マイクロバブルの導入による水平混合層の局所的乱流スペクトル変形*

Localized Modification of Turbulent Spectra in a Horizontal Mixing Layer

by Introducing Microbubbles

渡村 友昭**
WATAMURA Tomoaki

田坂 裕司**
TASAKA Yuji

村井 祐一**
MURAI Yuichi

Abstract In order to investigate the modifications of spatial-temporal developing flows by adding microbubbles in $O(10\ \mu\text{m})$ diameter, flow structures appearing in shear flows of a horizontal mixing layer are visualized from velocity distributions obtained by (I) image analysis combining particle tracking velocimetry (PTV) and laser induced fluorescence (LIF), and (II) ultrasound velocity profiling (UVP). As the result of measurement, Reynolds shear stress is increased by introducing microbubbles at the early stage of the mixing-layer. In the developing region, however, Reynolds shear stress is flattened at the center of mixing layer and is reduced in bulk. Energy spectra of the velocity fluctuations show that energy of flow structures, whose length scale is as equivalent to the initial vortex layer thickness, is partially reduced. The size of vortex layer thickness is enlarged due to the local modification of the flow structures appearing in the early stage of mixing-layer.

Keywords: Microbubble, Mixing Layer, Turbulent Spectrum, Void distribution

1. 緒言

直径が $O(100\ \mu\text{m})$ 以下のマイクロバブルは、その微小さによってもたらされる分散性、音響特性、圧壊時の特異な流動現象が注目されている。その応用として現在までに、医学分野では超音波造影や薬剤輸送[1]、工学分野では材料表面のエロージョンや洗浄[2]、水の浄化[3]、熱交換の促進[4]、液体の摩擦抵抗低減[5]などにおける利用が幅広く研究されてきた。その中で、マイクロバブルを用いた液体の摩擦抵抗低減技術は、僅かなボイド率で大きな抵抗低減効果をもたらすことが知られ、そのメカニズムを解明するために、現在までに円管内流れ[6]や矩形チャネル内流れ[7, 8]、平行平板上の流れ[9]等の基礎的な体系を用いて多数の研究が行われてきた。これらの研究では、壁面せん断応力および壁面近傍の液相速度分布が計測され、いずれもマイクロバブルの混入により

乱流境界層に形成される粘性底層の拡大、ならびにバッファー域より遠方の速度分布が変形することが共通して報告されている。このメカニズムは乱流場に形成された渦の構造とマイクロバブルの分布構造との干渉にあると示唆されている。すなわち、気泡の分布や運動の影響によりせん断速度場に形成される渦の秩序構造が変形あるいは破壊され[8, 9]、渦粘性による運動量交換が減少すると考えられている。その結果、層流から乱流への遷移の遅延、あるいは再層流化といった現象[6]が観察できると考えられる。また、抵抗低減効果の持続性はマイクロバブルの注入位置からの距離に依存することが報告されている[6, 7]。

気泡や粒子などの分散体の体積率が小さい場合、流れ場における分散体の流れへの追従性や分布位置はストークス数により整理されることが分かっている[10]。一様等方性乱流中に分散した

* 2013.10.16 受付

** 北海道大学 大学院工学院 エネルギー環境システム専攻 〒060-8628 札幌市北区北 13 条西 8 丁目
TEL: (011)706-6373 FAX: (011)706-6373 E-mail: twatamura@ring-me.eng.hokudai.ac.jp

粒子や気泡が周囲流体と密度差を持つ場合、それらが流動場の中で集積し非一様な分布構造を形成することが知られている[11-14]。また、その粗密分布が流れ場に与える影響として、特定の波数領域において乱流スペクトルの強度分布が変形する乱流変調 (turbulent modulation) と呼ばれる現象が観察されている[11, 14]。空間発達する流れ場でも同様に、気泡や粒子の cluster や cloud と呼ばれる分散体の粗密分布 (preferential concentration) が形成され、乱流強度やレイノルズせん断応力に劇的な変化が生じることが知られている[15-17]。しかし、体積率とスリップ速度が共に極めて小さいマイクロバブルが、如何なる理由により流動場に変形を与え、液相場の再層流化や壁面摩擦抵抗低減するか、また、その効果の発現領域や下流持続性については現在でも十分な理解に至っていない。

本研究では水平混合層を用い、マイクロバブルの混入が自由せん断層に形成される渦構造の時空間発達[18-21]に与える影響について実験的に調査する。混合層内に形成される渦層の変動振幅やその巻き上がりによる渦は、その大きさが時空間で発達するため、瞬時速度場の観察からマイクロバブルが如何なるスケールの流動構造に影響するか、また、速度場情報の統計量から運動量交換ならびに流れ場の時空間発達についての知見を得ることができる。水平混合層内部におけるマイクロバブルの影響を調査した過去の研究は、マイクロバブル混入による混合層内部のエネルギー分布[22]、渦層厚さの増加や[23]、巻き上がり渦が融合合体する規則性[24]などを報告している。これらの結果は、気泡の瞬時空間分布と渦層の振動振幅が相互に干渉した結果と結論されている。本報では、レーザ誘起蛍光法 (LIF) および粒子追跡速度計測法 (PTV)、ならびに超音波流速分布計 (UVP) を用い、連続相である液相の速度場と分散相であるマイクロバブルの数密度分布の時空間構造を同時に解像する。これらの時空間速度情報から、過去に示唆されてきた連続相と分散相の双方向相互干渉について実験から定量的な理解を試みる。マイクロバブルの混入によるせん断層の混合効果変化と渦層の鉛直方向に振動振幅する様子の変化について報告し、このメカニズムについて流動場の速度分布と気泡の空間分布の可視化から議論を行う。

