気泡プルームの微細流動構造の数値解析*

(第2報, 三次元流動構造と乱れの機構の解明)

村 井 祐 一^{*1}, 松 本 洋 一 郎^{*2}

Numerical Analysis of Detailed Flow Structures in Bubble Plume (2nd Report, Three-Dimensional Flow Structure and Turbulence Mechanism)

Yuichi MURAI and Yoichiro MATSUMOTO

A numerical analysis using the Lagrangian tracking method for bubbly flow was carried out to elucidate the three-dimensional detailed flow structure and the turbulence mechanism of a bubble plume, which has various interaction between gas and liquid phases. The results revealed that the bubble plume exhibits several kinds of three-dimensional structures with spiral and sinuous behaviors, depending on bubble size and void fraction. This macroscopic structure shows good agreement with experimental observation. Also, the bubble plume has a turbulence component, called pseudo turbulence with high frequency which is caused by the migration of large bubbles with large slip velocity inside the bubble plume.

Key Words: Bubbly Flow, Multiphase Flow, Finite Differential Method, Computational Fluid Dynamics, Lagrangian Tracking Method, Turbulent Flow

1. は じ め に

気泡流中の微細な流動構造は気液間の物質移動あるいは熱移動を伴う多くの工業装置の性能を大きく左右する。中でも気泡運動と渦運動の相互作用は流体力学的に興味深いさまざまな効果をもたらす。通常、分散二相流における分散相と連続相の相互作用を数値的に解明するには、任意の流動状況下における分散体の運動方程式と、分散体混入による連続相の流動構造の変化を同時に正確に定式化し、さらにそれを忠実に反映する適切な数値計算手法が必要になるが、固気・固液二相流に関する研究^{(1)~(3)}に比べ気泡流ではそのような解析例は少ない。これは気泡流の場合、分散相の平均的な体積率が大きいことだけでなく、分散体のサイズの分散、体積変化の振幅ならびに体積力(浮力)の不均一性がより著しく、取扱いが複雑なためと考えられる。また気泡流は連続相より分散相のほうが密度の小さい流れであり、固気・固液に比べて、分散体は周囲流動の変化に対して俊敏に応答する傾向があり、局所的な相互作用はより活発なものとなっている。

本研究では気泡運動について注意深く定式化された気泡流の数値解析モデルを用いて、大規模数値計算によりその二次元・三次元の流動構造を解明することを目的としている。第1報⁽⁴⁾ではオイラー形モデル⁽⁵⁾よりも空間解像度の高いラグランジュ法による気泡流の計算手法と二次元気泡プルームの数値解析および実験結果との比較検討について報告した。本報では三次元気泡プルームの数値解析を行い、気液間の相互作用、気泡流中の乱れの構造について考察したので報告する。

2. 三次元流動構造

まず最初に、ラグランジュ法による三次元数値解析により、気泡プルームの三次元流動構造を明らかにする。支配方程式および数値計算法は既報⁽⁵⁾および第1報⁽⁴⁾を参照されたい。なお二次元計算と三次元計算との間には、計算手法上の特別な差異はない。表1に計算条件を示す。容器は、矩形格子系による数値解析と可視化実験の簡便さから直方体と設定し、同じ理由により気泡発生面も正方形としている。ただし気泡プルームは液体ジェットとは異なり、浮力噴流であることから、その構造は気泡発生面の形状に強く依存しない。すなわち以下で評価する気泡プルームの構造は、

* 原稿受付 1996年9月11日。

*¹ 正員、福井大学工学部 (〒910 福井市文京3-9-1)。*² 正員、東京大学工学部 (〒113 東京都文京区本郷7-3-1)。

気泡発生面が正方形であることに起因するものではない。またいずれも上部自由表面の付加圧力は大気圧 101.3 kPa とし、気泡径の分散はガウス分布で考慮し、その標準偏差は実験測定結果に合せて平均気泡径の 10% とした。

気泡発生開始後の気泡プルームの時間発展を図 1 に示す。T は気泡発生開始後の時間(s), R は気泡半径を指す。気泡吹込開始直後は液体中にリング渦状の始動渦が形成されるため、気泡径が小さい場合にはそれが渦内に捕獲されてリング状の気泡クラスタを形成す

