

水-空気系気泡噴流と反応容器側壁との干渉

井口 学*・佐々木 清人*2

Interaction between Water-Air Bubbling Jet and Side Wall of Vessel

Manabu IGUCHI and Kiyoto SASAKI

1. 緒言

鉄鋼精錬プロセスにおいてガス吹込みノズルが壁近傍に設置されていると、コアンダ効果が生じて気泡噴流が真上に上昇することなく壁に付着し¹⁻⁵⁾、操業の最適化を図るための大きな障害となる。本研究では、水モデル実験を行い、気泡噴流と浴側壁との干渉パターンを調べた。

2. 実験装置および方法

実験装置の概要は文献²⁾に詳しい。内径 D が0.200 m、高さ H が0.400 mの透明アクリル製円筒容器内の底面から $H_{nb}=0.100$ mの位置に、内径 d_n が0.0020 mのガラス製ランスノズルを取り付け、空気を上向きに吹き込んだ。ノズル先端から水面までの高さ H_n を容器直径 D で除した値 H_n/D をノズル上部における液体柱のアスペクト比と定義し、アスペクト比が0.30, 0.50, 0.75, 1.00となるように浴深 H_L を変えた。ガス流量 Q_g は $10 \times 10^{-6} \sim 293 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$ の範囲とした。座標系 (r, θ, z) の原点は浴底から0.100 m上方の浴中心軸上の位置にとった。ノズルを浴中心 $(r=0)$ から浴側壁へ向って0.010 m間隔で移動させた。気泡噴流と壁との干渉パターンは目視により観察した。以前の研究⁶⁾を参考にし、ガスを吹き込んでから5分経過したときに現れた干渉パターンに着目した。なお、本実験はガスの浮力の支配的な領域⁷⁾で行っているため、ノズル内径の影響はほとんどない。

3. 実験結果と考察

3.1 側壁と気泡噴流の干渉パターンの分類

基本的な6種類の干渉パターンをFig. 1に示す。

- ① 気泡噴流が直上に上昇する。(安定型) (○)
- ② 気泡噴流が周方向 (θ 方向) にほぼ周期的にゆらぐ。(θ 方向ゆらぎ型) (□)
- ③ 気泡噴流が半径方向 (r 方向) にほぼ周期的にゆらぐ。

(r 方向ゆらぎ型) (■)

- ④ 気泡噴流が旋回する。(旋回型) (◇)
- ⑤ 気泡噴流が壁への付着と離脱を繰り返す。(不安定コアンダ型) (▽)
- ⑥ 気泡噴流が壁に付着したまま離れない。(安定コアンダ型) (△)

さらに、 r 方向と θ 方向のゆらぎ型がある時間間隔をもって交互に見られる場合は双方の記号を記入して他と区別した。

3.2 各干渉パターンの境界

アスペクト比 $H_n/D=0.30$ における気泡噴流の干渉パターンをFig. 2に示す。 $r=0$ が浴中心であり、 $r=0.100$ mが浴側壁を表している。 Q_g が小さい場合、ノズルの位置によらず安定型 (○) のパターンを示した。一方、 Q_g が大きくなるとノズルの位置が中心軸近傍では旋回型 (◇) が見られる。

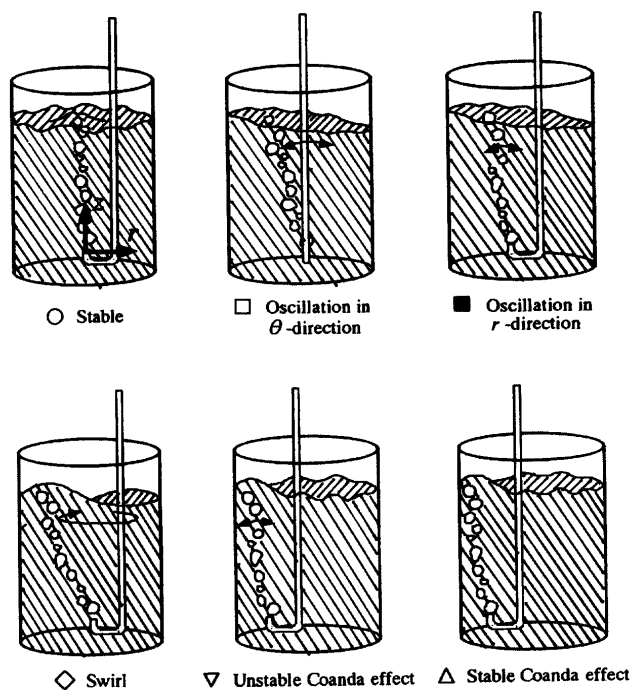


Fig. 1. Six types of bubbling jets interacting with side wall of vessel.

