

# 底吹き円筒浴内の輸送現象に及ぼす 気泡噴流の旋回の影響

井口 学\*・細原 聖司\*<sup>2</sup>・近藤 恒夫\*<sup>3</sup>・伊藤 陽一\*<sup>2</sup>・森田 善一郎\*

Effects of the Swirl Motion of Bubbling Jet on the Transport Phenomena in a Bottom Blown Bath  
Manabu IGUCHI, Seiji HOSOHARA, Tsuneo KONDOH, Yohichi ITOH and Zen-ichiro MORITA

**Synopsis :** A bubbling jet in a cylindrical bath subject to centric bottom gas injection rotated around the vessel axis under a certain blowing condition. There exist two kinds of swirl motions : one is closely related to the so-called sloshing and the other is induced by hydrodynamic instability of a large scale ring vortex enclosing the bubbling jet.

Conditions describing the occurrence and cessation of the swirl motions have been studied by many researchers. However, the bubble characteristics, liquid flow characteristics, mass transfer from a solid body immersed in the bath, and mixing time of the bath have not been clarified under swirl motions. This study was made to investigate the effects of the swirl motions on the above mentioned transport phenomena using a high-speed video camera, an electro-resistivity probe, a laser Doppler velocimeter, an electrochemical sensor, and an electric conductivity probe. In order to stop the swirl motion, a cylindrical pipe was brought into contact with the bath surface. The swirl motion was found to enhance the mass transfer coefficient and reduce the mixing time significantly. This fact allows us to develop new metallurgical processes using swirl motion. It should be kept in mind, however, that the erosion of vessel wall also is enhanced by swirl motion.

**Key words :** steelmaking ; injection ; swirl motion ; gas holdup ; fluid flow velocity ; mass transfer ; mixing time.

## 1. 緒言

前報では底吹き円筒浴内気泡噴流の旋回現象を2種類に大別し、便宜的に第1種および第2種旋回と名付けた<sup>1)</sup>。第1種旋回は容器を外部から加振したときの液体の揺動すなわちスロッシングに関連した現象であり、第2種旋回は上昇気泡噴流を取り巻く循環領域に現れるリング渦の流体力学的不安定に起因する現象である。これら2種類の旋回が始まる浴深、旋回周期、旋回の止む浴深などについては吹き込み条件に関連づけて明らかにされつつある<sup>1)2)</sup>。しかしながら、旋回が浴内の流動特性や混合特性などの輸送現象に及ぼす影響の定量的評価はほとんどなされていない<sup>3)</sup>。

本研究では浴深と浴径の比がおよそ1までのところで現れる第1種旋回に着目し、電気探針法を用いて旋回時の気泡の分散状態を調べ、高速ビデオカメラによる気泡噴流の観察結果と比較した。また、レーザードップラー流速計(LDV)による容器内の液体の流速測定とともに旋回が均一混合時間や固-液間の物質移動におよぼす影響を調べた。

## 2. 実験装置および方法

電気探針法による気泡特性、LDVによる液体の流動特性、電気化学的方法による固-液間物質移動係数の測定法については前報<sup>4)~7)</sup>に詳しいので、ここでは均一混合時間の実験装置と測定法について述べる。

浴内の均一混合時間は、トレーサー投入後の容器内の液体の電気伝導度の時間的変化を測定する方法を採用して求めた<sup>8)</sup>。実験装置の概要をFig. 1に示す。液体としてイオン交換水を用い、トレーサーとして1 kmol/m<sup>3</sup>のKCl水溶液をイオン交換水1000cm<sup>3</sup>に対して1 cm<sup>3</sup>の割合で添加した。容器は内径D=200mmの亚克力製で、容器底の中央に設置した単孔ノズルの内径d<sub>n</sub>は2 mmである。吹き込み空気流量Q<sub>a</sub>は120cm<sup>3</sup>/sとした。

電気伝導度はFig. 2に示すセンサー(時定数は0.25s)で測定し、その時間変化をペンレコーダーで記録した。均一混合時間T<sub>m</sub>の評価に際しては過去に様々な基準が採られている<sup>9)~14)</sup>。本研究においては完全混合後のトレーサー濃度を1としたとき、測定されたトレーサー濃度の変動が $\pm 0.05$ 以

平成4年10月21日受付 平成5年5月14日受理 (Received on Oct. 21, 1992; Accepted on May 14, 1993)

\* 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 (現: 川崎製鉄(株)) (Graduate School, Osaka University, now Kawasaki Steel Corp.)

\* 3 大阪大学大学院 (現: 住友金属工業(株)) (Graduate School, Osaka University, now Sumitomo Metal Industries, Ltd.)

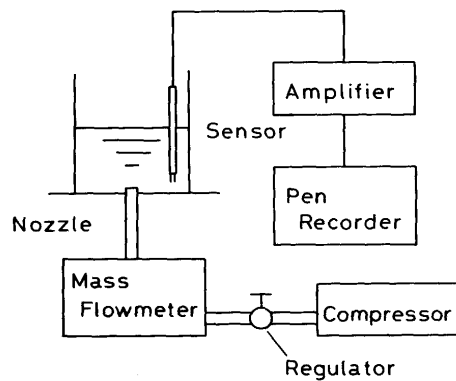


Fig. 1. Experimental apparatus for measuring mixing time.

