

底吹き円筒容器内気泡噴流の旋回現象

井口 学*・細原 聖司*²・古賀 敏之*³
山口 竜介*⁴・森田善一郎*

The Swirl Motion of Vertical Bubbling Jet in a Cylindrical Vessel

Manabu IGUCHI, Seiji HOSOHARA, Toshiyuki KOGA,
Ryosuke YAMAGUCHI and Zen-ichiro MORITA

Synopsis :

Swirl motions of a bubbling jet in a cylindrical bath with bottom gas injection through a centric single-hole nozzle were investigated. The swirl motions were classified into two kinds. One was observed when the bath depth H_L was less than about the bath diameter D , while the other occurred for $H_L/D \geq 2$. These two kinds of swirl motions were named the first and the second kind, respectively. For the first kind swirl motion, conditions giving the onset and cessation of it were clarified. An empirical correlation for the cessation of the swirl motion was proposed. The swirl cycle was found to be closely related to the cycle of sloshing. On the other hand, the second kind swirl motion was considered to be caused by an instability of a large scale ring vortex enclosing the bubbling jet. Empirical correlations for the onset of swirl motion and the swirl cycle were derived.

Key words : steelmaking; injection; bubbling jet; swirl motion; cylindrical vessel.

1. 緒 言

底吹き転炉内の鋼浴が、ある吹込み条件下で激しく振動し、吹錬操作や炉体の溶損に大きな影響を及ぼすことが知られている¹⁾²⁾。加藤ら¹⁾は、水モデルを対象として、羽口の配列と個数を変えた実験を行い、2種類の振動パターンが存在することを示した。すなわち、羽口群から噴出したガスが浮上過程で一団となって気液共存域を形成し、その領域を中心としてU字管の液の振動のように左右に揺れる場合(Aタイプ)と羽口群から噴出したガスが水中で一団とならず、2つの羽口群によって形成される気液共存域が近寄っては離れる振動を繰り返す場合(Bタイプ)である。彼らはこの他にも実用上有用な情報を数多く得ているが、羽口の配列と個数が異なればこれらとは違った振動パターンが現れる可能性がある。また容器の底から液体を流出させた場合や³⁾、外部から容器を加振した場合^{4)~7)}にも同様な振動が観察されている。このように容器内の液体の振動は一般的な現象であるにもかかわらず、その詳細についてははまだ不明な

点が多い。

本研究では、まず最も単純なモデルとして、円筒容器の底部の中央に設けた単孔ノズルから浴内にガスを吹込んだときに形成される上昇気泡噴流の旋回現象に着目し、旋回の分類を行い、旋回の始まる浴深、旋回周期、旋回の終わる浴深を実験的に調べた。

2. 実験装置と測定方法

実験装置の概要を Fig. 1 に示す。液体には水(密度 $\rho_L = 0.997 \text{ g/cm}^3$, 動粘度 $\nu_L = 0.891 \text{ mm}^2/\text{s}$, 表面張力 $\sigma_L = 72.7 \text{ dyn/cm}$), *n*-ペンタン($\rho_L = 0.620 \text{ g/cm}^3$, $\nu_L = 0.37 \text{ mm}^2/\text{s}$, $\sigma_L = 15.5 \text{ dyn/cm}$), シリコンオイル($\rho_L = 0.935 \text{ g/cm}^3$, $\nu_L = 12 \text{ mm}^2/\text{s}$, $\sigma_L = 21 \text{ dyn/cm}$), 水銀($\rho_L = 13.6 \text{ g/cm}^3$, $\nu_L = 0.11 \text{ mm}^2/\text{s}$, $\sigma_L = 482 \text{ dyn/cm}$) および2種類のグリセリン水溶液(その1: 密度 $\rho_L = 1.17 \text{ g/cm}^3$, 動粘度 $\nu_L = 9.4 \text{ mm}^2/\text{s}$, その2: 密度 $\rho_L = 1.11 \text{ g/cm}^3$, 動粘度 $\nu_L = 4.5 \text{ mm}^2/\text{s}$) を、吹込む気体には空気をを用いた。

水銀を除く4種類の液体の実験には、アクリル製の透

平成3年8月27日受付 平成4年9月4日受理 (Received on Aug. 27, 1991; Accepted on Sep. 4, 1992)

* 大阪大学工学部 工博 (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 大阪大学工学部 (現:日産自動車(株))(Faculty of Engineering, Osaka University, Now Nissan Motor Co., Ltd.)

*4 大阪大学工学部 (現:川崎製鉄(株))(Faculty of Engineering, Osaka University, Now Kawasaki Steel Corp.)

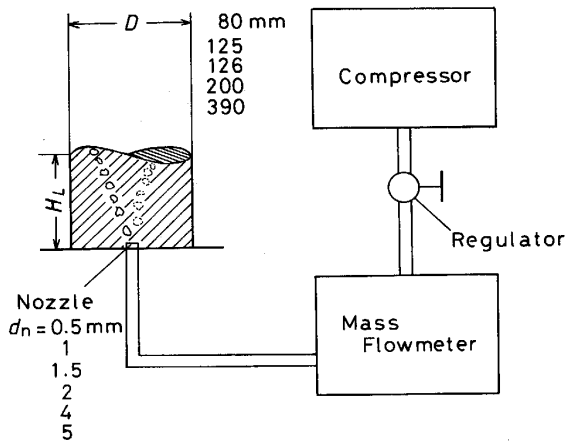


Fig. 1. Experimental apparatus.

