

気泡流中の個々の気泡運動に関する研究

Experimental and numerical study of individual bubble motion

北海道大学大学院工学院 ○学生会員 新井田靖郎 (Yasuo Niida)
北海道大学大学院工学研究院 正会員 渡部靖憲 (Yasunori Watanabe)

1. はじめに

沿岸域では、碎波乱流と大量の混入気泡群によって、複雑な気液二相乱流場が形成されている。碎波乱流は気泡の存在によって著しく変調し(森ら, 2008)¹⁾, 気泡運動もまた乱流からの非定常な力にさらされる。この、気泡-乱流間の相互作用は海岸構造物への圧力応答, 沿岸漂砂, 熱・気体輸送, エアロゾルの生成等, 多様な問題と関連するため近年, その重要性が増している。

しかしながら, 碎波時の混入気泡は 10–1000 μm と非常に微小なものを含む(Dean and Stokes, 2000)²⁾ ため, その計算, 計測は現在でも困難であり, 気泡混入に伴う沿岸波浪場への定量的影響はいまだ不明である。

本研究では最終的な目標である気液碎波乱流中の力学機構の解明に向けて, 基礎的な気液二相流の調査を行う。Back-light 法による高速画像計測並びに、Level-set 法による流体エッジの検出法を適用し, 気泡の形状や軌道、水平・鉛直方向速度を測定すると共に, Super-resolution Particle Image Velocimetry (SR-PIV) を用いて、液相流速並びに乱れエネルギーを取得し、気泡流の特性を把握する。また、SR-PIV によって得られた流れ場の情報に基づき、確率モデルを用いて気泡の運動を記述する。さらに、LES と確率気泡モデルを相互に連成した two-way モデルによって、乱流と気泡の相互作用を再現する。

2. 実験方法

2.1 実験装置と実験条件

実験は矩形のガラス水槽 (15 cm $\times$ 17 cm $\times$ 20 cm, 水深は 17 cm, 水温 23 度) において行われた。図-1 に実験装置の概略図を示す。空気流量調節器によって流量をコントロールされた酸素ガスが水槽底面に設置されたニードルより放出される。本実験における計測領域を図-2 に示す。ノズルの鉛直線上 2.5 cm の位置を原点とする XY 座標系を設定した。実験条件を表-1 に示す。本研究では、気泡サイズに対する酸素輸送速度を調査するため、ある一定の径の気泡が連続的に放出されるようにニードルと酸素流量を選択した。酸素流量は 15 – 120 mL/min, ニードルは内径が 0.24, 0.4, 1.2 mm のものを使用した。実験は暗室内で行われた。

2.1 気泡の高速画像計測

7 cm $\times$ 8 cm の赤色 LED パネルによるバックライトを気泡撮影のため水槽背後より照射した。気泡のバックライト射影は光学フィルターを取り付けた高速カメラ (シャッタースピード 0.5 ms, 500 fps, 解像度 1280 $\times$ 1000 画素) によって撮影される。

取得した気泡画像に対しては新井田・渡部 (2011)³⁾ と同様に、画像中の流体エッジ検出法として、Level-set 法を適用する。これは、画像濃度に対して形状を変化させるアクティブコンターを初期条件として画像端に設置し、コンター内外の画像濃度偏差の二乗和を最小とするよう境界線からの距離関数を逐次計算によって求める方法である。

2.2 Super resolution particle image velocimetry

本研究では、計測領域内の流速分布及び乱れエネルギー分布を従来の標準的な Particle Image Velocimetry (PIV) と

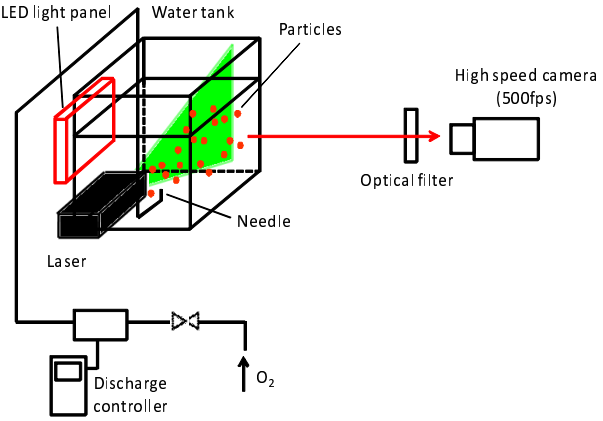


図 1: 実験装置概略図

表 1: 実験条件

case	酸素流量	ニードル内径
1	15mL/min	0.24mm
2	40mL/min	0.4mm
3	50mL/min	1.2mm
4	80mL/min	1.2mm
5	120mL/min	1.2mm

