

# 底吹き円筒浴内の水噴流および水-空気系 気泡噴流の流動特性

井口 学\*・谷 潤一\*<sup>2</sup>・植村 知正\*<sup>3</sup>・  
川端 弘俊\*<sup>4</sup>・竹内 博明\*<sup>5</sup>

## The Characteristics of Water and Bubbling Jets in a Cylindrical Vessel with Bottom Blowing

Manabu IGUCHI, Jun-ichi TANI, Tomomasa UEMURA,  
Hirotohi KAWABATA and Hiroaki TAKEUCHI

### Synopsis :

Experimental conditions of bubbling jets were chosen in the intermediate gas flow rate regime where the size and the shape of bubbles are mainly determined by nozzle size and gas flow rate. The velocity and the turbulence intensity of liquid in bubbling jets were measured by making use of LDV (Laser Doppler Velocimeter). The radial and axial distributions of them were related to the behaviour of rising bubbles. The empirical expressions for the velocity and turbulence intensity on the center-line were presented as functions of gas flow rate. Also water jets in the same vessel were measured to confirm the applicability of LDV system and to clarify the effect of side wall on the confined jets.

Key words : steelmaking ; injection ; bubbling jet ; confined jet ; LDV ; turbulence intensity.

## 1. 緒 言

浴の底からガスを吹き込んだ場合の流れ場は上昇噴流領域、半径方向速度成分が支配的な浴表面領域および逆流循環領域の3領域に大別される。この流れ場に関する理論的研究が活発に行われているのに比べると、各種モデルの妥当性を確認するために必要な実験的研究は乏しい<sup>1)2)</sup>。

本研究では佐野ら<sup>3)</sup>の定めた中間ガス領域すなわち気泡が主にノズル径  $d_n$  と空気流量  $Q_a$  で規定される領域に着目し、まず円筒形の水浴中に空気を底から吹き込んだ場合の気泡上昇特性に及ぼす  $d_n$  と  $Q_a$  の影響を実験的に調べ、気泡によって誘起される水の速度と  $d_n$  との関係および  $Q_a$  との関係を予測する。ついでLDVによる水の上昇速度の測定により、この予測の妥当性を実証するとともに、乱れの分布を求め、各種モデルの精度向上への基礎資料を提供する。あわせて底から水を吹き込んだときに形成される拘束水噴流の実験も行い、LDVによる水の速度と乱れの測定の妥当性を確認する。さら

に自由噴流の実験結果と比較して拘束水噴流に及ぼす浴の側壁の効果を調べる。

## 2. 実験装置と測定方法

### 2.1 実験装置

Fig. 1(a) に水噴流用の実験装置の概要を示す。使用液体は水道水であり、ヘッドタンクの高さとノズル径  $d_n$  (2, 5, 7 mm) との組合せにより種々の水流量  $Q_w$  が設定できる。なおノズル外径は 12 mm と一定である。水はヘッドタンクからサージタンクを経てノズルから直径 0.2 m、深さ 0.4 m の試験容器に吹き込まれ、図中の排出口から排出される。各設定水流量が実験中に変化しないことは重量法で確かめた。水流量は  $Q_w = (1.00 \sim 7.86) \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$  であり、水のノズル出口速度  $V_{n,w}$  とノズル径  $d_n$  に基づくレイノルズ数  $Re_{n,w}$  の範囲は  $1.40 \times 10^3 \leq Re_{n,w} \leq 1.65 \times 10^4$  である。

Fig. 1(b) は空気吹込み装置である。実験に際しては、この装置をノズルに接続する。空気はコンプレッサーで送られ、内径  $d_n = 1, 2, 5 \text{ mm}$  の3種類のノズルから水を

昭和 62 年 10 月本会講演大会にて発表 昭和 62 年 9 月 24 日受付 (Received Sep. 24, 1987)

\* 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:住友金属工業(株)) (Graduate School, Osaka University, Now Sumitomo Metal Industries, Ltd.)

\*<sup>3</sup> 大阪大学基礎工学部工博 (Faculty of Engineering Science, Osaka University)

\*<sup>4</sup> 大阪大学工学部 (Faculty of Engineering, Osaka University)

\*<sup>5</sup> 大阪大学大学院 (Graduate School, Osaka University)

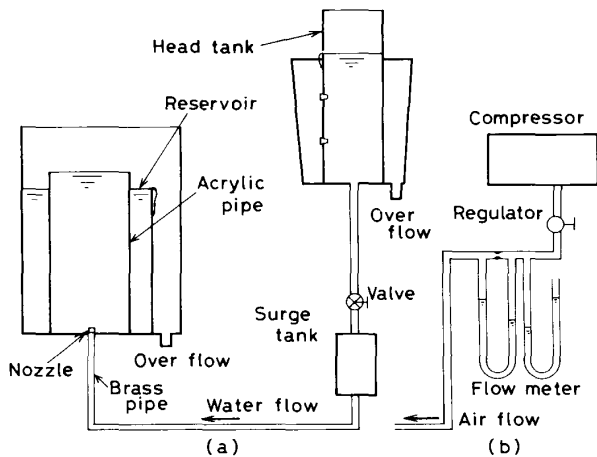


Fig. 1. Schematic layout of the experimental apparatus.

