気泡プルームによって誘起される自由表面近傍の流れ*

村井 祐一^{*1}, 大野 泰^{*2}
アブダルムティ・ハッサン^{*3}, 山本 富士夫^{*1}

Flow in the Vicinity of Free Surface Induced by a Bubble Plume

Yuichi MURAI, Yasushi OHNO,
Hassan ABDULMOUTI and Fujio YAMAMOTO^{*4}^{*4}Department of Mechanical Engineering, Fukui University,
3-9-1 Bunkyo, Fukui-shi, Fukui, 910-8507 Japan

Flow in the vicinity of free surface induced by a bubble plume is utilized as one of effective ways to control the surface floating substances on lakes, oceans, as well as in various kinds of reactors handling a free surface. In this work, a two-dimensional flow analysis based on Eulerian-Lagrangian model and particle tracking velocimetry measurement have been carried out in order to elucidate the surface flow generation process in detail. The present results explore the following points; 1) Surface velocity profile can be predicted by the Eulerian-Lagrangian model with a good agreement with experimental results, 2) maximum velocity of the surface flow increases as large void fraction with small bubble size is supplied, 3) The surface flow is effectively generated in case of bubble plume compared to liquid jet flow because distortion point appears in the vicinity of surface.

Key Words: Bubble, Free Surface Flow, Multiphase Flow, Buoyant Flow

1. 序 論

気泡プルームは、瀑気槽、発酵槽、自然循環ボイラ、金属精練炉などで見受けられる気泡流の代表的な形態である。これらの装置の設計においては、気泡プルームにおける、(a)気泡吹込流量と駆動される液体流量の関係、(b)気泡運動による乱れの生成と抑制、(c)水槽のサイズや形状と対流パターンとの関係、(d)自由表面における流動特性、など、さまざまな調査研究が行われている。例えば、(a)については、Hussain-Siegel⁽¹⁾、Leitch-Baines⁽²⁾らの実験計測、(b)については、Alam-Arakeri⁽³⁾による実験観察やIguchiら⁽⁴⁾によるLDV計測結果、(c)については著者らによる可視化と数値予測⁽⁵⁾などを挙げることができる。これに対して、(d)は、(a)～(c)の現象の複合結果として観測される。本論文はこの(d)の現象を論ずるものである。

気泡プルームにより誘起される表面流については、古くから多くの論文が知られている。代表的なもの

に、Taylor⁽⁶⁾、Jones⁽⁷⁾、Marks-Cargo⁽⁸⁾、McDougall⁽⁹⁾、波江ら⁽¹⁰⁾の報告が知られる。これらにおいて、表面流に関する研究を行う動機は、次のようなニーズによる。

(1) 海上や湖水面において有機物・汚染物質の拡散を防止する、あるいは表面流を用いて強制的に回収する。具体的には、海中油田からの油の放出や石油タンカから漏えいする油の拡散を防止する技術。

(2) 反応炉内の液面のスロッシングを防止したり、海面・湖面を伝わる波を減衰させるなど、表面流による副次的効果として消波効果を利用する。

(3) 河川・湖畔・港湾施設において冬季に水表面がよどみ、それにより凍結してしまうのを防ぐ。

(4) 化学反応槽や金属精練炉内において表面に浮遊する不純物や固化した酸化皮膜を除去し、反応性を確保する。

気泡プルームの誘起する表面流が上述のような多くの分野で活用される理由は、水中にガスを吹き込むだけで機能するという簡素性にある。しかしながら、流体力学的見地からいえば、気泡プルームが他の噴流形態に比べ次のような優越性があることも見逃すことができない。例えば、図1に、水噴流、浮力噴流、気泡プルームの三者の噴流形態の模式図を示す。水噴流の場

* 原稿受付 2000年8月15日。

^{*1} 正員、福井大学工学部(☎910-8507 福井市文京3-9-1)。^{*2} 豊田合成(株)。^{*3} 福井大学大学院。

E-mail: murai@fv.mech.fukui-u.ac.jp

(a) Single-phase Liquid Jet (b) Single-phase Buoyant Plume (c) Bubble Plume

Fig. 1 Difference of surface flow generation mechanism

合では、運動量の乱流拡散により、噴流内部の最大流速は上昇に伴い単調に減少し、噴流幅が拡大する。このため自由表面付近では、流速の小さく深さ方向に厚い表面流ができる。温度差に伴う浮力噴流の場合では、浮力の効果により噴流内の最大流速の減衰の度合いは少なくなる。しかし、周囲流体との混和により単位体積あたりの浮力が上昇に伴い消失し、薄く高速の表面流を形成することはできない。これに対して気泡ブルームの場合では、気泡内のガスが周囲に短時間で溶融しない限り(すなわち不混和形浮力噴流のため)、自由表面に到達するまで初期の浮力が保持される。また、個々の気泡は液体とは異なる運動形態をもち、浮力分布は単調に拡散するとは限らない。このため、噴流内の最大速度の減衰は前二者に比べ小さく、高速の表面流が得られる。

