

粗面河床を有する曲がり開水路 乱流に関する研究

杉山 均¹・杉山真悟²

¹正会員 工博 宇都宮大学教授 大学院工学研究科 (〒321-8585 宇都宮市陽東7-1-2)

² 宇都宮大学大学院 エネルギー環境科学専攻 (〒321-8585 宇都宮市陽東7-1-2)

粗面壁を有する曲がり開水路流れは、圧力勾配による力、遠心力、粗面河床により生成される非等方性拡散現象が相互に関連する複雑三次元乱流であると同時に、河川工学上重要な流れである。この粗面河床を有する曲がり開水路流れを対象に、代数応力モデル、境界適合座標変換を導入し数値解析を行った。解析手法の妥当性は、滑面河床の曲がり開水路流れを解析し実験結果と比較することより検証した。さらに、粗面河床を有する場合の解析を行い、乱流場への影響について検討を加えた。その結果、本解析手法は時間平均速度場を比較的良好に予測すると同時に、複雑に変動する二次流れの発達も良好に再現した。また、粗面壁を設ける位置によって二次流れは大きく変化することを定量的に示した。

Key Words : numerical analysis, turbulent flow, curved open-channel, roughened wall, secondary flow, algebraic Reynolds stress model, boundary-fitted coordinate system

1. 緒 言

自然河川は、基本的に直線河川と曲がり河川とにより構成され、流れは多くの場合乱流である。同時に自由水面を有することより閉水路乱流構造と比較すると、その流れはより複雑な流動挙動を呈する。例えば直線河川は、その単純な形状から類推される流れとは大きく異なり、自由水面が存在することにより自由水面近傍においては特異な第2種二次流れを形成する。これは自由水面の存在により乱れの非等方性が顕在化することを示唆している。曲がり開水路流れでは圧力勾配による力、遠心力が作用し、かつ乱流拡散力との相互作用により、その乱流構造はさらに複雑になる。こうした圧力勾配による力、遠心力、乱流拡散力が均衡する結果として特徴的な流れを生み出すことになる。例えば、直線開水路から曲がり開水路に流れが流入する際には乱流拡散力から圧力勾配による力へと遷移することになる。すなわち乱れの非等方性に起因する第2種二次流れは、曲がり開水路に流入する前に圧力勾配型の二次流れへと遷移する興味ある現象を提示することになる。

一方、自然河川の河床は洗掘、堆積作用により凹凸が形成し、ある種の粗面河床を形成することも実河川を特徴付ける要素である。こうした粗面壁河床は乱れの非等方性を変化させ、開水路の乱流構造を

少なからず変化させることも容易に類推できる。実河川の流動挙動をより正確に予測するにはこうした粗面の影響も加味することが必要と思われる。

曲がり開水路流れに関する実験は、单一曲がりを対象とした実験と、曲がりを周期的に配置して構成した蛇行曲がり開水路の実験に大別できる。单一曲がり開水路流れに関する実験としては古くはThomson¹⁾による実験が挙げられ、曲がり開水路の二次流れを初めて観察した。実験は長方形断面形状を有する曲がり開水路流れを対象にした実験が多くを占めるが、Ippen・Drinker²⁾は台形断面曲がり開水路流れを対象に流速測定、壁面せん断応力分布を計測している。乱流計測に関しては、村本・遠藤³⁾の報告がある。彼らは回転式流速計により乱れ強度を計測し180°曲がり開水路流れの場合、乱れは内壁側で減衰し、外壁側で増加することを報告している。今本・石垣・藤沢⁴⁾は、長方形断面を有する180°曲がり開水路流れの乱流構造を熱線流速計により詳細に計測した。彼らは主流方向の最大速度位置は曲がり入口では内壁側に、曲がりが進むにつれて外壁に移行することなどを報告している。

多くの曲がり開水路流れの実験が、幅水深比の大きな流れ、すなわち水深に対し河川幅が大きな流れ場を対象としているのに対し、最近、富永・長尾・千葉⁵⁾は幅水深比の小さな長方形断面の曲がり開水路

流れの乱流計測を報告している。測定には曲率の異なる三種類の開水路を準備し、電磁流速計を用いて三次元流速分布を測定している。特に二次流れ構造に関しては、詳細な計測結果を示している。同時に彼らは、台形断面の曲がり開水路流れの二次流れ構造に関しても計測結果を示している⁶⁾。また、複数の曲がり開水路により構成される蛇行開水路流れの乱流計測はShiono・Muto⁷⁾、武藤・塩野・今本・石垣⁸⁾により報告されている。

粗面河床を伴う開水路乱流に関するいくつかの計測結果が報告されている。Müller⁹⁾は、河床壁に生成される縦筋群の生成機構を明らかにするため、河床面に粗面壁と滑面壁を設けた直線開水路を対象にレーザ流速計を用いて二次流れを計測した。その結果、二次流れは粗面壁に向かう流れを形成し、粗面壁を挟んで渦対を形成することを報告している。中川・補津・富永¹⁰⁾も同様な実験を行い、乱れの非等方性により生成される二次流れの存在を確認している。楊・大同¹¹⁾は円柱、角柱粗度を対象に、その後流のはく離流の変化特性と抵抗との相関について報告している。また、摩擦抵抗軽減効果のあるV字型リブレット粗面を対象に齊藤ら¹²⁾は、仮想原点位置の算出方法、抵抗軽減率の評価手法を提言している。

一方、曲がり開水路流れに関する数値解析としては、長方形断面180°曲がり開水路を対象としたLeschziner・Rodi¹³⁾による解析結果が報告されている。彼らはk-ε二方程式モデルを用いて解析を行っている。さらに、Shimizu・Yamaguchi・Itakura¹⁴⁾は河床変動を考慮した三次元曲がり開水路流れを対象に解析を行っている。しかし、いずれの解析結果も乱流応力場まで含めた実験値との比較は行われていない。そこで筆者ら¹⁵⁾は、今本・石垣・藤沢⁴⁾の実験を対象に三次元乱流解析を行い、レイノルズ応力分布を比較検討し、レイノルズ応力分布を定性的に再現することを示した。同時に曲がり開水路部において、計算結果は実験では明瞭に測定されていない二次流れを曲がり外壁部近傍に予測することを示した。

粗面を有する開水路流れに関する数値解析結果も報告されている。Naot¹⁶⁾は直線開水路乱流を対象に河床に粗面と滑面を設置し解析を行っている。粗面の影響は乱流エネルギー、乱流散逸の境界条件に間接的に組み入れ、一様粗面を仮定して解析し、第2種二次流れの変化を予測している。しかし、実験値との定量評価までは報告されていない。そこで、筆者ら¹⁷⁾は粗面壁を有する正方形断面管路内乱流を対象に、代数応力モデルを用いて解析した。解析結果はレイノルズ応力も含め実験値と詳細に比較し乱流

モデル、解析手法の妥当性を検証した。

以上のように曲がり開水路流れ、粗面河床を有する開水路流れに関する研究は、独立にいくつか報告されているが、粗面河床を有する曲がり開水路流れについての報告は見られない。特に二次流れ生成は粗面河床に影響され土砂の移流、洗掘現象とも相関が深いことから、粗面が曲がり開水路に及ぼす影響を明らかにすることは有意義なことである。本研究では、曲がり開水路流れにおいて二次流れを詳細に測定した富永・長尾・千葉⁵⁾の実験を対象に解析し、平均速度場における解析結果と実験結果とを比較検討し解析手法の妥当性を検証する。こうした解析手法の妥当性を確認した後、河床、あるいは側壁に粗面を設けた場合の解析を行い二次流れ生成、乱流構造にどのような影響を及ぼすかを数値予測し、この種の流れに關し新たな知見を得ることを目的とする。解析に際しては、乱れの非等方性を再現するためレイノルズ応力輸送方程式を解くこととし、その対流、拡散項に対しては代数式化した代数応力モデルを用いた。さらに曲がり開水路形状の境界条件を正確に設定するため境界適合座標系を導入し解析を行った。

