ジェット下に形成される気泡乱流中の酸素輸送モデル

Oxygen Transfer model for Bubble-Laden Turbulence Generated by Plunging Liquid Jets

新井田靖郎¹・渡部靖憲²

Yasuo NIIDA and Yasunori WATANABE

This paper proposed an oxygen transfer model for bubble-laden turbulence generated by plunging jets. The proposing model has been validated through comparisons with experiments for bubble velocity, liquid velocity, liquid turbulence and oxygen flux. It was found dissolved oxygen concentrations in bubbly flows was determined by local bubble behaviors and turbulent flows modified around bubbles. This bubble-mediated gas transfer via mechanical interaction between bubbles and turbulence is important to understand air-sea gas exchange in the surf zone.

1.はじめに

沿岸域における海中溶存酸素濃度分布は、砕波ジェット着水時に発生する混入気泡の砕波乱流中での輸送過程を通じて行われる酸素の溶解・拡散によって大きく左右される (Farmerら, 1993)。混入気泡量や気泡サイズ分布は砕波ジェットの着水過程に依存する上、砕波乱流は気泡-乱流間の力学的相互作用によってその特性が大きく変化する。外洋での観測結果を基にした現行の気体輸送バルクモデルは、短期的・局所的な変動を含む沿岸域の溶存酸素濃度の定量的予測を対象としたものではなく、沿岸域の定量的環境評価手法の確立のためには多様な形態・規模を持つ砕波時のエアレーション過程を記述するモデルが必要となる。

本研究は、気泡乱流中の個々の混入気泡からの酸素の溶解から移流拡散にわたる一連の酸素輸送過程を捉える数値モデルを構築し、実験結果によって検証を行うと共に、砕波ジェットを模擬した鉛直円柱ジェット下に形成される気泡乱流中の酸素輸送機構について議論するものである。

2.計算モデル

個々の混入気泡からの酸素溶解は計測結果をもとにしたソースモデル (新井田・渡部, 2013) を用いて計算する。乱流中での気泡の動揺は気泡運動の確率モデルを三次元 Large eddy simulation に導入し、乱れ-平均流-気泡運動を相互にカップリングさせた two-way モデル (著者ら, 2009) によって表現する。これら二つのモデルの結合によって、気泡乱流中での一連の酸素輸送過程が計算可能となる。以下計算モデルを概説する。

(1) two-way 確率気泡運動モデル

気泡数密度の低い流れ場を仮定すると、フィルター操作された連続式、Navier-Stokes 式はそれぞれ

$$\frac{\partial \bar{u}_i^f}{\partial x_i} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i^f}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i^f \bar{u}_j^f}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho^f} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i^f}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j^f}{\partial x_i} \right) \dots\dots\dots (2)$$

$$+ g_i - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho^f} \bar{F}_{2,i}$$

となる。ここで、 u^f は流速、 t は時間、 x は位置、 ρ^f は流体の密度、 p は圧力、 ν は動粘性係数、 g_i は重力加速度、 τ は SG 応力を表し、 $i=1, 2, 3$, $j=1, 2, 3$ である。また、気泡数 N を含む格子内の平均気泡作用力 $\bar{F}_{2,i}$ は

$$\bar{F}_{2,i} = \frac{1}{\Delta^3} \sum_{n=0}^N F_{2,i}^n \quad \dots\dots\dots (3)$$

であり、 Δ は格子サイズである。 τ_{ij} は式 (4) に示すモデル化された気泡混在下の SGS 乱れエネルギー q_{sgs} 輸送方程式より求める。

$$\frac{\partial q_{sgs}}{\partial t} + \frac{\partial q_{sgs} \bar{u}_j^f}{\partial x_j} = -\tau_{ij} \left(\frac{\partial \bar{u}_i^f}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j^f}{\partial x_i} \right) - \epsilon + \nu \frac{\partial^2 q_{sgs}}{\partial x_j \partial x_j} \dots\dots\dots (4)$$

$$+ c_{kk} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Delta \sqrt{q_{sgs}} \frac{\partial q_{sgs}}{\partial x_j} \right) - \frac{1}{\rho^f} (\bar{u}_i^f \bar{F}_{2,i}^n - \bar{u}_i^f \bar{F}_{2,i})$$