満たした試験容器に吹き込まれる。空気流量  $Q_a$  は絞り前後の差圧を利用して  $(1.04 \sim 8.95) \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$  に設定した。ノズルは黄銅製でねじを切った外径 10 mm、内径 7 mm のパイプに取り付ける。試験容器はアクリル製パイプである。LDV 測定時の精度に及ぼすパイプ外壁の屈折率の影響を小さくするためと、温度変化の影響を小さくするために試験容器のまわりに水を満たした正方形断面のアクリル製の水槽を設けた。

## 2.2 流れ場の可視化

試験容器内の流れ場を可視化するためにトレーサー法による写真撮影を行った。トレーサーにはメタノールに一昼夜よくなじませたアルミ粉を用いた。試験容器の中心を横切るように厚さ 10 mm のスリット光線を当てた。撮影条件は絞り F1.4、露光時間は 1/4~8 s である。フィルムはネオパン 400 (ASA 400) を増感現像液 (パンドール) で ASA 1600 に増感した。本結果に基づき流れ場を噴流領域、表面流領域および逆流循環流領域におおまかに分類し、噴流領域における LDV や電気探針法などによる測定位置を決定した。

## 2.3 気泡形状、気泡頻度、気泡上昇速度の測定

気泡はカメラで撮影した。気泡は回転楕円体のような形状をしているので前報<sup>4)</sup>と同じ方法で球相当直径  $d_B$ 、平均楕円率  $e$ 、長軸と水平面とのなす角の平均値  $\theta$  を求めた。気泡頻度  $f_B$  と気泡上昇速度  $u_B$  は電気探針法で求めた。上下 2 本の電極間の距離は 3.58 mm である。

## 2.4 速度測定 (平均速度と乱れ)

速度測定時の LDV システムの概要を Fig. 2 に示す。システムはレーザー (NEC He-Ne Gas Laser Max 100 mV; GLG 5601)、オプティカルユニット (DISA TYPE 55L01)、集光レンズ、フォトマルチプライヤー (DISA

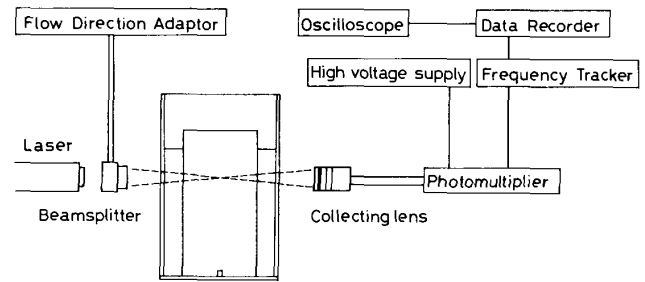
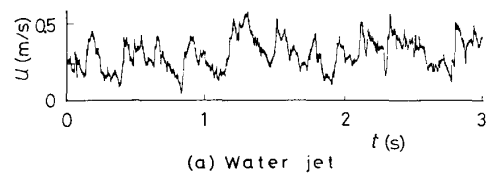
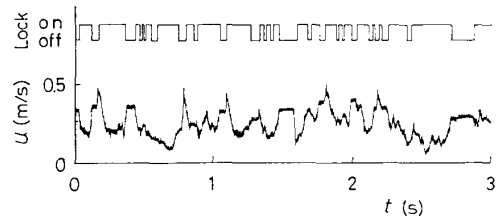


Fig. 2. LDV system for measuring velocity of water.



(a) Water jet



(b) Bubbling jet

Fig. 3. LDV signals.

TYPE 55X08)、ハイボルテージサプライ (DISA TYPE 55L97)、周波数トラッカー (DISA TYPE 55N21)、周波数シフター (DISA TYPE 55L02)、データレコーダー (KYOWA RTP-520B) で構成し、容器内の水の軸方向と半径方向の速度を測定した。光散乱粒子には牛乳を用いた。各測定条件において流れが定常状態に達したのち、計測を開始し、1 測定位置につき 5 min の信号をデータレコーダーに記録した。

再生した速度の信号は 12 bits、25  $\mu\text{s}$  の AD 変換器 (CANOPUS: ANALOG-PRO) を介して、パーソナルコンピュータ (NEC PC 9801F) で処理した。サンプリング周波数は 18 Hz で 300 s にわたって AD 変換を行った。ただし、気泡噴流の場合、気泡が通過している時には、LDV 信号は気泡が通過する直前の電圧を示し続ける。この現象をドロップアウトといい、これは Fig. 2 のトラッカーのロック信号で容易に判別できるので、そのときのデータは取り除いた<sup>5)</sup>。Fig. 3(a) に水吹込みの場合の速度波形の 1 例を、Fig. 3(b) に空気吹込みの場合の速度波形の 1 例をロック信号とともに示す。

軸方向速度  $u$  のアンサンブル平均値  $\bar{u}$  (以下, 平均速度という) とその  $rms$  値  $u'_{rms}$  (以下乱れという) は次のように計算した.

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

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

ここで  $N$  はサンプリング数であり, 水噴流では  $N=5400$ , 気泡噴流の場合は  $N \leq 5400$  である.

### 3. 実験結果と考察

#### 3.1 流れ場の観察

Photo. 1 に水噴流と気泡噴流の可視化の 1 例を示す. いずれの場合も, 表面近傍の流れ場ははつきりしないが容器中央部を上昇する噴流部がみてとれる. トレーサーの動きから判断して流れは乱流である. このことは, 後ほど示す乱れの測定によつて支持される. なお, このような流れ場の長時間露光の写真をとれば噴流部を取りまく逆流循環部の存在は明確になるが, ここに示したような 1 s 程度の露光時間では明確な循環部は観察されず, 噴流部のまわりには容器の半径程度のスケールを持つ渦がいくつか存在する.

#### 3.2 気泡

##### 3.2.1 気泡径 $d_B$ , 平均楕円率 $e$ , 気泡傾斜角度 $\theta$

中間ガス領域の気泡径はガス流量  $Q_a$  とノズル径  $d_n$  によつてのみ決まり, 液体の物性には依存せず, 水-空気系に対しては次の DAVIDSON らの式<sup>6)</sup> で近似できるといわれている<sup>17)</sup>.

