円筒容器内旋回気泡噴流による固体粒子の攪拌

藤川 俊秀*・福江 正治*²・植村 知正*³・井口 学*⁴

Mixing of Small Solid Particles Using a Swirl Motion of a Bubbling Jet in a Cylindrical Vessel

Toshihide FUJIKAWA, Masaharu FUKUE, Tomomasa UEMURA and Manabu IGUCHI

Synopsis : When air is injected vertically upwards into a water-filled cylindrical vessel through a J-shaped lance, two types of swirl motions of the water in the vessel appear under specific conditions: shallow-water wave type and deep-water wave type. The swirl motions are similar to the rotary slashing. The deep-water wave type of swirl motion has high mixing ability. Small solid particles placed on the bottom of the cylindrical vessel can be lifted up into the bath through an effect of the swirl motion. The lifting behaviors of the particles can be classified into two types depending on the aspect ratio of the bath.

Key words : gas injection; bubbling jet; lifted-up particles; solid-gas-liquid three-phase flow; tornado-like flow.

1. 緒論

熔融金属のおもな攪拌方法としてガス吹き込み攪拌、機械式攪拌、電磁攪拌が挙げられる¹⁾。このうちガス吹き込み攪拌は、機械式攪拌に比べて熔融金属の汚染が少なく、また電磁攪拌に比べ設備投資が比較的小さいことから、鉄鋼プロセスにおいて最も多く用いられている。最近、この攪拌操作を応用し、円筒容器内において発生させた気泡噴流の旋回現象を用いた攪拌プロセスが環境工学の分野でいくつか報告されている²⁻¹⁰⁾。Fig. 1に一例として円筒容器内底部中央に設置した単孔ノズルから鉛直上方にガスを吹き込んだ場合に発生する旋回現象の模式図を示す。なお気泡噴流の旋回が発生する機構の説明については前報^{4,11)}に記

載しているので本報告では簡潔に述べる。一般に旋回現象は次の2種類に分類される²⁻¹⁰⁾。

(1) 浅水波型旋回現象

ノズル出口から浴表面までの距離 L_N が容器直径 D の約0.1~0.3倍の範囲で発生し、噴流は容器内の中心近傍で旋回することから気泡噴流の浴表面における半径方向変位 r_C が小さく、旋回周期 T_s は短い。なお、底吹き気泡噴流に対する著者らの以前の研究では浴深を H_L と表示しているが、この場合は $H_L=L_N$ となることを留意されたい。

(2) 深水波型旋回現象

ノズル出口から浴表面までの距離 L_N が容器直径 D の約0.3~1.0倍の範囲で発生し、旋回時の気泡噴流の半径方向変位 r_C が大きくなり、容器内の液体は激しく攪拌されることから浅水波型旋回現象に比べて強い攪拌力を有する。

著者らは、従来の底板のある円筒容器²⁻¹⁰⁾とは異なる、底板の無い円筒容器とJ字型ランスをFig. 2に示すように組み合わせることにより、旋回気泡噴流の強い攪拌力によって閉鎖性水域に堆積した汚泥を浮上させ、オゾンを含気泡内に混入させて汚泥を処理する浄化装置の開発を検討している¹¹⁻¹³⁾。

一連の研究の第一段階として、前報¹¹⁾では底板のある円筒容器の底に汚泥を模擬した粒子を堆積させ、ノズル出口の中心を容器の中心軸上に設置したJ字型ランスから空気を吹き込み、粒子浮上を伴う定常的な深水波型旋回現象が発生する領域と基本特性について報告した。

本報では、前報¹¹⁾で得られた結果を基に粒子浮上を伴う

Fig. 1. Classification of the swirl motions of bubbling jet in a cylindrical vessel.

平成20年11月26日受付 平成21年7月14日受理 (Received on Nov. 26, 2008; Accepted on July 14, 2009)

* 北海道大学大学院工学研究科 (Graduate Student, Hokkaido University, Nishi 8 Kita 13 Kita-ku Sapporo 060-8628)

*² 東海大学大学院海洋工学研究科 (Graduate School of Ocean Engineering, Tokai University)

*³ 関西大学大学院工学研究科 (Graduate School of Engineering, Kansai University)

*⁴ 北海道大学大学院工学研究科 (Graduate School of Engineering, Hokkaido University)

Fig. 2. Schematic of bottomless cylindrical vessel.

