

開水路流れせん断混合層の大規模渦構造に関する三次元解析

松江工業高等専門学校 環境・建設工学科 正会員 ○木村 一郎
京都大学工学研究科 都市社会工学専攻 正会員 細田 尚

1. はじめに

流速差の異なる平行流が接するせん断混合層では、鉛直方向に軸を有する組織渦の形成がみられる。これは水平面内のせん断不安定に起因する現象であり、開水路流れの場合では底面の摩擦と水面の影響を受け、3次元性的性質がより強く現れる。

木村らは非線形ゼロ方程式モデルを乱流モデルとする水深積分モデルを開水路せん断混合層に適用し、乱れ強度や流速分布の自己相似性、スペクトル等を良好に再現することを確認した。しかし、渦構造の鉛直分布

特性や、平面渦に伴う2次的な三次元流構造は、河川における流砂輸送等を検討する上で重要であり、このためには三次元モデルの適用が望まれる。本研究は、実現条件等を考慮して導出された非線形 $k-\varepsilon$ モデルを乱流モデルとして用いる三次元数値解析手法により、せん断混合層の流れ構造の再現性を検討する。

2. 対象とする流れ場

本研究では Chu & Babarutsi¹⁾ の実験 Case T1 を同条件で計算を行い、結果を検証する。対象とする流れ場の概要を図1に、流速等を表1に示す。幅61cm、長さ?mの水路の上流側中心線に幅2.5mmの分離板が設置され、その左右に異なる流速の平行流が生じている。混合層には空間的に発達する渦が形成される。

3. 数値解析手法

本研究では、TRANS 計算とし、Kimura & Hosoda (2003)²⁾ による二次非線形 $k-\varepsilon$ モデルを用いる。基礎式を次に示す。

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1) \quad \frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial U_j U_i}{\partial x_j} = g_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial -\overline{u_i u_j}}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} \quad (2)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial k U_j}{\partial x_j} = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\frac{D_i}{\sigma_k} + \nu \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\} \quad (3) \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon U_j}{\partial x_j} = -C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\frac{D_i}{\sigma_\varepsilon} + \nu \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right\} \quad (4)$$

ここに、 x_i ：空間座標、 t ：時間、 U_i ：流速、 p ：圧力、 u_i ：乱れ速度、 ν ：動粘性係数、 ρ ：流体の密度、 k ：乱れエネルギー、 ε ：乱れエネルギー散逸率、 D_i ：渦動粘性係数を表わす。モデル定数には、一般に $\sigma_k=1.0$ 、 $\sigma_\varepsilon=1.3$ 、 $C_{\varepsilon 1}=1.44$ 、 $C_{\varepsilon 2}=1.92$ が用いられる。構成則、および非線形項の係数などは、次のようにストレイン、ローテーションパラメータの関数で与える。

$$-\overline{u_i u_j} = D_i S_{ij} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} - \frac{k}{\varepsilon} D_i \sum_{\beta=1}^3 C_\beta \left(S_{\beta j} - \frac{1}{3} S_{\beta \alpha \alpha} \delta_{ij} \right) \quad (5) \quad S = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{S_{ij} S_{ij} / 2}, \quad \Omega = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{\Omega_{ij} \Omega_{ij} / 2}, \quad (6) \quad M = \max[S, \Omega] \quad (7)$$

$$S_{ij} = \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i}, \quad \Omega_{ij} = \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i}, \quad D_i = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad S_{ij} = \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_i}, \quad S_{2ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right), \quad S_{3ij} = \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \quad (8)$$

$$C_1 = 0.4 f_M(M), \quad C_2 = 0, \quad C_3 = -0.13 f_M(M), \quad f_M(M) = (1 + 0.02 M^2)^{-1} \quad (9) \quad C_\mu(M) = \min[0.09, 0.3 / (1 + 0.09 M^2)] \quad (10)$$

数値計算法としては、有限体積法とし、移流項には QUICK を、時間積分には二次のアダムスバッシュフォース法を用いた。圧力の収束計算は SOLA 法によった。計算格子は直交可変格子とし、主流方向(x 方向)の格子数を 270、横断方向(y 方向)を66、水深方向(z 方向)を5とした。図1に水平面内の格子を示した。

