

空気の底吹きによって攪拌される円筒容器内の水の平均流と乱れ

井口 学*・新川 雅樹*²・中村 英世*³・森田 善一郎*⁴

Mean Flow and Turbulence of Water in a Cylindrical Vessel Agitated by Bottom Air Injection

Manabu IGUCHI, Masaki SHINKAWA, Hideyo NAKAMURA and Zen-ichiro MORITA

Synopsis : Cold model experiments based upon aqueous systems were carried out to study the mean velocity and turbulence intensity in a cylindrical bath. The axial and radial velocity components in the cylindrical bath agitated by air injection through a centered single-hole bottom nozzle were measured using a two-dimensional laser Doppler velocimeter. The spatial mean kinetic energy for the time-averaged component $k_{m,v}$ and that for the turbulence component $k_{t,v}$ were obtained. It was found that $k_{m,v}$ and $k_{t,v}$ depended on 0.60 and 0.72 powers of the injected gas flow rate, respectively. The energy supplied by the injected gas into the bath therefore was more consumed to maintain turbulent motions than to do the mean flow, i.e., the circulating flow as the gas flow rate increased. Measured values of the spatial mean velocity $\bar{V}_{m,v} = (2k_{m,v})^{1/2}$ were satisfactorily approximated by an empirical correlation proposed so far, but the dependence of the present $\bar{V}_{m,v}$ values on the bath depth H_w and bath diameter D was different from this correlation. The spatial mean turbulence intensity $Tu_v = (k_{t,v}/k_{m,v})^{1/2}$ was above unity under the present experimental conditions.

Key words : injection ; bubbling jet ; mean velocity ; turbulence intensity ; laser Doppler velocimeter.

1. 緒言

現在、電気炉や転炉でのスクラップの溶解促進を目的としたガス吹込み操作が活発に行われている^{1)~6)}。しかし実機を用いて実験を行い、種々の条件下における溶解速度の詳細を知ることは実際上難しく、低融点のウッドメタルを用いたモデル実験による溶解速度の定量的評価が試みられている⁷⁾。溶解速度はおもにスクラップの周りの対流熱伝達によって律速されるが、ガス吹込みを伴う浴内の流れ場は一般に激しい乱流となっており⁸⁾、従来のように、対流熱伝達を平均流(循環流)のみの情報に基づいて予測することは大きな誤差の原因となる可能性をはらんでいる。すなわちスクラップの溶解挙動をより正確に予測するためには、気泡噴流部だけでなく浴内全体にわたる速度と乱れの情報が必要となる。

最近の数値計算法の進歩は著しいとはいえ、3方向の乱れ特性まで含めてガス吹込みを伴う浴内の流動特性を十分な精度で予測するまでには至っていない^{9)~12)}。前報¹³⁾ではおもに浴の中心部を上昇している気泡噴流部の流動特性に着目し、単相の自由噴流と比較して気泡の存在が平均流速や乱れ強さに及ぼす影響を明らかにしたが、浴内全体にわた

る特性については言及しなかった。そこで本研究では、2次元のレーザードップラー流速計(LDV)を用いてこれらの特性を実験的に求め、吹込みガス流量、浴深、浴径との関係を調べた。

2. 実験装置と測定方法

2・1 実験装置

Fig. 1 に実験装置の概要を示す。平均流と乱れの運動エネルギーに及ぼす吹込みガス流量 Q_g の影響を調べるための実験は、おもに内径 $D=20\text{cm}$ 、高さ $H=40\text{cm}$ の亚克力製透明円筒容器を用いて行った。この容器の底部の中心に内径 2mm の黄銅製単孔ノズルを取り付け、コンプレッサーと質量流量計を用いて所定の流量の空気を吹込んだ。液体にはフィルターを通した水道水を使用し、 $H_w=30\text{cm}$ の深さまで容器内に満たした。試験容器の周りには、LDV測定時の容器壁の屈折率の影響をできるだけ小さくするために、正方形断面の亚克力製水槽を設け、その間にも水道水を満たした。

円筒容器内の軸方向および半径方向の速度成分は2次元のLDVによって測定し、各方向の平均速度と乱れ成分を求

平成6年6月17日受付 平成6年11月4日受理 (Received on June 17, 1994; Accepted on Nov. 4, 1994)

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

* 2 大阪大学大学院生 (Graduate Student, Osaka University)

* 3 大阪大学工学部学生 (現; PIシステム) (Student, Faculty of Engineering, Osaka University, now with PI system.)

* 4 大阪大学工学部 (現; 住友金属工業(株)) (Faculty of Engineering, Osaka University, now Sumitomo Metal Industries, Ltd.)