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

一方、気泡の並進運動は次式で表される。

$$\frac{\pi}{6} d^3 \rho^p \frac{du_i^p}{dt} = F_{1,i} + F_{2,i} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 d は気泡径、 u^p は気泡速度、 ρ^p は気体密度である。また $F_{1,i}$ と $F_{2,i}$ はそれぞれ、

$$F_{1,i} = \frac{\pi}{6} d^3 \rho^f \frac{Du_i^s}{Dt} + \frac{1}{6} \pi d^3 (\rho^p - \rho^f) g_i \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$F_{2,i} = \frac{1}{8} \pi \rho^f d^2 C_D |u_i^s - u_i^p| (u_i^s - u_i^p)$$

1 正会員 博(工) 北海道大学大学院工学院(現:電力中央研究所環境科学研究所)
2 正会員 博(工) 北海道大学准教授大学院工学研究院

$$+\frac{1}{26}d^3\rho^f\left(\frac{Du_i^s}{Dt}-\frac{du_i^p}{dt}\right)\dots\dots\dots(7)$$

で表される。式 (6) の右辺第一項は圧力勾配に起因する力、第二項は浮力であり、式 (7) の右辺第一項は抗力、第二項は付加質量力である。 C_D は抗力係数であり、本研究では Tomiyama ら (1998) のモデルを用いて計算した。また気泡位置での瞬時液相流速 u_i^s は、次式に示す一般化された Langevin 方程式 (Pope, 2000) によって決定した。

$$\begin{aligned} du_i^s = & -\frac{1}{\rho^f}\frac{\partial\langle p\rangle}{\partial x_i}dt + (\langle u_i^p\rangle - \langle u_i^f\rangle)\frac{\partial\langle u_i^f\rangle}{\partial x_j}dt \\ & -\frac{u_i^s - \langle u_i^f\rangle}{T_{L,i}^*}dt + g_i dt \\ & + \sqrt{\langle\epsilon\rangle\left(C_0\frac{T_L}{T_{L,i}^*} + \frac{2}{3}\left(\frac{T_L}{T_{L,i}^*} - 1\right)\right)}dW_i \end{aligned} \dots\dots(8)$$

式 (8) 中の $\langle \rangle$ は平均量を表し、 T_L はラグランジュ積分時間スケール、 $T_{L,i}^*$ は crossing trajectory effect を考慮して修正されたラグランジュ積分時間スケールである。右辺最終項は拡散項であり、 C_0 はモデル定数、 dW_i は Wiener 過程の増分を表す。

これら式 (2)、式 (4)、式 (5)、式 (8) により気泡一乱流間の力学的相互作用を再現する。

(2) 気泡からの酸素輸送

気泡一個当たりからの酸素輸送量 I は

$$I = \pi d^2 k (C_s - C) \dots\dots\dots(9)$$

で表わされる。 k は酸素輸送速度係数、 C は気泡周囲の溶存酸素濃度、 C_s は平衡状態溶存酸素濃度であり酸素の分圧の関数で表わされる。

Levich (1962) は気泡周囲に定常な濃度境界層および遅い粘性流を仮定し、気泡からの物質輸送フラックスを理論的に求めた。一方、新井田・渡部 (2013) は気泡周りの溶存酸素濃度場に蛍光励起画像計測を適用し、測定結果から式 (9) に I 、 d 、 C_s 、 C を与えることで酸素輸送速度係数 k を求めた (図-1)。実験結果より求めた k は、小径気泡においては Levich (1962) による理論値とよく一致するが、気泡径の増大に伴って理論値との乖離が大きくなる。この原因を調査するため、室内実験において連続放出する気泡群に対して Back-Light 法によってその形状を検出したところ、大径気泡は小径気泡に比べ大きくその形状を変化させる様子が観察された (図-2)。この界面のアクティブな変形は気泡内部圧力を局所的に高め、界面変動を考慮していない理論値に比べ酸素輸送フラックスを増加させる。界面変形に伴う酸素輸送変動を理論的に解析することは困難であるため、本研究では図-1に示す実験結果をもとにした式 (10) を用いて酸素輸送を計算する。

