

【論文】

電解気泡ポンプによる単一粒子の揚固速度 (粒子径依存)

中山昭男* 田中一裕** 筒井正幸*

Solid Lifting Velocity of a Single Coarse Particle by Electrolytic Gas-Lift Pump (Effect of Particle Diameter)

Akio NAKAYAMA Kazuhiro TANAKA Masayuki TSUTSUI

Abstract : The air-lift pump and the electrolytic gas-lift pump are potentially usable to collect valuable mineral resources from the deep seabed. The former is considered useless for collection of mineral resources from depth of over 3,000 meters due to the power limit of compressors, whereas the latter can be used at any depth. However, design criteria for an electrolytic gas-lift pump have not been established. As a first step, this paper examines the solid lifting velocity due to effect of particle diameter of a single coarse particle by an electrolytic gas-lift pump.

Key Words : Electrolytic Gas-lift pump, Valuable Mineral Resource, Gas-Liquid Two-Phase Flow

1. 緒言

空気泡ポンプは、深海底に存在するマンガン団塊やコバルトリッチクラフト等の鉱物資源を回収する方法として考えられている。その空気泡ポンプは、動力源を水上におけるなどの特徴を有するため有用であろうと言われ⁽¹⁾、現在、国家的プロジェクト研究とされている。ところで、空気泡ポンプに関する研究は、揚水・揚固特性が若干求められ、その設計法⁽²⁾⁽³⁾⁽⁴⁾も若干示されている。しかし、水面下数千m以上の深海底の場合、空気泡ポンプを利用するならば多量の空気量が必要となり圧縮機も超高压で大型にしなくてはならないため現技術では不可能である。そこで、揚水管内に電極板を挿入し、海水を電気分解して発生する水素気泡を利用する電解気泡ポンプが考案されている⁽⁵⁾。この電解気泡ポンプは、可動部を必要としないので、上述した深海底鉱物資源回収の際には、電解装置と揚水管を使用するだけでよい。しかし、現在、電解気泡ポンプの設計基準の資料となる詳細な知見は見あたらない。

そこで前報⁽⁶⁾は、電解気泡ポンプの実用化に向けて、その揚水特性について検討した。本報は、垂直管内気液二相流中において、単一粗大粒子の揚固流速に及ぼす粒子径依存性について、実験的かつ理論的に検討した。その際、揚水管としてアクリル樹脂製の円筒管を使用し、粗大粒子としてナイロン製の球形固体粒子を使用した。

2. 主な記号

c, C_1, C_2, C_3 : 係数	[-]
C_b : 球形固体の抗力係数	[-]
D : 揚水管内直径	[m]
d_s : 球形固体の直径	[m]
\bar{d}_s : 無次元直径(= d_s/D)	[-]
f_g : 気体体積率	[-]
f_l : 液体体積率	[-]
g : 重力加速度	[m/s ²]
H : 浸水深さ	[m]
H_a : 揚程	[m]
L_{AB} : 液单相流部長さ(Fig.2-b 参照)	[m]
L_{BC} : 液单相流部長さ(Fig.2-b 参照)	[m]
L_{CD} : 気液二相流部長さ(Fig.2-b 参照)	[m]
Re_l : 見かけの液体速度に基づく レイノルズ数(= $w_{l0}D/\nu$)	[-]
S : 揚水管内の断面積	[m ²]
w_A : 相対速度	[m/s]
w_g : 気体速度	[m/s]
w_{g0} : 見かけの気体速度	[m/s]
w_{l0} : 見かけの液体速度	[m/s]
w_{l0}' : 式(5)より得られる前見かけの液体速度	[m/s]
w_{l1} : A面の液体速度(Fig.2-b 参照)	[m/s]
w_{l2} : D面の液体速度(Fig.2-b 参照)	[m/s]
w_{s0} : 球形固体上昇速度	[m/s]
w_{SR} : 壁面干渉沈降速度	[m/s]
x : クオリティ	[-]
z : 比重	[-]

* 機械工学科

** 工学研究科機械工学専攻

- ΔP_{TP} : 気液二相流の摩擦圧力損失 [N/m²]
- ΔP_{T0} : 液単相流の摩擦圧力損失 [N/m²]
- ζ_e : 入口損失係数 [-]
- ζ_d : 球形固体により管路が狭くなるときの損失係数 [-]
- ζ_l : 球形固体により管路が拡大するときの損失係数 [-]
- λ_{t0} : 見かけの摩擦損失係数(=0.3164/ $Re_t^{1/4}$) [-]
- μ : 水の粘性係数(= ν / ρ_l) [Pa · s]
- ν : 水の動粘性係数 [m²/s]
- π : 円周率 [-]
- ρ_e : 実行密度 [kg/m³]
- ρ_g : 気体密度 [kg/m³]
- ρ_l : 液体密度 [kg/m³]
- ρ_s : 固体密度 [kg/m³]
- σ : 浸水率(= H/L_{CD}) [-]

