

蛇行河道内の流れの3次元解析  
Three-Dimensional Analysis of the Flow in Meandering Channels

東京大学工学部 正 員 玉 井 信 行  
○東京大学大学院 学生員 池 谷 毅

1. 結 論

河川の代表的な流路形態の1つに蛇行河道がある。蛇行河道の特徴は河道法線の曲りと内岸側の寄州・外岸側の深堀れが存在である。この2つの特徴が、蛇行河道の流れを3次元的なものになっている。蛇行河道内の3次元流は、河川工学上の種々の問題に関連している。例えば、外岸側の水位上昇や水衝部の存在は、治水上の難点となることが多い。また、蛇行水路内の分散係数は直線水路のそれに比べて大きく、3次元的な流況が蛇行水路内の分散現象と密接な関係を持っていることが報告されている<sup>1)</sup>。このように、蛇行河道内の流れの3次元構造を解明することは重要な意味を持つと考える。

蛇行水路内の流れに対する実験的な研究は、古くから行われている。実河川においては、代表水深( $H_0$ )と河道の最小曲率半径( $R_0$ )の比( $H_0/R_0$ )が1に比べて十分小さい。この条件を満たしている実験としては、Yen,<sup>2)</sup> 木下,<sup>3)</sup> 山崎・池内・玉井<sup>4)</sup>があり、蛇行水路内の3次元流況が調べられている。一方、理論的な面では、池田・日野・吉川,<sup>5)</sup> 長谷川,<sup>6)</sup> 玉井・池内<sup>7)</sup>の研究があるが、これらは深さ方向の平均量に対する解析であり、いわば2次元理論である。3次元的な解析は、単わん曲の場合について、Leschziner・Rodi<sup>8)</sup>により行われているが、計算時間・乱流モデルの決定などに問題がある。

本研究では、蛇行河道内の3次元流の解析を行うことを目的とする。すなわち、まず蛇行河道の特徴のうち河道法線の曲りのみに着目し、蛇行河道のモデル化を行う。次に、このモデル河道の解析に適した直交曲線座標系を定め、基礎方程式を導く。さらに、重み付き残差法と数値積分法を用いて解を求める。

2. 蛇行河道のモデル化と座標系

解析の対象とするモデル化された蛇行河道の概要を以下に述べる。流路中心軸は式(1)に示される蛇行流路曲線とする。

$$\theta = \theta_0 \cos \frac{2\pi s_a}{L} \tag{1}$$

ここに、 $\theta$ ：蛇行流路中心線が谷線となす偏角、 $\theta_0$ ：最大偏角、 $s_a$ ：流路中心線と谷線との交点から流れ方向に流路中心線に沿って測った距離、 $L$ ：蛇行長である。

一般に、蛇行河道の横断面形は、流路に沿って変化する。しかし、ここでは解析を簡単にするために、長方形断面で流れ方向に一定とする。また、水路床は谷線方向に最大勾配  $\tan \alpha$  を持つ平斜面上にあるものとする。さらに、実河川の幾何学的特徴から、平均水深  $H_0$  と水路幅  $B_0$  との比  $H_0/B_0$ 、及び水路幅  $B_0$  と最小曲率半径  $R_0$  との比  $B_0/R_0$  が1に比べて十分小さいものとする。

蛇行水路内の任意の点を表現する座標系として、図

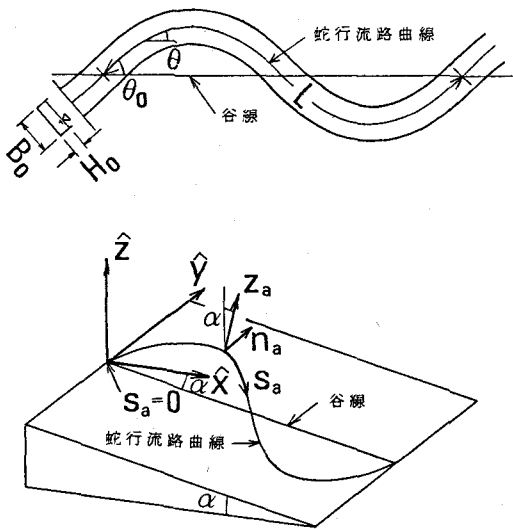


図 1. 座標系・記号の定義図

1に示される $(s_a, n_a, z_a)$ 座標系をとる。ここに $n_a$ は水路中心線から測った水路横断方向の距離であり、 $z_a$ は水路底面から上向きに測った水路底面に直角方向の距離である。 $n_a$ 軸の向きは座標系 $(s_a, n_a, z_a)$ が右手系になるように定める。