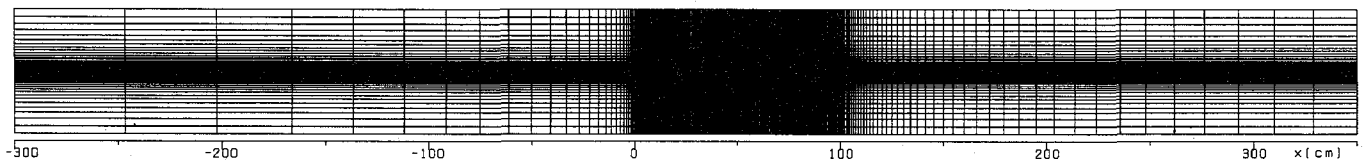


図2 水平面内の計算格子

4. 計算結果の考察

図3は、値内解析によって得られた瞬間的な流速ベクトル図を示したものであり、混合層の一部を取り出して示している。計算結果の流れ場はほぼ定常であり、混合層厚の流下方向の発達には再現されているものの、不安定渦の形成や渦の合体による乱流場の逆カスケード現象は再現されていない。既報における非線形ゼロ方程式モデルによる平面2次元解析結果で

は、図 4 に示すような組織渦構造が再現されており、両者で定性的に異なる結果となった。この原因は、次のように考えることができる。せん断混合層の大規模渦は、変曲点を有する流速分布場における微小な擾乱の発達(K-H 不安定)によるが、上流側に全く擾乱のない場合には渦は形成されない。数値解析における擾乱に相当するものは、計算機の丸め誤差に起因する。平面2次元モデルの場合、ある格子における横断方向流速の丸め誤差がただちに水深全体のフラックスの揺動として作用するが、三次元モデルの場合、鉛直方向の各格子点で誤差の大きさや向きが異なるため、水深全体としてみた場合、水平方向の擾乱として作用する誤差は平均化されて小さくなる。このような理由により、三次元モデルより二次元モデルの方が水平方向のせん断不安定に伴う渦運動を再現しやすいと考えられる。

上記の推測を確認するため、三次元計算において上流端に人工的な擾乱を加えた計算を行ったところ、図 5 に示すような渦の発生、発達過程が再現された。RANS による計算では、このように人工的に加えた擾乱はレイノルズ応力として再現される乱流成分よりも大規模な流速変動として計算に反映されることになる。

Van Prooijen (2004)⁴⁾らの実験によれば、浅水流混合層では底面摩擦により生じる比較的大規模な乱流成分が実在し、これが混合層の発達に大きな影響を及ぼすことが指摘されている。これより、混合層の渦運動の RANS による再現には、条件によっては大規模成分としての擾乱を人為的に与える必要があることが指摘された。

