

水平流路内大気泡の流動特性に関する研究*

(第2報, 流動液体中に侵入する大気泡)

坂口 忠司*¹, 小澤 守*¹
浜口 八朗*², 福永 毅*³

Behavior of a Large Bubble in a Horizontal Channel (2nd Report, Large Bubble Penetrating into Running Liquid)

Tadashi SAKAGUCHI, Mamoru OZAWA,
Hachiro HAMAGUCHI, and Takeshi FUKUNAGA

The behavior of a large bubble penetrating into running liquid in a horizontal pipe has been studied experimentally. The flow regime of the large bubble is classified into the following three regimes: a steadily moving bubble regime, a transition regime and a stationary bubble regime. In the steadily moving bubble regime, the large bubble penetrates at constant velocity and the shape of the bubble nose does not change along the pipe. An analysis of the behavior of the large bubble has been carried out and the equation which gives the velocity of the large bubble in the steadily moving bubble regime is presented.

Key Words: Pipe Flow, Bubble, Multiphase Flow, Flow Regime, Large Bubble Velocity, Gravity Current

1. 緒 言

水平管内静止液体中に侵入する大気泡の流動特性は気液二相スラグ流における大気泡速度の予測などに関連して重要な問題である⁽¹⁾⁽²⁾。静止液体中を進行する大気泡の速度についてはZukoski⁽³⁾, Benjamin⁽⁴⁾, Gardner-Crow⁽⁵⁾, Weber⁽⁶⁾, Wilkinson⁽⁷⁾の研究があり, さらに形状, 大気泡周囲の流速分布などについてはSakaguchiら⁽⁸⁾, 坂口ら⁽⁹⁾の研究がある。これらによって, 静止液体中の大気泡の流動特性は精度よく予測できるようになった。

一方, Wallisら⁽¹⁰⁾はLOCA時のコールドレグから炉心へのECCS水の注入に対して炉心から蒸気が侵入してくる現象を対象に, 水平管内に大気泡が侵入する限界条件を研究している。また加熱を受ける水平管が大きな容器に接続されているような場合には, 液体流量が小さいと大気泡が管内に侵入してきて流れの層状化を起し, 管の上面でドライアウトを引き起こす可能性がある。以上の例に見られるように, 流動液体中に流れに逆らって進行する大気泡の挙動を把握する

ことは装置の安全性などに関連して重要である。

前述の静止液体中を進行する大気泡の挙動に関する研究結果は, 液体に相対的な大気泡の挙動を考えるなら, 一様な速度分布の流動液体中の大気泡の挙動を表していると思わせるが, 放物線状あるいは指数法則などに従う速度分布を有する流動液体に逆らって侵入してくる大気泡の挙動を表しているかどうかは明らかではない。このような流動液体中を流れに逆らって移動する大気泡についてはSakaguchiらのく形流路での研究⁽¹¹⁾がある程度で, 管路として最もよく使用されている円管についてはあまり公表されていないようである。

本研究の目的は水平円管内を流れに逆らって移動する大気泡の挙動を実験的に解明するとともに, 静止液体中ならびに流動液体中の大気泡先端速度を包括的に記述する相関式を提示することである。

2. 大気泡の特性量

水平管内大気泡の形状のスケッチを図1に示す。大気泡の先端はだ円体状で, その先端は管上壁からいくらか下がったところにある。この先端と管上壁との距離をここではよどみ点深さと呼ぶ。先端から気液界面は滑らかに下降し, 界面高さは最小値に達する。その

* 原稿受付 平成元年9月29日。

*¹ 正員, 神戸大学工学部 (〒657 神戸市灘区六甲台町1-1)。

*² 正員, 神戸大学教育学部 (〒657 神戸市灘区鶴甲3-11)。

*³ 准員, ミノルタカメラ(株) (〒590 堺市大仙西町3-91)。

後界面は上昇し最大値に達し、管出口に向かって緩やかに下降していく。このような大気泡を記述する特性量として本研究では大気泡先端速度 V_b 、大気泡下部の最小液位 h_2 、よどみ点深さ h_s 、先端の曲率半径 r_s を取り上げる。以上の特性量を作動流体を水として次に述べる実験装置によって求めた。

3. 実験装置と実験方法

実験装置の概要を図2に示す。実験装置の主要部はオーバフロータンク、整流部、テスト部、ドレンタンクからなる。オーバフロータンクはテスト部の約4 m上方にあり、本実験条件におけるように整流部上流のバルブを十分に絞った状況で実験を行った場合には、大気泡侵入時においても流量の変動はほとんど認められなかった。テスト部は内径 $d=30, 40, 50$ mm の3種類の透明アクリル樹脂管で、長さはいずれも13 mとした。テスト部は水平に設置されており、その水平度は管軸が水平面に対して ± 0.5 mm 以内になるように調節した。

実験はテスト部出口にせきを設け、まず管内を水で満たし、流量を所定の値に設定したのちテスト部出口のせきをすみやかに取り除き、大気泡を侵入させた。あらかじめ0.4 m おきに管壁に設定してあるマークを管内に侵入してくる大気泡の先端が通過する時間間隔をストップウォッチによって計測した。なお大気泡先端速度を管内に設置したコンダクタンスプローブによっても計測することが可能であるが、それによって大気泡の挙動が阻害されるため、管内には何も装着し

なかった。また管出口のせきを取り除く直前と直後では流量にわずかに差が認められたので、ここでは大気泡侵入中のテスト部上流のオリフィスによる測定値をもって流量とした。このようにして求めた大気泡先端位置と時間の関係から各位置での先端速度 V_b を求めた。