この座標系の特性を知るために、基本計量テンソルを求める。基準となる直角座標系として、図1に示す $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ 座標系をとると、 $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ 座標系と $(s_a, n_a, z_a)$ 座標系との間には次の関係が成り立つ。

$$\hat{x} = \left( \int_0^{s_a} \cos \theta \, ds - n_a \sin \theta \right) \cos \alpha + z_a \sin \alpha \quad (2)$$

$$\hat{y} = \int_0^{s_a} \sin \theta \, ds + n_a \cos \theta \quad (3)$$

$$\hat{z} = - \left( \int_0^{s_a} \cos \theta \, ds - n_a \sin \theta \right) \sin \alpha + z_a \cos \alpha \quad (4)$$

$(s_a, n_a, z_a)$ 座標系を $(x_1, x_2, x_3)$ と、 $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ 座標系を $(y_1, y_2, y_3)$ と表現すると、基本計量テンソルは次式で表現される。

$$g_{ij} = \frac{\partial y_m}{\partial x_i} \frac{\partial y_n}{\partial x_j} \delta_{mn} \quad (5)$$

$(s_a, n_a, z_a)$ 座標系の基本計量テンソルは、

$$g_{11} = (1 - n_a \frac{\partial \theta}{\partial s_a})^2, \quad g_{22} = g_{33} = 1, \quad g_{12} = g_{13} = g_{21} = g_{23} = g_{31} = g_{32} = 0 \quad (6)$$

となり、対角成分のみが値を持つから、 $(s_a, n_a, z_a)$ 座標系は、直交曲線座標系である。

### 3. 基礎方程式

基礎方程式は、連続式と3方向のレイノルズ方程式である。分子粘性応力はレイノルズ応力に比べて十分小さいとして無視すれば、時間的に定常な流れに対する基礎方程式は、 $(s_a, n_a, z_a)$ 座標系を用いて以下のようなになる。

$$\frac{\partial u_s}{\partial s_a} + \frac{\partial}{\partial n_a} \left\{ (1 - n_a \frac{\partial \theta}{\partial s_a}) u_n \right\} + (1 - n_a \frac{\partial \theta}{\partial s_a}) \frac{\partial u_z}{\partial z_a} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} & u_a \frac{\partial u_s}{\partial s_a} + (1 - n_a \frac{\partial \theta}{\partial s_a}) u_n \frac{\partial u_s}{\partial n_a} + (1 - n_a \frac{\partial \theta}{\partial s_a}) u_z \frac{\partial u_s}{\partial z_a} - u_s u_n \frac{\partial u_s}{\partial s_a} - g \sin \alpha \cos \theta (1 - n_a \frac{\partial \theta}{\partial s_a}) \\ &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial u_a}{\partial s_a} + \overline{u'_s u'_n} \frac{\partial \theta}{\partial s_a} - \frac{\partial}{\partial s_a} (\overline{u_s'^2}) - \frac{\partial}{\partial n_a} \left\{ (1 - n_a \frac{\partial \theta}{\partial s_a}) \overline{u'_n u'_s} \right\} - (1 - n_a \frac{\partial \theta}{\partial s_a}) \frac{\partial}{\partial z_a} (\overline{u'_z u'_s}) \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & u_s \frac{\partial u_n}{\partial s_a} + (1 - n_a \frac{\partial \theta}{\partial s_a}) u_n \frac{\partial u_n}{\partial n_a} + (1 - n_a \frac{\partial \theta}{\partial s_a}) u_z \frac{\partial u_n}{\partial z_a} + u_s^2 \frac{\partial \theta}{\partial s_a} + g \sin \alpha \sin \theta (1 - n_a \frac{\partial \theta}{\partial s_a}) \\ &= -\frac{1}{\rho} (1 - n_a \frac{\partial \theta}{\partial s_a}) \frac{\partial p_a}{\partial n_a} - \overline{u'_s u'_n} \frac{\partial \theta}{\partial s_a} - \frac{\partial}{\partial s_a} (\overline{u'_s u'_n}) - \frac{\partial}{\partial n_a} \left\{ (1 - n_a \frac{\partial \theta}{\partial s_a}) \overline{u_n'^2} \right\} - (1 - n_a \frac{\partial \theta}{\partial s_a}) \frac{\partial}{\partial z_a} (\overline{u'_n u'_z}) \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} & u_s \frac{\partial u_z}{\partial s_a} + (1 - n_a \frac{\partial \theta}{\partial s_a}) u_n \frac{\partial u_z}{\partial n_a} + (1 - n_a \frac{\partial \theta}{\partial s_a}) u_z \frac{\partial u_z}{\partial z_a} + (g \cos \alpha + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_a}{\partial z_a}) (1 - n_a \frac{\partial \theta}{\partial s_a}) \\ &= -\frac{\partial}{\partial s_a} (\overline{u'_s u'_z}) - \frac{\partial}{\partial n_a} \left\{ (1 - n_a \frac{\partial \theta}{\partial s_a}) \overline{u'_n u'_z} \right\} - (1 - n_a \frac{\partial \theta}{\partial s_a}) \frac{\partial}{\partial z_a} (\overline{u_z'^2}) \end{aligned} \quad (10)$$

