論文

管摩擦が鉛直管内における非平衡流動と 揚鉱特性に及ぼす効果*

— エアリフト方式による深海底資源の揚鉱システムの基礎的研究 —

藤 本 仁¹ 磯 部 誠²
福 井 隆 志² 八 田 夏 夫³

Effect of Pressure Drop Owing to Friction between Pipe Inner Wall and Water on Non-equilibrium Flow Fields in an Air-lifting Pipe

— Fundamental study on lifting system for mining marine mineral resources —

by Hitoshi FUJIMOTO¹, Makoto ISOBE², Takashi FUKUI² and Natsuo HATTA¹

1. Graduate school of Energy Science, Kyoto University, Sakyo-ku, Kyoto 606-01

2. Graduate Student, Kyoto University

The present paper is concerned with a theoretical analysis of the steady characteristics of an air-lift pump system for conveying the marine mineral resources from the deep-sea bed to the sea surface. Here, the effect of pressure drop owing to the friction between the fluid and the inner wall of the pipe is taken into consideration. Some numerical experiments have been carried out using a set of five equations in the solid-liquid two-phase region and a set of eight equations in the solid-gas-liquid three-phase region for determining the non-equilibrium flow properties. In particular, the influence of the pipe diameter as well as the liquid-phase velocity on the solid-phase mass flux to be lifted has been examined from a numerical point of view. It has been quantitatively demonstrated how the mass flux of mineral ores decreases because the pressure drop due to the wall friction becomes more remarkable as the liquid-phase velocity is higher and the pipe diameter is selected to be smaller. Again, the critical condition whether or not solid particles can be lifted has been indicated with the liquid-phase velocity and the pipe diameter as parameters. Such important problems are described in detail.

KEY WORDS : Air-lift Pump, Deep-sea Mineral Resources, Wall Friction, Theoretical Analysis, Numerical Experiments

1. 緒 言

深海底鉱物資源の海底から海水面への運搬法として、エアリフトポンプの利用が有望視されている。これは、海中にパイプを下ろし、その途中から空気を吹き込み、気泡の浮力によって海水に上昇流を誘起させ、揚鉱を行うものである。エアリフトポンプは港湾のヘドロのしゅんせつや揚水ポンプとして既に広く利用されている。しかし、水深 4,000 m から 6,000 m の海底に広く分布するといわれているマンガン団塊をエアリフト方式で揚鉱することを考えると、注意を払わなければならないことがいくつかある。

いま、水深 5,000 m の海底から海水面まで揚鉱管を配置し、水深 3,000 m の位置から空気を注入することによって揚鉱する状況を想定する。揚鉱管内の流れは、空気注入点より深いところでは固液 2 相流、それより浅いところでは固気液 3 相流となる。考えなければならないことは、空気の体積比が空気注入点と海水面で

は 300 倍にもなることである。過去の気液 2 相流や固気液 3 相流の研究から、ガス相の体積分率によって、流動様式が大きく変化することがよく知られている¹⁾。エアリフト方式では、ガス相の浮力によって液相に上昇流を誘起し、液相が鉱物相に上向きの抗力を及ぼすことによって揚鉱がなされるので、揚鉱管中の 3 相流が上昇するに従ってガス相の体積分率が顕著になる。そして、管の壁面付近に液相が、中央部にガス相が流れる環状流の状態になると、もはや揚鉱は不可能となる。したがって、それを避けるためには空気泡の注入に対して、体積分率をある限度以下に押さえることが必要であると考えられる。

また、長さ 5,000 m の揚鉱管の設置を考えると、管径を小さくすることによってその自重を軽くした方が建設しやすいし、管自身のコストも少なくすむ。しかし、その一方、管径が小さすぎると鉱物相と管壁との衝突頻度が増し、揚鉱効率が低下したり、最悪の場合、管途中で閉そく現象が起こる。また、流体と管内壁との摩擦による圧力降下も管径の減少によって増大し、その結果、揚鉱量の低下を招くので、余り小さな管径の揚鉱管は望ましくない。

揚鉱装置の具備すべき条件は、まず、揚鉱が可能であることであり、さらに経済的に採算のとれる揚鉱量が得られることである。それには、装置の設計に際し、揚鉱特性をあらかじめ理論的また

* 1995 年 12 月 19 日受付 1996 年 10 月 14 日受理

1. 正会員 工博 京都大学助手 エネルギー科学研究科

2. 京都大学大学院

3. 正会員 工博 京都大学教授 エネルギー科学研究科

〔著者連絡先〕 FAX 075-753-5428 (京大・エネルギー)

