風応力が作用する気液界面における ガス交換機構の直接数値シミュレーション

Direct Numerical Simulation of Gas Transfer at Wind-Sheared Air-Water Interface

寺岡諒祐¹・杉原裕司²・中川大輔³・Koji SHIONO⁴

Ryosuke TERAOKA, Yuji SUGIHARA, Daisuke NAKAGAWA and Koji SHIONO

We carried out a direct numerical simulation of open-channel flow with wind shear stress to investigate numerically the effect of the wind stress on the air-water gas transfer. The numerical results show the wind shear to affect significantly turbulent eddies close to the air-water interface. Spatial patterns of the surface divergence and the interfacial gas flux are stretched in the wind direction, and the similarity between both patterns is found to decrease with increase of the wind stress. The cross-correlation coefficients between the gas flux and the spanwise vorticity are also obviously changed by the presence of the wind stress. The gas transfer velocity in this case doesn't agree with the solution of the surface divergence model. This suggests that the other dynamical mechanism promotes the gas transfer at the wind-sheared interface.

1. はじめに

地球温暖化や海洋環境の将来予測において必要となる二酸化炭素や酸素などの海面ガス交換量の正確な推定法の構築は、海岸工学・水工学分野における重要な研究課題である。実海洋では風応力が主要な乱流ソースとなってガス交換を促進するとの物理的描像から、海上風速のみに着目したガス交換速度の定量化が試みられてきたが、評価式ごとの推定値のばらつきは大きく、このアプローチでは未だ高精度な評価法は確立されていない。近年、海面ガス交換速度を、乱流過程の効果と波浪・碎波過程の効果を組み合わせたハイブリッドモデル（例えば Woolf, 2005）として表現する手法が主流になりつつある。従って、波の影響を含まない界面乱流現象に関する精緻な知見は、ハイブリッドモデルのような実用的な海面ガス交換モデルを構築する上で必要不可欠となっている。

風応力によるせん断作用は、海面近傍の乱流過程に重大な影響を及ぼすが、その力学機構については未解明な点が多い。しかし、界面ガス交換はマイクロな時空間スケールを持つ乱流輸送現象であるが故に、そこでは境界条件によらない様々な気液界面に共通する普遍的な乱流過程の存在が期待されるが、そのようなマイクロな乱流現象を実験的手法のみで理解するのは困難であると考えられる。近年の計算機環境の発達を背景に、ガス交換現象

を直接数値シミュレーション（DNS）によって解明する研究が進められつつある。ただし、気液界面に風応力が作用する場を対象とした研究例は未だ少なく、そのようなアプローチによる知見の集積が期待されている。

本研究では、背景乱流場に風応力が付加されたガス交換現象の最もシンプルな系として、風応力が作用する開水路乱流場におけるガス交換現象のDNSを実行する。気液界面に風応力を作用させることで、底面せん断応力に対する風応力の相対的な強度の変化が気液界面のガス交換に及ぼす効果について検討する。ただし、本研究では、液相側の単相流計算を行っており、開水路乱流場に風応力を想定した界面応力が付加された場を対象とする。また、風応力の乱流効果のみに着目するため、界面動揺の影響は考慮されておらず、水面波による気液接触面積の増大の効果を取り込んでいないことに注意する。

2. 数値シミュレーションの概要

本研究では、開水路乱流場を対象とした直接数値シミュレーション（DNS）を実行する。基礎方程式は、底面摩擦速度 $u_{\tau b}$ 、水深 H 、流体の密度 ρ で無次元化された非圧縮性流体の連続の式、Navier-Stokes方程式と界面および底面濃度 c_s 、 c_b を用いて無次元化された溶存ガス濃度の輸送方程式である。DNSの詳細については杉原ら（2011）を参照されたい。直接数値シミュレーションの計算コードは公開されているSMAC法に基づくDNSコード（大阪大学梶島教授）をベースとしたものである。現象を規定する無次元パラメータは、底面摩擦速度 $u_{\tau b}$ と水深 H で定義されるレイノルズ数 $Re_\tau (\equiv u_{\tau b} H / \nu)$ 、フルード数 $Fr_\tau (\equiv u_{\tau b} / (gH \sin \theta)^{1/2})$ とシュミット数 $Sc (\equiv \nu / D)$ である。ここで、 g は重力加速度、 $\sin \theta$ は底面勾配、 ν