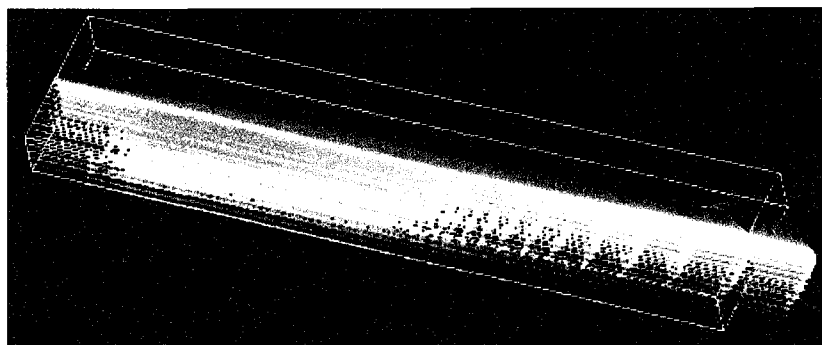


図 3 計算結果の瞬間的流速ベクトル

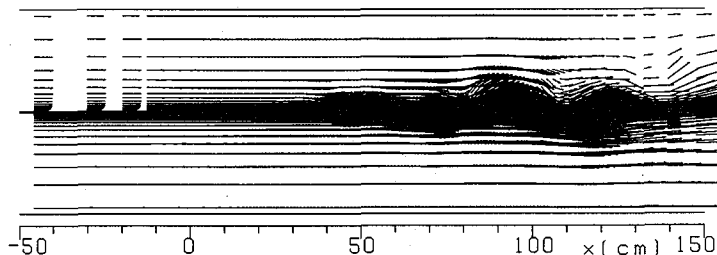


図 4 平面 2 次元モデルにおける流速ベクトル

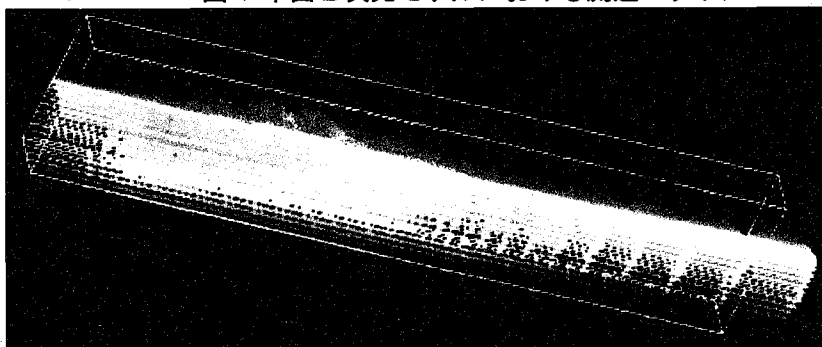


図 5 計算結果の瞬間的流速ベクトル (上流端に擾乱を加えた場合)

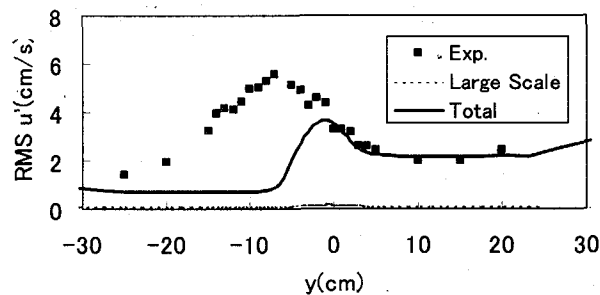
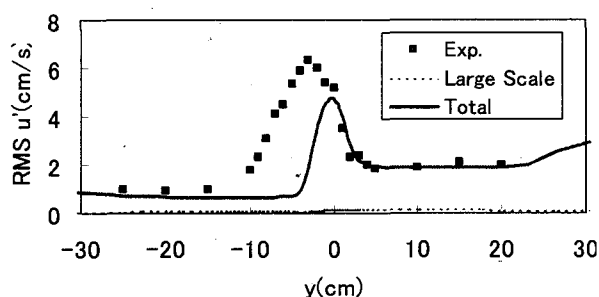


図 6 主流方向流速の乱れ成分の RMS の比較 (左: $x=50\text{cm}$, 右: $x=100\text{cm}$)

図 6 は、人為的擾乱を加えない条件で行った三次元計算における主流方向の乱れ成分の横断分布を比較したものである。本計算結果はほぼ定常状態であり、乱れのほとんどがレイノルズ応力に起因することがわかる。またそのピークの値は実験値よりもかなり小さく、乱れ特性を十分再現されていない。今後は、人為的擾乱を加えた場合の乱流特性の再現性を、擾乱の規模やモード変化させて検討を行う予定である。

参考文献: [1] Chu, Vi. H. & Babarutsi, S.: Confinement and bed-friction effects in shallow turbulent mixing layers, J. Hydraulic Eng., ASCE, Vol.114, No.10, pp.1257-1274, 1988. [2] Kimura, I. & Hosoda, T.: A non-linear k- ϵ model with realizability for prediction of flows around bluff bodies, Int. J. Numer. Meth. Fluids, Vol.42, pp.813-837, 2003. [3] 木村一郎, 細田尚: 開水路せん断混合層の流れ構造に対する水深積分型修正ゼロ方程式モデルの適用性, 水工学論文集, 第 48 巻, pp.673-678, 2004. [4] van Prooijen, B.: Shallow Mixing Layers, PhD Thesis, Delft University of Tech., 2004.