気泡プルームによる密度成層崩壊プロセスの時空間構造*

北浦 秀和^{*1}, 村井 祐一^{*2}, 田坂 裕司^{*2}, 熊谷 一郎^{*2,*3}, 城野 清治^{*4}

Spatiotemporal Structure of Density Destratification by a Bubble Plume

Hidekazu KITAU^{*1}, Yuichi MURAI, Yuji TASAKA, Ichiro KUMAGAI and Seiji KINO

^{*1} Division of Energy & Environmental Systems, Graduate School of Eng., Hokkaido University,
N13 W8, Kita-ku, Sapporo 060-8628, Japan

Fluid dynamic process of density destratification enabled by a bubble plume is investigated. General parametric dependence to global mixing is studied with numerical simulation coded by number density model of bubbly flow and then multiple experiments using dye visualization and ultrasonic velocity profiling (UVP) are carried out to find out the spatiotemporal structure of the two-phase flow emerging during destratification. The results show that intermittent convection driven in the near field of the bubble plume plays the primary role of the destratification. The intermittency is triggered by interaction between the near-field turbulence and the far-field wavy motion of bubble plume, which is clearly shown by the recurrence map and the power spectra of the velocity fluctuation measured by UVP.

Key Words : Multiphase Flow, Bubble Plume, Density Stratification, Flow Visualization, Ultrasonic Velocity Profiling

1. 緒 言

静止液体中に気泡を吹き込み、流れを駆動させる問題は、極めて単純な体系でありながら、時空間変動性に富む挙動が出現し、その予測と制御は容易でない。その本質は、分散性二相流としてのマルチスケール性にある。例えば、気泡サイズ程度のスケールでは、個々の気泡ウエイクが液相の輸送流量を決定する⁽¹⁾⁽²⁾。一方、容器サイズ程度のスケールでは、ボイド率分布の疎密構造が対流パターンを支配する⁽³⁾⁽⁴⁾。もしこれら2つの現象が互いに独立し、重ね合わせの原理で全体を予測できれば簡単である。しかし実際には、気泡間距離に係わって誘発される現象⁽⁵⁾や、乱流渦干渉による逆エネルギーカスケードなどの非線形作用⁽⁶⁾が重畳する。この結果、時空間全域、あるいは、周波数・波数空間の広帯域に渡って一括して二相流動場を予測することは極めて難しくなる。このような問題を背景として、著者らは過去、気泡プルーム(bubble plume)の内部の乱流構造⁽⁴⁾⁽⁷⁾や、容器側壁による拘束がもたらす非定常挙動⁽⁸⁾について明らかにしてきた。これらの研究成果から一貫して言えることは、気泡プルームの単純な柱状気泡分布とは対照的に、周囲の液相流動場は極めて複雑な時空間分布構造をもつということである。

ところで、ダムや湖水等の自然環境下において、日射による表層温度の上昇に起因した貯水の成層化は、湖底の酸素欠乏を招く等、水環境を悪化させる原因となっている。このような大規模に生じた成層の破壊・混合を行う手段として、気泡プルームを用いる方法が広く活用されている。しかしながら、ダムや湖水の自然循環を目的としたバブリングの解析では、上記のような時空間現象の多重性を扱った例は殆どない。その理由は、流動場が鉛直方向の高さに比べて水平方向に非常に長いことによる。つまり、流動場を、気泡プルーム本体と、その外部の単相循環の単純な2領域の結合で近似できるためである。しかし、この領域結合近似は、密度成層が存在する系ではすぐに妥当性を失ってしまう。例えば過去の水槽実験では、密度成層環境において気泡プルームがピーリ

* 原稿受付 2012 年 10 月 15 日

^{*1} 北海道大学大学院工学院 (〒060-8628 北海道札幌市北区北 13 条西 8 丁目)

^{*2} 正員, 北海道大学大学院工学研究院

^{*3} 正員, 明星大学理工学部

^{*4} 海洋開発技術研究所

E-mail: murai@eng.hokudai.ac.jp

ング現象(peeling)を引き起こすことや、密度差に打ち勝てずに崩壊して密度が同じとなる高さで水平方向に向きを変える貫入現象(intrusion)が観測されている⁽⁹⁾。また、このようなプルーム形状の劇的な変形に至らずとも、気泡プルームが直立する状態であっても、その近傍では密度成層環境における固有の流れが発生する。その例として、広域の表面流⁽¹⁰⁾の消滅や、流線群がプルーム近傍に閉じて対流範囲が拘束される作用⁽¹¹⁾が観測されている。このため、密度成層を破壊させるのに必要な時間やガス吹き込み流量は、噴流の内部と外部を単純に領域結合近似するモデルでは大きく見誤ることとなる。現段階でこれらの特徴的な現象は、染料による可視化実験等に留まっており⁽¹²⁾、密度分布の空間構造の遷移を直接支配している流速分布の計測例はない。

本研究では、バブリング条件（位置、流量、気泡サイズなど）の最適化における設計指針の再考に役立てるため、密度成層を破壊する流体力学的メカニズムを解き明かすことを目的として、周囲の流速分布の経時変化特性を調べる。本報では、最初に二相流の平均化方程式モデルに基づいた数値解析を実施し、全般的なパラメータ研究を通じて、とくに長波長の流動がもたらす役割について述べる。これと同時に、数値解析による知見収集の限界について議論する。次に、数値解析では再現しにくいプルーム近傍の広帯域での流速変動特性について、実験により明らかにした部分を述べる。実験では、密度成層破壊プロセスを、温度、密度、染料による可視化と、流速の4種同時の複合計測により明らかにする。