明容器を使用した。浴径 D は 80, 126, 200, 390 mm の 4 種類、ノズル径 d_n は 1, 2, 4, 5 mm の 4 種類である。空気流量 Q_a は質量流量計により $0 \sim 320 \text{ cm}^3/\text{s}$ の範囲に設定可能である。目視とストップウォッチによって、旋回の始まる浴深、旋回周期、旋回の止る浴深を観察した。加藤ら¹⁾は旋回はガス吹込み後すぐに始まると述べているが、ここでは安全をみて、空気の吹込みを開始後 10 分経ってから旋回の有無を判断した。また次の実験開始までの時間間隔も 10 分とし、浴内の液体が十分静止するのを確認してから空気を吹込んだ。床に固定した堅固な台に容器の底部をボルトで取り付けて容器の振動を極力抑えた場合と、アングルで組立てた台の上に取り付けた場合とで測定値に差はみられなかった。

水銀用の容器は内部をアクリル塗装した黄銅製で、高さ 250 mm、直径 125 mm である。ノズル径 d_n は 0.5, 1, 1.5 mm の 3 種類である。この場合、液体も容器もともに透明ではないため、浴の上方からの目視観察と電気探針法により上記諸量を測定した。電気探針プローブは容器の中心軸上に設置し、旋回が始まると気泡頻度やガスホールドアップが急に小さくなることを利用して旋回を判断した。

3. 実験結果と考察

3.1 旋回現象の分類

本実験条件下の旋回現象は Fig. 2 に示すように、発生機構により 2 種類に分類される。一つは浴深が浴径の約 1 倍までの比較的浅い場合に起こり、気泡噴流の半径方向変位は比較的小さく、旋回周期は短いといった特徴がある。また浴内の液体はスロッシングに似た挙動を示す。スロッシングとは、容器が軸方向あるいは半径方向に加振されることによって液体の振動が誘起される現象をいう。ここで着目している流れ場においては気泡の生

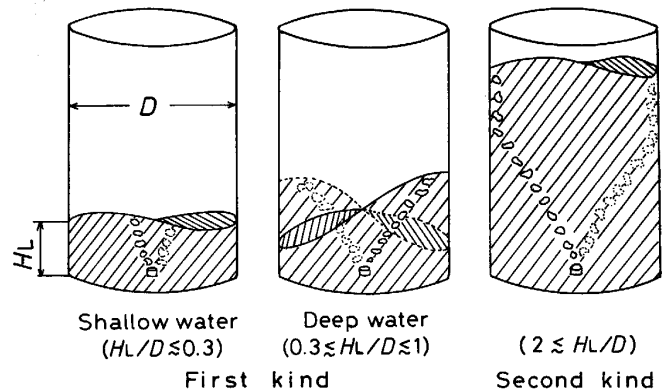


Fig. 2. Classification of the swirl motions of bubbling jet in a cylindrical vessel.

成、上昇に伴う気体から液体への周期的加振が旋回現象を誘起したものと考えられる。なお容器内の液体の振動にともなって容器自身も振動する。スロッシングでは液体は液体の単相流であるが、本流れ場は気液 2 相流であることから、ここで観察された旋回を便宜上スロッシングと区別して第 1 種旋回と呼ぶ。この旋回は後で詳しく述べるように、 $H_L/D \approx 0.3$ を境にしてさらに二つのモードに分けられる。加藤ら¹⁾の観察した浴面振動もスロッシングに関連した振動であると考えられる。

他の一つは浴深が浴径の約 2 倍より大きいところで起こり、気泡噴流の半径方向変位は非常に大きくなって、気泡は容器の側壁近くまで接近し、旋回周期はかなり長くなる。これに伴い、浴表面近傍で気泡から離れた場所にある液体は旋回しながら下降していく。このような大きなスケールの旋回運動により浴内の液体は非常に激しく混合されることになる。事実 Murthy ら⁸⁾は $H_L/D \approx 2$ のとき、激しい旋回により均一混合時間が最小値をとることを報告している。この旋回を第 2 種旋回と呼ぶ。

以下、各々の旋回現象の特徴について述べる。

3.2 第 1 種旋回現象

3.2.1 第 1 種旋回の始まる浴深

水-空気系気泡噴流の第 1 種旋回の始まる浴深 $H_{L,1}$ については Fig. 3, 4 に示す結果が得られた。実験はおのおの 5 回ずつ行い、平均をとっている。偏差は $\pm 25\%$ であった。 $H_{L,1}$ は容器径 D 、ノズル径 d_n および空気流量 Q_a にほとんど依存せず約 25 mm となっている。ただし Fig. 3 の $d_n = 1 \text{ mm}$ においてわずかに Q_a 依存性がみられるが、測定値は測定誤差の範囲内にある。 Q_a 依存性の詳細は今後検討したい。本実験結果は、ノズル出口における気体の慣性力が旋回の開始にほとんど影響を及ぼさないことを意味している。

3.2.2 第 1 種旋回の周期

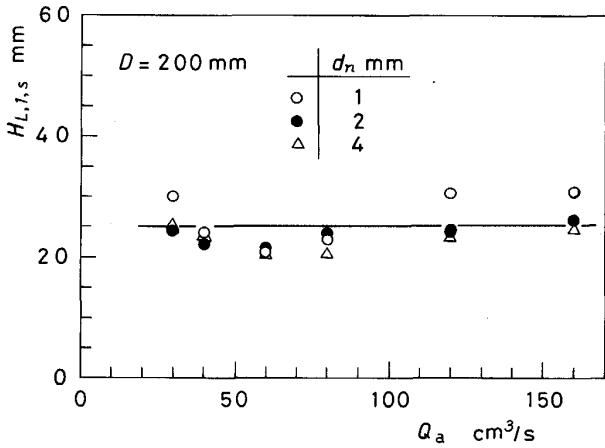


Fig. 3. Critical depth at which the first kind swirl motion occurs for $D=200$ mm in water bath.