キーワード: エアリフトポンプ, 深海底鉱物資源, 管摩擦, 流動特性の理論解析, 数値実験

は実験的に見積もっておくことが必要不可欠である。しかし、海底から海面まで5,000 mの長さをもつ鉛直管を用いて揚鉤操業するには、むしろ理論的観点から揚鉤特性を予測することが必要であると考えられる。

エアリフト方式の揚鉤システムの管内流れに対して、ドリフト流束モデルを用いた固気液3相流の流れ場の解析法が提唱されているが^{2)~4)}、ドリフト流束モデルは分布定数やドリフト速度の実験定数が不可欠である。佐田富ら⁵⁾によって指摘されているように、それを求めたときの実験条件と流動様式が全く異なったときに、それが適用できるかどうかが大変困難な問題である。また、Tomiyamaら⁶⁾は多流体モデルを用いてエアリフトポンプの数値解析を行っているが、方程式系にドリフト速度を導入しているため、解析対象と同一条件による実験が必要となっている。要するに、支配方程式系がそれ自体で閉じていない。著者らはエアリフト方式揚鉤システムの理論予測は、実験相関式を全く必要としない閉じた支配方程式系を構築し、それを解くことによって種々の条件下での流動特性を把握することが重要であると考えている。まず、ガス相、液相および固相の速度が等しいと仮定した平衡流条件下において揚鉤量のしきい値を定量化し⁷⁾、次に各相の速度が異なる非平衡流条件下での定常的流動特性の理論解析を行い、固相粒子径の増大につれて、液相との速度差が大きくなること、非平衡流条件下で得られた揚鉤量は平衡流条件下で得られたそれより低下することを定量的に示した⁸⁾。しかし、著者らは問題を単純化するためと、揚鉤量のしきい値を明確にするために、流体と管内壁との摩擦による圧力降下を無視してきている。ところが、揚鉤管の管径が非常に大きいと考えても、その長さがほぼ5,000 mもあれば、摩擦による圧力損失が揚鉤量に及ぼす効果は必ずしも無視できないと考える。

本研究は、管摩擦による圧力降下の因子を考慮し、非平衡流条件下における揚鉤管内の定常的流動特性の理論解析を扱ったものである。摩擦損失による圧力降下は流体速度の2乗に比例し、管径に反比例の関係にあるので、液相の速度と管径が揚鉤量と各相の流動特性に及ぼす影響を定量化することに重点を置いている。まず、管内を上昇する液相の速度に着目し、揚鉤可能とするための液相の最小速度と、海水面で気泡相の体積分率がある一定値よりも小さくなるための速度条件を決定している。そして、液相速度をパラメータとしてガス注入量と揚鉤量の関係を明らかにし、さらに、種々の揚鉤管の管径の場合に対して、揚鉤量の比較を行っている。

2. 支配方程式

エアリフト式揚鉤システムでは揚鉤管途中からガスの注入を行うので、揚鉤管内を上昇する流れは海底からその注入点までは固液2相流領域であり、ガス注入点から海水面までは固気液3相流領域となる。本研究では、海面から海底に向かって鉛直に降ろされた揚鉤管の海底端を原点($x=0$)とし、管に沿って上向きに座標 x をとっている(図1参照)。そして、 $x=L_g$ の地点からガスが注入されることを想定している。

揚鉤管内流れの支配方程式を構築するに当たって、導入される仮定は前報⁸⁾とほぼ同様であり、それを参照して頂きたいが、管摩擦による圧力損失の効果を検討する点が異なっている。したがって、支配方程式も管摩擦による圧力損失項が液相の運動量方程式に付加されているという点以外は、前報と同様である。したがって、支配方程式の記述は必要最小限にとどめておくことにする。

まず、固液2相流領域における支配方程式について記述する。液相および固相の質量保存則は次式のように与えられる。

図1 本研究で想定しているエアリフト式揚鉤装置の概略図

$$\dot{m}_s = n_s \rho_s v_s \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\dot{m}_l = n_l \rho_l v_l \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 $\dot{m}$ は質量流束 (Mass flux)、 n は体積分率、 ρ は密度、 v は速度である。添字 s は固相を、 l は液相を示す。固相と液相の体積分率の和は1であるから、

$$n_l + n_s = 1 \quad \dots\dots\dots (3)$$

が成立する。この領域では、式(1)、式(2)および式(3)から、 $v_s =$ 一定 および $v_l =$ 一定が容易に導ける。したがって、 $n_s =$ 一定 および $n_l =$ 一定である。固液2相流領域において両相の加速度がゼロであることから運動量方程式は

$$\frac{dp}{dx} + \frac{dp_f}{dx} + (n_l \rho_l + n_s \rho_s)g = 0 \quad \dots\dots\dots (4)$$