気泡ブルームによる表面流に関する従来の研究報告では、気体流量と表面流速の関係のみが重点的に調査され、上述のような表面流形成プロセスや気泡径依存性については詳細な議論がなされていない。本研究では、新たに Eulerian-Lagrangian モデル⁽¹¹⁾ による数値解析と、PTV (Particle Tracking Velocimetry) を利用した実験計測により、気泡ブルームがどのようにして表面流を誘起するかについて、その内部構造の検討を行う。本報では、二つの平行平板によって拘束された平面気泡ブルームによる表面流の形成機構について調べ、最大表面流速と気泡径の関係を明らかにする。さらに、三次元数値解析により、表面流形成における三次元構造の特徴を紹介する。

2. 実験方法

図2に実験装置概略図を示す。実験水槽は内容積が幅1800 mm×高さ800 mm×奥行200 mmであり、正面と背面の壁は厚さ12 mmの透明アクリル製、他の3面はアルミニウム製である。水槽底面中央に気泡発生器を設置し、コンプレッサからの空気を圧力調節器と流量計を介してそれに送気する。気泡発生器は、

Fig. 2 Schematic diagram of experimental setup

一辺10 mm、長さ180 mmの正方形柱の多孔質体であり、これを20 mm間隔に3本配列し、水槽中央底部に固定する。ここから発生する気泡ブルームは乱流成分を除けば平均流は二次元的流動を保持しており、次の2種類の撮影方法による液相流動のPTV計測を行う。

なお、二次元流動を対象とする理由は、次の三つの背景による。第1に、表面流による界面漂流物質の輸送効果や消波効果を、実際に長い気泡発生管を使用して二次元的に実現することが多いこと。第2に、混相流に対する三次元PTV計測技術がまだ発展途上段階であり、現状で高いデータ密度による三次元計測が難しいという点。第3に、三次元流動時では、気泡ブルームの三次元構造や不安定揺動運動⁽¹¹⁾ が問題となり、実験によって表面流形成過程の特徴を抽出することが困難となることである。

(1) PTV実験1(PTV-Exp.1) 気泡ブルームによって形成される表面流は気液界面で最大流速をもつ。このため、“PTV実験1”では、水面上に浮遊するトレーサ粒子を用い、気液界面の流速を直接的に計測する。トレーサ粒子には、直径1.5~2.0 mmの発泡スチロール球(密度50 kg/m³)を用いる。粒子は、気泡ブルームの上部のホッパから自由落下させて水面に向けて散布される。トレーサ粒子は水槽上部に固定したハロゲンライトで照明され、水槽の片側(図2の右側)のみCCDカメラで撮影する。カメラのフレームレートは30 fps、シャッタースピードは1/2000 sである。観察によるとトレーサ粒子は直径の約30%程度が水面下となる。このとき表面流速の過渡変化に対する追従性については、慣性力、付加慣性力、抗力、圧力こう配力を考慮した並進運動方程式による見積もりの結果、周波数50 Hz以下の条件で99.5%の速度振幅を保証し、妥当であることを確認した。また、個々の気泡が表面に到達したときに生ずる小規模の流速変動はトレーサ粒子に微動をもたらすものの、その変動

Table 1 Experimental conditions

Gas : density = 1.24 kg/m ³ , Temp. = 15~20 deg. C Atmospheric pressure on the surface = 101 kPa
Liq. : density = 10 ³ kg/m ³ , Temp. = 15~20 deg. C Kinematic viscosity = 1.0 × 10 ⁻⁶ m ² /s
Gas flow rate : 0~1.67 × 10 ⁻⁴ m ³ /s (8.35 × 10 ⁻⁴ m ³ /sm)
Mean Bubble Radius : 0.2~5.0 mm
Initial water level (without bubble) : H=600 mm

