

# 海洋波浪上の大気境界層流れと飛沫群との相互作用

Numerical analysis of turbulent laminar flow in the ocean with mixed sea spray

北海道大学工学部 4年 ○学生会員 工藤末唯 (Miyu Kudo)

北海道大学院工学研究院 正会員 渡部靖憲 (Yasunori Watanabe)

## 1. はじめに

強風下の外洋では、発達した波浪の背後に組織渦を伴う複雑な乱流境界層が発生する。さらに風速が増し、風波砕波が発生すると同時に海水に混入する気泡の崩壊に伴う莫大な数の微細飛沫(film drop, jet drop)や、風応力による波面の分断に起因する大径飛沫(spume drop)から構成される広いサイズレンジをもつ飛沫群が境界層内に放出され、乱流との相互作用からさらに複雑な流れ場へと遷移する可能性がある。

一方、境界層内の平均風速分布を決定する海面抵抗あるいは海面粗度については多くの研究が行われてきた。古くはこれらのパラメータが風速に応じて単調増加するものと信じられてきた一方、Powellら<sup>2)</sup>が発見した35m/s以上の暴風下では海面抵抗のリダクションが発生しうるとの観測記録以降、この発見を裏付けるモデルが提案されてきた。Powellの示唆によると、砕波に伴う波高減衰あるいは放出飛沫や空気混入による海面近傍の気液混相流化がこの抵抗リダクションの原因とされている一方、既存の研究のほとんどが観測記録の再分析によるものであり、発生メカニズムに言及するものではない。さらに実験的にも暴風下の波面近傍の物理計測は困難であり、数値的なメカニズムの解明が期待される。

本研究は、波面上の乱流境界層内に放出された飛沫群の応答、渦構造遷移、運動量輸送を経た海面抵抗並びに平均風速プロファイルの変化について、LES-Stochastic粒子混在乱流モデルによって明らかにし、波面形状及び飛沫サイズ分布の依存性について議論しようとするものである。

## 2. 数値計算法

本研究では、風向と同一方向に波速  $C$  で進行する、波高  $H$ 、波長  $L$  を持つ波の波面形状に適合した準直行移動座標系(図-1 参照)において、3次元 Large Eddy Simulationにより風波上の飛沫混在大気境界層流れを解いた。一般に風波直上の風況は波浪の水面形状を動的に変化させるが、本研究では波面形状の影響のみを抽出し、その海面抵抗変化への寄与を見積もる目的の下、あえて波面形状を固定する条件での数値実験を行った。

### (1) 適合座標系

波面形状に適合した水平 - 鉛直平面上の準直交座標系  $(\xi, \eta)$  は、次式により変換される。

$$x = \xi - ae^{-\eta} \sin \xi. \quad (1)$$

$$z = \eta + ae^{-\eta} \cos \xi. \quad (2)$$

粘性底層の気流の運動は非常に複雑であり、計算グリッ

ドの条件によっては実際の流体運動を表現できなかつたり、計算が安定しない可能性がある。そこで不必要にグリッド数を増やすことなく海面付近で細かいグリッドを持たせるために次式によって新たな座標系に変換する。

$$\eta = \eta_0 \frac{e^{\alpha \xi} - 1}{e^{\alpha} - 1} \quad (3)$$

本研究では  $\alpha = 2.0$  として計算を行った。

なお、波峰方向には一様な水平-鉛直座標系が与えられる。

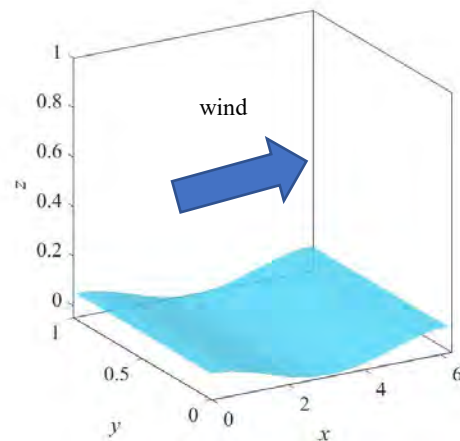


図-1 計算領域

### (2) 数値計算法

流体計算には流れ場を記述する運動方程式である Navier-Stokes 方程式を境界適合座標系に変換し、トップハットフィルターによるフィルタリングを行い、グリッド内の液滴粒子を除いた気体の重み付平均である Farvre 平均によって整理した次式を用いる。