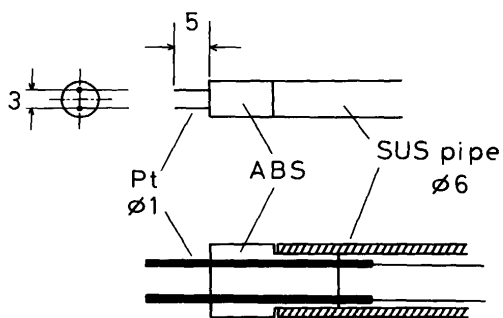


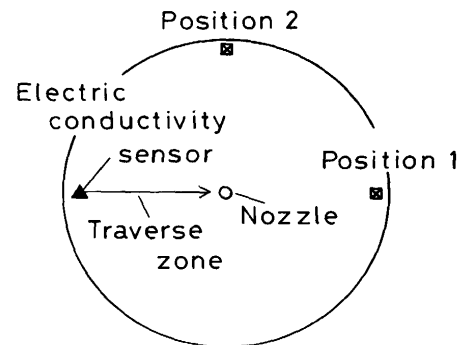
Fig. 2. Electric conductivity probe.

内になるまでに要する時間を $T_m$ と定義した。この敷居値は鉄鋼関連の研究では比較的よく用いられている<sup>11)~14)</sup>。

Mietzら<sup>14)</sup>は本実験とは吹き込み条件は異なるが、トレーサー添加位置およびセンサーの設置位置によって均一混合時間が大きく異なると報告している。このことはMurthyら<sup>15)</sup>の指摘しているように、センサーの形状寸法や測定機器の応答性などに依存している可能性が考えられる。そこで、本研究でも予めトレーサー添加位置およびセンサー設置位置の影響について調べた。

トレーサー添加位置はFig. 3に示すように、センサー設置位置と反対側の容器側壁近傍 (Position 1) およびセンサー設置位置と容器中心に対して90°の位置の容器側壁近傍 (Position 2) におけるそれぞれ浴表面および容器底部とした。浴表面から添加するときは直径28mmのガラス製の容器を用い、所定量を瞬時に添加した。一方、容器の底部から添加するときには注射器を用いたため、トレーサー添加に約1.5sかかった。センサー設置位置は $z=0\text{mm}$ ,  $r=90\text{mm}$ および $z=50\text{mm}$ ,  $r=90\text{mm}$ の2箇所とした。

まず、浴深を80mmに固定し、浴内の $z=0, 10, 20, 30, 40, 50\text{mm}$ の各断面において $r=10\text{mm}$ から90mmまで10mm間隔の測定位置において、 $Q_a=120\text{cm}^3/\text{s}$ のもとで均一混合時間を測定した。あとで述べるように、トレーサー添加位置の均一混合時間への影響はほとんどみられなかったため、Position 1の浴表面から添加した。



Tracer: 1N KCl aq.

Fig. 3. Tracer charge positions and measurement positions of  $T_m$ .

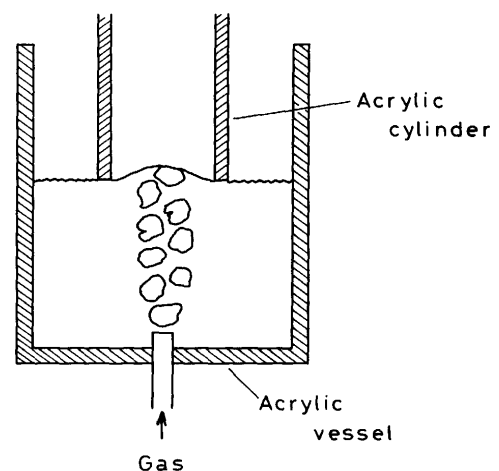


Fig. 4. Experimental apparatus equipped with a swirl motion stopper.

つぎに、均一混合時間に対する浴深 $H_L$ の影響をみるため、 $H_L=40\sim240\text{mm}$ と変化させた。電気伝導度センサーは $z=10\text{mm}$ ,  $r=90\text{mm}$ の位置に設置し、トレーサーはPosition 1の浴表面から添加した。

なお、旋回の有無による均一混合時間と物質移動係数の変化を調べるため、Fig. 4のように、内径79mm, 外径85mmの亚克力製円筒を静水時の液表面に接触させて旋回を抑えた場合の実験も行った。このような円筒を用いる方法に実操業でC.A.S.と呼ばれるものがある。

### 3. 実験結果および考察

#### 3・1 第1種旋回時の気泡噴流の半径方向変位

第1種旋回のうち $H_L/D \leq 0.3$ の浅水波領域における気泡噴流の半径方向変位は小さく定量化が難しいため、 $H_{L,1,r}/D \geq H_L/D \geq 0.3$ の深水波領域における半径方向変位に着目した。ここで $H_{L,1,r}$ は第1種旋回の止む浴深である<sup>1)</sup>。

高速度ビデオカメラで撮影した旋回時の気泡噴流の軌跡を模式的に示すとFig. 5のようになる。ノズル出口近傍では、

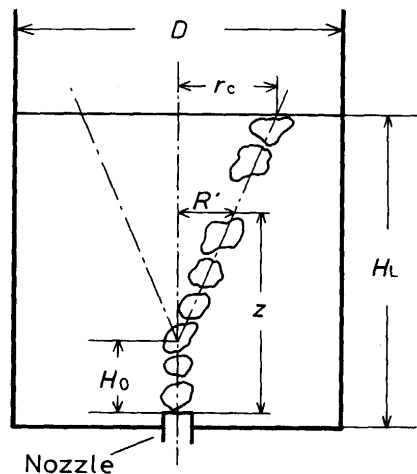


Fig. 5. Radial displacement of bubbling jet during swirl motion.