3. 実験装置および実験方法

Fig.1 は、実験装置概略図を示す。並列に接続した直流電源③(最大電流 400 アンペア)に電極板⑧を接続して直流電流を流す。この際、電極の陽極、陰極は白金被覆チタン板を用いる。水槽内に赤道付近の海水とほぼ濃度の等しい 3.5%の食塩水⑦を入れて電気分解する。食塩水の電気分解により陽極から塩素、陰極から水素の気泡が発生する。そのうち、塩素ガスは電解槽内で化学反応し、次亜鉛素酸溶液になる。残りの水素気泡は水槽内の食塩水とともに集気ノズルを通り揚水管内⑤を上昇する。このことより、食塩水流入箱⑫上部にあった固体粒子⑬も上昇する。水槽、ノズル、揚水管は気泡を可視化するため、アクリル樹脂製とする。ガス量 Q_g は、あらかじめ電極板で発生した水素気泡をメスシリンダーで集気して検定曲線を得ておく。固体粒子の上昇速度は、二点間を通過する時間を測定して得る。

なお、本実験では、浸水率 $\sigma = 0.93, 0.90, 0.85$ 、揚水管内径 $D = 15\text{mm}$ で、固体粒子は直径 $d_s = 0.0127, 0.0095, 0.0080\text{m}$ のナイロン球(密度 $\rho_s = 1142.7\text{kg/m}^3$)を使用する。

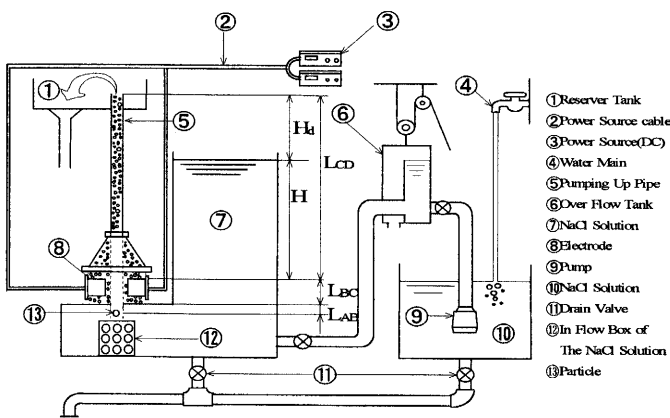
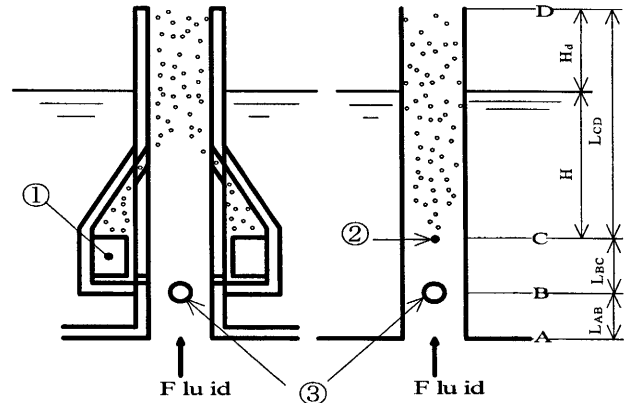


Fig.1 Schematic Diagram of Experimental Apparatus

4. 解析

Fig.2-a と b は、Fig.1 の揚水管部を示す。Fig.2-a の物理モデルの解析を容易にするために次の仮定を設け、Fig.2-b の解析モデルを考える。

- (i) 気泡の圧縮性は無視する。
- (ii) 水素ガスと液体の二相流流動様相は前々報のより気泡流とする。
- (iii) 水素ガスの運動量変化は液体の運動量変化に比べて著しく小さいので無視する。
- (iv) 水素ガスを発生する矩形電極は、点電極で置き換え、その点電極の位置は矩形電極の上端とする。
- (v) ノズル形状の揚水管は、揚水管内径 $D = 15\text{mm}$ 一定とする。