2. 数 値 解 析

2・1 数値解析モデル

気泡プルームによる密度成層破壊プロセスの数値解析には、気泡流の数密度モデル⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾を採用する。一定の公知性をもつモデルと考えるため、本報ではその支配方程式の詳細を記載しないが、概要は次のとおりである。数密度モデルそれ自体は、二流体モデルやドリフトフラックスモデルと同様に気液二相をとともにオイラー的な輸送方程式で定式化したモデルに属する。二流体モデルとの違いは、気泡径の分散に対応し、気泡径別の数密度の保存方程式を別に設け、気泡径別の速度ベクトル場を解くことにある。また、二流体モデルでは各相の運動量保存方程式を解くが、数密度モデルは、二相の運動量の和の保存方程式と、気泡の並進運動方程式を使うのが特徴である。すなわち、気泡流解析に特化されたモデルである。一方、個々の気泡を追跡して流動場を計算するオイラー・ラグランジュモデル⁽¹⁵⁾に比べ、空間解像度は劣る。しかしオイラー・ラグランジュモデルは、大型水槽やダムなどのような大規模な体系に応用する場合、気泡追跡に伴う計算負荷が激しく増加し、特に微細気泡が広域に停留する場合では利用できなくなる。このような背景から、計算負荷が二相流動場のパターンに依存しないという利点を優先し、数密度モデルを採用する。

2・2 数値解析対象と条件

図1に密度成層破壊解析で想定する2つの水槽を示す。気泡発生部は中央底部に設置した散気管とし、その管軸はスパン方向とする。水槽の寸法は図中に記したとおりである。本現象は浮力対流に属しており、密度成層強度は深さの3乗に比例する（後述の式(1)に線形密度分布を想定したとき H^3 に比例したポテンシャルエネルギーをもつことで説明される）。そのため、従来多く報告されている1 m未満の小規模密度成層モデル体系とは異なる領域にある。一方、ダムの深さは5～50 m程度であり、この水槽サイズでは再現できない現象も存在するであろう。すなわち本水槽実験は、ラボでの小規模な密度成層実験とダムサイズの間（対数平均相当のサイズ）にあり、両者の現象論的な共通点や差異を探るための条件となっている。

支配方程式は文献⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾と同じであり、これを有限差分法により三次元空間で離散化した。気泡数密度の保存方程式は保存系ドナー・セル差分、液相対流項は van Leer リミッタによる二次精度 TVD スキーム、他の微分項は二次中心差分とした。時間積分には SMAC 法に準ずる Fractional Step 法を用いた。散気管での境界条件として与える気泡直径分布は中央値まわりに5段階に分布するモデルを使う。ここでは、0.33mm(5.1%), 0.67mm(25.6%), 1.00mm(38.6%), 1.33mm(25.6%), 1.67(5.1%) mm と、その全て2倍の直径による2パターンのガウス分布近似型のヒストグラムとした。格子分割数は $22^3=10,648$ 点である。この格子分割数は三次元流体解析の規模としては非常に少ない部類に入るが、それは数理モデルの特徴に由来する。つまり、数密度モデルは分散性二相流の空間平均化方程式モデルであり、格子分割数の増大が詳細な流動予測結果を導くことが保証されていない。あくまで、各種保存方程式は空間平均量を対象として記述されているためである。これを不理解により、格子分割数を増大さ

せると空間平均としての気液二相の物理量が局所量に移行し、ボイド率が0と1の間を激しく振動するなどして数値的不安定を招く．少なくとも格子分割数は、気泡プルームの空間構造を解像するための下限と、分散性二相流を体積平均化量として代表するための上限の間で決定される必要がある．本解析では、下限となる格子数は 12^3 程度、上限は 64^3 程度である．

Fig. 1 Cubic and rectangular water tanks for providing density stratification

2・3 数値解析結果

図2に、散気管での局所ボイド率が10%としたときの立方体水槽の x - y 断面内（座標系は図1参照）の流れの時間発展を示す．色は液相の密度分布に対応した値域0～1の密度指標関数で、密度差を与えない場合は液相の初期位置情報をもつトレーサと考えて良い．白いドット状の分布は計算された数密度分布に比例して、表示ドット数を決定し、それを密度分布コンターに重ね描いたものである．実際の気泡数はこれより遙かに多いが、気泡の粗密状態を把握できるよう間引き表示した．まず、密度成層を与えない(a)の場合では、気泡発生開始後、赤で表現される下層の液体が上昇し、その後、容器内を循環することで混合が進む．時刻 $t=12$ s以降は非対称で三次元的な構造に遷移する．三次元への遷移は、水槽上部での気泡群の滞留に起因するもので、気泡プルームが上部で相対的な浮力を失い減速することで生じる．三次元遷移後は容器形状に依存して非定常な脈動を呈するが、その詳細な議論は著者らの過去の研究⁽⁴⁾⁽¹³⁾で報告している．これに対して(b)は上下に密度差(100 kg/m^3 , 相対密度差10%)をもつ成層状態を初期条件とした場合である．この密度差は濃い塩水と純水に相当する．時刻 $t=4$ sにおいて下層液体が水面まで隆起されたあと、水平に広がらずに再び沈降する．その後、流れの三次元遷移と密度成層の振動が干渉し、気泡プルームが座屈するかのように歪みながら、非定常かつ不規則な挙動を示すようになる．

Fig. 2 Liquid transport process in cubic tank on x - y cross section at $z=0.75$ m, caused by bubble plume that has void fraction of 0.1 and bubble diameter of 0.3 to 1.7 mm (thus median diameter of 1.0 mm) at bubble injector.