2. 実験装置および計測方法

2.1 実験装置および方法

実験装置である開放型水平チャンネルの概略図、および座標系を Fig. 1 (a)、仕切板先端の形状と寸法を (b)、混合層に現れる速度分布および渦層の概略図を (c) に示す。チャンネル奥行きは 300 mm であり、底部から 100 mm の位置に仕切板が設置されている。仕切部への入口断面積を変化させることにより、その上下流速が変化する。仕切部の整流格子 (ハニカム) は取り外しでき、その有無によって整流された流れ (straightened flow) と乱流 (turbulent flow) を実現する。仕切板の厚さは 5 mm であり、その後端は Fig. 1 (b) に示す形状に加工されている。座標軸は仕切板後端 (合流部) を原点とし、流れ方向を x 、鉛直方向を y 、スパン方向を z 軸とした。作動流体には水道水を用いた。整流時と乱流時における仕切板上下の断面平均流速 U_1 、 U_2 、速度変動 RMS 値の断面平均値 $u_{1, rms}$ 、 $u_{2, rms}$ を Table 1 示す。初期渦層厚さ $\delta_{\omega, 0}$ (詳細は 3.1 で述べる)、速度差 $\Delta U (= U_2 - U_1)$ により定義されるレイノルズ数 Re は式 (1) で表され、本研究では $300 < Re < 500$ の値となる。

$$Re = \frac{\delta_{\omega, 0} \Delta U}{\nu} \quad (1)$$

仕切部下部の位置 $x = -30$ mm において、流体中に直径 100 μm の白金線が y 方向に 5 mm 間隔で張られ、流体層上部に銅板が固定されている。

Fig. 1 Schematic outline of (a) experimental setup, (b) end shape of splitter plate, and (c) spatial developing of mixing layer.

それぞれを陰極ならびに陽極として水の電気分解によりマイクロバブルを発生させた。比較的直径の大きい酸素気泡は発生直後に流路上部の自由界面から大気へ解放されるため、混合層の計測部には陰極から発生した水素気泡のみが流入する。直径が比較的大きい気泡は仕切板付近まで浮上するが、後端形状に沿って混合層へと流入するため、仕切板下部への気泡の付着や集積は生じない。発生気泡流量 Q はファラデーの法則と気体の状態方程式から、気体定数 R 、絶対温度 T 、電流 I 、ファラデー定数 F 、圧力 P を用いて、以下の式 (2) により見積もられる。

$$Q = \frac{RTI}{2FP} \quad (2)$$

式 (2) と仕切部下部の流路断面積 A 、平均流速 U_1 から、仕切部下部の平均ボイド率 $\bar{\alpha}$ は式 (3) で表される。

$$\bar{\alpha} = \frac{Q}{AU_1} \quad (3)$$

本実験では最大の気泡発生量条件において、それぞれ $Q = 56 \text{ mm}^3/\text{s}$ 、 $\bar{\alpha} = 1.9 \times 10^{-4}$ と見積もった。気泡の直径はバックライトにより気泡の影を撮影した画像を用い、気泡の構成ピクセル数を元にその等価直径を算出した。画像の解像度は $1 \text{ } \mu\text{m}/\text{pixel}$ 、計測の不確かさは $5 \text{ } \mu\text{m}$ 、測定可能最小気泡径は $5 \text{ } \mu\text{m}$ であった。気泡径の確率密度分布

Table 1 Mean velocity and RMS value of velocity fluctuation in straightened and turbulent flow.

Valuable	Straightened	Turbulent
U_1 [mm/s]	11	15
U_2 [mm/s]	50	50
$u_{1,rms}$ [mm/s]	1.4	4.7
$u_{2,rms}$ [mm/s]	3.8	6.1

Fig. 2 Distribution of microbubble diameter.

を Fig. 2 に示す。気泡の平均直径は $\overline{D_b} = 42 \text{ } \mu\text{m}$ であった。気泡の平均直径から見積もられる静止流体中における単一気泡の終端速度は 1.4 mm/s であり、 U_1 、 U_2 や $u_{1,rms}$ 、 $u_{2,rms}$ よりも小さい。気泡の慣性応答時間 τ_p と混合層の時間スケール τ_Q の比であるストークス数は $St = (\rho_L + 2\rho_G)D_b^2 / (36\mu) = 5 \times 10^{-5}$ である。ここで、 ρ_L 、 ρ_G 、 g 、 $\overline{D_b}$ 、 μ はそれぞれ、水の密度、気泡の密度、重力加速度、水の粘度である。混合層には速度差による渦層 (vortex layer) が形成され、Kelvin-Helmholtz 不安定や渦層上下の速度変動により渦層は上下に揺らぎを持つ。この揺らぎは下流方向に伝播すると同時に発達し、流れの非線形性により Fig. 1 (c) に示すように巻き込み渦へ発達する。さらに下流では渦の融合合体 (paring, merge) が生じ、渦構造が肥大化する。本研究は仕切板直後における混合層の形成から巻き込み渦が生じるまでの流動現象を対象としている。