平成14年3月29日受付 平成14年7月12日受理 (Received on Mar. 29, 2002; Accepted on July 12, 2002)

* 北海道大学大学院工学研究科 (Graduate School of Engineering, Hokkaido University, North 13 West 8 Kita-ku Sapporo 060-8628)

*2 北海道大学大学院生 (Graduate Student, Hokkaido University)

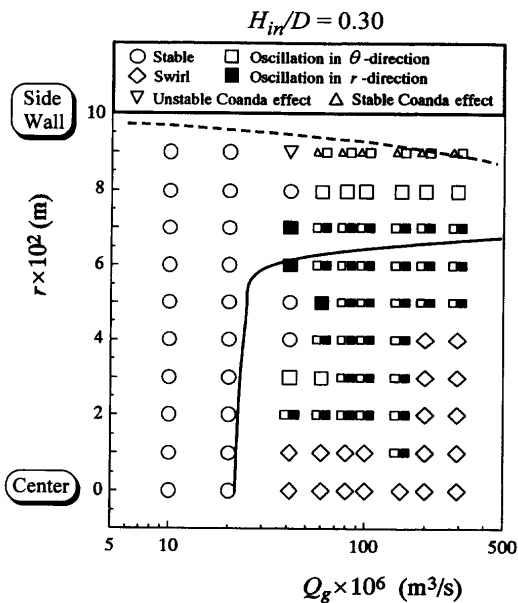


Fig. 2. Flow regime map for $H_{in}/D=0.30$.

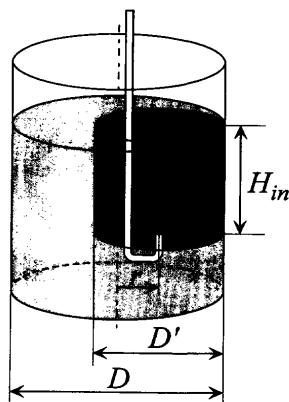


Fig. 3. Imaginary vessel for eccentric gas injection.

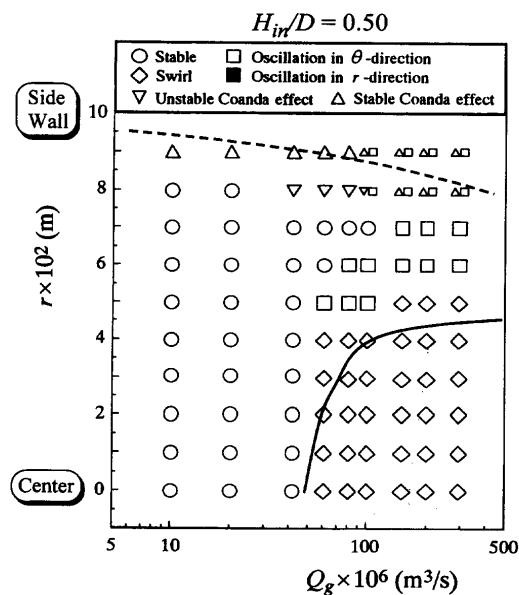


Fig. 4. Flow regime map for $H_{in}/D=0.50$.

旋回型が見られる領域よりも、さらにノズルを浴側壁に近づけていくと、 θ 方向ゆらぎ型(□)と r 方向ゆらぎ型(■)が交互に見られる領域(□■)が現れるようになり、さらに近づけると θ 方向ゆらぎ型のみとなり、壁のごく近傍では θ 方向ゆらぎ型と安定コアンダ型(Δ)の複合的なパターンが見られる。

ここでは、工学上とくに重要となる旋回型と安定コアンダ型の現れる領域の境界を予測する式を導く。なお、旋回型はスプラッシュなどの問題に関連して、その適用は避けられてきたが、今後は積極的な利用が望まれる。Fig. 2の実線は旋回型が現れる領域の境界、破線は安定コアンダ型が現れる領域の境界の予測値を表している。まず、前者に着目する。Fig. 3にノズルを偏心させた場合の概念図を示す。複数のノズルで生成した気泡噴流の旋回現象⁸⁾を参考にして、ノズルの先端と浴側壁との距離($D/2-r$)の2倍を直径(D')とする仮想的な円筒浴槽を考える。この浴槽に対して、次式で示される旋回が止む浴深 H_{in} を表す実験式⁹⁾から、旋回が止むガス流量 Q_g を求めた。

$$\log(H_{in}/D')=0.05-1.35(X+6)/[\exp(X+5)] \dots\dots\dots(1)$$

$$X=\log(We) \dots\dots\dots(2)$$

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

$$D'=D-2r \dots\dots\dots(4)$$

ここで、 We はウェーバ数、 ρ_L は水の密度、 σ_L は水の表面張力を表す。Fig. 2中に実線で示した式(1)は旋回型(\diamond)ならびに r 方向ゆらぎ型と θ 方向ゆらぎ型(□■)を加えた領域の境界を近似的に表している。