Fig. 3. Schematic of experimental apparatus.

定常的な深水波型旋回現象の攪拌挙動について考察する。また円筒容器内旋回気泡噴流によって巻き上げられる粒子群の様相は、大気中で発生する竜巻の現象と非常に類似していることを可視化の結果に基づいて述べる。

2. 実験装置および実験条件

Fig. 3に実験装置の概要を示す。旋回現象を発生させるために、試験円筒容器内（内径 $D=0.160\text{ m}$, 0.200 m , 0.310 m , 高さ $H=1.000\text{ m}$ ）にJ字型ランス（内径 $d_{ni}=4.0\times 10^{-3}\text{ m}$, 外径 $d_{no}=6.0\times 10^{-3}\text{ m}$ ）を設置した。J字型ランスのノズル出口が試験円筒容器の中心軸上にくるように配慮し、容器底からの無次元鉛直方向ノズル位置を $H_N/D=0.325$, 0.400 , 0.500 , 0.600 とした。なおノズル出口から支柱までの距離 L_C と容器半径 R との比は $L_C/R\approx 0.5$ である。

気泡噴流は、コンプレッサーによって加圧した空気を質量流量計により調整し、流量 $Q_g=6.40\times 10^{-5}\sim 1.80\times 10^{-3}\text{ m}^3/\text{s}$ の範囲で吹き込むことによって発生させた。ノズル出口から初期液面までの距離を L_N としたとき、アスペクト比が $L_N/D=0.1\sim 1.0$ の範囲になるように水を投入した。

浴底部には、汚泥に比較的近い密度を有する固体粒子（湿潤密度 $\rho_p=1080\text{ kg/m}^3$, 平均粒径 $d_p=700\text{ }\mu\text{m}$ ）を堆積させ、粒子層の高さが定められた値となるようにした。

定常的な深水波型旋回現象による粒子の攪拌挙動は目視

およびデジタルビデオカメラを用いて観察し、投入した粒子の体積に対する巻き上がった粒子の体積の割合を最も重要な指標として1つの条件につき3回測定し、平均値を求めた。具体的な測定方法は、簡便ではあるが、長さ 0.6 m （目盛り間隔 0.5 mm ）の定規を容器外部の手前と左右の側壁に接するように置き、容器側壁おける粒子層の厚さの減少量から求めた。なお空気の吹き込みを開始後、定常的な旋回現象に至るかどうかの観察時間は前報¹⁾と同様に2分とした。

3. 実験結果および考察

3.1 粒子浮上を伴う定常的な深水波型旋回現象の攪拌挙動

Fig. 4～11はアスペクト比 L_N/D をパラメータとして、巻き上がった粒子の体積と、投入した粒子の体積の比、すなわち体積比 V_r を空気流量 Q_g に対して示している。粒子巻き上がり体積比は式(1)によって表記できる。

$$V_r = (H_p - H_{p\text{-RESIDUAL}})/H_p \quad \cdots \cdots (1)$$

ここで H_p は粒子層の初期高さ、 $H_{p\text{-RESIDUAL}}$ は容器底から残存堆積粒子層表面までの距離である。ただし H_p の値は各図のキャプションに示すように互いに少しずつ異なっているので、縦軸の値を直接比較できない点に留意されたい。なお、 H_p の値が分かっているので巻き上がった粒子層の体積は計算できるが、今回は粒子巻き上がりの定性的傾向に着目しているので生データを採用した。旋回気泡噴流によって粒子群が浮上した際、ある条件では容器内部の様相が確認できないほど粒子が分散した。そこで容器内に粒子を投入した際に堆積粒子層表面を水平にし、まず初期状態における粒子層の高さ H_p を測定した。空気の吹き込みを開始後、旋回運動が定常状態に達するまでの間に、堆積粒子層の粒子群は容器中心軸の周りを回転しながら容器内底部中央に集められ、やがて旋回運動が定常状態に達したのち気泡の上昇に伴う液体の強い上昇流によって浮上した。また浮上した粒子群の一部は沈降するが、再び液体の上昇流に誘起されて上昇する。そのため巻き上がりが定常状態に達した際には、堆積粒子表面は水平面ではなくなるが、ほぼ平坦となる。このとき容器外部の3箇所に設置した前述の定規を用いて、巻き上がりが定常状態に達したときの粒子層の厚さを測定し、その減少量から粒子巻き上がりの体積の割合を求めた。この方法による測定誤差は約20%である。なお、粒子表面の様相が確認できないほど粒子が分散した場合においても、堆積粒子表面は水平であると仮定し測定を行った。

