水平気液二相チャンネル乱流における人工ボイド波の伝ば*

Artificial Void Wave Propagation in a Gas-Liquid Two-Phase Horizontal Turbulent Channel Flow

田 中 泰 爾**
TANAKA Taiji

朴 炫 珍**
PARK Hyun Jin

田 坂 裕 司**
TASAKA Yuji

村 井 祐 一**
MURAI Yuichi

Abstract This study aims to reveal the development process of artificial void waves generated in a fully developed turbulent channel flow. Void waves generated with periodically fluctuated air flow rate were optically visualized by a high-speed video camera at three locations along the channel. The measured spatio-temporal fluctuations of void waves maintained the initial frequency given at the injection during the downstream propagation. The diffusion coefficients of void distributions were calculated to evaluate the influence of diffusion in a two-phase turbulent flow. The coefficients denoted that diffusion effect was larger than that of turbulent eddy viscosity on void wave deformation.

Keywords: Void wave, Bubble swarm, Turbulent channel flow, Diffusion coefficient

1. 緒 言

気泡を乱流境界層に注入することにより、壁面摩擦抵抗の低減が可能になる。BDR (Bubbly Drag Reduction) と呼ばれるこの技術の研究は、McCormick and Bhattacharyya [1]の電気分解気泡を用いた実験に端を発する。BDR は、気泡を用いるため環境を汚染しないという特徴をもち、燃料消費量の削減を目的として、既に実際の船舶で利用されている。その効果を検証した実船による実験では、船底に働く摩擦抵抗が 12%削減された[2]。この実験では、船底へ空気を注入するためのコンプレッサにより 7%の燃料が消費されたため、正味の省エネルギー化は 5%であった。気泡注入に必要な燃料を低減するため、コンプレッサの代わりに翼型の気泡注入装置を用いた実船実験においては、正味 10%の燃料消費量削減が確認された[3]。

BDR による抵抗低減効果は、一般にボイド率が高いほど向上するが[4]、気泡径により壁面摩擦の低減に至る機構が異なるため、気泡径にも左右される[5]。平板の壁面を覆う大きな気膜を用いた

実験では、乱流境界層全体が壁面から分離されることにより、数十%の抵抗低減が確認されている[6, 7]。乱流境界層内の秩序構造よりも十分に小さな径を持つマイクロバブルは、流れの秩序構造を変調させることで[8]、低ボイド率でも数%から数十%の高い抵抗低減効果を生じる[9, 10]。巨大な気膜とマイクロバブルの中間的な大きさの気泡は、移動する方向の前方側や後方側に渦を生成することが、水平チャンネル乱流中の気泡近傍の流れを可視化した実験で確認されている[11]。この渦が乱流境界層中のせん断応力分布を変化させることで、気泡近傍において局所的に壁面摩擦抵抗が低減される[12]。

中間サイズの気泡は、気泡の合体と分裂が合う条件で発生する。これを乱流境界層に連続的に注入する場合、境界層内では気泡と乱流の間だけでなく、気泡と気泡の間にも相互作用が生じ、壁面の摩擦抵抗低減に至る。このとき、抵抗低減に寄与する主体は、単一の気泡よりもむしろ、境界層内に存在する多数の気泡の集合体である。乱流境界層に注入された気泡の分布は、非常に複雑

* Received: 5 March 2019 / Accepted: 11 November 2019 / Published online: 20 December 2019

** 北海道大学工学院 〒060-8628 北海道札幌市北区北 13 条西 8 丁目

TEL: (011)706-6373 FAX: (011)706-6373 E-mail: t.tanaka@ring-me.eng.hokudai.ac.jp

かつ非定常となる。最新の研究では、親水性や撥水性などの壁面性状によって気泡のサイズとそれに依存した空間分布特性が変化することも報告されている[13]。当グループでは、移動する気泡の分布に応じて生じる、局所ボイド率の時空間変動に着目してきた。水平チャンネルを用いた実験においては、ボイド率の周期的変動により抵抗低減が促進されることが判明している[14]。また、平板底面のモデル船を用いた実験では、注入時に一定の空気流量を与えられた多数の気泡が、摩擦抵抗低減に寄与する過程で自然に粗密分布を形成し、ボイド率の時空間変動、すなわちボイド波が発達することが明らかとなった [15, 16]。この実験結果については、ボイド率変動を一種の波動として取り扱うことにより、抵抗低減を生じる中でボイド波が発達することも理論的に証明されている[15]。