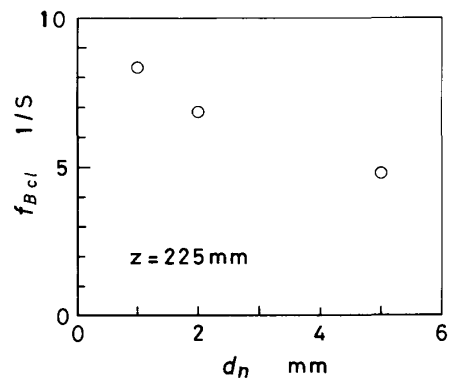
$$d_B = 0.54 (Q_a d_n^{0.5})^{0.289} \dots\dots\dots (3)$$

ただし, 単位は CGS である. 本測定値は  $d_B$  に対して最大でも約 20% の偏差で一致した.  $e$  と  $\theta$  は  $d_n$  には依存しないが,  $Q_a$  の増加につれて  $e$  は減少,  $\theta$  は増加する.

##### 3.2.2 気泡頻度 $f_B$

測定位置はノズル出口からの距離が  $z=165, 225, 285$  mm である. 従来言われている<sup>8)</sup> ように  $f_B$  はほぼ正規分布に従つた. 中心軸上の値  $f_{B,cl}$  はノズルから離れるにつれて小さくなり, これにみあうように気泡の存在領域は半径方向に広がっていく. この傾向は本実験条件下のすべての気泡噴流について成立する.

気泡頻度  $f_B$  は  $d_n$  が大きくなるとともに噴流中のいたるところで若干小さくなる. 1 例として管中心軸上の値を Fig. 4 に示す. これは  $d_n$  につれて  $d_B$  が増加することに対応している. 中心軸上の  $f_{B,cl}$  はノズルから近いところでは  $Q_a$  とともにわずかに増加しているが, ノズルから離れて  $z=225$  mm ともなると  $Q_a$  にはほとんど



$$Q_a = 1.04 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$$

Fig. 4. Bubble frequency on the center-line as a function of  $d_n$ .

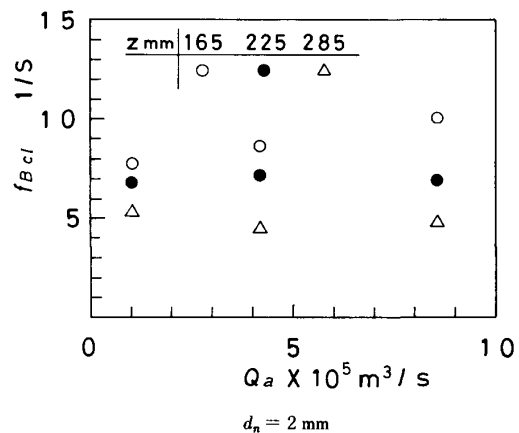
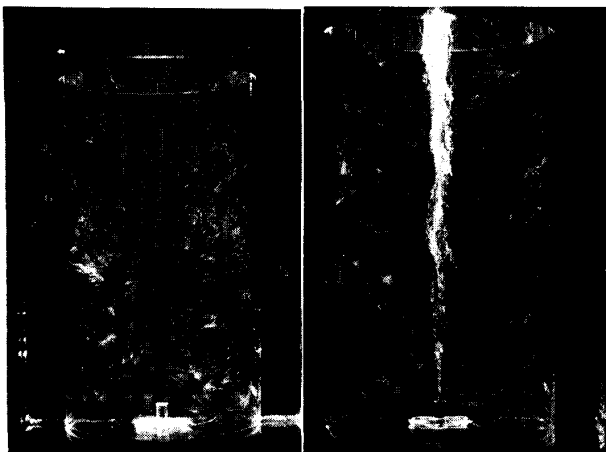


Fig. 5. Bubble frequency on the center-line as a function of axial distance  $z$  and air flow rate  $Q_a$ .



(a) Water jet  $d_n = 5$  mm,  $Q_w = 5.09 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$ , exposure time 1 s  
(b) Bubbling jet,  $d_n = 2$  mm,  $Q_a = 1.04 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$ , exposure time 1 s

Photo. 1. Visualization of the flow field in the vessel.

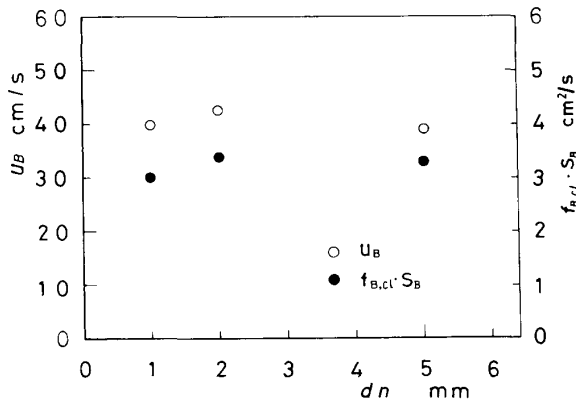
依存しなくなる (Fig. 5).

3.2.3 気泡上昇速度  $u_B$

$Q_a$  と  $d_n$  を一定にしたとき、噴流部の  $z=165\sim 285$  mm の区間で  $u_B$  はいずれの軸位置においても半径方向にほとんど差はなく、しかも軸方向にも変化はみられなかった。この原因として本測定範囲の上昇気泡は大きく蛇行を繰り返しながら上昇している点が挙げられよう。川上ら<sup>8)</sup> は本研究と同じ測定法を用いて  $u_B$  を測定し、軸方向ならびに半径方向に  $u_B$  は若干変化することを報告している。電気探針による  $u_B$  の測定値の誤差は比較的大きい (本実験で約  $\pm 15\%$ ) ので、詳細な議論をするには別に精度のよい測定法の導入が必要である。 $u_B$  はノズル径によらずほぼ一定であり (Fig. 6),  $Q_a$  に関してはわずかに増加する (Fig. 7)。これらの値は単一気泡の上昇速度<sup>9)10)</sup> の約 2 倍となつている。