となる。ここで、 p は圧力、 g は重力加速度である。また、

$$\frac{dp_f}{dx} = 4 \frac{\tau}{D} \quad \dots\dots\dots (5)$$

であり、 τ は流体と管壁との摩擦応力を、 D は管の直径を示している。

さて、式(4)を $x=0$ から $x=x$ まで積分すると、2相流領域の任意の位置の圧力は、

$$p = p_0 - (n_l \rho_l + n_s \rho_s)gx - \int_0^x \left(\frac{dp_f}{dx} \right) dx \quad (0 \leq x \leq L_g) \quad \dots\dots\dots (6)$$

によって表される。ここで、 p_0 は海底($x=0$)における圧力である。

つぎに、 $x=L_g$ においてガスの吹き込みが体積分率 n_{g1} でなされたとすると、吹き込み直後の固相と液相の体積分率は

$$n_{s1} = (1 - n_{g1})n_{sE} \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$n_{l1} = (1 - n_{g1})n_{lE} \quad \dots\dots\dots (8)$$

となる。ここで、添字の1はガス注入直後の値を、添字のEはガス注入直前の値を示している。また、ガス注入前後で液相および固相の質量流束は変化しないから、固液2相流領域の固相粒子および液相の流速を v_{sE} および v_{lE} とする、ガス注入直後のそれぞれの相の流速 v_{s1} および v_{l1} は

$$v_{s1} = \frac{v_{sE}}{1 - n_{g1}} \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$v_{l1} = \frac{v_{lE}}{1 - n_{g1}} \quad \dots\dots\dots (10)$$

となる。

つぎに、固気液 3 相流領域における支配方程式について述べる。3 相流領域においても粒子相と液相の質量保存則は式(1)および(2)で与えられる。また、ガス相の質量保存則は次式のような。

$$\dot{m}_g = n_{g1}\rho_{g1}v_{g1} = n_g\rho_g v_g \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここで、添字 g はガス相を示している。また、3 相流領域における各相の体積分率の関係は

$$n_g + n_s + n_l = 1 \quad \dots\dots\dots (12)$$

となる。

さて、粒子相の運動量方程式は、抗力、仮想質量力および浮力を考慮することによって、次式

$$\frac{dv_s}{dx} = \frac{1}{\beta_s v_s} \left[-\frac{3}{8} \frac{\rho_l}{\rho_s} \frac{C_{Ds}}{r_s} (v_s - v_l) |v_s - v_l| + \left\{ (k+1) \frac{\rho_l}{\rho_s} - 1 \right\} v_l \frac{dv_l}{dx} + \left(\frac{\rho_l}{\rho_s} - 1 \right) g \right] \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$\beta_s = k \frac{\rho_l}{\rho_s} + 1 \quad \dots\dots\dots (14)$$

によって与えられる。ここで、 k は仮想質量係数を、 C_{Ds} は粒子相の抗力係数を、 r_s は粒子半径を示している。

また、気泡相の運動量方程式は

$$\frac{dv_g}{dx} = \frac{1}{\beta_g v_g} \left[-\frac{3}{8} \frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{C_{Dg}}{r_g} (v_g - v_l) |v_g - v_l| + \left\{ (k+1) \frac{\rho_l}{\rho_g} - 1 \right\} v_l \frac{dv_l}{dx} + k \frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{1}{p} \frac{dp}{dx} v_g (v_g - v_l) + \left(\frac{\rho_l}{\rho_s} - 1 \right) g \right] \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$\beta_g = k \frac{\rho_l}{\rho_g} + 1 \quad \dots\dots\dots (16)$$

によって与えられる。ここで、 r_g は気泡の球換算径であり、 C_{Dg} はガス相の抗力係数である。

液相の運動量方程式は、管摩擦を考慮して、

$$\dot{m}_l \frac{dv_l}{dx} + \dot{m}_s \frac{dv_s}{dx} + \dot{m}_g \frac{dv_g}{dx} + \frac{dp}{dx} + \frac{dp_f}{dx} + (\rho_l n_l + \rho_s n_s + \rho_g n_g) g = 0 \quad \dots\dots\dots (17)$$

のように与えられる。

また、気泡相は状態方程式、

$$p = \rho_g R T_0 \quad \dots\dots\dots (18)$$

に従うものとする。ここで、 R は気体定数であり、 T_0 は温度を示し、これは揚鉦管に沿って変化しないものとしている。

3. 解析方法

揚鉦管内における混相流の流動特性を得るための計算手順はおおむね前報⁸⁾と同様であるが、管摩擦による圧力降下の因子を導入している点と空気注入点における各相の速度を平衡流の結果を用いずに与える点が異なっている。

まず、管摩擦の効果の導入について述べる。管摩擦による圧力降下は次式

$$\frac{dp_f}{dx} = \frac{1}{2} \lambda \rho_l v_l^2 \frac{1}{D} \quad \dots\dots\dots (19)$$