る。気泡径が大きい場合には、気泡群が渦の移動より先行して上昇するため、その構造はやや拡散的となる。時間経過により流動が発達すると、気泡径が小さい場合には液体エントレインメントの効果により、中心に高い気泡数密度をもつ縮流した気泡プルームが形成される。このとき水平断面内の浮力こう配の増大とそれに伴うプルーム側近での強い液体の渦度生成により、気泡プルームの三次元的な脈動現象が発生する。この現象は Alam らによって報告された二次元気泡プルームにおける脈動不安定現象⁽⁶⁾の三次元版の挙動と考えられる。

図 2 に、気泡半径が $R = 1.0$ mm の場合における、流動が十分発達した段階の数値解析結果(左列)と実験写真(右列)を示す。実験写真は著者らによるもので、45° 傾斜させたミラーを容器側部に設置することにより直交 2 方向からの画像を同時撮影したものである。 f_0 は気泡発生面のボイド率である。図 1 との比較から、気泡径が大きい場合には気泡プルームに短い波長の脈動は観察されず、そのかわりに低ボイド率では直線状、高ボイド率では旋回またはらせん的な構造が観

Table 1 Calculation condition	
Liquid $\rho_L=960 \text{ kg/m}^3$	Height $H=0.400 \text{ m}$
Gas $\rho_g=1.25 \text{ kg/m}^3$	Injection $25 \times 25 \text{ mm}^2$
Tank Size $L_1=0.1 \text{ m}$	Injection: bottom
Tank Size $L_2=0.1 \text{ m}$	Nozzle $5 \times 5 \text{ points}$
Kinematic Viscosity $\nu_L=5 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$	
Void Fraction at Injector $f_0=0.01 \sim 0.10$	
Grid Number $40 \times 40 \times 160$ (2.5mm, Cubic Type)	

Fig. 1 3-D Starting structures of bubble plumes (Top: $R = 0.2$ mm, Bottom: $R = 0.5$ mm)

Fig.2 3-D Behavior of bubble plume (Numerical & experimental results)

察されるようになる。これは気泡運動と周囲液体循環流の大規模な相互作用によるもので、第1報⁽⁴⁾で示した二次元気泡プルームの揺動または蛇行挙動の三次元版の挙動と考えられる。またこれらの構造は数値解析結果と実験写真の間で良好に一致しており、本数値解析法が三次元流動においても気泡流動を正確に予測できることを示している。なお旋回運動のトリガは、容器底面近傍における気泡発生面への液体の流れ込みが非軸対称成分を有することに起因するが、気泡に作用する揚力の効果によって上方ほど水平方向に拡散し旋回運動が見掛け上、拡大して見える。液体流動も気泡分布に対応して気泡プルーム周りに旋回流、あるいは

は気泡プルーム内部に縦渦を形成するが、旋回流が安定に維持される理由は、気泡の存在のため気泡プルーム外部より内部のほうが重力による静圧が低下していることにある。すなわち水平断面内には旋回流形成時と同じ圧力こう配が形成されるためである。一方、気泡プルームは一種の自然対流であり、浮力供給と粘性によるエネルギー散逸が平衡する時点で定常状態の流動様式が決定される。よってボイド率の増加により浮力供給が増大すると、波長の短い旋回流が形成され、流れの構造が微細化することにより粘性散逸が増加する、という説明も可能である。また4章で述べるように、気泡運動はその周囲の液体の速度変動の周波数が大きいほど俊敏に応答する傾向があり、旋回運動を強化させる原因となっていると考えられる。このほか竜巻現象との類似性や気泡プルーム下部の液体エントレインメントの脈動の有無も関連している。いずれにしても高ボイド率時では旋回運動が安定な流動様式であることには変わりなく、詳細なメカニズムについては3章以降の議論をしなければならない。

