Ｂ－４３　　平成27年度　土木学会北海道支部　論文報告集　第72号

波浪上の大気乱流境界層と海面抵抗の変調

Atmospheric Turbulent Boundary Layer on the Waves and the Variation of the Sea Surface Resistance

北海道大学工学部　○学生員　山下賢人　(Kento Yamashita
北海道大学准教授大学院工学研究院　正会員　渡部靖憲　(Yasunori Watanabe)

1.　はじめに

有意な海上風による吹送は海洋波浪を発生させ大気から海洋へ運動量を輸送する一方、継続的な吹送によって発達した波浪は大気境界層中の粗度としてはたらき、海上風を減衰させる役割をもつ。こうした大気海洋境界面における運動量輸送について古くから研究が行われ、パラメタリゼーションを通して確立されたバルクモデルにより現行大気境界層流れが記述されている。現行モデルにおいて、大気 - 海洋の運動量交換を支配する海面抵抗係数は海上 10m 風速U_{10}に対して単調増加する関数形が与えられ(Large and Pond 1981)、海洋観測によって裏付けられてきた。しかしながら、暴風時には観測不能となる計測上の問題から、モデルパラメータを保証する観測値は$U_{10}=20m/s$以下に限定されているにもかかわらず、それ以上の風速においても同一関数形によって海面抵抗が増大するという保証のない仮定のもとにパラメータが決定され、気象モデル計算が行われている。Powell et al.(2003)はハリケーン中に GPS ゾンデを放出し、その変位から$U_{10}=30m/s$以上の暴風下における乱流境界流れのプロファイルを計測し、強風時において海面抵抗が低下している可能性を発見した。これは現行モデルと全く逆の特徴を与えるものであり、気候変動における台風の強力化が予期される中、早急な現象解明とモデルパラメータの修正が必要である。

一方、産業界において内壁にリブをもつ管路中の流れに対する壁面抵抗の減少を利用した製品開発が進められている。これはリブ高さを境とする流れの二層化を誘発し壁面及びリブ自体の抵抗を軽減するものであり(Busse ら 2012)、流体力学的に抵抗の変調を説明する重要なメカニズムの一つである。

本研究は任意水面形状をもつ波面上に発達する乱流境界層流れを数値的に再現し、リブ壁面上の抵抗減少との類似性をもとに、波形並びに風速をパラメータとした海面抵抗の変調が誘発されるメカニズムを明らかにしようとするものである。

2.　計算方法

本研究では LES(Large Eddy Simulation)を用いて波面を摸擬した壁面上を吹く風に対して流体計算を行う。水面位置は Level Set 法によって決定する。まず、数値予備実験として静水面上に形成される層流境界層、暴風下に発達する乱流境界層を再現し、計算法の妥当性を検証する。その後、任意水面形状をもつ波面上の流れを解析する。

2.1　支配方程式

流体運動を記述する Navier-Stokes 式は次式で表される。

$$\frac{\partial u_i}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}u_iu_j=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_i}+\nu\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)+g_i \tag{1}$$

式(1)にフィルタリングを行うことで次式を得る。

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}\overline{u_i}\,\overline{u_j}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i}+\nu\frac{\partial y}{\partial x_j}\left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}+\frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i}\right)-\frac{\partial \tau_{i,j}}{\partial x_j}+g_i \tag{2}$$

$$\tau_{i,j}=-\nu_T S_{i,j}+\frac{2}{3}\delta_{i,j}k_T \tag{3}$$

ここで、$\tau_{i,j},\nu_T,S_{i,j},k_T$はそれぞれ SGS 応力、渦動粘性係数、ひずみ速度テンソル、SGS 乱れエネルギーである。￣はフィルタリングされた変数を示す。
SGS 乱れエネルギーを

$$k_T=\frac{1}{2}\left(\overline{u_iu_i}-\overline{u_i}\,\overline{u_i}\right)\equiv\frac{1}{2}\overline{u_i'u_i'} \tag{4}$$