以上の知見からボイド波が生み出す抵抗低減効果に注目し、人工的に生成したボイド波を用いることが試みられた。水平チャンネル乱流に対して、間欠的に気泡を注入することで人工ボイド波を生成した実験では、同じ平均ボイド率においてボイド率変動を注入時に与えない場合よりも高い抵抗低減効果が確認された[17]。同様の間欠的な気泡注入で生成された水平チャンネル乱流内の気泡群が、乱流境界層内の渦構造を一時的に壁面から引きはがす様子が、フレーク状粒子を用いて可視化されている[18]。一定の空気流量で気泡を注入した場合にボイド波が自然発達したように、人工ボイド波も移流に伴い変形すると予想されるため、下流におけるボイド波形は明らかでない。実船舶への技術の適用を考える際は、船底全体で

得る合計の抵抗低減量が問われる。高い抵抗低減効果を生み出すボイド波の長距離維持のため、ボイド波の移流中の変形に関する知見が必要となる。本研究では、チャンネル乱流に人工ボイド波を与え、ボイド波の移流中における発達過程を調査した。水平チャンネル乱流内の人工ボイド波を複数の流下距離において計測し、ボイド波の下流持続性と波形の変化を評価した。また、計測されたボイド波を1次元移流拡散方程式に当てはめ、波形の変化を拡散係数として評価した。

2. 実験装置および実験条件

2.1 実験装置

実験装置の概略図を Fig. 1 に示す。透明アクリル製の水平チャンネル試験流路の寸法は、全長 6 m、高さ 40 mm、幅 160 mm である。流路入口からの距離を x 軸、チャンネル上壁面からの距離を y 軸、チャンネル側面からの距離を z 軸と定義する。流路内の作動流体として水道水を使用し、ポンプを用いて水を回流させる。回流する水の流量 (Q) は、配管の途中に設置した流量計で測定した。 $x = 0.8$ m の位置のチャンネル上壁面に、流れ方向に長さ 2 mm、スパン方向に 150 mm の単スリット形状の空孔を持つ気泡注入器を設置した。ここにコンプレッサから空気を供給することにより、チャンネル流路内に気泡が注入される。気泡注入のための空気流量は、東京ガス株式会社が開発したガス流量制御装置[19]を小型に設計し直して制御した。流路に注入された気泡は、チャンネル後端に設置したタンク内で取り除かれる。このため、ポンプを用いて作動流体を回流させる際に、気泡が再び試験流路に戻ることはない。

Fig. 1 Schematic diagram of experimental setup.

Table 1 Parameters of the high-speed video camera.

Frame size	1280×1024 pixel
Resolution	0.145 mm/pixel
Recording time	6.0 s
Frame rate	500 fps

Fig. 2 Phase diagram of gas flow rate at the injection point.

流路内を移動する気泡は、チャンネルの下側に設置した白色バックライト照明を光源として、チャンネルの上側に設置した高速度カメラ（CR600×2, Optronis GmbH）により撮影した。計測におけるカメラの設定を Table 1 に示す。バックライト照明の輝度は、撮影された画像において気液界面に生じる影が明瞭になるように調整した。

2.2 実験条件

チャンネル乱流内に人工ボイド波を生成するため、空気流量は注入周波数 $f = 2$ Hz の、間欠的な矩形波に制御した（Fig. 2 の黒実線）。流量制御装置の性能限界と、気泡注入部の空孔付近における圧力バランス変動により、空気流量波形は理想的な形状にはならない。Fig. 2 に、実際に流路に注入された空気流量の波形を 1 周期間隔でアンサンブル平均した結果を、灰色の実線で示す。平均の波形は矩形とならず、最小の流量がゼロとならなかった。しかし、矩形波の立ち上がりや立ち下がりに対応して急激に空気流量が変化する位相で、灰色の破線で示したアンサンブル平均の標準偏差が十分に小さい値である。このため、実際の空気流量波形について再現性は保たれた。

チャンネル流路断面の平均流速は、

$$u_m = \frac{Q_l}{2H \times W} \quad (1)$$

と定義される。ここで、 H および W はチャンネル流路の半高さと幅を表す。チャンネル乱流の流速が

Fig. 3 Snapshots of bubbles in a horizontal turbulent channel flow at (a) upstream, (b) midstream and (c) downstream measurement regions.

Fig. 4 An example of image processing, (a) original image and (b) binarized image: white area represents air phase in (b).