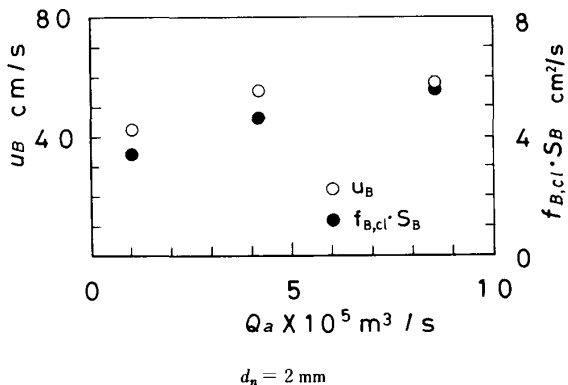
3.2.4 気泡噴流の広がり

上記のように  $Q_a$  の増加に対する管中心軸近傍の気泡頻度  $f_B$  と気泡上昇速度  $u_B$  の増加率は小さいので、 $Q_a$



$$Q_a = 1.04 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$$

Fig. 6. Measured values of  $u_B$  and  $f_{B,cl}S_B$  as functions of  $d_n$ .



$$d_n = 2 \text{ mm}$$

Fig. 7. Measured values of  $u_B$  and  $f_{B,cl}S_B$  as functions of  $Q_a$ .

の増加に伴い、気泡は必然的に中心軸から離れて噴流周辺部に向かわざるを得ない。その結果として噴流幅は  $Q_a$  とともに大きくなる (Fig. 8)。これは川上ら<sup>8)</sup> の測定結果に一致する。

3.2.5 気泡の抵抗と水による仕事率

(a) ノズル径の影響

1 個の上昇気泡が水から受ける抵抗  $D$  は管中心軸に直角な平面への気泡の投影面積  $S_B$ 、気泡の上昇速度  $u_B$  と水の上昇速度  $\bar{u}$  に依存して

$$D \propto S_B (u_B - \bar{u})^m \dots\dots\dots (4)$$

と表される。ここで  $S_B$  は  $d_B, e, \theta$  の実測値より決定した。したがって 1 個の気泡のなす仕事率は  $D \cdot u_B$  で与えられるから、1 s に通過する気泡群がなす仕事率は

$$P \propto f_B S_B u_B (u_B - \bar{u})^m \dots\dots\dots (5)$$

となる。例えば管中心に着目したとき  $f_{B,cl}S_B$  は Fig. 6 に示すようにノズル径  $d_n$  によらずほぼ一定になっており、しかも  $u_B$  は一定である。式 (5) において最初  $\bar{u}$  は 0 であるとし、さらに上記事実に基づき  $f_B S_B$  と  $u_B$  は終始  $d_n$  に依存しないと仮定すれば気泡が水に与える仕事率はノズル内径に依存しなくなる。これより気泡に誘起される水の上昇速度はノズル内径には依存しないという結果が導かれる。

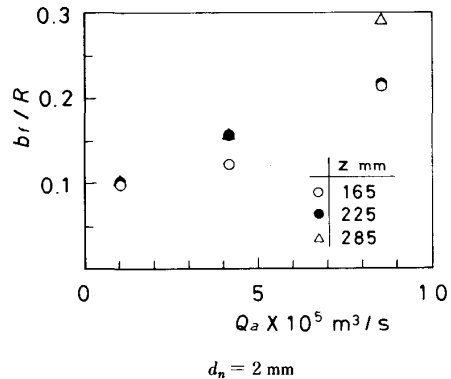
(b) 空気流量の影響

$Q_a$  の増加につれて気泡の投影面積  $S_B$  も上昇速度  $u_B$  もともに増加するので ( $f_{B,cl}S_B$  は Fig. 7 参照)、気泡によつて誘起される水の上昇速度は  $Q_a$  とともに増加すると考えられる。

3.3 速度

3.3.1 管中心軸上の速度

LDV による速度分布測定のための軸方向位置は  $z=225, 255, 285$  mm である。ただし本実験と並行して実施している球と液体間の熱伝達実験に関連して、球への近寄り速度測定位置として  $z=227$  mm を選び管中心軸上



$$d_n = 2 \text{ mm}$$

Fig. 8. The half value radius of bubble frequency distribution as a function of  $Q_a$ .

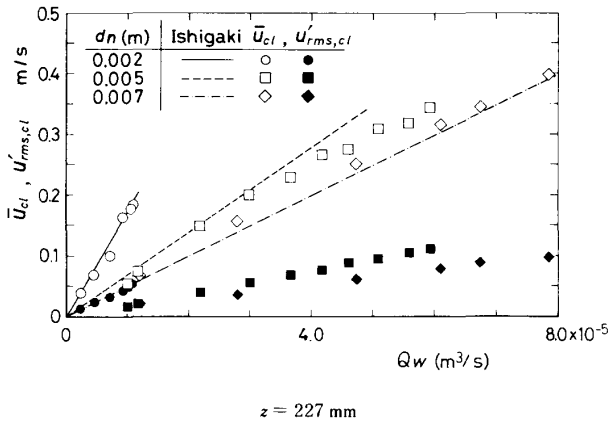


Fig. 9. Velocity and turbulence intensity on the center-line in water jet.

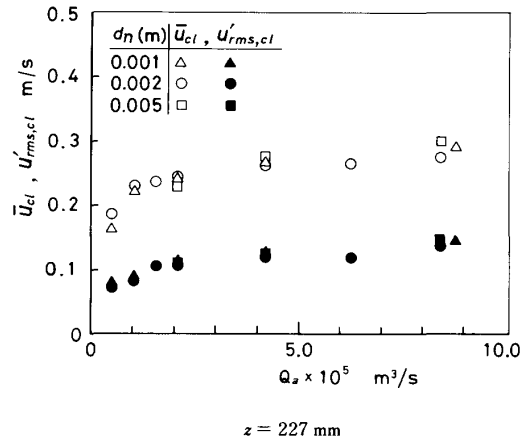


Fig. 10. Velocity and turbulence intensity on the center-line in bubbling jet.