図3は、同じ結果の x - z 断面と y - z 断面の構造である。同図より、気泡プルームが散気管上部にカーテン状に形成されるのは初期のみであり、容器内の対流が成長すると、スパン方向に気泡群が集積するなどして、二相の双方向相互作用に富んだ対流構造を自然に形成する。このように立方体容器における密度成層破壊は、容器全体で発生する非定常な三次元的対流による輸送効果が作り出している。

Fig. 3 Flow structures organized in x - z horizontal and y - z spanwise planes for the case with initial density stratification. Left three are for horizontal cross section at $y=0.65$ m, and right three are for vertical cross section at $x=0.75$ m.

Fig. 4 Time evolutions of statistic quantities characterizing spatial structure of bubble plume in density stratification.

図4は密度成層の崩壊プロセスを特徴付ける8つの空間統計量を計算し、その経時変化を表したものである。グラフ(a)において、 D は水面下に存在する全気泡の平均気泡直径、 A はボイド率分布の x 軸方向の非対称性、 V は液相の平均渦度(エンストロフィの空間平均値の平方根)、 S は初期の密度指標関数(密度成層)の分布に対する二次元相互相関である。ここで S は、密度が空間一様となると $S=0$ となる。グラフ(b)においては、 H は気泡吹き込みによるホールドアップ(ボイド率を α とすれば、 $\alpha=H/(1+H)$)、 E は鉛直方向のエントレインメント、 K は液相の運動エネルギー密度の平方根(すなわち平均絶対流速)、 P は液相運動エネルギーに占めるスパン方向成分割合をそれぞれ示した。グラフ中で単位の表記がないものは無次元である。これらの波形から、密度成層破壊は三段階で進行することが読み取れる。最初は $t < 5$ s までに観察される気泡プルームの起動に伴う底層流体の輸送効果、次は $t=5 \sim 12$ s までの三次元対流の誘発による密度界面の攪乱、そして $t > 15$ s の持続的な脈動によるゆっくりした拡散作用である。

図5は、前述の8つの統計量に乱流エネルギー(T)を加えて、それらが(a)初期密度成層強度と、(b)気泡直径分散によりどのように増減するかを評価したものである。各図の縦軸は2つの条件での比を表しており、(a)は、密度成層なしの場合に比べて密度差(100 kg/m^3 , 相対密度差 10%)を与えたときの結果の比である。このとき気泡直径は平均値 2.0 mm まわりのガウス分散分布で $1.3 \sim 2.7 \text{ mm}$ の気泡の混在条件を扱った。(b)は、直径 2 mm の単分散気泡条件に対する $1.3 \sim 2.7 \text{ mm}$ のガウス分散時の結果の比である。このとき初期密度成層は、水槽の上下で 100 kg/m^3 の密度差(相対密度差 10%)を与えた。これらの結果のうち変化が顕著となった統計量については、図中に

矢印を示した．具体的には，密度成層が存在すると，運動エネルギーや渦度，エントレインメントが軒並み低下するかわりに，ボイド率のスパン方向の波動や三次元的流動が発現する．気泡径に分散を与えると，系の運動エネルギー全体が増加するわりには，水面下に停留する気泡数（微小気泡成分による）の増大により，エントレインメントとボイド率の非対称性が低下，その結果，密度成層破壊も弱まる．ただし乱流エネルギーが増加していることから，密度成層破壊は長時間での拡散効果に委ねられるという解釈も可能である．

Fig. 5 Influences of density stratification and bubble size deviation on bubble plume structure at developed state, being assessed by nine statistic quantities relative to those without (a) density stratification and (b) bubble size deviation.

Fig. 6 Instantaneous 3-D flow field in the destruction process of density stratification in a horizontally long container on the conditions that initial density difference is 10 %, and mean bubble diameter is 2 mm.

次に図 1 の右側に描いたような水平方向に長い水槽での数値解析結果について述べる．図 6 は初期密度差が 100 kg/m^3 (相対密度差 10%)，平均気泡直径 2mm の条件で，(a)ボイド率が 3 % のときと，(b)ボイド率が 10 % のときの比較である．ともに気泡発生開始後 30 s における瞬間の流動構造である．(a)では気泡プルームの中央で一部の気泡が水平方向に分かれて移流する現象が起こる．これは下層の重い液体が，front view にあるように自重に耐えきれず途中で水平に向きを変える，いわゆるピーリングで，そこに微細気泡が追従したことによる．このようなピーリングを伴う気泡プルームは，密度成層環境において気泡径に分散があることと重要な関係があり⁽¹⁶⁾，本研究の数密度モデルでもそれが再現されている．ボイド率を 10%に増加させると，下層液体のピーリングは消滅し，全ての気泡が上部水面まで到達する．なお，ピーリングは密度成層が水平方向に広く存在するときに生じやすく，既述の立方体容器の場合のように，気泡プルームが全域混合を実現する場合には他の変動性に隠れて顕在化しない．また，ピーリングはボイド率が小さいときに自発的に生じる現象であることから，密度成層破壊促進の観点で言えば，空気供給量が僅かでも攪拌効果を維持してくれる重要な現象であることがわかる．

図 7 は直方体容器における流動の統計の代表値として，容器全体のバルク平均ボイド率の経時変化を示した． Δ は初期密度成層の相対密度差(密度差が 100 kg/m^3 のとき $\Delta=10\%$)である．平均気泡直径が 2 mm の場合(a)では，密度成層を与えた場合にのみ，バルク平均ボイド率の途中からの増加が確認される．これはピーリングによる微細気泡の広域停留による．同図(b)は，平均気泡直径を 1 mm として Δ を変化させたときの比較である．当初，ピーリングによるバルク平均ボイド率の増加は，気泡が小さいほど，かつ，密度差が大きいほど，顕著になると憶