によって与えている。ここで、 λ は管摩擦係数である。管摩擦係数は、管壁は滑らかであるとして、以下に示す管摩擦係数の式を用いている。

$$\lambda = \begin{cases} 0.3164 Re^{-0.25} & (Re \leq 10^5) \\ 0.0032 + 0.221 Re^{-0.237} & (Re > 10^5) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (20)$$

ここで、 $Re = v_l D / \nu$ であり、 ν は液相の動粘性係数である。管摩擦による圧力降下式は、過去にいくつか提案されているが⁹⁾¹⁰⁾、管摩擦による圧力降下をもたらす相は液相であると考え、本研究

では式(19)を用いている。

つぎに、空気注入位置における各相の速度決定法について述べる。前報⁸⁾では、各相の速度が等しいとみなした平衡流の解をガス注入点に適用して非平衡流の計算を開始し、3 相の速度が分離し、かつ粒子相の速度勾配がゼロになるときの各相の速度とそれらの速度勾配を、あらためてガス注入位置における速度境界条件として用いた。それによって得られた非平衡流の各相の速度は、海水面近傍で急激に増加するが、水深が大きいところでは一定値であった。この知見に基づいて、ガス注入点近傍では速度勾配がゼロであるという数値条件を導入すると、空気注入点における粒子相および気泡相の速度は液相の速度を与えれば決定できる。

式(13)に $dv_l/dx = dv_s/dx = 0$ を代入すると、空気注入位置 ($x = L_g$) における粒子相の速度 v_{s1} は、液相の速度 v_{l1} を用いて、

$$v_{s1} = v_{l1} - \sqrt{\frac{8}{3} \frac{r_s(\rho_s - \rho_l)}{C_{Ds}\rho_l} g} \quad \dots\dots\dots (21)$$

によって与えることができる。また、式(15)に $dv_l/dx = dv_g/dx = 0$ を導入すると、 $x = L_g$ におけるガス相の速度 v_{g1} は

$$v_{g1} = \frac{(2A+C)v_{l1} - \sqrt{(2A+C)^2 v_{l1}^2 - 4(A+C)(Av_{l1}^2 + B)}}{2(A+C)} \quad \dots\dots\dots (22)$$

によって与えられる。ここで、

$$\left. \begin{aligned} A &= -\frac{3}{8} \frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{C_{Dg}}{r_g} \\ B &= \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} - 1 \right) g \\ C &= k \frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{1}{p_1} \frac{dp}{dx} \Big|_{x=L_g} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (23)$$

である。上式の C に含まれる $x = L_g$ における圧力勾配は、式(17)に各相の速度勾配がゼロであるという条件を導入すれば、次式で与えることができる。

$$\frac{dp}{dx} \Big|_{x=L_g} = -\frac{dp_f}{dx} \Big|_{x=L_g} - (\rho_l n_{l1} + \rho_s n_{s1} + \rho_g n_{g1}) g \quad \dots\dots\dots (24)$$

当然のことながら、式(21)および(22)は空気注入点での各相の速度勾配がゼロと見なせる場合に成立するから、空気注入点を海水面近傍のごく浅いところに設置した場合は、前報⁸⁾に準じて、平衡流からの摂動がなされねばならない。

つぎに、空気注入点における境界条件の設定法について説明する。まず、空気注入点における液相の速度と固相の体積分率を与える。また、そこでのガス相の体積分率を適当に与える。これによって、固気液 2 相流領域およびガス注入点における物理量がすべて決まる。固気液 3 相流領域の流動特性は前報と同様、支配方程式を数値積分することによって計算を進める。計算は海水面まで行うが、一般には海水面で圧力が大気圧とはならない。そこで、空気注入点のガス相の体積分率を修正し、計算をあらためて行う。そして、海水面で圧力が大気圧と等しくなるまでこのプロセスを繰り返し、等しくなれば、それが正解である。

4. 解析結果と考察

揚鉦管の途中で空気注入することによって、深海底鉦物資源を水深 5,000 (m) の海底から海水面まで引き揚げを前提とし、数値実験を行う。まず、計算に用いた数値は

$$\begin{aligned} L &= 5,000 \text{ (m)} \\ L_g &= 2,000 \text{ (m)} \\ p_a &= 10^5 \text{ (Pa)} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T_0 &= 293 \text{ (K)} \\ R &= 287 \text{ (J/(kg} \cdot \text{K))} \\ \rho_s &= 2,000 \text{ (kg/m}^3\text{)} \\ \rho_l &= 1,000 \text{ (kg/m}^3\text{)} \\ g &= 9.8 \text{ (m/s}^2\text{)} \\ p_0 &= p_a + \rho_l g L = p_a + 4.9 \times 10^7 \text{ (Pa)} \end{aligned}$$