旋回気泡噴流の粒子攪拌挙動は、 L_N/D ごとに異なり、 $L_N/D=0.5$ を境に図中(I)の釣鐘型と、(II)の単調増加型の2つのパターンに分類できることがわかる。詳細について前

Fig. 4. Volume ratio ($D=0.160$ m, $H_N/D=0.400$, $H_P=0.028$ m).

Fig. 5. Volume ratio ($D=0.160$ m, $H_N/D=0.600$, $H_P=0.028$ m).

Fig. 6. Volume ratio ($D=0.200$ m, $H_N/D=0.325$, $H_P=0.022$ m).

Fig. 7. Volume ratio ($D=0.200$ m, $H_N/D=0.400$, $H_P=0.018$ m).

Fig. 8. Volume ratio ($D=0.200$ m, $H_N/D=0.500$, $H_P=0.018$ m).

Fig. 9. Volume ratio ($D=0.200$ m, $H_N/D=0.600$, $H_P=0.018$ m).

Fig. 10. Volume ratio ($D=0.310$ m, $H_N/D=0.325$, $H_P=0.028$ m).

Fig. 11. Volume ratio ($D=0.310$ m, $H_N/D=0.600$, $H_P=0.028$ m).

報¹¹⁾で提示した振幅 A と旋回気泡噴流中心の浴表面における半径方向変位 r_c の結果を基に考察する。

釣鐘型のパターンは、アスペクト比が $L_N/D \approx 0.2 \sim 0.4$ の範囲で発生し、ある空気流量において最大値を示したのち

に小さくなる傾向が見られる。この傾向について前報¹¹⁾で述べた振幅 A の測定結果と比較すると、振幅 A の値が小さくなり始める空気流量 Q_g とほぼ同じ流量において、粒子巻き上がり体積比は小さくなり始めた。なお $L_N/D \approx 0.2 \sim 0.4$ の場合に振幅が小さくなる要因には、ノズル出口から浴表面までの距離 L_N が小さいために空気を高流量で浴内に吹き込んだ際には、ノズル出口における空気の慣性力の影響が大きくなり、浴表面における旋回気泡噴流中心の半径方向変位 r_c が小さくなることが挙げられる¹¹⁾。すなわち気泡噴流は容器内の中心近傍で旋回するために浴表面における旋回時の波動が小さくなり、浴全体の下降運動が弱くなることから粒子群は巻き上げられにくくなったと考えられる。粒子群が浮上する際、 L_N/D が約0.5よりも小さいときには、Fig.12に示す孤立渦が発生し、堆積粒子表面では浴表面の旋回に伴いマイクロダウンバーストに類似した現象¹⁴⁾が頻繁に生じた。

単調増加型のパターンは、アスペクト比が $L_N/D \approx 0.6 \sim 0.8$ の範囲で発生した。振幅 A はある空気流量 Q_g において最大値を示したのちに単調に小さくなった¹¹⁾が、粒子巻き上がり体積比は空気流量 Q_g を上げるに伴い増加している。またこの条件での浴表面における旋回気泡噴流中心の半径方向変位 r_c は流量を上げるに伴い大きくなる傾向が見られた¹¹⁾。すなわち、ノズル出口から浴表面までの距離 L_N が大きい条件ではノズル出口近傍における空気の慣性力の影響が相対的に小さくなり、しかもノズル出口と底板の間に存在する液体の層がはずみ車の役割を演ずることによって、浴全体の旋回運動を助長させる働きがある¹¹⁾ことから、空気流量を上げるに伴い粒子巻き上がり体積比も増加したと考えられる。なおノズル出口から浴表面までの距離 L_N が大きい条件($L_N/D \approx 0.6 \sim 0.8$)では、噴流の広がりが大きくなりすぎると噴流は液面を揺らす力が弱まることから振幅 A はある流量を境に小さくなったと考えられる¹¹⁾。この条件において粒子群が浮上する際には、Fig.13に示すような一対の渦が発生した。これらの渦は回転をしつつ、浴中心近傍へ移動しながらやがて合体し、粒子群は容器内底部中央付近から浮上した。なお一対の渦が発生する要因については次節で述べる。