2.2 計測方法

混合層の二次元液相速度分布 $u_{x,y}(x,y)$ をレーザ蛍光誘起法 (LIF) と粒子速度計測法 (PTV) を併用した画像計測より取得した。チャンネル z 方向の中心部にシート状のレーザ (波長 473 nm 、 z 方向厚さ 2 mm) を照射し、 $0 < x < 200 \text{ mm}$ 、 $-100 < y < 100 \text{ mm}$ の範囲をカラー高速ビデオカメラ (Photron, SA-X) で撮影した。トレーサ粒子として蛍光粒子 (吸収波長 465 nm 、蛍光波長 505 nm 、直径 $48 \text{ } \mu\text{m}$ 、比重 1.1) を用いた。気泡は気液界面でレーザ光を散乱させるため青色、トレーサ粒子は蛍光色の緑色の粒子として観察でき、色情報からそれぞれの識別が可能である [25, 26]。Fig. 3 は粒子の色を色相角 hue として表した際の確率分布を表す。 $hue = 120, 240 \text{ deg.}$ を中心とした二つの極大値があり、それぞれがトレーサと気泡の色に対応している。 $120 - 240 \text{ deg.}$ と $240 - 480 (= 120 + 360) \text{ deg.}$ において、確率密度が極小値を示す hue を気泡とトレーサとを区別する閾値とした。本研究では $210 < hue < 290 \text{ deg.}$ の粒子を気泡、それ以外をトレーサ粒子と識別した。 210 deg. 付近では両者の誤認識が生じ易いが、PTV による時間方向のマッチングにより誤認識されたものは除去される。時間分解能 8 ms 、速度分解能 2.6 mm/s とし、ベクトルを格子状に再配置した後の空間分解能は 3.1 mm とした。液相速度の取得と同時に、画像計測により得られた気泡の重心座標

から瞬時気泡数密度分布を取得した。時間分解能は 8 ms、検査領域の格子間隔は 3.1 mm とした。画像内の時空間平均気泡数密度を平均ボイド率 $\bar{\alpha}$ と対応させ、局所ボイド率の時空間分布 α を計算した。主流方向速度 u_x の取得には超音波流速分布計 (UVP) も用いた。トレーサ粒子として樹脂製多孔質粒子 (直径 100 μm 、比重 1.02) を用い、時間分解能 55 ms、速度分解能 0.47 mm/s、空間分解能は 0.74 mm とした。マイクロバブルおよび各計測で用いたトレーサ粒子の平均体積率 $\bar{\alpha}$ 、それらの平均直径から見積もられる終端浮上 (沈降) 速度 $U_{St} (= |\rho_L - \rho_p| D_b^2 g / (18\mu))$ 、気泡 (粒子) の密度比 ρ_p / ρ_L を Table 2 に示す。ここで、 ρ_L 、 ρ_p 、 g 、 D_b 、 μ はそれぞれ、水の密度、気泡または粒子の密度、重力加速度、水の粘度である。UVP は計測線上における一方向速度の計測に限定されるが、PTV と比べて空間分解能と速度分解能が高いため、速度勾配やレイノルズ応力を PTV、速度変動の空間構造と移流現象を UVP により得た情報から議論する。

Table 2 Mean volume concentration, terminal rising/settling velocity and specific gravity of microbubbles and tracer particles.

Particle	$\bar{\alpha}$	U_{St} [mm/s]	ρ_p / ρ_L
Microbubble	1.2×10^{-4}	1.3	1×10^{-4}
Tracer (PTV)	2×10^{-6}	0.14	1.1
Tracer (UVP)	2×10^{-5}	0.17	1.02

Fig. 3 Probability of the hue of individual particles on images.

3. 実験結果および考察

3.1 混合層の空間発達について

Fig. 4 に乱流条件における時間平均主流方向速度 U_x の y 方向勾配 $\partial_y U_x$ を示す。水平混合層では時間平均鉛直方向速度 U_y がゼロであるため、 $\partial_y U_x$

は時間平均渦度分布 $\Omega (= \partial_y U_x - \partial_x U_y)$ と等しい。平均値を得るために用いたデータの計測時間は 80 秒間、データ点数は 10000 とした。また、混合層の初期渦度 Ω_0 (Fig. 4 (a) における $\partial_y U_x$ の最大値) から見積もった混合層の時間スケールは $\tau_\Omega (= 4\pi / \Omega_0) \approx 4$ 秒であり、計測時間は τ_Ω の 20 倍である。横軸と縦軸は混合層合流部 (仕切板後端) からの距離 x と y 、色の濃淡は主流方向速度の鉛直方向勾配 $\partial_y U_x$ を表している。(a) と (b) はそれぞれ単相時と二相時 (ボイド率 $\alpha = 1.2 \times 10^{-4}$) の結果を示している。二相時の結果を単相時のものと比較すると、速度勾配の大きさ $\partial_y U_x$ が減少し、同時に速度勾配が大きな値を持つ領域が y 方向に拡大していることが分かる。混合層の空間発達を詳細に評価するため、位置 x における局所渦層厚さ δ_ω を、速度差 $\Delta U (= U_2 - U_1)$ 、位置 x における U_x の y 方向勾配の最大値 $\partial_y U_{x,max}$ を用い、以下の式 (4) から見積もった。