Particle Tracking Velocimetry (PTV) のハイブリッドである Super resolution Particle Image Velocimetry (SR-PIV)⁴⁾ により計測した。

SR-PIV では、次の 3 つの過程を経て流速が決定される。(1) 標準的な相互相関法 PIV によって検査領域毎にパターンマッチングベースの平均速度分布を計算する。(2) マスク相関法により画像上の個々の粒子を抽出する(3) 個々の粒子は (1) で得られた平均速度と同程度の速度を持って移流するとの仮定に基づき決定された次探査領域を用いて粒子の速度を決定する。本手法は粒子スケールの流速分布を計算でき、また PIV で得られた流速を第 1 近似値として与えることため、高解像度、高精度計測が可能となる。

中立粒子にはダイヤイオン HP20SS (直径約 63–150 μm) を蛍光着色したものを使用し、水槽側面からレーザーシートを照射することにより蛍光粒子を励起発光させた。粒子からの蛍光は光学フィルターによって光学的に分離し、高速カメラによって取得される。

3. 気泡運動の確率モデル

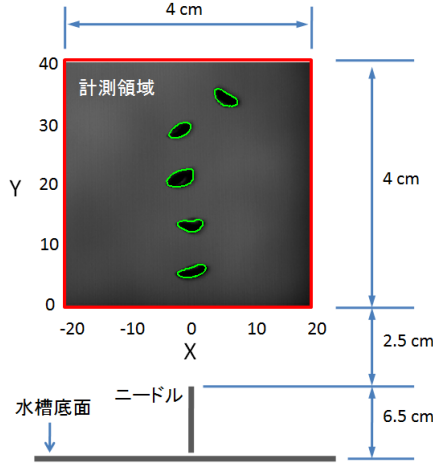


図 2: 計測領域

気泡の運動方程式を微小時間ステップ上の増分として表し整理すると、

$$dx_i^p = u_i^p dt, \quad (1)$$

$$du_i^p = \frac{u_i^s - u_i^p}{\tau_p^m} dt + ag_i dt + bdu_i^s \quad (2)$$

ここで、 u^s, u^p は、粒子位置 (seen fluid) での瞬時流速と粒子速度、 t, x, g_i はそれぞれ時間、位置、重力加速度であり、 $\tau_p^m = (1 + \frac{1}{2}C_a \frac{\rho_f}{\rho_p})\tau_p$, $a = \frac{2(\rho_p - \rho_f)}{2\rho_p + C_a\rho_f}$,

$b = \frac{(2 + C_a)\rho_f}{2\rho_p + C_a\rho_f}$. なお、 ρ_f は液相流体の密度、 ρ_p は気泡の密度、 ν は動粘性係数、 C_a は付加質量係数である。上式では、抗力、付加質量力、圧力勾配に起因する力、浮力を考慮し、Basset 履歴力を無視している。

本研究では u^s を、Langevin 方程式によって記述していく。

二相流のための一般化された u^s の Langevin 方程式は次式で表わされる⁵⁾。

$$\begin{aligned} du_i^s = & -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} dt + (\langle u_i^p \rangle - \langle u_i^f \rangle) \frac{\partial \langle u_i^f \rangle}{\partial x_j} dt \\ & - \frac{u_i^s}{T_L^*} dt + \sqrt{\langle \epsilon \rangle \left(C_0 \frac{T_L}{T_L^*} + \frac{2}{3} \left(\frac{T_L}{T_L^*} - 1 \right) \right)} dW_i \\ & + g_i dt \end{aligned} \quad (3)$$

ここで dW は確率過程である Wiener 過程の増分である。ここで、 T_L^* は、crossing tranjectory effect によって修正されたラグランジアン時間スケール T_L であり (Csanady, 1963)⁶⁾、

$$T_L^* = \begin{cases} \frac{T_L}{\sqrt{1+\beta^2|\langle \mathbf{u}_r \rangle|^2/(2k/3)}} & (\mathbf{u}_r \text{ に沿う方向}) \\ \frac{T_L}{\sqrt{1+4\beta^2|\langle \mathbf{u}_r \rangle|^2/(2k/3)}} & (\text{交差する方向}) \end{cases} \quad (4)$$