として定義する。式(1)にu_iを乗じてフィルタリングした式と式(2)に$\overline{u_i}$を乗じた式との差をとることで SGS 乱れエネルギーの輸送方程式を得る。Horiuti ら(1985)[1)]と同様にモデル化を行うと、次式を得る。

$$\frac{\partial k_T}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}k_T\overline{u_j}=-\tau_{i,j}\left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}+\frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i}\right)$$
$$-C_\varepsilon {k_T}^{3/2}/\Delta+\ C_{kk}\frac{\partial}{\partial x_j}\Delta\sqrt{k_T}\frac{\partial k_T}{\partial x_j}+\nu\frac{\partial^2 k_T}{\partial x_j\partial x_i} \tag{5}$$

ここで、Δはグリッド幅で、C_ε, C_{kk}は定数である。また、すべての変数は代表速度U、代表長さL、気体の密度ρ、重力加速度gで無次元化されている。式(2)と式(5)を支配方程式として計算を行う。

2.2　流体計算

流体計算は気相に関して多段階分離解法を適用して計算を行う。支配方程式(2),(5)に二段階分離法を適用、移流方程式(8)と非移流式(9)、(10)を得る。
移流相

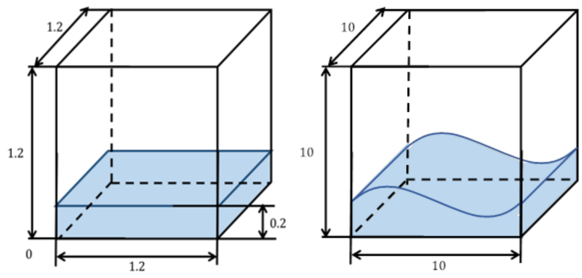
$$\frac{Df}{Dt}=0 \tag{6}$$

ここで f は$\overline{u_i}$およびk_Tである。
非移流相

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i}+\nu\frac{\partial y}{\partial x_j}\left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}+\frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i}\right)-\frac{\partial \tau_{i,j}}{\partial x_j}+g_i \tag{7}$$

$$\frac{\partial k_T}{\partial t}=-\tau_{i,j}\left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}+\frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i}\right)$$
$$-C_\varepsilon {k_T}^{3/2}/\Delta+C_{kk}\frac{\partial}{\partial x_j}\Delta\sqrt{k_T}\frac{\partial k_T}{\partial x_j}+\nu\frac{\partial^2 k_T}{\partial x_j\partial x_i} \tag{8}$$

移流相について、CIP 法により流速及び乱れエネルギ



(a)　　　　(b)

図 1　数値水槽

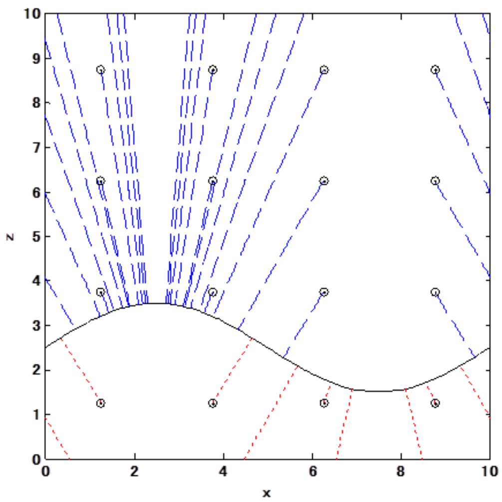


図 2　各グリッドにおける Level Set 関数

一の移流計算を行う。非移流相において、予測子修正子法及び Multi Grid 法を組み合わせて、流速、圧力、乱れエネルギーを更新する

2.3　計算条件

数値予備実験の計算領域は図 1 (a)に示す無次元量長さ$1.2 \times 1.2 \times 1.2$の数値水槽で、気相厚さを 1、壁体高さを 0.2 としている。任意水面形状の波面をもつ数値計算の領域は図 2(b)に示す$10 \times 10 \times 10$の数値水槽で、振幅を 1、気層高さを 7、壁体高さを 2.5 としている。格子体系はスタッガード格子を用いる。側面境界条件として周期境界条件を、水面の境界条件として non-slip 条件を、上面境界条件として一定の圧力と速度を与える。