は統計的に等方的と考えられるため、時間平均流速分布には影響を与えない。一方、破裂せず表面を浮遊する気泡はそのような流速変動を保有しないため、トレーサ粒子との干渉は生じない。

撮影された画像は Image Board を介して PC に取り込まれ、二値化、粒子ラベリングののち、二値化画像相関法⁽¹²⁾を用いて個々の粒子の速度ベクトルを算出する。

(2) PTV 実験 2 (PTV-Exp. 2) 気泡ブルームの誘起した液体上昇噴流が水面でどのように表面流に変化するのかについて、従来まで PIV もしくは PTV 計測例を知見しない。“PTV 実験 2”では、気泡ブルームと水面の衝突領域における液体の流れを PTV 計測する。トレーサ粒子には直径 200~500 μm のナイロン多孔質粒子 (Diaion 製, HP 20, 密度 1.01 kg/m³) を用いる。多孔質のため、液体をあらかじめ浸透させることができ、気泡と付着して運動したり、水面で互いに凝集するといった現象を回避することができる。照明にはカメラと同方向からのメタルハライド光を用いる。カメラはフレームレート 240 fps, シャッタースピードが 1/2 000 s である。記録された画像は気泡と粒子の混合画像であり、二値化により認識されたオブジェクトの大きさを判断基準として、気泡と粒子を識別する。なお、モノクロ画像からの 2 種類のオブジェクトのより一般化された識別方法については著者らの既報⁽¹³⁾を参照いただきたい。粒子が識別された後、粒子画像に対して二値化画像相関法を適用し、液相の速度ベクトル分布を求める。

なお、上記 2 種類の実験で用いる液体は水、気体は空気であり、物性値と気泡吹込条件については表 1 に記載する。

3. 数値解析手法

気泡流に対する数値解析モデルにはさまざまなものが提唱されている。このうち気泡ブルームのシミュレーションに実際に利用されたものには、二流体モデル⁽¹⁴⁾や多流体モデル⁽¹⁵⁾、気泡数密度モデル⁽¹⁶⁾、多次

元化されたドリフトフラックスモデル⁽¹⁷⁾、均質流モデル⁽¹⁸⁾、一流体モデルと気泡運動方程式を連立したモデル⁽¹⁹⁾、GAL-LES モデル⁽²⁰⁾⁽²¹⁾、Eulerian-Lagrangian モデル⁽⁵⁾、粒子追跡法⁽²²⁾がある。中でも最後の二つのモデルは、個々の気泡の直径、位置、速度を扱うため、気泡群分布の予測に対して Euler 形の解法よりも時空間分解能の高いことが確かめられている⁽⁵⁾。一方、1 章で述べたように、気泡ブルームによって誘起される表面流の厚さは気泡ブルームの幅に比べてずっと薄い。このような背景から、本研究では、空間分解能の高い Eulerian-Lagrangian モデル (以下、E-L モデル) を利用する。

(3) 仮定と支配方程式 支配方程式は以下の仮定のもと構成される。(i) 気泡のサイズは流れの代表長さに比べて十分に小さい、(ii) 気泡は球形である、(iii) 気泡の合体・分裂および気泡同士の相互作用を無視する、(iv) 気泡界面を介する物質移動はない、(v) 流れ場全体は等温とし、温度非平衡はない。

●液相の質量保存方程式

$$\frac{\partial f_L \rho_L}{\partial t} + \nabla f_L \rho_L \mathbf{u}_L = 0. \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで f_L は液相体積率、 ρ_L は液相密度、 t は時間、 $\mathbf{u}_L$ は液相流速ベクトルである。

●二相流の体積率拘束条件

$$f_L + f_G = 1. \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで f_G は気相体積率で、次式で定義される。

●気相体積率

$$f_G = \frac{1}{V} \int f_{Glocal} dV. \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで V は格子体積、 f_{Glocal} は相関数 (気相の場合に 1, 液相の場合に 0) で、具体的な算出法は TD 法⁽²³⁾に従う。

●気泡重心座標追跡式

$$\mathbf{x}_G = \mathbf{x}_{G0} + \int_0^t \mathbf{u}_G(t) dt. \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで $\mathbf{x}_G$ は気泡重心座標の位置ベクトル、 $\mathbf{x}_{G0}$ はその初期値、 $\mathbf{u}_G$ は気泡の並進速度ベクトルである。