小さく、注入する空気流量が大きい場合、移動中に気泡の結合が進み、撮影された画像において気相と液相の判別を困難にする大気泡が生成される。これを避けるため、 u_m は 1.40 m/s、空気流量の最大値は $4.17 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ に設定した。水の動粘性係数 (ν) を用いてチャンネルを流れる水流のレイノルズ数を

$$Re = \frac{u_m H}{\nu} \quad (2)$$

と定義する。また、平均空気流量を Q_g とすると、流路内の平均ボイド率は

$$\alpha_m = \frac{Q_g}{Q_l + Q_g} \quad (3)$$

Fig. 5 Waveforms of projection void fraction measured at (a) upstream, (b) midstream and (c) downstream measurement regions: dashed circles highlight high projection void fraction and dashed squares highlight zero projection void fraction appearing several times in short time.

と求められる。実験において、 $Re = 2.75 \times 10^4$ 、 $a_m \approx 0.02$ であった。

移動する気泡は、気泡注入直後であるチャンネル上流 ($x = 1.4$ m)、チャンネル中流 ($x = 3.4$ m)、流路後端直前のチャンネル下流 ($x = 5.5$ m)の3点で、6秒間ずつ撮影した。各位置での撮影は独立して行われたため、それぞれの撮影で別の気泡が記録されている。

3. 結果と考察

3.1 ボイド波の周期的特徴

Fig. 3に示すように、高速度カメラで撮影された画像では、気泡と液相の界面で光源から照射された光が屈折することにより、気泡の輪郭が黒い影として映る。撮影された画像から、等価面積を考えた気泡半径 (r) が $1 \text{ mm} < r < 100 \text{ mm}$ 程度であることが確認できる。この画像に対して、気泡の輪郭を検出した後、輪郭が構成する閉曲線の内部を気相と判定する画像処理を施すことにより、気相と液相が区別された二値化画像を得た。例として、この画像処理を Fig. 3(a)に行った結果を Fig. 4に示す。この画像処理手法は、気泡が孤立

して存在するとき、精度よく気相と液相を区別できる。一方、気泡が密集しているとき、気泡近傍の液相が誤って気相として判定される場合がある。

二値化画像において、気相部分に当たる白色のピクセルが z 方向に占める割合を、投影ボイド率 (α_{proj}) と定義する。本報では、この投影ボイド率の時空間変動をボイド波として議論する。画像処理における誤判定により、投影ボイド率の瞬時値には過大評価が生じる。しかし、極端なボイド率変動を人工的に与えた本報において、この過大評価は投影ボイド率の周期的な変動の議論に大きく影響しない。

3.1.1 ボイド波の周期性

撮影された動画について、 x 方向中央の1ピクセル幅の領域における、投影ボイド率の時間変化を Fig. 5に示す。Fig. 5に破線の丸で示す通り、中流および下流で計測された波形では、上流よりも高い頻度でボイド率が瞬間的に高くなる。また、中流と下流では、短時間に繰り返しボイド率がゼロとなる波形が現れている。このようにボイド率の増減の幅が中流・下流で大きくなったのは、移

Fig. 6 Linear spectra of artificial void waves at (a) upstream, (b) midstream and (c) downstream measurement regions: the spectra are normalized by the value of the largest component in (a).

動中に気泡同士の結合が生じ、大気泡の部分と小気泡を含む液体部分が存在するスラグ流状の流動様式へと変化したことを示す。

ボイド率の増減の幅は上流より中流・下流で大きくなった一方、ボイド率変動の周期性は上流と比較して中流・下流でやや不明瞭となって見える。Fig. 5 のボイド波に対してフーリエ変換を施して得られたスペクトルを Fig. 6 に示す。いずれのスペクトルにおいても、2 Hz に最大のピークが現れた。注入時の空気流量は 2 Hz の矩形波となるよう制御したため、人工的に与えた周期性が下流においても維持されたことが確認できる。しかしながら、中流において、2 Hz の成分が上流よりも弱まると同時に、それ以外の周波数成分が発達した。下流ではこの傾向がさらに進行し、2 Hz の成分と同程度の大きさの成分が 5 Hz 付近に現れた。これは、移流中にボイド波が変形したことを示している。一定流量で流れに気泡を注入した場合に気液二相乱流内でボイド波が自然に発達することが報告されており、この効果が間欠的に気泡を注入した本実験でも現れたと考えられる。

Fig. 7 Definition of approximate rectangular wave.