なお発達状態における気泡プルームの流動様式は、エネルギー散逸の重要な生成源である容器壁面の存在に多大な影響を受けている。気泡プルームに限らず自然対流一般においてその境界条件はつねに重要な支配因子であり注意を要するが、本研究では、気泡プルームの大規模な揺動運動が起こらず、かつ気泡運動の鉛直方向の空間発展が評価できる容器形状をあらかじめ実験観察に基づき選定している。すなわち二次元気泡プルームの挙動⁽⁴⁾と同様に、その三次元流動構造は、容器形状の変更により流動様式が多様に変化する性質があることを断っておく。

3. 乱れの構造の特徴

本章では、気泡プルームの三次元数値解析結果から、気泡プルーム中の気泡運動と液体運動の相互作用によって生成される乱れの構造の特徴について考察する。

3・1 気泡の上昇速度分布 図3は水平断面内の気泡と液体追跡粒子の鉛直方向速度分布を示す。図3は発達状態における10sの統計から、見やすいようにデータをランダム抽出し、三つの水平断面における気泡(白色)と液体追従粒子(灰色)の鉛直方向速度(縦軸)を表示したものである。抽出面は鉛直方向に3段階を取り、 L が容器底面から0.100 m、 M が0.225 m、 H が0.350 mである。図3より以下のことが確認される。

(1) 気泡発生部近傍の位置 L では、気泡上昇速度がいずれも鋭い放物状分布をしており、気泡径が大き

Fig. 3 Bubble and liquid motions in bubble plumes (Vertical development of rising velocity, White: bubble, Gray: particle)

い場合では鉛直方向のスリップ速度も大であることからその最大速度も大きい。ただし液体速度はいずれもほとんど誘起されていない。

(2) 気泡径が大きい場合では、位置 M において広範囲に液体の流れが形成され、位置 H では気泡がドーナツ状に分布する。この傾向は実験でも観察されるが、気泡に対して水平方向外側に液体の回転に伴う揚力が作用するためである。

(3) 気泡径が小さい場合では、液体流れがブルーム内部にしか誘起されなくなり、よほど領域の割合が多くなる。また図2で示したようなブルームの脈動と崩壊、あるいは容器内の気泡の蓄積・停留により、位置 H では水平断面内全域に気泡が分散する。

以上の結果のうち、(2)のように気泡分布が特殊な構造を示すことは、気泡流中の気泡分布が単調な拡散現象に従わないことを示しており、気泡ブルームが単相サーマルブルームや液体ジェットとは本質的に構造の違う流れであることを指す。すなわち、サーマルブルームでは熱拡散により浮力分布も単調に周囲に拡散、液体ジェットでは乱流混合による運動量拡散により運動量が単調に拡散するが、気泡ブルームでは浮力が気泡運動に依存して分布するため、流れ場中の気液間相互作用による気泡の集中・分散により浮力もまた

局所的な増減が起こる。このような性質は、気泡流の分散二相流としての重要な特徴であり、その乱れの構造を議論する際に注意すべき点である。

3・2 液体流速の時間波形 次に図4に、気泡ブルームの内部と外部の液体流速 U の時間波形を示す。図4で細線はブルーム中心軸上の二相流領域、太線は容器壁面から20 mmの液体単相領域であり、ともに発達状態における10 sの速度を数値的に検出したものである。また添字 L, M, H は図3に対応する計測位置を表す。図4より以下のことが確認される。

(1) 気泡径が小さい場合より大きい場合のほうが液体流速波形に大きな変動振幅が見られる。これはブルームによって誘起される液体流動が、同じボイド率でも大気泡ほど大規模の変動が発生することを示す。

(2) 気泡径が大きい場合では、液体流速の変動周波数が低下する。これは渦などの流動構造が上昇速度の大きい大気泡によって鉛直方向に延伸させられるという気液間の相互作用効果による。

(3) また気泡径が大きい場合では、液相流速波形に無視できない高周波成分が現れる。これは大きなスリップ速度を有する大気泡がおのおの液体中を移動することにより、液体中にじょう乱を誘起するためである。

Fig. 4 Liquid velocity fluctuation (Thick : outside, Thin : inside)