●二相流全体の運動量保存方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_L \rho_L \mathbf{u}_L}{\partial t} + \nabla \cdot f_L \rho_L \mathbf{u}_L \mathbf{u}_L + \frac{f_G \rho_G \mathbf{u}_G}{\partial t} + \nabla \cdot f_G \rho_G \mathbf{u}_G \mathbf{u}_G \\ = -\nabla p - (f_L \rho_L + f_G \rho_G) \mathbf{g} + (\mathbf{F}_{LL} + \mathbf{F}_{GG}), \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで p は液相の圧力、 $\mathbf{g}$ は重力の加速度ベクトル、 $\mathbf{F}_{LL}$ および $\mathbf{F}_{GG}$ は、相内のせん断力で、連続相である液相のみに、

$$\mathbf{F}_{LL} = \nabla \cdot \mu \left\{ \nabla \mathbf{u}_L + (\nabla \mathbf{u}_L)^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u}_L) \mathbf{I} \right\}, \quad \dots\dots (6)$$

が作用するとし、 $F_{GG}=0$ とする。ここで粘性係数には、気泡混入に伴う実効粘性⁽²⁴⁾： $\mu=(1+f_c)\mu_L$ を用いる。この式は本来、気泡レイノルズ数が1以下の目安であるが、高レイノルズ数時の一般式がないため第一次近似として採用する。

●気泡の並進運動方程式

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt}(\rho_G V_G \mathbf{u}_G) + \frac{d}{dt}(\beta \rho_L V_G \mathbf{u}_G) - \frac{D_L}{Dt}(\beta \rho_L V_G \mathbf{u}_L) \\ & + \rho_G V_G \mathbf{g} + V_G \nabla p \\ & - V_G \mu \left\{ \nabla^2 \mathbf{u}_L + \frac{1}{3} \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}_L) \right\} \\ & + \frac{1}{2} \rho_L \pi r_c^2 C_D |\mathbf{u}_s| \mathbf{u}_s + \frac{1}{2} \rho_L V_G \mathbf{u}_s \times (\nabla \times \mathbf{u}_L) = 0, \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここで β は付加質量係数で、単一球形気泡時の理論値 $\beta=1/2$ を与える。また、 D_L/Dt は実質加速度で、 $D_L/Dt = \partial/\partial t + \mathbf{u}_L \cdot \nabla$ で定義される。 V_G は単一気泡体積である。本報では流れ場の高低差や圧力変動による気泡の体積変化が、気泡の並進運動に大きな影響を与えないと見積もることができるので、体積不変の条件： $V_G = V_{G0}$ を用いた。ここで V_{G0} は気泡の初期体積である。

気泡の抗力係数 C_D については、水-空気系における汚れ系の式⁽²⁵⁾を用いた： $C_D = \max\{C_{D1}, C_{D2}\}$, $C_{D1} = (24/Re)(1 + 0.15 Re^{0.687})$, $C_{D2} = (8/3)[E/(E+4)]$ 。ここで Re は気泡レイノルズ数： $Re = 2 r_c \rho_L |\mathbf{u}_s|/\mu_L$, E はエトベス数である。 r_c は気泡半径、 $\mathbf{u}_s$ は気泡の液体に対する相対速度ベクトルである。汚れ系の式を用いる理由は、水-空気系では不純物が気泡界面に集積しやすいためである。なお、式(7)では、気泡に対する揚力の式として Auton の式⁽²⁶⁾を用い、履歴力は無視している。これは、水-空気系気泡に対して十分に信頼できる履歴力のモデルがないことによる。

(4) 数値解法と境界条件 以上の方程式は HSMAC 法⁽²⁷⁾に基づいて構築された数値解法で解かれる。計算順序については既報⁽¹¹⁾を参照いただきたい。なお、移流項には van Leer Limiter を用いた二次精度 TVD スキーム⁽²⁸⁾、他の空間微分項には二次精度中心差分法を採用する。式(2)の体積率拘束条件の許容誤差は毎時間ステップで 10^{-6} とする。

初期条件は、図2の実験容器において水が高さ600 mm まで静かに満たされた状態とする。境界条件として、容器壁面では Non-slip 条件を与える。気泡発生部では一定体積流量の気泡が吹き込まれる。個々の気泡の発生位置は幅60 mmの気泡発生面内でランダムに決定される。気泡発生周波数は1 s あたり