測された。しかし、実際には平均気泡直径が小さいと、バルク平均ボイド率と密度差 Δ の関係は、逆相関に反転した。この理由は、大規模なピーリングの発生により、気泡プルームがもつ浮力の大部分を失い、全体の対流を弱め、その結果、気泡の自然浮上・貫通が促されるためである。つまり気泡分布が空間的に拡散してしまい、下層流体を駆動することができなくなる。このことから、密度成層破壊においては、気泡プルームがもつ柱状に集中した浮力分布を保ちながら、ピーリングによる水平方向の密度混合を活用する、という中庸条件が理想的と言える。

Fig. 7 Instantaneous 3-D flow field in the destruction process of density stratification in a horizontally long container

2・4 数値解析の限界

上述のような知見は、あくまで数密度モデルによる予測解像度の範囲内に留まる。実際の密度成層破壊プロセスは、このようなラージスケールの事象だけでは完結しない。例えば、個々の気泡のウエイクによるミクロな輸送効果や、浮力が離散分布する体系で発生するメゾスケールの浮力乱流の効果⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾の役割が挙げられる。このうち前者は数密度モデルで直接には予測できなくても、単一気泡の作用の積算として、気泡レイノルズ数やウエーバ数の関数としてある程度、見積もることができる。しかし後者は、プルームがもたらす乱流噴流場と、そこで複雑に応答する気泡運動との双方向干渉の問題であり、そこから生まれる非定常現象が密度成層破壊にどう係わるかを予測することは困難である。そこで次節では、この点に焦点を当てた実験を行う。

3. 実験測定

実験は、図1の右側に示した直方体水槽を利用し、海水と水道水による密度成層を初期条件として、その破壊プロセスを計測した。計測方法の主力として、大規模流動場の計測を効率的に行うことができる超音波流速分布測定法(Ultrasonic Velocity Profiling, UVP)を用いた。UVPは、トレーサー粒子を混濁した流れ中に超音波パルスを発射し、超音波パルス走査線上の各位置に存在するトレーサー粒子群から次々と反射して戻ってくる超音波信号のドップラー周波数を基に、流体の速度を算出する。つまり、超音波パルスが発射されてから受信されるまでの走査時間から位置が決定され、その超音波パルスのドップラー周波数を調べることで速度が決定される⁽¹⁹⁾。UVPを用いる最大の利点は、数m規模の超音波走査線上の速度プロファイルを高空間分解能、高時間分解能で計測できることであるとともに、不透明流体への適用も可能なことである。著者らはここでの基礎実験とは別に、光学的可視化に制約のあるダムや沼におけるUVPの応用を計画しており、UVPによる速度分布計測結果の解析方法と解釈についても研究の対象とした。また、速度場計測と並行して、密度成層のもととなる塩濃度、温度の点計測、及び、染料による可視化を同時に行い、密度成層破壊における各種物理量の過渡的变化を捕らえた。

3・1 実験装置

図8に水槽内の計測機材の設置に関する概略図を示す。初期条件は密度と温度が異なる上下二層の安定成層とした。上部流体層は11 deg Cの淡水(密度999.6 kg/m³)、下部流体層は9 deg Cの塩水(塩分濃度0.41 w%, 密度1003.9

kg/m^3 とした。これによる密度差は、 4.3 kg/m^3 (相対密度差で 0.43%) であり、ダム等の実環境で想定される値と同じである。気泡ブルームは、水槽中央底部で奥行き方向に延在する散気管(内径 20 mm)上部に開口した複数の散気孔から発生させた。散気孔の管軸方向のピッチは 25mm で、全体で 56 個とした。散気管への注入空気量は $Q_g = 1.67 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ (10 l/min) に固定した。このとき、発生した気泡の浮上速度は 400 mm/s であり、ストークス則から見積もられる平均気泡径は約 0.9 mm であった。また、水深の半分における高さでのブルーム中心軸におけるボイド率は 0.7% であり、この条件では散気管の管軸方向に一樣なブルームが形成された。

前節の数値解析との間で、扱うボイド率 α と相対密度差 $(\Delta \rho / \rho)$ が大きく異なるが、密度成層強度と気泡発生による浮力の比についてはほぼ同じ条件を扱っている。Asaeda-Imberger⁽⁹⁾ はこの相対関係を表す指標として、次式によって定義されるブルーム数 P を指標とするのが妥当であると提唱している。

$$P = \frac{H^4 N^3}{Qg}, \quad N = \sqrt{\frac{g}{H} \left(\frac{\Delta \rho}{\rho} \right)}, \quad Q = c\alpha^2 \quad (1)$$

ここで、 H は水深、 Q は気泡発生体積流量、 g は重力加速度、 N は Brunt-Vaisala の振動数 (密度成層中の流体の重力による自由振動数)、 α はブルーム内部のボイド率、 c は定数である。 H が同じであるとき、数値解析 (添字 1) と実験 (添字 2) のブルーム数 P の比は、

$$\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{N_2}{N_1} \right)^3 \left(\frac{Q_2}{Q_1} \right)^{-1} = \left(\frac{\alpha_2}{\alpha_1} \right)^{-1} \left(\frac{\Delta \rho_1}{\rho_1} \right)^{-3/2} \left(\frac{\Delta \rho_2}{\rho_2} \right)^{3/2} = 1 \quad (\alpha_2 = 0.044) \quad (2)$$

となり、同じとなっている。また、密度成層破壊の到達時間は過去の経験式から気泡発生流量の -1/2 乗に比例するとすれば、150~300s 程度と予測されたため、計測時間はその 2 倍として 600s とした。