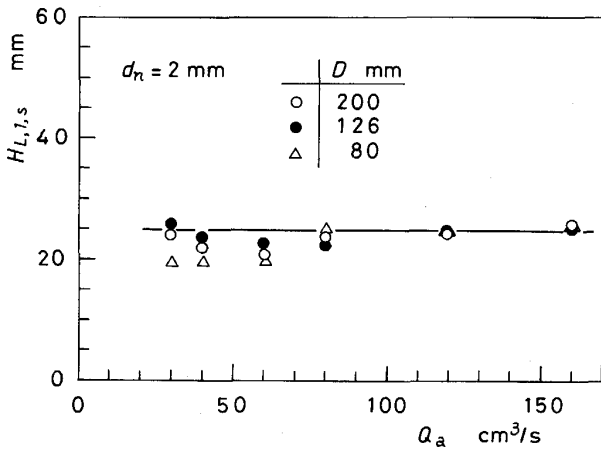


Fig. 4. Critical depth at which the first kind swirl motion occurs for $d_n = 2$ mm in water bath.

Fig. 5 に水-空気系気泡噴流の第1種旋回周期 T_s と浴深 H_L との関係を示す。図中の実線と破線は円筒容器内の液体のスロッシングにおける液面の回転運動の周期であり、以下の計算によって求めた。円筒容器の場合には、半径方向と周方向の振動(波動)モードが現れ^{4)~7)}、周方向の波動がすなわち液面の回転運動である。回転運動の角速度 ω_i ($= 2\pi/T_{Si}$, T_{Si} は回転周期) は非粘性理論を用いて導かれ、次式で与えられる⁷⁾。

$$\omega_i = [(2g\epsilon_i/D) \cdot \tanh(2\epsilon_i H_L/D)]^{1/2} \dots \dots \dots (1)$$

ここで ϵ_i はベッセル関数 $J_1'(\epsilon)$ の第 i 番目の零点、 g は重力加速度である。実線は $i=1$ (基本波)、破線は $i=2$ (2次の高調波成分) に対する旋回周期の計算値である。気泡噴流の第1種旋回運動の周期は、この整理法でノズル径、容器径の相違にかかわらずよくまとめられ、 H_L/D が約 0.3 を境にして2つのモードの存在することがわかる。すなわち旋回周期 T_s (添字 i は省略) は、 $H_L/D \geq 0.3$ の領域では実線で示した基本波の周期に

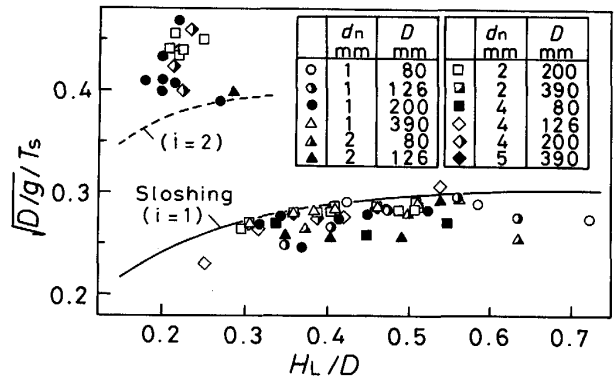


Fig. 5. Comparison of the swirl cycle with the cycle of sloshing in water bath.

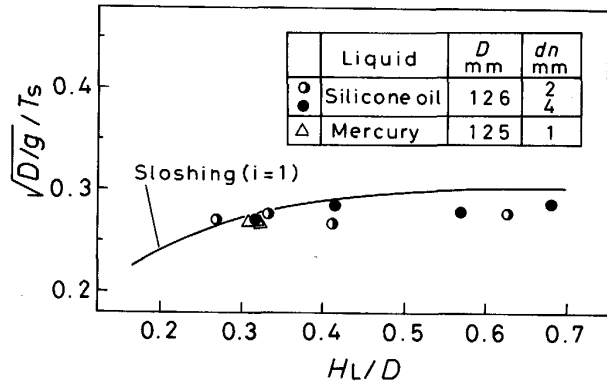


Fig. 6. Comparison of the swirl cycle with the cycle of sloshing in silicone oil bath and mercury bath.