3.1.2 位相平均波の特徴

1 周期の気泡注入で生成されたワンショット分の気泡の集まりを、気泡群と呼ぶこととする。以降では、気泡群に対応する 1 周期分のボイド率変動に着目する。フーリエ変換によって確認された 2 Hz の周期性に基づき、1 周期すなわち 0.5 秒ごとの波形から位相平均波を計算した。ここで、位相平均波の主な特徴を、注入時の空気流量に与えた矩形の波形に対応づけて評価するため、Fig. 7 に示す近似矩形波を導入する。近似矩形波は、注入時の空気流量波形と同様に 2 Hz の周期性を持ち、(1)立ち上がりの位相の位置、(2)最大値、(3)最小値、(4)最大値が継続する時間の長さにより定義される。この 4 要素を独立に変化させ、位相平均波と近似矩形波が最もよく合致する条件を、各位相における差の平方について位相方向で総和をとる最小二乗法により求め、近似矩形波を決定した。

Fig. 8 に、近似矩形波の立ち上がりの位相がゼロとなるように調整した位相平均波および近似矩形波を示す。位相平均は 12 周期分の波形を用いて行われており、元の波形の細かな変動を消失させるほどの標本数ではない。このため、位相平均波にも細かな変動が残っている。この波形は、計測を繰り返すことで周期波形の標本数を増やすと、より滑らかな形状に近づく。Fig. 9 は位相平均波を求める際に計算した、位相ごとの標準偏差である。標準偏差の値は平均の値と比較して小さく、1 周期ごとの波形に再現性が確認される。

位相平均波の主な特徴を示す近似矩形波について、最小値が上流から下流にかけて約 23% 増大した。本実験でチャネル乱流に注入された気泡径の範囲においては、大きい径の気泡の移動速度が、小さい径の気泡と比べて 1.5 倍前後になる [18]。

Fig. 8 Phase averaged wave (black line) and approximate rectangular wave (gray line) at (a) upstream, (b) midstream and (c) downstream measurement regions.

Fig. 9 Deviations defined by phase averaged waves at each measurement region.

これにより、1周期分の気泡群の中で、比較的小さい径の気泡は、気泡群全体が移流する間に前方側から後方側へと移動する。気泡群内における気泡の移動は、気泡群後方側のボイド率を増大させる。近似矩形波の最小値の増大はこの結果現れたと考えられる。チャンネルの上流と下流で気相の総量は変化しないため、気泡群後方側のボイド率の増大に応じて、ボイド率が減少した部分が存在する。近似矩形波の最大値は上流から下流にかけてほぼ変化しなかった。一方で、近似矩形波の最大値が継続する長さが、上流においては半周期より明らかに長い、中流および下流においてはおよそ半周期まで縮んだ。最大値が継続する長さが縮小した分、気泡群後方側のボイド率が増大したことが分かる。また、近似矩形波の最大値はほぼ変化せず最小値が増大した結果から、ボイド波は移

流中に最大値と最小値の差に当たる振幅を減衰させることが確認された。

個々の気泡の速度差によって気泡群内で気泡が前後に移動するとき、気泡群は下流へと移流する間に流れ方向に伸張する。流れ方向の前後に位置する別個の気泡群がそれぞれ伸張すると、前方に位置する気泡群の末尾と後方に位置する気泡群の先頭において、気泡群同士が合体を始めると予想される。前後の気泡群の合体によるボイド波の変動は、2 Hzの周期性に基づき計算された位相平均波においては、位相ゼロおよび 2π 付近に現れる。Fig. 9を見ると、上流においては、中流や下流と比べてほぼ全ての位相で標準偏差が小さい値を取る。上流における標準偏差を基準とすると、中流および下流において、位相ゼロおよび 2π 付近に大きな標準偏差が現れた。気泡群の伸張は、気泡径の違いから生じる、気泡ごとの速度差によって引き起こされる。このため、気泡群の伸張度合いは、気泡群内における気泡径分布に依存する。個々の気泡群の内部に存在する気泡径の分布は、注入時点から異なり、さらに移動中に発生する気泡の結合や分離を経て変化し続ける。したがって、気泡群の伸張の程度は気泡群ごとに異なる。このため、気泡群同士の合体が生じると予想される位相において、標準偏差が大きな値を示したと考えられる。