2. 記号

<i>h</i>	: 水深
<i>I_s</i>	: 断面内平均二次流れ強度
<i>k</i>	: 乱流エネルギー
<i>P</i>	: 圧力
<i>R</i>	: 径深
<i>Re</i>	: レイノルズ数 = $U_b h / v$
<i>r</i>	: 曲がり半径
<i>r_c</i>	: 曲がり流路中心位置までの半径
<i>t</i>	: 時間
\overline{uu}	: レイノルズ応力
<i>U_i</i>	: 直交座標系での <i>i</i> 方向平均速度
<i>U_b</i>	: 主流方向平均速度 = 流量/断面積
<i>U_r</i>	: 円筒座標上の半径方向平均速度
<i>U_θ</i>	: 円筒座標上の円周方向平均速度
<i>U_z</i>	: 円筒座標上の深さ方向平均速度
<i>U</i> .	: 局所摩擦速度
<i>u_r</i>	: 円筒座標上の半径方向変動速度
<i>u_θ</i>	: 円筒座標上の円周方向変動速度
<i>u_z</i>	: 円筒座標上の深さ方向変動速度
<i>X_i</i>	: 直交座標上での <i>i</i> 方向座標軸
δ_{θ}	: クロネッカーデルタ記号
ε	: 乱流エネルギー散逸率

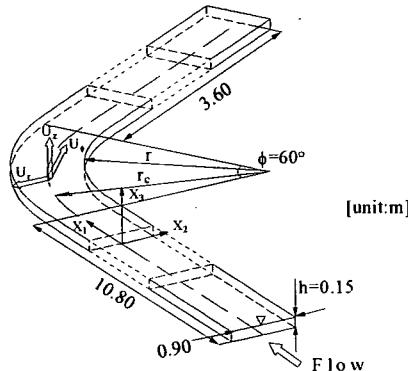


Fig.1 Curved open-channel and the definition of coordinate system

- ν : 分子粘性係数
- ρ : 密度
- τ : 壁面せん断応力
- ϕ : 曲がり角度
- $\overline{\cdot}$: アンサンブル平均

3. 解析手法

(1) 解析対象実験

本解析においては、富永・長尾・千葉⁵⁾の長方形断面形状を有する曲がり開水路流れを計算対象とした。実験水路は水路幅90cm、深さ15cmの長方形断面開水路で、曲がり開水路区間の上、下流にそれぞれ10.8m、3.6mの直線開水路を設けてある。彼らは曲がり角を3種類、曲率半径を3種類、流量も変化させ11種に及ぶ実験を系統的に行っている。本解析では、計測データが比較的豊富な曲がり角60°、曲率半径2.7mの曲がり開水路を計算対象とした。その曲がり開水路の実験装置概略図、計算座標系をFig.1に示す。計測に関しては電磁流速計を用いた点計測を行い曲がり開水路部の三次元速度分布を詳細に測定している。流量は電磁流量計とインバータモータを用いて管理している。レイノルズ数は代表速度に断面内主流方向速度、代表寸法に水深を用いた値で4.19 × 10⁴である。

座標系に関しては図に示すように直線開水路では直交座標系を、曲がり開水路流れでは円筒座標系を用いて便宜的に各特性量を示した。直交座標系では主流方向を X_1 、断面方向を X_2 、 X_3 とし直線開水路の入口断面の河床中央点を原点とした。ただし、曲がり開水路出口に続く直線開水路における断面位置を示す際には、曲がり開水路出口断面からの距離にて示した。また、曲がり開水路においては、主流

方向速度、半径方向速度はそれぞれ U_ϕ 、 U_r と定義している。曲がり開水路は60°の曲がり角を有し入口断面は $\phi = 0^\circ$ 、出口断面は $\phi = 60^\circ$ に相当する。

(2) 支配方程式

運動方程式は以下のように示される。

$$\frac{D\overline{U_i}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}}{\partial X_i} + \frac{\partial}{\partial X_j} \left(\nu \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial X_j} - \overline{u_i u_j} \right) \quad (1)$$

ここで $D/Dt = \partial/\partial t + \overline{U_i} \partial/\partial X_i$ である。運動方程式中のレイノルズ応力を求める際には、レイノルズ応力輸送方程式を解くものとした。その厳密式は以下の様に示される。

$$\begin{aligned} \frac{D\overline{u_i u_j}}{Dt} &= - \left(\overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial X_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial X_k} \right) \\ &- \frac{\partial}{\partial X_k} \left[\overline{u_i u_j u_k} - \nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial X_k} + \frac{p}{\rho} (\delta_{jk} \overline{u_i} + \delta_{ik} \overline{u_j}) \right] \quad (2) \\ &+ \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial X_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial X_i} \right) - 2\nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial X_k} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial X_k} \end{aligned}$$

しかし、上式を直接的に解くことは不可能でありいくつかのモデル化が必要となる。左辺第1項の対流項、ならびに右辺第2項に対してはRodi¹⁸⁾近似を用いてモデル化を行った。この近似より対流、拡散項は微分型から代数式に変換される。さらに、レイノルズ応力輸送方程式をモデル化する際に問題となる圧力・歪相関項のモデル化に際しては、四次相関テンソルに付与される制約条件を一部改良しモデル構築を行った。モデル導出、定数決定については、別報¹⁹⁾にて詳述した。

(3) 自由水面での境界条件

開水路乱流を特徴づける自由水面の影響を、境界条件にいかに反映させるかも開水路乱流を正確に予測する上で重要な要因となる。本解析では以下のように自由水面での境界条件を設定した。自由水面での乱流散逸は、一般に壁関数として使用される式を用いて計算を行うこととした。ただし、乱流散逸値は、壁関数を使用する場合と同様に、自由水面に位置する計算格子点から流路内部に向かって数えて一点目に相当する計算格子点で与えた。主流方向速度、水平方向速度および乱流エネルギーは自由水面で勾配零を、垂直方向速度は零の境界条件を課した。

また、自由水面近傍では、自由水面に対し垂直方向の乱れ強度が自由水面に到達する以前に減衰し、自由水面下にて非常に小さな値を取ることが実験的に指摘されている²⁰⁾。この減衰現象を境界条件に加

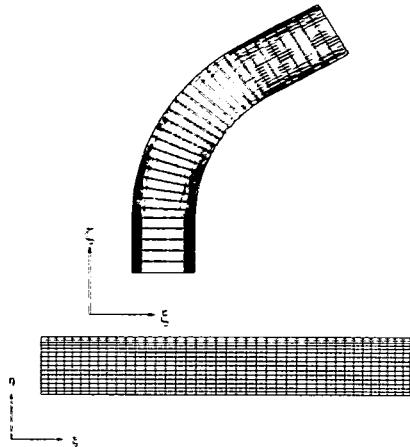


Fig.2 Computational mesh layout

味する意味より、垂直方向乱れを自由水面から計算第一点まで零とし、この減衰現象を近似することとした。一般に、壁面近傍でも壁面に垂直方向の乱れ強度は、壁面に近づくにつれ減衰し、自由水面の場合と類似の傾向を示す。この意味から自由水面も一種の仮想壁面と考えられる。こうした自由水面の境界条件の導出背景²¹⁾、複雑乱流開水路流れへ適用した際の妥当性については別報²²⁾にて報告した。

(4) 境界適合座標

境界適合座標系による手法は、物理平面上の解析領域を計算領域へと座標変換し計算平面上にて支配方程式を解く手法である。境界条件の設定が容易な反面、支配方程式は複雑となる。支配方程式の計算平面上への変換は次の数学定理より変換される。

$$\frac{\partial}{\partial \chi_i} = \frac{\partial \xi}{\partial \chi_i} \frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial \eta}{\partial \chi_i} \frac{\partial}{\partial \eta} + \frac{\partial \zeta}{\partial \chi_i} \frac{\partial}{\partial \zeta} \quad (3)$$

上式中の ξ , η , ζ は変換された計算平面上での座標軸を示す。同時に物理平面上では計算格子形状に沿った座標軸を示している。上式を用いた各方程式の変換手法、変換により導出された輸送方程式、反変速度、計量テンソルなどは別報¹⁵⁾にて詳述した。