—20%~0%の偏差で、 $H_L/D \leq 0.3$ の領域では2次の高調波成分の周期に0~+25%の偏差で一致している。円筒容器における浅水波と深水波の境界は $H_L/D = 0.3$ であることが知られており⁵⁾⁶⁾、この場合の旋回現象にも浅水波と深水波の境界が関与していると考えてよいが、詳細についてはよく分らない。ここで浅水波とは容器底の影響すなわち浴深の影響を受ける波であり、深水波とはほとんどその影響を受けない波である。

なお、 $H_L/D \geq 0.3$ の深水波領域では、気泡噴流の旋回周期と液面の旋回周期は一致しており、基本波振動モードのみが現れる。一方、 $H_L/D \leq 0.3$ の浅水波領域では液面の振動には半径方向の高次の振動モードも現れ、複雑になる。

水の他の液体に関する実験結果を Fig. 6 に示す。水の場合に得られた関係がよい精度で成立していることがわかる。なお $H_L/D < 0.3$ における測定値がないのは旋回の判別が困難なためである。

3.2.3 第1種旋回の止む浴深

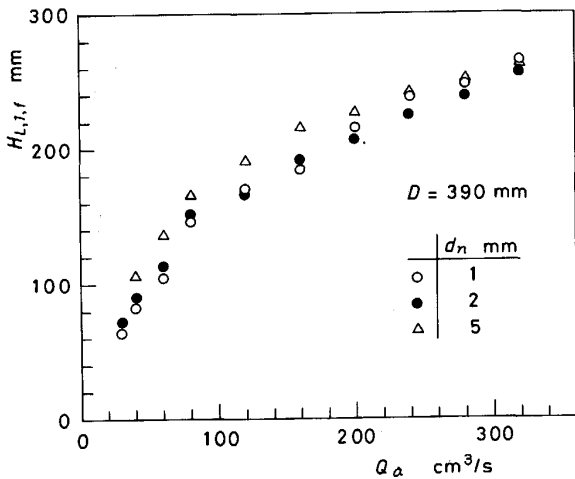


Fig. 7. Critical depth at which the first kind swirl motion ceases for $D = 390$ mm in water bath.

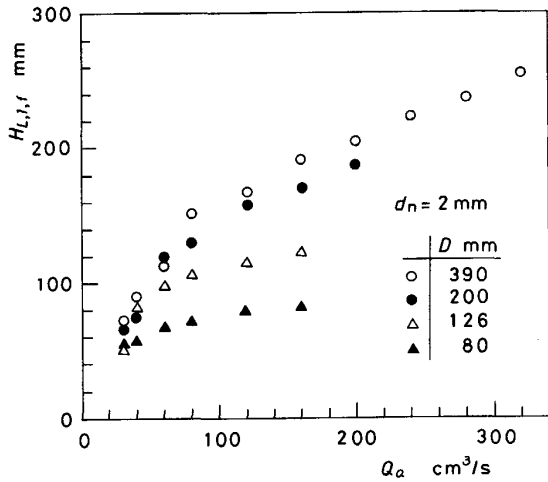


Fig. 8. Critical depth at which the first kind swirl motion ceases for $d_n = 2$ mm in water bath.

第1種旋回の止む浴深の臨界値 $H_{L,1,f}$ を、水の場合について Fig. 7, 8 に示す。この臨界値にノズル径 d_n の影響はほとんどないが、容器径 D の影響は無視できない。

ここで第1種旋回がどのようなメカニズムによって止むにいたるのかを考える。スロッシングに関する研究によれば容器の加振によって浴表面における波動が誘起され、この波動が粘性を介して液体の内部へ伝わり、液体内部の運動が起るといわれている。したがって旋回は表面の波動現象が抑えられることによって止ると考えてよいであろう。前述のように、ノズル径 d_n が旋回の開始および停止にほとんど影響を及ぼさないことから、浴表面近傍の液体の加振に気体がノズルから吹出すときにもっている慣性力は無視でき、加振力の主要な部分は気泡が上昇して浴表面から出る際にはほぼ周期的に液体に及

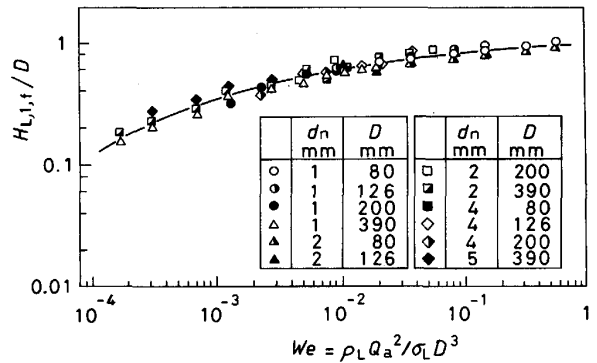


Fig. 9. Correlation for the critical depth at which the first kind swirl motion ceases in water bath.

ぼす力であろうと結論できる。この力は上昇する液体の慣性力 $[= \rho_L Q_L (Q_L/D^2)]$ に依存すると仮定する。一方、波動を止めようとする力には表面張力が関与しているであろう。

そこで両者の比として定義されるウェーバー数を実験結果の整理に用いる。ただし Q_L の評価は難しいので、 Q_L が Q_a にほぼ比例する関係⁹⁾ を利用すれば次式が導かれる。

$$We = \rho_L Q_a^2 / \sigma_L D^3 \dots \dots \dots (2)$$

ここで σ_L は表面張力である。水に対する実験結果を Fig. 9 に示す。測定値はこの整理法により $\pm 30\%$ の偏差でまとめられる。そこで次の実験式を提案した。

$$\log(H_{L,1,f}/D) = 0.05 - 1.35(X + 6) / [\exp(X + 5)] \dots \dots \dots (3)$$

ここで $X = \log(We)$ であり、式(3)の成立範囲は $-4 \leq X \leq 0$ である。

なお、浴深が大きくなればそれにほぼ比例して容器壁の摩擦も大きくなるが、気泡の浮力が液体になす仕事もほぼ同じ割合で大きくなるから摩擦力は旋回を止める要因にはなり得ないと考えられる。 Q_a が一定のとき浴深が大きくなると旋回が止る理由については今後の課題としたい。