図-1 気泡径と酸素輸送速度係数の関係

図-2 上昇する気泡の形状変化 (左：面積等価直径 $d=2$ mm, 右：面積等価直径 $d=5$ mm. $\Delta t=0.01$ sec)

$$k = 0.135d + 0.0003 \dots\dots\dots(10)$$

式 (10) と式 (9) に、気泡径 d 及び周囲濃度 C を与えることで、気泡からの酸素輸送フラックスが評価可能となる。

気泡から溶解した酸素の分布は以下に示す移流拡散方程式によって決定される。

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j \bar{C}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(D_t \frac{\partial \bar{C}}{\partial x_j} \right) + \bar{C}_0 \dots\dots\dots(11)$$

ここで D_t は渦動拡散係数であり、ソース項 $\bar{C}_0$ は次のように表わされる。

$$\bar{C}_0 = \frac{1}{\Delta^3} \sum_{n=0}^N I \dots\dots\dots(12)$$

3. 計算条件

液相流体の計算は渡部ら (2009) と同様に、自由水面の力学的境界条件を満足させるスキームを適用し、フィルター操作された運動方程式とSGS乱れエネルギー輸送方程式はCIP法と予測子修正子法によって計算した。

本研究では2つのエアレーション過程について計算を行った。初めに、提案したモデルの妥当性を検証するため、図-3 (a) に示す静水状態の矩形水槽内同一ポイント (水槽底部中央直上6.5 cm) から直径 $d=2$ mm の酸素気泡を流量15 mL/min で連続的に放出し、気泡ブルーム中の

図-3 数値水槽

個々の気泡速度，平均液相流速，平均液相乱れエネルギー，溶存酸素濃度変化について実験結果と比較を行った．計算時間間隔，格子サイズはそれぞれ 1.06×10^{-4} sec, 2.5 mm とした．全ての変数は気泡径 d ，単一気泡上昇速度 $U_T = 0.3$ m/s (Crift ら, 1978)，液相流体の密度 ρ^f で無次元化した．

次に碎波ジェットの水面への着水時に形成される気液混相乱流場を模擬したケースとして，図-3 (b) に示すように，直径 $b=8.0$ mm の円柱状ジェットを鉛直流速 2.17 m/s で静水中に流入させ，乱れとの相互作用を含む気液二相流中の酸素輸送を計算した．自由水面からの気泡混入は渡部ら (2009) と同様に，Longuet-Higgins (1983) が求めた水面の安定限界角度 ($\theta = 109.47^\circ$) を超えた段階で行われる．放出される個々の気泡径 d は，慣性小領域内の乱れ速度スケール $u^2 = 2e^{2/3}d^{2/3}$ に対する限界ウェーバー数 We_{cr} の関係から式 (13) のように決定した (Dean・Stokes, 2002)．

$$d = 2^{-3/5} \epsilon^{-2/5} \left(\frac{\gamma}{\rho} We_{cr} \right)^{3/5} \dots\dots\dots (13)$$

式 (13) において γ は表面張力係数である．計算時間間隔，格子サイズはそれぞれ 1.68×10^{-6} sec, 1.6 mm であり，全ての変数はジェット径 b ，流体の密度 ρ^f ，重力加速度 g で無次元化されている．

4. 計算結果

(1) 気泡ブルーム中の酸素輸送過程

図-4 はバブリング開始5秒後から7秒後までの間に $z=9$ -13 cm の領域を通過する気泡の浮上速度 W_p の確率密度分布を求めたものである．また図-4 には，計算条件と同一の条件で発生させた気泡ブルームに対して高速画像計測を適用して得られた実験値を併記している．個々の気泡速度は先行する気泡群が引き起こす上向き鉛直流速の影響で単一気泡上昇速度 U_T よりも高速側へシフトし，気泡が液相に与える付加的な乱れの影響を受けて速度分布に幅を持つ．計算では気泡を発生させるノズルの条件や気泡界面のアクティブな変動を考慮していないため，実験結果と厳密に一致することはないものの，両者は概ね同様の分布を示している．