$$\delta_\omega = \frac{\Delta U}{\partial_y U_{x,max}} \quad (4)$$

また、 δ_ω を運動量厚さ $\theta (= \delta_\omega/4)$ [20] から同時に見積もった。 θ は式 (5) により与えられる。

$$\theta = \frac{1}{\Delta U^2} \int_{-\infty}^{\infty} (U_2 - u_x)(u_x - U_1) dy \quad (5)$$

本研究では、PTV で得られた瞬時の速度ベクトル数が再配置する格子数と比べて疎であり、また最小の格子解像度は渦層厚さの 3 倍程度である。これらの理由から、速度勾配から求めた δ_ω は大きく、運動量厚さから求めた δ_ω は小さく見積もられる傾向がある。そのため、以降において渦層厚さ δ_ω は式 (4) と式 (5) の両者から得られた値の平均値を用いる。

Fig. 5 に局所渦層厚さ δ_ω の空間発達を示す。中空の記号は単相時 (SP)、中実の記号は二相時 (TP、 $\alpha = 1.2 \times 10^{-4}$) の値を表す。丸は整流した流れ、三角は乱流における結果を表している。右下に示した三角形の傾きは、無次元速度比 $\lambda (= (U_2 - U_1) / (U_2 + U_1))$ により無次元化した渦層厚さの成長率 ($\partial_x \delta_\omega = 0.17\lambda$) [21] を表す。各条件における δ_ω の変化は $x > 40$ mm において単調に増加を示しているが、 δ_ω は $10 < x < 40$ mm 付近で極小値を示す。これは仕切板表面における速度の滑りなし条件、およびその厚さに依存した仕切板後流の速度分

布形状に由来する。この極小値を初期渦層厚さ $\delta_{\omega,0}$ と定義した。整流時と乱流時のいずれの場合でも、二相流の渦層厚さ $\delta_{\omega,0}(\text{TP})$ が单相流の渦層厚さ $\delta_{\omega,0}(\text{SP})$ より増加していることが分かる。整流時の $x > 40 \text{ mm}$ では单相流と二相流の δ_{ω} に変化が見られないことから、マイクロバブルの混入は仕切板の後流構造に影響を与え、混合層の速度構造に変化を与えないと言える。一方、乱流時の δ_{ω} は常に单相流のものより大きく、成長率が極端ではないが変化が認められことから、マイクロバブルの混入は乱流せん断流れにおいて、渦層の初期厚

Fig. 4 Vertical gradient of time averaged velocity field of the turbulent flow in (a) single phase and (b) two-phase flow with $\alpha = 1.2 \times 10^{-4}$.

Fig. 5 Development of vortex layer in single phase (SP) and two-phase flow (TP) with $\alpha = 1.2 \times 10^{-4}$. The slope of triangle indicates the growth rate of vortex layer thickness, $\partial_x \delta_{\omega} = 0.17\lambda$ (Browand & Troutt, 1985), where λ is non-dimensional velocity ratio, $(U_2 - U_1) / (U_2 + U_1)$.

さとその成長率を変化させると言える。つまり、マイクロバブルの混入は乱流混合層の発達を促していると言える。

3.2 局所混合効果の変化

乱流混合層内の非定常な速度場の構造による運動量交換を評価するため、Fig. 6 にレイノルズせん断応力の空間分布を示す。 u'_x 、 u'_y 、 α' はそれぞれ、 x 方向および y 方向の速度変動成分、ならびにボイド率の変動成分である。(a) は单相流の結果を表し、(b) - (d) はそれぞれ二相流におけるレイノルズせん断応力である $-(1-\bar{\alpha})\overline{u'_x u'_y}$ 、 $\overline{\alpha' u'_y u'_x}$ 、 $\overline{\alpha' u'_x u'_y}$ の各成分[27]を表している。各項はそれぞれ、気泡の混入による平均密度低下を加味した時間平均レイノルズせん断応力の成分、気泡の混入による主流と鉛直方向をなす運動量低下の成分、気泡混入による瞬時レイノルズせん断応力低下の成分を意味する。(a) から、混合層の合流部からレイノルズせん断応力が増加し、また、その分布が y 軸正方向に拡大している様子がわかる。(b) に示した二相流の場合でも、レイノルズせん断応力の増加とその拡大の傾向が分かるが、 $x > 100 \text{ mm}$ においてレイノルズせん断応力の極大値が单相流のそれよりも低下している。(b) と比較すると、(c) (d) が示すレイノルズせん断応力の成分が著しく小さいことが分かる。これは、本研究が対象とした系では、ボイド率 α とその時間変動成分 α' が $O(10^{-4})$ と極めて小さな値であるためである。