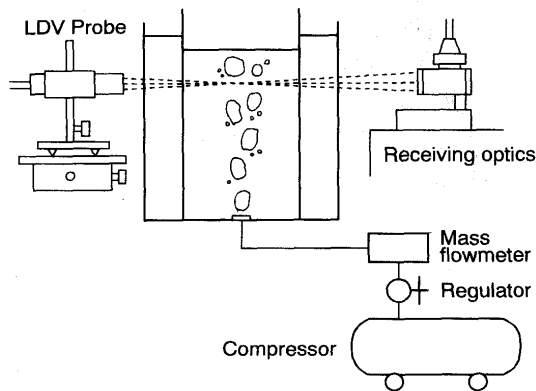


Fig. 1. Experimental apparatus.

めた。測定位置は軸方向に 5 cm 間隔、半径方向に 0.5 cm あるいは 1.0 cm 間隔とし、ガス流量は $Q_g = 40, 80, 120 \text{ cm}^3/\text{s}$ とした。座標の原点をノズル出口中央におき、軸方向座標を z 、半径方向座標を r 、周方向座標を θ 、それぞれの方向の速度成分を u, v, w で表している。

浴深の影響をみる場合にも、上と同じ寸法の容器を用い、浴深を $H_w = 15 \text{ cm}$ から 30 cm まで 5 cm 毎に変化させた。ただし浴深は気泡噴流の旋回の起こらない範囲に設定している。浴径の影響に関しては、 $D = 20 \text{ cm}$ の容器に加えて $D = 12.6 \text{ cm}$ と 30 cm の容器を用いて実験を行った。

2・2 測定方法

LDV を用いて得られた軸方向と半径方向の速度成分 u_i, v_i を平均値 \bar{u}, \bar{v} と乱れ成分 u_i', v_i' に分解する。

$$\bar{u} = \frac{\sum_{i=1}^{N_u} u_i}{N_u} \dots\dots\dots (1)$$

$$\bar{v} = \frac{\sum_{i=1}^{N_v} v_i}{N_v} \dots\dots\dots (2)$$

$$u_i' = u_i - \bar{u} \dots\dots\dots (3)$$

$$v_i' = v_i - \bar{v} \dots\dots\dots (4)$$

ここで N_u, N_v はサンプリング数である。サンプリング数は $30000 \sim 50000$ であり、統計的に十分な数を確保している。なお周方向の平均値 \bar{w} 、乱れ成分 w_i' も同じように定義される。

2・2・1 平均流の運動エネルギー

平均流の運動エネルギーは各測定点に対して次式で定義される。

$$k_m = (\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2)/2 \dots\dots\dots (5)$$

浴内には気泡噴流部も含まれているので、密度を乗じた厳密な運動エネルギーを求めるには、ガスホールドアップの分布も考慮する必要があり、解析が複雑になる。そこで、この問題を回避するために密度を乗じない値に着目している。ただし本実験条件下の浴内の平均的なガスホールドアップは約 2% 以下であり、特に問題はないと考えている。 k_m の浴内全体にわたる空間平均値 $k_{m,v}$ は次式で与えられる。

$$k_{m,v} = \int_V k_m dV / V \dots\dots\dots (6)$$

ここで V は浴の体積を表す。

本研究では気泡噴流の旋回のない場合を対象としているので、 $\bar{w} = 0$ とおくことができ、式(5)は次式となる。

$$k_m = (\bar{u}^2 + \bar{v}^2)/2 \dots\dots\dots (7)$$

なお $k_{m,v}$ を式(6)に基づいて求めるに際しては、まず各軸位置における \bar{u}^2, \bar{v}^2 の半径方向分布を断面平均した値 \bar{u}_c^2, \bar{v}_c^2 を求め、これらをさらに軸方向に平均して \bar{u}_v^2, \bar{v}_v^2 を計算した。 $k_{m,v}$ は最終的に次式で与えられる。

$$k_{m,v} = (\bar{u}_v^2 + \bar{v}_v^2)/2 \dots\dots\dots (8)$$

ここで添字 c と v はそれぞれ断面平均と空間平均を表す。

2・2・2 乱れの運動エネルギー

乱れの運動エネルギーは次式で定義される。

$$k_t = (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})/2 \dots\dots\dots (9)$$

