記述することになる。この場合も半径方向の速度分布はほぼ正規分布に従うことが知られており、また運動量は軸方向に保存されることから

$$\bar{u}_{cl}^2 b_u^2 = \text{const.} \dots\dots\dots(18)$$

が成立する。この式と式(12)より ν_e は次式となる。

$$\frac{\nu_e}{\bar{u}_{cl} b_u} = \left(\frac{1}{2c} \right)^2 \frac{b_u^2}{r^2} \frac{db_u}{dz} \\ \times [1 - \exp\{-c(r/b_u)^2\}] \dots\dots\dots(19)$$

これに自由噴流で求められている b_u の実験式⁷⁾

$$b_u = 0.09z \quad db_u/dz = 0.09 \dots\dots\dots(20)$$

を代入すれば

$$\nu_e / (\bar{u}_{cl} b_u) \\ = 0.0468 (b_u / r)^2 [1 - \exp\{-c(r/b_u)^2\}] \dots\dots(21)$$

となって、これは石垣⁷⁾の示した ν_e に一致する。 $r \rightarrow 0$ のときには次式となる。

$$\nu_e / (\bar{u}_{cl} b_u) = 0.0324 \dots\dots\dots(22)$$

3. 実験装置と測定方法

ν_e と D_e を求めるためには \bar{u} , \bar{v} , \bar{u}_s , α に関する情報が必要である。これら諸量はレーザードップラー流速計と電気探針法を用いて測定した。すべり速度 \bar{u}_s 以外の諸量の測定法の詳細ならびに実験装置については著者らの報告^{8)~10)}を参照されたい。すべり速度 \bar{u}_s は気泡の上昇速度 \bar{u}_B と水の上昇速度 \bar{u} との差として求めるが、 \bar{u} はレーザードップラー流速計で、 \bar{u}_B は2針の電気探針法により求めた¹¹⁾。探針間隔は3.5 mm、サンプリング周波数は10 kHzで1200万個までのデータを取り約800個の u_B の値を平均した。ただし容器の直径 D は126 mm、浴深 H_w は233 mm、ノズル径は2 mm、流体は水と空気であり、空気流量 Q_a は10.3, 20.6, 41.4 cm³/sの3種類である。

4. 実験結果と考察

4.1 \bar{u} および α の測定値の半径方向分布と正規分布との比較

\bar{u} と α が正規分布でどの程度近似できるのかを $Q_a = 41.4$ cm³/sの浮力領域について Fig. 2, 3に示す。Fig. 2の \bar{u} の測定値はいずれの軸位置においても r/b_u が0から約1.5の半径位置においてほぼ正規分布に従っている。これより外側では下降流があるため、 \bar{u} は正規分布からずれて負値をとるようになる。一方、Fig. 3の

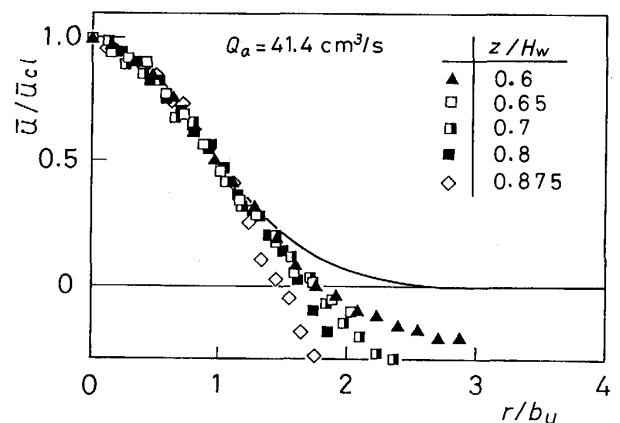


Fig. 2. Comparison of the profiles of axial mean velocity with Gaussian error curve.