①Electrode ②Point Electrode

③Particle

Fig.2-a Physical Model Fig.2-b Analytical Model

Fig.2-b に示す点電極②より発生した水素気泡により、液面が揚程 H_A (Fig.2-b 参照) の高さまで揚水されたとき、A 面と D 面に運動量方程式を適用すると

$$\begin{aligned}
 & S \rho_l w_{t0}^2 - S \frac{1}{f_t} \rho_l w_{t0}^2 \\
 &= \frac{1}{2} \rho_l w_{t0}^2 S + \zeta_e \frac{1}{2} \rho_l w_{t0}^2 S \\
 & - S(L_{AB} + L_{BC} + H) \rho_l g \\
 &+ C_D \frac{1}{2} f_t \rho_l \left\{ \left(\frac{1}{f_t} - C \right) w_{t0} - w_{SR} \right\}^2 \frac{\pi}{4} d_s^2 \\
 &+ \zeta_d \frac{1}{2} f_t \rho_l \left\{ \left(\frac{1}{f_t} - C \right) w_{t0} - w_{SR} \right\}^2 \frac{\pi}{4} (D^2 - d_s^2) \\
 &+ \zeta_l \frac{1}{2} f_t \rho_l w_{t0}^2 \frac{\pi}{4} (D^2 - d_s^2) \\
 &+ \lambda_{t0} \frac{L_{AB} + L_{BC}}{D} \frac{1}{2} \rho_l w_{t0}^2 S \\
 &+ \lambda_{t0} \frac{L_{CD}}{D} \frac{1}{2} \rho_l w_{t0}^2 S f_t^{-1.51} \\
 &+ (L_{AB} + L_{BC}) S \rho_l g + f_t L_{CD} S \rho_l g \\
 &+ \frac{1}{6} \pi d_s^3 \rho_s g - \frac{1}{6} \pi d_s^3 \rho_l g
 \end{aligned}$$

..... (1)

式(1)の左辺第1項はA面から流入する液体の運動量, 第2項はD面から流出する液体の運動量, 式(1)の右辺第1項はA面に液体が流入することによって生じる動圧, 第2項はA面に液体が流入することによって生じる入り口損失, 第3項は浸水力, 第4項は管内に球形固体の存在することにより生じる抗力, 第5項は球形固体により管路が狭くなることによる損失, 第6項は球形固体により管路が拡大することによる損失, 第7項は液単相流部の管内摩擦損失, 第8項は気液二相流部の管内摩擦損失, 第9, 10項は液体の重量, 第11項は固体の重量, 第12項は球形固体に働く浮力をそれぞれ示す. また, D面にかかる力は0である.

式(1)の両辺を S , ρ_l で割ると

$$\begin{aligned}
 & w_{\ell 0}^2 - \frac{1}{f_\ell} w_{\ell 0}^2 \\
 &= \frac{1}{2} w_{\ell 0}^2 + \zeta_e \frac{1}{2} w_{\ell 0}^2 \\
 &\quad - (L_{AB} + L_{BC} + H)g \\
 &\quad + C_D \frac{1}{2} f_\ell \left\{ \left(\frac{1}{f_\ell} - C \right) w_{\ell 0} - w_{SR} \right\}^2 \frac{\pi}{4} d_s^2 \frac{1}{S} \\
 &\quad + \zeta_d \frac{1}{2} f_\ell \left\{ \left(\frac{1}{f_\ell} - C \right) w_{\ell 0} - w_{SR} \right\}^2 \frac{\pi}{4} (D^2 - d_s^2) \frac{1}{S} \\
 &\quad + \zeta_\ell \frac{1}{2} f w_{\ell 0}^2 \frac{\pi}{4} (D^2 - d_s^2) \frac{1}{S} \\
 &\quad + \lambda_{\ell 0} \frac{L_{AB} + L_{BC}}{D} \frac{1}{2} w_{\ell 0}^2 \\
 &\quad + \lambda_{\ell 0} \frac{L_{CD}}{D} \frac{1}{2} w_{\ell 0}^2 f_\ell^{-1.51} \\
 &\quad + (L_{AB} + L_{BC})g + f_\ell L_{CD} g \\
 &\quad + \frac{1}{6} \pi d_s^3 \rho_s g \frac{1}{S} \frac{1}{\rho_l} - \frac{1}{6} \pi d_s^3 g \frac{1}{S} \\
 & \dots \dots \dots (2)
 \end{aligned}$$