ここで(3)の高周波変動成分は、単相乱流のもつ本来の乱流成分でないことから、通称、分散二相流における擬似乱れ(Pseudo Turbulence⁽⁷⁾)と称される。一般に気泡移動に伴う擬似乱れには、気泡の重心移動による周囲液体の回り込みの効果から発生する成分と、気泡の伴流の形成による成分の2種類に分離できる。前者は所定の体積を有する分散体の移動に伴い発生するもの、後者は分散体から放出される渦度により液体中に乱れが誘起されるものである。本研究では気泡の伴流に関して支配方程式中に考慮されていないため、

(3)の結果は前者による擬似乱れに対応する。なおここで計算される擬似の振幅は格子体積の設定に依存しており、気泡径を固定し計算格子を拡大するほど振幅が減少する。これは液体流速が格子体積による空間平均値として算出されるためである。また擬似乱れの周波数と連続体としての流動の周波数が近接するようになると、さらに複雑な乱れの構造が生じると推定される。

なお本研究で算出された液相流速の高周波数変動は、以下の数値計算手順から発生するもので、非定常流動の数値計算における数値振動など、スキームの不完全性によるものでないことを強調しておく；(1)格子内に体積をもつ気泡が侵入する。(2)格子内の気相体積率が増加し、いったん、気相体積率+液相体積-1で定義される体積率誤差が正の値を示す。(3)圧力修正値が増加し、液相流速補正により格子界面外向きに速度が誘起される。(4)体積率誤差が減少する。(5)格子内から気泡が出る際は、逆符号の速度が誘起される。

このようにラグランジュ法による数値解析では格子体積の設定に対応して、擬似乱れも数値的に再現することができ、DNS 同様に乱流特性を数値解析によって解明することができる。しかし今回計算された擬似乱れや気泡の伴流の問題など、sub-grid scaleの微細流動構造についての検証やそれらの具体的なモデリングは今後の課題である。

4. 気泡運動の周波数応答

気泡流中の気液間の相互作用を定量的に解明するには、気泡周囲の液体が変動して流れる際の気泡運動の応答特性を明らかにしておく必要がある。気泡の体積変化に関する応答特性についてはキャビテーション現象や音響工学上の問題として数多くの研究がなされているが、並進運動に関する応答特性については水素気泡法による流れの可視化技術等の問題としてしか評価されていない。ここでは簡単な式誘導により、気泡の並進運動の周囲液体に対する周波数応答を明確にし、乱れの構造との関連について考察する。

液体中の単一球形気泡の一次元並進運動方程式は、

$$(\beta + \gamma) \frac{dU_G}{dt} - (1 + \beta) \left(\frac{\partial}{\partial t} + U_L \frac{\partial}{\partial x} \right) U_L + \frac{3}{8} \frac{C_D}{Re} |U_G - U_L| (U_G - U_L) = 0 \dots\dots\dots (1)$$

ここで β は付加慣性力係数(1/2)、 γ は気泡の液体に対する密度比、 U_G 、 U_L は気泡速度、液体速度、 C_D は抗力係数で Stokes 則により $C_D = A/Re$ 、 $Re = |U_G$

Table 2 Frequency response of bubble

Period η	Amplitude α	Phase ϕ :rad	Water-Air/ 5cSt Oil-Air
$\eta \rightarrow \infty$	1.00	0.00	
$\eta = 20.0$	1.05	0.05	42 s/8.40 s
$\eta = 0.86$	1.94	0.52	1.9 s/0.50 s
$\eta = 0.10$	2.95	0.13	0.2 s/0.05 s
$\eta \rightarrow 0.00$	3.00	0.00	