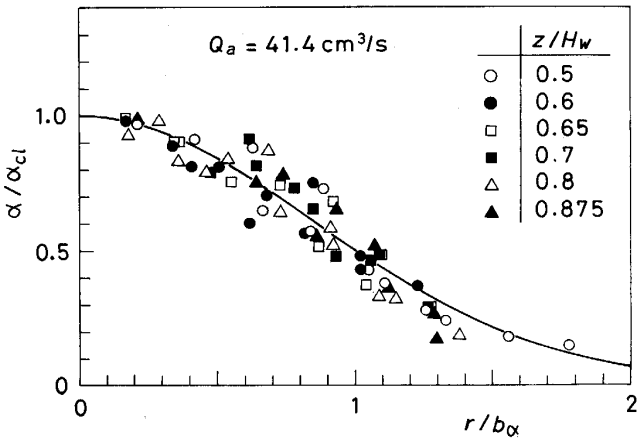


Fig. 3. Comparison of the profiles of gas holdup with Gaussian error curve.

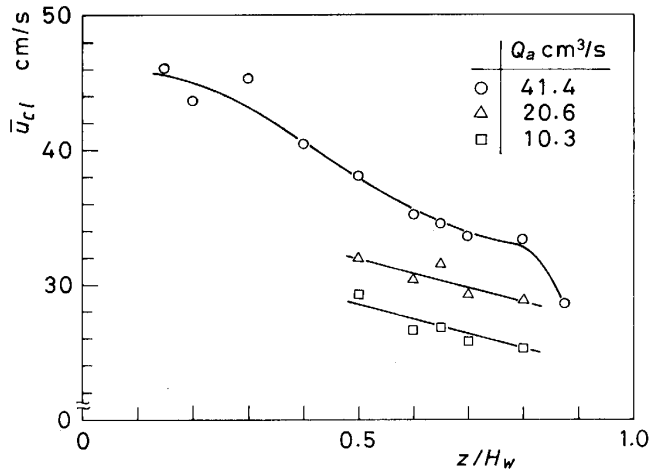


Fig. 4. Axial change in the mean velocity \bar{u}_{cl} on the center-line.

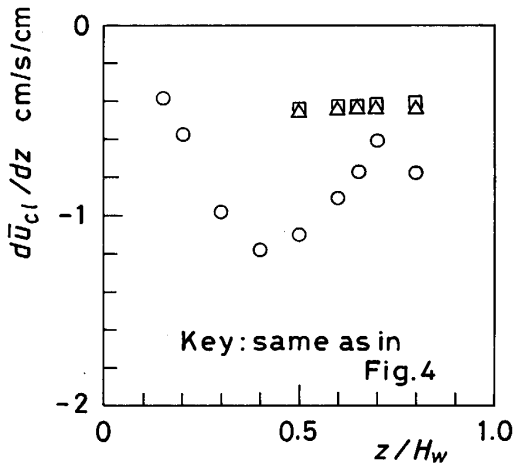


Fig. 5. Derivative of \bar{u}_{cl} with respect to the axial distance z .

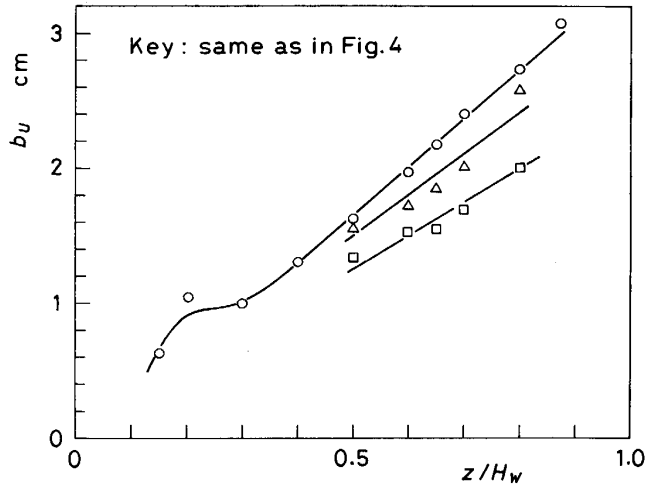


Fig. 6. Axial change in the half-value radius b_u of mean velocity of water.

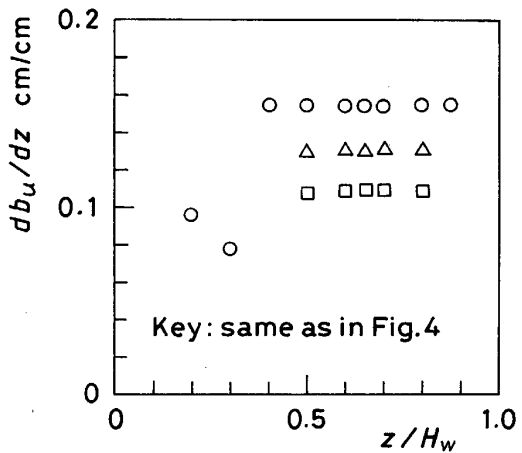


Fig. 7. Derivative of b_u with respect to z .