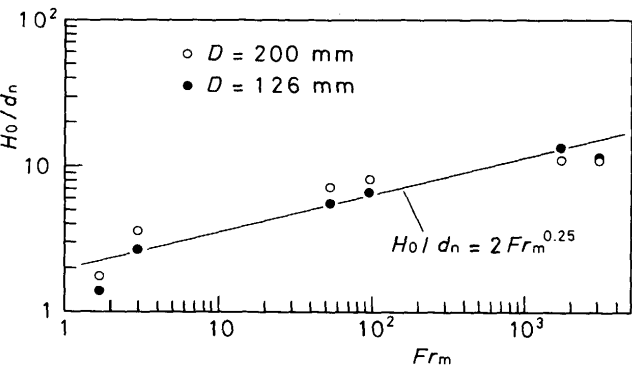


Fig. 6. Relation between  $H_0/d_n$  and modified Froude number  $Fr_m$ .

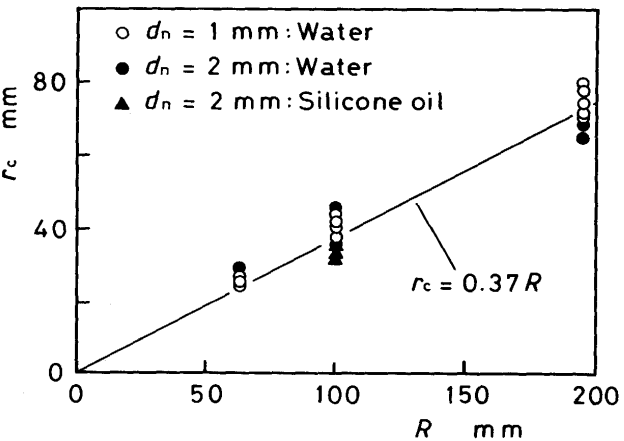


Fig. 7. Radial displacement of bubbling jet on the bath surface.

気泡噴流は吹き込まれたガスの慣性力によってほぼ真上に上昇するが、慣性力の効果が小さくなるにつれて中心からずれて旋回を始めるようになる。また、半径方向への変位は軸方向距離( $z-H_0$ )とともにほぼ直線的に増加する。そこで、石橋らが気泡噴流の水平到達距離の研究<sup>16)</sup>で用いた整理法と同様に、Fig. 5で定義した $H_0$ を気泡に働く慣性力と浮

力の比である修正フルード数 $Fr_m$ の関数として整理し、Fig. 6に示した。図中の実線は実験式であり、次式で与えられる。

$$H_0/d_n = 2 Fr_m^{0.25} \dots\dots\dots (1)$$

$$Fr_m = \rho_a Q_a^2 / \rho_L g d_n^5 \dots\dots\dots (2)$$

ここで $\rho_a$ は空気密度、 $\rho_L$ は液体の密度、 $g$ は重力の加速度である。

深水波領域における気泡噴流の施回時の液表面での半径方向変位 $r_c$ は浴深 $H_L$ 、ノズル径 $d_n$ 、空気流量 $Q_a$ にほとんど依存せず、Fig. 7に示すように容器内径 $D (= 2R)$ のみの関数となり、 $\pm 25\%$ の偏差で次式が成り立つ。

$$r_c = 0.37 R \dots\dots\dots (3)$$

3・2 電気探針法による気泡特性の測定結果

各軸位置におけるガスホールドアップ $\alpha$ の半径方向分布をFig. 8に示す。式(1)と(3)から気泡噴流の中心の施回半径 $R'$ を計算すると、 $z=30, 50\text{mm}$ のときそれぞれ $R'=10.8, 22.0\text{mm}$ となる。各軸位置において $\alpha$ が最大値をとる半径位置はこれらの値にほぼ一致している。

施回時の $\alpha$ の半径方向分布を推算し、測定値との比較を試みる。施回が起こらず気泡が真上に上昇する場合の気泡噴流はノズル出口から順次、運動量支配領域、遷移領域、浮力領域、表面流領域に分類でき、遷移領域では $\alpha$ の中心軸上の値 $\alpha_{cl}$ は約10%になる<sup>4)</sup>。

ノズルのごく近傍( $50\% \leq \alpha_{cl} \leq 100\%$ )と浴表面近傍を除けば、 $\alpha$ は正規分布で表される。

$$\alpha = \alpha_{cl} \cdot \exp[-\ln 2 \cdot r^2 / b_a^2] \dots\dots\dots (4)$$

ここで $\alpha_{cl}$ と $b_a$ は運動量支配領域においては次式<sup>5)</sup>

$$\alpha_{cl} = 50 (z/z_0)^{-2n} \dots\dots\dots (5)$$

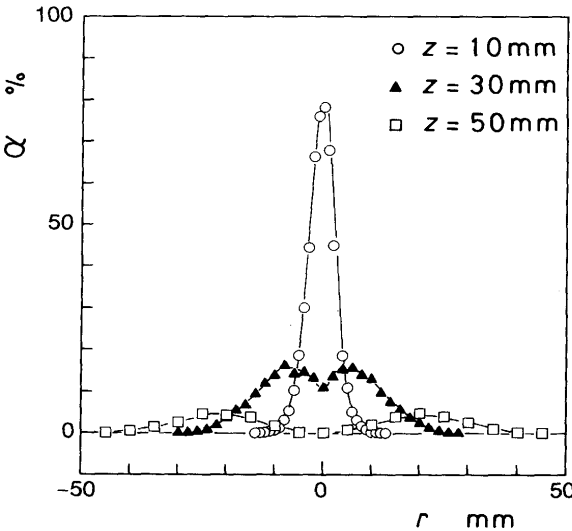


Fig. 8. Radial distribution of gas holdup  $\alpha$ .  
 $Q_a = 120 \text{ cm}^3/\text{s}$ ,  $D = 200 \text{ mm}$ ,  $H_L = 80 \text{ mm}$ ,  $d_n = 2 \text{ mm}$