3.2 ボイド波の移流拡散

前節では、ボイド波の振幅が減衰した実験結果の理由として、小さい径の気泡と大きい径の気泡の速度差を考えてきた。個々の気泡が移動するこ

とに対応するボイド率変動に注目すれば、気泡径に応じた速度の差は波の分散性と解釈される。さらに、ボイド波の変形を引き起こす現象として、移流中の気泡の合体・分裂も想定される。これは、波数空間でのエネルギー交換を意味する。これらのボイド波の変形を引き起こす現象は複合的に作用し合うため、それを個々の気泡の動力学に遡って記述することは困難である。本節は、このような複合的作用の結果として実測された、ボイド波全体の波形の情報を元に変形の評価を行う。ボイド波の持続性に注目する立場から、実験によって確認されたボイド波の振幅の減衰を、時空間の単位を有する単一の指標によって表す。この評価に用いることができるボイド波の伝ば過程の定式化が報告された前例は無く、ここでは簡便なモデルとして空間 1 次元の移流拡散方程式

$$\frac{\partial \alpha_{\text{proj.}}(t, x)}{\partial t} + U \frac{\partial \alpha_{\text{proj.}}(t, x)}{\partial x} = D \frac{\partial^2 \alpha_{\text{proj.}}(t, x)}{\partial x^2} \quad (4)$$

を用いることを考える。ここで、 U と D はそれぞれボイド波の移流速度と拡散係数である。本実験で計測されたボイド波 $\alpha_{\text{proj.}}$ が注入時に与えた周波数 f を移流後も維持していることに基づき、ボイド波を周波数 f で振動する波とみなす。式(4)の移流項 $U \partial \alpha_{\text{proj.}} / \partial x$ は波形に変化を与えないため、気泡群の伸張によるボイド波の変形は拡散項 $D \partial^2 \alpha_{\text{proj.}} / \partial x^2$ により表現される。

3.2.1 ボイド波の移流速度

フーリエ変換を用いた解析により、ボイド波の移流速度に相当する値として位相速度を求める。ボイド率の時間変化にフーリエ変換を行うと、Fig. 6 に示すボイド波の周波数成分ごとの強度に加えて、周波数成分ごとの位相が得られる。可視化画像の x 方向それぞれの位置においてボイド波を算出し、これにフーリエ変換を施すと、各位置におけるボイド波の位相変化が読み取れる。気泡群の移流後も維持された、注入周波数 $f = 2 \text{ Hz}$ の成分に注目し、流れ方向の位相変化を Fig. 10 に示す。位相が x 方向に対して単調に減少している。この傾きを、一次関数を仮定した最小二乗近似によって計算することにより、ボイド波の主たる成分の波数 (k) が求められる。ボイド波の位相速度は、

$$U = \frac{2\pi f}{k} \quad (5)$$

Fig. 10 Streamwise phase variation of void waves in each measurement region: plots are examples of measured phase, and dashed lines are linear approximations to the plots. The abscissa, X , represents streamwise distance from upstream end of each measurement region.

と定義される。

それぞれの計測点において算出された値は、上流 1.12 m/s、中流 1.45 m/s、下流 1.23 m/s であった。これらの平均を取り、ボイド波の移流速度は $U = 1.26 \text{ m/s}$ と求められ、チャンネル乱流の平均流速 u_m と同程度の値となった。過去の研究において、数 mm から数十 mm の径の気泡は水平チャンネル乱流内で平均流速と同程度の速度で移動することが確認されており[11, 12, 17]、これに一致する結果を得た。

3.2.2 ボイド波の拡散係数

式(4)の移流項はボイド波の変形を生じない。ボイド波の変形を拡散係数で評価するにあたり、式(4)を $\xi = x - Ut$ によって変換して得られる、空間 1 次元の拡散方程式

$$\frac{\partial \alpha_{\text{proj.}}(t, \xi)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \alpha_{\text{proj.}}(t, \xi)}{\partial \xi^2} \quad (6)$$

を用いる。本報では、上流側で計測された位相平均波を初期条件として、任意の拡散係数を式(6)に与えて解き、計算により得られたボイド波形と下流側で計測された位相平均波を比較することで妥当な拡散係数を推定する。実験で得られた位相平均波は、定点におけるボイド率の時間変化を

表す。1 周期分のボイド波が計測点を通過する間の波形の変化が無視できるほど小さいと仮定し、テイラーの凍結仮説を用いて、位相平均波を $\xi = x - Ut$ により変換する。この変換によって、元は 1 周期 (0.5 s) のボイド率変動を示した位相平均波が、1 波長 (0.5 s $\times$ U) の波形となる。

初期条件として使用するボイド波が離散的であるため、式(6)をクランク・ニコルソン法[20]を用いて離散化する。

$$\frac{\alpha_j^{i+1} - \alpha_j^i}{\Delta t} = \frac{D}{2} \left(\frac{\alpha_{j+1}^{i+1} - 2\alpha_j^{i+1} + \alpha_{j-1}^{i+1}}{\Delta \xi^2} + \frac{\alpha_{j+1}^i - 2\alpha_j^i + \alpha_{j-1}^i}{\Delta \xi^2} \right) \quad (7)$$