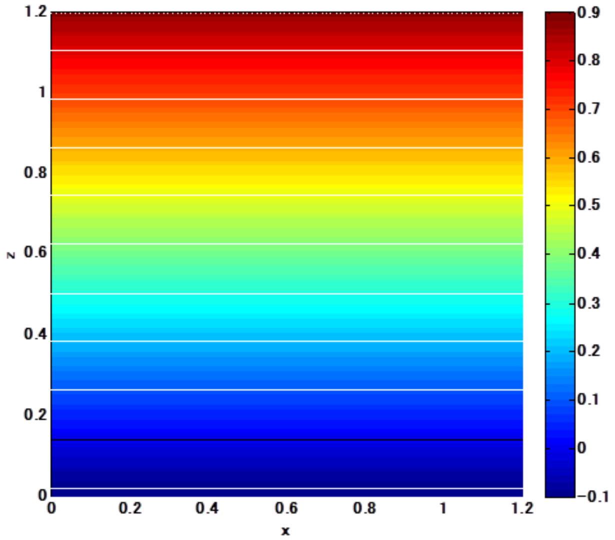
2.4　Level Set 法による水面記述

水面からの符号付距離関数である Level Set 関数ϕを用いて図 3 a)~c)のように気液界面を表現する。ここでは任意の点$L(x, y, z)$から気液界面の点$L_0(x_0, y_0, z_0)$への距離ϕを次式で定義する。

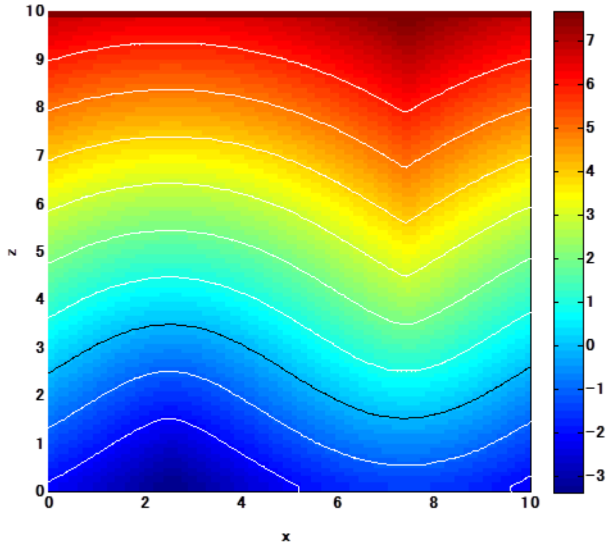
$$\phi = \pm\sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2} \quad (9)$$

$$\begin{cases} \phi > 0 \Rightarrow \text{気相} \\ \phi = 0 \Rightarrow \text{界面} \\ \phi < 0 \Rightarrow \text{液相} \end{cases} \quad (10)$$

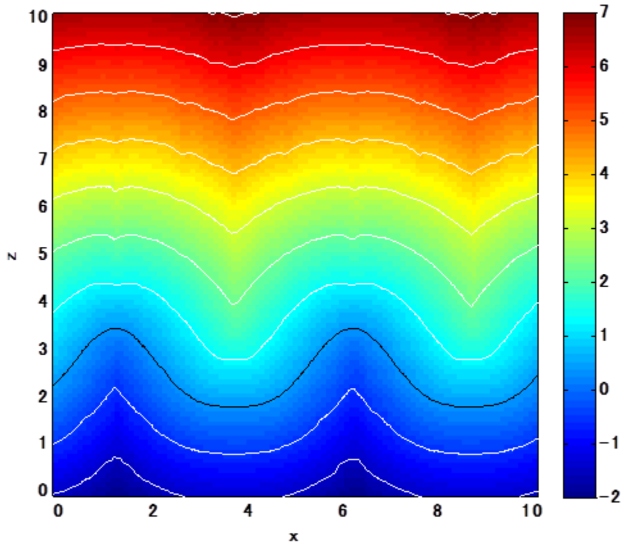
本研究では気相側を計算していくため液相は水面位置の識別に用いる。図 2 の$\circ$はグリッド中心を表す。



(a)



(b)



(c)