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i^*} + \nu \left( J^{-1} \nabla^* u + \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial y^{*2}} \right) - \bar{A}_i \cdot \frac{D \bar{u}_i}{Dt} \\ = -\bar{u}_i \bar{S} - \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_i^*} + \bar{\tau}_{ij} \frac{\partial \bar{\rho}^{-1}}{\partial x_i^*}. \end{aligned} \quad (4)$$

ここで、 $\bar{f}$  は Grid-Scale(GS)変数、 $\tilde{f}$  は Farvre 平均  $\tilde{f} = \overline{\rho f} / \rho$ 、 $f^*$  は適合座標系に変換された変数を表す。 $u_i$  は流速、 $\rho$  はグリッド内の液滴粒子を除いた気体の密度、 $p$  は圧力、 $\tau_{ij}$  は Subgrid-Scale(SGS)応力、 $\nu$  は動粘性係数、 $A_i$  は流体-粒子相互作用項、 $J$  は適合座標変換のヤコビアン、 $\bar{S}$  は質量ソースを表し、

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i^*} \bar{\rho} \bar{u}_i = \bar{S} \quad (5)$$

で定義される。 $\nabla^*$  は適合座標系でのラプラシアン

$$\nabla^* = \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \left(\frac{\partial \xi}{\partial \eta}\right)^2 \left(-\alpha \frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial^2}{\partial \xi^2}\right) \text{である.}$$

Navier-Stokes 方程式に  $u_i$  を乗じてフィルタリング, Favre 平均した式と, (4) に  $\tilde{u}_i$  を乗じた式の差を取ると, SGS 乱れエネルギー  $q = (\tilde{u}_i^2 - \bar{u}_i^2)/2$  に対する輸送方程式を得る. 一般的な乱流モデルで用いられる勾配拡散モデルを適用し, 以下のモデル化された SGS 乱れエネルギー輸送方程式によって乱流量を計算する.

$$\begin{aligned} \frac{\partial q}{\partial t} + \tilde{u}_i \frac{\partial q}{\partial x_i^*} &= -\frac{q}{\bar{\rho}} \bar{S} + \frac{2}{3} C_{kk} \bar{\Delta} \left( J^{-1} \nabla^* q + \frac{\partial^2 q}{\partial y^{*2}} \right) \\ -\tilde{\tau}_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j^*} + \nu \left( J^{-1} \nabla^* q + \frac{\partial^2 q}{\partial y^{*2}} \right) &- C_\epsilon \frac{q^{\frac{3}{2}}}{\bar{\Delta}} + C'_A \bar{\Delta} q^{\frac{1}{2}} \left( \frac{\partial \bar{A}_i}{\partial x_j^*} \right) \\ -\frac{2}{3} C_{kk} \bar{\Delta} \left( \frac{\partial \bar{\rho}^{-1}}{\partial x_i^*} \frac{\partial q^{\frac{3}{2}}}{\partial x_i^*} \right) &- \tilde{u}_i \tilde{\tau}_{ij} \frac{\partial \bar{\rho}^{-1}}{\partial x_i^*}. \end{aligned} \quad (6)$$

ここで,  $C_{kk} \sim 0.11$ ,  $C_\epsilon \sim 1.8$ ,  $C'_A \sim \frac{8}{3} \frac{\bar{\Delta}}{c_0 c_\epsilon}$ , 代表グリッド幅  $\bar{\Delta} = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$  である.