1 学生会員	九州大学大学院総合理工学府大気海洋環境システム学専攻 修士課程
2 正会員	博(工) 九州大学准教授 総合理工学研究院流体環境理工学部門
3	修(工) 三菱日立パワーシステムズ
4	Ph.D Professor, Civil and Building Engineering, Loughborough University

表-1 計算条件

計算領域	格子点数	時間間隔: Δt_s	パラメータ	風応力比: R_s	境界条件	x_s, z_s 境界	y_s 境界
主流方向 x_s : 7.68 スパン方向 z_s : 3.84 鉛直方向 y_s : 1.0	N_x : 128 N_z : 96 N_y : 97	$\Delta t_s = 5.0 \times 10^{-5}$ 全計算時間 $T_s = 4$	Re_τ : 150 Fr_τ : 1 Sc : 1	0, 0.1, 0.5	流速 u_s, w_s 圧力 v_s 濃度	周期境界	$y_s=1$: Neumann $y_s=0$: Dirichlet Dirichlet Neuman Dirichlet

(a) $R_s=0$ (風応力なし) (b) $R_s=0.5$ (風応力あり)

図-1 第2不変量に基づく渦構造の可視化(矢印は主流および風応力方向)

(a) 底面近傍におけるストリーク構造

(b) 気液界面近傍におけるストリーク構造

図-2 $R_s=0.5$ の底面および気液界面近傍における流速場のストリーク構造(カラーバーは流速の変動値を示す)

は液相流体の動粘性係数, D は溶存ガスの拡散係数を示す. 本計算では, $Re_\tau=150$, $Fr_\tau=1$ とし, 計算機環境の制約からシュミット数を $Sc=1$ とする. これは, 二酸化炭素や酸素などの低溶解性ガスの値と比べて非常に小さいが, 乱流輸送現象の基本的なメカニズムは同様であると考えている. 本計算では, 風応力として気液界面にせん断応力を付加的に与える. 底面せん断応力に対する風応力の比 R_s を以下のように定義する.

$$R_s = \frac{\tau_s}{\tau_b} = \frac{\rho u_{\tau s}^2}{\rho u_{\tau b}^2} = \frac{u_{\tau s}^2}{u_{\tau b}^2} = \frac{1}{Re_\tau} \frac{du_*}{dy_*} \dots\dots\dots (1)$$

τ_s は風応力による気液界面のせん断応力, τ_b は底面におけるせん断応力, $u_{\tau s}$ は界面摩擦速度, $u_{\tau b}$ は主流方向の無次元流速, y_* は底面から鉛直上向きにとられた無次元座標であり, $*$ は無次元量を表す. なお, 気液界面での風応力は式(1)に基づいて与えられている. 乱流場が定常状態に達した以降の80000ステップ分(無次元時間で4)のデータを解析対象とした. 本研究の計算条件を表-1に示す.

3. 界面乱流場と界面フラックス

(1) 乱流場の渦構造

風応力のせん断作用は開水路乱流場の構造に大きな影

響を及ぼすことが予想される. 従来の研究から, 開水路乱流場における乱れの生成機構は, 壁面領域の縦渦とそのバーストに支配されていることが知られている. そこで, まず風応力が作用することでのどのように変化するかを検討する. 渦度は渦運動を特徴づける重要な物理量であるが, 高渦度領域が必ずしも旋回性の運動領域を示すわけではない. そこで, 次式のように速度勾配テンソルの第2不変量 Q_* に基づいて縦渦構造の可視化を行うこととする.

$$Q_* = \frac{1}{2}(u_{i,j*}^2 - u_{i,j*}u_{j,i*}) = \frac{1}{2}(\|\Omega_*\|^2 - \|S_*\|^2) \dots\dots (2)$$

ここで, $u_{i,j*}$ は無次元速度テンソルであり, $\|\Omega_*\|$ と $\|S_*\|$ は渦度および歪み速度テンソルのノルムを表している. $Q_* > 0$ の領域は旋回性の低圧力領域に相当しており, Q_* はそのような強い渦領域を可視化するのに有効な指標である. 通常の開水路乱流における Q_* は速度シアが相対的に小さくなる界面に近づくにつれて減少する. 底面近傍のみならず界面近傍を含めた全領域において縦渦構造を可視化するために, それぞれの高さにおける Q_* の乱れ強度で Q_* の再規格化を行った. また, 可視化の際には, 主流方向渦度 ω_{stream} の符号を与えることで渦の回転方向