10~100 個で、初期速度として浮力と抗力の釣り合う終端速度を上向きに与える。自由界面の変位は界面の高さ関数 h に関する次の運動学的条件を用いて解かれる。

$$\frac{\partial h}{\partial t} + U_{LS} \frac{\partial h}{\partial x} = V_{LS}. \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 U_{LS} , V_{LS} はそれぞれ界面の水平方向と鉛直方向の液相流速成分、 x は水平座標である。また、界面では次の応力条件を与える。

$$p_s - p = \sigma \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} - \mu_L \frac{\partial u_L}{\partial y} \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 p は界面下部の液体の圧力、 $p_s - p$ は界面に作用する付加圧力、 σ は界面張力係数、 y は鉛直座標である。なお、式(9)は、自由界面のこう配が 10° 以下の場合において妥当な近似式である。また、界面で気泡が破裂するときの液滴の発生やさざ波の伝ばは、表面流全体の速度分布を変化させるほどのエネルギーを保有しないため、考慮しない。

4. 結果および考察

本章では、PTV 計測結果と E-L モデルによる数値解析結果を対比し、表面流の発生機構について考察する。

4.1 表面流の速度分布について 表2に、詳細な気泡吹込条件を示す。この中で気泡半径 R は、気泡発生装置近傍を撮影した画像からの NIH-software による画像計測から求められたもので、個々の気泡の水平方向、鉛直方向長さを自動計測して相当半径を算出した。どの条件も、300 個以上のサンプリングを行っている。気泡半径の標準偏差は、いずれも平均気泡径の10~15%程度であった。

図3(a), (b)に、表面流速分布を示す。上段は Case 1 における瞬時 PTV 計測結果の例、下段はその時間平均分布と数値解析による結果である。数値解析では気泡半径の分散も考慮されている。表面流は、気泡ブルーム中心から加速過程、ゆるやかな減衰過程、壁面での減速過程の三つの区間から成る。これらの定性的性質については、三つの気泡吹込条件において、

Table 2 Bubble generation conditions for PTV-Exp. 1

Case	Bubble radius R (mm)	Gas flow rate per 1 meter Qg (m³/sm)	Void fraction α (-)	bubble rise velocity U _b (m/s)
1	2.02	0.835×10^{-4}	0.0046	0.30
2	3.54	4.165×10^{-4}	0.0267	0.26
3	5.05	8.350×10^{-4}	0.0605	0.23

Fig. 3 Surface flow velocity profiles for three cases

数値解析と実験の両結果がほぼ一致しているといえる。ただし、実験結果において多少の空間的変動が見受けられ、これが数値解析で予測されていない。この原因は、自由表面下部の乱流変動や局所的な流れの三次元性の影響と考えられる。しかしながら、 $x=0.25$ mより下流で観測される表面流速については、相対誤差5%程度でよい一致が見られる。

次に、数値解析によって最大表面流速 U_{smax} の気泡半径依存性、気泡吹込流量依存性を調べた。この結果を図4に示す。ここでは気泡半径を減少させて0.2~1.0 mmの範囲に限定した。図4より U_{smax} は、気泡吹込流量 Q_g と吹込深さ h/H が大きいときに増大するが、気泡半径 R の増加は減速をもたらす場合のあることがわかる。このデータより、 U_{smax} を気泡吹込流量 Q_g の n 乗、吹込深さ h/H の m 乗に比例するとし、最小二乗法により指数 n と m を求めた。この結果、 $n=0.80$, $m=0.72$ が得られた。また、 U_{smax} が気泡半径 R の k 乗に比例するとして、最小二乗法により同様に指数 k を求めた。この結果、 $k=-0.30$ が得られた。なお、指数 n, m, k はあくまで扱った実験条件すべての平均値であり、個々の条件では、図4で示したように大きく変動している。この変動の理由は、序論で述べたとおり、表面流がいくつかの現象の複合結果として現れるもので、単一の現象だけで説明

Fig. 4 Relationship between maximum surface flow velocity and bubble generation conditions

されないためである。これに関連して、4・2節では、気泡ブルームによって誘起された液体上昇噴流が、どのようにして表面流に変化するかについて述べる。

4・2 表面流の下部における流動様式 図5に、

(a) Stable type of the surface flow

(b) Unstable type of the surface flow

Fig. 5 Enstrophy distribution under the surface predicted by the Eulerian-Lagrangian model