である。

ガス注入位置における気泡寸法は $r_{g1} = 0.5$ および 1.0 (mm) としている。また、気泡の抗力係数は Reynolds 数, Weber 数, 管径に対する気泡径の比などによって決まると考えられるが¹¹⁾, それらの効果を全て考慮した定式化はなされていない。ここでは、文献 12) に示されている抗力係数を採用している。

$$C_{Dg} = \begin{cases} \frac{24}{Re_g} & \left(Re_g \left(= \frac{2r_{gl}|v_l - v_g|}{\nu} \right) < 2 \right) \\ \frac{18.7}{Re_g^{0.68}} & (2 \leq Re_g < 4Ga^{-0.214}) \\ 0.00275GaRe_g^4 & (4Ga^{-0.214} \leq Re_g < 3Ga^{-0.25}) \\ 0.82Ga^{0.25}Re_g & (Re_g \geq 3Ga^{-0.25}) \end{cases} \quad (25)$$

ここで、

$$Ga = \frac{g\mu^4}{\rho_l \sigma^3} \quad (26)$$

であり、 σ は表面張力である。

粒子相の形状は球体であるとし、その半径は $r_s = 5.0$ (mm) としている。また、抗力係数は球体の場合の公式に従うものとし、次式、

$$C_{Ds} = \begin{cases} \frac{24}{Re_s} (1 + 0.15Re_s^{0.687}) & \left(Re_s \left(= \frac{2r_s|v_l - v_s|}{\nu} \right) < 700 \right) \\ \left[\sqrt{\frac{24}{Re_s}} + 0.34 \left(Re_s^{0.06} + \frac{1}{1.72 + 0.018Re_s} \right) \right]^2 & (700 \leq Re_s < 1.5 \times 10^5) \end{cases} \quad (27)$$

を用いる。また、仮想質量係数は $k = 0.5$ としている。

管内 3 相流の流れ場は、海水面に近くなるにつれて、ガス相の体積分率が急激に増加し、逆に液相の体積分率が減少する。ガス相の体積分率が過大になると、環状流になることを想定して、海水面における液相の体積分率が $n_{la} \geq 0.8$ となるように揚鉤条件の設定を行っている。また、常微分方程式の解法としてオイラー法を用いており、物理量の変化が少ない深海領域 ($x \leq 4,500$ (m)) では刻み幅 $\Delta x = 0.001$ (m) とし、海水面近傍 ($4,500$ (m) $< x \leq 5,000$ (m)) では $\Delta x = 0.0001$ (m) として計算を行っている。

図 2 は $D = 0.5$ (m) とし、 $v_{l1} = 1.0$ (m/s), $v_{g1} = 1.103$ (m/s), $v_{s1} = 0.435$ (m/s), $n_{s1} = 0.001$ の条件で、空気中入点における気泡径が $r_{g1} = 0.5$ mm(a) および 1.0 mm(b) の場合の揚鉤管内の各相の速度分布、体積分率、圧力と管摩擦による圧力損失および抗力係数の推移を示したものである。なお、管摩擦によって失う圧力成分 p_f は次式によって計算した。

$$p_f = \int_0^x \left(\frac{dp_f}{dx} \right) dx \quad (28)$$

液相の速度はガス注入点 ($x = L_g$) から海水面 ($x = L$) に向かってほぼ一定速度で推移し、海水面付近で急に上昇している。固相の速度も、液相速度および抗力係数が揚鉤管内に沿ってほとんど変化しないので、海面近傍以外の領域では、ほぼ一定値で推移している。しかし、ガス相の速度は管内を上昇するにつれて増加

図 2 管径 $D = 0.5$ (m), ガス注入点における液相の速度 $v_{l1} = 1.0$ (m/s) としたときの、揚鉤管内の各相の速度分布、各相の体積分率、圧力と管摩擦による圧力降下量および抗力係数。 $r_{g1} = 0.5$ mm(a) と 1.0 mm(b) の場合について示している。

し、その後一旦減少した後、海面付近で再び増加している。これは、式(25)によって計算されるガス相の抗力係数に最小値がある

からである。また、 $r_{g1} = 0.5 \text{ mm}$ の場合と 1.0 mm の場合では気泡レイノルズ数が異なるため、管内のガス相の抗力係数の分布も異なっている。その結果、ガス相の速度分布に差異が見られる。各相の体積分率は海水面近傍以外ではほぼ一定値である。海水面近傍で、液相の体積分率が急激に減少する一方、ガス相の体積分率はそれに呼応して、急増している。粒子相のそれはグラフからは読みとりにくい、海水面近傍で若干減少している。また、圧力は直線的に減少している。管摩擦による圧力降下もほぼ線形的に推移している。これは、液相の速度が海水面近傍以外ではほとんど変化しないためである。ここで示した計算結果は既報⁸⁾のものとは比べると各相の速度がかなり小さくなっている。これは、管摩擦を考慮した場合、ガス注入点における液相の速度 v_{l1} の取りうる範囲に対する条件が厳しくなるためである。その詳細については後で述べる。