ここに、 $u_s, u_n, u_z$ は、それぞれ時間平均流速の $s_a, n_a, z_a$ 方向成分であり、 $u'_s, u'_n, u'_z$ はそれぞれの乱れ成分、 $\overline{\quad}$ は時間平均である。また $\rho$ ：水の密度、 $g$ ：重力加速度、 $p_a$ ：圧力である。

なお、式(8)、(9)中の $\cos \theta, \sin \theta$ は、 $n$ 次のベッセル関数を $J_n$ とすれば次式で表わされる。

$$\sin \theta = 2 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n J_{2n+1}(\theta_0) \cos \left\{ (2n+1) \frac{2\pi}{L} s_a \right\} (11), \quad \cos \theta = J_0(\theta_0) + 2 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n J_{2n}(\theta_0) \cos \left( \frac{4n\pi}{L} s_a \right) \quad (12)$$

さて、蛇行河道内の流れにおけるレイノルズ応力の分布については、不明な点が多い。そこで本研究では、 $H_0/B_0 \ll 1$  な河道の流路中心線付近を解析対象とすることにして、種々のレイノルズ応力成分のうち  $-\overline{u'_s u'_z}$  と  $-\overline{u'_n u'_z}$  のみを考慮し、渦動粘性係数  $\epsilon_{za}$  を用いて以下のようにモデル化する。

$$-\overline{u'_s u'_z} = \epsilon_{za} \frac{\partial u_s}{\partial z_a} \quad (13)$$

$$-\overline{u'_n u'_z} = \epsilon_{za} \frac{\partial u_n}{\partial z_a} \quad (14)$$

$$\epsilon_{za} = \left\{ \begin{array}{ll} \kappa u_* z_a \left(1 - \frac{z_a}{H_0}\right) & 0 < z_a \leq \frac{H_0}{2} \\ \frac{1}{4} \kappa u_* H_0 & \frac{H_0}{2} < z_a \leq H_0 \end{array} \right\} \quad (15)$$

ここに、 $\kappa$ ：カルマン定数 ( $=0.4$ )， $u_*$ ：摩擦速度 ( $=\sqrt{gH_0 J_0(\theta_0) \sin \alpha}$ )

境界条件は、次のとおりとする。

$$\text{水底} \quad z_a = \delta_a \quad u_s = u_n = u_z = 0$$

$$\text{水面} \quad z_a = h_a \quad \frac{\partial u_s}{\partial z_a} = \frac{\partial u_n}{\partial z_a} = 0, \quad p_a = 0, \quad (1 - n_a \frac{\partial \theta}{\partial s_a}) u_z = u_s \frac{\partial h_a}{\partial s_a} + (1 - n_a \frac{\partial \theta}{\partial s_a}) u_n \frac{\partial h_a}{\partial n_a} \quad (16)$$

$$\text{側壁} \quad n = \pm \frac{B_0}{2} \quad u_n = 0$$

ここに、 $\delta_a$ ：仮想底の  $z_a$  座標， $h_a$ ：水深である。なお側壁における境界条件は、境界を横切る流れが存在しないことを示すのみである。また、水深  $h_a$  は  $s_a$  と  $n_a$  のみの関数であるから、