実験は、曝気開始と共に以下の 3 つの量を同時計測した。第 1 の計測として、水槽中央部から 1.4 m 隔てた位置での深さ方向の塩分濃度・温度分布を計測した。計測には塩分濃度-温度センサを用い、深さ方向に手動で移動させた。第 2 の計測として、UVP の超音波トランスデューサーを、水槽中央から 1 m 隔てた、初期の成層境界の上方 0.1 m の深さに設置し、流体層の混合に大きく寄与すると考えられる水平線上における水平方向速度分布を計測した。この位置に設定すると時間平均流速が小さく、ブルーム本体の振動や密度界面の波動に伴う脈動を速度として捉えやすいと考えたためである。超音波トランスデューサーの基本周波数は 2MHz を用いた。UVP の計測パラメータを図 9 中に示す。UVP では、原理上、超音波の走査線方向の速度成分が計測され、正負の符号でトランスデューサーに近づく方向あるいは遠ざかる方向が区別される。各流体層中には、超音波信号の反射体粒子として DIAION HP20SS (径 63~150 μm 、比重 1.01) を混濁させた。第 3 の計測として、下部流体層(塩水)を蛍光染料(フルオレセインナトリウム)で着色することで可視化し、混合プロセスをビデオカメラで記録した。フレームレート 30 fps、解像度 1440×1080 pixel とした。

Fig.8 Visualization window and measurement probes

Fig.9 Measurement parameter of UVP

3・2 濃度及び温度分布

塩分濃度、及び、温度分布の時間変化を図 10 に示す。曝気開始から約 300 s で、濃度と温度が共に深さ方向にほぼ均一となり、密度成層の混合が十分進行することを確認した。この計測では手動による濃度・温度センサーのトラバース作業を行ったため、各々の計測点間には約 10 s 程度の時間差がある。塩分濃度差または温度差が初期のそれらの $1/e=36.8\%$ に減少する時間を時定数とすれば、ともに概ね 240 s あたりがこの実験体系における密度成層破壊の時間スケールであると言える。

この結果から、密度成層の破壊の効率を評価する。まず、密度分布が鉛直方向に $\rho(z)$ であったものが、混合の後にその平均値になるとき、重力に係わるポテンシャルエネルギーの増加は

$$\Delta E = Ag \int_0^H [\bar{\rho} - \rho(z)] z dz, \quad \bar{\rho} = \frac{1}{H} \int_0^H \rho(z) dz \quad (3)$$

で与えられる。ここで A は水槽の水平断面積、 g は重力加速度、 H は水面までの高さである。本実験条件の範囲内では塩分濃度 ($c < 0.005$) と温度 ($9 < \theta < 12 \text{ deg C}$) による密度変化は次式で与えられる。

$$\rho(c, \theta) = \{0.999781 - 0.000071(\theta - 9) + c\} \times 10^3 \quad [\text{kg/m}^3] \quad (4)$$

式(2)に初期条件の塩分濃度分布 $C(z)$ と温度分布 $\theta(z)$ を代入し、式(3)を計算すると、 $\Delta E = 56.7 \text{ J}$ と計算される。この値が、密度成層を破壊し完全に一様密度分布を形成させるために最低限、必要なポテンシャルエネルギーとなる。これに対して空気流量と静圧勾配から計算される気泡吹き込み動力は

$$W = \bar{\rho} g Q_g H = 1001.639 \times 9.8 \times 1.67 \times 10^{-4} \times 1.2 = 2.0 \quad [\text{W}] \quad (5)$$

と計算される。式(3)と式(5)の比は、密度成層破壊に最低限必要な時間であり、 $T_{\min} = 56.7/2.0 = 28 \text{ s}$ が得られる。前述のとおり密度成層破壊の時定数は 240 s で、その時点で $1-1/e=63.2\%$ の密度成層破壊が終了していると考えれば、本水槽実験における気泡ブルームの密度成層破壊効率、 $\eta = (28 \times 0.632)/240 = 7.3\%$ と評価することができる。残り 92.7% は、対流が生ずる過程で生じた乱流エネルギー散逸、壁面摩擦によるエネルギー散逸、ならびに自由表面の波動によるエネルギー放射であると考えられる。なお、他の文献⁽¹¹⁾でも、ポテンシャルエネルギー増加へのエネルギー変換効率は 3~15% の値であることが報告されている。ちなみに対流のない純粋拡散だけに依存する場合の時定数は、水の温度拡散係数 $0.14 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ と塩分濃度の自己拡散係数 $10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ から概算することでそれぞれ、 $2.6 \times 10^6 \text{ s}$ (約 30 日) および $3.6 \times 10^8 \text{ s}$ (約 11 年) となり、十分にオーダーが異なるので分子論的拡散の作用は無視して良いことがわかる。

Fig.10 Destruction of vertical stratification

3・3 可視化

図 11 に曝気開始($t=0$ s)から流体層混合に至る過程の可視化結果を示す。可視化には外部照明に対して緑に蛍光するウラニン（フルオレセインナトリウム）を下層のみ混入した。曝気開始からおよそ 5 s 後にプルーム先端が密度境界に達し、13~16 s 後にプルーム先端が上面に到達する。上昇するプルーム外縁付近では、局所的なせん断乱流混合が生じている様子が確認できる。プルームにより次々と押し上げられた高密度の流体は、水槽中央部から水槽外側へと向かう水平方向の表面流となって水面付近を移動する。しかしそれは持続せず、沈降を始める。これは表層付近における局所的な密度逆転層が形成されるためである($t=20\sim40$ s)。その後、プルーム周囲の密度境界面は徐々に下方に移動し、それと同時に、密度界面の波動が駆動される。この波動は振幅を拡大させたあと、急速に乱れ始める($t=50\sim60$ s)。この密度界面の崩壊と上部からの沈降流により、細かな局所濃度差が形成されて混合が大きく進行し($t=70\sim80$ s)、プルーム近傍では成層境界面が不明瞭になる($t=80\sim90$ s)。その後、水槽スケールの大域流動が形成されていくにつれて、未混合部が水槽中央部に輸送され、図中白点線で示したように密度界面が再び確認できるようになる($t=100\sim110$ s)。この時の密度界面は、左右非対称であり交互に上下する様子が確認された($t=100\sim140$ s)。