水銀、ペンタン、シリコンオイルの実験結果を Fig. 10 に示す。式(3)と比較すると、すべての測定値は水の場合と同じ $\pm 30\%$ の偏差で整理できる。

3.3 第2種旋回現象

3.3.1 第2種旋回の始まる浴深

Fig. 11 に $D = 200$ mm の容器における水の場合の臨界値 $H_{L,2,s}$ を d_n をパラメーターとして示す。浴深の臨界値と浴径の比はほぼ2となっている。また、測定値の間に d_n の相違に基づく差は見られない。ここには示していないが $D = 126$ mm の場合も同様である。しかし $D = 80$ mm の場合には、Fig. 12 で明らかなように Q_a の

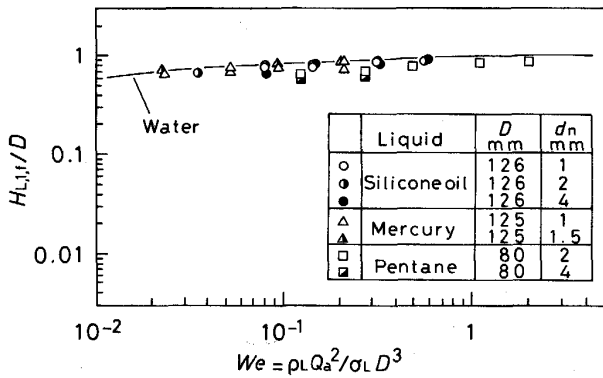


Fig. 10. Correlation for the critical depth at which the first kind swirl motion ceases in silicone oil, mercury, and normal pentane baths.

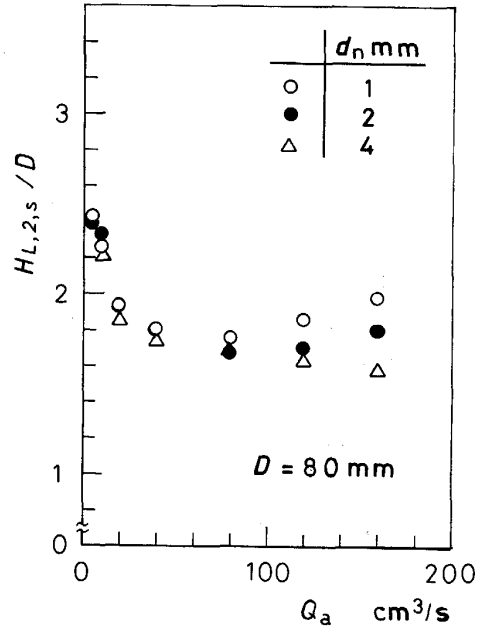


Fig. 12. Relation between air flow rate and the critical bath depth at which the second kind swirl motion occurs for $D = 80$ mm.

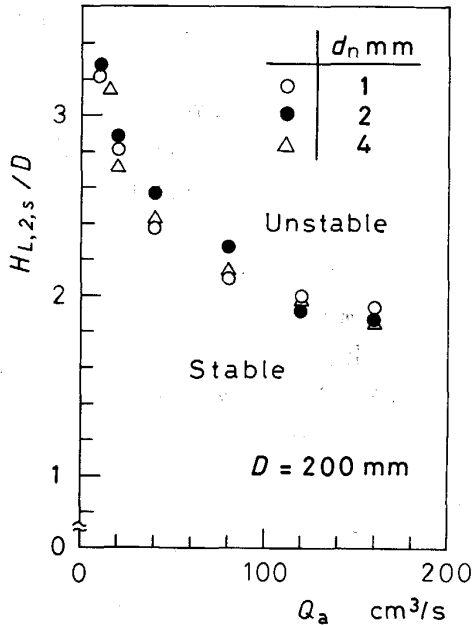


Fig. 11. Relation between air flow rate and the critical bath depth at which the second kind swirl motion occurs for $D = 200$ mm.

大きい所で d_n の影響が顕著に現れている。Fig. 11 の場合にも Q_a がさらに大きくなるとノズル径依存性が現れる可能性がある。

Fig. 13 に示したように $H_{L,2,s}/D$ を無次元パラメーター $Fr_H [= (Q_a^2/gH_{L,2,s}^5)^{1/5}]$ に対して整理するとよくまとめられる。ここで Fr_H はフルード数の1種であり、吹込まれた気体により、どの程度の液体の上昇流が誘起されるのかを示すパラメーターである。 Fr_H が約 0.08 より小さい領域では d_n の影響はなく、 H_L/D の臨界値と Fr_H との関係は次式により $\pm 8\%$ の偏差で近似できる。

$$H_{L,2,s}/D = 0.758 Fr_H^{-0.313} \dots\dots\dots (4)$$

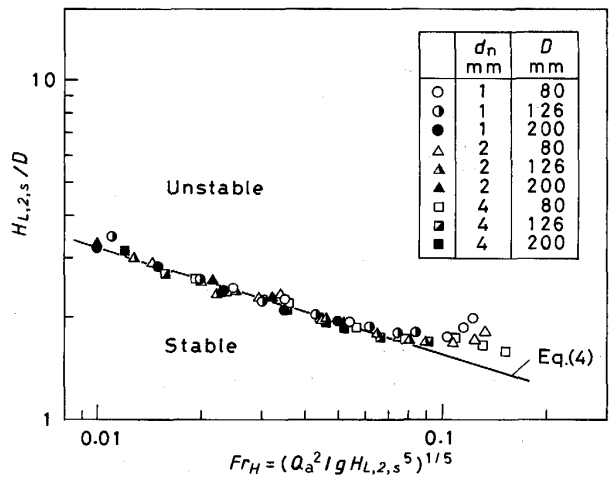


Fig. 13. Correlation for the critical bath depth at which the second kind swirl motion occurs in water baths.