$$b_a = b_a(z_0) \cdot (z/z_0)^n \quad (6)$$

$$z_0 = 5.0 \cdot d_n Fr_m^{0.30} \quad (7)$$

$$b_a(z_0) = 0.42 (Q_a^2/g)^{1/5} \quad (8)$$

$$n = 0.0338 \cdot \log Fr_m + 0.505 \quad (1 < Fr_m \leq 6.07 \times 10^4) \quad (9)$$

浮力領域においては次式で近似できる<sup>6)</sup>。

$$\alpha_{cl} = 23 \exp[-1.5z/z_5] \quad (10)$$

$$b_a = 0.47 \cdot b_a(z_5) \cdot \exp[0.75z/z_5] \quad (11)$$

$$z_5 = 17 (Q_a^2/g)^{1/5} \quad (12)$$

$$b_a(z_5) = 1.6 (Q_a^2/g)^{1/5} \quad (13)$$

Fig. 8 のキャプションに示した $Q_a$ などの諸量を式(7), (9)に代入して $z_0$ と $n$ を求め、これらを式(5)に代入して $\alpha_{cl}=10\%$ となる軸位置を計算すると $z=138\text{mm}$ となる。一方、浮力領域の式(12)を用いて $z_5$ を求め、式(10)から $\alpha_{cl}=10\%$ となる軸位置を計算すると $z=161\text{mm}$ となる。すなわち遷移領域は $z=138\sim 161\text{mm}$ となり、浴深は $80\text{mm}$ であるから、以下運動量支配領域に対する式を用いる。

軸位置 $z=z$ における気泡噴流の中心がFig. 9に示すように半径 $R'$ で旋回しているとき、旋回半径 $R'$ は式(1), (3)から次式で与えられる。

$$R' = (z - H_0) \cdot r_c / (H_L - H_0), \quad z \geq H_0 \quad (14)$$

ノズル出口から気泡噴流の中心を通過して軸位置 $z=z$ に至るまでの距離 $z'$ は次式で表される。

$$z' = H_0 + [R'^2 + (z - H_0)^2]^{1/2} \quad (15)$$

ここで $z=z$ における旋回中の気泡噴流の中心の $\alpha$ の値が、旋回が起こらない場合の軸位置 $z=z'$ における $\alpha$ の中心軸上値と等しく、中心軸まわりの気泡の分散状態も等しいと仮定する。図中の半径 $x$ が $R'$ に比べて非常に小さいとき、気泡噴流を半径 $(R'+a)$ の円で切った切り口は近似的に直線とみなせる。このとき旋回時のガスホールドアップ $\alpha(z=z)$ は気泡が真上に上がっている場合の $\alpha(z=z')$ を用いて

$$\alpha(z=z) = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(z=z') dy / [2\pi(R'+a)] \quad (16)$$

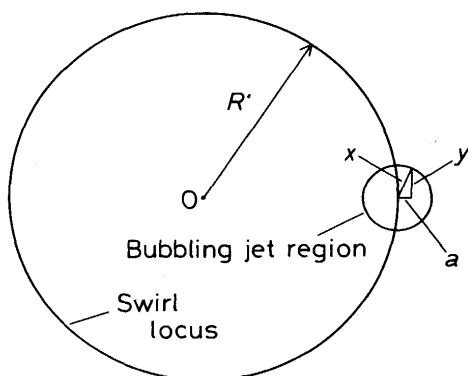


Fig. 9. Locus of bubbling jet during swirl motion.

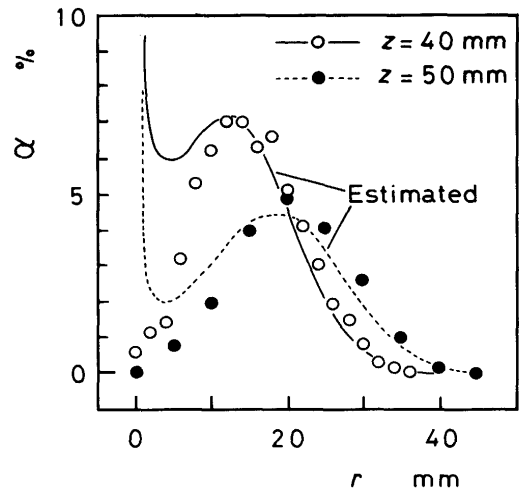


Fig. 10. Comparison of estimated with measured values of gas holdup.