$-U_L|D/\nu$ で与えられる。 Re, D, ν は気泡レイノルズ数, 気泡直径, 液体動粘度である。非圧縮性単相一次元流れでは連続の式より $\partial U_L/\partial x = 0$ であるため式(1)は線形となる。したがって式(1)に $U_L = \sin(\omega t)$, $U_G = a \sin(\omega t + \phi)$ を代入すれば, 速度振幅比 α と位相差 ϕ は次のように誘導される。

$$\alpha = \sqrt{1 + 2\theta \cos(\phi) + \theta^2} \dots \dots \dots (2)$$

$$\theta = \frac{1 - \gamma}{\sqrt{(\beta + \gamma)^2 + \eta^2}} \dots \dots \dots (3)$$

$$\tan(\phi) = \frac{\theta \tan(\epsilon)}{\theta + \sqrt{1 + \tan^2(\epsilon)}} \dots \dots \dots (4)$$

$$\tan(\epsilon) = \frac{\eta}{\beta + \gamma}, \eta = \frac{3A\nu}{16R_D^2\omega} \dots \dots \dots (5)$$

これより α と ϕ は, β と γ が定数であることから, 無次元化された周期 η のみに依存して変化することがわかる。すなわち,

(1) 周期 η が十分に大きいとき, 気泡は液体に完全に追従する。例えば $\eta > 20$ のとき $\alpha < 1.05$ を満たす。またこのとき位相差 ϕ は零となる。

(2) 周期 η が十分に小さいとき, 気泡は液体速度変動の3倍の振幅を有する。このとき位相差 ϕ は再び零である。

(3) 周期が $\eta = 0.86$ のとき位相差 ϕ は最大値 $\phi = 0.52$ rad となり, 気泡は液体速度変動よりも先行して運動することがわかる。

(4) 分散体の比重が $\gamma > 1.0$ (重い粒子) のとき, 上記項目と逆の現象が起こる。すなわち η が小さいと α は零に近づき, この過程で位相差は $\phi < 0$ すなわち位相遅れが発生する。

以上の結果を改めて表2に整理する。同表中の最右欄には, 水-空気系および本研究で対象としたシリコンオイル-空気系の半径1mmの気泡の場合の実際の周期を掲載した。この周期の値は, 本研究で解析された気泡ブルームの旋回・らせん・脈動などの流動構造

(図2)と液相流速波形(図4)の変動特性時間に近接しており, 気泡の並進運動の応答特性が気液間の相互作用および乱れの機構に大きな影響を及ぼしていることが確認される。またここでは一次元応答につき考察したが, 三次元的な応答特性は気泡流中の微細な流動構造をさらに多様化していると考えられ, 乱流特性と併せて今後のさらなる解明が期待される。

5. 結 論

個々の気泡を追跡するラグランジュ法により気泡ブルームの三次元微細流動構造を数値解析的に研究し, 以下の新しい知見を得た。

(1) 容器内の気泡ブルームは気泡径およびポイド率に依存して, 旋回・らせん・脈動などの三次元的な構造を示し, また数値解析結果は実験観察結果を良好に再現することが確認された。したがって本研究で用いている支配方程式が第1報⁽⁴⁾で示した二次元流動の場合のみならず, 三次元流動においても, その妥当性が検証された。

(2) 気泡ブルームによって駆動される液体流速の波形は, 気泡径が大きいほど変動振幅が拡大し, 変動周波数が低下するが, 同時に, 気泡の移動に伴う高周波変動(擬似乱れ)も発生することが数値解析的に示された。

(3) 気泡の並進運動は周囲液体の速度変動周期の低下に伴い, 振幅が増加し, 位相の先行が起こる。このような応答特性は, 気泡流の気液間相互作用を論じるうえで重要な要因となる。

文 献

- (1) Elghobashi, S. E. and Abou-Arab, T. W., *Phys. Fluids*, **26** (1983), 931-941.
- (2) Squires, K. D. and Eaton, J. K., *Phys. Fluids*, **A2-7** (1990), 1191-1203.
- (3) 湯 晋一・ほか2名, 機論, **60**-572, B (1994), 1152-1160.
- (4) 村井祐一・松本洋一郎, 機論, **63**-611, B (1997), 2277-2282.
- (5) 松本洋一郎・村井祐一, 機論, **61**-588, B (1995), 2818-2825.
- (6) Alam, M. and Arakeri, V. H., *J. Fluid Mech.*, **254** (1993), 363-374.
- (7) Lance, M. and Bataille, J., *J. Fluid Mech.*, **222** (1991), 95-118.