で与えられる。なお、 $\mathbf{u}_r$ は相対速度、 k は乱れエネルギーである。本研究では、これら、式 (1), (2), (3) により、SR-PIV によって得られた平均流れ場をインプットデータとした気泡運動のシミュレーションを行う。また、この確率気泡モデルを次節に示す LES 数値流体計算モデルと連成させることによって、気泡-乱流間の相互作用を含む流れを再現する。

4. 数値計算法

Navier-Stokes 式をトップハットフィルターでフィルタリ

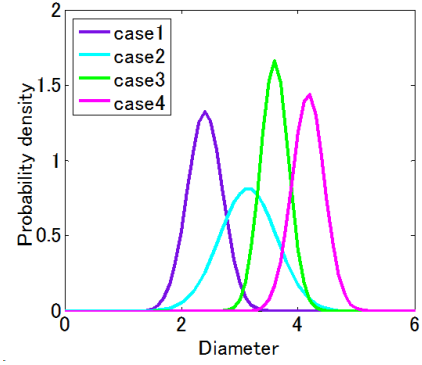


図 3: 各 case において生成される気泡径の確率密度分布

ングすると

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = & -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) + g_i \\ & - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho_f} \bar{Q}_i, \end{aligned} \quad (5)$$

ここで、 u は流速、 ν は動粘性係数である。また、気泡数 N を含むグリッド中の平均気泡作用力は

$$\bar{Q}_i = \frac{1}{\Delta^3} \sum_{n=0}^N \frac{\pi}{6} d_n^3 Q_i^n \quad (6)$$

であり、 τ_{ij} は SG 応力、 Δ はグリッド間隔、 d_n は気泡径である。

サブグリッドスケール (Sub Grid Scale, SGS) 乱れエネルギーを $q_{sgs} = \frac{1}{2}(\bar{u}_i \bar{u}_i - \bar{u}_i \cdot \bar{u}_i) \equiv \frac{1}{2} \bar{u}_i' \bar{u}_i'$ とし、Yoshizawa・Horiuti(1985)⁷⁾ と同様にモデル化を行うと、次の気泡混在下の SGS 乱れエネルギー輸送方程式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial q_{sgs}}{\partial t} + \frac{\partial q_{sgs} \bar{u}_j}{\partial x_j} = & -\tau_{ij} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \epsilon \\ & + c_{kk} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Delta \sqrt{q_{sgs}} \frac{\partial q_{sgs}}{\partial x_j} \right) + \nu \frac{\partial^2 q_{sgs}}{\partial x_j \partial x_j} \\ & - \frac{1}{\rho_f} (\bar{u}_i \bar{Q}_i^H - \bar{u}_i \bar{Q}_i), \end{aligned} \quad (7)$$

ここで、 $\epsilon = c_\epsilon q_{sgs}^{3/2} / \Delta$, c_{kk} 及び c_ϵ は定数である。

自由水面をもつ流れに対して渡部ら (2009)⁸⁾ と同一のスキームで計算を行った。すなわち、水面の移流は Level-set 法を導入し、運動方程式 (5) は CIP 法と予測子修正子法によって計算し、圧力方程式は Multigrid 法を適用した。SG 乱れエネルギー輸送方程式 (7) に対しても運動方程式と同一の方法を適用した。

5. 結果

5.1 気泡群の特性および流速場

図-3 に、各 case の気泡ブルームを構成する個々の気泡径の確率密度分布を示す。それぞれの case において、ニードルと流量に応じた固有の径を持つ気泡が同程度の数で発生している。平均値は case 1 が 2.4 mm、case 2 は 3.1 mm、case 3 は 3.6 mm、case 4 は 4.2 mm であり、標準偏差はそれぞれ、0.30, 0.48, 0.24, 0.28 mm であった。

気泡流中の一つの気泡に着目してその軌道と形状、気泡速度の計測領域内の変化を調査した。図-4 は case1 と case4 における気泡ブルーム中の代表気泡が計測領域内を上昇していく様子を level-set 法によって抽出し重ねたものである。大

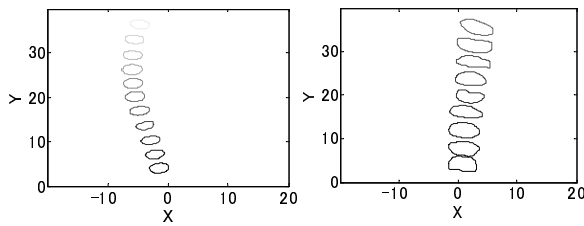


図 4: 気泡群中の特定気泡の形状の変化. 時刻により色を変えている. (左:case1, 右:case4)