なお、 Δt および $\Delta \xi$ は計算における時間と空間の格子間隔であり、添え字 i ($0 \leq i \leq M$) と j ($0 \leq j \leq N + 1$) はそれぞれ時間ステップと空間ステップの番号を表す。 Δt は十分に細かい値として 1.0×10^{-4} s に設定した。実験で得られた位相平均波を ξ の関数に変換して使用するため、 $\Delta \xi$ は高速カメラの撮影フレームレートに依存する。計算においては、 $\Delta \xi$ は U [m/s] / 500 [fps] ($\approx 2.5 \times 10^{-3}$ m) となった。上流側の計測点におけるボイド率の空間変動を $\alpha_0(\xi_j)$ と表すと、式(7)に与える初期条件は

$$\alpha_j^0 = \alpha_0(\xi_j) \quad \text{for } 1 \leq j \leq N \quad (8)$$

と記述される。ボイド波は周期性を持つため、 ξ 方向の境界には周期条件を与える。

$$\begin{cases} \alpha_0^i = \alpha_N^i \\ \alpha_{N+1}^i = \alpha_1^i \end{cases} \quad \text{for } 0 \leq i \leq M \quad (9)$$

なお、 $i = M$ のとき、ボイド波が下流側の計測点に到達する。式(7)–(9)の下で、上流側の計測点から下流側の計測点へ移流する時間、ボイド波を時間発展させる。移流に要した時間は、 $U = 1.26$ m/s により、上流から中流で 1.59 s、上流から下流で 3.25 s、中流から下流で 1.66 s と概算される。

式(7)における拡散係数 D の値を変化させて、拡散後のボイド率変動の波形 α_j^M を計算する。この数値解と、下流側で実際に計測されたボイド率の空間変動 $\alpha_f(\xi_j)$ について、

$$\sum_{j=1}^N |\alpha_f(\xi_j) - \alpha_j^M| \rightarrow \min. \quad (10)$$

となる D をボイド波の拡散係数とする。

Table 2 Diffusion coefficients of void waves.

Measurement regions	D [m ² /s]
Upstream to midstream	1.88×10^{-3}
Upstream to downstream	1.54×10^{-3}
Midstream to downstream	1.17×10^{-3}

Fig. 11 Experimentally obtained phase averaged waves and a numerically matched void wave at $D = 1.54 \times 10^{-3}$ m²/s.

拡散係数の計算結果を Table 2 に示す。結果は離散化の解像度や差分法の誤差の影響を含むが、拡散係数を計算するための 2 つの計測点をいずれの組み合わせで選んだ場合でも、 $D \approx 10^{-3}$ m²/s で同じ桁の値となった。Fig. 11 に、上流および下流で計測されたボイド波と、上流のボイド波に算出された拡散係数を与えて予想される下流のボイド波形について、それぞれの位相平均波を例として示す。下流において、拡散方程式によって予測される波形 (Fig. 11 の黒実線) が計測された波形 (Fig. 11 の灰色の実線) によく合致している。

3.2.3 ボイド波の伝ば特性

算出されたボイド波の移流速度と拡散係数から、式(4)の移流拡散方程式についてペクレ数を計算する。計測点間の距離 (L) を用いて、

$$Pe = \frac{UL}{D} \quad (11)$$

とすると、 $Pe > 10^3$ である。これは、ボイド波がチャネル流路内を伝ばする過程が、移流の作用に支配されていることを示す。ボイド波を構成する個々の気泡に注目するとき、気泡レイノルズ数は

$$Re_b = \frac{2|u_m - U|r}{\nu} \quad (12)$$

と定義される。可視化画像から気泡の半径 r が $1 \text{ mm} < r < 100 \text{ mm}$ 程度と確認されているため、径が比較的小さい気泡においても $Re_b \approx 300$ であり、個々の気泡の運動において慣性力が支配的である。また、ボイド波 1 周期に相当する気泡群のレイノルズ数を

$$Re_v = \frac{|u_m - U|\lambda}{\nu} \quad (13)$$

と定義する。ここでは、代表長さとして単一の気泡群の波長 $\lambda (= U/f)$ を用いている。 $Re_v \approx 1 \times 10^5$ となることから、気泡の集合体である気泡群についても、周囲の液相から受ける慣性力の作用が顕著である。ボイド波の伝ばにおいて移流の作用が大きいことは、気泡群の運動が周囲流体から受ける慣性力により支配されることによると考えられる。