管路に沿う各位置で大気泡先端の写真を撮り、あらかじめ検定しておいた実際の水位と写真による界面位置との関係から大気泡の形状を求め、その形状から最小液位 h_2 、よどみ点深さ h_s 、先端の曲率半径 r_s を決定した。この曲率半径は、大気泡先端の形状が三次元性を有するために一義的に決まらないが、ここでは側面より撮った写真より得られた大気泡の界面形状を先端に頂点を置く放物線で近似し、その頂点における曲率半径として求めた。

4. 水平円管内大気泡の一般的特性

4.1 大気泡形状 大気泡侵入時の挙動の写真を図3に示す。大気泡が侵入し始めてしばらく、すなわち管出口より大気泡先端までの距離 Z_b が小さい間は気液界面の上に顕著な液体の盛り上がりもなく、界面は滑らかである〔図3(A), $Z_b=1.25$ m〕。その後大気泡の下流側に大きな液体の盛り上がりが観察され、これが先端部に接近してくる〔図3(B), $Z_b=1.65$ m〕。この写真(A), (B)の状態では大気泡先端部の形状は大気泡の侵入深さによらずほとんど変化しない。液体の盛り上がりは大気泡が管内に深く侵入するとともにさらに先端部に接近し、先端と盛り上りの頂点の距離が管径と同程度

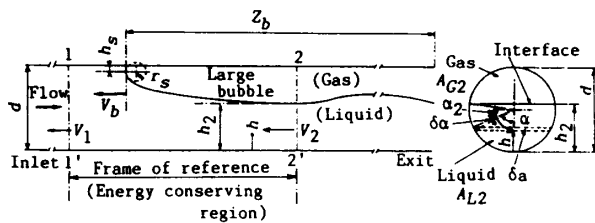


図1 大気泡の流動モデル

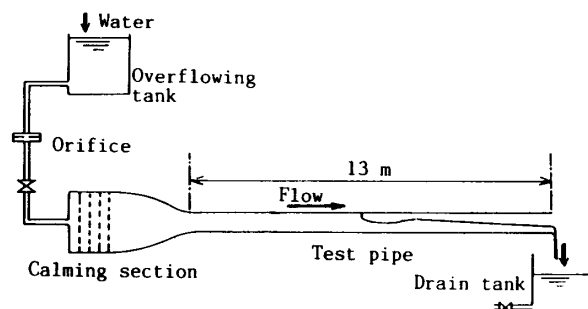


図2 実験装置の概要

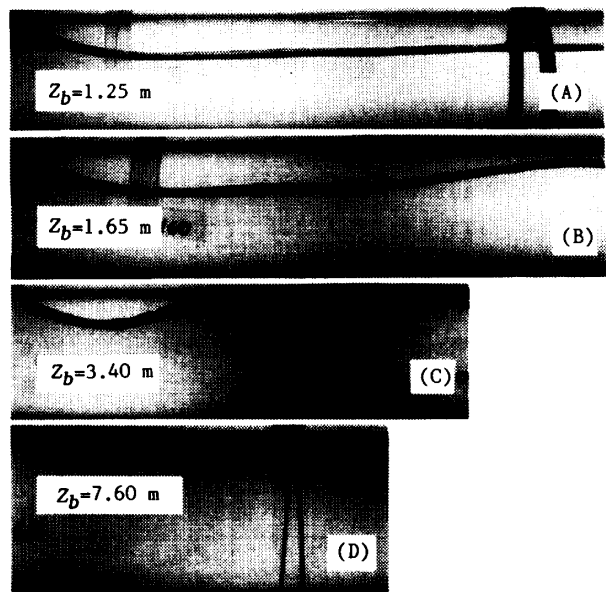


図3 大気泡の流動状態 ($d=50$ mm, $|\bar{V}_1|=0.188$ m/s)

になるといわゆる跳水状の形状となる〔図3(C), $Z_b=3.4\text{ m}$ 〕。これ以後は液体の盛り部は先端速度とほぼ同じ速度で進行し、最小液位が上昇してくる。大気泡がほとんど静止するようになると、この跳水部もほとんど認められなくなり、液位は管路に沿ってほとんど変化しなくなる〔図3(D), $Z_b=7.6\text{ m}$ 〕。

4.2 大気泡先端速度 大気泡先端速度 V_b の実験結果の一例を管出口からの先端位置 Z_b の関数として図4(a)に示す。パラメータはテスト部入口平均流速の絶対値 $|\bar{V}_1|$ で、 \bar{V}_1 は大気泡の進行方向を正としている。 $|\bar{V}_1|$ がある程度小さい場合には大気泡先端速度は管路に沿って一定であるが、 $|\bar{V}_1|$ がある程度大きくなると、大気泡は管出口近傍では一定の速度で進行しているが管路のある位置でその速度が低下し始め、ついには管路のある位置で静止してしまう。

このような特性はく形管路においても観察され⁽¹¹⁾、また Zukoski⁽³⁾ や Gardner-Crow⁽⁵⁾ は静止液体中を大気泡が進行する場合にも観察されるとしている。したがって大気泡の一般的な挙動は一定の速度で進行する状態、速度が大気泡の進行とともに低下する状態、そして管内に静止する状態の3状態に分類される。本論文では上記第1の状態を準定常状態、第3の状態を静止状態、そして中間の速度が低下する状態を遷移状態と呼ぶ。

図3の写真との関連でみると、写真(A), (B)は準定常状態に、写真(C)は遷移状態に、また写真(D)は静止状態に対応する。大気泡先端速度は入口平均流速 $|\bar{V}_1|$ の大きいほど小さくなる。また準定常状態から遷移状