Fig. 11 Dye visualization of destruction process after the start of bubble injection

Fig.12 Decomposed process of mixing contributing to global density destruction by a bubble plume

図 12 に、上述のように可視化された混合プロセスをいくつかの要素に分解した概念図を示す．同図で(a)は気泡プルームの初期突発噴流による下層流体の持ち上げ効果を、(b)はプルームせん断層の乱流混合を、(c)は上部水面に到達した下層流体の逆転層による混合開始を、(d)はプルーム下部における密度界面波動の発振に伴う混合を、そして(e)は密度成層がほぼ破壊されつつあるときに生ずる水槽全体での全域対流による広域混合である．これらのうち条件を変えたとき密度成層破壊の主役は当然変化するであろう．具体的には水槽サイズ、密度成層強度、ボイド率、気泡サイズによって変化するはずである．しかしながら(a)~(d)のプロセスは常に流動の時間変化を伴っており、非定常性がもたらす混合である．それゆえ流速の時空間分布によって説明されなければならない．

3・4 速度計測

図 13 に UVP によって計測した流速の時空間分布を示す．同図は、横軸をトランスデューサーからの距離、縦軸を時間とし、コンターは流速の大きさを示している．流速の符号は、トランスデューサーから遠ざかる方向、すなわち、気泡プルームに向かう方向を正としている．グラフ中、横軸が 900~1000 mm にみられる細かなドット状の模様となっている部分は、プルームを形成する気泡群の通過による細かな流速変動が捉えられたものである⁽²⁰⁾．この領域は気泡プルーム本体内部であり、二相乱流状態となっていることから、後半のデータ解析の対象から除外する．また、200, 400, 500, 700 mm 付近に縦の筋状に残る速度の落ち込みは、測定容器内での超音波多重反射によるバイアスノイズである．この結果から見られる特徴は、流速分布パターンが、曝気開始後 0~60 s の始動モード(I)、60~300 s の間の脈動モード(II)、300 s 以降の定常モード(III)の順に、流れの様子が遷移していることである．始動モード(I)はプルームの初期上昇、すなわち図 12(a)に対応する．定常モード(III)は大域定常流動、すなわち図 12(e)に対応している．すなわち、密度成層を破壊する主要なプロセスはこれら二つの間に生じている非定常性に富んだ脈動モード(II)にあると言える．図 13 の右側には UVP の計測範囲に対応したウラニンによる蛍光可視化画像を示す．この可視化画像は UVP による流速の時空間二次元表現に合わせて、UVP の計測線上のカラー輝度分布をサンプリングし、その時間変化を展開したものである．この結果から、UVP で計測された流速の脈動モード(II)に相当する時間帯で、ちょうど緑の下層流体が計測線位置に入り込み、その蛍光輝度は振動を伴いながら徐々に一様化していることがわかる．

Fig. 13 Spatiotemporal velocity distribution measured by UVP during density destruction

3・5 実験結果からの考察

本計測により得られた速度プロファイル $u(x,t)$ について、異なる 2 点 x_1, x_2 の速度データ $u(x_1,t), u(x_2,t)$ の全組み合わせについて相関係数を算出するリカレンスプロットを作成した。

$$\text{Corr}(x_1, x_2) = \frac{\sum_t \{u(x_1, t) - \bar{u}(x_1)\} \{u(x_2, t) - \bar{u}(x_2)\}}{\sqrt{\sum_t \{u(x_1, t) - \bar{u}(x_1)\}^2 \sum_t \{u(x_2, t) - \bar{u}(x_2)\}^2}} \quad (6)$$

ただし、

$$\bar{u}(x) = \frac{1}{N_t} \sum_t u(x, t) \quad (7)$$

である。本計算では、脈動モード(Ⅱ)に着目し、 $t=60\sim300[\text{s}]$ の範囲で計算を行った。結果を 2 次元コンター図として図 14 に示す。グラフの左下から右上へと伸びる対角線上では、同一点($x_1=x_2$)の速度プロファイルの相関であり 1 となる。また、この対角線付近の相関係数が高い帯状領域は互いの速度プロファイルの類似性が高いことを示しており、帯状領域の幅は変動の空間スケールの目安となる。空間位置に対する、相関係数の閾値を 0.6~0.9 として設定した場合の帯状領域の幅を図 15 のようになる。本結果より、閾値の選び方に依存して X_s の大きさは変わるものの、閾値によらず $x=750\text{mm}$ 付近で X_s の共通の落ち込みが見られる。このことは、その場所で乱流渦が互いに行き来しない境界があることを示している。すなわち密度成層環境で気泡ブルームが駆動する流れ場は、この位置を境として、ブルーム遠方側領域($0 < x < 750\text{mm}$)とブルーム近傍側領域($750 < x < 900\text{mm}$)に二分される。また、これら二つの領域で X_s の大きさを比較すると、閾値によらずブルーム近傍領域では、遠方領域に比べて 1 オーダー小さい傾向にある。ブルーム近傍では、数 10mm のオーダーの小規模変動、すなわち、ブルームせん断層による乱流混合が支配的であることが推測される。ブルームから離れる($x < 700\text{mm}$)と、100mm オーダー(ブルーム近傍に比べて 10 倍程度)の変動が支配的であり、水槽スケール(幅 5m、高さ 1.2m)の大域的な流動より小さな中規模変動が混合の中心であることがわかる。この中規模変動は、可視化結果で見られた水槽上部での密度逆転層、或いは、成層境界の不安定によって生じる変動であることが推測される。尚、本解析では閾値を 0.9 とすると領域の区分を判断できるような結果が得られなかった。これは本解析で対象としている流速変動が、ブルームの主流方向(鉛直方向)に乗ったものではなく、それに垂直な水平方向位置間での水平方向流速の相関を取り扱っているためである。