既報の平衡流モデル⁷⁾では、ガス注入点のガス相の体積分率 n_{g1} に対して、粒子相の体積分率の許容範囲が決定できることを示したが、ここで用いている非平衡流モデルでもガス注入点での液相の速度 v_{l1} に対して揚鉦可能となる最小値が存在する。これは簡単に導ける。粒子相は液相から抗力を受けることによって上昇するため、粒子相と液相の速度の関係は $v_l > v_s$ である。また、ガス注入点における粒子相と液相の速度の関係は式(21)によって与えられている。したがって、 v_{l1} は $v_{s1} \geq 0$ を満たすように選択されねばならない。その下限値は $v_{s1} = 0$ の場合に対応する。ところで、式(21)の右辺第2項は液相および粒子相の密度、重力加速度、粒子半径、粒子相の抗力係数から構成されているので、液相および固相の質量流束に関係なく一定値をとる。粒子半径 r_s を 5 (mm) としている本計算では、ガス注入点における液相と粒子相の速度差は常に 0.565 (m/s) である。したがって、液相のガス注入点における速度がそれ以下の場合、ここで想定している条件下での揚鉦は不可能であることがわかる。同様に、他の粒子半径についてもガス注入点における液相と粒子相の速度差の計算を行ってみると、 $r_s = 1 \text{ (mm)}$ のとき 0.208 (m/s) 、 $r_s = 3 \text{ (mm)}$ のとき 0.432 (m/s) 、 $r_s = 10 \text{ (mm)}$ のとき 0.790 (m/s) 、 $r_s = 20 \text{ (mm)}$ のとき 1.081 (m/s) となり、粒子径が大きくなるほど速度差は大きくなる。したがって、粒子径が大きいほど、揚鉦可能となる速度条件が厳しくなることが理解できる。

また、ガス注入点におけるガス相と液相の速度差についても言及しておく。ガス相の速度を与える式(22)には、液相の速度の他に各相の体積分率が含まれているので、ガス相と液相の速度差は液相や気泡相の質量流束によって変化する。しかし、本研究において、ガス注入点における気泡半径 $r_{g1} = 0.5 \text{ (mm)}$ および液相の速度 $v_{l1} = 0.7 \sim 2.4 \text{ (m/s)}$ の条件ではその速度差は $0.10295 \sim 0.1030 \text{ (m/s)}$ であり、ほぼ一定値となる。

図3はガス注入点におけるガス相の体積分率 n_{g1} と海水面におけるガス相の体積分率 n_{ga} との関係、ガス注入点における液相の速度 v_{l1} をパラメータとして示したものである。 $D = \infty$ の場合(a)、 $D = 1 \text{ (m)}$ の場合(b)および $D = 0.5 \text{ (m)}$ の場合(c)に対して計算している。以後において管径 D が無限大 ($D = \infty$) という記述がなされるが、これは $\lambda = 0$ に対応していることに注意して欲しい。また、空気注入点における気泡半径は $r_{g1} = 0.5 \text{ (mm)}$ としている。この図は液相の速度 v_{l1} を固定し、粒子相の体積分率 n_{s1} を変化させて解を求め、その結果を示したものである。したがって、各曲線における n_{g1} の最小値は $n_{s1} = 0$ として計算した場合の結果に相当する。図中で曲線が途中で切れているのは n_{g1} (あるいは n_{ga}) の最小値を示している。ガス注入点のガス相の体積分率 n_{g1} が大きくなると、当然のことながら海水

図3 ガス注入点における液相の速度 v_{l1} をパラメータとしたガス注入点におけるガス相の体積分率 n_{g1} と海水面におけるガス相の体積分率 n_{ga} との関係。 $D = \infty$ の場合(a)、 $D = 1 \text{ (m)}$ の場合(b)および $D = 0.5 \text{ (m)}$ の場合(c)について示している。

面における体積分率 n_{ga} も大きくなっている。また、速度が n_{g1} と n_{ga} の関係に及ぼす影響を見ると、速度が大きくなると n_{g1} に対する n_{ga} の値がわずかに大きくなるのがわかる。また、管径が n_{g1} と n_{ga} の関係に及ぼす影響は、本数値実験条件内ではほとんど見られない。しかし、管径が小さいものほど、かつ、液相の速度が大きいものほど n_{g1} の最小値が大きくなっていることがわかる。 $D = \infty$ の場合、 n_{g1} の最小値はゼロである。この状態は、数学的には液相の速度は何であってよいが、物理的には $v_{l1} = 0$ である。その一方、管径が有限のときは管摩擦があるため、 n_{g1} の最小値はゼロとはならない。管摩擦による圧力損失は、式(19)より、速度の2乗に比例し、管径に反比例して大きくなるので、 n_{g1} の最小値は速度が大きいものほど、かつ管径が小さいものほど大きくなっている。