態への変化は $|\bar{V}_1|$ の大きいほど管出口側に近い位置で生じるようになる。このような大気泡速度の一般的特性は内径 30, 40 mm の管についても認められた。図は紙面の都合上省略しているが、管内径が小さくなれば同一の入口平均流速に対しても大気泡先端速度は小さくなる。

4.3 最小液位, よどみ点深さ, 曲率半径 図4(b)に最小液位 h_2 と大気泡先端位置 Z_b の関係を示す。最小液位は入口平均流速 $|\bar{V}_1|$ が小さい場合、管路に沿ってほぼ一定の値を有している。これに対して入口平均流速 $|\bar{V}_1|$ が大きい場合には大気泡先端速度が低下し始めるとともに最小液位 h_2 は一定状態の値より急速に上昇し始め、その後緩やかに上昇していく。この状態は遷移状態に対応する。最後の静止状態に達すると、最小液位 h_2 は図4(b)矢印で示す値になる。この値は入口平均流速 $|\bar{V}_1|$ が大きいほど小さくなり、また大気泡の静止位置は管出口に近づく傾向にある。

よどみ点深さ h_s および曲率半径 r_s の実験結果は V_b や h_2 に比べてかなりばらつきが大きい。また大気泡先端速度が準定常状態にある場合にはほぼ一定の値を維持し、遷移状態では徐々に減少する傾向が認められた。後出の6章で述べるように h_s , r_s は準定常状態の大気泡先端速度の相関において重要な値である。図5に h_s , r_s を管径 d で正規化した $H_s(=h_s/d)$, $R_s(=r_s/d)$ と次式で定義される入口平均流速 $|\bar{V}_1|$ に基づく流入フルード数 Fr_i の関係、 $H_s - Fr_i$, $1/R_s - Fr_i$ を示す。

$$Fr_i \equiv |\bar{V}_1| / \sqrt{gd\Delta\rho/\rho_L} \dots\dots\dots (1)$$

ここで g は重力の加速度、 ρ_L は液体の密度、 $\Delta\rho$ は液体と気体の密度差である。入口平均流速すなわち流入フルード数 Fr_i が大きいほど H_s は小さく、 $1/R_s$ は大

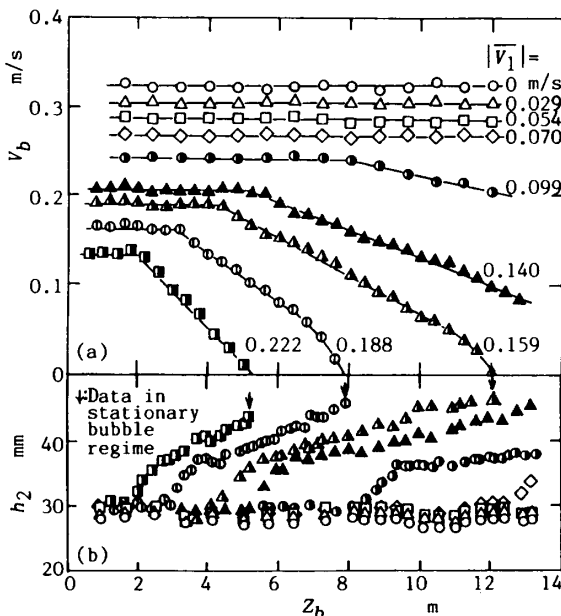


図4 大気泡先端速度と最小液位 ($d=50\text{ mm}$)

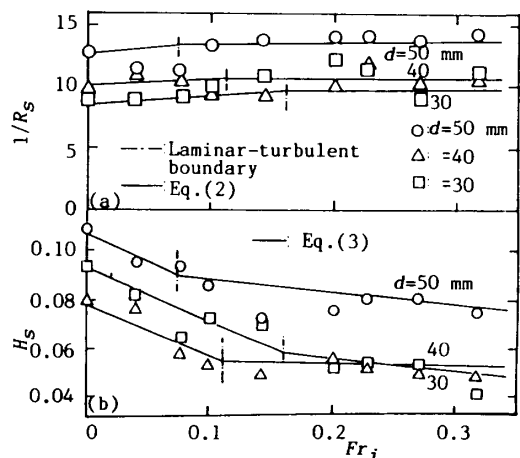


図5 曲率, よどみ点深さと流入フルード数の関係

きい。それらの Fr_i に対する変化のこう配は大気泡上流の流れが層流であるか乱流であるかによって異なる。 $1/R_s$ と H_s を層流, 乱流それぞれに対して Fr_i の一次式で近似する。

$$1/R_s = 1/R_{ss} + \beta Fr_i \dots\dots\dots (2)$$

$$H_s = H_{ss} - \gamma Fr_i \dots\dots\dots (3)$$

ここで $1/R_{ss}$, H_{ss} は $Fr_i=0$ での切片を表し, β , γ の値とともに表1に示す。なお図5において一点鎖線は大気泡上流の流れにおける層流と乱流との境界で, 臨界レイノルズ数 ($|V_i|d/v_L$) を2000とした。ここで v_L は液体の動粘性係数である。式(2), (3)は6章の相関に用いる。

5. 準定常状態における大気泡先端速度

Zukoski⁽³⁾は大気泡の挙動に影響する力としては重力, 表面張力, 慣性力, そして粘性力を挙げている。本実験の範囲においては液相に相対的な大気泡速度 $V_d (\equiv V_b - \bar{V}_i)$ に基づくレイノルズ数 $Re_d (\equiv V_d d/v_L)$ は6000~17000で, Zukoskiの指摘した粘性力の影響を無視できる限界のレイノルズ数400よりもかなり大きい。したがってここでは大気泡の挙動に影響する力としては重力, 表面張力, 慣性力を考慮する。