$$Fr_H = (Q_a^2/gH_{L,2,s}^5)^{1/5} \dots\dots\dots (5)$$

$$0.01 \leq Fr_H \leq 0.08$$

Fr_H が本実験の値よりも非常に小さくなったときにも旋回が起こるかどうかを考える。例えば H_L を一定にして Q_a を小さくすると気泡は長い時間間隔で上昇するようになるから、この場合の気泡の挙動は単独気泡の挙動に似たものとなり、おそらく第2種旋回は生じないと思われる。式(4)の成立範囲の下限を調べることにらびに $Fr_H \geq 0.08$ で H_L/D の臨界値が実線からずれて d_n の影響を受けるようになる理由については今後の課

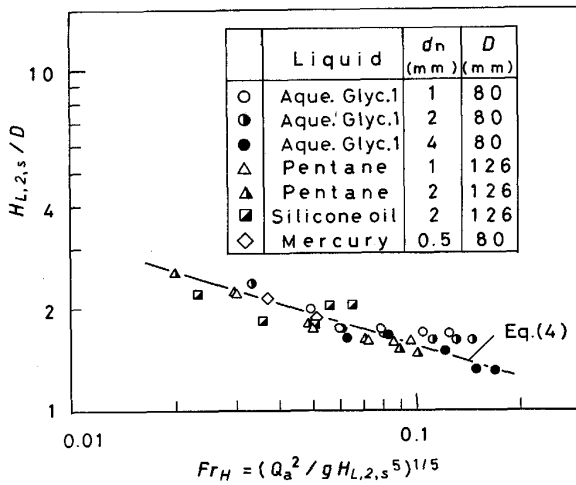


Fig. 14. Correlation for the critical bath depth at which the second kind swirl motion occurs as a function of dimensionless parameter Fr_H .

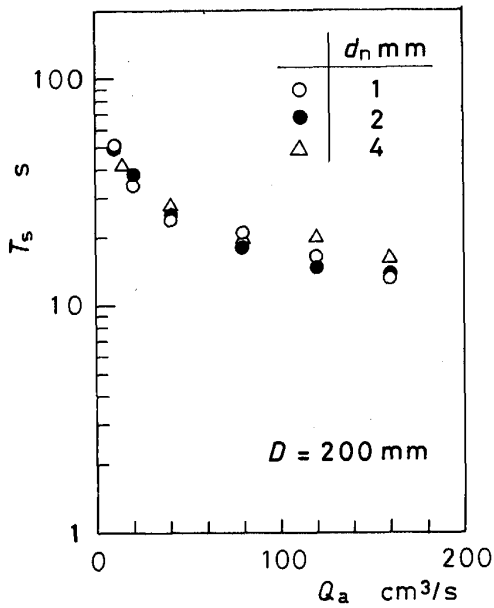


Fig. 15. Relation between the cycle of the second kind swirl motion and air flow rate for $D = 200$ mm.

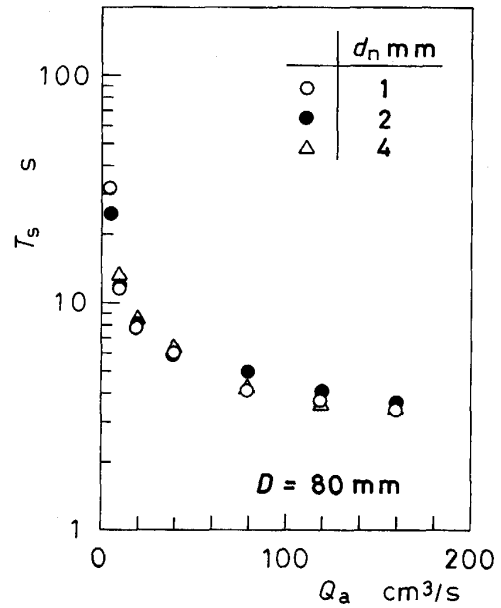


Fig. 16. Relation between the cycle of the second kind swirl motion and air flow rate for $D = 80$ mm.

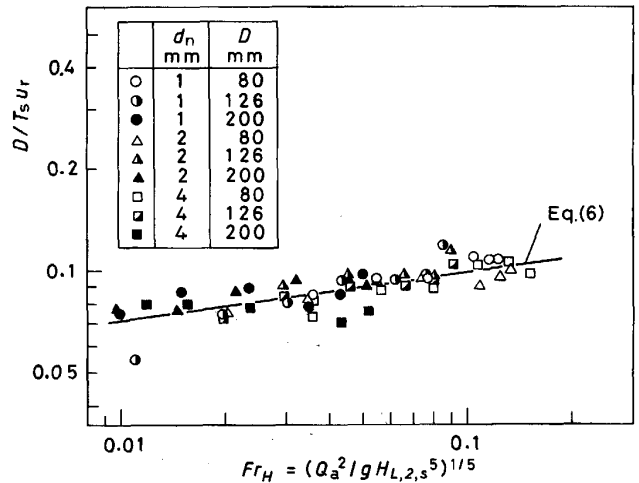


Fig. 17. Correlation for the cycle of the second kind swirl motion as a function of Fr_H in water bath.