Fig. 7 は $x \sim 17$ 、 170 mm におけるレイノルズせん断応力の y 方向分布を示しており、マイクロバブルの混入によるその変形を読み取ることが出来る。記号の種類は位置 x 、中空と中実のシンボルはそれぞれ单相流 (SP) と二相流 (TP) の結果を表す。 $x \sim 17 \text{ mm}$ の位置では、レイノルズせん断応力の極大値がマイクロバブルの混入により約 60% 増加し同時にレイノルズせん断応力の分布が y 軸正方向に拡大していることが分かる。一方、 $x \sim 170 \text{ mm}$ におけるレイノルズせん断応力の分布形状は、混合層の端部 ($y < -20 \text{ mm}$ 、 $y > 10 \text{ mm}$) では单相流と二相流の結果に大きな差がなく、混合層の中心部 ($-20 < y < 10 \text{ mm}$) では、マイクロバブルの導入によりレイノルズせん断応力が約 30% 低下していることが分かる。Fig. 6 (c) に示した $\overline{\alpha' u'_y u'_x}$ の分布は、混合層の内部において速度とボイド率の変動分布に相関があり、仕切

板直後からマイクロバブルが流れ場中において選択的な分布構造（preferential distribution）を形成していることを示している。さらに、 $\overline{\alpha' u_y' u_x}$ は混合層の中心に対して上下非対称な分布をしており、また Fig. 6 (d) は正負の値を示す分布の絶対値が異なることが分かる。また、Fig. 6 (c) は局所ボイド率の増加と液相の上昇、あるいはその逆となる現象が混合層の上部で頻繁に生じることを示している。つまり、混合層の上部では群を形成したマイクロバブルの上昇する様子が、混合層の下部では含有するマクロバブル量が少ない流体塊が沈降する様子が観察され、前者が後者よりも頻繁に発生すると言える。

これらの結果から、Fig. 8 に混合層内部における気泡の分布と運動を模式的に示す。気泡の混入は混合層の初期では混合を活性化させるために、

Fig. 6 Spatial distributions of Reynolds shear stress in (a) single phase and two phase flows; (b) $-\overline{(1-\alpha)u_x'u_y'}$, (c) $\overline{\alpha'u_y'u_x}$, and (d) $\overline{\alpha'u_x'u_y'}$ components of Reynolds shear stress in two-phase flow with $\alpha = 1.2 \times 10^{-4}$.

レイノルズせん断応力分布が鉛直方向へ拡大し、混合層厚さの増加を助長していると考えられる。このとき、気泡の分布と運動が密に関連しているため、 $\overline{\alpha'u_x'u_y'}$ 成分が混合層の内部で正負の値を示すと言える。しかし、混合層の上部では気泡の分散が下部よりも顕著になるために、 $\overline{\alpha'u_x'u_y'}$ の絶対値が混合層の上下で異なり、また $\overline{\alpha'u_y'u_x}$ も混合層の上部において大きな値を示すと言える。渦層の上下振動や巻き上がり渦は、せん断層に合流する流れの乱れを発端に成長、発達する。速度変動 RMS 値の平均値 $\overline{u_{rms}}$ ($= u_{1,rms} + u_{1,rms}$)、ボイド率変動の RMS 値 α_{rms} 、渦層の初期厚さ $\delta_{\omega,0}$ 、重力加速度 g から、速度変動による慣性力の変動強度とボイド率変動による浮力の変動強度の比であるフルード数 Fr は式 (6) で表される。

$$Fr = \frac{\overline{u_{rms}}}{\sqrt{\alpha_{rms}\delta_{\omega,0}g}} \quad (6)$$

整流時と乱流時において、 Fr はそれぞれ $Fr = 0.57$ 、1.6 である。整流した流れの中では局所ボイド率

Fig. 7 Reynolds shear stress at $x \sim 17$ and 170 mm in single phase and two-phase flow with $\alpha = 1.2 \times 10^{-4}$.

Fig. 8 Schematic outline of bubble distribution in mixing layer.

の分布は速度の変動構造に左右されずに浮上し、乱流中ではマイクロバブル粗密分布が速度変動構造によって変形することを意味している。そのため、乱流中では仕切板の直後（せん断層の初期）から速度変動構造と相関のあるボイド率の変動構造が形成されると言える。そして、気泡を密に含んだ流体塊がその浮力によって渦層の内部から上方へ放出される際に、鉛直方向の混合を促進していると考えられる。

3.3 瞬時速度変動構造の変形とそのスケール

UVPにより得られた混合層の中心（ $y = 0$ ）における時空間速度分布、ならびに、画像解析により得られたマイクロバブルの時空間数密度分布を Fig. 9 に示す。(a) (d) は単相流、(b) (e) は二相流（ $\alpha = 1.2 \times 10^{-4}$ ）の速度分布を表し、(c) (f) は二相時における気泡数密度分布を表している。(a) - (c) は整流時、(d) - (f) は乱流時の結果を表している。横軸は合流部からの位置 x 、