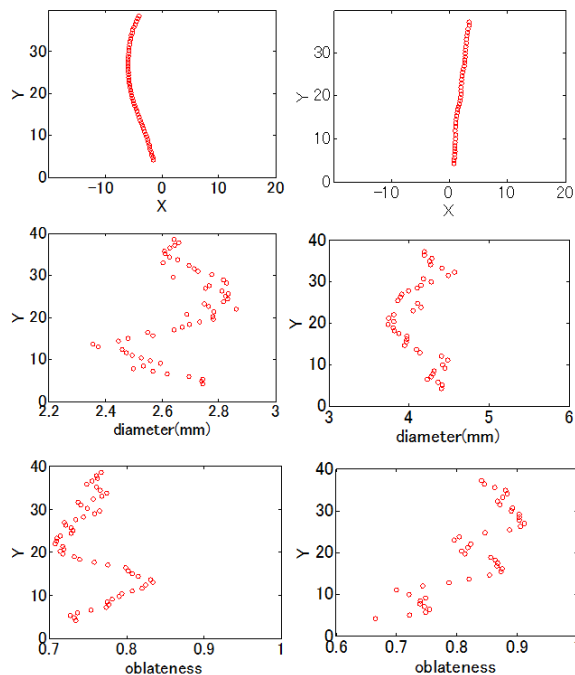


図 5: 気泡群中の特定気泡の軌道 (上), 直径 (中), 扁平率の変化. (左:case1, 右:case4)

径気泡は小径気泡に比べて扁平率が高い. また同一気泡であっても, その形状は不安定で等価直径や扁平率は常に変動している (図-5).

図-6 に, 水平・鉛直方向速度の変化を示す. 水平・鉛直方向ともに気泡速度は周期的な変動を繰り返す. 径の小さい case 気泡の直径が大きいほど, 気泡速度の振動数が上昇する. 静水中を上昇する単一気泡の場合, 径が $1.3\text{mm} < d_e < 5\text{mm}$ の範囲では気泡径の増加に伴って扁平率が増加し, その結果抗力が増加することによって上昇速度が減少していく事が知られている⁹⁾. しかし, 図-6 では逆に, 扁平率の大きい case4 の気泡上昇速度のほうがより抗力の小さい case2 よりも上昇速度が大きい. これは直線的に上昇する大径気泡群が上昇軸に沿って局所的に強い鉛直流速を持つ流れ場を形成し, 気泡の上昇速度を増進させているためである (図-7, 図-8 参照).

SR-PIV によって求めた乱れエネルギーの分布を図-9 に示す. 直線的に上昇する case5 では気泡上昇軸周辺に強い乱れエネルギー分布が存在し, case1 では分散の大きな分布となっている.

5.2 Langevin モデルによる気泡運動のシミュレーション

SR-PIV によって得られた流速場, 乱れエネルギー場の情報をベースに Langevin 気泡モデルを持ちた数値実験を行った. 図-10 に計算された気泡軌道を示す. 同一座標から気泡が放出されたにも関わらず, 乱流拡散により試行毎に異なる軌道を描いている. この気泡の分散は乱れエネルギーが大きい

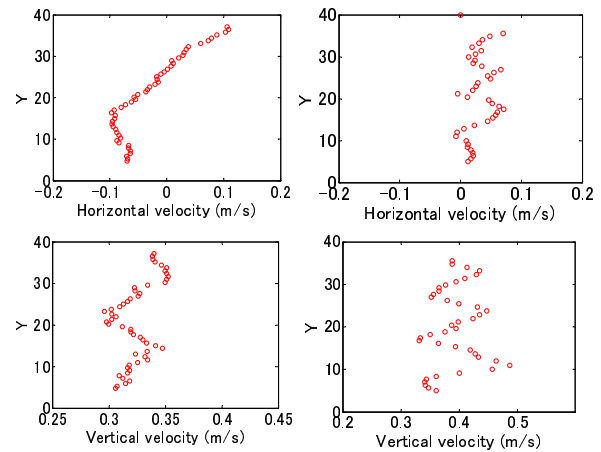


図 6: 気泡群中の特定気泡の水平・鉛直方向速度の変化. (左:case1, 右:case4)