静止液体中を進行する大気泡に対して Gardner-Crow⁽⁵⁾, Weber⁽⁶⁾や Wilkinson⁽⁷⁾は上記の三つの力に関する無次元量として, 次式で定義される大気泡先端速度 V_{bs} に基づく気泡フルード数 Fr_s と表面張力パラメータ Σ を用いて大気泡先端速度を表している。

$$Fr_s \equiv V_{bs} / \sqrt{gd\Delta\rho/\rho_L} \dots\dots\dots (4)$$

$$\Sigma \equiv 4\sigma / (\Delta\rho g d^2) \dots\dots\dots (5)$$

表1 相関に用いた各種係数

Flow d, mm	Laminar			Turbulent		
	50	40	30	50	40	30
$1/R_{ss}$	12.6	10.0	8.50	13.2	10.6	9.55
β	6.14	5.60	6.90	1.10	0.670	0.500
H_{ss}	0.118	0.090	0.105	0.089	0.052	0.064
γ	0.218	0.200	0.214	0.055	0.015	0.050
ζ_m	0.333	0.333	0.333	0.0204	0.0204	0.0204

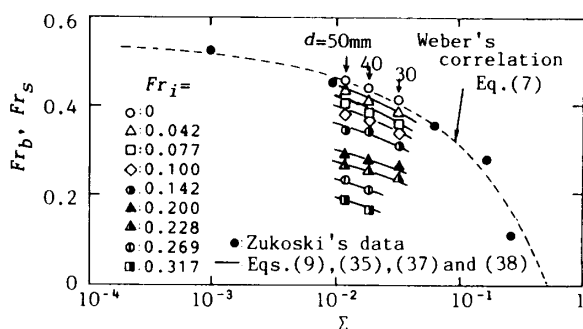


図6 気泡フルード数と表面張力パラメータの関係

ここでは σ は液体の表面張力である。

Gardner-Crow⁽⁵⁾, Weber⁽⁶⁾や Wilkinson⁽⁷⁾と同様に, 本実験で得られた大気泡先端速度に基づく気泡フルード数 Fr_b を次式で定義し, それと表面張力パラメータ Σ の関係を図6に示す。

$$Fr_b \equiv V_b / \sqrt{gd\Delta\rho/\rho_L} \dots\dots\dots (6)$$

図6中のパラメータは Fr_i である。 $Fr_i=0$ の場合, すなわち静止液体中の大気泡の気泡フルード数 Fr_s は Zukoskiのデータ⁽³⁾と一致し, また破線で示すWeber⁽⁶⁾の相関式

$$Fr_s = 0.54 - 0.81\Sigma^{0.56} \dots\dots\dots (7)$$

ともよく一致する。他方, 流動液体中の大気泡の気泡フルード数 Fr_b は流入フルード数 Fr_i の増加とともに破線にほぼ平行を保ちながら小さくなる。これは大気泡が流れに逆らって進行することによるものと考えられる。

緒言で述べたように大気泡の上流の速度分布が一様な場合には, 液相と大気泡の相対速度 V_d が静止液体中の大気泡速度 V_{bs} に対応すると考えられる。相対速度 V_d に基づくフルード数 Fr_d を次式で定義し, これを相対気泡フルード数と呼ぶ。

$$Fr_d \equiv V_d / \sqrt{gd\Delta\rho/\rho_L} \dots\dots\dots (8)$$

ここで Fr_d は $|V_i|=0 (Fr_i=0)$ の場合には Fr_s に一致し, Fr_b, Fr_i との間に関係がある。

$$Fr_d = Fr_b + Fr_i \dots\dots\dots (9)$$

相対気泡フルード数 Fr_d と流入フルード数 Fr_i の関係を図7に示す。もし流動液体中の大気泡先端速度が相対速度 V_d を考慮するだけで静止液体に対する関係で表せるなら, Fr_d は Fr_i に対して変化することなく $Fr_i=0$ に対する値, すなわち Fr_s と等しくならなければならない。ところが実験結果によると Fr_d は Fr_s よりも大きく, また Fr_i の増大とともに大きくなっていて, 場合によっては Fr_s の値よりも10%も大きくなる。 Fr_i に対する増加のこう配は大気泡の上流

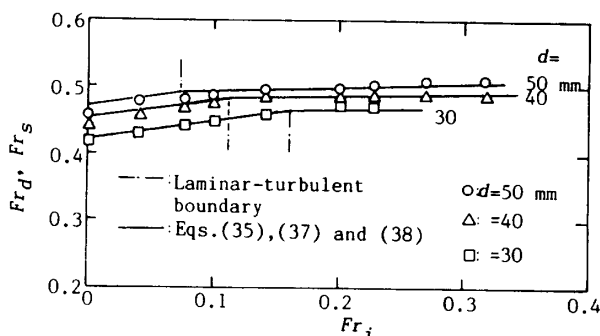


図7 相対気泡フルード数と流入フルード数の関係

の流れが層流か乱流かによって異なっている。これらのことは非一様な流速分布を持つ流動液体に逆らって大気泡が管内を進行する場合には、液体の入口平均流速に対する大気泡の相対速度を考慮するだけでは大気泡先端速度を表面張力パラメータに対して相関づけることができず、流動液体の速度分布の非一様性を考慮しなければならないことを示している。

Wilkinson⁽⁷⁾は静止液体中の大気泡の解析において大気泡先端の曲率半径とよどみ点深さが大気泡先端速度に大きく影響することを明らかにした。これら特性量は4・3節で述べたように $|\bar{V}_1|$ によって、つまり Fr_i によって変化する。また大気泡の挙動には慣性力が関与していることから考えると、大気泡の上流の速度分布が一様であるか、一様でないかによって大気泡を囲む検査体積内に流入してくる運動量と運動エネルギーの値がそれぞれ異なる。したがって流動液体中を進行する大気泡の先端速度の整理には r_s , h_s および流動液体の運動量、運動エネルギーが Fr_i の値ならびに流速分布形状によって変化するを考慮した整理方法を確立しなければならない。このことが本論文の主な目的であり、これについて6章で述べる。