飛沫の運動は BBO 方程式をベースに乱れによる変動を含めた以下の式によって計算する.

$$du_{p,i} = A_i dt. \quad (7)$$

$$A_i = \frac{u_{s,i} - u_{p,i}}{\tau_p^n} + d\langle u_i \rangle + du'_i + ag_i + S_i \quad (8)$$

ここで,  $S_i$  は気流-飛沫相互作用項, 粒子応答時間  $\tau_p^n$ ,  $a = 2(\rho_p - \rho_f)/(2\rho_p + c_a \rho_f)$ ,  $\rho_p$  及び  $\rho_f$  はそれぞれ粒子及び流体の密度である. 集合平均流速  $\langle u_i \rangle$  及び粒子位置における流速変動  $u'_i$  は, 次式の確立方程式によって評価する.

$$d\langle u_i \rangle = \left( -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + (\langle u_{p,i} \rangle - \langle u_{f,i} \rangle) \frac{\partial \langle u_{f,i} \rangle}{\partial x_i} + g_i \right) dt. \quad (9)$$

$$du'_i = \left( -\frac{b}{T_L} u'_{s,i} + \frac{b}{dt} B_{s,i} dw_i \right) dt. \quad (10)$$

乱流のラグランジュ時間スケール  $T_L^*$ ,  $b = (2 + C_a)\rho_f/(2\rho_p + C_a\rho_f)$ , 粒子流体の交差軌道修正項  $B_{s,i}$ ,  $dw_i$  は平均 0, 分散  $dt$  の Wiener 過程を表す.

Watanabe ら<sup>3)</sup>と同様に運動方程式(4)と SGS 乱れエネルギーの輸送方程式(6)に二段階分離法を適用し, 移流方程式には CIP 法, 非移流方程式には予測子修正子法を用いた. 運動方程式(4)の発散をとり, (5)と共に得られた圧力に関するポアソン方程式には Multi Grid 法によって解いた.

計算領域上縁では速度勾配が零の条件, 波峰方向及び風向方向の側方境界では周期境界条件, 波面上 ( $\zeta=0$ ) に Non-slip 条件が与えられる. 波形勾配が  $H/L=0.10$  の波浪において波浪上風場には風向方向に一定の動圧勾配  $\alpha = -2$  を与える. すなわち, 初期状態として無風状態から, 一定の動圧勾配の下, 時間の経過に伴い風速が増大する. これにより初期状態から準定常状態となるまでの任意の平均風速場において波面上の流れに飛沫を混在させた場合の風場と飛沫との相互作用の特徴を調査可能となる.

### 3. 結果

#### (1) 波面上の流れと渦構造

図-2 は,  $t\sqrt{g/L} \approx 7$  における波面上の乱流境界層内の流速の x 軸方向成分及び z 軸方向成分の分布を表している. 流速の x 軸方向成分は時間の経過によって初期の流速が零の状態から, 風向方向の流速が増加することを示している(図-2 (上)). z 軸方向成分は波峰背後に負値を取り, 波面勾配が正の領域で正値を取る分布となる(図-2 (下)).

図-3 は,  $t\sqrt{g/L} \approx 7$  における図-2 と同一位相での流れ線, 図-4 は,  $t\sqrt{g/L} \approx 7$  及び 9 における乱れエネルギー分布を表している. 海面付近の粘性底層において風速分布が対数則に従っていることが確認できる(図-3). 乱流に伴って波峰部で乱れエネルギーの発生が示されている(図-4).

図-5 は,  $t\sqrt{g/L} \approx 7$  における図-2 と同一位相での波面上の典型的な渦核分布を表している. 低風速時に波峰背後に波峰方向に回転軸を持つ 2 次元剥離渦が発生するが, 時間経過が充分でなかったため剥離渦は見られなかったと考える.