題としたい。

水以外の液体を用いた場合の $H_{L,2,s}$ を無次元パラメーター Fr_H を用いて整理した結果を Fig. 14 に示す。実線は水に対して得られた推算式である。これらの液体についても水の場合の推算式とのよい一致がみられる。

3.3.2 第2種旋回が始まるときの旋回周期

Fig. 15, 16 に水の場合の旋回が始まる浴深における旋回周期 T_s と Q_a , D との関係を示す。旋回周期 T_s は Q_a の増加につれて単調に減少し、 D が大きいほど長くなる。 $D = 80$ mm, 200 mm のいずれの場合も T_s はノズル径 d_n の影響をほとんど受けない。

ストローハル数の形で整理した旋回周期 T_s の測定値を Fig. 17 に示す。Fig. 13 に示した浴の臨界深さの測定値に比べてばらつきは $\pm 20\%$ と大きいのが、この整理法でも T_s はかなりよくまとめられる。そこでストローハル数 $D/T_s u_r$ に対して次の実験式を提案した。

$$D/T_s u_r = 0.137 Fr_H^{0.140} \dots \dots \dots (6)$$

$$u_r = (g Q_a / H_{L,2,s})^{1/3} \dots \dots \dots (7)$$

$$0.01 \leq Fr_H \leq 0.15$$

ここで u_r は空気流量と浴深から作られる速度の次元をもつ量であり、気泡に誘起される液体の上昇速度の目安を与える。

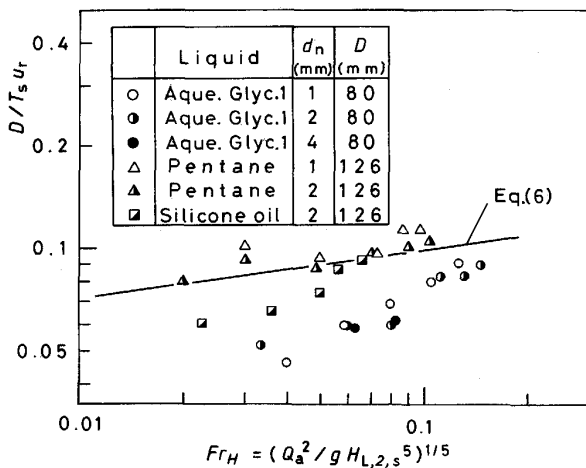


Fig. 18. Correlation for the cycle of the second kind swirl motion as a function of Fr_H .

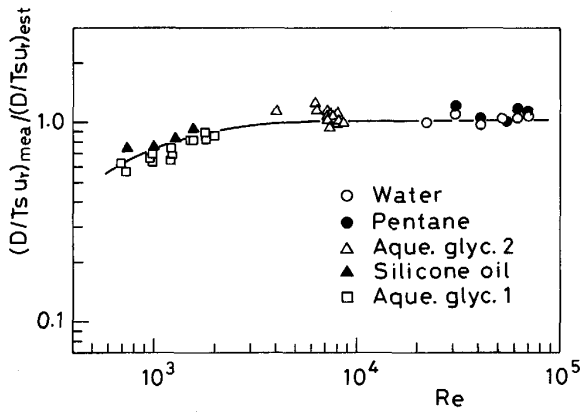


Fig. 19. The rate of measured to estimated values of $D/T_s u_r$ against Reynolds number.

Fig. 18 に水以外の液体の旋回周期を示す。実線は水の場合の実験式(6)である。動粘度 ν_L が水の場合より小さな n -ペンタンと推算式との一致はよいが、動粘度が約 10 倍とかなり大きなグリセリン水溶液とシリコンオイルの場合は水の場合より長くなっている。

動粘度の増加によって旋回周期が長くなるのは気泡噴流を取り巻く流れ場が乱流から層流に遷移しつつあるためではないかと考えられる。そこで $D/T_s u_r$ の測定値と式(6)による推算式との比をレイノルズ数 $Re (= u_r D / \nu_L)$ に対して Fig. 19 に示す。実線は測定値を滑らかに結んだ線である。この比には明らかにレイノルズ数依存性がみられるが、 $Re \geq 2 \times 10^3$ のときにはほぼ 1 となっており、式(6)が適用できる。

3.3.3 第 2 種旋回の発生機構に対する一考察

本実験条件下の第 2 種旋回は浴深が浴径のほぼ 2 倍になったとき発生することが分った。この原因について考察する。まず考えられるのは噴流部の液体の側壁への付

着である。付着とは例えば噴流などが壁面に衝突したのち壁面に沿って流れる現象をいう¹⁰⁾。浴内の液体は気泡に同伴されて浴中心近傍を上昇していくが、上昇するにつれて同伴される液体の量は多くなり、上昇領域は半径方向に広がっていく。その結果、ある浴深になると上昇領域の端が側壁に付着するようになる。ただし流れは乱流あるいは乱流から層流への遷移流であるから上昇領域の端は時間的に変動しており、したがってその端がいたところで同時に側壁に付着することは考えられない。ある部分が付着すると壁はどこでも同じ曲率を持っているために、平板に付着する噴流のように安定な状態で付着している(コアンダ効果¹⁰⁾)ことができず、どちらかの方向へ回転し始めることになる。そして下降する液体の運動が旋回運動を助長するものと思われる。

