

## II-285 二次流を考慮した中規模河床形態の領域区分

北大工学部 ○黒木 駿男  
北大工学部 岸 力

1. はじめに 中規模河床形態の領域区分に関する理論的検討の多くは、流れを二次元水流として取扱つてたり。この場合、水深方向には一枚の流れを仮定しており、主流区の分布・二次流・渦運動等などの効果を評価しようとする場合には不適合を生じることである。小規模河床形態を対象とした二次元解析では、早くから二つの点の改良が計らわれており、中規模河床形態の場合にも、現地河川のように渦運動力が大きな範囲での現象を解明のためにには三次元的解析が必要になつてゐる。本研究は、直線水路の移動床上に形成される中規模河床形態とその上の流れの構造について理論的検討を行なつたものである。流れは三次元開水路剪断流として渦運動性係数は定数として取扱つてゐる。

2. 基礎方程式 在矩形断面水路を考え、主流を下方に向かう軸、これを直交して流れの横断方向をX<sub>1</sub>軸、船直上方向をX<sub>2</sub>軸とする。流れは準定常とすると運動方程式は連続式(1,2)のように表わせる。

ここで、U<sub>i</sub> は流速、p は圧力、F<sub>i</sub> は外力、T<sub>ij</sub> は乱流剪断力である。渦運動性係数 ε (= const.) を用ひ式(3) のように表わす。ただし、以後の検討では水面と並行な平面に作用する剪断力成分のみを考慮し、土壌に作用する河床河の表面が水深にからべて十分に長いとする。X<sub>1</sub>、X<sub>2</sub> 方向の微小な無視可能な量を除く。

次に、各変量を基本流(平坦底面上の二次元等流)に対応する平均量と河床の微小な擾乱に対応する変動量とに分けた次のようになる。

$$U_i = \bar{U}_i + \tilde{U}_i, \quad p = \bar{P} + \tilde{p}$$

ここで、基本流の流速は

$$\bar{U}_1 = \bar{U}_1(X_2), \quad \bar{U}_2 = \bar{U}_3 = 0$$

とする。二つ目、基本流の運動方程式は式(4,5)のようになる。また、変動量に関する運動方程式は、二次以上の微小項を無視して線型化すると、式(6~9)が得られる。

河床に生じる擾乱を式(10)のように表わす。ただし、k、l は X<sub>1</sub>、X<sub>2</sub> 方向の無次元波数、c は無次元擾乱移動速度、T (= T<sub>11</sub>V<sub>so</sub>/H) は無次元時間、z = X<sub>1</sub>/H、γ = k<sub>z</sub>/H、ε = X<sub>2</sub>/H は無次元距離、V<sub>so</sub> は基本流の表面流速、H は平均水深。この河床擾乱に起因する変動を式(11)が表わす。二つ目、^ と付したもののは式の複素振幅であり、^ と ^ は土壌の散逸を表す。

$$U_i \frac{\partial U_i}{\partial X_j} = F_i - \frac{\partial}{\partial X_j} \left( \frac{p}{g} \right) + \frac{\partial}{\partial X_j} \left( \frac{T_{11}}{g} \right) \quad \dots (1)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial X_i} = 0 \quad \dots \dots \dots (2)$$

$$\frac{T_{11}}{g} = \varepsilon \left( \frac{\partial U_i}{\partial X_i} + \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial X_i} \right) \quad \dots \dots \dots (3)$$

$$g \bar{I}_{10} + \varepsilon \frac{d^2 \bar{U}_1}{d X_2^2} = 0 \quad \dots \dots \dots (4)$$

$$g + \frac{d}{d X_2} \left( \frac{P}{g} \right) = 0 \quad \dots \dots \dots (5)$$

$$\nabla_1 \frac{\partial \tilde{U}_1}{\partial X_1} + \tilde{U}_2 \frac{d \bar{U}_1}{d X_2} = - \frac{\partial}{\partial X_1} \left( \frac{\tilde{P}}{g} \right) + \varepsilon \frac{\partial^2 \tilde{U}_1}{\partial X_2^2} \quad \dots (6)$$

$$\nabla_1 \frac{\partial \tilde{U}_2}{\partial X_1} = - \frac{\partial}{\partial X_2} \left( \frac{\tilde{P}}{g} \right) + \varepsilon \frac{\partial^2 \tilde{U}_2}{\partial X_2^2} \quad \dots \dots \dots (7)$$

$$\nabla_1 \frac{\partial \tilde{U}_3}{\partial X_1} = - \frac{\partial}{\partial X_3} \left( \frac{\tilde{P}}{g} \right) \quad \dots \dots \dots (8)$$

$$\frac{\partial \tilde{U}_1}{\partial X_1} + \frac{\partial \tilde{U}_2}{\partial X_2} + \frac{\partial \tilde{U}_3}{\partial X_3} = 0 \quad \dots \dots \dots (9)$$

$$\gamma/H = \gamma_0 \cos k z \cdot \exp \{ ik(x - ct) \} \quad \dots \dots (10)$$

$$\tilde{U}_1/V_{so} = \hat{U}'(z) \cdot \cos k z \cdot \exp \{ ik(x - ct) \} \quad \dots \dots \dots (11)$$