となり, 式(2)の右辺第1, 2, 6, 7, 8項を左辺へ移項し, 変形すると

$$\begin{aligned}
 & w_{\ell 0}^2 - \frac{1}{f_\ell} w_{\ell 0}^2 - \frac{1}{2} w_{\ell 0}^2 - \zeta_e \frac{1}{2} w_{\ell 0}^2 \\
 &\quad - \zeta_\ell \frac{1}{2} f_\ell w_{\ell 0}^2 \left(1 - \frac{d_s^2}{D^2} \right) \\
 &\quad - \lambda_{\ell 0} \frac{L_{AB} + L_{BC}}{D} \frac{1}{2} w_{\ell 0}^2 - \lambda_{\ell 0} \frac{L_{CD}}{D} \frac{1}{2} w_{\ell 0}^2 f_\ell^{-1.51} \\
 &= -(L_{AB} + L_{BC} + H)g \\
 &\quad + C_D \frac{1}{2} f_\ell \left\{ \left(\frac{1}{f_\ell} - C \right) w_{\ell 0} - w_{SR} \right\}^2 \frac{d_s^2}{D^2} \\
 &\quad + \zeta_d \frac{1}{2} f_\ell \left\{ \left(\frac{1}{f_\ell} - C \right) w_{\ell 0} - w_{SR} \right\}^2 \left(1 - \frac{d_s^2}{D^2} \right) \\
 &\quad + (L_{AB} + L_{BC})g + f_\ell L_{CD} g \\
 &\quad + \frac{2}{3} d_s^3 \left(\frac{\rho_s}{\rho_l} - 1 \right) g \frac{1}{D^2} \\
 & \dots \dots \dots (3)
 \end{aligned}$$

式(3)の左辺を $w_{\ell 0}^2$ でまとめ, 両辺を整理すると

$$\begin{aligned}
 & w_{\ell 0}^2 \left(1 - \frac{1}{2} - \frac{1}{f_\ell} - C_1 \right) \\
 &= L_{CD} g \left\{ -\frac{H}{L_{CD}} + f_\ell + C_3 \right\} \\
 &\quad + C_2 \left\{ \left(\frac{1}{f_\ell} - c \right) w_{\ell 0} - w_{SR} \right\}^2 \\
 & \dots \dots \dots (4)
 \end{aligned}$$

となる. ただし, 式(4)において

$$\begin{aligned}
 C_1 &= \frac{\zeta_e}{2} + \frac{\zeta_\ell}{2} f_\ell \left(1 - \frac{d_s^2}{D^2} \right) + \lambda_{\ell 0} \frac{1}{2D} (L_{AB} + L_{BC} + L_{CD} f_\ell^{-1.51}) \\
 C_2 &= \frac{f_\ell}{2} \left\{ C_D \frac{d_s^2}{D^2} + \zeta_d \left(1 - \frac{d_s^2}{D^2} \right) \right\} \\
 C_3 &= \frac{2}{3} \frac{d_s^3}{D^2 L_{CD}} \left(\frac{\rho_s}{\rho_l} - 1 \right)
 \end{aligned}$$

である. ゆえに, 式(4)より, 見かけの液体速度 $w_{\ell 0}$ は

$$w_{\ell 0} = \sqrt{\frac{gL_{CD}(\sigma - f_\ell - C_3) - C_2 \left\{ \left(\frac{1}{f_\ell} - c \right) w_{\ell 0} - w_{SR} \right\}^2}{\frac{1}{f_\ell} + C_1 - \frac{1}{2}}} \dots \dots \dots (5)$$

となる. ただし

$$\sigma = \frac{H}{L_{CD}}$$

である. 式(5)より求められた見かけの液体速度 $w_{\ell 0}$ を吉永ら⁽⁸⁾の粒子速度の式(6)に代入すると

$$w_{s0} = c w_{\ell 0} + w_{SR} \dots \dots \dots (6)$$

球形固体の上昇速度 w_{s0} は

$$w_{s0} = c \sqrt{\frac{gL_{CD}(\sigma - f_\ell - C_3) - C_2 \left\{ \left(\frac{1}{f_\ell} - c \right) w_{\ell 0} - w_{SR} \right\}^2}{\frac{1}{f_\ell} + C_1 - \frac{1}{2}}} + w_{SR} \dots \dots \dots (7)$$

なお、球形固体の沈降速度 w_{SR} は吉永ら⁽⁸⁾による気液二相流中における球形固体の沈降速度式(8)を用いる。

$$W_{SR} = - \left(1 - \frac{d_s^2}{D^2} \right) \left\{ \frac{\rho_t Z - \rho_e}{(Z-1)\rho_e} \right\}^{0.5} \left\{ \frac{4gd_s(\rho_s - \rho_t)}{3C_D \rho_t} \right\}^{0.5} \dots \dots \dots (8)$$