α もほぼ正規分布に従っていることが分かる。なお下降流が現れるような半径位置では本論文で採用した基礎方程式そのものが成立しなくなるため、ここで得られた ν_e と D_e の有効範囲は $r/b_u \leq 1.5$ である。

4.2 \bar{u} と α の中心軸上値と半値半幅ならびにそれらの軸方向微分量

ν_e と D_e の計算に必要とされる \bar{u}_{cl} , $d\bar{u}_{cl}/dz$, b_u , db_u/dz , α_{cl} , $d\alpha_{cl}/dz$, b_a , db_a/dz の測定値を3種類の空気流量について Fig. 4~11 に示す。 u_{cl} , b_u , α_{cl} , b_a の図中の実線はそれぞれの測定値をできるだけなめらかに結んだ線であり、 $d\bar{u}_{cl}/dz$ などの微分値はこれらの実線を基にして図式微分で求めた。ただしノズル近傍の領域 ($z/H_w \leq 0.3$) における微分量 $d\bar{u}_{cl}/dz$, db_u/dz は $z/H_w > 0.3$ の領域の値に比べてやや精度が落ちるため、後で示すように $z/H_w \leq 0.3$ の領域の ν_e と D_e については定性的評価をするに留めておく。

4.3 気泡のすべり速度

Fig. 6 の b_u と Fig. 10 の b_a を比較すれば明らかなよ

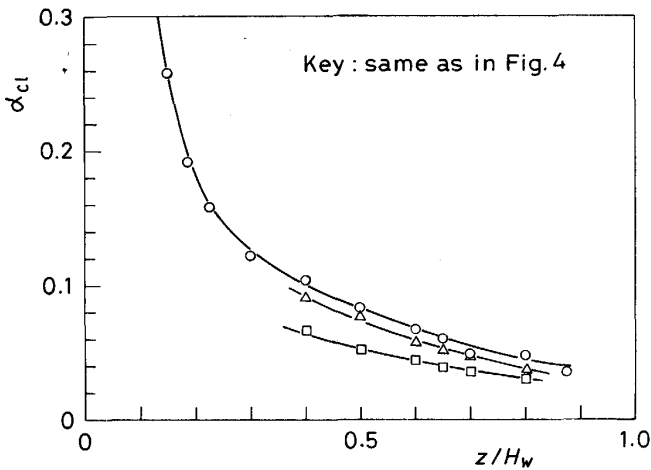


Fig. 8. Axial change in gas holdup α_{cl} on the center-line.

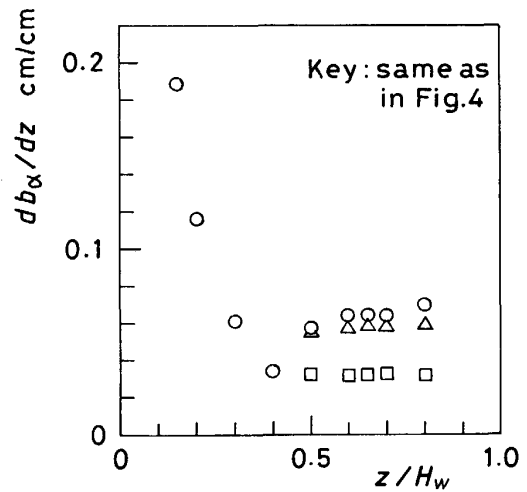


Fig. 11. Derivative of b_α with respect to z .

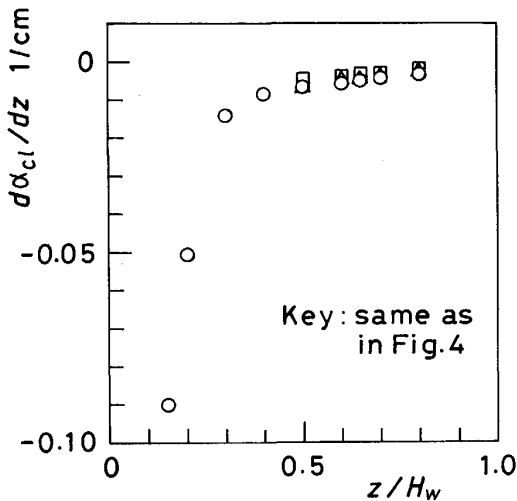


Fig. 9. Derivative of α_{cl} with respect to z .