Fig. 14 Recurrence plot of velocity fluctuation

Fig. 15 Structure scale of velocity variation

次に、得られた速度分布について周波数解析を行った結果を図 16 に示す。図 16(a)は脈動モード時(Ⅱ), (b)は定常モード時(Ⅲ)の結果である。この結果より、混合が大きく進行する脈動モード時には、0.05 Hz 付近の変動が生じていることがわかる。この変動は、混合が十分進行した定常モード時では見られないことから、混合過程にのみ出現する特有の変動であると言える。また、この変動はプルームからの距離に関係せず広域で同時発生していることから、密度界面が波動を伴って水平に伝播していることが伺える。

前述の速度変動特性が切り替わる分岐点 $x=750$ mm を境として、プルームに近い領域($750 < x < 900$ mm)をニアフィールド (NF), プルームから遠い領域($x < 750$ mm)をファーフールド (FF)と呼ぶことにする。ここで、NF の区間は、気泡が通過するプルーム内部領域($x > 900$ mm)を除外した。この 2つの異なる区間で、図 16 に示した脈動モード(Ⅱ)と定常モード(Ⅲ)のパワースペクトルを平均した。その結果を図 17 に示す。グラフ中には本実験系の特徴的な周波数の参考値として、単一気泡浮上による周波数 f_1 , 水槽高さスケールの循環流による周波数 f_2 , 水槽全体スケールの循環流の周波数 f_3 を示した。 $f_1 \sim f_3$ はそれぞれ、以下の式より見積もった。ここで、 u_B は気泡浮上速度、 H は水槽高さ、 W は水槽の横幅である。

$$\begin{aligned} f_1 &= \frac{u_B}{H} = \frac{0.4}{1.2} = 0.33[\text{Hz}] \quad \ln(f_1) = -1.1 \\ f_2 &= \frac{u_B}{\pi H} = \frac{0.4}{1.2\pi} = 0.11[\text{Hz}] \quad \ln(f_2) = -2.2 \\ f_3 &= \frac{u_B}{\pi \left(H + \frac{W}{2}\right)} = \frac{0.4}{\left(1.2 + \frac{5}{2}\right)\pi} = 0.034[\text{Hz}] \quad \ln(f_3) = -3.4 \end{aligned} \quad (8)$$

Fig. 16 Power spectra of velocity fluctuation during and after the density destratification

Fig. 17 Space-averaged energy spectra of velocity fluctuation during and after the density destratification

脈動モード(II)では、定常モード(III)の場合と比較して、低周波数域のエネルギーが大きく、高周波数域で小さくなっている。これは気泡ブルームによって駆動された流れが、大規模な流速変動を介して密度成層の破壊に消費されていることを示す。このときファーフィールドのスペクトルは、およそ f_2 , f_3 の近くで局所ピークを示しており、ブルームの上昇速度と水槽全域での循環流の周期性が残存しやすいことを示唆している。これに対して定常モード(III)のスペクトルは、ニアフィールドとファーフィールドで大きな差を示している。これは密度成層が破壊され均質化が進行したとき、ファーフィールドで流れ全体が淀み、逆にニアフィールドで活発な乱流状態になるためである。すなわち気泡ブルームは密度成層のないときの噴流に回帰し、その浮力エネルギーの大部分が噴流の乱流エネルギーとして散逸することを説明している。これは、そのスペクトルの差が、 f_1 と f_2 の間で顕著となっていることから説明される。なお、同図で f_3 よりも低周波数側は水槽内全域でゆっくり対流が発達するときの過渡的応答の成分であり、必ずしも周期性を意味するものではないことを付記しておく。

4. 結 論

密度成層を成す状態を初期条件とした、気泡ブルームによる成層破壊プロセスを明らかにした。数値シミュレーションでは気泡径分布を考慮した気泡流の数密度モデルにより、立方体水槽と水平方向に長い直方体水槽での成層破壊プロセスの3次元解析を行った。この結果から、立方体水槽では、気泡ブルームによる循環流と密度成層による内部重力波動が狭い水槽内で干渉する様子がシミュレートされた。これにより、気泡ブルームが直線的浮上を維持できなくなり、3次元性の強い不規則な運動に転ずることが示された。これに対して直方体水槽では、気泡ブルームが概ね直線的浮上を維持しつつ、ピーリング現象が発生した。ただしピーリングにより微細気泡が水槽内に充満すると、ブルームの浮力が低下するため、ピーリングは必ずしも密度成層破壊に寄与すると限らないことがわかった。一方、数密度モデルによる数値解析では、著者らによる過去の研究⁽⁴⁾⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾から、原理的に大域的な構造だけがシミュレートされ、ブルーム乱流渦や密度界面の短波長のゆらぎを再現することが困難であることが判っている。密度成層環境ではそのような短波長の流動構造が、密度成層破壊プロセスの一旦を担う可能性があるかと推察し、破壊プロセスの内部流動構造を計測する実験を行った。実験は蛍光染料による可視化とUVPを組み合わせたものである。可視化では図12に示すような密度成層破壊の5つの要素プロセスが複合していることが確認された。これらのプロセスはUVPによる時空間二次元の流速分布変動としても捉えられ、成層状態から完全混合状態までの過渡応答を定量的に把握することに成功した。特に密度成層破壊中の流速変動特性については、リカレンスプロット解析から、ブルーム側近のニアフィールドと、遠方のファーフィールドで統計的性質が二分されることがわかった。さらにその周波数スペクトル解析から、密度成層のない均質状態（成層破壊後）ではニアフィールドだけに速度変動が集中してファーフィールドは沈静化するのに対して、成層破壊中はニアフィールドとファーフィールドのスペクトルがほぼ同じとなった。以上の結果は、気泡ブルームが密度成層をどのようなダイナミクスにより破壊しているかを流速分布として評価したもので、従来になかった計測である。例えば直方体水槽の実験では、気泡発生エネルギーの約7%が密度成層を破壊して一様化するためのポテンシャルエネルギーに変換された。この変換効率は大幅に改善の余地があり、その方法の検討は、ここでの密度成層破壊プロセスを理解することで可能と言える。