速度のみを測定した。まず水噴流について Fig. 9 に  $z = 227 \text{ mm}$  の管中心軸上における水吹込み流量  $Q_w$  に対する軸方向平均速度  $\bar{u}_{cl}$  および  $u'_{rms,cl}$  を示す。乱れの平均速度に対する割合、すなわち乱れ強さは 23~33% であり、等密度乱流自由噴流に関して得られた値<sup>11)</sup> にほぼ一致している。 $\bar{u}_{cl}$  はノズル径  $d_n$  が小さいほど大きくなっている。このような結果から LDV による速度測定の妥当性の一端が伺える。

直線は石垣<sup>12)</sup> によつて提案された等密度乱流自由噴流に対する次の実験式から計算された中心速度である。

$$\frac{V_{w,n}}{\bar{u}_{cl}} = \frac{0.153}{(0.9)^{1/2}} \cdot \frac{z}{d_n} \dots\dots\dots (6)$$

ここで  $z$  はノズル出口からの距離である。 $d_n = 5 \text{ mm}$  の場合に  $Q_w$  の大きいところで測定値と計算値との間には幾分差異がみられるが、ほかの測定値は計算値と非常によく合っており、本軸方向測定位置の管中心軸上では拘束水噴流の挙動は等密度乱流自由噴流の挙動とそれほど変わらない。

一般に拘束噴流が自由噴流と異なる程度を表すために  $C_i$  数 (Craya-Curtet 数) なる無次元数が導入されている<sup>13)</sup> (容器の径を  $D_v$  とする)。

$$C_i = (d_n / D_v) / [1 - (d_n / D_v)^2 / 2]^{1/2} \dots\dots (7)$$

本実験の場合、 $C_i$  の値はノズル径  $d_n = 2, 5, 7 \text{ mm}$  のとき 0.01, 0.025, 0.035 となる。ちなみに従来インジェクション冶金で研究されている容器の  $C_i$  数を計算してみると  $C_i = 0.003 \sim 0.06$  となる。従つて、この程度の  $C_i$  数の場合には少なくとも中心軸近傍の噴流特性は自由噴流の特性とほとんど変わらないといえよう。

Fig. 10 には  $z = 227 \text{ mm}$  の管中心軸上における気泡噴流の  $\bar{u}_{cl}$  と  $u'_{rms,cl}$  を吹込み空気流量  $Q_a$  に対して示す。乱れ強さは水噴流の場合に比べて非常に大きくなり 40

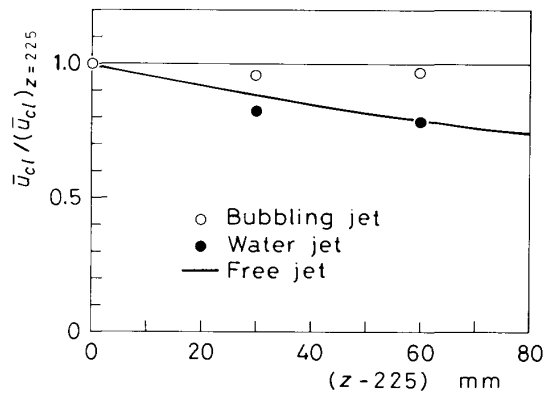


Fig. 11. Axial distributions of center-line velocity.  
 Bubbling jet:  $Q_a = 1.04 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$ ,  $d_n = 2 \text{ mm}$   
 Water jet:  $Q_w = 3.02 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$ ,  $d_n = 5 \text{ mm}$

~50% もある。 $Q_a$  の増加に伴つて  $\bar{u}_{cl}$  は増加するが、 $\bar{u}_{cl}$  のノズル径  $d_n$  の相違による有意差はみられない。この事実は 3.2.5 節で気泡が水に与える仕事率から導かれた予測を実証している。

Fig. 11 には  $z = 225 \text{ mm}$ ,  $r = 0 \text{ mm}$  における  $\bar{u}_{cl}$  を基準として中心軸上速度の変化を示す。水噴流の場合には石垣の式 (6) から計算される値に非常によくのつており、本実験範囲では拘束水噴流の中心軸上速度は等密度乱流自由噴流の中心軸上速度で良好に記述できる。また、気泡噴流の中心軸上速度は軸方向にほとんど変化せず一定とみなせる。この事実は Hsiao<sup>14)</sup> が内径 2.44 m、高さ 2.88 m の 60 t 取鍋における水モデル実験 (水深 1.35 m) で得た観察結果と一致している。Hsiao らの Fig. 4 から気泡上昇領域における中心速度がほぼ一定となつている領域の値を読み取り、本測定結果とともに Fig. 12 に示した。本測定値と Hsiao らの測定値の双方をできるだ

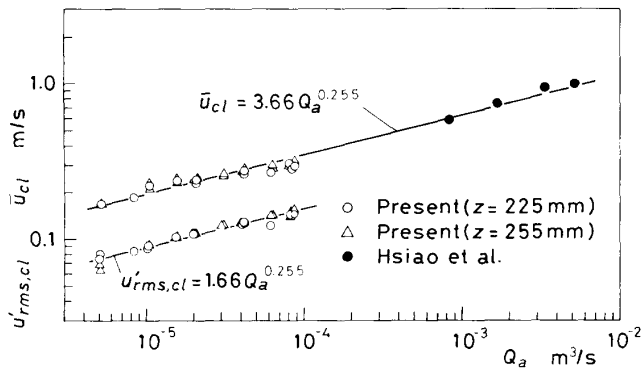


Fig. 12. Comparison of velocity and turbulence intensity on the center-line in bubbling jets between the present authors and HSIAO *et al.*