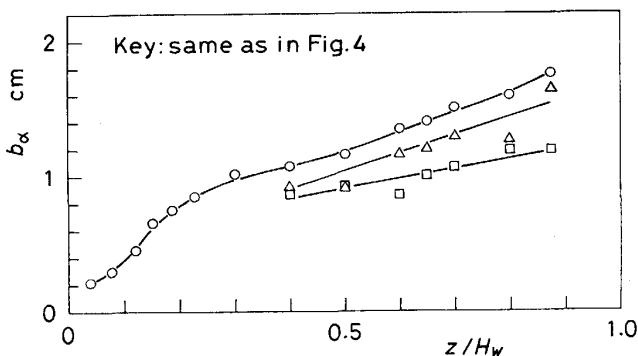


Fig. 10. Axial change in the half-value radius b_α of gas holdup.

うに、 b_α は b_u の約6割から7割であり、したがって大部分の気泡の存在する半径方向の領域は $r=0$ から $r=b_\alpha$ の領域とみてよい。 $r > b_\alpha$ の区間では気泡の通過す

る数が極端に少なくなり、これに伴い気泡速度 \bar{u}_B の測定値のばらつきが大きくなる。そこで、ここでは $z/H_w = 0.65$ の $r < b_\alpha$ における \bar{u}_B の測定値を \bar{u} とともにFig. 12, 13に示す。 \bar{u}_B と \bar{u} の測定値は実線で近似し、その差から \bar{u}_s を求めている。 \bar{u}_s は半径方向にやや増加する。これは気泡が蛇行しながら上昇することに起因するのではないかと考えられる。また \bar{u}_s は Q_a の増加に伴い、減少する傾向にあるが、これは Q_a が大きくなると乱流混合が強くなり気泡が上昇しにくくなるためと思われる。本実験条件下では $\bar{u}_s = 10 \sim 30$ cm/sの範囲にあるので簡単のため、 $\bar{u}_s = 20$ cm/sとして計算を行う。

4.4 ν_e と D_e の中心軸上値

$Q_a = 41.4$ cm³/sの場合の本モデルに基づく ν_e と D_e の中心軸上における値をFig. 14に示す。図の上部には運動量支配領域、遷移領域、浮力領域、浴表面領域の存在範囲を示してある。運動量支配領域の D_e は ν_e よりもかなり大きい。遷移領域をへて浮力領域に入るとTANIGUCHIらの指摘したように、 ν_e と D_e は互いにほぼ等しい値をとっている。浴表面領域については測定値がないのでわからない。

TANIGUCHIらは相似解を求める都合上、 ν_e と D_e が等しいと仮定し、しかもそれらは気泡噴流内のいたるところで一定であると仮定している。彼らは計算結果と実験結果の比較に基づき、側壁の影響が無いと判断された $D \geq 0.6$ mの容器に対して次の式を提案した。

$$\nu_e = 0.0783 g^{0.056} \bar{u}_s^{0.36} Q_a^{0.528} \dots\dots\dots(23)$$

ここで ν_e の単位はm²/s、 g の単位はm/s²、 \bar{u}_s の単位はm/s、 Q_a の単位はm³/sである。後掲の式(24)~(27)についてもこの単位を用いる。式(23)による推定値は図

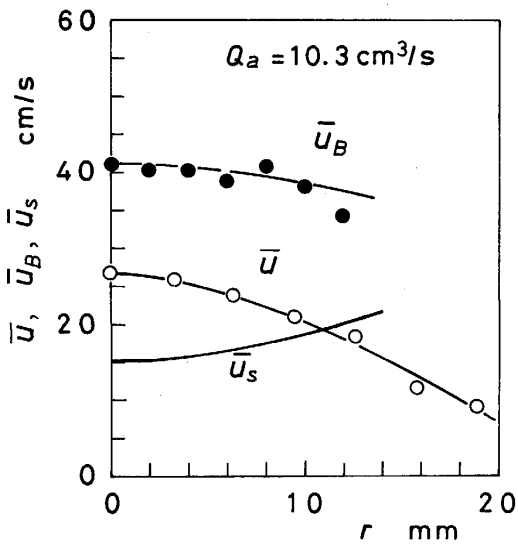


Fig. 12. Mean rising velocity of bubble \bar{u}_B , slip velocity \bar{u}_s and mean rising velocity of water \bar{u} at $z/H_w = 0.65$.