縦軸は時間 t 、色の濃淡は瞬時速度 u_x と瞬時気泡数密度 α を表している。(a) と (d) の内部に示した三角形の斜辺は速度 U_1 、 U_2 、 $\bar{U} = (U_1 + U_2) / 2$ に対応している。(a) (b) (d) (e) から、色の濃淡分布が右上に向いた斜めの特徴的なパターンを形成していることが分かる。この縞状の濃淡分布は、高速流と低速流が交わる混合層において、速度変動の空間構造が下流方向へ移流している様子を表している。 u_x の濃淡分布が示す傾きは速度変動構造の移流速度に対応する。(c) (f) においても局所ボイド率が右上に向いた斜めの濃淡分布を示している。

単相流と二相流の両時空間速度分布において、 $x > 100 \text{ mm}$ では速度分布が斜めの傾いた濃淡分布を表しており、明瞭な速度変動構造が形成されていることがわかる。この構造の移流速度は 32 mm/s であり、高速流と低速流の平均速度 $\bar{U}$ に一致する。単相流の $x < 100 \text{ mm}$ における領域では、

Fig. 9 Spatio-temporal distribution of horizontal velocity component at the center of mixing layer in (a) (d) single phase and (b) (e) two-phase flow with $\alpha = 1.2 \times 10^{-4}$, and (c) (f) local void fraction of microbubbles, where upper panels display results in the straightened flow, while lower panels display results in the turbulent flow. Slopes of the triangles in (a) (d) represent the velocity for U_1 , U_2 , and $\bar{U} = (U_1 + U_2) / 2$, respectively.

U_1 と U_2 に対応する大小二種類の傾きを持つ速度変動構造が重なる様子を見ることができ、 U_1 と U_2 の移流速度を持つ速度変動構造が重畳していることが分かる。また、 U_1 よりも移流速度が小さい速度変動成分をみることが出来るが、これは仕切板の後流構造を表している。これらの結果から、乱流時においてマイクロバブルは渦層内部の速度変動構造と同様の局所ボイド率分布を形成していると言える。また、乱流時には局所ボイド率の濃淡分布が、仕切板の後端付近において既に形成されていることが分かる。つまり、混合層が発達する初期の段階から、群を形成したマイクロバブルがその浮上に伴って混合層下部から低速の流体を上方へと輸送するため、仕切板近傍における速度が低下する。また、そのマイクロバブル群の間欠的な上昇により、レイノルズせん断応力による混合が増加し、仕切板近傍におけるレイノルズせん断応力の増加と y 軸正方向へ拡大が生じたと考えられる。この混合効果の増加によって、仕切板の後流速度変動構造が消失し、渦層厚さの増加、渦層の成長がもたらされたと考えられる。

マイクロバブルの混入による速度変動構造の変形を定量的に評価するため、Fig. 9 (d) (e) に示した瞬時空間速度 $u_x(x, t)$ をフーリエ変換し、時間平均した速度変動強度 $\hat{u}_x^2(k)$ を Fig. 10 に示す。フーリエ変換を行った範囲は $0 < x < 200$ mm のデータである。ここで、演算子 “^” は空間方向のフーリエ変換、“-” は時間平均を表し、 k は空間波数を示している。横軸は空間波数 k 、およびそれを単相時の初期渦層厚さ $\delta_{w,0}$ (SP) で無次元化したものを表す。ここで $\delta_{w,0}$ (SP) は Fig. 5 中において、式 (4) と式 (5) のそれぞれから得られた極小値の平均 $\delta_{w,0}$ (SP) = 8.4 mm を用いた。上軸の斜線は、式 (4) および式 (5) から見積もった $\delta_{w,0}$ (SP) の差異に依存する原点の変位の範囲を表している。図中丸記号は二相時の初期渦層厚さ $\delta_{w,0}$ (TP) を示し、エラーバーは定義の差異に依存する原点の変位を表している。縦軸は速度変動強度 $\hat{u}_x^2(k)$ 、およびそれを混合層の平均速度 $\bar{U}$ で無次元化したものを表している。太線は単相流、細線は二相流の結果を表し、線の種類は二相時のボイド率を表している。また、Fig. 9 (f) に示したボイド率分布において、その空間変動を持つ極大値の平均間隔を取得し、その逆数をボイド率分布の空間波数 $k(\alpha)$ ($= 7.7 \times 10^{-2} \text{ mm}^{-1}$) として Fig. 10

下部に矢印で示す。

Fig. 10 において、 $k < 0.03 \text{ mm}^{-1}$ 以下の低波数領域では単相流と二相流のスペクトル強度 $\hat{u}_x^2$ に大きな差は見られないが、 $0.03 < k < 0.3 \text{ mm}^{-1}$ の範囲ではボイド率の増加に伴い $\hat{u}_x^2$ が大きく低下していることが分かる。単相時の乱流スペクトルが持つ $\hat{u}_x^2$ の大部分は $k < 0.03 \text{ mm}^{-1}$ 以下に集中し、 $0.03 < k < 0.3 \text{ mm}^{-1}$ の速度変動成分が保有する $\hat{u}_x^2$ は全体の 10% 程度である。しかし、 $0.03 < k < 0.3 \text{ mm}^{-1}$ のみに注目すると、そのスペクトル強度は最大で単相時の 1/10 に低下している。これは、マイクロバブルが流動場に存在する特定の空間スケールを持つ速度変動成分に対し、選択的な影響をもたらした結果と言える[11, 14, 28]。