図4はガス注入点における粒子相の体積分率 n_{s1} と海水面におけるガス相の体積分率 n_{ga} との関係を、ガス注入点における液相の速度をパラメータとして示したものである。また、これは $D = \infty$ 場合(a)、 $D = 1 \text{ (m)}$ の場合(b)および $D = 0.5 \text{ (m)}$ の場合(c)に対して計算したものである。ここで、 $n_{s1} = 0$ は揚水のみが行われている状態に対応する。 $D = \infty$ の場合は注入点における液相の速度が一定として得られる曲線は原点を通るが、管径が有限の場合はそうではない。また、曲線同士が交差することもない。ガス注入点における液相の速度、すなわち粒子相の速度が増えるほど、また粒子相の体積分率が増加するほど n_{ga} の値は大きくなっていく。つまり、揚鉦量が増加すると n_{ga} が増加する。また、管径が小さいほど、 n_{ga} が大きくなっている。この図から、海水面におけるガス相の体積分率 n_{ga} を 0.20 程度以下に押さえ、かつ揚鉦可能となるガス注入点における液相の速度条件を見積もると、 $D = 1 \text{ (m)}$ で $v_{l1} = 2.0 \text{ (m/s)}$ 程度以下、 $D = 0.5 \text{ (m)}$ で v_{l1}

図4 ガス注入点における液相の速度をパラメータとしたガス注入点における粒子相の体積分率 n_{s1} と海水面におけるガス相の体積分率 n_{ga} との関係。 $D = \infty$ の場合(a), $D = 1$ (m) の場合(b)および $D = 0.5$ (m) の場合(c)について示している。

$= 1.4$ (m/s) 程度以下であり、 $D = \infty$ の場合と比べると、はるかに小さい値になっている。さらに、先述の液相速度 v_{l1} の最小値を考慮すると、揚鉦を可能とする液相速度 v_{l1} の範囲は決して大きくない。そして、この範囲は管径が小さいものほど狭くなっていく。

つぎに、ガス注入量に対する揚鉦量についての計算結果を示す。図5は注入するガス相の質量流速と固相の質量流速を、ガス注入点における液相の速度を、パラメータとして示したものである。これは $D = \infty$ の場合(a), $D = 1$ (m) の場合(b)および $D = 0.5$ (m) の場合(c)の計算結果である。これらの各曲線の最小値は $\dot{m}_s = 0$ ($n_{s1} = 0$) であり、これは揚水のみを行う場合に必要となるガス相の質量流速に対応している。また、最大値は海水面のガス相の体積分率が $n_{ga} = 0.20$ となるときの値である。 $D = \infty$ の場合、液相の速度 v_{l1} が小さいとき、速度が揚鉦量に及ぼす影響は顕著である。しかし、液相の速度 v_{l1} が2 (m/s) 以上では揚鉦量はあまり変化しない。管径が有限の場合も、液相速度 v_{l1} が大きいほど、ガス相の質量流速に対する固相のその比 $\dot{m}_s / \dot{m}_g$ は大きくなっている。しかし、曲線は、摩擦損失があるために原点を通過せず、揚水のみを行うのに必要なガス相の質量流速は、速度が大きいものほど、かつ、管径の小さいものほど大きくなっている。その逆の結果として、液相速度 v_{l1} が比較的小さい場合、曲線同士が交差しているのが見られる。例えば、図5(b)において $v_{l1} = 0.7$ (m/s) と $v_{l1} = 1.2$ (m/s) の曲線が $(\dot{m}_g, \dot{m}_s) = (0.179, 0.388)$ で交差しているが、交点におけるガス注入点での流動特性はそれぞれ、 $(v_{l1}, v_{g1}, v_{s1}, n_{g1}, n_{s1}) = (0.7, 0.803, 0.135, 0.00064, 0.00144)$ と $(1.2, 1.303, 0.635, 0.00039, 0.00306)$ である。ところで、空気注入点における独立の物理量を2つ決定すれば、本研究で構築した支配方程式の解はユニークに決定され

図5 ガス注入点における液相の速度をパラメータとしたガス相の質量流速と固相の質量流速の関係。 $D = \infty$ の場合(a), $D = 1$ (m) の場合(b)および $D = 0.5$ (m) の場合(c)について示している。