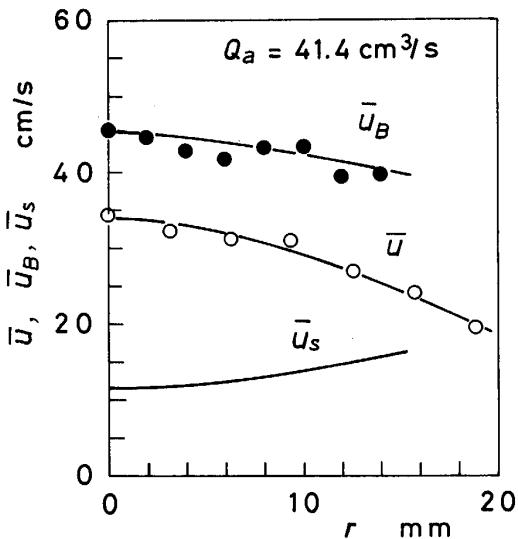


Fig. 13. Mean rising velocity of bubble \bar{u}_B , slip velocity \bar{u}_s and mean rising velocity of water \bar{u} at $z/H_w = 0.65$.

中に実線で描かれている。ただし著者らの値は中心軸上値、TANIGUCHI らの値は気泡噴流部にわたって平均した値であり、直接比較できない点に留意されたい。また ν_e と D_e の浴径依存性については今後の課題としたい。

従来、気泡噴流部の局所的な値ではなく、容器全体にわたる平均的な ν_e を与える式がいくつか提案されている。PUN and SPALDING の提案した ν_e は次式で与えられる⁵⁾¹²⁾。

$$\nu_e = 0.012D^{2/3}H_w^{-1/3}\rho^{-1/3}(\dot{m}_a\bar{u}_{ao}^2)^{1/3} \dots\dots\dots(24)$$

ここで D は容器の直径、 H_w は浴深、 ρ は液体の密度、 ρ_a は空気の密度、 \dot{m}_a は空気の質量流量である。また

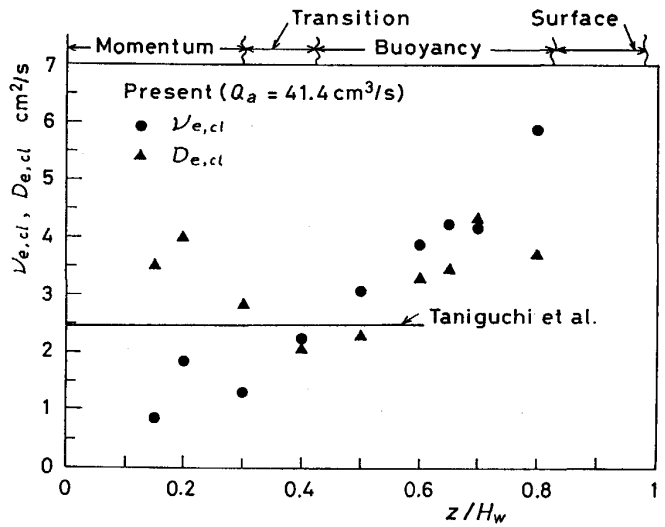


Fig. 14. Axial change in effective viscosity $\nu_{e,cl}$ and effective diffusivity $D_{e,cl}$ on the centerline.