前報¹³⁾と本論文とでは乱れ成分の表示法が異なっているが、前報¹³⁾で用いた記号 $u'_{rms}, v'_{rms}, w'_{rms}$ との間には $\overline{u'^2} = u'_{rms}{}^2, \overline{v'^2} = v'_{rms}{}^2, \overline{w'^2} = w'_{rms}{}^2$ の関係がある。著者らの以前の研究によれば、気泡噴流の旋回のない場合の半径方向と周方向の乱れ成分の大きさはほぼ等しい¹³⁾。したがって k_t は次のように表される。

$$k_t = (\overline{u'^2} + 2\overline{v'^2})/2 \dots\dots\dots (10)$$

この k_t を浴内全体にわたって空間平均した値 $k_{t,v}$ は、 $k_{m,v}$ の場合と同様な操作をほどこすことにより、次式で与えられる。

$$k_{t,v} = \int_V k_t dV / V = (\overline{u'^2}_v + 2\overline{v'^2}_v)/2 \dots\dots\dots (11)$$

3. 実験結果と考察

3・1 平均流と乱れの運動エネルギーに及ぼす吹込みガス流量の影響

3・1・1 平均流の運動エネルギー

Fig. 2, 3 に各軸位置における \bar{u} と \bar{v} の半径方向分布を $Q_g = 80 \text{ cm}^3/\text{s}$ の場合について示す。 \bar{u} は軸方向上向きを正、 \bar{v} は半径方向外向きを正としている。 \bar{u} の分布はノズルからの距離 z の増加とともに平坦になってゆく。すなわち上昇流領域の半径方向への広がりは z とともに大きくなる。 \bar{v} の値は \bar{u} に比べて非常に小さい。

Fig. 4, 5 に \bar{u}_c^2 と \bar{v}_c^2 の軸方向分布を 3 種類のガス流量について示す。図中の実線は測定値を滑らかに結んだ線である。 $Q_g = 120 \text{ cm}^3/\text{s}$ では、浴表面での波動が激しくなり、表面流の影響が顕著でなくなる。

Fig. 6 に $k_{m,v}, \bar{u}_v^2/2, \bar{v}_v^2/2$ の値をガス流量 Q_g に対して P

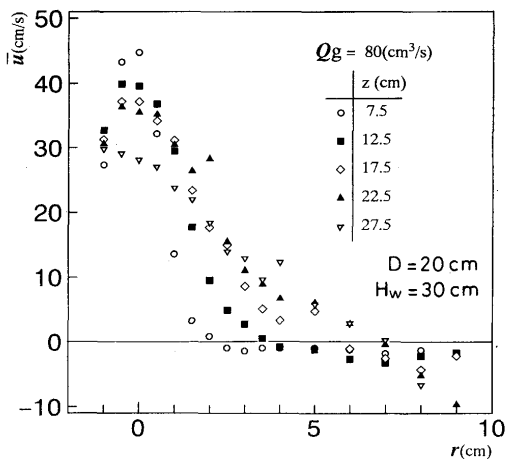


Fig. 2. Radial distributions of axial mean velocity \bar{u} for $Q_g=80\text{cm}^3/\text{s}$.

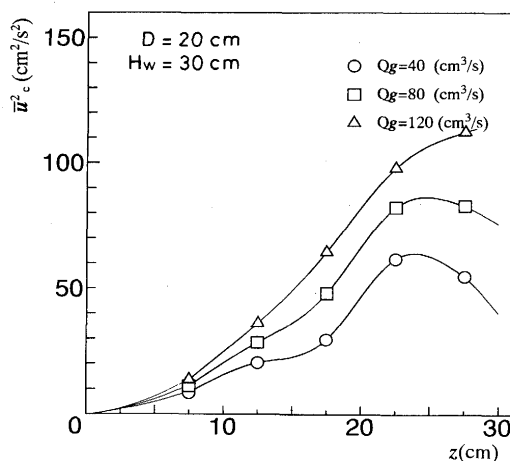


Fig. 4. Relation between the crosssectional mean value of \bar{u}^2 and axial distance z .

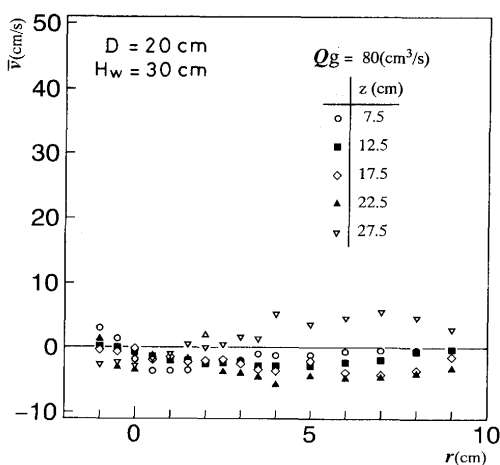


Fig. 3. Radial distributions of radial mean velocity \bar{v} for $Q_g=80\text{cm}^3/\text{s}$.