3・2 孤立渦と一対の渦が発生する境界

Fig.14~21にはアスペクト比 L_N/D と吹き込み流量 Q_g の組み合わせを変えて、旋回現象が発生したパターンの分類を示す。本実験で観測した粒子浮上を伴う深水波型旋回現象には□印および■印で示す定常的な旋回現象と、断続的な旋回現象がある。○印および●印は、粒子浮上を伴わない定常的な深水波型旋回現象と浅水波型旋回現象、△印および▲印は、粒子浮上を伴わない断続的な深水波型旋回現象と浅水波型旋回現象、◆印は粒子浮上を伴う定常的な浅水波型旋回現象である。図中の点線はFig.12および13に示す孤立渦と、移動する一対の渦が発生する境界を

Fig. 12. Photograph of isolated vortex.

Fig. 13. Photograph of multiple vortices.

Fig. 14. Swirl motion map ($D=0.160$ m, $H_N/D=0.400$).

Fig. 15. Swirl motion map ($D=0.160$ m, $H_N/D=0.600$).

Fig. 16. Swirl motion map ($D=0.200$ m, $H_N/D=0.325$). Fig. 20. Swirl motion map ($D=0.310$ m, $H_N/D=0.325$). Fig. 17. Swirl motion map ($D=0.200$ m, $H_N/D=0.400$). Fig. 21. Swirl motion map ($D=0.310$ m, $H_N/D=0.600$). Fig. 18. Swirl motion map ($D=0.200$ m, $H_N/D=0.500$). Fig. 19. Swirl motion map ($D=0.200$ m, $H_N/D=0.600$).

示している。これら2種類の渦は、自然界で発生する2種類の竜巻と類似した現象であることを明らかにした。

一般に竜巻は積乱雲のような強い上昇気流を持つ、鉛直軸周りに回転する渦であり、発生機構は次の2つに大別さ

れている^{15,16}。一つは地形的要因などにより積乱雲のような対流性の雲自身が強い上昇気流と回転流をつくる場合である^{15,16}。この種の竜巻が生じる際には下降気流（ダウンバースト）が発生しやすい。近年わが国で発生した例としては、北海道佐呂間市（2006年11月7日）での竜巻が挙げられる。もう一つは局地的な前線に伴う場合であり、前線沿いに並んだ幾つもの水平な渦列が、積乱雲のような上昇気流によって立ち上げられて鉛直軸周りの渦が発生する。またこの竜巻が生じる際には、同時に複数個発生する^{15,16}。実際に2008年9月15日に北海道稚内市の沖合で現れた竜巻は同時に6つ発生している。

孤立渦はアスペクト比 L_N/D が約0.5よりも小さいときに発生した。浴表面が定常的な旋回現象に達すると容器内の液体は旋回現象に伴う上下および周方向の流れによって激しく攪拌される。その際、浴底部および噴流周りの液体は、角運動量保存則により液面の回転方向とは逆方向に回転する^{3-5,8-13,17}。堆積粒子表層の粒子群は浴底部の容器中心へ向う流れに運ばれて、容器内底部中央に集められた後に、気泡の上昇に伴う液体の強い上昇流に誘起されて巻き上げられた。すなわち孤立渦が発生する要因としては、ノズル出口から浴表面までの距離 L_N が小さいために旋回運動に伴う回転運動の影響が浴内全体において支配的となることが考えられる。このパターンは対流性の雲自身が強い上昇流と回転流をつくる竜巻の現象^{15,16}と良く似ているといえる。