つぎに、安定コアンダ型の現れる領域の境界を表す予測

式を導く。付着距離 L_a を表す実験式²⁾に $L_a=H_{in}$ を代入し、定数 A を乗ずると次式が得られる。

$$H_{in}/\eta_n=0.14A Q_g^{-1/3} \dots\dots\dots(5)$$

$$\eta_n=0.1-r \text{ (m)} \dots\dots\dots(6)$$

ここで、 η_n は浴側壁からノズル先端までの距離、ガス流量 Q_g の単位は m^3/s である。他のアスペクト比の結果も考慮して、実験的に A を求めると、

$$A=2.5 \dots\dots\dots(7)$$

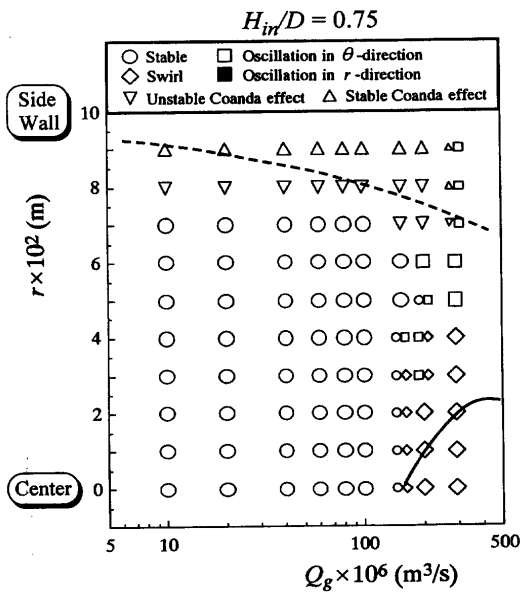
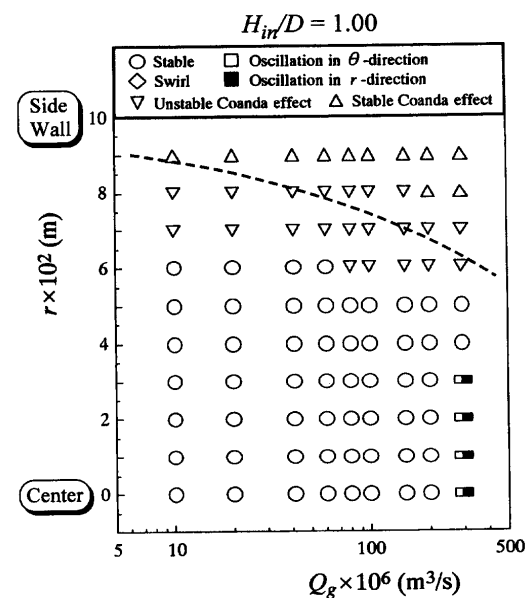
が得られる。式(7)を式(5)に代入して得られた式(8)を、Fig. 2に破線で示した。破線は気泡噴流がコアンダ効果によって浴側壁に付着する領域(安定コアンダ型領域)の境界とよく合っている。

$$H_{in}/\eta_n=0.35 Q_g^{-1/3} \dots\dots\dots(8)$$

Fig. 4に $H_{in}/D=0.50$ の気泡噴流の干渉パターンを示す。 $H_{in}/D=0.30$ の場合と比べて旋回型(\diamond)と安定コアンダ型(Δ)の見られる領域が広がっている。実線と破線は、Fig. 2に示したのと同じ方法で求めている。これらの線は旋回型の領域の境界と気泡噴流が壁に付着する安定コアンダ型の領域の境界をよく表している。

Fig. 5に $H_{in}/D=0.75$ における気泡噴流の干渉パターンを示す。旋回型(\diamond)の見られる領域は $H_{in}/D=0.50$ の場合よりも狭まっている。すなわち旋回現象は $H_{in}/D=0.50$ 近傍で最も現れやすい。安定コアンダ型の領域はさらに広がっている。図中の実線や破線と、旋回型と安定コアンダ型の領域の境界との一致は良い。

Fig. 6に $H_{in}/D=1.00$ の気泡噴流の干渉パターンを示す。

Fig. 5. Flow regime map for $H_{in}/D=0.75$.Fig. 6. Flow regime map for $H_{in}/D=1.00$.