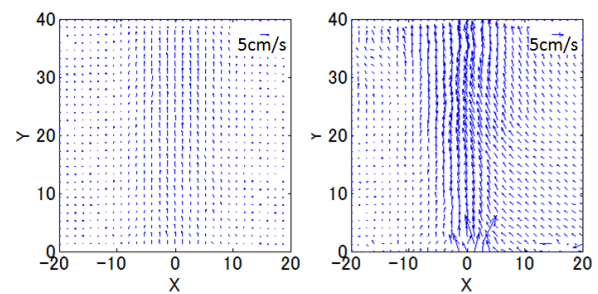


図 7: SR-PIV による流速分布測定結果. (左:case1, 右:case5)

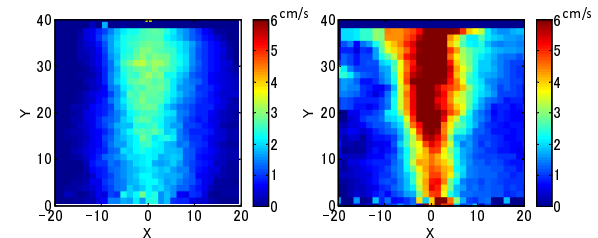


図 8: SR-PIV による鉛直流速分布計測結果. (左:case1, 右:case5)

くなるほど広がっていく.

5.3 LES two-way 確率モデル

最後に, LES と気泡運動確率モデルを相互に連成させた数値モデルによって実験結果の再現を試みた.

図-11 に気泡放出開始から秒後までの乱れエネルギーの等値面の変化を示す. 気泡の放出と同時に気泡周辺で乱れエネルギーの高い領域が形成され, 気泡ブルームの発達とともに高乱れエネルギー領域も広がっていく. 先行する気泡によって引き起こされた乱れは後続する気泡の運動に影響を及ぼす.

図-12 は実験条件 case1 に対応する気泡群放出開始 25 秒後に放出された気泡の上昇速度の変化である. 図-6 に示す実験結果を精度よく再現している. また先行する気泡が引き起こす液相乱れの影響で, 単一気泡計算とは異なり, 気泡速度の変動がみられる.

6. 結論

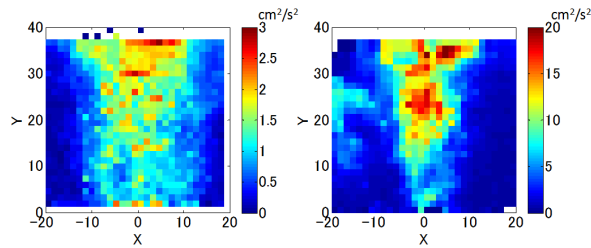


図 9: SR-PIV による乱れエネルギー分布計測結果.
(左:case1, 右:case5)

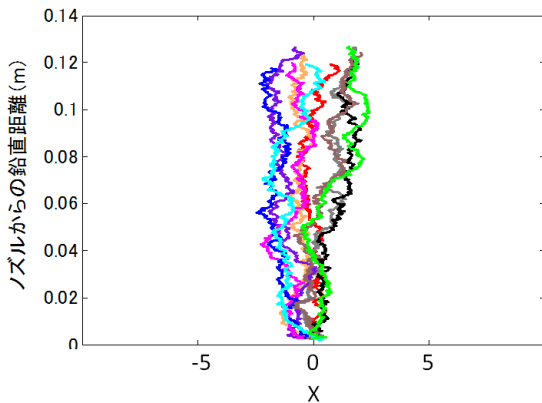


図 10: Langevin モデルによって計算した気泡の軌跡 (試行毎に色を変えている).

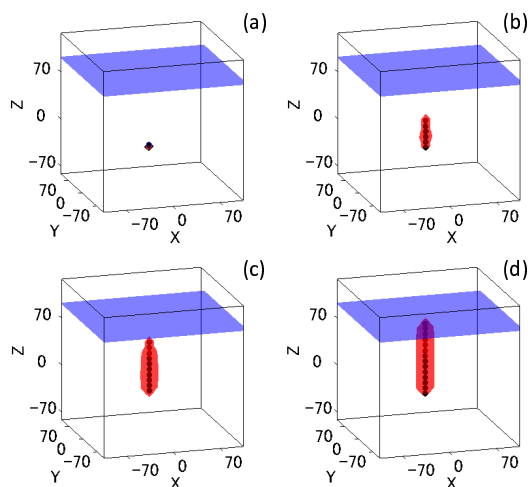


図 11: 上昇する気泡群と乱れエネルギーの発達 (黒点: 気泡, 赤色: 乱れエネルギーの等値面, 青色: 水面, 時間間隔: 0.13 秒)

本研究では, Back-light 法や SR-PIV を用いて, 気泡ブルーム中の気泡-乱流間相互作用を調査した.