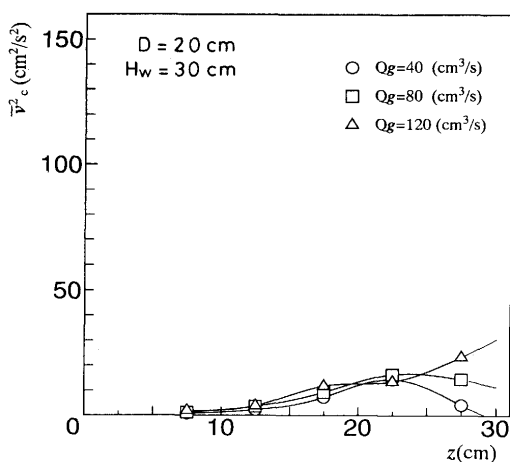


Fig. 5. Relation between the crosssectional mean value of \bar{v}^2 and axial distance z .

ロットした。図中の各実線は測定値をできるだけ滑らかに結んだ線であり、次式で与えられる。

$$k_{m,v} = 1.91Q_g^{0.60} \dots\dots\dots (12)$$

$$\bar{u}^2_v/2 = 1.66Q_g^{0.60} \dots\dots\dots (13)$$

$$\bar{v}^2_v/2 = 0.25Q_g^{0.60} \dots\dots\dots (14)$$

このように、平均流の運動エネルギーの浴内全体にわたる空間平均値 $k_{m,v}$ はガス流量の0.60乗に比例する。ただし半径方向の平均流の $k_{m,v}$ への寄与は非常に小さい。

3・1・2 乱れの運動エネルギー

ガス流量 $Q_g=80\text{cm}^3/\text{s}$ における \bar{u}^2 と \bar{v}^2 の半径方向分布をFig. 7, 8に示す。前に報告した実験結果¹³⁾と同様に、 \bar{u}^2 と \bar{v}^2 は側壁に近づくと互いによく似た値をとるようになる。

Fig. 9に $k_{t,v}$, $\bar{u}^2_v/2$, $\bar{v}^2_v/2$ の測定値をガス流量 Q_g に対して示す。図中の実線はそれぞれ次式で表される。

$$k_{t,v} = 1.85Q_g^{0.72} \dots\dots\dots (15)$$

$$\bar{u}^2_v/2 = 0.69Q_g^{0.72} \dots\dots\dots (16)$$

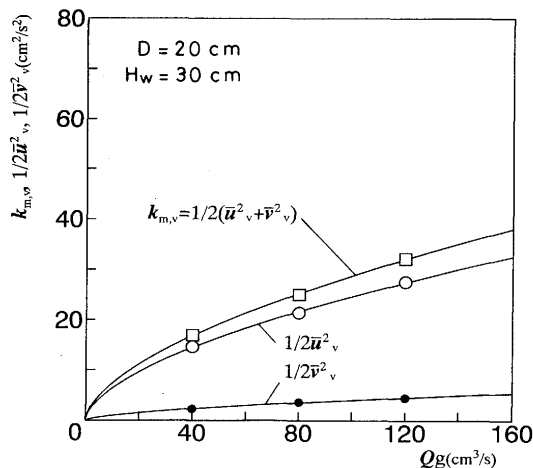


Fig. 6. Relation between $k_{m,v}$, $\bar{v}^2_v/2$, $\bar{u}^2_v/2$ and gas flow rate.

$$\bar{v}^2_v/2 = 0.58Q_g^{0.72} \dots\dots\dots (17)$$

これより、軸方向と半径方向の乱れのエネルギーの空間平均値の間に大きな差はないことが分る。

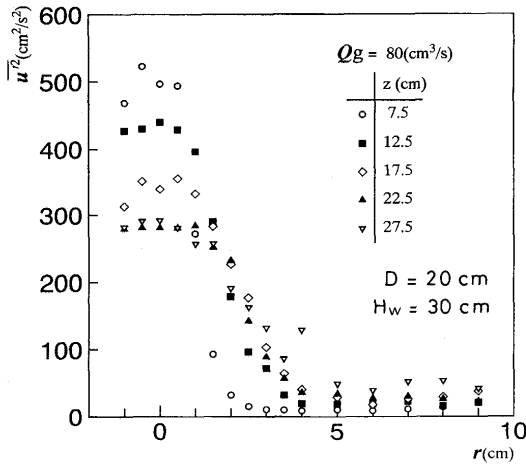


Fig. 7. Radial distributions of \bar{u}^2 for $Q_g=80\text{cm}^3/\text{s}$.