6. 大気泡先端速度の解析

ここでは非一様な流速分布を有する流動液体中に侵入する大気泡の先端速度を表面張力パラメータと流入フルード数に関係づける相関式の誘導について述べる。

6・1 流動モデルと仮定 解析に用いる流動モデルを図1に示す。解析の対象とする領域は流れが十分発達した大気泡の上流から最小液位の位置までの区間(1-2)までとする。準定常状態では、実験結果の示すとおり先端部の形状は流動方向に変化せず、また速度も変化しないことから、面2-2'から下流側の液体の盛り上がり部分などの大気泡先端の挙動への影響はきわめて小さいものと予想される。

Benjamin⁽⁴⁾, Gardner-Crow⁽⁵⁾そしてWilkinson⁽⁷⁾は静止液体中を進行する大気泡を解析するに際して、大気泡先端速度が一定の場合、大気泡先端部では力学的エネルギーが保存されると仮定している。彼らの解析結果が実験結果と良好な一致を見せていることから、この仮定が妥当なものであると思われる。本実験においては、大気泡上流の液体が流動しているものの、準定常状態では大気泡先端速度や形状が流動方向に変化しないことから、彼らと同じ仮定を置くことにする。また断面2-2'の流速分布については、 $|\bar{V}_1|=0$ の状態も含めて行ったLDVによる最小液位部の流速分布

計測結果より、いずれの場合も壁面の近傍を除いて近似的に一様とみなしうる程度の分布であった。以上のことに基づいて、解析に際して以下の仮定を置く。

- (1) 大気泡先端速度と形状は流動方向に変化しない。
- (2) 大気泡上流の液体流れは十分発達しているものとする。
- (3) 大気泡上流部の流速分布は層流域ではHagen-Poiseulli式で、また乱流域では1/7乗則で与えられる。
- (4) 断面2-2'の速度分布は一様とする。
- (5) 気液界面を通じての物質、運物量、エネルギーの輸送はない。
- (6) 断面1-1'および2-2'での流れの方向は管軸に平行である。
- (7) 大気泡先端の形状は二次元であるとする。
- (8) 気液両相の物性値は一定とする。

6・2 解析 大気泡とともに移動する座標系から見たときの液相の質量、運動量、力学的エネルギーの各保存式は断面1-1'と2-2'の区間に対して次式で与えられる。

$$\int_A \rho_L (V_1 - V_b) da - \int_{A_{L2}} \rho_L (\bar{V}_2 - V_b) da = 0 \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$\int_A \rho_L (V_1 - V_b)^2 da - \int_{A_{L2}} \rho_L (\bar{V}_2 - V_b)^2 da = - \int_A P_1 da + \int_{A_{L2}} P_{L2} da + \int_{A_{G2}} P_{G2} da \quad \dots (11)$$

$$\int_A \frac{1}{2} \rho_L (V_1 - V_b)^3 da - \int_{A_{L2}} \frac{1}{2} \rho_L (\bar{V}_2 - V_b)^3 da = - \int_A P_1 (V_1 - V_b) da + \int_{A_{L2}} P_{L2} (\bar{V}_2 - V_b) da - \int_A \rho_L gh (V_1 - V_b) da + \int_{A_{L2}} \rho_L gh (\bar{V}_2 - V_b) da \quad \dots\dots\dots (12)$$

ここで a , A , A_{G2} , A_{L2} はそれぞれ面積、管断面積、断面2-2'において気相の占める断面積、液相の占める断面積を表す。 h は管底から高さ、 P_1 , P_{G2} , P_{L2} は断面1-1', 2-2'における高さ h での局所圧力、 V_1 は断面1-1'の管中心から距離 r における局所流速、 \bar{V}_2 は断面2-2'の流速で、仮定(4)より断面内で一様としている。またいずれの速度も大気泡の進行方向を正としている。

式(10)~(12)の積分を実行し、 V_b を Fr_i , Σ の関数として表すためには、圧力 P_1 , P_{G2} , P_{L2} , 流速 V_1 , \bar{V}_2 , 高さ h を積分変数 a もしくはそれと同等の積分変数で表す必要がある。まず圧力 P_1 , P_{G2} , P_{L2} は静水圧を考慮して次のように与えられる。

$$P_1 = P_0 + \rho_L g (d - h) \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$P_{C2} = P_{20} + \rho_c g(d - h) \dots\dots\dots (14)$$

$$P_{L2} = P_{20} + \rho_c g(d - h_2) + \rho_L g(h_2 - h) \dots\dots\dots (15)$$

ここで ρ_c は気体の密度, h_2 は断面 2-2' での液位, P_{10} , P_{20} は断面 1-1', 2-2' での上壁における圧力であり, ともに積分変数 a に依存しない量である. 次に大気泡上流の流速分布としては, 仮定(3)に基づいて層流の場合には式(16)を, 乱流の場合には式(17)を用いる.

$$V_1 = 2\bar{V}_1(1 - 4r^2/d^2) \dots\dots\dots (16)$$

$$V_1 = 1.22\bar{V}_1(1 - 2r/d)^{1/7} \dots\dots\dots (17)$$

また図1に示す幾何学的関係から, 高さ h に対する水平な弦の開き角を α とすると, h は次式で与えられる.