(5) 粗面壁乱流

自然河川の河床は、大小さまざまな砂粒により覆われており滑面河床より、むしろ粗面河床を形成する場合が一般的である。また、こうした粗面河床も大きく二種類に大別できる。すなわち、粗面河床が開水路断面内の圧力分布に影響し、圧力勾配力による二次流れを生成する場合と、粗面河床が河床近傍の乱れの非等方性を変化させることにより第2種二次流れを生成する場合である。前者の場合、粗面高さも水深に比較して大きく、それによる誘起される

二次流れ強度も断面内平均速度の数10%に達する。一方、後者の場合には粗面壁高さは水深に対して小さくなり、かつ誘起される二次流れ強度も、断面内平均速度に対し数%と小さな値を取る。また、こうした粗面河床を計算で再現する場合、前者の粗面河床に対しては、粗面形状を直接的に計算格子に加味することが必要となるが、後者の場合、微小で不規則な粗面河床を計算格子に直接的に考慮することは難しく、何らかの工夫が必要となる。本解析では、後者の三次元乱れ構造に影響する粗面河床を対象にした。

解析に際しては、粗面河床形状を直接考慮するのではなく、壁関数として使用される乱流エネルギー、乱流散逸の境界条件に粗面河床の影響を間接的に考慮する。その際、対数速度分布を仮定することが必要となるが、滑面河床に対しては以下の対数速度分布を仮定した。

$$\frac{U_1}{U_*} = \frac{1}{0.42} \ln \left(\frac{U_* y}{v} \right) + 5.5 \quad (4)$$

一方、粗面河床に対しては、以下の対数速度分布を仮定した。

$$\frac{U_1}{U_*} = \frac{1}{0.42} \ln \left(\frac{U_* y}{v} \right) - 8.4 \quad (5)$$

粗面壁に対する対数速度分布は、その普遍定数が小さくなることが特徴として指摘できる。本解析で用いた-8.4の値は、一边長50mmの正方形断面直線管路に一边長1mmの正方形断面リブを10mm間隔で流れと直交する向きに配置した粗面壁に相当する。この粗面壁乱流に式(5)を適用し予測した場合、平均速度、レイノルズ応力とも良好に再現することを示した¹⁷⁾。Naimi・Gessner²³⁾も同様の解法を用い、筆者ら¹⁷⁾の乱流モデルも含め粗面壁乱流場における乱流モデルによる相違を明らかにしている。また、筆者ら²⁴⁾は、本解析手法を直線河床に形成される縦筋に適用し、縦渦生成を再現し粗面河床流れへの適用性を示した。

(6) 数値解析

数値解析に際し開水路入口流入条件には、主流方向速度を断面内平均速度 U_* に、断面方向速度を零とし、乱流エネルギー、乱流散逸値に対しては、それぞれ $U_b^2 \times 10^{-5}$, $k^{3/2}/4R$ と小さな値を設定した。また、曲がり開水路出口断面に続く直線開水路には径深Rの160倍の十分長い管路長を設け、開水路出口断面にて自由流出の境界条件を課した。

曲がり開水路領域の計算格子配列、ならびに開水路断面の計算格子をFig.2に示す。 ξ , η , ζ は計算格子に沿った座標軸を示している。計算格子は現

象変化の急な領域に密に配置し、断面内で $\xi \times \eta = 41 \times 17$ 、流れ方向に 150 設けた。曲がり部では 5° 断面ごとに格子を配列した。曲がり開水路流れにおいて断面内の圧力変化より水位が変化することになるが、計算では、この水位変化を考慮せず一定水位として計算を行った。本解析における非等方性乱流モデルは、高レイノルズ型乱流モデルであり、従つて、乱流エネルギー、乱流散逸輸送方程式の境界条件には壁関数を用いた。支配方程式の離散化は有限差分近似により行い、計算諸量の格子点配置は Regular Grid 法によった。各支配方程式の対流項差分近似は QUICK (三次精度の風上差分) を使用した。

4. 結果と考察

(1) 主流方向速度、二次流れ分布比較

Fig.3に滑面曲がり開水路流れの主流方向速度等値線を比較した結果を示す。図は下から上に向かい、上流から下流へと配置されている。また、各等値線は、主流方向断面平均速度にて無次元化し、等値線間隔は両結果とも 0.05 である。図中の空白断面は計測データの存在しない断面を示している。

曲がり入口断面 $\phi = 0^\circ$ に着目すると実験、計算結果とも、その主流方向最大速度が内壁側に存在することが分かる。これは直線開水路から曲がり開水路に流入した流れが、外壁に衝突することにより内壁側に比較して外壁側で高い圧力が生成されることに起因している。曲がり閉管路においても認められる曲がり管路特有な現象であり、両結果ともこうした現象を再現している。ただし、こうした曲がり管路の特有な現象が実験の場合、曲がり開水路流入断面の上流部に相当する $X_1/4R = -1.98$ 断面にも認められる点が計算結果と異なる。

内壁側に生成された最大主流方向速度は、曲がりが進むにつれ、外壁側に移動することが両結果で認められる。これは、遠心力が外壁から内壁に向かう圧力勾配力に優るためと解釈できる。また、実験結果に特徴的な点として、曲がり出口 $\phi = 60^\circ$ 断面にて、外壁側の等値線分布が内壁側の等値線分布とは異なり水面から河床を結ぶように形成されていることを指摘できる。これは、自由水面近傍の高速流体が、河床近傍に移流される結果と解釈され、開水路断面内に形成される二次流れと強い相関を有する。計算もこうした特徴的現象を再現しており解析手法の妥当性を示している。さらに下流の直線開水路に相当する $X_1/4R = 9.10$ 断面での自由水面近傍に着目

すると、実験では主流方向速度の最大値が外壁側に、比較的低速の主流方向速度が内壁側に形成されていることが理解できるが、計算も定量的には差はあるものの、こうした現象を比較的良好に再現している。

さらに、**Fig.4**に開水路を上から透視した X_1-X_2 平面上での主流方向速度ベクトル線図の比較結果を示す。河床近傍に相当する $X_3/4R = 0.03$ 平面における実験結果に注目すると、曲がり開水路入口断面にて、内壁側の速度ベクトルは、外壁側のそれより大きな値を示すことが分かる。この傾向は曲がりが進むにつれ顕在化し、 $\phi = 15^\circ$ にて顕著な分布を示している。さらに、曲がりが進むと、先の傾向は減衰し逆に外壁の速度ベクトルが内壁のそれと比較して増大した分布となる。こうした流れ変化を計算も再現している。ただし、計算では流れが進むにつれ外側壁近傍速度の減衰が認められ、特に曲がり開水路下流側に位置する直線開水路にて顕著である。また、自由水面に近い $X_3/4R = 0.29$ 平面を比較すると、曲がり開水路下流側に位置する直線開水路にて速度ベクトルは大きく変化する、特に内壁側で速度ベクトルは大きく減衰することが両結果から理解できる。曲がり開水路では、河床近傍に認められた内壁側での大きな速度ベクトルは認められず、最大流速が外壁側に移行する傾向が両結果から分かる。

こうした、特徴的な等値線分布は、二次流れと強い相関関係にある。次にこの二次流れ分布について比較する。**Fig.5**に二次流れ分布の比較結果を示す。二次流れ強度は、断面内平均速度にて無次元化した。また、図中の空白断面は計測データの存在しない断面を示している。曲がり開水路流入断面の上流部に相当する $X_1/4R = -1.98$ 断面に着目すると、計算結果には、これまで直線開水路にて報告されている第 2 種二次流れが、内外壁の自由水面近傍に形成されることが理解できる。一方、実験結果には明示されていないが、その値から解るように、断面平均速度の数%と微弱で測定が非常に難しいことに起因している。さらに、計算は曲がり開水路入口断面にて外壁から内壁に向かう一様な二次流れを予測している。先に、この断面では主流方向最大速度が、内壁側に形成されることを実験、計算とも示すことを言及したが、これはこの外壁から内壁に向かう一様な二次流れに起因している。

曲がり開水路に流入すると二次流れは大きく変化する。実験結果の $\phi = 30^\circ$ 断面では自由水面に沿って外壁から中央部に向かう二次流れと内壁からの二次流れとが衝突し、自由水面から河床に向かう下降流を形成する。その結果、外壁側では時計方向回り