Level-set 法によって気泡の形状を取得したところ, 同一気泡でも, 乱流中ではその形状を激しく変化させることが示された.

気泡径が 4mm 程度の大径気泡が, 比較的直線的に上昇するのにに対し, 気泡径が 2.5mm 程度の気泡は横方向へ大きく変動しながら, 上昇した.

気泡速度は水平方向成分, 鉛直方向成分ともに周期的な変動を繰り返し, 気泡径の増加とともにその振動数は上昇した.

SR-PIV を用いて気泡流れ中の液相流速分布, 乱れエネル

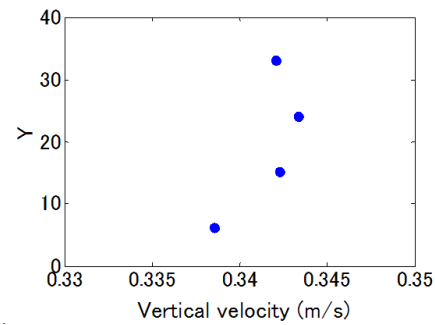


図 12: LES two-way 確率モデルによって計算された気泡の上昇速度 (case1 に対応)

ギー分布を計測したところ, 大径気泡ブルームでは, 気泡上昇中心軸上に集中した鉛直流速分布を形成していた. この局所的に集中した鉛直流速が大径気泡の上昇速度を著しく促進させることが明らかになった.

一方で, 横方向への運動の大きい小径気泡で構成された気泡ブルームは, 最大値は大径気泡のケースには及ばないものの, 幅広く分散した乱れエネルギー分布を形成した.

これらの画像計測に加え, 本研究では気泡の運動を確率モデルによる記述を試みた. SR-PIV によって得られた平均流れ場をインプットデータとした気泡運動のシミュレーションでは, 試行毎に異なる気泡軌道を描き, 乱れエネルギーに応じて分散する気泡の様子が示された.

さらに, 気泡運動の確率モデルを LES に導入し, 気泡の存在並びに運動に伴い誘発される乱れに着目し, その特徴を調査すると共に実験結果との照合を行った. 気泡群の浮上に伴いその近傍に乱れが発生し, その乱れによって気泡運動の変動が促進されるという気泡-乱流間の再帰的エネルギーの輸送が行われた. 気泡運動の Langevin モデルは特定の条件下では, 実験結果を記述することができることが明らかになった. 今後は実験によって得られた乱流中の気泡運動に関する知見によってモデルを修正し, 最終目標である気液碎波乱流モデルの構築を目指す.

参考文献

- 1) 森信人, 中川智史, 角野昇八: 碎波帯における混入気泡特性の時空間変化, 海岸工学論文集, 53, pp. 61-65, 2008.
- 2) Deane G.B. and M. D., Stokes: Scale dependence of bubble creation mechanisms in breaking waves, Nature, 418, pp.840-844, 2002.
- 3) 新井田靖郎, 渡部靖憲: 気泡群から水中への酸素輸送拡散速度計測, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.67, No.2, pp.66-70, 2011.
- 4) Keane R.D., R. J. Adrian and Y Zhang: Super-resolution particle imaging velocimetry, Meas. Sci. Technol., 6, pp.754-768, 1995.
- 5) J.-P. Minier, E. Peirano: The pdf approach to turbulent polydispersed two-phase flows, Physics reports, 352, pp.1-214, 2001.
- 6) Csanady G.T.: Turbulent diffusion of heavy particles in the atmosphere, J. Atmos. Sci., 20, pp.201, 1963.
- 7) Yoshizawa A. and K. Horiuti: A statistically-derived subgrid-scale kinetic energy model for the large-eddy simulation of turbulent flows, J. Phys. Soc. Japan, Vol. 54, pp. 2834-2839, 1985.
- 8) 渡部靖憲, 新井田靖郎, 猿渡亜由未, 佐伯浩: ジェット下の気泡混入・輸送過程の確率モデル, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.65, No.1, pp.6-10, 2009.
- 9) Clift, R., J. R. Grace and M. E. Weber: Bubbles, Drops, and Particles, Dover Publications, 1978.