$$h = d(1 - \cos \alpha)/2 \dots\dots\dots (18)$$

式(13)~(15)に式(18)を代入し, それらと式(16), (17)を式(10)~(12)に代入すると, 被積分関数は α もしくは r の関数として表される. そこで微小面積 $\delta a = (d^2/2)\sin^2 \alpha da$ あるいは $\delta a = 2\pi r dr$ の関係を用いて積分変数 a を α もしくは r に変数変換する. ここで δa , δr はそれぞれ α , r の微小量である. このとき式(10)~(12)は α もしくは r に対して積分できるようになる. そして積分範囲が A の場合には $\alpha = 0 \sim \pi$, $r = 0 \sim d/2$ まで, A_{L2} の場合には $\alpha = 0 \sim \alpha_2$ まで, また A_{C2} の場合には $\alpha = \alpha_2 \sim \pi$ までの範囲で式(10)~(12)の積分を実行する. ここで α_2 は図1に示すように断面 2-2' における気液界面の開き角を表す. この結果, 式(10)~(12)は次のようになる.

$$\bar{V}_1 - V_b = H_{L2}(\bar{V}_2 - V_b) \dots\dots\dots (19)$$

$$\begin{aligned} &\rho_L(\bar{V}_1 - V_b)^2 + \zeta_m \rho_L \bar{V}_1^2 - \rho_L H_{L2}(\bar{V}_2 - V_b)^2 \\ &= -P_{10} + P_{20} - \frac{1}{2} \Delta \rho g d \\ &- \frac{1}{2} \Delta \rho g d H_{L2} \cos \alpha_2 + \frac{1}{2} \Delta \rho g d \frac{2}{3\pi} \sin^3 \alpha_2 \\ &\dots\dots\dots (20) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\frac{1}{2} \rho_L (\bar{V}_1 - V_b)^3 + \zeta_e \rho_L \bar{V}_1^2 (\bar{V}_1 - V_b) \\ &- \frac{1}{2} \Delta \rho_L H_{L2} (\bar{V}_2 - V_b)^3 = \left(-P_{10} + P_{20} - \frac{1}{2} \Delta \rho g d \right. \\ &\left. - \frac{1}{2} \Delta \rho g d \cos \alpha_2 \right) (\bar{V}_1 - V_b) \dots\dots\dots (21) \end{aligned}$$

ここで流れが層流の場合 $\zeta_m = 1/3$, $\zeta_e = 1/2$, また流れが乱流の場合 $\zeta_m = 0.0204$, $\zeta_e = 0.0306 - 0.00142 Fr_i / Fr_d$ である. H_{L2} は断面 2-2' における液体のホルドアップで, 次式で定義される.

$$H_{L2} \equiv \frac{A_{L2}}{A} = \frac{\alpha_2}{\pi} - \frac{1}{2\pi} \sin(2\alpha_2) \dots\dots\dots (22)$$

P_{10} , P_{20} は以下のように与えられる. いま大気泡の先端はよどみ点になっており, これにいたる流線は大気

泡の上流 1-1' 断面では上壁のごく近傍にあるとし, この流線に対して Bernoulli の定理を適用する. なお, 大気泡先端部の流れ場を可視化することによって, このことが近似的に成立することを確認している. このときよどみ点での液体の圧力 P_s と P_{10} の関係は次式で与えられ,

$$P_{10} + \frac{1}{2} \rho_L (\bar{V}_1 - V_b)^2 + \rho_L g d = P_s + \rho_L g (d - h_s) \dots\dots\dots (23)$$

また気体の圧力 P_{20} は次式で与えられるものと仮定する.

$$P_{20} = P_s + \sigma / r_s \dots\dots\dots (24)$$

式(23), (24)から P_s を消去すると $(-P_{10} + P_{20})$ が \bar{V}_1 , V_b , h_s , σ / r_s , ρ_L , g , d の関数として表される.

式(20), (21)に式(23), (24)から得られる $(-P_{10} + P_{20})$ の関係を代入して P_{10} , P_{20} を消去する. さらにその結果に式(19)の関係をを用いて $(\bar{V}_2 - V_b)$ を $(\bar{V}_1 - V_b)$ に書き換え, 相対速度 V_d , 相対気泡フルード数 Fr_d , 流入フルード数 Fr_i , 表面張力パラメータ Σ を導入し, 運動量式, 力学的エネルギー式を無次元表示すると以下のようなになる.

$$\begin{aligned} &\left(1 - \frac{2}{H_{L2}} \right) Fr_d^2 + 2\zeta_m Fr_i^2 = -1 + \frac{\Sigma}{2R_s} + 2\frac{\rho_L}{\Delta\rho} H_s \\ &- H_{L2} \cos \alpha_2 + \frac{2}{3\pi} \sin^3 \alpha_2 \dots\dots\dots (25) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\frac{Fr_d^2}{H_{L2}^2} - 2\zeta_e Fr_i^2 = 1 - \frac{\Sigma}{2R_s} - 2\frac{\rho_L}{\Delta\rho} H_s + \cos \alpha_2 \\ &\dots\dots\dots (26) \end{aligned}$$

6.3 Fr_d と Σ , Fr_i の近似関係式 式(25), (26)において, 既知数は Fr_i , ρ_L , $\Delta\rho$, Σ であり, また未知数は Fr_d , R_s , H_s , H_{L2} , α_2 である. このうち R_s と H_s については, 現状では4章に述べた実験式(2), (3)で Fr_i の関数として与えることにする. H_{L2} と α_2 は式(22)の関係で表されている. したがって変数の数5に対して式の数も5となり, これらは原理的には解けることになる. しかしこれらの解析解を得るのは容易ではない. 本研究では非一様な速度分布の流動液体中の大気泡先端速度 V_b を与える数式を導き, 大気泡速度に及ぼすパラメータの影響を明示すること, さらにそれを静止液体中の V_{bs} と比較するとともに実験値の整理検討を行うことを目的としているので, 多少精度を犠牲にしても Fr_d と Σ , Fr_i の近似的な関係式を解析的に誘導することにする.