$Q_a = 120 \text{ cm}^3/\text{s}$ ,  $D = 200 \text{ mm}$ ,  $H_L = 80 \text{ mm}$ ,  $d_n = 2 \text{ mm}$

と表せる。ここで $a$ は気泡噴流の中心からの距離であり、 $\alpha$ は正規分布に従うので

$$\alpha(z=z') = \alpha_{cl} \cdot \exp[-\ln 2 \cdot x^2/b_a^2] \quad (17)$$

と表される。ここで $x^2 = y^2 + a^2$ であるから

$$\alpha(z=z') = \alpha_{cl} \cdot \exp[-c^2 a^2] \cdot \exp[-c^2 y^2] \quad (18)$$

となる。なお $c = (\ln 2)^{1/2}/b_a$ である。また、

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp[-\beta^2 \cdot \xi^2] d\xi = \pi^{1/2}/\beta \quad (19)$$

の公式を利用すると旋回時のガスホールドアップの分布は

$$\alpha(z=z) = \alpha_{cl} \cdot \exp[-c^2 a^2] / [2c\pi^{1/2}(R'+a)] \quad (20)$$

となる。式(5)~(9)を用いて $z=z'$ における $\alpha_{cl}$ ,  $b_a$ などの値を求め、式(20)に代入して、 $z=40, 50\text{mm}$ における旋回時の $\alpha$ を計算し、Fig.10に示す。図中の実線および破線が推算値、○印と●印が測定値である。容器の中心軸近傍を除いて本推算法で十分よく近似できる。なお、容器の中心軸近傍で推算値と測定値が一致しないのは、気泡噴流を半径 $(R'+a)$ の円で切った切り口が直線とみなせず曲線となるためである。すなわち式(20)で、 $a \rightarrow -R'$ のとき $\alpha(z=z) \rightarrow \infty$ となり発散する。

### 3.3 レーザードップラー流速計(LDV)による浴内の流速測定

Fig.11に軸方向、半径方向、周方向の平均速度 $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$ ,  $\bar{w}$ を示す。図中の破線は気泡噴流の外縁を表す。これよりも内側の半径位置では気泡が存在し、LDVの速度信号にはホールド信号と気泡表面の速度信号も含まれる。ここではホールド信号は解析から除いているが、気泡表面の速度信号の除去は行っていない。なおホールド信号とはレーザービームの交叉点すなわち測定点を散乱粒子が通過しなかったり、

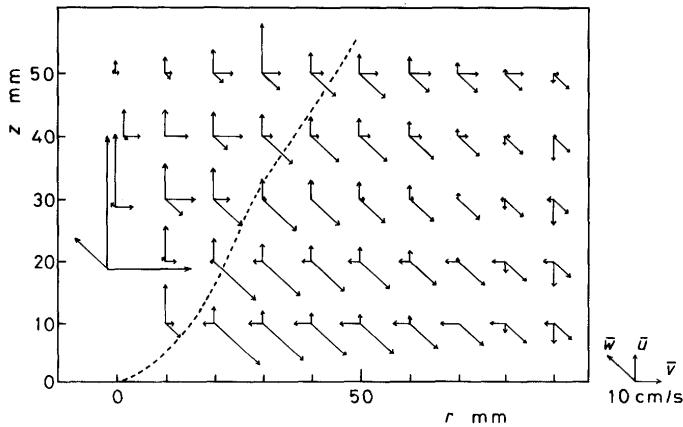


Fig. 11. Mean values of three velocity components.  
 $Q_a=120\text{cm}^3/\text{s}$ ,  $D=200\text{mm}$ ,  $H_L=80\text{mm}$ ,  $d_n=2\text{mm}$ ,  
----: outer edge of bubbling jet

気泡がレーザービームを横切って測定点が形成されないときに現われる信号である。また気泡表面の速度信号とは測定点を気泡表面が通過したとき得られる信号である。

予備実験によれば、散乱粒子に起因する速度信号に比べて気泡に起因する速度信号の数はほぼ2桁少なく、平均速度と乱れのrms値に及ぼす影響は無視できる。軸方向の平均速度 $\bar{u}$ をみると軸位置 $z=50\text{mm}$ ではピークをとる半径位置が容器の中心から明らかにずれている。これは気泡噴流が容器の中心からずれて旋回するため、気泡によって誘起される上昇流の中心も容器中心からずれるためである。

周方向の平均速度 $\bar{w}$ は各軸位置で気泡の旋回の向きと逆方向を向いている。

$\bar{u}$ と $\bar{w}$ の合成ベクトルを作ると、中心軸近傍で上向き、容器側壁近くでは下向きとなり、浴内の鉛直面内の循環流の存在が分かる。周方向速度 $\bar{w}$ は $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$ とほぼ同程度であり、またここには示していないが、3方向の乱れのrms値は平均速度と同程度あるいはそれ以上の大きさとなり、浴内の液体は旋回のない場合と比較して激しく攪拌されることを示唆している。

### 3・4 固-液間物質移動におよぼす旋回の影響

まず、試験平板電極を半径方向に設置したもの (Type A) と周方向に設置したもの (Type B) によって物質移動係数 $k_L$ が異なるかどうかを調べたが、いずれの測定位置においても $k_L$ は試験電極平板の向きによらないことが分かった。そこで以後の実験は試験電極の向きをType Aとして行った。

Fig.12, 13に代表的な軸位置における物質移動係数 $k_L$ の半径方向分布を示す。図中の●印は旋回が起きている場合の結果であり、○印は液表面に円筒を接触させて旋回を抑えた場合の結果 (C.A.S.と略記) である。第1種旋回現象は先に述べたように液面の波動現象に起因しているが、円筒を液面に接触させることにより確かに液面の揺動が抑えられ、旋回は起こらなかった。旋回が起きている場合には静止浴深に対して上下方向に $\pm 20\text{mm}$ 程度の液面の揺れがあった