数値解析によって得られた気泡ブルーム周囲の流動構造を示す。図5中で t は気泡発生開始後の時刻で、各画像は気泡ブルーム近傍の局所的なエントロピー分布である。ここではさまざまな解析条件の中から、典型的な二つの流動様式を取りあげる。一つは表面流中で大きな流速変動を伴わない安定形(a)で、もう一つは上部で渦運動を伴う不安定形(b)である。例示した図は、(a)で気泡半径 $R=1.0$ mm、(b)で $R=0.2$ mmの場合である。安定形(a)は、気泡半径 R が大きく、気泡吹込流量 Q_0 が小さく、気泡吹込深さ h/H が浅いときに現れる。不安定形(b)はそれらが逆の場合に現れ、表面流速分布は周期的に変動する。この渦運動は、表面流のもつ運動量を周囲に拡散させる。したがって、図4のグラフからは、 Q_0 が大きく気泡半径 R が小さい場合に、右下がりの傾向をもたらしている。

なお、気泡ブルームにおける容器内特有の周期的不安定流動⁽⁵⁾については、水面の高さ H に対して水平方向の幅 L が $L/H=2$ 以上のため、観測されなかった。

図6に、表面の応力条件の異なる場合の流動予測結果を示す。図6は、初期に鉛直方向に濃淡を付けた液体が、対流によってどのように輸送されるかを示したものである。図6で(a)は、先までと同じ自由表面の場合、(b)は界面を不純物皮膜で覆った場合である。図6(b)の具体的定義は、気液界面に対して接線方向にNon-Slip条件、法線方向に速度こう配零の条件を与えることである。このとき、界面の鉛直方向の変位は許されるが、接線方向の流動には摩擦抵抗が作用する。なお、皮膜は十分に薄いものとし、その質量と肉

(a) Free surface (b) Surfactant surface

Fig. 6 Comparison with the case of non-slip interface

(c) Liquid jet for 0.25 m/s (d) Liquid jet for 0.35 m/s

Fig. 7 Distortion of liquid flow near the free surface

厚は無視されている。また、気泡は皮膜を通過して外部に放出されるものとする。図6(a)と図6(b)を対比すると、(b)の場合に次のことがいえる。(1)気泡ブルームによる液体上昇噴流は、界面で折り返り、斜め下方に向かう対流を作る。(2)界面近傍で流れが生じず、全体の対流の規模が小さい。(3)界面で大きな渦度が生成されるために、気泡ブルーム近傍だけで運動量が散逸する。

このように、界面のせん断応力条件は気泡ブルームの誘起する対流に大きな影響をもたらすことが確認できる。一般に、自然対流では境界条件の影響を敏感に受けて内部流動様式が決定するが、気泡ブルームも同様な性質をもつといえる。

4.3 自由表面近傍の液相流動構造 図7に、数値解析で得られた自由表面近傍(0.30×0.36 m)の液相の時間平均流速分布を示す。ここでは、気泡ブルームの場合(a)、(b)と液体上昇噴流の場合(c)、(d)

Fig. 8 PTV measurement results of distortion region

Fig. 9 Three-dimensional structure of surface flow represented by isosurface of kinetic energy

について比較する。いうまでもなく、流動の基本形態が異なるため、対等な比較はできない。そこで、二者とも最大表面流速 U_{smax} が等しくなる条件を選定した。図 7(a), (c) では $U_{smax}=0.25$ m/s, (b), (d) では $U_{smax}=0.35$ m/s である。図 7 より、気泡プルームの場合では、自由表面近傍まで上昇流が保持され、その後、急激に水平方向の流れに変化する。このため、流れは自由表面付近だけに効果的に集中する。気泡半径 R が小さいほどこの性質は明確である。これに対し、液体噴流の場合では、深い位置で流れの向きが変化し、流れが自由表面以外にも広く分布する。

図 8 に、PTV 計測によって得られた気泡プルームによる自由表面近傍の液相流速分布を示す。これは 50 時刻の速度ベクトルの時間平均値であり、約 20 000 個の速度ベクトルからの格子補間結果である。この結果からも、流れは自由表面近傍で急に向きを変えており、図 7(b) の数値解析結果における対応領域 ($x < 0.16$ m, $y < 0.10$ m) と流動様式に定性的な一致が見られる。