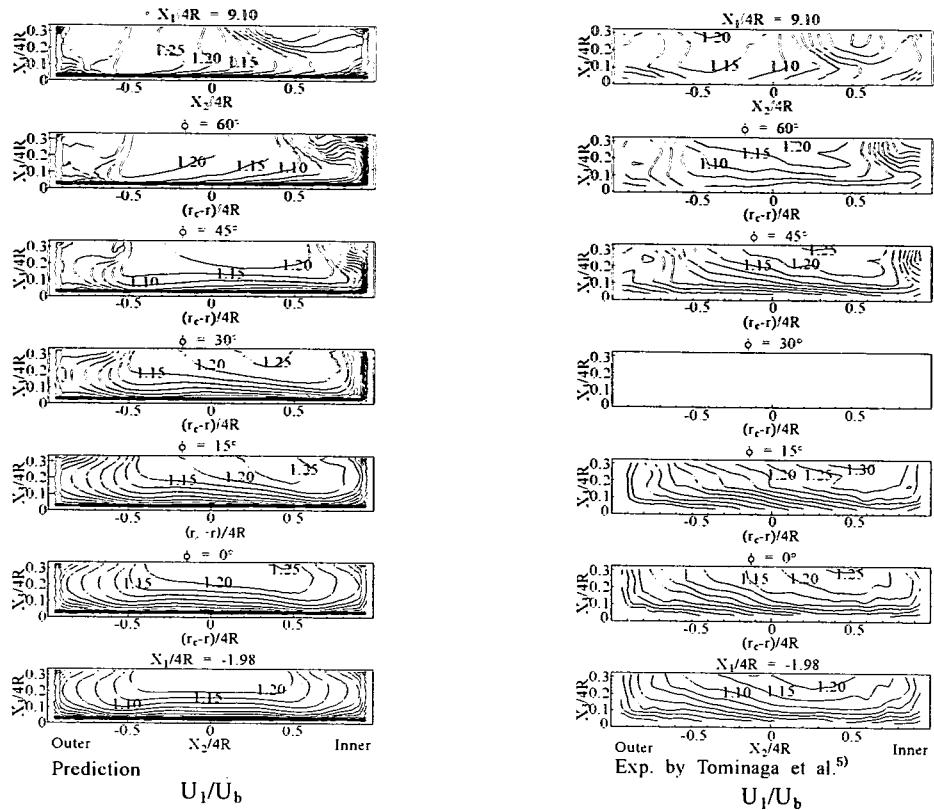


Fig.3 Comparison of mean velocity distribution in curved open-channel

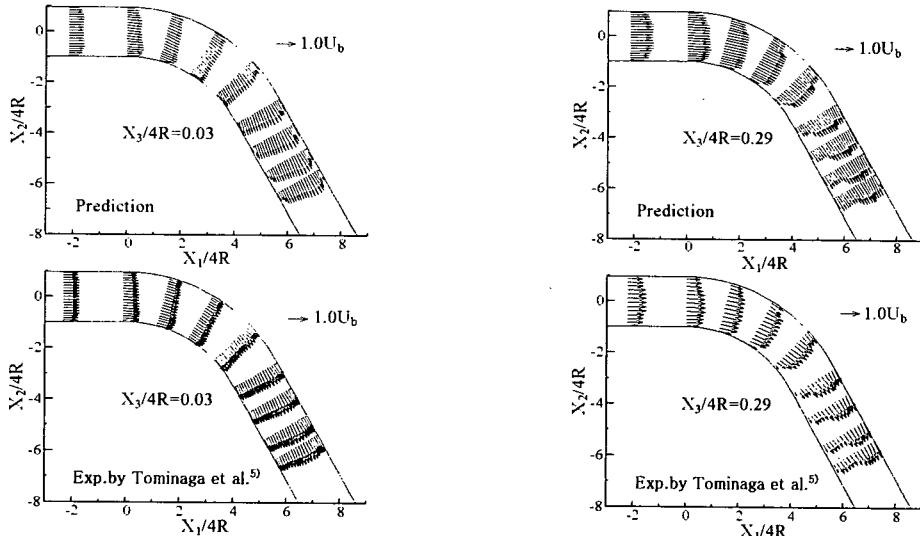


Fig.4 Comparison of mean velocity vectors on horizontal plane.

の渦と、開水路断面の比較的大きな領域を占める反時計方向の渦との渦対を形成することになる。この傾向は、曲がりが進むにつれ顕著となり、曲がり開水路出口断面では、明瞭な渦対が形成されることが

解る。計算もこうした二次流れ発達の特徴を定量的にも比較的良好に再現している。筆者ら¹⁵⁾は、今本・石垣・藤沢⁴⁾の曲がり開水路流れの実験を対象に数値解析し、その比較結果を報告した。その際、実

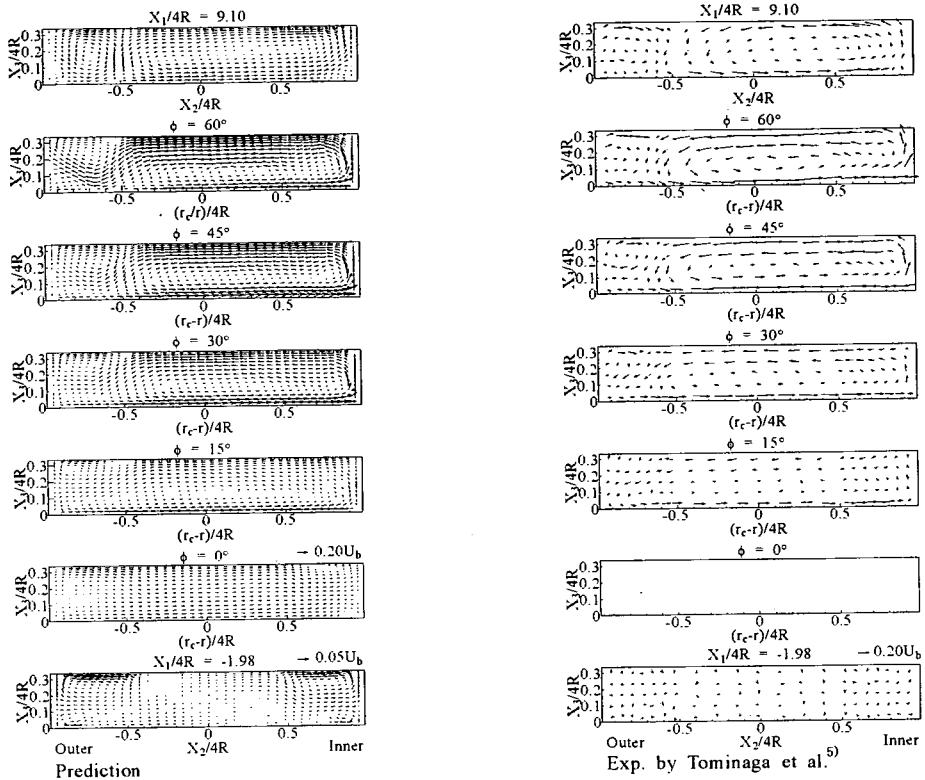


Fig.5 Comparison of secondary flow vectors

験では明瞭に測定されていない二次流れを計算は曲がり外壁部近傍に予測することを報告した。今回、実験との定量比較により、こうした外壁近傍での渦が存在することが確かめられ、曲がり開水路流れに特徴的な二次流れと解釈される。

実験では二次流れ強度に関し、いくつかの計測結果が示されている。そこで、より詳細な定量比較の意味から、こうした計測結果との比較を行う。富永らは、実用性を考慮して河床最近傍点と水面最近点流速との差の1/2を横断方向（水平方向）流速偏差 U_{2s} と定義し、さらに開水路断面内でのその最大値を $U_{2s\max}$ と定義した。Fig.6は、二次流れが最大となる $\phi=60^\circ$ 断面の水路中央における横断方向速度を $U_{2s\max}$ にて無次元化した実験結果と計算結果を比較した図を示している。図から明らかなように、無次元化された二次流れ強度は、自由水面から河床に向かい直線的に減衰する。計算は定量的に実験値を再現している。

Fig.7は $\phi=60^\circ$ 断面における水平方向の U_{2s} 分布を比較した結果である。実験結果は $X_2/4R=-1.0$ から単調に増加後、 $X_2/4R=-0.3$ 近傍で減少した後に、再度増加傾向を示すことが解る。この位置は、