$$\frac{\partial h_a}{\partial z_a} = 0 \quad (17)$$

が成立し、これを基礎方程式に加える。

ここで、基礎方程式と境界条件の無次元表示を求める。無次元量は以下に示すとおりとする。

$$\left. \begin{array}{l} u = u_s/V, \quad v = v_s/V, \quad w = u_z/V, \quad p = p_a/\rho g H_0, \quad h = h_a/H_0 \\ s = s_a/R_0, \quad n = n_a/(B_0/2), \quad z = z_a/H_0, \quad \epsilon_z = \epsilon_{za}/(V H_0^2/R_0) \\ \epsilon = (B_0/2)/R_0, \quad \lambda = H_0/(B_0/2), \quad \delta = \delta_a/H_0, \quad k = 2\pi R_0/L = 1/\theta_0, \quad F_r = \frac{V}{\sqrt{g H_0}} \end{array} \right\} \quad (18)$$

ここに  $V$ ：断面平均流速である。さらに、 $u, v, w, p, h$  の各変数を、断面内平均量と偏差に分離し、同時に各変数のオーダーを従来の実験データより以下のように評価する。

$$\left. \begin{array}{l} u = U_0(z) + \epsilon u_1(s, n, z) \\ v = \epsilon \lambda v_1(s, n, z) \\ w = \epsilon \lambda^2 w_1(s, n, z) \\ p = P_0(z) + \lambda p_1(s, n, z) \\ h = 1 + \lambda h_1(s, n) \end{array} \right\} \quad (19)$$

これらの式を基礎方程式と境界条件に代入し、各式において第1主要項に比し  $\epsilon \lambda$  より高次の微小項を無視する。式(19)は次式となる。

$$-\cos \alpha - \frac{\partial}{\partial z} (P_0 + \lambda P_1) = 0$$

式(16.6)の境界条件は、 $z=h$  で  $P_0 + \lambda P_1 = 0$  となり、この条件下で上式を解けば、次式で示される静水圧分布を得る。

$$P_0 = \cos \alpha (1 - z), \quad P_1 = h_1 \cos \alpha \quad (20)$$

他の基礎方程式と境界条件は、以下のとおりとなる。

$$\frac{\partial u_1}{\partial s} + (1 + \epsilon n \sin ks) \frac{\partial v_1}{\partial n} + \epsilon \sin ks \cdot v_1 + (1 + \epsilon n \sin ks) \frac{\partial w_1}{\partial z} = 0 \quad (21)$$

$$\begin{aligned} & \epsilon \lambda^2 U_0 \frac{\partial u_1}{\partial s} + \epsilon \lambda^2 (1 + \epsilon n \sin ks) \frac{dU_0}{dz} w_1 + \epsilon^2 \lambda^2 U_0 \sin ks \cdot v_1 - \frac{1}{F_r^2} \sin \alpha \cos \theta (1 + \epsilon n \sin ks) \\ & + \frac{\epsilon \lambda^2}{F_r^2} \cos \alpha \cdot \frac{\partial h_1}{\partial s} - \epsilon \lambda \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \epsilon_z \frac{\partial}{\partial z} (U_0 + \lambda u_1) \right\} - \epsilon^2 \lambda n \sin ks \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \epsilon_z \frac{\partial}{\partial z} (U_0 + \lambda u_1) \right\} = 0 \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} & \epsilon^2 \lambda^2 U_0 \frac{\partial v_1}{\partial s} - \epsilon \lambda (U_0^2 + 2 \lambda U_0 u_1) \sin ks + \frac{1}{F_r^2} \sin \alpha \sin \theta (1 + \epsilon n \sin ks) \\ & + \frac{\lambda^2}{F_r^2} \cos \alpha (1 + \epsilon n \sin ks) \frac{\partial h_1}{\partial n} - \epsilon^2 \lambda^2 \frac{\partial}{\partial z} \left( \epsilon_z \frac{\partial v_1}{\partial z} \right) = 0 \end{aligned} \quad (23)$$

$$\frac{\partial h_1}{\partial z} = 0 \quad (24)$$

境界条件

$$z = \delta \quad u_1 = 0, \quad v_1 = 0, \quad w_1 = 0 \quad (25)$$

$$z = 1 \quad \frac{\partial (U_0 + \lambda u_1)}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial v_1}{\partial z} = 0, \quad (1 + \epsilon n \sin ks) w_1 = U_0 \frac{\partial h_1}{\partial s} \quad (26)$$