ただし

$$\rho_e = \left(\frac{\rho_t f_t}{\rho_t} \right)^{1.5} \rho_t$$

である。

Fig.3 に計算過程のフローチャートを示す。

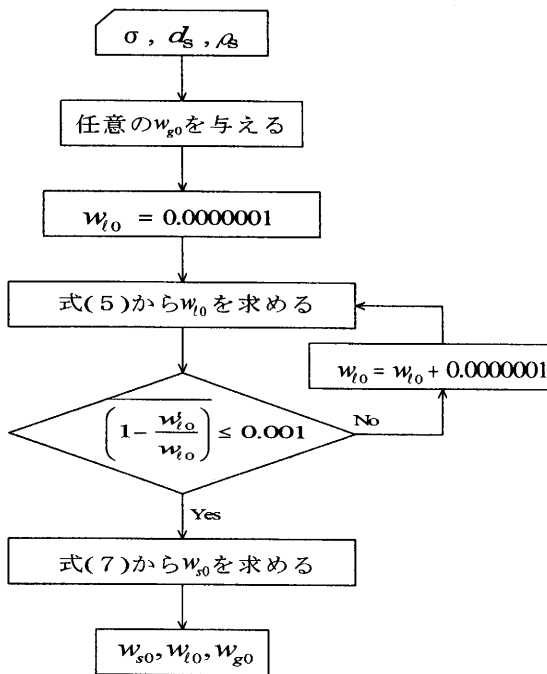


Fig.3 Flow Chart

5. 解析結果と実験結果の比較

Fig.4 は、浸水率 $\sigma=0.93$ の場合、固体粒子直径 $d_s=0.0127, 0.0095, 0.0080m$ をパラメータとし、気液二相流中における固体粒子の上昇速度の実験結果(プロット点)と解析結果(実線、点線、破線)を示す。なお、固体粒子は、密度 $\rho_s=1142.7kg/m^3$ のナイロン球を使用した。

図より、実験結果(プロット点)は、同一の w_{g0} の下では、 d_s が大きくなるとともに w_{s0} は速くなっている。

一方、解析結果(実線、点線、破線)も、その傾向を示し、実験結果と定量的に比較的よく一致している。これらのことより、電解気泡ポンプによる単一粒子の揚固速度に関する本解析結果は有用といえよう。

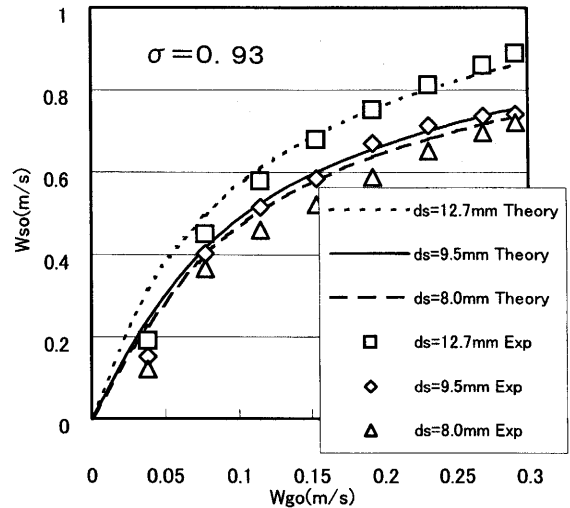


Fig.4 Relationship between w_{s0} and w_{g0} ($\rho_s=1142.7kg/m^3$)

6. 結言

本実験条件下で得られた知見は、以下のとおりである。

- (1) 電解気泡ポンプの物理モデルを解析モデルに置き換え、揚固速度の算定式を運動量方程式より解析した結果、実験結果と解析結果は比較的よく一致した。
- (2) 解析結果より揚固速度に及ぼす粒子径依存は粒子径が大きくなるとともに揚固速度は速くなり、実験結果と比較的よく一致した。

参考文献

- (1) 加藤, 機論, 40(1974), 1974-1980
- (2) 轟, 佐藤, 本田, 機論, 38-312(1977), 2085-2091
- (3) Stening, Martin, Trans.A.S.M.E., 90(1963), 106-110
- (4) Nicklin and App Trans.Inst Chem.Engers, 41(1963), 29-39
- (5) 鈴木, 熊谷, 日本機械学会第 68 期全国大会講演文集, No.900-59(1990), 476-478
- (6) 中山, 高宮, 化論, 28-6(2002), 772-775
- (7) 中山, 化論, 24-3(1998), 514-516
- (8) 吉永, 佐藤, 佐田富, 混相流, 4-3(1990), 174-191