\bar{u}_{ao} はノズル出口での空気の色度を表す。上式を変形すれば

$$\nu_e = 0.012D^{2/3}H_w^{-1/3}(\rho_a Q_a \bar{u}_{ao}^2 / \rho)^{1/3} \dots\dots\dots(25)$$

となる。この式はもともと急拡大管内の単相流に対して導かれたものであるが、Fig. 14 の実験条件下では $\nu_e \approx 1.0 \text{ cm}^2/\text{s}$ を与える。一方、SAHAI and GUTHRIE は次式を導いている¹³⁾。

$$\nu_e = 5.5 \times 10^{-3} H_w (0.917 g Q_a / D)^{1/3} \dots\dots\dots(26)$$

この式から $\nu_e \approx 1.8 \text{ cm}^2/\text{s}$ が得られ、オーダー的に本測定値と一致している。

最近 MAZUMDAR は SAHAI and GUTHRIE とは別の観点から次式を提案している¹⁴⁾。

$$\nu_e = 4.9 \times 10^{-4} H_w (g Q_a / D)^{1/3} \dots\dots\dots(27)$$

この式の形は式(26)と同じであるが、係数が約一桁小さい。なお自由噴流の $\nu_{e,cl}$ を式(22)から計算したところ、気泡噴流の約 1/3 程度の値が得られた。

他の二つの Q_a に対する $\nu_{e,cl}$ と $D_{e,cl}$ の軸方向変化を Fig. 15, 16 に示す。これらの値は Q_a とともに増加している。したがって乱流拡散は Q_a とともに強くなる。

4.5 ν_e と D_e の半径方向分布

$Q_a = 41.4 \text{ cm}^3/\text{s}$ について、本モデルに基づく ν_e と D_e の半径方向分布を Fig. 17, 18 に示す。ただし、いずれも中心軸上の値で無次元化してある。Fig. 17 において $z/H_w \geq 0.4$ の浮力領域になると ν_e は $r/b_u \leq 1.5$ の区間で放物線状の分布をとる。したがって、実線で示した運動量の支配する自由噴流の ν_e に比べて、浮力の支配的な噴流における ν_e は半径方向への減衰がかなり大きくなる。これは気泡噴流部を取りまく下降流の影響によるものと思われる。なお $z/H_w = 0.3$ の●印が図中

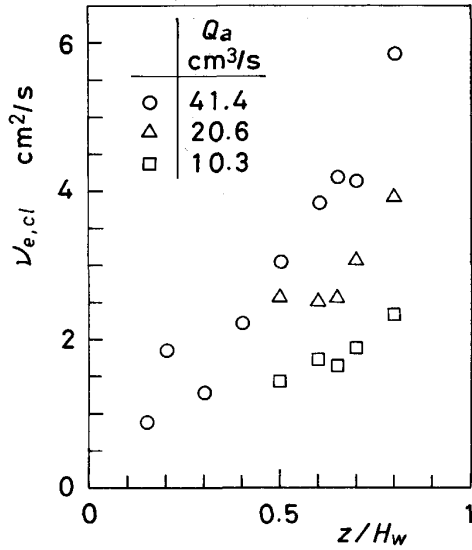


Fig. 15. Axial change in $\nu_{e,cl}$ at three air flow rates.

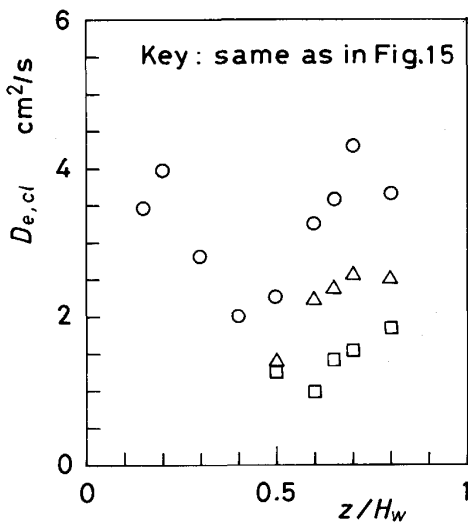


Fig. 16. Axial change in $D_{e,cl}$ at three air flow rates.