移動する一対の渦はアスペクト比 L_N/D が約0.5よりも大

きいときに発生した。この要因について過去の研究報告¹⁷⁾を基に考察する。ノズル出口から浴表面までの距離 L_N が大きい条件では、波の運動が支配的な浴表面近傍の領域よりも下の領域において、ガス吹き込み開始後、浴表面が半径方向への往復運動から旋回運動に移行したときに浴底部で一对の渦が発生し、これらの渦が気泡噴流によって誘起された上昇流に引き伸ばされることによって発生したものと考えられる。すなわち、この場合は液体の鉛直方向の運動が重要な役割を演じている。なお L_N/D が約0.5よりも大きいときに生じた一对の渦は、局地的な前線に伴う竜巻^{15,16)}に似ているようである。ただし一对の渦は、上述のように空氣の吹き込み開始後、定常的な旋回現象に達するまでの間に生じる。したがってアスペクト比 L_N/D が約0.5よりも大きいときに生じる粒子浮上を伴う断続的な深水波型旋回現象(■印)の条件では、再度旋回現象が生じてても一对の渦は発生せず、粒子群は容器内底部中央、もしくはFig.22に示す螺旋状に傾斜した渦となって容器側壁近傍から巻き上げられた。

そこで点線の値がステップ状に小さくなる空氣流量 Q_g に着目し、 Q_g とノズルの設置位置 H_N/D との関係を表したものをFig.23に示す。測定値はそれぞれ容器内径 D ごとに分布している傾向が見られる。ガス底吹き込み浴内の流れ場は、ノズル出口近傍領域、浴内部の領域、浴表面近傍の領域の3領域に大別されるが、それぞれの領域は次の修正フルード数によって支配される¹⁸⁾。

(1) ノズル出口近傍領域

$$F_{rm} = \rho_g Q_g^2 / [\rho_L g d_m^5] \cdots \cdots (2)$$

(2) 浴内部の領域

$$F_{rmDHL} = Q_g^2 / (g D^4 H_L) \cdots \cdots (3)$$

(3) 浴表面近傍の領域

$$F_{rmD} = Q_g^2 / (g D^5) \cdots \cdots (4)$$

ここで ρ_g は空氣の密度、 ρ_L は水の密度、 g は重力加速度、 $H_L (=L_N+H_N)$ は浴深である。本研究で対象としている気泡噴流の深水波型旋回現象は、浴表面近傍の流れ場が重要な役割を演じているので、上記修正フルード数 F_{rmD} によって整理を行うと、測定値はFig.24に示すように、良くまとめられることが分った。この理由を以下に記す。

旋回液体噴流に関する以前の研究⁸⁾において慣性力と浮力の比として定義される修正フルード数は、見方を変えると慣性力と液体の回転に伴う遠心力の比とみなすこともできることを示した。本論文で取り扱っている旋回気泡噴流の場合も同じようにみなすことが可能であることをまず示す。

気泡噴流に誘起されて浴内を鉛直方向に運動する液体の慣性力は次式で与えられる⁴⁾。

Fig. 22. Spiral motion of particles.

Fig. 23. Relation between nozzle position H_N/D and air flow rate Q_g indicating sudden decrease on the dotted line in Figs.14 through 21.

Fig. 24. Relation between nozzle position H_N/D and modified Froude number F_{rmD} .

$$F_I = k_1 \rho_L Q_g^2 / D^2 \cdots \cdots (5)$$

一方、旋回運動によって容器内を周方向に回転する液体に働く遠心力は次式で与えられる⁸⁾。

$$F_C = k_2 \rho_L g D^3 \cdots \cdots (6)$$

ここで k_1 , k_2 は定数である。これより慣性力と遠心力の比は次式で与えられる。

$$F_I/F_C = (k_1/k_2)Q_g^2/(gD^5) \cdots \cdots (7)$$

式(7)は、修正フルード数 F_{rmD} は慣性力と遠心力の比とみなすこともできることを示している。本実験条件下では前述のように、鉛直方向の液体の運動が支配的、すなわち F_I/F_C が大きいときには一對の渦が発生し、 F_I/F_C が小さく容器内を周方向に回転する液体に働く遠心力が支配的になるとときには孤立渦が発生する。このような理由から、Fig.24において $L_N/D=0.5$ のときに孤立渦と一對の渦が現れる境界が修正フルード数 F_{rmD} によって良く整理できたものと考えられる。