図6 ガス注入点における液相の速度を $v_{l1} = 1.0$ (m/s) と固定した場合の粒子相の質量流速がゼロのときの管径 D と海水面におけるガス相の体積分率 n_{ga} および揚水に必要なガス相の質量流速 $\dot{m}_g$ の関係。

る。しかし、質量流速は体積分率や速度によって決まる従属変数であるため、 $\dot{m}_g$ と $\dot{m}_s$ の組み合わせを決定しても、それに対応する流動特性が唯一的に決定できるとは限らないことを、この結果は示している。また、管径が小さくなると揚鉦量が総じて小さくなっていることがわかる。

ここまで示したように、管径が小さいほど、管摩擦による圧力損失が増加するため揚鉦量は減少し、揚鉦を可能とする条件も厳しくなる。そこで、管径を変化させたときの揚水特性によって、管径が流動特性に及ぼす影響を調査してみた。図6は、粒子相の質量流速がゼロ ($n_{s1} = 0$) としたとき、管径 D と海水面におけるガス相の体積分率 n_{ga} および揚水に必要なガス相の質量流速 $\dot{m}_g$ の関係を、 $v_{l1} = 1.0$ (m/s) の場合に対して示したものであ

る。管径を大きくするにしたがって、 n_{ga} も $\dot{m}_g$ も小さくなる。逆に、管径が小さくなるにつれて n_{ga} も $\dot{m}_g$ も大きくなっている。とくに、 $D < 0.3$ (m) ではそれらが急激に増加している。このことは、揚鉦量の増大を実現するためには、管径がそれに対応できる寸法のものでなければならないことを示唆している。

5. 結 論

本研究においては、揚鉦管途中からガスの注入がなされるエアリフト式揚鉦システムの揚鉦管内の定常的流動現象を、管摩擦による圧力降下を考慮に入れて、理論解析し、その手順を示した。また、ある特定な条件下で数値実験を行い、その数値結果から得られた事柄を要約すると、次の2点が挙げられる。

1) 揚鉦可能となる液相速度の最小値が存在し、その値は粒径の増大に伴って大きくなることを定量的に示した。また、管径が小さくなるほど、揚鉦を可能とするための速度条件が厳しくなる。

2) 管摩擦が揚鉦の可否に及ぼす影響は大きく、それを可能にするためのガス相の質量流速の限界値を定量的に求めた。それによると、管径が小さく、かつ速度が大きくなるに従って、その限界値は大きくなる。

揚鉦管長が5,000 mの実験データは報告されていない。また、ドリフト速度を用いて解析するとしてもこれに採用されるべき構成方程式を得ることは不可能と考える。このような理由から、本研究では適用範囲の制約を受けない支配方程式系を構築し、それ

を用いて数値実験を行った。空気注入点における各相の速度などを詳細に調査した実験がないため、残念ながら数値モデルの検証はなされていないが、得られた数値結果は揚鉦プラントの設計の指針を与えるものであると考えている。

謝辞 本研究の一部は文部省科学研究費補助金基盤研究(A)(2)(課題番号 07555519)により行った。記して感謝の意を表する。

引 用 文 献

- 1) 例えば; Taitel, Y., Barnea, D. and Dukler, A. E. : AIChE, 26, p. 345-354, (1980)
- 2) 富山明男・南川久人・坂口忠司: 機論 (B 編), Vol. 57, No. 536, p. 1239-1245, (1991)
- 3) 富山明男・南川久人・古谷直哉・坂口忠司: 機論 (B 編), Vol. 59, No. 561, p. 1545-1552, (1993)
- 4) 畠山信夫・益山 忠: 資源と素材, Vol. 111, No. 7, p. 471-476, (1995)
- 5) 佐田富道雄・佐藤泰生・吉永俊雄・前田 進: 混相流, Vol. 4, No. 2, p. 111-124, (1990)
- 6) Tomiyama, A., Furutani, N., Miyayama, H. and Sakaguchi, T.: 混相流, Vol. 6, No. 2, p. 173-188, (1992)
- 7) 八田夏夫・石井隆次: 資源と素材, Vol. 111, No. 9, p. 637-642, (1995)
- 8) 八田夏夫・藤本 仁: 資源と素材, Vol. 112, No. 2, p. 81-88, (1996)
- 9) 佐田富道雄・佐藤泰生・吉永俊雄・前田 進: 混相流, Vol. 4, No. 2, p. 125-140, (1990)
- 10) 畠山信夫・益山 忠: 資源と素材, Vol. 111, p. 465-470, (1995)
- 11) 八田夏夫・石井隆次・藤本 仁: 資源と素材, Vol. 111, p. 630-636, (1995)
- 12) 気液2相流技術ハンドブック, 日本機械学会編, コロナ社, (1989)