浴深が大きくなると Q_g を大きくしても旋回は見られなくなる。安定コアンダ型の領域の境界はますます広がるが、その境界は破線で良く表される。

アスペクト比によって気泡噴流の干渉パターンが変わるのは、浴槽内の流動状態が変わってくるためである。Joshiら¹⁰⁾によると、アスペクト比が大きくなるにつれて浴内には鉛直方向に多くの循環セルが形成されるようになり、アスペクト比がほぼ1.0までのとき単一の循環セルが形成されると述べられている。アスペクト比が1.0近傍の場合、そのような単一循環セルが形成されることによって

浴内の流動状態が安定化し、気泡噴流がほぼ真上に上昇する領域が広がる。一方、旋回現象は気泡が浴表面を離脱する際に浴表面を上下に振動させることによって起こる⁹⁾。アスペクト比が1.0近傍になると、気泡の半径方向への分散領域が大きくなって浴表面を上下に振動させる力が小さくなる。そのため、旋回が起こりにくくなる。この結果は実験系が異なるXieら¹¹⁾の結果とも一致している。

アスペクト比 H_{in}/D が大きくなるにつれて、安定コアンダ型の領域が広がっている。これは、浴深が大きくなるにつれて気泡が浴表面まで上昇してゆく距離は長くなるが、上昇するにつれて気泡噴流は半径方向へ広がり、壁に付着しやすくなることに起因している。

3.3 実機への適用性

旋回型の領域の境界を予測するために用いた式(1)は、水銀を用いた場合にも $\pm 30\%$ の偏差で適用できることが明らかとなっており、式(3)のWe中に現れる表面張力 σ_L と密度 ρ_L との比 σ_L/ρ_L が水や水銀の値に比較的近い溶鋼にも適用できるものと思われる⁶⁾。一方、安定コアンダ型が現れる領域の境界の予測に用いた気泡噴流の壁への付着距離 L_a は液体の種類によらないことが知られている¹²⁾。したがって、容器の直径 D が本実験の値と同程度であれば、溶鋼中においても式(1)、(8)が適用できるものと考えられる。ただし、本実験の場合よりも直径が1桁大きい実機に適用できるかどうかについてはさらなる検討を要する。

4. 結言

浴側壁と干渉する単一気泡噴流について水モデル実験を行い、干渉パターンを6種類に分類した。工学上重要となる旋回型の領域の境界は式(1)で、気泡噴流が常に壁へ付着する領域の境界(安定コアンダ型の領域の境界)は式(8)で与えられる。

文 献

- 1) K.D.Wisecarver: *Trans. Inst. Chem. Eng.*, **73** (1995), 676.
- 2) M.Iguchi, K.Sasaki, K.Nakajima and H.Kawabata: *ISIJ Int.*, **38** (1998), 1297.
- 3) S.Joo and R.I.L.Guthrie: *Metall. Mater. Trans. B*, **23B** (1992), 765.
- 4) C.Kamata, S.Hayashi and K.Ito: *Tetsu-to-Hagané*, **84** (1998), 484.
- 5) K.Sasaki and M.Iguchi: *Tetsu-to-Hagané*, **85** (1999), 432.
- 6) M.Iguchi, Y.Ito and Z.Morita: *Tetsu-to-Hagané*, **80** (1994), 189.
- 7) M.Iguchi, H.Kawabata, T.Iwasaki, K.Noizawa and Z.Morita: *Tetsu-to-Hagané*, **76** (1990), 840.
- 8) S.Hosohara: Master Dissertation, Graduate School of Engineering, Osaka University, (1992).
- 9) M.Iguchi, S.Hosohara, T.Koga, R.Yamaguchi and Z.Morita: *Tetsu-to-Hagané*, **78** (1992), 1778.
- 10) J.B.Joshi and M.M.Sharma: *Trans. Inst. Chem. Eng.*, **57** (1979), 244.
- 11) Y.Xie and F.Oeters: *Steel Res.*, **63** (1992), 227.
- 12) K.Sasaki and M.Iguchi: *Tetsu-to-Hagané*, **88** (2002), 292.