に実線で示した单相流の自由噴流の実験式によく合っている。この軸位置は運動量支配領域にあり、両者が一致しても不思議ではないが、そうなると同じ運動量支配領域にある○と●が実線に従わないことの説明がつかない。この軸位置近傍 ($z/H_w \leq 0.3$) では測定位置の間隔が少し粗く、 \bar{u} などの z に関する微分量の測定値が浮力領域に比べてやや劣るため、詳細については今後の課題としたい。Fig. 18 の D_e は半径方向にほとんど変化せず、断面内ではほぼ一定値をとっており、したがって TANIGUCHI ら⁵⁾の指摘しているように D_e は浮力領域では一定値をとるとみなして十分である。これは気泡が激しい乱流混合により蛇行しながら上昇することに関係して

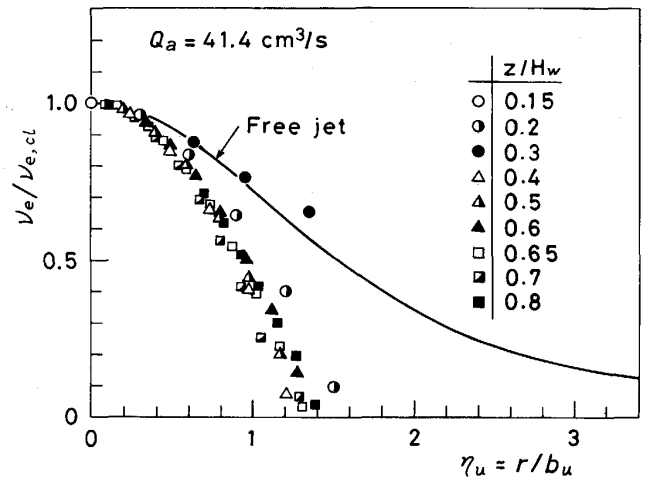


Fig. 17. Normalized radial profiles of effective viscosity ν_e .

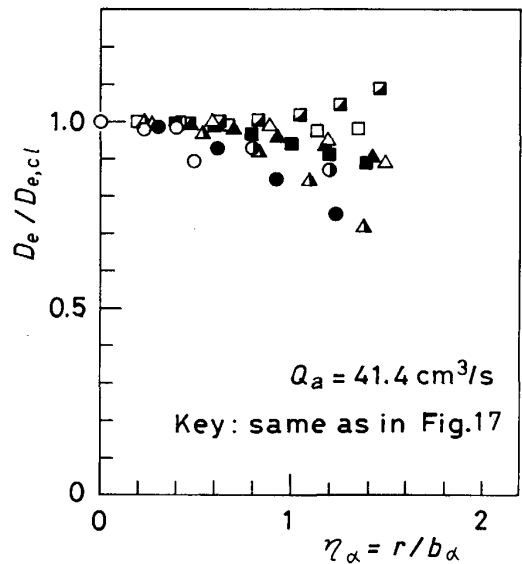


Fig. 18. Normalized radial profiles of effective diffusivity D_e .

いる可能性がある。他の二つの Q_a についても浮力領域の ν_e と D_e は Fig. 17, 18 と同じ分布を示した。

4.6 TANIGUCHI らのモデルに基づく ν_e と D_e の分布

$Q_a = 41.4 \text{ cm}^3/\text{s}$, $d_n = 2 \text{ mm}$ の場合について TANIGUCHI らのモデルから導かれた式(9), (10)に \bar{u} や α などの本測定値を代入して ν_e と D_e の値を計算した。中心軸上値 $\nu_{e,cl}$ と $D_{e,cl}$ は式(16), (17)に関して述べたように本モデルに基づく値と等しくなる。また D_e は本モデルの結果と同様に半径方向にほとんど変化しないが、 ν_e は本モデルの値よりもはや減衰することが分かった。

4.7 すべり速度 \bar{u}_s の影響

Fig. 19 に $\nu_{e,cl}$ と $D_{e,cl}$ に及ぼす \bar{u}_s の影響を示す。前

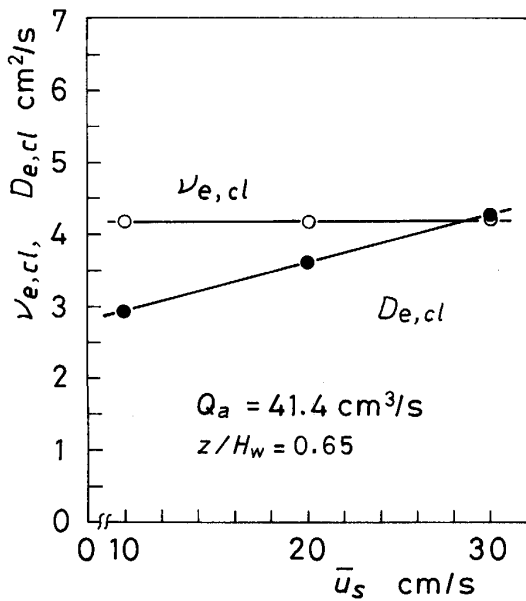


Fig. 19. Change in $\nu_{e,cl}$ and $D_{e,cl}$ with slip velocity \bar{u}_s .