旋回が起こる前の浴内の流れ場をアルミニウム粉末を用いて可視化してみると、浴表面近くに気泡噴流部を取り巻くように大きなスケールの環状の渦 (ring vortex) が観察される。したがって第 2 種旋回現象は上昇流による ring vortex の不安定性に関連した現象であると考えられる。

本実験では容器の高さの制約 ($H_L/D \leq 4$) から第 2 種旋回の止む浴深については言及できなかった。

4. 結 言

底吹き円筒容器内気泡噴流の旋回現象について得られた成果をまとめると以下ようになる。

(1) 本実験条件下の旋回現象は Fig. 2 に示すように浴深に関して 2 種類に大別される。そこで浴深が小さい場合の旋回を第 1 種旋回、大きい場合の旋回を第 2 種旋回と名付けた。

(2) 第 1 種旋回の始まる浴深 $H_{L,1,s}$ は、容器径 D 、吹込み空気流量 Q_a 、ノズル径 d_n にほとんど依存せず、ほぼ一定値をとる。

(3) スロッシングに関連した第 1 種旋回は浅水波領域と深水波領域の境界である $H_L/D \cong 0.3$ を境にして、2 つのモードに分けられる。深水波領域の場合 ($H_L/D \geq 0.3$)、旋回周期はスロッシングの基本波の周期で近似できる。浅水波領域 ($H_L/D \leq 0.3$) の旋回周期は深水波領域での値の約半分になり、スロッシングの 2 次の高調波成分の周期で近似できる。スロッシングの角速度は式(1)で与えられる。

$$\omega_i = [(2 g \epsilon_i / D) \cdot \tanh(2 \epsilon_i H_L / D)]^{1/2} \dots \dots \dots (1)$$

(4) 第 1 種旋回が終わる浴深 $H_{L,1,f}$ はウェーバー数の関数となり、式(3)で与えられる。

$$\log(H_{L,1,j}/D) = 0.05 - 1.35(X+6)/[\exp(X+5)] \quad (3)$$

ただし, $X = \log(We)$, $-4 \leq X \leq 0$

(5)第2種旋回の発生には, 気泡噴流に同伴される液体の壁への付着現象による ring vortex の不安定性が関与していると考えられる.

(6)第2種旋回が始まる浴深 $H_{L,2,s}$ と空気流量 Q_a との関係は次式で与えられる.

$$H_{L,2,s}/D = 0.758 Fr_H^{-0.313} \quad (4)$$

$$Fr_H = (Q_a^2/gH_{L,2,s}^5)^{1/5} \quad (5)$$

$$0.01 \leq Fr_H \leq 0.08, Re \geq 5 \times 10^2$$

(7)第2種旋回の周期 T_s は次式で表される.

$$D/T_s u_r = 0.137 Fr_H^{0.140} \quad (6)$$

$$u_r = (gQ_a/H_{L,2,s})^{1/3} \quad (7)$$

$$0.01 \leq Fr_H \leq 0.15, Re \geq 2 \times 10^3$$

記号

D : 容器径

d_n : ノズル内径

f_B : 気泡頻度

Fr_H : $(Q_a^2/gH_L^5)^{1/5}$ で定義される無次元パラメーター

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

g : 重力加速度

H_L : 浴深

J_i' : ベッセル関数

Q_a : 吹込み空気流量

Re : レイノルズ数 $= u_r D / \nu_L$

T_s : 気泡噴流の旋回周期

T_{Si} : 液面のスロッシングの回転周期

We : ウェーバー数 $= \rho_L Q_a^2 / \sigma_L D^3$

ε_i : ベッセル関数 J_i' の第 i 番目の零点

ν_L : 動粘度

ρ_a : 空気密度

ρ_L : 液体密度

σ_L : 表面張力

ω : 気泡噴流の旋回の角速度

添え字

L : 液体

1, 2: それぞれ第1種および第2種旋回

s, f : 旋回の始まりと終わり

文 献

- 1) 加藤嘉英, 中西恭二, 野崎 努, 鈴木健一郎, 江見俊彦: 鉄と鋼, **68** (1982), p. 1604
- 2) 小島信司, 吉田正弘, 岩谷明之, 武 英雄: 川崎製鉄技報, **19** (1987), p. 1
- 3) M. Dubke and K. Schwerdtfeger: Ironmaking and Steelmaking, **17** (1990), p. 184
- 4) H. N. Abramson, W. H. Chu and D. D. Kana: Trans. ASME, J. Appl. Mech. (1966), p. 777
- 5) 木村明憲, 大橋弘隆: 日本機械学会論文集 (第1部), **44** (1978), p. 3024
- 6) 木村明憲, 大橋弘隆: 日本機械学会論文集 (第1部), **44** (1978), p. 3446
- 7) 日本流体力学会編: 流体力学ハンドブック (1987), p. 720 [丸善]
- 8) G. G. K. Murthy, S. P. Mehrotra and A. Ghosh: Metall. Trans. B, **19** (1988), p. 839
- 9) 森田善一郎, 井口 学: 日本学術振興会製鋼第19委員会 鋼中非金属介在物小委員会提出資料, 19 委介在物-40 (1991), p. 1
- 10) 油空圧便覧 (日本油空圧学会編) (1989), p. 51 [オーム社]