二次流れ分布から明らかのように、二次流れの下降流が生成される位置と符合している。こうした特徴的な点を計算も再現すると同時に、 U_{2s} が最大値を示す位置も良好に予測している。

Fig.8は、 $U_{2s\max}$ の流れ方向への発達分布を比較した結果を示した。実験では流れ方向に単調増加後、 $\phi=60^\circ$ 断面にて最大値を示し、その後単調に減少することが解る。計算では、最大値発生位置を多少上流側に予測している。同時に、計算は開水路流入断面から出口断面の間で、その値を大きく予測するが、その発達傾向は再現していることが分かる。

以上のような実験結果との比較結果から、主流方向速度分布、二次流れ分布に関して計算は定量的にも比較的良好に実験値を再現していることが理解できる。こうした比較結果から本解析手法は曲がり開水路乱流を比較的良好に再現することが可能である。

(2) 壁面せん断応力分布の比較

Fig.9は、河床壁に沿う壁面せん断応力分布を比較した結果である。実験にて壁面せん断応力を正確に測定することは非常に難しいため、実験では河床から水深の1割の高さにおける主流方向速度、およ

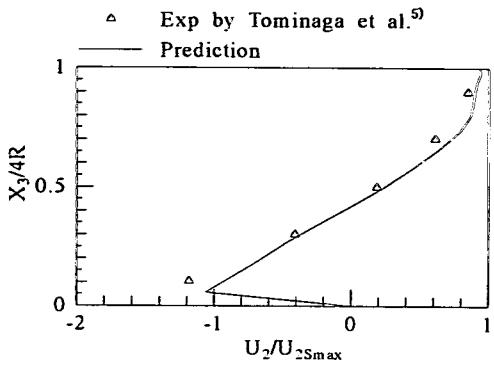


Fig.6 Comparison of horizontal velocity distribution along vertical axis

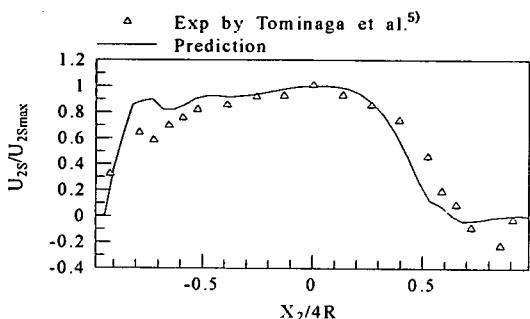


Fig.7 Comparison of velocity difference U_{2s} along horizontal axis

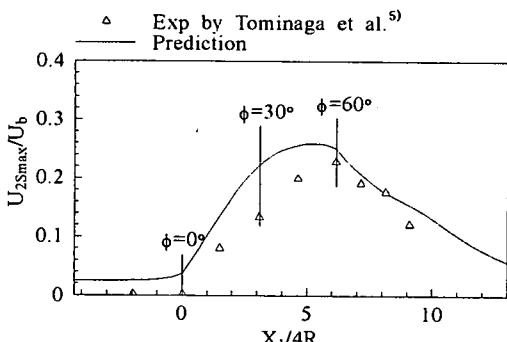


Fig.8 Comparison of velocity difference U_{2s} along stream wise direction

び半径方向速度を用い、かつ摩擦損失係数を全領域で一定と仮定して算出している。この値を、曲がり開水路流入断面から上流90cmに位置する流路断面における河床せん断応力の平均値 τ_0 にて無次元化している。計算では壁関数を用いているため、対数速度分布を仮定することになり、この対数速度分布から摩擦速度を求め、実験と同様の手法にて無次元化し、両結果を比較した。

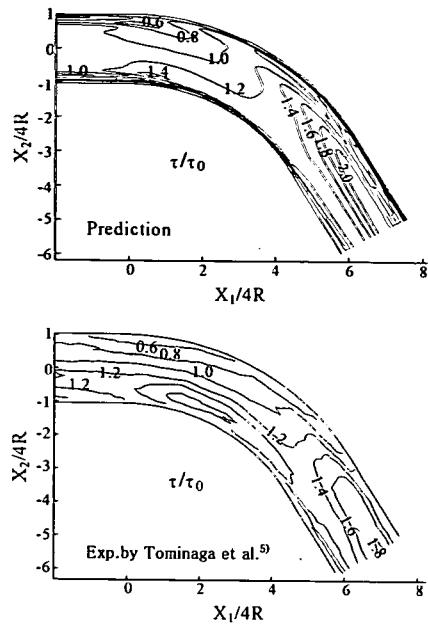


Fig.9 Comparison of wall shear stress distribution

実験結果に特徴的な点として、比較的高い値が曲がり開水路内壁側に、また曲がり開水路下流の直線開水路の外壁側に最大値が生成されることを指摘できる。前者に関して、計算もその領域は小さいが曲がり開水路内壁に高い値を予測している。後者に関しては、計算は高い値を予測しているが定性的には、前者より比較的実験値を再現している。こうした結果は、河床の洗掘現象が曲がり開水路流れの場合、曲がり開水路部ではなく、下流に位置する直線開水路にて発生することを示している。また、その発生要因は曲がり開水路内で形成される二次流れに起因している。すなわち、曲がり開水路内の自由水面近傍で形成される方向を異なる二次流れは、互いに衝突し水面から河床に向かう下降流を形成する。この下降流は、自由水面近傍の流れが速い流体を河床近傍に移流するため速度勾配が大きくなり、せん断応力も増大する。従って、曲がり開水路で生成される二次流れを柔らかの方法で制御することにより、その下流に生成される規模の大きな洗掘を制御することが可能となることを示唆している。

(3) 粗面壁の流れ場への影響

次に、粗面河床を設けた場合の開水路内の流れ変化について検討した。本解析手法は、河床変動を考慮してはいないが、粗面壁を有する流れの特徴的な傾向を示すことはできるものと思われる。Fig.10は、側壁(Bank)，河床壁(Riverbed)，およびその両壁

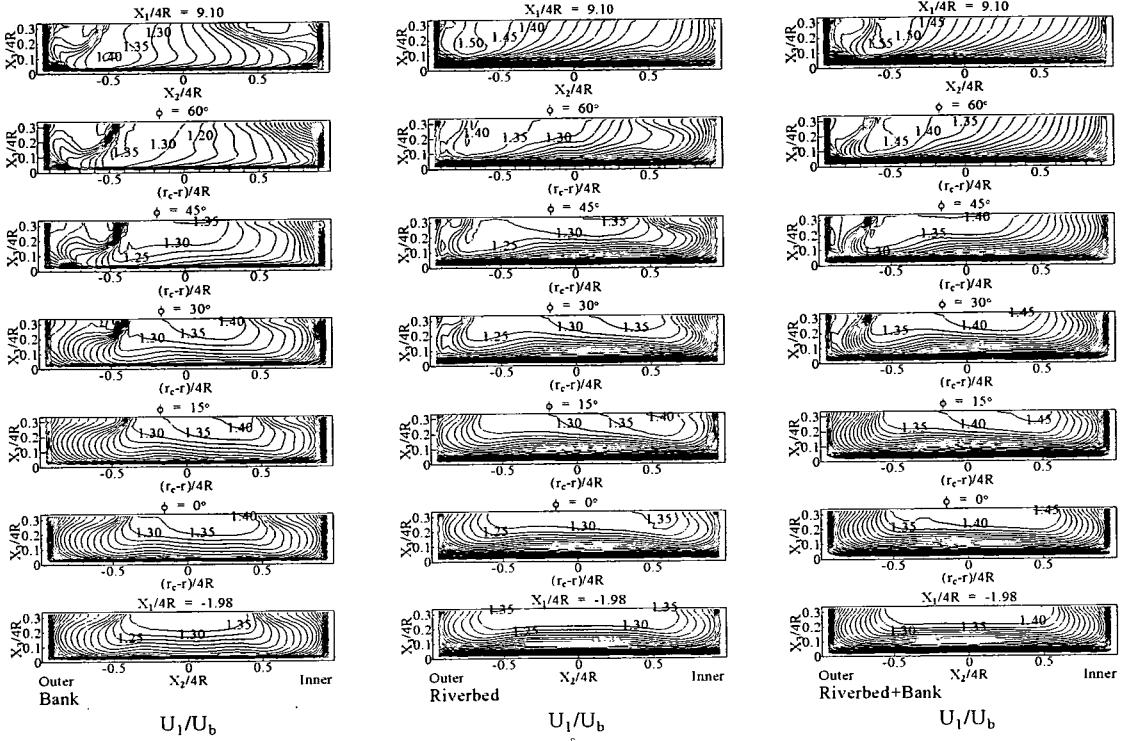


Fig.10 Calculated results of mean velocity distributions

(Bank+Riverbed)を粗面とした場合の主流方向速度分布の計算結果を示している。各場合とも等値線は最大と最小値を0.05間隔で描いてある。曲がり開水路流入断面で、最大主流方向速度が内壁側に移行する点、その後曲がり角が進むにつれ、その最大値は外壁に移動する点などは滑面開水路も含め共通的な現象である。三種類のケースにて、その最大速度に着目すると、全壁面を粗面とした場合が最も高い値を示すが、これは境界層排除厚さに起因するものであり、換言すれば流体は粗面壁以外のより抵抗の少ない領域を流れることに起因している。