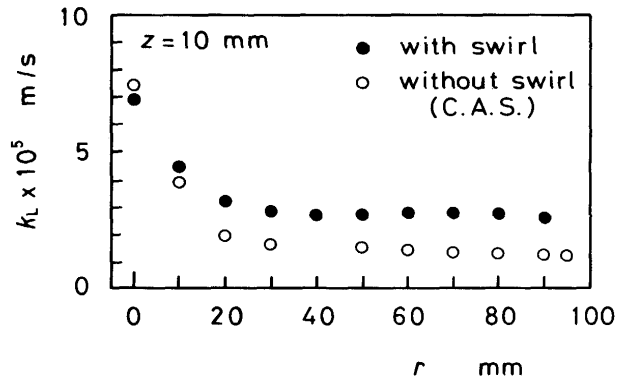


Fig. 12. Mass transfer coefficient data with and without swirl motion.  
 $Q_a=120\text{cm}^3/\text{s}$ ,  $D=200\text{mm}$ ,  $H_L=80\text{mm}$ ,  $d_n=2\text{mm}$ ,  
 $z=10\text{mm}$  (In this case  $N_z$  is injected)

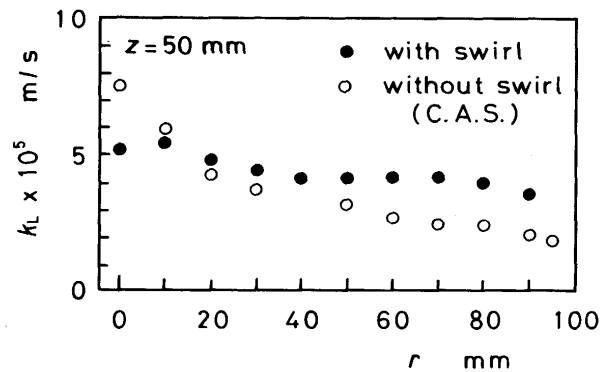


Fig. 13. Mass transfer coefficient data with and without swirl motion.  
 $Q_a=120\text{cm}^3/\text{s}$ ,  $D=200\text{mm}$ ,  $H_L=80\text{mm}$ ,  $d_n=2\text{mm}$ ,  
 $z=50\text{mm}$  (In this case  $N_z$  is injected)

が、円筒を液面に接触させて旋回を抑えると液面の揺れは最大でも $\pm 2.5\text{mm}$ と非常に小さくなった。旋回時の液面の揺れは周期、振幅ともに一定であり、周期はスロッシングの周期にほぼ一致した。

旋回が起きている場合 (●印) の $z=10\sim 30\text{mm}$ では中心軸上の物質移動係数 $k_L$ が最も大きく、中心から離れるにしたがって急激に減少しているが、 $z=50\text{mm}$ では中心から離れた位置にピークをもち、中心軸上の $k_L$ の値は比較的小さくなっている。一方、旋回を抑えた場合 (○印) ではどの軸位置においても中心軸上の $k_L$ が最大値をとっており、旋回が起きている場合のようにピーク位置が中心からずれることはない。また、気泡噴流の近傍では旋回の有無にかかわらず $k_L$ の値はほとんど変わらないが、その他の大部分の領域では旋回が起きている場合の方が約2倍大きくなっている。

### 3・5 均一混合時間 $T_m$ に及ぼす旋回の影響

トレーサー添加位置とセンサー位置を変えて得られた $T_m$ の測定結果の1例をTable 1に示す。測定値のばらつきの偏差は $\pm 10\%$ であり、本測定範囲においてはトレーサー添加位置とセンサー位置による顕著な差はみられない。以下

Table 1. Influence of tracer charge position on mixing time.

| (a) Sensor : $z=0\text{mm}$ , $r=90\text{mm}$  |            |            |
|------------------------------------------------|------------|------------|
|                                                | Position 1 | Position 2 |
| Surface                                        | 17.3s      | 17.3s      |
| Bottom                                         | 17.4s      | 18.5s      |
| (b) Sensor : $z=50\text{mm}$ , $r=90\text{mm}$ |            |            |
|                                                | Position 1 | Position 2 |
| Surface                                        | 16.1s      | 15.7s      |
| Bottom                                         | 18.6s      | 16.8s      |

Position 1 の浴表面からトレーサーを添加した場合の実験結果を示す。

Fig.14, 15に二つの軸位置における $T_m$ の半径方向分布を示す。図中の●印は旋回が起こる場合であり、○印は液面

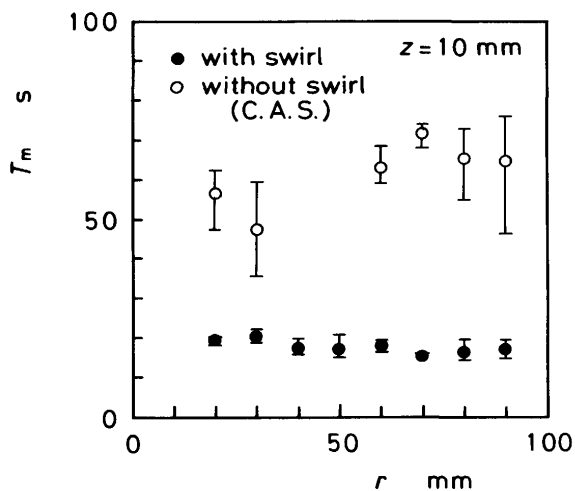


Fig. 14. Mixing time data with and without swirl motion.  
 $Q_a=120\text{cm}^3/\text{s}$ ,  $D=200\text{mm}$ ,  $H_L=80\text{mm}$ ,  $d_n=2\text{mm}$ ,  
 $z=10\text{mm}$