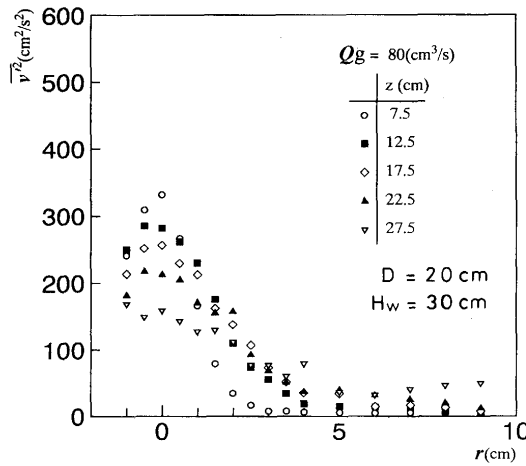


Fig. 8. Radial distributions of \bar{v}^2 for $Q_g=80\text{cm}^3/\text{s}$.

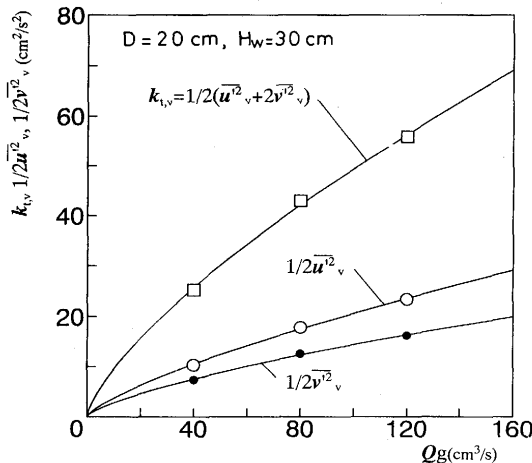


Fig. 9. Relation between $k_{t,v}, \bar{u}^2_v/2, \bar{v}^2_v/2$ and gas flow rate.

式(12)と(15)を比較すれば明らかなように、乱れの運動エネルギー $k_{t,v}$ のほうが、平均流の運動エネルギー $k_{m,v}$ よりもガス流量 Q_g への依存性が強い。すなわち、 Q_g が増加するにつれて、平均流の運動に費やされるエネルギーよりも乱

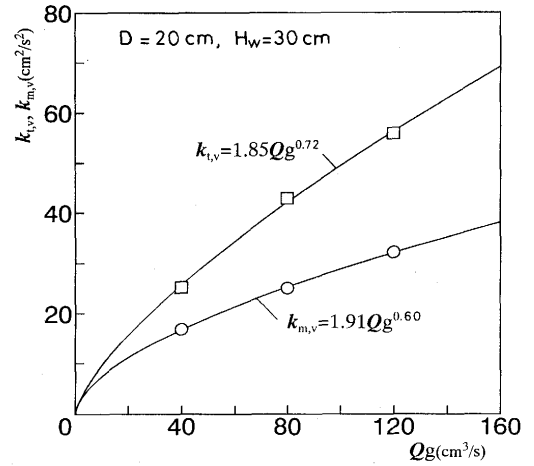


Fig.10. Comparison of the kinetic energy of mean flow with that of turbulence motion.

れの運動に費やされるエネルギーのほうが多くなる (Fig.10 参照)。

3.1.3 平均流速 $\bar{V}_{m,v}$

スクラップの溶解挙動を記述するためには、浴内全体にわたって平均した流速と乱れ強さが必要となる。本論文では、平均流速として次式で定義される $\bar{V}_{m,v}$ を提案した。

$$\bar{V}_{m,v} = (2k_{m,v})^{1/2} \dots\dots\dots (18)$$

式(12)と(18)から次式が得られる。

$$\bar{V}_{m,v} = 1.95Q_g^{0.30} \dots\dots\dots (19)$$

本実験条件下の $\bar{V}_{m,v}$ は約6cm/sから9cm/sの値をとる。

3.1.4 浴内全体にわたって空間平均した乱れ強さ Tu_v

浴内の平均的な乱れ強さ Tu_v を次式で定義する。

$$Tu_v = (k_{t,v}/k_{m,v})^{1/2} \dots\dots\dots (20)$$

なお前報¹³⁾で定義した乱れ強さは局所的な値であり、式(20)とは異なることに留意されたい。

式(20)に式(12)、(15)を代入することにより、次式が得られる。

$$Tu_v = 0.98Q_g^{0.06} \dots\dots\dots (21)$$

この式に $Q_g=40\sim 120\text{cm}^3/\text{s}$ を代入すれば $Tu_v=1.22\sim 1.31$ となり、本実験条件下の空間平均的な乱れ強さは1よりも大きくなる。

3.2 平均流と乱れの運動エネルギーに及ぼす浴深の影響

吹込みガス流量 Q_g が $41.4\text{cm}^3/\text{s}$ と $82.6\text{cm}^3/\text{s}$ の場合について、浴深を15, 20, 25, 30cmと変化させて $k_{m,v}$ と $k_{t,v}$ を測定した。吹込みガス流量の値が前節の値とわずかに異なっているのは、別の目的も兼ねた実験を行ったためであり、特に意味はない。