解析解を得にくい第1の問題点は式(25), (26)中の Fr_i^2 の係数が運動量式とエネルギー式で異なっている点である. しかも乱流の場合の ζ_e は Fr_i と Fr_d の関数となっている. そこで式(26)中の ζ_e が ζ_m に等しい

と近似する。このとき式(26)は次のようになる。

$$\frac{Fr_d^2}{H_{L2}^2} - 2\zeta_m Fr_i^2 = 1 - \frac{\Sigma}{2R_s} - 2\frac{\rho_L}{\Delta\rho} H_s + \cos \alpha_2 \quad \dots\dots\dots(27)$$

式(25), (27)から次式が得られる。

$$\frac{Fr_d^2}{H_{L2}^2} = \frac{(1-H_{L2})\cos \alpha_2 + (2/3\pi)\sin^3 \alpha_2}{(1-H_{L2})^2} \quad \dots\dots\dots(28)$$

さて式(22), (26), (27)あるいは式(22), (27), (28)の解析解を求めるに際しての第2の問題は、本研究で対象としている管路が円管であることから H_{L2} と h_2/d の関係が直線関係でないこと、そしてそのため式(22)に示す H_{L2} と次式で表される h_2/d が α_2 を介して関係づけられていることである。

$$h_2/d = (1 - \cos \alpha_2)/2 \quad \dots\dots\dots(29)$$

そこで本論文では次のような近似方法をとる。

まず式(27)において表面張力パラメータ Σ , 無次元よどみ点深さ H_s , そして流入フルード数 Fr_i をかりに零と置く。このとき流動モデルは Benjamin⁽⁴⁾ が用いたものと同じになる。これと式(22), (28)から $\alpha_2 = 97.22^\circ$, $H_{L2} = 0.58$ として $Fr_d = 0.542$ が得られる。管径が非常に大きくなると、表面張力パラメータはかなり小さくなり、 H_s の影響も相対的に小さくなる。またここで求めようとする関係式が静止液体中を大気泡が進行する場合をも包括的に記述するものとするなら、上記 $Fr_d = 0.542$ は解の一つの極限の値とみなしうる。そこで α_2 をパラメータとして Fr_d と H_{L2} の関係を式(22), (28)から求め、その関係を $H_{L2} = 0.58$ で $Fr_d = 0.542$ を通る次式で近似しても、本実験範囲である $H_{L2} = 0.5 - 0.62$ ではせいぜい誤差は2%程度である。

$$Fr_d = 0.935 H_{L2} \quad \dots\dots\dots(30)$$

これを式(28)の代わりに用いることにする。次に式(27)に式(29)を代入して $\cos \alpha_2$ を消去し次式を得る。

$$\frac{Fr_d^2}{H_{L2}^2} - 2\zeta_m Fr_i^2 = 2 - \frac{\Sigma}{2R_s} - 2\frac{\rho_L}{\Delta\rho} H_s - \frac{2h_2}{d} \quad \dots\dots\dots(31)$$

式(31)を式(30)とともに Fr_d もしくは H_{L2} に対して解くためには h_2/d を H_{L2} の関数として表すことが必要になる。実際には h_2/d と H_{L2} は α_2 を介して式(22), (29)で与えられるが、このままの形では式(30), (31)の解析解は得られない。そこで h_2/d と H_{L2} の関係を次式で近似する。

$$h_2/d = 0.358\sqrt{H_{L2}} + 0.5H_{L2} \quad \dots\dots\dots(32)$$

この式は $H_{L2} = 0.7$ 以下の範囲で式(22), (29)から得られる厳密な関係ときわめてよく一致する。

式(31)に式(32)を代入して h_2/d を消去し、それと式(30)から H_{L2} を消去して、 Fr_d を Σ/R_s , H_s , Fr_i^2 の線形和の形でテーラ級数展開を用いて表すと次のようになる。

$$Fr_d = 0.542 - 0.317 \frac{\Sigma}{R_s} - 1.27 \frac{\rho_L}{\Delta\rho} H_s + 1.27 \zeta_m Fr_i^2 \quad \dots\dots\dots(33)$$

これが非一様流速分布の流動液体に逆らって侵入する大気泡先端速度を与える一般式であり、 $Fr_i = 0$ のとき、この式は静止液体中ならびに一様流速分布の流動液体中の大気泡先端速度を表す式と一致する。

6・4 大気泡先端速度の相関式 $1/R_s$, H_s の実験式(2), (3)を式(33)に代入、整理すると次式が得られる。

$$Fr_d = \left\{ 0.542 - 0.317 \frac{\Sigma}{R_{ss}} - 1.27 \frac{\rho_L}{\Delta\rho} H_{ss} \right\} + \left\{ 1.27 \zeta_m Fr_i^2 - \left(0.317 \beta \Sigma - 1.27 \frac{\rho_L}{\Delta\rho} \gamma \right) Fr_i \right\} \quad \dots\dots\dots(34)$$

式(34)の右辺第1項は静止液体を含む一様流速分布の場合の大気泡速度を与えるものであり、第2項が非一様流速分布による影響を表す項である。そこで Fr_d とこの補正項から、新たに次の修正フルード数を定義する。

$$Fr \equiv Fr_d - \left\{ 1.27 \zeta_m Fr_i^2 - \left(0.317 \beta \Sigma - 1.27 \frac{\rho_L}{\Delta\rho} \gamma \right) Fr_i \right\} \quad \dots\dots\dots(35)$$