$$n = \pm 1 \quad v_1 = 0 \quad (27)$$

#### 4. 重み付き残差法による解析

##### 4-1 1次近似解

試行関数として次の形式を選ぶ。

$$\begin{aligned} U_0 &= U_0(z) \\ u_1 &= n \{ u_{1s}(z) \sin ks + u_{1c}(z) \cos ks \} \\ v_1 &= (1 - n^2) \{ v_{1s}(z) \sin ks + v_{1c}(z) \cos ks \} \\ w_1 &= n \{ w_{1s}(z) \sin ks + w_{1c}(z) \cos ks \} \\ h_1 &= n (h_{1s} \sin ks + h_{1c} \cos ks) \end{aligned} \quad (28)$$

この試行関数は、壁面での境界条件式(27)を満足する。重み関数としては、以下のものを選ぶ。

$$\text{式(22), (25・1), (26・1)に対して} \quad 1, n \sin ks, n \cos ks$$

$$\text{式(21), (24), (25・3), (26・3)に対して} \quad n \sin ks, n \cos ks$$

$$\text{式(23), (25・2), (26・2)に対して} \quad (1 - n^2) \sin ks, (1 - n^2) \cos ks$$

この重み関数を用いて、重み付き残差法により、残差を  $s-n$  平面内に分布させると、試行関数中の未定関数を決定する次の連立常微分方程式と境界条件を得る。

$$-k u_{1c} - 2 v_{1s} + \frac{dw_{1s}}{dz} = 0 \quad (29) \quad k u_{1s} - 2 v_{1c} + \frac{dw_{1c}}{dz} = 0 \quad (30)$$

$$\epsilon^2 \lambda^2 \frac{dU_0}{dz} w_{1s} + 2 \epsilon^2 \lambda^2 U_0 v_{1s} - \frac{6}{F_r^2} J_0(\theta_0) \sin \alpha - 6 \epsilon \lambda \frac{d}{dz} \left( \epsilon_z \frac{dU_0}{dz} \right) = 0 \quad (31)$$

$$\begin{aligned} & -\epsilon \lambda^2 k U_0 u_{1c} + \epsilon \lambda^2 \frac{dU_0}{dz} w_{1s} - \frac{\epsilon}{F_r^2} \{ J_0(\theta_0) + J_2(\theta_0) \} \sin \alpha - \frac{\epsilon \lambda^2}{F_r^2} k \cos \alpha h_{1c} \\ & - \epsilon \lambda^2 \frac{d}{dz} \left( \epsilon_z \frac{du_{1s}}{dz} \right) - \epsilon^2 \lambda \frac{d}{dz} \left( \epsilon_z \frac{dU_0}{dz} \right) = 0 \end{aligned} \quad (32)$$

$$\epsilon \lambda^2 k U_0 u_{1s} + \epsilon \lambda^2 \frac{dU_0}{dz} w_{1c} + \frac{\epsilon \lambda^2}{F_r^2} k \cos \alpha h_{1s} - \epsilon \lambda^2 \frac{d}{dz} \left( \epsilon_z \frac{du_{1c}}{dz} \right) = 0 \quad (33)$$

$$-4\epsilon^2\lambda^2 k U_0 v_{1c} - 5\epsilon\lambda U_0^2 + 5\frac{\lambda^2}{Fr^2} \cos\alpha \cdot h_{1s} - 4\epsilon^2\lambda^2 \frac{d}{dz} \left( \epsilon_z \frac{dv_{1s}}{dz} \right) = 0 \quad (34)$$

$$4\epsilon^2\lambda^2 k U_0 v_{1s} + \frac{10}{Fr^2} J_1(\theta_0) \sin\alpha + 5\frac{\lambda^2}{Fr^2} \cos\alpha \cdot h_{1c} - 4\epsilon^2\lambda^2 \frac{d}{dz} \left( \epsilon_z \frac{dv_{1c}}{dz} \right) = 0 \quad (35)$$

$$\frac{dh_{1s}}{dz} = 0 \quad (36) \quad \frac{dh_{1c}}{dz} = 0 \quad (37)$$

境界条件

$$z = \delta \quad U_0 = u_{1s} = u_{1c} = v_{1s} = v_{1c} = w_{1s} = w_{1c} = 0 \quad (38)$$