また、側壁を粗面とした場合の $\phi=60^\circ$ の外壁側等値線分布を他の結果と比較すると、その等値線分布が大きく湾曲していることが分かる。これは、先の滑面曲がり開水路流れにて言及したように、二次流れに形成される下降流に起因するものである。側壁を粗面とした場合、その粗面壁とした領域は全壁面領域から比べると少ないが、流れ場に大きく影響を及ぼすことを示唆している。

次に、この二次流れの計算結果をFig.11に示す。直線開水路に相当する $X_1/4R=-1.98$ 断面に着目すると、いずれの場合にも自由水面に特徴的な第2種二次流れが生成されている。曲がり開水路流れに生成される圧力勾配型の第1種二次流れとは、その生成

機構は異なり、乱れの非等方性により生成される二次流れであり、その強度も曲がり開水路流れにおける二次流と強度とは10倍程度異なり微弱である。この断面にて、最も強度の大きな二次流れを示すのは側壁を粗面とした場合である。全壁面、あるいは河床壁を粗面とした場合には、それほど大きな値の二次流れを形成しないことを考え合わせると、この種の二次流れに寄与するのは粗面壁の面積ではなく、乱れの非等方性の程度が重要であることを計算結果は示している。

曲がり開水路に流入すると二次流れは、各場合で異なることが分かる。例えば $\phi=15^\circ$ 断面を比較すると、全面粗面壁とした場合が、比較的大きな二次流れ強度を示しているが、 $\phi=60^\circ$ 断面では、側壁粗面とした場合でも比較的大きな二次流れが生成されている。そこで、二次流れの発達を定量的に把握するため、以下に示される断面内平均二次流れ強度を定義した。

$$I_s = \frac{1}{U_b} \iint \frac{\sqrt{U_2^2 + U_3^2}}{(4R)^2} dX_2 dX_3 \quad (6)$$

上式より算出した値を比較した結果をFig.12に示す。参考のため滑面曲がり開水路流れの結果(Smooth)も示す。解析結果から滑面(Smooth)と側壁粗面(Bank)

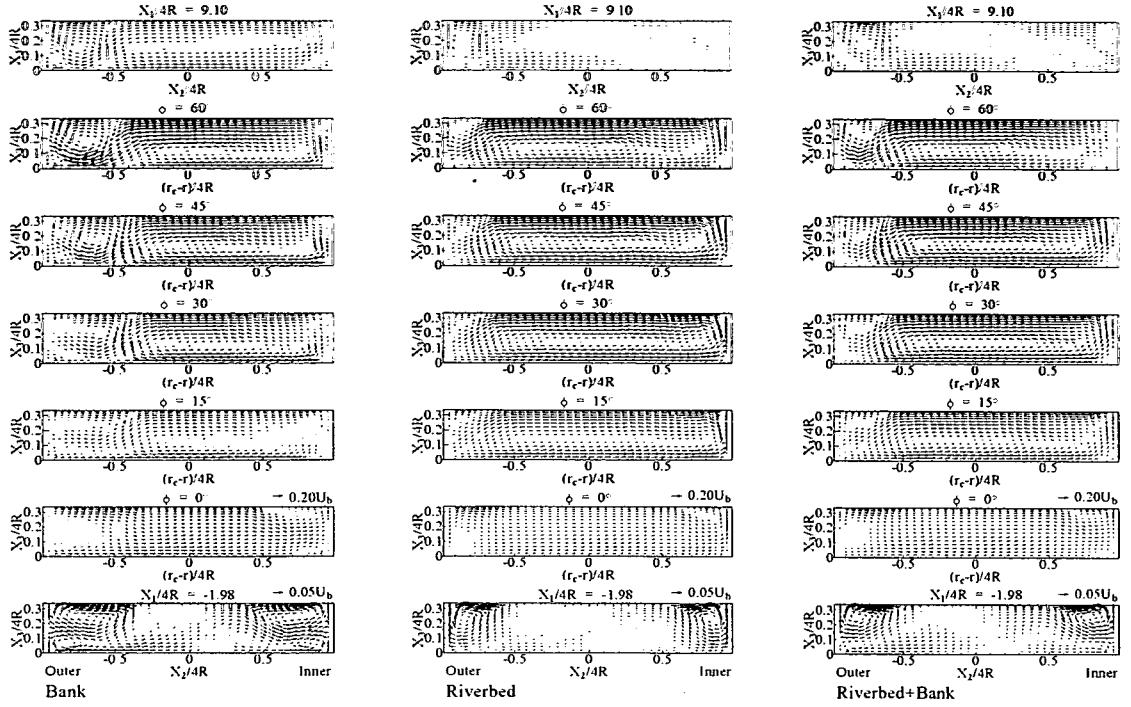


Fig.11 Calculated results of secondary flow development

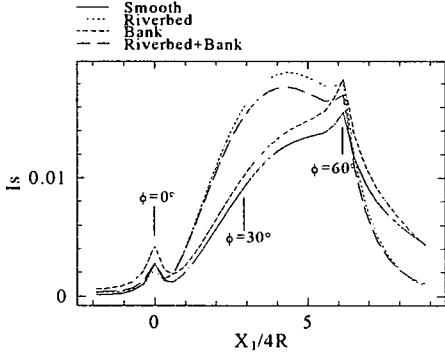


Fig.12 Development of averaged intensity for secondary flow along stream-wise direction

との二次流れ発達と、河床粗面(Riverbed)と全面壁粗面(Bank+ Riverbed)との二次流れ発達はほぼ相似であることが分かる。前者の場合、平均二次流れ強度の最大は $\phi = 60^\circ$ 断面で、後者の場合には $\phi = 45^\circ$ 近傍で生成される。特に、側壁粗面の場合 $\phi = 60^\circ$ 断面で比較的大きな値を示し、全壁粗面とした場合の最大値に近い値を示している。

以上のように、粗面壁は断面平均二次流れ発達分布を変えるほどの影響を及ぼすと共に、側壁粗面の場合のように、粗面壁の占める面積割合は小さいにもかかわらず、比較的大きな値を有する二次流れを生成する。同時に側壁粗面の場合、直線開水路流れ

でも値の大きな二次流れを生成している。こうした解析結果は、粗面壁を設けたことによる非等方性が重要であることを示唆している。さらに、こうした結果は、護岸工事の仕上げ面の凹凸程度も重要な要素であり、適切な粗面を設け、二次流れを変化させることにより河川流動を制御できる可能性を暗示している。例えば、護岸工事の際、河床と同程度な粗面状態に護岸することにより、非等方性乱流による二次流れ強度を抑制し、侵食作用をいくらかでも抑えることが可能となることを推察できる。

一般に非等方性乱流により生成される第2種二次流れは、直線開水路の場合、水平方向と鉛直方向の垂直応力差の二次微分項、ならびにせん断応力 $\bar{u}_z u_z$ の二次微分項により生成される。曲がり開水路流れの場合、垂直応力差、せん断応力 $\bar{u}_z u_z$ の第2種二次流れ生成への寄与は、渦度輸送方程式の生成項の定量評価が必要と思われ興味ある問題であるが、せん断応力分布は実験での測定が困難であり、計測報告例が少ないのも事実である。そこで、本解析ではせん断応力 $\bar{u}_z u_z$ の発達についての計算結果を示す。三種類の粗面壁に対する計算結果をFig.13に示す。等值線は、正值を実線で負値を鎖線にて示している。