けよく近似できるように作製した実験式が図中の実線であり

$$\bar{u}_{cl} = 3.66 Q_a^{0.255} \dots\dots\dots (8)$$

と表される。両実験において容器の寸法がほぼ一桁違うにもかかわらず、測定値は実線に ±15% 程度の偏差でよくのつている。また Fig. 12 中には管中心軸上の乱れも合わせて示したが、実線で示した次式

$$u'_{rms,cl} = 1.66 Q_a^{0.255} \dots\dots\dots (9)$$

でよく近似できる。

GREVET ら<sup>15)</sup> は LDV で液体中の速度と乱れを求め、乱れは等方的であると述べているが、管中心軸上の半径方向乱れは軸方向乱れの約 1/2 となっており、等方性は成立しない。なお乱流モデルを用いて乱れを求めた報告もいくつかあるが、気泡噴流内の乱れの近似の精度はよくない<sup>15)</sup>。

3.3.2 気泡噴流域の水の平均上昇速度  $\bar{u}_m$

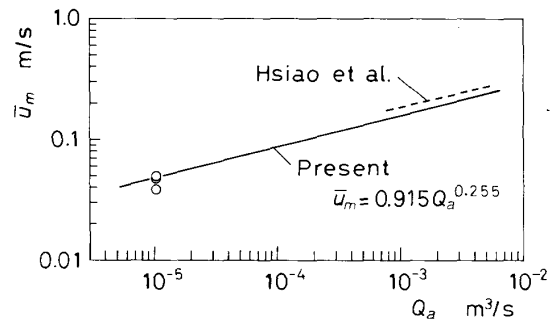
HSIAO ら<sup>14)</sup> の中心速度  $\bar{u}_{cl}$  と平均上昇速度  $\bar{u}_m$  の比は約 3.8 となるが、後掲の速度分布から数値積分で求めた本実験値は約 4.0 となつて両者はほぼ一致する。したがつて便宜上  $\bar{u}_m = 0.25 \bar{u}_{cl}$  と仮定すれば式(8)から

$$\bar{u}_m = 0.915 Q_a^{0.255} \dots\dots\dots (10)$$

となり (Fig. 13),  $Q_a$  の指数  $n$  の値は HSIAO らの 0.239, KOBUS<sup>16)</sup> の 1/4 にかなり近い。しかし従来の研究では例えば SAHAI ら<sup>16)</sup> の  $n=1/3$ , 佐野<sup>9)</sup> の  $n=0.346$ , 沢田<sup>17)</sup> の  $n=0.52$  などがあり判然としていない。今後のデータの蓄積が是非とも望まれる。

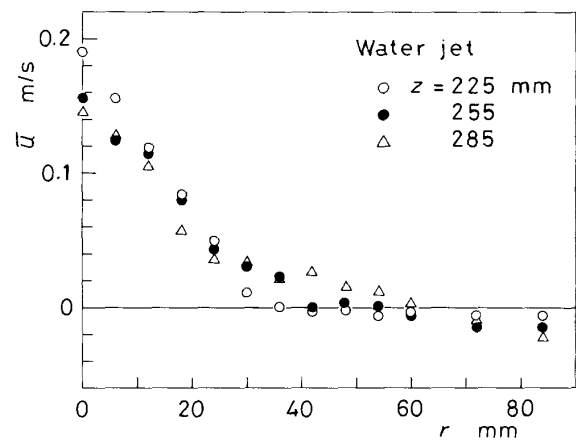
3.3.3 気泡噴流内の水の水の速度と乱れの分布

水噴流と気泡噴流の速度の生データの分布を Fig. 14, 15 に示す。水噴流の  $Q_w$  は上昇速度が気泡噴流中の水の上昇速度とほぼ等しくなるように選んだ。水噴流の場合、速度の分布は各軸位置で異なるが、気泡噴流の場合



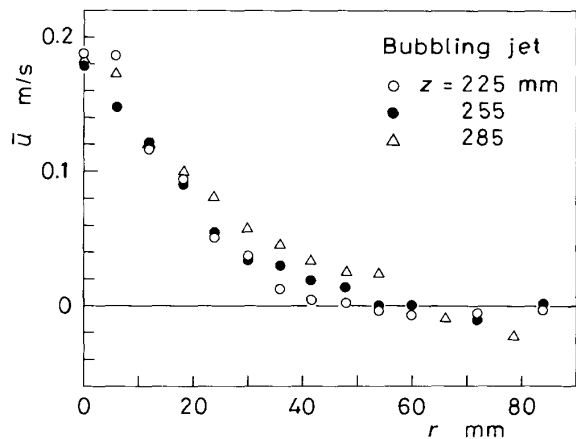
○: Present measured value

Fig. 13. Mean rising velocity in bubbling jets.



$Q_w = 3.02 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}, d_n = 5 \text{ mm}$

Fig. 14. Radial distributions of velocity in water jets.



$Q_a = 1.04 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}, d_n = 2 \text{ mm}$

Fig. 15. Radial distributions of velocity in bubbling jets.

は、管中心軸の近傍では  $z$  によらず互いにほぼ等しく、相違が現れるのは噴流外縁近傍である。ここには示していないが同じことが乱れの分布についても成立するようである。

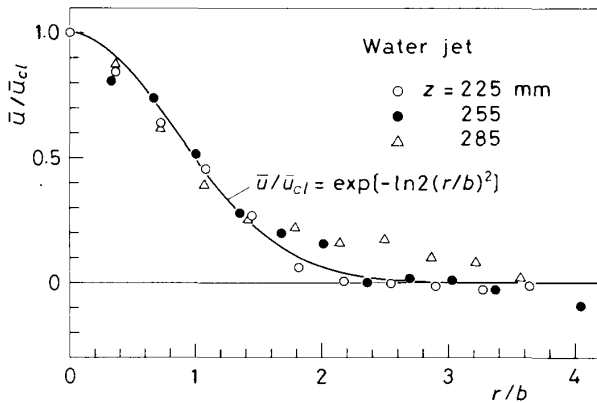


Fig. 16. Dimensionless representation of velocity data in Fig. 14.