なお、本研究では数値解析と実験計測の間で評価量が一致しておらず、相互に定量比較するに至っていない。これは、扱う空間スケールが気泡サイズから水槽サイズまで 10^4 倍、時間スケールが気泡ウエイクから密度成層破壊終了まで 10^5 倍というダイナミックレンジをもつためである。このような広帯域のレンジを同時に扱う理由は、序論冒頭で述べたように、密度成層破壊における、異なる空間スケールをもつ複数の現象の非線形的重ね合わせ効果を見出すことが狙いであったためである（単独のモードに絞ってその物理的普遍性を論じることとは対極的な動機をもつ）。そのため、本報では数値計算を長波長構造の予測として位置づけ、実験計測では短波長構造を含む評価とした。

文 献

- (1) Husain, N.A., Siegel, R., "Liquid jet pumped by rising gas bubbles", *Journal of Fluids Engineering*, ASME, Vol. 49, March,, (1976), pp.49-65.
- (2) Leitch, A.M., Baines, W.D., "Liquid volume flux in a weak bubble plume", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 205, (1989), pp. 77-100.
- (3) Rietema, K. Ottengraf, P.P., "Laminar liquid circulation and bubble street formation in a gas-liquid system", *Transaction of Institution of Chemical Engineers*, Vol. 48, (1970), pp. 54-60.
- (4) Y.Murai, Y.Matsumoto, "Numerical study of the three-dimensional structure of a bubble plume", *Journal of Fluids Engineering*, ASME, Vol.122, (2000), pp.754-760.
- (5) Esmaeeli, A., Tryggvason, G., "An inverse energy cascade in two-dimensional low Reynolds number bubbly flow", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 314, (1996), pp. 315-330.
- (6) Murai, Y., Song, X., Takagi, T., Ishikawa, M., Yamamoto, F., Ohta, J., "Inverse energy cascade structure of turbulence in a bubbly flow (PIV Measurement and Results)", *JSME International Journal*, Ser. B, Vol.43 (2000), pp.188-196.
- (7) Murai, Y., Matsumoto, Y., Yamamoto, F., "Three-dimensional measurement of void fraction in a bubble plume using statistic stereoscopic image processing", *Experiments in Fluids*, Vol.30 (2001), pp.11-21.
- (8) Murai, Y., Matsumoto, Y., Yamamoto, F., "Qualitative and quantitative flow visualization of bubble motions in a plane bubble plume", *Journal of Visualization*, Vol.3 (2000), pp. 27-35.
- (9) Asaeda, T., Imberger, J., "Structure of bubble plumes in linearly stratified environments", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 249 (1993), pp. 35-57.
- (10) Abdulmouti, H., Murai, Y., Ohno, Y., Yamamoto, F., "Measurement of bubble plume generated surface flow using PIV", *Transaction of the Visualization Society of Japan*, Vol.21 (2001), pp.31-37.
- (11) Murai, Y., Ohno, Y., Bae, D-S., Abdulmouti, H., Ishikawa, M., Yamamoto, F., "Bubble-generated convection in immiscible two-phase stratified liquids", *Proceedings of ASME Fluids Engineering Division Summer Annual Meeting*, FEDSM2001-18180 (2001), pp.1-6.
- (12) Socolofsky, S.A., Adams, E. E., "Role of slip velocity in the behavior of stratified multiphase plumes", *Journal of Hydraulic Engineering*, APRIL (2005), pp. 273-282.
- (13) Murai, Y., Matsumoto, Y., "Numerical analysis of detailed flow structures of a bubble plume", *JSME International Journal*, Ser. B, Vol.41 (1998), pp.568-574.
- (14) Murai, Y., Matsumoto, Y., "Eulerian analysis of bubbly two-phase flows using CIP Scheme", *Computational Fluid Dynamics Journal*, Vol.8 (1999), pp.26-33.
- (15) Kitagawa, A., Murai, Y., Yamamoto, F., "Two-way Coupling of Eulerian-Lagrangian Model for Dispersed Multiphase Flows using Filtering Functions", *International Journal of Multiphase Flow*, Vol.27 (2001), pp.2129-2153.
- (16) McDougall, T. J., "Bubble plumes in stratified environments", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 85 (1978), pp. 655-672.
- (17) Sokolichin, A., Eigenberger, G., Lapin, A., Luebbert, A., "Dynamic numerical simulation of gas-liquid two-phase flows Euler/Euler versus Euler/Lagrange", *Chemical Engineering Science*, Vol. 52 (1997), pp. 611-626.
- (18) Murai, Y., Matsumoto, Y., Song, X., Yamamoto, F., "Numerical analysis of turbulence structures induced by bubble buoyancy", *JSME International Journal*, Ser. B, Vol.43 (2000), pp.180-187.
- (19) Takeda, Y., "Measurement of velocity profile of mercury flow by ultrasound Doppler shift method", *Nuclear Technology*, Vol. 79 (1987), pp. 120-124.
- (20) Murai, Y., Tasaka, Y., Nambu, Y., Takeda, Y., Gonzalez, S.R., "Ultrasonic detection of moving interfaces in gas-liquid two-phase flow", *Flow Measurement and Instrumentation*, Vol. 21 (2010), pp. 356-366.