$$\tilde{U}_2/V_{so} = i \hat{U}'(z) \sin k z \cdot " \quad \dots \dots \dots (11)$$

$$\tilde{U}_3/V_{so} = i \hat{W}(z) \cos k z \cdot " \quad \dots \dots \dots (11)$$

$$\tilde{P}/g V_{so}^2 = \hat{P}(z) \cdot \cos k z \cdot " \quad \dots \dots \dots (11)$$

$$ik \nabla_1 \hat{U}' + i \nabla_1' \hat{U} = - i k \hat{P} + \varepsilon^* \hat{U}''' \quad \dots (12)$$

$$-k \nabla_1 \hat{U}' = l \hat{P} + i \varepsilon^* \hat{U}''' \quad \dots \dots \dots (13)$$

$$-k \nabla_1 \hat{U} = -\hat{P}' \quad \dots \dots \dots (14)$$

$$k \hat{U}'' + l \hat{U}' + \hat{U}''' = 0 \quad \dots \dots \dots (15)$$

式(11)と式(6~9)に代入すると、式(12~15)を得る。

$$\text{ただし}, U = V_1 / V_{50}, \varepsilon^* = \varepsilon / V_{50} \cdot H \quad 2^{\circ} \text{を3}.$$

これを解いて、 $\hat{U}'$ ,  $\hat{U}''$ ,  $\hat{\omega}'$ ,  $\hat{\omega}''$  を求めれば流れの構造が決定される。

3. 流れの構造 基本式(12~15)を変形して整理すれば、次の2つの微分方程式を得る。

$$\hat{\omega}'' - \frac{i k U}{\varepsilon^*} \hat{\omega}'' + \frac{i k U}{\varepsilon^*} (k^2 + l^2 + \frac{U^2}{L}) = 0 \quad \dots \dots (16)$$

$$(\hat{U}')'' - \frac{i k U}{\varepsilon^*} \hat{U}' = \frac{i l}{\varepsilon^* (k^2 + l^2)} \{ k U' \hat{\omega}' - k U \hat{\omega}'' - i \varepsilon^* \hat{\omega}''' \} \quad \dots \dots (17)$$

上の2式は係数に零の箇所を含んでおり、厳密解を得るにはできぬ。そこで $U \approx U_0$  と仮定して近似解を求め、数値解析の結果とも比較して。

この際用いた境界条件式は、水面と砂面に平行な運動学的条件 $\partial U / \partial z = 0$ 、水面で剪断力式 $\partial U / \partial z = 0$ の2点、河床での剪断力の条件 $\partial U / \partial z = 0$ 、合計6本の方程式が表現される。式(16, 17)の解はそれらを図-1, 2のようになされた。

実験結果をもとにした数値解析の結果によると、厳密解と本近似解が一致を示している。この結果から、主流横断方向の流速成層は水深方向に平行に大きく変化しないこと、つまり、鉛直方向の流速成層は横断方向速度と比較してもオーダー小小さくであることがわかる。

4. 河床安定解析と領域区分 上の解析が、液状境界面上の流れの構造をもつたので、流れの連続式とせば流域形状と連続して河床安定解析を行なう。本報告では、流域の運動形態として渦流形式のそれを考慮済み砂を考慮している。複素数平面上 $C$ に $\zeta$ を整理すれば、二次元渦流として解析した高層 $\zeta$ の解析の場合と同様に、 $C = C(\zeta, I_0; k, L)$  となる。以後の手順は、高層 $\zeta$ の以前の解析と同様であるから省略して結果の因下に図-3に示す。実験が示す三次元渦乱流とした本解析の結果によると、流域形状を二次元渦水流として高層 $\zeta$ の解析が得られる可能性がある。

本報告では、渦流砂を考慮して川筋に沿って左、右の区間に大きな差は認められぬ。今後渦流砂を導入するとして、掃除力が左右の範囲の区分線の整列を行なって左右の差を示す。

参考文献 1)黒木・岸、中規模河道形状の領域区分に関する研究、第36回年講、1981

2)黒木・岸、冲積河道の流路形態の領域区分に関する研究、第26回水講論文集、1982

Fig.1

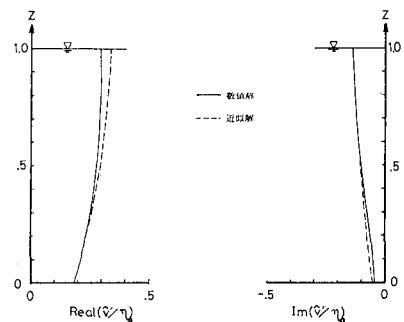


Fig.2

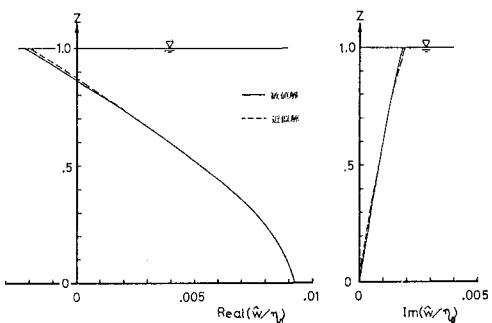


Fig.3

$$I=0.01$$