5. 表面流の三次元構造

最後に、Eulerian-Lagrangian モデルを用いた表面

流の三次元解析を行い、結果の一例を紹介する。図 9 は、直方体容器内部の底部中央から気泡を発生させた場合の液相運動エネルギー $|u_L|^2/2$ の等値面である。気泡発生開始後、120 s が経過したときのもので、流れは十分に定常に達している。容器サイズは $1 \times 1 \times 0.5$ m で、水面高さは $H=0.4$ m である。格子は $64 \times 64 \times 32$ で、流体の物性値は表 1 と同様である。気泡半径は $R=1.0$ mm, ボイド率は $\alpha=0.04$, 気泡吹込流量は $Q_g=3.0 \times 10^{-5}$ m³/s である。

二次元的に拘束された気泡プルームに比べて最も顕著な相違点は、表面流が気泡プルームを中心に放射状に形成される際に、周期的な流速のうねりが現れることである。このうねりは、図 5(b) で示した自由表面付近での渦運動の三次元版と考えられるが、放射状であるゆえに、その半径方向の移動速度が下流ほど低下する。したがって、渦は自由表面下部に潜り込み、内部に大きな乱れを与える。また、気泡プルーム自体の三次的揺動運動⁽⁵⁾ や自由表面波動と気泡プルームの動的な干渉(具体的には消波効果や連成振動)も、表面流に対して大きな影響を与える可能性が示唆される。本論文の範囲では自由表面の変位による波動エネルギーは気泡プルームの運動エネルギーの 5% 以下と見積もられるため、後者の影響は小さい。このように三次元構造や波動との干渉に関しては複雑な未解明現象がいくつか残されている。しかし序論で述べたように、装置自体は単に気泡を吹き込むだけという簡素なもののため、実用化の可能性が高いと考えられ、現象解明のニーズは高い。今後、これらを系統的に解明するためのより合理的な予測手法や計測手法の発展が期待される。

6. 結 論

気泡プルームによって誘起される表面流の発生メカニズムを調べるため、Eulerian-Lagrangian モデルによる数値解析と PTV による液相流速分布の計測を行った。本報では、直径 0.2~10 mm の気泡吹込条件を取扱い、平行壁面によって拘束される平面気泡プルームの表面流について以下の知見を得た。

(1) 気泡プルームによって誘起される表面流の流速分布は、Eulerian-Lagrangian モデルにより定性的に予測できる。表面流速に対する相対誤差は 5% 程度であった。

(2) 今回の解析条件の範囲では、最大表面流速は気泡吹込流量の 0.8 乗、気泡吹込高さの 0.7 乗、気泡半径の -0.3 乗に比例して増大する。ただし、表面流に渦運動が含まれる場合では、最大表面流速が減少す

ることがある。

(3) 気泡ブルームと液体上昇噴流が同じ最大表面流速をもつ状態で比較すれば、気泡ブルームのほうが流れが表面近傍に集中しており、効果的といえる。

(4) 自由表面が不純物被膜で覆われる場合には、流れが広範囲に誘起されない。また、三次元解析からは、放射状の表面流を作る場合では周期的な流速変動が伴うことがある。これらの現象については、表面流を応用したシステムへの実用的性能を考えるうえで、今後、より詳しく検討する必要がある。