共通的な点として粗面壁を設けることにより境界条件としての乱流エネルギー値が増加するため、せ

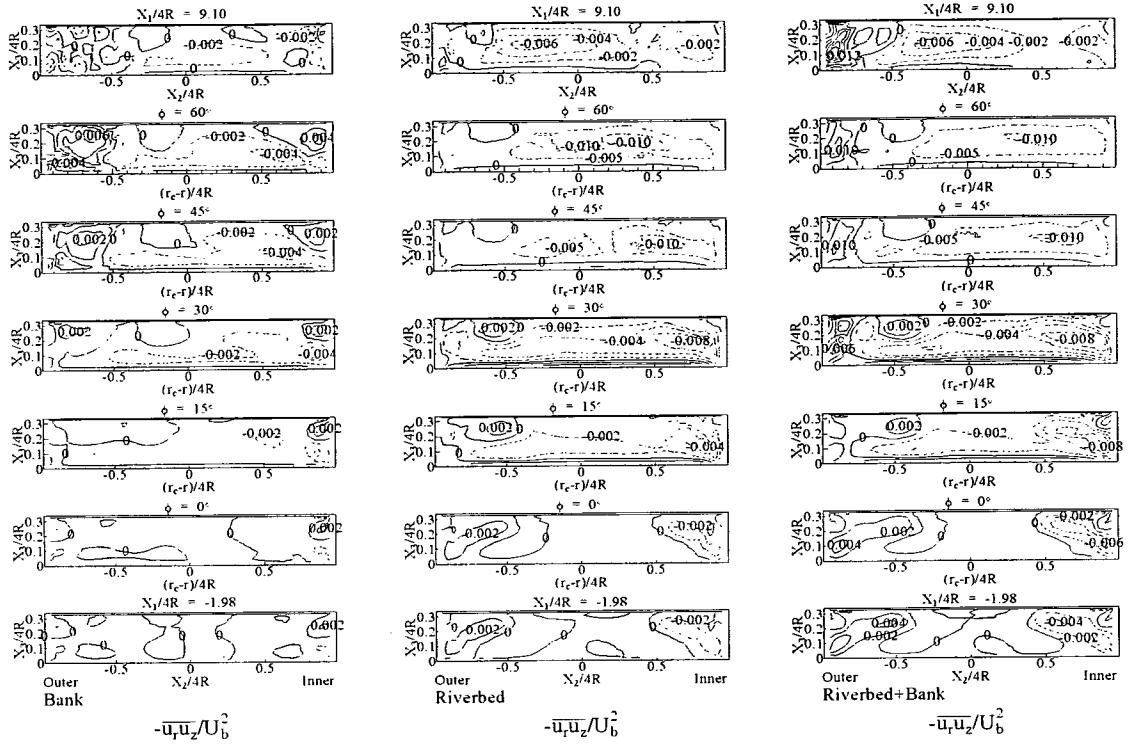


Fig.13 Calculated results of shear stress between radial and vertical directions

ん断応力の絶対値は滑面壁の場合と比較して、いずれの場合も大きな値を有する。側壁粗面の場合、せん断応力 $\bar{u}_r \bar{u}_z$ は曲がり開水路内壁側から発達し始め、その後、曲がりが進むにつれて、内壁側より外壁側で比較的大きな値を有することが分かる。前述のように、曲がり開水路流入断面では外壁の高い圧力により最大主流方向速度は、内壁側に、その後曲がりが進むにつれ遠心力により外壁側に移動するが、側壁粗面のせん断応力分布発達は、こうした現象と呼応した発達形態を取る。 $\phi = 0^\circ$ の曲がり流入断面で等值線分布に非対称性が認められるのは、曲がり外壁に生成される高い圧力により主流方向速度分布が内壁側に移行し非対称となることに起因している。また、 $\phi = 60^\circ$ 断面では下降流の生成する位置で比較的高い値のせん断応力が存在することが分かる。

河床粗面の場合には、負のせん断応力が大きな領域を占め、絶対値の最大が河床近傍の外壁コーナ部にて生成され、曲がりが進むにつれてコーナ部から開水路中央部に移行していく。こうした発達形態も先に説明した最大主流方向速度の発達形態と共に通する現象と解釈される。全面壁粗面とすると、外側の側壁で、正のせん断応力分布が、それ以外の領域では負のせん断応力が大きな領域を示し、側壁粗面と河床粗面のせん断応力分布とが加算された様な分布

を示している。しかし、曲がり開水路外壁側の正のせん断応力の占める領域は、側壁粗面の場合と比較すると小さく、負のせん断応力分布に抑制された分布となっている。これと呼応するように、下降流の値も小さな値となっている。

自然河川では、常に河道の侵食、移流、堆積作用が発生し河道を管理する意味から、河道の三次元流動挙動を事前に把握することが不可欠である。河川氾濫を想定した複断面開水路流れにおいても同様であり、また自然災害を極力防止する意味からも重要である。ここでは、粗面壁の河道侵食の影響を知る上から計算結果を用いて摩擦速度分布を算出した。摩擦速度は壁面上のせん断応力を代表する物理量であり、この分布から侵食作用の程度を知ることができます。

Fig.14にそれぞれの場合の局所摩擦速度分布を示す。この時、局所摩擦速度は対数速度分布から求め、断面内平均速度にて無次元化した。対数速度分布には式(5)を用いているが、カルマン定数、普遍定数は曲がり開水路流れに対して実験的に計測された値ではない。また、横軸の座標軸は、流入入口からの直線距離を表し径深の4倍で無次元化している。低水路の右側壁(Right wall)、左側壁(Left wall)はそれぞれ図の下部と上部に示し、側面から壁を透視

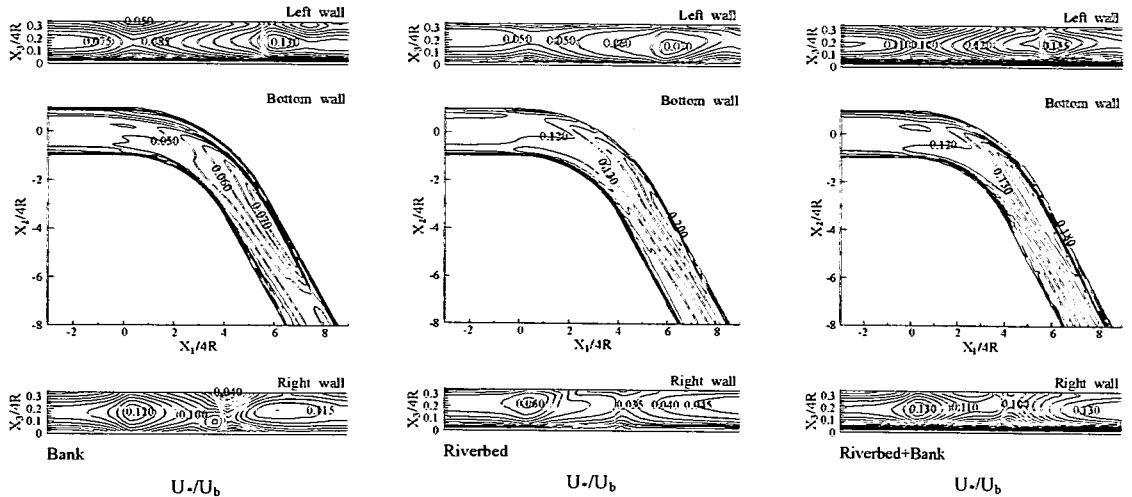


Fig.14 Calculated results of wall shear stress distribution

した投影図として示してある。この時、上流側に視点を置いて右、左を定義している。

側壁粗面の場合に、その最大値に着目すると、最大値は下流直線開水路の外側側壁の中央部近傍に生成される。河床壁は滑面であるため、側壁の場合と比較すると大きな値は示さない。しかし、河床壁に限った最大値の生成位置と側壁粗面の最大位置は隣接している。一方、河床粗面壁の場合には、その最大値は、曲がり開水路下流の外側河床上に生成される。また、側壁の摩擦速度分布から、側壁においても河床にて生成される最大値の生成位置近傍に大きな値が存在することが分かる。こうした傾向は、すべての壁面を粗面とした場合においても認められ、いずれの場合にも共通した現象として指摘できる。さらに、内側側壁に着目すると、いずれの場合にもその等值線分布が相似分布となっていることが分かる。すなわち、比較的高い値が2箇所にわたり島状等值線分布として認められる。こうした分布から、内側側壁では曲がり開水路流入断面位置近傍と曲がり開水路出口断面に接続された直線管路の側壁にて侵食が促進されることが分かる。