なお、Fig.24中の測定値に着目した際、ノズルの設置位置 H_N/D が大きくなるに伴い、境界を与える修正フルード数 F_{rmD} が大きくなる傾向がみられる。 H_N/D が大きくなると鉛直方向の運動を強化、すなわち慣性力 F_I を大きくしなければ一對の渦は生じないので境界は右上がりになる。

4. 結言

円筒容器内に設置したJ字型ランスから空気を吹き込むことによって発生する旋回現象の粒子攪拌挙動について、容器底部に堆積させた固体粒子の浮上挙動の面から検討した。得られた結果は以下のとおりである。

(1) 深水波型旋回現象における旋回気泡噴流の粒子攪拌挙動は、例えばFig. 4中に示すように(I)の釣鐘型と、(II)の単調増加型の2つのパターンに分類できることを明らかにした。

(2) アスペクト比 L_N/D が約0.5よりも小さいときには孤立渦が発生し、 L_N/D が約0.5よりも大きいときには一對の渦が発生した。前者は積乱雲のような対流性の雲自身が

回転流をつくる竜巻に似ており、後者は局地的な前線に伴う竜巻に似た現象である。

(3) Fig.14~21中の点線の値がステップ状に小さくなる空気流量 Q_g の値は、慣性力と浮力の比である修正フルード数 F_{rmD} と H_N/D で良く整理できた。

本研究は日本学術振興会特別研究員奨励費(20000341)の助成を受けたものである。ここに記して謝意を表する。

文 献

- 1) 井口 学, 松井剛一, 横山 隆 編集: 実験力学ハンドブック, 日本実験力学会, 朝倉書店, 東京, (2007), 341.
- 2) J.Szekely: Fluid Flow Phenomena in Metals Processing, Academic Press, New York, (1979), 386.
- 3) M.Iguchi, T.Takeuchi and Z.Morita: *ISIJ Int.*, **76** (1992), 699.
- 4) M.Iguchi, S.Hosohara, T.Koga, R.Yamaguchi and Z.Morita: *ISIJ Int.*, **33** (1993), 1037.
- 5) M.Iguchi, Y.Itoh and Z.Morita: *Tetsu-to-Hagané*, **80** (1994), 189.
- 6) O.J.Ilegbusi, M.Iguchi and W.Wahnsiedler: Mathematical and Physical Modeling of Materials Processing Operations, Chapman-Hall/CRC, Boca Raton, (1999), 369.
- 7) H.Madarama, K.Okamoto and M.Iida: *J. Fluids Struct.*, **16** (2002), 417.
- 8) J.Yoshida, D.Iguchi, M.Shitara and M.Iguchi: *ISIJ Int.*, **43** (2003), 1890.
- 9) J.Yoshida, D.Iguchi and M.Iguchi: *Tetsu-to-Hagané*, **90** (2004), 371.
- 10) M.Iguchi, D.Iguchi, Y.Sasaki, T.Kumagai and S.Yokoya: *ISIJ Int.*, **44** (2004), 1623.
- 11) T.Fujikawa, M.Fukue and M.Iguchi: *Tetsu-to-Hagané*, **95** (2009), 515.
- 12) T.Fujikawa, Y.Sasaki, M.Fukue and M.Iguchi: *J. JSEM.*, **7** (2007), 21.
- 13) T.Fujikawa, M.Fukue and M.Iguchi: Proc. JSEM 2008 Annual Conf. Experimental Mechanics, **8** (2008), 231.
- 14) T.Uemura and M.Iguchi: 可視化情報学会誌, **26** (2006), 335.
- 15) 日本気象学会編: 気象科学辞典, 東京書籍, 東京, (1998), 338.
- 16) H.Niino and A.Noda: The 54th National Congress of Theoretical and Applied Mechanics, **54** (2005), 19.
- 17) D.Iguchi, T.Ohmi, T.Ishii and M.Iguchi: *J. JSEM.*, **7** (2007), 337.
- 18) K.Kawakami, M.Iguchi and K.Ishido: *Tetsu-to-Hagané*, **92** (2006), 311.