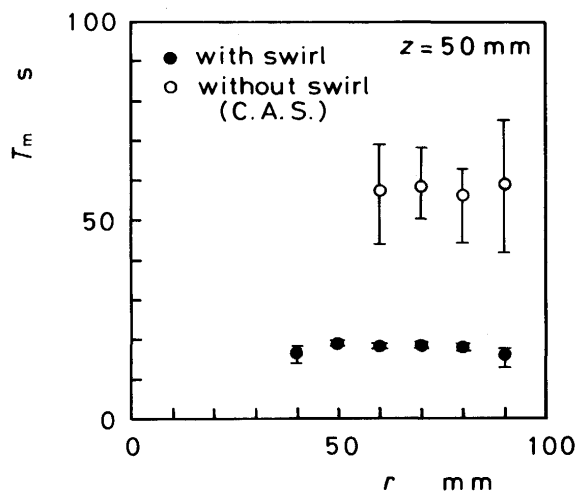


Fig. 15. Mixing time data with and without swirl motion.  
 $Q_a=120\text{cm}^3/\text{s}$ ,  $D=200\text{mm}$ ,  $H_L=80\text{mm}$ ,  $d_n=2\text{mm}$ ,  
 $z=50\text{mm}$

に円筒を接触させて旋回を抑えた場合である。データのばらつきはエラーバーIで示している。●印に着目すると浴内の均一混合時間はいたるところでほぼ一定となっている。一方、○印に関してもMietzら<sup>14)</sup>のこのようなセンサーの位置による差はみられない<sup>15)</sup>。しかし、旋回の起こる場合に比べて $T_m$ は非常に長くなり、測定値のばらつきも大きくなっている。

旋回が起こる場合、Fig.11に示したように浴内の液体は浴表面の波動現象に関連した大きなスケールの渦によって周方向にも強く攪拌され、均一混合時間が短くなったものと考えられる。

従来、均一混合時間は液体の単位質量当りに投入されたエネルギー(攪拌動力密度と呼ばれる)を用いて整理されているが、この整理法では本実験のように攪拌動力密度が同じでも旋回の有無により混合時間が大きく変わる事実を説明できない。均一混合時間には浴内の流れのパターンが強く関係している。

Fig.16に浴深 $H_L$ と均一混合時間 $T_m$ の関係を示す。本実験条件下で旋回の止む浴深 $H_{L,1,r}$ は142mmとなり<sup>1)</sup>、これより浅い浴深では旋回が起こり、深い浴深では起こらない。図中の●印は旋回が起こる場合であり、○印は、液面に円筒を接触させなくても旋回が止まっている場合である。また△印と▲印は液表面に円筒を接触させた場合であり、△印では旋回は起こらないが、▲印では接触させた円筒内で旋回が起こる。

浴深 $H_L$ と $T_m$ の関係については、浅井ら<sup>17)</sup>や佐野ら<sup>18)</sup>の報告がある。浅井らは $T_m$ が $H_L$ に反比例することを実験的に見出した。また、佐野らは半理論的に $T_m$ が $H_L$ の $-0.674$ 乗に比例すると結論している。LDVによる浴内の乱れの測定結果から判断して、浴内は浅井らの定義した乱流粘性支配の場になっていると考えられる。ところが、●印および○印に着目すると $H_L=40\text{mm}$ では $T_m$ はやや長くなるが、 $H_L$ が60

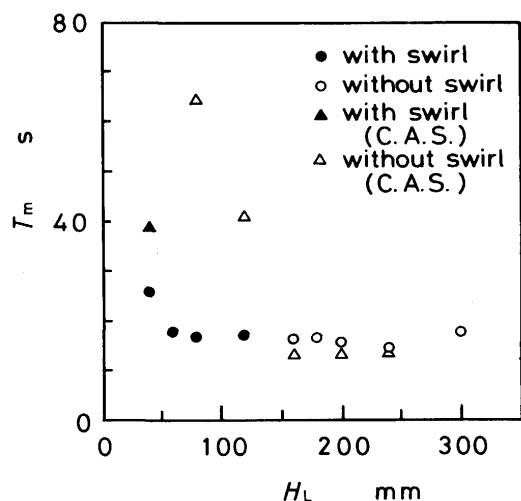


Fig. 16. Relation between mixing time  $T_m$  and bath depth  $H_L$ .

mmより大きいところでは旋回の有無および $H_L$ の値にかかわらずほぼ一定である。従来の実験結果とのこのような相違はセンサーの形状、寸法や時定数などにも依存していると考えられ、今後の課題としたい。

一方、 $\Delta$ 印をみると $H_L < 160\text{mm}$ では●印に比べて非常に大きくなっており、従来の実験結果と同様 $T_m$ は $H_L$ とともに減少する。ところが $H_L = 160\text{mm}$ より深いところでは円筒を液面に接触させていない場合とほぼ同じ値になっている。これは以下のように説明できる。