式(11)で定義されるペクレ数は、ボイド波の伝ばにおける移流と拡散の作用を、チャネル流路全体の規模で比較している。ここで、慣性力の作用を気泡群のレイノルズ数と同様に評価して、気泡群の波長程度の長さスケールでのペクレ数

$$Pe_v = \frac{|u_m - U|\lambda}{D} \quad (14)$$

を定義する。 $Pe_v \approx 50$ であり、慣性の作用が大きいものの、拡散の影響が無視できない。3つの位置で計測されたボイド波を比較したとき、周波数は下流でも維持されたが、位相平均波の振幅は減衰した。これは、ボイド波の波形を維持する慣性の作用と、ボイド波の波形を変化させる拡散の作用が同時に現れた結果と考えられる。また、チャネル流の局所壁面摩擦係数の経験式から[21]、本実験の条件においては、乱流状態における値が同じ流速の層流状態における値を外挿的に求めた値より 100 倍ほど大きくなる。この局所壁面摩擦係数の違いから生じる、乱流と層流の壁面摩擦の差異を動粘性係数に代表させると、渦動粘性係数 (ν) が水の動粘性係数のおよそ 100 倍と見積もられる。 D を物質拡散係数とみなした乱流シュミット数

$$Sc_v = \frac{\nu_t}{D} \quad (15)$$

を計算すると、 $Sc_v \approx 0.05$ となる。これにより、ボイド波の変形は、乱流中の速度変動の影響を受けるものの、主にボイド分布の拡散によって現れていることが分かる。

Pe_v および Sc_v の値から、ボイド波の拡散の効果は、慣性の効果と粘性の効果の中間程度の大きさであることが判明した。これは、慣性・拡散・粘性の作用の特性時間が、この順に大きくなることを意味する。拡散係数が、径に依存した気泡の速度差による気泡群の変形を代表するため、気泡群の変形は次の(1)–(3)順の過程を辿ることが示唆される。(1)慣性の効果によって、注入時の波形が維持される、(2)拡散の効果が現れ、気泡の速度差によって気泡群が伸張する、(3)粘性の影響により、液相の速度変動の影響を受けて気泡分布が変動する。

4. 結 言

本研究では、水平チャネル乱流内に生成した人工ボイド波の伝ばの特性を調査した。チャネル乱流内を移流する気泡群を、チャネルの上流、中流、下流の 3 つの計測位置で高速度カメラを用いて撮影し、撮影された画像からボイド率の時空間変動を算出した。算出されたボイド波に対する解析から、以下の知見を得た。

- (1) 注入時に与えられたボイド波の周波数は、下流においても維持される。ボイド波は移流するにつれて変形し、振幅が減衰した。
  - (2) 1次元移流拡散方程式をモデルとして、実験で得られた波形からボイド波の振幅の減衰を評価した。移流速度はチャネル平均流速と同程度であり、拡散係数は $10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$ 程度となった。
  - (3) 拡散係数を用いた無次元数による比較から、ボイド波の変形において、拡散の作用が乱流内の粘性の作用より強く働くことが示された。
- なお、船舶などで想定される片側平板乱流境界層では、流れ方向に発達を続けることから、上記の結果と異なる特性を持つ。これについては現在調査中であり今後報告する予定である。

Nomenclature

H	: half height of channel	[m]
L	: distance between measurement regions	[m]
W	: width of channel	[m]
f	: injection frequency	[Hz]
Q_g	: gas flow rate	[m ³ /s]
Q_l	: liquid flow rate	[m ³ /s]
u_m	: mean liquid velocity	[m/s]
U	: advection velocity	[m/s]
D	: diffusion coefficient	[m ² /s]
k	: wavenumber	[m ⁻¹]
Pe	: Peclet number	[-]
Pe_v	: Peclet number of void waves	[-]
Re	: Reynolds number of channel flow	[-]
Re_b	: Reynolds number of bubbles	[-]
Re_v	: Reynolds number of void waves	[-]
Sc_v	: Schmidt number of void waves	[-]

Greek letters

α_m	: bulk void fraction	[-]
$\alpha_{proj.}$	: projection void fraction	[-]
ν	: liquid kinematic viscosity	[m ² /s]
ν_t	: turbulent eddy viscosity	[m ² /s]