図-4 気泡速度の確率密度分布

図-5 平均水平方向流速の水平方向分布

次に気泡群が引き起こす液相流速について，Niida・Watanabe (2013) の実験結果と比較した．図-5，図-6はそれぞれ底面から11 cm の高さにおける平均水平方向流速と平均鉛直方向流速の水平方向分布である．上昇気泡群によって水槽内に対流が形成され，この高さでの水平方向流速は気泡ブルームの中心に流れ込むように分布し，鉛直流速の水平方向分布は気泡ブルーム中心軸上に最大値を持つ分布形状を示す．水平方向流速・鉛直方向流速ともに実験結果を概ね再現している．

液相乱れエネルギーについてNiida・Watanabe (2013) による計測結果と比較を行った (図-7)．本モデルでは気泡界面の計算は行っていないので，界面のアクティブな変形による抗力変動が引き起こす乱れを考慮できていないものの，計算結果と計測結果はほぼ一致しており，本モデルが，気泡の変形を無視できる範囲において，個々の気泡運動によって引き起こされる液相乱れを正しく評価できていることがわかる．

この気泡-乱流間の力学的相互作用が溶存酸素濃度分布に与える影響について以下に考察する．図-8はバブリング開始より0.16 sec-0.55 sec における気泡ブルーム中の溶存酸素濃度分布の計算結果である．同一ポイントから連続して気泡をリリースしたため，バブリング開始直後では溶存酸素は底面近傍の気泡が共通して通る領域で高濃度となるが，ソースである気泡の上昇・気泡が引き起こす鉛直上向き流速によって酸素高濃度領域も上方に移

図-6 平均鉛直方向流速の水平方向分布

図-7 平均乱れエネルギー水平方向分布

流される。気泡が引き起こす液相乱れが発達してくると、溶解した酸素が広領域に拡散していく一方で、ソースである気泡自体も拡散し、酸素濃度上昇域が広がっていく。以上のように、気液二相流中の酸素濃度分布には乱流中の個々の気泡位置や気泡が引き起こす流れ、付加的な液相乱れが大きな影響を与える。

水槽内のバルクの溶存酸素濃度変化速度について実験結果と計算結果を比較した(図-9)。気泡が頻繁に通過する領域では溶存酸素濃度の変動が大きいため、気泡から十分に離れた一点での計測結果を使用した。今後は複数点の計測結果との比較検証を行う必要があるが、今回検討した範囲では、計算結果は実験結果に対して矛盾のない値を示している。

(2) ジェット下の気泡乱流からの酸素輸送過程

砕波ジェットを模擬した鉛直定常ジェットによるエアレーションを計算した。ジェットの水面への流入時には、水面下に強い鉛直流速が発生しており、それに伴うせん断流れによってジェット軸を囲むように乱れエネルギーが分布している(図-10)。

図-11 にエアレーション開始より 5.7×10^{-4} sec 後と 2.9×10^{-3} sec 後のボイド率の等値面分布を示す。気泡はジェットと受け側水面との間に形成される局所的に水面低下した高曲率キャビティー部で混入し、混入後の気泡の運動はジェット流速と浮力との相対性によって決定される。

図-8 気泡ブルーム中の溶存酸素濃度分布計算結果, (a) $t = 0.16$ sec, (b) $t = 0.29$ sec, (c) $t = 0.42$ sec, (d) $t = 0.55$ sec

図-9 水槽内バルク溶存酸素濃度の時間変化について実験結果との比較

図-12 は図-11 に対応する時刻における溶存酸素濃度の等値面分布である。溶存酸素濃度は、はじめ気泡が混入するキャビティー周辺で高くなるが、ボイド率とは対照的に、せん断流れと混入気泡の影響を受けて発達した乱れによって広く拡散し、強い鉛直下向きの流れによって急速に移流される。

図-10, 図-11, 図-12 に示すようにボイド率と液相乱れエネルギー、溶存酸素濃度の空間分布の相関は必ずしも高くなく、ボイド率のみをパラメータとして気液混相乱流場での溶存酸素濃度分布を推定することは困難である。

5. 結論

本研究では、気泡乱流中の力学機構に基づく酸素輸送モデルを構築した。このモデルを静水中のソース点から生成される気泡ブルームへと適用し、気泡-乱流間相互作用を経由した酸素輸送過程について調査するとともに実験結果との比較によってモデルの妥当性を検証した。