この $\hat{u}_x^2$ が低下した領域は $k/\delta_{w,0}^{-1} \sim 1$ であり初期渦構造のスケールと等しく、さらにマイクロバブルが形成する数密度分布の波数 $k(\alpha)$ とも等しい。これらはマイクロバブルが混合層の初期に現れる速度変動構造の中で粗密の分布を形成し、その浮力が空間的に組織化された外力を加えていることを意味する[22]。そして、流れ場の中に形成されたマイクロバブルの粗密分布により、その波数に対応する速度変動構造が重力方向に引き延ばされ、スペクトル強度が部分的に低下したと考えられる。さらに、混合層の初期においてレイ

Fig. 10 Energy Spectrum of the velocity fluctuation, where the hatching at top axis represents the error in normalized wavenumber $k / \delta_{w,0}$ (SP)⁻¹. Allow at the bottom indicates the wavenumber of fluctuation in number density of microbubbles $k(\alpha)$.

ノルズせん断応力が増加していることから、マイクロバブル群がもたらす速度場の変形は混合層の初期から顕在化していると言える。また、渦層の拡大によって速度勾配が緩和されるため、混合層の発達領域ではレイノルズせん断応力も同様に低下したと考えられる。

4. 結 言

水平混合層に直径約 40 μm のマイクロバブルを導入し、粒子画像速度計測および超音波流速分布計を用いて時空間で非定常な混合層の発達を評価した。マイクロバブルの混入により、乱流混合層に現れる初期渦層厚さが増加した。このとき、混合層の初期渦層厚さに対応した波数のスペクトル強度が局所的に低下し、最大の変化条件において単相流の 1/10 となった。初期渦層厚さの増加により、混合層の初期 ($0 < x < 50 \text{ mm}$) ではレイノルズ応力が単相流と比べて 60 % 増加した。一方、発達領域 ($x > 100 \text{ mm}$) ではレイノルズ応力は単相流の値から 30 % 低下した。さらに、速度変動とボイド率変動には相関があることが示された。このとき、マイクロバブルは混合層の内部で $k \sim 0.1 \text{ mm}^{-1}$ の数密度分布を形成していることが分かった。このことから、液相場の速度変動分布によりマイクロバブルが粗密の分布構造を形成し、それがいわば集団的運動をすることが分かった。すなわち、気泡群が液相の上昇流流において集積し、その中を選択的に浮上することが分かった。この連続相と分散相の運動との相互干渉効果により、渦層の拡大とレイノルズせん断応力の低下、ならびに乱流スペクトルの局所的な変形が生じたと考えられる。

謝 辞

本研究は科学研究費補助金 (特別研究員奨励費 24-184 および基盤 A 24246033) の支援によるものである。本研究で使用した PIV プログラムは LFC-PIV Project により制作された。また、本研究は株式会社フォトロンに協力を頂き、高速度ビデオカメラ (SA-X) による撮影を行った。ここに感謝の意を表する。

Nomenclature

A	: cross sectional area	[m^2]
D_b	: bubble diameter	[m]

F	: Faraday constant	[$\text{A}\cdot\text{s/mol}$]
I	: electric current	[A]
k	: wavenumber	[m^{-1}]
P	: atmospheric pressure	[Pa]
Q	: bubble flow rate	[m^3/s]
R	: gas constant	[$\text{Pa}\cdot\text{m}^3/\text{mol}\cdot\text{K}$]
u	: velocity	[m/s]
U	: time averaged velocity	[m/s]
u'	: velocity fluctuation	[m/s]
T	: absolute temperature	[K]

Greek letters

α	: void fraction	[-]
δ_ω	: vortex layer thickness	[m]
$\delta_{\omega,0}$	: initial vortex layer thickness	[m]
λ	: nondimensional velocity ratio	[-]
θ	: momentum thickness	[m]
Ω	: time averaged vorticity	[1/s]

参考文献

- [1] Hoff, L., Acoustic Characterization of Contrast Agents for Medical Ultrasound Imaging, Springer (2002).
- [2] Lindau, O. and Lauterborn, W., Cinematographic Observation of the Collapse and Rebound of a Laser-Produced Cavitation Bubble Near a Wall, J. Fluid Mech., Vol. 479 (1), 327-348 (2003).
- [3] Terasaka, K., Hirabayashi, A., Nishino, T., Fujioka, S. and Kobayashi, D., Development of Microbubble Aerator for Waste Water Treatment Using Aerobic Activated Sludge, Chem. Eng. Sci. Vol. 66, 3172-3179 (2011).
- [4] Kitagawa, A. and Murai, Y., Natural Convection Heat Transfer from a Vertical Heated Plate in Water with Microbubble Injection, Chem. Eng. Sci. Vol. 99, 215-224 (2013).
- [5] McCormic, M. E. and Bhattacharyya, R., Drag Reduction of a Submersible Hull by Electrolysis, Nav. Eng. J., Vol. 85, 11-16 (1973).
- [6] Serizawa, A., Inui, T. and Eguchi, T., Flow Characteristics and Pseudo-Laminarization of Vertically Up-Ward Air-Water Milky Bubbly Flow with Micro Bubble in a Pipe, J. Jpn. Soc. Multiphase Flow, Vol. 19, 335-343 (2005).
- [7] Madavan, N. K., Deutsch, S., and Merkle, C. L., Measurement of Local Skin Friction in a Microbubble-Modified Turbulent Boundary Layer, J. Fluid Mech., Vol. 156, 237-256 (1985).
- [8] Hara, K., Suzuki, T. and Yamamoto, F., Image Analysis Applied to Study on Frictional-Drag Reduction by Electrolytic Microbubbles in a Turbulent Channel Flow, Exp. Fluids, Vol. 50,