(a) $R_s=0$ (風応力なし) (b) $R_s=0.5$ (風応力あり)
図-3 気液界面近傍における溶存ガス濃度の空間分布(カラーバーは溶存ガスの濃度を示す)

(a) $R_s=0$ (風応力なし) (b) $R_s=0.5$ (風応力あり)
図-4 気液界面における界面分散 β_s の空間分布(カラーバーは界面分散の大きさを示す)

(a) $R_s=0$ (風応力なし) (b) $R_s=0.5$ (風応力あり)
図-5 気液界面における界面フラックス F_s の空間分布(フラックスは下向きを正, カラーバーはその大きさを示す)

の情報を加えた. 図-1(a), (b) は, それぞれ $R_s=0, 0.5$ における第2不変量に基づいて可視化された縦渦構造を示す. 主流方向に向かって時計回りを赤色, 反時計回りを白色で示している. これらの図より, 風応力が作用しない場合には, 壁面領域の縦渦構造によると思われる乱流渦の局在化が見られるが, 風応力が作用すると, 界面近傍の渦構造がより微細化され, 乱流場の空間構造が大きく変化していることが明らかである.

強い速度シアをもつ底面近傍では, ストリーク構造が存在することが知られているが, 風応力を付加的に作用させている気液界面においても, 底面領域と類似のストリーク構造が存在するものと推測される. 図-2(a), (b)に, $R_s=0.5$ における底面および気液界面近傍(底面および気液界面から $y^+=10$)において主流方向の空間変動流速で可視化されたストリーク構造の空間分布を示す. これらの図より, 底面および気液界面近傍のどちらにおいてもストリーク構造の存在が確認できる. 底面近傍におけるストリークの間隔は, 従来報告されているように, スパン方向に対して $100 \nu / u_{\tau b}$ 程度であることを確認している. 一方, 気液界面近傍におけるストリーク構造の間隔

は, 底面近傍での間隔に比べて, 少し広いように見える. これは, 気液界面のせん断応力が底面のせん断応力に比べて相対的に小さいことや, 乱流場の形成機構の違いが影響しているものと思われる. 以上のことから, 風応力により気液界面近傍でもストリーク構造が存在しており, この観点からは風応力が作用していない場合に比べてより秩序的な乱流場が形成されていると思われる.

(2) 濃度場に与える風応力の影響

次に, 風応力によって誘起された乱れが溶存ガスの濃度場に及ぼす影響について検討する. 図-3(a), (b)に, $R_s=0, 0.5$ における主流方向の縦断線に沿った溶存ガス濃度の鉛直分布を示す. 図は, 水深のおよそ30%に相当する気液界面近傍の領域を示しており, 鉛直方向のスケールを5倍に拡大して表示していることに注意する. これらの図より, 風応力が作用している場合, 濃度境界層がより薄くなっていることが明らかである. これは, 風応力が気液界面に作用することで, 界面付近の境界層を風の主方向に効果的に引き延ばし, 低濃度流体の湧き上がりを促進させているためである.

界面分散はガス交換を規定する重要な物理量と報告さ

図-6 界面フラックスと界面発散および過度との相互相関係数

れている (McKenna・McGillis, 2004; 山上・欄津, 2012). そこで, 風応力作用場における界面発散と界面フラックスの関係について検討する. 界面発散 β_* は, 界面での伸縮運動を特徴づける物理量であり, 次式のように定義される.

$$\beta_* = \left(\frac{\partial u_*}{\partial x_*} + \frac{\partial w_*}{\partial z_*} \right) \bigg|_{\text{interface}} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで, u_* , w_* は界面での無次元流速値を表す. 図-4 (a), (b) は, それぞれ $R_s=0, 0.5$ における気液界面における界面発散の空間分布である. これらの図より, R_s が大きくなると界面発散の空間構造は風応力が作用する方向にストレッチされていることがわかる. ただし, 界面発散は, ストリーク構造のように大きな空間スケールは持たず, 比較的小さな構造が界面全体に渡って数多く存在することがわかる. 次に, 界面フラックスを可視化する. 界面フラックスは以下のように定義されている.