気泡ブルーム中の個々の気泡速度は先行する気泡群によって引き起こされる液相流速・液相乱れの影響をうけて変動し、気泡上昇速度の平均値は単一気泡の上昇速度よりも大きくなる。個々の気泡の変形に起因するマイナーな差異はあるものの、計算結果は実験結果を概ね定

図-10 ジェット下の流速場(左)とSGS乱れエネルギーの等値面(右), $t = 5.7 \times 10^{-4}$ sec

図-11 ジェット下のボイド率等値面, (a) $t = 5.7 \times 10^{-4}$ sec, (b) $t = 2.9 \times 10^{-3}$ sec

図-12 ジェット下の溶存酸素濃度等値面, (a) $t = 5.7 \times 10^{-4}$ sec, (b) $t = 2.9 \times 10^{-3}$ sec

量的に再現し、本モデルが個々の気泡の並進運動と乱流との相互作用を正しく評価できている事を示した。

気泡-乱流間の力学的な相互作用は溶存酸素濃度分布の決定に深く関わっている。気泡ブルーム中の溶存酸素濃度は、バブリング開始直後では底面近傍の気泡が共通して通る領域で高濃度となるが、ソースである気泡の上昇・拡散によって酸素の溶解領域が広がっていき、溶解した酸素も気泡が引き起こす液相流速や乱れによって移流拡散していく。気泡ブルーム中の溶存酸素濃度変化速度は実験値に対して矛盾の無い値を示した。

本モデルを碎波ジェットを模擬した鉛直ジェット下の気泡乱流に適用し、ジェット下に形成される気泡乱流中の酸素輸送過程について、その特徴を調査した。気泡はジェットと受け側水面との間に形成されるキャビティー部に混入し、下方へと移流される。溶存酸素濃度は、はじめ気泡が混入するキャビティー周辺で高くなるが、時間とともにせん断流れと混入気泡の影響を受けて発達した乱れの影響で拡散し、強い鉛直下向きの流れによって移流される。

ボイド率と液相乱れエネルギー、溶存酸素濃度の空間分布の相関は必ずしも高くなく、従来使われてきたボイド率のみをパラメータとするモデルでは気液混相乱流場での溶存酸素濃度分布の推定は困難であるが、本モデルを用いることによって、気泡乱流中の局所的、瞬時的な水中溶存酸素濃度変化を捉えることが可能となる。

参 考 文 献

- 新井田靖郎・渡部靖憲 (2013) : ジェット下に生成される混入気泡群の酸素溶解ソースモデルの開発, 土木学会論文集B2 (海岸工学), Vol. 69, No. 2, pp. 46-50.
- 渡部靖憲・新井田靖郎・猿渡亜由未・佐伯 浩 (2009) : 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.
- Clift, R., J. Grace and M. E. Weber (1978) : Bubbles, drops, and particles, Dover Publications, p. 172.
- Deane, G. B. and M. D. Stokes (2002) : Scale dependence of bubble creation mechanisms in breaking waves, *Nature*, Vol. 418, pp. 839-844.
- Farmer, D. M., C. L. McNeil and B. D. Johnson (1993) : Evidence for the importance of bubbles in increasing air-sea gas flux, *Nature*, Vol. 361, pp. 620-623.
- Levich, V. (1962) : *Physicochemical Hydrodynamics*, Prentice-Hall, pp. 395-471.
- Longuet-Higgins, M. S. (1983) : Bubbles, breaking waves and hyperbolic jets at a free surface, *J. Fluid Mech.*, Vol. 127, pp. 103-121.
- Niida, Y. and Y. Watanabe (2013) : Turbulent flows responding to local behaviors of buoyant bubbles, *Proceedings of 7th International Conference on Coastal Dynamics*, pp. 1287-1298.
- Pope, S. B. (2000) : *Turbulent Flows*, Cambridge University Press, pp. 463-557.
- Tomiya, A., I. Kataoka, I. Zun and T. Sakaguchi (1998) : Drag coefficients of single bubbles under normal and micro gravity conditions, *JSME International Journal Series B*, Vol. 41, No. 2, pp. 472-479.