このとき式(34)は次のようになる。

$$Fr = 0.542 - 0.317 \frac{\Sigma}{R_{ss}} - 1.27 \frac{\rho_L}{\Delta\rho} H_{ss} \quad \dots\dots\dots(36)$$

式(36)は静止液体中の大気泡に関して Wilkinson⁽⁷⁾ が誘導した関係式と形のうえで同じものになる。

式(35)で定義されたフルード数は、流動液体中を大気泡が進行する場合の流速分布が一様でないことによる大気泡先端速度への効果も含んだ相対気泡フルード数で、 $|V| = 0$ のとき $Fr = Fr_s$ となるので、静止液体に対する Fr_s も内蔵したものとなっている。したがってこの修正フルード数を用いることによって、静止液体中の大気泡先端速度ならびに流動液体中の大気泡先端速度の両実験結果を統一的に整理することができる。

Weber⁽⁶⁾ は式(7)に示したように Fr_s と Σ の簡単な関係式を見いだしている。ここでもそれと同様に Fr を Σ のみで表すことにする。図8に式(35)を用いて実験結果より求めた Fr の値と Σ の関係を示す。ただし式(35)中の各係数は流れが層流であるか乱流であるかによって異なっているので、それぞれ別々に整理

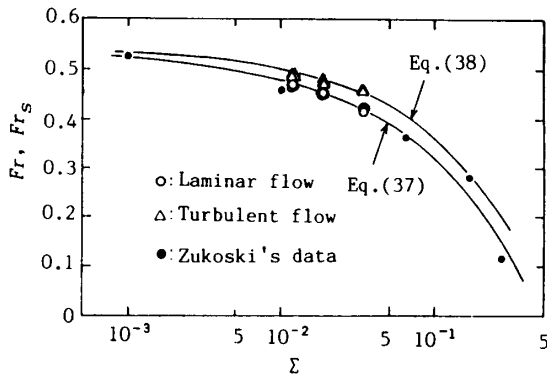


図8 修正気泡フルード数による相関

した。実験結果より求めた Fr の値は層流に対しては、式(7)において Fr_s の代わりに Fr を用いることにより、Weber⁽⁶⁾と同じ形の式(37)、乱流に対しては式(38)でそれぞれよく相関される。

$$Fr = 0.542 - 0.81\Sigma^{0.56} \quad (\text{層流}) \quad \dots\dots\dots (37)$$

$$Fr = 0.542 - 0.81\Sigma^{0.65} \quad (\text{乱流}) \quad \dots\dots\dots (38)$$

Fr の導入により図6では分散していた実験結果が層流と乱流の各実験線によく整理される。式(35)と式(37)、(38)を用いて逆に Fr_a 、さらに式(9)を用いて Fr_b を算出した結果を図6、7に実線で示した。計算値は実験値とよく一致し、特に図7では Fr_a が Fr_i とともに増加する傾向をよく表している。

以上の結果から、非一様な流速分布を有する流動液体中を流れに対抗して進行する大気泡の速度は、液体の運動量、力学的エネルギー、大気泡先端の曲率半径およびよどみ点深さの液体の流入流速ならびに、速度分布への依存性を考慮して求めることが必要であり、それにはここで誘導したフルード数を用いることが有効であると言える。

7. 結 論

水平管内を流れに逆行して進行する大気泡の流動特

性に関する実験を行い、大気泡の流動状態を分類するとともに大気泡先端速度、最小液位の挙動を明らかにした。さらに準定常状態にある大気泡先端速度の相関式を解析に基づいて誘導した。ここで示した相関式の係数は厳密には本実験範囲においてのみ有効であるが、本解析方法、また相関方法はより広範囲において適用できるものと考えている。

本実験を行うにあたり協力された当時学生の齋藤良之(松下電器産業)、阿部信平(トヨタ自動車)、大島靖浩(日立製作所)、小坂哲也(久保田鉄工)の諸君に感謝する。

文 献

- (1) 例えば、日本機械学会編、気液二相流技術ハンドブック、(1989)、229、コロナ社。
- (2) Nicholson, M. K., Aziz, K. and Gregory, G. A., *Can. J. Chem. Eng.*, **56**(1978), 653.
- (3) Zukoski, E. E., *J. Fluid Mech.*, **25-4**(1966), 821.
- (4) Benjamin, T. B., *J. Fluid Mech.*, **31-2**(1968), 209.
- (5) Gardner, G. C. and Crow, I. G., *J. Fluid Mech.*, **43-2**(1970), 247.
- (6) Weber, M. E., *Can. J. Chem. Eng.*, **59-3**(1981), 398.
- (7) Wilkinson, D. L., *J. Fluid Mech.*, **118**(1982), 109.
- (8) Sakaguchi, T., Hamaguchi, H., Ozawa, M. and Nishiwaki, F., Kakac, S. and Ishii, M., ed. *Advances in Two-Phase Flow and Heat Transfer, Fundamentals and Applications*, **1**(1983), 255, Martinus Nijhoff Pub., Boston.
- (9) 坂口・浜口・小澤・西脇・下山, 機論, **50-457, B** (1984), 2114.
- (10) Wallis, G. B., Crowley, C. J. and Hagi, Y., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **99**(1977), 405.
- (11) Sakaguchi, T., Nishiwaki, F., Hamaguchi, H., Ozawa, M. and Shimoyama, K., Veziroglu, T. N. and Bergles, A. E., ed., *Multi-Phase Flow and Heat Transfer, III, Part A: Fundamentals*, (1984), 353, Elsevier Sci. Pub., Amsterdam.