$$F_* = \frac{1}{Sc \cdot Re_\tau} \frac{\partial c_*}{\partial y_*} - \overline{v_*' c_*'} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで, c_* は無次元溶存ガス濃度を表しており, 界面フラックスは鉛直下向きを正と定義されている. 図-5 (a), (b) は, 図-4 と同時刻における界面フラックスの空間分布を示す. 風応力が作用しない ($R_s=0$) 場合, 界面発散と界面フラックスの空間パターンが明瞭に一致していることがわかる. このことは, 風応力が作用しない通常の開水路乱流場では, 界面発散がフラックスを規定することを意味する. 一方, R_s が大きくなると, 界面フラックスの構造は, 界面発散と同様に風応力の方向にストレッチされるが, 界面発散とフラックスの空間パターンの一致度が明らかに低下している. 以上のように, 本計算結果は, 風応力が大きくなると, 界面発散以外の力学機構が界面ガス交換を支配することを示唆していると思われる.

4. ガス交換を促進する界面乱流場

界面フラックスと乱流特性量の間の相互相関係数に基づいて, 界面フラックスを促進する界面乱流場の統計的

特徴を検討する. 相互相関係数は次式のように定義されており, それぞれ主流方向およびスパン方向に関する相関係数である.

$$C_1(r_1) = \frac{\langle F'(x_*, z_*) A'(x_* + r_1, z_*) \rangle}{F_*^{rms} A_*^{rms}} \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$C_2(r_2) = \frac{\langle F'(x_*, z_*) A'(x_*, z_* + r_2) \rangle}{F_*^{rms} A_*^{rms}} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで, r_1 および r_2 はそれぞれ, 着目点からの主流・スパン方向の相関距離, $F'(x_*, z_*)$ は界面上の点 (x_*, z_*) における界面フラックスの空間変動成分を示す. また, 本研究では主流方向およびスパン方向の相関係数計算の A' として界面発散 β_* , 主流方向過度 ω_{stream} およびスパン方向過度 ω_{span} を考えるものとする. なお, 式中のrmsの付いた諸量はそれぞれの物理量のrms値を表しており, $\langle \rangle$ は, 時空間平均を示している. 図-6 (a), (b) は, それぞれ式 (5), (6) による界面フラックスと乱流特性量との相互相関係数を示したものである. 図中には, C_1 および C_2 の計算結果において, それぞれ特徴的な変化を示す方向の過度の結果のみを示している. 過度は, 気液界面から無次元距離0.1 ($y^+=15$) の位置における流速を用いて算定されている. いずれの方向においても, 界面発散との相関が最も大きい, R_s が大きくなるにつれて相関が小さくなっていることがわかる. 過度との相互相関係数については $R_s=0$ の場合, いずれの方向においても, 相関距離 $r=0$ を挟んで正負に反転する相関を示している. このことは, 着目点に対して低濃度流体を湧昇させる (正の界面発散を促進させる) 位置に渦が配置された場合に, 着目点での界面フラックスを効果的に促進させることを表している. これらの結果は, Handler ら (1999) と Nagaosa・Handler (2003) が, 低プラントル数 (低シュミット数に相当する) でDNSを実行して行った解析結果と同様であった. また, R_s が大きくなると r_1 方向に関するスパン方向過度 ω_{span} の相関特性は, $r_1=0$ を挟んでの逆対称性が崩れ, 顕著に変化していることが確認できる. このことは, 界面フラックスに寄与するスパン方向の回転軸

図-7 界面発散モデル解と計算結果の比較

をもつ渦構造は風応力によって大きく変化することを示している。一方、 r_2 方向に関する主流方向渦度 ω_{stream} の相関特性については定性的には大きな変化は見られない。