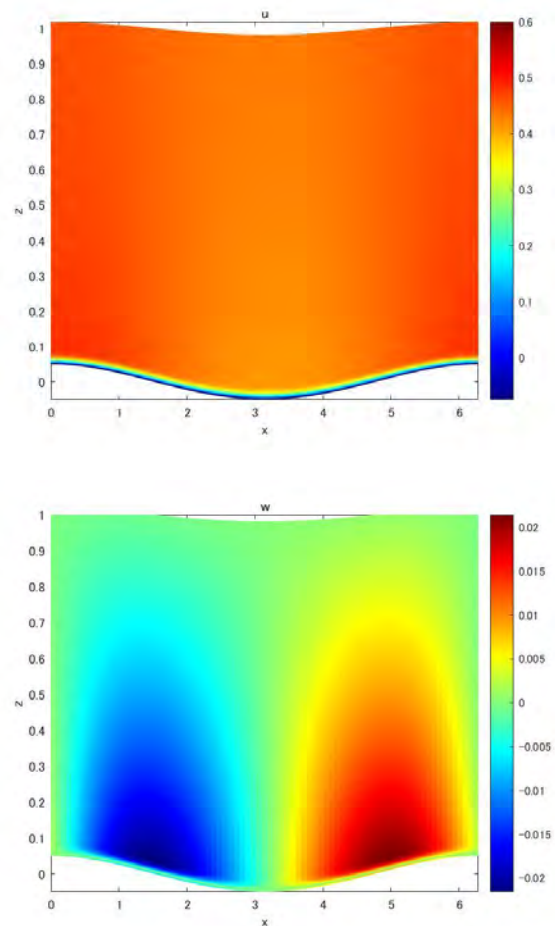


図-2 流速分布  
(上)x軸方向成分 u  
(下)z軸方向成分 w

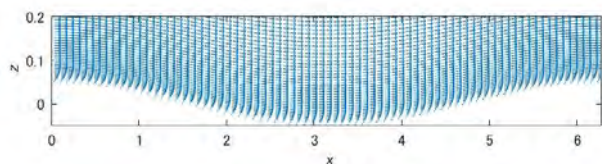
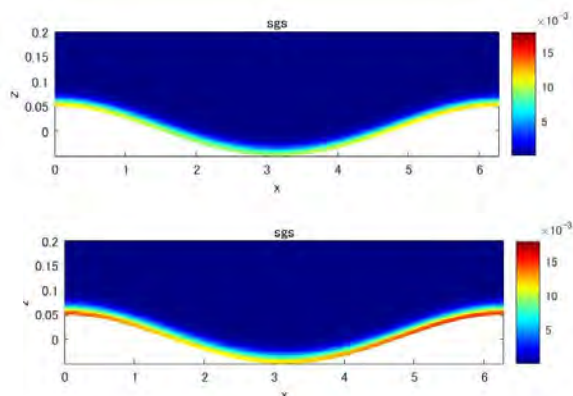


図-3 流線ベクトル分布

図-4 乱れエネルギー分布(上)  $t\sqrt{g/L} \approx 7$ , (下)  $t\sqrt{g/L} \approx 9$ 

#### 4. 結論

飛沫非混在条件下での、初期状態から準定常状態となるまでの期間内で早期段階の波面上の乱流境界層の流れと渦構造について、山下ら<sup>4)</sup>の報告に近い結果が得られたことが分かった。今後はさらに時間経過した後の準定常状態における流速・乱れエネルギーの分布、渦構造の変化を解明することが目標となる。また、本研究の目的である飛沫の混在条件下での波面上の乱流境界層における飛沫群の応答、渦構造遷移、運動量輸送を経た海面抵抗・平均風速プロファイルの変化について比較し、波面形状及び飛沫サイズ分布の依存性について明らかにしたいと考えている。

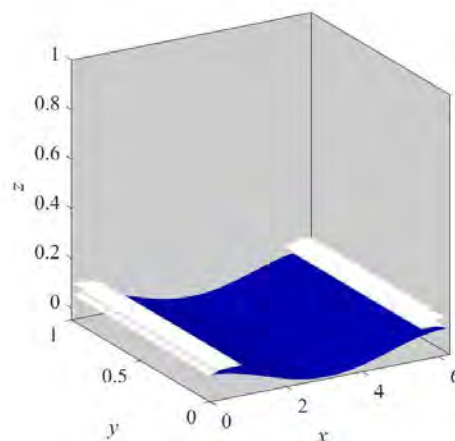


図-5 波面上の渦核分布

#### 参考文献

- 1) Veron, F.: Ocean Spray, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol.47, pp.507-538, 2015.
- 2) Powell, M.D., Vickery, P.J. and Reinhold, T.A.: Reduced drag coefficient for high wind speeds in tropical cyclones, *Nature*, vol.422, pp.279-283, 2003.
- 3) Watanabe, Y., Saruwatari, A., Ingram, M.D.: Free-surface flows under impacting droplets, *J. Comp. Phys.*, vol.227, pp.2344-2365, 2008.
- 4) Yamashita, K., Watanabe, Y.: 強風下の風波波面上の流れと海面抵抗, 土木学会論文集 B2(海岸工学), Vol.74, No.2, pp.73-78, 2018