$$z = 1 \quad \frac{dU_0}{dz} = \frac{du_{1s}}{dz} = \frac{du_{1c}}{dz} = \frac{dv_{1s}}{dz} = \frac{dv_{1c}}{dz} = 0 \quad (39)$$

$$w_{1s} = -kU_0 h_{1c}, \quad w_{1c} = kU_0 h_{1s} \quad (40)$$

この連立常微分方程式の2点境界値問題の解を、数値積分により求めた。この1次近似解は、蛇行水路内の流れの概要を表わすが、十分とはいえない。

#### 4-2. 2次近似解

試行関数

$$U_0 = U_0(z)$$

$$u_1 = n\{u_{1s}(z) \sin ks + u_{1c}(z) \cos ks\} + (n^2 - 1/3)\{u_{20}(z) + u_{2s}(z) \sin 2ks + u_{2c}(z) \cos 2ks\} \quad (41)$$

$$v_1 = (1 - n^2)\{v_{1s}(z) \sin ks + v_{1c}(z) \cos ks\} + n(1 - n^2)\{v_{20}(z) + v_{2s}(z) \sin 2ks + v_{2c}(z) \cos 2ks\} \quad (42)$$

$$w_1 = n\{w_{1s}(z) \sin ks + w_{1c}(z) \cos ks\} + (n^2 - 1/3)\{w_{20}(z) + w_{2s}(z) \sin 2ks + w_{2c}(z) \cos 2ks\} \quad (43)$$

$$h_1 = n(h_{1s} \sin ks + h_{1c} \cos ks) + (n^2 - 1/3)(h_{20} + h_{2s} \sin 2ks + h_{2c} \cos 2ks) \quad (44)$$

重み関数

$$\text{式 (22), (25.1), (26.1) に対して} \quad 1, n \sin ks, n \cos ks, n^2 - 1/3, (n^2 - 1/3) \sin 2ks, (n^2 - 1/3) \cos 2ks$$

$$\text{式 (21), (24), (25.3), (26.3) に対して} \quad n \sin ks, n \cos ks, n^2 - 1/3, (n^2 - 1/3) \sin 2ks, (n^2 - 1/3) \cos 2ks$$

$$\text{式 (23), (25.2), (26.2) に対して} \quad (1 - n^2) \sin ks, (1 - n^2) \cos ks, n(1 - n^2), n(1 - n^2) \sin 2ks, n(1 - n^2) \cos 2ks$$

#### 5. 解析結果

2次近似解の一例を図2～図3に示し、特徴を以下に述べる。

$$\begin{aligned} H_0 &= 0.1 \text{ m} \\ B_0 &= 2.0 \text{ m} \\ R_0 &= 5.0 \text{ m} \\ \theta_0 &= \pi/4 \\ V &= 0.45 \text{ m/s} \\ \alpha &= 0.001 \\ \epsilon &= 0.2 \\ \lambda &= 0.1 \end{aligned}$$