摩擦速度分布の場合、二次流れ分布と異なり、粗面壁の設定位置により、値に相違はあるものの、その分布形状に関しては相似な分布を形成する。こうした結果は、河川護岸の際に、比較的侵食作用が活発な曲がり開水路流出断面近傍の外壁側を、特に強固に保護することが必要なことを示唆している。ただし、本解析手法には河床変動現象が加味されていないことも事実であり、この意味から基礎的な知見とも考えられる。

5. 結 論

曲がり開水路流れを対象に、滑面壁で構成された曲がり開水路内の流れ解析、ならびに粗面壁による構成された曲がり開水路流れを解析し以下の結論を得た。

- (1) 最大主流方向速度分布は、曲がり開水路流入断面で内壁側に生成後、曲がり進むにつれ外壁側に移行する。本解析手法は、こうした主流方向速度分布の特徴的な分布を比較的良好に再現した。
- (2) 二次流れは、曲がりが進むにつれ自由水面に沿い外壁から開水路中央に向かう二次流れと、内壁から中央に向かう二次流れが生成する。その後、外壁近傍にて衝突し下降流を形成するが、計算はこうした現象を定性的、定量的に再現した。
- (3) 河床壁の壁面せん断応力分布は、曲がり開水路流入近傍の内壁、下流直線開水路の外壁近傍にて高い値を示すが、計算もこうした特徴的分布を再現した。
- (4) 粗面壁の配置により断面内平均二次流れ強度、断面内での二次流れ発達パターンは異なる。
- (5) 側壁粗面とした場合には、曲がり開水路流出断面で平均二次流れ強度は、全壁粗面とした場合の二次流れ強度と同等の値を示す。これは、粗面壁の占める領域と共に乱れの非等方性が重要であることを示唆している。
- (6) 本解析手法は、曲がり開水路内の複雑乱流構造を解析することが可能であることを示した。

参考文献

- 1) Thomson, J.: On the original of winding of rivers in alluvial plains with remarks on the flow of water in bends in pipes, *Proc. Royal Soc.*, A25, 1876.
- 2) Ippen, A.T. and Drinker, P.A.: Boundary shear stresses in curved trapezoidal channels, *J. Hydraulic Div.*, ASCE, Vol.88, No.HY5, pp.143-179, 1962.
- 3) 村本嘉雄,遠藤幸一:弯曲水路における乱れの特性について, 京都大学防災研究所年報, 第13号B, pp.311-321, 1970.
- 4) 今本博健,石垣泰輔,藤沢寛:複断面弯曲開水路流れの水理特性について(1), 京都大学防災研究所年報, 第25号B-2, pp.529-543, 1982.
- 5) 富永晃宏,長尾正志,千葉茂樹:幅水深比の小さな長方形断面開水路の弯曲部流れ構造に関する実験的研究, 土木学会論文集, No.607/II-45, pp.19-28, 1998.
- 6) 富永晃宏,長尾正志,大沼保仁:台形断面開水路弯曲部の2次流構造, 水工学論文集, 第42巻, pp.895-630, 1998.
- 7) Shiono, K. and Muto, Y.: Complex flow mechanisms in compound meandering channels with overbank flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.376, pp.221-261, 1998.
- 8) 武藤裕則,塩野耕二,今本博健,石垣泰輔:複断面蛇行開水路流れの水理特性について(1), 京都大学防災研究所年報, 第38号B-2, pp.561-580, 1995.
- 9) Müller, A.: Secondary flow in an open channel, *Proc. of 18th Conference of IAHR*, No.B.A.3, pp.19-24, 1979.
- 10) 中川博次,鈴木久家,富永晃宏:各種河床条件における縦渦を伴う流れの乱流構造解析, 京都大学防災研究所年報, 第24号, pp.315-338, 1981.
- 11) 楊永萩,大同淳之:粗滑遷移領域における棧粗度の抵抗特性について, 土木学会論文集, No.479/II-25, pp.41-49, 1993.
- 12) 斎藤 隆,前田邦男,赤司信義,大成博文:V字型リプレット粗面開水路の抵抗則, 土木学会論文集, No.579/II-41, pp.47-56, 1997.
- 13) Leschziner, M. and Rodi, W.: Calculation of strongly curved open channel flow, *J. Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.105, No.HY10, pp.1297-1314, 1979.
- 14) Shimizu, Y., Yamaguchi, H. and Itakura T.: Three dimensional computation of flow and bed deformation, *J. Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.116, No.9, pp.1090-1108, 1990.
- 15) 杉山均,秋山光庸,亀澤正之:曲がり開水路乱流の構造解析と二次流れ遷移に関する研究, 土木学会論文集, No.572/II-40, pp.11-21, 1997.
- 16) Naot, D.: Response of channel flow to roughness heterogeneity, *J. Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.110, No.11, pp.1568-1587, 1984.
- 17) 杉山 均,秋山光庸,松本将師,平田 賢:底壁面に粗面を有する正方形断面管路内乱流の数値解析, 日本機械学会論文集(B編), Vol.59, No.561, pp.1510-1517, 1993.
- 18) Rodi, W. : A new algebraic relation for calculating the Reynolds stresses, *Z. Angew. Math. Mech.*, Vol.56, pp. T219-T221, 1976.
- 19) 杉山均,秋山光庸,山中和典,平田賢:縦筋を伴う三次元河川流路の乱流構造解析, 土木学会論文集, No.479/II-25, pp.81-90, 1993.
- 20) Nakagawa, H., Nezu, I. and Ueda, H.: Turbulence of open channel flow over smooth and rough beds, *Proc. of Japan Soci. Civil Engrs.*, Vol.241, pp.155-168, 1975.
- 21) 杉山均,秋山光庸,松原珠:複断面開水路内の乱流構造解析と縦渦生成に関する研究, 土木学会論文集, No.515/II-31, pp.55-65, 1995.
- 22) 杉山 均,齊藤卓也:複断面蛇行開水路流れの三次元乱流構造解析に関する研究, 土木学会論文集, No.712/II-60, pp.25-43, 2002.
- 23) Naimi, M. and Gessner, F.B. :Calculation of free-developed turbulent flow in rectangular ducts with nonuniform wall roughness, *Journal of Fluids Engineering, Transaction of ASME*, Vol.119, pp. 550-558, 1997.
- 24) 杉山 均,秋山光庸,松本将師,古沢新平:河川流路内の縦渦, 縦筋生成に関する研究, 土木学会論文集, No.485/II-26, pp.45-54, 1994.

(2002.11.28 受付)

NUMERICAL STUDY ON TURBULENT STRUCTURE IN CURVED OPEN-CHANNEL WITH ROUGHENED WALL

Hitoshi SUGIYAMA and Shingo SUGIYAMA

Numerical analysis has been performed for the developing turbulent flow in curved open-channel flow with roughened wall by using algebraic Reynolds stress model. It is important to clarify the relationship between flow structure and roughened wall, because riverbed and bank of almost all rivers have been roughened by means of transporting sand. In order to examine the validity of the present method, preliminary calculation has been done for turbulent flow in curved open-channel with smooth wall comparing with the experimental data. As a result of this research, it is found that the calculated results are in good agreement with the experiment and downward secondary flow is generated near outer bank, which is not only distinctive feature in curved open-channel but also recognized in both results. As for calculated results of roughened wall, it is summarized that the secondary flow is greatly changed by the location and area of roughened walls and remarkable changing is especially shown for the case of roughened bank, which phenomenon must be caused by anisotropic turbulence.