- 715–727 (2011).
- [9] Jacob, B., Olivieri, A., Miozzi, M., Campana, E. F. and Piva, R., Drag Reduction by Microbubbles in a Turbulent Boundary Layer, *Phys. Fluids*, Vol. 22, 115104 (2010).
 - [10] Elghobashi, S., On Predicting Particle-Laden Turbulent Flows, *Appl. Sci. Res.*, Vol. 52, 309-329 (1994).
 - [11] Bosse, T. and Kleiser, L., Small Particles in Homogeneous Turbulence: Settling Velocity Enhancement by Two-Way Coupling, *Phys. Fluids*, Vol. 18, 027102 (2006).
 - [12] Calzavarini, E., Kerscher, M., Lohse, D., and Toschi F., Dimensionality and Morphology of Particle and Bubble Clusters in Turbulent Flow, *J. Fluid Mech.* Vol. 607, 13-24 (2008)
 - [13] Toschi, F., and Bodenschatz, E., Lagrangian Properties of Particles in Turbulence, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 41, 375-404 (2009)
 - [14] Yeo, K., Dong, S., Climent, E. and Maxey, M. R., Modulation of Homogeneous Turbulence Seeded with Finite Size Bubbles of Particles, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 36, 221-233 (2010).
 - [15] So, S., Morikita H., Takagi, S. and Matsumoto, Y., Laser Doppler Velocimetry Measurement of Turbulent Bubbly Channel Flow, *Exp. Fluids*, Vol. 33, 135-142 (2002).
 - [16] Balachandar, S. and Eaton, J. K., Turbulent Dispersed Multiphase Flow, *Ann. Rev. Fluid. Mech.*, Vol. 42, 111-133 (2010).
 - [17] Takagi, S. and Matsumoto, Y., Surfactant Effects on Bubble Motion and Bubbly Flows, *Ann. Rev. Fluid. Mech.*, Vol. 43, 615-636 (2011).
 - [18] Crowe, C. T., Troutt, T. R. and Chung, J. N., Particle Interactions with Vortices, in: Green, S. I. (ed.), *Fluid Vortices*, Kluwer Academic Publishers, 829-861 (1995).
 - [19] Browand, F. K. and Latigo, B. O., Growth of the Two-Dimensional Mixing Layer from a Turbulent and Nonturbulent Boundary Layer, *Phys. Fluids*, Vol. 22 (6), 1011-1019 (1979).
 - [20] Monkewitz, P. A. and Huerre, P., Influence of the Velocity Ratio on the Spatial Instability of Mixing Layers, *Phys. Fluids* 25(7), 1137-1143 (1982).
 - [21] Browand, F. K. and Troutt, T. R., The Turbulent Mixing Layer: Geometry of Large Vortices, *J. Fluid Mech.*, Vol. 158, 489-509 (1985).
 - [22] Rightley, P. M. and Lasheras, J. C., Bubble Dispersion and Interphase Coupling in a Free-Shear Flow, *J. Fluid Mech.* Vol. 412, 21-59 (2000)
 - [23] Aeschlimann, V., Barre, S. and Djeridi, H., Velocity Field Analysis in an Experimental Cavitating Mixing Layer, *Phys. Fluids*, Vol. 23, 055105 (2011).
 - [24] Aeschlimann, V., Prothin, S., Barre, S. and Djeridi, High Speed Visualization of the Cavitating Vortices of 2D Mixing Layer, *Euro. J. Mech B/Fluids*, Vol. 31, 171-180 (2012).
 - [25] Watamura, T., Tasaka, Y. and Murai, Y., Quantitative Visualization of Microbubble Streams in Taylor Vortices, *Theor. Appl. Mech. Jpn.*, Vol. 61, 123-131 (2013).
 - [26] Watamura, T., Tasaka, Y. and Murai, Y., LCD-Projector-Based 3D Color PTV, *Exp. Therm. Fluid Sci.*, Vol. 47, 68-80 (2013).
 - [27] Murai, Y., Oishi, Y., Takeda, Y. and Yamamoto, F., Turbulent Shear Stress Profiles in a Bubbly Channel Flow Assessed by Particle Tracking Velocimetry, *Exp. Fluids*, Vol. 41, 343-352 (2006).
 - [28] Watamura, T., Tasaka, Y. and Murai, Y., Intensified and Attenuated Waves in a Microbubble Taylor-Couette Flow, *Phys. Fluids*, Vol. 25, 054107 (2013).
-