Themelisら<sup>19)</sup>はノズルから水中に空気を吹き込んだときの長時間露光写真より、気泡噴流の広がり角度 $\theta_c$ は $19 \sim 22^\circ$ であり液体の物性値やガス流量には依存しないことを見出した。気泡噴流の直径 $d$ は

$$d = 2 \cdot [(d_n/2) + z \cdot \tan(\theta_c/2)] \dots\dots\dots (21)$$

で与えられる。式(21)から $z = 160\text{mm}$ では気泡噴流の広がりには約60mmとなる。液表面では表面流の影響によりこれよりも広がり、気泡噴流の端が円筒の外側に出て、円筒の有無にかかわらず流れのパターンがよく似たものになり、上記結果が得られたと考えられる。また、 $H_L = 40\text{mm}$ (図中の▲印)では均一混合時間が短くなっているが、これは液面に接触させた円筒内で旋回が起こるためである。

LDVによる流速や物質移動係数の測定結果と均一混合時間の測定結果を考え合わせると、浴内の液体は旋回により容器内全体にわたって非常に強く攪拌され、その結果、化学反応も促進されることが期待できるが、固-液間物質移動係数の増加と液面の揺動が大きくなることにより、炉壁の耐火物の溶損が大きくなる可能性がある。この点が旋回現象を実操業において積極的に利用するに際しての問題点となろう。

4. 結言

(1) 高速度ビデオカメラを用いて測定した気泡噴流の半径方向変位は模式的にFig. 5のように表される。気泡噴流がノズル近傍を真上に上昇する距離 $H_0$ は修正フルード数 $Fr_m$ の関数となる。

$$H_0/d_n = 2Fr_m^{0.25} \dots\dots\dots (1)$$

気泡噴流の中心の半径方向変位 $R'$ は次式で表される。

$$R' = (z - H_0) \cdot r_c / (H_L - H_0), \quad z \geq H_0 \dots\dots\dots (14)$$

$$r_c = 0.37R \dots\dots\dots (3)$$

(2) 電気探針法を用いて気泡頻度 $f_b$ とガスホールドアップ $\alpha$ を測定した。各軸位置において $\alpha$ が最大となる半径位置は

式(14)から導いた気泡噴流の中心の半径位置 $R'$ とほぼ一致した。また式(14)と、旋回が起こらず気泡噴流が真上に上昇する場合の $\alpha$ に対する推算式を用いて旋回時の $\alpha$ を推算する簡便な方法を提案した。

(3) 気泡噴流が旋回しているとき、気泡噴流から離れた領域の液体は、気泡噴流の旋回方向とは逆方向に旋回している。ただし浴表面近傍では波動現象のためにLDVによる計測が行えず、液体速度の詳細は分からない。

(4) 容器径 $D = 200\text{mm}$ 、浴深 $H_L = 80\text{mm}$ 、ノズル内径 $d_n = 2\text{mm}$ 、吹き込みガス流量 $Q_g = 120\text{cm}^3/\text{s}$ の条件下で旋回が起こっている場合の固-液間物質移動係数は、円筒を浴表面に接触させて旋回を抑えた場合に比べて容器の中心付近を除く大部分の領域で約2倍になった。

(5) 上記(4)と同じ実験条件下の均一混合時間は容器内のいたるところでほぼ一定で、旋回が起こっている場合は抑えた場合の約1/3になった。

(6) 上記結論(4)、(5)に基づけば、旋回によって冶金反応特性の著しい向上が期待されるが、同時に炉壁の溶損も大きくなる。実操業において旋回を利用する場合にはこの点に留意する必要がある。

文 献

1) 井口 学, 細原聖司, 古賀敏之, 山口竜介, 森田善一郎: 鉄と鋼, 78 (1992), p.1778  
2) Y.Xie and F.Oeters: Steel Research, 63 (1992), p.227, p.277  
3) C.P.Tsai and Z.H.Qian: Trans. ISIJ, 26 (1986), p.139  
4) 井口 学, 竹内博明, 森田善一郎: 鉄と鋼, 76 (1990), p.699  
5) 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  
6) 井口 学, 野沢健太郎, 富田祐志, 森田善一郎: 鉄と鋼, 77 (1991), p.1426  
7) 井口 学, 富田祐志, 中島敬治, 森田善一郎: 鉄と鋼, 78(1992), p.1786  
8) 浅井滋生: 第100・101回西山記念技術講座(日本鉄鋼協会編), (1984), p.65  
9) L.H.Lehrer: I & EC Process Design & Development, 7 (1968), p.226  
10) R.Siemssen and K.W.Lange: Steel Research, 59 (1988), p.96  
11) 中西恭二, 加藤嘉英, 野崎 努, 江見俊彦: 鉄と鋼, 66(1980), p.1307  
12) T.C.Hsiao, T.Lehner and K.Bjorn: Ironmaking Steelmaking, 6 (1979), p.285  
13) 拜田 治, 江見俊彦, 馬田 一, 数土文夫: 鉄と鋼, 66(1980), S253  
14) J.Mietz and F.Oeters: Canadian Metallurgical Quarterly, 28 (1989), p.19  
15) G.G.K.Murthy and J.F.Elliott: ISIJ Int., 32 (1992), p.190  
16) 石橋政衛, 白石惟光, 山本里見, 島田道彦: 鉄と鋼, 61(1975), S111  
17) 浅井滋生, 岡本徹夫, 赫 冀成, 鞭 巖: 鉄と鋼, 68 (1982), p.426  
18) 佐野正道, 森 一美: 鉄と鋼, 68 (1982), p.2451  
19) N.J.Themelis, P.Tarasoff and J.Szekely: Trans. Met. Soc. AIME, 245 (1969), p.2425