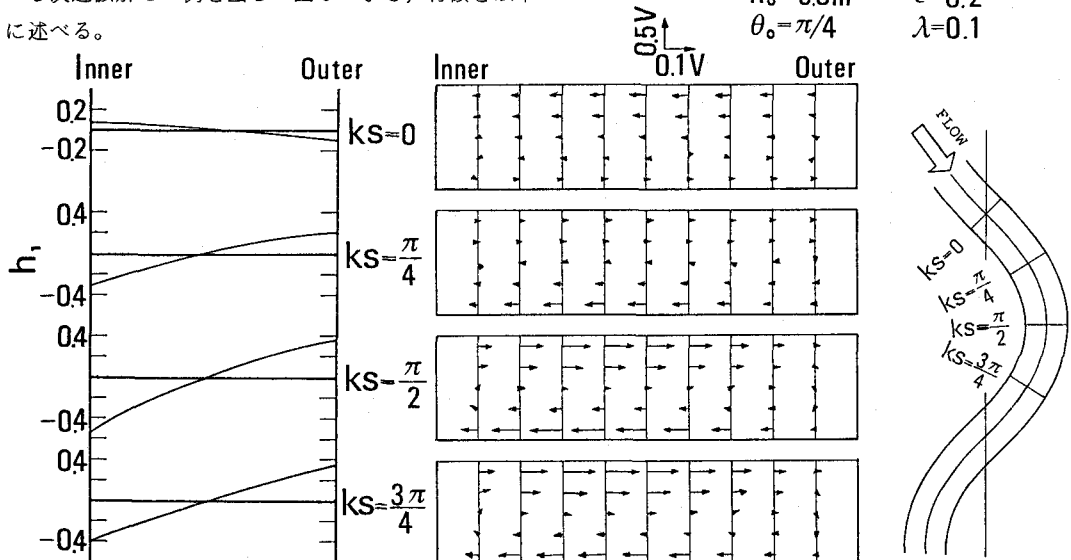


図2. 水面形と断面内の流れ

水面形状は、蛇行流路とほぼ同位相で変化している。すなわち  $ks=0$  で水面はほぼ平坦、 $ks=\pi/2$  付近で横断方向水面勾配は最大となる。また、流路のほぼ全域で水面形状は上に凸となる。

断面内の流れは、上下流の影響を強く受けている。すなわち、 $ks=0$  では、前わん曲で作られた流れが断面全体をしめている。 $ks=\pi/4$  では前わん曲で作られた流れが、現わん曲による流れに変わろうとしている。さらに  $ks=\pi/4 \sim 3\pi/4$  では、現わん曲による流れが発達している。

深さ方向に平均された平面内の流れは、ほぼ蛇行流路に沿っている。しかし、表面付近では、流れの偏角は、蛇行流路のそれより小さく直線的に流れている。また表面付近の流れの蛇行は、流路の蛇行との間に位相差を持ち、やや下流側へずれている。一方底面付近では、表面付近とは逆に流れの偏角は、蛇行流路のそれより大きく、大まわりに曲っている。

以上が、計算された解の主要な特徴であり、従来の実験で報告されている特徴と一致している。

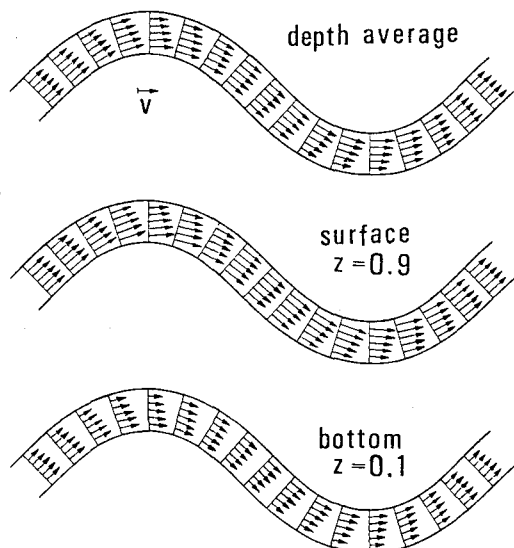


図 3. 平面内の流れ

## 6. 結 論

本研究では、モデル化された蛇行河道内の 3 次元流れの解析を行った。3 次元のレイノルズ方程式と連続式を基礎式として、重み付き残差法と数値積分を用いることにより解を得た。その結果、従来の実験により報告されていた蛇行水路内の 3 次元流れのいくつかの性質が理論的にも示され、本研究における解析法が、有効なものであることがわかった。

## <参考文献>

- 1) 福岡：蛇行水路における分散の基礎的研究，土木学会論文報告集，第 200 号，pp.13-23，1972.
- 2) Yen, B.C.: Characteristics of Subcritical Flow in a Meandering Channel, Institute of Hydraulic Research, The University of Iowa, 77P., 1965.
- 3) 木下：緩流部河道の水流蛇行相似に関する検討業務報告書——三次元流に関する実験的研究——，石狩川開発建設部，164P., 1981.
- 4) 山崎・池内・玉井：連続わん曲における流れの実験，第 37 回年講，Ⅱ，pp.547-548，1982.
- 5) 池田・日野・吉川：河川の自由蛇行に関する理論的研究，土木学会論文報告集，第 255 号，pp.63-73，1976.
- 6) 長谷川：直線および蛇行流域内の発達した砂州上の流れ，第 36 回年講，Ⅱ，pp.521-522，1981.
- 7) 玉井・池内：わん曲部における水深平均水理量の遷移特性に関する解析，第 37 回年講，Ⅱ，pp.549-550，1982.
- 8) Leschziner, M.A.・Rodi, W.: Calculation of strongly Curved Open Channel Flow, Proc. ASCE, HY10, pp.1297-1314, 1979.