参考文献

- [1] McCormick, M. E. and Bhattacharyya, R., Drag Reduction of a Submersible Hull by Electrolysis, *Nav. Eng. J.*, Vol. 85, 11-16 (1973).
- [2] Kodama, Y., Hinatsu, M., Hori, T., Kawashima, H., Takeshi, H., Makino, M., Ohnawa, M., Sanada, Y., Murai, Y. and Ohta, S., A Full-Scale Air Lubrication Experiment Using a Large Cement Carrier for Energy Saving (Result and Analysis), *Jpn. Soc. Nav. Archit. Ocean Eng.*, Vol. 6, 163-166 (2008).
- [3] Kumagai, I., Takahashi, Y. and Murai, Y., A New Power-Saving Device for Air Bubble Generation Using a Hydrofoil for Reducing Ship Drag: Theory, Experiments, and Applications to Ships, *Ocean Eng.*, Vol. 95, 183-194 (2015).
- [4] Ceccio, S. L., Frictional Drag Reduction of External Flows with Bubble and Gas Injection, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 42, 183-203 (2010).
- [5] Murai, Y., Frictional Drag Reduction by Bubble Injection, *Exp. Fluids*, Vol. 55, 1-28 (2015).
- [6] Fukuda, K., Tokunaga, J., Nobunaga, T., Nakatani, T. and Iwasaki, T., Frictional Drag Reduction with Air Lubricant over a Super-Water-Repellent Surface, *J. Mar. Sci. Technol.*, Vol. 5, 123-130 (2000).
- [7] Jang, J., Choi, S. H., Ahn, S., Kim, B. and Seo, J. S., Experimental Investigation of Frictional Resistance Reduction with Air Layer on the Hull Bottom of a Ship, *Int. J. Nav. Archit. Ocean Eng.*, Vol. 6, 363-379 (2014).
- [8] Zhen, L. and Hassan, Y. A., Wavelet Autocorrelation of the Turbulent Flow Multi-Scales for Drag Reduction Process in Microbubbly Flows, *Chem. Eng. Sci.*, Vol. 61, 7107-7114 (2006).
- [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] 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).
- [11] Oishi, Y. and Murai, Y., Horizontal Turbulent Channel Flow Interacted by a Single Large Bubble, *Exp. Therm. Fluid Sci.*, Vol. 55, 128-139 (2014).
- [12] Murai, Y., Fukuda, H., Oishi, Y., Kodama, Y. and Yamamoto, F., Skin Friction Reduction by Large Air Bubbles in a Horizontal Channel Flow, *Int. J. Multiph. Flow*, Vol. 33, 147-163 (2007).
- [13] Kitagawa, A., Denissenko, P. and Murai, Y., Behavior of Bubbles Moving along Horizontal Flat Plates with Different Surface Wettability, *Exp. Therm. Fluid Sci.*, Vol. 104, 141-152 (2019).
- [14] Oishi, Y., Murai, Y., Tasaka, Y. and Takeda, Y., Frictional Drag Reduction by Wavy Advection of Deformable Bubbles, *J. Phys. Conf. Ser.*, 147, 012020 (2009).
- [15] Park, H. J., Oishi, Y., Tasaka, Y. and Murai, Y., Void Waves Propagating in the Bubbly Two-Phase Turbulent Boundary Layer beneath a Flat-Bottom Model Ship during Drag Reduction, *Exp. Fluids*, Vol. 57, 1-18 (2016).
- [16] Park, H. J., Tasaka, Y. and Murai, Y., Bubbly Drag Reduction Accompanied by Void Wave Generation inside Turbulent Boundary Layers, *Exp. Fluids*, Vol. 59, Article 166 (2018).
- [17] Park, H. J., Tasaka, Y., Oishi, Y. and Murai, Y., Drag Reduction Promoted by Repetitive Bubble Injection in Turbulent Channel Flows, *Int. J. Multiph. Flow*, Vol. 75, 12-25 (2015).
- [18] Park, H. J., Tasaka, Y., Murai, Y. and Oishi, Y., Vortical Structures Swept by a Bubble Swarm in Turbulent Boundary Layers, *Chem. Eng. Sci.*, Vol. 116, 486-496 (2014).
- [19] Takeuchi, T. and Kagawa, T., Applicability of Frequency Response Test for Stability Evaluation of Gas Pressure Regulator, *Trans. Soc. Instrum. Control Eng.*, Vol. 49, 747-754 (2013).
- [20] Crank, J. and Nicolson, P., A Practical Method for Numerical Evaluation of Solutions of Partial Differential Equations of the Heat-Conduction

Type, Adv. Comput. Math., Vol. 6, 207-226
(1996).
[21] Dean, R. B., Reynolds Number Dependence of

Skin Friction and Other Bulk Flow Variables in
Two-Dimensional Rectangular Duct Flow, Trans.
ASME J. Fluids Eng., Vol. 100, 215-223 (1978).