本研究は、著者の一人が、文部科学省科学研究費補助金[基盤研究C-2, No. 10650166]の助成を受けて行われた。ここに記して謝意を示す。

文 献

- (1) Hussain, N. A. and Siegel, R., Liquid Jet Pumped by Rising Gas Bubbles, *J. Fluids Eng.*, **98** (1976), 49-57.
- (2) Leitch, A. M. and Baines, W. D., Liquid Volume Flux in a Weak Bubble Plume, *J. Fluid Mech.*, **205** (1989), 77-98.
- (3) Alam, M. and Arakeri, V. H., Observations on Transition in Plane Bubble Plumes, *J. Fluid Mech.*, **254** (1993), 363-374.
- (4) Iguchi, M., Kondoh, T. and Uemura, T., Simultaneous Measurement of Liquid and Bubble Velocities in a Cylindrical Bath Subject to Centric Bottom Gas Injection, *Int. J. Multiphase Flow*, **20**-4 (1994), 753-762.
- (5) Murai, Y. and Matsumoto, Y., Numerical Analysis of Detailed Flow Structure of a Bubble Plume, *JSME Int. J. Ser. B*, **41**-3 (1998), 568-574.
- (6) Taylor, G. I., The Action of Surface Current Used as a Breakwater. *Proc. Ro. Soc. Ser. A*, 231 (1955), 466-478.
- (7) Jones, W. T., Air Barriers as Oil-Spill Containment Devices., *J. Soc. Pet. Eng.*, **64** (1972), 126-142.
- (8) Marks, C. H. and Cargo, D. G., Field Tests of Bubble Screen Sea Nettle Barrier, *J. Mar. Tech.*, (1974), 33-39.
- (9) McDougall, T. J., Bubble Plume in Stratified Environments, *J. Fluid Mech.*, **85**-4 (1978), 655-672.
- (10) 原 正一・伊飼通明・波江貞弘, 気泡噴流型油拡散防止装置の基礎的研究, 関西造船協会誌, **186**(1982), 133-138.
- (11) 村井祐一・ほか4名, 気泡流中の乱れの逆エネルギーカスケード構造, 機論, **65**-632, B(1999), 169-176.
- (12) Yamamoto F., Wada A., Iguchi M. and Ishikawa M., Discussion of the Cross-Correlation Methods for PIV, *J. Flow Visualiz. Image Process.*, **3** (1996), 65-78.
- (13) 村井祐一・ほか5名, 気泡流中の乱れの逆エネルギーカスケード構造, 機論, **65**-632, B(1999), 161-168.
- (14) 富山明男・ほか4名, 多次元二流体モデルに基づく自然循環気泡流の数値解析, 機論, **60**-580, B(1994), 3987-3993.
- (15) Shimada, N. and Tomiyama, A. (Ohba, K. ed.), 3D Multi-field Simulation of Bubbly Flow, *Proc. Asian Symp. Multiphase Flow (ASMF'99)*, (1999), 51-56.
- (16) 松本洋一郎・村井祐一, 自由表面を有する容器内の気泡ブルームの数値解析, 機論, **61**-588, B(1995), 2818-2825.
- (17) 藤本 登・橘 博志・Rao, Y.・中川 清・福田研二, 混相流動解析のためのドリフトモデルの開発, 機論, **65**-639, B(1999), 3608-3614.
- (18) 波江貞弘・原 正一・伊飼通明, 一樣水平流中における二次元気泡浮力噴流の挙動の解析, 機論, **51**-463, B (1985), 847-855.
- (19) 森永栄二・鮎川恭三・越智順治・河原源太, 気泡群周りの流れの数値シミュレーション, 機論, **63**-609, B(1997), 1489-1495.
- (20) 二瓶泰雄・灘岡和夫, GAL-LES モデルに基づく分散性二相乱流に関する数値解析(平面気泡ブルームを対象にして), 機論, **64**-619, B(1998), 684-692.
- (21) Nadaoka, K., Nihei, Y. and Yagi, H., Grid-averaged Lagrangian LES Model for Multiphase Turbulent Flow, *Int. J. Multiphase Flow*, **25** (1999), 1619-1643.
- (22) 富山明男・檜垣 仁・Zun, I.・宋 明良・坂口忠司, 粒子追跡法に基づく分散性混相流の数値解析(第1報), 機論, **62**-599, B(1996), 2558-2564.
- (23) 村井祐一・松本洋一郎・宋向群・山本富士夫, 気泡の浮力によって形成される乱れの構造の数値解析, 機論, **64**-626, B(1998), 3257-3262.
- (24) Batchelor, G. K., *An Introduction to Fluid Dynamics*, (1967), 254-255, C. U. Press.
- (25) 富山明男・ほか3名, 気泡の抗力係数に関する研究(第1報, 静止液中単一気泡の抗力係数), 機論, **61**-587, B (1995), 2357-2364.
- (26) Auton, R., Hunt, J. C. R. and Prudhomme, M., The Force Exerted on a Body in Inviscid Unsteady Non-uniform Rotational Flow, *J. Fluid Mech.*, **197** (1988), 241-257.
- (27) Hirt, C. W. and Cook, J. L., Calculating Three-Dimensional Flows around Structures and over Rough Terrain, *J. Comput. Phys.*, **10** (1972), 324-340.
- (28) Okano, T. and Sugawara, S., High Resolution Two Phase Flow Analysis using Second-Order TVD Schemes, *Proc. Int. Conf. Multiphase Flow'91-Tsukuba*, (1991), 303-308.