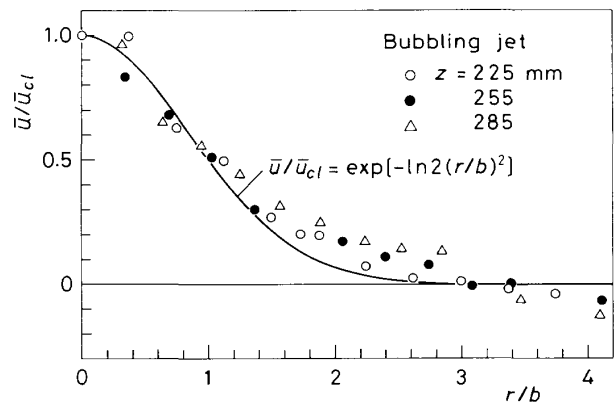


Fig. 18. Dimensionless representation of velocity data in Fig. 15.

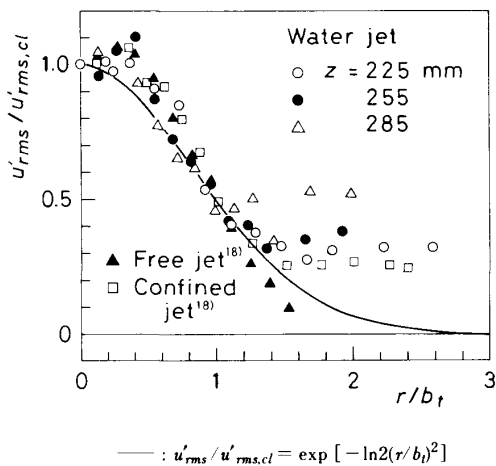


Fig. 17. Dimensionless representation of turbulence intensity data.

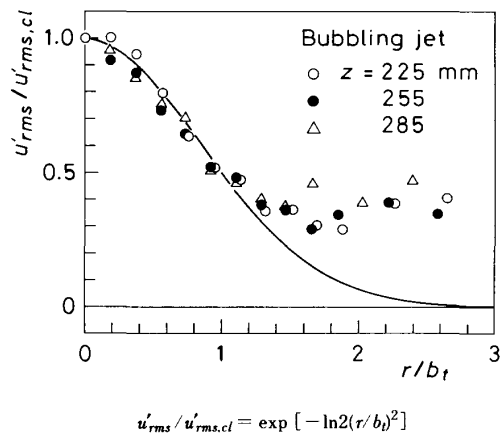


Fig. 19. Dimensionless representation of turbulence intensity data.

Fig. 16~19 には管中心上の値と半値半幅を用いて無次元化整理した結果を示す。ここで半値半幅とは、例えば速度に着目すると、速度が中心の値の半分になる半径の値である。水噴流、気泡噴流とも管中心近傍の平均速度は  $z$  位置に依存せず、HSIAO らの観察したように正規分布にのっているが、 $r/b \geq 1.5$  になると正規分布からずれてくる。この傾向は急拡大管内の拘束噴流で得られた結果<sup>18)</sup>とも一致している。水噴流の乱れは  $r/b_t \leq 1$  の中心側領域では等密度乱流自由噴流および上記急拡大管内拘束噴流の値とほぼ一致しているが正規分布にはのらない。噴流外縁近傍では等密度乱流自由噴流の値よりも非常に大きくなる。気泡噴流の乱れの中心側領域の分布は正規分布によくのっており、水噴流の分布とは異なる<sup>19)</sup>。

以上のことから、本実験の  $d_n/D_0$  の水噴流では管中心側の噴流場は側壁の影響を全く受けないと結論できる。気泡噴流についても同じ結論が導けるかどうかは今

後の課題としたい。

### 3.3.4 噴流幅

水噴流と気泡噴流について速度の半値半幅を等密度乱流自由噴流の値と比較して Fig. 20 に示す。気泡頻度の半値半幅  $b_f$  は速度の半値半幅  $b$  の約 0.6 倍となっている。なお、TAKELLI は、ガスホールドアップの半値半幅  $b_H$  は  $b$  の約 0.7 倍と述べている<sup>19)</sup>。また乱れの半値半幅  $b_t$  は  $b$  の約 2 倍となっている。速度分布において、管中心軸から速度が零になる半径位置までの距離  $B_u$  を HSIAO らの結果と比較して Fig. 21 に示した。  $H$  はノズル出口から液面までの距離である。HSIAO らの  $Q_a$  は  $1.66 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$  と本実験の  $Q_a = 1.04 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$  とは約二桁異なっているが、噴流幅  $B_u$  も非常に大きくなっており、気泡の広がりに対応している。なお、 $Q_a$  の増加につれて噴流幅がどのように増加するのかといった定量的評価については今後の課題としたい。

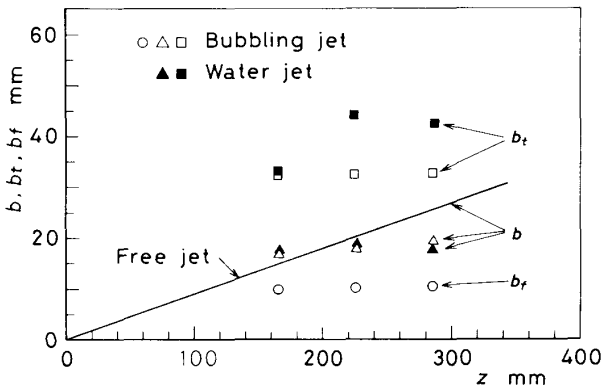


Fig. 20. The measured values of  $b$ ,  $b_t$ ,  $b_f$ .