代表例として $Q_g=41.4\text{cm}^3/\text{s}$ の場合の $\bar{u}^2_c, \bar{v}^2_c, \bar{u}^2_c, \bar{v}^2_c$ の軸方向分布をFig.11-14に示す。浴深 H_w が変化しても、そ

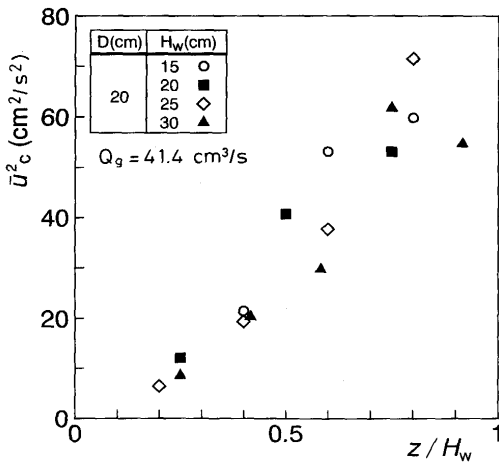


Fig.11. Axial distributions of \bar{u}_c^2 for different bath depths for $Q_g = 41.4 \text{ cm}^3/\text{s}$.

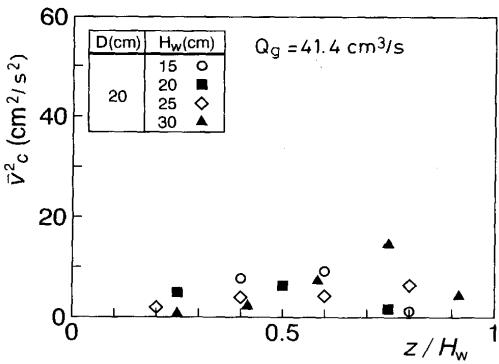


Fig.12. Axial distributions of \bar{v}_c^2 for different bath depths for $Q_g = 41.4 \text{ cm}^3/\text{s}$.

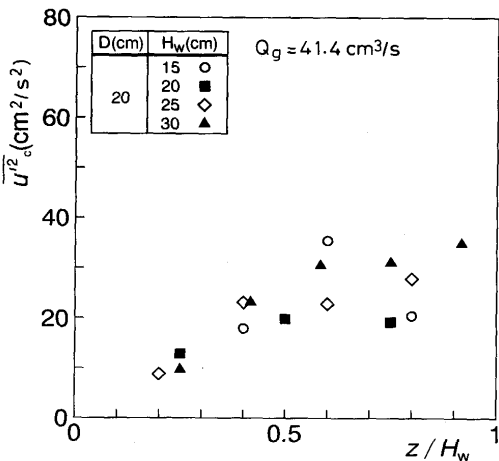


Fig.13. Axial distributions of \bar{w}_c^2 for different bath depths for $Q_g = 41.4 \text{ cm}^3/\text{s}$.

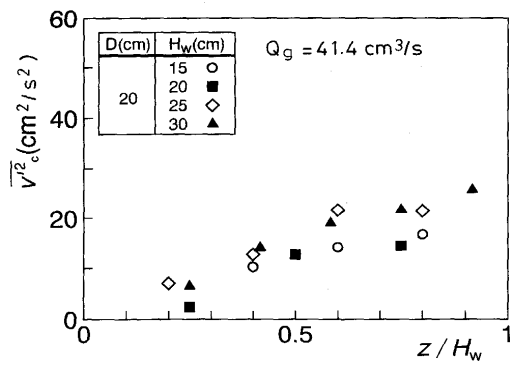


Fig.14. Axial distributions of \bar{v}_c^2 for different bath depths for $Q_g = 41.4 \text{ cm}^3/\text{s}$.

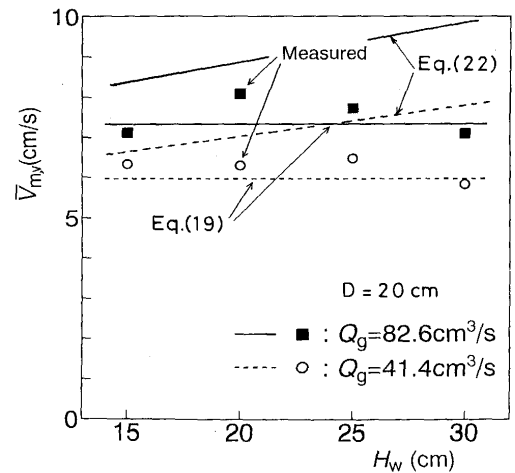


Fig.15. Relation between spatial mean velocity $\bar{V}_{m,v}$ and bath depth.