図 3　Level Set 法による水面(黒実線)の記述
(a)　静水面　(b)　sin 形状　(c) sin+cos 形状

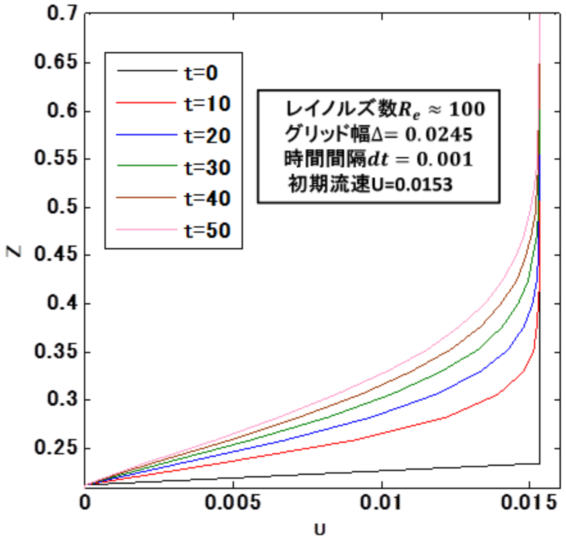


図 4　層流境界層の時間変化(t は無次元時間)

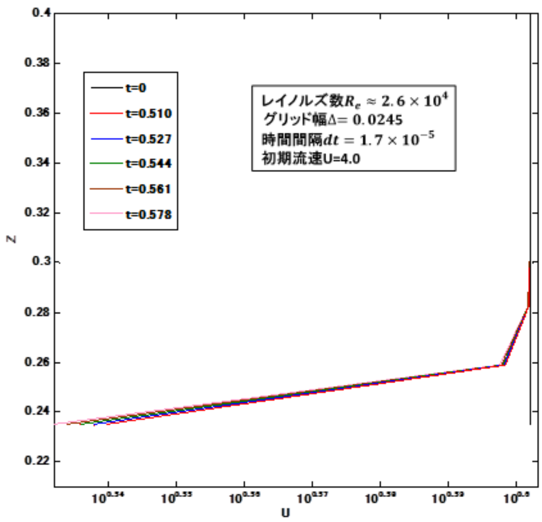


図 5　乱流境界層の時間変化(Δ=0.0245)

3. 計算結果

図 4 は層流境界層の時間変化を示す．時間とともに層流境界層の発達が確認できる．図 5 及び図 6 は乱流境界層の発達の解像度依存を示した結果である．共に乱流境界層の発達が確認でき，高解像度での計算(図 5)がより鮮明な結果が得られることが確認できた．

4. 結論

Level Set 法を用いて任意水面形状を表現した。静水面上に発達する層流境界層、および乱流境界層を再現した。

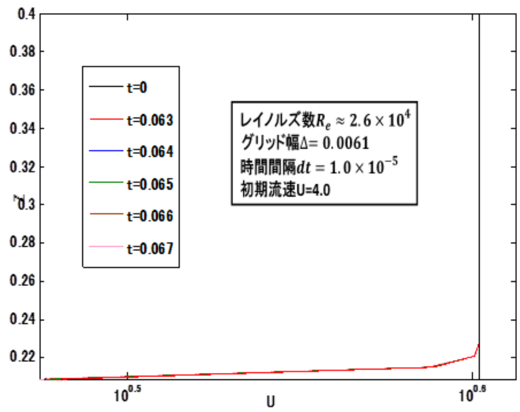


図 6　乱流境界層の時間変化(Δ=0.0061)

参考文献

1) W. G. Large and S. Pond: Open Ocean Momentum Flux Measurements in Moderate to Strong Winds, J. Phys. Ocean. , 11, 324-481, 1981

2) Mark. D. Powell, Peter J. Vickery and Timothy A. Reinhold: Reduced drag coefficient for high wind speeds in tropical cyclones, Nature Publishing Group, Vol.422, 2003

3) A. Busse, N. D. Sandham, G. McHale and M. I. Newton : Change in drag, apparent slip and optimum air layer thickness for laminar flow over an idealized superhydrophobic surface, J. Fluid Mech. ,Vol.727, pp. 488-508, 2013

4) Akira Yoshizawa and Kiyoshi Horiuti: A Statistically-Derived Subgrid-Scale Kinetic Energy Model for the Large-Eddy Simulation of Turbulent Flows, Journal of the Physical Society of Japan, Vol.54, No.8, pp.2834-2839, 1985