者は \bar{u}_s に依存しない。 \bar{u}_s が 20 cm/s から $\pm 50\%$ 変化しても $D_{e,cl}$ はただか $\pm 20\%$ ほど変化するだけであり、 \bar{u}_s の影響はそう大きくない。

5. 結 言

底吹き円筒容器内の上昇気泡噴流について、運動量支配領域内の中心軸上のガスホールドアップ α_{cl} が約 0.3 以下となる軸位置から浮力領域に至る領域における ν_e と D_e の特性をおもに式(1), (4), (5)に基づいて調べ、以下の事項を明らかにした。

(1) 運動量支配領域の中心軸上では、 $D_{e,cl}$ は $\nu_{e,cl}$ よりも 2 倍ほど大きい。浮力領域における $D_{e,cl}$ と $\nu_{e,cl}$ は互いにほぼ一致し、軸方向に単調に増加する。また $\nu_{e,cl}$ と $D_{e,cl}$ は Q_a の増加とともに大きくなる。したがって乱流拡散は Q_a の増加とともに強くなる。

(2) 浮力領域における有効動粘度 ν_e の半径方向分布はほぼ相似であり、放物線状の分布に従う。この分布形状は单相流の自由噴流で知られている分布とは顕著に異なっている。また ν_e は自由噴流の値よりも 3 倍ほど大きく、したがって乱れの生成は気泡噴流のほうが大きい。

(3) 有効拡散係数 D_e は TANIGUCHI らの指摘したように気泡噴流内の至る所で半径方向にはほぼ一定値をとる。

記 号

- B : 式(14) で与えられる量
 b_u : 速度 \bar{u} の半値半幅
 b_α : ガスホールドアップ α の半値半幅
 D : 容器の直径
 D_e : 気泡の有効拡散係数
 d_n : ノズル径
 g : 重力の加速度
 H_w : 浴深
 Q_a : 吹込み空気流量
 r : 半径方向座標
 \bar{u} : 水の軸方向平均速度
 \bar{u}_{ao} : ノズル出口での空気速度
 \bar{u}_B : 気泡の平均上昇速度
 \bar{u}_s : 気泡のすべり速度
 \bar{v} : 水の半径方向平均速度
 z : 軸方向座標
 α : ガスホールドアップ
 ν_e : 有効動粘度
 添え字
 cl : 容器の中心軸上の値を表す

文 献

- 1) 森 一美, 佐野正道: 鉄と鋼, **67** (1981), p. 672
- 2) 森 一美, 佐野正道, 小沢泰久: 鉄と鋼, **69** (1983), p. 1714
- 3) 攪拌を利用した最近の鉄鋼技術の動向 (日本鉄鋼協会編) (1984)
- 4) 谷口尚司, 菊池 淳: 鉄と鋼, **73** (1987), A211
- 5) S. TANIGUCHI, A. KIKUCHI, H. MATSUZAKI and N. BESSHO: Trans. Iron Steel Inst. Jpn., **28** (1988), p. 262
- 6) S. H. CHUNG and K. W. LANGE: Steel Res., **60** (1989), p. 49
- 7) 石垣 博: 日本機械学会論文集 B, **48** (1982), p. 1692
- 8) 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
- 9) 井口 学, 竹内博明, 森田善一郎: 鉄と鋼, **76** (1990), p. 699
- 10) 森田善一郎, 井口 学: 学振報告 19 委 11003 反応-695 (1989-5), p. 3-1
- 11) 井口 学, 野沢健太郎, 富田祐志, 森田健一郎: 鉄と鋼, **77** (1991), p. 1426
- 12) W. M. PUN and D. B. SPALDING: Proc. the XVIII Int. Astronautical Congress, **3** (1967), p. 3 [Pergamon Press/PWN-Polish Sci. Publ.]
- 13) Y. SAHAI and R. I. L. GUTHRIE: Metall. Trans. B, **13** (1982), p. 125
- 14) D. MAZUMDAR: Metall. Trans. B, **20** (1989), p. 967