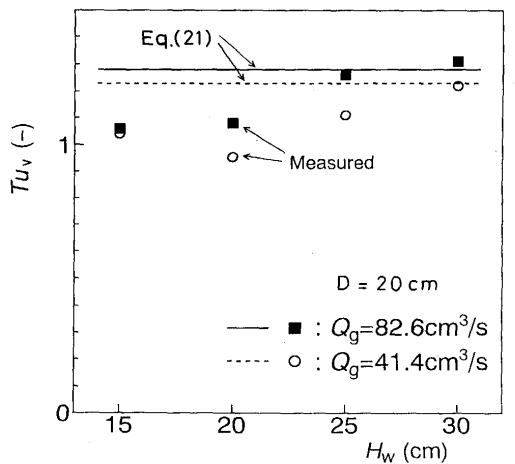


Fig.16. Relation between spatial mean turbulence intensity Tu_v and bath depth.

それぞれの軸方向分布は比較的相似な形をしている。 $Q_g = 82.6 \text{ cm}^3/\text{s}$ の場合についてもこの場合と同様な結果が得られた。

Fig.15に空間平均流速 $\bar{V}_{m,v}$ を浴深 H_w に対して示す。いずれのガス流量についても浴深 H_w の $\bar{V}_{m,v}$ に及ぼす影響はほとんどみられない。MazumdarとGuthrieは $\bar{V}_{m,v}$ に対して次式を提案している¹⁴⁾。

$$\bar{V}_{m,v} = 0.8 Q_g^{1/3} H_w^{1/4} R^{-7/12} \dots\dots\dots (22)$$

ここで $\bar{V}_{m,v}$ はm/s, Q_g は m^3/s , H_w はm, 容器の半径Rはmをそれぞれ単位としている。式(22)の計算結果をFig.15に示した。式(22)は測定値を満足ゆく程度に近似できるが、 H_w への依存性は本実験結果と異なっている。一方、Fig.16に示

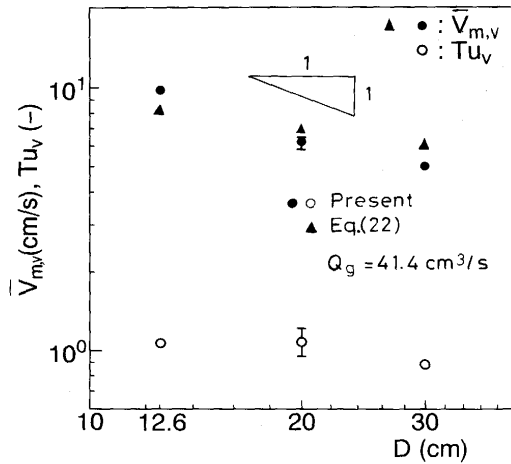


Fig.17. Change in $\bar{V}_{m,v}$ and Tu_v with bath diameter.

すように、乱れ強さ Tu_v は浴深が大きいほどやや大きくなる。この場合の比較の対象となる報告はみあたらない。

吹込みガスの浮力によって浴内へ与えられる仕事率 W は本実験の場合、近似的に次式で表される。

$$W = (\rho_L - \rho_g) g Q_g H_w \quad (23)$$

すなわち W は浴深に比例することから、浴径 D が等しいとき、単位体積当りの仕事率は浴深に依存しなくなり、 $\bar{V}_{m,v}$ が浴深 H_w の影響をほとんど受けないという上記実験結果が得られたものと考えられる。

3・3 平均流と乱れの運動エネルギーに及ぼす浴径の影響

内径 $D=20\text{cm}$ の他に 12.6cm と 30cm の容器を用い、 $Q_g = 41.4\text{cm}^3/\text{s}$ として浴径 D が各運動エネルギーに及ぼす影響を調べた。ただし $D=12.6\text{cm}$ の場合の浴深は 23.3cm 、 $D=30\text{cm}$ の場合のそれは $H_w = 30\text{cm}$ である。

Fig.17 に $\bar{V}_{m,v}$ ならびに Tu_v と浴径 D との関係が $Q_g = 41.4\text{cm}^3/\text{s}$ の場合について示す。 $\bar{V}_{m,v}$ は近似的に D に逆比例する。本測定値の浴径 D への依存性は Mazumdar と Guthrie の式とはやや異なっている。なお、乱れ強さ Tu_v の容器径依存度は $\bar{V}_{m,v}$ に比べてかなり弱い。これは乱れの生成が気泡噴流部だけでなく、浴表面や側壁でも起こることによるものと考えられる。 $\bar{V}_{m,v}$ と Tu_v に対する一般的な実験式の導出は今後の課題としたい。