5. 界面発散とガス交換速度

界面動揺が無視できるような理想的な気液界面を想定し、正の界面発散が卓越するstagnation近傍における、局所的なガス交換速度のモデル解と風応力が付加的に加えられた本計算結果との比較を行う。ここでは、界面発散で表現される鉛直移流と鉛直拡散が釣り合った局所平衡状態を考える。これは、栗谷・安倍 (1971) によって提唱されたモデルであり、局所的なガス交換速度は以下ようになる。

$$k_L^+ = \sqrt{\frac{2}{\pi}} Sc^{-1/2} \sqrt{\beta^+} \dots\dots\dots (7)$$

ここで、式中の+は底面摩擦速度 $u_{\tau b}$ と動粘性係数 ν を用いて内部変数表示した無次元量である。式 (7) のモデル解と本研究の結果を比較するために、微小区間 $\Delta\beta^+$ で移動平均した界面フラックスの計算結果を図-7に示す。移動平均に関しては、 β^+ が0~0.1の区間で $\Delta\beta^+$ を0.01とし、その他の区間ではデータ数が少ないため0.02と設定している。また、図中の黒線は式 (7) のモデル解を示している。ここで、式 (7) の解は正の発散領域のみで成り立つが、本計算結果の方にはそのような制約がない。 $R_s=0$ の場合、モデル解と計算結果がよく一致しているが、 R_s が大きくなるとモデル解との乖離が大きくなっていることがわかる。このことから、風応力が作用しない場合、局所的なガス交換速度は、局所的な界面発散の平方根に比例して大きくなるが、風応力が作用するとガス交換機構が、界面発散型から風応力型へと変化することを意味している。一方、界面発散が負の領域においては、風応力に関係なく、界面発散以外の別の物理量がガス交換機構を支配していることが示唆される。

6. 結論

本研究では、風応力が作用した開水路乱流場の直接数値シミュレーション (DNS) を実行し、気液界面におけ

るガス交換機構について検討を行った。風応力が付加されることで、界面発散と界面フラックスの構造は風応力の方向にストレッチされ、両者の一致度が低下する。既往研究では、界面発散がガス交換を規定する上で重要であると指摘されているが、本研究の結果は、風応力が作用する気液界面では、界面発散以外の力学機構が界面フラックスを促進させることを示唆する。また、界面フラックスを促進させる界面乱流場の統計的な特徴を調べるために、界面フラックスと界面発散・渦度との相互相関係数の算定を行った。その結果、主流方向に関するスパン方向渦度の相関特性が大きく変化することがわかった。さらに、界面発散モデルと本研究の計算結果の比較を行い、風応力が作用しない場合、局所的なガス交換速度は局所的な界面発散の平方根に比例して大きくなるが、風応力が大きくなるとモデル解との乖離が大きくなった。これは、風応力が作用するとガス交換機構が界面発散型から風応力型に移行することを示唆する。本計算では、純粋な乱流効果のみを検討するために、波の影響がない単純乱流場を対象としており、波の影響が無視できないより現実な場のガス交換機構を説明するには十分ではない。今後の課題として、波の影響を考慮したDNSを実行し、気液接触面積の増大や、波動によるガス濃度境界層の伸縮効果について検討する必要があると思われる。

謝辞：本研究の一部は科学研究費補助金基盤研究 (C) (代表者：杉原裕司) の援助の下で行われました。ここに記して謝意を表します。

参 考 文 献

- 栗谷陽一・安倍 喬 (1971)：表面付近における乱れ特性と表面曝気速度について (II)，土木学会第26回年次学術講演会概要集II，pp.491-492.
- 山上路生・瀬津家久 (2012)：開水路乱流における自由水面の流速発散とガス輸送に関する実験的研究，土木学会論文誌B1 (水工学)，Vol.66, pp.1297-1302.
- 杉原裕司・中川大輔・Koji SHIONO (2011)：直接数値シミュレーションによる気液界面のガス交換機構に関する研究，土木学会論文誌B2 (海岸工学)，Vol. 67, No. 2, pp. I_071-I_075.
- Handler, R. A., Saylor, J. R., Leighton, R. I and Rovelstad, A. L.(1999)：Transport of a passive scalar at shear-free boundary in fully developed turbulent open channel flow, Phys. Fluids, Vol.11, No.9, pp. 2607-2625.
- McKenna, S. P. and McGillis, W. R. (2004)：The role of free-surface turbulence and surfactants in air-water gas transfer, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.47, pp.539-553.
- Nagaosa, R. and Handler, R. A. (2003)：Statistical analysis of coherent vortices near a free surface in fully developed turbulence, Phys. Fluids, Vol.15, No.2, pp. 375-394.
- Woolf, D. K. (2005)：Parameterization of gas transfer velocities sea-state dependent wave breaking, Tellus, Vol.57B, pp.87-94.