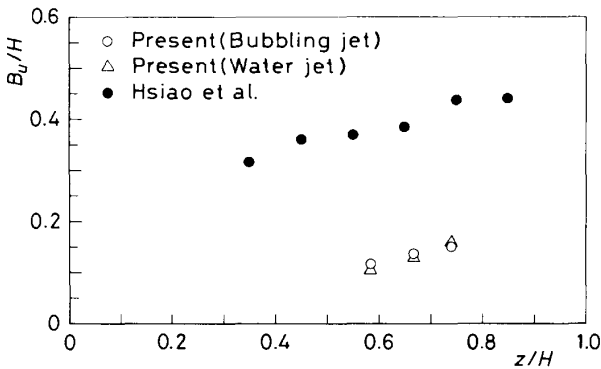


Fig. 21. The width of jet  $B_j$ .

#### 4. 結 論

(1) 流れ場の可視化および LDV による速度の測定から水噴流、気泡噴流とも完全な乱流になっていることを確かめた。噴流を取りまく逆流循環部には非常にスケールの大きな渦が存在し、この領域の液体は噴流に激しく取り込まれている。

(2) 気泡噴流における液体の管中心軸上の上昇速度と乱れは本測定範囲の高さ方向に変化しない。またノズル径  $d_n$  にも依存せず空気流量  $Q_a$  につれてわずかに増加する。そこで管中心軸上の平均速度と乱れに対する実験式(8)、(9)を得た。

(3)  $C_i$  数が  $C_i=0.01, 0.025, 0.035$  の本実験の場合、水噴流の管中心領域は側壁の影響をまったく受けず、速度分布は等密度乱流自由噴流の正規分布に、乱れも等密度乱流自由噴流に対して従来実験的に得られている分布によく一致する(ただし乱れは正規分布には従わない)。

(4) 気泡噴流内の水の上昇速度の分布は管中心側領域において正規分布によく一致する。乱れの分布も正規分布に一致し、この点において水噴流とは異なる。

(5) 気泡噴流における上昇気泡の広がりにはノズル径  $d_n$  には依存しないが、 $Q_a$  の増加とともに大きくなる。液体の上昇する領域の広がり気泡の広がりよりも大きく、例えば頻度分布  $f_B$  の半値半幅  $b_f$  は液体の速度の半値半幅  $b$  の約 0.6 倍である。

#### 記 号

- $B_B$ : 管中心軸から水の上昇速度が零になる半径位置までの距離
- $b$ : 半値半幅
- $d_B$ : 平均気泡径
- $e$ : 気泡の平均楕円率
- $N$ : サンプル数
- $Q_a$ : 吹込み空気流量
- $r$ : 半径座標
- $z$ : ノズル出口からの鉛直方向距離
- $S_B$ :  $z$  軸に垂直な平面への気泡の投影面積
- $u, v$ :  $z$  および  $r$  方向速度成分
- $\bar{u}$ :  $u$  のアンサンブル平均値
- $\bar{u}_m$ : 噴流内の水の平均上昇速度
- $u_{cl}$ : 中心軸上の速度
- $u'_{rms}$ :  $z$  方向乱れの  $rms$  値
- $v'_{rms}$ :  $r$  方向乱れの  $rms$  値
- $\theta$ : 気泡の長軸と水平面のなす角
- $C_i$ : Craya-Curtet 数
- $d_n$ : ノズル内径
- $f_B$ : 気泡頻度
- $n$ : 指数
- $Q_w$ : 吹込み水流量

#### 文 献

- 1) 森 一美, 佐野正道: 鉄と鋼, **67** (1981), p. 672
- 2) 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)
- 3) 佐野正道, 森 一美: 鉄と鋼, **60** (1974), p. 348
- 4) 井口 学, 近江宗一, 鎗山昌倫, 谷 潤一: 鉄と鋼, **73** (1987), p. 1496
- 5) 大場謙吉, 湯原 勉: 流れの動的計測シンポジウム(1978), p. 171
- 6) L. DAVIDSON and E. H. AMICK, Jr.: AICHE J., **2** (1956), p. 337
- 7) 佐野正道, 森 一美, 佐藤哲郎: 鉄と鋼, **63** (1977), p. 2308
- 8) 川上正博, 富本 登, 佐藤充光: 鉄と鋼, **68** (1982), p. 774
- 9) 佐野正道, 森 一美: 鉄と鋼, **68** (1982), p. 2451
- 10) 赤川浩爾: 気液二相流(1980)[コロナ社]
- 11) N. RAJARATNAM 著, 野村安正訳: 噴流(1981)[森北出版]
- 12) 石垣 博: 日本機械学会論文集, **49** (1982), p. 1692
- 13) H. A. BEKER and T. A. MASSARO: J. Fluid Mech., **31** (1968), p. 435
- 14) T. C. HSIAO, T. LEHNER and B. KJELLBERG: Scand. J. Metall., **9** (1980), p. 105
- 15) J. H. GREVET, J. SZEKELY and N. EL-KADDAH: Int. J. Heat Mass Transfer, **25** (1982), p. 487
- 16) Y. SAHAI and R. I. L. GUTHRIE: Metall. Trans. B, **13** (1982), p. 193
- 17) 沢田郁夫, 大橋徹郎: 鉄と鋼, **73** (1987), p. 669
- 18) 杉山 肇: 大阪大学工学部冶金工学科学士論文(1986)
- 19) M. SANO, H. MAKINO, Y. OZAWA and K. MORI: Trans. Iron Steel Inst. Jpn., **26** (1986), p. 298