本実験で用いた LDV の光学系の焦点距離の制約から直径 D をさらに大きく変えて実験を行うことはできなかった。この種の実験は多大な時間を必要とし、例えば Fig.17 の $\bar{V}_{m,v}$ の測定値を一点求めるに際して、連続的に実験を行っても、測定だけで 2 週間以上かかる。信頼性の高い数値計算法を確立し、浴径を始めとする他のパラメーターの影響を明らかにすることが望まれる。

4. 結言

ガスの底吹きによって誘起される円筒容器内の平均流と乱れの運動エネルギーの関係を LDV を用いて実験的に調べ、ガス流量 Q_g 、浴深 H_w 、浴径 D との関係を明らかにした。おもな成果をまとめると以下ようになる。

(1) 浴径 $D=20\text{cm}$ 、浴深 $H_w=30\text{cm}$ 、ガス流量 $Q_g = 40 \sim 120\text{cm}^3/\text{s}$ の実験範囲における平均流の運動エネルギー $k_{m,v}$ と乱れの運動エネルギー $k_{t,v}$ は次式で与えられる。

$$k_{m,v} = 1.91 Q_g^{0.60} \quad (12)$$

$$k_{t,v} = 1.85 Q_g^{0.72} \quad (15)$$

これより、浴内全体にわたって平均した流速 $\bar{V}_{m,v}$ と乱れ強さ Tu_v は次式で近似できる。

$$\bar{V}_{m,v} = (2k_{m,v})^{1/2} = 1.95 Q_g^{0.30} \quad (18)$$

$$Tu_v = (k_{t,v}/k_{m,v})^{1/2} = 0.98 Q_g^{0.06} \quad (21)$$

本実験下の Tu_v は 1 以上あり、投入されたエネルギーは平均流よりも乱流運動のほうにより多く費やされる。

(2) 内径 $D=20\text{cm}$ の容器を用い、浴深を旋回の起こらない範囲で 15cm から 30cm まで変化させて実験を行ったところ、平均流の運動エネルギー $k_{m,v}$ 、したがってまた平均流速 $\bar{V}_{m,v}$ に及ぼす浴深の影響は無視できることが分った。乱れ強さ Tu_v は Fig.16 に示すように浴深の増加とともにわずかに大きくなる。

(3) 容器の内径が 12.6cm から 30cm までの範囲において、平均流速 $\bar{V}_{m,v}$ は D にはほぼ逆比例する。しかし乱れ強さ Tu_v の浴径依存性は Fig.17 に示すように、 $\bar{V}_{m,v}$ よりも弱い。

文 献

- 1) 古寺 実, 杉本卓也, 井上雅則, 木村龍巳, 堀田隆司: 材料とプロセス, 6 (1993), p.996
- 2) 野村和弘, 西村 司, 大津賀伝次郎: 材料とプロセス, 6 (1993), p.1000
- 3) 梅沢一誠: 鉄と鋼, 78 (1992), p.520
- 4) 川上正博, 三田地紘史, 金正湜: 材料とプロセス, 5 (1992), p.15
- 5) 菊池一郎, 水上秀昭, 松野英寿, 狛谷昌紀, 加藤規泰, 岩崎克博: 材料とプロセス, 6 (1993), p.1016
- 6) 亀井浩一, 嶋 宏, 松本 望, 南 昭喜, 延本 昭, 大貫一雄, 梅沢一誠: 材料とプロセス, 7 (1994), p.28
- 7) 宮部修一, 工藤一郎, 矢崎 尚, 磯部浩一: 材料とプロセス, 3 (1990), p.1140
- 8) 井口 学, 山本富士夫, 植村知正, 森田善一郎: 混相流, 6 (1992), p.54
- 9) 別所永康, 谷口尚司, 菊池 淳: 鉄と鋼, 71 (1985), p.1117
- 10) 沢田郁夫, 谷 雅弘, J.Szekely, O.J.Ilegbusi: 鉄と鋼, 77 (1991), p.1234
- 11) Y. Sahai and G.R.St.Pierre: Advances in Transport Processes in Metallurgical Systems, Amsterdam, (1992), [Elsevier.]
- 12) O.J.Ilegbusi, J.Szekely, M.Iguchi, H.Takeuchi and Z.Morita: ISIJ Int., 33 (1993), p.474
- 13) 井口 学, 竹内博明, 森田善一郎: 鉄と鋼, 76 (1990), p.699
- 14) D.Mazumdar and R.L.L.Guthrie: Steel Research, 64 (1993), p.286